

UNIVERSITÉ DU MAINE
UFR SCIENCES ET TECHNIQUES
MASTER ACOUSTIQUE 2^{ÈME} ANNÉE

RAPPORT DE STAGE

Imagerie ultrasonore par inversion de formes d'onde

Alice DINSENMEYER

encadrée par :

Romain BROSSIER et Ludovic MOREAU
Maîtres de conférence, ISTerre

Année universitaire 2015-2016



Table des matières

1	Techniques d'imagerie par ultrasons	2
1.1	Représentation des données temporelles	2
1.2	Méthodes par retard et sommation des signaux	3
1.3	Méthodes hautes résolution	4
1.4	Problème d'optimisation	4
1.4.1	Résolution du problème direct	5
1.4.2	Résolution du problème inverse	5
1.4.3	Cartographie ou contour	6
1.5	Spécificités de l'imagerie de soudure	6
2	Application de la FWI à des données simulées	8
2.1	Génération des données observées	8
2.2	Étude de résolution spatiale	8
2.2.1	Influence de la fréquence d'excitation	9
2.2.2	Influence des surfaces libres	10
2.3	Gestion des non-linéarités	11
2.4	Équations de propagation pour le problème direct	11
2.4.1	Propagation acoustique	11
2.5	Inversions en matériau acoustique	12
2.5.1	Isotrope	12
2.5.2	VTI	14
2.6	Inversions en matériau élastique isotrope	15
2.6.1	anisotrope	16

Chapitre 1

Techniques d'imagerie par ultrasons

L'objectif de ce chapitre est de présenter les principales méthodes multi-éléments utilisées pour l'imagerie ultrasonore.

Les transducteurs multi-éléments sont d'abord utilisés dans les années 70 pour l'imagerie médicale et sont aujourd'hui répandus en contrôle de pièces industriels.

Chaque élément piézoélectrique d'un transducteur peut être utilisé en émission puis en réception. Ces éléments étant pilotables indépendamment, il est possible d'appliquer une loi de retard permettant d'orienter le front d'onde source ou de focaliser le faisceau excitateur. Cela permet notamment d'améliorer le rapport signal sur bruit et peut représenter un gain de temps car le balayage d'une pièce à inspecter peut être réalisé sans déplacement du transducteur, par simple focalisation du faisceau.

En réception de l'onde sonore, ces transducteurs permettent de réaliser de la formation de voie, dont on distingue trois principaux types de méthodes :

- les méthodes par retard et sommation des signaux,
- les méthodes dites "haute résolution",
- les méthodes basées sur un problème d'optimisation.

On décrit ici le principe de ces méthodes après avoir présenté les différents modes de représentation des données temporelles.

1.1 Représentation des données temporelles

Lorsque l'onde est perturbée par un changement des propriétés élastiques de son support, il est possible de l'observer directement sur les signaux temporels mesurés. Pour cela, différents modes de représentation sont utilisés. Les échographies peuvent être représentées en un point d'observation (Ascan), sur une ligne de balayage (Bscan) équivalent à une coupe transversale de la pièce, sur un plan de balayage (Cscan) donnant une vue de surface et ne permettant pas une localisation en profondeur d'un réflecteur. La figure 1.1 (extraite de Bannouf (2013)) montre le type d'images obtenues d'une pièce perforée, pour ces trois modes de représentation des données.

Ce type d'analyse peut être réalisé avec des transducteurs mono-éléments. L'obtention d'une image 2D nécessite alors un balayage sur l'ensemble d'une surface de la pièce à contrôler.

Il existe une autre représentation, le Sscan, qui ne peut être réalisé qu'avec des transducteurs multi-éléments : il correspond à un ensemble de Ascans réalisés sans déplacement du transducteur mais en appliquant une loi de retard aux éléments permettant de réaliser un balayage du

à développer
en fonction de
l'intro

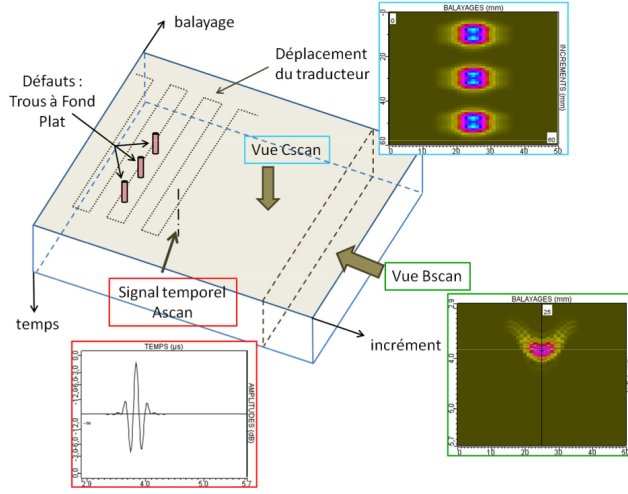


FIGURE 1.1 – Schéma des différents modes de représentation des signaux temporels (extrait de Bannouf (2013)). Le Ascan représente l'amplitude du signal en fonction du temps (en bas à gauche). L'abscisse du Bscan (en bas à droite) donne le balayage, ses ordonnée est le temps et l'échelle de couleurs donne l'amplitude du signal temporel. En haut à droite, le Cscan a pour abscisse l'axe de balayage et en ordonnée les incréments, tandis que l'échelle de couleurs donne l'amplitude du maximum de chaque signal temporel.

point focal. Le Sscan permet donc d'imager des pièces partiellement accessible, et augmente la probabilité de repérer un défaut en offrant plusieurs angles d'auscultation.

Cependant, la localisation dans la pièce des réflecteurs à l'origine des différents échos visibles sur les signaux temporels mesurés n'est possible que si la vitesse de propagation des ondes est connue. Les Bsans dits "vrais" sont des Bscans sur lesquels des corrections des temps de vol liées à la vitesse ou à l'angle d'incidence du faisceau sont appliquées.

1.2 Méthodes par retard et sommation des signaux

Les données temporelles acquises peuvent aussi être traitées de manière à obtenir une représentation spatiale des propriétés de la pièce. Si la vitesse du milieu de propagation est connue, une analyse des temps de vol des échos permet en effet d'établir une carte des vitesses de propagation du milieu.

Il est aussi possible de sommer un ensemble de Ascans de façon cohérente, permettant ainsi de reproduire une focalisation en tous points de la zone à inspecter. C'est ce que propose la méthode Synthetic Aperture Focusing Technique (Doctor et al., 1986) à partir des signaux recueillis par un mono-élément. Ce procédé est généralisé à un ensemble de capteurs et d'émetteurs dans la méthode Total Focusing Method (Holmes et al., 2005).

L'intensité I de l'image obtenue au point de coordonnées \mathbf{r} est alors donnée par la relation suivante :

$$I(\mathbf{r}) = \sum_r \sum_e s_{r,e} (T_{rr_r} + T_{rr_e}), \quad (1.1)$$

avec $s_{r,e}$ les signaux temporels pour chaque couple émetteur-récepteur. T_{rr_r} et T_{rr_e} sont les temps de vol pour aller du point d'observation \mathbf{r} au point de réception \mathbf{r}_r et d'émission \mathbf{r}_e . Dans le cas d'un milieu de vitesse homogène c , cette expression peut donc se réduire à :

$$I(\mathbf{r}) = \sum_r \sum_e s_{r,e} \left(\frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_r| + |\mathbf{r} - \mathbf{r}_t|}{c} \right), \quad (1.2)$$

Cette focalisation permet donc de couvrir l'ensemble du volume de la pièce car tous les angles peuvent être balayés, indépendamment de l'ouverture du capteur, ce qui permet une meilleure résolution que celle obtenue avec des Bscans.

1.3 Méthodes hautes résolution

Des méthodes de localisation de sources dites "hautes résolutions" exploitent l'ensemble des covariances des signaux temporels. Les méthodes telles que Multiple Signal Classification (Schmidt, 1986) et Capon (Capon, 1969) proposent une décomposition en valeurs propres de cette matrice de covariance afin d'en extraire deux sous-espaces distincts, l'un associé au signal et l'autre au bruit, diminuant ainsi la contribution énergétique du bruit.

La méthode de Décomposition de l'Opérateur de Retournement Temporel (Prada and Fink, 1994) propose, de la même façon, d'interpréter l'opérateur de retournement temporel comme une matrice de covariance et de la décomposer. Cette dernière méthode est particulièrement adaptée aux milieux hétérogènes et/ou à géométrie complexe, car sa résolution est améliorée si le signal mesuré a été mulitplemment réfléchi. En effet, le retournement temporel permet une focalisation de l'énergie au niveau d'un point source et cette focalisation est d'autant plus précise que le nombre de sources images est important.

Tout comme pour les méthodes de formation de voies classiques, il est nécessaire de connaître les propriétés élastiques du milieu de propagation pour pouvoir localiser précisément les réflecteurs.

1.4 Problème d'optimisation

L'objectif de ces méthodes est de résoudre un problème inverse en minimisant une fonction coût traduisant l'écart entre les données observées issu du milieu recherché et les données calculées à partir d'un modèle courant (Tarantola, 2005). Le milieu courant correspond à une évolution d'un modèle initial vers un milieu que l'on identifie comme final suivant le critère de convergence de l'optimisation.

Le modèle est décrit par un nombre fini de paramètres \mathbf{m} qui sont liés à des observables \mathbf{d}_{obs} par l'intermédiaire de lois physiques \mathbf{g} . La résolution du problème inverse consiste donc à trouver les paramètres \mathbf{m} qui interprètent le mieux les données observées par les données calculées $\mathbf{d}_{cal}(\mathbf{m})$ (cf schéma de la figure 1.2).

Ces problèmes sont, en général, non-linéaires, car les observables ne dépendent pas linéairement des paramètres du modèle, ce qu'on note $\mathbf{d}_{obs} = \mathbf{g}(\mathbf{m})$. De plus, ce problème est mal posé si ce système d'équation n'est pas de rang plein et la solution n'est alors pas unique si le nombre de paramètres est grand devant le nombre d'observables, ils sont également mal posés.

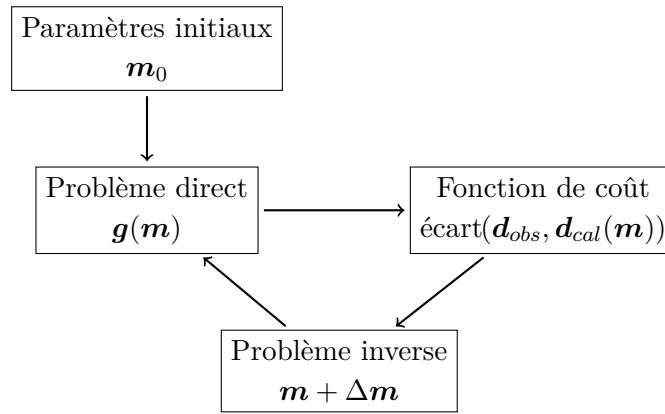


FIGURE 1.2 – Schéma de résolution d'un problème d'optimisation. Le modèle courant décrit par les paramètres \mathbf{m} est mis à jour tant que la fonction de coût n'a pas atteint le minimum donné par le critère de convergence.

1.4.1 Résolution du problème direct

Le problème direct peut être résolu soit par des méthodes analytiques (représentation intégrale, méthodes modales, ...) soit par des méthodes numériques. Parmi les méthodes numériques les plus usitées figurent : les méthodes de différences finies (Virieux, 1986, à l'ordre 2 et Levander, 1988, à l'ordre 4), les méthodes des éléments finis (Galerkin discontinu par exemple : Brossier, 2009) ou volumes finis (Brossier et al., 2008), les lanciers de rayons (Virieux, 1996).

1.4.2 Résolution du problème inverse

Si le problème direct possède une solution unique, ce n'est pas le cas du problème inverse. Lorsque le nombre de paramètres est grand, le problème inverse ne peut pas être résolu par une recherche exhaustive dans l'espace des solutions. La recherche de solution peut donc se faire de manière semi-globale ou locale.

Les méthodes semi-globales

Les méthodes semi-globales consistent à parcourir l'espace des solutions avec une approche statistiques. Les plus connues sont les améliorations de celle de Monte Carlo comme le recuit simulé (Tarantola, 2005; Sen and Stoffa, 1995) ou la méthode de Monte-Carlo par chaînes de Markov (Zhang et al., 2012), ainsi que les algorithmes génétiques. Elles permettent d'assurer une convergence avec peu d'*a priori* sur le modèle initial.

Les méthodes locales

Lorsque que le modèle initial comporte suffisamment d'informations pour que le problème se situe proche du minimum global recherché, des méthodes d'optimisation moins coûteuses sont envisageables. Ces méthodes se basent sur l'estimation du gradient et du hessien de la fonction coût pour estimer sa plus forte pente et sa courbure.

La méthode de recherche linéaire la plus simple est celle du gradient (ou algorithme de la plus forte pente), qui permet d'effectuer au point courant, un pas de descente dans la direction opposée au gradient. Les directions de descentes successives sont alors orthogonales, ce qui ne permet pas une convergence très rapide.

La méthode du gradient conjugué propose de combiner les directions de descente des itérations précédentes de façon à accélérer la convergence. Cette méthode populaire est celle utilisée par Mora et Tarantola dans les années 80 (Tarantola, 1984; Mora, 1987a,b). Le hessien n'est pas calculé, mais cette méthode nécessite le calcul de deux problèmes directs supplémentaires.

Les méthodes full-Newton et Gauss-Newton utilisent le calcul du hessien (complet pour la première, approximé pour la seconde), ce qui permet une convergence plus rapide qu'avec la méthode du gradient conjugué, sans coût excessif supplémentaire (Pratt et al., 1998).

Enfin, le hessien peut également être estimé à partir des gradients des itérations précédentes, par la méthode quasi-Newton (Nocedal, 1980), avec l'algorithme BFGS (Broyden, Fletcher, Goldfarb, Shanno), par exemple. Cet algorithme ayant un gros coût de stockage, il existe des versions allégées fournissant une estimation du hessien à partir du stockage de quelques itérations seulement (L-BFGS).

1.4.3 Cartographie ou contour

Comme le souligne les auteurs du chapitre 1.4 de Bruneau and Potel (sous la direction de), le problème inverse peut être résolu suivant deux approches :

- un formalisme en intégrales de contour où les paramètres reconstruits sont ceux décrivant ces contours. Cela revient donc à déterminer la topologie d'un milieu. Le gradient, donné par la dérivée de la fonction coût par rapport à la topologie, indique donc directement la position d'un défaut à fort contraste. Dominguez et al. (2005) et Rodriguez et al. (2013) utilisent par exemple cette approche pour des applications en contrôle non destructif. Cette approche permet par exemple d'imager des défauts liés à une absence de matière (porosité, fissure, délaminage,...) mais ne prend pas en compte les variations de contraste plus faible (anisotropie de la soudure, inclusion, corps étranger,...).
- une reconstruction pixelisée d'un ensemble de paramètres. C'est l'approche adoptée pour la FWI et qui est décrite au chapitre ??.

1.5 Spécificités de l'imagerie de soudure

Nombre de ces méthodes sont peu adaptées à l'imagerie de soudure. En effet, comme le montrent les macrographies de la figure 1.3, les passes multiples et la cristallisation inhomogène rendent la soudure fortement anisotrope (Chassignole, 1999). Cette anisotropie varie d'une soudure à une autre puisqu'elle dépend des paramètres de soudage. En conséquence, cette anisotropie engendre une courbure voire une division du faisceau ultrasonore. Les scans sont alors difficiles à analyser (cf figure 1.4), les méthodes par retard et sommation ne permettent pas de relocaliser précisément un réflecteur et les images obtenues sont très sujettes aux artefacts provenant d'échos mal interprétés.

De manière générale, les méthodes nécessitant une bonne connaissance du matériau ne sont pas adaptées à l'imagerie de soudure; tenter de reconstruire les paramètres élastiques de la soudure par une résolution de problème inverse semble être une approche plus appropriée.

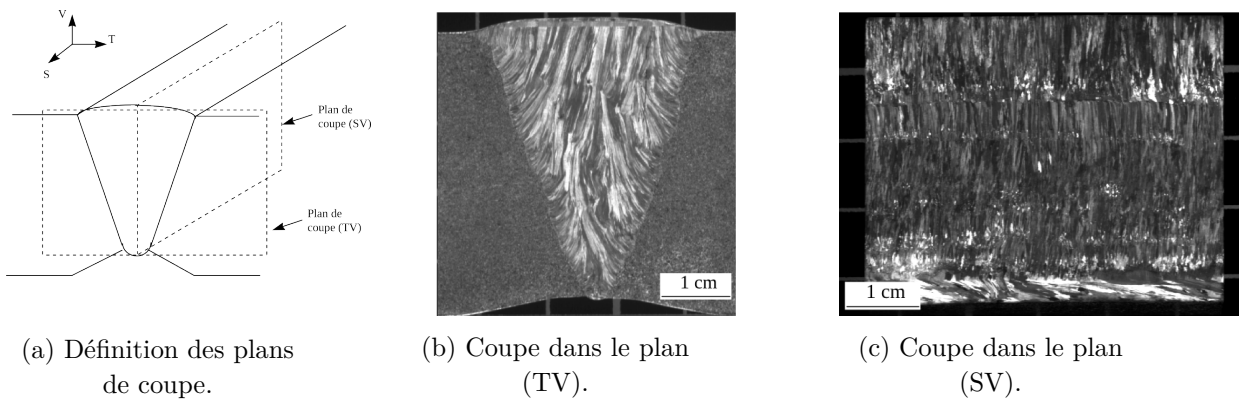


FIGURE 1.3 – Macrographie d’une soudure industrielle en acier austénitique ([Chassignole, 1999](#)).

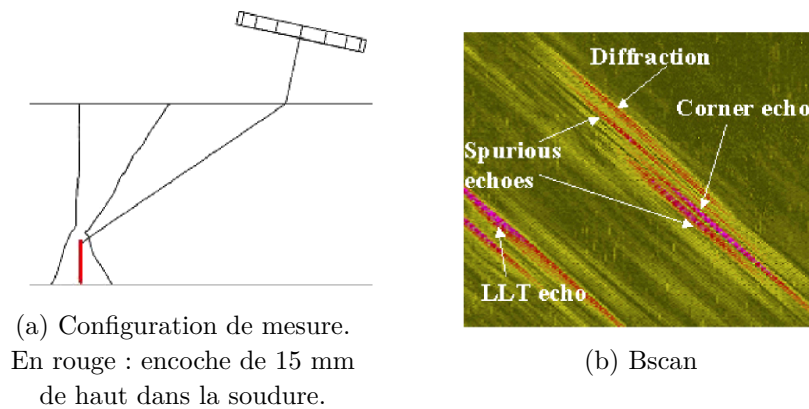


FIGURE 1.4 – Illustration de la perturbation du faisceau ultrasonore dans une soudure. Images extraites de [Chassignole et al. \(2009\)](#). LLT echo : Réflexion de l’onde longitudinale (L) sur le bord de soudure puis réflexion de cette onde L sur l’encoche avec conversion en mode transverse (T).

Chapitre 2

Application de la FWI à des données simulées

p91 potel bruneau en francais : données "d'aspect limité" : il n'est pas possible de tourner autour de l'obstacle. On compense la perte d'info en réalisant les mesures sur plusieurs freq et possibilité de déplacer capteur.

2.1 Génération des données observées

Les données de référence sont générées par la résolution d'un problème direct. Le signal d'excitation choisi est une fonction de Ricker qui correspond à la dérivée seconde d'une Gaussienne et qui est définie de la manière suivante :

$$s(t) = (1 - (t - t_0 f \pi))^2 e^{-((t - t_0) \pi f)^2}. \quad (2.1)$$

Deux barrettes de 64 éléments sont utilisées en réception et en transmission. La fréquence centrale d'excitation est 2 MHz, ce qui équivaut à une longueur d'onde de 3 mm pour les ondes longitudinales en considérant que leur vitesse v_p dans l'acier est de 6000 m/s et 1,6 mm pour les ondes de cisaillement dont la vitesse v_s est supposée proche de 3200 m/s par la suite.

2.2 Étude de résolution spatiale

Afin de déterminer le pouvoir de résolution du gradient, ? réalisent une analyse en ondes planes comme suit. Considérons une onde plane incidente se propageant vers un point diffractant (suivant \mathbf{s}), donnant naissance en ce point à une autre onde plane se propageant suivant vers un récepteur. Dans l'expression du gradient CITER, on a alors :

$$\mathbf{d}_{cal} = \Re(e^{jk_0 \mathbf{s} \cdot \mathbf{x}}), \quad (2.2)$$

$$\lambda = \Re(\Delta \mathbf{d} e^{jk_0 \mathbf{r} \cdot \mathbf{x}}), \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial m} = -\omega^2, \quad (2.4)$$

avec $\Delta \mathbf{d}$ les résidus ($\mathbf{d}_{obs} - \mathbf{d}_{cal}$) et où le paramètre m est $1/c^2(\mathbf{x})$.
(cf figure ??).

pourquoi pas vers le récep ? i e Sirgue 2004 p.3 : pourquoi tous ces conjugués ?

param : $1/c^2(\mathbf{r})$

$$k = \frac{\omega}{c} 2 \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.5)$$

La résolution est donc maximale quand $\theta = 0$ et elle est alors de $\lambda/2$. La résolution s'améliore en hautes fréquences et pour des petits angles de diffraction. La géométrie du système d'acquisition a donc un impact direct sur la résolution spatiale (figure ??). Les surfaces libres simulent la présence de sources images, d'autant plus nombreuses que le nombre de réflexions dans le guide est important.

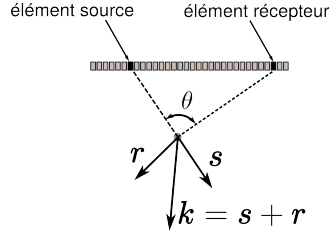


FIGURE 2.1 – Illustration de l'impact de l'angle de diffraction sur la résolution spatiale du gradient.

Une illustration du lien entre la couverture en nombres d'onde du milieu et l'acquisition ainsi que les sources miroirs est réalisée ci-après. Pour différentes configurations, des transformées de Fourier spatiales du gradient sont réalisées au niveau de 18 points diffractant, le paramètre du modèle étant la vitesse verticale (cf figure 2.2).

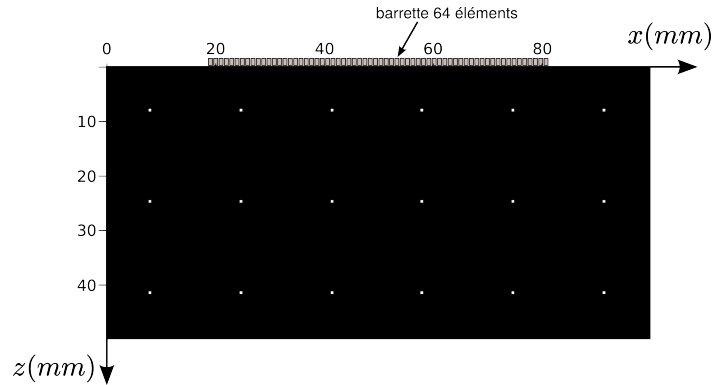


FIGURE 2.2 – Configuration pour l'étude de résolution. La vitesse dans les inclusions est de 3000 m/s et de 6000 m/s ailleurs.

2.2.1 Influence de la fréquence d'excitation

Dans un premier temps, le milieu est entouré de conditions absorbantes. Les figures 2.3a et 2.3b montrent la couverture en nombre d'onde obtenue dans une configuration avec une barrette excitatrice et pour deux gammes de fréquence différentes.

Comme l'indique l'expression de k 2.5, pour une excitation basse fréquence, le gradient est pauvre en hauts nombres d'onde. Inversement, l'excitation haute fréquence ne permet pas de reconstruire les bas nombres d'onde.

La couverture en nombre d'onde est également très liée à l'acquisition. Elle est meilleure aux abords et en direction de la barrette. Les nombres d'onde verticaux seront globalement mieux reconstruits avec cette acquisition qui favorise les petits angles de diffraction, tandis que la couverture en nombres d'ondes horizontaux est très faible.

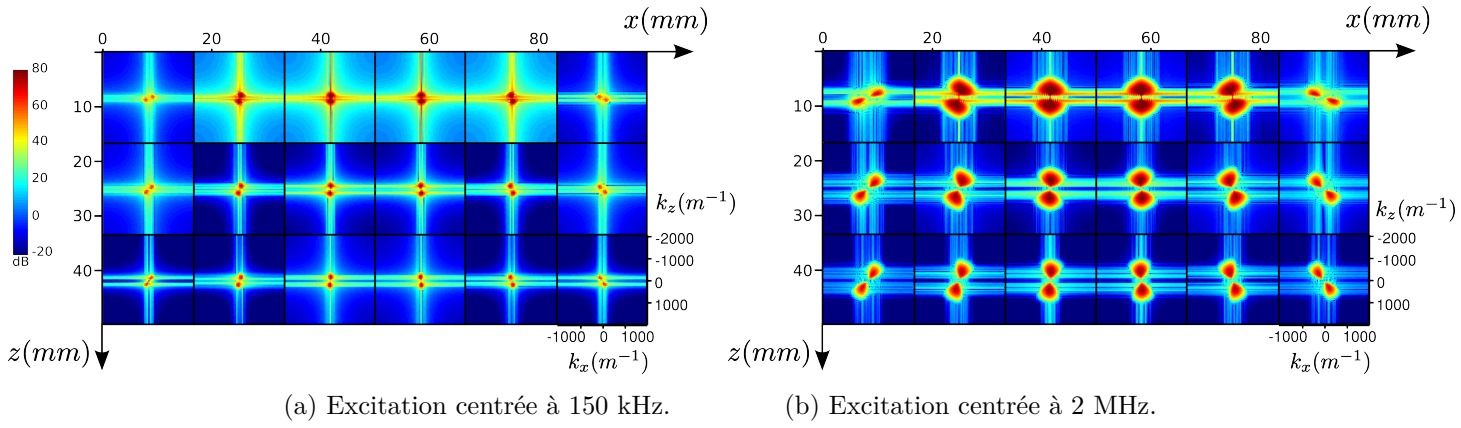


FIGURE 2.3 – Transformées de Fourier spatiales locales pour 2 gammes de fréquence d’excitation.

2.2.2 Influence des surfaces libres

Deux surfaces libres sont maintenant ajoutées à la soudure de référence et au modèle initial. L’objectif est d’illustrer l’influence de la longueur du signal d’acquisition, soit le nombre de réflexions dans la plaque prises en compte dans les données. Les figures 2.4a et 2.4b montrent la couverture en nombres d’onde obtenue pour 1 et 6 réflexions dans la plaque, pour une excitation à 2 MHz.

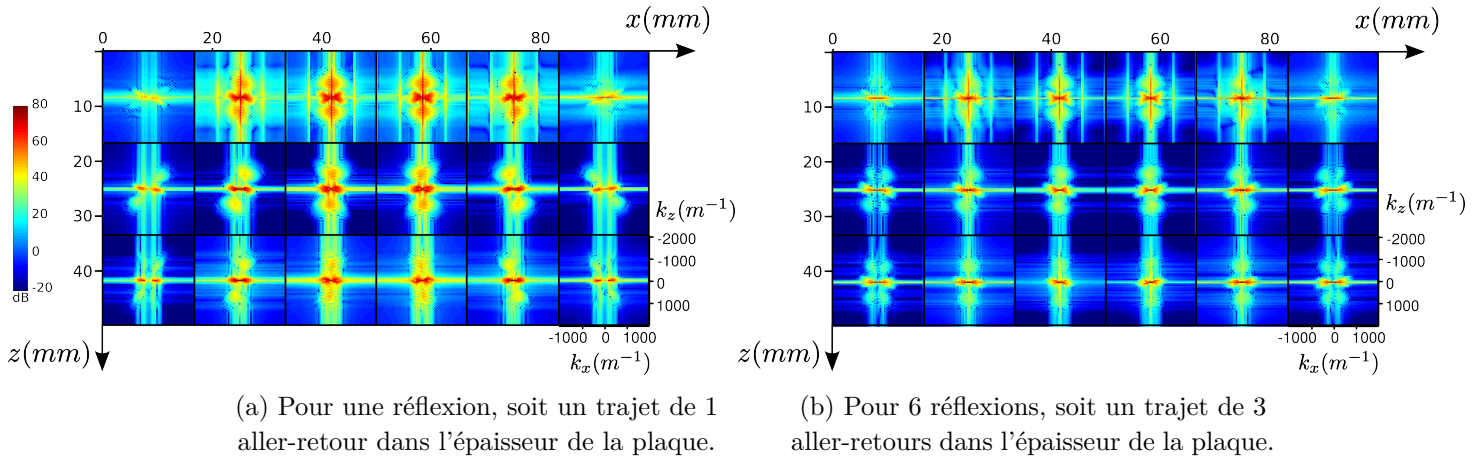


FIGURE 2.4 – Transformées de Fourier spatiales locales pour 2 longueurs d’acquisition. La fréquence d’excitation est 2 MHz.

Les surfaces libres sont assimilables à l’ajout de sources images qui favorisent une propagation verticale et de grands angles de diffraction (figure 2.5). Ainsi, les nombres d’onde horizontaux sont beaucoup mieux couverts avec, en contrepartie, une perte sur les nombres d’onde verticaux. Lorsque 6 réflexions sont prises en compte, l’ensemble des nombres d’ondes purement horizontaux est reconstruit, mais la résolution verticale est presque nulle.

Finalement, la prise en compte d’une réflexion dans les données d’acquisition permet d’améliorer la reconstruction des nombres d’onde horizontaux et donc la résolution latérale des défauts, tout en assurant une bonne couverture en nombres d’onde verticaux.

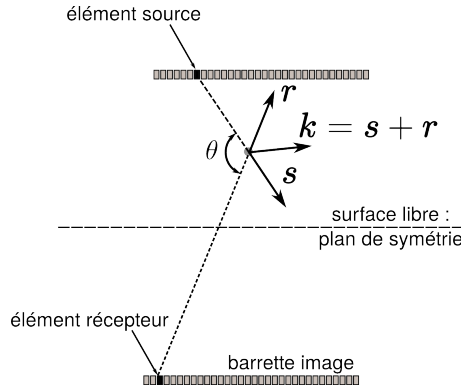


FIGURE 2.5 – Illustration de l’impact d’une surface libre sur la résolution spatiale du gradient.

2.3 Gestion des non-linéarités

Une stratégie pour limiter la non-linéarité de l’inversion consiste à réaliser l’inversion en plusieurs temps, en injectant progressivement le contenu haute fréquence dans les données. L’inversion à basse fréquence permet ainsi de reconstruire la structure grossière avant d’ajouter les détails grâce à la résolution qu’offre le gradient en haute fréquence.

Afin que les nombres imagés soient correctement échantillonnés, il faut que le plus grand nombre d’onde imagé à une fréquence soit le même que le plus petit à la fréquence suivante (?). En considérant que le plus nombre d’onde est obtenu pour une angle de diffraction de $\pi/2$, le rapport de fréquences suivant doit donc être respecté :

$$\begin{aligned} k_{max}(f_n) &= k_{min}(f_{n+1}) \\ \Leftrightarrow f_n &= f_{n+1} \cos\left(\frac{\pi}{2}\right) \\ \Leftrightarrow \frac{f_{n+1}}{f_n} &\approx 1,5. \end{aligned}$$

Les inversions présentées ci-après sont donc réalisées en plusieurs itérations. Entre chaque itérations, les données observées et l’ondelette d’excitation sont filtrées par un filtre passe-bas de fréquence centrale f_n et dont la fréquence de coupure haute est de $2,5 \times f_n$.

2.4 Équations de propagation pour le problème direct

La propagation des ondes élastiques est décrite par les équations linéarisées en déplacements \mathbf{u} et contraintes \bar{T} suivantes (Bruneau and Potel , sous la direction de) :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \sum_j \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.6)$$

$$T_{ij} = C_{ijkl} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (2.7)$$

avec C_{ijkl} le tenseur des constantes élastiques.

2.4.1 Propagation acoustique

Les équations de la propagation acoustique peuvent être déduite de 2.7 en considérant un module de cisaillement nul. on a alors $T_{ij} = 0$ si $i \neq j$.

Isotrope

Dans un milieu isotrope, les constantes élastiques sont égales dans toutes les directions. En milieu acoustique isotrope, les propriétés élastiques sont donc réduites à une seule constante et les équations 2.7 deviennent :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = -\nabla p \quad (2.8)$$

$$p = -\kappa \sum_i \frac{\partial u_i}{\partial x_i}, \quad (2.9)$$

avec κ le module de rigidité et p la pression.

Transverse isotrope

Il est possible de formuler à partir de 2.7 des équations d'ondes acoustiques en milieu anisotrope. Bien que ce soit physiquement impossible, cette formulation permet de se rapprocher cinématiquement des équations d'ondes élastiques, de manière simplifiée (?).

Notons que cette formulation [Pose quelques problèmes (Duveneck 2008) notamment génération d'onde S (sur données "vrai simulée" et sur problème direct, mais pas la même car différente grille, PML, ... donc on la mute sur le résidu) qui n'a pas de sens physique. Proposer les solutions (taper Epsilon, en sismo on est dans l'eau donc c'est fait naturellement -> placer les sources dans un milieu isotrope).]

La paramétrisation du milieu est faite à l'aide des constantes de Thomsen (?) surtout utilisées dans le domaine des Sciences de la Terre définies comme suit :

$$\epsilon = \frac{C_{11} - C_{33}}{2C_{33}} = \frac{\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{e}_x - \mathbf{v}_p \cdot \mathbf{e}_z}{\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{e}_z} \quad (2.10)$$

$$\delta = \frac{(C_{13} + C_{44})^2 - (C_{33} - C_{44})^2}{2C_{33}(C_{33} - C_{44})}. \quad (2.11)$$

$$(2.12)$$

+theta

Le paramètre ϵ est donc lié à la différence entre la composante verticale et la composante horizontale de la vitesse des onde de pression et δ décrit davantage la propagation des ondes quasi-longitudinales.

2.5 Inversions en matériau acoustique

Dans un premier temps, la méthode d'imagerie est appliquée à des milieux acoustiques, ce qui simplifie le problème et réduit les coût de calcul. Les études proposées dans cette section sont menées en approximation 2D : on suppose que le problème ne dépend pas du tout de la dimension données par \mathbf{e}_y .

Le code utilisé est *TOYxDacTIME* développé dans le cadre du projet *Seiscope*¹. Le problème direct y est résolu par différences finies d'ordre 2.

2.5.1 Isotrope

Les données observées sont calculées à partir du milieu dont la densité et la vitesse verticale sont présentés en figure ???. On considère une configuration d'acquisition favorable à un bon

1. <http://seiscope2.osug.fr>

éclairage de la soudure : deux barrettes de 64 éléments (en émission et réception) sont situées de part et d'autre de la soudure. Cette configuration ne correspond pas à celle d'une inspection de soudure conventionnelle, puisque en pratique, le relief de la soudure ne permet pas de placer les barrettes directement dessus.

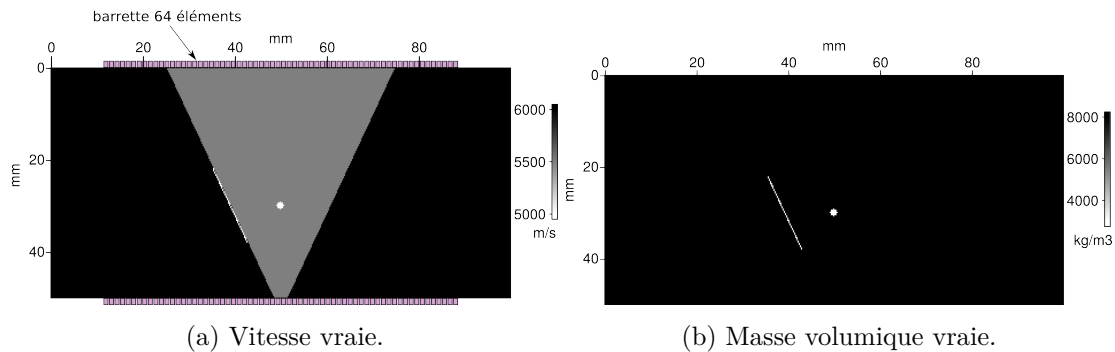


FIGURE 2.6 – Milieux en vitesse et masse volumique pour la génération des données observées.

Inversions monoparamètres

Une première inversion est réalisée, en gardant ρ à sa valeur initiale et en ne mettant à jour que le modèle de vitesse, pour 9 bandes de fréquences allant de 100 kHz à 3,4 MHz. Le modèle initial de vitesse pour cette inversion est pris uniforme avec $v_p = 6000$ m/s.

Une seconde inversion monoparamètre est proposée pour une reconstruction de la masse volumique. Cependant, il est très difficile d'assurer une convergence en prenant des modèles initiaux de vitesse et de densité uniformes, car la seule mise à jour du modèle de densité ne peut expliquer la majeure partie des données en terme de cinématique. En effet, la figure 2.7 montre que la différence de densité au niveau des défauts n'impacte pas les temps de vol mais l'amplitude des diffractions sur les défauts. Il est donc nécessaire de disposer d'un modèle de vitesse suffisamment précis pour expliquer les différentes arrivées, puis la densité sera reconstruite par correction des amplitudes. La vitesse initiale utilisée pour cette inversion est issue d'une première inversion de la vitesse avec une régularisation forçant fortement le lissage de la reconstruction.

Les modèles initiaux de vitesse et le résultats de ces inversions se trouvent figure 2.9.

commenter résultat

multiparamètre

multi paramètre : c'est dur de savoir ce qui doit être interprété en vitesse et ce qui doit l'être en densité. Le risque est donc qu'une part de l'information soit attribuée à un paramètre alors qu'elle est induite par un autre paramètre. Il vaut donc mieux inverser la paramètre dominant dans les données : ici c'est v_p , par son influence sur la cinématique et parce que ρ ne change pas beaucoup dans la soudure et est plutôt HF (que au niveau des défauts). La stratégie est donc d'inverser la vitesse seule dans un premier temps pour construire un bon modèle de vitesse qui explique les arrivées puis inverser $v_p + \rho$ (ou que ρ ?) (au moment où on voit le défaut arriver?) stratégie : inverser v_p avec fort smoothing pour n'expliquer que la cinématique en premier. le but : voir si on améliore v_p et info complémentaire pour la caractérisation donnée par ρ ?

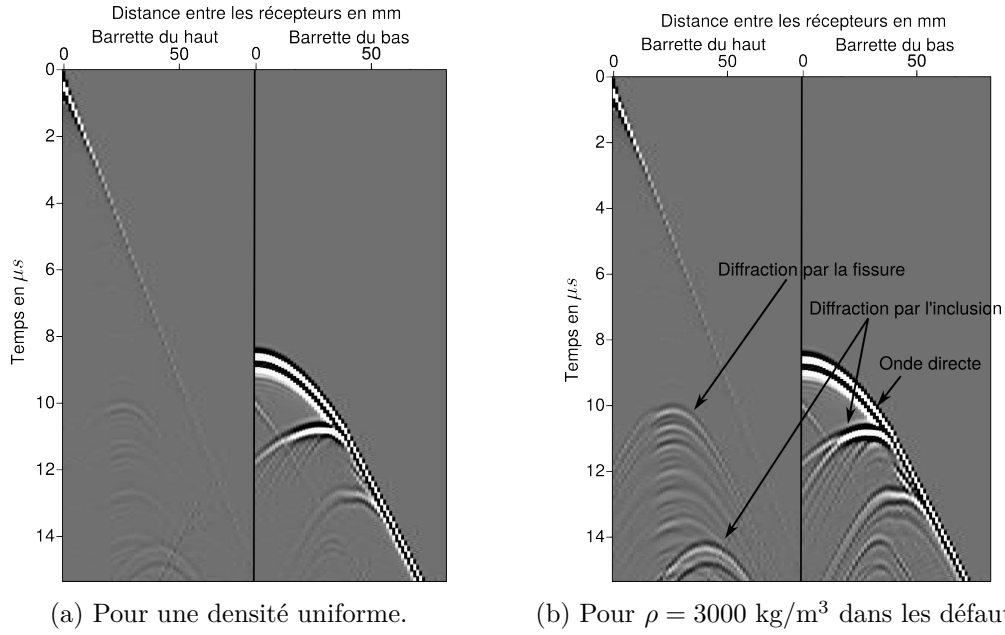


FIGURE 2.7 – Effet du contraste de densité sur les données observées (même échelle d'amplitude).

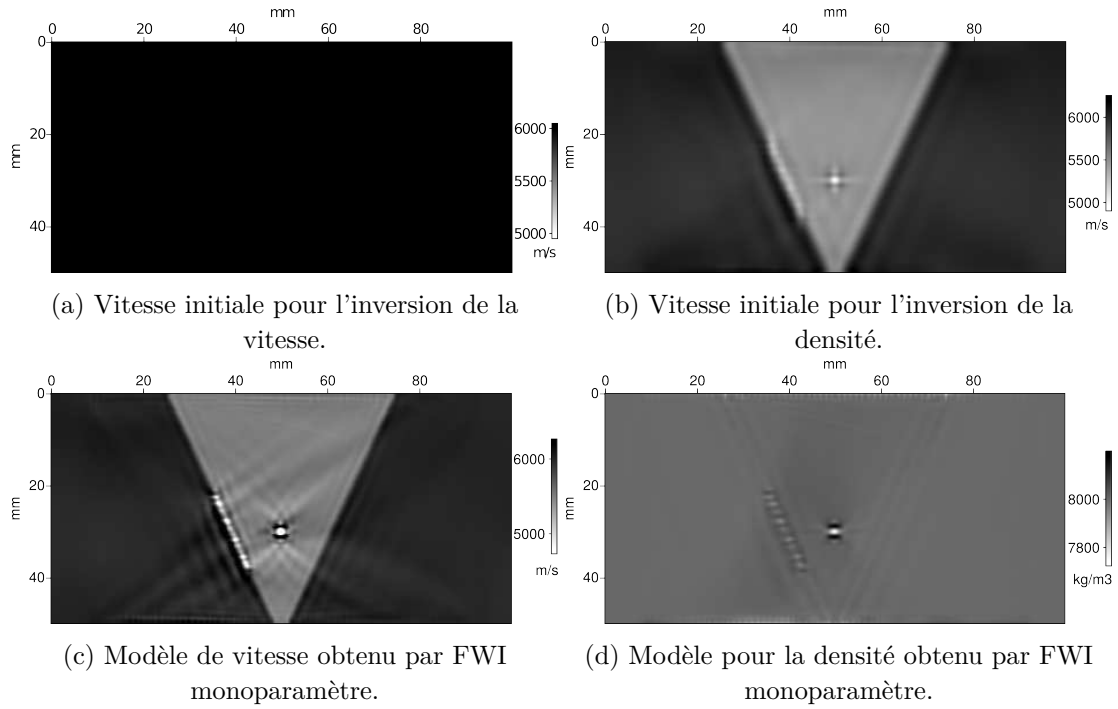


FIGURE 2.8 – Modèle initiaux et résultat d'inversion monoparamètre de la vitesse et de la densité.

2.5.2 VTI

Afin d'introduire une anisotropie simplifiée dans la soudure, une étude dans un milieu acoustique VTI est menée.

On considère une plaque isotrope dans laquelle se trouve une soudure anisotrope VTI sans défaut. On cherche à évaluer l'influence de l'anisotropie en vue d'inverser le paramètre ϵ . La valeur de ϵ dans la soudure est fixée à 20%, ce qui est environ deux fois plus élevé que les

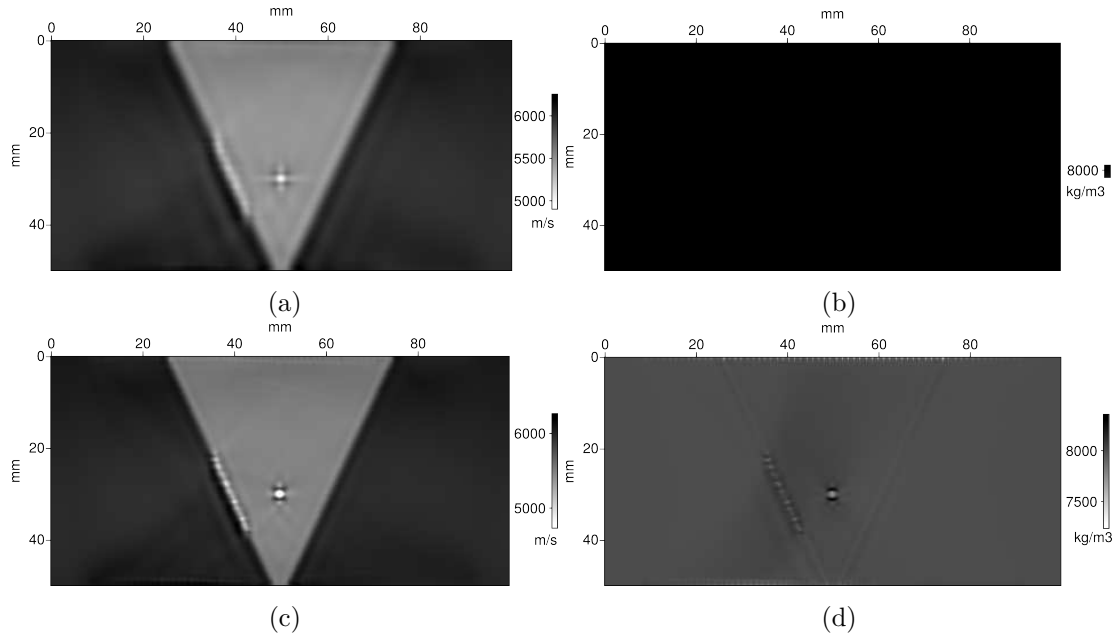


FIGURE 2.9

valeurs que l'on peut trouver dans la littérature (Chassignole, 1999). Les deux barrettes excitatrices/réceptrices sont placées de manière éloignée, afin d'accentuer la propagation des ondes suivant e_x et de s'assurer que les temps de vol soient perturbés par l'anisotropie (figure ??). Les autres paramètres (v_p, ρ et δ) sont supposés constants et uniformes.

Une comparaison des données observées en milieu isotrope ($\epsilon = 0$) et avec la soudure anisotrope est proposée en figure ?? . Il apparaît que la présence d'une anisotropie VTI a peu d'impact sur les données, car le dispositif d'acquisition favorise la mesure des ondes dont le trajet est majoritairement vertical et donc peu perturbé. L'inversion du paramètre ϵ est alors difficile : une modification grossière de la vitesse horizontale suffit à corriger les retards résiduels (cf figure ??).

figures : configurations ; traces isotrope, epsilon=20 ; inversion + données calculées

Un modèle de soudure anisotrope VTI est donc trop simple pour représenter l'anisotropie d'une soudure réelle, dont on sait qu'elle impacte beaucoup le faisceau ultrasonore. Pour tester la capacité de la FWI à reconstruire ces paramètres d'anisotropie, il est donc nécessaire d'utiliser un modèle plus pertinent qui se rapprocherait davantage de celui proposé par ? par exemple.

Le modèle proposé par ? est de la forme :

$$\theta(x, z) = \tan^{-1} \left(\frac{D/2 + z \tan \alpha}{x} \right), \quad (2.13)$$

avec D la largeur de la racine de la soudure et α l'angle du bord de soudure.

Conclusion : inversion de $\epsilon \rightarrow$ dur et par pertinent passer en tilted (façon ogilvy ?) ou modèle plus précis en élastique.

2.6 Inversions en matériau élastique isotrope

notes :

335 **2.6.1 anisotrope**

336 anisotrope est plus problématique que isotrope car : -modélisation plus complexe, -problème
337 moins bien posé

338 Gholami 2011 : la vitesse a beaucoup plus d'influence sur les données que les paramètres
339 delta et epsilon (delta étant le plus faible). D'après ses schémas, on va donc avoir une maj de la
340 vitesse mais pas des autres paramètres

341 modèle initial de soudure : citer mina ?

342 Romain : passer en TTI (code en freq)

Bibliographie

- S Bannouf. *Développement et optimisation de méthodes d'imagerie synthétique pour le contrôle non-destructif par ultrasons de composants industriels complexes*. PhD thesis, Univeristé Paris Diderot Paris 7, 2013.
- R. Brossier. *Imagerie sismique à deux dimensions des milieux visco-élastiques par inversion des formes d'ondes : développements méthodologiques et applications*. PhD thesis, Université de Nice-Sophia Antipolis, 2009.
- R. Brossier, J. Virieux, and S. Operto. Parsimonious finite-volume frequency-domain method for 2-D P-SV-wave modelling. *Geophys. J. Int.*, 175 : p. 541–559, 2008.
- M. Bruneau and C. Potel (sous la direction de). *Matériaux et acoustique*. Hermès-Lavoisier, 2006. ISBN 2-7462-1450-4.
- J. Capon. High-resolution frequency-wavenumber spectrum analysis. *Proceedings of the IEEE*, 57(8) : p. 1408–1418, 1969.
- B. Chassignole. *Influence de la structure métallurgique des soudures en acier inoxydable austénitique sur le contrôle non-destructif par ultrasons*. PhD thesis, INSA Lyon, 1999.
- B. Chassignole, O. Dupond, L. Doudet, V. Duwig, and N. Etchegaray. Ultrasonic examination of an austenitic weld : Illustration of the disturbances of the ultrasonic beam. *AIP Conference Proceedings*, 1096(1), 2009.
- S.R. Doctor, T.E. Hall, and L.D. Reid. SAFT - the evolution of a signal processing technology for ultrasonic testing. *NDT International*, (19) : p. 163–167, 1986.
- 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 : p. 31–52, 2005.
- 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.
- A. R. Levander. Fourth-order finite-difference P-SV seismograms. *Geophysics*, 53(11) : p. 1425–1436, 1988.
- P. Mora. Nonlinear two-dimensional elastic inversion of multioffset seismic data. *Geophysics*, 52(9) : p. 1211–1228, 1987a.
- P. Mora. Nonlinear elastic inversion of real data. *SEG Technical Program Expanded Abstracts*, pages 430–432, 1987b.
- J. Nocedal. Updating quasi-newton matrices with limited storage. *Mathematics of computation*, 35(151) : p. 773–782, 1980.

376 C. Prada and M. Fink. Eigenmodes of the time reversal operator : A solution to selective focusing
377 in multiple-target media. *Wave Motion*, 20 : p. 151–163, 1994.

378 R. G. Pratt, C. Shin, and G. J. Hicks. Gauss-newton and full newton methods in frequency-space
379 seismic waveform inversion. *Geophys. J. Int.*, 133 : p. 341–362, 1998.

380 S. Rodriguez, M. Deschamps, M. Castaings, and E. Ducasse. Guided wave topological imaging
381 of isotropic plates. *Ultrasonics*, 54 : p. 1880–1890, 2013.

382 R. O. Schmidt. Multiple emitter location and signal parameter estimation. *IEEE Transactions*
383 *on antennas and propagation*, AP-34(3) : p. 276–280, 1986.

384 M. K. Sen and P.L. Stoffa. *Global Optimization Methods in Geophysical Inversion*. Elsevier,
385 1995.

386 A. Tarantola. Inversion of seismic reflection data in the acoustic approximation. *Geophysics*, 49
387 (8) : p. 1259–1266, 1984.

388 A. Tarantola. *Inverse Problem Theory and Methods for Model Parameter Estimation*. Society
389 for Industrial and Applied Mathematics, 2005. ISBN 0898715725.

390 J. Virieux. P-SV wave propagation in heterogeneous media, velocity-stress finite difference
391 method. *Geophysics*, 51(4) : p. 889–901, 1986.

392 J. Virieux. *Seismic modelling of earth structure*. Editrice compositori, 1996.

393 J. Zhang, A. Hunter, B. W. Drinkwater, and P. D. Wilcox. Monte Carlo inversion of ultrasonic
394 array data to map anisotropic weld properties. *IEEE*, 59(11) : p. 2487–2497, 2012.