



**HAL**  
open science

# Topological imaging of bounded elastic domains. Application to non-destructive testing of welds

Emma Lubeigt

► **To cite this version:**

Emma Lubeigt. Topological imaging of bounded elastic domains. Application to non-destructive testing of welds. Acoustics [physics.class-ph]. Aix-Marseille Université, 2017. English. NNT: . tel-03337836

**HAL Id: tel-03337836**

**<https://theses.hal.science/tel-03337836>**

Submitted on 8 Sep 2021

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

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

# Aix-Marseille Université

Ecole doctorale : Sciences pour l'Ingénieur – Mécanique, Physique, Micro  
et Nanoélectronique

## THÈSE

Présentée pour obtenir le grade universitaire de docteur  
*Spécialité : Acoustique*

par

Emma LUBEIGT

Titre de la thèse :

## Imagerie topologique de domaines élastiques bornés Application au contrôle non destructif des soudures

Soutenue le 7 février 2017 devant le jury composé de :

M. Deschamps	Directeur de recherche CNRS, I2M, Bordeaux	<i>Rapporteur</i>
V. Gibiat	Professeur, PHASE, Toulouse	<i>Rapporteur</i>
S. Mensah	Enseignant chercheur HDR, LMA, Marseille	<i>Directeur de thèse</i>
J.-F. Chaix	Enseignant chercheur, LMA, Marseille	<i>Co-directeur de thèse</i>
G. Corneloup	Professeur, LMA, Marseille	<i>Examineur</i>
M. Darmon	Ingénieur de recherche HDR, CEA, Saclay	<i>Examineur</i>
I. Magnin	Directeur de recherche INSERM, CREATIS, Lyon	<i>Examineur</i>
S. Rakotonarivo	Enseignant chercheur, LMA, Marseille	<i>Examineur</i>
F. Baqué	Ingénieur de recherche, CEA, Cadarache	<i>Invité</i>
B. Chassignole	Ingénieur de recherche, EDF R&D, Les Renardières	<i>Invité</i>
G. Gobillot	Ingénieur de recherche, CEA, Cadarache	<i>Invité</i>



# Remerciements

Je tiens à sincèrement remercier ici toutes les personnes qui, de près ou d'un peu plus loin, ont contribué à l'aboutissement de ces travaux de thèse. Je vous remercie de m'avoir aidée, soutenue et permis de vivre pleinement ces trois années.

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont été conduits au LIET, laboratoire du CEA Cadarache et en collaboration avec le LMA au sein d'Aix-Marseille Université. Je tiens à remercier ces différents organismes, le personnel et notamment les chefs de laboratoire, Jean-Philippe Jeannot et Joseph Moysan, pour m'avoir accueillie dans leur locaux et mis à disposition le matériel nécessaire. Je remercie également la région PACA pour avoir en partie financé cette thèse.

Un grand merci à vous, Serge Mensah, Sandrine Rakotonarivo et Jean-François Chaix pour avoir suivi ces travaux, pour vos nombreux enseignements ainsi que pour la disponibilité et la confiance que vous m'avez témoignées pendant ces trois années.

Serge, merci pour ton implication sans faille dans ce travail, pour ton enthousiasme et pour tes 50 000 idées.

Merci Sandrine pour ton accompagnement et pour l'intérêt que tu as manifesté dès ton arrivée dans le laboratoire, j'ai particulièrement apprécié tes conseils avisés et constructifs qui m'ont permis d'aller de l'avant. Ta gentillesse et ta bonne humeur associées à tes connaissances m'ont beaucoup aidé. Je te dois énormément.

Jean-François, merci pour ton aide précieuse et minutieuse notamment sur l'aspect expérimental et pour tes encouragements réguliers.

J'ai beaucoup appris à vos côtés et réellement apprécié de travailler avec vous.

Je vous adresse également mes remerciements, Gilles Gobillot et François Baqué, pour avoir suivi cette thèse au CEA et pour la liberté que vous m'avez accordée. Ce travail s'inscrit dans le cadre du projet TECNA, je remercie donc les personnes impliquées dans ce projet, et notamment Olivier Gastaldi.

Lorsque le sujet de thèse s'est orienté vers le contrôle des soudures par méthode ultrasonore, j'ai pu bénéficier de l'expérience de Gilles Corneloup et de Marie-Aude Ploix. Merci à tous les deux pour avoir partagé vos connaissances et vos points de vue, plus pratiques, sur mes travaux de recherche et sur la problématique du contrôle des soudures.

Je vous remercie également Bertrand Chassignole (EDF) pour m'avoir prêté les maquettes de soudures ainsi que pour les données que vous avez mises à ma disposition ; j'ai ainsi pu confronter résultats numériques et expérimentaux.

Au cours de la troisième année un nouveau souffle a été donné à cette thèse par la collaboration avec le MPL de San Diego et la venue de Jeffery Tippmann. Thank you Jeffery, you gave me the right tool to obtain, in a short period, new results in the comparison between MFP and ET methods. Un immense merci à William Kuperman et à Sandrine qui ont permis cet échange.

Je tiens à exprimer ma gratitude à tous ceux que j'ai pu solliciter pendant ces trois années et qui ont pris le temps de répondre à mes questions. Je pense notamment à Kevin Paumel, Christian Lhuillier et Matthieu Cavaro. Un grand merci pour vos avis et vos conseils scientifiquement rigoureux.

Un très grand merci à l'ensemble de mes collègues du LMA et du LIET avec qui j'ai pu échanger au quotidien. Merci pour toutes ces discussions, pour votre bonne humeur et pour votre humour, vous avez rendu ces trois années très agréables. Je pense tout particulièrement à Denis, Marianne, Manu, Jessie, Frédéric M., Mickaël, Gabriel et Olivier L. ; aux ex-doctorants Nicolas, Alice et Quang puis aux futurs docteurs Lilian, Manda, Martin et Pierre.

Merci à l'ensemble des membres du jury pour avoir accepté d'examiner ce travail et pour l'intérêt que vous avez porté sur ce sujet de thèse. En particulier, je vous suis très reconnaissante, Vincent Gibiat et Marc Deschamps, d'avoir rapporté ce manuscrit. Merci pour vos lectures, vos remarques et vos questions très constructives.

Pour finir, merci à mes parents, à Ludovic et à Corentin pour avoir été présents, pour m'avoir supportée et encouragée sans relâche. Merci d'avoir toujours cru que je pouvais y arriver.

Merci à tous.

# Titre de la thèse et résumé

## Imagerie topologique de domaines élastiques bornés Application au contrôle non destructif des soudures

**Résumé** – Cette étude s’inscrit dans le cadre de l’inspection en service des soudures des réacteurs nucléaires de IV<sup>ème</sup> génération, en vue de contribuer à la démonstration de sûreté. La structure anisotrope et hétérogène des soudures multipasses en acier inoxydable austénitique rend leur contrôle par ultrasons difficile. Ainsi, afin d’interpréter correctement les signaux mesurés et, à terme, de caractériser les défauts potentiels, une description de la soudure est utilisée. L’orientation des grains et les constantes d’élasticité constituent la connaissance *a priori* introduite dans la méthode de l’Energie Topologique pour la résolution du problème inverse d’imagerie. L’étude réalisée se décline en deux temps : i) le développement de la méthode en milieu borné et sa comparaison avec le Matched Field Processing, qui est une méthode proche établie dans le domaine fréquentiel, puis ii) son application au cas de soudures réelles.

L’extension de la méthode de l’Energie Topologique aux milieux bornés isotropes et homogènes vise à tirer parti des réflexions multiples entre le défaut et les parois. Pour cela, plusieurs solutions du problème numérique de propagation, obtenues pour différentes conditions aux frontières (Neumann ou Dirichlet), sont judicieusement associées afin de sélectionner les échos de diffraction porteurs d’information. Ainsi, selon le type de défaut à imager (trou ou entaille) des énergies topologiques spécifiques sont définies. Elles permettent d’accroître la qualité de l’image et de réduire l’importance des artéfacts résultants des réflexions multiples. Le principe de la technique est introduit analytiquement avant d’être validé, d’abord par des simulations numériques puis à partir de données expérimentales.

Dans un second temps, la méthode est appliquée au milieu complexe de la soudure. Les résultats numériques obtenus confirment la pertinence de l’approche pour la détection de défauts. La procédure est aussi testée expérimentalement sur des soudures modèles avec et sans entaille afin d’évaluer les performances en localisation. Cependant, en raison de la variabilité de la structure, la qualité de l’image peut se dégrader selon les cas d’étude. La possibilité de générer *in situ* des sources arbitraires permet de pallier en grande partie cette difficulté.

**Mots clés** – Contrôle Non Destructif - Soudure - Energie Topologique - Méthode Adjointe - Imagerie Ultrasonore.

## Topological imaging in bounded elastic media Application to non destructive evaluation in weld structure

**Abstract** – The present study has been done as part of the in-service inspection of weld structure belonging to generation IV nuclear reactors. It aims at checking both the safety and integrity of these components. The anisotropic and heterogeneous structure of austenitic stainless steel welds disturbs the ultrasonic non destructive testing. Thus, a weld description model is necessary to properly analyze the ultrasonic measured signals and to characterize potential flaws. The weld model, including grains orientations and elasticity constants, makes *a priori* knowledge up. The Topological Energy is an ultrasonic imaging method for inverse problem which relies on this *a priori* knowledge of the inspected medium. The study is divided into two parts : i) development of the method in a bounded medium and comparison with the Matched Field Processing method, which is a closely approach in frequency domain, and then ii) its application to real weld structures.

The work firstly focuses on expanding the Topological Energy method to isotropic and homogeneous bounded medium to take advantage of multiple reflections between the flaw and edges. For that, different conditions (Neumann or Dirichlet) are numerically applied to boundaries. By adding up these conditions it becomes possible to select the appropriate scattering signal. Thus, modified topological energies are defined according to the type of analyzed flaws (inclusion or slit). Artifacts are removed and the image quality is increased. The approach is analytically demonstrated before being validated firstly from synthetical data and then from experimental data.

The second part deals with the application of the method to the complex weld structure. Numerical results confirm the relevance of the approach to detect flaws. The process is experimentally tested on welds with and without slit in order to evaluate efficiency of flaws localization. However, the image's quality can be deteriorated because of variability of the structure. By generating arbitrary ultrasonic source *in situ* this difficulty is mostly overcome.

**Keywords** – Non Destructive Evaluation - Weld - Topological Energy - Adjoint Method - Ultrasound Imaging.

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>3</b>
<b>Titre de la thèse et résumé</b>	<b>5</b>
<b>Liste des symboles</b>	<b>11</b>
<b>Liste des abréviations</b>	<b>17</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>24</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>25</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>27</b>
<b>1 Imagerie ultrasonore pour le contrôle des soudures</b>	<b>33</b>
1.1 Généralités sur les soudures . . . . .	34
1.1.1 Procédés de soudage . . . . .	34
1.1.2 Solidification dans les soudures . . . . .	36
1.1.3 Défauts de soudage . . . . .	38
1.2 Propagation des ondes ultrasonores dans les soudures . . . . .	39
1.2.1 Théorie de la propagation ultrasonore dans un milieu homogène anisotrope	39
1.2.2 Atténuation dans les soudures . . . . .	45
1.3 Modèle de description des soudures multipasses en acier inoxydable austénitique	47
1.3.1 Orientations des grains . . . . .	47
1.3.2 Constantes d'élasticité . . . . .	50
1.3.3 Sensibilité du modèle . . . . .	50
1.4 Méthodes usuelles de contrôle ultrasonore des soudures . . . . .	52
1.4.1 Mesure d'écho en émission/réception (mesure d'amplitude) . . . . .	52
1.4.2 La méthode TOFD : Time Of Flight Diffraction . . . . .	53
1.5 Méthodes d'imagerie ultrasonore multiélément . . . . .	54
1.5.1 Représentation des données . . . . .	55
1.5.2 Méthodes d'imagerie exploitant les temps de vol . . . . .	57
1.5.3 Méthodes d'imagerie exploitant le retournement temporel . . . . .	60
1.5.4 Application des méthodes d'imagerie au contrôle des soudures . . . . .	66
1.6 Conclusion sur l'imagerie ultrasonore pour le contrôle des soudures . . . . .	67



<b>2</b>	<b>La méthode adjointe adaptée au contrôle de milieux bornés</b>	<b>71</b>
2.1	La méthode adjointe : de l'optimisation au CND . . . . .	72
2.1.1	La méthode adjointe : formalisme général . . . . .	73
2.1.2	Interprétation physique : lien avec le retournement temporel . . . . .	83
2.1.3	L'Energie Topologique . . . . .	84
2.1.4	Conclusion . . . . .	87
2.2	L'Energie Topologique en milieu borné . . . . .	87
2.2.1	Hypothèse de travail . . . . .	87
2.2.2	Formulation théorique de l'Energie Topologique en milieu borné . . . . .	89
2.2.3	Réduction des artéfacts : modifications des conditions aux frontières . . . . .	96
2.2.4	Conclusion . . . . .	102
2.3	Relation entre Energie Topologique et Matched Field Processing . . . . .	103
2.3.1	Relation entre le champ adjoint et le processeur de Bartlett . . . . .	103
2.3.2	Les différences principales entre ET et MFP . . . . .	106
2.4	Conclusion sur l'ET et le MFP en milieux bornés . . . . .	107
<b>3</b>	<b>Evaluation numérique et expérimentale de la méthode adjointe</b>	<b>109</b>
3.1	Paramètres, protocoles, et configurations testées . . . . .	110
3.1.1	Pièces inspectées . . . . .	111
3.1.2	Protocoles expérimentaux et numériques . . . . .	113
3.1.3	Représentation des résultats . . . . .	118
3.2	Comparaison des méthodes de l'ET et du MFP . . . . .	119
3.2.1	Comparaison des approches en milieu borné isotrope et homogène . . . . .	120
3.2.2	Comparaison des approches en milieu anisotrope et hétérogène . . . . .	123
3.2.3	Conclusion . . . . .	124
3.3	Inspection d'un milieu borné isotrope et homogène . . . . .	124
3.3.1	Détection et localisation d'un trou . . . . .	125
3.3.2	Détection, localisation et dimensionnement d'une entaille . . . . .	127
3.4	Inspection du milieu anisotrope et hétérogène de la soudure . . . . .	132
3.4.1	Le besoin d'un modèle pour la localisation . . . . .	133
3.4.2	Détection et localisation d'un trou . . . . .	135
3.4.3	Détection, localisation et dimensionnement d'une entaille . . . . .	138
3.5	Conclusion sur l'évaluation numérique et expérimentale . . . . .	143
<b>4</b>	<b>Sensibilité, mise en œuvre et améliorations de la méthode de l'Energie Topologique</b>	<b>147</b>
4.1	Evaluation des performances . . . . .	148
4.1.1	Sensibilité vis-à-vis d'un défaut de positionnement du capteur . . . . .	148
4.1.2	Sensibilité à la variabilité de structure lors du contrôle des soudures . . . . .	156
4.2	Amélioration des résultats d'ET sur la soudure . . . . .	163

---

4.2.1	Compensation de l'influence de la position du défaut dans la soudure . . .	163
4.2.2	L'Energie Topologique à partir de sources focalisées . . . . .	168
4.3	Conclusion sur la sensibilité, la mise en œuvre et les améliorations de la méthode de l'Energie Topologique . . . . .	174
	<b>Conclusion générale</b>	<b>177</b>
	<b>A Détails de calculs</b>	<b>183</b>
A.1	Variation de la fonction de coût . . . . .	183
A.2	Expression du résidu . . . . .	183
	<b>B Paramètres de simulations</b>	<b>185</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>187</b>



# Liste des symboles

## Notations latines

$A_{FTP}(\mathbf{x})$	Valeur au point $\mathbf{x}$ après une reconstruction FTP.
$A_{FTP,bruit}(\mathbf{x})$	Valeur moyenne du bruit dans une zone donnée après une reconstruction FTP.
$A_{FTP,max}(\mathbf{x})$	Valeur maximale de $A_{FTP}(\mathbf{x})$ au niveau du défaut.
$\mathbf{B}(\mathbf{x}, \omega)$	Champ de déplacement du processeur de Bartlett au point $\mathbf{x}$ pour une fréquence.
$B_i(\mathbf{x}, \omega)$	Composantes du champ de déplacement du processeur de Bartlett au point $\mathbf{x}$ pour une fréquence.
$B(\mathbf{x}, \omega)$	Processeur de Bartlett au point $\mathbf{x}$ pour une fréquence en milieu supposé fluide.
$B_{avg}(\mathbf{x})$	Processeur de Bartlett au point $\mathbf{x}$ moyenné sur les fréquences.
$B_{avg,bruit}(\mathbf{x})$	Valeur moyenne du bruit dans une zone donnée après une reconstruction MFP.
$B_{avg,max}(\mathbf{x})$	Valeur maximale de $B_{avg}(\mathbf{x})$ au niveau du défaut après une reconstruction MFP.
$\bar{\mathbf{c}}$	Tenseur d'élasticité.
$c_{ijkl}$ ou $c_{ij}$	Constantes d'élasticité.
$c_p$	Célérité des ondes de compression.
$d_h$	Décalage de la position de la sonde.
$\mathbf{D}$	Vecteur de données de dimension $(1 \times N)$ (domaine fréquentiel).
$D_r(\omega)$	Composantes du vecteur de données $\mathbf{D}$ .
$\partial\mathcal{D}$	Surface du domaine $\mathcal{D}$ .
$\mathcal{D}$	Domaine simulé.
$\mathcal{D}_{obs}$	Domaine inspecté.
$\mathbf{e}_i$	Vecteur unitaire du repère $\mathfrak{R}$ dans la direction $i$ .
$\mathbf{E}_0$	Vecteur de dimension $(N \times 1)$ des signaux émis par les $N$ sources (domaine fréquentiel).
$E_{0s}(\omega)$	Composantes du vecteur $\mathbf{E}_0$ .
$ET(\mathbf{x})$	Energie topologique au point $\mathbf{x}$ .
$ET_{bruit}(\mathbf{x})$	Valeur moyenne du bruit dans une zone donnée après une reconstruction ET.
$ET_{hp}(\mathbf{x})$	Energie topologique au point $\mathbf{x}$ associée au $p^{\text{ième}}$ défaut et au décalage $h$ de la sonde.
$ET_{max}(\mathbf{x})$	Valeur maximale de $ET(\mathbf{x})$ au niveau du défaut après une reconstruction ET.
$ET_{\Sigma\Sigma}(\mathbf{x})$	Energie topologique de diffraction au point $\mathbf{x}$ .
$ET_{\Sigma}(\mathbf{x})$	Energie topologique de réflexion au point $\mathbf{x}$ .
$\mathbf{f}$	Vecteur source associé aux forces extérieures.
$\mathbf{f}^\dagger$	Vecteur source adjointe associé aux forces extérieures.

$f_j^\dagger$	Composantes de la source adjointe.
$f_c$	Fréquence centrale.
$f_{inso}(\mathbf{x})$	Fonction d'insonification ou distribution d'énergie.
$\mathcal{F}$	Transformée de Fourier.
$\mathbf{g}(\mathbf{x}, t \mid \mathbf{x}_s, t_s)$	Fonction de Green en déplacement d'un milieu borné.
$g_i(\mathbf{x}, t \mid \mathbf{x}_s, t_s)$	Composantes de la fonction de Green en déplacement d'un milieu borné.
$g_{ij}(\mathbf{x}, t \mid \mathbf{x}', t')$	Composantes de la fonction de Green en déplacement au point $\mathbf{x}$ suivant l'axe $i$ lorsque la source émet une impulsion au point $\mathbf{x}'$ suivant l'axe $j$ .
$g_{ij}^\dagger(\mathbf{x}, t \mid \mathbf{x}', t')$	Composantes de la fonction de Green adjointe en déplacement au point $\mathbf{x}$ suivant l'axe $i$ lorsque la source émet une impulsion au point $\mathbf{x}'$ suivant l'axe $j$ .
$g(\mathbf{x}, t \mid \mathbf{x}_s, t_s)$	Fonction de Green en déplacement d'un milieu borné supposé fluide (composante normale).
$g_0(\mathbf{x}, t \mid \mathbf{x}_s, t_s)$	Fonction de Green en déplacement d'un milieu infini supposé fluide (composante normale).
$g_D(\mathbf{x}, t \mid \mathbf{x}_s, t_s)$	Fonction de Green en déplacement d'un milieu borné supposé fluide soumis à des conditions de Dirichlet aux frontières.
$g_N(\mathbf{x}, t \mid \mathbf{x}_s, t_s)$	Fonction de Green en déplacement d'un milieu borné supposé fluide soumis à des conditions de Neumann aux frontières.
$g_{dj}$	Amplitude de la fonction de Green d'un milieu borné en $\mathbf{x}_d$ à l'instant $\Theta_j$ .
$\mathbf{G}(\mathbf{x}, \omega \mid \mathbf{x}_s)$	Fonction de Green en déplacement d'un milieu borné (domaine fréquentiel).
$G_i(\mathbf{x}, \omega \mid \mathbf{x}_s)$	Composantes de la fonction de Green en déplacement d'un milieu borné (domaine fréquentiel).
$G(\mathbf{x}, \omega \mid \mathbf{x}_s)$	Fonction de Green en déplacement d'un milieu borné supposé fluide (domaine fréquentiel $\mathcal{F}[g(\mathbf{x}, t \mid \mathbf{x}_s)] = G(\mathbf{x}, \omega \mid \mathbf{x}_s)$ ).
$G_0(\mathbf{x}, \omega \mid \mathbf{x}_s)$	Fonction de Green d'un milieu fluide infini (domaine fréquentiel).
$k$	Nombre d'onde.
$\bar{\mathbf{k}}$	Matrice de transfert du milieu de dimension $(N \times N)$ (domaine temporel).
$k_{sr}(t)$	Composantes de la matrice de transfert du milieu $\mathbf{k}$ .
$\bar{\mathbf{K}}$	Matrice de transfert du milieu de dimension $(N \times N)$ (domaine fréquentiel).
$K_{sr}(\omega)$	Composantes de la matrice de transfert du milieu $\mathbf{K}$ .
$\mathbf{L}$	Opérateur de propagation d'onde.
$\mathbf{L}^\dagger$	Opérateur adjoint de propagation d'onde.
$m(\mathbf{x})$	Distribution des paramètres.
$\mathbf{n}$	Vecteur unitaire de direction de l'onde.
$n_i$	Composantes du vecteur unitaire $\mathbf{n}$ .
$\hat{\mathbf{n}}$	Vecteur normal à la surface $\partial\mathcal{D}$ .

$\hat{n}_j$	Composantes du vecteur $\hat{\mathbf{n}}$ .
$N$	Nombre d'éléments du capteur.
$p(\mathbf{x})$	Pression au point $\mathbf{x}$ .
$p_{RS}$	Onde incidente réfléchiée par le fond puis diffractée une fois par la perturbation.
$p_S$	Onde incidente diffractée une fois par la perturbation.
$p_{SR}$	Onde incidente diffractée une fois par la perturbation puis réfléchiée par le fond.
$q$	Angle d'inclinaison de l'onde plane.
$Q(T)$	Nombre de réflexions sur les bords sur la durée d'acquisition $T$ .
$r_{pr}$	Distance entre le $p^{\text{ième}}$ défaut et le point récepteur $\mathbf{x}_r$ .
$r_{rh}$	Distance entre un point $\mathbf{x}$ du milieu et le point récepteur $\mathbf{x}_{rh}$ .
$r_s$	Distance entre un point $\mathbf{x}$ du milieu et le point source $\mathbf{x}_s$ .
$r_{sp}$	Distance entre le $p^{\text{ième}}$ défaut et le point source $\mathbf{x}_s$ .
$\mathbf{R}_0$	Vecteur de dimension $(N \times 1)$ des signaux reçus par les $N$ récepteurs.
$R_{0r}(\omega)$	Composantes du vecteur $\mathbf{R}_0$ .
$\mathfrak{R}$	Repère cartésien.
$s_{sr}(t)$	Signal reçu au point récepteur $\mathbf{x}_r$ après propagation d'une onde plane inclinée d'un angle $q$ .
$s_z(\mathbf{x}_r, t)$	Signal reçu en $\mathbf{x}_r$ lorsque la sonde est à la position $z$ .
$t$	Temps.
$t_0$	Retard.
$t_q(\mathbf{x})$	Temps auquel l'onde plane inclinée d'un angle $q$ atteint le point $\mathbf{x}$ .
$t_r(\mathbf{x})$	Temps de vol entre le point récepteur $\mathbf{x}_r$ et le point $\mathbf{x}$ .
$t_s(\mathbf{x})$	Temps de vol entre le point source $\mathbf{x}_s$ et le point $\mathbf{x}$ .
$T$	Durée d'acquisition.
$T_{aller}$	Temps de vol pour le parcours d'une épaisseur de la pièce inspectée.
$\mathbf{u}^0$	Vecteur polarisation.
$u_i^0$	Composantes du vecteur polarisation $\mathbf{u}^0$ .
$\mathbf{u}^\dagger(\mathbf{x}, t)$	Champ adjoint en déplacement au point $\mathbf{x}$ (domaine temporel).
$u_i^\dagger(\mathbf{x}, t)$	Composantes du champ adjoint en déplacement $\mathbf{u}^\dagger(\mathbf{x}, t)$ .
$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$	Champ direct en déplacement au point $\mathbf{x}$ (domaine temporel).
$u_i(\mathbf{x}, t)$	Composantes du champ direct en déplacement $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ .
$u(\mathbf{x}, t)$	Champ direct en déplacement dans le milieu de référence supposé fluide (domaine temporel).
$u_{obs}(\mathbf{x}_r, t)$	Signal mesuré en $\mathbf{x}_r$ sur le milieu endommagé supposé fluide (domaine temporel).

$u_{ref}(\mathbf{x}_r, t)$	Signal mesuré en $\mathbf{x}_r$ sur le milieu de référence supposé fluide (domaine temporel).
$\mathbf{u}_\Sigma(\mathbf{x}, t)$	Champ direct de diffraction en déplacement (domaine temporel).
$u_\Sigma(\mathbf{x}, t)$	Champ direct de diffraction en milieu supposé fluide (domaine temporel).
$U(\mathbf{x}, \omega \mid \mathbf{x}_s)$	Champ direct lorsque le milieu de référence supposé fluide est insonifié au point $\mathbf{x}_s$ (domaine fréquentiel).
$U_{dp}(\mathbf{x}_r, \omega \mid \mathbf{x}_s)$	Signal reçu au point $\mathbf{x}_r$ lorsque le milieu endommagé au point $\mathbf{x}_{dp}$ est insonifié au point $\mathbf{x}_s$ (domaine fréquentiel).
$\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$	Champ adjoint en déplacement au point $\mathbf{x}$ (domaine temporel).
$v_i(\mathbf{x}, t)$	Composantes du champ adjoint en déplacement $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$ .
$v(\mathbf{x}, t)$	Champ adjoint en déplacement en milieu supposé fluide (domaine temporel).
$v_D(\mathbf{x}, t)$	Champ adjoint en déplacement d'un milieu borné supposé fluide soumis à des conditions de Dirichlet aux frontières (domaine temporel).
$v_N(\mathbf{x}, t)$	Champ adjoint en déplacement d'un milieu borné supposé fluide soumis à des conditions de Neumann (domaine temporel).
$\mathbf{v}_\Sigma(\mathbf{x}, t)$	Champ adjoint de diffraction en déplacement (domaine temporel).
$v_\Sigma(\mathbf{x}, t)$	Champ adjoint de diffraction en milieu supposé fluide (domaine temporel).
$V(\mathbf{x}, \omega)$	Champ adjoint en déplacement d'un milieu borné supposé fluide (domaine fréquentiel $\mathcal{F}[v(\mathbf{x}, t)] = V(\mathbf{x}, \omega)$ ).
$V_{hp}(\mathbf{x}, \omega)$	Champ adjoint en déplacement associé au $p^{\text{ième}}$ défaut (domaine fréquentiel).
$V_d$	Fonction de forme du défaut ponctuel.
$V_\phi$	Vitesse de phase.
$\mathbf{V}^e$	Vecteur vitesse d'énergie.
$V_i^e$	Composantes du vecteur vitesse d'énergie.
$\mathbf{x}$	Point du milieu.
$\mathbf{x}_d$	Point du défaut.
$\mathbf{x}_{dp}$	Point du $p^{\text{ième}}$ défaut.
$\mathbf{x}_s$	Point source.
$\mathbf{x}_r$	Point récepteur.
$\mathbf{x}_{rh}$	Point récepteur après le décalage $h$ de la sonde.
$x_k$	Coordonnées du point $\mathbf{x}$ .
$\mathbf{W}(\mathbf{x}, \omega)$	Vecteur réplica de dimension $(1 \times N)$ au point $\mathbf{x}$ (domaine fréquentiel).
$W_r(\mathbf{x}, \omega)$	Composantes du vecteur réplica $\mathbf{W}(\mathbf{x}, \omega)$ .
$Z_p$	Impédance des ondes de compression.

## Notations grecques

$\gamma$	Valeur propre du tenseur de Christoffel.
----------	--

$\overline{\overline{\Gamma}}$	Tenseur de Christoffel.
$\Gamma_{il}$	Composantes du tenseur de Christoffel.
$\delta(\mathbf{x}, t)$	Distribution de Dirac.
$\Delta$	Angle de déviation entre la direction de propagation et la vitesse d'énergie.
$\Delta\theta$	Erreur dans l'angle d'orientation des grains.
$\Delta t$	Pas de temps.
$\Delta u(\mathbf{x}_r, t)$	Composante normale du résidu mesurée au point $\mathbf{x}_r$ (domaine temporel).
$\Delta U(\mathbf{x}_r, \omega)$	Composante normale du résidu mesurée au point $\mathbf{x}_r$ (domaine fréquentiel $\mathcal{F}[\Delta u(\mathbf{x}_r, t)] = \Delta U(\mathbf{x}_r, \omega)$ ).
$\Delta U_p(\mathbf{x}_r, \omega)$	Composante normale du résidu mesurée au point $\mathbf{x}_r$ associé au $p^{\text{ième}}$ défaut (domaine fréquentiel).
$\Delta x$	Taille maximale d'une maille.
$\nabla_m$	Dérivée de Fréchet par rapport à la distribution de paramètre $m(\mathbf{x})$ .
$\epsilon_{ij}$	Composantes du tenseur des déformations.
$\theta$	Angle d'orientation des grains.
$\Theta_j$	Temps de vol entre le point source $\mathbf{x}_s$ et le défaut $x_d$ après $j - 1$ réflexions sur les parois.
$\lambda$	Longueur d'onde.
$\lambda_l$	Premier coefficient de Lamé.
$\lambda_{min}$	Plus petite longueur d'onde.
$\Lambda(\mathbf{x}, t)$	Intercorrélation.
$\mu$	Second coefficient de Lamé.
$\rho$	Masse volumique.
$\sigma$	Ecart-type.
$\overline{\overline{\sigma}}$	Tenseur des contraintes.
$\sigma_{ij}$	Composantes du tenseur des contraintes.
$\phi(\mathbf{x}_s, t)$	Signal source (domaine temporel).
$\phi_{sv}(\mathbf{x}, t)$	Signal temporel au point $\mathbf{x}$ lorsque le milieu est insonifié par une source interne.
$\Phi(\omega)$	Signal source (domaine fréquentiel).
$\chi[m(\mathbf{x})]$	Fonction de coût.
$\chi_N[m(\mathbf{x})]$	Intégrande de la fonction de coût.
$\psi_{ijkl}(\mathbf{x}, t)$	Composantes du tenseur taux-des-relaxations.
$\psi'_{ijkl}(\mathbf{x}, t)$	Composantes du tenseur anti-causal taux-des-relaxations.
$\omega$	Pulsation.
$\omega_c$	Pulsation centrale.
$\Omega_m$	Opérateur différentiel associé au paramètre $m$ .





# Liste des abréviations

<b>ASTRID</b>	Advanced Sodium Technological Reactor for Industrial Demonstration.
<b>CEA</b>	Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives.
<b>CFL</b>	Courant Friedrichs Lewy.
<b>CND</b>	Contrôle Non Destructif.
<b>DEN</b>	Direction de l'Énergie Nucléaire.
<b>DORT</b>	Décomposition de l'Opérateur de Retournement Temporel.
<b>DTN</b>	Département de Technologie Nucléaire.
<b>EBS</b>	Electron BackScattered Diffraction.
<b>EDF</b>	Electricité De France.
<b>EE</b>	Electrode Enrobée.
<b>ET</b>	Energie Topologique.
<b>FMC</b>	Full Matrix Capture.
<b>FTP</b>	Focalisation en Tout Point.
<b>IUT</b>	Institut Universitaire de Technologie.
<b>LIET</b>	Laboratoire d'Instrumentation et d'Essais Technologiques.
<b>LMA</b>	Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique.
<b>MFP</b>	Matched Field Processing.
<b>MINA</b>	Modelling anIsotropy from Notebook of Arc welding.
<b>MPL</b>	Marine Physical Laboratory.
<b>MRT</b>	Miroir à Retournement Temporel.
<b>PACA</b>	Provence Alpes Côte d'Azur.
<b>PWI</b>	Plane Wave Imaging.
<b>QL</b>	Quasi-Longitudinale.
<b>QT<sub>H</sub></b>	Quasi-Transversale à polarisation Horizontale.
<b>QT<sub>V</sub></b>	Quasi-Transversale à polarisation Verticale.
<b>RNR-Na</b>	Réacteurs à Neutrons Rapides refroidis par du Sodium liquide.
<b>RSB</b>	Rapport Signal sur Bruit.
<b>STCP</b>	Service de Technologie des Composants et des Procédés.

<b>TIG</b>	Tungsten Inert Gas.
<b>TOFD</b>	Time Of Flight Diffraction.
<b>ZAT</b>	Zone Affectée Thermiquement.

# Liste des figures

1.1	Macrographie d'une soudure multipasse EE (soudure D717C, [Cha00a]) et représentation schématique de la soudure. . . . .	35
1.2	Influence du gradient de température et de la vitesse de solidification sur la formation des structures de solidification [Kou03]. . . . .	36
1.3	Croissance épitaxiale et sélective des grains [Kou03]. . . . .	37
1.4	Projection de la vitesse d'énergie sur la direction de propagation. . . . .	41
1.5	Repère utilisé : propagation d'une onde dans le plan ( $\mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ ). . . . .	42
1.6	Caractéristiques des trois ondes solutions de l'équation de propagation dans le plan ( $\mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ ). . . . .	44
1.7	Surface des lenteurs pour les trois modes de propagation dans le plan ( $\mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ ). . .	44
1.8	Déviations de la vitesse d'énergie pour les trois modes de propagation. . . . .	45
1.9	Comparaison de l'atténuation expérimentale et théorique (pour deux tailles de grains) des ondes QL en fonction de l'orientation dans les soudures austénitiques à une fréquence $f_c = 2.25$ MHz [Plo14]. . . . .	46
1.10	Distribution de l'énergie ultrasonore dans la soudure D717B. . . . .	47
1.11	Modèle d'une soudure multipasse proposé par Ogilvy [Ogi85]. . . . .	48
1.12	Description en 7 domaines anisotropes homogènes de la structure de la soudure D717B [Cha00a]. . . . .	49
1.13	(a) Macrographie de la soudure D717B. (b) Modélisation de l'orientation des grains de la soudure D717B par MINA (maille de $2 \times 2$ mm <sup>2</sup> ). . . . .	49
1.14	(a) Schéma de la configuration de mesure TOFD et (b) Signal A-scan en réception [Man12]. . . . .	54
1.15	Contrôle au contact d'une pièce en acier avec un trou de 1 mm de diamètre par un transducteur linéaire composé de 64 éléments et de fréquence centrale 5 MHz : image B-scan normalisée et affichée en dB. . . . .	56
1.16	Réponse impulsionnelle inter-élément : le signal $k_{sr}(t)$ est le signal reçu par le point récepteur $\mathbf{x}_r$ après émission par le point source $\mathbf{x}_s$ et propagation dans le milieu. . . . .	57
1.17	Reconstruction FTP d'un trou de 1 mm de diamètre lors d'un contrôle par un transducteur linéaire composé de 64 éléments et de fréquence centrale 5 MHz (représenté par la ligne rouge). Le cercle blanc représente la position réelle du défaut. L'image est affichée en dB : $20 \log_{10}[A_{FTP}(\mathbf{x})/\max(A_{FTP}(\mathbf{x}))]$ . . . . .	58
1.18	Schéma de principe du retournement temporel [Fin92]. . . . .	60
2.1	Schéma de principe général de la méthode de l'énergie topologique. . . . .	86
2.2	Principales composantes du terme du premier ordre du résidu. . . . .	90

2.3	Energie topologique conventionnelle pour la détection d'un trou de 1 mm de diamètre dans un bloc d'acier. Le milieu est insonifié par un élément sur la surface supérieure (représenté par le point rouge) et 64 éléments sont actifs en réception (représentés par la ligne rouge). L'image est affichée en dB et pondérée ainsi $10 \log_{10}[ET(\mathbf{x})/\max(ET(\mathbf{x}))]$ . . . . .	93
2.4	Schéma de la rétropropagation des principales composantes du terme du premier ordre du résidu : construction du champ adjoint $v(\mathbf{x}, t)$ . . . . .	94
2.5	Recouvrement du champ direct $u(\mathbf{x}, t)$ (à gauche) et du champ adjoint $v(\mathbf{x}, T - t)$ (à droite) au lieu du défaut (représenté en noir) qui surviennent aux instants $t = 3.8 \mu s$ et $t = 12.3 \mu s$ . . . . .	95
2.6	Energie topologique de diffraction pour la détection d'un trou de 1 mm de diamètre dans un bloc d'acier. Le milieu est insonifié par un élément sur la surface supérieure (représenté par le point rouge) et 64 éléments sont actifs en réception (représentés par la ligne rouge). L'image est affichée en dB et pondérée comme sur la figure 2.3. . . . .	100
3.1	(a) Positions des entailles au sein du bloc et (b) Photographie de l'entaille inclinée. Les entailles représentées en rouge ne sont pas présentes simultanément dans la même pièce mais dans deux pièces différentes. . . . .	111
3.2	Descriptions en grands domaines, orientations des grains et distribution de l'insonification ultrasonore simulées dans les soudures (a & b) D717B et (c & d) D717C. . . . .	112
3.3	Schéma de la barrette multiélément Imasonic 2 MHz . . . . .	115
3.4	Représentations (a) temporelle et (b) fréquentielle du signal reçu en réflexion à l'interface eau/air par la barrette multiélément. . . . .	115
3.5	Configuration de manipulation : mesure au contact avec un capteur multiélément. . . . .	116
3.6	(a) Surface d'ambiguïté (représentation MFP) et (b) distribution de l'énergie du champ adjoint construites à partir d'une insonification par 8 sources ponctuelles (représentées en rouge) pour la détection d'un trou de 1 mm de diamètre dans un bloc homogène d'acier. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit. . . . .	120
3.7	Energie topologique conventionnelle construite à partir d'une insonification par 8 sources ponctuelles (représentées en rouge) pour la détection d'un trou de 1 mm de diamètre dans un bloc homogène d'acier. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit. . . . .	121
3.8	(a) Surface d'ambiguïté (représentation MFP) et (b) distribution de l'énergie du champ adjoint sur la durée d'acquisition pour la détection d'une entaille de 10 mm de hauteur dans un bloc homogène d'acier. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit. . . . .	122

3.9	Energie topologique conventionnelle pour la détection d'une entaille de 10 mm de hauteur dans un bloc homogène d'acier. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit. . . . .	122
3.10	(a) Surface d'ambiguïté (représentation MFP) et (b) distribution de l'énergie du champ adjoint pour la détection d'un trou de 1 mm de diamètre dans la soudure D717C. Les éléments utilisés sont représentés en rouge et le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit. . . . .	123
3.11	Energie topologique conventionnelle pour la détection d'un trou de 1 mm de diamètre dans la soudure D717C. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit. . . . .	123
3.12	Energie topologique conventionnelle pour la détection d'un trou de 1 mm de diamètre dans un bloc d'acier. Le milieu est insonifié par un élément (représenté par le point rouge). . . . .	125
3.13	Energie topologique de diffraction pour la détection d'un trou de 1 mm de diamètre dans un bloc d'acier. Le milieu est insonifié (a) par un élément (représenté par le point rouge) et (b) par les 64 éléments (représentés par la ligne rouge). Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit. . . . .	126
3.14	Reconstruction FTP pour la détection d'un trou de 1 mm de diamètre dans un bloc d'acier. Le milieu est insonifié en mode FMC. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit. . . . .	127
3.15	Energies topologiques pour la détection d'une entaille de 10 mm de hauteur dans un bloc d'acier. (a) : énergie topologique de diffraction (Eq. 2.95) numérique. (b) : énergie topologique de réflexion (Eq. 2.94) numérique. (c) : énergie topologique de diffraction (Eq. 2.95) expérimentale. (d) : énergie topologique de réflexion (Eq. 2.94) expérimentale. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit. . . . .	129
3.16	Détection d'une entaille de 15 mm de hauteur dans un bloc d'acier à partir de signaux numériques. (a) : énergie topologique de diffraction (Eq. 2.95). (b) : énergie topologique de réflexion (Eq. 2.94). Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit. . . . .	130
3.17	Energies topologiques pour la détection d'une entaille inclinée de 10 mm de longueur dans un bloc d'acier. (a) : énergie topologique de diffraction (Eq. 2.95) numérique. (b) : énergie topologique de réflexion (Eq. 2.94) numérique. (c) : énergie topologique de diffraction (Eq. 2.95) expérimentale. (d) : énergie topologique de réflexion (Eq. 2.94) expérimentale. Le rectangle désigne la zone de calcul de bruit. . . . .	131
3.18	Reconstruction FTP pour la détection (a) d'une entaille verticale de 10 mm de hauteur et (b) d'une entaille inclinée de 10 mm de longueur dans un bloc d'acier. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit. . . . .	132

3.19	(a) Schéma de configuration de la mesure et (b) Signal temporel mesuré lors de l'inspection de la soudure D717C avec des ondes transversales à 45°. . . . .	133
3.20	Reconstruction FTP pour la détection d'un trou de 1 mm de diamètre dans la soudure D717C sous l'hypothèse d'une célérité constante. . . . .	134
3.21	Energies topologiques de diffraction pour la détection d'un trou de 1 mm de diamètre dans les soudures. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit. . . . .	135
3.22	Schéma de principe de la construction du signal « semi-expérimental ». . . . .	136
3.23	Energie topologique de diffraction « semi-expérimentale » pour la détection d'un trou de 1 mm de diamètre dans la soudure D717B. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit. . . . .	137
3.24	Reconstruction FTP pour la détection d'un trou de 1 mm de diamètre dans les soudures. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit. . . . .	138
3.25	Energies topologiques pour la détection d'une entaille de 5 mm de hauteur et 0.3 mm de largeur, située en deux positions $x_f$ , dans la soudure D717B. (a) et (c) : énergie topologique de diffraction (Eq. 2.95). (b) et (d) : énergie topologique de réflexion (Eq. 2.94). . . . .	139
3.26	Surfaces d'ambiguïté pour la détection d'une entaille de 5 mm de hauteur et 0.3 mm de largeur, située en deux positions $x_f$ , dans la soudure D717B. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit. . . . .	140
3.27	Energies topologiques pour la détection d'une entaille de 15 mm de hauteur et 0.1 mm de largeur dans la soudure D717C. (a) : énergie topologique de diffraction (Eq. 2.95) numérique. (b) : énergie topologique de réflexion (Eq. 2.94) numérique. (c) : énergie topologique de diffraction (Eq. 2.95) expérimentale. (d) : énergie topologique de réflexion (Eq. 2.94) expérimentale. . . . .	141
3.28	Surface d'ambiguïté pour la détection expérimentale d'une entaille de 15 mm de hauteur et 0.1 mm de largeur dans la soudure D717C. . . . .	142
3.29	Reconstruction FTP pour la détection (a) d'une entaille de 5 mm de hauteur, 0.3 mm de largeur dans la soudure D717B et (b) d'une entaille de 15 mm de hauteur, 0.1 mm de largeur dans la soudure D717C. . . . .	142
4.1	Position des défauts dans la pièce (représentés par les points blancs) et position initiale de la barrette ultrasonore (représentée par les points rouges). Le point central correspond au point source. . . . .	149
4.2	Influence d'un décalage $d_h$ dans la position du capteur sur la localisation du défaut. La pièce est insonifiée par une onde cylindrique. Erreurs en abscisse $\Delta X_{ET}$ et en ordonnée $\Delta Y_{ET}$ . . . . .	153
4.3	Influence d'un décalage $d_h$ dans la position du capteur sur la localisation du défaut. La pièce est insonifiée par une onde plane. Colonne de gauche : erreur en abscisse $\Delta X_{ET}$ et colonne de droite : erreur en ordonnée $\Delta Y_{ET}$ . . . . .	155

4.4	Schémas des positions de mesures sur les deux soudures pour évaluer la variabilité de la structure de la soudure le long de l'axe de soudage. . . . .	156
4.5	Traces temporelles pour les 18 positions de mesure sur la soudure D717B et moyenne (signaux reçus par l'élément central numéro 33). . . . .	157
4.6	Délai associé au maximum de l'intercorrélation entre les signaux de la position courante et de la position de référence numéro 1 pour chaque élément récepteur sur la soudure D717B. . . . .	158
4.7	Traces temporelles pour les 14 positions de mesure sur la soudure D717C et moyenne (signaux reçus par l'élément central numéro 33). . . . .	159
4.8	Délai associé au maximum de l'intercorrélation entre les signaux de la position courante et de la position de référence numéro 1 pour chaque élément sur la soudure D717C. . . . .	159
4.9	Energie topologique conventionnelle (Eq. 2.60) lorsque le milieu inspecté est perturbé par une erreur dans l'orientation des grains dans le domaine 8. . . . .	161
4.10	Energie topologique de diffraction (Eq. 2.95) pour la détection d'un trou situé dans une zone perturbée par une erreur dans l'orientation des grains. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit. . . . .	162
4.11	Distribution de l'énergie ultrasonore dans la soudure D717B et positions des trous testés. . . . .	164
4.12	Energies topologiques de diffraction pour la détection et la localisation d'un trou de 1 mm de diamètre dans la soudure D717B. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit. . . . .	165
4.13	Energies topologiques de diffraction normalisées pour la détection et la localisation d'un trou de 1 mm de diamètre dans la soudure D717B. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit. . . . .	165
4.14	Distributions de l'insonification ultrasonore dans la soudure D717B et positions des défauts testés. (a) 64 éléments actifs en émission. (b) 35 éléments actifs en émission. . . . .	166
4.15	Energies topologiques de diffraction (a) initiale et (b) normalisée pour la détection et la localisation de deux trous. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit. . . . .	167
4.16	Energies topologiques de diffraction (a) initiale et (b) normalisée pour la détection et la localisation d'une entaille de 15 mm de hauteur et 0.1 mm de largeur dans la soudure D717C. . . . .	168
4.17	Schéma de principe de la méthode de l'énergie topologique à partir d'une source initiale interne. . . . .	170
4.18	Energie topologique de diffraction construite à partir d'une source interne (représentée par le segment rouge en pointillés) pour la détection de deux trous. (a) Intégration sur tous les temps. (b) Fenêtrage temporel autour de la source interne. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit. . . . .	171



- 
- 4.19 Energie topologique de diffraction construite à partir d'une source interne (représentée par le segment en pointillés) pour la détection d'une entaille de 15 mm de hauteur et 0.1 mm de largeur dans la soudure D717C. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit. . . . . 172
- 4.20 Energie topologique de diffraction construite à partir d'une source interne courte (représentée par le segment en pointillés) pour la détection (a) d'une entaille de 15 mm de hauteur et 0.1 mm de largeur et (b) d'un trou de 0.1 mm de diamètre dans la soudure D717C. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit. . . . 173
- 4.21 Distribution de l'énergie du champ adjoint (surface d'ambiguïté) construite à partir d'une source interne courte (représentée par le segment en pointillés) pour la détection d'une entaille de 15 mm de hauteur et 0.1 mm de largeur dans la soudure D717C. . . . . 173

# Liste des tableaux

1.1	Changements d'indices . . . . .	42
1.2	Synthèse des avantages comparatifs des différentes méthodes d'imagerie exploitant un modèle de propagation. . . . .	68
3.1	Caractéristiques du bloc d'acier inoxydable 316L. . . . .	111
3.2	Etapes numériques et expérimentales pour la reconstruction du milieu endommagé par les méthodes ET et MFP. . . . .	114
3.3	Caractéristiques de la barrette multiélément Imasonic 2 MHz. . . . .	115
3.4	Configurations testées pour la comparaison des méthodes ET et MFP. . . . .	120
3.5	Configurations testées pour la validation en milieu isotrope et homogène. . . . .	125
3.6	Configurations testées pour la validation en milieu anisotrope et hétérogène. . . . .	133
4.1	Représentation des différents états inspectés. . . . .	161
4.2	Niveau moyen du bruit de structure dans la zone fondue en dB. . . . .	167
B.1	Paramètres de simulation. . . . .	185



# Introduction générale

Le développement industriel des pays émergents, l'accroissement de la population mondiale et de son niveau de vie moyen ainsi que la croissance des pays développés expliquent l'augmentation continue de la consommation et du besoin en énergie électrique dans le monde. Cette croissance des besoins, associée aux incertitudes sur l'approvisionnement en pétrole et en gaz et à la prise de conscience climatique et environnementale, suscite un nouvel intérêt pour l'industrie nucléaire. La recherche et le développement d'une nouvelle génération de réacteurs nucléaires constituent dès lors un centre d'enjeux économiques, environnementaux, scientifiques et technologiques.

Dans ce contexte, treize pays se sont réunis lors du forum international GEN IV et ont pu définir en 2001 une stratégie relative à la provision d'énergie d'origine nucléaire pour le futur. Plusieurs solutions ont été retenues pour le développement d'une quatrième génération de réacteurs nucléaires qui devront répondre à des exigences bien définies en matière de prolifération nucléaire, de sûreté, de fiabilité, de durabilité, de compétitivité économique et de réduction des déchets. Parmi les six solutions retenues, la France a fait le choix de la filière RNR-Na (Réacteurs à Neutrons Rapides refroidis par du Sodium liquide) [Gau12]. Ce choix repose notamment sur l'expérience acquise durant l'exploitation des RNR-Na Rapsodie, Phénix et Superphénix. Dans le cadre de ce développement, le CEA, en partenariat avec EDF et AREVA, prévoit de construire à l'horizon 2030 un prototype nommé ASTRID (Advanced Sodium Technological Reactor for Industrial Demonstration).

A partir des retours d'expérience, l'entité fonctionnelle de « surveillance en exploitation » du réacteur a été identifiée comme une thématique très importante à faire évoluer. En effet, contrairement aux réacteurs à eau pour lesquels les méthodes optiques permettent d'effectuer des contrôles rapidement, l'opacité et la réactivité chimique du sodium rendent ces derniers très difficiles dans les RNR-Na. Dans le cas de Superphénix, par exemple, une difficulté majeure était le contrôle de certaines structures de la cuve principale. Notamment, des contrôles exigés par l'autorité de sûreté auraient nécessité d'une part, des investissements très importants et d'autre part, des arrêts trop longs de la centrale, ce qui évidemment représente un manque à gagner considérable en terme de production d'électricité. C'est pourquoi, un programme de recherche et de développement ambitieux a été engagé dans le cadre du projet ASTRID afin de faciliter les opérations de surveillance (dont les inspections périodiques) qui contribuent à la démonstration de sûreté du réacteur.

Les structures principales du réacteur (la cuve par exemple) sont en acier inoxydable austénitique d'une épaisseur de 40 mm et sont soudées entre elles. A titre indicatif, des centaines de mètres de soudures sont anticipés pour le prototype ASTRID. Or, les soudures constituent des

zones sensibles. En effet, lors du fonctionnement du réacteur, c'est au niveau des soudures que des défauts, notamment de type fissures, pourraient apparaître sous l'effet de chargements mécaniques et thermiques. Un défaut peut, par exemple, être à l'origine d'une fuite ou déclencher une rupture. A l'inverse il peut aussi être inoffensif. C'est à partir des caractéristiques estimées du défaut lors de l'inspection (taille, localisation) que son degré de dangerosité peut être établi et qu'une décision peut être prise (réparation de la pièce par exemple). Il est ainsi nécessaire de détecter, localiser, caractériser et dimensionner les défauts au sein des soudures. Les méthodes d'imagerie ultrasonore ont été identifiées car elles sont bien adaptées à une utilisation en milieu extrême (contrairement aux autres méthodes de Contrôle Non Destructif (CND) comme la radiographie par exemple). Notamment, le comportement des ondes ultrasonores dans le sodium liquide est proche de celui des ondes dans l'eau. Néanmoins, l'application des méthodes d'imagerie ultrasonore au contrôle des soudures est aujourd'hui une tâche ardue qui se heurte à de nombreuses difficultés.

Le contrôle par ultrasons consiste à discriminer et à traiter l'information relative à un éventuel défaut immergé au sein d'une structure d'intérêt. Plus généralement dans le cadre de l'imagerie ultrasonore, il s'agit de résoudre un problème inverse en vue de l'estimation de la distribution des paramètres mécaniques. Les mesures du champ diffracté, incluant entre autres, la signature de défaut, se font à l'aide de capteurs monoéléments ou, depuis quelques années, en utilisant des capteurs multiéléments. Dans le cadre de l'application visée, la résolution de ce problème inverse pose le double besoin d'une part, d'une modélisation suffisamment réaliste du milieu de propagation et d'autre part, d'une technologie éprouvée (haute température, sensibilité suffisante) compatible avec l'exigence algorithmique (rapport signal sur bruit, bande passante).

La première difficulté est la nécessité d'un modèle de description des soudures. En effet, les soudures multipasses en acier inoxydable austénitique constituent des milieux à la structure granulaire grossière, hétérogène et anisotrope conditionnée par le procédé de soudage. En raison de cette complexité, la modélisation de leur micro-structure est difficile à réaliser. Cependant, différentes techniques d'analyse (destructives ou non destructives) permettent aujourd'hui de déterminer cette micro-structure. De plus, de récents modèles de description de soudures multipasses ont montré un bon accord avec des soudures réelles en terme de réponse ultrasonore. Aussi, dans ces travaux de thèse nous utilisons ces modèles de description comme données d'entrée du problème direct.

La seconde difficulté est liée à la mesure *in situ*. Des capteurs ultrasonores ont été conçus par le CEA pour inspecter les structures immergées sous sodium à haute température (jusqu'à 600 °C) dans les réacteurs Phénix et Superphénix. Ces capteurs présentent un comportement multifréquentiel avec une bande passante étroite autour de chaque fréquence. Ils sont faiblement amortis. A l'heure actuelle, plusieurs études sont entreprises pour développer des capteurs multiéléments larges bandes disposant d'une meilleure résolution temporelle. Sachant que ces travaux de thèse

portent sur le contrôle périodique des soudures lors des phases d'inspection du réacteur (le réacteur est à l'arrêt et la température du sodium avoisine 200 °C) et qu'il existe dans le commerce des capteurs capables de fonctionner à 200 °C, nous envisageons, en premier lieu, le développement de méthodes d'imagerie ultrasonore exploitant des signaux larges bandes.

Dans plusieurs domaines tels que le CND, la géophysique ou encore l'acoustique sous-marine, des méthodes d'inversion de données fondées sur l'exploitation de la connaissance *a priori* du milieu et sur le principe physique de retournement temporel ont été développées en vue d'imager et de caractériser des milieux complexes. Parmi elles, les méthodes adjointes (développées pour les problèmes d'optimisation), la méthode de l'Energie Topologique (ET) (opérée dans le domaine temporel pour des applications de CND) et la méthode du Matched Field Processing (MFP) (conçue dans le domaine fréquentiel pour la détection de sources sous-marines) présentent de fortes similarités et semblent adaptées à l'imagerie des soudures. Afin de rester proche des conditions réelles (évolution temporelle des champs d'onde), notre choix s'est orienté vers la méthode de l'énergie topologique. En effet, cette approche a fait ses preuves en milieux inhomogènes et anisotropes à partir de mesures ultrasonores larges bandes. Néanmoins, cette dernière repose sur l'hypothèse d'un milieu infini. Or, outre leur caractère anisotrope et hétérogène, les soudures sont également des milieux bornés. De façon alternative, la méthode du MFP semble adaptée à l'imagerie de milieux réverbérants, donc bornés, mais elle repose sur une analyse fréquentielle des signaux ultrasonores et procure donc potentiellement, une moins bonne résolution que l'ET.

Ainsi, dans ce contexte industriel et scientifique, cette thèse a pour objectif global le développement d'une méthodologie d'imagerie ultrasonore innovante exploitant la connaissance *a priori* disponible relative à la soudure, applicable en milieux bornés et avec les meilleures performances possibles en terme de résolution. Pour cela, l'approche retenue sera :

- en premier lieu, de concevoir une procédure d'imagerie ultrasonore adaptée au CND de milieux bornés. D'une part, la méthode de l'ET a été retenue et une version modifiée est proposée dans ce manuscrit. D'autre part, le lien avec la méthode du MFP qui utilise aussi le retournement temporel du champ différentiel est établi.
- en deuxième lieu, d'évaluer les performances obtenues en termes de détection et de caractérisation de défauts représentatifs.

Afin de répondre à ces attentes, le manuscrit est organisé en quatre chapitres :

- Chapitre 1 :

Le premier chapitre constitue une introduction au milieu étudié ainsi qu'aux méthodes usuelles et récentes d'imagerie ultrasonore. La première étape de cette étude consiste à décrire les procédés et les paramètres de soudage afin d'acquérir une meilleure compréhension de la micro-structure de la soudure. Ensuite, un état de l'art sur les techniques d'imagerie

multiélément est dressé et met en exergue les avantages respectifs et les tendances évolutives des différentes approches. Il ressort de cette analyse que les méthodes différentielles fondées sur le retournement temporel possèdent un bon potentiel en termes de probabilité de détection et de qualité d'image. Notamment la méthode de l'ET semble non seulement être un moyen d'imagerie performant, mais aussi un bel outil d'analyse spatio-temporelle des champs d'ondes.

- Chapitre 2 :

Le deuxième chapitre est consacré à la présentation de la méthode adjointe et à l'adaptation du calcul de l'énergie topologique dans le but d'inspecter un milieu borné. L'approche est démontrée dans le domaine temporel et comparée à l'approche fréquentielle équivalente donnée par la méthode du MFP. Ce chapitre débute par le rappel des fondements théoriques de la méthode adjointe et de l'énergie topologique. Puis, les ajustements apportés dans le but de prendre en compte les frontières du domaine sont démontrés analytiquement. Deux énergies topologiques modifiées et adaptées à l'inspection de milieux bornés sont ainsi définies.

- Chapitre 3 :

La méthode de l'énergie topologique modifiée est évaluée numériquement et expérimentalement dans ce troisième volet. Les résultats obtenus à partir de données synthétiques pour la détection d'un trou ou d'une entaille sont confrontés aux résultats expérimentaux et confirment la pertinence de l'approche en milieu borné, homogène et isotrope. Ensuite, la méthode est évaluée sur des maquettes de soudures multipasses en acier inoxydable austénitique réelles. Par ailleurs, l'approche temporelle de l'ET (adaptée aux signaux larges bandes) est comparée à l'approche fréquentielle du MFP (adaptée aux signaux bandes étroites) sur plusieurs cas d'étude. L'ensemble de ces résultats permet d'une part une validation expérimentale et d'autre part d'appréhender des limitations induites, entre autres, par l'hétérogénéité de l'insonification.

- Chapitre 4 :

Au chapitre quatre, la robustesse de la méthode est évaluée. Dans ce but, des analyses préliminaires de sensibilité vis-à-vis de la position du capteur ou de la connaissance du milieu sont effectuées. Il en ressort que la méthode de l'énergie topologique est relativement robuste face à des écarts en ces paramètres. Dans un second temps des solutions visant à améliorer la probabilité de détection et la qualité de l'image de l'énergie topologique sont proposées. La première consiste à compenser la répartition inégale de l'énergie ultrasonore au sein de la soudure à l'aide d'une procédure de normalisation. Cependant, l'amplification inhérente du bruit génère des artéfacts. Ceci nous a amené à concevoir une insonification sélective. La stratégie se déroule en deux temps : i) une étude préliminaire permet d'iden-

tifier une zone suspecte, ii) une source interne dont la forme d'onde est judicieusement choisie est activée au voisinage immédiat de la région d'intérêt afin de reconstruire localement une énergie topologique.

Enfin, en dernier lieu, les différents apports de ces travaux de thèse sont synthétisés dans la conclusion générale où sont aussi proposées quelques perspectives de recherche.





# Imagerie ultrasonore pour le contrôle des soudures

---

## Sommaire

---

<b>1.1 Généralités sur les soudures . . . . .</b>	<b>34</b>
1.1.1 Procédés de soudage . . . . .	34
1.1.2 Solidification dans les soudures . . . . .	36
1.1.2.1 Structure de solidification . . . . .	36
1.1.2.2 Croissance par épitaxie et croissance sélective . . . . .	36
1.1.2.3 Texture cristalline des soudures . . . . .	37
1.1.3 Défauts de soudage . . . . .	38
<b>1.2 Propagation des ondes ultrasonores dans les soudures . . . . .</b>	<b>39</b>
1.2.1 Théorie de la propagation ultrasonore dans un milieu homogène anisotrope	39
1.2.2 Atténuation dans les soudures . . . . .	45
<b>1.3 Modèle de description des soudures multipasses en acier inoxydable austénitique . . . . .</b>	<b>47</b>
1.3.1 Orientations des grains . . . . .	47
1.3.1.1 Descriptions simplifiées . . . . .	48
1.3.1.2 Descriptions réalistes . . . . .	48
1.3.2 Constantes d'élasticité . . . . .	50
1.3.3 Sensibilité du modèle . . . . .	50
<b>1.4 Méthodes usuelles de contrôle ultrasonore des soudures . . . . .</b>	<b>52</b>
1.4.1 Mesure d'écho en émission/réception (mesure d'amplitude) . . . . .	52
1.4.2 La méthode TOFD : Time Of Flight Diffraction . . . . .	53
<b>1.5 Méthodes d'imagerie ultrasonore multiélément . . . . .</b>	<b>54</b>
1.5.1 Représentation des données . . . . .	55
1.5.1.1 Imagerie B-scan . . . . .	55
1.5.1.2 Imagerie S-scan . . . . .	56
1.5.2 Méthodes d'imagerie exploitant les temps de vol . . . . .	57
1.5.2.1 Focalisation en Tout Point (FTP) . . . . .	57
1.5.2.2 Plane Wave Imaging (PWI) . . . . .	59
1.5.3 Méthodes d'imagerie exploitant le retournement temporel . . . . .	60
1.5.3.1 Principe du retournement temporel . . . . .	60

1.5.3.2	Décomposition de l'Opérateur de Retournement Temporel (DORT)	61
1.5.3.3	Matched Field Processing (MFP)	63
1.5.3.4	Energie Topologique (ET)	64
1.5.4	Application des méthodes d'imagerie au contrôle des soudures	66
<b>1.6</b>	<b>Conclusion sur l'imagerie ultrasonore pour le contrôle des soudures</b>	<b>67</b>

*La démonstration de sûreté d'un réacteur nucléaire requiert une maîtrise du contrôle de l'intégrité des soudures réputées sensibles. En effet, la présence d'un hypothétique défaut en leur sein affaiblirait la structure et pourrait entraîner une rupture ou une fuite du fluide caloporteur. Dans la mesure du possible, pour prévenir ces risques, des méthodes ultrasonores non destructives ont été développées afin de permettre la détection, la localisation et la caractérisation de défauts.*

*En raison de leur nature hétérogène et anisotrope, l'inspection des soudures en acier inoxydable austénitique est une tâche délicate. La section 1.1 décrit les procédés de soudage et les structures de solidification résultantes afin de dégager les principales caractéristiques métallurgiques du milieu à étudier. La propagation des ondes ultrasonores dans le cas général des milieux anisotropes est détaillée en section 1.2. Puis, en section 1.3 la description de la soudure en termes de propriétés élastiques et d'orientation des grains est explicitée.*

*Nous verrons en sections 1.4 et 1.5 qu'il existe une grande variété de méthodes d'inspection et d'imagerie ultrasonore utilisées pour le Contrôle Non Destructif (CND).*

*Finalement, le bilan dressé en section 1.6 sur les performances actuelles des méthodes d'imagerie appliquées au contrôle des soudures en acier inoxydable austénitique motivera l'intérêt de la démarche globale adoptée dans ce travail de thèse.*

## 1.1 Généralités sur les soudures

L'utilisation des techniques d'imagerie ultrasonore pour le Contrôle Non Destructif (CND) des soudures, nécessite de comprendre leurs structures du point de vue de la métallurgie physique afin d'en déterminer leur comportement acoustique. Les caractéristiques métallurgiques d'une soudure sont déterminées par le choix du procédé de soudage (partie 1.1.1) qui influe sur le processus de solidification (partie 1.1.2). Enfin, les défauts de soudage liés au procédé mis en œuvre lors de la fabrication sont décrits (partie 1.1.3).

### 1.1.1 Procédés de soudage

Les aciers inoxydables austénitiques sont utilisés pour les composants de la cuve du réacteur en raison de leur bonne tenue mécanique à haute température et de leur très bonne résistance à la corrosion. Pour assembler les différents composants d'acier [Lip05], les techniques de soudage à l'arc tels que le procédé à l'Electrode Enrobée (EE) et le procédé Tungsten Inert Gas (TIG) sont les plus courants dans l'industrie nucléaire. Il s'agit de procédés pour lesquels un arc électrique

constitue la source de chaleur. Cet arc provoque la fusion du métal de base et du métal d'apport éventuel et la liaison a lieu par solidification du métal fondu.

- **Soudage sous atmosphère inerte TIG**

La soudure est obtenue grâce à l'arc électrique formé entre la pièce à souder et l'électrode non fusible en tungstène. L'énergie apportée permet de faire fondre la matière et le métal d'apport est alors ajouté. Un gaz inerte (argon ou hélium) assure la protection de l'arc et du bain de fusion vis-à-vis du contact avec l'oxygène de l'air. Ce type de soudage peut s'effectuer manuellement ou en mode automatique. Ce dernier point constitue le principal intérêt pour les soudures des réacteurs nucléaires.

- **Soudage à l'électrode enrobée EE**

La soudure à l'électrode enrobée consiste à mettre en fusion l'acier des pièces à assembler et à les unir grâce au métal d'apport constituant l'âme de l'électrode. L'enrobage de l'électrode fusible permet, entre autres, de maintenir et stabiliser l'arc électrique. Cet enrobage fond à la température de l'arc pour former le laitier qui protège le métal chaud de l'oxydation. Une fois la soudure refroidie, le laitier doit être éliminé. Ce procédé est essentiellement réalisé manuellement. Ceci constitue le principal inconvénient pour le nucléaire.

Le type de soudage choisi (TIG ou EE), associé à d'autres paramètres tels que la position de soudage ou la géométrie du joint, impacte la structure de la soudure et les éventuels défauts de fabrication. La structure finale de la soudure, visible sur la macrographie de la figure 1.1, résulte du processus de solidification.

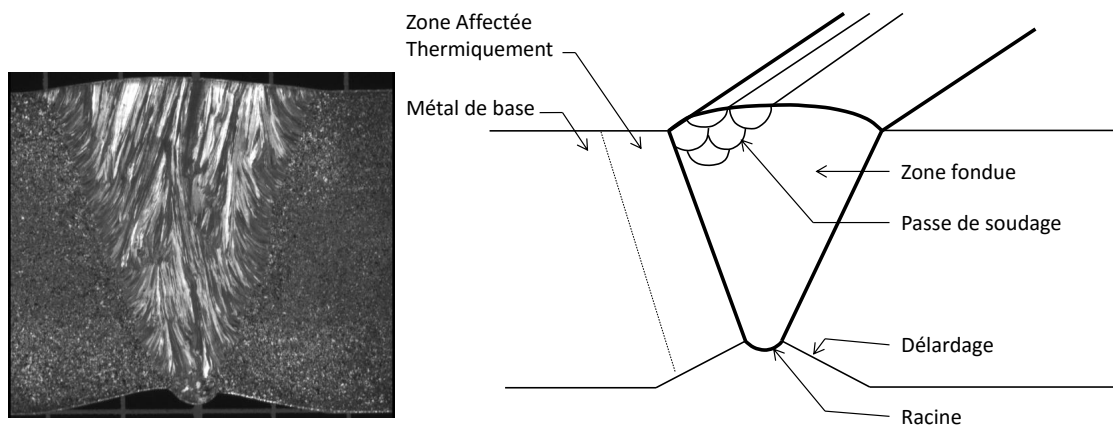


FIGURE 1.1 – Macrographie d'une soudure multipasse EE (soudure D717C, [Cha00a]) et représentation schématique de la soudure.

### 1.1.2 Solidification dans les soudures

Les paramètres de soudage conditionnent la structure de solidification (§ 1.1.2.1), la croissance des grains (§ 1.1.2.2) ainsi que la texture cristalline finale (§ 1.1.2.3).

#### 1.1.2.1 Structure de solidification

La structure d'une soudure observée sur une macrographie (figure 1.1) est le résultat de la solidification de chacune des passes déposées successivement. Le front de solidification évolue suivant le gradient de température de la passe (la température est plus faible en fond de passe et plus élevée proche de l'électrode source de chaleur) et crée cette structure colonnaire particulière : la croissance des grains est privilégiée suivant la direction de propagation du gradient de température. Les variations de ce gradient résultent des conditions de soudage et perturbent le front de solidification. Lors du processus de refroidissement, la structure des grains (équiaxe ou colonnaire) et leur microstructure de croissance (front plan, cellulaire ou dendritique) sont principalement déterminées par deux grandeurs (figure 1.2) :

- le gradient de température,
- la vitesse de solidification.

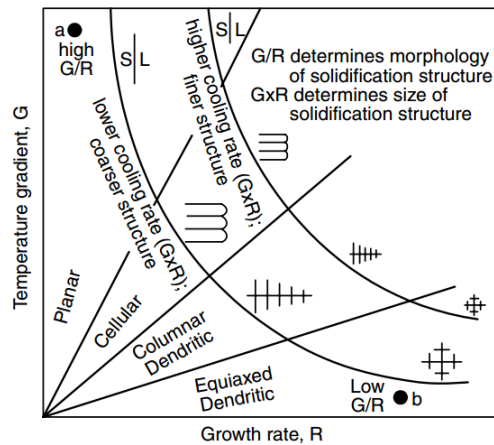


FIGURE 1.2 – Influence du gradient de température et de la vitesse de solidification sur la formation des structures de solidification [Kou03].

#### 1.1.2.2 Croissance par épitaxie et croissance sélective

Lors de la solidification de type dendritique colonnaire (figure 1.3), l'orientation des grains est gouvernée par les phénomènes suivants [Lee97] :

- la croissance des grains d'austénite s'effectue par épitaxie : au niveau de l'interface entre deux passes successives, les cristaux du solide en formation adoptent l'orientation des

- cristaux sur lesquels ils reposent. Ce phénomène est observé même lors de changement de direction de la ligne de solidification ou lorsque les grains ont des tailles différentes ;
- les grains colonnaires dont la direction cristallographique correspond à la trajectoire de solidification (perpendiculaire aux isothermes) ont tendance à se développer plus rapidement que les grains voisins. Ces grains se développent au dépens des autres donnant lieu au phénomène dit de croissance sélective.

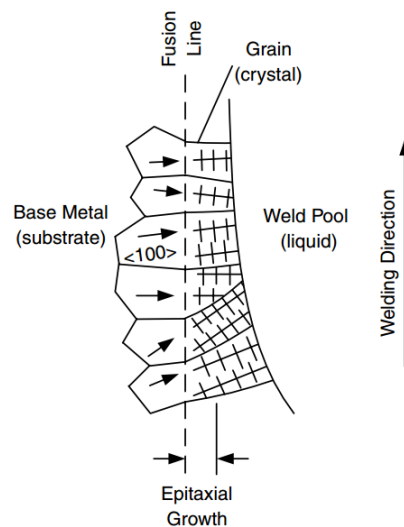


FIGURE 1.3 – Croissance épitaxiale et sélective des grains [Kou03].

Plusieurs types de structure de solidification sont susceptibles d'être rencontrés et présentent un point commun : une anisotropie des propriétés élastiques due à une croissance des grains selon une direction cristallographique privilégiée. D'autre part, cette orientation varie au sein de la soudure : une soudure multipasse présente un caractère anisotrope et hétérogène.

### 1.1.2.3 Texture cristalline des soudures

Un matériau présente une texture cristalline lorsque ses grains n'ont pas une orientation cristallographique parfaitement aléatoire. Dans le cas de la soudure, en conséquence d'une croissance par épitaxie préférentielle des grains, une forte texture orientée dans une direction cristallographique parallèle à l'axe d'élongation des grains existe [Bai76]. Si les deux autres axes cristallographiques sont répartis aléatoirement autour de cet axe appelé axe principal, les soudures présentent une texture de fibre parfaite. Elles sont alors caractérisées par une symétrie isotrope transverse [Hud94] : les plans perpendiculaires à l'axe principal sont isotropes vis-à-vis des propriétés élastiques et tous les plans passant par l'axe principal sont des plans de symétrie. Des études expérimentales [Bou00, Cha00a] ont été réalisées sur des soudures austénitiques afin de vérifier cette symétrie. Il ressort qu'en réalité les orientations autour de l'axe de fibre n'ont pas

la même probabilité d'être présentes dans le matériau. Le matériau est alors caractérisé par une symétrie orthotrope.

Toutefois, pour les soudures étudiées dans la suite, nous considérons une symétrie isotrope transverse. Cette hypothèse simplificatrice a été adoptée dans certaines études antérieures [All83, Led85, Ogi92].

### 1.1.3 Défauts de soudage

Les causes et les types de défauts de soudage dépendent du procédé utilisé, des paramètres de soudage et des propriétés des matériaux [Lip05, Kou03, Bro91]. Un défaut peut apparaître pendant l'élaboration de la soudure ou lorsque cette dernière est soumise à de fortes sollicitations mécaniques. En pratique, les soudures sont toujours inspectées en fin de fabrication afin de détecter de possibles défauts avant la mise en service. Puis des contrôles ont lieu périodiquement en service pour détecter des endommagements potentiels, évaluer leur dangerosité et garantir la sûreté de l'exploitation. Notons que les défauts de fabrication sont systématiquement dus à une mauvaise prise en compte d'un problème lors du processus de soudage [Cor16]. Nous listons ci-après ces défauts.

- **Fissuration**

La fissuration est initiée par une forte concentration de contraintes dans la soudure. Deux catégories de fissurations peuvent être distinguées : les fissurations à chaud et à froid. Les premières surviennent dans la zone fondue lors de la solidification du bain de fusion. Les contraintes de bridage qui s'exercent sur le métal fondu, le grand volume du bain de fusion ainsi que la présence d'impuretés (souffre ou phosphore) augmentent le risque de fissuration à chaud. Les fissurations à froid surviennent dans la zone fondue ou dans la Zone Affectée Thermiquement (ZAT). Elle peuvent être dues notamment à la présence d'hydrogène piégé dans la soudure ou aux contraintes résiduelles de bridage et de retrait apparues pendant le refroidissement du métal fondu.

- **Soufflure**

Une soufflure est une cavité, généralement sphérique, remplie de gaz qui n'a pas pu se dégager du métal fondu et qui de ce fait reste piégée dans la soudure. Le gaz à l'origine des soufflures provient principalement du gaz de protection, de l'humidité présente dans les enrobages ou des impuretés présentes dans le métal de base ou dans le métal d'apport.

- **Inclusion**

Une inclusion désigne l'incorporation d'un composé étranger dans la soudure. Lors d'un soudage réalisé à électrode enrobée, un résidu de laitier peut se trouver emprisonné dans le métal fondu et créer ainsi une inclusion de laitier. Les inclusions de tungstène sont spécifiques au procédé TIG qui met en œuvre une électrode non fusible composée de ce matériau. Un contact entre cette

électrode et le bain de fusion ou un choc peuvent provoquer un morcellement de son extrémité et la formation d'inclusions.

- **Manque de fusion**

Les manques de fusion, qui comprennent les défauts de type collage et les manques de pénétration, altèrent la continuité de la liaison entre deux éléments assemblés par soudage. Les défauts de collage résultent d'un manque de dilution du métal déposé à l'état liquide avec le métal de base ou le métal fondu déjà solidifié. Ces défauts peuvent être observés le long des faces du chanfrein ou entre les passes successives. Un manque de pénétration constitue une absence partielle de fusion des bords à assembler qui laisse un espace entre ceux-ci. Ce type de défaut est une conséquence d'une énergie de soudage insuffisante ou d'une vitesse de soudage trop élevée.

**Synthèse** – Dans cette section, la soudure a été décrite d'un point de vue métallurgique afin d'acquérir une meilleure compréhension de sa structure et de la nature des défauts à détecter. Il ressort que la structure de solidification d'une soudure multipasse en acier inoxydable austénitique dépend fortement du procédé mis en œuvre et des paramètres de soudage tels que l'énergie, la position ou encore l'ordre d'enchaînement des passes. Pour ces travaux, nous retiendrons que les structures obtenues présentent une forte texture cristallographique. D'autre part lors du soudage ou plus tard en service, des défauts (fissures) peuvent apparaître et évoluer. Ces derniers altèrent la résistance des assemblages soudés et doivent être détectés afin de garantir la sûreté d'exploitation. Connaissant le processus de solidification des soudures, le type de structure en résultant et les défauts attendus, nous pouvons aborder la problématique du contrôle ultrasonore de tels milieux.

## 1.2 Propagation des ondes ultrasonores dans les soudures

Parmi les techniques de contrôle non destructif, les méthodes ultrasonores ont été retenues pour inspecter les soudures en acier inoxydable austénitique lors des périodes de surveillance du réacteur. Nous venons de voir (partie 1.1.2) que les soudures présentent une forte texture cristallographique et constituent donc des milieux anisotropes et hétérogènes. L'inspection de tels matériaux nécessitant de connaître les lois de propagation des ondes, nous commençons dans cette partie par étudier le comportement des ultrasons dans les milieux homogènes anisotropes (partie 1.2.1). Puis l'influence de l'atténuation ultrasonore dans les soudures en acier austénitique est abordée (partie 1.2.2).

### 1.2.1 Théorie de la propagation ultrasonore dans un milieu homogène anisotrope

#### Equation de propagation

Soit un solide élastique homogène anisotrope, traversé par une onde ultrasonore. Nous consi-



dérons également le repère cartésien  $\mathfrak{R} = (0, \mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3)$ . En chaque point  $\mathbf{x}$  de coordonnées  $x_k$  ( $k = 1, 2, \text{ ou } 3$ ), le déplacement  $\mathbf{u}$  de composantes  $u_i$  ( $i = 1, 2, \text{ ou } 3$ ) varie au cours du temps  $\mathbf{u} = \mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ . L'application de la loi fondamentale de la dynamique à un petit élément de volume de masse volumique  $\rho$  permet d'écrire l'équation du mouvement :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}, \quad (1.1)$$

où  $\sigma_{ij}$  sont les composantes du tenseur des contraintes. En l'absence de dissipation visqueuse, la loi de Hooke (Eq. 1.2) relie les composantes du tenseur des contraintes  $\sigma_{ij}$  à celles du tenseur des déformations  $\epsilon_{kl}$  :

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl} \epsilon_{kl} = c_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k}. \quad (1.2)$$

Les coefficients  $c_{ijkl}$  sont les composantes du tenseur d'élasticité de rang quatre. Les indices  $i, j, k$  et  $l$  prennent les valeurs 1, 2 ou 3 qui représentent les trois axes du repère cartésien  $\mathfrak{R}$ . En tenant compte de la loi de Hooke (Eq. 1.2) dans l'équation du mouvement (Eq. 1.1) [Roy96], il vient :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k}. \quad (1.3)$$

### Solution des équations de propagation

Dans un solide élastique, la solution du système de trois équations différentielles (Eq. 1.3) est cherchée sous la forme d'une onde plane progressive se propageant dans la direction définie par le vecteur unitaire  $\mathbf{n} = (n_1, n_2, n_3)$  :

$$u_i = u_i^0 F \left( t - \frac{n_j x_j}{V_\phi} \right). \quad (1.4)$$

Afin de déterminer la vitesse de phase  $V_\phi$  et la polarisation  $u_i^0$  (i.e. la direction du déplacement des particules), on substitue cette dernière équation (1.4) dans l'équation du mouvement (1.3). Il vient alors l'équation de Christoffel :

$$\rho V_\phi^2 u_i^0 = c_{ijkl} n_j n_k u_l^0. \quad (1.5)$$

Si on y introduit le tenseur de Christoffel :

$$\Gamma_{il} = c_{ijkl} n_j n_k, \quad (1.6)$$

l'équation de Christoffel s'écrit :

$$\Gamma_{il} u_l^0 = \rho V_\phi^2 u_i^0. \quad (1.7)$$

Cette dernière expression montre que la polarisation  $u_i^0$  est un vecteur propre du tenseur  $\Gamma_{il}$  avec comme valeur propre  $\gamma = \rho V_\phi^2$ . Ainsi les vitesses de phase et les polarisations des ondes planes se propageant suivant une direction  $\mathbf{n}$  dans un milieu de constantes d'élasticité  $c_{ijkl}$  sont les valeurs propres et les vecteurs propres du tenseur  $\Gamma_{il} = c_{ijkl} n_j n_k$ .

Puisque le tenseur  $\Gamma_{il}$  est symétrique, ses valeurs propres sont réelles et ses vecteurs propres orthogonaux. La résolution de cette équation aux valeurs propres dans le cas d'un solide anisotrope conduit à trois ondes planes dont les polarisations sont orthogonales entre elles et pouvant se propager dans la même direction  $\mathbf{n}$  avec des vitesses différentes. L'onde dont la polarisation est la plus proche de  $\mathbf{n}$  est dite quasi-longitudinale et notée QL, les deux autres sont quasi-transversales (l'une à polarisation quasi-verticale, notée QT<sub>V</sub>, et l'autre à polarisation quasi-horizontale, notée QT<sub>H</sub>).

### Vitesse d'énergie

La vitesse d'énergie  $\mathbf{V}^e$  indique la direction du transport d'énergie c'est-à-dire la direction du faisceau ultrasonore. Elle s'exprime par la relation suivante [Roy96] :

$$V_i^e = \frac{c_{ijkl} u_j^0 u_l^0 n_k}{\rho V_\phi}. \quad (1.8)$$

La projection de la vitesse d'énergie  $\mathbf{V}^e$  sur la direction de propagation  $\mathbf{n}$  est égale à la vitesse de phase  $V_\phi$  de l'onde plane. La figure 1.4 illustre la relation (1.9).

$$\mathbf{V}^e \cdot \mathbf{n} = V^e \cos(\Delta) = V_\phi, \quad (1.9)$$

où  $\Delta$  représente l'angle de déviation entre la vitesse de phase et la vitesse d'énergie.

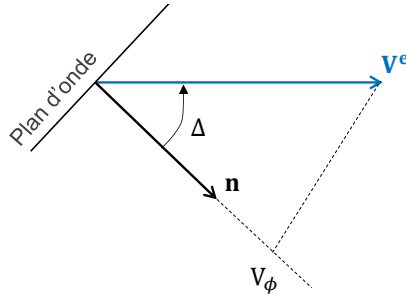


FIGURE 1.4 – Projection de la vitesse d'énergie sur la direction de propagation.

### Résolution dans le cas d'un milieu isotrope transverse

Nous allons ici établir l'expression des vitesses de phase et des polarisations des trois ondes engendrées dans un milieu isotrope transverse.

*Remarque : Les tenseurs des contraintes et des déformations étant symétriques, les constantes d'élasticité définies par la relation (1.2) ne changent pas lors d'une permutation des deux premiers ou des deux derniers indices.*

$$c_{ijkl} = c_{jikl} \quad \text{et} \quad c_{ijkl} = c_{ijlk}. \quad (1.10)$$

Un couple non ordonné d'indices  $(i, j)$  ne prend donc que six valeurs distinctes numérotées de 1 à 6. Pour alléger l'écriture, il est classique d'utiliser une notation matricielle plutôt qu'une notation tensorielle ( $c_{ijkl} \Leftrightarrow c_{mn}$ ) en contractant les indices comme décrit sur le tableau 1.1.

<b>ij (ou kl)</b>	11	22	33	23	13	12
<b>m (ou n)</b>	1	2	3	4	5	6

TABLEAU 1.1 – Changements d'indices

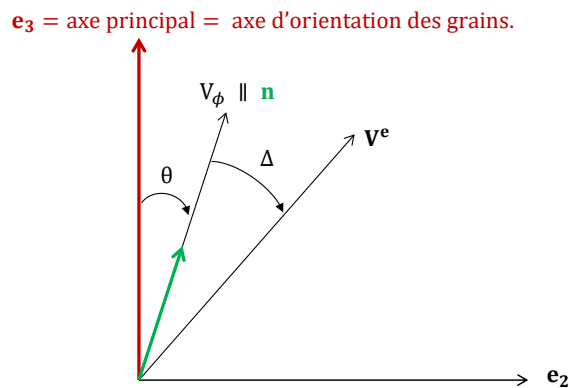
Un matériau caractérisé par une symétrie isotrope transverse possède un axe principal. Si cet axe principal est l'axe  $\mathbf{e}_3$ , alors les plans d'isotropie sont parallèles au plan  $(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2)$  et le tenseur d'élasticité présente cinq composantes indépendantes. Il s'écrit :

$$\bar{\mathbf{c}} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{c_{11}-c_{12}}{2} \end{pmatrix}. \quad (1.11)$$

Soit une onde élastique se propageant dans le plan  $(0, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3)$ . Elle est caractérisée par

$$\mathbf{n} = (0, \sin(\theta), \cos(\theta)) \quad \text{et} \quad \theta = (\mathbf{e}_3, \mathbf{n}). \quad (1.12)$$

Les vitesses des ondes dépendent de l'angle  $\theta$  entre l'axe principal  $\mathbf{e}_3$  et la direction de propagation  $\mathbf{n}$ . Le repère utilisé est représenté par la figure 1.5.

FIGURE 1.5 – Repère utilisé : propagation d'une onde dans le plan  $(\mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3)$ .

Le tenseur de Christoffel défini par l'équation (1.6) s'écrit

$$\bar{\bar{\mathbf{\Gamma}}} = \begin{vmatrix} c_{66} \sin^2(\theta) + c_{44} \cos^2(\theta) & 0 & 0 \\ 0 & c_{11} \sin^2(\theta) + c_{44} \cos^2(\theta) & (c_{13} + c_{44}) \cos(\theta) \sin(\theta) \\ 0 & (c_{13} + c_{44}) \cos(\theta) \sin(\theta) & c_{44} \sin^2(\theta) + c_{33} \cos^2(\theta) \end{vmatrix}. \quad (1.13)$$

Pour obtenir les vitesses de phases de chacune des ondes, il faut calculer les trois valeurs propres de ce tenseur, soient les racines du déterminant suivant :

$$\det(\Gamma_{il} - \gamma \delta_{il}) = 0. \quad (1.14)$$

La résolution de cette équation donne :

$$\begin{cases} \gamma^{(1)} &= \Gamma_{11} \\ \gamma^{(2)} &= \frac{1}{2} \left( \Gamma_{22} + \Gamma_{33} - \sqrt{(\Gamma_{22} - \Gamma_{33})^2 + 4\Gamma_{23}^2} \right) \\ \gamma^{(3)} &= \frac{1}{2} \left( \Gamma_{22} + \Gamma_{33} + \sqrt{(\Gamma_{22} - \Gamma_{33})^2 + 4\Gamma_{23}^2} \right) \end{cases} \quad (1.15)$$

Ces trois valeurs propres sont reliées aux vitesses de phase des trois ondes planes solutions de l'équation de propagation par :

$$V_{\phi}^{(i)} = \sqrt{\frac{\gamma^{(i)}}{\rho}}. \quad (1.16)$$

Les vecteurs propres associés sont définis par [Die75] :

$$\begin{cases} \mathbf{u}^{0(1)} &= (1, 0, 0) \\ \mathbf{u}^{0(2)} &= \left( 0, \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{(\gamma^{(2)} - \Gamma_{22})^2}{\Gamma_{23}^2}}}, \frac{\gamma^{(2)} - \Gamma_{22}}{\sqrt{1 + \frac{(\gamma^{(2)} - \Gamma_{22})^2}{\Gamma_{23}^2}}} \right) \\ \mathbf{u}^{0(3)} &= \left( 0, \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{(\gamma^{(3)} - \Gamma_{33})^2}{\Gamma_{23}^2}}}, \frac{\gamma^{(3)} - \Gamma_{33}}{\sqrt{1 + \frac{(\gamma^{(3)} - \Gamma_{33})^2}{\Gamma_{23}^2}}} \right) \end{cases} \quad (1.17)$$

Notons qu'à chaque vecteur propre normalisé est associé un vecteur polarisation.

La solution (1) correspond à l'onde quasi-transversale horizontale  $QT_H$  polarisée suivant  $\mathbf{e}_1$ .

La solution (2) correspond à l'onde quasi-transversale verticale  $QT_V$  polarisée dans le plan  $(\mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3)$ . Sa polarisation n'est pas tout à fait perpendiculaire à la direction de propagation  $\mathbf{n}$ .

La solution (3) correspond à l'onde quasi-longitudinale  $QL$  polarisée dans le plan  $(\mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3)$ . C'est l'onde dont la polarisation est la plus proche de la direction  $\mathbf{n}$ .

Ces trois ondes planes, illustrées sur la figure 1.6 et dont les polarisations sont orthogonales, se propagent dans une même direction avec des vitesses différentes.

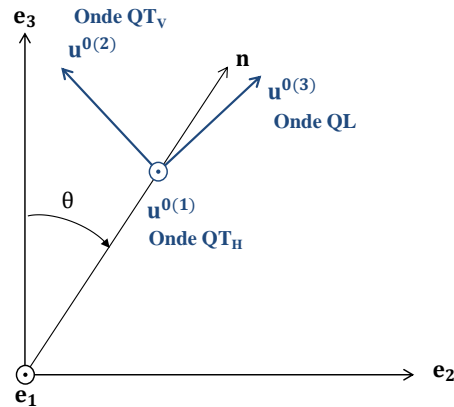


FIGURE 1.6 – Caractéristiques des trois ondes solutions de l'équation de propagation dans le plan  $(\mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3)$ .

A titre d'exemple, nous nous intéressons à une soudure caractérisée par les constantes d'élasticité suivantes  $c_{11} = 243$  GPa,  $c_{33} = 212$  GPa,  $c_{44} = 122$  GPa,  $c_{12} = 84$  GPa et  $c_{13} = 137$  GPa. Nous venons de voir que la vitesse de chacune des trois ondes dépend de l'angle d'incidence de l'onde. Afin d'illustrer la propagation d'ondes élastiques dans une soudure, les surfaces des lenteurs de chacune des trois ondes dans le plan  $(\mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3)$  sont tracées sur la figure 1.7. La surface des lenteurs est définie comme le lieu des extrémités du vecteur  $\frac{\mathbf{n}}{V_\phi^{(i)}}$ .

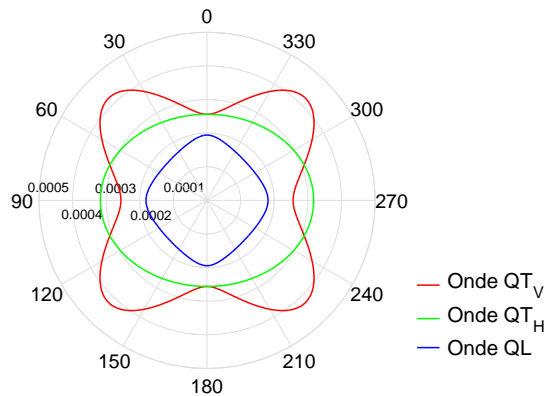


FIGURE 1.7 – Surface des lenteurs pour les trois modes de propagation dans le plan  $(\mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3)$ .

Cette surface fournit, en plus de la vitesse de phase, la direction du transport d'énergie i.e. la direction de la vitesse d'énergie. En effet, il est démontré [Die75] que la vitesse d'énergie est en tout point perpendiculaire au plan tangent à la surface des lenteurs.

D'autre part, la figure 1.8 montre la variation de l'angle  $\Delta$  (représentant la déviation de la vitesse d'énergie) pour les trois modes de propagation en fonction de l'angle  $\theta$  défini comme l'angle entre l'axe d'élongation des grains et la direction de propagation.

Les ondes  $QT_V$  s'avèrent être les plus sensibles à l'anisotropie du matériau (la valeur de la

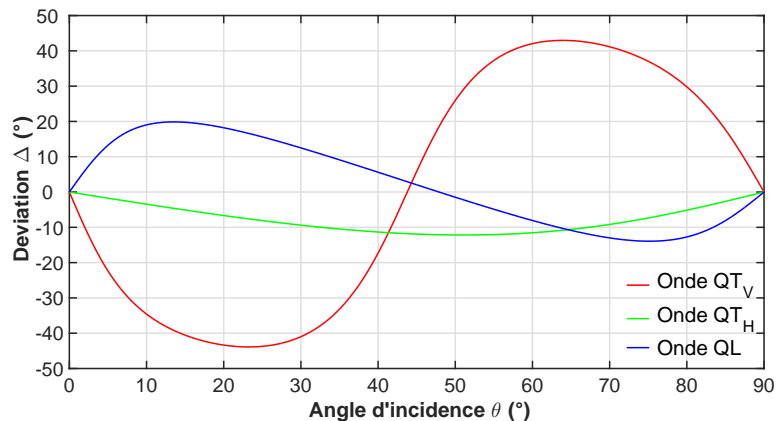


FIGURE 1.8 – Déviation de la vitesse d'énergie pour les trois modes de propagation.

déviations  $\Delta$  atteignent jusqu'à  $44^\circ$  pour ce type d'onde). À l'inverse les ondes  $QT_H$  sont les moins sensibles [Hud94]. Toutefois les ondes  $QT_H$  ne pouvant pas être générées, elles ne peuvent pas être utilisées en pratique.

### 1.2.2 Atténuation dans les soudures

L'atténuation d'une onde ultrasonore dans un matériau correspond à une diminution de son amplitude au cours de sa propagation et peut conduire à un faible rapport signal sur bruit du signal reçu [Neu89].

L'atténuation est la somme de deux mécanismes distincts : l'absorption et la diffusion. L'absorption est le processus par lequel l'énergie mécanique vibratoire de l'onde ultrasonore transmise au milieu de propagation est dissipée sous forme de chaleur. Ce type d'atténuation est lié à la viscosité du matériau contrôlé. La diffusion correspond à l'interaction de l'onde avec des discontinuités d'impédance acoustique de taille équivalente à la longueur d'onde : elle dépend du rapport  $\lambda/a$ , où  $\lambda$  est la longueur d'onde et  $a$  le diamètre moyen d'un diffuseur. D'autre part, il existe du bruit de structure dans les soudures en acier austénitique. Il s'agit de la partie de l'énergie ultrasonore diffusée par la structure revenant au traducteur lors d'un contrôle. Le bruit de structure sera d'autant plus important que les hétérogénéités sont grandes devant la longueur d'onde. Ainsi, la diffusion se traduit par la génération de bruit de structure plus ou moins important.

L'atténuation est donc reliée à la taille des grains du matériau [Nic92]. Dans le cas des aciers austénitiques, la taille des grains colonnaires dendritiques obtenus lors du phénomène de solidification est grande : de longueur 4 mm en moyenne et de diamètre environ égal à  $a = 150 \mu\text{m}$ . L'ordre de grandeur de la longueur d'onde à une fréquence de 2 MHz étant 3 mm, on a un rapport  $\lambda/a$  de l'ordre de 20.

De nombreuses études théoriques et expérimentales ont montré que dans une soudure en acier inoxydable austénitique, l'atténuation est fortement influencée par l'orientation des grains dans la structure par rapport à la direction de propagation [Ahm92]. Ahmed propose un modèle théorique de diffusion adapté aux soudures hétérogènes anisotropes. Selon le modèle d'Ahmed, pour les ondes QL, l'atténuation est minimale pour une propagation parallèle à l'axe d'élongation des grains. Elle croît progressivement et devient maximale pour une propagation à  $90^\circ$  avec notamment une évolution notable entre  $45^\circ$  et  $90^\circ$ . La même loi de variation est observée pour les ondes  $QT_H$  tandis que les ondes  $QT_V$  sont caractérisées par un maximum d'atténuation à  $45^\circ$  et des minima à  $0$  et  $90^\circ$ . Des mesures expérimentales [Sel00, Plo06, Plo14] confirment ces résultats (figure 1.9).

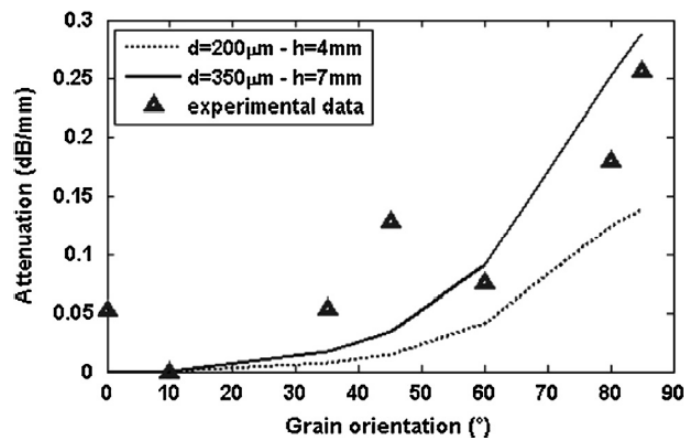


FIGURE 1.9 – Comparaison de l'atténuation expérimentale et théorique (pour deux tailles de grains) des ondes QL en fonction de l'orientation dans les soudures austénitiques à une fréquence  $f_c = 2.25$  MHz [Plo14].

Enfin, l'atténuation est aussi fortement liée à la fréquence de l'onde. Les ondes basses fréquences sont moins affectées par la taille des grains et pénètrent mieux en profondeur. En contrepartie, la résolution obtenue est moins bonne qu'avec des ondes hautes fréquences. Il y a donc un compromis à obtenir entre une bonne pénétration et un bon pouvoir de résolution. En général, pour le contrôle des soudures une fréquence proche de 2 MHz est préconisée [Kap83, Yon95].

**Synthèse** – Dans cette section, le comportement des ultrasons dans un milieu anisotrope a été décrit. Nous retiendrons tout d'abord que la vitesse d'énergie subit une déviation par rapport à la vitesse de phase. Cette déviation des ondes ultrasonores en fonction de l'orientation des grains implique une déformation du faisceau qui traverse une soudure multipasse austénitique. La figure 1.10 illustre le faisceau ultrasonore dévié lors du parcours de l'onde dans la soudure (le traducteur ultrasonore est représenté en rouge à la surface de la soudure).

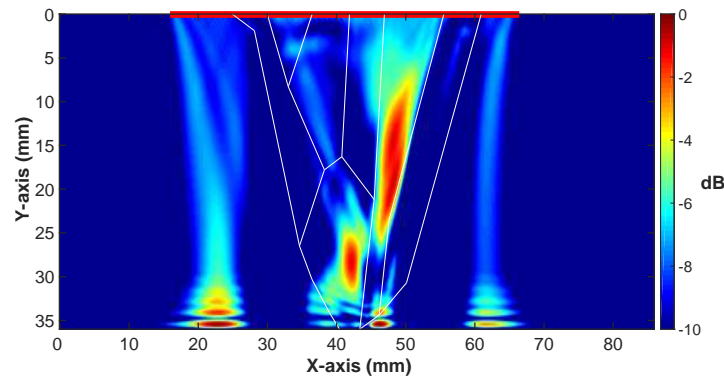


FIGURE 1.10 – Distribution de l'énergie ultrasonore dans la soudure D717B.

D'autre part, les soudures en acier inoxydable austénitique sont des milieux atténuants, ce qui peut perturber leur contrôle ultrasonore. En conséquence, le choix du mode d'inspection (ondes QL, QT<sub>H</sub> ou QT<sub>V</sub>) est important et aura une influence sur la déviation et l'atténuation des ondes. Il apparaît enfin que la connaissance de la structure de la soudure pour prévoir son comportement acoustique est essentielle dans le but de localiser des défauts. La caractérisation des soudures par moyens ultrasonores repose sur l'évaluation de certains paramètres ultrasonores. Grâce à un modèle de description de la soudure, il serait possible de relier ces grandeurs ultrasonores à leur origine physique.

La section 1.3 présente donc les principales approches de modélisation des soudures multipasses en acier inoxydable austénitique. Nous verrons également plus loin (section 1.5) en quoi ce modèle de description de soudure est une information primordiale à incorporer dans les techniques avancées de caractérisation ultrasonore.

### 1.3 Modèle de description des soudures multipasses en acier inoxydable austénitique

Les informations liées à la microstructure de la soudure à savoir l'orientation des grains (partie 1.3.1) et les constantes d'élasticité (partie 1.3.2) sont essentielles pour prédire la propagation des ondes ultrasonores (partie 1.3.3).

#### 1.3.1 Orientations des grains

Dans le but d'affiner le contrôle des soudures, de nombreux travaux proposant des descriptions de la structure des soudures multipasses en acier inoxydable austénitique ont été menés.



### 1.3.1.1 Descriptions simplifiées

Les descriptions simplifiées des structures de soudures sont associées aux descriptions symétriques. Ogilvy propose une structure de grains dont la direction est calculée par une fonction mathématique [Ogi85]. Sa description, symétrique, est une représentation de l'orientation des grains depuis les bords de chanfrein jusqu'au centre de la soudure. Elle permet de prendre en compte la géométrie de chanfrein mais reste très éloignée de la réalité. L'orientation des grains qui en résulte est représentée sur la figure 1.11.

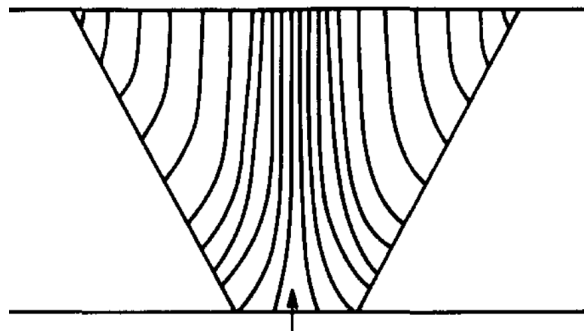


FIGURE 1.11 – Modèle d'une soudure multipasse proposé par Ogilvy [Ogi85].

D'autres descriptions simplifiées ont été proposées dans la littérature [Sch99, Lan00]. Tous ces modèles n'atteignent pas la complexité des soudures réelles. De plus, ils ne tiennent pas compte des phénomènes physiques de croissance, ni de l'ordre d'enchaînement des passes.

### 1.3.1.2 Descriptions réalistes

Les descriptions réalistes sont des descriptions non symétriques de la soudure. Elles sont obtenues par méthodes destructives ou non destructives.

#### Analyse destructive

Considérant un échantillon de soudure, l'orientation des grains peut notamment être déterminée par :

- analyse d'image d'une coupe macrographique [Sil81],
- analyse par diffraction d'électrons EBSD [Eng92].

Suite à l'évaluation de l'orientation des grains, une segmentation de la soudure est réalisée en regroupant les grains présentant une orientation voisine. La soudure est ainsi divisée en plusieurs domaines de formes et de tailles quelconques. Les orientations des grains des soudures utilisées dans ce travail de thèse ont été déterminées par analyse d'image [Cha00a]. La description en 7 domaines homogènes de la soudure D717B, étudiée par la suite, est donnée sur la figure 1.12. Les orientations des grains dans chaque zone correspondent aux orientations moyennes réelles mesurées par analyse d'image sur une macrographie (représentée sur la figure 1.13 (a)).

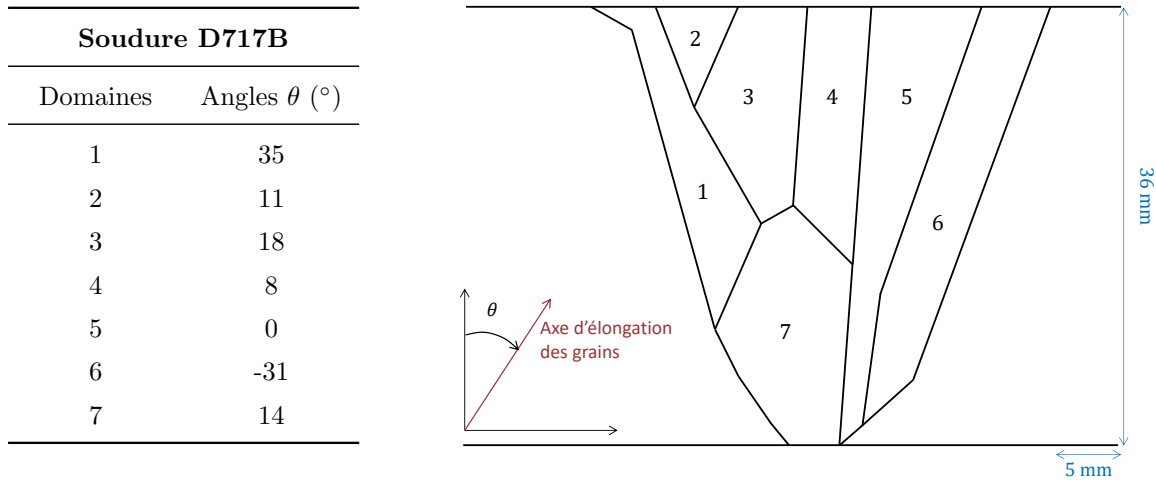


FIGURE 1.12 – Description en 7 domaines anisotropes homogènes de la structure de la soudure D717B [Cha00a].

**Analyse non destructive**

L’approche destructive ne permet pas d’établir avec certitude les orientations des grains des nombreuses soudures multipasses en acier inoxydable austénitique en service à contrôler. Eventuellement, il serait possible de déterminer les orientations des grains à partir d’un coupon témoin mais se pose alors la question de savoir si un tel coupon est représentatif de la structure le long de la soudure. Aussi, une approche non destructive est indispensable et des travaux de recherche ont été lancés dans ce but au début des années 2000.

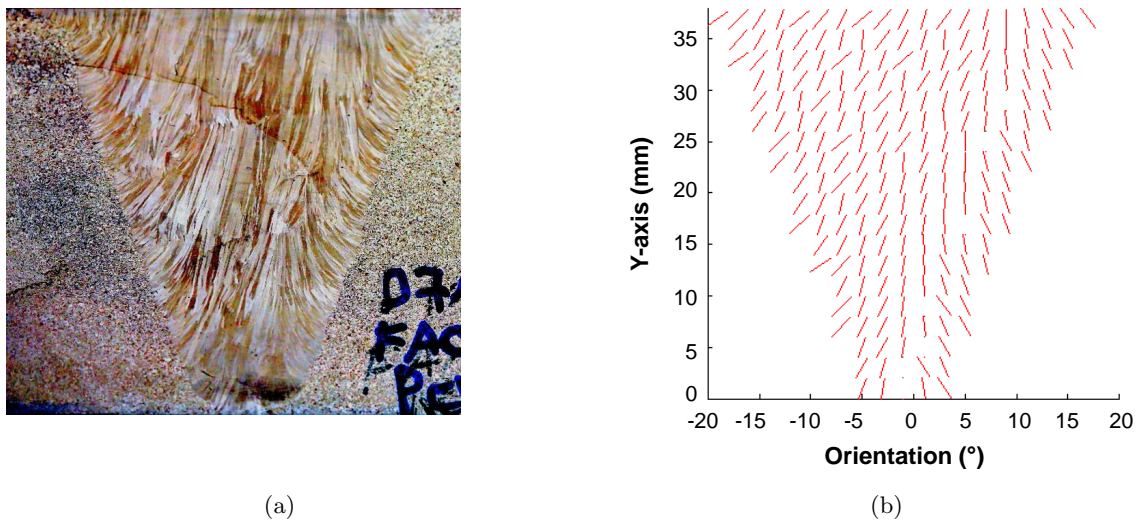


FIGURE 1.13 – (a) Macrographie de la soudure D717B. (b) Modélisation de l’orientation des grains de la soudure D717B par MINA (maille de  $2 \times 2$  mm<sup>2</sup>).

Un code de modélisation, nommé MINA, a été développé dans le but d'obtenir une prédiction de l'orientation des grains en s'affranchissant de l'analyse destructive [Apf05, Moy03]. Il s'agit d'un modèle basé d'une part, sur les connaissances théoriques de la croissance des grains lors de la solidification et d'autre part, sur les informations contenues dans le cahier de soudage (géométrie du chanfrein, diamètre des électrodes, nombre et ordre de l'enchaînement des passes). La description obtenue est un maillage régulier (le plus souvent des mailles de  $2 \times 2 \text{ mm}^2$  ou  $1 \times 1 \text{ mm}^2$ ) de petits sous-domaines homogènes et anisotropes. Notons que les modèles obtenus par MINA ont été validés sur des soudures réelles [Apf05], un exemple de cartographie représentative de la soudure D717B est donné sur la figure 1.13 (b).

Le développement de ce modèle prédictif formalise la connaissance métallurgique (information *a priori* disponible) et permet le déploiement de méthodes d'imagerie et de caractérisation fondées sur un modèle élastique de propagation pour le contrôle des soudures.

Dans la partie 1.2.1 nous avons mis en évidence que les propriétés élastiques (constantes d'élasticité) de la soudure inspectée, en plus de l'orientation cristallographique des grains, gouvernent la propagation des ondes. Ces constantes d'élasticité doivent être déterminées pour permettre la résolution du problème de propagation d'ondes élastiques dans la soudure.

### 1.3.2 Constantes d'élasticité

En se limitant aux soudures en acier inoxydable austénitique, les valeurs des constantes d'élasticité  $c_{ij}$  fournies par la littérature varient de manière importante selon la référence de l'acier et les techniques de caractérisation mises en œuvre [All83, Say82]. Les constantes d'élasticité des soudures en acier 316L étudiées dans ce travail ont été déterminées lors de précédents travaux [Cha00b, Cor14]. La méthode utilisée exploite les vitesses ultrasonores des ondes associées à une méthode d'optimisation [Bod11, Ala14]. Les mesures de vitesse des ondes quasi-longitudinales et quasi-transversales sont effectuées en immersion et en transmission pour plusieurs angles d'incidence. Les constantes d'élasticité sont ensuite déduites d'un processus inverse d'optimisation comparant les valeurs expérimentales aux valeurs théoriques de vitesse. Cette approche s'avère fiable (à condition d'avoir des échantillons homogènes représentatifs) et a été validée pour d'autres matériaux anisotropes [Duc00].

### 1.3.3 Sensibilité du modèle

La définition des domaines d'orientation des grains et les constantes d'élasticité forment le modèle élastique de soudure qui sera utilisé par la suite pour résoudre le problème de propagation d'onde ultrasonore. Le modèle élastique est ensuite intégré dans des logiciels, basés soit sur les codes rayons (CIVA<sup>®</sup> par exemple) soit sur les éléments finis (COMSOL<sup>®</sup> par exemple). Les méthodes des éléments finis sont efficaces mais plus coûteuses en temps de calcul que les méthodes fondées sur le tracé de rayon. Les deux gammes de méthodes permettent une modélisation de la

propagation d'onde ultrasonore dans la soudure et sont sensibles au modèle de description du milieu.

Une étude [Ban14] a étudiée l'influence de la description choisie de la soudure, fine (obtenue via une simulation MINA) ou en grands domaines (obtenue via une analyse de macrographie), sur les résultats numériques obtenus lors d'une simulation par éléments finis. Les amplitudes de l'écho de diffraction d'un trou génératrice après propagation d'une onde plane dans chacune des descriptions sont comparées et les rapports signal sur bruit sont calculés. Une description en grands domaines conduit à un meilleur rapport signal sur bruit. La même étude met aussi en évidence l'impact d'une erreur commise sur les constantes d'élasticité sur le rapport signal sur bruit (calculé à partir de l'amplitude de l'écho de diffraction du trou génératrice). Les codes de propagation ultrasonore sont ainsi très sensibles à la description de la soudure.

D'autre part, il a été montré que le modèle basé sur la théorie des rayons (employé dans CIVA) présente certaines limitations concernant la simulation des milieux inhomogènes [Ben85] et plus particulièrement lors de la simulation d'inspection des soudures [Kol13, Jez13]. En effet dès lors que les domaines (décrivant la structure de la soudure) ont une dimension de l'ordre ou inférieure à la longueur d'onde ou que les variations d'impédance entre deux zones adjacentes sont trop importantes, le modèle n'est plus valide. Si ces conditions ne sont pas satisfaites, certaines études proposent d'utiliser un modèle de rayons selon une description continûment variable de la soudure afin de permettre une modélisation correcte. De tels modèles ont été initialement élaborés pour des applications en géophysique [Cer05]. Leur application pour la modélisation de la propagation d'onde dans une soudure est en cours de développement. Enfin, une étude récente [Now16] propose un algorithme de tracé de rayon permettant l'imagerie ultrasonore dans les soudures en acier austénitique à partir du modèle de description donné par MINA.

Nous retiendrons trois conclusions principales pour la modélisation de la propagation des ondes dans une soudure en acier inoxydable austénitique :

- la propagation des ultrasons dans la soudure est sensible à une variation des constantes d'élasticité et/ou des orientations,
- le type de description choisi (fine ou en grands domaines) impacte le résultat de la simulation de la propagation ultrasonore,
- la théorie des rayons très souvent utilisée n'est pas toujours adaptée pour modéliser la propagation des ondes ultrasonores dans le milieu complexe de la soudure.

Pour notre étude, nous utilisons un modèle de description obtenu de manière destructive (analyse de la macrographie) et les simulations seront réalisées avec un logiciel de calcul par éléments finis.

Notons qu'au LMA des travaux de recherche sont actuellement menés dans le but d'améliorer MINA et de proposer un modèle de soudure multipasse en acier austénitique plus proche de la réalité en termes d'orientation des grains et de constantes d'élasticité. Ces travaux de thèse

pourront ainsi être couplés à partir de modèles MINA de soudures réelles.

**Synthèse** – La description des soudures en acier inoxydable austénitique vient d’être abordée d’un point de vue métallurgique puis acoustique. Cette analyse a permis de clarifier les spécificités du contrôle ultrasonore de telles structures principalement dues aux procédés et aux paramètres de soudage. En effet, la structure à gros grains, anisotrope et hétérogène des soudures multipasses en acier inoxydable austénitique complexifie l’évolution des ultrasons (atténuation, déviation, division du faisceau). Dans le but de prédire leur propagation, la description des soudures demeure un sujet de recherche essentiel. Une classe de méthode destructive permet une estimation de l’orientation des grains par analyse macrographique. Pour une application en service, des modèles, basés sur la connaissance des procédés de soudage et de solidification, sont développés afin de prédire la propagation des ondes ultrasonores dans le milieu.

Les méthodes de contrôle ultrasonores usuelles des soudures sont présentées dans la section 1.4.

## 1.4 Méthodes usuelles de contrôle ultrasonore des soudures

La section précédente a permis de mettre en exergue les principales difficultés de l’inspection ultrasonore des soudures en acier inoxydable austénitique multipasses :

- forte atténuation due à la diffusion,
- bruit de structure : rétrodiffusion des ondes vers le transducteur,
- déviation et déformation du faisceau ultrasonore.

Les phénomènes d’atténuation et de diffusion peuvent fausser le diagnostic d’un contrôle en masquant la signature d’un défaut : soit parce que son amplitude est trop faible, ou soit parce qu’il est noyé au milieu d’échos parasites. Une deuxième difficulté provient de la déviation et de la déformation (division) du faisceau ultrasonore qui peuvent être responsables d’erreurs de localisation. Nous verrons dans cette section que de nombreuses études [Neu89, Dit96, Man12, Man14] ont été réalisées pour obtenir un bon rapport signal à bruit lors de la détection des défauts dans une soudure à partir d’un seul capteur monoélément.

Rappelons qu’un défaut est une discontinuité locale des propriétés élastiques (impédance, célérité ou densité) du milieu. Sa détection est permise par la diffraction de l’onde ultrasonore incidente sur la surface de cette discontinuité. Plusieurs méthodes ont été testées pour détecter des défauts au sein des soudures [Ede81]. Les techniques de contrôle les plus couramment utilisées dans l’industrie sont essentiellement de deux types : les méthodes exploitant les échos de réflexion (partie 1.4.1) et celles exploitant les échos de diffraction (partie 1.4.2).

### 1.4.1 Mesure d’écho en émission/réception (mesure d’amplitude)

Il s’agit de la méthode conventionnelle : un traducteur monoélément émet un faisceau qui se réfléchit sur le défaut avant d’être perçu par le récepteur. Si l’amplitude de l’onde réfléchie est

suffisamment importante, les défauts sont détectés en interprétant directement le signal A-scan enregistré [Lam85]. Rappelons qu'un signal A-scan est une représentation de l'amplitude des échos enregistrés par le traducteur en fonction du temps. Cette méthode permet notamment de détecter efficacement les fissures débouchantes grâce à l'écho de coin.

Cette méthode est très sensible à l'atténuation, au bruit de structure de la soudure ainsi qu'à la déviation et à la division du faisceau ultrasonore. Pour ces raisons, il est souvent difficile de déterminer quels maxima sont représentatifs d'échos de réflexion et donc de défauts. Comme évoqué précédemment, la qualité du signal dépend notamment du mode choisi et de l'angle d'incidence (cf. figures 1.8 et 1.9) :

- les ondes transversales à polarisation verticale ( $QT_V$ ) semblent peu adaptées car leur propagation dans la soudure est très marquée par la structure anisotrope (variations de célérité et très forte déviation (cf. figure 1.8)) ce qui rend leur interprétation difficile. Ces ondes ne subissent pas de conversion de mode et sont donc utilisées, avec un angle d'incidence de  $45^\circ$  ou  $60^\circ$ , lorsque le volume soudé traversé est peu important ;
- les ondes transversales à polarisation horizontale ( $QT_H$ ) (parallèle au plan d'incidence) ne subissent pas de conversion de mode lors de leur propagation dans le plan principal [Kup78, Ogi86]. Toutefois, leur utilisation est impossible car leur génération est difficile ;
- les ondes de compression pour l'inspection de défauts volumétriques au sein des soudures sont privilégiées, le plus souvent avec un angle d'incidence fixé à  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  ou  $60^\circ$  [Tom80, Kap83]. Cependant, lors d'une inspection en ondes de compression, une onde transversale associée à la conversion de mode apparaît et perturbe l'inspection.

Pour résumer, cette méthode d'inspection s'avère efficace pour la détection des défauts (entaille/fissures/collage ou trou/soufflure) à condition de bien choisir le type d'onde considérée et l'angle de travail. Ces derniers paramètres dépendent notamment de la position du capteur par rapport à la soudure et du défaut cherché [Hud94, Kol12]. En revanche, sans connaissance *a priori* du milieu de propagation, cette approche ne permet ni un positionnement précis, ni un dimensionnement des défauts.

#### 1.4.2 La méthode TOFD : Time Of Flight Diffraction

TOFD, acronyme de « Time Of Flight Diffraction » c'est-à-dire, « mesure du temps de vol de l'onde diffractée », qualifie une technique exploitant les phénomènes de diffraction générés par les pointes des fissures [Sil75, Ogi83].

La figure 1.14 schématise le principe de la méthode. Deux traducteurs, fonctionnant en transmission, sont positionnés symétriquement de part et d'autre de la zone inspectée. Ils sont choisis de telle manière que le faisceau soit très divergent afin de pouvoir contrôler le plus grand volume possible. Si un défaut est présent dans la zone inspectée, une partie de l'énergie émise va être diffractée et enregistrée par le traducteur en réception. La détection est ainsi assurée. La mesure

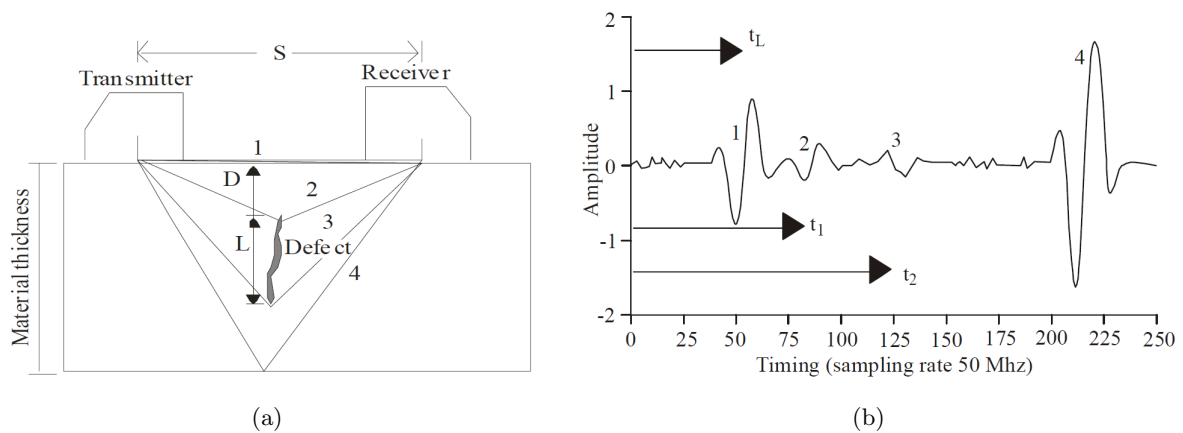


FIGURE 1.14 – (a) Schéma de la configuration de mesure TOFD et (b) Signal A-scan en réception [Man12].

du temps de vol peut permettre, selon la nature de l'acier, de localiser le défaut en profondeur et d'approximer sa hauteur.

Cette technique a été élaborée dans le but de détecter une fissure verticale non débouchante grâce aux échos de diffraction. La diffraction de l'onde incidente par la tête d'une fissure au sein d'une soudure intervient quelque soit l'angle d'incidence contrairement à la réflexion spéculaire. Pour cette raison, cette méthode est couramment mise en œuvre dans l'industrie pour le contrôle des soudures et la détection des fissures [Hud94].

**Synthèse** – Les méthodes sus-citées sont principalement dédiées à la détection de défauts et sont sensibles à la nature de l'acier et de la soudure. Elles ne prennent pas en compte la déviation ni la division du faisceau ultrasonore causées par la structure anisotrope et hétérogène. Ainsi, une localisation précise des défauts est impossible sans une connaissance plus approfondie de la structure du milieu sondé. De plus, les méthodes usuelles de contrôle des soudures utilisent des capteurs monoéléments et permettent d'accéder à une information globale, intégrée sur la surface active du transducteur ; la résolution spatiale s'en trouve limitée. Or, ces dernières années ont vu le déploiement de la technologie multiacquisition et des capteurs multiéléments qui offrent la possibilité d'accéder à une information mieux résolue spatialement, à partir d'une unique position de mesure. Ceci ouvre un large spectre de méthodes de détection, de localisation et de caractérisation basées sur l'exploitation des capteurs multiéléments.

## 1.5 Méthodes d'imagerie ultrasonore multiélément

Dans le domaine industriel, la technologie des capteurs multiéléments se développe et s'étend depuis un peu plus d'une vingtaine d'années. Cependant leur utilisation pour le contrôle non destructif n'a pas encore fait l'objet d'une préconisation normalisée. Ces transducteurs ont été

conçus en plaçant côte à côte un réseau de pastilles piézoélectriques excitables indépendamment les unes des autres. Leur utilisation permet une grande variété de contrôles. Par exemple, un réseau linéaire permet, en appliquant des lois de retard sur chacun des éléments, de maîtriser les caractéristiques du faisceau transmis (en termes de déviation et de focalisation) dans le milieu d'inspection. Parmi les avantages que présentent les capteurs multiéléments, un des plus intéressants est la possibilité d'une focalisation en tout point d'un maillage du plan (ou du volume) du milieu sondé. Il en résulte une meilleure qualité d'image (résolution) et donc une interprétation facilitée des données acquises.

Toutes les techniques d'imagerie ont pour but de déterminer la structure d'un milieu inconnu *a priori* en interprétant l'interaction d'une onde ultrasonore avec celui-ci. Le principe est de déterminer les phénomènes à l'origine des résultats observés. La question est donc de savoir comment extraire les informations utiles à partir des mesures. Il s'agit de résoudre un problème inverse.

Dans ce but, des méthodes d'interprétations et de post-traitement des signaux acquis par les capteurs multiéléments ont été mises en œuvre. Ces méthodes reposent sur diverses stratégies plus ou moins sophistiquées : la représentation des signaux sous forme d'une image (partie 1.5.1), l'exploitation des temps de vol (partie 1.5.2) ou encore l'exploitation du processus de retournement temporel (partie 1.5.3).

### 1.5.1 Représentation des données

Il est possible de représenter directement les signaux acquis par un capteur multiélément de plusieurs manières pour former une image, chacune apportant des informations complémentaires sur le milieu inspecté. Parmi les méthodes les plus classiques nous rappelons les principes de l'imagerie B-scan (§ 1.5.1.1) et de l'imagerie S-scan (§ 1.5.1.2).

#### 1.5.1.1 Imagerie B-scan

Pour une position donnée du capteur multiélément, le B-scan est le cumul des A-scans enregistrés sur chacun des éléments. Ainsi l'image B-scan est représentée selon deux dimensions : la position latérale (reliée à largeur de la barrette) et le temps. Si la vitesse de propagation des ondes dans le milieu inspecté est connue et supposée constante (hypothèse de travail), la profondeur  $x$  à laquelle l'écho a été produit est déduite à partir du retard entre l'émission de l'impulsion et la réception de l'écho. Le B-scan forme une « vue en coupe » de la pièce examinée. Un exemple représentatif d'un trou de 1 mm de diamètre à 7 mm de profondeur dans une pièce d'acier est donné sur la figure 1.15. Pour ce contrôle, le capteur multiélément (barrette de 64 éléments, fréquence centrale  $f_c = 5$  MHz) est positionné sur la pièce et le couplage acoustique est assuré par une fine couche de gel. L'image obtenue permet la détection du défaut ainsi qu'une estimation de sa profondeur dans la pièce.



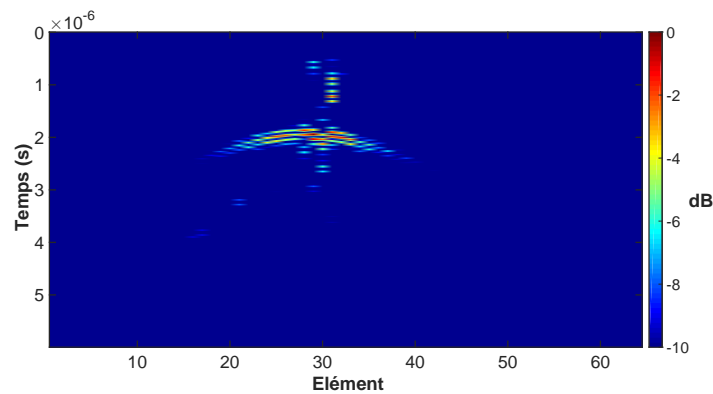


FIGURE 1.15 – Contrôle au contact d’une pièce en acier avec un trou de 1 mm de diamètre par un traducteur linéaire composé de 64 éléments et de fréquence centrale 5 MHz : image B-scan normalisée et affichée en dB.

Une image B-scan peut donc être obtenue sans déplacement de la barrette multiélément. Cela peut présenter un intérêt en CND quand, pour des raisons d’accessibilité, il n’est pas possible de déplacer une sonde pour obtenir un B-scan mécanique. Cependant, sans déplacement de la sonde, la largeur de l’image est limitée au nombre d’éléments disponibles. En conséquence, la zone visualisée est restreinte. Enfin, notons que l’exploitation de B-scans successifs le long de l’axe de soudage peut éventuellement informer quant à la présence d’un défaut mais ne permet ni sa localisation, ni sa caractérisation.

*Remarque : Un B-scan ne nécessite pas un traducteur multiélément : il est possible d’effectuer un B-scan avec un moncapteur en le déplacement le long du milieu à imager.*

### 1.5.1.2 Imagerie S-scan

L’imagerie S-scan, résultant d’un balayage angulaire, est souvent utilisée en CND [Mah02]. Une image S-scan est un cumul de A-scans « somme » enregistrés pour une seule position du capteur et plusieurs angles d’inspection. Pour chaque angle d’inspection, les A-scans élémentaires reçus sur chaque élément sont sommés entre eux pour former le A-scan « somme ». Ainsi, le S-scan est une image sectorielle de la zone inspectée. Contrairement au B-scan où la taille de l’image est limitée par le nombre d’éléments du capteur, l’image S-scan peut couvrir une large zone d’intérêt dans la pièce. Le secteur angulaire d’un S-scan est défini par ses deux angles extrêmes (direction de propagation du premier et du dernier tirs) qui dépendent des caractéristiques du capteur et en particulier de sa directivité. Le balayage angulaire présente un intérêt lorsque le nombre limité d’éléments ne permet pas de former une image B-scan recouvrant toute la région d’intérêt. Le S-scan est actuellement souvent utilisé en complément de la méthode TOFD pour le contrôle industriel de certaines soudures.

Ces deux dernières méthodes classiques d'imagerie ultrasonore constituent une première étape à l'analyse de données. Elles exploitent directement les signaux acquis par le capteur multiélément en formant une image de la zone inspectée en temps réel. Ces techniques ont largement été développées dans le domaine du CND notamment dans le but d'améliorer la résolution latérale. Pour cela, des lois de retard sont appliquées lors de l'émission et de la réception afin de focaliser l'énergie et d'accroître le contraste et la résolution de l'image sous l'hypothèse implicite de vitesses de propagation des ondes constantes.

Une autre gamme de méthodes, plus avancées, propose de reconstruire une image en appliquant un post-traitement sur les données acquises [Zha13]. C'est le cas des méthodes suivantes.

### 1.5.2 Méthodes d'imagerie exploitant les temps de vol

L'intérêt principal des méthodes présentées dans cette partie, FTP (§ 1.5.2.1) et PWI (§ 1.5.2.2), est de former des images dont la résolution spatiale de l'image est significativement améliorée comparativement aux méthodes de reconstruction standards présentées précédemment.

#### 1.5.2.1 Focalisation en Tout Point (FTP)

La méthode FTP, aussi connue sous le nom de Total Focusing Method (TFM), est une méthode de reconstruction très répandue dans le domaine du CND dans les laboratoires de recherche. Toutefois son application industrielle pour le contrôle des structures n'est pas encore normalisée. Elle repose sur le traitement des données acquises en mode Full Matrix Capture (FMC) [Hol05]. Pour un capteur composé de  $N$  éléments, l'acquisition en mode FMC consiste à enregistrer les  $N \times N$  réponses impulsionnelles  $k_{sr}(t)$ , correspondant au signal reçu par le récepteur  $\mathbf{x}_r$  quand une impulsion  $\delta(t)$  est émise par la source  $\mathbf{x}_s$  (cf. figure 1.16).

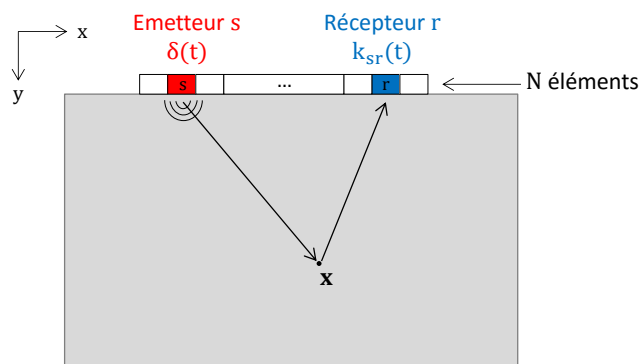


FIGURE 1.16 – Réponse impulsionnelle inter-élément : le signal  $k_{sr}(t)$  est le signal reçu par le point récepteur  $\mathbf{x}_r$  après émission par le point source  $\mathbf{x}_s$  et propagation dans le milieu.

Les  $N^2$  réponses impulsionnelles  $k_{sr}(t)$  sont les composantes de la matrice de transfert du milieu

notée  $\bar{\mathbf{k}}$ . Elles donnent une description complète du système (sonde et milieu inspecté). L'algorithme FTP repose sur le traitement de la matrice  $\bar{\mathbf{k}}$  et permet de focaliser de façon synthétique en tout point  $\mathbf{x}$  d'une région d'intérêt. Les signaux reçus sur chaque élément sont recalés et sommés de façon cohérente en tout point  $\mathbf{x}$  du milieu ; il en résulte une valeur  $A_{FTP}(\mathbf{x})$  donnée par la relation :

$$A_{FTP}(\mathbf{x}) = \left| \sum_{s=1}^N \sum_{r=1}^N k_{sr} (t_s(\mathbf{x}) + t_r(\mathbf{x})) \right|, \quad (1.18)$$

où  $t_s(\mathbf{x})$  (respectivement  $t_r(\mathbf{x})$ ) est le temps de vol entre le point source  $\mathbf{x}_s$  (respectivement le point récepteur  $\mathbf{x}_r$ ) et le point  $\mathbf{x}$  (cf. figure 1.16).

Cette relation (Eq. 1.18) exprime la focalisation (en réception) des signaux  $k_{sr}(t)$  en tout point de l'image pour chaque tir réalisé avec le point source  $\mathbf{x}_s$ . La sommation sur tous les éléments actifs en émission réalise la focalisation en émission. La figure 1.17 illustre le résultat expérimental de la méthode FTP pour l'imagerie d'un trou de 1 mm de diamètre avec une barrette de 64 éléments fonctionnant à 5 MHz. Le contrôle est effectué au contact, sans sabot.

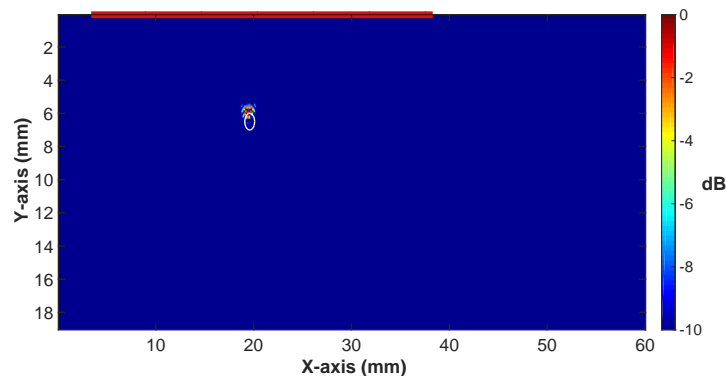


FIGURE 1.17 – Reconstruction FTP d'un trou de 1 mm de diamètre lors d'un contrôle par un traducteur linéaire composé de 64 éléments et de fréquence centrale 5 MHz (représenté par la ligne rouge). Le cercle blanc représente la position réelle du défaut. L'image est affichée en dB :  $20 \log_{10}[A_{FTP}(\mathbf{x})/\max(A_{FTP}(\mathbf{x}))]$ .

L'algorithme FTP nécessite le calcul des temps de parcours ultrasonores associés à chaque couple émetteur/récepteur d'un réseau de  $N$  éléments. Les temps de vol, déterminés par une approche de tracé de rayons, peuvent être calculés selon différents modes : direct ou demi-bond. Le mode direct est le mode le plus simple : le signal enregistré correspond au trajet aller/retour entre l'émetteur, le point de focalisation et le récepteur. Le mode demi-bond, plus complexe, prend en compte une réflexion préalable sur le fond de la pièce inspectée. Ce mode présente l'avantage de pouvoir imager les fissures sur toute leur longueur et facilite leur caractérisation [Zha10]. Zhang propose d'appliquer la méthode FTP à la détection de fissures situées entre la ZAT et le métal fondu de la soudure, sans avoir à traverser la zone fondue.

L'imagerie FTP souffre de quelques inconvénients, principalement dus au principe d'acquisition. En effet, l'acquisition FMC implique d'émettre avec un élément à la fois, ce qui limite l'amplitude de l'onde transmise dans le matériau, et se traduit par une diminution du rapport signal sur bruit des signaux élémentaires. Cela peut s'avérer gênant dans le cas de l'inspection de matériaux fortement atténuants et en présence de bruit tel que le bruit de structure.

### 1.5.2.2 Plane Wave Imaging (PWI)

À l'origine inventée pour l'imagerie médicale, cette méthode a été généralisée pour des applications en CND [Jeu16a]. La méthode PWI, consiste à appliquer le principe de la focalisation dynamique en tout point suite à une insonification en onde plane. Pour cela,  $Q$  ondes planes sont émises dans la pièce, chacune avec un angle d'incidence différent. Après propagation, les échos sont enregistrés par les  $N$  éléments du capteur. Comme pour l'algorithme FTP, l'amplitude est calculée en tout point  $\mathbf{x}$  de la zone reconstruite :

$$A_{PWI}(\mathbf{x}) = \left| \sum_{q=1}^Q \sum_{r=1}^N s_{qr}(t_q(\mathbf{x}) + t_r(\mathbf{x})) \right|, \quad (1.19)$$

où  $s_{qr}$  est le signal reçu par le point récepteur  $\mathbf{x}_r$  après propagation de l'onde plane inclinée d'un angle  $q$ ,  $t_q(\mathbf{x})$  est le temps mis par l'onde plane associée pour atteindre le point  $\mathbf{x}$  et  $t_r(\mathbf{x})$  est le temps de vol entre le point  $\mathbf{x}$  et l'élément récepteur  $\mathbf{x}_r$ .

Lors d'une acquisition PWI, tous les éléments sont sollicités en même temps avec des lois de retard permettant de régler la direction souhaitée. Autant de tirs sont réalisés que d'angles d'inspection. Les ondes incidentes en imagerie PWI sont caractérisées par des amplitudes plus importantes que celles des ondes émises en mode FMC (où un seul élément est actif à la fois). De plus, il a été montré [Jeu16b] que tout en nécessitant moins d'émissions, cette méthode procure des images de qualité équivalente à celle des images FTP. Par ailleurs, la méthode PWI permet également d'utiliser le mode direct ou demi-bond selon les cas traités. Ainsi, en combinant les modes de propagation direct et demi-bond, les deux méthodes imagent des entailles sur toute leur longueur. Enfin, la méthode PWI a été testée sur un matériau présentant une forte atténuation visco-élastique et a permis de détecter des défauts non décelables sur les images FTP.

Les deux méthodes de reconstruction d'image basées sur les calculs des temps de vol présentent des résultats d'une résolution similaire. Elles se distinguent par la nature de l'onde transmise (onde plane ou onde sphérique) : la méthode FTP est plus sensible à l'atténuation dans le matériau que la méthode d'imagerie par onde plane, par essence plus énergétique. Ces deux approches conjecturent la connaissance de la célérité des ondes dans le milieu inspecté pour le calcul des temps de vol. Dans le cas le plus simple, la vitesse est généralement supposée constante dans la structure inspectée. Ces méthodes peuvent prendre en compte la réflexion des ondes sur le fond de pièce afin d'imager une palette plus large de défauts. Notons que dans le cas de varia-

tions de vitesse dans un milieu tel que celui de la soudure, le calcul du temps de vol déterminé dans le cadre de l'approche géométrique d'un code de tracé de rayons est plus complexe [Now14]. Néanmoins, ces approches sont moins performantes pour des milieux complexes (anisotropes, diffusants ou réverbérants) où siègent les phénomènes de déviation de faisceau, réflexions multiples ou diffusions. Pour ce faire, il est alors nécessaire d'utiliser des méthodes d'imagerie exploitant toute la complexité de l'environnement soit de façon expérimentale, soit à l'aide d'un modèle du milieu. Tel est le cas des méthodes d'imagerie basées sur le retournement temporel.

### 1.5.3 Méthodes d'imagerie exploitant le retournement temporel

Nous nous intéressons ici à des méthodes d'imagerie ultrasonore fondées sur le principe de retournement temporel (§ 1.5.3.1). Ce concept, décliné dans le domaine fréquentiel, a conduit aux méthodes DORT (§ 1.5.3.2) et MFP (§ 1.5.3.3). Décliné dans le domaine temporel, il a permis la conception de la méthode de l'ET (§ 1.5.3.4).

#### 1.5.3.1 Principe du retournement temporel

Les techniques dites de « retournement temporel » sont fondées sur l'invariance temporelle de l'équation de propagation des ondes. Dans un milieu de propagation complexe, quelles que soient les déformations subies par une onde rayonnée à partir d'une source donnée, il existe en théorie, une onde duale capable de parcourir en sens inverse tous les chemins « chaotiques » et qui converge exactement au lieu de la source [Fin92].

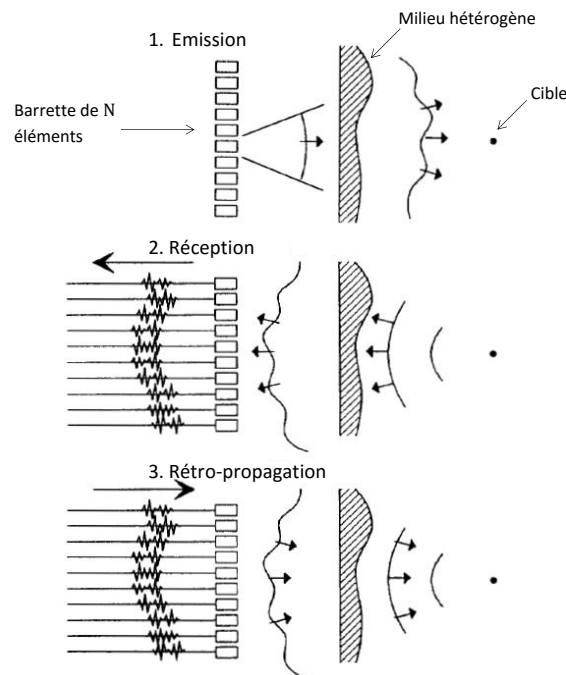


FIGURE 1.18 – Schéma de principe du retournement temporel [Fin92].

Le Miroir à Retournement Temporel (MRT) crée physiquement cette onde à partir d'un réseau de  $N$  éléments (émetteurs et récepteurs) et peut être utilisé pour focaliser expérimentalement l'énergie ultrasonore sur une cible, sans connaissance *a priori* du milieu [Pra91]. La figure 1.18 expose le principe de l'utilisation d'un MRT pour focaliser une onde sur une cible en trois étapes :

1. les éléments émettent une onde ultrasonore dans le milieu à inspecter ;
2. si un défaut est présent, il recevra une partie de l'énergie incidente et se comportera comme une source acoustique à l'origine de l'écho détecté par l'ensemble des récepteurs ;
3. tous les signaux mesurés sont réémis dans une chronologie inversée (ils sont rétropropagés) et l'onde ainsi créée se focalise vers sa source initiale i.e. le défaut.

Les méthodes d'inspection et d'imagerie suivantes exploitent les propriétés du principe de réciprocité et du retournement temporel.

### 1.5.3.2 Décomposition de l'Opérateur de Retournement Temporel (DORT)

La Décomposition de l'Opérateur de Retournement Temporel, méthode DORT, est une méthode itérative de détection et de focalisation sélective introduite en 1994 [Pra94, Pra96]. Cette méthode est fondée sur l'analyse du retournement temporel itératif décrit dans le domaine fréquentiel. Elle consiste à déterminer et analyser les invariants de l'opérateur de retournement temporel, obtenus par une décomposition en valeurs singulières de la matrice de transfert du milieu  $\overline{\mathbf{K}}$ .

#### Opérateur de retournement temporel

Dans le paragraphe 1.5.2.1, nous avons défini  $k_{sr}(t)$  comme le signal ultrasonore reçu par le point récepteur  $\mathbf{x}_r$  lorsqu'une impulsion est appliquée sur au point source  $\mathbf{x}_s$ . Le signal  $r_{0r}(t)$  reçu par le récepteur  $\mathbf{x}_r$  en réponse à une onde initiale  $(e_{0s})_{1 \leq s \leq N}$  peut s'écrire :

$$r_{0r}(t) = \sum_{s=1}^N k_{sr}(t) * e_{0s}(t), \quad (1.20)$$

où  $*$  désigne le produit de convolution.

En effectuant la transformée de Fourier de l'équation précédente, on obtient la relation :

$$R_{0r}(\omega) = \sum_{s=1}^N K_{sr}(\omega) E_{0s}(\omega), \quad (1.21)$$

qui peut encore s'écrire pour chaque pulsation  $\omega$  sous forme matricielle :

$$\mathbf{R}_0 = \overline{\mathbf{K}} \mathbf{E}_0. \quad (1.22)$$

où  $\overline{\mathbf{K}}$  est la matrice de transfert du système exprimée dans le domaine fréquentiel,  $\mathbf{E}_0$  et  $\mathbf{R}_0$

sont les vecteurs signaux émis et reçus exprimés dans le domaine fréquentiel.

$$\mathbf{R}_0 = \begin{pmatrix} R_{01}(\omega) \\ R_{02}(\omega) \\ \vdots \\ R_{0N}(\omega) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E}_0 = \begin{pmatrix} E_{01}(\omega) \\ E_{02}(\omega) \\ \vdots \\ E_{0N}(\omega) \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \overline{\overline{\mathbf{K}}} = \begin{pmatrix} K_{1,1}(\omega) & K_{1,2}(\omega) & \cdots & K_{1,N}(\omega) \\ K_{2,1}(\omega) & K_{2,2}(\omega) & \cdots & K_{2,N}(\omega) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ K_{N,1}(\omega) & K_{N,2}(\omega) & \cdots & K_{N,N}(\omega) \end{pmatrix}.$$

En considérant une sonde linéaire pour laquelle les  $N$  éléments piézo-électriques sont chacun émetteurs et récepteurs, la matrice  $\overline{\overline{\mathbf{K}}}$  est une matrice carrée de taille  $N \times N$ . Par ailleurs, le principe de réciprocité assure qu'elle est symétrique.

Une opération de retournement temporel peut alors être décrite, le changement de  $t$  en  $-t$  se traduisant dans le domaine fréquentiel par une conjugaison de phase. Ainsi, lors de la première rétropropagation,  $\mathbf{E}_1$  correspond au retourné temporel de  $\mathbf{R}_0$  soit  $\mathbf{R}_0^*$  ou  $\overline{\overline{\mathbf{K}}}^* \mathbf{E}_0^*$ . L'émission à l'itération suivante  $\mathbf{E}_2$  s'écrit  $\overline{\overline{\mathbf{K}}}^* \overline{\overline{\mathbf{K}}} \mathbf{E}_0$ . Il est possible de généraliser l'expression qui relie les émissions aux itérations  $n+2$  et  $n$  suivant l'expression :

$$\mathbf{E}_{n+2} = \overline{\overline{\mathbf{K}}}^* \overline{\overline{\mathbf{K}}} \mathbf{E}_n. \quad (1.23)$$

A chaque itération, les amplitudes et les phases des composantes fréquentielles se conservent : l'émission est considérée comme un invariant du retournement temporel. Il existe une relation de proportionnalité entre  $\mathbf{E}_{n+2}$  et  $\mathbf{E}_n$  :

$$\mathbf{E}_{n+2} = \alpha \mathbf{E}_n, \quad (1.24)$$

où  $\alpha$  est la constante de proportionnalité. Ce qui revient à écrire en utilisant la relation (1.23)

$$\overline{\overline{\mathbf{K}}}^* \overline{\overline{\mathbf{K}}} \mathbf{E}_n = \alpha \mathbf{E}_n. \quad (1.25)$$

Du fait de la symétrie de  $\overline{\overline{\mathbf{K}}}$ , l'opérateur  $\overline{\overline{\mathbf{K}}}^* \overline{\overline{\mathbf{K}}}$  est à symétrie hermitienne et donc diagonalisable et à valeurs propres réelles. D'après l'équation précédente, l'émission à la  $n^{\text{ième}}$  itération,  $\mathbf{E}_n$ , est le vecteur propre de l'opérateur  $\overline{\overline{\mathbf{K}}}^* \overline{\overline{\mathbf{K}}}$  associé à la valeur propre réelle  $\alpha$ . La matrice  $\overline{\overline{\mathbf{K}}}^* \overline{\overline{\mathbf{K}}}$  est nommée opérateur de retournement temporel.

*Remarque : Utilisé en exposant, le symbole  $*$  désigne l'opération de conjugaison.*

### Méthode de focalisation DORT

Il a été démontré [Pra94] que le nombre de valeurs propres non nulles de  $\overline{\overline{\mathbf{K}}}^* \overline{\overline{\mathbf{K}}}$  est égal au nombre de sources primaires et secondaires (telles que les diffuseurs ponctuels) et que, en général, chaque vecteur propre est associé à l'une d'entre elles. La décomposition de l'opérateur de retournement temporel informe donc sur le nombre de diffuseurs ponctuels et leur position. La méthode DORT se décompose en trois étapes, deux étapes de détection et une étape de focalisation :

1. Mesures des réponses impulsionnelles inter-éléments. Les composantes de la matrice de transfert  $\overline{\mathbf{K}}$  sont obtenues en effectuant une transformée de Fourier de chaque signal.
2. Diagonalisation de l'opérateur de retournement temporel. Le nombre de valeurs propres correspond au nombre de diffuseurs ponctuels. Leur pouvoir de réflectivité est lié à l'importance de la valeur propre.
3. Rétro-propagation de chaque vecteur propre. Cette étape, expérimentale, permet de focaliser l'énergie sur chaque source et sur chaque diffuseur ponctuel indépendamment.

La méthode DORT est une méthode expérimentale de focalisation sélective qui permet de détecter et de focaliser sur des sources et des défauts ponctuels, un à un, sans connaissance *a priori* de la géométrie et des propriétés élastiques de la pièce inspectée. Lorsque l'on dispose de ces connaissances, la méthode DORT peut être exploitée à des fins d'imagerie. Pour cela la rétro-propagation des vecteurs propres (étape 3) doit être effectuée numériquement. Cette opération nécessite la mise en œuvre d'une modélisation de la propagation de l'onde dans la pièce inspectée [Pra02].

### 1.5.3.3 Matched Field Processing (MFP)

La méthode de Matched Field Processing (MFP) a été développée dans le domaine de l'acoustique sous-marine pour localiser une source de bruit dans une colonne d'eau [Bag88, Bag93, Deb07], puis elle a été appliquée à des problèmes de géophysique [Cor12] et de CND [Tip15]. Elle consiste à rétropropager numériquement, à travers un modèle du milieu et dans le domaine fréquentiel, les signaux mesurés par l'antenne réceptrice. Le MFP localise la source de bruit à l'endroit où l'énergie rétropropagée est maximale. Il constitue la version numérique du retournement temporel. En effet, au lieu de rétropropager expérimentalement le signal mesuré comme c'est le cas dans la méthode DORT, le signal mesuré (le vecteur de données) est comparé à un signal numérique (le vecteur réplica) résultat du problème direct de propagation dans le milieu modélisé [Tur97].

La méthode MFP est une méthode passive d'imagerie permettant la détection et la localisation de sources de bruit. Il ne s'agit pas d'une méthode sélective comme la méthode DORT : l'ensemble de l'information contenue dans les signaux acquis est pris en compte. Elle nécessite la connaissance du milieu de propagation pour construire le réplica. Il en découle que cette méthode permet de prendre en compte la complexité de la propagation comme les réflexions des ondes sur les bords de la pièce à inspecter mais aussi les phénomènes de déviation, de diffraction ou de diffusion. Notons que le domaine du CND emploie généralement des méthodes actives, c'est-à-dire qu'un signal est émis dans la pièce. Ainsi, l'application de la méthode passive MFP à des applications en CND requiert de supprimer la contribution de la source principale pour que seuls les défauts qui se comportent comme des sources acoustiques secondaires soient observables.

En pratique, la méthode MFP consiste à calculer, pour chaque point du maillage  $\mathbf{x}$  et pour



chaque fréquence  $\omega$ , la corrélation entre les données mesurées et le réplica. Dans le cas classique, cette corrélation est définie par le processeur de Bartlett :

$$B(\mathbf{x}, \omega) = \left| \mathbf{W}(\mathbf{x}, \omega)^+ \mathbf{D}(\omega) \right|^2, \quad (1.26)$$

où l'exposant  $+$  désigne le conjugué transposé. Cette opération quantifie la corrélation entre les deux vecteurs de dimension  $(1 \times N)$  définis à chaque fréquence :

- $\mathbf{D}(\omega)$  est le vecteur de donnée représentant la signature acoustique du défaut reçue par chaque point récepteur  $\mathbf{x}_r$ . Pour une application en CND, la contribution de la source physique est éliminée en effectuant la différence en chaque point récepteur  $\mathbf{x}_r$  entre une mesure sur le milieu de référence (notée  $U_{ref}(\mathbf{x}_r, \omega)$ ) et une mesure sur le milieu à inspecter qui est potentiellement endommagé (notée  $U_{obs}(\mathbf{x}_r, \omega)$ ). La composante du vecteur  $\mathbf{D}(\omega)$  pour un point récepteur  $\mathbf{x}_r$  est alors :

$$D_r(\omega) = U_{obs}(\mathbf{x}_r, \omega) - U_{ref}(\mathbf{x}_r, \omega). \quad (1.27)$$

- $\mathbf{W}(\mathbf{x}, \omega)$  est le réplica. Ce vecteur correspond à la fonction de Green entre chaque élément récepteur et les points  $\mathbf{x}$  du maillage. Il est obtenu à partir du modèle de propagation. Sa construction nécessite autant de simulations numériques que de récepteurs utilisés.

La corrélation doit être maximale au point  $\mathbf{x}_d$  où se situe la source (ou le défaut en CND) cherchée. Le résultat est obtenu en prenant en compte les contributions de chaque fréquence sur la bande passante du système d'acquisition en tout point du milieu  $\mathbf{x}$  (Eq. 1.28). L'image représentant le résultat est appelée surface d'ambiguïté.

$$B_{avg}(\mathbf{x}) = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\mathbf{x}, \omega) d\omega. \quad (1.28)$$

L'image ainsi construite donne une estimation de la répartition de l'énergie en chaque point du maillage  $\mathbf{x}$ . Un défaut ponctuel agissant comme un point source, l'énergie est maximale au niveau du défaut.

La méthode MFP est une analyse réalisée dans le domaine fréquentiel, elle est donc bien appropriée aux signaux à bande fréquentielle étroite. L'évolution temporelle de l'onde n'est pas explicitement prise en compte dans une telle méthode à l'inverse de la méthode de l'Energie Topologique. En effet, en effectuant une analyse dans le domaine temporel, l'observation des fronts d'onde de signaux impulsionnels réalistes permet d'isoler dans le temps les événements d'intérêt.

#### 1.5.3.4 Energie Topologique (ET)

La méthode de l'Energie Topologique (ET), développée pour la détection de défauts [Dom06, Dom10] est issue des problèmes inverses d'optimisation [Gar01, Tar88] et présente une forte analogie avec le retournement temporel [Dom05]. Elle est également très similaire à la méthode

itérative proposée par A. Tarantola pour la résolution de problèmes inverses en sismique [Tar88]. Ces méthodes, qui minimisent une fonction de coût généralement quadratique, reposent sur la résolution d'un problème adjoint, lequel correspond à une opération de retournement temporel [Nor99].

La méthode de l'Energie Topologique est basée sur la combinaison de deux champs ultrasonores, un champ direct  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  et un champ adjoint  $\mathbf{v}(\mathbf{x}, T - t)$  (deux simulations numériques sont nécessaires). Le champ direct correspond au champ ultrasonore se propageant dans un milieu de référence (supposé sans défaut). Le champ adjoint est obtenu lors de la rétropropagation du résidu dans un modèle numérique de la pièce. Le résidu, signature acoustique du défaut, est défini comme la différence entre deux mesures : la première acquise sur le milieu de référence et la seconde sur le milieu inspecté. L'image du milieu (Eq. 1.29) est obtenue en intégrant sur le temps d'acquisition  $T$  le produit entre les deux champs direct et adjoint. Le champ direct joue alors le rôle de « révélateur photographique » en croisant le champs adjoint aux points  $\mathbf{x}_d$  auxquels un défaut est présent et aux instants d'interactions simultanées des champs avec ce défaut :

$$ET(\mathbf{x}) = \int_0^T |\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)| |\mathbf{v}(\mathbf{x}, T - t)| dt. \quad (1.29)$$

La construction de l'image de l'Energie Topologique, mettant en évidence les défauts de la pièce inspectée, procède par les étapes suivantes :

1. Calcul du résidu : différence pour chaque récepteur entre une mesure sur la pièce de référence et une mesure sur la pièce inspectée. Le résidu représente une signature acoustique du défaut.
2. Calcul du champ adjoint  $\mathbf{v}(\mathbf{x}, T - t)$  : rétropropagation numérique du résidu dans un modèle de la structure inspectée.
3. Calcul du champ direct  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  : propagation numérique de l'onde incidente dans le modèle.
4. Calcul de l'Energie Topologique en tout point à partir des deux champs calculés précédemment (Eq. 1.29).

La méthode de l'Energie Topologique est une méthode différentielle permettant la détection et la localisation de défauts. Nous verrons dans la suite qu'elle présente de fortes similarités avec la méthode MFP. Par ailleurs, à partir d'une seule acquisition, en onde plane ou sphérique, sur la pièce inspectée, la méthode de l'Energie Topologique présente une qualité d'image (contraste, résolution) équivalente à celle obtenue par la reconstruction FTP. Toutefois, lorsque que tous les échos sont pris en compte (pas uniquement l'écho spéculaire), des artefacts altèrent l'image finale. Ces derniers sont dus aux réflexions multiples des ondes sur les limites (bords et fond) de la pièce dans les champs direct et adjoint.

En résumé, dans cette partie, trois méthodes d'imagerie ultrasonore exploitant le principe de retournement temporel et la connaissance *a priori* du milieu inspecté ont été décrites :

1. La **méthode DORT** est une méthode itérative, développée dans le domaine fréquentiel, permettant la détection des défauts un à un (du diffuseur ponctuel le plus fort au moins fort) . Elle prend systématiquement en compte l'ensemble des réflexions du signal sur les bords.
2. La **méthode MFP** est une méthode passive de détection et de localisation de source et non sélective contrairement à la méthode DORT. L'utilisation de cette méthode au CND nécessite d'extraire, au préalable, la signature ultrasonore du défaut. Il s'agit d'une méthode exploitant le contenu fréquentiel des signaux, appropriée au signaux multifréquentiels ou à la bande fréquentielle étroite.
3. Enfin la **méthode de l'ET**, développée dans le domaine temporel, est une méthode adjointe adaptée aux signaux impulsifs (larges bandes). Contrairement aux deux précédentes, cette méthode est perturbée par les réflexions des ondes sur les bords. En revanche cette méthode a le potentiel d'offrir une meilleure résolution grâce à la synchronisation spatio-temporelle entre le champ direct et le champ adjoint.

Pour l'inspection des soudures (qui constituent un milieu hétérogène, anisotrope et atténuant), la méthode de l'Energie Topologique semble adéquate car il s'agit d'une méthode différentielle, adaptée aux signaux larges bandes, qui ne nécessite qu'une seule inspection de la soudure à partir d'un capteur multiélément (les signaux de référence étant préalablement acquis).

#### 1.5.4 Application des méthodes d'imagerie au contrôle des soudures

L'exploitation de la technologie multiélément, couplée à une modélisation complète de la propagation des ondes dans le milieu inspecté, devrait permettre d'imager des milieux hétérogènes, anisotropes ou à géométrie complexe. Il est important de noter que la qualité des images reconstruites, quelle que soit l'approche choisie, sera liée à l'état de connaissance *a priori* de la soudure (valeur réelle des constantes d'élasticité, de l'orientation des grains, de l'atténuation, ...) [Rup14]. Ces méthodes sont donc sensibles à des erreurs de recalage entre le modèle et le milieu réel.

Certaines des méthodes présentées précédemment ont été testées pour l'inspection des soudures à partir de données numériques et expérimentales. C'est le cas de la reconstruction FTP [Höh13] ou encore de la méthode DORT [Cun16]. Il ressort que dans le cas de la détection et localisation d'un trou (génératrice) au sein de la zone fondue, la méthode DORT donne un meilleur résultat en terme de rapport signal sur bruit que la reconstruction FTP. Cependant pour la détection d'une entaille horizontale, la méthode DORT est mise en défaut. En effet, l'entaille n'étant pas un défaut ponctuel, il n'est pas possible de lui attribuer une unique valeur singulière : il est donc difficile d'inférer sur la nature et la localisation d'un défaut étendu. De même, la détection d'une entaille, située à la frontière entre le métal de base et le métal fondu, est obtenue avec un meilleur RSB avec la méthode DORT. Mais, là encore, à la différence de la méthode FTP, la méthode DORT ne permet pas d'effectuer une reconstruction du défaut. En résumé, la méthode

DORT est mal adaptée à la caractérisation des défauts étendus en raison de son aspect sélectif, mais elle présente l'avantage d'être plus robuste au bruit de structure que la méthode FTP.

## 1.6 Conclusion sur l'imagerie ultrasonore pour le contrôle des soudures

Le contrôle des soudures est une opération essentielle pour contribuer à garantir la sûreté d'un réacteur nucléaire. Ce premier chapitre a permis de fixer les bases de la problématique du contrôle des soudures en acier inoxydable austénitique par les méthodes ultrasonores. Dans cet objectif, la soudure, qui constitue le milieu à analyser, a été décrite d'un point de vue métallurgique et acoustique. L'étude s'est ensuite focalisée sur les méthodes d'inspection et d'imagerie ultrasonore à partir de signaux acquis par un capteur multiélément.

Le premier volet sur les soudures en acier inoxydable austénitique consistait à mettre en évidence les caractéristiques de la microstructure d'une soudure et son influence sur le contrôle ultrasonore. Pour cela, la démarche a été de comprendre les procédés de soudage et le processus de solidification. Il a été montré d'une part, que la structure résultante est anisotrope et hétérogène et d'autre part, que des défauts sont susceptibles d'apparaître, lors de la fabrication ou en service. Ensuite, une étude de la propagation des ultrasons dans les solides anisotropes a mis en évidence la déviation et l'atténuation du faisceau acoustique traversant la soudure. Ces deux effets dépendent de l'angle de propagation de l'onde dans la soudure et des ondes considérées, QL, QT<sub>H</sub> ou QT<sub>V</sub>. En conséquence, l'interprétation des signaux mesurés lors de l'inspection ultrasonore des soudures n'est pas aisée. La détection des défauts éventuellement présents dans le métal fondu est possible mais la localisation et le dimensionnement précis sont complexes. Afin d'intégrer les caractéristiques (hétérogénéité, anisotropie) du milieu, des modèles de description de soudure ont été développés. Même s'ils sont encore à affiner, ils présentent une bonne base de départ. Les avancées obtenues dans ce domaine nous permettent d'investiguer des méthodes d'imagerie et d'envisager la caractérisation de défauts basées sur des modèles du milieu. Dans ces travaux, nous étudions deux soudures fabriquées à l'électrode enrobée en acier inoxydable austénitique référencées D717B et D717C. Ces deux maquettes ont été réalisées et caractérisées dans le cadre de la thèse de B. Chassignole [Cha00a] en partenariat avec EDF. Les descriptions en grands domaines et les constantes d'élasticité de ces soudures sont disponibles et ont été acquises de façon destructive.

La seconde partie traitait des méthodes d'inspection usuelles des soudures et des méthodes d'imagerie multiélément mises en œuvre pour des problématiques de CND. Elle a montré que les techniques usuelles sont des outils performants qui demeurent indispensables pour la détection de défauts. En vue d'imager la soudure, il a été montré que toutes les techniques d'imagerie prennent avantage de la connaissance de la propagation des ondes dans la pièce inspectée. Deux

classes de méthodes ont été présentées : celles fondées sur le calcul des temps de vol et celles utilisant sur le principe du retournement temporel.

	FTP	PWI	DORT	MFP	ET
<i>Domaine d'étude</i>	Temporel	Temporel	Fréquentiel	Fréquentiel	Temporel
<i>Onde plane</i>	-	+	-	+	+
<i>Méthode différentielle</i>	-	-	-	+	+
<i>Sensibilité (probabilité de détection)</i>	+	+	-	+	+
<i>Artéfacts dus aux réflexions</i>	+	+	+	+	-
<i>Résolution</i>	+	+	+	+	+
<i>Gestion des temps de vol</i>	-	-	+	+	+
<i>Nombre de simulations</i>	1	1	0	$N$	2

TABLEAU 1.2 – Synthèse des avantages comparatifs des différentes méthodes d'imagerie exploitant un modèle de propagation.

Le tableau 1.2 présente une comparaison des méthodes d'imagerie décrites dans ce chapitre selon plusieurs critères.

Pour l'inspection des soudures, la méthode choisie doit être robuste vis-à-vis de l'atténuation. Le rapport signal sur bruit obtenu lors d'une acquisition en onde plane est plus élevé que celui obtenu par une onde sphérique : les méthodes ne permettant pas d'acquisition en onde plane semblent moins adéquates. De même les méthodes différentielles sont avantageuses puisqu'elles isolent la contribution du défaut. Nous avons mis en évidence que la modélisation des soudures par des méthodes de tracé de rayon est limitée. Nous écartons donc les méthodes uniquement fondées sur le calcul des temps de vol. Enfin, les soudures à inspecter constituent des milieux bornés : une méthode exploitant les informations apportées par les réflexions sur les bords est intéressante. Ces diverses raisons nous laissent deux possibilités, toutes deux fondées sur le principe du retournement temporel :

- soit l'approche fréquentielle par la méthode du MFP qui permet une reconstruction du milieu mais qui est coûteuse en temps de calcul et *a priori* moins résolue qu'une approche temporelle,
- soit l'approche temporelle de l'Energie Topologique qui exploite une acquisition en onde plane mais qui n'est pas démontrée dans un milieu borné.

Fondées sur le retournement temporel, ces deux méthodes permettent d'accroître la probabilité de détection d'un défaut à partir de la connaissance *a priori* sur le milieu de référence. Dans un premier temps, la deuxième solution s'avère *a priori* plus judicieuse de part son approche temporelle, adaptée à une excitation du milieu par un signal impulsionnel (bande fréquentielle étendue). De plus, l'analyse temporelle des champs utilisés facilite la compréhension et l'extraction des événements d'intérêt représentatifs des défauts. C'est pourquoi nous orientons notre choix vers la méthode de l'Energie Topologique. Néanmoins, l'application de cette méthode à des milieux bornés s'avère difficile car les résultats sont altérés par les réflexions sur les parois du domaine. Nous exposons dans le chapitre 2 une alternative, visant à tirer parti de toute l'information contenue dans le signal mesuré, développée pour des solides bornés isotropes et homogènes.

Par ailleurs, dans un second temps du chapitre 2 nous proposons de confronter la méthode de l'Energie Topologique à celle du MFP développée dans le domaine fréquentiel. Cette mise en perspective permettra d'une part, d'évaluer les réelles différences entre les deux approches et d'autre part, de permettre le calcul d'une surface d'ambiguïté à partir d'une simulation.



# La méthode adjointe adaptée au contrôle de milieux bornés

## Sommaire

<b>2.1</b>	<b>La méthode adjointe : de l'optimisation au CND</b>	<b>72</b>
2.1.1	La méthode adjointe : formalisme général	73
2.1.1.1	Le problème d'optimisation	73
2.1.1.2	Calcul de la dérivée de Fréchet : formulation générale	74
2.1.1.3	Calcul de la dérivée de Fréchet : mise en oeuvre	76
2.1.1.4	Conclusion	82
2.1.2	Interprétation physique : lien avec le retournement temporel	83
2.1.3	L'Energie Topologique	84
2.1.3.1	Définition	84
2.1.3.2	Quelques caractéristiques	84
2.1.3.3	Mise en oeuvre	85
2.1.4	Conclusion	87
<b>2.2</b>	<b>L'Energie Topologique en milieu borné</b>	<b>87</b>
2.2.1	Hypothèse de travail	87
2.2.1.1	Paramètre considéré	87
2.2.1.2	Divergence des champs ultrasonores : conséquences	88
2.2.2	Formulation théorique de l'Energie Topologique en milieu borné	89
2.2.2.1	Le résidu	89
2.2.2.2	Le champ adjoint	91
2.2.2.3	L'Energie Topologique	93
2.2.2.4	Analyse du champ adjoint et identification des sources d'artéfacts	94
2.2.3	Réduction des artéfacts : modifications des conditions aux frontières	96
2.2.3.1	Formulation du champ adjoint avec des conditions aux limites de Neumann ou Dirichlet	97
2.2.3.2	Les Energies Topologiques modifiées	98
2.2.3.3	Exemple analytique	100
2.2.4	Conclusion	102
<b>2.3</b>	<b>Relation entre Energie Topologique et Matched Field Processing</b>	<b>103</b>
2.3.1	Relation entre le champ adjoint et le processeur de Bartlett	103



2.3.1.1	Le champ adjoint . . . . .	104
2.3.1.2	Le processeur de Bartlett . . . . .	105
2.3.1.3	Relation théorique entre les deux méthodes . . . . .	106
2.3.2	Les différences principales entre ET et MFP . . . . .	106
2.4	Conclusion sur l'ET et le MFP en milieux bornés . . . . .	107

*Supposant connues les propriétés élastiques et la microstructure de la soudure en acier inoxydable austénitique, l'analyse du chapitre précédent a montré l'avantage potentiel de développer une procédure d'imagerie utilisant des sondes multiéléments. La méthode de l'Energie Topologique adaptée aux signaux larges bandes, sous réserve de quelques améliorations (prise en compte des réflexions sur le fond) offre un bon compromis entre le coût de la mesure (échantillonnage spatial, étendue de la sonde, traitement des données acquises) et la qualité de l'image obtenue. Il s'agit d'une application d'une méthode adjointe qui découle des problèmes d'optimisation.*

*Ce deuxième chapitre rappelle les fondements théoriques de la méthode de l'Energie Topologique et présente la prise en compte des frontières pour permettre son utilisation en milieux bornés. Le second objectif de ce chapitre est de comparer d'un point de vue théorique les méthodes de l'Energie Topologique (développée dans le domaine temporel et appropriée aux signaux impulsifs) et du Matched Field Processing (développée dans le domaine fréquentiel et appropriée aux signaux bandes étroites) dans le but de comprendre les liens existants entre les deux approches. Dans ces perspectives, la section 2.1 introduit la formulation initiale de la méthode adjointe dont est issue l'énergie topologique. L'origine des artéfacts observés sur l'image topologique de milieux bornés est analysée et une stratégie permettant de les éliminer est proposée en section 2.2. La comparaison théorique entre la méthode de l'ET et celle du MFP fait l'objet de la section 2.3.*

## 2.1 La méthode adjointe : de l'optimisation au CND

Le problème inverse d'optimisation, qui consiste à estimer les caractéristiques ou la forme d'un objet inspecté à partir de mesures ultrasonores, se rencontre dans diverses applications telles que la géologie, l'imagerie médicale ou encore la caractérisation de matériaux. Pour résoudre ces problèmes, des approches itératives sont développées dans le but de trouver la distribution de paramètres qui prédit au mieux les données observées. Il s'agit en pratique de minimiser une fonction de coût quantifiant la distance entre données prédites et données observées. Une classe d'approche est basée sur l'analyse de la variation (soit le gradient) de cette fonction de coût pour la minimiser. Dans ce cas, le calcul de la dérivée de Fréchet de la fonction de coût est l'opération cruciale dans la résolution des problèmes inverses d'optimisation.

La méthode adjointe est un outil mathématique qui permet de calculer ces dérivées de Fréchet. Dans la partie 2.1.1, la méthode adjointe est décrite d'un point de vue mathématique. Son interprétation physique et le lien avec le retournement temporel font l'objet de la partie 2.1.2. Dans la partie 2.1.3 la méthode de l'énergie topologique est introduite.

### 2.1.1 La méthode adjointe : formalisme général

La résolution d'un problème d'optimisation (§ 2.1.1.1) selon l'analyse du gradient de la fonction de coût nécessite le calcul de sa dérivée de Fréchet. Pour cela, la méthode de calcul est d'abord formalisée (§ 2.1.1.2) puis appliquée au cas des ondes élastiques (§ 2.1.1.3).

#### 2.1.1.1 Le problème d'optimisation

Que ce soit dans la communauté mathématique de l'optimisation de formes [Esc94, Bon04, Nor04] ou encore dans la communauté de la géophysique [Tar84], des problématiques similaires d'optimisation sont rencontrées. Dans chacun des domaines, les travaux consistent à résoudre le problème inverse générique : déterminer la structure du milieu *a priori* inconnue en observant l'interaction d'une onde avec celui-ci. Le principe est de déterminer les propriétés topologiques ou physiques qui sont à l'origine des résultats observés.

L'idée est alors de créer numériquement un modèle du domaine inspecté, noté  $\mathfrak{D}$ , et de le modifier de manière à le faire tendre vers le milieu inconnu inspecté  $\mathfrak{D}_{obs}$ . Le modèle est modifié itérativement en y incorporant des « trous » infinitésimaux. Ces trous désignent des zones présentant une rupture des propriétés élastiques avec le milieu environnant. A chaque itération, le modèle et le milieu observé sont soumis à la même excitation (excitation ultrasonore pour ce qui nous concerne) à travers une barrette de  $N$  éléments. Les signaux résultants, mesurés aux  $N$  points récepteurs  $\{\mathbf{x}_r, r = 1, \dots, N\}$ , sont comparés via la fonction de coût. L'objectif est de minimiser la valeur de cette fonction.

La fonction de coût est choisie pour évaluer l'adéquation entre la solution  $\mathbf{u}$  du problème de propagation dans le domaine modélisé  $\mathfrak{D}$  et la solution  $\mathbf{u}_{obs}$  du problème dans le domaine inconnu  $\mathfrak{D}_{obs}$ . Cette fonction est calculée en chaque point de mesure  $\mathbf{x}_r$  et sur toute la durée  $T$  d'acquisition. Elle dépend de la distribution des paramètres du modèle  $m(\mathbf{x})$  en tout point  $\mathbf{x}$  du domaine. Elle est définie par :

$$\chi[m(\mathbf{x})] = \frac{1}{2} \sum_{r=1}^N \int_0^T \|\mathbf{u}(\mathbf{x}_r, t) - \mathbf{u}_{obs}(\mathbf{x}_r, t)\|^2 dt. \quad (2.1)$$

A chaque itération, la nouvelle distribution de paramètres  $m(\mathbf{x})$  qui réduit la fonction de coût, est déterminée à partir du comportement de la fonction  $\chi$  face à une variation infinitésimale  $\delta m(\mathbf{x})$ . L'analyse des variations de la fonction de coût est établie sur la base de son développement asymptotique [Gar01] :

$$\chi[m(\mathbf{x}) + \delta m(\mathbf{x})] = \chi[m(\mathbf{x})] + \delta m(\mathbf{x}) \nabla_m \chi[m(\mathbf{x})] + \mathcal{O}(\delta m(\mathbf{x})). \quad (2.2)$$

La fonction  $\nabla_m \chi[m(\mathbf{x})]$  est appelée gradient topologique [Gar01] ou dérivée de Fréchet [Nor99]

de  $\chi$  par rapport à  $m(\mathbf{x})$ . Elle est liée à la fonction de coût par :

$$\delta\chi[m(\mathbf{x})] = \int_{\mathcal{D}} \nabla_m \chi[m(\mathbf{x})] \delta m(\mathbf{x}) d\mathbf{x}, \quad (2.3)$$

et

$$\nabla_m \chi[m(\mathbf{x})] \delta m(\mathbf{x}) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\epsilon} (\chi[m(\mathbf{x}) + \epsilon \delta m(\mathbf{x})] - \chi[m(\mathbf{x})]). \quad (2.4)$$

La dérivée de Fréchet fournit en chaque point une mesure de sensibilité de la fonction de coût vis-à-vis d'une modification locale des paramètres du milieu. Il est alors possible de déterminer la direction de descente assurant la minimisation de cette fonction (Eq. 2.1) à chaque itération. Le calcul de la dérivée de Fréchet est au cœur des problèmes d'optimisation.

### 2.1.1.2 Calcul de la dérivée de Fréchet : formulation générale

Nous introduisons la méthode adjointe réalisant le calcul de la dérivée de Fréchet de la fonction de coût [Nor99, Fic10].

Dans l'expression de la fonction de coût (Eq. 2.1),  $\mathbf{u}$  représente le champ des déplacements lié, via l'équation de propagation des ondes, aux forces extérieures appliquées  $\mathbf{f}$  ainsi qu'aux paramètres du milieu  $m(\mathbf{x})$  (tels que la densité ou les constantes d'élasticité par exemple). Soit alors l'opérateur de propagation d'onde  $\mathbf{L}$  défini par :

$$\mathbf{L}\mathbf{u} = \mathbf{f}. \quad (2.5)$$

Afin d'alléger l'écriture, nous notons  $\langle . \rangle$  la double intégration sur le temps et le volume. La fonction coût (Eq. 2.1) se réécrit :

$$\chi[m(\mathbf{x})] = \frac{1}{2} \sum_{r=1}^N \int_{\mathcal{D}} \int_0^T \|\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) - \mathbf{u}_{obs}(\mathbf{x}, t)\|^2 \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_r) dt d\mathbf{x} = \langle \chi_N[m(\mathbf{x})] \rangle, \quad (2.6)$$

où

$$\chi_N[m(\mathbf{x})] = \sum_{r=1}^N \frac{1}{2} \|\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) - \mathbf{u}_{obs}(\mathbf{x}, t)\|^2 \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_r). \quad (2.7)$$

Afin de calculer la dérivée de Fréchet nous exprimons la variation  $\delta\chi[m(\mathbf{x})]$  sous la forme de l'équation (2.3). Puis par comparaison, dans l'intégrale obtenue, la quantité multipliée par la variation  $\delta m(\mathbf{x})$  sera assimilée à la dérivée de Fréchet  $\nabla_m \chi[m(\mathbf{x})]$ .

En appliquant le théorème de la dérivation des fonctions composées, la variation de la fonction de coût,  $\delta\chi[m(\mathbf{x})]$ , par rapport à une variation infinitésimale des paramètres s'exprime par (le détail du calcul est donné en annexe A.1) :

$$\delta\chi[m(\mathbf{x})] = \langle \nabla_u \chi_N \delta \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \rangle, \quad (2.8)$$

où l'opérateur  $\nabla_u$  désigne la dérivée de Fréchet par rapport à  $u$  et où :

$$\delta \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \nabla_m \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \delta m(\mathbf{x}). \quad (2.9)$$

Le terme  $\delta \mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  de l'équation (2.8) est inconnu ; les étapes suivantes visent à l'éliminer. Dans ce but, la variation de l'équation de propagation des ondes (Eq. 2.5) par rapport à une variation des paramètres est calculée :

$$\nabla_m \mathbf{L} \mathbf{u} \delta m(\mathbf{x}) + \mathbf{L} \delta \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = 0. \quad (2.10)$$

En multipliant l'expression (2.10) par une fonction arbitraire notée  $\mathbf{u}^\dagger(\mathbf{x}, t)$  et en appliquant le produit  $\langle ., . \rangle$ , elle devient :

$$\langle \mathbf{u}^\dagger, \nabla_m \mathbf{L} \mathbf{u} \delta m(\mathbf{x}) \rangle + \langle \mathbf{u}^\dagger, \mathbf{L} \delta \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \rangle = 0. \quad (2.11)$$

En sommant les équations (2.8) et (2.11) on a :

$$\delta \chi[m(\mathbf{x})] = \langle \nabla_u \chi_N \delta \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \rangle + \langle \mathbf{u}^\dagger, \nabla_m \mathbf{L} \mathbf{u} \delta m(\mathbf{x}) \rangle + \langle \mathbf{u}^\dagger, \mathbf{L} \delta \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \rangle. \quad (2.12)$$

Et, en introduisant les opérateurs adjoints  $\nabla_u \chi_N^\dagger$  et  $\mathbf{L}^\dagger$  définis par :

$$\langle \nabla_u \chi_N \delta \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \rangle = \langle \delta \mathbf{u}(\mathbf{x}, t), \nabla_u \chi_N^\dagger \rangle, \quad (2.13)$$

et

$$\langle \mathbf{u}^\dagger, \mathbf{L} \delta \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \rangle = \langle \delta \mathbf{u}(\mathbf{x}, t), \mathbf{L}^\dagger \mathbf{u}^\dagger \rangle, \quad (2.14)$$

l'équation (2.12) se réécrit :

$$\delta \chi[m(\mathbf{x})] = \langle \delta \mathbf{u}(\mathbf{x}, t), (\nabla_u \chi_N^\dagger + \mathbf{L}^\dagger \mathbf{u}^\dagger) \rangle + \langle \mathbf{u}^\dagger, \nabla_m \mathbf{L} \mathbf{u} \delta m(\mathbf{x}) \rangle. \quad (2.15)$$

Sous l'hypothèse que le champ de déplacement  $\mathbf{u}^\dagger$  vérifie :

$$\mathbf{L}^\dagger \mathbf{u}^\dagger = \mathbf{f}^\dagger, \quad (2.16)$$

où  $\mathbf{f}^\dagger = -\nabla_u \chi_N^\dagger$ , l'équation (2.15) se simplifie selon l'expression suivante :

$$\delta \chi[m(\mathbf{x})] = \langle \mathbf{u}^\dagger, \nabla_m \mathbf{L} \mathbf{u} \delta m(\mathbf{x}) \rangle. \quad (2.17)$$

L'expression (2.16) désigne l'équation adjointe de l'équation (2.5). Les termes  $\mathbf{u}^\dagger$  et  $\mathbf{f}^\dagger$  sont respectivement appelés champ adjoint et source adjointe.

Lorsque la solution  $\mathbf{u}^\dagger$  du problème adjoint (2.16) est connue, la variation de la fonction de coût s'exprime selon l'équation (2.17) qui s'écrit également :

$$\delta \chi[m(\mathbf{x})] = \int_{\mathcal{D}} \int_0^T \mathbf{u}^\dagger, \nabla_m \mathbf{L} \mathbf{u} \delta m(\mathbf{x}) dt d\mathbf{x}. \quad (2.18)$$

L'expression (2.18) montre que le calcul des termes du premier ordre du développement asymptotique de la fonction de coût  $\chi$ , implique la résolution du problème direct et d'un problème

adjoint. De plus, on peut noter que la source adjointe du problème décrit par l'équation (2.16) est liée à la fonction de coût par l'intermédiaire de  $\chi_N$ .

En résumé, l'application de la méthode adjointe nécessite la connaissance :

- de l'opérateur de propagation d'onde  $\mathbf{L}$  (qui sera différencié par rapport à une variation  $\delta m(\mathbf{x})$ ),
- du champ adjoint  $\mathbf{u}^\dagger$ , qui nécessite la connaissance de l'opérateur adjoint de propagation d'onde.

Enfin, en comparant les expressions (2.3) et (2.18), la dérivée de Fréchet de la fonction de coût est déduite :

$$\nabla_m \chi[m(\mathbf{x})] = \int_0^T \mathbf{u}^\dagger \cdot \nabla_m \mathbf{L} \mathbf{u} dt. \quad (2.19)$$

Le paragraphe suivant propose de calculer cette quantité dans le cas de la propagation des ondes dans un milieu visco-élastique anisotrope.

### 2.1.1.3 Calcul de la dérivée de Fréchet : mise en oeuvre

Dans la littérature, la méthode adjointe a été appliquée aux milieux fluides [Tar84, Nor99, Rod12], élastiques isotropes [Dom10, Tok13], anisotropes [Tar88, Rod14b] ou encore dispersifs [Rod14a].

Nous développons ici le calcul de la variation  $\delta \chi[m(\mathbf{x})]$  dans le cas de la propagation des ondes dans un milieu visco-élastique anisotrope [Fic10, Che15]. Dans cette logique, nous allons expliciter, un à un, les termes nécessaires à son calcul tout juste démontré (Eq. 2.18) :

- les opérateurs de propagation d'onde direct  $\mathbf{L}$  et adjoint  $\mathbf{L}^\dagger$ ,
- la variation de l'opérateur de propagation d'onde  $\nabla_m \mathbf{L} \mathbf{u} \delta m(\mathbf{x})$  sous l'approximation de Born,
- la solution du problème (2.16),  $\mathbf{u}^\dagger$  à partir de la source adjointe  $\mathbf{f}^\dagger$ .

### Opérateurs $\mathbf{L}$ et $\mathbf{L}^\dagger$ de propagation des ondes

Nous posons les équations qui régissent la propagation des ondes dans un milieu visco-élastique et anisotrope. Pour chacun des deux problèmes posés, direct puis adjoint, l'opérateur de propagation d'onde est défini ainsi que les conditions initiales et aux frontières.

#### Propagation directe

Considérons le problème général de propagation d'ondes élastiques au sein d'un milieu stationnaire visco-élastique et anisotrope de volume  $\mathfrak{D}$  et de frontière  $\partial \mathfrak{D}$ . En chaque point  $\mathbf{x} \in \mathfrak{D}$  de coordonnées  $x_k$  ( $k = 1, 2$  ou  $3$ ), le déplacement  $\mathbf{u}$  de composantes  $u_i$  ( $i = 1, 2$  ou  $3$ ) varie au

cours du temps  $\mathbf{u} = \mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ . L'équation du mouvement s'écrit :

$$\rho(\mathbf{x}) \frac{\partial^2 \mathbf{u}(\mathbf{x}, t)}{\partial t^2} - \nabla \cdot \bar{\boldsymbol{\sigma}}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{f}(\mathbf{x}, t), \quad (2.20)$$

où  $\bar{\boldsymbol{\sigma}}$  est le tenseur des contraintes,  $\rho$  la densité du milieu et  $\mathbf{f}$  la source volumique des forces extérieures. L'opérateur  $\nabla \cdot$  désigne la divergence.

Dans le cas le plus général, les composantes  $\sigma_{ij}$  ( $i, j = 1, 2$  ou  $3$ ) du tenseur des contraintes s'expriment :

$$\sigma_{ij}(\mathbf{x}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_{ijkl}(\mathbf{x}, t - \tau) \epsilon_{kl}(\mathbf{x}, \tau) d\tau, \quad (2.21)$$

où la convention d'Einstein est adoptée. Les coefficients  $\psi_{ijkl}$  et  $\epsilon_{kl}$  de l'équation (2.21) sont respectivement les composantes du tenseur taux-des-relaxations et celles du tenseur des déformations.

L'opérateur de propagation d'onde  $\mathbf{L}$  liant l'espace des champs de déplacement  $\mathbf{u}$  à l'espace des sources possibles  $\mathbf{f}$  est alors défini par :

$$\mathbf{L}u_i(\mathbf{x}, t) = \rho(\mathbf{x}) \frac{\partial^2 u_i(\mathbf{x}, t)}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_{ijkl}(\mathbf{x}, t - \tau) \frac{\partial u_k(\mathbf{x}, \tau)}{\partial x_l} d\tau \right]. \quad (2.22)$$

Ici, le temps  $t$  évolue dans le sens croissant de  $t = 0$  à  $t = T$ .

Le champ direct  $\mathbf{u}$  satisfait des conditions initiales de causalité,

$$u_i(\mathbf{x}, t) = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial u_i}{\partial t}(\mathbf{x}, t) = 0 \quad \forall t \leq 0, \quad (2.23)$$

et des conditions de surfaces libres (par exemple pour une pièce métallique dans l'air) :

$$\sigma_{ij}(\mathbf{x}, t) \hat{n}_j(\mathbf{x}) = \hat{n}_j(\mathbf{x}) \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_{ijkl}(\mathbf{x}, t - \tau) \frac{\partial u_k}{\partial x_l}(\mathbf{x}, \tau) d\tau = 0, \quad \forall \mathbf{x} \in \partial \mathcal{D}, \quad (2.24)$$

avec  $\hat{\mathbf{n}}$  est le vecteur normal à la surface  $\partial \mathcal{D}$ .

### Propagation adjointe

L'opérateur adjoint de propagation d'onde dans un milieu anisotrope visco-élastique  $\mathbf{L}^\dagger$  est défini [Che15] :

$$\mathbf{L}^\dagger u_i^\dagger(\mathbf{x}, t) = \rho(\mathbf{x}) \frac{\partial^2 u_i^\dagger(\mathbf{x}, t)}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \psi'_{ijkl}(\mathbf{x}, t - \tau) \frac{\partial u_k^\dagger(\mathbf{x}, \tau)}{\partial x_l} d\tau \right]. \quad (2.25)$$

L'opérateur adjoint  $\mathbf{L}^\dagger$  est presque identique à l'opérateur direct décrivant la propagation d'onde dans un milieu anisotrope et visco-élastique. Seul le tenseur causal taux-des-relaxations  $\psi_{ijkl}$  de l'équation (2.22) a été remplacé par le tenseur anti-causal taux-des-relaxations  $\psi'_{ijkl}$  dans l'équation (2.25). La relation liant ces deux tenseurs est la suivante :

$$\psi'_{ijkl}(\mathbf{x}, \tau - t) = \psi_{ijkl}(\mathbf{x}, t - \tau). \quad (2.26)$$

En conséquence des conditions initiales (Eq. 2.23) et aux frontières (Eq. 2.24) imposées pour le champ direct, le champ adjoint  $\mathbf{u}^\dagger$  satisfait des conditions terminales anti-causales :

$$u_i^\dagger(\mathbf{x}, t) = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial u_i^\dagger}{\partial t}(\mathbf{x}, t) = 0, \quad \forall t \geq T, \quad (2.27)$$

et des conditions de surfaces libres :

$$\hat{n}_j(\mathbf{x}) \int_{-\infty}^{+\infty} \psi'_{ijkl}(\mathbf{x}, t - \tau) \frac{\partial u_k^\dagger}{\partial x_l}(\mathbf{x}, \tau) d\tau = 0, \quad \forall \mathbf{x} \in \partial\mathcal{D}. \quad (2.28)$$

Le champ adjoint est un champ non physique qui évolue dans le sens contraire du temps : le temps  $t$  se déroule de 0 à  $T$  tandis que le champ adjoint est nul à  $t = T$  (condition terminale). Son calcul nécessite de considérer les conditions terminales de futur quiescent (anti-causalité). Afin de traiter ce problème de l'évolution temporelle, le problème adjoint est résolu en pratique, de sorte à avoir à calculer un champ qui évolue dans le sens croissant du temps. Pour cela, un changement de variable est opéré,  $t \rightarrow T - t$ . Par ce biais, des conditions de passé quiescent sont obtenues (causalité). Cette opération est détaillée dans le paragraphe concernant la résolution du problème adjoint.

### La variation de l'opérateur direct de propagation d'onde $\nabla_m \mathbf{L} \mathbf{u} \delta m(\mathbf{x})$

L'opérateur  $\nabla_m \mathbf{L} \mathbf{u} \delta m(\mathbf{x})$  représente la variation de l'opérateur de propagation d'onde (Eq. 2.22) par rapport à une variation infinitésimale des paramètres  $\delta m(\mathbf{x})$ . Dans le cas considéré ici, les paramètres sont la densité et le tenseur taux-des-relaxations :  $\delta m(\mathbf{x}) = (\delta \rho(\mathbf{x}), \delta \psi_{ijkl}(\mathbf{x}, t))$ .

Ce nouvel opérateur est déterminé dans le cadre de l'approximation de Born [Hud81, Wu85]. Cette dernière consiste à ne pas prendre en compte les interactions multiples de l'onde incidente en limitant le développement différentiel de l'opérateur de propagation au premier ordre. Son expression est donnée par [Fic10] :

$$\nabla_m \mathbf{L} \mathbf{u} \delta m(\mathbf{x}) = \delta \rho(\mathbf{x}) \frac{\partial^2 u_i(\mathbf{x}, t)}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \delta \psi_{ijkl}(\mathbf{x}, t - \tau) \frac{\partial u_k(\mathbf{x}, \tau)}{\partial x_l} d\tau \right]. \quad (2.29)$$

### Solution du problème adjoint

Le problème adjoint à résoudre est :

$$\begin{cases} \mathbf{L}^\dagger \mathbf{u}^\dagger(\mathbf{x}, t) = \mathbf{f}^\dagger(\mathbf{x}, t), & t \in [0, T] \\ \mathbf{u}^\dagger(\mathbf{x}, t) = 0, & \forall t \geq T, \end{cases} \quad (2.30)$$

où  $\mathbf{f}^\dagger = -\nabla_u \chi_N^\dagger$  et l'opérateur  $\mathbf{L}^\dagger$  est celui défini par l'expression (2.25).

### Fonctions de Green

Avant de procéder à la résolution du problème adjoint (Eq. 2.30), nous introduisons les fonctions de Green directe et adjointe,  $g_{ij}(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}', t')$  et  $g_{ij}^\dagger(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}', t')$ , et rappelons quelques unes de leurs propriétés [Mor53, Che15]. Ces fonctions sont respectivement définies comme les solutions de :

$$\mathbf{L}g_{ij}(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}', t') = \mathbf{e}_j\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}')\delta(t - t'), \quad (2.31)$$

et :

$$\mathbf{L}^\dagger g_{ij}^\dagger(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}', t') = \mathbf{e}_j\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}')\delta(t - t'). \quad (2.32)$$

où  $\mathbf{e}_j$  représente le vecteur unité dans la direction  $j$ ,  $\mathbf{L}$  et  $\mathbf{L}^\dagger$  sont les opérateurs direct et adjoint de propagation d'onde dans un milieu anisotrope et visco-élastique définis par les relations (2.5) et (2.16).

Par définition, les fonctions de Green directe et adjointe représentent les solutions respectives des équations de propagation d'ondes (2.31) et (2.32) lorsque la source placée au point  $\mathbf{x}'$  émet une impulsion selon l'axe  $j$  à l'instant  $t'$  et le récepteur au point  $\mathbf{x}$ , la reçoit selon l'axe  $i$  à l'instant  $t$ .

Il a été montré [Che15], que les fonctions de Green directe et adjointe sont liées :

$$g_{ij}^\dagger(\mathbf{x}', t'|\mathbf{x}, t) = g_{ji}(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}', t'). \quad (2.33)$$

D'autre part, en changeant  $t$  en  $-t$  dans l'opérateur de propagation d'onde  $\mathbf{L}$  et en considérant la propriété (2.26) du milieu, il vient que :

$$g_{ji}(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}', t') = g_{ij}^\dagger(\mathbf{x}, -t|\mathbf{x}', -t'). \quad (2.34)$$

De plus, la densité  $\rho(\mathbf{x})$  étant supposée également indépendante du temps, l'équation des ondes est invariante par translation temporelle. Il en résulte que :

$$g_{ji}(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}', t') = g_{ji}(\mathbf{x}, t - t'|\mathbf{x}', 0). \quad (2.35)$$

A partir des relations (2.34) et (2.35) et de l'identité de Green généralisée [Che15] (page 154), la relation de réciprocité de la fonction de Green s'exprime :

$$g_{ij}(\mathbf{x}, t - t'|\mathbf{x}', 0) = g_{ji}(\mathbf{x}', t - t'|\mathbf{x}, 0). \quad (2.36)$$

### Le champ adjoint $\mathbf{u}^\dagger$

A partir de la définition (Eq. 2.32), nous pouvons exprimer le champ adjoint  $\mathbf{u}^\dagger$  solution du problème adjoint pour toute source adjointe  $\mathbf{f}^\dagger$  active sur l'intervalle de temps  $[0, T]$  et dans le volume  $V_s$  :

$$u_i^\dagger(\mathbf{x}, t) = \int_0^T \int_{V_s} f_j^\dagger(\mathbf{x}', t') g_{ij}^\dagger(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}', t') dt' d\mathbf{x}'. \quad (2.37)$$



Cette dernière équation correspond au théorème de représentation pour le champ adjoint [Tar88].

Précédemment, nous avons noté la difficulté pratique de la résolution des problèmes adjoints, notamment à cause des conditions de futur quiescent (anti-causalité). La solution adoptée est d'opérer un renversement du temps afin de se ramener à la résolution d'un problème direct [Tro05].

En effet, en remplaçant  $t'$  par  $T - t_1$  dans l'équation (2.37), il vient :

$$u_i^\dagger(\mathbf{x}, t) = \int_0^T \int_{V_s} f_j^\dagger(\mathbf{x}', T - t_1) g_{ij}^\dagger(\mathbf{x}, t | \mathbf{x}', T - t_1) dt_1 d\mathbf{x}'. \quad (2.38)$$

Puis, en insérant les relations (2.33), (2.35) et la relation de réciprocité (2.36), nous obtenons :

$$\begin{aligned} u_i^\dagger(\mathbf{x}, t) &= \int_0^T \int_{V_s} f_j^\dagger(\mathbf{x}', T - t_1) g_{ji}(\mathbf{x}', T - t_1 | \mathbf{x}, t) dt_1 d\mathbf{x}' \\ &= \int_0^T \int_{V_s} f_j^\dagger(\mathbf{x}', T - t_1) g_{ji}(\mathbf{x}', T - t_1 - t | \mathbf{x}, 0) dt_1 d\mathbf{x}' \\ &= \int_0^T \int_{V_s} f_j^\dagger(\mathbf{x}', T - t_1) g_{ij}(\mathbf{x}, T - t_1 - t | \mathbf{x}', 0) dt_1 d\mathbf{x}' \\ &= \int_0^T \int_{V_s} f_j^\dagger(\mathbf{x}', T - t_1) g_{ij}(\mathbf{x}, T - t | \mathbf{x}', t_1) dt_1 d\mathbf{x}' \end{aligned} \quad (2.39)$$

L'équation (2.39) souligne que le problème adjoint peut être transformé en un problème direct de propagation d'onde. Elle peut s'écrire :

$$u_i^\dagger(\mathbf{x}, t) = v_i(\mathbf{x}, T - t), \quad \forall t \in [0, T], \quad (2.40)$$

où le champ  $\mathbf{v}(\mathbf{x}, T - t)$  est la solution (retournée temporellement) du problème direct de propagation lorsque la source  $\mathbf{f}^\dagger$  est elle-même retournée temporellement lors de son émission.

### La source adjointe $\mathbf{f}^\dagger$

La source adjointe  $\mathbf{f}^\dagger = -\nabla_u \chi_N^\dagger$  est définie à partir de la fonction de coût (cf. § 2.1.1.2).

L'intégrande  $\chi_N$  de la fonction de coût  $\chi$  (Eq. 2.1) est :

$$\chi_N[m(\mathbf{x})] = \sum_{r=1}^N \frac{1}{2} \|\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) - \mathbf{u}_{obs}(\mathbf{x}, t)\|^2 \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_r). \quad (2.41)$$

La source adjointe de notre problème est définie par [Fic10] :

$$\mathbf{f}^\dagger(\mathbf{x}, t) = -\nabla_u \chi_N^\dagger[m(\mathbf{x})] = \sum_{r=1}^N [\mathbf{u}_{obs}(\mathbf{x}, t) - \mathbf{u}(\mathbf{x}, t)] \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_r). \quad (2.42)$$

La source adjointe est localisée au niveau des points récepteurs  $\mathbf{x}_r$ . Lors du calcul du champ adjoint, ces sources adjointes seront retournées temporellement (Eq. 2.39). Les points  $\mathbf{x}_r$  agiront alors comme des émetteurs et transmettront le résidu retourné temporellement dans le milieu. On appelle résidu le signal différence entre les signaux prédits et observés.

### Dérivées de Fréchet

Nous venons d'expliciter tous les termes nécessaires au calcul de la variation de la fonction de coût par la méthode adjointe (Eq. 2.18).

En substituant l'opérateur (2.29) et la relation (2.40) dans l'équation (2.18), il vient :

$$\begin{aligned} \delta\chi[m(\mathbf{x})] = & \int_{\mathfrak{D}} \int_0^T v_i(\mathbf{x}, T-t) \cdot \delta\rho(\mathbf{x}) \frac{\partial^2 u_i(\mathbf{x}, t)}{\partial t^2} \\ & - v_i(\mathbf{x}, T-t) \cdot \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \delta\psi_{ijkl}(\mathbf{x}, t-\tau) \frac{\partial u_k(\mathbf{x}, \tau)}{\partial x_l} d\tau \right] dt d\mathbf{x}. \end{aligned} \quad (2.43)$$

Puis, suite à deux intégrations par partie réalisées sur cette dernière équation (2.43), on obtient :

$$\begin{aligned} \delta\chi[m(\mathbf{x})] = & - \int_{\mathfrak{D}} \int_0^T \delta\rho(\mathbf{x}) \frac{\partial v_i(\mathbf{x}, T-t)}{\partial t} \frac{\partial u_i(\mathbf{x}, t)}{\partial t} dt d\mathbf{x} \\ & + \int_{\mathfrak{D}} \int_0^T \int_{-\infty}^{+\infty} \delta\psi_{ijkl}(\mathbf{x}, t-\tau) \frac{\partial v_i(\mathbf{x}, T-t)}{\partial x_j} \frac{\partial u_k(\mathbf{x}, \tau)}{\partial x_l} d\tau dt d\mathbf{x}. \end{aligned} \quad (2.44)$$

La variation de la fonction coût lors d'une variation infinitésimale des différents paramètres du milieu (la densité et le tenseur taux-des-relaxations) s'exprime comme le produit du champ adjoint et du champ direct, chacun étant soumis à l'action d'un opérateur différentiel. Cet opérateur est associé au paramètre considéré dans l'analyse de sensibilité.

Si l'on suppose que le milieu est parfaitement élastique (et non plus visco-élastique), le tenseur des taux-des-relaxations se réduit au tenseur d'élasticité  $c_{ijkl}$ , indépendant du temps. La variation de la fonction de coût s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \delta\chi[m(\mathbf{x})] = & - \int_{\mathfrak{D}} \int_0^T \delta\rho(\mathbf{x}) \frac{\partial v_i(\mathbf{x}, T-t)}{\partial t} \frac{\partial u_i(\mathbf{x}, t)}{\partial t} dt d\mathbf{x} \\ & + \int_{\mathfrak{D}} \int_0^T \delta c_{ijkl}(\mathbf{x}) \frac{\partial v_i(\mathbf{x}, T-t)}{\partial x_j} \frac{\partial u_k(\mathbf{x}, t)}{\partial x_l} dt d\mathbf{x}. \end{aligned} \quad (2.45)$$

Enfin, en appliquant la formulation (2.3), on extrait les dérivées de Fréchet suivantes par rapport à des variations infinitésimales de la densité ou des constantes d'élasticité :

$$\nabla_{\rho}\chi[m(\mathbf{x})] = - \int_0^T \frac{\partial v_i(\mathbf{x}, T-t)}{\partial t} \frac{\partial u_i(\mathbf{x}, t)}{\partial t} dt, \quad (2.46)$$

et

$$\nabla_{c_{ijkl}}\chi[m(\mathbf{x})] = \int_0^T \frac{\partial v_i(\mathbf{x}, T-t)}{\partial x_j} \frac{\partial u_k(\mathbf{x}, t)}{\partial x_l} dt. \quad (2.47)$$

Nous retiendrons que selon le paramètre considéré, les dérivées de Fréchet calculées par la méthode adjointe peuvent s'écrire sous la forme générale suivante :

$$\nabla_m\chi[m(\mathbf{x})] = \int_0^T \Omega_m v_i(\mathbf{x}, T-t) \Omega_m u_i(\mathbf{x}, t) dt, \quad (2.48)$$

où,

- $\Omega_m$  représente un opérateur différentiel associé au paramètre  $m$  considéré,
- $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  est la solution du problème direct de propagation d'onde dans le milieu  $\mathfrak{D}$ ,
- $\mathbf{v}(\mathbf{x}, T - t)$  est la solution, retournée temporellement, du problème direct définie par la relation (2.39).

Les opérateurs  $\Omega_m$  sont déduits des équations (2.46) et (2.47). A titre d'exemple, si l'on admet l'hypothèse d'isotropie, les composantes du tenseur d'élasticité s'écrivent en fonction des coefficients de Lamé  $\lambda_l$  et  $\mu$  :

$$c_{ijkl} = \lambda_l \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}). \quad (2.49)$$

En substituant cette égalité dans l'équation (2.47), on extrait les opérateurs suivants associés respectivement à la densité, au premier et au second coefficient de Lamé [Mor87] :

$$\Omega_\rho = \frac{\partial}{\partial t}, \quad (2.50)$$

$$\Omega_{\lambda_l} = \frac{\partial}{\partial x_l}, \quad (2.51)$$

$$\Omega_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \delta_{jk} \frac{\partial}{\partial x_i} + \delta_{ji} \frac{\partial}{\partial x_k} \right) \quad (2.52)$$

#### 2.1.1.4 Conclusion

Le problème d'optimisation a été décrit : il s'agit de trouver, par approche itérative, la distribution de paramètres qui minimise la fonction de coût. Les algorithmes de minimisation, de type « descente du gradient » par exemple, nécessitent la connaissance de la dérivée de Fréchet.

En effet, cette quantité permet, en chaque point  $\mathbf{x}$  du milieu et à chaque itération, d'évaluer la sensibilité de la fonction coût aux variations infinitésimales des paramètres. A partir de sa valeur, la direction de descente de l'algorithme est calculée et une nouvelle distribution de paramètres est évaluée.

La méthode adjointe est un outil mathématique qui permet le calcul de la dérivée de Fréchet. Elle a été établie dans le cadre de l'approximation de Born et montre que la dérivée de Fréchet s'exprime à partir de deux champs ultrasonores : le champ direct et le champ adjoint. Par un changement de variable et grâce à la propriété de réciprocity de la fonction de Green, le problème adjoint peut être assimilé à un problème direct. Ainsi en pratique, les deux champs ultrasonores sont obtenus avec le même outil numérique ; seul le terme source varie entre les deux problèmes.

Nous proposons désormais, d'interpréter physiquement le résultat du calcul de la dérivée de Fréchet. Nous verrons que dans le cadre d'une application au contrôle non destructif, une seule itération permet la détection et la localisation du défaut.

### 2.1.2 Interprétation physique : lien avec le retournement temporel

Rappelons le résultat principal de la partie 2.1.1 : la dérivée de Fréchet s'exprime par :

$$\nabla_m \chi[m(\mathbf{x})] = \int_0^T \Omega_m v_i(\mathbf{x}, T-t) \Omega_m u_i(\mathbf{x}, t) dt, \quad (2.53)$$

où,

- $\mathbf{u}$  représente le champ direct solution du problème :

$$\mathbf{L}\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \phi(\mathbf{x}_s, t), \quad \forall t \in [0, T], \quad (2.54)$$

avec  $\phi$  représente le signal émis aux points sources  $\mathbf{x}_s$  lors de l'inspection du milieu.

- $\mathbf{v}$  représente le champ adjoint solution du problème direct suivant :

$$\mathbf{L}\mathbf{v}(\mathbf{x}, t) = \sum_{r=1}^N [\mathbf{u}_{obs}(\mathbf{x}_r, T-t) - \mathbf{u}(\mathbf{x}_r, T-t)], \quad \forall t \in [0, T]. \quad (2.55)$$

La source du problème adjoint est le résidu  $[\mathbf{u}_{obs} - \mathbf{u}](T-t)$  appliquée sur l'ensemble des récepteurs  $\mathbf{x}_r$  ayant servis à la mesure. Par conséquent, la source du problème adjoint consiste en la différence entre la réponse ultrasonore obtenue sur le milieu inspecté et celle obtenue sur le milieu reconstruit, retournée dans le temps. Ce problème adjoint correspond donc à une opération de retournement temporel dans laquelle le signal d'excitation appliqué en chaque point de réception est le résidu retourné temporellement.

Chaque itération de la méthode itérative de gradient proposée pour résoudre les problème d'optimisation, consiste donc : i) en la propagation de la source dans le milieu reconstruit et ii) en une rétropropagation du résidu entre la réponse du milieu inspecté et la réponse du dernier milieu virtuel obtenu dans le processus itératif.

Considérons désormais seulement la première itération. Dans ce cas, la source du problème adjoint correspond au retournement temporel de la différence entre la réponse du milieu inspecté et celle du milieu initial supposé sain. Ceci revient à dire que ce problème adjoint consiste à rétropropager la signature des éventuels défauts présents dans le milieu inspecté. Cette étape de rétropropagation est fortement liée au principe du retournement temporel (§ 1.5.3.1) [Dom05]. De plus l'expression de la dérivée de Fréchet est similaire à une convolution temporelle entre le champ direct et le champ adjoint. Lors de son calcul, deux phénomènes ont lieu :

- le champ adjoint concentre l'énergie aux lieux des éventuels défauts grâce aux propriétés refocalisantes du retournement temporel,
- le champ direct joue le rôle de révélateur : il intersecte le champ adjoint au niveau du défaut (le défaut est à l'origine de la présence du résidu).

Du point de vue mathématique, la dérivée de Fréchet correspond au premier terme non constant du développement asymptotique de la fonction de coût (Eq. 2.2) relativement à la distribution

des paramètres dans le domaine. D'un point de vue expérimental, elle constitue une image du milieu inspecté. En effet, elle dépend uniquement de l'espace et prend des valeurs significatives aux positions où l'ajustement du paramètre considéré fait décroître la fonction coût.

La méthode adjointe présentée dans le paragraphe 2.1.1.2, *a priori* très mathématique, révèle une forte analogie avec le phénomène physique de retournement temporel. De plus, l'image ainsi obtenue de la dérivée de Fréchet lors de la première itération met en évidence les lieux où un défaut éventuel est présent. Ce dernier résultat est particulièrement intéressant pour des applications de contrôle non destructif puisque les coûts de calculs s'en trouvent minorés.

### 2.1.3 L'Énergie Topologique

L'énergie topologique est une adaptation de la méthode adjointe au contrôle non destructif. Dans cette partie elle est d'abord définie (§ 2.1.3.1) puis les principales différences entre cette approche et celle des problèmes d'optimisation sont présentées (§ 2.1.3.2). Pour finir, nous détaillons le calcul de l'énergie topologique d'un point de vue pratique (§ 2.1.3.3).

#### 2.1.3.1 Définition

Pour une application de CND, l'objectif n'est pas (dans un premier temps) de reconstruire les paramètres physiques d'un milieu inconnu mais de détecter et localiser les éventuels défauts d'un milieu inspecté. Nous venons de voir qu'un calcul de la dérivée de Fréchet à partir d'une unique évaluation du champ direct et du champ adjoint permet de mettre en évidence les lieux des défauts en combinant les effets du retournement temporel et de fenêtrage du champ adjoint par le champ direct. Suite à cette analyse, Dominguez et Gibiat [Dom06] proposent de construire l'énergie topologique qu'ils définissent en chaque point  $\mathbf{x}$  du milieu inspecté par :

$$ET(\mathbf{x}) = \int_0^T |\Omega_m \mathbf{v}(\mathbf{x}, T-t)| |\Omega_m \mathbf{u}(\mathbf{x}, t)| dt, \quad (2.56)$$

où  $\mathbf{u}$  est le champ direct,  $\mathbf{v}$  le champ adjoint et  $\Omega_m$  l'opérateur différentiel associé à un paramètre. En effectuant ainsi une sommation incohérente du produit du champ direct avec le champ adjoint, les informations liées à la phase ne sont plus considérées. L'énergie topologique est robustifiée face au bruit de structure mais la résolution est dégradée par rapport à une sommation cohérente. Dans le cadre d'une application de CND, le champ adjoint correspond à la rétropropagation de la signature ultrasonore des défauts dans un modèle du milieu de référence. La source du champ adjoint est le résidu  $\Delta \mathbf{u}(\mathbf{x}_r, T-t) = [\mathbf{u}_{obs} - \mathbf{u}_{ref}](\mathbf{x}_r, T-t)$  réémis à partir de chaque point de mesure  $\mathbf{x}_r$ .

#### 2.1.3.2 Quelques caractéristiques

- Les résultats expérimentaux obtenus avec l'énergie topologique se caractérisent par une très bonne résolution même avec un unique éclairage ultrasonore du milieu [Dom10, Rod14a].

En effet, la méthode profite des propriétés de refocalisation du retournement temporel dans tout le milieu et pour tous les diffuseurs présents simultanément.

- La principale différence entre la méthode adjointe pour les problèmes d'optimisation et celle de l'énergie topologique réside dans l'exploitation du résultat du problème adjoint.

En effet, dans le cas des problèmes de minimisation, la dérivée de Fréchet n'est pas affichée. Elle sert à donner en chaque point  $\mathbf{x}$  du milieu un indicateur pour construire une nouvelle distribution de paramètres. Dans le cas de l'énergie topologique, on affiche une quantité semblable à la dérivée de Fréchet : les points  $\mathbf{x}$  pour lesquels la valeur est la plus importante distinguant le milieu inspecté de la référence.

De plus, pour les problèmes d'optimisation, en géophysique par exemple, l'accès à des mesures de référence n'est pas systématiquement possible alors qu'en CND on peut disposer de pièces de référence. Ce dernier point nous permet de construire le résidu à partir de deux mesures expérimentales pour créer la source du problème adjoint.

L'énergie topologique fournit une représentation qualitative de la pièce qui répond au compromis coût de calcul vs. qualité de l'image.

- Contrairement à certaines méthodes de retournement temporel telles que la méthode DORT (cf. § 1.5.3.2), l'énergie topologique ne nécessite pas la réalisation physique de l'opération de retournement temporel. Celle-ci est effectuée numériquement, comme c'est le cas avec la méthode MFP qui sera discutée plus loin.
- La méthode de l'énergie topologique a été établie dans le cadre d'un milieu infini. Elle a également été appliquée pour le contrôle de plaque [Rod14a] grâce à l'utilisation d'ondes guidées. Cependant, dans cette étude la réflexion des ondes guidées sur le fond de la pièce n'est pas exploitée. Dans le travail de thèse de Sahuguet [Sah12], il a été observé que les échos dus aux réflexions apportées par le guide d'onde parasitent l'image de l'énergie topologique.

Lors de l'inspection d'un bloc par des ondes de volume, le résultat de l'énergie topologique peut également être altéré par les réflexions sur les côtés et le fond de la pièce. Dans la deuxième section de ce chapitre, nous proposons une procédure permettant d'inspecter des pièces bornées par la méthode de l'énergie topologique.

### 2.1.3.3 Mise en œuvre

La mise en œuvre de l'énergie topologique est schématisée par la figure 2.1. Elle nécessite :

- une mesure sur la pièce de référence,
- une mesure sur la pièce inspectée,
- un modèle de la propagation dans le milieu représentatif du milieu inspecté en l'absence de défaut pour le calcul des champs direct et adjoint.

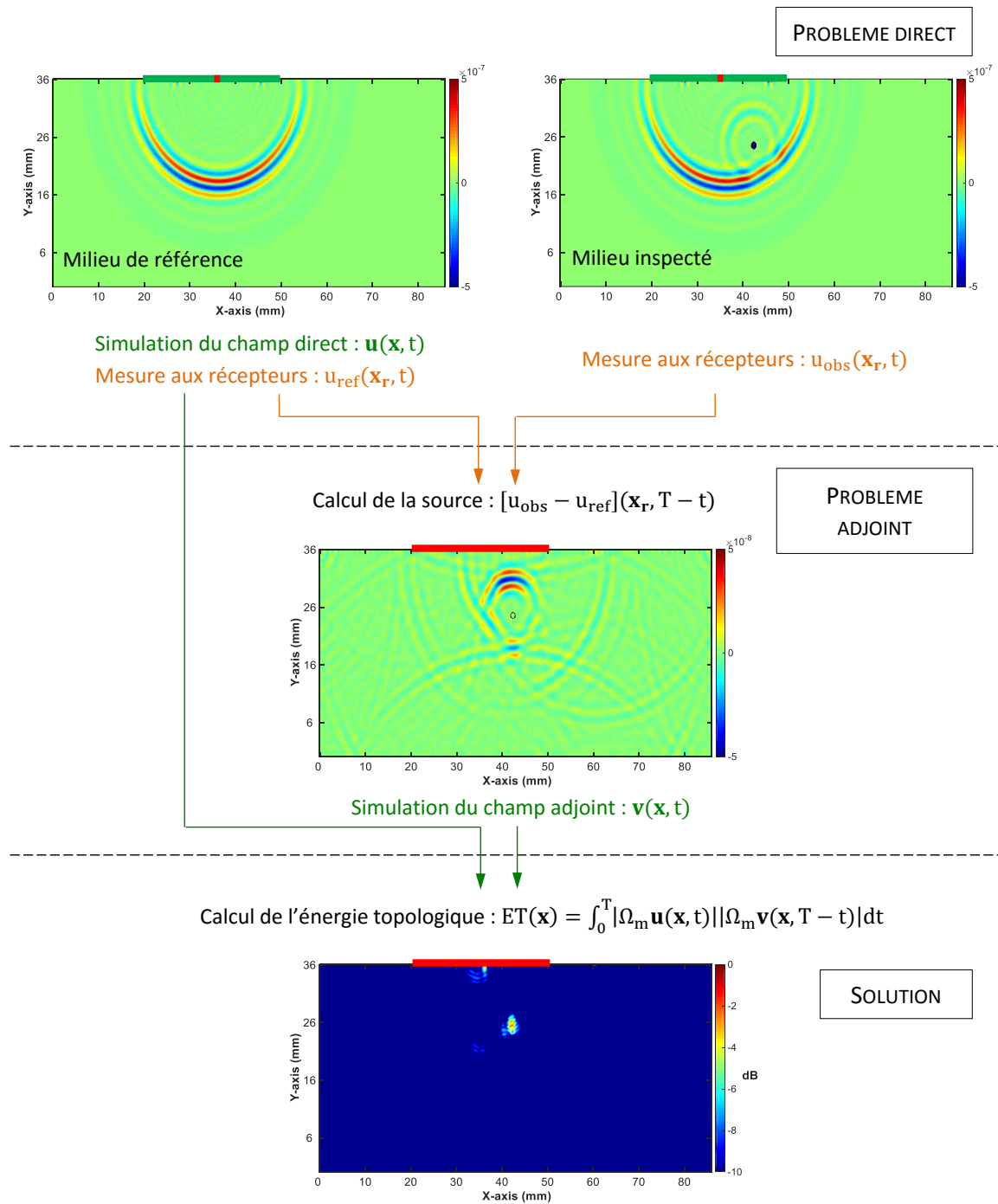


FIGURE 2.1 – Schéma de principe général de la méthode de l'énergie topologique.

### 2.1.4 Conclusion

L'imagerie d'un milieu est définie comme un problème inverse. La méthode de l'énergie topologique adoptée dans ce travail de thèse est issue des méthodes d'optimisation et plus particulièrement de la méthode adjointe.

Cette dernière méthode est un outil mathématique, développé pour les besoins des problèmes d'optimisation, qui permet le calcul de la dérivée de Fréchet. Celle-ci peut être calculée à partir de deux champs ultrasonores : direct et adjoint. Le produit de ces deux champs évalue en chaque point la sensibilité de la fonction de coût par rapport à la variation du paramètre considéré. Cette analyse permet d'apprécier la direction de descente exploitée par les algorithmes de minimisation. L'interprétation physique du résultat de la dérivée de Fréchet par la méthode adjointe, notamment grâce à l'analogie avec le retournement temporel, a permis le développement d'une méthode d'imagerie : l'énergie topologique. Cette grandeur permet de détecter et de localiser des défauts dans un milieu infini.

Dans la section suivante nous allons d'abord mettre en évidence la difficulté d'appliquer la méthode de l'énergie topologique à un milieu borné puis nous proposons une approche permettant de se replacer dans un milieu virtuellement infini.

## 2.2 L'Énergie Topologique en milieu borné

La formulation initiale de la méthode adjointe dans un milieu infini sur laquelle est fondée l'énergie topologique vient d'être précisée. Dans cette section nous nous intéressons à l'inspection de milieux bornés. Tout d'abord les hypothèses de travail sont posées dans la partie 2.2.1. Puis l'application de la méthode de l'énergie topologique à un milieu borné est évaluée en partie 2.2.2. Une adaptation est proposée afin de surmonter les difficultés liées aux réflexions sur le fond de la pièce dans la partie 2.2.3.

### 2.2.1 Hypothèse de travail

Dans la section 2.1, il a été montré que les champs impliqués dans le calcul de l'énergie topologique (ou de la dérivée de Fréchet) sont pondérés par un opérateur dépendant du paramètre considéré dans le processus d'optimisation. Nous présentons ici notre choix de paramètre (§ 2.2.1.1) et les conséquences de ce choix sur la suite des développements (§ 2.2.1.2).

#### 2.2.1.1 Paramètre considéré

Tarantola [Tar86] a montré que le choix du paramètre influence la qualité du résultat. Il conclut qu'à partir de mesures effectuées en réflexion, le paramètre qui offre la meilleure résolution est l'impédance des ondes de compression. Pour un solide élastique isotrope, l'impédance des ondes de compression  $Z_p$  s'écrit pour chaque point  $\mathbf{x}$  du milieu :

$$Z_p(\mathbf{x}) = \rho(\mathbf{x})c_p(\mathbf{x}) = \sqrt{\rho(\mathbf{x}) (\lambda_l(\mathbf{x}) + 2\mu(\mathbf{x}))}, \quad (2.57)$$



où  $\lambda_l$  et  $\mu$  sont les paramètres de Lamé,  $c_p$  est la célérité des ondes de compression et  $\rho$  la densité du milieu.

Pour notre application de CND (accessibilité sur une seule face) les mesures sont effectuées en réflexion. Si l'on néglige (choix arbitraire) dans l'évaluation de la fonction de coût les contributions dues aux variations de densité (en considérant que la densité  $\rho$  est constante) il vient :

$$\frac{\partial \lambda_l(\mathbf{x})}{\partial Z_p} = 2 \frac{Z_p(\mathbf{x})}{\rho(\mathbf{x})}. \quad (2.58)$$

On en déduit que la dérivée de Fréchet par rapport à une variation infinitésimale de l'impédance des ondes de compression est linéairement reliée à la dérivée de Fréchet par rapport à la variation du premier coefficient de Lamé :

$$\nabla_{Z_p} \chi[m(\mathbf{x})] = \frac{\partial \chi[m(\mathbf{x})]}{\partial Z_p} = \frac{\partial \chi[m(\mathbf{x})]}{\partial \lambda_l} \frac{\partial \lambda_l(\mathbf{x})}{\partial Z_p} = 2c_p(\mathbf{x}) \frac{\partial \chi[m(\mathbf{x})]}{\partial \lambda_l} = 2c_p(\mathbf{x}) \nabla_{\lambda_l} \chi[m(\mathbf{x})]. \quad (2.59)$$

L'opérateur qui décrit la dérivée de Fréchet par rapport à une variation d'impédance est alors la divergence, notée  $\nabla \cdot$  (cf. § 2.1.1.3 et Eq. 2.51). Dans la suite de l'étude nous calculerons l'énergie topologique suivante à partir de la divergence des champs de déplacement direct et adjoint :

$$ET(\mathbf{x}) = \int_0^T |\nabla \cdot \mathbf{v}(\mathbf{x}, T-t)| |\nabla \cdot \mathbf{u}(\mathbf{x}, t)| dt. \quad (2.60)$$

### 2.2.1.2 Divergence des champs ultrasonores : conséquences

Appliquer l'opérateur de divergence sur les champs de déplacement direct et adjoint dans la formulation de l'énergie topologique a deux conséquences principales :

1. Seules les ondes de compression sont considérées.

En effet, dans un solide élastique isotrope, les ondes de compression et les ondes de cisaillement se propagent indépendamment. Il est alors possible de décomposer le champ de déplacement des ondes  $\mathbf{u}$  en un vecteur sans divergence  $\mathbf{u}_p$  et en un vecteur irrotationnel  $\mathbf{u}_s$  [Roy96] :

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_p + \mathbf{u}_s. \quad (2.61)$$

La divergence des ondes de cisaillement étant nulle, seules les ondes de compression sont retenues après application de l'opérateur de divergence sur le champ  $\mathbf{u}$ .

2. Les ondes de compression issues des conversions de mode ne sont pas considérées dans le calcul de l'énergie topologique.

L'énergie topologique, par le croisement entre le champ direct et le champ adjoint, ne retient que les ondes coexistantes en un même lieu. Les ondes de compressions issues de la conversion de mode des ondes de cisaillement ne sont pas synchronisées dans les deux champs. En conséquence, leurs effets sont éliminés en quasi-totalité.

Ainsi, l'utilisation de l'opérateur divergence dans le calcul de l'énergie topologique revient à ignorer dans le résultat d'une part les ondes de cisaillement et d'autre part les ondes de compression issues de conversions de modes. C'est pourquoi dans la suite de nos développements, nous nous intéressons qu'aux ondes de compression (absence totale de mouvement de cisaillement). Notons que cela est en accord avec les capteurs utilisés qui enregistrent seulement la composante normale du déplacement (associée au déplacement des ondes de compressions).

*Remarque : Pour une meilleure lisibilité, les développements de la partie suivante sont réalisés en considérant le milieu fluide ; ce qui permet de ne pas considérer les ondes transversales et les conversions de mode.*

### 2.2.2 Formulation théorique de l'Énergie Topologique en milieu borné

Afin de mettre en évidence les artéfacts présents sur l'image de l'énergie topologique dus aux réflexions sur le fond, le résidu mesuré au récepteur et le champ adjoint sont détaillés dans les paragraphes 2.2.2.1 et 2.2.2.2. Puis, la formulation de l'énergie topologique est explicitée (§ 2.2.2.3). Enfin, le résultat est analysé pour identifier les sources de bruits (§ 2.2.2.4).

#### 2.2.2.1 Le résidu

Une onde sphérique  $\phi(\mathbf{x}_s, t)$  est émise par une source ponctuelle située au point  $\mathbf{x}_s$  dans le milieu de référence puis dans le milieu perturbé. Le défaut est supposé ponctuel, au point  $\mathbf{x}_d$ , avec une fonction de forme isotrope et angulaire définie par  $V_d\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_d)$ . Dans la suite on suppose  $V_d = 1$ . Après propagation de l'onde incidente dans chacun des milieux, les signaux sont mesurés aux  $N$  points récepteurs  $\{\mathbf{x}_r, r = 1, \dots, N\}$ . En chaque récepteur le résidu est calculé :

$$\Delta u(\mathbf{x}_r, t) = u_{obs}(\mathbf{x}_r, t) - u_{ref}(\mathbf{x}_r, t). \quad (2.62)$$

Le résidu est la somme des échos résultant d'une seule interaction de l'onde avec le défaut et des interactions multiples entre le défaut et les bords du domaine :

$$\begin{aligned} \Delta u(\mathbf{x}_r, t) = & \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\mathbf{x}_r, t | \mathbf{x}_d, t_1) g(\mathbf{x}_d, t_1 | \mathbf{x}_s, t_s) \phi(\mathbf{x}_s, t_s) dt_s dt_1 \\ & + \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\mathbf{x}_r, t | \mathbf{x}_d, t_2) g(\mathbf{x}_d, t_2 | \mathbf{x}_d, t_1) g(\mathbf{x}_d, t_1 | \mathbf{x}_s, t_s) \phi(\mathbf{x}_s, t_s) dt_s dt_1 dt_2 \\ & + \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\mathbf{x}_r, t | \mathbf{x}_d, t_3) g(\mathbf{x}_d, t_3 | \mathbf{x}_d, t_2) g(\mathbf{x}_d, t_2 | \mathbf{x}_d, t_1) \\ & g(\mathbf{x}_d, t_1 | \mathbf{x}_s, t_s) \phi(\mathbf{x}_s, t_s) dt_s dt_1 dt_2 dt_3 \\ & + \dots \end{aligned} \quad (2.63)$$

où  $t_i$  avec  $\{i = 1, 2, 3, \dots\}$  représente le temps de vol de l'onde diffractée par le défaut après sa  $(i - 1)^{\text{ième}}$  interaction avec les bords du milieu. La fonction  $g(\mathbf{x}, t | \mathbf{x}_s, t_s)$  représente **la fonction**

de Green complète en déplacement du milieu borné dans laquelle toutes les interactions avec les bords du milieu sont intégrées.

Si le milieu est stationnaire, l'équation (2.63) peut s'écrire (le détail du calcul est donné en annexe A.2) :

$$\Delta u(\mathbf{x}_r, t) = g(\mathbf{x}_r, t|\mathbf{x}_d) * \left[ 1 + g(\mathbf{x}_d, t|\mathbf{x}_d) + g(\mathbf{x}_d, t|\mathbf{x}_d)^{*2} + \dots \right] * g(\mathbf{x}_d, t|\mathbf{x}_s) * \phi(\mathbf{x}_s, t), \quad (2.64)$$

où  $f(t)^{*m}$  correspond à la fonction  $f$  convoluée  $m$  fois. L'expression complète du résidu s'écrit alors :

$$\Delta u(\mathbf{x}_r, t) = g(\mathbf{x}_r, t|\mathbf{x}_d) * \left[ \sum_{m=0}^{+\infty} g(\mathbf{x}_d, t|\mathbf{x}_d)^{*m} \right] * g(\mathbf{x}_d, t|\mathbf{x}_s) * \phi(\mathbf{x}_s, t). \quad (2.65)$$

Notons que  $m$  représente le nombre d'interactions de l'onde diffractée avec le défaut.

Dans la suite nous supposons que la durée d'acquisition  $T$  est égale au temps de propagation de l'onde incidente pour faire un aller/retour dans la pièce inspectée. Dans ce cas, les principales composantes observées dans le résidu sont attachées au terme du premier ordre ( $m = 0$ ) de l'équation (2.65) :

$$\Delta u(\mathbf{x}_r, t) = g(\mathbf{x}_r, t|\mathbf{x}_d) * g(\mathbf{x}_d, t|\mathbf{x}_s) * \phi(\mathbf{x}_s, t). \quad (2.66)$$

Cela correspond à une seule interaction entre l'onde incidente, les bords du domaine et le défaut. Il n'y a pas de nouvelle interaction entre l'onde diffractée et le défaut. La figure 2.2 illustre les principales composantes du terme de premier ordre du résidu reçues au niveau des récepteurs :

- $p_S$  : l'onde incidente diffractée par le défaut,
- $p_{RS}$  : l'onde incidente réfléchie par le fond puis diffractée par le défaut,
- $p_{SR}$  : l'onde diffractée par le défaut et réfléchie par le fond.

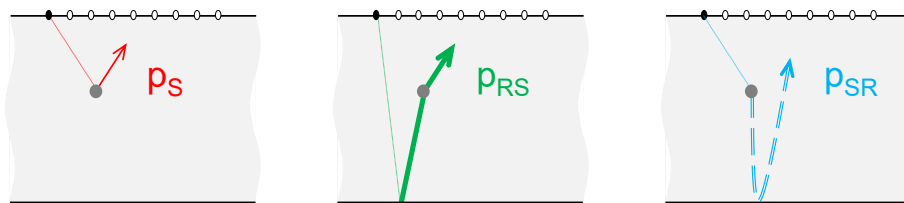


FIGURE 2.2 – Principales composantes du terme du premier ordre du résidu.

*Remarque : En pratique dans nos cas d'étude, les milieux inspectés sont élastiques et non fluides. En chaque point de mesure, seule la composante de déplacement du résidu selon l'axe normal est enregistrée par le capteur ultrasonore.*

### 2.2.2.2 Le champ adjoint

Le champ adjoint représente la propagation du résidu retourné temporellement à partir des récepteurs dans un milieu représentatif du milieu sain (cf. Eq. 2.39) :

$$v(\mathbf{x}, t) = \sum_{r=1}^N \int_0^T g(\mathbf{x}, t | \mathbf{x}_r, t_r) \Delta u(\mathbf{x}_r, T - t_r) dt_r, \quad (2.67)$$

où  $g$  est la fonction de Green complète du milieu borné.

*Remarque : Dans un milieu élastique, le champ adjoint en déplacement a trois composantes selon les axes du repères cartésien. Elles s'expriment pour  $i = 1, 2$  ou  $3$  :*

$$v_i(\mathbf{x}, t) = \sum_{r=1}^N \int_0^T g_i(\mathbf{x}, t | \mathbf{x}_r, t_r) \Delta u(\mathbf{x}_r, T - t_r) dt_r, \quad (2.68)$$

*La divergence du champ adjoint s'exprime alors en fonction de la divergence de la fonction de Green en déplacement  $\mathbf{g}$ .*

$$\nabla \cdot \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) = \sum_{r=1}^N \int_0^T \nabla \cdot \mathbf{g}(\mathbf{x}, t | \mathbf{x}_r, t_r) \Delta u(\mathbf{x}_r, T - t_r) dt_r. \quad (2.69)$$

Le champ adjoint reproduit le champ diffracté par la perturbation dans le milieu, retourné temporellement. Il illustre donc la focalisation de l'énergie au lieu du défaut (cf. partie 2.1.2).

En introduisant la formule (2.65) dans l'équation (2.69), le champ adjoint s'exprime :

$$v(\mathbf{x}, t) = \sum_{r=1}^N \int_0^T g(\mathbf{x}, t | \mathbf{x}_r, t_r) g(\mathbf{x}_r, T - t_r | \mathbf{x}_d) dt_r * \left[ \sum_{m=0}^{+\infty} g(\mathbf{x}_d, t | \mathbf{x}_d)^{*m} \right] * g(\mathbf{x}_d, t | \mathbf{x}_s) * \phi(\mathbf{x}_s, t). \quad (2.70)$$

Si on ne considère que les termes du premier ordre ( $m = 0$ , une seule interaction avec le défaut), il devient :

$$v(\mathbf{x}, t) = \sum_{r=1}^N \int_0^T g(\mathbf{x}, t | \mathbf{x}_r, t_r) g(\mathbf{x}_r, T - t_r | \mathbf{x}_d) dt_r * g(\mathbf{x}_d, t | \mathbf{x}_s) * \phi(\mathbf{x}_s, t). \quad (2.71)$$

Les termes du premier ordre du champ adjoint représentent la rétropropagation par les points de mesures  $\mathbf{x}_r$  des composantes  $p_S$ ,  $p_{RS}$  et  $p_{SR}$  du résidu (cf. figure 2.2).

Considérons désormais que la composante normale de la fonction de Green complète du milieu entre le point source  $\mathbf{x}_s$  et le défaut  $\mathbf{x}_d$  peut être décomposée sous la forme :

$$g(\mathbf{x}_d, t | \mathbf{x}_s) = \sum_{j=1}^{Q(T)} g_{dj} \delta(t - \Theta_j), \quad (2.72)$$

où  $g_{dj}$  représente l'amplitude de l'onde (intégrant les coefficients de réflexions, l'atténuation,...) au point  $\mathbf{x}_d$  à l'instant  $\Theta_j$ ;  $\Theta_j$  est le temps de vol entre le point source et le défaut après le  $j^{\text{ième}}$  chemin de l'onde, et  $Q(T)$  est le nombre de réflexions sur les parois pendant la durée d'acquisition  $T$ .

L'équation (2.71) s'écrit alors :

$$\begin{aligned} v(\mathbf{x}, t) &= \sum_{r=1}^N \int_0^T g(\mathbf{x}, t | \mathbf{x}_r, t_r) g(\mathbf{x}_r, T - t_r | \mathbf{x}_d) dt_r * \sum_{j=1}^{Q(T)} g_{dj} \delta(t - \Theta_j) * \phi(\mathbf{x}_s, t) \\ &= \sum_{r=1}^N \sum_{j=1}^{Q(T)} g_{dj} \int_0^T g(\mathbf{x}, t | \mathbf{x}_r, t_r) g(\mathbf{x}_r, T - t_r | \mathbf{x}_d, \Theta_j) dt_r * \phi(\mathbf{x}_s, t) \end{aligned} \quad (2.73)$$

Ce terme correspond à une intercorrélation. En effet, en appliquant les propriétés de réciprocity de la fonction de Green (Eq. 2.36) et d'invariance par translation temporelle (Eq. 2.35), il devient :

$$v(\mathbf{x}, t) = \sum_{r=1}^N \sum_{j=1}^{Q(T)} g_{dj} \int_0^T g(\mathbf{x}_r, t - t_r | \mathbf{x}, 0) g(\mathbf{x}_r, T - t_r - \Theta_j | \mathbf{x}_d, 0) dt_r * \phi(\mathbf{x}_s, t). \quad (2.74)$$

Puis, en effectuant le changement de variable  $\tau_r = t - t_r$ , la formule (2.74) est égale à :

$$v(\mathbf{x}, t) = \sum_{r=1}^N \sum_{j=1}^{Q(T)} g_{dj} \int_{t-T}^t g(\mathbf{x}_r, \tau_r | \mathbf{x}, 0) g(\mathbf{x}_r, \tau_r + T - t - \Theta_j | \mathbf{x}_d, 0) d\tau_r * \phi(\mathbf{x}_s, t). \quad (2.75)$$

Dans cette expression, une intercorrélation apparaît entre la fonction de Green depuis tout point  $\mathbf{x}$  vers les récepteurs et la fonction de Green depuis le défaut vers les récepteurs sur l'intervalle de temps  $[t - T, t]$ . Notons cette intercorrélation  $\Lambda_{gg}$  :

$$\Lambda_{gg}(\mathbf{x}, t - T + \Theta_j) = \int_{t-T}^t g(\mathbf{x}_r, \tau_r | \mathbf{x}, 0) g(\mathbf{x}_r, \tau_r + T - t - \Theta_j | \mathbf{x}_d, 0) d\tau_r \quad (2.76)$$

Cette fonction de corrélation, et donc le terme du premier ordre du champ adjoint, atteint ses maxima au niveau de la perturbation au point  $\mathbf{x} = \mathbf{x}_d$  et aux instants  $\{t = T - \Theta_j, j = 1, \dots, Q(T)\}$ . A ces dates, l'intercorrélation s'exprime :

$$\Lambda_{gg}(\mathbf{x}_d, 0) = \int_{-\Theta_j}^{T-\Theta_j} g(\mathbf{x}_r, \tau_r | \mathbf{x}_d, 0) g(\mathbf{x}_r, \tau_r | \mathbf{x}_d, 0) d\tau_r. \quad (2.77)$$

D'une manière générale, le champ adjoint s'exprime au premier ordre :

$$\begin{aligned} v(\mathbf{x}, t) &= \sum_{r=1}^N \sum_{j=1}^{Q(T)} g_{dj} \Lambda_{gg}(\mathbf{x}, t - T + \Theta_j) * \phi(\mathbf{x}_s, t) \\ &= \Lambda_{N,T}(\mathbf{x}, t) * \phi(\mathbf{x}_s, t), \end{aligned} \quad (2.78)$$

avec,

$$\Lambda_{N,T}(\mathbf{x}, t) = \sum_{r=1}^N \sum_{j=1}^{Q(T)} g_{dj} \Lambda_{gg}(\mathbf{x}, t - T + \Theta_j). \quad (2.79)$$

Cette expression représente la somme pondérée par  $g_{dj}$  des fonctions d'intercorrélation  $\Lambda_{gg}$  sur les instants d'arrivée compris dans l'intervalle  $[0, T]$  et moyennée sur tous les récepteurs.

Le champ adjoint apparaît ainsi comme la version filtrée par la forme d'onde de l'onde incidente de la corrélation spatiale entre les fonctions de Green.

Par le maximum de cette intercorrélation, il fournit la localisation du défaut (qui est le point de focalisation de l'énergie) à plusieurs instants de focalisation.

*Remarque : Les termes du champ adjoint d'ordres plus élevés (plusieurs interactions avec le défaut) atteindront également leurs maxima au point  $\mathbf{x}_d$  à différents instants.*

### 2.2.2.3 L'Énergie Topologique

L'énergie topologique est calculée pour révéler le lieu de la perturbation (Eq. 2.56 et Eq. 2.69) :

$$\begin{aligned} ET(\mathbf{x}) &= \int_0^T |v(\mathbf{x}, T-t)| |u(\mathbf{x}, t)| dt \\ &= \sum_{r=1}^N \int_0^T \int_0^T |g(\mathbf{x}, T-t|\mathbf{x}_r, t_r) \Delta u(\mathbf{x}_r, T-t_r)| |u(\mathbf{x}, t)| dt_r dt. \end{aligned} \quad (2.80)$$

La multiplication par le champ direct  $u(\mathbf{x}, t)$  doit permettre de fenêtrer le champ adjoint dans le temps et dans l'espace pour extraire l'information du champ adjoint aux instants où il se focalise au niveau du défaut. Cependant, lorsque l'énergie topologique est appliquée dans des milieux bornés, des artefacts sont observés sur le résultat (cf. figure 2.3).

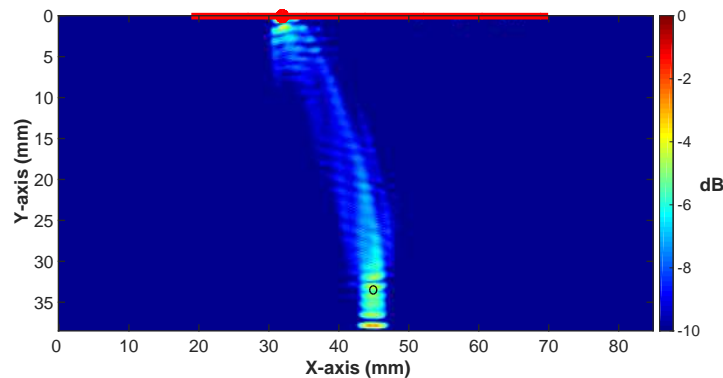


FIGURE 2.3 – Énergie topologique conventionnelle pour la détection d'un trou de 1 mm de diamètre dans un bloc d'acier. Le milieu est insonifié par un élément sur la surface supérieure (représenté par le point rouge) et 64 éléments sont actifs en réception (représentés par la ligne rouge). L'image est affichée en dB et pondérée ainsi  $10 \log_{10}[ET(\mathbf{x})/\max(ET(\mathbf{x}))]$ .

Ces artefacts sont dus aux réflexions sur le fond de la pièce aussi bien dans le champ direct que dans le champ adjoint. À cause de ces réflexions, le champ adjoint présente de fortes amplitudes à des instants différents du temps de focalisation. Ces fortes amplitudes sont parfois révélées par le champ direct et provoquent du bruit sur l'image résultante.

### 2.2.2.4 Analyse du champ adjoint et identification des sources d'artéfacts

La figure 2.4 illustre l'évolution de la rétropropagation du résidu. Nous considérons dans cet exemple les termes du premier ordre (Eq. 2.65 et figure 2.2).

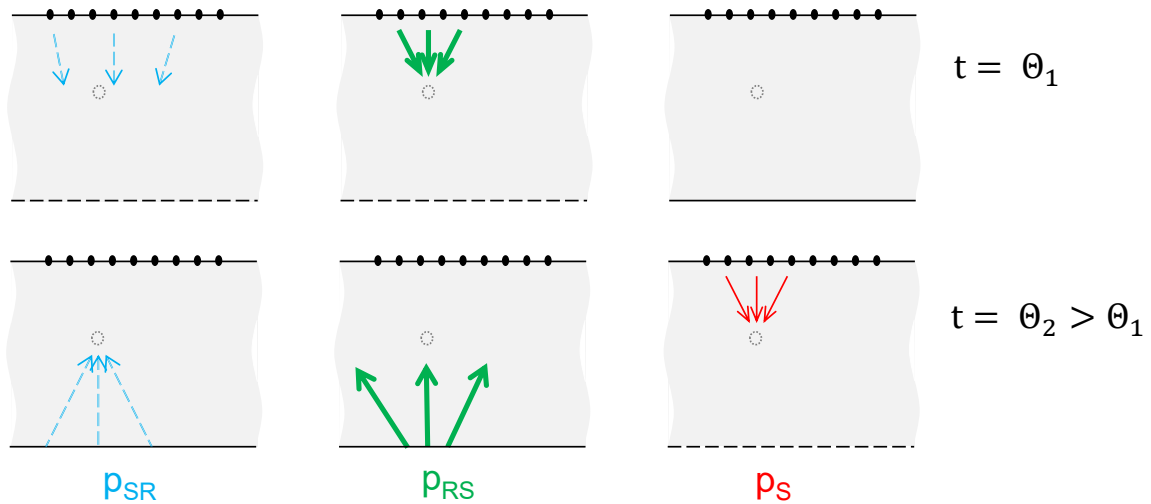


FIGURE 2.4 – Schéma de la rétropropagation des principales composantes du terme du premier ordre du résidu : construction du champ adjoint  $v(\mathbf{x}, t)$ .

Quelques commentaires :

- La composante  $p_S$  qui représente l'onde diffractée (une fois) par la perturbation, se focalise directement au lieu du défaut.
- La composante  $p_{RS}$  est issue de l'onde incidente réfléchiée par le fond puis diffractée par le défaut. Lors de sa rétropropagation, cette quantité se focalise directement au lieu du défaut (comme la composante  $p_S$ ) mais elle est ensuite réfléchiée par le fond de la pièce. Ce dernier effet perturbe la localisation.
- La composante  $p_{SR}$  se focalise au lieu du défaut après avoir été réfléchiée par le fond de la pièce.

Lors de la rétropropagation du résidu, certaines composantes ( $p_S$  et  $p_{SR}$ ) doivent atteindre le lieu du défaut au même moment puisqu'elles sont créées à l'instant même où l'onde incidente a atteint la perturbation. La composante  $p_{RS}$  a été créée après une réflexion de l'onde incidente sur le fond de la pièce, elle se focalisera donc à un instant différent sur le lieu du défaut.

On vérifie bien ici que la focalisation de l'énergie au lieu du défaut dans le champ adjoint survient à différents instants. L'énergie topologique, peine à mettre en évidence le lieu de focalisation car, en raison des diverses composantes prescrites dans le résidu, le champ adjoint concentre de l'énergie à différents temps de focalisation susceptible d'être révélée par le champ direct.

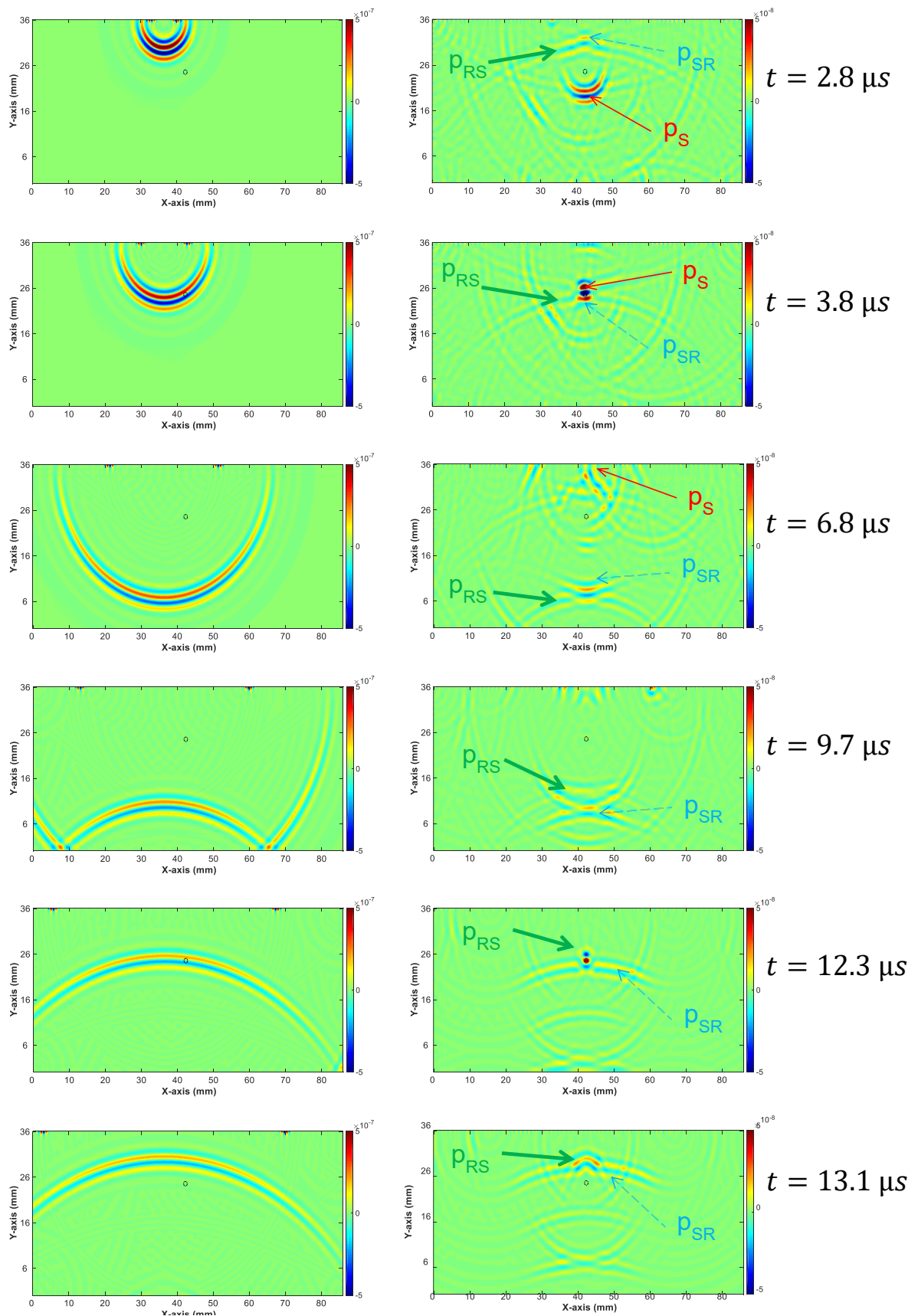


FIGURE 2.5 – Recouvrement du champ direct  $u(\mathbf{x}, t)$  (à gauche) et du champ adjoint  $v(\mathbf{x}, T-t)$  (à droite) au lieu du défaut (représenté en noir) qui surviennent aux instants  $t = 3.8 \mu\text{s}$  et  $t = 12.3 \mu\text{s}$ .



La figure 2.5 illustre ce dernier point et permet de mettre en évidence les composantes du champ adjoint synchronisées avec le champ direct et potentiellement sources de défaut.

Nous identifions plusieurs dates de synchronisation :

- Au début de sa rétropropagation ( $t = 13.1 \mu s$  sur la figure 2.5), les amplitudes du champ adjoint sont plus importantes qu'à la fin à cause de l'atténuation géométrique. Ces fortes amplitudes sont synchronisées en temps avec le champ direct lorsque celui-ci se propage du fond vers les récepteurs et créent, de ce fait, des artéfacts. Le début du signal rétropropagé pour la construction du champ adjoint correspond aux composantes du résidu issues de réflexions multiples avec le fond et les bords du domaine de l'onde diffractée par le défaut.
- D'autre part, lors de leur propagation dans le champ adjoint, les composantes du résidu issues d'une réflexion sur le fond ( $p_{SR}$  et  $p_{RS}$ ) sont totalement synchronisées avec le champ direct.

Pour conclure, lorsque l'énergie topologique est utilisée dans un milieu infini, seule la composante de diffraction directe  $p_S$  est mesurée et le résultat n'est pas entaché d'artéfacts.

Lorsqu'un milieu borné est inspecté, l'onde incidente est réfléchiée par le fond et le résidu construit comporte plusieurs composantes. De même, le champ adjoint est lui aussi réfléchi par les bords du milieu. La superposition de toutes ces ondes fait apparaître dans l'image de l'énergie topologique des sur-intensités (artéfacts) en des lieux où, en fait, aucun défaut n'est présent. Les images obtenues sont ainsi dégradées, ce qui peut gêner leur interprétation.

Afin d'obtenir une image sans artéfacts, similaire à celle obtenue en milieu infini, l'idéal est d'isoler la composante de focalisation directe  $p_S$ . Pour cela, un fenêtrage temporel pourrait être utilisé afin de sélectionner l'écho de diffraction direct du défaut sur le résidu. De cette façon un seul instant de focalisation serait considéré ( $\Theta_1 = \frac{x_d - x_s}{c_p}$ ) et les artéfacts seraient supprimés. Toutefois, un tel fenêtrage n'est pas toujours possible. Il nécessite notamment que la perturbation ne se situe pas en proximité des bords du domaine inspecté, ce qui n'est pas le cas des entailles par exemple.

La partie suivante introduit une méthode générale permettant la réduction des artéfacts.

### 2.2.3 Réduction des artéfacts : modifications des conditions aux frontières

En modifiant les conditions aux limites lors des simulations numériques, un nouveau champ adjoint peut être défini (§ 2.2.3.1). A partir de ce dernier nous proposons de calculer des énergies topologiques modifiées afin d'obtenir une image sans artéfact (§ 2.2.3.2). Un exemple analytique est enfin présenté (§ 2.2.3.3).

### 2.2.3.1 Formulation du champ adjoint avec des conditions aux limites de Neumann ou Dirichlet

Dans la partie précédente, nous avons mis en évidence que l'origine du bruit résulte de la co-existence du champ direct et des composantes  $p_{SR}$  et  $p_{RS}$  notamment après la réflexion du résidu sur le fond.

#### Conditions aux limites de Dirichlet et Neumann

Jusqu'à présent lors des simulations des champs de propagation, les frontières des domaines étaient définies avec des conditions de Dirichlet (Eq. 2.81) ce qui correspond à des conditions de surfaces libres [Mor68]. En tout point de la surface  $\partial\mathcal{D}$ , la pression est nulle :

$$\text{Condition de Dirichlet : } p(\mathbf{x}) = 0 \quad \forall \mathbf{x} \in \partial\mathcal{D}. \quad (2.81)$$

On peut également définir les frontières avec des conditions de Neumann (Eq. 2.82) qui décrivent une surface rigide. En tout point de la surface, la dérivée de la pression par rapport à la normale à la surface  $\hat{n}$  est nulle (i.e. déplacement normal nul) :

$$\text{Condition de Neumann : } \frac{\partial p(\mathbf{x})}{\partial \hat{n}} = 0 \quad \forall \mathbf{x} \in \partial\mathcal{D}. \quad (2.82)$$

Notons qu'une onde réfléchie par une paroi « libre » (condition de Dirichlet) n'est pas déphasée par rapport à l'onde incidente. Au contraire, l'onde réfléchie par une paroi "rigide" (condition de Neumann) est déphasée de  $\pi$  par rapport à l'onde incidente.

Smith [Smi74] propose d'utiliser cette propriété pour éliminer l'onde réfléchie, en sommant les résultats issus de deux simulations avec des conditions aux frontières différentes.

Toutefois, lorsqu'il y a plus d'une réflexion de l'onde dans le milieu, cette technique n'élimine pas la totalité des réflexions puisque suite à la seconde réflexion les ondes seront en phase. Dans notre cas la durée d'acquisition  $T$  est limitée au temps mis par l'onde pour faire un aller/retour dans la pièce. Une seule réflexion sur le fond est prise en compte.

#### Champ adjoint modifié

La remarque présentée ci-dessus, appliquée lors de la construction numérique du champ adjoint peut nous permettre de supprimer les réflexions du résidu sur le fond de la pièce. Deux simulations du champ adjoint sont alors nécessaires :

- la première avec des conditions aux limites de Dirichlet :  $v_D(\mathbf{x}, t)$ ,
- la seconde avec des conditions aux limites de Neumann :  $v_N(\mathbf{x}, t)$ .

En conséquence, après la réflexion sur le fond de la pièce, les deux champs adjoints  $v_D(\mathbf{x}, t)$  et  $v_N(\mathbf{x}, t)$  seront en opposition de phase. En les sommant, certaines réflexions seront éliminées.

Nous définissons un nouveau champ adjoint, nommé champ adjoint de diffraction :

$$v_\Sigma(\mathbf{x}, t) = \frac{v_D(\mathbf{x}, t) + v_N(\mathbf{x}, t)}{2}. \quad (2.83)$$

Supposons deux fonctions de Green respectivement caractérisées par un fond soumis à des conditions de Dirichlet  $g_D(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}_s, t_s)$  ou de Neumann  $g_N(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}_s, t_s)$ . Le champ adjoint se développe selon :

$$v_\Sigma(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{2} \sum_{r=1}^N \int_0^T (g_D(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}_r, t_r) + g_N(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}_r, t_r)) \Delta u(\mathbf{x}_r, T - t_r) dt_r. \quad (2.84)$$

Si la durée d'acquisition  $T$  est limitée à la durée d'un aller/retour de l'onde dans le milieu, alors, une seule réflexion est présente. Les champs adjoints réfléchis sont en opposition de phase : ils s'annulent. La relation ci-dessus est alors simplifiée :

$$v_\Sigma(\mathbf{x}, t) = \sum_{r=1}^N \int_0^T g_0(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}_r, t_r) \Delta u(\mathbf{x}_r, T - t_r) dt_r, \quad (2.85)$$

où  $g_0$  représente la fonction de Green dans un milieu infini.

Le champ adjoint de diffraction ainsi défini est équivalent au champ obtenu lors de la rétropropagation du résidu dans un milieu infini : aucune réflexion des ondes n'a lieu. Pour schématiser le champ adjoint de diffraction, les composantes associées à une ligne continue (représentative du fond de la pièce) de la figure 2.4 doivent être supprimées.

### 2.2.3.2 Les Energies Topologiques modifiées

A partir du champ adjoint de diffraction donné par la relation (2.83), une énergie topologique modifiée, appelée **énergie topologique de réflexion**, est définie :

$$ET_\Sigma(\mathbf{x}) = \int_0^T |u(\mathbf{x}, t)| |v_\Sigma(\mathbf{x}, T - t)| dt, \quad (2.86)$$

où le champ direct  $u(\mathbf{x}, t)$  s'écrit :

$$u(\mathbf{x}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}_s, t_s) \phi(\mathbf{x}_s, t_s) dt_s = g(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}_s) * \phi(\mathbf{x}_s, t). \quad (2.87)$$

*Remarque : Dans un milieu élastique, le champ direct en déplacement a trois composantes selon les axes du repères cartésien. Elles s'expriment pour  $i = 1, 2$  ou  $3$  :*

$$u_i(\mathbf{x}, t) = \sum_{r=1}^N \int_0^T g_i(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}_s, t_s) \phi(\mathbf{x}_s, t_s) dt_s, \quad (2.88)$$

*La divergence du champ direct s'exprime alors en fonction de la divergence de la fonction de Green en déplacement  $\mathbf{g}$ .*

$$\nabla \cdot \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \sum_{r=1}^N \int_0^T \nabla \cdot \mathbf{g}(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}_s, t_s) \phi(\mathbf{x}_s, t_s) dt_s. \quad (2.89)$$

En insérant les relations (2.85) et (2.87) dans la formule (2.86) il vient :

$$ET_{\Sigma}(\mathbf{x}) = \sum_{r=1}^N \int_0^T \int_0^T |g(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}_s) * \phi(\mathbf{x}_s, t)| |g_0(\mathbf{x}, T-t|\mathbf{x}_r, t_r) \Delta u(\mathbf{x}_r, T-t_r)| dt dt_r, \quad (2.90)$$

puis, en remplaçant le résidu,  $\Delta u$ , par son expression (2.66), l'énergie topologique s'exprime finalement :

$$ET_{\Sigma}(\mathbf{x}) = \sum_{r=1}^N \int_0^T \int_0^T |g(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}_s) * \phi(\mathbf{x}_s, t)| |g_0(\mathbf{x}, T-t|\mathbf{x}_r, t_r) g(\mathbf{x}_r, T-t|\mathbf{x}_d) * g(\mathbf{x}_d, t|\mathbf{x}_s) * \phi(\mathbf{x}_s, t)| dt dt_r. \quad (2.91)$$

Dans l'équation ci-dessus, une synchronisation des champs se produit au lieu du défaut  $\mathbf{x} = \mathbf{x}_d$  et au temps  $t = \frac{|\mathbf{x}_d - \mathbf{x}_s|}{c_p}$ . Cela correspond à la focalisation de la composante  $p_S$ .

La fonction de Green complète du milieu  $g$  est utilisée dans les définitions du champ direct  $u(\mathbf{x}, t)$  et du résidu. Le champ direct réfléchi, lors de son recouvrement avec le champ adjoint, révèle de nouveau le défaut (composante  $p_{RS}$ ). Il peut également créer des artéfacts car il évolue en phase avec les composantes  $p_{SR}$  et  $p_{RS}$ .

Afin de localiser le défaut avec justesse, le procédé présenté est aussi appliqué au champ direct. Le champ direct réfléchi est supprimé en considérant le champ direct modifié suivant :

$$\begin{aligned} u_{\Sigma}(\mathbf{x}, t) &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} (g_D(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}_s, t_s) + g_N(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}_s, t_s)) \phi(\mathbf{x}_s, t_s) dt_s \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} g_0(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}_s, t_s) \phi(\mathbf{x}_s, t_s) dt_s. \end{aligned} \quad (2.92)$$

Un champ direct équivalent à celui se propageant dans un milieu infini est ainsi créé.

Finalement, nous définissons **l'énergie topologique de diffraction** :

$$ET_{\Sigma\Sigma}(\mathbf{x}) = \int_0^T |u_{\Sigma}(\mathbf{x}, t)| |v_{\Sigma}(\mathbf{x}, T-t)| dt. \quad (2.93)$$

Cette énergie topologique permet de révéler uniquement la focalisation de la seule composante issue de la diffraction directe par le défaut  $p_S$ . En supprimant les champs réfléchis direct et adjoint, la contribution du fond de la pièce est supprimée dans chacun des champs. Les artéfacts sont ainsi fortement réduits comme l'illustre la figure 2.6.

*Remarques :*

1. *Un artéfact est toujours visible au niveau de l'unique source d'émission supposée ponctuelle. Il résulte de la forte intensité ultrasonore au voisinage de la source dans le champ direct et de la focalisation du champ adjoint au défaut et aux sources physiques. Cet artéfact sera réduit ultérieurement en multipliant le nombre de sources.*

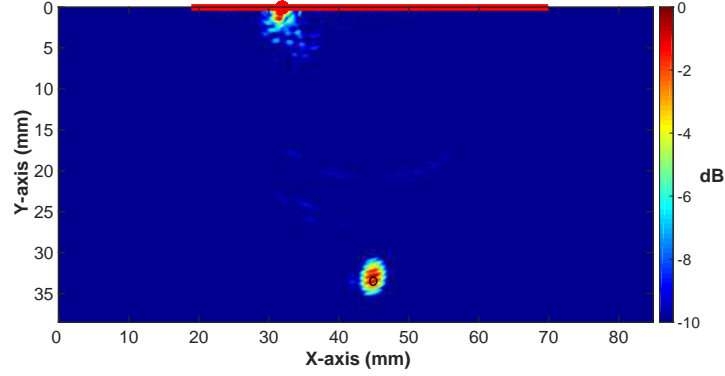


FIGURE 2.6 – Energie topologique de diffraction pour la détection d’un trou de 1 mm de diamètre dans un bloc d’acier. Le milieu est insonifié par un élément sur la surface supérieure (représenté par le point rouge) et 64 éléments sont actifs en réception (représentés par la ligne rouge). L’image est affichée en dB et pondérée comme sur la figure 2.3.

2. Dans un milieu élastique, les énergies topologiques de réflexion et de diffraction s’expriment respectivement par :

$$ET_{\Sigma}(\mathbf{x}) = \int_0^T |\nabla \cdot \mathbf{v}_{\Sigma}(\mathbf{x}, T-t)| |\nabla \cdot \mathbf{u}(\mathbf{x}, t)| dt, \quad (2.94)$$

et :

$$ET_{\Sigma\Sigma}(\mathbf{x}) = \int_0^T |\nabla \cdot \mathbf{v}_{\Sigma}(\mathbf{x}, T-t)| |\nabla \cdot \mathbf{u}_{\Sigma}(\mathbf{x}, t)| dt, \quad (2.95)$$

où  $\mathbf{u}_{\Sigma}$  et  $\mathbf{v}_{\Sigma}$  désignent les champs de déplacement modifiés direct et adjoint.

### 2.2.3.3 Exemple analytique

L’objectif est de vérifier les performances du calcul de l’énergie topologique de diffraction présentée ci-dessus en détection d’un défaut ponctuel dans un milieu borné.

Deux milieux bornés, l’un sain et l’autre endommagé, sont insonifiés par une onde sphérique transmise par un point source localisé en  $\mathbf{x}_s$ . Après la propagation dans chacun des milieux, les signaux sont enregistrés aux  $N$  récepteurs ponctuels  $\{\mathbf{x}_r, r = 1, \dots, N\}$ . Le défaut situé au point  $\mathbf{x} = \mathbf{x}_d$  est lui aussi supposé ponctuel. Sa fonction de forme est  $V_d(\mathbf{x}_d) = 1$ . La durée d’acquisition  $T$  correspond à la durée d’un aller/retour de l’onde incidente dans la pièce.

Comme nous ne traitons que les ondes de compression (cf. § 2.2.1.2), nous supposons dans cet exemple analytique un milieu fluide. La fonction de Green en milieu libre infini  $g_0(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}_s, t_s)$  vérifie alors :

$$\nabla^2 g_0(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}_s, t_s) - \frac{1}{c_p^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} g_0(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}_s, t_s) = -\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_s) \delta(t - t_s), \quad (2.96)$$

et s'exprime ainsi :

$$g_0(\mathbf{x}, t | \mathbf{x}_s, t_s) = \frac{1}{4\pi|\mathbf{x} - \mathbf{x}_s|} \delta \left( t - t_s - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_s|}{c_p} \right). \quad (2.97)$$

### Le résidu

Le résidu est construit à partir des signaux reçus aux points  $\mathbf{x}_r$ . Sans interaction multiple avec le défaut, le résidu est la somme de trois composantes :

$$\Delta u(\mathbf{x}_r, t) = p_S(\mathbf{x}_r, t) + p_{RS}(\mathbf{x}_r, t) + p_{SR}(\mathbf{x}_r, t). \quad (2.98)$$

Nous avons mis en évidence que l'énergie topologique de diffraction, grâce aux champs adjoint et direct numériquement modifiés, permet la révélation de la seule composante  $p_S$  du résidu qui s'exprime :

$$p_S(\mathbf{x}_r, t) = g_0(\mathbf{x}_r, t | \mathbf{x}_d) * g_0(\mathbf{x}_d, t | \mathbf{x}_s) * \phi(\mathbf{x}_s, t), \quad (2.99)$$

où le terme source  $\phi(\mathbf{x}_s, t)$  est égal à  $\delta(\mathbf{x}_s)\delta(t - t_s)$ .

En intégrant la formule (2.97) dans la relation (2.99) on obtient :

$$p_S(\mathbf{x}_r, t) = \frac{\delta \left( t - \frac{|\mathbf{x}_r - \mathbf{x}_d| + |\mathbf{x}_s - \mathbf{x}_d|}{c_p} \right)}{16\pi^2 |\mathbf{x}_r - \mathbf{x}_d| |\mathbf{x}_s - \mathbf{x}_d|} \quad (2.100)$$

### Les champs de diffraction adjoint et direct

Par définition (Eq. 2.85) le champ adjoint à considérer est :

$$\begin{aligned} v_\Sigma(\mathbf{x}, t) &= \sum_{r=1}^N \int_{-\infty}^{+\infty} g_0(\mathbf{x}, t | \mathbf{x}_r, t_r) p_S(\mathbf{x}_r, T - t_r) dt_r \\ &= \sum_{r=1}^N \frac{\delta \left( T - t + \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_r|}{c_p} - \frac{|\mathbf{x}_r - \mathbf{x}_d| + |\mathbf{x}_s - \mathbf{x}_d|}{c_p} \right)}{64\pi^3 |\mathbf{x}_r - \mathbf{x}_d| |\mathbf{x} - \mathbf{x}_r| |\mathbf{x}_s - \mathbf{x}_d|}, \end{aligned} \quad (2.101)$$

et le champ direct est égal à :

$$u_\Sigma(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi|\mathbf{x} - \mathbf{x}_s|} \delta \left( t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_s|}{c_p} \right). \quad (2.102)$$

### L'énergie topologique de diffraction

A partir des équations précédentes, l'énergie topologique de diffraction s'exprime :

$$\begin{aligned} ET_{\Sigma\Sigma}(\mathbf{x}) &= \int_0^T |v_\Sigma(\mathbf{x}, T - t)| |u_\Sigma(\mathbf{x}, t)| dt \\ &= \sum_{r=1}^N \int_0^T \frac{\delta \left( t + \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_r| - |\mathbf{x}_r - \mathbf{x}_d| - |\mathbf{x}_s - \mathbf{x}_d|}{c_p} \right) \delta \left( t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_s|}{c_p} \right)}{256\pi^4 |\mathbf{x}_r - \mathbf{x}_d| |\mathbf{x} - \mathbf{x}_r| |\mathbf{x}_s - \mathbf{x}_d| |\mathbf{x} - \mathbf{x}_s|} dt. \end{aligned} \quad (2.103)$$

On remarque que pour chaque point récepteur  $\mathbf{x}_r$ , l'énergie topologique de diffraction ci-dessus est non nulle,  $ET_{\Sigma\Sigma}(\mathbf{x}) \neq 0$ , en tout point  $\mathbf{x}$  vérifiant :

$$|\mathbf{x} - \mathbf{x}_s| + |\mathbf{x} - \mathbf{x}_r| = |\mathbf{x}_r - \mathbf{x}_d| + |\mathbf{x}_s - \mathbf{x}_d|. \quad (2.104)$$

Cette expression est l'équation d'un ellipsoïde dont les foyers sont les positions de la source et du récepteur. En sommant de façon cohérente les  $N$  surfaces ellipsoïdales (correspondant aux  $N$  couples émetteur/récepteur), le maximum de l'énergie topologique de diffraction est localisé au lieu du défaut en  $\mathbf{x} = \mathbf{x}_d$ .

En ce point  $\mathbf{x} = \mathbf{x}_d$ , la valeur de l'énergie topologique de diffraction est :

$$ET_{\Sigma\Sigma}(\mathbf{x}_d) = \frac{N}{256\pi^4 |\mathbf{x}_r - \mathbf{x}_d|^2 |\mathbf{x}_s - \mathbf{x}_d|^2}. \quad (2.105)$$

*Remarques :*

1. *En utilisant  $N$  récepteurs et  $M$  sources, l'énergie topologique est, pour une position  $\mathbf{x}_d$  fixée, proportionnelle à  $M \times N$ .*
2. *Dans le cas de sources ponctuelles, une normalisation de l'image de l'énergie topologique permettrait de compenser l'atténuation géométrique.*

#### 2.2.4 Conclusion

Les développements de cette partie ont été effectués en considérant seulement les ondes de compression. En effet, il a été montré que la pondération des champs adjoint et direct par l'opérateur divergence élimine les mouvements de cisaillement. Lors du calcul de l'énergie topologique, les ondes de compression issues de conversion de mode ne sont *a priori* pas révélées. L'hypothèse de travail du milieu fluide de l'exemple analytique est donc représentative de l'étude d'un solide isotrope et homogène.

Dans les parties 2.2.2 et 2.2.3, l'origine des artéfacts lorsque la méthode est appliquée dans un milieu borné a été explicitée et d'autre part une méthodologie permettant de limiter l'importance de ces artéfacts a été proposée. La principale source de bruit est la réflexion des ondes sur le fond de la pièce dans les champs direct et adjoint. Il est possible de s'affranchir des champs réfléchis, en effectuant deux simulations avec des conditions aux limites alternativement libres ou rigides. A partir des nouveaux champs adjoint et direct ainsi construits, deux énergies topologiques ont été définies : l'énergie topologique de réflexion et l'énergie topologique de diffraction. Dans le cas de  $N$  récepteurs et  $M$  sources ponctuelles, l'énergie topologique est proportionnelle au produit  $M \times N$ , et peut être normalisée par l'atténuation géométrique (prise au carré). Enfin, dans cette partie nous n'avons étudié que la réflexion des ondes sur le fond de la pièce mais le même procédé peut être opéré sur les bords de la pièce, ce qui est fait en pratique dans la suite de ce manuscrit.

Nous venons d'aborder les fondements théoriques de la méthode de l'énergie topologique développée dans le domaine temporel. Dans le chapitre 1, nous avons évoqué que la méthode du MFP, développée dans le domaine fréquentiel, est fondée sur le même principe de retournement temporel et de rétropropagation numérique vers le défaut que l'ET. Cette dernière approche permet de prendre en compte plusieurs interactions avec les bords du domaine mais n'applique pas

de fenêtrage spatio-temporel comme l'ET. Nous proposons dans la section suivante de comparer ces approches.

## 2.3 Relation entre Energie Topologique et Matched Field Processing

La méthode du Matched Field Processing, introduite dans le chapitre 1, est une méthode de détection de sources exploitant le contenu fréquentiel des signaux. La surface d'ambiguïté est obtenue à partir du calcul de la corrélation entre un vecteur de données (correspondant à la signature ultrasonore du défaut, i.e. le résidu) et un vecteur appelé réplica correspondant à la fonction de Green entre chacun des récepteurs et les points du milieu inspecté (cf. Eq. 1.26). La position des maxima de corrélation issus de cette opération informent sur le lieu du défaut.

D'autre part nous avons établi (§ 2.2.2.2) que le champ adjoint peut s'exprimer comme une intercorrélation de la fonction de Green du milieu avec la fonction de Green du milieu depuis le défaut vers les récepteurs (Eq. 2.75). Ainsi, le champ adjoint, à travers les maxima de l'intercorrélation, fournit également la localisation du défaut à plusieurs instants de focalisation.

L'objectif de cette section est de mettre en exergue le lien entre les deux méthodes MFP et ET d'un point de vue analytique (partie 2.3.1) puis d'identifier les principales différences (partie 2.3.2).

*Remarques :*

1. Rappelons la définition de la transformée de Fourier  $\mathcal{F}$  du champ ultrasonore  $u(\mathbf{x}, t)$  en tout point du milieu de coordonnée  $\mathbf{x}$  :

$$\mathcal{F}[u(\mathbf{x}, t)] = U(\mathbf{x}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} u(\mathbf{x}, t) e^{-i\omega t} dt, \quad (2.106)$$

puis de la transformée de Fourier inverse :

$$\mathcal{F}^{-1}[U(\mathbf{x}, \omega)] = u(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} U(\mathbf{x}, \omega) e^{i\omega t} d\omega. \quad (2.107)$$

2. Dans cette section, les lettres capitales sont utilisées pour les signaux exprimés dans le domaine fréquentiel tandis que les lettres minuscules désignent les signaux exprimés dans le domaine temporel.

### 2.3.1 Relation entre le champ adjoint et le processeur de Bartlett

Afin d'établir les liens entre les méthodes ET et MFP, toutes les deux fondées sur la connaissance *a priori* du milieu et sur le principe du retournement temporel, nous nous plaçons dans le domaine fréquentiel.

La relation entre le champ adjoint (§ 2.3.1.1) et le processeur de Bartlett (§ 2.3.1.2) est démontrée analytiquement (§ 2.3.1.3).



### 2.3.1.1 Le champ adjoint

Une onde ultrasonore incidente est émise simultanément par  $N$  points sources  $\{\mathbf{x}_s, s = 1, \dots, N\}$  dans le milieu de référence et dans le milieu perturbé. Après leur propagation dans chacun des milieux, les signaux sont mesurés aux  $N$  points récepteurs  $\{\mathbf{x}_r, r = 1, \dots, N\}$ .

Suivant une approche analytique (défaut ponctuel), nous exprimons le champ adjoint dans le domaine fréquentiel. Par définition rappelons que le champ adjoint est la convolution de la fonction de Green du milieu  $g(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}_r)$  par le signal source du champ adjoint i.e. le résidu retourné temporellement  $\Delta u(\mathbf{x}_r, T - t)$ . Son expression est la suivante (cf. Eq. 2.69) :

$$v(\mathbf{x}, t) = \sum_{r=1}^N \int_0^T g(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}_r, t_r) \Delta u(\mathbf{x}_r, T - t_r) dt_r. \quad (2.108)$$

En considérant un intervalle temporel de mesure infini, cette dernière expression devient :

$$v(\mathbf{x}, t) = \sum_{r=1}^N \int_{-\infty}^{+\infty} g(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}_r, t_r) \Delta u(\mathbf{x}_r, -t_r) dt_r, \quad (2.109)$$

soit, en supposant le milieu stationnaire :

$$\begin{aligned} v(\mathbf{x}, t) &= \sum_{r=1}^N \int_{-\infty}^{+\infty} g(\mathbf{x}, t - t_r|\mathbf{x}_r, 0) \Delta u(\mathbf{x}_r, -t_r) dt_r \\ &= \sum_{r=1}^N g(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}_r) * \Delta u(\mathbf{x}_r, -t). \end{aligned} \quad (2.110)$$

A partir de la définition (2.106), on peut obtenir l'expression du champ adjoint dans le domaine fréquentiel :

$$\begin{aligned} V(\mathbf{x}, \omega) &= \int_{-\infty}^{+\infty} v(\mathbf{x}, t) e^{-i\omega t} dt \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{r=1}^N g(\mathbf{x}, t|\mathbf{x}_r) * \Delta u(\mathbf{x}_r, -t) e^{-i\omega t} dt. \end{aligned} \quad (2.111)$$

Cette dernière équation est équivalente à :

$$V(\mathbf{x}, \omega) = \sum_{r=1}^N G(\mathbf{x}, \omega|\mathbf{x}_r) \Delta U^*(\mathbf{x}_r, \omega). \quad (2.112)$$

*Remarque : Dans un milieu élastique, rappelons que le champ adjoint de déplacement  $\mathbf{V}$  a plusieurs composantes (selon les axes du repère cartésien). Le résultat de la divergence appliquée au champ adjoint (cf. § 2.2.2.2) s'exprime en fonction de la divergence de la fonction de Green en déplacement  $\nabla \cdot \mathbf{G}(\mathbf{x}, \omega|\mathbf{x}_r)$ . Enfin, le résidu  $\Delta U(\mathbf{x}_r, \omega)$  est associé à la composante du déplacement polarisée selon l'axe normal à la surface enregistrée par chaque élément récepteur.*

### 2.3.1.2 Le processeur de Bartlett

Le processeur de Bartlett (qui représente la formulation classique du MFP) est ici étudié. Une onde ultrasonore incidente est émise simultanément par les  $N$  points sources dans le milieu de référence et dans le milieu perturbé. Les signaux sont mesurés aux  $N$  points récepteurs  $\{\mathbf{x}_r, r = 1, \dots, N\}$ .

A partir des  $N$  récepteurs, le résidu est rétropropagé numériquement vers chaque point  $\mathbf{x}$  du milieu. Le processeur de Bartlett  $B(\mathbf{x}, \omega)$  traduit cette opération (cf. Eq. 1.26) :

$$B(\mathbf{x}, \omega) = \left| \mathbf{D}(\omega)^+ \mathbf{W}(\mathbf{x}, \omega) \right|^2, \quad (2.113)$$

où,

- le vecteur de donnée  $\mathbf{D}$ , de dimension  $(1 \times N)$ , est la signature ultrasonore du défaut i.e. le résidu. Ses composantes  $D_r(\omega)$  sont donc :

$$D_r(\omega) = \Delta U(\mathbf{x}_r, \omega). \quad (2.114)$$

- le vecteur réplia  $\mathbf{W}$ , de dimension  $(1 \times N)$ , est la fonction de Green du milieu entre chaque élément récepteur de la sonde et les points du milieu. Les composantes  $W_r$  de ce vecteur sont :

$$W_r(\mathbf{x}, \omega) = G(\mathbf{x}, \omega | \mathbf{x}_r). \quad (2.115)$$

En substituant les expressions (Eq. 2.114) et (Eq. 2.115) dans celle du processeur de Bartlett (Eq. 2.113), nous obtenons pour chaque fréquence et en tout point  $\mathbf{x}$  :

$$\begin{aligned} B(\mathbf{x}, \omega) &= \left| \mathbf{D}(\omega)^+ \mathbf{W}(\mathbf{x}, \omega) \right|^2 \\ &= \left| \sum_{r=1}^N D_r(\omega)^* W_r(\mathbf{x}, \omega) \right|^2 \\ &= \left| \sum_{r=1}^N \Delta U(\mathbf{x}_r, \omega)^* G(\mathbf{x}, \omega | \mathbf{x}_r) \right|^2, \end{aligned} \quad (2.116)$$

où l'exposant  $*$  désigne l'opération de conjugaison.

*Remarque : En milieu élastique, par souci de consistance, nous considérons la divergence du processeur de Bartlett. En pratique son calcul est effectué en quatre temps :*

1. Calcul de chaque composante de la fonction de Green  $G_i(\mathbf{x}, \omega | \mathbf{x}_r)$  ( $i = 1, 2$  ou  $3$ ) pour chacun des  $N$  récepteurs à partir des  $N$  simulations numériques (associées aux  $N$  points sources).
2. Calcul de la corrélation pour chaque composante :  $B_i(\mathbf{x}, \omega) = \sum_{r=1}^N \Delta U(\mathbf{x}_r, \omega)^* G_i(\mathbf{x}, \omega | \mathbf{x}_r)$ .
3. Calcul de la divergence  $\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{x}, \omega)$  à partir des composantes de  $\mathbf{B}(\mathbf{x}, \omega)$  données par les  $B_i(\mathbf{x}, \omega)$  ( $i = 1, 2$  ou  $3$ ).
4. Calcul du processeur de Bartlett comme le carré de la divergence calculée lors de l'étape 3.

### 2.3.1.3 Relation théorique entre les deux méthodes

A partir des équations (2.112) et (2.116) il vient que le processeur de Bartlett est égal au module au carré du spectre du champ adjoint :

$$B(\mathbf{x}, \omega) = |V(\mathbf{x}, \omega)|^2. \quad (2.117)$$

En une fréquence donnée  $\omega$  et en chaque point du domaine  $\mathbf{x}$ , le processeur de Bartlett qui est l'expression de la méthode MFP est égal à la densité spectrale d'énergie du champ adjoint calculé. La surface d'ambiguïté imageant le milieu, obtenue en sommant les contributions de toutes les fréquences (cf. Eq. 1.28) s'exprime donc à partir du spectre du champ adjoint :

$$\begin{aligned} B_{avg}(\mathbf{x}) &= \int_{-\infty}^{+\infty} B(\mathbf{x}, \omega) d\omega \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} |V(\mathbf{x}, \omega)|^2 d\omega, \end{aligned} \quad (2.118)$$

elle correspond à l'énergie moyenne du champ adjoint.

Enfin, l'égalité de Parseval permet d'obtenir la même surface d'ambiguïté en considérant les contributions du champ adjoint dans le domaine temporel :

$$B_{avg}(\mathbf{x}) = \int_{-\infty}^{+\infty} |v(\mathbf{x}, t)|^2 dt. \quad (2.119)$$

Cette expression exprime la relation directe existante entre l'approche fréquentielle du MFP et celle temporelle de l'ET. Le processeur de Bartlett, moyenné sur toutes les fréquences du signal, est une représentation (surface d'ambiguïté) de l'énergie du champ adjoint en tout point du milieu inspecté  $\mathbf{x}$ . Les zones de forte énergie correspondent aux zones perturbées par la présence d'un défaut agissant comme une source secondaire.

*Remarque : Dans un milieu élastique, l'opérateur divergence doit être appliqué aux termes de la relation (2.119).*

### 2.3.2 Les différences principales entre ET et MFP

- Le procédé de l'ET possède une étape supplémentaire par rapport au MFP. En effet, nous avons montré dans le paragraphe précédent que le résultat final de la méthode du MFP peut être obtenu à partir du seul champ adjoint temporel. Il constitue une représentation de la corrélation entre la signature acoustique du défaut et le réplica correspondant à une modélisation de la propagation dans la pièce. Pour afficher l'image de l'énergie topologique, une étape supplémentaire assimilée à un fenêtrage temporel et spatial de ce champ adjoint est effectuée grâce au champ direct (cf. 2.2.2.3). Cette opération dans la procédure de l'énergie topologique est un moyen de prendre en compte d'une part la position de la source initiale (supposée ponctuelle) ou de manière plus générale, la forme d'onde transmise (dans le cas d'une source étendue), et d'autre part, le temps auquel l'onde incidente a été émise.

L'énergie topologique considère la chronologie des événements. A l'opposé, la procédure du MFP n'effectue pas de fenêtrage temporel et spatial du champ adjoint par le champ direct.

- Contrairement à l'ET qui n'est pas conçue pour gérer les réflexions sur les bords du domaine, le MFP traite toutes les réflexions et interactions de l'onde entre les récepteurs et le défaut lors de la construction de la surface d'ambiguïté. L'expression du champ adjoint (Eq. 2.75) montre cette propriété : les réflexions sur les bords sont considérées et les instants de focalisations associés  $\Theta_j$  ont été identifiés. L'effet cumulatif de focalisation à tous ces instants dans le champ adjoint est exploité par le calcul de l'énergie de ce champ et par la méthode MFP.
- Les deux approches exploitent la connaissance *a priori* du milieu inspecté pour la construction du modèle de propagation des ondes (réplica ou champ direct). La construction du replica nécessite autant de simulations numériques de la propagation que d'éléments récepteur utilisés (soit  $N$  simulations). L'ET conventionnelle nécessite deux simulations (construction des champs direct et adjoint). Le MFP est une approche beaucoup plus coûteuse en temps de calcul.

## 2.4 Conclusion sur l'ET et le MFP en milieux bornés

La méthode adjointe, liée au principe physique du retournement temporel, permet de calculer une dérivée de Fréchet à partir de deux champs ultrasonores : le champ direct et le champ adjoint. Cette dérivée représente la sensibilité d'une fonction coût quadratique vis-à-vis d'un paramètre. La méthode de l'énergie topologique conventionnelle démontrée en milieu infini et découlant du calcul de la dérivée de Fréchet est utilisée en contrôle non destructif. Cette méthode repose sur le principe du retournement temporel et la modélisation numérique du milieu de référence pour déterminer une grandeur analogue à la dérivée de Fréchet. Toutefois, son application pratique en milieu borné nécessite l'utilisation d'un fenêtrage temporel.

Dans notre cas d'étude, où le milieu inspecté est borné et où les défauts peuvent être situés en limite de domaine, la méthode de l'énergie topologique conventionnelle n'est pas adaptée car elle peut être perturbée par les réflexions des ondes sur les parois du milieu. Aussi, une méthodologie basée sur la modification des conditions aux limites lors de la construction des champs ultrasonores a été introduite. Sur la base des champs direct et adjoint modifiés pour lesquels la réflexion sur le fond de la pièce est « supprimée », des énergies topologiques modifiées ( $ET_{\Sigma}(\mathbf{x})$  et  $ET_{\Sigma\Sigma}(\mathbf{x})$ ) ont été définies.

Selon l'énergie topologique calculée, il devient possible de considérer uniquement l'information de diffraction directe par le défaut, comme c'est le cas lors de l'inspection d'un milieu infini. Il

est également possible de considérer l'information liée à la présence conjointe du défaut et des interfaces du milieu. Nous verrons dans le chapitre suivant dans quels cas l'utilisation de chaque énergie topologique modifiée est la plus judicieuse.

D'autre part, les résultats analytiques montrent que l'énergie topologique de diffraction est, en chaque pixel, proportionnelle au produit du nombre d'émetteurs par le nombre de récepteurs. Une normalisation de l'image est requise si plusieurs défauts situés à des profondeurs différentes sont recherchés simultanément. L'utilisation d'ondes planes réduit l'importance de ce dernier phénomène.

De façon alternative, l'approche MFP permet également de localiser un défaut selon le même principe de retournement temporel que la méthode de ET et à partir d'un modèle du milieu. Du fait de la similarité entre les deux méthodes, ET et MFP sont comparées. La méthode MFP est développée dans le domaine fréquentiel et est bien appropriée pour une analyse de signaux multifréquentiels ou à bande fréquentielle étroite. Cette approche présente l'avantage de prendre en compte la complexité (réflexions, réverbérations par les bords) du milieu inspecté par rapport à l'ET. Néanmoins, le MFP ne considère pas la synchronisation du champ direct avec le champ adjoint comme c'est le cas pour l'ET qui a le potentiel d'être mieux résolue.

Par ailleurs, il a été montré que la mise en œuvre de la méthode MFP dans le domaine fréquentiel est équivalente à la représentation de la distribution d'énergie du champ adjoint. Cette quantité permet alors de tirer parti de la focalisation du champ adjoint au lieu du défaut en différents instants tout en s'affranchissant de la chronologie des événements. Le résultat obtenu prend en compte toute l'information apportée par la géométrie du milieu et n'est pas perturbé par les réflexions sur les bords. De plus, ce résultat peut être obtenu à partir d'une unique simulation au lieu des  $N$  nécessaires pour le MFP.

A partir de ces considérations théoriques, nous proposons :

- de valider la relation entre le MFP et la distribution de l'énergie du champ adjoint,
- et d'évaluer les performances des énergies topologiques modifiées.

Ces étapes de validation font l'objet du chapitre 3 dans lequel des simulations numériques et les évaluations expérimentales associées sont présentées. Ces mesures de performances ont tout d'abord été réalisées en considérant des milieux homogènes isotropes. Elles ont été étendues dans un second temps aux objets d'intérêt que sont les soudures multipasses (milieux anisotropes hétérogènes).

# Evaluation numérique et expérimentale de la méthode adjointe

## Sommaire

<b>3.1 Paramètres, protocoles, et configurations testées</b>	<b>110</b>
3.1.1 Pièces inspectées	111
3.1.1.1 Bloc homogène et isotrope	111
3.1.1.2 Soudures	112
3.1.2 Protocoles expérimentaux et numériques	113
3.1.2.1 Méthodologies	113
3.1.2.2 Description expérimentale	114
3.1.2.3 Description numérique	116
3.1.3 Représentation des résultats	118
3.1.3.1 Affichage des résultats	118
3.1.3.2 Calcul du RSB	118
<b>3.2 Comparaison des méthodes de l'ET et du MFP</b>	<b>119</b>
3.2.1 Comparaison des approches en milieu borné isotrope et homogène	120
3.2.1.1 Détection et localisation d'un trou (données numériques)	120
3.2.1.2 Détection, localisation et dimensionnement d'une entaille verticale (données expérimentales)	121
3.2.2 Comparaison des approches en milieu anisotrope et hétérogène	123
3.2.3 Conclusion	124
<b>3.3 Inspection d'un milieu borné isotrope et homogène</b>	<b>124</b>
3.3.1 Détection et localisation d'un trou	125
3.3.1.1 Energie Topologique	125
3.3.1.2 Focalisation en Tout Point	126
3.3.2 Détection, localisation et dimensionnement d'une entaille	127
3.3.2.1 Problématique du dimensionnement de fissure	127
3.3.2.2 Energie Topologique	128
3.3.2.3 Focalisation en Tout Point	131
<b>3.4 Inspection du milieu anisotrope et hétérogène de la soudure</b>	<b>132</b>

3.4.1	Le besoin d'un modèle pour la localisation . . . . .	133
3.4.2	Détection et localisation d'un trou . . . . .	135
3.4.2.1	Energie Topologique numérique . . . . .	135
3.4.2.2	Energie Topologique « semi-expérimentale » . . . . .	136
3.4.2.3	Focalisation en Tout Point . . . . .	137
3.4.3	Détection, localisation et dimensionnement d'une entaille . . . . .	138
3.4.3.1	Energie Topologique . . . . .	138
3.4.3.2	Focalisation en Tout Point . . . . .	142
3.5	Conclusion sur l'évaluation numérique et expérimentale . . . . .	143

---

*L'adaptation de la méthode de l'énergie topologique conventionnelle à l'inspection d'un milieu élastique isotrope borné vient d'être formulée d'un point de vue théorique dans le chapitre 2. D'autre part ce dernier chapitre a également permis de mettre en évidence qu'en intégrant la chronologie des évènements rapportée par le champ adjoint, toute l'information relative à la position des défauts est exploitée de manière cohérente. Ce troisième chapitre aborde d'une part l'évaluation numérique et expérimentale des techniques d'imagerie fondées sur l'ET et le MFP afin de résoudre le problème de la détection et de la localisation de défauts dans des milieux bornés et d'autre part leur application au cas des soudures multipasses. L'évaluation des énergies topologiques modifiées et du champ adjoint sur des configurations réelles est une étape cruciale dans le processus d'évaluation des performances. Elle va notamment permettre d'estimer les impacts i) du bruit inhérent à toute réalisation expérimentale et, ii) dans le cas de la soudure, du bruit dû à la variation structurale le long de l'axe de soudage.*

*Le chapitre est divisé en cinq volets. La section 3.1 présente les configurations testées ainsi que les protocoles numériques et expérimentaux mis en œuvre pour l'évaluation des méthodes. Le lien entre l'approche temporelle (ET) et l'approche fréquentielle (MFP) est ensuite examiné à travers des exemples en milieu homogène puis hétérogène en section 3.2. Les résultats de détection et localisation d'un trou puis de dimensionnement d'une entaille sont décrits en section 3.3 pour la validation de l'ET en milieu borné isotrope et homogène et en section 3.4 pour l'application sur deux soudures de géométrie et de caractéristiques élastiques différentes. Les résultats seront comparés à ceux obtenus par la méthode FTP (cf. § 1.5.2.1) pour des conditions équivalentes.*

## 3.1 Paramètres, protocoles, et configurations testées

Avant de présenter les résultats numériques et expérimentaux, les pièces inspectées sont décrites (partie 3.1.1) ainsi que les protocoles de simulation et de mesure (partie 3.1.2) et les choix de représentations des résultats (partie 3.1.3).

### 3.1.1 Pièces inspectées

Les tests numériques et expérimentaux sont effectués sur trois pièces : un bloc d'acier inoxydable homogène (§ 3.1.1.1) et deux soudures multipasses en acier inoxydable austénitique référencées D717B et D717C (§ 3.1.1.2).

#### 3.1.1.1 Bloc homogène et isotrope

Un bloc d'acier inoxydable homogène et isotrope est tout d'abord inspecté dans le but de valider la méthode de détection (en milieu borné) introduite dans le chapitre 2. L'acier choisi, désigné 316L, est celui utilisé pour la fabrication de certains éléments du réacteur nucléaire. Les caractéristiques du bloc ont été mesurées et sont exposées dans le tableau 3.1.

Dimensions :	$38.5 \times 159.5 \times 79.6 \text{ mm}^3$
Densité :	$7942 \text{ kg/m}^3$
Célérité des ondes L :	$5719 \text{ m/s}$
Célérité des ondes T :	$3137 \text{ m/s}$

TABLEAU 3.1 – Caractéristiques du bloc d'acier inoxydable 316L.

*Remarque : le choix de l'acier utilisé pour la fabrication de la cuve et des éléments des futurs réacteurs n'est pas arrêté.*

Nous disposons d'un bloc sain (i.e. sans défaut) et de deux blocs endommagés : le premier avec une entaille verticale et débouchante sur la surface inférieure et le second avec une entaille inclinée et non débouchante (figure 3.1).

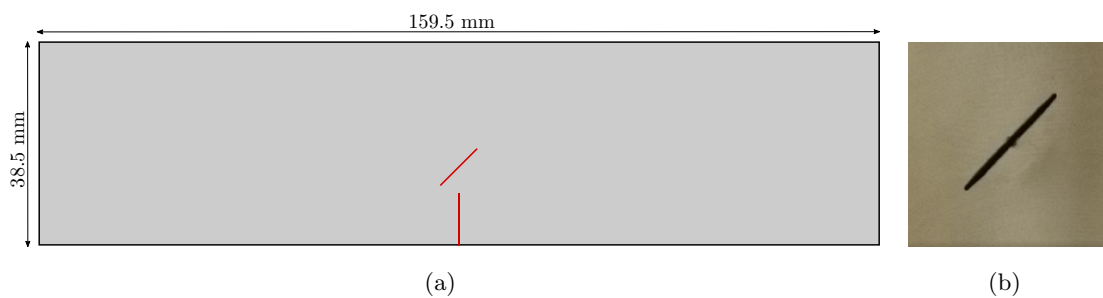


FIGURE 3.1 – (a) Positions des entailles au sein du bloc et (b) Photographie de l'entaille inclinée. Les entailles représentées en rouge ne sont pas présentes simultanément dans la même pièce mais dans deux pièces différentes.

Notons que les fissures réelles recherchées dans une soudure ne s'apparentent pas à une entaille. Notamment les fissures réelles présentent des extrémités pointues tandis que celles des entailles



électro-érodées sont arrondies. Toutefois, en première approximation, ces dernières constituent un modèle expérimental de fissures à des fins d'évaluation académique des méthodes d'imagerie. Les entailles usinées ont respectivement une hauteur, une épaisseur et une longueur de 10 mm, 0.3 mm et 79.6 mm. L'angle d'inclinaison de la seconde entaille est 45°. Le procédé d'électro-érosion utilisé explique la présence d'une irrégularité au centre de l'entaille inclinée (cf. figure 3.1 (b)).

### 3.1.1.2 Soudures

Deux maquettes de soudures en acier inoxydable austénitique sont à disposition : la soudure D717B et la soudure D717C.

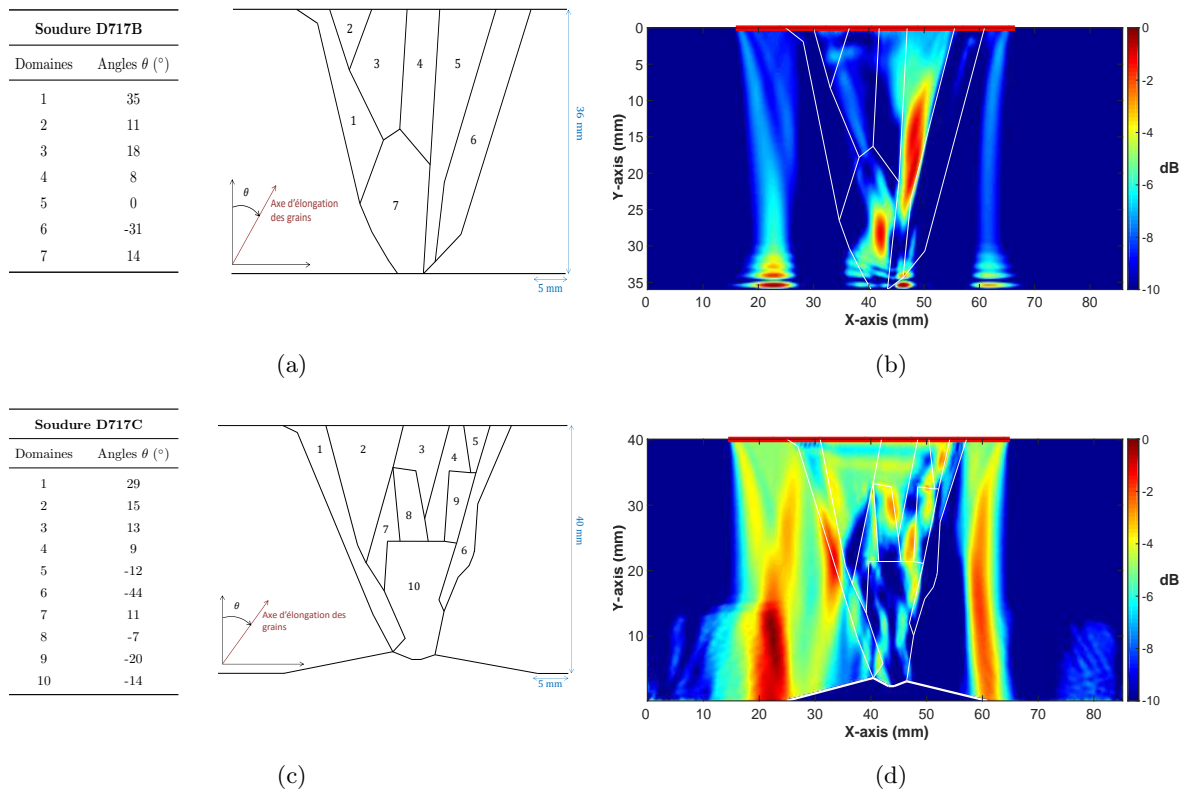


FIGURE 3.2 – Descriptions en grands domaines, orientations des grains et distribution de l'insonification ultrasonore simulées dans les soudures (a & b) D717B et (c & d) D717C.

Ces deux soudures sont caractérisées par les mêmes constantes d'élasticité qui ont été mesurées expérimentalement [Cha00b]. Les valeurs sont les suivantes :

$$c_{11} = 243 \text{ GPa} \quad c_{33} = 212 \text{ GPa} \quad c_{44} = 122 \text{ GPa} \quad c_{12} = 84 \text{ GPa} \quad \text{et} \quad c_{13} = 137 \text{ GPa}$$

Ces soudures ont été décrites en grands domaines homogènes à partir de leurs macrographies (cf. partie 1.3.1). Dans chacun des domaines, l'orientation des grains est connue. Les descriptions en

grands domaines et les orientations des grains respectives dans chacune des zones sont données sur les images (a) et (c) de la figure 3.2. Les images (b) et (d) décrivent les chemins de propagation privilégiés de l'énergie associée aux ondes de compression dans chacune des deux soudures lorsque tous les éléments de la barrette émettent simultanément un pulse gaussien (la position du capteur est représentée par le trait rouge). Cette distribution d'énergie est calculée en tout point  $\mathbf{x}$  du milieu de la façon suivante :

$$f_{inso}(\mathbf{x}) = \int_0^{T_{aller}} u(\mathbf{x}, t)^2 dt, \quad (3.1)$$

où  $u$  est la divergence du champ de déplacement et  $T_{aller}$  le temps nécessaire à l'onde pour parcourir une fois l'épaisseur de la soudure.

Ces deux représentations mettent en exergue le fort caractère anisotrope et hétérogène des soudures. En effet, on constate que le faisceau ultrasonore est dévié et divisé. En conséquence, dans chacun des domaines, il existe des zones de plus forte énergie. Selon la position du défaut, le rapport signal sur bruit et donc la probabilité de détection varie. Nous reviendrons sur ce point dans la suite du manuscrit.

Précisons enfin que la soudure D717B ne comporte pas de défaut tandis que la soudure D717C contient une portion présentant des défauts artificiels : une entaille verticale débouchante de 0.1 mm d'épaisseur et de 15 mm de hauteur.

Des simulations et des expériences ont été réalisées pour permettre d'analyser la capacité de la méthode à détecter, localiser et éventuellement dimensionner les défauts dans le bloc d'acier homogène et dans les soudures D717B et D717C. Dans la partie suivante les protocoles et les paramètres expérimentaux et numériques sont établis.

### 3.1.2 Protocoles expérimentaux et numériques

Les étapes nécessaires à l'imagerie des pièces inspectées par la méthode adjointe sont d'abord rappelées (§ 3.1.2.1). Les configurations expérimentales et les paramètres numériques sont décrits respectivement dans les paragraphes 3.1.2.2 et 3.1.2.3.

#### 3.1.2.1 Méthodologies

Dans ce chapitre, la méthode de l'énergie topologique est appliquée à l'inspection de milieux bornés et comparée à la méthode du MFP. Le tableau 3.2 synthétise les étapes nécessaires à la construction des images issues de l'énergie topologique et du processeur de Bartlett. Elles se divisent en deux catégories : les étapes expérimentales et les étapes numériques.

Les signaux acquis expérimentalement peuvent être remplacés par des signaux synthétiques (issus de simulation) lorsque l'on procède à une évaluation numérique de la méthode.

	Energie topologique	Matched Field Processing
Etapes expérimentales	1. Mesure sur la pièce saine : $M$ éléments émettent une onde simultanément et les $N$ éléments sont actifs en réception. 2. Mesure sur la pièce endommagée dans la même configuration. 3. Calcul du résidu via la différence des deux mesures précédentes (cf. Eq. 2.62).	
Etapes numériques	1. Calcul du champ direct avec des conditions aux frontières de Neumann ou Dirichlet.  2. Calcul du champ adjoint avec des conditions aux frontières de Neumann ou Dirichlet.	1. Calcul du réplica : $N$ simulations de la propagation ultrasonore dans le milieu sont réalisées correspondant aux $N$ positions des récepteurs ultrasonores lors de la mesure.

TABLEAU 3.2 – Etapes numériques et expérimentales pour la reconstruction du milieu endommagé par les méthodes ET et MFP.

Pour chacune des pièces inspectées, la démarche adoptée se décline en deux temps :

1. évaluation de la méthode pour la détection et la localisation d'un trou (représentatif d'une soufflure ou d'une inclusion) dans le milieu ,
2. évaluation de la méthode pour la détection, la localisation et le dimensionnement d'une entaille (représentative d'une fissure).

Par ailleurs, pour certaines configurations, les résultats expérimentaux sont comparés aux résultats issus de simulations numériques. Cela nous permettra de valider la méthode vis-à-vis de la variabilité inhérente aux pièces réelles et aux dispositifs expérimentaux.

### 3.1.2.2 Description expérimentale

Les étapes expérimentales consistent à mesurer les réponses ultrasonores des milieux sain et endommagé dans les mêmes conditions. Le capteur multiélément utilisé et les configurations de mesure de chacune des pièces présentées dans la partie 3.1.1 sont décrits ici.

### Le capteur multiélément

Les mesures ont été effectuées avec le système électronique de mesure multivoie Multi2000, de la société M2M. Une barrette multiélément Imasonic, de fréquence centrale 2 MHz, schématisée sur la figure 3.3 et dont les caractéristiques sont mentionnées dans le tableau 3.3 a été utilisée.

Nombre d'éléments :	64
Fréquence centrale :	2 MHz
Hauteur d'un élément (h) :	18 mm
Espace inter-élément (e) :	0.25 mm
Pitch (p) :	0.8 mm
Largeur totale de la barrette (L) :	50.95 mm

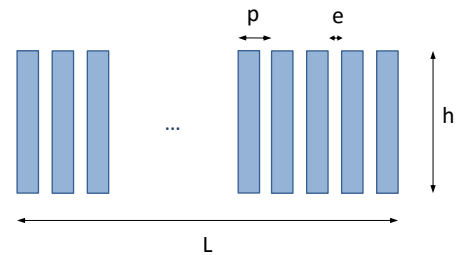


TABLEAU 3.3 – Caractéristiques de la barrette multiélément Imasonic 2 MHz.

FIGURE 3.3 – Schéma de la barrette multiélément Imasonic 2 MHz

Afin de caractériser le capteur multiélément utilisé, une mesure en immersion a été réalisée suivant le protocole suivant :

- la sonde est immergée et sa face active est parallèle à l'interface eau/air à une distance 15 cm,
- elle est excitée par une impulsion électrique (fréquence centrale égale à 2 MHz),
- le signal est enregistré après une réflexion sur l'interface eau/air (figure 3.4).

La réponse ultrasonore du capteur ainsi obtenue est définie pour une bande passante fréquentielle à -3 dB variant de 1.45 MHz à 2.7 MHz (62.5 % de la fréquence centrale).

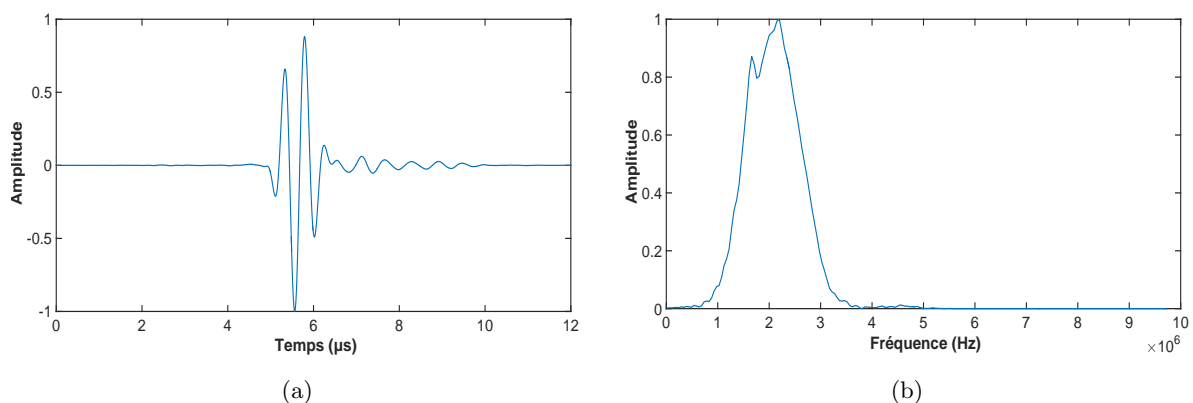


FIGURE 3.4 – Représentations (a) temporelle et (b) fréquentielle du signal reçu en réflexion à l'interface eau/air par la barrette multiélément.

### Configuration de mesure

Pour la construction d'une image, deux mesures dans des configurations identiques sont réalisées sur la pièce saine et sur la pièce endommagée. Les mesures sont effectuées en incidence normale, au contact et le couplage est assuré par une fine couche de gel.

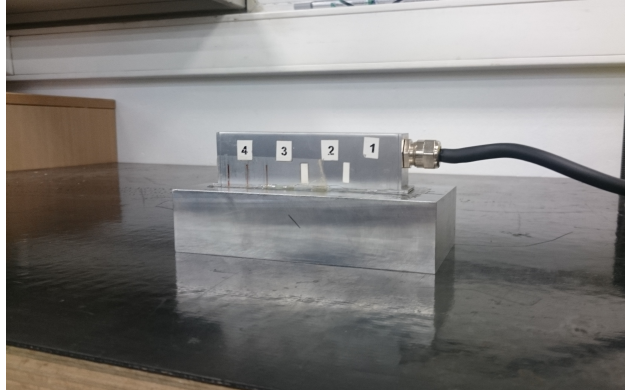


FIGURE 3.5 – Configuration de manipulation : mesure au contact avec un capteur multiélément.

Dans les exemples suivants, deux configurations de mesures sont testées. Pour la première un seul élément est actif en émission et pour la seconde les 64 éléments de la barrette émettent simultanément (aucune loi de retard n'est appliquée). Dans les deux cas, les 64 signaux rétro-diffusés sont enregistrés sur chacune des 64 voies de façon indépendante. Enfin, à partir de ces deux mesures, le résidu, qui sera la source du champ adjoint, est calculé pour chaque élément récepteur.

#### 3.1.2.3 Description numérique

La reconstruction des défauts par la méthode de l'énergie topologique nécessite la création d'un milieu de propagation numérique à partir des données géométriques de la pièce, des caractéristiques la sonde et de la configuration de mesure. Ce milieu de propagation conditionne la résolution des problèmes direct et adjoint définis au chapitre 2.

Les simulations ont été réalisées grâce au logiciel de simulation numérique COMSOL<sup>®</sup> basé sur la méthode des éléments finis [Com15]. Cette méthode numérique consiste à discrétiser les équations aux dérivées partielles régissant la propagation des ondes afin de pouvoir en calculer numériquement la solution sur les points de calcul. Les éléments finis permettent de mailler le domaine de calcul avec des éléments de surface polygonaux *a priori* quelconques. Ils donnent lieu à des schémas numériques impliquant la résolution d'un système linéaire à chaque pas de temps. Cela correspond à l'inversion d'une matrice de dimensions  $N_{ddl} \times N_{ddl}$ , où  $N_{ddl}$  est le nombre de degrés de liberté du système. Il est égal au nombre d'inconnues physiques (deux composantes de vitesse et quatre composantes de contraintes en deux dimensions) multiplié par le nombre de nœuds de calcul.

Lors de la mise en place d'un modèle numérique, le problème de propagation des ondes dans un milieu élastique doit être convenablement défini [Dro08]. Il existe deux règles fondamentales à respecter pour assurer la stabilité du modèle numérique et donc la convergence vers la solution exacte du problème de propagation ; elles concernent le pas d'espace du domaine et le pas de temps de la discrétisation.

### Equation et données d'entrée

Afin de traiter le problème de propagation d'onde, direct ou adjoint, il est nécessaire de définir dans COMSOL® l'équation à résoudre dans le domaine ainsi que les conditions aux limites sur les contours du domaine. En pratique nous choisissons des conditions libres ou rigides (cf. chapitre 2).

Pour notre application, les modèles sont bi-dimensionnels ce qui offre un bon compromis entre la rapidité des calculs et la représentativité des situations expérimentales réelles.

Un autre aspect de la préparation du modèle concerne les données d'entrée. Il faut affecter des valeurs numériques aux quantités non issues de la simulation et qui font partie de la définition du problème. Notamment, la géométrie du modèle, les caractéristiques élastiques du milieu (masse volumique, constantes d'élasticité ou vitesses de propagation des ondes, orientation des grains, ...) ainsi que les informations concernant les sources et le signal d'émission (fréquence et bande passante) doivent être définies.

### Maillage

Le maillage est réalisé avec des éléments triangulaires quadratiques. De manière à bien respecter toute déformation spatiale et pour rendre compte correctement des phénomènes de propagation d'onde, le maillage doit comporter au moins 6 mailles par plus petite longueur d'onde  $\lambda_{min}$ , ce qui implique la condition suivante sur le choix du pas spatial  $\Delta x$  :

$$\Delta x \leq \frac{\lambda_{min}}{6}. \quad (3.2)$$

La plus petite longueur d'onde  $\lambda_{min}$  est liée à la plus petite célérité des ondes se propageant dans le milieu, le plus souvent celles des ondes de cisaillement.

Cette règle empirique permet de prendre en compte toutes les oscillations du signal et minimise la dispersion numérique qui résulte en une déformation artificielle de la forme de l'onde.

### Condition de pas temporel

Afin d'éviter une distorsion délétère du signal d'entrée, la résolution spatiale impose une restriction sur le pas de temps. Le pas de maillage  $\Delta x$  et le pas de temps  $\Delta t$  sont liés au nombre sans dimension de Courant Friedrich Lewy (CFL) [Cou67] qui est défini par :

$$CFL = \frac{c_p \Delta t}{\Delta x}, \quad (3.3)$$

où  $c_p$  désigne la célérité des ondes de compression.

Pour assurer une convergence de la solution, il est préconisé par COMSOL<sup>®</sup> de respecter le critère suivant :

$$CFL < 0.2. \quad (3.4)$$

Ainsi, le couple de paramètres  $(\Delta x, \Delta t)$  du maillage doit pourvoir rendre compte de phénomènes propagatifs de vitesse au moins égale à  $c_p$  au facteur CFL près.

*Remarque : Les valeurs de ces paramètres utilisées pour les simulations présentées dans la suite du manuscrit sont données en annexe B.*

### 3.1.3 Représentation des résultats

Les choix d’affichage des résultats sont synthétisés dans le paragraphe 3.1.3.1. Afin de comparer les résultats entre eux, les rapports signal sur bruit ont été calculés. La description du calcul est donnée dans le paragraphe 3.1.3.2.

#### 3.1.3.1 Affichage des résultats

- Rappelons que l’ensemble des résultats de ce chapitre a été obtenu en appliquant l’opérateur de divergence sur les champs de déplacement direct et adjoint.
- D’autre part, tous les résultats présentés dans la suite du manuscrit sont affichés en décibels avec des valeurs comprises entre -10 dB et 0 dB. Notons également que les images sont pondérées par rapport à la valeur d’amplitude maximale présente dans l’image (en excluant la ligne sur laquelle se trouve les sources). Pour les reconstructions ET, la quantité affichée est  $10 \log_{10} [ET(\mathbf{x})/max(ET(\mathbf{x}))]$ ; les représentations du MFP sont pondérées de la façon suivante :  $10 \log_{10} [B_{avg}(\mathbf{x})/max(B_{avg}(\mathbf{x}))]$ ; enfin, pour les reconstructions FTP, nous affichons :  $20 \log_{10} [A_{FTP}(\mathbf{x})/max(A_{FTP}(\mathbf{x}))]$ .
- Sur chaque image le trait rouge représente l’étendue du capteur ultrasonore multiélément à la surface de la pièce inspectée.

#### 3.1.3.2 Calcul du RSB

La qualité de la détection des défauts est comparée via le rapport signal sur bruit obtenu. Pour les images représentant l’énergie topologique, ce rapport est calculé de la façon suivante :

$$RSB_{ET} = 10 \log_{10} \left( \frac{ET_{max}}{ET_{bruit}} \right), \quad (3.5)$$

pour celle illustrant la méthode MFP :

$$RSB_{MFP} = 10 \log_{10} \left( \frac{B_{avg,max}}{B_{avg,bruit}} \right), \quad (3.6)$$

enfin, pour les reconstructions FTP :

$$RSB_{FTP} = 20 \log_{10} \left( \frac{A_{FTP,max}}{A_{FTP,bruit}} \right), \quad (3.7)$$

où,

- $ET_{max}$ ,  $B_{avg,max}$  et  $A_{FTP,max}$  représentent respectivement les valeurs de l'énergie topologique, du processeur de Bartlett ou de la reconstruction FTP au niveau du défaut.
- $ET_{bruit}$ ,  $B_{avg,bruit}$  et  $A_{FTP,bruit}$  sont respectivement les moyennes des valeurs de l'énergie topologique, du processeur de Bartlett ou de la reconstruction FTP dans une zone de bruit donnée.

*Remarques :*

1. La zone de calcul de bruit est représentée par un rectangle gris sur chacune des images. Notons que pour les deux soudures, cette zone est choisie dans un lieu fortement énergétique de façon à obtenir a priori un RSB le plus défavorable.
2. Ce calcul du RSB est subjectif dans la mesure où il dépend du choix de la zone de bruit mais nous permet toutefois de donner des informations quantitatives.

Les pièces et les défauts à imager ainsi que les outils expérimentaux et numériques viennent d'être présentés. Les résultats des simulations et des expériences sont rassemblés et commentés dans les sections qui suivent.

## 3.2 Comparaison des méthodes de l'ET et du MFP

Le chapitre 2 a montré que le champ adjoint, sans fenêtrage spatio-temporel avec le champ direct, permet d'apporter des informations sur la localisation du défaut en considérant toutes les réflexions existantes sur les bords de la pièce inspectée. De plus nous avons montré que la distribution de l'énergie du champ adjoint calculé dans le plan temporel est équivalente au résultat de la méthode MFP. La confrontation des deux méthodes sur différents cas numériques et expérimentaux dans cette section a alors plusieurs objectifs :

- valider la relation (2.119) entre le champ adjoint et le processeur de Bartlett,
- quantifier la différence entre les images finales de l'Energie Topologique et du Matched-Field Processing,
- évaluer la pertinence des méthodes selon le cas traité.

Les méthodes ont été appliquées pour la détection d'un trou et d'une entaille dans un milieu homogène et isotrope puis pour la détection d'un trou dans la soudure D717C. Les configurations testées sont récapitulées dans le tableau 3.4.



		Simulations	Expériences
Bloc homogène et isotrope	Trou	✓	
	Entaille		✓
Soudure D717C	Trou	✓	

TABLEAU 3.4 – Configurations testées pour la comparaison des méthodes ET et MFP.

Les résultats sont maintenant décrits dans deux volets : le premier traite le cas du milieu isotrope et homogène (partie 3.2.1) et le second le cas de la soudure (partie 3.2.2).

### 3.2.1 Comparaison des approches en milieu borné isotrope et homogène

Les propriétés physiques du bloc d'acier inspecté sont données dans le paragraphe 3.1.1.1. La première étude est une étude numérique de détection d'un trou de 1 mm de diamètre dans le bloc d'acier (§ 3.2.1.1). La seconde étude est menée à partir de signaux expérimentaux dans le but d'imager une entaille verticale (§ 3.2.1.2).

#### 3.2.1.1 Détection et localisation d'un trou (données numériques)

Dans un premier temps, les deux méthodes ont été évaluées à partir de signaux synthétiques sur la détection d'un trou de 1 mm de diamètre dans un bloc d'acier. Dans ce but, huit éléments ont été utilisés en émission et en réception (ils sont représentés en rouge sur les figures qui suivent).

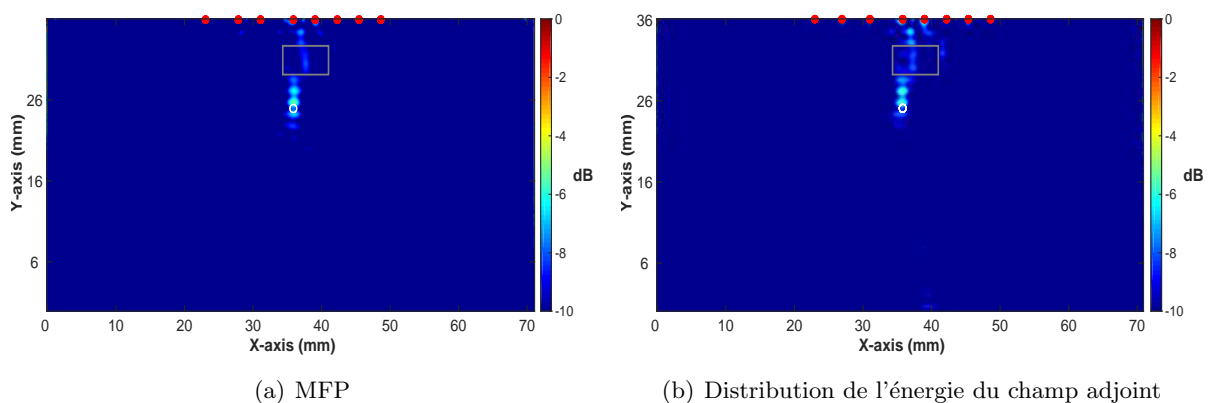


FIGURE 3.6 – (a) Surface d'ambiguïté (représentation MFP) et (b) distribution de l'énergie du champ adjoint construites à partir d'une insonification par 8 sources ponctuelles (représentées en rouge) pour la détection d'un trou de 1 mm de diamètre dans un bloc homogène d'acier. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit.

La figure 3.6 (a) représente le résultat de l'approche fréquentielle du MFP (Eq. 1.28). La figure 3.6 (b) est quant à elle obtenue à partir du champ adjoint temporel (Eq. 2.119). Les deux images sont sensiblement équivalentes. Le trou est détecté avec le même RSB (8 dB) et la distribution des valeurs du processeur de Bartlett et de l'énergie du champ adjoint sont quasi-identiques. Ce premier exemple confirme la relation (2.119) et met en évidence le lien direct entre les deux approches.

La figure 3.7 illustre le résultat de l'énergie topologique conventionnelle (Eq. 2.60). Le trou est détecté avec un RSB de 6 dB. Le bruit présent sur ce résultat est dû au fenêtrage spatio-temporel du champ adjoint par le champ direct. Le calcul de l'énergie topologique de diffraction supprimerait tous ces artéfacts.

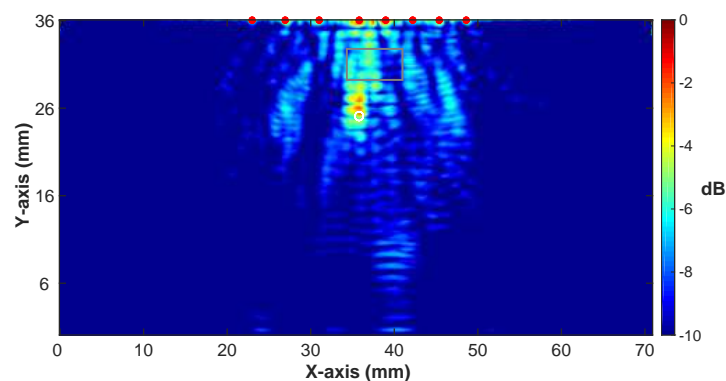


FIGURE 3.7 – Énergie topologique conventionnelle construite à partir d'une insonification par 8 sources ponctuelles (représentées en rouge) pour la détection d'un trou de 1 mm de diamètre dans un bloc homogène d'acier. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit.

Ce premier test valide la relation liant le MFP et l'énergie du champ adjoint (Eq. 2.119). Il montre de plus qu'une distribution de sources trop parcimonieuse ne conduit pas à une énergie topologique de qualité. Nous allons désormais éprouver les deux méthodes sur le cas plus complexe d'imagerie d'une entaille débouchante dans un milieu homogène à partir de données expérimentales.

### 3.2.1.2 Détection, localisation et dimensionnement d'une entaille verticale (données expérimentales)

Les résultats présentés dans ce paragraphe sont obtenus à partir de signaux expérimentaux. La pièce inspectée est celle décrite dans le paragraphe 3.1.1.1. Contrairement à l'exemple précédent, ici les 64 éléments de la sonde ont été utilisés en émission et en réception.

Les figures 3.8 (a) et (b) représentent respectivement les résultats du MFP et de la distribution de l'énergie du champ adjoint. Sur les deux images le corps de l'entaille est révélé avec une qualité identique (RSB de 9 dB). Cet exemple met en évidence que les informations apportées par les réflexions sur le fond de la pièce présentent dans le champ adjoint permettent une caractérisation

du défaut. En effet, en calculant la distribution d'énergie de ce dernier champ, la zone dans laquelle se focalise l'énergie est mise en évidence sans prêter attention à la chronologie des événements entre les sources et l'entaille. Dans ce cas, le corps de l'entaille agit comme une source (ondes de surfaces internes) lors de l'insonification du milieu endommagé. Dans le champ adjoint, l'énergie se focalise donc vers le corps de l'entaille. C'est ce que mettent en évidence les représentations de la figure 3.8.

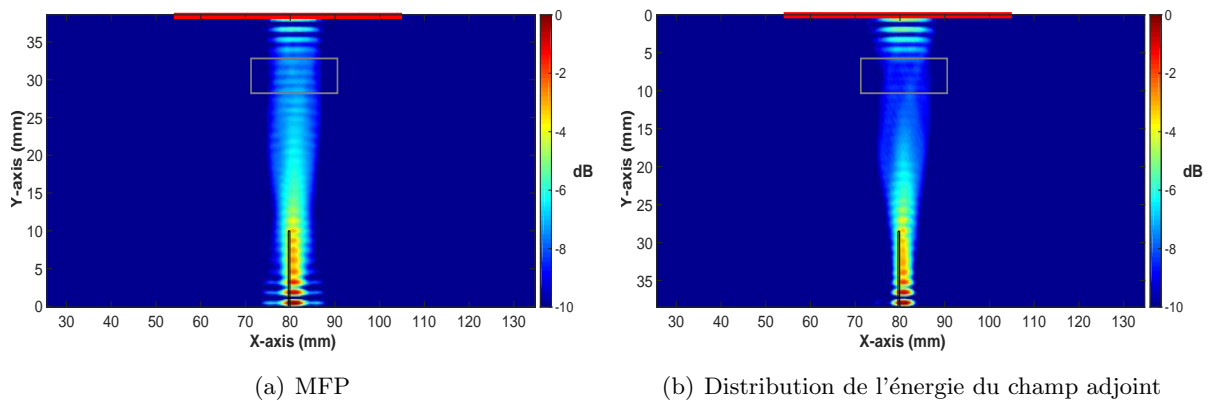


FIGURE 3.8 – (a) Surface d'ambiguïté (représentation MFP) et (b) distribution de l'énergie du champ adjoint sur la durée d'acquisition pour la détection d'une entaille de 10 mm de hauteur dans un bloc homogène d'acier. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit.

Le résultat de l'énergie topologique conventionnelle est présenté sur la figure 3.9. L'entaille est dessinée avec un RSB égal à 4 dB. L'intégration spatio-temporelle effectuée par la méthode ET introduit du bruit dans l'image et explique le RSB plus faible.

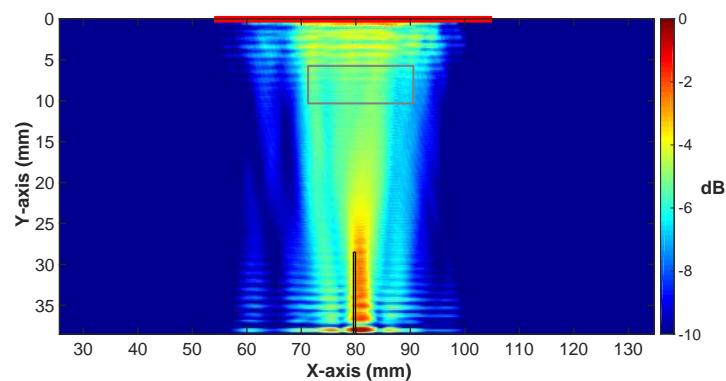


FIGURE 3.9 – Énergie topologique conventionnelle pour la détection d'une entaille de 10 mm de hauteur dans un bloc homogène d'acier. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit.

### 3.2.2 Comparaison des approches en milieu anisotrope et hétérogène

La méthode est désormais testée pour la détection d'un trou à partir de signaux synthétiques dans la soudure D717C.

Les surfaces d'ambiguïté obtenues via le calcul du processeur de Bartlett et via le calcul du champ adjoint sont comparées en figure 3.10. La ressemblance entre les deux images est significative : les zones de plus fortes amplitudes se situent aux mêmes endroits et la résolution obtenue est identique. Le défaut est révélé dans les deux cas avec un rapport signal sur bruit de 9 dB.

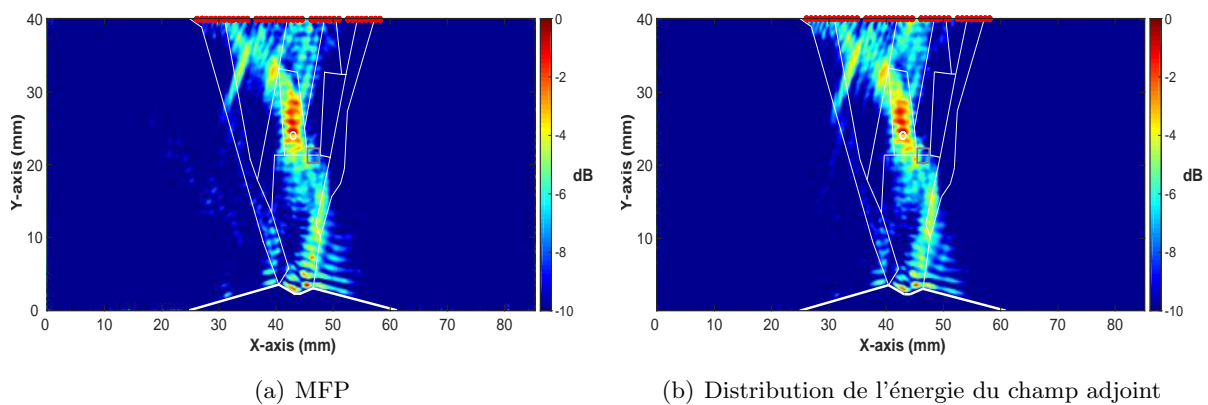


FIGURE 3.10 – (a) Surface d'ambiguïté (représentation MFP) et (b) distribution de l'énergie du champ adjoint pour la détection d'un trou de 1 mm de diamètre dans la soudure D717C. Les éléments utilisés sont représentés en rouge et le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit.

L'énergie topologique conventionnelle (figure 3.11) permet également la détection (RSB = 8 dB) et la localisation du trou avec un avantage en terme de résolution.

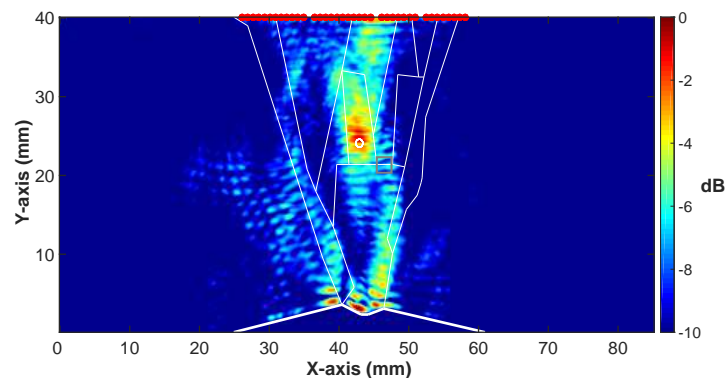


FIGURE 3.11 – Energie topologique conventionnelle pour la détection d'un trou de 1 mm de diamètre dans la soudure D717C. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit.

### 3.2.3 Conclusion

- L'ensemble des exemples présentés dans cette section permettent de valider la relation (2.119) démontrée dans le chapitre 2. En effet, pour chaque cas traité, la surface d'ambiguïté a été tracée à partir du traitement de signaux dans le plan fréquentiel (MFP) et dans le plan temporel (champ adjoint). Les résultats sont équivalents.

Cette conclusion est particulièrement intéressante d'une part car elle confirme les résultats théoriques et d'autre part car, à partir d'une unique simulation, une reconstruction du processeur MFP est possible.

- Par ailleurs, contrairement à l'énergie topologique, le calcul de cette quantité paraît d'autant plus intéressant que le milieu est réverbérant. En effet, à chaque interaction d'une onde (incidente ou réfléchie) avec le défaut, ce dernier agit comme une source ultrasonore. Ainsi, plus il y a d'interactions, plus l'information associée au défaut contenue dans le résidu sera riche. Lors de sa rétropropagation dans le modèle du milieu, l'énergie du résidu se focalisera alors, à différents temps, au niveau du défaut et la représentation de l'énergie du champ adjoint (ou du processeur de Bartlett) sera d'autant plus représentative de sa localisation et de sa forme. En contre-partie, la méthode du MFP, de part son approche par bande de fréquence, est moins résolue que la méthode de l'ET et serait moins appropriée que cette dernière en milieu faiblement ou pas du tout réverbérant.

Dans la perspective d'imager des défauts au sein d'un milieu élastique borné, nous avons apporté quelques ajustement théoriques à la méthode de l'énergie topologique (cf. chapitre 2). Dans la section suivante, nous nous intéressons donc à la validation et à l'application pratique de la méthode. Nous verrons également que dans certains cas les énergies topologiques modifiées ne suffisent pas à éliminer les artéfacts et que le MFP, via le champ adjoint, est judicieux. Les résultats seront comparés avec ceux obtenus par une reconstruction FTP qui constitue une méthode de référence d'imagerie ultrasonore.

*Remarque : Dans la suite du manuscrit, nous désignerons par MFP le calcul de la surface d'ambiguïté effectué à partir du champ adjoint calculé dans le domaine temporel.*

## 3.3 Inspection d'un milieu borné isotrope et homogène

L'application de la méthode à la détection de défauts dans un milieu borné homogène et isotrope a deux buts. Premièrement il s'agit d'une évaluation académique de notre approche qui vise à obtenir une image du milieu sans artéfacts à partir des champs ultrasonores direct et adjoint modifiés. Pour cela la méthode est testée sur les différents cas répertoriés dans le tableau 3.5.

Nous présentons dans un premier temps l'évaluation numérique pour la détection et la localisation d'un trou (partie 3.3.1). Dans un second temps, nous souhaitons évaluer les performances de

		Simulations	Expériences
<b>Bloc homogène et isotrope</b>	Trou	✓	
	Entaille verticale	✓	✓
	Entaille inclinée	✓	✓

TABLEAU 3.5 – Configurations testées pour la validation en milieu isotrope et homogène.

la méthode de l'énergie topologique adaptée à l'inspection de milieux bornés pour la détection, la localisation et le dimensionnement d'entailles (partie 3.3.2).

### 3.3.1 Détection et localisation d'un trou

Le premier cas testé est la détection et la localisation d'un trou de 1 mm de diamètre dans un bloc d'acier dont les propriétés élastiques sont celles du tableau 3.1.

#### 3.3.1.1 Energie Topologique

Les résultats de la figure 3.13 ont été obtenus à partir de signaux numériques et correspondent à l'énergie topologique de diffraction (définie par l'équation (2.95)) pour deux configurations :

- (a) un seul élément est actif en émission,
- (b) les 64 éléments de l'antenne sont actifs en émission.

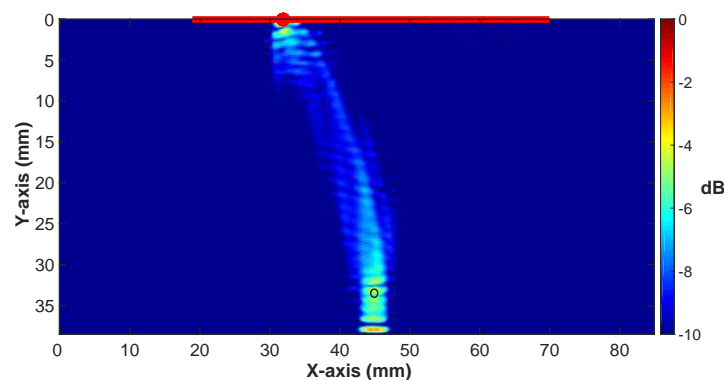


FIGURE 3.12 – Energie topologique conventionnelle pour la détection d'un trou de 1 mm de diamètre dans un bloc d'acier. Le milieu est insonifié par un élément (représenté par le point rouge).

La figure 3.13 (a) est à comparer avec la figure 3.12 de l'énergie topologique conventionnelle (Eq. 2.60). En effet, cette première image illustre la difficulté à localiser un défaut en raison des artéfacts dus aux interactions multiples. Les images de la figure 3.13, obtenues par le calcul

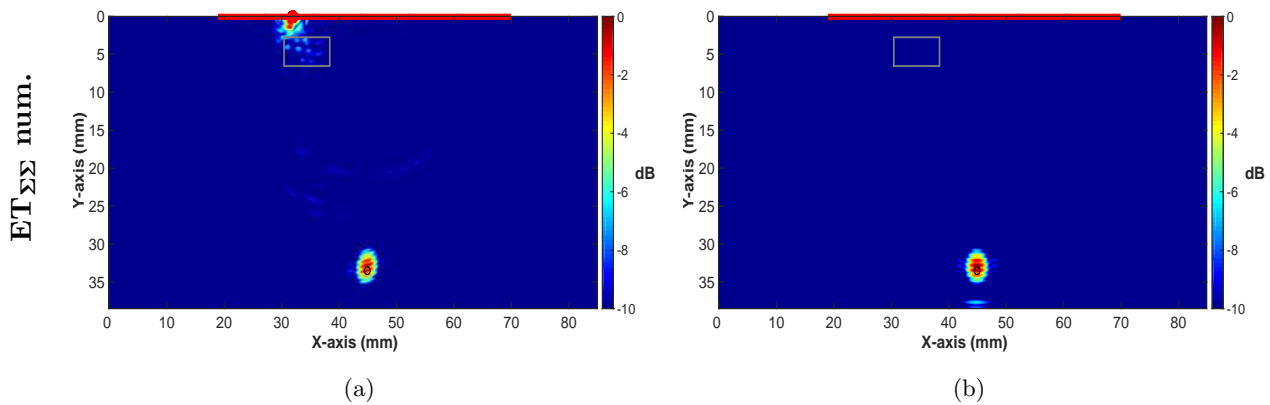


FIGURE 3.13 – Énergie topologique de diffraction pour la détection d’un trou de 1 mm de diamètre dans un bloc d’acier. Le milieu est insonifié (a) par un élément (représenté par le point rouge) et (b) par les 64 éléments (représentés par la ligne rouge). Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit.

de l’énergie topologique de diffraction, présentent peu d’artéfact et une bonne résolution. Les rapports signal sur bruit sont respectivement de (a) 8 dB et (b) 40 dB. Pour leur construction, seul l’écho de diffraction (direct) par le défaut est exploité. Il est isolé grâce à la synchronisation entre le champ direct et le champ adjoint. Le résultat de l’énergie topologique de diffraction apparaît alors équivalent à celui de l’énergie topologique conventionnelle dans un espace libre. Enfin, les deux configurations d’insonification (1 élément ou 64 éléments) permettent de valider numériquement la conclusion du chapitre 2 quant à l’influence du nombre de sources. Ainsi, l’artéfact présent sous le point source (figure 3.13 (a)) est éliminé par sommation cohérente lorsque que tous les éléments de la barrette sont utilisés en émission (i.e. onde plane) lors de l’inspection des milieux (figure 3.13 (b)).

### 3.3.1.2 Focalisation en Tout Point

A titre comparatif, la figure 3.14 illustre la reconstruction du milieu par l’algorithme FTP. Cette image a été construite à partir de signaux synthétiques acquis grâce à la plateforme de simulation d’inspection ultrasonore CIVA [Cal06] développée par le CEA. Ce code de propagation met en œuvre des méthodes semi-analytiques de type tracé de rayons [Gen00]. Il offre notamment la possibilité de simuler une inspection en mode FMC et d’effectuer la reconstruction FTP en des temps de calcul appréciables.

Pour obtenir la reconstruction FTP à comparer avec les résultats de l’énergie topologique, la mesure est simulée dans la même configuration. Seules les ondes longitudinales (sans les conversions de mode) sont prises en compte et la reconstruction est effectuée en mode direct. Le résultat présente le même degré de qualité (RSB de 50 dB) que celui de l’énergie topologique de diffraction.

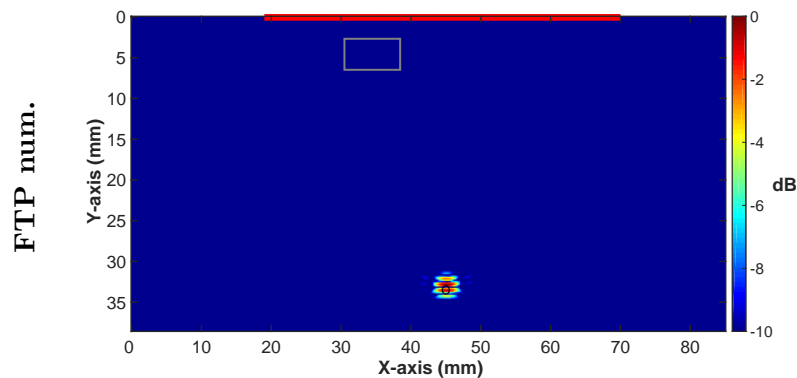


FIGURE 3.14 – Reconstruction FTP pour la détection d'un trou de 1 mm de diamètre dans un bloc d'acier. Le milieu est insonifié en mode FMC. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit.

Il faut toutefois souligner le fait que seuls les rayons issus des trajets directs (sans réflexions) sont pris en compte. Ceci peut être un avantage donné en faveur de la reconstruction FTP.

Suite à ce premier test, l'intérêt et l'efficacité de notre approche permettant d'isoler l'écho de diffraction direct sont confirmés. De plus, il apparaît que l'inspection des milieux avec une onde plane fournit un résultat sans artéfacts même en proximité des capteurs.

Dans la partie suivante nous nous intéressons au comportement de l'énergie topologique vis-à-vis des problèmes de détection, localisation et dimensionnement d'une entaille.

### 3.3.2 Détection, localisation et dimensionnement d'une entaille

Le défaut cherché est une entaille, remplie d'air, de 0.3 mm d'épaisseur. Les résultats présentés dans cette partie ont deux objectifs :

- comparer les images de l'énergie topologique construites à partir de données mesurées à celles construites à partir de données synthétiques,
- évaluer les aptitudes de la méthode à localiser et dimensionner une entaille. Pour cela deux énergies topologiques sont proposées.

Un court rappel de l'état de l'art en dimensionnement de fissure est donné (§ 3.3.2.1) avant d'analyser les résultats de la méthode adjointe (§ 3.3.2.2) et de les comparer à ceux d'une reconstruction FTP (§ 3.3.2.3).

#### 3.3.2.1 Problématique du dimensionnement de fissure

La connaissance de la taille d'une fissure représente une information importante dans l'évaluation des risques associés à sa présence. Le dimensionnement d'entailles par méthodes ultrasonores



fait l'objet de nombreux travaux dans le domaine du CND [Doy78]. Les principales méthodes se divisent en trois catégories :

- les méthodes basées sur l'étude de l'amplitude des échos diffractés [Bli96],
- les méthodes exploitant les temps de vol des signaux de diffraction telles que la méthode TOFD par exemple [Dat82, Sil75],
- les méthodes d'imagerie basées sur un modèle et sur l'utilisation de la réflexion de l'onde incidente sur le fond de la pièce devant interagir avec le défaut [Kom01, Fel14, Jeu16b].

Pour l'ensemble de ces méthodes les capteurs ultrasonores, mono ou multiéléments, sont décalés par rapport à la position de l'entaille ce qui permet d'obtenir une image du corps de l'entaille. En milieu homogène ces différentes méthodes se révèlent adéquates pour le dimensionnement des entailles verticales mais sont moins efficaces pour caractériser les entailles inclinées [Hos14].

Dans la suite nous montrerons que la méthode de l'ET peut permettre d'imager et de dimensionner une entaille à partir d'une unique inspection ultrasonore pour laquelle le capteur n'est pas nécessairement décalé par rapport à la position du défaut.

### 3.3.2.2 Energie Topologique

Les données, mesurées ou synthétiques, utilisées pour les résultats suivants, ont été obtenues à partir d'un capteur multiélément. Ce dernier, représenté en rouge sur les images, est placé au-dessus de l'entaille. Les 64 éléments de la barrette sont actifs en émission. Deux énergies topologiques sont tracées : l'énergie topologique de diffraction (Eq. 2.95), qui simule la propagation dans un milieu infini, et l'énergie topologique de réflexion (Eq. 2.94), qui prend en compte la réflexion sur le fond dans le champ direct.

#### Entaille verticale

Les énergies topologiques calculées à partir de données synthétiques et mesurées sont affichées sur la figure 3.15. Dans cet exemple, une entaille de 10 mm de hauteur et de 0.3 mm d'épaisseur est imagée.

- Les résultats obtenus à partir de données simulées (images (a) et (b)) et expérimentales (images (c) et (d)) sont en très bon accord. Nous observons que dans les deux cas la pointe de l'entaille est localisée avec la même qualité (images (a) et (c) : 14 dB) et le corps est imagé avec un rapport signal à bruit similaire (image (b) : 4 dB et image (d) : 5 dB). Un léger décalage de 1 mm est perçu entre la position réelle de l'entaille et la position estimée à partir des mesures expérimentales. Il s'explique par une erreur de positionnement de la sonde ultrasonore (cf. chapitre 4).
- L'énergie topologique de diffraction (figures 3.15 (a) et (c)) révèle la pointe de l'entaille. Cette représentation sert à la détection et à la localisation d'une perturbation mais ne permet pas la distinction entre une entaille et un trou.

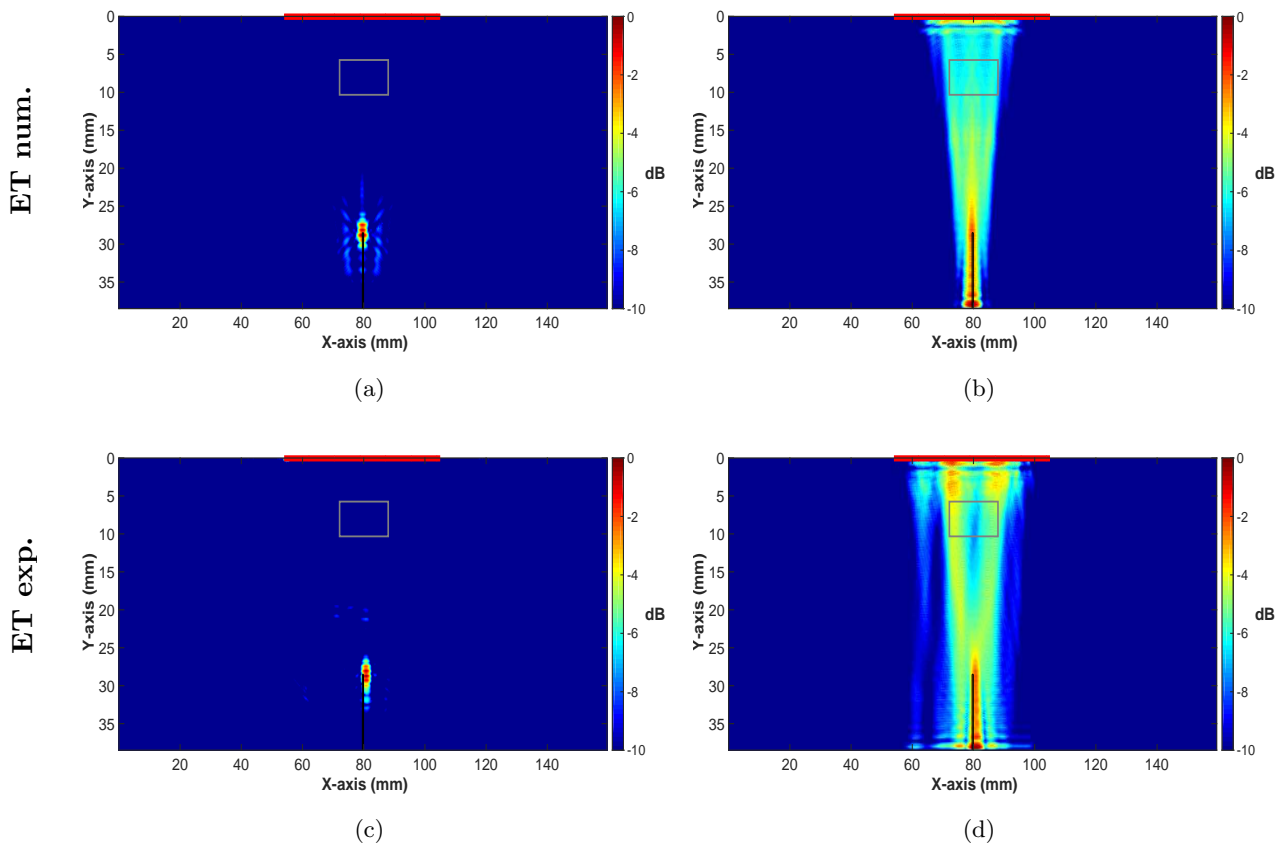


FIGURE 3.15 – Energies topologiques pour la détection d'une entaille de 10 mm de hauteur dans un bloc d'acier. (a) : énergie topologique de diffraction (Eq. 2.95) numérique. (b) : énergie topologique de réflexion (Eq. 2.94) numérique. (c) : énergie topologique de diffraction (Eq. 2.95) expérimentale. (d) : énergie topologique de réflexion (Eq. 2.94) expérimentale. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit.

- Les images (b) et (d) illustrent l'énergie topologique de réflexion (Eq. 2.94). Contrairement à l'énergie topologique de diffraction, ici, le champ direct utilisé comme révélateur des zones de focalisation du champ adjoint, n'est pas modifié (i.e. sa réflexion sur le fond n'est pas supprimée). Il permet d'accéder à l'information apportée par le corps de l'entaille contenue dans le résidu lors de sa rétropropagation. En effet lors de l'inspection du milieu endommagé, des ondes de surfaces sont générées le long de l'entaille verticale. Elles sont enregistrées par les récepteurs après avoir été réfléchies par le fond et sont donc présentes dans le résidu. Dans le champ adjoint, cette composante évolue en phase avec le champ direct après sa réflexion sur le fond. La coordination des deux champs permet de révéler le corps de l'entaille sur les images et son dimensionnement est alors possible. La figure 3.16 présente les résultats obtenus pour l'imagerie d'une entaille de 15 mm de hauteur à partir

de signaux numériques. Cette dernière figure confirme la capacité de cette approche pour le dimensionnement.

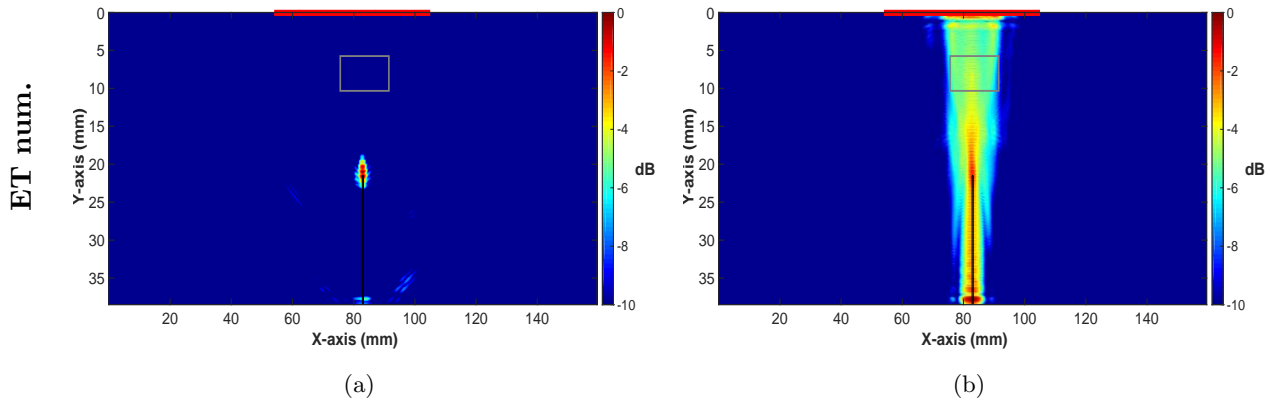


FIGURE 3.16 – Détection d’une entaille de 15 mm de hauteur dans un bloc d’acier à partir de signaux numériques. (a) : énergie topologique de diffraction (Eq. 2.95). (b) : énergie topologique de réflexion (Eq. 2.94). Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit.

### Entaille inclinée

La figure 3.17 présente les énergies topologiques calculées à partir de données synthétiques et mesurées pour l’imagerie d’une entaille inclinée non débouchante de 10 mm de longueur.

- Les figures 3.17 (a) et (c) représente l’énergie topologique de diffraction à partir de données numériques et mesurées. Les deux images ne sont pas équivalentes car l’entaille inspectée expérimentalement présente un défaut (boursoufflure) en son centre dû au procédé d’usinage (cf. figure 3.1 (b)) qui est détecté et localisé par la méthode. Cette irrégularité n’a pas été modélisée ce qui explique la différence entre les images. Les deux pointes de l’entaille sont détectées et localisées par l’énergie topologique de diffraction avec le même rapport signal sur bruit (14 dB).
- Dans cet exemple, le corps de l’entaille n’est pas révélé comme sur la figure 3.15. En effet, le corps de l’entaille verticale était révélé grâce à la réflexion sur le fond de la pièce du champ direct et des ondes de surface induites. Ici le défaut étant « enfoui », il n’y a pas de réflexion de l’onde de surface permettant d’imager le corps. En revanche la représentation de l’énergie topologique de réflexion permet de discriminer la présence de deux trous par rapport à celle d’une entaille inclinée.

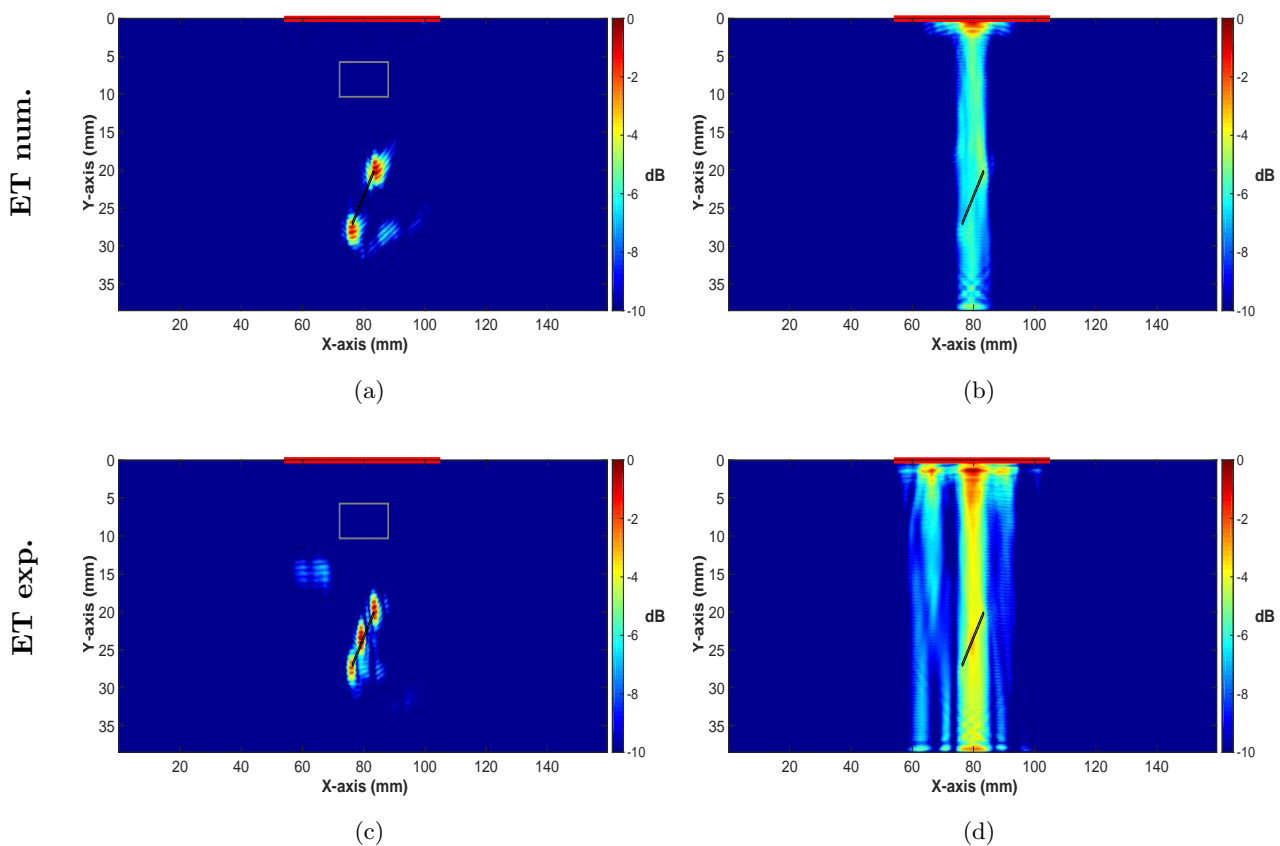


FIGURE 3.17 – Energies topologiques pour la détection d'une entaille inclinée de 10 mm de longueur dans un bloc d'acier. (a) : énergie topologique de diffraction (Eq. 2.95) numérique. (b) : énergie topologique de réflexion (Eq. 2.94) numérique. (c) : énergie topologique de diffraction (Eq. 2.95) expérimentale. (d) : énergie topologique de réflexion (Eq. 2.94) expérimentale. Le rectangle désigne la zone de calcul de bruit.

### 3.3.2.3 Focalisation en Tout Point

Les résultats de l'algorithme FTP à partir de signaux synthétiques sont donnés sur la figure 3.18 (a) pour l'entaille verticale débouchante et (b) pour l'entaille inclinée. Comme précédemment ces images ont été créées à partir de simulation d'inspection réalisées sur le logiciel CIVA. Les résultats obtenus sont équivalents en terme de résolution à ceux de l'énergie topologique de diffraction. Les rapports signal sur bruit obtenus par une reconstruction FTP sont plus élevés. En effet, la tête de l'entaille verticale est détectée avec un RSB de 50 dB et les pointes de l'entaille inclinée avec un RSB de 25 dB. L'algorithme FTP ne permet pas d'imager le corps de la fissure à partir des données enregistrées pour cette position de capteur. Ainsi dans cette configuration, la reconstruction FTP ne permet pas de dire qu'il s'agit d'un trou (positionné à la tête de l'entaille) ou d'une entaille.

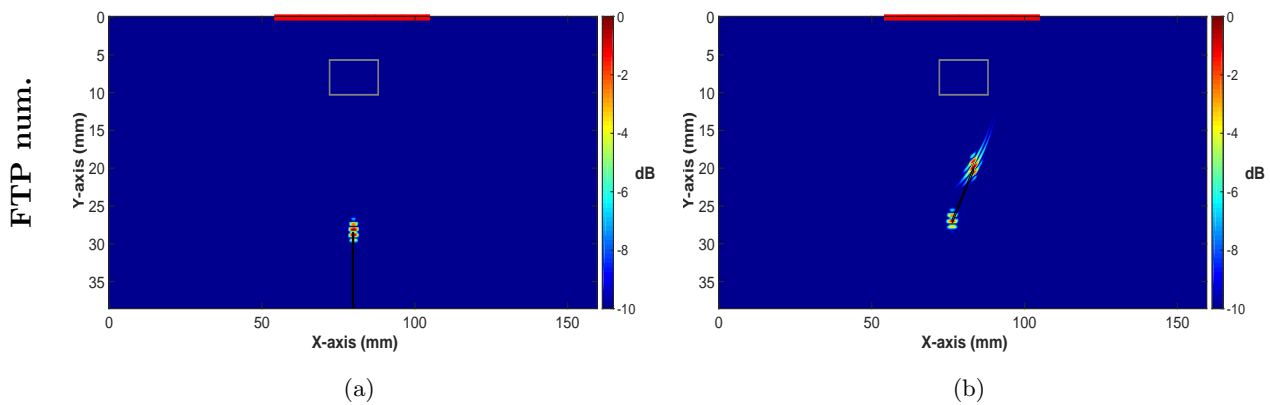


FIGURE 3.18 – Reconstruction FTP pour la détection (a) d'une entaille verticale de 10 mm de hauteur et (b) d'une entaille inclinée de 10 mm de longueur dans un bloc d'acier. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit.

**Synthèse** – Trois défauts dans un bloc d'acier isotrope et homogène ont été imagés à partir de signaux synthétiques ou expérimentaux par la méthode de l'énergie topologique modifiée. La première étude, sur le trou, a permis de valider numériquement l'approche et d'illustrer l'amélioration de la qualité de l'image apportée par l'énergie topologique de diffraction. La méthode a aussi été validée expérimentalement en considérant des entailles usinées dans un bloc d'acier homogène. De plus, nous avons montré que le corps d'une entaille verticale débouchante peut être imagé en exploitant l'onde de surface induite et réfléchi par le fond de la pièce par l'énergie topologique de réflexion.

La capacité des énergies topologiques de diffraction et de réflexion à isoler les différentes contributions du défaut grâce aux synchronisations constitue un avantage de l'ET par rapport au MFP. Il est ainsi possible de bien distinguer la tête de l'entaille de son corps tandis que la méthode du MFP révèle toute l'entaille avec moins de certitude quant à la position de la tête (cf. figure 3.8). D'autre part, pour chacun de ces défauts dans un bloc homogène isotrope, les résultats de l'algorithme FTP à partir de signaux simulés obtenus dans les mêmes configurations sont légèrement supérieurs en terme de RSB à ceux de l'énergie topologique de diffraction.

A présent, l'évaluation de la méthode à l'inspection du milieu complexe des soudures est présentée.

### 3.4 Inspection du milieu anisotrope et hétérogène de la soudure

Dans cette section nous allons appliquer la méthode de l'énergie topologique pour détecter et localiser des défauts dans une soudure. Les configurations testées pour la validation de l'énergie

topologique en milieu borné sont récapitulées dans le tableau 3.6.

		Simulations	Expériences
Soudure D717B	Trou	✓	✓
	Entaille	✓	
Soudure D717C	Trou	✓	
	Entaille	✓	✓

TABLEAU 3.6 – Configurations testées pour la validation en milieu anisotrope et hétérogène.

La section est organisée en trois parties. Tout d’abord une première partie permet d’illustrer l’apport d’un modèle pour localiser un défaut au sein d’une soudure (partie 3.4.1). Une étude numérique et une étude « semi-expérimentale » pour la localisation d’un trou (désignée en orange dans le tableau 3.6) sont décrites en partie 3.4.2. Puis l’évaluation des performances en localisation d’une entaille est réalisée sur des signaux réels et simulés (partie 3.4.3).

### 3.4.1 Le besoin d’un modèle pour la localisation

Dans le chapitre 1 nous avons mis en évidence le besoin d’un modèle de propagation ultrasonore dans la soudure pour localiser correctement les défauts. Dans ce paragraphe nous proposons d’illustrer cette nécessité à travers deux exemples.

Tout d’abord, considérons le contrôle usuel en incidence oblique pour la détection de l’écho de coin d’une l’entaille débouchante.

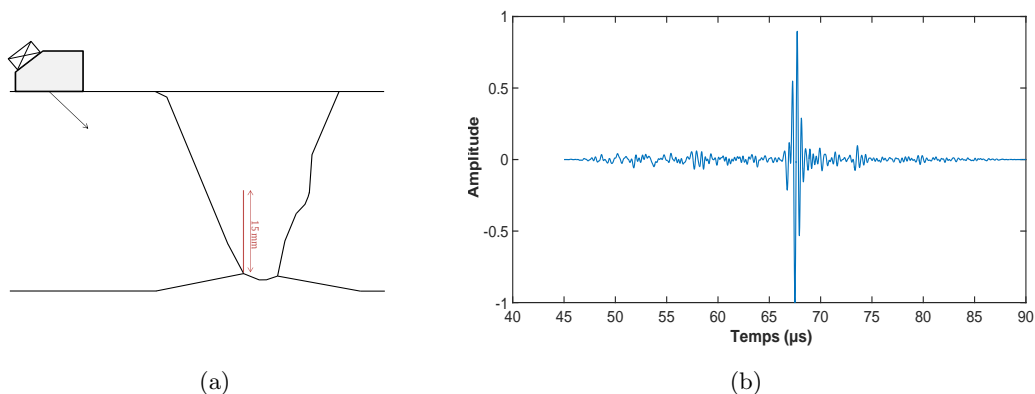


FIGURE 3.19 – (a) Schéma de configuration de la mesure et (b) Signal temporel mesuré lors de l’inspection de la soudure D717C avec des ondes transversales à 45°.

La soudure D717C dont une portion comporte une entaille de 0.1 mm d'épaisseur et de 15 mm de hauteur, a été inspectée expérimentalement. La pièce a été insonifiée par des ondes transverses avec un angle d'incidence de  $45^\circ$ . La fréquence de travail est 2 MHz et la mesure a été effectuée au contact avec un sabot couplant. Le transducteur utilisé est un monoélément actif en mode émission/réception. Le schéma de configuration de la mesure et un exemple de signal ainsi enregistré sont donnés sur la figure 3.19.

Sur cette figure, l'écho de coin de l'entaille est bien détecté avec un fort rapport signal sur bruit. Pour cette configuration de mesure (onde émise dans le métal de base avec un angle de  $45^\circ$ ), l'onde ultrasonore ne traverse que le métal de base. Cela explique le bon rapport signal sur bruit. En revanche, la tête de l'entaille n'a pas été détectée : il est difficile de dimensionner le défaut. Notons que ce mode d'inspection est celui préconisé pour le contrôle des soudures en acier austénitique inoxydable de la cuve du réacteur. En effet il garantit la détection du pied de l'entaille (écho de coin) avec un RSB suffisamment élevé.

Pour le deuxième exemple, nous avons reconstruit le milieu endommagé de la soudure sous l'hypothèse d'une célérité constante avec l'algorithme FTP. Cela revient à ne considérer ni l'hétérogénéité ni l'anisotropie du milieu lors de la construction de l'image.

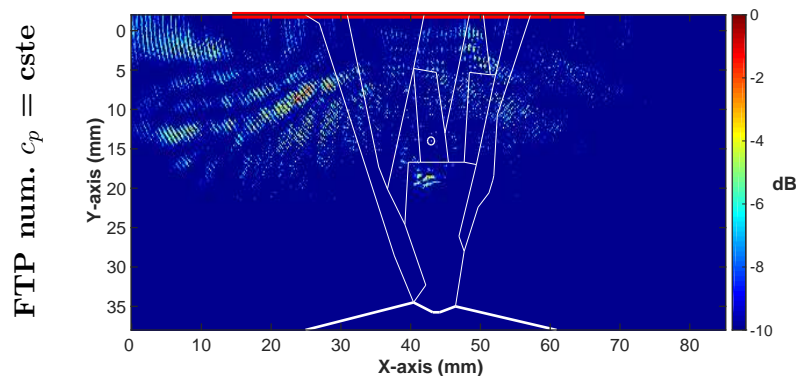


FIGURE 3.20 – Reconstruction FTP pour la détection d'un trou de 1 mm de diamètre dans la soudure D717C sous l'hypothèse d'une célérité constante.

Le défaut est un trou d'air de 1 mm de diamètre. La reconstruction FTP, illustrée sur la figure 3.20, a été effectuée à partir de signaux synthétiques. Aucune focalisation n'a lieu et aucune interprétation n'est possible quant à la localisation du défaut. Dans la suite, on verra que la reconstruction FTP prenant en compte le modèle de propagation correspondant est largement améliorée. La nécessité d'introduire un modèle de propagation au processus d'imagerie apparaît de manière évidente.

Pour résumer, une inspection, par exemple en ondes transversales à  $45^\circ$ , permet la détection de la

racine de l'entaille avec un bon rapport signal sur bruit. En revanche, la tête de l'entaille n'a pas été perçue lors de notre mesure. Cette méthode ne permet pas la caractérisation et le dimensionnement du défaut. D'autre part, sans prendre en compte les propriétés élastiques et l'orientation des grains au sein de la soudure, la reconstruction d'une image n'est pas envisageable.

Les deux parties suivantes présentent les résultats de la méthode de l'énergie topologique pour l'imagerie de la soudure.

### 3.4.2 Détection et localisation d'un trou

Un trou d'air de 1 mm de diamètre est modélisé dans les deux soudures D717B et D717C présentées dans le paragraphe 3.1.1.2. A partir des données ultrasonores synthétiques obtenues lors des simulations d'inspection, deux études sont présentées : l'une numérique (sur les soudures D717B et D717C) (§ 3.4.2.1) et l'autre semi-expérimentale (sur la soudure D717B) (§ 3.4.2.2). Les résultats sont ensuite comparés à une reconstruction FTP (§ 3.4.2.3).

#### 3.4.2.1 Energie Topologique numérique

La figure 3.21 illustre les résultats de l'énergie topologique de diffraction pour la détection d'un trou de 1 mm de diamètre dans les deux soudures. Tous les éléments de la barrette (représentée en rouge sur les images) sont actifs en émission. Cela procure un meilleur rapport signal à bruit et évite la présence d'artéfacts au niveau du point source (cf. § 3.3.1.1).

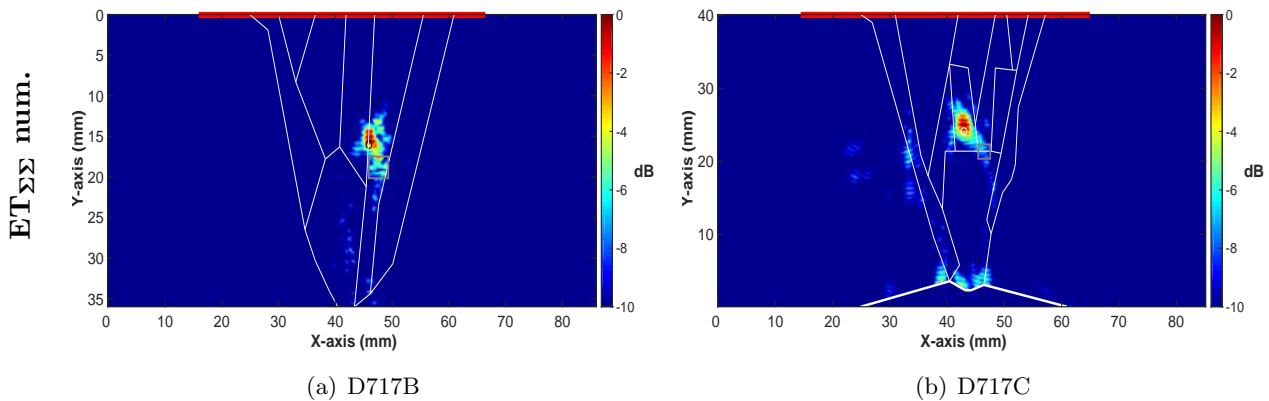


FIGURE 3.21 – Energies topologiques de diffraction pour la détection d'un trou de 1 mm de diamètre dans les soudures. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit.

Pour les deux soudures, le défaut est correctement détecté et localisé avec un même rapport signal sur bruit de 8 dB. Ce résultat confirme, d'un point de vue numérique, la pertinence de la méthode pour l'inspection des soudures. A présent, nous proposons une validation « semi-expérimentale » de la méthode.



### 3.4.2.2 Energie Topologique « semi-expérimentale »

Les soudures mises à disposition n'ayant pas de défaut de type trou génératrice usiné, nous avons mis en place une méthodologie, dénommée « semi-expérimentale », permettant d'évaluer la méthode de l'énergie topologique pour l'inspection de soudure réelle. La procédure, réalisée sur la soudure D717B, consiste à introduire la signature ultrasonore d'un défaut synthétique dans les signaux expérimentaux mesurés sur la soudure D717B saine. L'objectif est de valider l'approche différentielle tout en considérant l'influence de la variation réelle de la structure de la soudure le long de l'axe de soudage (cf. figure 3.22).

En effet, pour le calcul du résidu deux mesures sont nécessaires : la première sur le milieu supposé sain et la seconde sur le milieu avec défaut. En pratique lors du contrôle d'une soudure, les deux mesures peuvent être effectuées à deux endroits différents le long de l'axe de soudage. Le résidu, i.e. la différence entre ces deux mesures, représente la signature ultrasonore du défaut inspecté mais contient également du bruit dû à la variation des propriétés élastiques ou de l'orientation des grains le long de l'axe de soudage. L'expérience suivante permet d'évaluer l'influence de la variation de structure sur la maquette D717B sur le résultat de l'énergie topologique.

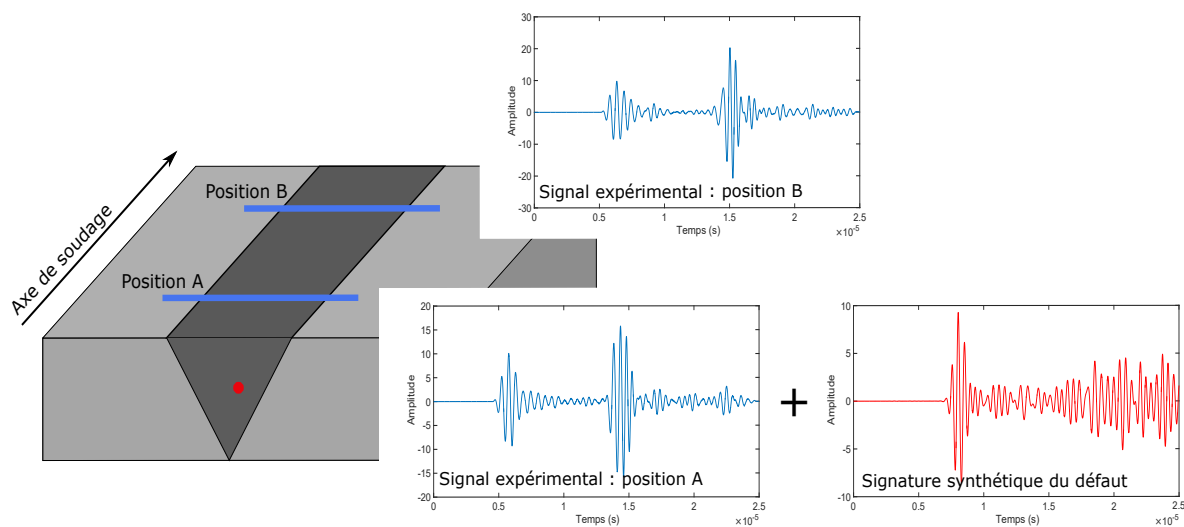


FIGURE 3.22 – Schéma de principe de la construction du signal « semi-expérimental ».

Le protocole, schématisé sur la figure 3.22, suit les étapes suivantes :

1. une mesure est effectuée à une position A (aux points récepteurs  $\mathbf{x}_r$ ) sur la soudure saine :  $u_A(\mathbf{x}_r, t)$  ;
2. une seconde mesure est effectuée à une position B sur la même soudure saine :  $u_B(\mathbf{x}_r, t)$  ;
3. la signature ultrasonore synthétique d'un trou de 1 mm de diamètre dans la soudure D717B, notée  $u_{trou}(\mathbf{x}_r, t)$ , est additionnée en chaque point récepteur à la mesure en position A :  $u_{Atrou}(\mathbf{x}_r, t) = u_A(\mathbf{x}_r, t) + u_{trou}(\mathbf{x}_r, t)$  ;

4. le résidu est calculé comme la différence entre le signal de référence en position B et celui avec défaut « semi-expérimental » en position A :  $\Delta u(\mathbf{x}_r, t) = u_B(\mathbf{x}_r, t) - u_{Atrou}(\mathbf{x}_r, t)$  ;
5. le champ adjoint, avec comme signal source  $\Delta u(\mathbf{x}_r, T - t)$ , est calculé et l'énergie topologique résultante est tracée.

L'énergie topologique ainsi obtenue, représentée sur la figure 3.23, est à comparer avec l'énergie topologique 100 % numérique de la figure 3.21 (a). Le trou est détecté et localisé avec un rapport signal sur bruit de 6 dB, ce qui est légèrement inférieur à celui de la figure 3.21 (a). Cette analyse préliminaire rassure quant à la robustesse de la méthode de l'énergie topologique vis-à-vis des variations de propriétés élastiques ou d'orientation des grains le long de l'axe de soudage. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre 4.

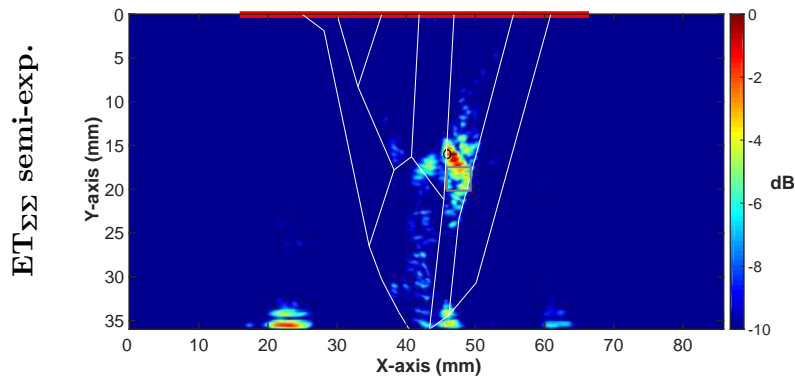


FIGURE 3.23 – Energie topologique de diffraction « semi-expérimentale » pour la détection d'un trou de 1 mm de diamètre dans la soudure D717B. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit.

### 3.4.2.3 Focalisation en Tout Point

L'algorithme FTP a été appliqué (via le logiciel CIVA) pour la détection d'un trou d'air de 1 mm de diamètre dans les soudures D717B et D717C. Les résultats, présentés sur la figure 3.24, montrent une très bonne détection et localisation des défauts. À partir de signaux numériques, les résultats présentent une qualité supérieure (image (a) : RSB de 19 dB et image (b) RSB de 18 dB) à celle fournie par l'énergie topologique de diffraction.

Les résultats présentés dans cette partie confirment que l'énergie topologique de diffraction permet de correctement détecter et localiser un défaut de type trou dans une soudure dont le modèle de propagation est connu. À partir de signaux synthétiques, les résultats sont bons et se rapprochent de ceux obtenus par une reconstruction FTP. D'autre part, l'étude semi-expérimentale réalisée constitue une première validation à l'application pratique de la méthode.

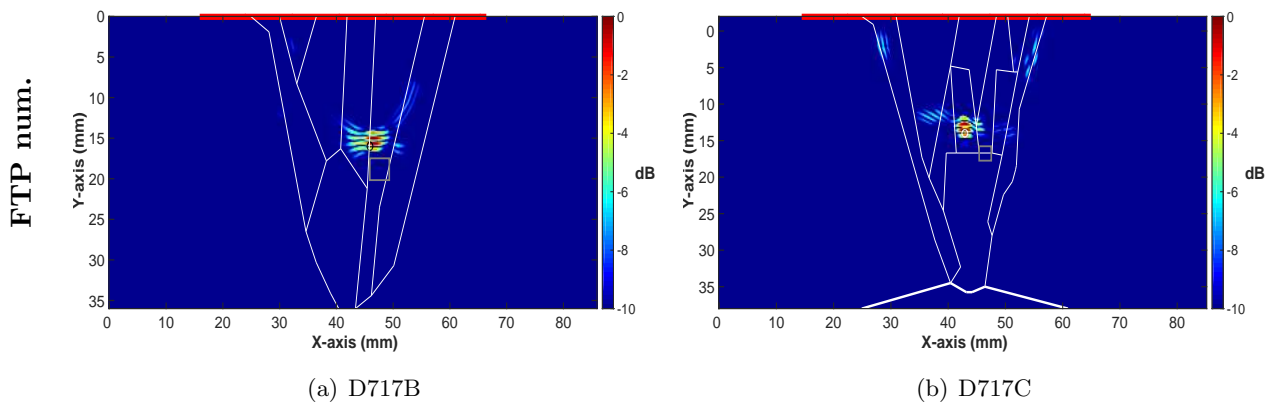


FIGURE 3.24 – Reconstruction FTP pour la détection d'un trou de 1 mm de diamètre dans les soudures. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit.

Dans la partie suivante nous souhaitons détecter, localiser et dimensionner une entaille dans une soudure à partir de données simulées et expérimentales.

### 3.4.3 Détection, localisation et dimensionnement d'une entaille

Les entailles à imager sont verticales, débouchantes, représentatives d'une fissure prenant naissance à la racine de la soudure. L'énergie topologique est évaluée (§ 3.4.3.1) puis comparée à la reconstruction FTP (§ 3.4.3.2).

#### 3.4.3.1 Energie Topologique

##### Etude numérique

La première étude est effectuée à partir de signaux simulés sur la soudure D717B. Il s'agit d'imager une entaille de 5 mm de hauteur et de 0.3 mm d'épaisseur située à deux positions différentes. Les résultats sont présentés sur la figure 3.25.

Il apparaît sur ces images que la qualité dans la détection, la localisation et le dimensionnement de l'entaille est dégradée à cause du bruit dû à la structure de la soudure. La présence d'un défaut semble révélée mais sa localisation et son dimensionnement n'ont pas la même qualité que dans le cas homogène (§ 3.3.2.2).

Notamment, on peut noter que, pour l'inspection de la soudure, les fonctions des différentes énergies topologiques spécifiées (localisation des extrémités et imagerie du corps de l'entaille) ne sont pas aussi marquées :

- Sur les images (a) et (c) représentant l'énergie topologique de diffraction, les têtes des entailles ne sont pas détectées et localisées. Cela s'explique par la distribution inégale de l'énergie ultrasonore au sein de la soudure (cf. figure 3.2 (b)) ainsi que par les réflexions

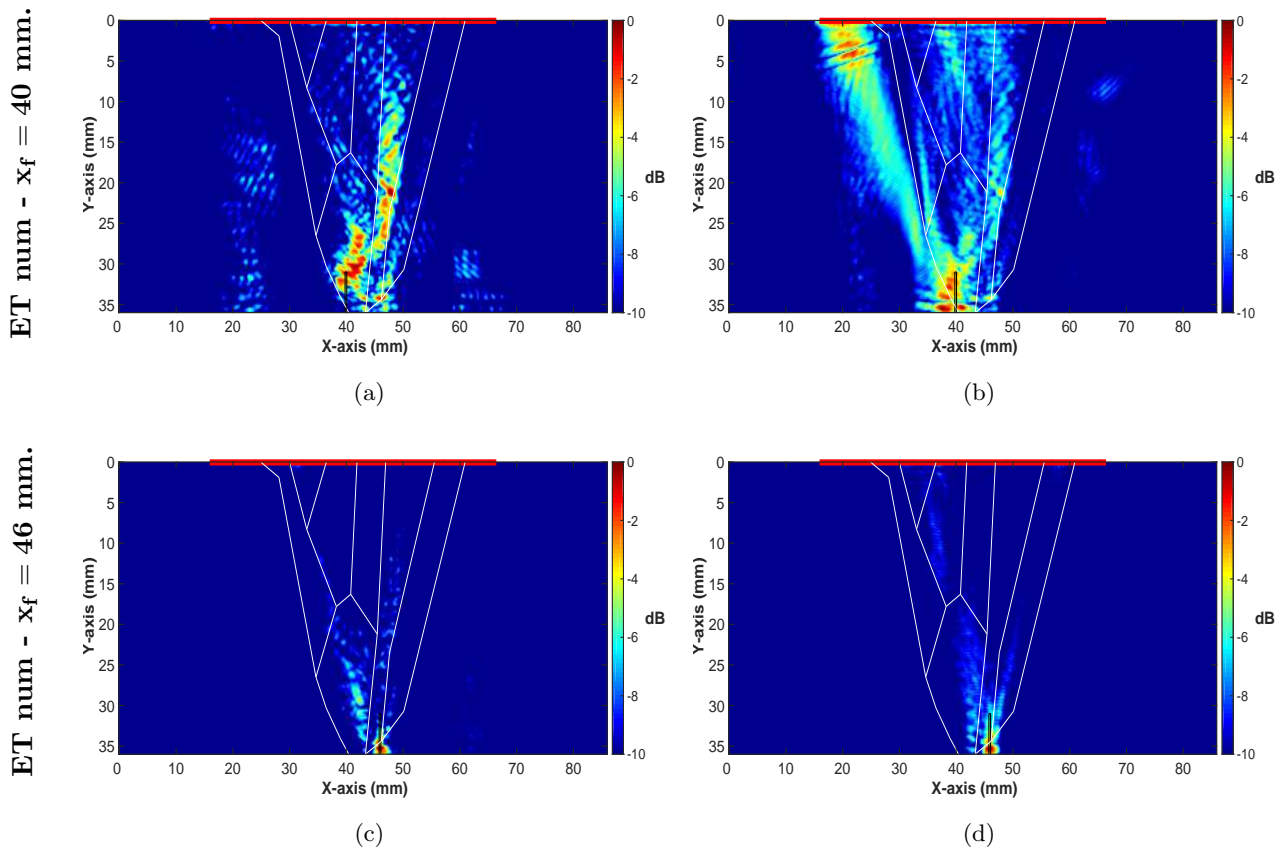


FIGURE 3.25 – Énergies topologiques pour la détection d’une entaille de 5 mm de hauteur et 0.3 mm de largeur, située en deux positions  $x_f$ , dans la soudure D717B. (a) et (c) : énergie topologique de diffraction (Eq. 2.95). (b) et (d) : énergie topologique de réflexion (Eq. 2.94).

de l’onde produites aux interfaces entre les domaines d’orientations différentes. L’écho de diffraction de la pointe de l’entaille a une amplitude trop faible par rapport au bruit : les images sont difficiles à interpréter.

- Les images (b) et (d) illustrent l’énergie topologique de réflexion révélant le corps de l’entaille verticale dans le milieu homogène. Pour chacune des deux positions une zone d’énergie plus forte, d’environ 5 mm de hauteur est localisée au niveau de l’entaille. Toutefois, la résolution obtenue pour la représentation du corps de l’entaille est dégradée par rapport au cas en milieu homogène. Cela se justifie notamment par l’anisotropie du milieu : l’onde incidente, déviée lors de sa propagation, n’éclaire pas l’entaille perpendiculairement. La localisation de la synchronisation entre le champ direct et la rétropropagation de l’onde de surface le long de la soudure est alors détériorée.

Ainsi, la méthode de l’énergie topologique, même avec les ajustements adaptés aux milieux bornés, ne parvient pas à imager le corps d’une entaille au sein du milieu hétérogène de la

soudure. Cela est en partie dû au fenêtrage entre le champ direct et le champ adjoint, aux réflexions multiples ainsi qu'à la déviation de l'onde incidente par l'orientation des grains. La figure 3.26 illustre les surfaces d'ambiguïté (méthode MFP) pour les deux entailles obtenues grâce au champ adjoint (Eq. 2.119).

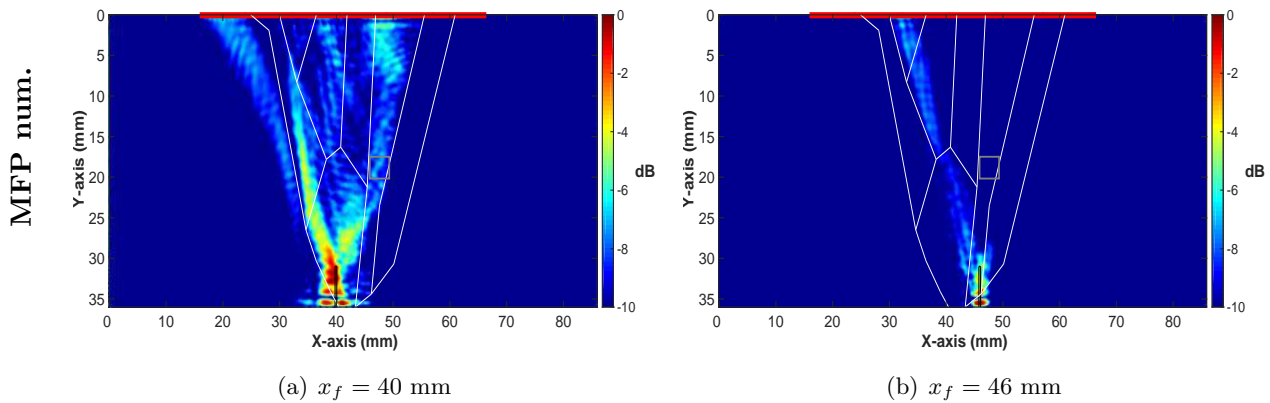


FIGURE 3.26 – Surfaces d'ambiguïté pour la détection d'une entaille de 5 mm de hauteur et 0.3 mm de largeur, située en deux positions  $x_f$ , dans la soudure D717B. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit.

Les résultats obtenus par le MFP pour l'imagerie des entailles sont plus intelligibles et moins bruités que ceux obtenus par les énergies topologiques de la figure 3.25. Les deux entailles sont respectivement imagées avec un RSB de 7 dB (image (a)) et de 10 dB (image (b)). Notons que l'entaille est dans une zone assez écho-gène (en fond de pièce et proche de la jonction entre domaine) ce qui favorise le MFP.

### Etude expérimentale

La deuxième étude est réalisée à partir de signaux synthétiques et expérimentaux mesurés sur la soudure D717C. Une entaille de 15 mm de hauteur et de 0.1 mm d'épaisseur est usinée dans cette soudure. Les résultats numériques et expérimentaux sont comparés sur la figure 3.27.

Avant d'analyser le résultat, rappelons que pour le calcul du résidu expérimental, deux mesures ont été effectuées sur la maquette de soudure : la première sur une portion saine et la seconde sur la portion endommagée. Le résidu contient la signature du défaut ainsi que l'impact des variations de la structures (propriétés élastiques) le long de l'axe de soudage. De plus, de part la différence des positions dans la pièce des réflexions additionnelles (dues au délardage) peuvent s'ajouter et dégrader en partie les résultats. Cependant, cet exemple permet de nouveau de valider l'approche expérimentalement au vu du bon accord entre les images (a) et (b) issues de signaux synthétiques et les images (c) et (d) issues de signaux mesurés. La méthode semble consistante vis-à-vis des variations entre les mesures effectuées sur le milieu sain et milieu endommagé.

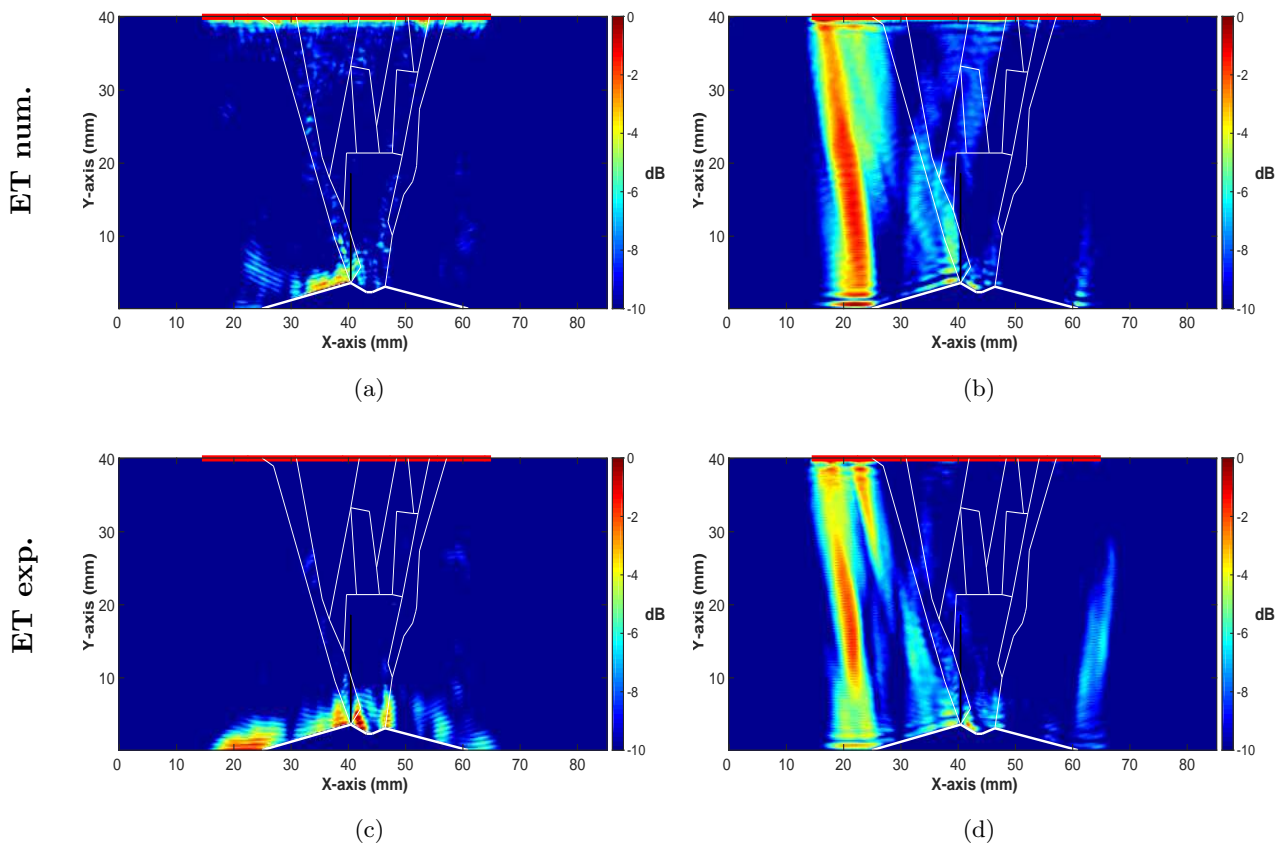


FIGURE 3.27 – Energies topologiques pour la détection d’une entaille de 15 mm de hauteur et 0.1 mm de largeur dans la soudure D717C. (a) : énergie topologique de diffraction (Eq. 2.95) numérique. (b) : énergie topologique de réflexion (Eq. 2.94) numérique. (c) : énergie topologique de diffraction (Eq. 2.95) expérimentale. (d) : énergie topologique de réflexion (Eq. 2.94) expérimentale.

Tout comme dans l’exemple précédent (cf. figure 3.25) les images de l’énergie topologique de diffraction (cf. figure 3.27 (a) et (c)) ne permettent pas la détection de la pointe de l’entaille. En revanche la naissance de l’entaille au niveau de la racine semble détectée. Concernant l’imagerie du corps de l’entaille, une zone d’énergie apparaît au niveau de l’entaille mais le contraste est trop faible pour être utilisable. Les résultats obtenus ne permettent ni une localisation, ni un dimensionnement. Cette soudure présente une forte division et déviation du faisceau ultrasonore (cf. figure 3.2 (d)) et d’autre part l’entaille est très fine par rapport à la longueur d’onde. Ces deux points expliquent l’absence d’écho de diffraction de la tête de l’entaille et le mauvais rapport signal à bruit. Notons que sur la mesure effectuée avec des ondes transversales inclinées de  $45^\circ$ , l’écho de la tête de l’entaille n’a pas été détecté non plus (cf. partie 3.4.1).

La figure 3.28 illustre la surface d’ambiguïté obtenue par le champ adjoint avec un résidu expéri-

mental. Une zone d'énergie semble être localisée au niveau de la tête de l'entaille par comparaison aux images de l'énergie topologique. Cela pourrait s'expliquer par l'absence de fenêtrage spatio-temporel du champ adjoint dans cette méthode qui permet de cumuler les multiples événements de diffraction du défaut avec la pièce.

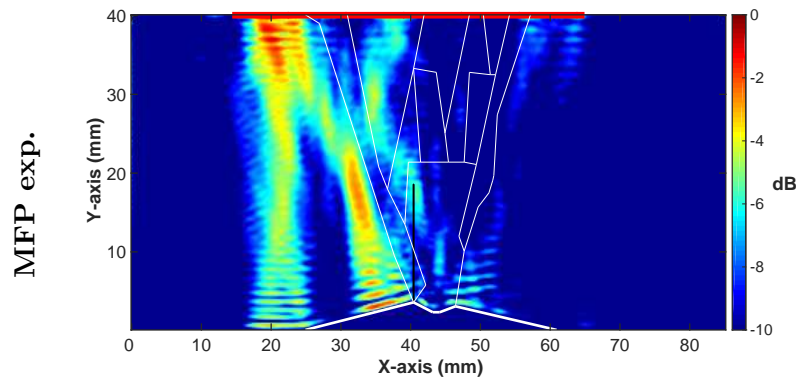


FIGURE 3.28 – Surface d'ambiguïté pour la détection expérimentale d'une entaille de 15 mm de hauteur et 0.1 mm de largeur dans la soudure D717C.

### 3.4.3.2 Focalisation en Tout Point

L'algorithme FTP a été appliqué, via le logiciel CIVA, pour la détection d'une entaille de 5 mm de hauteur et 0.3 mm de largeur dans la soudure D717B et d'une entaille de 15 mm de hauteur et de 0.1 mm de largeur dans la soudure D717C.

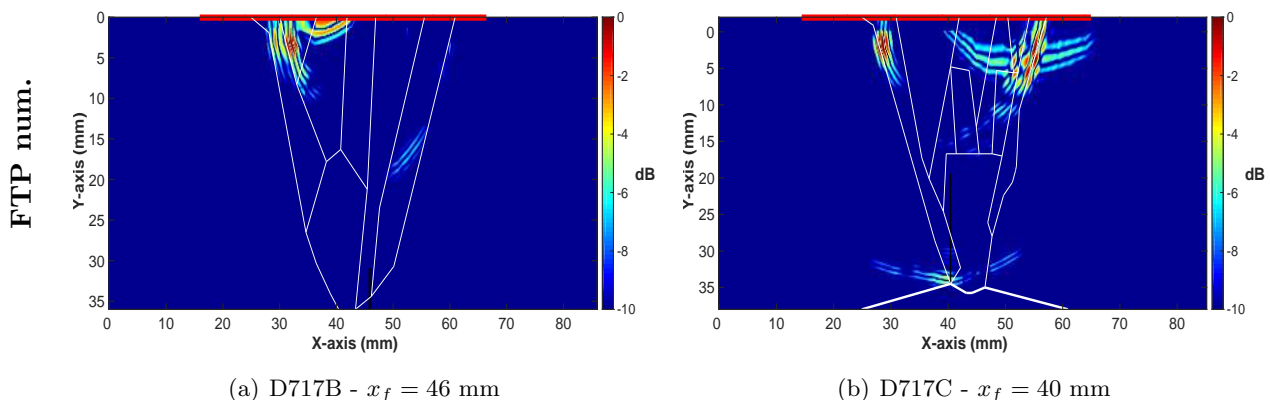


FIGURE 3.29 – Reconstruction FTP pour la détection (a) d'une entaille de 5 mm de hauteur, 0.3 mm de largeur dans la soudure D717B et (b) d'une entaille de 15 mm de hauteur, 0.1 mm de largeur dans la soudure D717C.

Les reconstructions, présentées sur la figure 3.29 sont très perturbées par le bruit de structure et la focalisation synthétique sur le défaut n'a pas lieu. Seul la naissance de l'entaille à la racine de la soudure D717C est révélée, certainement grâce au délardage présent sur cette soudure.

**Synthèse** – La méthode d'imagerie de l'énergie topologique vient d'être appliquée au milieu de la soudure pour la détection et la localisation d'un trou puis d'une entaille. Les résultats obtenus pour la détection du trou sont en accord avec les conclusions issues de l'étude en milieu homogène : l'énergie de diffraction permet une bonne localisation et la qualité obtenue est similaire à celle de la reconstruction FTP (réalisée dans la même configuration que l'ET). Des difficultés ont été mises en évidence pour l'imagerie d'une entaille située en profondeur dans la soudure. Elles sont dues à la complexité du milieu qui ne permet pas une transposition directe des conclusions de l'étude en milieu homogène au cas de la soudure, malgré l'utilisation d'un modèle élastique. En effet les fortes divisions et déviations du faisceau ultrasonore avant d'atteindre l'entaille, associées au bruit de structure, nuisent à la qualité de l'image. Dans ces situations l'exploitation du champ adjoint (via la méthode MFP) semble judicieuse. Enfin la reconstruction FTP n'est pas efficace pour l'imagerie d'une entaille dans une soudure multipasse en acier inoxydable austénitique. Pour obtenir de meilleurs résultats via les reconstructions FTP et ET pour l'imagerie de l'entaille à la racine de la soudure, une solution serait d'insonifier le défaut depuis le métal de base avec une incidence oblique. De cette façon, le trajet de l'onde ultrasonore dans le milieu hétérogène de la soudure serait réduit.

### 3.5 Conclusion sur l'évaluation numérique et expérimentale

Dans ce troisième chapitre, le lien établi entre les méthodes ET et MFP a été validé, et les performances de la méthode de l'énergie topologique modifiée ont été évaluées sur un milieu homogène isotrope borné et sur le milieu complexe de la soudure. Ces évaluations ont été réalisées à partir de signaux synthétiques et expérimentaux sur deux types de défaut : un trou et une entaille.

Ainsi, dans un premier temps nous avons vérifié sur plusieurs cas que l'approche fréquentielle du MFP est fortement reliée à l'approche temporelle de l'ET notamment via le champ adjoint. La première approche prend en compte l'ensemble du signal et sera *a priori* d'autant plus efficace que le milieu est échogène.

Dans ce chapitre nous avons également validé l'intérêt de l'énergie topologique modifiée dite de diffraction qui n'est plus perturbée par la réflexion sur le fond et qui permet la localisation d'un trou dans un milieu homogène ainsi que dans la soudure.

Les études réalisées pour le dimensionnement d'entailles sur le milieu homogène ont permis de



mettre en exergue la possibilité d'imager le corps d'une entaille verticale, débouchante, à partir d'une inspection en onde plane par l'application de l'énergie topologique de réflexion. Cela est possible d'une part grâce à la réflexion sur le fond d'une onde de surface se propageant sur les parois de l'entaille et d'autre part grâce à la synchronisation entre la rétropropagation de cette onde et le champ direct. Ces études ont également été réalisées sur des configurations réelles à partir de signaux expérimentaux. Pour chacun des exemples les résultats à partir de données numériques et expérimentales ont montré une très bonne adéquation.

L'analyse expérimentale sur l'imagerie d'entaille a également mis en avant certaines difficultés. En particulier nous avons noté qu'une erreur dans le positionnement des capteurs entre les mesures sur l'état de référence et sur l'état endommagé est à la cause d'une erreur équivalente de positionnement dans le résultat final.

Enfin, les résultats de l'énergie topologique en milieu homogène borné ont été comparés à ceux fournis par une reconstruction FTP. La méthode FTP procure des images équivalentes à l'énergie topologique de diffraction mais ne permet pas, dans la même configuration, d'imager le corps de l'entaille.

Dans un second temps, la méthode a été appliquée au milieu des soudures. L'énergie topologique de diffraction permet la détection et la localisation efficace d'un trou à partir de signaux numériques. Concernant l'imagerie d'une entaille dans la soudure, l'énergie topologique de réflexion n'est plus aussi efficace que dans le cas homogène à cause du caractère anisotrope de la structure. En revanche, la méthode MFP semble plus efficace que l'ET pour l'imagerie d'entaille car elle profite des nombreuses réflexions entre le défaut et les interfaces de la soudure. Ainsi, la méthode de l'énergie topologique permet de détecter une entaille mais ne donne pas toujours accès à sa taille. Cela est dû, en partie, à la position de l'entaille par rapport à la distribution de l'énergie dans la soudure. Afin de surmonter ces difficultés, des solutions sont proposées dans le chapitre 4.

Dans le cas de l'inspection expérimentale de la soudure, une évolution des propriétés élastiques peut exister le long de l'axe de soudage et dégrader la qualité du résidu et de la reconstruction du milieu. D'après les exemples présentés dans ce chapitre, la méthode semble robuste vis-à-vis de ces variations. Enfin, la méthode de l'énergie topologique étant fondée sur la connaissance *a priori* du milieu, une erreur de correspondance entre le modèle et la pièce réelle peut également être source de bruit sur l'image finale.

Ces résultats numériques dans le milieu de la soudure ont été comparés avec les reconstruction FTP associées. Bien que la méthode FTP soit efficace pour la localisation d'un trou, elle est très perturbée pour imaginer une entaille à partir d'une incidence normale.

L'appréciation de la robustesse de l'énergie topologique vis-à-vis d'une variation dans la position du capteur entre les mesures, la variabilité de la réponse ultrasonore le long de l'axe de soudage et suite à des erreurs de modèles ainsi que des perspectives permettant une meilleure détection

d'entaille dans la soudure font l'objet du chapitre 4.



# Sensibilité, mise en œuvre et améliorations de la méthode de l’Energie Topologique

---

## Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Evaluation des performances . . . . .</b>	<b>148</b>
4.1.1	Sensibilité vis-à-vis d’un défaut de positionnement du capteur . . . . .	148
4.1.1.1	Démarche proposée . . . . .	149
4.1.1.2	Formulation analytique dans le domaine fréquentiel . . . . .	150
4.1.1.3	Résultats . . . . .	152
4.1.1.4	Extension au cas d’une onde plane . . . . .	154
4.1.2	Sensibilité à la variabilité de structure lors du contrôle des soudures . . . . .	156
4.1.2.1	Variabilité expérimentale de la structure . . . . .	156
4.1.2.2	Sensibilité vis-à-vis du modèle . . . . .	160
<b>4.2</b>	<b>Amélioration des résultats d’ET sur la soudure . . . . .</b>	<b>163</b>
4.2.1	Compensation de l’influence de la position du défaut dans la soudure . . . . .	163
4.2.1.1	Soudure D717B . . . . .	164
4.2.1.2	Soudure D717C . . . . .	166
4.2.2	L’Energie Topologique à partir de sources focalisées . . . . .	168
4.2.2.1	Problématique de la focalisation ultrasonore . . . . .	169
4.2.2.2	Principe méthodologique . . . . .	169
4.2.2.3	Détection de deux trous . . . . .	171
4.2.2.4	Détection et localisation de l’entaille . . . . .	172
<b>4.3</b>	<b>Conclusion sur la sensibilité, la mise en œuvre et les améliorations de la méthode de l’Energie Topologique . . . . .</b>	<b>174</b>

---

*Les résultats numériques et expérimentaux présentés dans le chapitre 3 ont permis de confirmer l’intérêt de la méthode adjointe pour le contrôle non destructif de structures métalliques. Toutefois, les exemples présentés et les résultats dégradés sous certaines conditions ont permis de pointer certaines limitations de la méthode.*

Ce chapitre est développé en trois temps dans le but d'évaluer et d'accroître les performances de la méthode. La section 4.1 comporte une analyse de sensibilité préliminaire vis-à-vis de la position des capteurs puis de la variabilité structurale de la soudure. Dans la section 4.2 nous proposons des améliorations des résultats obtenus par l'énergie topologique appliquée à l'inspection des soudures. Enfin, les conclusions du chapitre sont récapitulées dans la section 4.3.

*Remarques :*

1. Dans ce chapitre, les lettres capitales sont utilisées pour les signaux exprimés dans le domaine fréquentiel tandis que les lettres minuscules désignent les signaux exprimés dans le domaine temporel.
2. Si aucune indication n'est donnée, les protocoles numériques et expérimentaux associés aux résultats présentés dans ce chapitre sont les mêmes que ceux du chapitre 3.

## 4.1 Evaluation des performances

La méthode de l'énergie topologique présente certaines limitations qui peuvent dégrader ses performances. Notamment, pour être mise en œuvre, cette méthode différentielle nécessite :

- deux mesures effectuées suivant la même configuration expérimentale (même géométrie, même matériau),
- la connaissance de la position de la barrette ultrasonore lors de ces mesures pour le calcul des champs direct et adjoint,
- la connaissance du milieu de propagation en termes de géométrie et des propriétés élastiques,
- la connaissance de la fonction de transfert de toute la chaîne de mesure.

Toutes ces exigences difficiles à satisfaire sont en pratique des sources potentielles d'erreurs qui peuvent altérer la qualité du résultat final. Dans cette section, nous proposons quelques études visant à évaluer la robustesse de la méthode vis-à-vis de ces potentielles sources d'erreur. La partie 4.1.1 propose une étude préliminaire, en milieu homogène infini, dans le but d'évaluer l'impact d'une erreur de positionnement dans le processus de l'énergie topologique. Dans la partie 4.1.2, quelques limitations de la méthode en lien avec le désaccord entre modèle et milieu réel sont présentées et évaluées dans le cadre de l'inspection des soudures.

### 4.1.1 Sensibilité vis-à-vis d'un défaut de positionnement du capteur

Dans le chapitre 3, sur l'image représentant l'entaille verticale débouchante dans le milieu homogène à partir de données expérimentales (cf. figures 3.15 (c) et (d)), un léger décalage est observé entre la position réelle de l'entaille et celle estimée par la méthode. Cet écart peut être expliqué par une erreur de positionnement du capteur.

Afin d'affirmer cette hypothèse, nous proposons dans cette partie d'évaluer l'impact d'une erreur de positionnement du capteur entre la position réelle (pour les mesures expérimentales) et la position simulée (pour le calcul des champs direct et adjoint) sur l'image finale de l'énergie topologique. Notre approche analytique est d'abord décrite (§ 4.1.1.1) puis l'aspect théorique est détaillé dans le domaine fréquentiel (§ 4.1.1.2). Enfin les résultats, obtenus dans le cas d'une insonification du milieu par une onde cylindrique (§ 4.1.1.3) et par une onde plane (§ 4.1.1.4) sont présentés et discutés.

#### 4.1.1.1 Démarche proposée

La démarche proposée consiste à évaluer la variation engendrée sur l'énergie topologique lorsqu'une erreur de positionnement du capteur se produit et cela pour différentes positions du défaut dans le milieu inspecté. Pour des raisons de simplification, l'étude est réalisée en deux dimensions, dans un milieu supposé infini (non borné) et pour des défauts ponctuels (caractérisés par une fonction de forme isotrope telle que  $V_d(\mathbf{x}_{dp}) = 1$ ). De plus, comme seules les ondes de compression sont considérées dans nos traitements (cf. § 2.2.1.2), l'analyse présentée ici est réalisée dans un milieu fluide. Le milieu sain et le milieu endommagé sont insonifiés par une onde sphérique transmise par un point source  $\mathbf{x}_s$ , situé au centre de la barrette ultrasonore représentée en rouge sur la figure 4.1. Après propagation dans chacun des milieux, les signaux ultrasonores sont enregistrés par 64 récepteurs ponctuels  $\{\mathbf{x}_r, r = 1, \dots, 64\}$  positionnés à la surface du milieu inspecté. Ce protocole est réitéré pour  $N_p = 1050$  positions de défaut ponctuel successives aux points de coordonnées  $\mathbf{x} = \mathbf{x}_{dp}$  où  $p = 1, \dots, 1050$ . Le schéma de la figure 4.1 illustre les positions successives du défaut (en blanc) ainsi que celle de la barrette ultrasonore (en rouge).

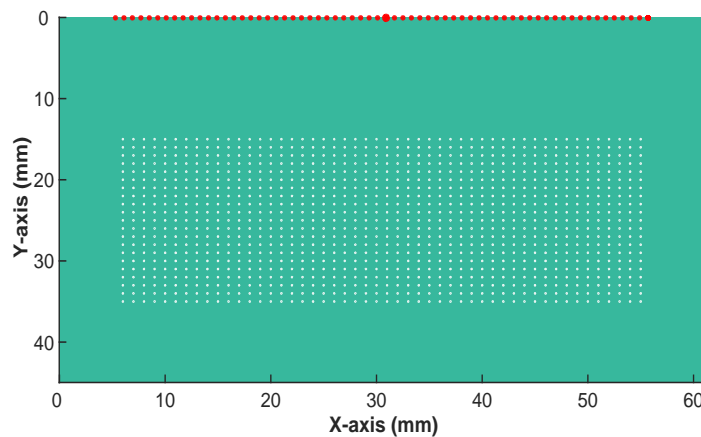


FIGURE 4.1 – Position des défauts dans la pièce (représentés par les points blancs) et position initiale de la barrette ultrasonore (représentée par les points rouges). Le point central correspond au point source.

*Remarque :* Les coordonnées du défaut indicé  $p$  sont respectivement en abscisse et en ordonnée

(en mm) :

$$x_{dp} = 5 + p - 50 \times \lfloor \frac{p}{50} \rfloor \quad \text{et} \quad y_{dp} = 15 + \lfloor \frac{p}{50} \rfloor, \quad (4.1)$$

où la notation  $\lfloor \cdot \rfloor$  désigne la partie entière.

Le protocole suit quatre étapes :

- Pour un défaut  $p$  donné, localisé en  $\mathbf{x}_{dp}$ , le résidu  $\Delta U_p(\mathbf{x}_r, \omega)$  mesuré aux récepteurs  $\mathbf{x}_r$ , et le champ direct  $U(\mathbf{x}, \omega | \mathbf{x}_s)$ , sont calculés analytiquement à partir de la position initiale de la barrette ultrasonore.
- L'erreur de positionnement de la barrette est introduite lors du calcul du champ adjoint. A une position de défaut  $p$ , plusieurs champs adjoints associés à un décalage  $d_h$  de position des récepteurs (alors utilisés en émetteurs) sont calculés à partir du résidu  $\Delta U_p$  pour  $h$  positions de la barrette. Les champs adjoints sont notés  $V_{hp}$  et sont calculés pour trois décalages de positionnement de la barrette. Les 64 éléments ponctuels de la barrette ultrasonore sont décalés successivement de  $d_h = 0.5$  mm,  $d_h = 1$  mm et  $d_h = 1.5$  mm suivant l'axe des abscisses. Par rapport à la longueur d'onde : un décalage de 0.1 mm équivaut environ à  $\lambda/28$ .
- Enfin, l'énergie topologique  $ET_{hp}(\mathbf{x})$  en tout point du milieu  $\mathbf{x}$  pour un défaut ponctuel situé en  $\mathbf{x}_{dp}$  et pour un décalage  $d_h$  de la barrette dans le champ adjoint, est obtenue à partir des champs  $U$  et  $V_{hp}$  suivant la formulation (4.10).
- L'analyse de la position du maximum de l'énergie topologique (qui correspond à l'estimation de la position du défaut) par rapport à la position réelle du défaut ponctuel fournit une information sur l'influence du décalage de positionnement du capteur sur le résultat final de l'énergie topologique.

Le développement analytique de ces quatre points, effectué dans le domaine fréquentiel pour un point source  $\mathbf{x}_s$  actif en émission, est décrit dans le paragraphe suivant.

#### 4.1.1.2 Formulation analytique dans le domaine fréquentiel

L'étude est effectuée dans le domaine fréquentiel d'une part pour simplifier l'écriture et d'autre part pour minimiser le temps de calcul. Elle est réalisée en milieu infini supposé fluide (les ondes de cisaillement ne sont pas considérées) et en deux dimensions.

Le signal d'émission  $\Phi(\omega)$  est un pulse gaussien dont la fréquence centrale est  $f_c = 2$  MHz.

$$\Phi(\omega) = e^{-\frac{1}{2}(\omega - \omega_c)^2 \sigma^2} e^{-i(\omega - \omega_c)t_0}, \quad (4.2)$$

où  $\omega = 2\pi f$  désigne la pulsation,  $\omega_c = 2\pi f_c$  désigne la pulsation centrale,  $t_0$  désigne l'instant auquel le signal est transmis et  $\sigma = 1/(3.10^6)$  est l'écart-type sur la bande fréquentielle. La bande passante fréquentielle à  $-3$  dB de ce signal varie de 1.4 MHz à 2.6 MHz.

- Champ direct  $U$  et résidu  $\Delta U_p$

La fonction de Green en milieu infini en deux dimensions est définie par [Mor68] :

$$G_0(\mathbf{x}, \omega | \mathbf{x}_s) = \frac{e^{-ikr_s}}{2\pi\sqrt{r_s}}, \quad (4.3)$$

où  $k = \omega/c_p$  désigne le nombre d'onde et  $r_s$  est la distance entre le point source de coordonnées  $\mathbf{x}_s$  et un point du milieu inspecté de coordonnées  $\mathbf{x}$ .

Le champ direct  $U(\mathbf{x}, \omega | \mathbf{x}_s)$  en tout point  $\mathbf{x}$  du milieu lorsque le milieu est insonifié au point  $\mathbf{x}_s$  s'exprime à partir de l'équation (4.3) et du signal émis  $\Phi(\omega)$  par :

$$\begin{aligned} U(\mathbf{x}, \omega | \mathbf{x}_s) &= G_0(\mathbf{x}, \omega | \mathbf{x}_s) \cdot \Phi(\omega) \\ &= \frac{e^{-ikr_s}}{2\pi\sqrt{r_s}} e^{-\frac{1}{2}(\omega-\omega_c)^2\sigma^2} e^{-i(\omega-\omega_c)t_0}. \end{aligned} \quad (4.4)$$

On en déduit le signal reçu par les récepteurs de coordonnées  $\mathbf{x}_r$  après propagation de l'onde dans le milieu de référence :

$$U(\mathbf{x}_r, \omega | \mathbf{x}_s) = G_0(\mathbf{x}_r, \omega | \mathbf{x}_s) \cdot \Phi(\omega). \quad (4.5)$$

Après propagation de l'onde dans le milieu endommagé par un défaut ponctuel au point de coordonnées  $\mathbf{x}_{dp}$ , le signal reçu par les récepteurs est le suivant :

$$U_{dp}(\mathbf{x}_r, \omega | \mathbf{x}_s) = (G_0(\mathbf{x}_r, \omega | \mathbf{x}_s) + V_d(\mathbf{x}_{dp}) \cdot G_0(\mathbf{x}_{dp}, \omega | \mathbf{x}_s) \cdot G_0(\mathbf{x}_r, \omega | \mathbf{x}_{dp})) \cdot \Phi(\omega). \quad (4.6)$$

On en déduit, pour chaque position de défaut  $\mathbf{x}_{dp}$ , l'expression du résidu au point  $\mathbf{x}_r$  :

$$\begin{aligned} \Delta U_p(\mathbf{x}_r, \omega) &= U_{dp}(\mathbf{x}_r, \omega | \mathbf{x}_s) - U(\mathbf{x}_r, \omega | \mathbf{x}_s) \\ &= V_d(\mathbf{x}_{dp}) \cdot G_0(\mathbf{x}_{dp}, \omega | \mathbf{x}_s) \cdot G_0(\mathbf{x}_r, \omega | \mathbf{x}_{dp}) \cdot \Phi(\omega) \\ &= \frac{e^{-ik(r_{sp}+r_{pr})}}{4\pi^2\sqrt{r_{sp}r_{pr}}} e^{-\frac{1}{2}(\omega-\omega_c)^2\sigma^2} e^{-i(\omega-\omega_c)t_0}, \end{aligned} \quad (4.7)$$

où  $r_{sp}$  et  $r_{pr}$  désignent respectivement les distances entre le point source  $\mathbf{x}_s$  et le défaut  $\mathbf{x}_{dp}$  et entre le défaut  $\mathbf{x}_{dp}$  et le récepteur  $\mathbf{x}_r$ .

Dans le domaine fréquentiel, l'opération de retournement du temps est équivalente à la conjugaison de phase, le signal source du champ adjoint est alors :

$$\Delta U_p^*(\mathbf{x}_r, \omega) = \frac{e^{ik(r_{sp}+r_{pr})}}{4\pi^2\sqrt{r_{sp}r_{pr}}} e^{-\frac{1}{2}(\omega-\omega_c)^2\sigma^2} e^{i(\omega-\omega_c)t_0}. \quad (4.8)$$

- Champ adjoint  $V_{hp}$

Le champ  $V_{hp}$  désigne le champ adjoint associé au défaut de coordonnées  $\mathbf{x}_{dp}$  et au décalage  $d_h$  de la barrette selon l'axe des abscisses. Les nouvelles coordonnées des récepteurs sont  $x_{rh} = x_r + d_h$



mm. Ainsi, le champ adjoint issu de la rétropropagation du résidu  $\Delta U_p$  (Eq. 4.8) depuis les récepteurs décalés de  $d_h$  s'écrit :

$$\begin{aligned} V_{hp}(\mathbf{x}, \omega) &= G_0(\mathbf{x}, \omega | \mathbf{x}_{rh}). \Delta U_p^*(\mathbf{x}_r, \omega) \\ &= \frac{e^{-ik(r_{rh})} e^{ik(r_{sp} + r_{pr})}}{8\pi^3 \sqrt{r_{sp} r_{pr} r_{rh}}} e^{-\frac{1}{2}(\omega - \omega_c)^2 \sigma^2} e^{i(\omega - \omega_c)t_0}, \end{aligned} \quad (4.9)$$

où  $r_{rh}$  est la distance entre le point de coordonnées  $\mathbf{x}$  et le point de coordonnées  $\mathbf{x}_{rh}$ .

- Energie topologique  $ET_{hp}(\mathbf{x})$

Dans le chapitre 2, l'énergie topologique a été étudiée dans le domaine temporel. Une représentation définie dans le domaine fréquentiel pour  $L$  fréquences  $\{\omega_1, \dots, \omega_L\}$ , a été démontrée par Rodriguez [Rod12] grâce au théorème de Parseval et s'exprime de la manière suivante :

$$ET_{hp}(\mathbf{x}) = \left| \sum_{l=1}^L U(\mathbf{x}, \omega_l | \mathbf{x}_s) V_{hp}(\mathbf{x}, \omega_l) \right|. \quad (4.10)$$

*Remarque : Cette expression n'est pas strictement équivalente à celle de l'énergie topologique définie dans le chapitre 2 (Eq. 2.56) car elle représente l'enveloppe de la dérivée de Fréchet. Cependant les maxima de l'énergie topologique et de l'enveloppe de la dérivée de Fréchet sont localisés aux mêmes points ce qui valide ce formalisme pour cette étude.*

- Résultat de l'analyse de sensibilité

Enfin, la sensibilité de la méthode de l'énergie topologique vis-à-vis d'un décalage de positionnement du capteur est évaluée de la manière suivante : pour un décalage donné  $d_h$  et pour chaque position de défaut  $p$ , la variation de position du pic d'amplitude maximale de l'énergie topologique (Eq. 4.10) est déterminée. Sans décalage de position du capteur, le pic d'amplitude maximale de l'énergie topologique se situe à la position  $\mathbf{x}_{dp}$  du défaut. Dans le cas où il y aurait une erreur de positionnement du capteur, alors le pic d'amplitude maximale de l'énergie topologique est affecté. Ainsi, les coordonnées  $\mathbf{x}_{max,ph}$  du point maximisant l'énergie topologique sont sélectionnées telles que :

$$\forall \mathbf{x}, ET_{hp}(\mathbf{x}) \leq ET_{hp}(\mathbf{x}_{max,ph}). \quad (4.11)$$

Les écarts suivant les axes des abscisses  $\Delta X_{ET_{hp}}$  et des ordonnées  $\Delta Y_{ET_{hp}}$  entre les coordonnées estimées  $\mathbf{x}_{max,ph}$  et les coordonnées réelles  $\mathbf{x}_{dp}$  pour les  $p$  défauts et pour chaque décalage  $d_h$  sont calculés :

$$\Delta X_{ET_{hp}} = x_{max,ph} - x_{dp} \quad \text{et} \quad \Delta Y_{ET_{hp}} = y_{max,ph} - y_{dp}. \quad (4.12)$$

Les résultats sont présentés et discutés dans le paragraphe suivant.

### 4.1.1.3 Résultats

Une image représente l'erreur, suivant l'axe des abscisses ou l'axe des ordonnées, obtenue pour un décalage du capteur  $d_h$  lors de la localisation des 1050 défauts ponctuels possibles.

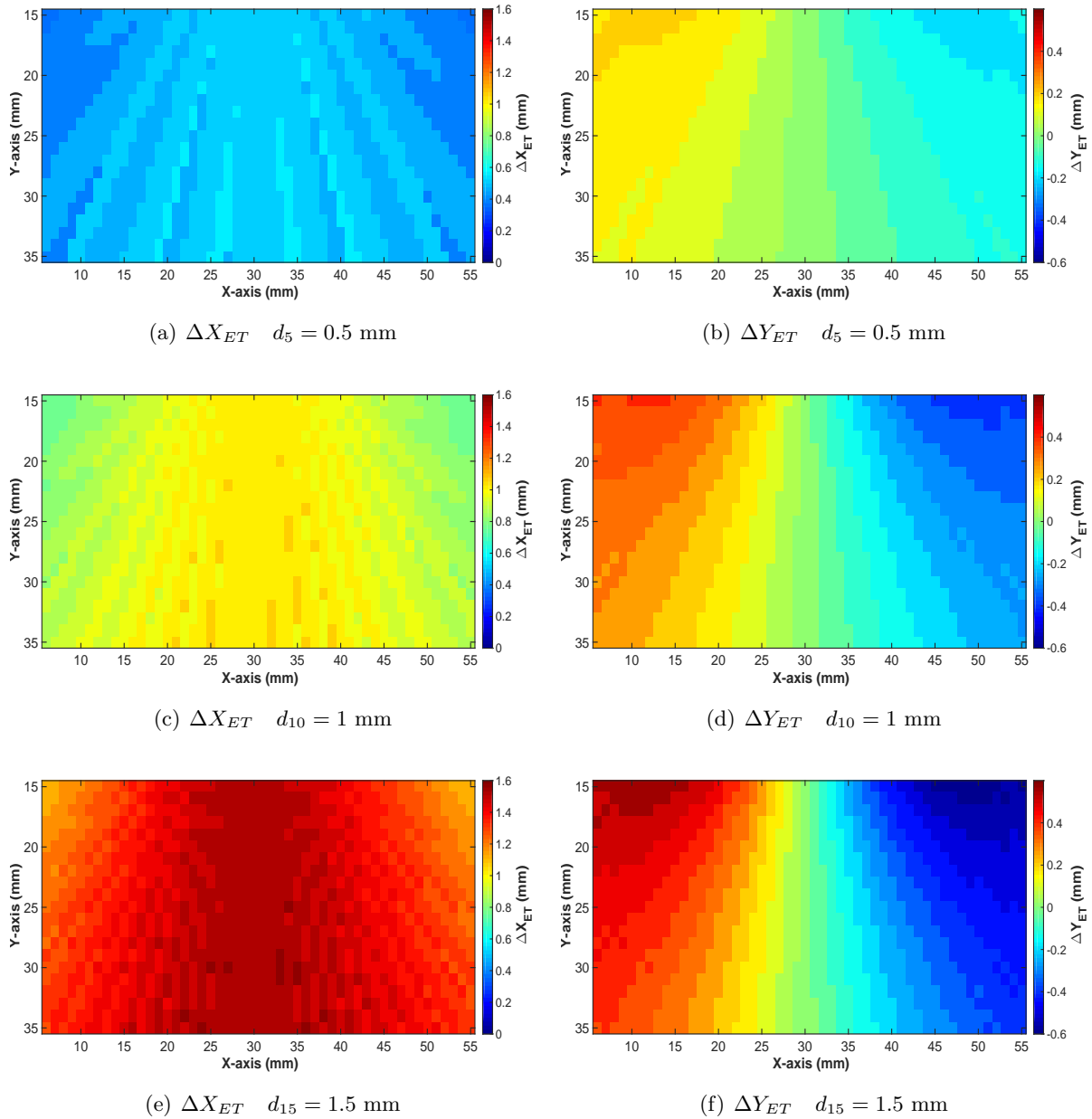


FIGURE 4.2 – Influence d'un décalage  $d_h$  dans la position du capteur sur la localisation du défaut. La pièce est insonifiée par une onde cylindrique. Erreurs en abscisse  $\Delta X_{ET}$  et en ordonnée  $\Delta Y_{ET}$ .

### Erreur de positionnement du défaut en ordonnée

Pour la configuration testée (un seul élément émetteur de coordonnée  $x_s = 30.8$  mm est actif en émission), si un défaut est situé strictement sous l'élément émetteur (même abscisse), alors aucune erreur n'est observée pour aucun des décalages, lors de l'estimation de l'ordonnée de sa position (cf. figure 4.2 (b), (d), (f)). On remarque également que l'erreur de positionnement

d'un défaut ne dépend pas de sa profondeur dans la pièce mais de sa distance par rapport à l'émetteur. Pour un décalage du capteur donné, plus l'abscisse du défaut est éloignée de l'abscisse de l'émetteur, plus l'erreur observée en ordonnée lors de sa localisation par la méthode est importante. Plus le décalage est important plus cette erreur évolue rapidement. L'erreur maximale observée pour un décalage  $d_{15} = 1.5$  mm est  $\Delta Y_{ET} = 0.6$  mm. On pressent à partir de ce résultat que si une onde plane est transmise lors de l'inspection des milieux alors l'erreur de positionnement du défaut en ordonnée sera nulle (cf. § 4.1.1.4).

### Erreur de positionnement du défaut en abscisse

Tout d'abord l'erreur observée sur le positionnement en abscisse (figure 4.2 (a), (c), (e)) est toujours plus importante que celle en ordonnée pour un décalage  $d_h$  donné.

On remarque également que l'erreur de positionnement d'un défaut varie peu en fonction de sa profondeur dans la pièce. La zone la plus sensible à une erreur de positionnement en abscisse est la zone située sous l'élément émetteur : pour un décalage  $d_h$  du capteur donné, l'erreur dans cette zone est de l'ordre du décalage  $d_h$ .

#### 4.1.1.4 Extension au cas d'une onde plane

Les résultats dans le cas d'une onde plane sont présentés sur la figure 4.3.

Il ressort que l'estimation de la position du défaut en ordonnée n'est pas sensible à la valeur du décalage dans le positionnement du capteur entre les différentes étapes du calcul de l'ET. D'autre part, l'erreur de positionnement du défaut en abscisse est de l'ordre du décalage  $d_h$  du capteur ultrasonore multiélément.

Revenons à la figure 3.15 (c) (présentée dans le chapitre 3) pour laquelle le maximum de l'énergie topologique est décalé de 1.1 mm en abscisse par rapport à la position réelle. D'après cette étude, ce décalage peut effectivement être expliqué par une erreur de positionnement de la barrette ultrasonore de 1.1 mm.

En pratique lors de l'application de la méthode de l'énergie topologique pour la localisation de défaut, une erreur de positionnement de la barrette ultrasonore peut facilement exister. Dans cette partie nous avons présenté une étude de sensibilité préliminaire permettant d'évaluer l'impact d'une telle erreur sur le résultat final en fonction de la position du défaut supposé ponctuel. Il ressort que la méthode semble robuste pour l'estimation de l'ordonnée du défaut. En revanche, l'estimation de l'abscisse du défaut est directement impactée par un décalage du capteur. la position (selon l'axe des abscisse) du capteur doit donc faire l'objet de précision lors du contrôle.

Une autre limitation de la méthode de l'énergie topologique concerne sa sensibilité aux variations possibles de la structure du milieu et à la connaissance des propriétés physiques. La partie

4.1.2 propose une étude préliminaire permettant d'évaluer les performances de la méthode à l'inspection des soudures.

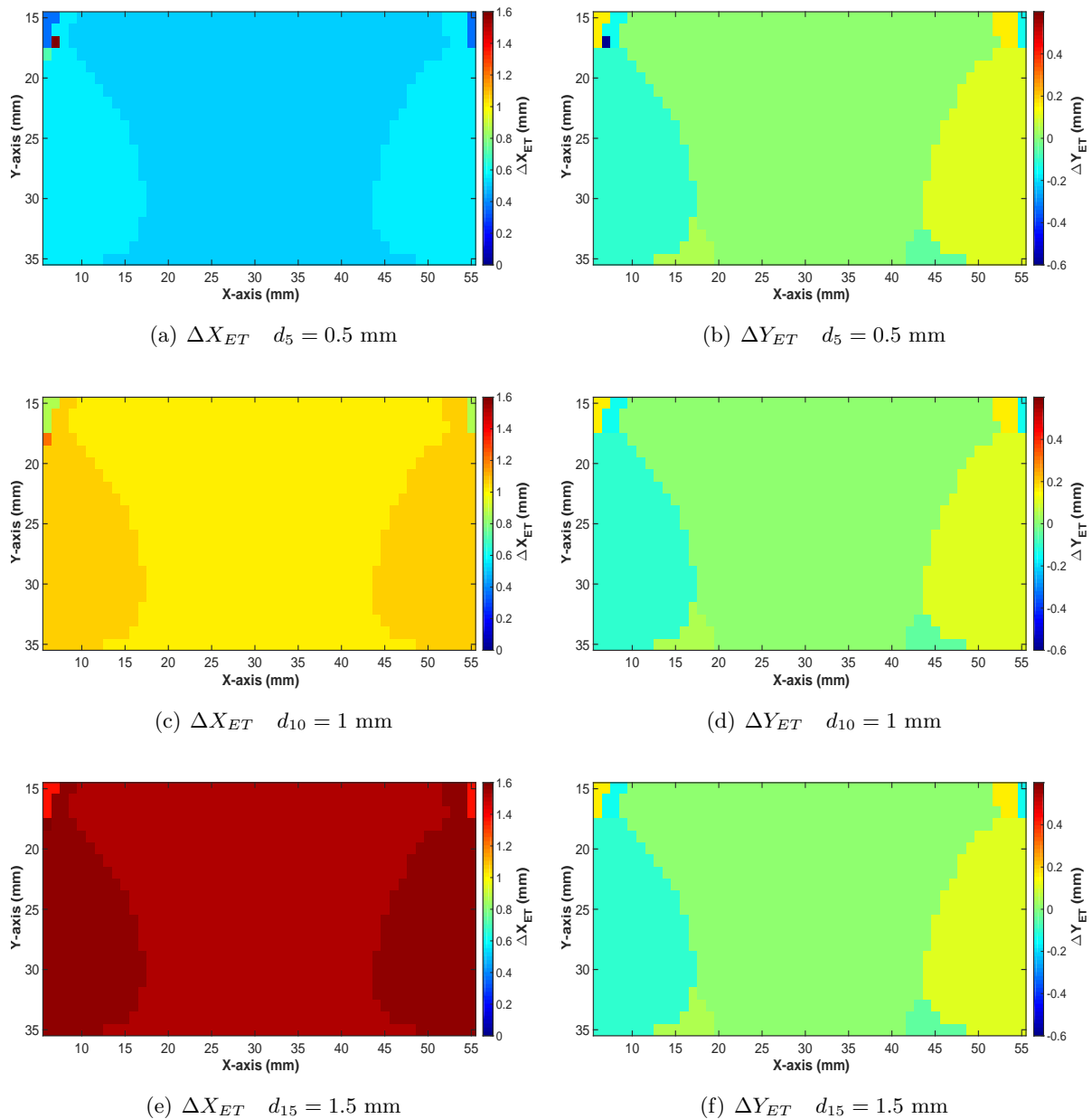


FIGURE 4.3 – Influence d'un décalage  $d_h$  dans la position du capteur sur la localisation du défaut. La pièce est insonifiée par une onde plane. Colonne de gauche : erreur en abscisse  $\Delta X_{ET}$  et colonne de droite : erreur en ordonnée  $\Delta Y_{ET}$ .

### 4.1.2 Sensibilité à la variabilité de structure lors du contrôle des soudures

La méthode de l'énergie topologique est une méthode différentielle fondée sur la connaissance *a priori* du milieu à inspecter. Elle est donc sensible d'une part, aux variations possibles de la structure entre l'état sain et l'état inspecté et d'autre part, aux erreurs de modélisation du champ acoustique. Ces deux sources d'erreurs sont d'autant plus probables que la structure inspectée est complexe. En conséquence, dans cette partie l'application de la méthode adjointe au contrôle de la soudure est discutée. Une analyse expérimentale de la variabilité de la structure de la soudure est d'abord présentée (§ 4.1.2.1). Puis, la sensibilité de la méthode à une erreur d'estimation de l'orientation des grains est abordée (§ 4.1.2.2).

#### 4.1.2.1 Variabilité expérimentale de la structure

Il est ressorti du chapitre 1 qu'au cours du procédé de fabrication et de l'étape de solidification de nombreux paramètres influent sur la structure finale de la soudure. L'opération de soudage étant complexe, on pressent que cette structure peut être variable le long de l'axe de soudage. Cependant, en appliquant la méthode de l'énergie topologique, l'hypothèse d'une structure invariante par translation le long de l'axe de soudage est faite. L'étude semi-expérimentale présentée dans le chapitre 3 (cf. figure 3.23) a démontré la robustesse de notre approche différentielle vis-à-vis des variations réelles de la structure de la soudure. L'analyse qui suit a pour objectif de quantifier l'effet de la variabilité de la structure de la soudure suivant l'axe de soudage sur les signaux ultrasonores expérimentaux.

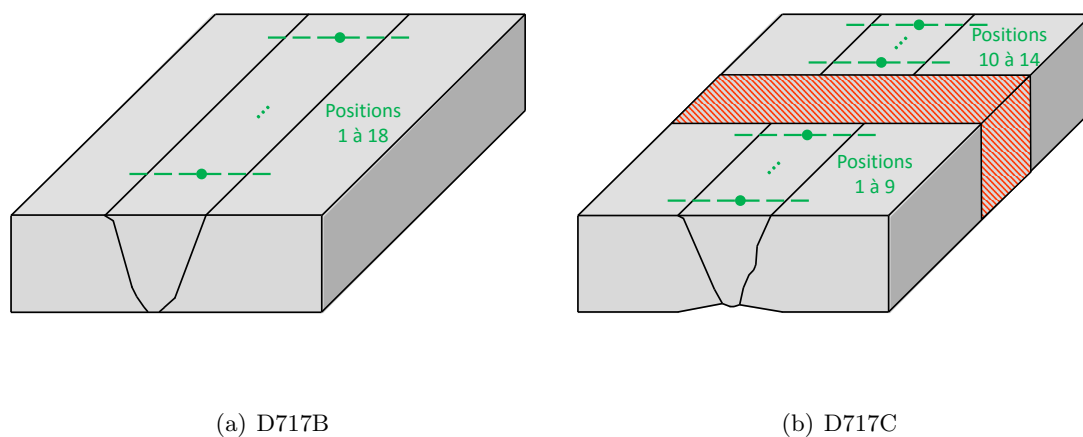


FIGURE 4.4 – Schémas des positions de mesures sur les deux soudures pour évaluer la variabilité de la structure de la soudure le long de l'axe de soudage.

L'étude a été réalisée à partir de signaux mesurés sur les portions saines des deux maquettes de soudures D717B et D717C (cf. figure 4.4). Pour chaque mesure, les 64 éléments de la barrette

(représentée en vert sur les schémas de la figure 4.4) sont actifs en émission : le milieu est insonifié par une onde plane. Le long de la soudure D717B, 18 mesures ont été effectuées soit 1 mesure tous les 3 mm. Concernant la soudure D717C, 9 et 5 mesures ont été respectivement effectuées sur deux portions saines distinctes (1 mesure tous les 3 mm sur chacune des portions). Les deux portions saines sont séparées par une zone dans laquelle est usinée l'entaille (cette zone est rayée en rouge sur la figure 4.4 (b)).

### Soudure D717B

Dans un premier temps l'étude compare les signaux enregistrés par l'élément central de la barrette ultrasonore (numéroté 33) aux différentes positions de mesures. L'élément central de la barrette ultrasonore, représenté par le rond vert sur la figure 4.4, est situé au milieu de la soudure. L'émission est effectuée par tous les éléments de la barrette simultanément. Les images de la figure 4.5 affichent les 18 traces temporelles reçues par l'élément central (numéro 33) après propagation de l'onde plane dans la soudure pour les 18 positions de mesure le long de l'axe de soudage. L'image 4.5 (a) laisse apparaître une bonne répétabilité du signal. Notamment, l'écho de fond est systématiquement détecté à  $t = 14 \mu s$ . L'image 4.5 (b) confirme cette observation : l'écart-type moyen d'amplitude est 1.9 Volt.

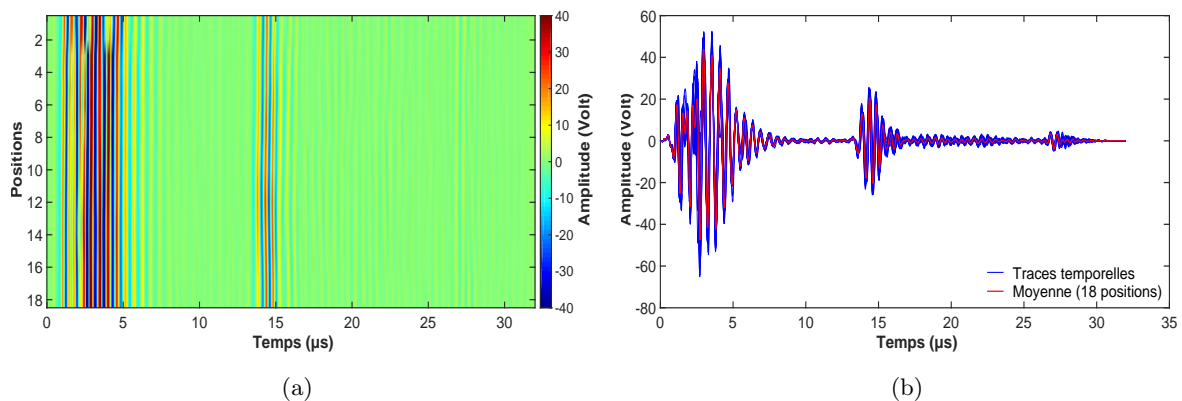


FIGURE 4.5 – Traces temporelles pour les 18 positions de mesure sur la soudure D717B et moyenne (signaux reçus par l'élément central numéro 33).

Ensuite, afin d'avoir une approche générale quantitative pour chaque élément, une intercorrélacion  $\Lambda_{1z}(\mathbf{x}_r, \tau)$  est calculée.

Pour chaque élément récepteur  $\mathbf{x}_r$ , l'intercorrélacion entre le signal temporel reçu à la position courante  $z$  de la barrette ultrasonore, noté  $s_z(\mathbf{x}_r, t)$  où  $z$  varie de 1 à 18, et celui reçu à la position de référence (position numéro 1), noté  $s_1(\mathbf{x}_r, t)$ , est évaluée de la façon suivante :

$$\Lambda_{1z}(\mathbf{x}_r, \tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} s_z^*(\mathbf{x}_r, t) s_1(\mathbf{x}_r, t + \tau) dt. \quad (4.13)$$

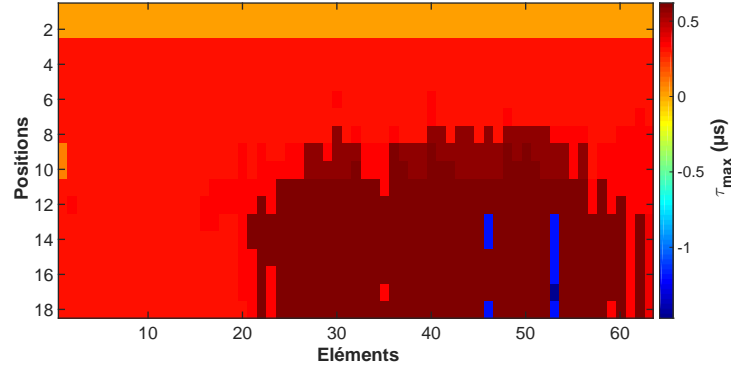


FIGURE 4.6 – Délai associé au maximum de l'intercorrélacion entre les signaux de la position courante et de la position de référence numéro 1 pour chaque élément récepteur sur la soudure D717B.

Pour chaque position de mesure  $z$  et pour chaque élément récepteur  $\mathbf{x}_r$  de la barrette ultrasonore, le délai  $\tau_{max}$ , pour lequel l'intercorrélacion atteint son maximum, est déterminé :

$$I(\mathbf{x}_r, z) = \tau_{max} \quad \text{tel que} \quad \forall \tau, \Lambda_{1z}(\mathbf{x}_r, \tau_{max}) \geq \Lambda_{1z}(\mathbf{x}_r, \tau). \quad (4.14)$$

Les résultats  $I(\mathbf{x}_r, z)$ , sont représentés sur la figure 4.6.

On remarque une certaine cohérence spatiale à l'intérieur de la zone d'essai. De plus, la représentation de la figure 4.6 nous permet de valider que tous les éléments de la barrette fonctionnent correctement. En effet, si un élément présentait un dysfonctionnement, il présenterait systématiquement une valeur absurde pour le délai  $\tau_{max}$  pour chacune des 18 positions.

### Soudure D717C

La même procédure est réalisée sur la soudure non arasée référencée D717C. Sur la figure 4.7 (a) les signaux reçus par l'élément central (numéro 33), pour 14 positions de mesures le long de l'axe de soudage, sont représentés.

Il ressort que sur chacune des zones les signaux semblent très ressemblant, en revanche un net décalage temporel est observé sur l'écho de fond entre la première série (positions 1 à 9) et la seconde (position 10 à 14). Cette discontinuité peut être expliquée par une modification dans la structure de la soudure ou par une discontinuité du fond de la soudure dû au délardage. L'écart-type en amplitude vaut 2.1 Volt dans ce cas.

*Remarque :* Sur la figure 4.7 (b) (soudure D717C) l'amplitude de l'écho de fond est plus faible que sur la figure 4.5 (b) (soudure D717B) pour une même configuration de mesure. Les rapports signal sur bruit sont calculés pour les deux soudures à partir de l'amplitude de l'écho de fond et de celle du bruit. On obtient pour les deux soudures les valeurs suivantes :  $RSB_{D717B} = 34 \text{ dB}$  et  $RSB_{D717C} = 18.2 \text{ dB}$ . La différence est due au délardage de la soudure D717C qui cause une

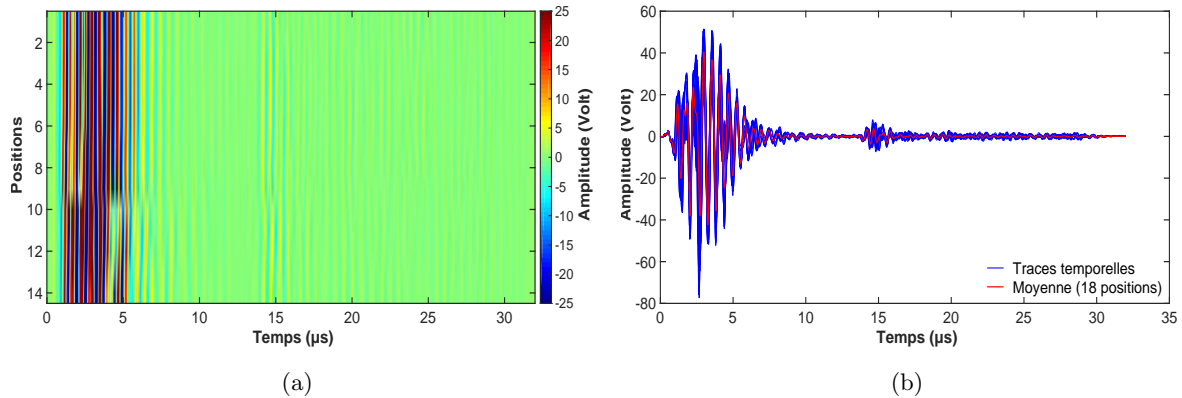


FIGURE 4.7 – Traces temporelles pour les 14 positions de mesure sur la soudure D717C et moyenne (signaux reçus par l'élément central numéro 33).

*perte de l'énergie par réflexion et diffraction sur le fond non arasé et donc rugueux.*

Une intercorrélacion est calculée de la même façon que précédemment (Eq. 4.13). Le résultat est présenté sur la figure 4.8. On note la même discontinuité marquée entre les deux zones de tests.

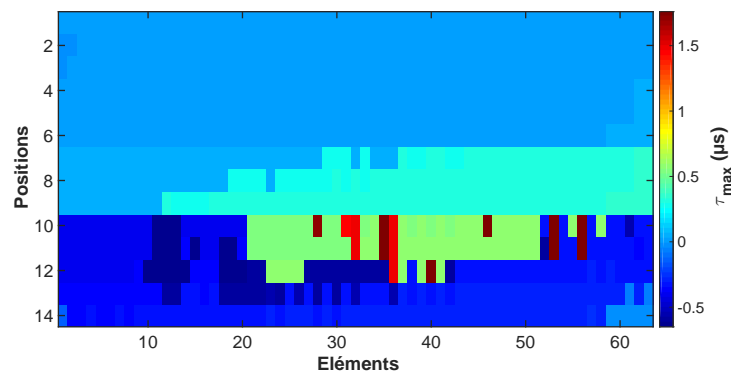


FIGURE 4.8 – Délai associé au maximum de l'intercorrélacion entre les signaux de la position courante et de la position de référence numéro 1 pour chaque élément sur la soudure D717C.

A travers cette étude, la variabilité réelle de la structure de la soudure sur les signaux ultrasonores expérimentaux a été mise en exergue. Nous montrons ainsi que la structure de la soudure n'est pas constante. Les fluctuations observées sur les signaux ultrasonores mesurés le long de l'axe de soudage peuvent être expliquées par les variations dans l'orientation des grains de la soudure et la discontinuité du fond. Les variations d'orientation apparaissent lors du processus de refroidissement et de solidification de la soudure. Elles agissent d'une part sur la déviation et



la division du faisceau ultrasonore et d'autre part sur la célérité des ondes.

Pour l'application de la méthode de l'énergie topologique nous supposons que la structure est constante le long de l'axe de soudage. Nous avons besoin de modéliser la propagation des ondes ultrasonores dans cette structure. Un écart entre la structure réelle et celle modélisée peut engendrer une dégradation du résultat en terme de rapport signal sur bruit. C'est ce que nous introduisons dans le paragraphe suivant.

#### 4.1.2.2 Sensibilité vis-à-vis du modèle

La méthode étant fondée sur un modèle numérique, une erreur de modélisation du champ acoustique peut dégrader le résultat. Nous proposons dans ce paragraphe une étude numérique préliminaire permettant d'appréhender la sensibilité de la méthode de l'énergie topologique vis-à-vis d'une erreur dans la description d'orientation des grains de la soudure. Bien entendu, d'autres paramètres tels que les constantes d'élasticité ou l'atténuation influent.

#### Démarche proposée

L'analyse présentée est réalisée sur la soudure D717C dont la description en grands domaines homogènes et les orientations des grains issues de l'analyse de la macrographie sont données sur la figure 3.2 (c).

L'étude consiste à simuler une erreur du modèle par rapport à la réalité. Pour cela, dans la procédure de l'énergie topologique, une erreur sur l'orientation des grains est introduite uniquement lors de la mesure sur l'état endommagé. Les mesures sur l'état sain, le champ direct et le champ adjoint sont calculés à partir de la description initiale de la soudure. L'erreur est introduite dans le domaine 8, au centre de la soudure, afin de profiter d'un effet cumulatif de déviation. La valeur de l'erreur est choisie de telle sorte à majorer celle envisagée par Rupin [Rup14], ce qui correspond à  $\Delta\theta$  égal à  $+7^\circ$  ou  $-7^\circ$ . L'orientation initiale  $\theta_8$  est alors perturbée de la façon suivante :  $\theta_8 = \theta_8 + \Delta\theta$ . Alternativement, un défaut est placé ou non dans ce domaine. Le tableau 4.1 récapitule l'ensemble des cas traités pour le milieu inspecté.

Les résultats sont présentés en deux temps :

- calcul de l'énergie topologique entre le milieu de référence et le milieu perturbé par une erreur dans l'orientation des grains du domaine 8 et sans défaut (première colonne du tableau 4.1),
- calcul de l'énergie topologique entre le milieu de référence et un milieu inspecté contenant un défaut dans le domaine dont l'orientation des grains est erronée (seconde colonne du tableau 4.1).

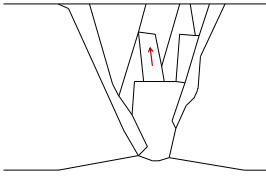
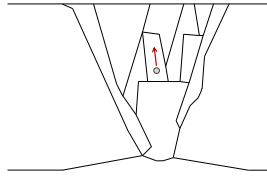
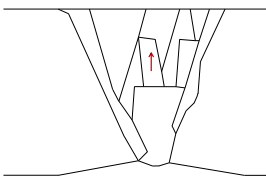
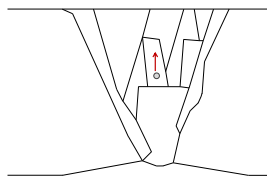
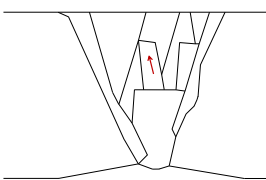
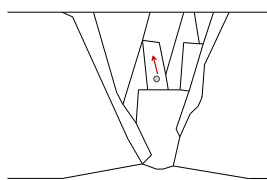
	Milieu inspecté	
	Sans défaut	Avec défaut
$\Delta\theta = 0^\circ$		
$\Delta\theta = +7^\circ$		
$\Delta\theta = -7^\circ$		

TABLEAU 4.1 – Représentation des différents états inspectés.

## Résultats

- Tout d'abord l'énergie topologique conventionnelle (Eq. 2.60) a été calculée pour visualiser la signature des deux perturbations introduites dans le domaine 8.

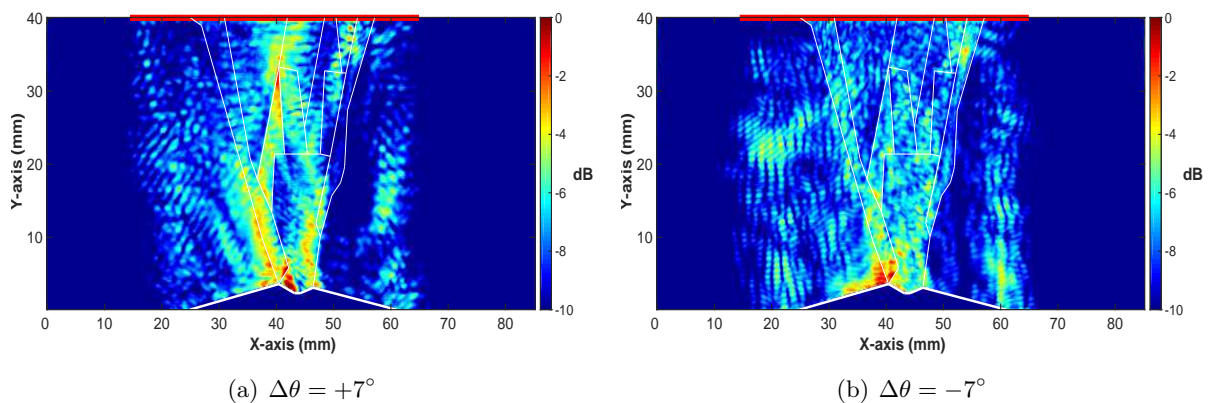


FIGURE 4.9 – Energie topologique conventionnelle (Eq. 2.60) lorsque le milieu inspecté est perturbé par une erreur dans l'orientation des grains dans le domaine 8.

La figure 4.9 illustre les résultats. Ces images valident la présence d'une perturbation entre le milieu sain et le milieu inspecté puisque l'énergie n'est pas nulle. Toutefois, pour aucun des deux cas testés la perturbation n'est localisée.

- Un défaut (trou d'air de 1 mm de diamètre) est désormais introduit dans la zone 8 dont l'orientation est erronée (colonne 2 du tableau 4.1). L'énergie topologique de diffraction (Eq. 2.95) est calculée afin d'évaluer la qualité de détection de ce défaut pour les deux erreurs dans l'orientation des grains ( $\Delta\theta = +7^\circ$  et  $\Delta\theta = -7^\circ$ ). Les résultats, affichés sur la figure 4.10, sont à comparer avec le résultat de référence (figure 3.21 (b)) obtenu lorsque aucune erreur d'orientation n'existe.

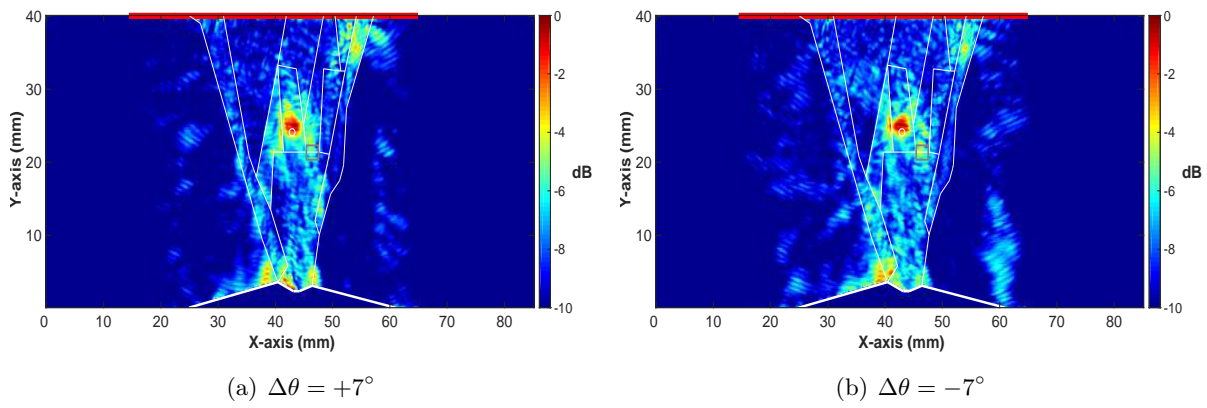


FIGURE 4.10 – Énergie topologique de diffraction (Eq. 2.95) pour la détection d'un trou situé dans une zone perturbée par une erreur dans l'orientation des grains. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit.

Lorsque le défaut est situé dans la zone perturbée par une erreur d'orientation, sa détection et sa localisation par la méthode de l'énergie topologique demeure efficace malgré un rapport signal sur bruit dégradé. En effet, nous obtenons un rapport signal sur bruit de 4 dB pour une erreur  $\Delta\theta = +7^\circ$  et de 5 dB pour une erreur  $\Delta\theta = -7^\circ$  tandis que le RSB initial était de 8 dB (cf. figure 3.21). On peut également relever un léger décalage dans la localisation du défaut. Sur les images intégrant une erreur d'orientation des grains respectivement de  $+7^\circ$  et  $-7^\circ$ , le maximum de l'énergie topologique est excentré de 0.5 mm respectivement vers la droite et vers la gauche par rapport à la position du pic d'amplitude maximale de l'énergie topologique dans le cas de référence illustré figure 3.21 (b). Ce décalage est faible par rapport à la longueur d'onde ( $\lambda \approx 2.8$  mm).

Cette étude a montré qu'une erreur introduite dans l'orientation des grains cause une dégradation du rapport signal sur bruit. En présence d'un trou génératrice, la méthode de l'énergie topologique reste robuste : ce dernier est correctement détecté et localisé avec un rapport signal sur bruit suffisant. Dans le chapitre 3 nous avons noté que l'énergie topologique pour la détection

et la localisation d'une entaille dans une soudure est moins efficace. En présence d'une erreur de modèle, les images obtenues pourraient devenir difficiles à interpréter.

**Synthèse** – Des analyses de sensibilité préliminaires de la méthode de l'énergie topologique vis-à-vis de la position des capteurs et de la variation de la structure entre les deux mesures viennent d'être présentées. Il ressort que la méthode de l'énergie topologique semble fiable et robuste pour la détection et la localisation d'un trou. Il ressort également que la limitation la plus contraignante dans le cas de l'inspection de la soudure est la connaissance du milieu (orientation des grains, propriétés élastiques, atténuation...) nécessaire pour construire le modèle de propagation. Ainsi, il faudrait d'une part mieux connaître la soudure pour prédire les erreurs maximales possibles dans l'orientation des grains et d'autre part tester l'influence d'une erreur dans les constantes d'élasticité sur l'énergie topologique.

Dans la section suivante, deux approches fondées sur la connaissance *a priori* du milieu et visant à améliorer le résultat de l'énergie topologique pour l'inspection des soudures sont présentées.

## 4.2 Amélioration des résultats d'ET sur la soudure

En raison de leur caractère anisotrope et hétérogène, la localisation de défaut dans les soudures est complexe et les images obtenues par la méthode de l'énergie topologique sont souvent bruitées. Dans le chapitre 3 quelques limitations ont été introduites notamment concernant la capacité de la méthode à détecter et localiser une entaille. A travers des exemples numériques nous allons montrer dans la partie 4.2.1 que la qualité de l'image finale varie selon la position du défaut dans la soudure. Puis des améliorations sont présentées dans le but d'obtenir des images avec un meilleur rapport signal sur bruit. Notamment, afin d'augmenter l'intelligibilité des images, l'énergie topologique peut être normalisée (partie 4.2.1). Une autre approche consiste à exploiter les propriétés de retournement temporel pour focaliser l'énergie vers des sources ultrasonores internes plus adaptées aux défauts à caractériser (partie 4.2.2).

### 4.2.1 Compensation de l'influence de la position du défaut dans la soudure

La qualité des images obtenues par la méthode de l'énergie topologique est sensible à l'inhomogénéité de la soudure. Dans cette partie nous allons mettre en évidence que la position du défaut au sein de la soudure impacte le rapport signal sur bruit en détection. Afin de corriger cet effet, nous proposons de normaliser les images par la distribution de l'insonification ultrasonore dans la soudure. L'étude est d'abord réalisée sur la soudure D717B (§ 4.2.1.1) afin d'illustrer la problématique pour la détection d'un trou. Puis, les limites de la normalisation sont évoquées à travers deux cas plus complexes sur la soudure D717C (§ 4.2.1.2).

### 4.2.1.1 Soudure D717B

#### Fonction d'insonification ultrasonore

Dans le chapitre 3 l'application de l'énergie topologique pour la détection d'un trou dans la soudure a été validée numériquement (cf. figure 3.21) avec un bon rapport signal sur bruit (RSB de 8 dB). En effet, le défaut alors considéré était localisé dans une zone fortement insonifiée par l'onde ultrasonore (défaut représenté en rose sur la distribution de la figure 4.11).

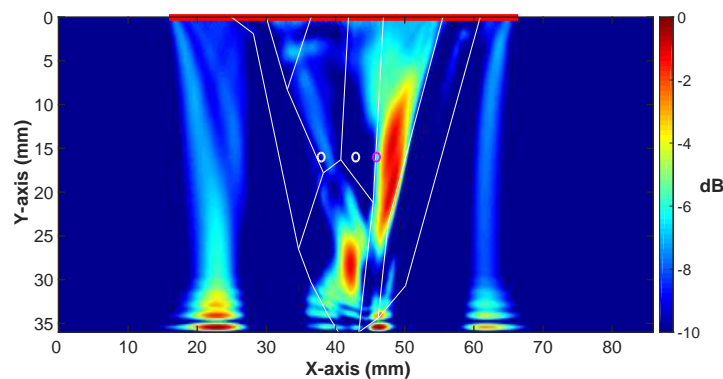


FIGURE 4.11 – Distribution de l'énergie ultrasonore dans la soudure D717B et positions des trous testés.

Cette figure représente une fonction d'insonification (Eq. 3.1), équivalente à l'énergie ultrasonore, en chaque point du milieu.

#### Influence de la position du défaut

Un défaut situé dans une zone fortement insonifiée a une probabilité plus élevée d'être détecté (rapport signal sur bruit élevé). Afin de mettre en évidence ce phénomène, la méthode de l'énergie topologique est appliquée pour détecter le même trou de 1 mm de diamètre situé tour à tour à deux autres positions (en blanc sur la figure 4.11). L'énergie topologique de diffraction définie par la relation (2.95) est calculée pour les deux cas et les résultats sont affichés sur la figure 4.12. Le premier des deux trous testés ( $x_{trou1} = 38$  mm) est localisé dans une zone de plus forte énergie que le second ( $x_{trou2} = 43$  mm). Il en résulte sur la figure 4.12 (a), que ce premier défaut est détecté avec un très bon rapport signal sur bruit (RSB de 9 dB), seuls quelques faibles artéfacts sont présents dans la zone la plus énergétique. Rappelons que lors de l'imagerie du défaut situé dans cette zone (cf. figure 3.21 (a)) aucun artéfact n'était visible. En revanche, la reconstruction du défaut situé dans une zone de faible énergie (cf. figure 4.12 (b)) présente de forts artéfacts qui suivent les zones de forte énergie identifiées sur la distribution de la figure 4.11. Le rapport signal sur bruit chute à 5 dB.

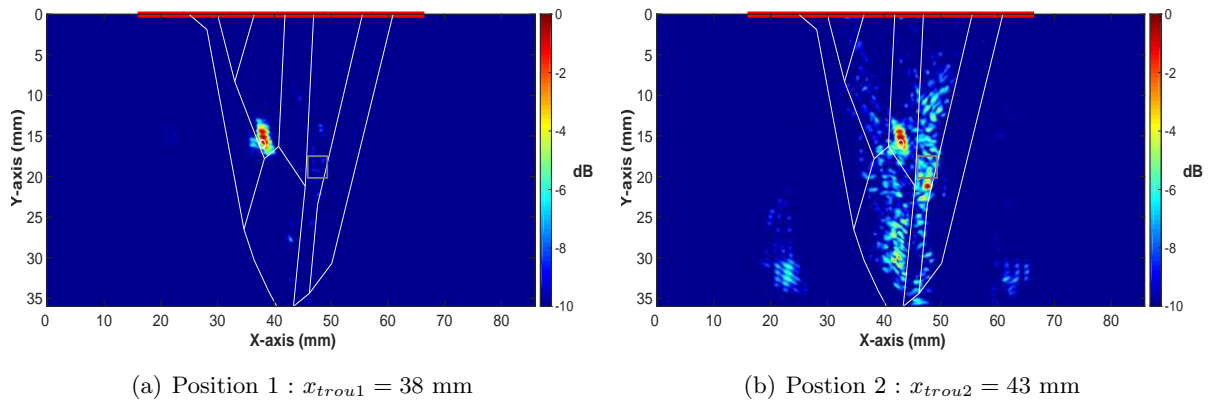


FIGURE 4.12 – Energies topologiques de diffraction pour la détection et la localisation d'un trou de 1 mm de diamètre dans la soudure D717B. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit.

### Normalisation

Afin de compenser cet effet dû à la distribution d'insonification ultrasonore inhomogène dans la soudure (cf. figure 4.11) et de permettre de détecter un même défaut avec le même rapport signal sur bruit quelque soit son emplacement, une normalisation de ces images par la fonction d'insonification peut être effectuée. En effet, les défauts se situant dans une zone faiblement énergétique sont rehaussés en divisant la valeur de l'énergie topologique de diffraction obtenue par la valeur de la fonction d'insonification en chaque point  $\mathbf{x}$  du milieu.

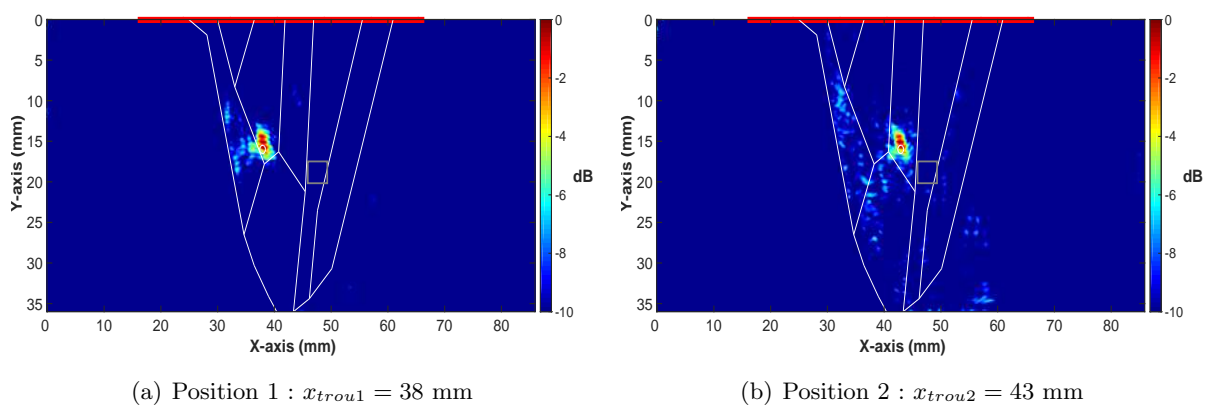


FIGURE 4.13 – Energies topologiques de diffraction normalisées pour la détection et la localisation d'un trou de 1 mm de diamètre dans la soudure D717B. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit.

Les résultats obtenus sont donnés sur la figure 4.13. La normalisation semble efficace, les RSB sont meilleurs : respectivement 15 dB et 12 dB pour les positions 1 et 2 du défaut. Pour la seconde position on remarque que la principale zone de bruit de structure observée sur la figure

4.12 (b) disparaît mais une nouvelle zone à gauche du défaut est révélée sur la figure 4.13. Cette technique de compensation rehausse également le niveau de bruit de structure.

#### 4.2.1.2 Soudure D717C

##### Fonction d'insonification ultrasonore

Deux insonifications ultrasonores de la soudure D717C sont représentées sur la figure 4.14 :

- (a) les 64 éléments de l'antenne ultrasonore (représentée par la ligne rouge) sont actifs en émission,
- (b) seuls les éléments au dessus de la zone fondue sont actifs en émission.

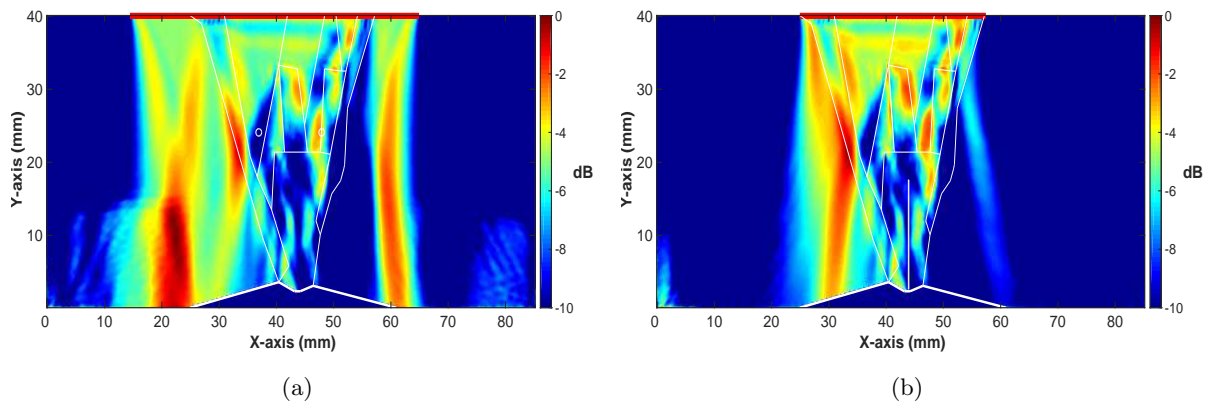


FIGURE 4.14 – Distributions de l'insonification ultrasonore dans la soudure D717B et positions des défauts testés. (a) 64 éléments actifs en émission. (b) 35 éléments actifs en émission.

En comparant ces deux images, il semble peu judicieux de transmettre de l'énergie en dehors de la zone fondue puisque l'énergie en son sein n'est pratiquement pas modifiée et que l'énergie à l'extérieur est réduite.

##### Détection de deux trous

Deux défauts (trou d'air de 1 mm de diamètre) sont introduits au sein de la soudure : le premier dans une zone fortement énergétique et le second dans une zone faiblement énergétique (défauts représentés en blanc sur la figure 4.14 (a)).

L'énergie topologique de diffraction (cf. figure 4.15 (a)) détecte le premier défaut avec un rapport signal sur bruit élevé (13 dB) tandis que le second défaut est à peine détecté (RSB de 6 dB). En normalisant cette image par la distribution de l'énergie ultrasonore, les deux défauts sont révélés avec le même rapport signal sur bruit de 9 db (cf. figure 4.15 (b)). Cependant, le bruit de structure est également rehaussé et des artéfacts fortement énergétiques apparaissent.

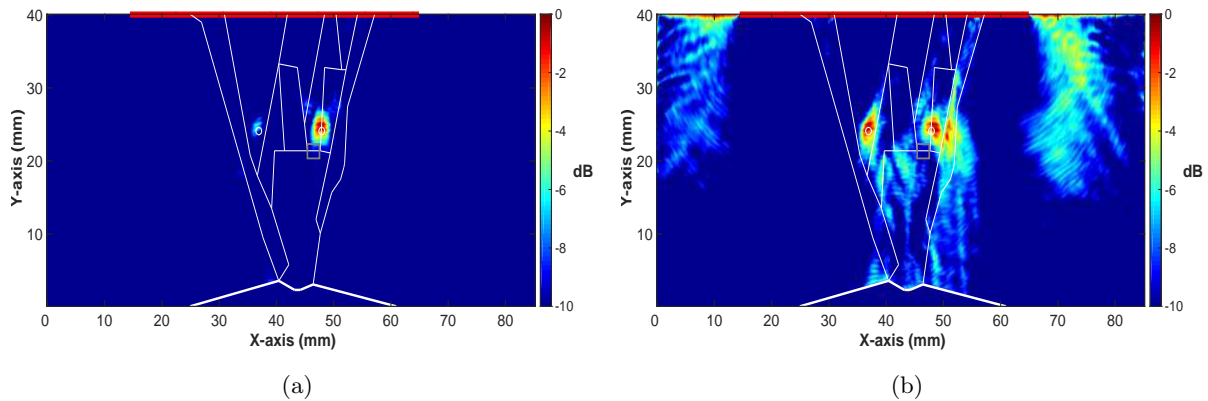


FIGURE 4.15 – Energies topologiques de diffraction (a) initiale et (b) normalisée pour la détection et la localisation de deux trous. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit.

*Remarque : Pour chacun des résultats des paragraphes 4.2.1.1 et 4.2.1.2, le RSB donné est calculé comme défini dans le paragraphe 3.1.3.2 par souci de consistance. Il est important de noter que dans le cas des figures normalisées, le choix de la zone de calcul de bruit (qui correspond à une zone fortement énergétique sans la normalisation) ne rend plus compte du cas le plus défavorable. Afin de quantifier le niveau du bruit de structure, nous avons calculé le niveau de bruit de structure moyen avant (cf. figures 4.12 et 4.15 (a)) et après (cf. figures 4.13 et 4.15 (b)) normalisation sur toute la zone fondue en excluant la zone avec le défaut. Les résultats sont synthétisés dans le tableau 4.2.*

	$x_{\text{trou1}} = 38 \text{ mm}$	$x_{\text{trou2}} = 43 \text{ mm}$	Deux trous
Avant normalisation	15 dB	12 dB	14 dB
Après normalisation	14 dB	13 dB	10 dB

TABLEAU 4.2 – Niveau moyen du bruit de structure dans la zone fondue en dB.

### Détection de l'entaille

L'entaille verticale débouchante de 15 mm de hauteur et 0.1 mm de largeur est désormais placée à la racine de la soudure.

L'énergie topologique de diffraction (figure 4.16 (a)) ne renseigne pas sur la localisation de la tête de l'entaille. La normalisation de cette image par la distribution de l'insonification ultrasonore (figure 4.16 (b)) semble révéler la tête de l'entaille. Toutefois le rapport signal sur bruit est insuffisant pour conclure quant à la localisation du défaut.



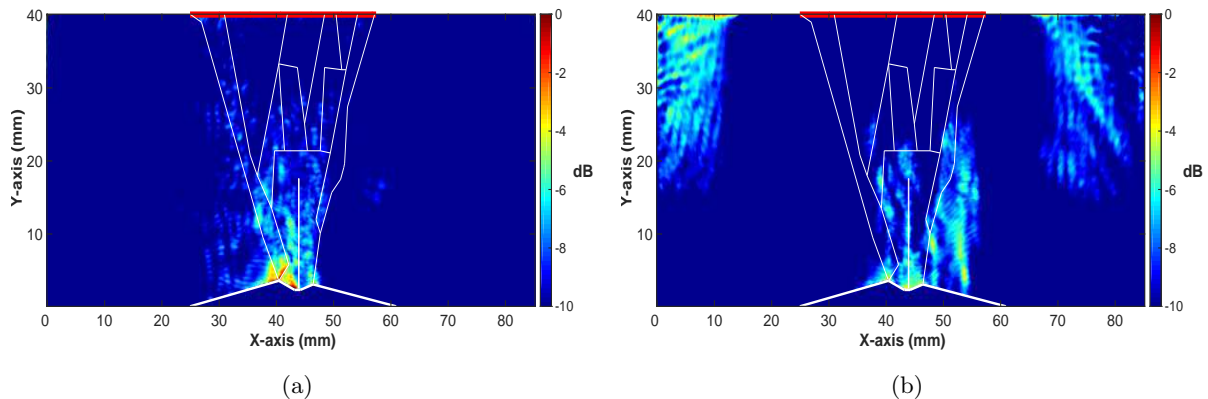


FIGURE 4.16 – Energies topologiques de diffraction (a) initiale et (b) normalisée pour la détection et la localisation d'une entaille de 15 mm de hauteur et 0.1 mm de largeur dans la soudure D717C.

**Synthèse** – Ces différents cas d'étude confirment la capacité de la normalisation à compenser en partie les inhomogénéités de distribution de l'énergie et donc à rendre constante (au sein de la soudure) la probabilité de détection. Cependant, notamment pour la détection de deux trous, le bruit généré par la structure interne de la soudure est rehaussé (cf. tableau 4.2) et des artéfacts apparaissent. D'autre part, le contraste dans la représentation de l'entaille n'est pas suffisant et ne permet pas l'interprétation du résultat.

Aussi, nous envisageons dans la partie suivante une approche alternative consistant à créer des sources au sein de la soudure afin de réduire la distorsion induite par la propagation dans le milieu complexe.

#### 4.2.2 L'Énergie Topologique à partir de sources focalisées

Lors de l'insonification de la soudure par une onde plane, l'énergie ultrasonore est fortement déviée. Selon la position ou le type du défaut, ce comportement du faisceau ultrasonore dans la soudure empêche une détection robuste du défaut et peut invalider l'hypothèse de réciprocité. La possibilité de gérer la focalisation du faisceau ultrasonore au sein de la soudure permettrait de palier cette difficulté.

Ainsi, la focalisation du faisceau ultrasonore pour l'inspection de la soudure a pour objectifs de :

- minimiser la division et la déviation du faisceau ultrasonore incident,
- donner la possibilité de choisir le lieu et la forme de la source au sein de la soudure,
- insonifier les défauts avec plus d'énergie,
- réduire les distances relatives de propagation (entre le défaut et la source ultrasonore interne).

Un court état de l'art des méthodes de focalisation sélective est effectué (§ 4.2.2.1). Notre approche est détaillée (§ 4.2.2.2) avant d'être mise en œuvre pour l'amélioration de la détection de deux trous (§ 4.2.2.3) et d'une entaille (§ 4.2.2.4) dans la soudure D717C.

#### 4.2.2.1 Problématique de la focalisation ultrasonore

La technologie des capteurs multiéléments a permis de multiplier les applications de la focalisation ultrasonore. Tout d'abord, dans un milieu homogène, la focalisation du faisceau incident est rendue possible grâce à l'application de lois de retard. Dans un milieu complexe, les propriétés du retournement temporel (cf. § 1.5.3.1) sont exploitées pour focaliser l'énergie vers les plus fortes hétérogénéités. Rappelons par exemple que la méthode DORT (§ 1.5.3.2) permet d'effectuer une focalisation sélective vers les diffuseurs les plus échogènes sans connaissance du milieu réverbérant inspecté. D'autre part, une étude récente [Rod16] propose une méthode de focalisation sélective vers le diffuseur de son choix. Elle est fondée sur une analyse du résultat de l'énergie topologique qui met en évidence les défauts du milieu inspecté. L'approche consiste à sélectionner sur l'image finale de l'énergie topologique le défaut sur lequel on souhaite focaliser l'énergie. L'image est alors filtrée : la zone autour du défaut est conservée tandis que le reste de l'image est mis à zéro. Enfin, par une procédure d'inversion, la signature acoustique du défaut d'intérêt est calculée à partir de l'image filtrée. Contrairement à la méthode DORT cette méthode permet d'obtenir la signature ultrasonore du diffuseur de son choix parmi tous les défauts observés en amont dans l'image de l'énergie topologique.

Pour résoudre au mieux notre problème d'imagerie, nous souhaitons contrôler la focalisation de l'onde ultrasonore incidente lors de l'inspection du milieu de référence et du milieu inspecté vers une zone de notre choix (proche du défaut). La zone de focalisation se comportera alors comme une source ultrasonore. La création de cette source focalisée est rendue possible par une simulation numérique en exploitant la connaissance *a priori* du milieu et le principe du retournement temporel (cf. § 1.5.3.1). Notons que l'approche décrite dans la suite est évaluée numériquement mais une validation expérimentale est envisageable.

#### 4.2.2.2 Principe méthodologique

La démarche consiste à créer une source proche des défauts au sein de la soudure de façon à les insonifier avec une forte énergie.

Deux étapes sont donc nécessaires pour construire l'image de l'énergie topologique :

1. Pour chaque élément récepteur  $\mathbf{x}_r$ , un nouveau signal d'émission,  $\phi_{sv}$ , associé à une source interne à la soudure est créé. Cette étape, rendue possible par l'application du principe de retournement temporel (cf. § 1.5.3.1), se décompose en deux temps :

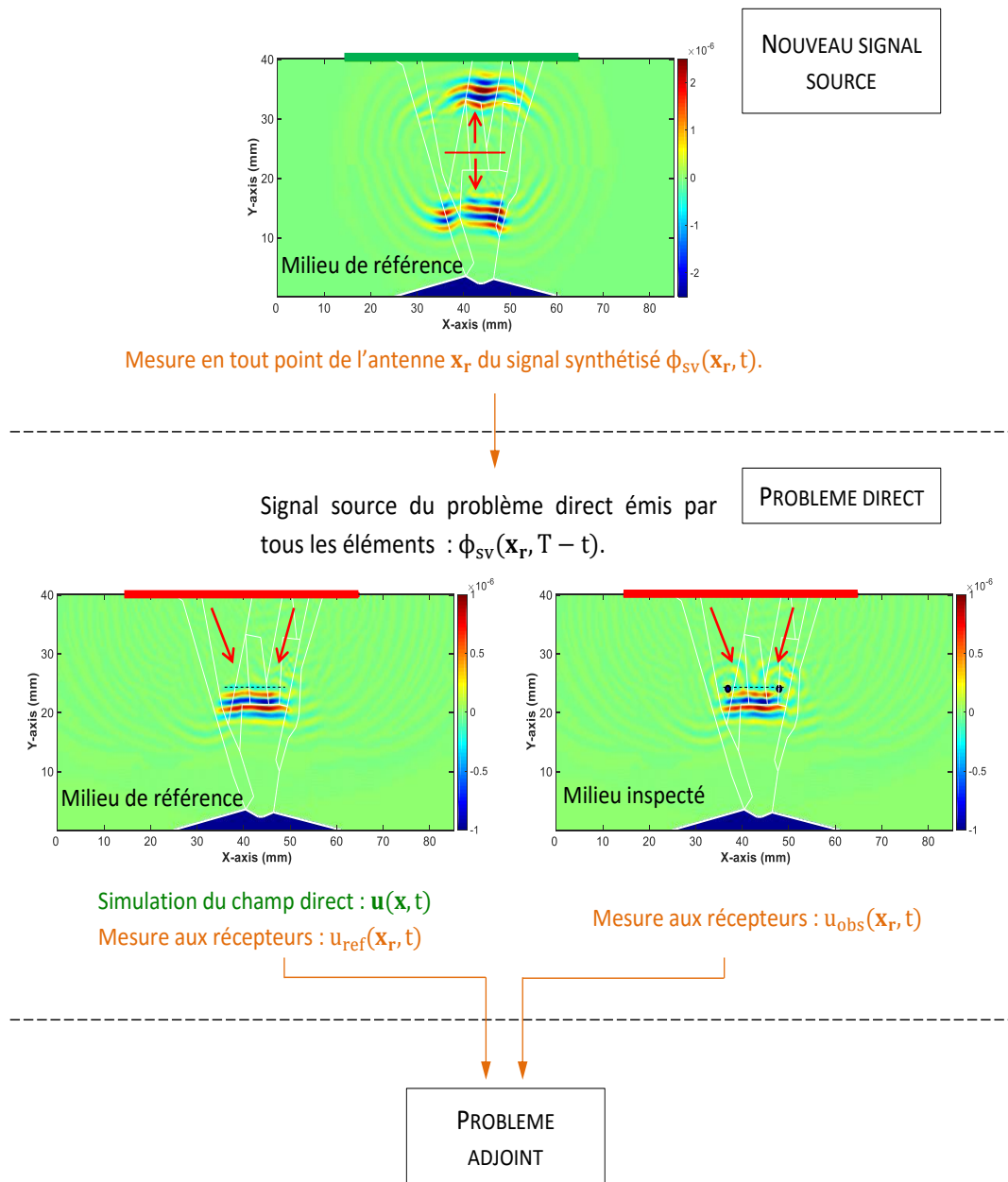


FIGURE 4.17 – Schéma de principe de la méthode de l'énergie topologique à partir d'une source initiale interne.

- une source de forme spatio-temporelle arbitraire, située au sein du modèle de référence insonifie le milieu (pour notre étude nous utilisons un pulse gaussien),
- pendant la propagation de l'onde dans la soudure, les signaux,  $\phi_{sv}(\mathbf{x}_r, t)$ , sont enregistrés sur les  $N$  points récepteurs situés à la surface de la pièce correspondant au  $N$  éléments de la barrette ultrasonore utilisée en pratique.

Les signaux  $\phi_{sv}(\mathbf{x}_r, t)$  ainsi enregistrés par les  $N$  éléments intègrent toutes les distorsions induites par la propagation. Lors de l'étape de rétropropagation, l'énergie ultrasonore se focalisera au lieu où l'onde a été virtuellement émise. Si un défaut est proche de cette source il sera alors insonifié avec une plus forte intensité.

2. La seconde étape consiste à appliquer le procédé de l'énergie topologique en insonifiant les milieux sain et endommagé avec le signal construit lors de l'étape 1 retourné temporellement  $\phi_{sv}(\mathbf{x}_s, T - t)$ .

Le schéma de la figure 4.17 décrit l'ensemble du protocole. Notons que la source interne de l'étape 1, qui peut être linéaire ou ponctuelle, est localisée au lieu de son choix dans la soudure. Les choix du type de source et de sa localisation dépendent du défaut recherché. Deux exemples d'application sont présentés dans les paragraphes suivants.

#### 4.2.2.3 Détection de deux trous

La méthode est d'abord éprouvée en considérant le problème de la détection de deux trous de 1 mm de diamètre situés en des lieux d'intensité d'insonification très différents. Rappelons en effet que d'une part l'énergie topologique de diffraction ne détecte pas les deux défauts avec le même RSB (cf. figure 4.15 (a)) et que, d'autre part, la normalisation de l'image crée des artefacts (cf. figure 4.15 (b)) .

Aussi, une source linéaire et horizontale est générée au niveau des défauts (elle est représentée en pointillés sur la figure 4.18) afin d'insonifier les défauts avec la même énergie et de palier les conséquences de l'hétérogénéité de la soudure.

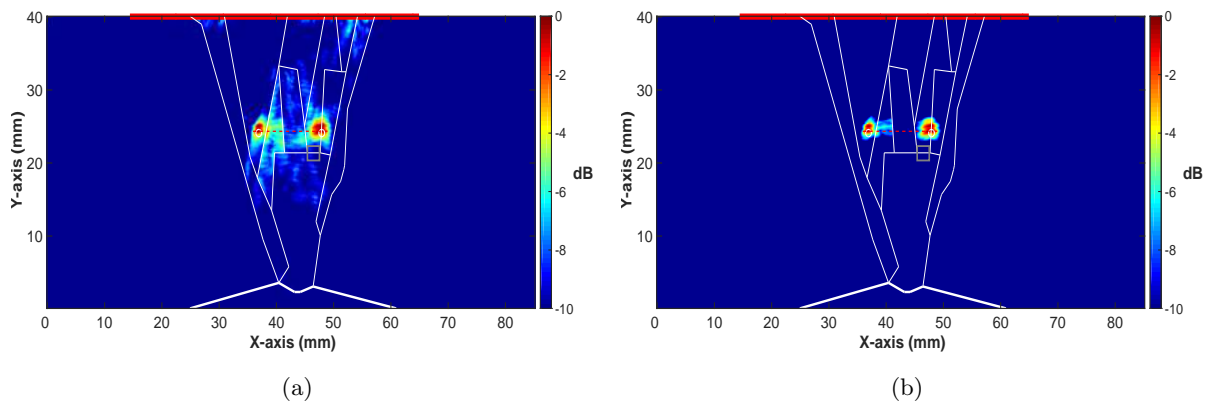


FIGURE 4.18 – Énergie topologique de diffraction construite à partir d'une source interne (représentée par le segment rouge en pointillés) pour la détection de deux trous. (a) Intégration sur tous les temps. (b) Fenêtrage temporel autour de la source interne. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit.

La figure 4.18 (a) illustre l'énergie topologique de diffraction résultante. Les deux défauts sont détectés avec le même rapport signal sur bruit (9 dB) et il y a peu d'artefacts, ce qui est le

résultat escompté. Afin d'encore obtenir un meilleur RSB, il est possible d'effectuer un fenêtrage temporel adapté à l'étendue du défaut lors du calcul de l'énergie topologique via la vitesse de propagation moyenne. Cela permet de réduire les interactions des champs avec le voisinage distinct du défaut. Par ce biais, les deux trous sont détectés avec un RSB de 15 dB (figure 4.18 (b)).

#### 4.2.2.4 Détection et localisation de l'entaille

Le chapitre 3 et l'exemple du paragraphe 4.2.1.2 ont montré toute la difficulté de détecter et localiser une entaille dans la soudure D717C.

Une source interne (représentée en pointillés sur la figure 4.19) a été introduite au niveau de la tête de l'entaille afin de l'insonifier avec une forte énergie et de supprimer les effets de déviation du faisceau. L'énergie topologique de diffraction permet alors de détecter la tête avec un RSB de 7 dB et le pied de l'entaille avec un RSB de 13 dB (figure 4.19).

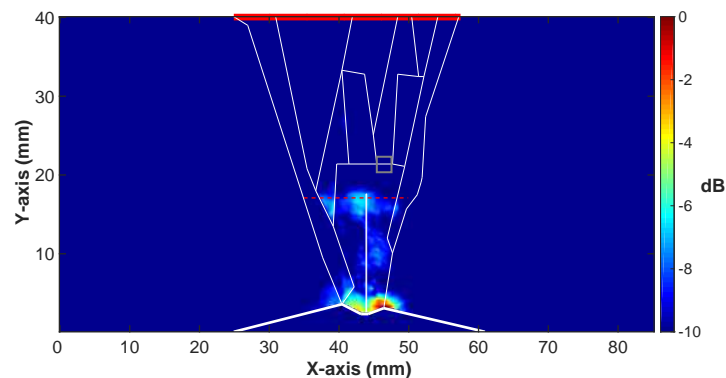


FIGURE 4.19 – Énergie topologique de diffraction construite à partir d'une source interne (représentée par le segment en pointillés) pour la détection d'une entaille de 15 mm de hauteur et 0.1 mm de largeur dans la soudure D717C. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit.

Toutefois, la focalisation du champ direct au niveau de la source interne n'a pas supprimé totalement le bruit observé sur la frontière des domaines 1 et 7. Ceci résulte du fait qu'une partie de l'énergie émise a été piégée dans la « pointe » du domaine 7 qui se comporte comme un piège à ondes créant, par la même, un artefact.

Afin de ne pas « tomber dans ce piège », le support de l'onde plane a été réduit pour être uniquement contenu dans le domaine 10. Le résultat est donné sur la figure 4.20 (a).

La tête de l'entaille est désormais détectée avec un RSB de 10 dB. Et le bruit présent dans la pointe du domaine 7 n'est plus visible. Notons que le résultat obtenu signe bien la présence d'une entaille et non celle d'un trou (figure 4.20 (b)). En effet, d'une part, une zone de forte énergie est localisée au niveau du pied de l'entaille et d'autre part, de l'énergie, plus faible, suit le corps de l'entaille (figure 4.20 (a)); ce phénomène est non observé dans le cas d'un trou (figure 4.20 (b)).

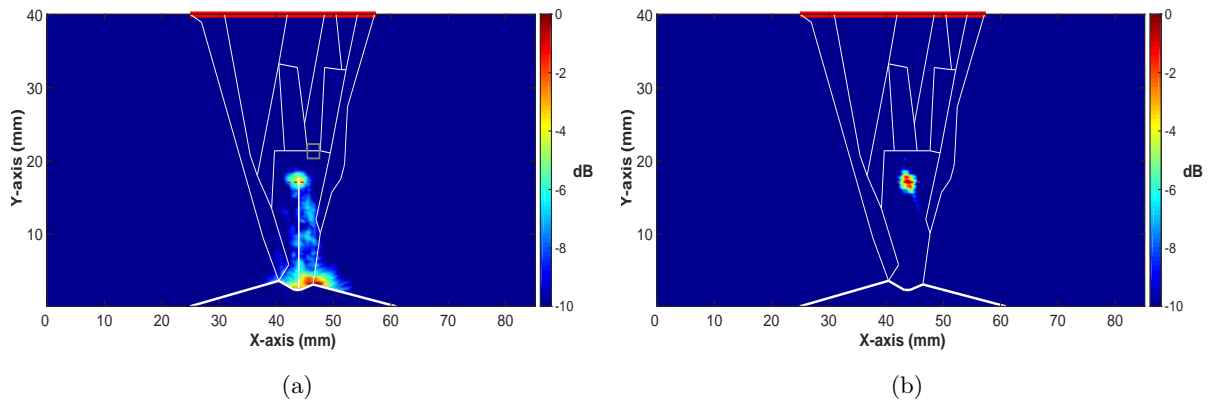


FIGURE 4.20 – Énergie topologique de diffraction construite à partir d'une source interne courte (représentée par le segment en pointillés) pour la détection (a) d'une entaille de 15 mm de hauteur et 0.1 mm de largeur et (b) d'un trou de 0.1 mm de diamètre dans la soudure D717C. Le rectangle gris désigne la zone de calcul de bruit.

Enfin, le calcul de la surface d'ambiguïté du MFP via le champ adjoint, tel qu'il a été introduit dans le chapitre 2, est mis en œuvre ici pour la détection de la même entaille.

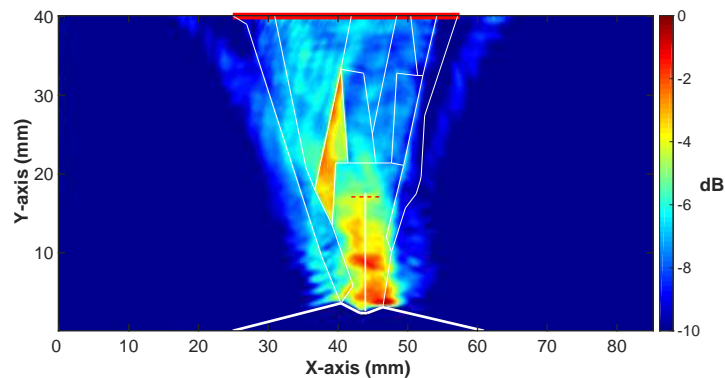


FIGURE 4.21 – Distribution de l'énergie du champ adjoint (surface d'ambiguïté) construite à partir d'une source interne courte (représentée par le segment en pointillés) pour la détection d'une entaille de 15 mm de hauteur et 0.1 mm de largeur dans la soudure D717C.

Le champ adjoint considéré est construit à partir de la source interne contenue dans le domaine 10 (la configuration est la même que pour la figure 4.20). Le résultat est donné sur la figure 4.21. On remarque d'abord sur cette image qu'une zone de plus forte énergie révèle le corps de l'entaille. Toutefois, la zone 7 est également révélée : elle constitue toujours un piège à onde malgré la position de la source virtuelle à l'intérieur de la zone 10. Cette dernière application confirme à la fois l'intérêt d'une source interne focalisée et du MFP pour valider la présence du corps de l'entaille au sein de la soudure. D'autre part, la représentation du MFP permet

de rendre compte de la répartition de l'énergie ultrasonore dans la soudure et de visualiser la présence d'un piège à onde. Ainsi, la détection de la présence de l'entaille semble être facilitée par la source virtuelle. En revanche, la résolution de l'image est inférieure à celle obtenue par l'ET

Une méthodologie permettant d'appliquer le procédé de l'énergie topologique en insonifiant les milieux sain et endommagé avec un signal d'émission se focalisant en une source interne vient d'être développée. Cette approche permet de palier les effets d'hétérogénéité de la soudure et d'insonifier le défaut avec une distribution locale d'énergie. La reconstruction obtenue, pour le cas d'une entaille ou des trous, est satisfaisante et permet une très bonne localisation du défaut considéré.

**Synthèse** – Dans cette section deux approches visant à améliorer le rapport signal sur bruit et l'intelligibilité des images ont été présentées et testées numériquement. La première consiste à tenir compte de la répartition de l'énergie dans la soudure. La seconde approche peut être réalisée dans un second temps : il s'agit d'utiliser un signal source (pour l'inspection des milieux et le calcul du champ adjoint) se focalisant en un lieu proche du défaut à détecter. Cela permet de palier les effets de déviation ou division du faisceau ultrasonore intrinsèques à la structure de la soudure en réalisant localement une insonification homogène.

### 4.3 Conclusion sur la sensibilité, la mise en œuvre et les améliorations de la méthode de l'Energie Topologique

Ce quatrième chapitre a permis de discuter les résultats obtenus dans le chapitre 3 en évaluant les performances de la méthode de l'énergie topologique vis-à-vis de plusieurs paramètres (positionnement du capteur, variabilité selon l'axe de soudage et variation de l'orientation des grains) puis de proposer des voies d'amélioration dans le cas du contrôle du milieu hétérogène et anisotrope de la soudure.

Pour cela, nous avons tout d'abord présenté deux études préliminaires. La première a eu pour but d'évaluer la sensibilité de la méthode vis-à-vis d'une erreur de positionnement du capteur entre les différentes étapes nécessaires à l'établissement de l'énergie topologique. La seconde étude était consacrée à l'effet de la structure de la soudure. La variabilité structurale de la soudure selon l'axe de soudage a d'abord été montrée puis l'impact d'une erreur dans l'orientation des grains d'un domaine de la soudure sur les résultats de l'énergie topologique a été évaluée. Il ressort de ces analyses que la méthode de l'énergie topologique reste robuste vis-à-vis des paramètres considérés. Toutefois des études de sensibilité vis-à-vis d'autres paramètres tels que les constantes d'élasticité notamment doivent être réalisées car leur évaluation demeure une source d'erreur reconnue.

Dans un second temps, deux approches visant à améliorer les résultats lors de l'inspection de la soudure et basées sur la compensation de la répartition de l'énergie au sein de la soudure ont été présentées. La première approche consiste à normaliser le résultat par la distribution d'énergie ultrasonore au sein de la soudure. Cette méthode a l'avantage d'égaliser la probabilité de détection quelle que soit la position du défaut dans la soudure. En revanche, elle réhausse le bruit de structure des zones initialement à faible énergie d'insonification.

La seconde approche a pour but de réduire la distorsion induite par la propagation ultrasonore dans le milieu complexe de la soudure en insérant des sources internes. Cette méthodologie offre la possibilité de choisir le lieu et la forme de la source virtuelle au sein de la soudure et fournit un résultat de meilleure qualité. Cette approche s'inscrit dans une démarche adaptative. En effet, un premier calcul de l'énergie topologique conventionnelle ou de diffraction permet de donner une alerte sur une zone présentant un défaut. Dans un second temps, en introduisant une source interne, le rendu du défaut se trouve affiné.

Ces résultats sont encourageants et montrent que la qualité de l'image de l'énergie topologique est conditionnée par la complexité du milieu, les conditions de mesure et le modèle de propagation. Ils montrent également qu'il est possible par des apports numériques relativement simples d'améliorer les qualités de détection et de rendu dans l'imagerie des défauts.

Le dernier volet de ces travaux de thèse vient d'être présenté. Les objectifs, la démarche et les résultats de ce travail sont synthétisés dans la conclusion générale.





# Conclusion générale

Cette étude s'intègre dans le développement de techniques avancées d'imagerie ultrasonore des soudures au sein d'un réacteur nucléaire de quatrième génération.

Les objectifs de ces travaux de thèse sont l'application et l'évaluation d'une méthode d'imagerie ultrasonore pour le contrôle des soudures multipasses en acier inoxydable austénitique. Afin de répondre à ces objectifs la démarche, divisée en deux temps, a été :

- de travailler dans un milieu isotrope et homogène afin d'une part d'adapter la méthode de l'énergie topologique au contrôle de milieux bornés et d'autre part de la comparer avec celle du MFP qui est fondée sur le même principe de retournement temporel,
- d'appliquer la méthodologie établie à l'examen du milieu complexe des soudures.

L'étude bibliographique du premier chapitre a été consacrée à l'étude de la structure hétérogène et anisotrope des soudures multipasses en acier inoxydable austénitique afin d'anticiper le comportement des ondes ultrasonores en leur sein. La structure interne des soudures dépend du protocole de soudage. La description des soudures multipasses nécessite la connaissance d'une part, de l'orientation des grains et d'autre part, des propriétés élastiques (constantes d'élasticité, atténuation, ...). En intégrant ces informations *a priori* dans un outil de simulation numérique, le problème direct de la propagation d'onde peut être résolu. Par ailleurs, dans le chapitre 1, des méthodes d'imagerie ultrasonore fondées sur la connaissance *a priori* du milieu inspecté ont été décrites. Nous avons retenu en premier lieu, la méthode de l'énergie topologique (établie dans le domaine temporel) qui offre un bon potentiel de résolution spatiale. Cette méthode inverse et différentielle exploite la connaissance du milieu à travers la construction de deux champs ultrasonores : le champ direct et le champ adjoint.

La méthode de l'énergie topologique conventionnelle procède en trois étapes : i) calcul du résidu i.e. de la signature ultrasonore du défaut à partir de deux mesures sur l'état sain et sur l'état endommagé, ii) calcul du champ adjoint i.e. rétropropagation numérique de la signature ultrasonore dans un modèle de la pièce. Lors de cette étape, l'énergie ultrasonore atteint le lieu du défaut aux instants auxquels le défaut a été insonifié par l'onde incidente. Et, iii) un fenêtrage spatio-temporel du champ adjoint par le champ direct est réalisé sur toute la durée d'acquisition afin de révéler avec qualité la position du défaut dans la pièce.

Cette méthode a été développée sous l'hypothèse d'une évolution des champs ultrasonores en espace infini. Or, dans la réalité, les milieux inspectés sont finis. C'est pourquoi, le résultat de l'application de la méthode de l'ET conventionnelle à un milieu borné est entaché d'artefacts. Ces derniers trouvent leur origine lors de la troisième étape dans les réflexions des champs ultrasonores aux frontières du domaine (chapitre 2).

Pour pallier cet inconvénient, la solution a d'abord été de réduire le nombre de composantes réfléchies en limitant la durée d'acquisition à celle d'un aller/retour dans la pièce. Afin d'éliminer en partie les artéfacts restants, nous proposons de construire plusieurs champs adjoint et direct en modifiant numériquement les conditions aux frontières du domaine. En associant judicieusement les nouveaux champs construits, nous pouvons séparer la composante associée à la diffraction de l'onde incidente directe de celle associée à la diffraction de l'onde incidente réfléchi par les bords de la pièce. Deux énergies topologiques modifiées et porteuses d'informations complémentaires sont alors construites : l'énergie topologique de diffraction et l'énergie topologique de réflexion. La première est adaptée à l'imagerie de trous ou des têtes de fissures tandis que la seconde permet de révéler le corps des entailles débouchantes. Ces développements théoriques ont été réalisés en milieux isotropes et homogènes en ne considérant que les ondes de compression.

Par ailleurs nous avons mis en évidence le lien théorique qui existe entre les méthodes de l'Energie Topologique et du Matched Field Processing, toutes deux fondées sur la rétropropagation numérique du résidu. En effet, la distribution de l'énergie du champ adjoint sur toute la durée d'acquisition révèle le défaut en considérant l'ensemble des instants de focalisation de ce champ. Nous avons montré que cette quantité, obtenue dans le domaine temporel, est équivalente au processeur de Bartlett (représentation du MFP), obtenu dans le domaine fréquentiel à partir de  $N$  simulations (associées aux  $N$  récepteurs).

Nous observons qu'entre les méthodes MFP et ET, une gradation existe : la première exploite le principe de cohérence spatiale des informations acquises, tandis que la seconde ajoute à ce principe une condition de cohérence temporelle. Le MFP apparaît en première analyse plus robuste aux aléas de propagation. De plus, dans le cas d'un milieu très réverbérant ou d'une durée d'acquisition supérieure à celle d'un aller/retour ou encore pour l'exploitation des signaux (multifréquentiels) bandes étroites (tels que ceux délivrés par les traducteurs haute température non amortis développés par le CEA), le MFP semble plus approprié que l'énergie topologique. L'ET apparaît plus fine dans son analyse, car plus contraignante (fonction de corrélation) en temps et en espace.

Ces principaux résultats théoriques ont été validés à partir de signaux numériques et expérimentaux obtenus dans un milieu borné isotrope et homogène. Ils ont été ensuite appliqués au milieu anisotrope et hétérogène des soudures (cf. chapitre 3). Tout d'abord, pour les différents cas testés, de très bonnes adéquations ont été obtenues entre les images issues du MFP et du champ adjoint. Ensuite, l'intérêt de l'extension apportée dans la méthode de l'énergie topologique a été démontré : d'une part, les artéfacts présents lors du calcul de l'énergie topologique conventionnelle disparaissent en quasi-totalité par le calcul de l'énergie topologique de diffraction et d'autre part, dans le cas du milieu homogène et isotrope, la méthode permet de révéler le corps d'une entaille verticale débouchante avec un bon rapport signal sur bruit. Ceci peut être obtenu à partir d'une unique insonification en onde plane dont le plan équiphase est perpendiculaire au défaut. Concernant les résultats associés au milieu de la soudure, nous retenons deux points. La

méthode de l'énergie topologique permet de détecter et localiser un trou au sein de la soudure avec un très bon rapport signal sur bruit. En revanche, la méthode se révèle moins performante pour l'imagerie d'une entaille. Cela est dû en partie à la déviation et à la division des faisceaux ultrasonores des champs direct et adjoint qui perturbent leurs cohérences spatiale et temporelle au niveau du corps de l'entaille. Notons enfin que les résultats issus de signaux synthétiques présentent un très bon accord avec ceux issus de signaux mesurés.

En dernière partie, deux études préliminaires de sensibilité ont été réalisées en vue d'évaluer la robustesse de la méthode de l'énergie topologique (cf. chapitre 4). En pratique, la méthode nécessite deux mesures effectuées dans les mêmes conditions (dont l'une est une mesure de référence). Nous avons montré qu'un défaut dans le positionnement des capteurs engendre une erreur de localisation du défaut du même ordre de grandeur sur l'image finale. Par ailleurs, la méthode de l'énergie topologique, fondée sur la connaissance *a priori* du milieu, est sensible à l'écart existant entre le milieu réel et le milieu modélisé. Ces erreurs peuvent être contenues, entre autres, dans la description de l'orientation des grains dans la soudure, dans l'établissement des constantes d'élasticité ou encore être attachées à d'autres paramètres non considérés dans cette étude tels que l'atténuation. Nous avons introduit un biais dans l'orientation des grains d'un seul domaine ce qui a mis en évidence la dégradation du rapport signal sur bruit dû à une erreur de modèle. Ce résultat justifie le besoin d'une étude dédiée à cette problématique.

Deux méthodologies ont ensuite été proposées en vue d'améliorer les résultats obtenus lors de l'inspection de la soudure. De par la division et la déviation du faisceau ultrasonore, l'ensemble de la soudure n'est pas insonifié avec la même énergie. Ce phénomène peut en partie être compensé par une normalisation du résultat selon la distribution de l'énergie en tout point de la soudure. Toutefois, cette technique rehausse aussi le bruit de structure, c'est pourquoi nous avons proposé une approche alternative qui profite de la connaissance *a priori* du milieu. Lorsque la présence d'un défaut est suspectée sur l'image de l'énergie topologique, une source spécifique est synthétisée numériquement en un lieu propice à l'analyse du défaut. En effectuant une opération de retournement temporel, le signal simulé en chaque récepteur devient le nouveau signal source à utiliser pour l'insonification du milieu sain et du milieu endommagé. L'énergie se focalise alors au lieu choisi de la source interne et les effets de l'hétérogénéité de la soudure sont pris en compte et compensés implicitement. En choisissant judicieusement le lieu de la source focalisée, il devient possible de détecter et localiser les défauts au sein de la soudure avec un rapport signal sur bruit amélioré, et cela même dans les zones où la déviation du faisceau impliquait une faible énergie ultrasonore.

Ce travail de thèse s'intègre dans la problématique industrielle du contrôle des soudures d'un réacteur nucléaire lors des phases d'arrêt dédiées aux inspections périodiques. D'un point de vue pratique, les soudures doivent d'abord être inspectées par les méthodes de CND conventionnelles normalisées. En effet, ces dernières se révèlent efficaces et fiables pour la détection d'un défaut.

Dans un second temps, les méthodes d'imagerie fondées sur la connaissance *a priori* sont envisagées afin de localiser, caractériser et éventuellement dimensionner le défaut. Quelques difficultés demeurent quant à la mise en œuvre de la méthode de l'énergie topologique.

Premièrement, étant différentielle, la méthode repose sur deux mesures effectuées respectivement sur l'état sain et sur l'état endommagé. Plusieurs possibilités sont envisageables :

- le long de l'axe de soudage de la soudure, les mesures peuvent être comparées entre elles (en supposant que la structure de la soudure ne varie pas ou peu selon l'axe de soudage),
- la mesure de l'état inspecté peut être comparée avec un signal synthétique obtenu à partir du modèle sain de la soudure.

D'autre part, le point délicat de la mise en œuvre d'une telle méthode provient de la difficulté pratique d'accès à la connaissance *a priori* quasi-exacte du milieu inspecté, nécessaire à la construction du modèle de propagation. Enfin, la méthode de l'énergie topologique nécessite l'utilisation de capteurs multiéléments larges bandes. De tels capteurs, adaptés au sodium et à la température élevée (200 °C lors des périodes d'inspection en service) sont actuellement à l'étude.

Concernant les perspectives de recherche dans le prolongement de cette thèse, plusieurs points peuvent être envisagés :

- Comme nous l'avons souligné, une donnée fondamentale de la méthode de l'énergie topologique est le modèle de propagation d'onde dans le milieu inspecté. Dans ces travaux nous avons supposé connu le milieu inspecté ; or, dans la réalité, l'établissement d'un modèle de propagation au sein des soudures multipasses en acier inoxydable austénitique est une tâche délicate. Les erreurs de modèle dégradant l'efficacité de la méthode, il semble très intéressant et utile de poursuivre les travaux de recherche sur la prédiction (non destructive) de la structure métallurgique et particulièrement des constantes d'élasticité et de la cartographie de l'orientation des grains (cf. MINA). Une prochaine thèse devrait s'attacher à affiner la modélisation des paramètres liés au matériau et au procédé de soudage avec une extension au cas des soudures TIG dont l'utilisation dans le réacteur ASTRID est envisagée.
- La méthode de l'énergie topologique, comme toutes les méthodes fondées sur la connaissance de la propagation d'onde au sein du milieu, est sensible aux écarts entre le modèle et la pièce réelle. Il serait intéressant d'analyser plus en détail la sensibilité de la méthode aux différents paramètres tels que les erreurs de positionnement et les paramètres du modèle (géométrie, constantes d'élasticité, ...). D'autre part, dans le but de se rapprocher de la réalité, il faudrait introduire l'atténuation dans le modèle de soudure. L'ensemble de ces notions seront également envisagées dans la prochaine thèse sur le sujet.
- Les premiers résultats obtenus grâce aux sources internes ont permis de montrer que leur

utilisation est pertinente notamment par la souplesse et la richesse qu'elles offrent. Une démarche intéressante serait d'adapter la forme de la source interne au défaut cherché de façon à imager son contour. Une autre piste dans la logique d'inspection des soudures en vue d'augmenter la probabilité de détecter un défaut de type *a priori* connu serait d'effectuer des tests préventifs (tests d'hypothèses) de manière à rechercher en aveugle les défauts les plus probables et les plus dangereux. Les sources internes utilisées seraient alors adaptées aux défauts.

- Dans ce travail, nous avons proposé une méthodologie permettant d'éliminer les artéfacts dus aux réflexions sur le fond lors de l'application de l'énergie topologique dans un milieu borné. Sa pertinence a été démontrée et son efficacité testée dans le cas d'une unique réflexion sur le fond. Dans le cas de multiples réflexions, l'approche développée ne permettra plus d'éliminer tous les artéfacts. En revanche, la méthode du MFP est appropriée aux milieux réverbérants et aux signaux bandes étroites. Ainsi, il serait intéressant d'examiner une pièce fortement réverbérante sur un temps d'acquisition supérieur à la durée d'un aller/retour et de calculer le processeur de Bartlett via l'approche fréquentielle ou via le champ adjoint temporel. Cela représenterait une extension intéressante notamment en vue du contrôle de pièces à géométrie complexe.
- Enfin, des essais plus représentatifs de situations opérationnelles devraient prendre en considération des contraintes variées telles que l'accès réduit ou distant et les hautes températures (200 °C ou plus). La méthodologie présentée dans ce travail pourrait également être étendue à l'inspection d'autres structures telles que les structures navales, ferroviaires, de l'industrie pétrochimique, etc.



# Détails de calculs

---

## A.1 Variation de la fonction de coût

La variation de la fonction coût,  $\delta\chi[m(\mathbf{x})]$ , par rapport à une variation infinitésimale des paramètres est associée à la variation  $\nabla_m\chi[m(\mathbf{x})]\delta m$ . En appliquant le théorème de la dérivation des fonctions composées sur la fonction de coût  $\chi$  dépendante des variations de la fonction  $\mathbf{u}(m(\mathbf{x}))$ , il vient :

$$\nabla_m\chi[m(\mathbf{x})]\delta m = \nabla_u\chi[m(\mathbf{x})]\nabla_m\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)\delta m, \quad (\text{A.1})$$

en introduisant le terme du premier ordre :

$$\delta\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \nabla_m\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)\delta m(\mathbf{x}), \quad (\text{A.2})$$

il vient,

$$\nabla_m\chi[m(\mathbf{x})]\delta m = \nabla_u\chi[m(\mathbf{x})]\delta\mathbf{u}(\mathbf{x}, t). \quad (\text{A.3})$$

Enfin, en introduisant la relation (2.6), on peut alors exprimer la variation de la fonction de coût ainsi :

$$\delta\chi[m(\mathbf{x})] = \langle \nabla_u\chi_N\delta\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \rangle. \quad (\text{A.4})$$

## A.2 Expression du résidu

Le résidu est la somme des échos résultant d'une seule interaction de l'onde avec le défaut, et des interactions multiples entre le défaut et les bords du domaine :

$$\begin{aligned} \Delta u(\mathbf{x}_r, t) = & \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\mathbf{x}_r, t|\mathbf{x}_d, t_1)g(\mathbf{x}_d, t_1|\mathbf{x}_s, t_s)\phi(\mathbf{x}_s, t_s) dt_s dt_1 \\ & + \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\mathbf{x}_r, t|\mathbf{x}_d, t_2)g(\mathbf{x}_d, t_2|\mathbf{x}_d, t_1)g(\mathbf{x}_d, t_1|\mathbf{x}_s, t_s)\phi(\mathbf{x}_s, t_s) dt_s dt_1 dt_2 \\ & + \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\mathbf{x}_r, t|\mathbf{x}_d, t_3)g(\mathbf{x}_d, t_3|\mathbf{x}_d, t_2)g(\mathbf{x}_d, t_2|\mathbf{x}_d, t_1) \\ & g(\mathbf{x}_d, t_1|\mathbf{x}_s, t_s)\phi(\mathbf{x}_s, t_s) dt_s dt_1 dt_2 dt_3 \\ & + \dots \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Si le milieu est stationnaire, la fonction de Green est invariante par translation temporelle. On peut alors écrire :

$$g(\mathbf{x}_r, t|\mathbf{x}_d, t_1) = g(\mathbf{x}_r, t - t_1|\mathbf{x}_d). \quad (\text{A.6})$$



L'équation (A.5) devient alors :

$$\begin{aligned}
\Delta u(\mathbf{x}_r, t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\mathbf{x}_r, t - t_1 | \mathbf{x}_d) g(\mathbf{x}_d, t_1 - t_s | \mathbf{x}_s) \phi(\mathbf{x}_s, t_s) dt_s dt_1 \\
&+ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\mathbf{x}_r, t - t_2 | \mathbf{x}_d) g(\mathbf{x}_d, t_2 - t_1 | \mathbf{x}_d) g(\mathbf{x}_d, t_1 - t_s | \mathbf{x}_s) \phi(\mathbf{x}_s, t_s) dt_s dt_1 dt_2 \\
&+ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\mathbf{x}_r, t - t_3 | \mathbf{x}_d) g(\mathbf{x}_d, t_3 - t_2 | \mathbf{x}_d) g(\mathbf{x}_d, t_2 - t_1 | \mathbf{x}_d) \\
&g(\mathbf{x}_d, t_1 - t_s | \mathbf{x}_s) \phi(\mathbf{x}_s, t_s) dt_s dt_1 dt_2 dt_3 \\
&+ \dots
\end{aligned} \tag{A.7}$$

Dans chaque terme des produits de convolution apparaissent. Intéressons nous par exemple au premier terme du membre de droite :

$$\begin{aligned}
&\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\mathbf{x}_r, t - t_1 | \mathbf{x}_d) g(\mathbf{x}_d, t_1 - t_s | \mathbf{x}_s) \phi(\mathbf{x}_s, t_s) dt_s dt_1 \\
&= \int_{-\infty}^{+\infty} g(\mathbf{x}_r, t - t_1 | \mathbf{x}_d) g(\mathbf{x}_d, t_1 | \mathbf{x}_s) * \phi(\mathbf{x}_s, t_1) dt_1 \\
&= g(\mathbf{x}_r, t | \mathbf{x}_d) * g(\mathbf{x}_d, t | \mathbf{x}_s) * \phi(\mathbf{x}_s, t).
\end{aligned} \tag{A.8}$$

L'équation (A.5) s'exprime donc :

$$\begin{aligned}
\Delta u(\mathbf{x}_r, t) &= g(\mathbf{x}_r, t | \mathbf{x}_d) * g(\mathbf{x}_d, t | \mathbf{x}_s) * \phi(\mathbf{x}_s, t) \\
&+ g(\mathbf{x}_r, t | \mathbf{x}_d) * g(\mathbf{x}_d, t | \mathbf{x}_d) * g(\mathbf{x}_d, t | \mathbf{x}_s) * \phi(\mathbf{x}_s, t) \\
&+ g(\mathbf{x}_r, t | \mathbf{x}_d) * g(\mathbf{x}_d, t | \mathbf{x}_d) * g(\mathbf{x}_d, t | \mathbf{x}_d) * g(\mathbf{x}_d, t | \mathbf{x}_s) * \phi(\mathbf{x}_s, t) \\
&+ \dots
\end{aligned} \tag{A.9}$$

Il vient :

$$\Delta u(\mathbf{x}_r, t) = g(\mathbf{x}_r, t | \mathbf{x}_d) * \left[ 1 + g(\mathbf{x}_d, t | \mathbf{x}_d) + g(\mathbf{x}_d, t | \mathbf{x}_d)^{*2} + \dots \right] * g(\mathbf{x}_d, t | \mathbf{x}_s) * \phi(\mathbf{x}_s, t), \tag{A.10}$$

où  $f(t)^{*m}$  correspond à la fonction  $f$  convoluée  $m$  fois.

# Paramètres de simulations

Les données d'entrée des simulations (avec le logiciel COMSOL<sup>®</sup>) réalisées pour les pièces présentées dans ce manuscrit sont récapitulées dans le tableau suivant :

	Milieux homogènes	Soudures
Fréquence maximale ( $f_{max}$ )	2.2 MHz	2.2 MHz
Densité ( $\rho$ )	7942 kg/m <sup>3</sup>	7950 kg/m <sup>3</sup>
Célérité OL ( $c_p$ )	5719 m/s	(métal de base) 5723 m/s
Célérité OT ( $c_s$ )	3137 m/s	(métal de base) 3140 m/s
Longueur d'onde minimale ( $\lambda_{min}$ )	1.4 mm	1.4 mm
Taille de maille maximale ( $\Delta x$ )	0.24 mm	0.24 mm
Pas de temps ( $\Delta t$ )	0.0083 $\mu$ s	0.0083 $\mu$ s

TABLEAU B.1 – Paramètres de simulation.

Les caractéristiques du PC utilisé sont les suivantes : 256 Go de RAM, 2 processeurs, 16 cœurs, 3.40 GHz.

Dans cette étude, les simulations ont toutes été réalisées dans le domaine temporel. A titre indicatif, une simulation en deux dimensions de la propagation d'une onde dans la soudure, possédant 166944 éléments et 3013 évaluations temporelles, dure 110 minutes. Pour construire :

- une énergie topologique : il faut 2 (pour l'énergie topologique conventionnelle) à 6 (pour les énergies topologiques modifiées) simulations, soit entre 3h 45 et 11h de calcul,
- une image de MFP : il faut 64 simulations (si 64 récepteurs sont utilisés), soit 117h20 de calcul.



# Bibliographie

- [Ahm92] S. Ahmed and R. B. Thompson. Effect of preferred grain orientation and grain elongation on ultrasonic wave propagation in stainless steel. *Review of progress in qualitative non destructive evaluation : volume 11B*, **11**, 1999–2006, 1992.
- [Ala14] N. Alaoui-Ismaili, P. Guy and B. Chassignole. Experimental determination of the complex stiffness tensor and Euler angles in anisotropic media using ultrasonic waves. *40th annual review of progress in qualitative non destructive evaluation*, **1581**, 934–940, 2014.
- [All83] A. J. Allen, M. T. Hutchings, C. M. Sayers, D. R. Allen and R. L. Smith. Use of neutron diffraction texture measurements to establish a model for calculation of ultrasonic velocities in highly oriented austenitic weld material. *Journal of Applied Physics*, **54**, 555–560, 1983.
- [Apf05] A. Apfel. *Modélisation de l'orientation cristalline des soudures multi-passes en acier inoxydable austénitique : application au contrôle non destructif ultrasonore*. Thèse de doctorat, Université de la Méditerranée, 2005.
- [Bag88] A. B. Baggeroer, W. A. Kuperman and H. Schmidt. Matched field processing : Source localization in correlated noise as an optimum parameter estimation problem. *The Journal of the Acoustical Society of America*, **83**, 571–587, 1988.
- [Bag93] A. B. Baggeroer, W. A. Kuperman and P. N. Mikhalevsky. An overview of matched field methods in ocean acoustics. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, **18**, 401–424, 1993.
- [Bai76] B. L. Baikie, A. R. Wagg, M. J. Whittle and D. Yapp. Ultrasonic inspection of austenitic welds. *Journal of the British Nuclear Energy Society*, **15**, 257–261, 1976.
- [Ban14] S. Bannouf, S. Elbaz, B. Chassignole, N. Leymarie and P. Recolin. Validation of simulation tools for ultrasonic inspection of austenitic welds in the framework of the MO-SAICS project. In *11th European Conference on Non-DEstructive Testing (ECNDT 2014)*, 2014.
- [Ben85] A. Ben-Menahem and W. B. Beydoun. Range of validity of seismic ray and beam methods in general inhomogeneous media - I. general theory. *Geophysical Journal International*, **82**, 207–234, 1985.
- [Bli96] J. Blitz and G. Simpson. *Ultrasonic methods of non-destructive testing*. Chapman & Hall, 1996.
- [Bod11] P. A. Bodian. *Propagation des ultrasons en milieu hétérogène et anisotrope : application à l'évaluation des propriétés d'élasticité et d'atténuation d'aciers moulés par centrifugation et de soudure en inconel*. Thèse de doctorat, INSA Lyon, 2011.

- [Bon04] M. Bonnet and B. B. Guzina. Sounding of finite solid bodies by way of topological derivative. *International Journal for numerical methods in engineering*, **61**, 2344–2373, 2004.
- [Bou00] G. Bouche, J. L. Bechade, M. H. Mathon, L. Allais, A. F. Gourgues and L. Naze. Texture of welded joints of 316l stainless steel, multi-scale orientation analysis of a weld metal deposit. *Journal of nuclear materials*, **277**, 91–98, 2000.
- [Bro91] J. A. Brooks and A. W. Thompson. Microstructural development and solidification cracking susceptibility of austenitic stainless steel welds. *International Materials Reviews*, **36**, 16–44, 1991.
- [Cal06] P. Calmon, S. Mahaut, S. Chatillon and R. Raillon. CIVA : an expertise platform for simulation and processing NDT data. *Ultrasonics*, **44**, e975–e979, 2006.
- [Cer05] V. Cerveny. *Seismic ray theory*. Cambridge university press, 2005.
- [Cha00a] B. Chassignole. *Influence de la structure métallurgique des soudures an acier inoxydable austénitique sur le contrôle non destructif par ultrasons*. Thèse de doctorat, INSA Lyon, 2000.
- [Cha00b] B. Chassignole, D. Villard, M. Dubuget, J.-C. Baboux and R. El Guerjouma. Characterization of austenitic stainless steel welds for ultrasonic NDT. *Review of progress in qualitative non destructive evaluation : volume 19*, **509**, 1325–1332, 2000.
- [Che15] P. Chen and E.-J. Lee. *Full-3D Seismic Waveform Inversion : Theory, Software and Practice* Full seismic waveform modelling and inversion. Springer, 2015.
- [Com15] Introduction to COMSOL multiphysics, 2015. <http://www.comsol.com>.
- [Cor12] M. Corciulo, P. Roux, M. Campillo, D. Dubucq and W. A. Kuperman. Multiscale matched-field processing for noise-source localization in exploration geophysics. *Geophysics*, **77**, KS33–KS41, 2012.
- [Cor14] G. Corneloup, C. Gueudré, M.-A. Ploix, S. Bakhti and B. Chassignole. Prévion de la description de l’anisotropie de soudures austénitiques multi-passes pour leur contrôle ultrasonore. In *Journées Cofrend, Bordeaux*, 2014.
- [Cor16] G. Corneloup and C. Gueudré. *Le contrôle non destructif et la contrôlabilité des matériaux et structures*. PPUR Presses Polytechniques, 2016.
- [Cou67] R. Courant, K. Friedrich and H. Lewy. On the partial difference equations of mathematical physics. *IBM Journal*, **11**, 215–234, 1967.
- [Cun16] L. J. Cunningham, A. J. Mulholland, K. M. M. Tant, A. Gachagan, G. Harvey and C. Bird. The detection of flaws in austenitic welds using the decomposition of the time-reversal operator. *Proceedings of the royal society A - Mathematical physical and engineering sciences*, **472**, 2016.
- [Dat82] K. Date, H. Shimada and N. Ikenaga. Crack height measurement - an evaluation of the accuracy of ultrasonic timing methods. *NDT International*, **15**, 315–319, 1982.

- [Deb07] C. Debever and W. A. Kuperman. Robust matched-field processing using a coherent broadband white noise constraint processor. *The Journal of the Acoustical Society of America*, **122**, 1979–1986, 2007.
- [Die75] E. Dieulesaint and D. Royer. *Ondes élastiques dans les solides. Application au traitement du signal*. Masson, 1975.
- [Dit96] R. J. Ditchburn, S. K. Burke and C. M. Scala. NDT of welds : state of the art. *NDT&E International*, **29**, 111–117, 1996.
- [Dom05] N. Dominguez, V. Gibiat and Y. Esquerre. Time domain topological gradient and time reversal analogy : an inverse method for ultrasonic target detection. *Wave motion*, **42**, 31–52, 2005.
- [Dom06] N. Dominguez. *Modélisation de la propagation ultrasonore en milieu complexe - Application au contrôle non destructif et à la caractérisation de la porosité dans les matériaux composites stratifiés*. Thèse de doctorat, Université de Toulouse III - Paul Sabatier, 2006.
- [Dom10] N. Dominguez and V. Gibiat. Non destructive imaging using the time domain topological energy method. *Ultrasonics*, **50**, 367–372, 2010.
- [Doy78] P. A. Doyle and C. M. Scala. Crack depth measurement by ultrasonics : a review. *Ultrasonics*, **16**, 164–170, 1978.
- [Dro08] M. B. Drozd. *Efficient finite element modelling of ultrasound waves in elastic media*. Thèse de doctorat, Imperial college of science technology and medicine - University of London, 2008.
- [Duc00] D. Ducret, R. El Guerjouma, P. Guy, M. R'Mili, J.-C. Baboux and P. Merle. Characterisation of anisotropic elastic constants of continuous alumina fibre reinforced aluminium matrix composite processed by medium pressure infiltration. *Composites Part A : applied science and manufacturing*, **31**, 45–55, 2000.
- [Ede81] X. Edelmann. Application of ultrasonic testing techniques on austenitic welds for fabrication and in-service inspection. *NDT International*, **14**, 125–133, 1981.
- [Eng92] O. Engler and G. Gottstein. A new approach in texture research : local orientation determination with EBSP. *Steel research*, **63**, 413–418, 1992.
- [Esc94] H. A. Eschenauer, V. V. Kobelev and A. Schumacher. Bubble method for topology and shape optimization of structures. *Structural optimization*, **8**, 42–51, 1994.
- [Fel14] M. V. Felice, A. Velichko and P. D. Wilcox. Accurate depth measurement of small surface-breaking cracks using an ultrasonic array post-processing technique. *NDT & E International*, **68**, 105–12, 2014.
- [Fic10] A. Fichtner. *Full seismic waveform modelling and inversion*. Springer, 2010.
- [Fin92] M. Fink. Time reversal of ultrasonic fields - Part I : Basic principles. *IEEE Transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, **39**, 555–566, 1992.

- [Gar01] S. Garreau, P. Guillaume and M. Masmoudi. The topological asymptotic for PDE systems : the elasticity case. *SIAM journal on control and optimization*, **39**, 1756–1778, 2001.
- [Gau12] F. Gauché. Generation IV approach - the development of sodium fast reactor. *Magneto hydrodynamics*, **48**, 191–195, 2012.
- [Gen00] N. Gengembre and A. Lhémy. Pencil method in elastodynamics : application to ultrasonic field computation. *Ultrasonics*, **38**, 495–499, 2000.
- [Höh13] C. Höhne, S. Kolkoori, M.-U. Rahman, R. Boehm and J. Prager. SAFT imaging of transverse cracks in austenitic and dissimilar welds. *Journal of Nondestructive Evaluation*, **32**, 51–66, 2013.
- [Hol05] C. Holmes, B. W. Drinkwater and P. D. Wilcox. Post-processing of the full matrix of ultrasonic transmit–receive array data for non-destructive evaluation. *NDT & E International*, **38**, 701–711, 2005.
- [Hos14] M. R. Hoseini, X. Wang and M. J. Zuo. Modified relative arrival time technique for sizing inclined cracks. *Measurement*, **50**, 86–92, 2014.
- [Hud81] J. A. Hudson and J. R. Heritage. The use of the Born approximation in seismic scattering problems. *Geophysical Journal International*, **66**, 221–240, 1981.
- [Hud94] R. J. Hudgell. *Handbook on the ultrasonic examination of austenitic clad steel components*. European Commission, Joint Research Centre Institute of Advanced Materials, 1994.
- [Jeu16a] L. Le Jeune. *Imagerie ultrasonore par émission d’ondes planes pour le contrôle de structures complexes en immersion*. Thèse de doctorat, Université Paris-Diderot, Paris 7, 2016.
- [Jeu16b] L. Le Jeune, S. Robert, E. Lopez Villaverde and C. Prada. Plane wave imaging for ultrasonic non-destructive testing : Generalization to multimodal imaging. *Ultrasonics*, **64**, 128–128, 2016.
- [Jez13] K. Jezzine, A. Gardahaut, N. Leymarie and S. Chatillon. Evaluation of ray-based methods for the simulation of UT welds inspection. *Review of progress in qualitative non destructive evaluation : volume 32*, **1511**, 1073–1080, 2013.
- [Kap83] P. A. Kapranos and V. N. Whittaker. Ultrasonic inspection of austenitic weldments. *Metal Construction*, **15**, 394–398, 1983.
- [Kol12] S. Kolkoori, M.-U. Rahman and J. Prager. Effect of columnar grain orientation on ultrasonic plane wave energy reflection and transmission behaviour in anisotropic austenitic weld materials. *Journal of Non Destructive Evaluation*, **31**, 253–269, 2012.
- [Kol13] S. Kolkoori, P. Shokouhi, C. Höhne, M.-U. Rahman, M. Kreutzbruck and J. Prager. A comparative study of ray tracing and CIVA simulation for ultrasonic examination

- of anisotropic inhomogeneous austenitic welds. *Review of progress in qualitative non destructive evaluation : volume 32*, **1511**, 1043–1050, 2013.
- [Kom01] I. Komura, T. Hirasawa, S. Nagai, J.-I. Takabayashi and K. Naruse. Crack detection and sizing technique by ultrasonic and electromagnetic methods. *Nuclear Engineering and Design*, **206**, 351–362, 2001.
- [Kou03] S. Kou. *Welding metallurgy (second edition)*. John Wiley & Sons, 2003.
- [Kup78] D. S. Kupperman, K. J. Reimann and N. F. Fiore. Role of microstructure in ultrasonic inspectability of austenitic stainless steel welds. *Materials Evaluation*, **36**, 70–74, 1978.
- [Lam85] K. K. Lam and W. M. Tsang. Flaw characterization based on diffraction of ultrasonic waves. *Ultrasonics*, **23**, 14–20, 1985.
- [Lan00] K. J. Langenberg, R. Hannemann, T. Kaczorowski, R. Marklein, B. Koehler, C. Schurig and F. Walte. Application of modeling techniques for ultrasonic austenitic weld inspection. *NDT & E International*, **33**, 465–480, 2000.
- [Led85] H. M. Ledbetter and M. W. Austin. Texture in stainless steel welds : an ultrasonic study. *Journal of materials science*, **20**, 1720–1724, 1985.
- [Lee97] D. N. Lee, K.-H Kim, Y.-G. Lee and C.-H Choi. Measurement of ultrasonic scattering attenuation in austenitic stainless steel welds : Realistic input data for NDT numerical modeling factors determining crystal orientation of dendritic growth during solidification. *Materials chemistry and physics*, **47**, 154–158, 1997.
- [Lip05] J. C. Lippold and D. J. Kotecki. *Welding metallurgy and weldability of stainless steels*. John Wiley & Sons, 2005.
- [Mah02] S. Mahaut, O. Roy, C. Beroni and B. Rotter. Development of phased array techniques to improve characterization of defect located in a component of complex geometry. *Ultrasonics*, **40**, 165–169, 2002.
- [Man12] K. Manjula, K. Vijayarekha, B. Venkatraman and D. Karthik. Ultrasonic Time of flight Diffraction technique for weld defects : A review. *Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology*, **4**, 5525–5533, 2012.
- [Man14] K. Manjula, K. Vijayarekha and B. Venkatraman. Weld flaw detection using various ultrasonic techniques : A review. *Journal of Applied Sciences*, **14**, 1529–1535, 2014.
- [Mor53] P. M. Morse and H. Feshbach. *Methods of Theoretical Physics, Part I*. McGraw-Hill, New York, 1953.
- [Mor68] P. M. Morse and K. U. Ingard. *Theoretical acoustics*. Princeton university press, 1968.
- [Mor87] P. Mora. Nonlinear two-dimensional elastic inversion of multi-offset seismic data. *Geophysics*, **52**, 1211–1228, 1987.
- [Moy03] J. Moysan, A. Apfel, G. Corneloup and B. Chassignole. Modelling the grain orientation of austenitic stainless steel multipass welds to improve ultrasonic assessment of



- structural integrity. *International Journal of Pressure Vessels and Piping*, **80**, 77–85, 2003.
- [Neu89] A. W. E. Neumann. On the state of the art of the inspection of austenitic welds with ultrasound. *International journal of pressure vessels and piping*, **39**, 227–246, 1989.
- [Nic92] D. Nicoletti, B. Onaral and N. Bilgutay. Scaling properties of ultrasonic attenuation for inverse power-law grain-size distribution for different annealing durations. *Materials evaluation*, **50**, 788–792, 1992.
- [Nor99] S. J. Norton. Iterative inverse scattering algorithms : Methods of computing Fréchet derivatives. *The Journal of the Acoustical Society of America*, **106**, 2653–2660, 1999.
- [Nor04] S. J. Norton. Iterative algorithms for computing the shape of hard scattering object : Computing the shape derivatives. *The Journal of the Acoustical Society of America*, **116**, 1002–1008, 2004.
- [Now14] O. Nowers, D. J. Duxbury, J. Zhang and B. W. Drinkwater. Novel ray-tracing algorithms in NDE : Application of dijkstra and A\* algorithms to the inspection of an anisotropic weld. *NDT & E International*, **61**, 58–66, 2014.
- [Now16] O. Nowers, D. J. Duxbury and B. W. Drinkwater. Ultrasonic array imaging through an anisotropic austenitic steel weld using an efficient ray-tracing algorithm. *NDT & E International*, **79**, 98–108, 2016.
- [Ogi83] J. A. Ogilvy and J. A. G. Temple. Diffraction of elastic waves by cracks : application to time-of-flight inspection. *Ultrasonics*, **21**, 259–269, 1983.
- [Ogi85] J. A. Ogilvy. Computerized ultrasonic ray tracing in austenitic steel. *NDT international*, **18**, 67–77, 1985.
- [Ogi86] J. A. Ogilvy. Ultrasonic beam profiles and beam propagation in an austenitic weld using a theoretical ray tracing model. *Ultrasonics*, **24**, 337–347, 1986.
- [Ogi92] J. A. Ogilvy. An iterative ray tracing model for ultrasonic nondestructive testing. *NDT&E International*, **25**, 3–10, 1992.
- [Plo06] M.-A. Ploix. *Etude de l'atténuation des ondes ultrasonores. Application au contrôle non destructif des soudures en acier inoxydable austénitique*. Thèse de doctorat, INSA Lyon, 2006.
- [Plo14] M.-A. Ploix, P. Guy, B. Chassignole, J. Moysan, G. Corneloup and R. El Guerjouma. Measurement of ultrasonic scattering attenuation in austenitic stainless steel welds : Realistic input data for NDT numerical modeling. *Ultrasonics*, **54**, 1729–1736, 2014.
- [Pra91] C. Prada, F. Wu and M. Fink. The iterative time reversal mirror : A solution to self-focusing in the pulse echo mode. *The Journal of the Acoustical Society of America*, **90**, 1119–1129, 1991.
- [Pra94] C. Prada and M. Fink. Eigenmodes of the time reversal operator : A solution to selective focusing in multiple-target media. *Wave motion*, **20**, 151–163, 1994.

- [Pra96] C. Prada, S. Manneville, D. Spoliansky and M. Fink. Decomposition of the time reversal operator : Detection and selective focusing on two scatterers. *The Journal of the Acoustical Society of America*, **99**, 2067–2076, 1996.
- [Pra02] C. Prada, E. Kerbrat, D. Cassereau and M. Fink. Time reversal techniques in ultrasonic nondestructive testing of scattering media. *Inverse Problems*, **18**, 1761–1773, 2002.
- [Rod12] S. Rodriguez, P. Sahuguet, V. Gibiat and X. Jacob. Fast topological imaging. *Ultrasonics*, **52**, 1010–1018, 2012.
- [Rod14a] S. Rodriguez, M. Castaings, M. Deschamps and E. Ducasse. Guided wave topological imaging of isotropic plates. *Ultrasonics*, **54**, 1880–1890, 2014.
- [Rod14b] S. Rodriguez, M. Castaings, M. Deschamps and E. Ducasse. Topological imaging of defects in anisotropic plates. In *EWSHM-7th European Workshop on Structural Health Monitoring*, 2014.
- [Rod16] S. Rodriguez, X. Jacob and V. Gibiat. Selective focusing through target identification and experimental acoustic signature extraction : Numerical experiments. *Ultrasonics*, **68**, 8–16, 2016.
- [Roy96] D. Royer and E. Dieulesaint. *Ondes élastiques dans les solides. Tome 1, propagation libre et guidée*. Masson, 1996.
- [Rup14] F. Rupin, G. Blatman, S. Lacaze, T. Fouquet and B. Chassignole. Probabilistic approaches to compute uncertainty intervals and sensitivity factors of ultrasonic simulations of a weld inspection. *Ultrasonics*, **54**, 1037–1046, 2014.
- [Sah12] P. Sahuguet. *Imagerie ultrasonore de fantômes biologiques par optimisation topologique*. Thèse de doctorat, Université de Toulouse III - Paul Sabatier, 2012.
- [Say82] C. M. Sayers. Ultrasonic velocities in anisotropic polycrystalline aggregates. *Journal of Physics D : Applied Physics*, **15**, 2157–2167, 1982.
- [Sch99] V. Schmitz, F. Walte and S. V. Chakhlov. 3D ray tracing in austenite materials. *NDT & E International*, **32**, 201–213, 1999.
- [Sel00] T. Seldis and C. Pecorari. Scattering-induced attenuation of an ultrasonic beam in austenitic steel. *The Journal of the Acoustical Society of America*, **108**, 580–587, 2000.
- [Sil75] M. G. Silk and B. H. Lidington. The potential of scattered or diffracted ultrasound in the determination of crack depth. *Non-destructive Testing*, **8**, 146–151, 1975.
- [Sil81] M. G. Silk. A computer model for ultrasonic propagation in complex orthotropic structures. *Ultrasonics*, **19**, 208–212, 1981.
- [Smi74] W. D. Smith. A nonreflecting plane boundary for wave propagation problems. *Journal of Computational Physics*, **15**, 492–503, 1974.

- [Tar84] A. Tarantola. Inversion of seismic reflection data in the acoustic approximation. *Geophysics*, **49**, 1259–1266, 1984.
- [Tar86] A. Tarantola. A strategy for nonlinear elastic inversion of seismic reflection data. *Geophysics*, **51**, 1893–1903, 1986.
- [Tar88] A. Tarantola. Theoretical background for the inversion of seismic waveforms, including elasticity and attenuation. *Pure and applied geophysics*, **128**, 365–399, 1988.
- [Tip15] J. D. Tippmann, X. Zhu and F. L. Di Scalea. Application of damage detection methods using passive reconstruction of impulse response functions. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **373**, 2015.
- [Tok13] R. Tokmashev, A. Tixier and B. B. Guzina. Experimental validation of the topological sensitivity approach to elastic-wave imaging. *Inverse Problems*, **29**, 125005, 2013.
- [Tom80] J. R. Tomlinson, A. R. Wagg and M. J. Whittle. Ultrasonic inspection of austenitic welds. *British Journal of NDT*, **24**, 119–127, 1980.
- [Tro05] J. Tromp, C. Tape and Q. Liu. Seismic tomography, adjoint methods, time reversal and banana-doughnut kernels. *Geophysical Journal International*, **160**, 195–216, 2005.
- [Tur97] G. Turek and W. A. Kuperman. Applications of matched-field processing to structural vibration problems. *The Journal of the Acoustical Society of America*, **101**, 1430–1440, 1997.
- [Wu85] R. S. Wu and K. Aki. Scattering characteristics of elastic waves by an elastic heterogeneity. *Geophysics*, **50**, 582–595, 1985.
- [Yon95] H. Yoneyama. Ultrasonic flaw detection in austenitic welds. *Welding international*, **9**, 494–499, 1995.
- [Zha10] J. Zhang, B. W. Drinkwater, P. D. Wilcox and A. J. Hunter. Defect detection using ultrasonic arrays : The multi-mode total focusing method. *NDT & E International*, **43**, 123–133, 2010.
- [Zha13] J. Zhang, B. W. Drinkwater and P. D. Wilcox. Comparison of ultrasonic array imaging algorithms for nondestructive evaluation. *IEEE Transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, **60**, 1732–1745, 2013.



## Imagerie topologique de domaines élastiques bornés Application au contrôle non destructif des soudures

**Résumé** – Cette étude s’inscrit dans le cadre de l’inspection en service des soudures des réacteurs nucléaires de IV<sup>ème</sup> génération, en vue de contribuer à la démonstration de sûreté. La structure anisotrope et hétérogène des soudures multipasses en acier inoxydable austénitique rend leur contrôle par ultrasons difficile. Ainsi, afin d’interpréter correctement les signaux mesurés et, à terme, de caractériser les défauts potentiels, une description de la soudure est utilisée. L’orientation des grains et les constantes d’élasticité constituent la connaissance *a priori* introduite dans la méthode de l’Energie Topologique pour la résolution du problème inverse d’imagerie. L’étude réalisée se décline en deux temps : i) le développement de la méthode en milieu borné et sa comparaison avec le Matched Field Processing, qui est une méthode proche établie dans le domaine fréquentiel, puis ii) son application au cas de soudures réelles. L’extension de la méthode de l’Energie Topologique aux milieux bornés isotropes et homogènes vise à tirer parti des réflexions multiples entre le défaut et les parois. Pour cela, plusieurs solutions du problème numérique de propagation, obtenues pour différentes conditions aux frontières (Neumann ou Dirichlet), sont judicieusement associées afin de sélectionner les échos de diffraction porteurs d’information. Ainsi, selon le type de défaut à imager (trou ou entaille) des énergies topologiques spécifiques sont définies. Elles permettent d’accroître la qualité de l’image et de réduire l’importance des artefacts résultants des réflexions multiples. Le principe de la technique est introduit analytiquement avant d’être validé, d’abord par des simulations numériques puis à partir de données expérimentales. Dans un second temps, la méthode est appliquée au milieu complexe de la soudure. Les résultats numériques obtenus confirment la pertinence de l’approche pour la détection de défauts. La procédure est aussi testée expérimentalement sur des soudures modèles avec et sans entaille afin d’évaluer les performances en localisation. Cependant, en raison de la variabilité de la structure, la qualité de l’image peut se dégrader selon les cas d’étude. La possibilité de générer *in situ* des sources arbitraires permet de pallier en grande partie cette difficulté.

**Mots clés** – Contrôle Non Destructif - Soudure - Energie Topologique - Méthode Adjointe - Imagerie Ultrasonore.

---

### Topological imaging in bounded elastic media Application to non destructive evaluation in weld structure

**Abstract** – The present study has been done as part of the in-service inspection of weld structure belonging to generation IV nuclear reactors. It aims at checking both the safety and integrity of these components. The anisotropic and heterogeneous structure of austenitic stainless steel welds disturbs the ultrasonic non destructive testing. Thus, a weld description model is necessary to properly analyze the ultrasonic measured signals and to characterize potential flaws. The weld model, including grains orientations and elasticity constants, makes *a priori* knowledge up. The Topological Energy is an ultrasonic imaging method for inverse problem which relies on this *a priori* knowledge of the inspected medium. The study is divided into two parts : i) development of the method in a bounded medium and comparison with the Matched Field Processing method, which is a closely approach in frequency domain, and then ii) its application to real weld structures.

The work firstly focuses on expanding the Topological Energy method to isotropic and homogeneous bounded medium to take advantage of multiple reflections between the flaw and edges. For that, different conditions (Neumann or Dirichlet) are numerically applied to boundaries. By adding up these conditions it becomes possible to select the appropriate scattering signal. Thus, modified topological energies are defined according to the type of analyzed flaws (inclusion or slit). Artifacts are removed and the image quality is increased. The approach is analytically demonstrated before being validated firstly from synthetical data and then from experimental data.

The second part deals with the application of the method to the complex weld structure. Numerical results confirm the relevance of the approach to detect flaws. The process is experimentally tested on welds with and without slit in order to evaluate efficiency of flaws localization. However, the image’s quality can be deteriorated because of variability of the structure. By generating arbitrary ultrasonic source *in situ* this difficulty is mostly overcame.

**Keywords** – Non Destructive Evaluation - Weld - Topological Energy - Adjoint Method - Ultrasound Imaging.

---