

Mesure de l'épaisseur à haute température avec des Transducteurs ÉlectroMagnétiques Acoustiques (EMATs)

par

Paul ROLLET

MÉMOIRE PRÉSENTÉ À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
COMME EXIGENCE PARTIELLE À L'OBTENTION DE LA MAÎTRISE
AVEC MÉMOIRE EN GÉNIE DE LA PRODUCTION AUTOMATISÉE
M. Sc. A.

MONTRÉAL, LE 11 DÉCEMBRE 2025

ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
UNIVERSITÉ DU QUÉBEC



Paul Rollet, 2025



Cette licence Creative Commons signifie qu'il est permis de diffuser, d'imprimer ou de sauvegarder sur un autre support une partie ou la totalité de cette oeuvre à condition de mentionner l'auteur, que ces utilisations soient faites à des fins non commerciales et que le contenu de l'oeuvre n'ait pas été modifié.

PRÉSENTATION DU JURY

CE MÉMOIRE A ÉTÉ ÉVALUÉ

PAR UN JURY COMPOSÉ DE:

M. Pierre Bélanger, directeur de mémoire
Département de génie mécanique à l'École de technologie supérieure

M. Ricardo Zednik, président du jury
Département de génie mécanique à l'École de technologie supérieure

M. Alain Le Duff, membre du jury
Groupe de recherche à Evident Scientific

IL A FAIT L'OBJET D'UNE SOUTENANCE DEVANT JURY ET PUBLIC

LE 8 DÉCEMBRE 2025

À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d’abord à remercier mon directeur de recherche, le professeur Pierre Bélanger, sans qui ce projet n’aurait jamais vu le jour. Merci pour son engagement constant, ses précieux conseils et son soutien tout au long de ma recherche. Son encadrement a été essentiel à la réalisation de ce mémoire.

Je souhaite également remercier notre partenaire industriel, Evident Scientific, pour le soutien apporté au projet. Un grand merci à Alain Le Duff, Guillaume Painchaud-April et Cong Zhu Sun pour leur aide précieuse et leurs conseils avisés.

Je remercie ensuite toute l’équipe du laboratoire PULETS : Aubin, Antoine, Aurélien, Baptiste, Davide, Éloi, Léo, Lucas, Maxime, Rafael, Thibault D., Thibault S. et Tony. Leur présence a largement contribué à la réussite du projet et à une ambiance de travail des plus agréables.

Merci également à tous mes amis à Montréal pour leur soutien pendant la réalisation de cette maîtrise. Merci d’avoir enduré mes discussions passionnées sur les ultrasons.

Enfin, je remercie ma famille, qui, malgré la distance, a toujours été présente pour moi. Ce mémoire marque la fin de mon parcours académique.

Mesure de l'épaisseur à haute température avec des Transducteurs ÉlectroMagnétiques Acoustiques (EMATs)

Paul ROLLET

RÉSUMÉ

La mesure d'épaisseur constitue une opération essentielle du contrôle non destructif (CND) pour le suivi de l'intégrité des structures soumises à des conditions sévères, telles que les conduites industrielles ou les composants exposés à de fortes températures. Parmi les différentes techniques disponibles, les ultrasons représentent une solution privilégiée pour leur précision, leur rapidité d'exécution et leur capacité à évaluer les discontinuités internes des matériaux.

Le transducteur électromagnétique acoustique (EMAT) se distingue des capteurs piézoélectriques traditionnels par son fonctionnement sans couplant et sa capacité à générer des ondes de cisaillement. Ce type d'onde, dont la longueur d'onde est plus courte que celle des ondes longitudinales à fréquence donnée offre une meilleure résolution spatiale pour la mesure d'épaisseur. L'EMAT exploite principalement la force de Lorentz issue de l'interaction entre la densité de courant induite dans la pièce et un champ magnétique, permettant la génération et la détection d'ondes de cisaillement selon une configuration *pulse-echo*. Dans les matériaux ferromagnétiques, des phénomènes de magnétisation et de magnétostriction contribuent également à la transduction d'ondes.

Des simulations par éléments finis ont permis d'optimiser la conception du dispositif, en étudiant la distribution du champ magnétique statique et la densité des forces de Lorentz. Plusieurs configurations d'aimants et de bobines ont été évaluées, et l'agencement combinant un noyau ferromagnétique central, des aimants latéraux et une bobine papillon s'est révélé le plus performant, améliorant significativement le rapport signal sur bruit (*Signal to Noise Ratio* - SNR) et la directivité acoustique.

Les prototypes ont été réalisés à l'aide d'aimants permanents en Samarium-Cobalt (SmCo) et d'un circuit imprimé (*Printed Circuit Board* - PCB) en céramique d'alumine (Al_2O_3), assurant une stabilité mécanique et thermique jusqu'à 400 °C. Les essais sur des échantillons d'acier 1018 et 1045 ont révélé un SNR supérieur à 17 dB sur l'ensemble de la plage de température, et une excellente stabilité après plusieurs cycles thermiques ainsi qu'une semaine d'essai continu à 300 °C.

Enfin, la détection de défauts internes de type trou à fond plat (*Flat Bottom Hole* - FBH) a été réalisée avec succès, y compris à haute température, au moyen d'un EMAT compact.

Mots-clés: Ultrasons, contrôle non destructif (CND), transducteur électromagnétique acoustique (EMAT), haute température

High temperature gauging using an electromagnetic acoustic transducer

Paul ROLLET

ABSTRACT

Thickness measurement is an essential operation in non-destructive testing (NDT) for monitoring the integrity of structures operating under severe conditions, such as industrial pipelines or components exposed to high temperatures. Among the various available techniques, ultrasonics remain a preferred solution due to their accuracy, rapid acquisition, and ability to evaluate internal discontinuities within materials.

The electromagnetic acoustic transducer (EMAT) differs from conventional piezoelectric sensors by its couplant-free operation and its ability to generate shear waves. This type of wave, with a shorter wavelength at a given frequency, provides higher spatial resolution for thickness measurement. The EMAT mainly relies on the Lorentz force resulting from the interaction between the induced current density in the specimen and a static magnetic field, enabling the generation and detection of shear waves in a pulse-echo configuration. In ferromagnetic materials, additional contributions from magnetization and magnetostrictive effects also participate in the acoustic wave transduction process.

Finite element simulations were performed to optimize the device design by analyzing the distribution of the static magnetic field and the density of Lorentz forces within the active region. Several magnet and coil configurations were investigated, and the arrangement combining a ferromagnetic core, lateral magnets, and a butterfly-shaped coil proved to be the most efficient, leading to a significant improvement in signal-to-noise ratio (SNR) and acoustic beam directivity.

Prototypes were fabricated using Samarium–Cobalt (SmCo) permanent magnets and a ceramic printed circuit board (PCB) made of aluminum oxide (Al_2O_3), ensuring mechanical and thermal stability up to 400 °C. Tests conducted on 1018 and 1045 steel samples showed an SNR greater than 17 dB across the entire temperature range, with excellent stability after several thermal cycles and one week of continuous operation at 300 °C.

Finally, the detection of internal defects, such as flat bottom holes (FBH), was successfully achieved, including at high temperature, using a compact and optimized EMAT.

Keywords: Ultrasound, non-destructive testing (NDT), electromagnetic acoustic transducer (EMAT), high temperature

TABLE DES MATIÈRES

	Page
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 REVUE DE LITTÉRATURE	5
1.1 Les ondes ultrasonores	5
1.1.1 Équations de propagation des ondes de volume	5
1.1.2 Interaction des ultrasons aux interfaces	10
1.1.2.1 Incidence normale	11
1.1.2.2 Incidence oblique	13
1.1.3 Phénomène d'atténuation	15
1.1.4 Effet de la température sur la propagation des ondes ultrasonores	16
1.2 Contrôle non destructif par ultrasons	17
1.2.1 A-scan, B-scan, C-scan et S-scan	17
1.2.2 Mesure d'épaisseur par ultrasons	18
1.3 Les sondes à ultrasons	20
1.3.1 Transducteurs piézoélectriques	20
1.3.2 Technologie laser	22
1.3.3 EMAT	23
1.4 Principe de fonctionnement d'un EMAT	25
1.4.1 Équations de Maxwell	25
1.4.2 Effet de peau	26
1.4.3 Force de Lorentz	28
1.4.4 Magnétisation et magnétostriction	30
1.4.5 Réception des ondes par les EMATs	31
1.4.6 Les EMATs et la haute température	32
1.4.6.1 Bobine	32
1.4.6.2 Aimants permanents à haute température	35
1.5 Conclusion de la revue de littérature	37
1.6 Objectif et méthodologie	37
CHAPITRE 2 CONCEPTION ET OPTIMISATION DE L'EMAT	39
2.1 Simulations par éléments finis de l'EMAT	39
2.1.1 Configuration des aimants avec un noyau magnétique	39
2.1.2 Conception de la géométrie de la bobine	43
2.2 Fabrication de l'EMAT et dispositif expérimental	46
2.3 Résultats et validation des simulations	48
CHAPITRE 3 CARACTÉRISATION EXPÉRIMENTALE DE L'EMAT À HAUTE TEMPÉRATURE POUR LA MESURE D'ÉPAISSEUR	53
3.1 Dispositif expérimental pour mesures à haute température	53
3.2 Analyse des résultats expérimentaux	55

3.2.1	Mesure d'épaisseur à haute température	55
3.2.2	Fiabilité et robustesse dans un environnement extrême	62
3.3	Limite majeure de l'EMAT	63
CHAPITRE 4 DÉTECTION DE TROUS À FOND PLAT		67
4.1	Caractérisation des FBH	67
4.2	Résultats à température ambiante	68
4.3	Résultats à haute température	70
CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS		73
BIBLIOGRAPHIE		77

LISTE DES TABLEAUX

	Page
Tableau 1.1	Différents aimants permanents commercialisés 36
Tableau 2.1	SNR et Amplitude des signaux illustrés sur la figure 2.6 49
Tableau 4.1	Amplitude des échos du FBH et du fond de la pièce, ainsi que leur rapport, pour différentes températures 71

LISTE DES FIGURES

	Page
Figure 1.1	Illustration des ondes longitudinales a) et des ondes transversales b) 10
Figure 1.2	Transmission et réflexion d'une onde incidente normale à la frontière ... 11
Figure 1.3	Principe d'interaction d'une onde ultrasonore transversale à l'interface entre deux milieux 14
Figure 1.4	Schéma simplifié du principe de mesure d'épaisseur par sonde ultrasonore a), avec un A-scan de fréquence 2,25 MHz b) 18
Figure 1.5	Schéma en coupe d'une sonde piézoélectrique 21
Figure 1.6	Principe de fonctionnement d'un EMAT 24
Figure 1.7	Schéma de principe des forces de Lorentz 29
Figure 1.8	Schémas des principales formes de bobines utilisées : a) spirale, b) méandre, c) circuit de course et d) papillon 33
Figure 1.9	Schéma de la bobine en forme de papillon : avec le sens du courant a) et la zone d'émission des ondes b) 34
Figure 2.1	Schéma en coupe des concepts d'agencement des aimants : a) aimant unique, b) noyau avec aimants latéraux, c) noyau avec aimants latéraux et supérieur 40
Figure 2.2	Simulation COMSOL du flux magnétique des trois configurations d'aimants : a) distribution du flux et lignes de champ, b) Distribution du flux magnétique à la surface d'un échantillon d'acier 41
Figure 2.3	Densité de force de Lorentz simulée pour différentes formes de bobines : a) méandre, b) circuit de course, c) papillon 44
Figure 2.4	Illustration de la propagation des ondes pour différentes formes de bobines : a) méandre, b) circuit de course, c) papillon 45
Figure 2.5	Schéma en coupe de l'EMAT 47
Figure 2.6	Premier et second écho d'une mesure avec l'EMAT. (a)–(c) réalisés sur un échantillon d'aluminium (d)–(f) réalisés sur un échantillon d'acier .. 48
Figure 3.1	Photographie de la face inférieure de PCB en oxyde d'alumine (Al_2O_3) . 54

Figure 3.2	Photographie du montage de l'EMAT	54
Figure 3.3	Signaux enregistrés sur un échantillon d'acier 1018 de 38 mm d'épaisseur entre 20 °C et 300 °C	56
Figure 3.4	Signaux enregistrés sur un échantillon d'acier 1045 de 20 mm d'épaisseur entre 20 °C et 400 °C	57
Figure 3.5	Évolution de la vitesse de l'onde de cisaillement dans l'échantillon d'acier 1045 de 20 mm d'épaisseur entre 20 °C et 400 °C	58
Figure 3.6	Évolution de l'amplitude crête à crête du premier écho des signaux en fonction de la température	59
Figure 3.7	Évolution du rapport signal sur bruit (SNR) en fonction de la température	60
Figure 3.8	Densité spectrale de puissance de la partie utile des signaux de la figure 3.4	61
Figure 3.9	Signaux obtenus sur un échantillon d'aluminium après une semaine à 300 °C dans un four	62
Figure 3.10	Signal obtenu avec un PCB résonant et filtre passe-haut appliqué : a) signal temporel, b) DSP normalisée correspondante	64
Figure 3.11	Signaux obtenus avec un PCB résonnant a) et après l'ajout d'une couche absorbante b), ainsi que leur densité spectrale de puissance respective c) et d)	65
Figure 4.1	Schéma en coupe de la pièce avec ses FBH	68
Figure 4.2	Signaux de l'EMAT sur différents diamètres de FBH	69
Figure 4.3	Signaux de l'EMAT obtenus pour différentes températures sur un trou à fond plat de 3, 18 mm de diamètre	71

LISTE DES ABRÉVIATIONS, SIGLES ET ACRONYMES

CND	Contrôle Non Destructif
EMAT	Transducteur électromagnétique acoustique (Electromagnetic Acoustic Transducer)
FBH	Trou à fond plat (Flat Bottom Hole)
SNR	Rapport signal sur bruit (Signal to Noise Ratio)
TFM	Méthode de focalisation en tous points (Total Focusing Method)
PWI	Imagerie par ondes planes (Plane Wave Imaging)
ToF	Temps de vol (Time of Flight)
MP	Matching Pursuit
PCB	Circuit imprimé (Printed Circuit Board)
LTCC	Céramique cocuite à basse température (Low Temperature Co-fired Ceramic)
Al ₂ O ₃	Oxyde d'alumine
AlN	Nitrure d'Aluminium
TMT	Température Maximale de Fonctionnement
NdFeB	Néodyme-Fer-Bore
SmCo	Samarium-Cobalt
FR-4	Matériau composite (Flame Retardant 4)
DSP	Densité Spectrale de Puissance
MgO	Oxyde de magnésium

LISTE DES SYMBOLES ET UNITÉS DE MESURE

u	Déplacement de la particule (m)
t	Temps (s)
V	Vitesse de propagation de l'onde ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)
ρ	Masse volumique ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)
ω	Pulsation d'onde ($\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}$)
k	Nombre d'onde (m^{-1})
f	Fréquence (Hz)
λ	Longueur d'onde (m)
ϵ_{ij}	Composante du tenseur de déformation de la face normale à la direction i dans la direction j (sans unité)
σ_{ij}	Composante du tenseur de contrainte de la face normale à la direction i dans la direction j (Pa)
σ_{ijkl}	Tenseur d'élasticité liant les composantes ij du tenseur de contrainte aux composantes kl du tenseur de déformation (Pa)
δ_{ij}	Symbole de Kronecker (sans unité)
E	Module de Young (Pa)
ν	Coefficient de Poisson (sans unité)
$\vec{\nabla}$	Opérateur Nabla
p	Pression acoustique (Pa)
Z	Impédance acoustique ($\text{Pa}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-1}$)
R	Coefficient de réflexion en énergie (sans unité)
T	Coefficient de transmission en énergie (sans unité)
$\theta_{i,r,t,L,T}$	Angle de l'onde : incidente, réfléchie, transmise, Longitudinale, Transversale (rad)
$V_{i,r,t,L,T}$	Vitesse de l'onde : incidente, réfléchie, transmise, Longitudinale, Transversale ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)

I	Intensité acoustique ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$)
α_{att}	Coefficient d'atténuation (m^{-1})
α	Coefficient de dilatation thermique (K^{-1})
T	Température ($^{\circ}\text{C}$)
d	Épaisseur de la pièce (m)
$\vec{F}_L$	Force de Lorentz (N)
$\vec{F}_L$	Densité de force de Lorentz ($\text{N}\cdot\text{m}^{-3}$)
$\vec{J}$	Densité de courant électrique ($\text{A}\cdot\text{m}^{-2}$)
$\vec{B}$	Champ magnétique (T)
$\vec{H}$	Champ d'excitation magnétique ($\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$)
$\vec{M}$	Vecteur de magnétisation ($\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$)
$\vec{E}$	Champ électrique ($\text{V}\cdot\text{m}^{-1}$)
$\vec{D}$	Champ de déplacement électrique ($\text{C}\cdot\text{m}^{-2}$)
ρ_q	Densité volumique de charge libre ($\text{C}\cdot\text{m}^{-3}$)
ϵ_r	Permittivité relative du matériau (sans unité)
ϵ_0	Permittivité du vide ($8,854 \times 10^{-12} \text{ F}\cdot\text{m}^{-1}$)
μ_r	Perméabilité relative du matériau (sans unité)
μ_0	Perméabilité du vide ($4\pi \times 10^{-7} \text{ H}\cdot\text{m}^{-1}$)
σ_e	Conductivité électrique ($\text{S}\cdot\text{m}^{-1}$)
δ	Profondeur de peau (m)
n_e	Densité volumique de porteurs de charge (m^{-3})
B_r	Rémanence magnétique (T)
A_{signal}	Amplitude moyenne quadratique d'un écho (sans unité)
A_{bruit}	Amplitude moyenne quadratique du bruit (sans unité)

INTRODUCTION

Dans l'industrie, de nombreux systèmes comportent des conduits dans lesquels circulent des fluides sous pression et à haute température. Ces conditions sévères entraînent des phénomènes d'érosion et de corrosion ayant pour conséquence la dégradation des parois. Il en résulte une diminution progressive de l'épaisseur des conduits, pouvant conduire à l'apparition de fissures, de fuites, voire à une rupture catastrophique de l'installation. Le suivi de l'épaisseur des conduits est donc indispensable afin de garantir la sécurité des installations, tout en évitant un remplacement trop fréquent et coûteux des équipements. Il est particulièrement avantageux de pouvoir réaliser ces contrôles dans ces environnements à haute température en cours de service, sans arrêt de production, afin de réduire les coûts. Des contrôles à haute température peuvent également être nécessaires dans d'autres domaines, comme dans des procédés de fabrication ou dans des centrales nucléaires.

Le contrôle non destructif (CND) répond à ces besoins. Il regroupe un ensemble de techniques d'inspection permettant d'évaluer l'intégrité, les propriétés ou la présence de défauts dans un matériau ou une structure, sans compromettre son utilisation future. Parmi ces techniques, on retrouve notamment les ultrasons, les rayons X, les courants de Foucault, ainsi que l'inspection visuelle. Les ultrasons sont largement utilisés dans l'industrie : des ondes ultrasonores sont émises et les signaux reçus sont analysés afin de caractériser le matériau. Ces mesures sont réalisées à l'aide de transducteurs ultrasonores, qui se divisent principalement en trois types : les transducteurs piézoélectriques, les transducteurs à excitation laser et les transducteurs électromagnétiques acoustiques (EMAT).

Il est possible de mesurer l'épaisseur d'une pièce à l'aide de la technique du *pulse-echo*. Dans ce principe, la sonde émet une onde ultrasonore (de fréquence généralement comprise entre 50 kHz et 10 MHz) qui se propage dans le matériau inspecté. Cette onde est réfléchiée par chaque discontinuité rencontrée, notamment par le fond de la pièce. Le signal réfléchi est ensuite reçu

par la même sonde émettrice. En connaissant la vitesse de propagation de l'onde dans le matériau et en mesurant le temps de vol (*Time of Flight* - ToF) — c'est-à-dire le temps nécessaire à l'onde pour parcourir l'aller-retour dans la pièce — il est alors possible de déterminer son épaisseur.

Les EMATs présentent plusieurs avantages par rapport aux sondes piézoélectriques. Tout d'abord, il s'agit de capteurs dits sans contact, puisqu'ils ne nécessitent pas l'utilisation de couplant. Cette caractéristique constitue un atout majeur pour les applications à haute température ou dans des environnements difficiles d'accès. De plus, les EMAT permettent de générer et de détecter des ondes de cisaillement, dont la longueur d'onde, à fréquence donnée, est environ deux fois plus courte que celle des ondes longitudinales. Cela se traduit par une meilleure résolution spatiale et donc une précision accrue dans la mesure d'épaisseur.

À l'inverse, les transducteurs piézoélectriques rencontrent une limitation importante : la nécessité d'un couplant adapté aux hautes températures. La plupart des couplants conventionnels se dégradent rapidement dès que la température dépasse quelques centaines de degrés Celsius. L'utilisation de couplants alternatifs a bien été étudiée, mais elle impose généralement une forte pression mécanique sur la sonde afin d'assurer un contact acoustique suffisant (Bouchy, Zednik & Belanger, 2023; Bhadwal, Torabi Milani, Coyle & Sinclair, 2019). Cette contrainte rend difficile la réalisation d'un balayage, c'est-à-dire l'inspection d'une surface complète par déplacement successif de la sonde, limitant ainsi l'application à des mesures ponctuelles.

Malgré leurs avantages, les EMAT présentent encore plusieurs défis. Pour supporter les températures élevées, certains dispositifs intègrent des systèmes de refroidissement liquide ou gazeux (Burrows, Fan & Dixon, 2014). Bien que ces solutions protègent efficacement le capteur, elles complexifient son utilisation pratique, en particulier dans des environnements industriels restreints et dépourvus de ressources en eau ou en air comprimé. Par ailleurs, un autre inconvénient majeur des EMAT est leur faible efficacité électroacoustique : des puissances électriques importantes sont nécessaires pour générer des signaux exploitables. Dans certaines

configurations, des courants atteignant 12 A pour une tension de 450 V ont été rapportés (Lunn, Dixon & Potter, 2017), ce qui impose des alimentations spécifiques et soulève des enjeux de sécurité ainsi que de portabilité.

Cette étude s'appuie à la fois sur la théorie des ultrasons, afin de mieux comprendre leur comportement lors de la propagation à haute température, et sur l'analyse des propriétés des différents composants constituant un EMAT. L'objectif principal a été d'identifier et d'intégrer des matériaux résistants à des conditions thermiques extrêmes, dans le but de concevoir un prototype d'EMAT adapté à de telles contraintes. Des simulations ont ensuite été réalisées afin d'optimiser la conception de ce prototype. Connecté à un appareil de mesure portable, l'OmniScan X3 d'Evident Scientific, l'EMAT a été développé pour permettre la réalisation de mesures d'épaisseur fiables à des températures jusqu'à 400 °C. Enfin, les travaux ont été étendus au-delà de la simple mesure d'épaisseur, en explorant la possibilité d'utiliser ce dispositif pour la détection de défauts internes. L'étude s'est ainsi focalisée sur la mise en évidence de défauts de type trou à fond plat (*Flat Bottom Hole* - FBH), afin d'évaluer le potentiel de l'EMAT développé pour des applications de CND plus complexes.

CHAPITRE 1

REVUE DE LITTÉRATURE

Cette revue de littérature a pour objectif de présenter les notions nécessaires à la compréhension de ce mémoire, ainsi que de faire l'état de l'art des technologies actuelles. Dans un premier temps, elle introduira les ondes ultrasonores ainsi que les méthodes de mesure d'épaisseur. Puis, elle présentera les différents types de transducteurs pour la génération des ondes. Enfin, elle se concentrera sur la technologie EMAT, en présentant son principe de fonctionnement et les composants nécessaires à son utilisation à haute température.

1.1 Les ondes ultrasonores

Il a été vu plus haut que pour le CND, les ultrasons ont de nombreux intérêts. Cette section présente la théorie des ondes ultrasonores ainsi que leur propagation dans les solides. Une onde ultrasonore est avant tout une onde mécanique, se propageant dans un milieu matériel, dont la fréquence se situe au-delà des ondes sonores audibles par l'homme, soit 20 kHz. Ces dernières décennies, de nombreux livres font référence à l'étude des ondes ultrasonores dans le cadre du CND (Cheeke, 2012; Shull, 2016).

1.1.1 Équations de propagation des ondes de volume

Dans cette partie, nous allons établir les équations régissant la propagation des ondes tridimensionnelles dans les solides. Nous commencerons par le cas unidimensionnel.

Dans un milieu homogène, isotrope et unidimensionnel selon l'axe x , on considère un élément infinitésimal de longueur ∂x , soumis à un allongement ∂u provoqué par l'application d'une force F dirigée suivant $\vec{x}$. La déformation ϵ qui en résulte est alors définie par l'équation :

$$\epsilon = \frac{\partial u}{\partial x}. \quad (1.1)$$

Au XVII^e siècle, le physicien Hooke établit une relation entre la déformation ϵ et la contrainte σ , connue sous le nom de loi de Hooke :

$$\sigma = c \epsilon, \quad (1.2)$$

où c désigne la constante d'élasticité du matériau. Durant la même période, Newton énonce le principe fondamental de la dynamique, qui, appliqué à un milieu continu, s'écrit :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial x} = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \quad (1.3)$$

où ρ représente la masse volumique du milieu. Au XVIII^e siècle, d'Alembert combine l'expression de la déformation 1.1, la loi de Hooke 1.2, et l'équation de la dynamique 1.3 pour établir l'équation de propagation d'une onde :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{\rho}{c} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}. \quad (1.4)$$

Cette équation peut être réécrite en posant $V = \sqrt{c/\rho}$, la vitesse de l'onde :

$$V^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}. \quad (1.5)$$

La solution générale de l'équation de propagation s'écrit :

$$u = A \exp j(\omega t - kx) + B \exp j(\omega t + kx), \quad (1.6)$$

où A et B sont deux constantes déterminées par les conditions aux limites. Le premier terme représente une onde se propageant dans la direction positive de l'axe x , tandis que le second correspond à une onde se propageant dans la direction opposée.

La quantité ω , appelée pulsation angulaire, traduit la vitesse de variation temporelle de la phase de l'onde. Elle est reliée à la fréquence f par la relation $f = \frac{\omega}{2\pi}$. La fréquence correspondant au nombre d'oscillations complètes effectuées par l'onde en une seconde. La période T , quant à elle, désigne la durée d'un cycle, et s'exprime par $T = 1/f$. Le paramètre k , appelé nombre d'onde, caractérise la variation spatiale de la phase. Il est défini par : $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, avec λ la longueur d'onde, c'est-à-dire la distance séparant deux points successifs en phase identique. Enfin, la vitesse de propagation V du milieu relie les grandeurs temporelles et spatiales selon : $V = \lambda f = \frac{\omega}{k}$.

Dans la réalité, les ondes se propagent dans l'espace, ainsi pour un solide homogène, isotrope en trois dimensions, on obtient pour la seconde loi de Newton l'équation suivante :

$$\sum_j \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2}. \quad (1.7)$$

En trois dimensions, la loi de Hooke généralisée devient alors :

$$\sigma_{ij} = \sum_k \sum_l c_{ijkl} \epsilon_{kl}, \quad (1.8)$$

où σ_{ij} est le tenseur de contrainte, c_{ijkl} le tenseur de raideur, ϵ_{kl} le tenseur de déformation. On peut ensuite réécrire l'équation 1.8 sous la forme suivante :

$$\sigma_{ij} = (c_{11} - c_{44}) \sum_k \epsilon_{kk} \delta_{ij} + c_{44} \epsilon_{ij}, \quad (1.9)$$

où δ_{ij} est le symbole de Kronecker, qui est nul si $i \neq j$ et vaut 1 sinon. c_{11} et c_{44} sont définis en fonction du module de Young E et du coefficient de Poisson ν par les expressions suivantes :

$$\begin{cases} c_{11} = \frac{E(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)} \\ c_{44} = \frac{E}{(1+\nu)}. \end{cases} \quad (1.10)$$

Puisque :

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (1.11)$$

on peut alors remplacer σ_{ij} de l'équation 1.7 par l'équation 1.9 et obtenir :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(c_{11} - c_{44}) \sum_k \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right] + \frac{c_{44}}{2} \sum_j \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + \frac{c_{44}}{2} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\sum_k \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right). \quad (1.12)$$

En définissant l'opérateur nabla $\vec{\nabla}$:

$$\vec{\nabla} = \left(\frac{\partial}{\partial x_1}, \frac{\partial}{\partial x_2}, \frac{\partial}{\partial x_3} \right)_{\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}}, \quad (1.13)$$

on peut alors reformuler cette expression sous forme vectorielle :

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = \left(c_{11} - \frac{c_{44}}{2} \right) \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) + \frac{c_{44}}{2} \Delta(\vec{u}), \quad (1.14)$$

avec $\vec{\nabla} \cdot \vec{u}$ la divergence du champ $\vec{u}$, $\vec{\nabla}(u)$ le gradient de scalaire u et $\Delta \vec{u}$ le laplacien de $\vec{u}$.

Le vecteur $\vec{u}$ peut être décomposé selon le théorème de Helmholtz en la somme d'un champ irrotationnel (gradient d'un scalaire) et d'un champ solénoïdal (rotationnel d'un vecteur) :

$$\vec{u} = \nabla \phi + \nabla \wedge \vec{\psi}, \quad (1.15)$$

où ϕ est un potentiel scalaire et $\vec{\psi}$ un potentiel vectoriel. On peut alors grâce à cette identité, réécrire l'équation 1.14 :

$$\vec{\nabla} \left(\rho \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - c_{11} \nabla^2 \phi \right) + \vec{\nabla} \times \left(\rho \frac{\partial^2 \vec{\psi}}{\partial t^2} - \frac{c_{44}}{2} \nabla^2 \vec{\psi} \right) = 0. \quad (1.16)$$

Les termes dans les parenthèses étant respectivement un scalaire et un vecteur, chacun est alors égal à 0. On obtient alors le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = \frac{c_{11}}{\rho} \nabla^2 \phi \\ \frac{\partial^2 \vec{\psi}}{\partial t^2} = \frac{c_{44}}{2\rho} \nabla^2 \vec{\psi}. \end{cases} \quad (1.17)$$

On peut alors identifier les équations de propagation définies précédemment par l'équation 1.5. La première équation décrit la propagation d'une onde longitudinale (ou onde de compression, figure 1.1a), associée à un champ irrotationnel, dont le déplacement s'effectue selon l'axe de propagation. La seconde équation correspond à l'onde transversale (ou onde de cisaillement, figure 1.1b), caractérisée par un champ solénoïdal et une déformation perpendiculaire à la direction de propagation. Ces deux types d'ondes, ainsi que leurs déplacements respectifs, sont représentés à la figure 1.1.

On peut alors déduire de l'équation 1.17 les vitesses de l'onde longitudinale V_L et de l'onde transversale V_T :

$$\begin{cases} V_L = \sqrt{\frac{c_{11}}{\rho}} \\ V_T = \sqrt{\frac{c_{44}}{2\rho}}. \end{cases} \quad (1.18)$$

À partir des constantes élastiques du tenseur de rigidité (équation 1.10), on peut relier ces vitesses aux propriétés mécaniques du matériau :

$$\begin{cases} V_L = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)}} \\ V_T = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\nu)}}. \end{cases} \quad (1.19)$$

Les équations précédentes ont mis en évidence l'existence de deux modes de propagation — longitudinaux et transversaux — dans le cas idéal d'un milieu homogène, isotrope et infini. Dans des géométries spécifiques, comme les plaques minces, la réflexion et l'interférence des

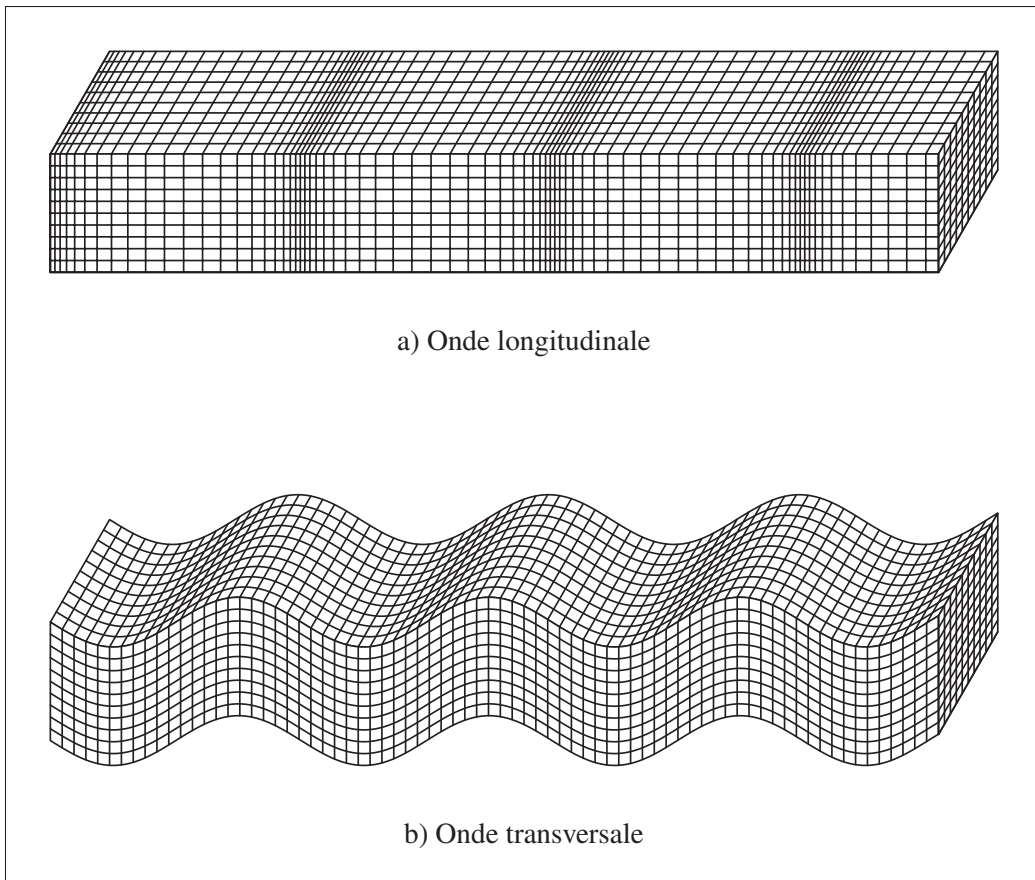


Figure 1.1 Illustration des ondes longitudinales a) et des ondes transversales b)

ondes aux interfaces donnent naissance à des modes particuliers appelés ondes guidées (Cheeke, 2012). Les plus couramment étudiées dans ce contexte sont les ondes de Lamb et les ondes de Rayleigh. Elles présentent un intérêt majeur pour l'inspection non destructive à grande distance. Néanmoins, leur étude ne sera pas approfondie dans ce mémoire, l'analyse étant restreinte aux ondes de volume.

1.1.2 Interaction des ultrasons aux interfaces

Une fois émise, une onde ultrasonore peut rencontrer une discontinuité de milieu. À l'interface entre deux matériaux, différents phénomènes physiques peuvent alors se produire, tels que la réflexion, la transmission, la réfraction ou, dans certains cas, la conversion de mode. Ces

interactions sont au cœur des techniques de CND, car elles permettent d'obtenir des informations sur la structure interne des pièces inspectées.

1.1.2.1 Incidence normale

Dans un premier temps, nous considérons le cas d'une onde plane incidente selon une direction normale à la surface de séparation entre deux milieux. La figure 1.2 illustre ce scénario, dans lequel une partie de l'onde est transmise dans le second milieu, tandis qu'une autre partie est réfléchie dans le premier.

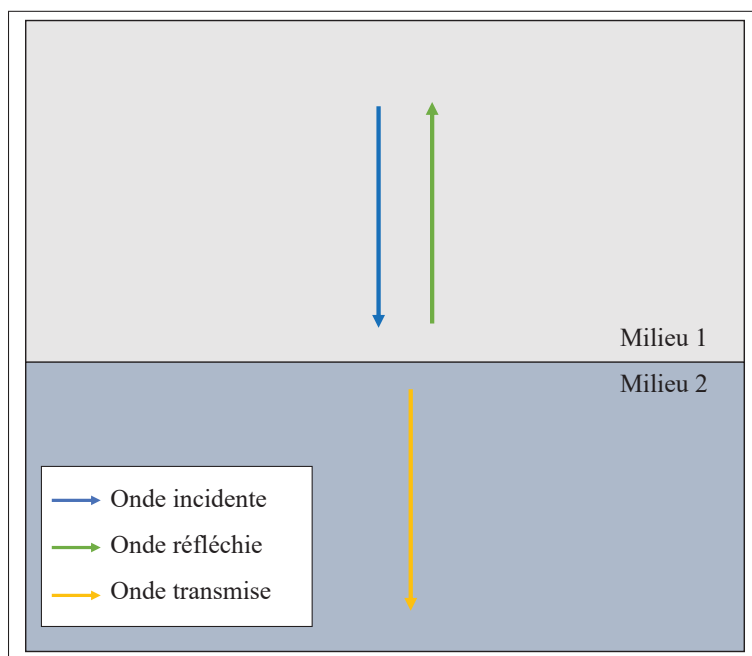


Figure 1.2 Transmission et réflexion d'une onde incidente normale à la frontière

La répartition de l'énergie entre les ondes transmises et réfléchies peut être décrite quantitativement à l'aide de l'impédance acoustique des milieux. L'impédance acoustique, notée Z , est une grandeur caractérisant la résistance qu'oppose un milieu à la propagation d'une onde sonore. Elle est définie comme le rapport entre la pression acoustique p et la vitesse de l'onde longitudinale V_L dans le milieu traversé :

$$Z = \frac{p}{V_L}. \quad (1.20)$$

En introduisant la masse volumique du milieu ρ , grandeur intrinsèque au matériau, on obtient une expression plus couramment utilisée de l'impédance acoustique :

$$Z = \rho V_L. \quad (1.21)$$

Lorsque l'onde incidente se propage dans un premier milieu d'impédance acoustique Z_1 et rencontre un second milieu d'impédance Z_2 , les coefficients de réflexion R et de transmission T , représentant respectivement les fractions d'énergie réfléchie et transmise, s'expriment :

$$\begin{cases} R = \left(\frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \right)^2 \\ T = \frac{4Z_1 Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2}. \end{cases} \quad (1.22)$$

Ces deux coefficients vérifient la relation de conservation de l'énergie :

$$R + T = 1. \quad (1.23)$$

L'impédance acoustique joue donc un rôle fondamental dans le comportement de l'onde à l'interface. Lorsque $Z_2 \ll Z_1$, l'onde est presque totalement réfléchie, le coefficient de transmission devenant quasi nul. À l'inverse, si les impédances acoustiques des deux milieux sont identiques ($Z_1 = Z_2$), l'onde est entièrement transmise sans aucune réflexion.

1.1.2.2 Incidence oblique

Dans la réalité, le cas de l'incidence normale ne représente qu'une situation idéale. En pratique, les interfaces des matériaux ne sont jamais parfaitement planes. Toute surface possède une rugosité, plus ou moins élevée, qui introduit des irrégularités géométriques susceptibles de modifier localement les angles d'incidence et de réflexion des ondes.

Dans ces conditions, lorsqu'une onde ultrasonore incidente atteint l'interface entre deux milieux avec un angle oblique, l'interaction ne se limite plus à une simple réflexion et transmission. Pour la transmission, l'onde subit un changement de direction de propagation dans le second milieu : c'est le phénomène de réfraction. De plus, l'interaction à l'interface peut donner lieu à une conversion de mode, c'est-à-dire la transformation d'une onde incidente en une ou plusieurs ondes de nature différente. Par exemple, une onde transversale incidente peut donner naissance, après réfraction, à la fois à une onde transversale et à une onde longitudinale. Cette conversion de mode peut aussi avoir lieu lors de la réflexion de l'onde. Les directions de propagation de ces différentes ondes sont régies par la loi de Snell-Descartes généralisée, qui relie les angles d'incidence, de réflexion et de transmission aux vitesses de propagation propres à chaque type d'onde dans les milieux traversés :

$$\frac{\sin \theta_i}{V_i} = \frac{\sin \theta_{rT}}{V_{rT}} = \frac{\sin \theta_{rL}}{V_{rL}} = \frac{\sin \theta_{iT}}{V_{iT}} = \frac{\sin \theta_{iL}}{V_{iL}}, \quad (1.24)$$

où :

- θ_i est l'angle de l'onde incidente dans le premier milieu, de vitesse V_i ;
- θ_{rL} et θ_{rT} sont les angles des ondes réfléchies longitudinales et transversales, avec les vitesses V_{rL} et V_{rT} ;
- θ_{iL} et θ_{iT} sont les angles des ondes transmises dans le second milieu, avec les vitesses V_{iL} et V_{iT} .

La figure 1.3 illustre le phénomène dans le cas d'une onde incidente transversale. Chaque onde se propage selon une direction propre, dépendant de sa vitesse dans le milieu considéré.

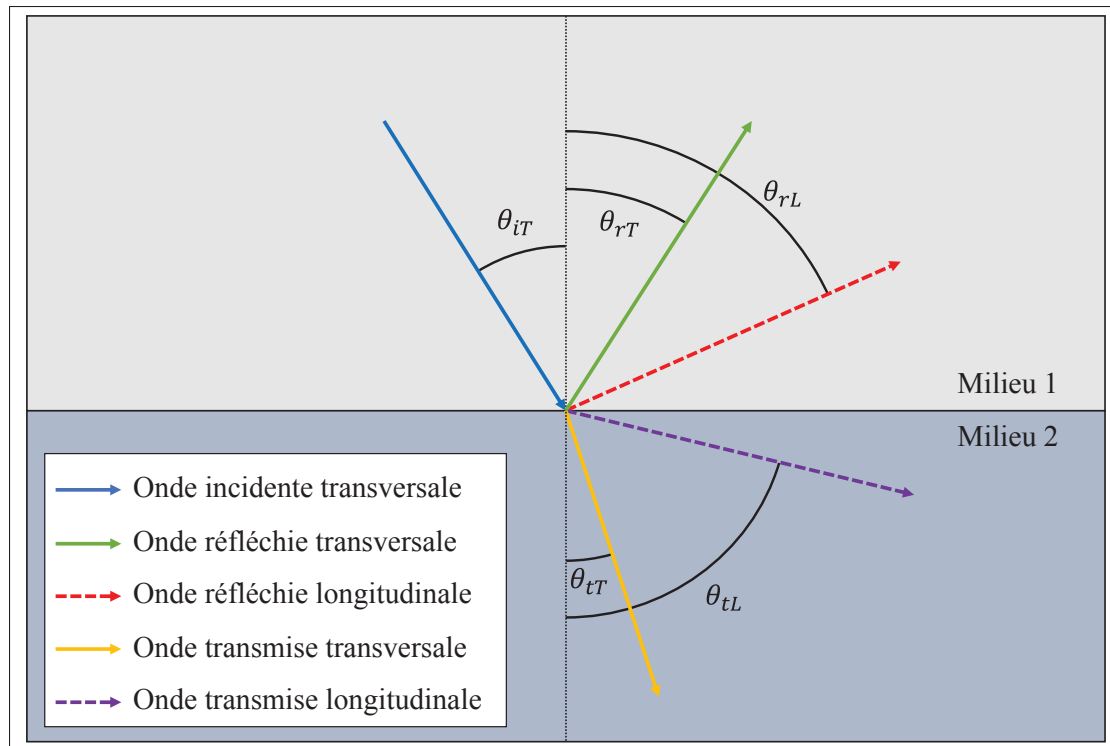


Figure 1.3 Principe d'interaction d'une onde ultrasonore transversale à l'interface entre deux milieux

Il convient également de noter que lorsque l'angle d'incidence dépasse une certaine valeur critique, il peut en résulter une réflexion totale pour certaines ondes, empêchant leur transmission dans le second milieu. Ce phénomène dépend étroitement du rapport des vitesses entre les deux milieux ainsi que de la nature de l'onde impliquée. Par exemple, dans le cas d'une onde incidente longitudinale, il est possible d'atteindre un angle critique à partir duquel l'onde longitudinale transmise cesse d'exister, ne laissant subsister qu'une onde transversale dans le second milieu. Cette configuration est notamment utilisée pour isoler les ondes transversales, qui peuvent offrir une sensibilité accrue à certains types de défauts dans les matériaux inspectés. Ces phénomènes de séparation angulaire sont à la base de nombreuses méthodes d'inspection ultrasonore.

1.1.3 Phénomène d'atténuation

Lors de la propagation dans un milieu, une onde ultrasonore perd progressivement de l'énergie. Cette perte, appelée atténuation, résulte de différents phénomènes physiques.

Les principaux mécanismes responsables de cette atténuation sont :

- Absorption : une partie de l'énergie acoustique est dissipée sous forme de chaleur dans le milieu ;
- Diffusion : les inhomogénéités du matériau provoquent une déviation de la direction de propagation de l'onde ;
- Dispersion : les ondes se propagent à des vitesses différentes selon leur nature et leur fréquence, entraînant un étalement temporel du signal ;
- Divergence : dans le cas d'une onde à front sphérique, l'énergie se répartit sur une surface croissante, réduisant ainsi l'intensité locale ;
- Réflexion et réfraction : à l'interface entre deux milieux, une partie de l'énergie est réfléchie ou transmise, ce qui se traduit par une perte relative par rapport au faisceau incident. Ce phénomène a été discuté dans la section 1.1.2.

Pour quantifier cette atténuation, on introduit l'intensité acoustique I , correspondant à l'énergie moyenne du flux acoustique traversant une surface dA pendant un intervalle de temps dt . Au cours de la propagation, cette intensité diminue selon une loi exponentielle :

$$I(x) = I_0 e^{-2\alpha_{att}x}, \quad (1.25)$$

où I_0 représente l'intensité initiale et α_{att} le coefficient d'atténuation.

La détermination précise de ce coefficient d'atténuation est complexe, car il dépend de nombreux facteurs, notamment des caractéristiques de la sonde utilisée et des propriétés du matériau inspecté. Néanmoins, pour un matériau homogène et isotrope, il a été montré que le coefficient

d'atténuation varie proportionnellement au carré de la fréquence, soit $\alpha_{att} \propto f^2$ (Cheeke, 2012; Shull, 2016).

La résolution des mesures ultrasonores dépend de la longueur d'onde, elle-même inversement proportionnelle à la fréquence. Ainsi, un compromis doit être établi entre la résolution et l'atténuation de l'onde.

1.1.4 Effet de la température sur la propagation des ondes ultrasonores

Dans cette section, l'influence de la température sur la propagation des ondes ultrasonores dans l'acier est étudiée. L'élévation de la température provoque une dilatation thermique du matériau, modifiant ainsi sa masse volumique et ses propriétés élastiques. Comme exprimé dans l'équation 1.19, la vitesse de propagation des ondes dépend de la masse volumique du matériau, de son module de Young et de son coefficient de Poisson.

La masse volumique diminue généralement avec la température et peut être approximée, dans le cas d'une dilatation thermique à pression constante, par :

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \alpha \Delta T}, \quad (1.26)$$

où ρ_0 est la masse volumique à température ambiante, ΔT l'élévation de température, et α le coefficient linéaire de dilatation thermique. Le module de Young E décroît également avec la température, tandis que le coefficient de Poisson ν tend à augmenter. La combinaison de ces variations conduit à une diminution non linéaire de la vitesse de propagation des ondes longitudinales et transversales lorsque la température augmente (Scruby & Moss, 1993; Bao, Zhang, Ahmadi, Karim & Felix Wu, 2014; Tai *et al.*, 2023).

En parallèle, l'atténuation des ondes ultrasonores s'accroît avec l'élévation de la température. Papadakis, Lynnworth, Fowler & Carnevale (1972) ont montré que, dans les aciers, le phénomène d'atténuation est principalement lié à la diffusion des ondes par les grains constituant la structure

cristalline. Or, l'augmentation de la température favorise la croissance de ces grains, entraînant ainsi une atténuation accrue (Palanichamy, Joseph, Jayakumar & Raj, 1995). Dans un contexte de contrôle non destructif, la température peut également dégrader les performances du transducteur, réduisant son efficacité d'émission et de réception. Ainsi, la diminution des amplitudes observée avec l'augmentation de la température résulte de la combinaison de deux effets principaux : la perte d'efficacité de la sonde et l'accroissement de l'atténuation de l'onde dans le matériau.

1.2 Contrôle non destructif par ultrasons

Le contrôle non destructif (CND) par ultrasons consiste à utiliser la propagation d'ondes ultrasonores pour évaluer l'intégrité d'une pièce mécanique sans en altérer la structure. Dans certains cas, cette technique permet également de mesurer l'épaisseur d'un matériau, la mesure d'épaisseur étant considérée comme une application spécifique du CND ultrasonore. Dans le cadre de cette étude, la méthode employée pour la mesure d'épaisseur est la méthode du *pulse-echo*, dans laquelle la sonde agit à la fois comme émetteur et récepteur.

1.2.1 A-scan, B-scan, C-scan et S-scan

Lors d'une inspection ultrasonore, la sonde émet une onde à travers la pièce inspectée, et les réflexions issues des interfaces internes ou du fond de la pièce contiennent les informations nécessaires à l'analyse. Différents modes de représentation des signaux peuvent être employés, parmi lesquels les visualisations A-scan, B-scan, C-scan et S-scan, chacune apportant un niveau d'information et une complexité de mise en œuvre différents. L'A-scan correspond à la représentation temporelle ou spatiale de l'amplitude du signal reçu par la sonde, comme illustré à la figure 1.4. Le B-scan consiste à réaliser une série d'A-scan le long d'un axe de déplacement de la sonde, permettant ainsi de reconstruire une coupe bidimensionnelle du matériau. Le C-scan étend ce principe en ajoutant un second axe de balayage, offrant ainsi une cartographie complète de la surface interne de la pièce. Enfin, le S-scan est obtenu à l'aide d'une sonde multiélément, permettant de générer plusieurs angles d'incidence et de former des images focalisées grâce à des méthodes avancées telles que l'imagerie par ondes planes (*Plane Wave Imaging* - PWI) ou

la méthode de focalisation en tous points (*Total Focusing Method* - TFM) (Le Jeune, Robert, Lopez Villaverde & Prada, 2016).

Dans cette étude, seul le mode A-scan est exploité pour la mesure d'épaisseur. Une fois la sonde pleinement fonctionnelle, les modes B-scan et C-scan pourront être facilement mis en œuvre pour enrichir l'analyse et offrir une représentation spatiale plus complète.

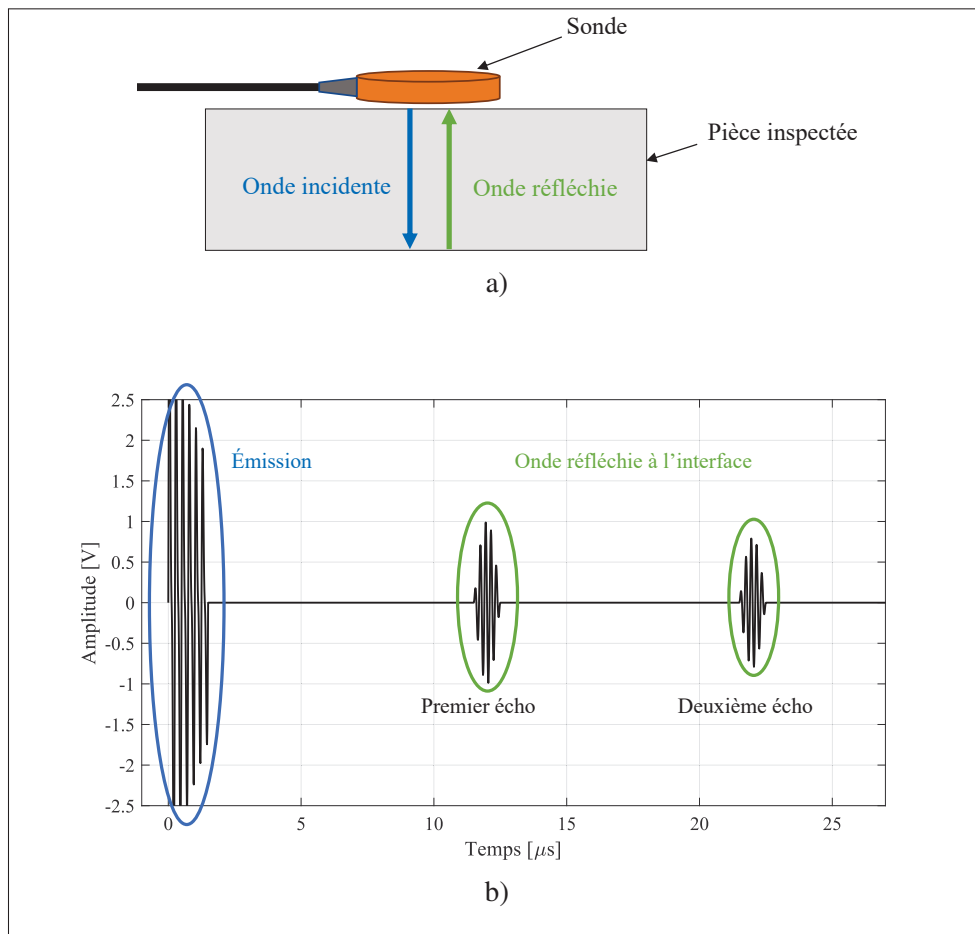


Figure 1.4 Schéma simplifié du principe de mesure d'épaisseur par sonde ultrasonore a), avec un A-scan de fréquence 2,25 MHz b)

1.2.2 Mesure d'épaisseur par ultrasons

L'analyse d'un A-scan permet de déterminer l'épaisseur d'une pièce inspectée. En connaissant la vitesse de propagation V de l'onde ultrasonore dans le matériau, la mesure du temps écoulé entre

deux échos successifs, appelé temps de vol, permet de calculer la distance parcourue par l'onde. Comme celle-ci effectue un aller-retour à l'intérieur de la pièce, la distance totale correspond au double de l'épaisseur d du matériau, selon la relation :

$$d = \frac{V \cdot \Delta\tau}{2}, \quad (1.27)$$

avec $\Delta\tau$ le temps de vol. Bien que d'autres méthodes existent pour évaluer l'épaisseur en utilisant des paramètres comme l'atténuation de l'amplitude, la phase, ou encore la fréquence, cette étude se concentre sur le temps de vol, méthode privilégiée par nos partenaires industriels.

Cependant, un écho n'est pas un simple point représentatif de la surface réfléchissante, mais un signal unique résultant de multiples phénomènes physiques. D'une part, les imperfections de la pièce (rugosité, diffusion, conversion de mode) et la divergence du faisceau engendrent une distorsion du signal par superposition d'ondes. D'autre part, le bruit électronique dégrade le SNR, rendant la détection précise de l'écho plus difficile. Face à ces perturbations qui compliquent la mesure du temps de vol, diverses méthodes d'analyse numérique ont été développées pour fiabiliser l'évaluation de l'épaisseur.

Les approches les plus courantes reposent sur la méthode de seuil, qui consiste à détecter le premier écho dépassant un niveau d'amplitude défini. Cette méthode, simple et rapide, est toutefois sensible au bruit et aux variations d'atténuation (Marioli *et al.*, 1992). Une amélioration de ce procédé consiste à appliquer le seuil non pas sur le signal brut, mais sur son enveloppe — représentant la forme de l'onde — obtenue notamment à l'aide de la transformée de Hilbert (Audoin & Roux, 1996). Une alternative plus robuste est la corrélation croisée, qui compare le signal mesuré à un signal de référence afin d'identifier le décalage temporel correspondant à l'épaisseur. Bien qu'elle offre une meilleure stabilité, elle nécessite un modèle de référence fiable (Marioli *et al.*, 1992).

Des techniques plus avancées issues du traitement du signal ont également été proposées. La méthode du *Matching Pursuit* (MP) décompose le signal en une somme d'ondelettes élémentaires

sélectionnées dans une base adaptée, permettant une représentation parcimonieuse et facilitant la séparation d'échos superposés. Cette approche améliore la précision de mesure, mais demeure coûteuse en calcul et dépend fortement du choix de la base utilisée (Mallat & Zhang, 1993). La déconvolution, quant à elle, vise à estimer le signal réfléchi idéal en inversant la réponse impulsionnelle du système de mesure (Carpenter & Stepanishen, 1984). Elle permet d'accroître la résolution temporelle et de distinguer des échos proches, mais sa robustesse dépend de la qualité du modèle employé.

Dans l'ensemble, ces méthodes traduisent un compromis entre simplicité, précision et robustesse. Les approches classiques (seuil, corrélation) offrent une mise en œuvre rapide mais se montrent limitées dans les situations complexes, tandis que les méthodes avancées (MP, déconvolution) permettent une meilleure résolution au prix d'une complexité computationnelle accrue. Ces limites motivent l'exploration de nouvelles stratégies, notamment celles basées sur l'intelligence artificielle, capables d'exploiter la richesse du signal ultrasonore et de dépasser les contraintes des approches conventionnelles (Sendra & Belanger, 2025; Shpigler, Mor & Bar-Hillel, 2022).

1.3 Les sondes à ultrasons

La génération des ondes ultrasonores repose sur l'utilisation de transducteurs, qui convertissent un signal électrique ou optique en vibrations mécaniques de haute fréquence. Les trois principales technologies employées sont les transducteurs piézoélectriques, les lasers et les EMATs. Dans cette section, une introduction de chacune de ces sondes est présentée.

1.3.1 Transducteurs piézoélectriques

Le fonctionnement des sondes piézoélectriques repose sur l'effet piézoélectrique : un cristal piézoélectrique se déforme mécaniquement lorsqu'il est soumis à une différence de potentiel électrique, générant ainsi une onde ultrasonore. Cette onde est transmise au matériau à inspecter à l'aide d'un couplant (liquide ou solide) assurant la continuité acoustique entre la sonde et la

pièce. En réception, le phénomène inverse se produit : les déformations mécaniques induites par l'onde dans le cristal piézoélectrique sont converties en signal électrique.

Pour optimiser l'émission et la réception, plusieurs couches fonctionnelles composent la sonde :

- des électrodes, placées sur les faces du cristal, assurent la connexion électrique ;
- une couche d'absorption, située à l'arrière, limite la réflexion des ondes à l'intérieur du boîtier afin d'éviter les signaux parasites ;
- une couche d'adaptation, placée entre le cristal et la pièce, permet d'améliorer la transmission de l'énergie acoustique en minimisant les pertes dues au décalage d'impédance acoustique.

Pour une transmission optimale, l'impédance acoustique $Z = \rho V_L$ de la couche d'adaptation Z_{ca} doit vérifier la relation :

$$Z_{ca} = \sqrt{Z_p Z_{pi}}, \quad (1.28)$$

où Z_p représente l'impédance du cristal piézoélectrique et Z_{pi} celle de la pièce inspectée. La figure 1.5 illustre le schéma de principe d'un transducteur piézoélectrique.

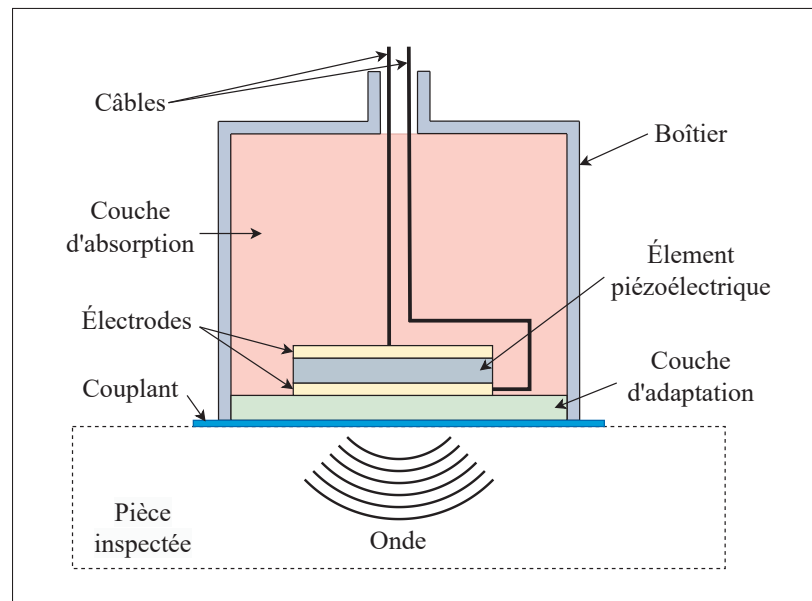


Figure 1.5 Schéma en coupe d'une sonde piézoélectrique

L'utilisation de sondes piézoélectriques à haute température présente toutefois plusieurs défis majeurs. Le principal réside dans la mise au point d'un couplant à la fois stable et performant sous des conditions thermiques élevées. Même avec les solutions existantes, une forte pression doit être appliquée sur la sonde afin d'assurer un couplage efficace avec la surface inspectée (Bouchy *et al.*, 2023; Bhadwal *et al.*, 2019), ce qui complique considérablement la réalisation de mesures rapides ou répétées.

1.3.2 Technologie laser

Il est également possible d'utiliser un transducteur laser pour la génération d'ondes ultrasonores. Le principe consiste à focaliser un faisceau laser en un point de la surface du matériau à inspecter. Ce faisceau, d'énergie élevée, est absorbé par le matériau, provoquant localement une élévation rapide de la température. Deux régimes de génération sont alors possibles.

Dans le régime ablatif, lorsque la puissance du faisceau dépasse un seuil critique, une fusion locale de la surface se produit. Une réaction mécanique liée à l'expulsion de matière engendre alors une onde ultrasonore. Ce mode de génération est considéré comme partiellement destructif, car il entraîne une légère altération de la surface du matériau.

Dans le régime thermoélastique, obtenu pour des puissances plus faibles, l'échauffement local génère une dilatation thermique rapide, créant une concentration de contraintes qui se traduit par l'émission d'une onde ultrasonore, sans endommager la surface. En ajustant des paramètres, notamment l'angle d'incidence et la distribution du faisceau, il est possible de générer différents types d'ondes, qu'elles soient de volume (longitudinale ou transversale) ou de surface (Scrubby & Drain, 1990; Cheeke, 2012).

Pour la réception des ondes ultrasonores, plusieurs méthodes peuvent être employées. La plus courante repose sur un interféromètre de Michelson, permettant de mesurer les déplacements de surface induits par les ondes. Il est également possible d'utiliser un autre transducteur, tel qu'une sonde piézoélectrique ou un EMAT. Ce dernier étant d'ailleurs souvent utilisé comme récepteur plutôt que comme générateur (Boonsang & Dewhurst, 2006).

Malgré son efficacité, la technologie laser présente plusieurs limitations. Son coût élevé, sa complexité de mise en œuvre et l'encombrement des équipements nécessaires restreignent son utilisation pour des inspections en milieu industriel.

1.3.3 EMAT

La technologie EMAT permet de convertir une énergie électrique en énergie acoustique grâce à la force de Lorentz, issue de l'interaction entre la densité de courant de Foucault $\vec{J}$, induite par une bobine, et un champ magnétique polarisé $\vec{B}$ (Shull, 2016). Cette interaction engendre une force volumique perpendiculaire aux deux vecteurs, appelée densité de force de Lorentz $\vec{f}_L$, exprimée par :

$$\vec{f}_L = \vec{J} \wedge \vec{B}. \quad (1.29)$$

Cette force volumique agit en surface du matériau conducteur, générant une onde ultrasonore. Le phénomène inverse permet également la détection du signal acoustique par la même bobine.

La figure 1.6 illustre le principe de fonctionnement d'un EMAT à aimant permanent. Sur cette figure et pour la suite de ce mémoire, les aimants permanents sont représentés par un rectangle composé de deux zones de couleur : une rouge et une bleue. Un aimant permanent étant un dipôle, la zone rouge correspond au pôle nord de l'aimant et la zone bleue correspond au pôle sud.

La génération de courants de Foucault impose que la pièce inspectée soit électriquement conductrice. Dans les matériaux ferromagnétiques, des effets additionnels tels que la magnétostriction et la magnétisation contribuent également à la conversion électromécanique (Ribichini, 2011).

Les EMATs présentent toutefois un SNR relativement faible. Ce problème provient principalement des interférences électromagnétiques provoqués par les composants constituant l'EMAT. L'amélioration du SNR peut être obtenue en augmentant l'intensité des courants induits, par une excitation électrique plus puissante, ou en renforçant le champ magnétique afin d'accroître la

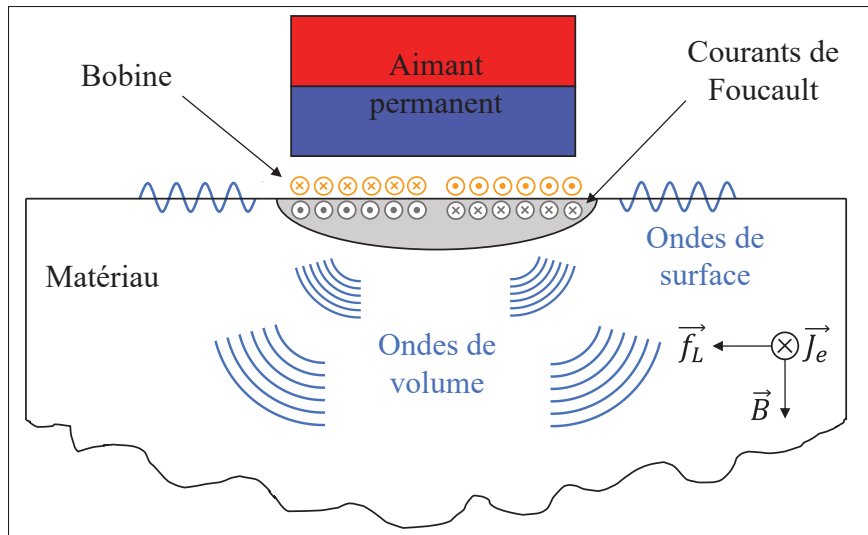


Figure 1.6 Principe de fonctionnement d'un EMAT

densité de force de Lorentz et, par conséquent, l'énergie acoustique générée. Par ailleurs, une adaptation optimale de l'impédance électrique entre l'EMAT et l'instrument de mesure est très importante.

Bien que les EMATs soient souvent qualifiés de sondes sans contact, leur fonctionnement optimal requiert une distance très faible entre la bobine et la surface de la pièce, ce qui conduit fréquemment à un contact mécanique entre ces derniers. Le champ magnétique nécessaire peut être produit soit par des aimants permanents, soit par un électroaimant. Dans le cadre de cette étude, des aimants permanents ont été retenus afin de générer un champ statique, évitant ainsi les contraintes d'alimentation et de refroidissement associées à l'utilisation d'un électroaimant.

En fonction de la géométrie de la bobine et de l'orientation du champ magnétique, différents modes d'ondes peuvent être excités, tels que les ondes guidées ou les ondes de volumes. Les EMATs sont le plus souvent conçus comme des sondes monoélément, mais des configurations multiélément ont été développées, adaptées aussi bien aux ondes guidées (Sawaragi *et al.*, 2000) qu'aux ondes de volume (Isla & Cegla, 2017).

1.4 Principe de fonctionnement d'un EMAT

Cette section décrit le principe de fonctionnement des EMATs de manière plus détaillée qu'à la section 1.3.3, en s'intéressant aux mécanismes de conversion électromécanique, aux facteurs influençant leurs performances, ainsi qu'aux défis associés à leur utilisation à haute température.

1.4.1 Équations de Maxwell

Avant d'aborder le principe de génération des ondes ultrasonores par un EMAT, il est nécessaire de rappeler les équations fondamentales décrivant les interactions électromagnétiques. Un EMAT repose sur un couplage électromagnétique entre la sonde et la pièce inspectée, permettant la conversion d'une excitation électrique en onde ultrasonore au sein d'un matériau électriquement conducteur. Ce couplage est régi par les équations fondamentales de l'électromagnétisme, formulées par Maxwell (1873) :

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_q \quad (\text{Équation de Maxwell-Gauss}) \quad (1.30)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{Équation de Maxwell-Thomson}) \quad (1.31)$$

$$\nabla \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{Équation de Maxwell-Faraday}) \quad (1.32)$$

$$\nabla \wedge \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{Équation de Maxwell-Ampère}) \quad (1.33)$$

où $\vec{D}$ est le champ de déplacement électrique et ρ_q la densité de charge libre, $\vec{B}$ est le champ magnétique, $\vec{E}$ le champ électrique, $\vec{H}$ le champ d'excitation magnétique et $\vec{J}$ la densité de courant. À ces relations sont associées les équations constitutives suivantes :

$$\vec{D} = \epsilon_r \epsilon_0 \vec{E} \quad (1.34)$$

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (1.35)$$

$$\vec{J} = \sigma_e \vec{E} \quad (1.36)$$

où ϵ_r et ϵ_0 sont respectivement les permittivités du matériau et du vide, μ_0 est la perméabilité du vide, $\vec{M}$ le vecteur de magnétisation et σ_e la conductivité électrique.

1.4.2 Effet de peau

Lors de la génération de courants de Foucault par la bobine d'un EMAT, l'effet de peau constitue un phénomène essentiel. Il se caractérise par la concentration des courants induits dans une mince couche superficielle du conducteur, ce qui restreint leur pénétration en profondeur. Ce comportement résulte directement des équations de Maxwell.

On considère tout d'abord l'équation de Maxwell-Faraday 1.32, qui exprime la relation entre le champ électrique et la variation temporelle du champ magnétique. En appliquant de nouveau l'opérateur rotationnel, on obtient :

$$\nabla \wedge (\nabla \wedge \vec{E}) = -\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \wedge \vec{B}). \quad (1.37)$$

En utilisant l'identité vectorielle correspondante, le membre de gauche peut s'écrire :

$$\nabla \wedge (\nabla \wedge \vec{E}) = -\nabla^2 \vec{E} + \nabla(\nabla \cdot \vec{E}). \quad (1.38)$$

Dans un conducteur homogène, on suppose l'absence de charges libres, ce qui impose $\nabla \cdot \vec{E} = 0$.

On obtient ainsi :

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \wedge \vec{B}). \quad (1.39)$$

Le terme $(\nabla \wedge \vec{B})$ est remplacé en utilisant l'équation de Maxwell-Ampère 1.33 couplée à la loi d'Ohm locale $\vec{J} = \sigma_e \vec{E}$:

$$\nabla \wedge \vec{B} = \mu_0 \mu_r \sigma_e \vec{E} + \mu_0 \mu_r \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (1.40)$$

En insérant cette expression dans l'équation précédente, on obtient :

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \mu_r \sigma_e \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \mu_r \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}. \quad (1.41)$$

Dans le cas d'un matériau conducteur soumis à des fréquences inférieures à 100 MHz, le terme capacitif $\epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$ est négligeable devant le terme conducteur $\sigma_e \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$. L'équation 1.41 devient :

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \mu_r \sigma_e \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (1.42)$$

En supposant une propagation plane du champ selon l'axe z , le laplacien s'écrit :

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2}. \quad (1.43)$$

Ainsi, l'équation de diffusion du champ électrique prend la forme :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} = \mu_0 \mu_r \sigma_e \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (1.44)$$

En introduisant la perméabilité magnétique effective $\mu = \mu_0 \mu_r$, on définit la profondeur de peau :

$$\delta = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi \sigma_e c \mu}} = \frac{1}{\sqrt{\pi \sigma_e f \mu}} = \sqrt{\frac{2}{\sigma_e \omega \mu}}, \quad (1.45)$$

qui représente la distance caractéristique d'atténuation du champ dans le conducteur.

La solution générale de l'équation de diffusion est alors donnée par :

$$\vec{E}_z = \vec{E}_{z0} e^{i(\omega t - \frac{z}{\delta})} e^{-\frac{z}{\delta}}, \quad (1.46)$$

où $\vec{E}_z$ désigne le champ électrique à la profondeur z , $\vec{E}_{z_0}$ le champ à la surface, ω la pulsation et t le temps. Le facteur $e^{-i(\frac{z}{\delta})}$ traduit la variation de phase en fonction de la profondeur, tandis que le facteur $e^{-\frac{z}{\delta}}$ représente l'atténuation exponentielle du champ.

En réappliquant la loi d'Ohm locale $\vec{J} = \sigma_e \vec{E}$, le courant induit s'exprime sous la forme :

$$\vec{J}_z = \vec{J}_{z_0} e^{i(\omega t - \frac{z}{\delta})} e^{-\frac{z}{\delta}}, \quad (1.47)$$

ce qui met en évidence la concentration des courants de Foucault à proximité de la surface du conducteur et leur décroissance rapide en profondeur, caractéristique de l'effet de peau. Dans le cadre des EMATs, ce confinement des courants est particulièrement avantageux, car il maximise le couplage avec les ondes ultrasonores générées et assure une interaction localisée à la surface de l'échantillon.

1.4.3 Force de Lorentz

En partant des lois de Maxwell-Faraday (équation 1.32) et de Maxwell-Ampère (équation 1.33), une particule chargée en mouvement, soumise à un champ électromagnétique $(\vec{E}, \vec{B})$, est soumise à une force dite de Lorentz $\vec{F}_L$, exprimée par :

$$\vec{F}_L = q(\vec{E} + \vec{V} \wedge \vec{B}). \quad (1.48)$$

Si l'échantillon ne contient pas de charges électriques macroscopiques, seule la composante magnétique de la densité de force de Lorentz est considérée, et l'équation devient alors :

$$\vec{F}_L = q \vec{V} \wedge \vec{B}. \quad (1.49)$$

En considérant une densité volumique de porteurs de charge n_e et leur vitesse moyenne $\vec{V}_e$, on obtient la densité de force de Lorentz $\vec{f}_L$:

$$\vec{f}_L = n_e \vec{F}_L = -n_e e \vec{V}_e \wedge \vec{B}. \quad (1.50)$$

Or, la densité de courant électrique est définie par $\vec{J}_e = -n_e e \vec{v}_e$, ce qui permet d'écrire la densité de force de Lorentz sous la forme :

$$\vec{f}_L = \vec{J}_e \wedge \vec{B}. \quad (1.51)$$

Cette expression représente la force volumique exercée sur un conducteur parcouru par un courant électrique en présence d'un champ magnétique. La figure 1.7 illustre la génération des forces volumiques dans le cas d'un fil conducteur parcouru par un courant $\vec{I}$, placé dans un champ magnétique $\vec{B}$ perpendiculaire à sa surface.

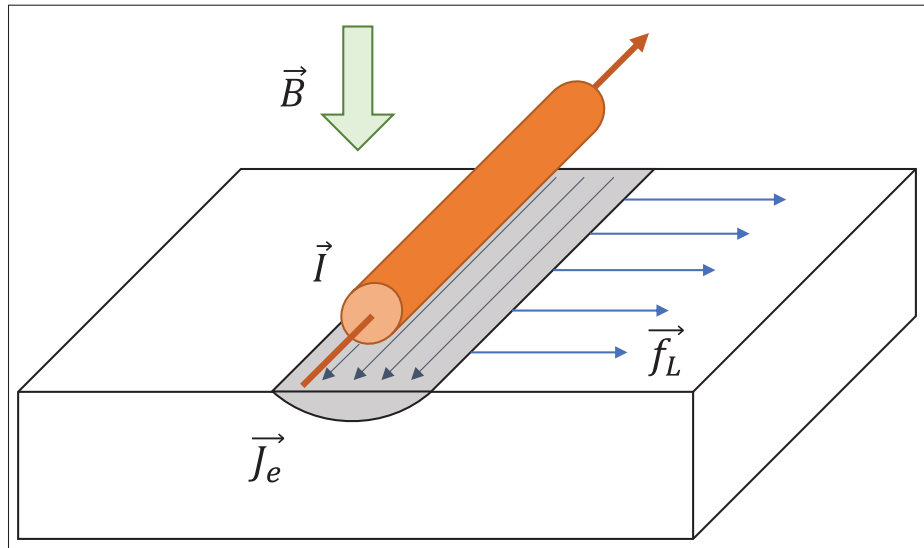


Figure 1.7 Schéma de principe des forces de Lorentz

Dans le cadre d'un EMAT, les courants de Foucault sont induits par une bobine électrique placée à proximité de la surface de la pièce. Le champ magnétique nécessaire peut être produit soit par des aimants permanents, soit par un électroaimant.

Aussi, la bobine génère également un champ magnétique dynamique, de sorte que le champ magnétique total dans l'équation 1.51 s'écrit :

$$\vec{B} = \vec{B}_s + \vec{B}_d,$$

où $\vec{B}_s$ représente le champ magnétique statique des aimants et $\vec{B}_d$ le champ magnétique dynamique créé par la bobine. Dans notre cas, la bobine est alimentée par une faible intensité, de sorte que $\vec{B}_d$ est négligeable devant $\vec{B}_s$.

1.4.4 Magnétisation et magnétostriction

Le mécanisme de force de Lorentz fonctionne pour tous les matériaux conducteurs. Pour les matériaux ferromagnétiques, deux autres mécanismes peuvent être à l'origine de génération d'ondes dans le cadre d'un EMAT. La magnétisation et la magnétostriction.

La force de magnétisation apparaît lorsqu'un matériau ferromagnétique est soumis à un champ d'excitation magnétique externe $\vec{H}$, donnant lieu à une interaction avec l'aimantation $\vec{M}$ induite dans le matériau (Ribichini, 2011). Ce mécanisme agit à la fois dans le volume et à la surface de l'échantillon, comme le montre l'expression générale :

$$\vec{F} = \int_V \nabla(\vec{M} \cdot \vec{H}) dV + \frac{1}{2}\mu_0 \int_S \vec{n} M_n^2 dS, \quad (1.52)$$

où $\vec{n}$ est le vecteur unitaire normal à la surface, et M_n la composante normale de l'aimantation à cette surface. Le premier terme de l'équation représente la force de magnétisation proprement dite, tandis que le second provient des discontinuités des champs électromagnétiques localisés uniquement à la surface, et peut généralement être négligé. L'influence de la magnétisation sur la génération ultrasonore par EMAT a été étudiée pour la première fois par Thompson (1978). Ces travaux ont montré que, lorsque le champ de polarisation est tangent à la surface de l'échantillon, les ondes générées par la force de magnétisation présentent une amplitude comparable mais sont en opposition de phase avec celles issues de la force de Lorentz. Ce déphasage limite la

génération globale d'ultrasons, si bien que la contribution de la magnétisation peut souvent être considérée comme négligeable.

La magnétostriction se produit dans les matériaux ferromagnétiques soumis à un champ magnétique externe, car les dipôles des domaines ferromagnétiques tendent à s'aligner selon la direction du champ appliqué, produisant ainsi une déformation mécanique (Thompson, 1977, 1978). Dans le cas des EMATs, le champ magnétique dynamique généré par la bobine induit une déformation élastique variable dans le temps, pouvant être exploitée pour générer des ondes ultrasonores. L'efficacité de la transduction ultrasonore par magnétostriction dépend fortement des propriétés physiques du matériau, telles que les constantes élastiques, ainsi que les propriétés électriques et magnétiques, mais aussi de l'orientation et de l'intensité du champ de polarisation par rapport au champ dynamique appliqué par l'EMAT, et de la variation de ces facteurs avec la température.

La configuration du champ magnétique dans les EMATs est importante pour déterminer quel mécanisme contribue le plus à l'efficacité de la transduction, que ce soit la force de Lorentz ou la magnétostriction. Certains auteurs affirment que la magnétostriction est majoritaire (Ogi, 1997), tandis que d'autres considèrent que la force de Lorentz domine (Kiteley, 1999). Ribichini (2011) montre que, pour une large variété d'échantillons d'acier, la contribution de la magnétostriction n'excède jamais 10%. Pour notre cas, nous allons avoir un champ magnétique dynamique très faible. De plus, nous allons réaliser des simulations et des expériences sur de l'aluminium, afin d'isoler la force de Lorentz comme seul contributeur de l'onde ultrasonore.

1.4.5 Réception des ondes par les EMATs

Le même principe physique utilisé pour générer une onde ultrasonore peut également être exploité pour convertir cette onde mécanique en signal électrique lors de la réception par un EMAT. En effet, le déplacement des particules $\vec{u}$, soumis à un champ magnétique statique $\vec{B}$, induit un champ électrique $\vec{E}$ donné par :

$$\vec{E} = \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \wedge \vec{B}. \quad (1.53)$$

Cette relation découle directement de l'équation de Maxwell-Faraday 1.32. Le champ électrique ainsi produit génère des courants en surface de la pièce inspectée. Ces courants de Foucault, à leur tour, induisent une tension dans la bobine de l'EMAT placée à proximité immédiate de la surface, permettant ainsi de recueillir le signal ultrasonore et de le traiter électroniquement.

Si les EMATs présentent une efficacité de génération généralement inférieure à celle d'autres technologies, telles que les sondes piézoélectriques, et nécessitent des puissances d'excitation plus élevées, leur rôle en réception est particulièrement avantageux. Ils permettent une détection sans contact, adaptée aux environnements extrêmes (haute température, surfaces rugueuses ou en mouvement). De ce fait, les EMATs sont très souvent employés comme récepteurs, parfois en combinaison avec d'autres sources d'excitation ultrasonore, telles que les lasers (Dixon, Edwards & Palmer, 1999; Dixon, Burrows, Dutton & Fan, 2011). L'association laser-EMAT, par exemple, offre un système de génération-réception totalement sans contact, particulièrement adapté aux applications industrielles de contrôle non destructif.

1.4.6 Les EMATs et la haute température

Dans cette section, nous présentons les éléments constitutifs d'un EMAT conçus pour résister à des températures pouvant atteindre 400 °C. Un EMAT se compose principalement de deux éléments distincts : la bobine, responsable de la génération des courants de Foucault, et l'aimant, qui fournit le champ magnétique statique nécessaire à la conversion électromécanique.

1.4.6.1 Bobine

La forme, la taille et les propriétés matérielles de la bobine influencent directement les performances de l'EMAT. Il existe principalement quatre géométries de bobine qui, combinées à une configuration d'aimant adaptée, permettent de générer des ondes de volume et/ou des

ondes guidées. Ces géométries sont la forme spirale, la forme en piste de course (racetrack), la forme en méandre (meander) et la forme en papillon (butterfly) (Kogia, 2017; Hernández Valle, 2011). La figure 1.8 illustre ces quatre formes.

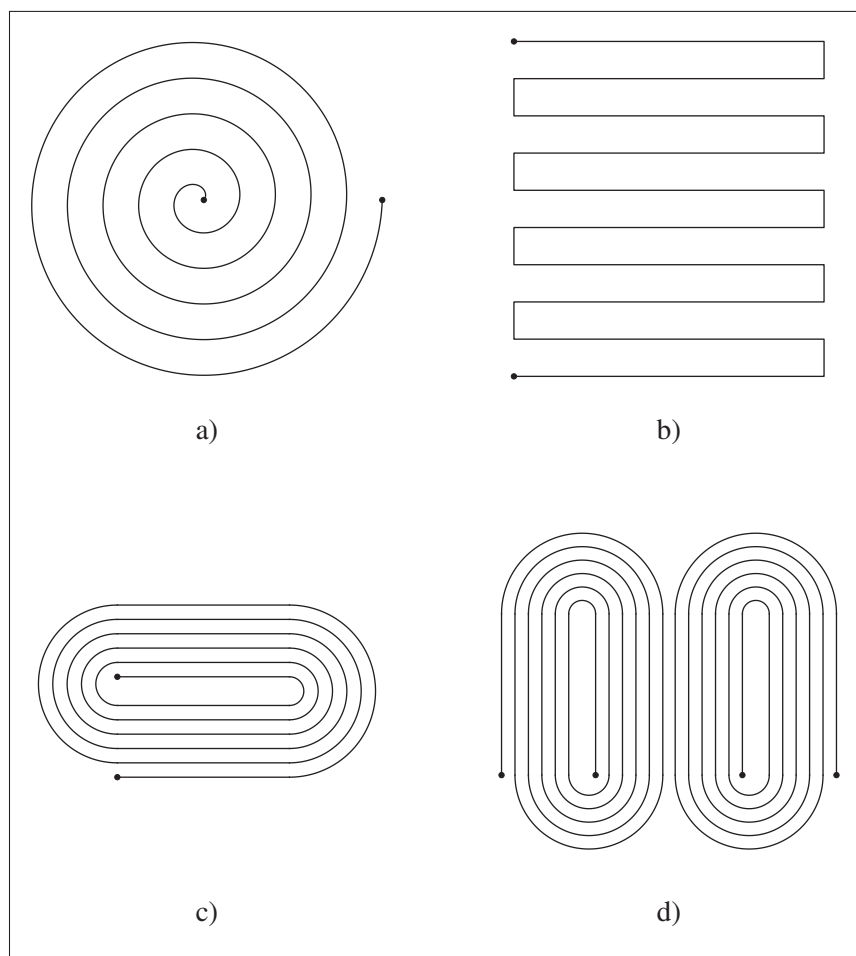


Figure 1.8 Schémas des principales formes de bobines utilisées : a) spirale, b) méandre, c) circuit de course et d) papillon

La configuration la plus simple correspond à une bobine spirale plane associée à un aimant permanent cylindrique positionné au-dessus. Cette configuration génère des forces de Lorentz réparties dans toutes les directions de la surface, produisant ainsi des ondes de cisaillement à polarisation radiale omnidirectionnelle. Cependant, cette omnidirectionnalité peut entraîner une distorsion du signal, notamment en raison de l'excitation simultanée du mode longitudinal. Les autres géométries présentent une polarisation linéaire, produisant des signaux en mode

pulse-echo d'amplitude plus élevée et présentant moins de distorsion. Les formes en méandre et en piste de course sont particulièrement utilisées pour la génération d'ondes guidées (Pei, Zhao, Xiao & Chen, 2016; Thon, Painchaud-April, Le Duff & Bélanger, 2023).

Une étude a montré que la bobine en forme de papillon permet une meilleure concentration de l'énergie ultrasonore et une émission plus directionnelle que les autres géométries (Wang, Li, Kang, Hu & Zhang, 2011). Pour cette raison, cette topologie est devenue très courante (Isla & Cegla, 2016; Wang, Ma, Wang, Bai & Chen, 2024; Zhang, Liu, Jia & Gao, 2022). Dans ce type de forme de bobine, la figure 1.9a illustre la direction que doivent emprunter les courants électriques, tandis que la figure 1.9b montre la zone sur laquelle nous cherchons à obtenir un flux magnétique intense et principalement perpendiculaire à la surface. Ces paramètres contribuent à réduire l'angle de divergence de l'onde et à augmenter son intensité.

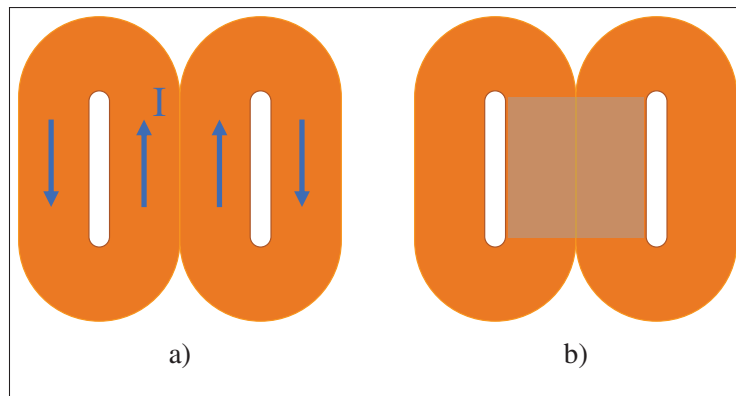


Figure 1.9 Schéma de la bobine en forme de papillon : avec le sens du courant a) et la zone d'émission des ondes b)

Enfin, Mirkhani *et al.* (2004) souligne que les dimensions de la bobine et des aimants doivent être optimisées conjointement, en particulier leur rapport de taille entre les deux, afin de maximiser le couplage électromagnétique.

Après avoir défini la forme de la bobine, il faut la fabriquer. Pour une utilisation à haute température, les fils constituant la bobine peuvent être réalisés en cuivre ou en argent. Les fils d'argent présentent une meilleure résistance à la corrosion, tandis que les deux matériaux possèdent des conductivités électriques similaires. Afin de réaliser des motifs précis et

reproductibles, la bobine est généralement déposée sur un circuit imprimé (*Printed Circuit Board* - PCB). Ce dernier doit toutefois être capable de résister aux températures élevées rencontrées lors des mesures. Il existe plusieurs technologies de PCB haute température, notamment celles basées sur des substrats céramiques. Parmi les plus avancées figurent les céramiques coccuites à basse température (*Low Temperature Co-fired Ceramic* - LTCC), ainsi que des céramiques plus conventionnelles telles que l'oxyde d'alumine (Al_2O_3) ou le nitrure d'aluminium (AlN).

1.4.6.2 Aimants permanents à haute température

Pour la création du champ magnétique statique, deux approches principales peuvent être envisagées : l'utilisation d'aimants permanents ou celle d'électroaimants. Hernández Valle (2011) a développé un EMAT à électroaimant pulsé avec noyau ferromagnétique, permettant des mesures d'épaisseur jusqu'à 600 °C, mais seulement pendant une durée limitée de 1 à 2 minutes. En revanche, un EMAT à électroaimant pulsé sans noyau ferromagnétique a été proposé par Zhai, Liang, Li, Ge & Wang (2022), capable de fonctionner jusqu'à 500 °C sur de longues périodes.

Afin de s'affranchir des contraintes liées aux électroaimants et de simplifier la conception de la sonde, l'utilisation d'aimants permanents constitue une alternative intéressante. Il existe différents types d'aimants, chacun caractérisé par une force d'aimantation et des limites thermiques spécifiques. Trois paramètres sont à considérer : la rémanence B_r (champ magnétique restant dans l'aimant après suppression d'un champ externe), la température maximale de fonctionnement (TMT) (température à partir de laquelle l'aimant commence à perdre irréversiblement de sa magnétisation), et la température de Curie (température au-delà de laquelle l'aimant est totalement démagnétisé). Le tableau 1.1 adapté de MagnetShop (2025) présente les principales familles d'aimants et leurs caractéristiques.

Des aimants puissants sont nécessaires afin de maximiser le SNR. Les aimants au néodyme-fer-bore (NdFeB) sont les plus puissants et les plus fréquemment utilisés dans la littérature, mais leur température maximale de fonctionnement reste trop faible pour des applications à haute température. Une solution consiste à refroidir la sonde à l'eau ou à l'air (Idris, Edwards & Palmer,

Tableau 1.1 Différents aimants permanents commercialisés

Matériau	Rémanence	TMT	Température de Curie
NdFeB	1,45 T	150 °C	310 °C
Alnico	1,25 T	540 °C	860 °C
Sm ₂ Co ₁₇	1,05 T	350 °C	750 °C
Ferrite	0,4 T	300 °C	460 °C

1994; Burrows *et al.*, 2014; Kogia *et al.*, 2016; Clark, Flora & MacLauchlan, 1997), permettant notamment à Burrows *et al.* (2014) d'utiliser des aimants NdFeB. Idris *et al.* (1994), qui utilisait aussi des aimants NdFeB, réalisait des mesures jusqu'à 1000 °C mais limitait le temps d'exposition de la sonde à la source de chaleur à la durée d'acquisition du signal.

Les aimants Alnico, aussi très puissants, présentent une excellente tenue en température et ont déjà été utilisés, notamment dans des sondes magnétostrictives pour la génération d'ondes guidées (Zitoun, Dixon, Edwards & Hutchins, 2020). Cependant, ils présentent une sensibilité accrue à la démagnétisation, en particulier lorsqu'ils sont soumis à un champ magnétique opposé. Ceci peut poser problème lors d'un arrangement de plusieurs aimants, comme proposé par Isla & Cegla (2016). Ces derniers ont démontré qu'un tel arrangement permettait de doubler l'intensité du champ magnétique en surface de la pièce inspectée. L'intensité du champ peut également être augmentée par l'utilisation de concentrateurs de flux magnétique (Dhayalan, Satya Narayana Murthy, Krishnamurthy & Balasubramaniam, 2011).

Enfin, les aimants au samarium-cobalt (Sm₂Co₁₇) offrent un compromis intéressant entre force magnétique et tenue en température. Ils sont ainsi particulièrement adaptés pour des EMATs destinés aux environnements sévères. Par ailleurs, Lunn *et al.* (2017) a développé un EMAT haute température basé sur des aimants permanents, démontrant la faisabilité d'un fonctionnement sans recours à un système de refroidissement.

1.5 Conclusion de la revue de littérature

Cette revue de littérature a permis d'analyser en détail le parcours des ultrasons, depuis leur émission jusqu'à leur réception, en décrivant les phénomènes de propagation, de réflexion et de dispersion. Nous avons ensuite examiné les principes et les techniques de mesure d'épaisseur basées sur les ondes ultrasonores.

Après avoir présenté les différents types de transducteurs, une attention particulière a été portée aux transducteurs électromagnétiques acoustiques (EMATs). Cette étude a permis d'identifier les principaux défis associés à leur utilisation, notamment à haute température. Nous avons montré que l'EMAT se compose de deux éléments essentiels : la bobine et les aimants.

1.6 Objectif et méthodologie

À la lumière de la revue de littérature, nous pouvons désormais préciser l'objectif principal de ce mémoire : concevoir et réaliser un EMAT fonctionnant en mode *pulse-echo*, capable de générer et de détecter des ondes de cisaillement à haute température, tout en étant compatible avec un appareil portable fournissant une faible puissance électrique.

Le chapitre 2 est consacré à la conception du transducteur. À l'aide de simulations par éléments finis menées sur deux logiciels distincts, COMSOL Multiphysics et POGO FEA, une optimisation du champ magnétique statique est effectuée. Une comparaison de différentes formes de bobines est également réalisée. À l'issue de cette phase de conception, un prototype d'EMAT est fabriqué et testé à température ambiante. Ce prototype est conçu à partir de matériaux résistants aux hautes températures, afin d'assurer son bon fonctionnement lors des essais thermiques ultérieurs.

Le chapitre 3 traite de la mise en température du transducteur et de son comportement thermique. Des essais sont réalisés sur plaque chauffante ainsi que dans un four afin d'évaluer les performances du dispositif dans des conditions réelles de fonctionnement.

Enfin, le chapitre 4 présente une application de l'EMAT au contrôle non destructif de défauts internes. Cette étude permet d'explorer les capacités du transducteur au-delà de la mesure d'épaisseur, en vue d'élargir ses perspectives d'utilisation.

La conclusion générale synthétise les principaux résultats obtenus et propose des pistes d'amélioration ainsi que des perspectives pour les travaux futurs.

CHAPITRE 2

CONCEPTION ET OPTIMISATION DE L'EMAT

Dans ce chapitre, nous nous concentrons sur l'optimisation du champ magnétique, ainsi que la forme de la bobine, afin de maximiser les performances de l'EMAT. Dans un premier temps, des simulations ont été effectuées afin de prédire le comportement de l'EMAT et d'optimiser sa conception. Par la suite, un banc expérimental a été mis en place pour la validation des performances du prototype. Enfin, des essais à température ambiante ont été réalisés afin de valider le comportement de la sonde.

2.1 Simulations par éléments finis de l'EMAT

Des simulations ont été réalisées afin d'analyser le comportement des forces de Lorentz, résultant de l'interaction entre le champ magnétique généré par les aimants et les courants de Foucault induits par la bobine. Le logiciel par éléments finis COMSOL Multiphysics a été utilisé pour modéliser l'EMAT et évaluer la distribution des forces de Lorentz. Ces forces ont ensuite été importées dans le logiciel POGO FEA (Huthwaite, 2014), permettant d'étudier la propagation des ondes ultrasonores générées au sein du matériau.

2.1.1 Configuration des aimants avec un noyau magnétique

D'après les travaux de Isla & Cegla (2016), l'ajout d'un noyau ferromagnétique à des aimants permanents permet d'intensifier le champ magnétique. Le principe sous-jacent à cette configuration noyau-aimant peut s'expliquer de la manière suivante : lorsque deux aimants sont disposés avec des pôles identiques se faisant face, la densité de flux magnétique augmente dans l'espace qui les sépare. Cette densité peut être augmentée en remplissant l'intervalle entre les aimants par un matériau ferromagnétique. La configuration optimale d'un ensemble noyau-aimants est de forme cylindrique, avec un flux magnétique orienté vers l'axe de symétrie du cylindre. En pratique, cette configuration est difficile à obtenir. Dans une optique d'utilisation

d'une bobine de forme papillon, nous avons retenu une configuration cubique des aimants, visant à concentrer le flux magnétique sur la surface carrée située au centre de la bobine (section 2.1.2).

Ainsi, trois configurations d'aimants ont été simulées et testées expérimentalement. La première consiste en un aimant permanent cubique, placé au-dessus de la bobine (figure 2.1a). La seconde consiste en un noyau ferromagnétique cubique entouré par quatre aimants, un sur chaque face latérale du noyau (figure 2.1b). Enfin, la troisième est une version améliorée de la seconde, où un cinquième aimant est ajouté sur la face supérieure du noyau (figure 2.1c). Un schéma en coupe illustre ces trois configurations (figure 2.1).

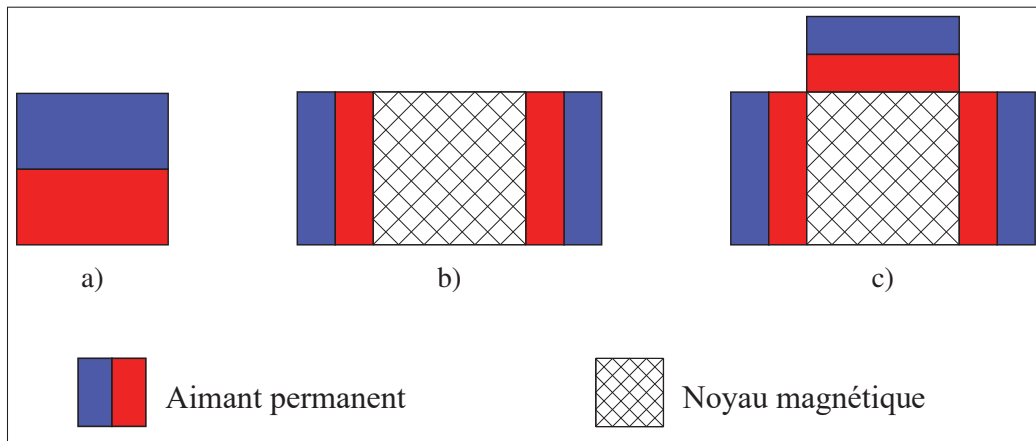


Figure 2.1 Schéma en coupe des concepts d'agencement des aimants : a) aimant unique, b) noyau avec aimants latéraux, c) noyau avec aimants latéraux et supérieur

Une simulation COMSOL a été réalisée pour évaluer l'amplitude et la distribution du champ magnétique sur une pièce d'acier. Les aimants utilisés sont en samarium-cobalt ($\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$), choisis en vue d'une utilisation à haute température. Néanmoins, les conclusions seraient similaires avec d'autres aimants, notamment au néodyme. Le noyau ferromagnétique employé est un simple cube d'acier ; on prend en compte son comportement ferromagnétique. On peut ensuite envisager d'optimiser le procédé en utilisant un matériau adapté ou en feuilletant le noyau afin de réduire les courants de Foucault induits par la bobine de l'EMAT.

L'ensemble d'aimants est placé au-dessus d'une pièce d'acier. L'aimant cubique et le noyau ferromagnétique ont une arête de 12,7mm (0,5"). Pour les configurations deux et trois, les

aimants latéraux sont des parallélépipèdes de dimensions $6,35\text{mm} \times 12,7\text{mm}$ (soit $0,25'' \times 0,5''$). L'espace entre les aimants et la pièce d'acier est de $1,27\text{mm}$ ($0,05''$). Pour la simulation, le module AC/DC de COMSOL a été utilisé. Des frontières absorbantes ont été placées sur les bords de la géométrie afin de reproduire un domaine infini ouvert et non réfléchissant. La simulation a été réalisée en trois dimensions (3D) et en régime stationnaire.

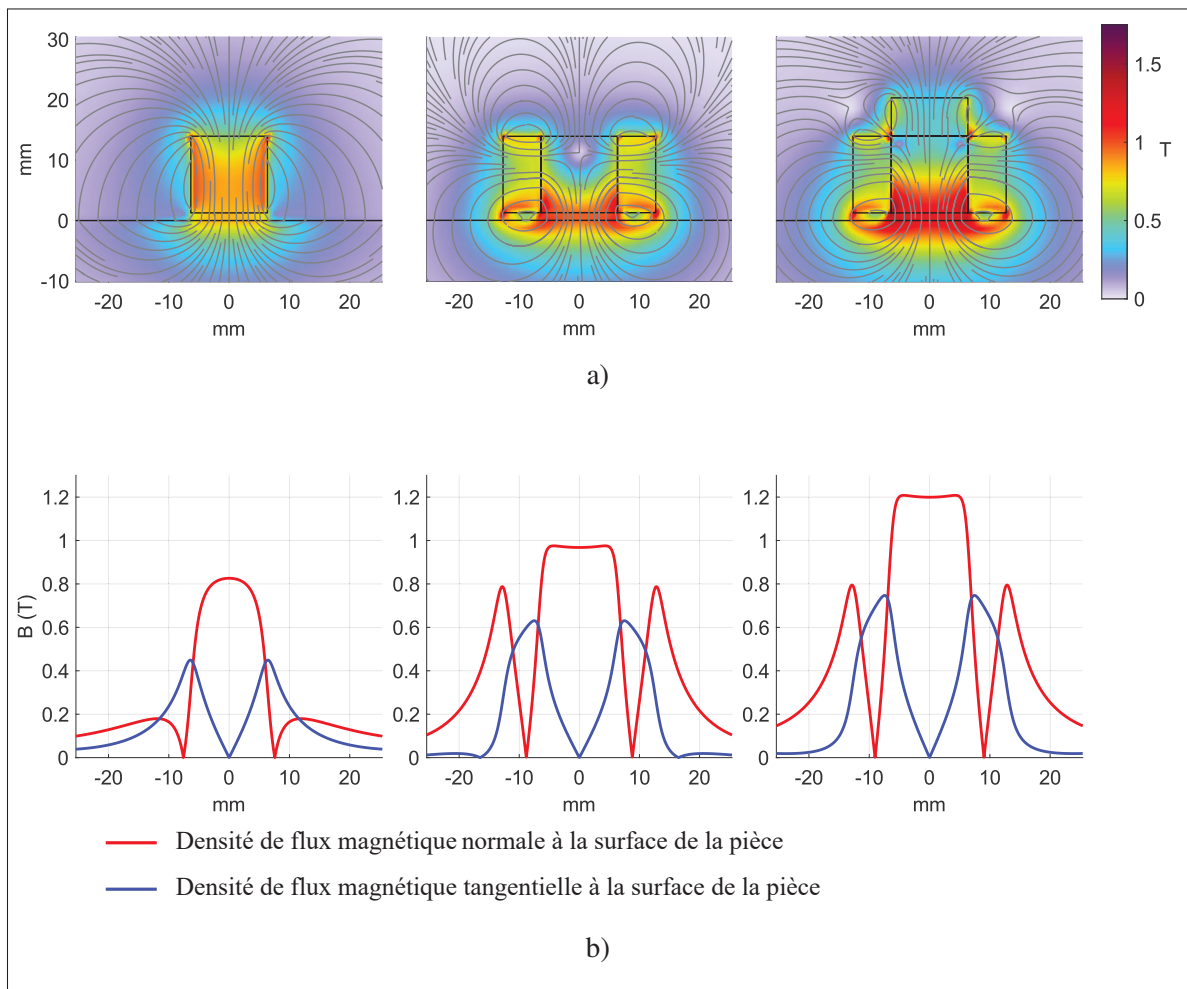


Figure 2.2 Simulation COMSOL du flux magnétique des trois configurations d'aimants :
 a) distribution du flux et lignes de champ, b) Distribution du flux magnétique à la surface d'un échantillon d'acier

La figure 2.2 illustre la simulation, montrant la densité du flux magnétique et les lignes de champ pour chaque configuration, ainsi que l'intensité du flux magnétique à la surface de la pièce d'acier située en dessous. C'est à cet endroit que les courants de Foucault seront induits et que

les forces de Lorentz seront générées. On distingue les composantes normale et tangentielle du flux magnétique à la surface de la pièce : la composante normale est à l'origine de forces de Lorentz horizontales, et donc des ondes de cisaillement dans le volume, tandis que la composante tangentielle crée des forces de Lorentz verticales et donc des ondes longitudinales. Il est donc pertinent d'observer spécifiquement les lignes de champ magnétique normales à la surface.

Lors des simulations, le flux magnétique maximal en surface de la pièce d'acier pour la configuration à un aimant est de 0,82 T. L'ajout du noyau magnétique a permis d'augmenter l'intensité du champ : dans la deuxième configuration, le maximum atteint 0,97 T. On observe une interaction notable entre les aimants et la pièce d'acier inspectée : l'intensité du flux sur la face supérieure du noyau est très faible, tandis que le flux se concentre sur la face inférieure. Avec l'ajout d'un cinquième aimant, l'intensité atteint 1,20 T. De plus, la composante normale du flux est maximale sous la majeure partie du noyau, sur une surface d'environ $10 \times 10 \text{ mm}^2$, soit 62% de la surface totale du noyau. Les composantes de flux tangentielles, quant à elles, ne dépassent pas 0,75 T pour cette configuration et restent très localisées.

En mesurant la valeur moyenne du flux magnétique normal à la surface de la pièce, on observe que la configuration 1 présente une intensité équivalente à 62% de celle de la configuration 3, tandis que la configuration 2 atteint 81% de cette même référence. Comme le signal résultant est proportionnel au carré de la densité de flux magnétique, puisqu'il intervient à la fois lors de la transmission et de la réception, on peut alors émettre l'hypothèse que l'amplitude du signal obtenu avec la configuration 1 sera d'environ 38% ($0,62 \times 0,62$) de celle mesurée avec la configuration 3. De la même manière, la configuration 2 devrait fournir une amplitude relative d'environ 66% ($0,81 \times 0,81$) par rapport à la configuration 3.

Nous en concluons que l'utilisation d'un arrangement d'aimants associé à un noyau magnétique permet, pour une taille donnée, d'augmenter fortement le champ magnétique à la surface de la pièce inspectée, et par conséquent d'accroître les forces de Lorentz et donc d'augmenter l'énergie des ondes émises par la sonde.

2.1.2 Conception de la géométrie de la bobine

Cette section présente l'étude numérique menée afin de comparer différentes géométries de bobines utilisées pour la génération des courants de Foucault. Trois configurations ont été considérées : la bobine en méandre, la bobine en circuit de course et la bobine en papillon. La géométrie en spirale n'a pas été retenue, car, sur une coupe en deux dimensions (2D), son comportement est équivalent à celui d'une bobine en circuit de course. De plus, cette configuration est mieux adaptée à l'utilisation d'aimants cylindriques, dont les solutions ont été écartées dans la section précédente.

Les simulations ont été réalisées sous COMSOL Multiphysics en 2D, dans le domaine temporel, en modélisant explicitement chaque conducteur de la bobine. Le signal d'excitation correspond à une sinusoïde de cinq cycles à la fréquence de 2,25 MHz, modulée par une fenêtre de Hann. Cela a permis de générer les courants de Foucault dans la pièce conductrice placée en dessous du transducteur. Une analyse plus détaillée des résultats a permis de mettre en évidence l'effet de peau : les courants de Foucault se concentrent près de la surface du matériau. Couplée à la configuration noyau—aimants avec les champs électromagnétiques simulés, cela permet d'extraire la densité de forces de Lorentz, notamment à la surface de la pièce conductrice (figure 2.3).

Les résultats présentés correspondent à un instant $t = 1,125 \mu\text{s}$, soit à la moitié du signal d'excitation. À d'autres instants, seule l'amplitude varie tandis que la distribution spatiale reste similaire.

L'observation des champs de forces révèle que les bobines en circuit de course et en papillon produisent une composante horizontale bien définie, tandis que la configuration en méandre présente un comportement plus chaotique. Ce dernier est probablement lié à un maillage insuffisamment fin : les forces opposées dues aux alternances de courant tendent à s'annuler localement, réduisant ainsi l'intensité résultante — et ce malgré un maillage de 0,07 mm. Parmi les trois configurations, la bobine en papillon génère la densité de forces horizontales la plus importante et la plus uniforme.

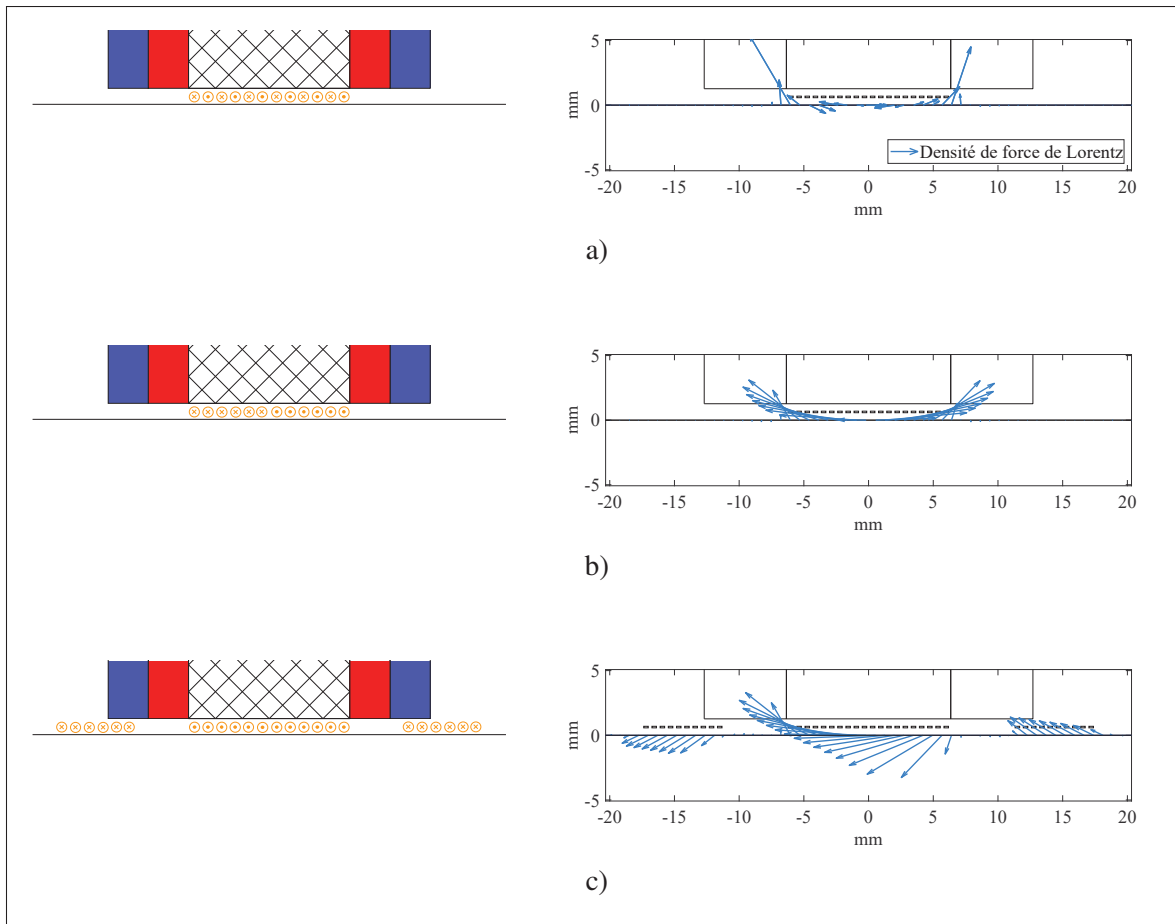


Figure 2.3 Densité de force de Lorentz simulée pour différentes formes de bobines : a) méandre, b) circuit de course, c) papillon

Les densités de forces de Lorentz obtenues ont ensuite été importées dans POGO afin de simuler la propagation des ondes dans un échantillon d'acier. POGO est un code Matlab résolvant les équations élasto-dynamiques de la propagation des ondes. Le couplage acoustique complet n'a pas été pris en compte : l'hypothèse adoptée suppose que la génération des ondes suit la même distribution spatiale que les forces de Lorentz. La figure 2.4 illustre, pour chacune des trois bobines, la propagation de l'onde quelques instants après l'émission.

Les résultats confirment les observations précédentes :

- Pour la bobine en méandre, l'énergie se concentre principalement aux extrémités gauche et droite, produisant majoritairement des ondes longitudinales.

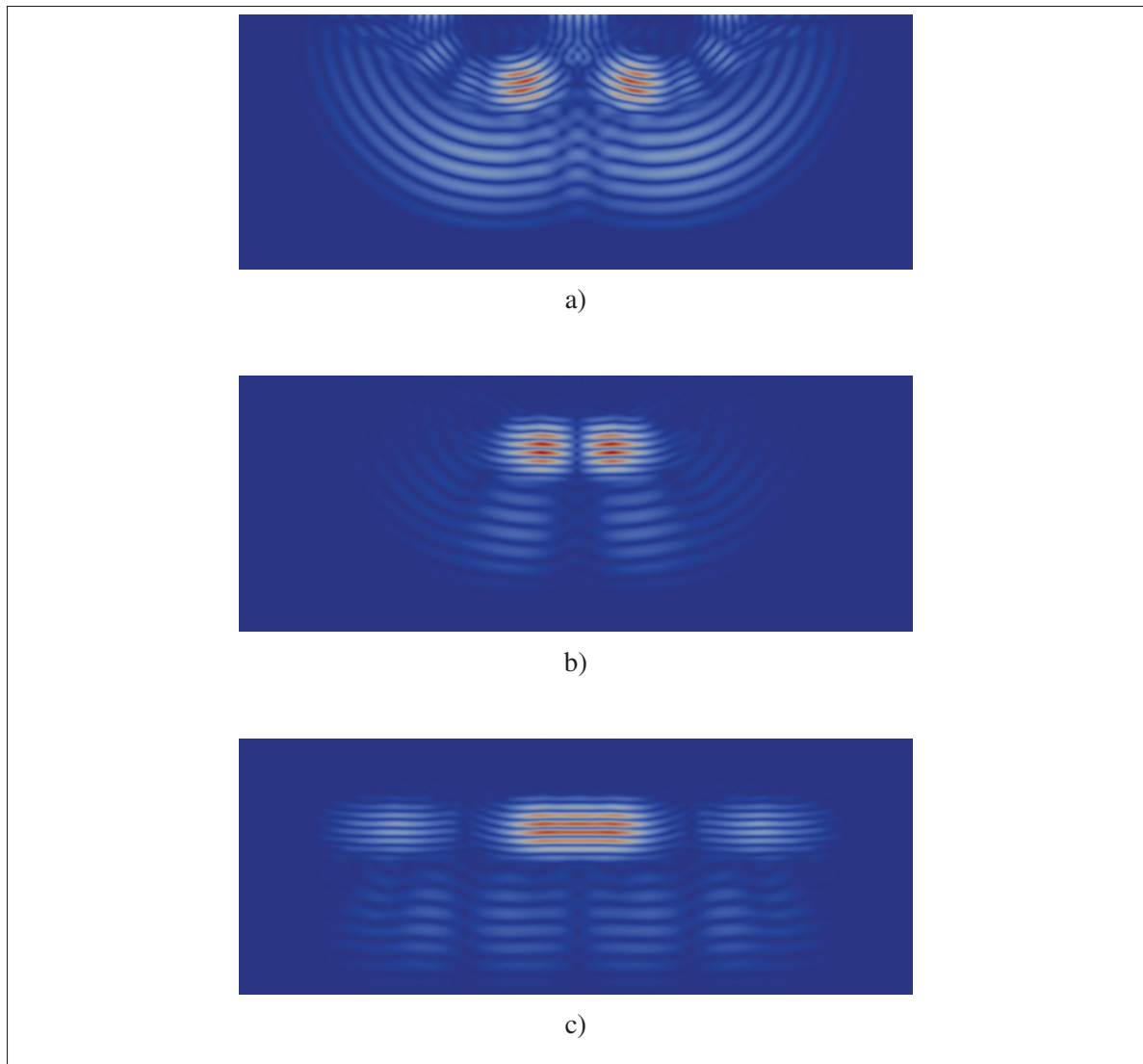


Figure 2.4 Illustration de la propagation des ondes pour différentes formes de bobines : a) méandre, b) circuit de course, c) papillon

- La configuration en circuit de course présente une faible densité d'énergie au centre, divisant le faisceau en deux lobes distincts. Ce comportement peut limiter la détection de défauts situés au centre de la zone d'inspection, tels que les trous à fond plat (FBH). (section 4).
- Enfin, la bobine en papillon génère une onde de cisaillement à forte densité et à faible angle de divergence, ce qui constitue une caractéristique particulièrement favorable pour les applications de mesure d'épaisseur et de CND. Des ondes secondaires, d'intensité plus faible, apparaissent latéralement aux aimants.

Ainsi, la bobine en forme de papillon apparaît comme la configuration la plus efficace pour produire une onde transversale bien focalisée et stable, tout en minimisant les effets de distorsion et de divergence observés avec les autres géométries.

2.2 Fabrication de l'EMAT et dispositif expérimental

Maintenant que les simulations ont été réalisées, nous passons à l'expérimentation afin de valider les résultats obtenus.

Pour la conception de l'arrangement magnétique, nous avons utilisé des aimants parallélépipédiques en samarium-cobalt $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$, de grade 26, de dimensions $12,7 \times 12,7 \times 6,35 \text{ mm}^3$ ($0,5'' \times 0,5'' \times 0,25''$). Le flux magnétique est orienté perpendiculairement à la face carrée. Comme noyau, un cube d'acier de côté $12,7 \text{ mm}$ ($0,5''$) a été utilisé. Compte tenu de la configuration adoptée, les aimants sont disposés face à face avec des pôles opposés, ce qui entraîne une force de répulsion et rend leur position instable. L'ensemble a donc été placé dans un boîtier en céramique Macor, puis scellé à l'aide d'une céramique adhésive à base de mica. Ces matériaux ont été choisis pour permettre des mesures à haute température et assurer une bonne tenue mécanique de l'ensemble. Leur proximité de coefficients de dilatation thermique — environ $10 \times 10^{-6}/\text{K}$ pour les aimants et l'acier, $9 \times 10^{-6}/\text{K}$ pour le boîtier en céramique Macor, et $8,1 \times 10^{-6}/\text{K}$ pour la céramique adhésive — garantit une robustesse accrue lors des élévations et des cycles thermiques.

La bobine a été conçue en cuivre sur un circuit imprimé (PCB) en forme de papillon. Elle comporte 16 spires sur chacune des deux boucles, avec une largeur de piste de 8 mil et un espacement de 8 mil entre les pistes ($1000 \text{ mil} = 1 \text{ pouce}$). L'épaisseur de cuivre déposée est de $35 \mu\text{m}$. Un premier prototype de PCB a été fabriqué en matériau composite (FR-4), matériau uniquement adapté à la température ambiante, afin de valider les simulations.

Une feuille de cuivre a été placée entre le PCB et l'arrangement d'aimants. Ce blindage a pour rôle de réduire les courants de Foucault induits par la bobine dans les aimants et de favoriser l'émission d'ondes au sein de l'échantillon. En l'absence de ce blindage, des ondes

ultrasonores pourraient être générées à l'intérieur des aimants puis détectées par l'EMAT, ce qui interférerait avec les ondes propagées dans la pièce inspectée. La bobine est ensuite reliée à l'instrument de mesure OmniScan X3 (Evident Scientific) au moyen d'une paire torsadée haute température, résistant jusqu'à 260 °C. L'utilisation de cette paire torsadée permet de réduire le bruit électromagnétique généré par le courant qui le traverse. La figure 2.5 illustre le schéma en coupe de l'EMAT pour la haute température.

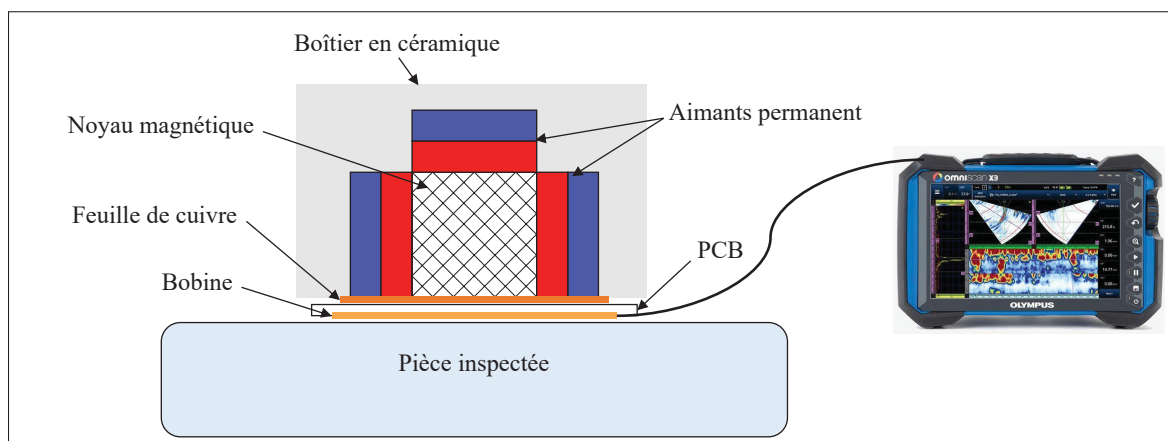


Figure 2.5 Schéma en coupe de l'EMAT

Les mesures ont été réalisées avec le PCB connecté à un OmniScan X3, sous une tension d'excitation de 85 V et à une fréquence de 2,25 MHz. Les signaux ont été échantillonnés à la fréquence de 100 MHz, moyennés, puis filtrés à l'aide d'un filtre passe-bande centré sur 2,25 MHz. L'OmniScan X3 est instrument de mesure portable dédié CND. Il est compatible avec différents types de sondes piézoélectriques et de configurations, et offre des fonctionnalités avancées d'imagerie et d'analyse de signaux. L'appareil peut effectuer un moyennage temporel sur 64 acquisitions, et les données peuvent être exportées sur un ensemble de 401 mesures indépendantes. Ainsi, chaque signal exploité correspond à un moyennage global de $64 \times 401 = 25\,664$ acquisitions. Le temps d'acquisition de ces 401 mesures est de 4 secondes.

2.3 Résultats et validation des simulations

Les premières mesures ont été réalisées à température ambiante sur un échantillon d'aluminium de 35 mm d'épaisseur et un échantillon d'acier 1018 de 38 mm, en utilisant les trois configurations d'arrangement d'aimants présentées précédemment (figure 2.1). En rappelant que la première configuration consiste en un aimant permanent cubique. La seconde consiste en un noyau ferromagnétique cubique entouré par quatre aimants, un sur chaque face latérale du noyau. Enfin, la troisième est une version améliorée de la seconde, où un cinquième aimant est ajouté sur la face supérieure du noyau. La figure 2.6 illustre, pour chacune des configuration, les premiers et seconds échos de fond, mesuré par la sonde EMAT, pour les deux échantillons.

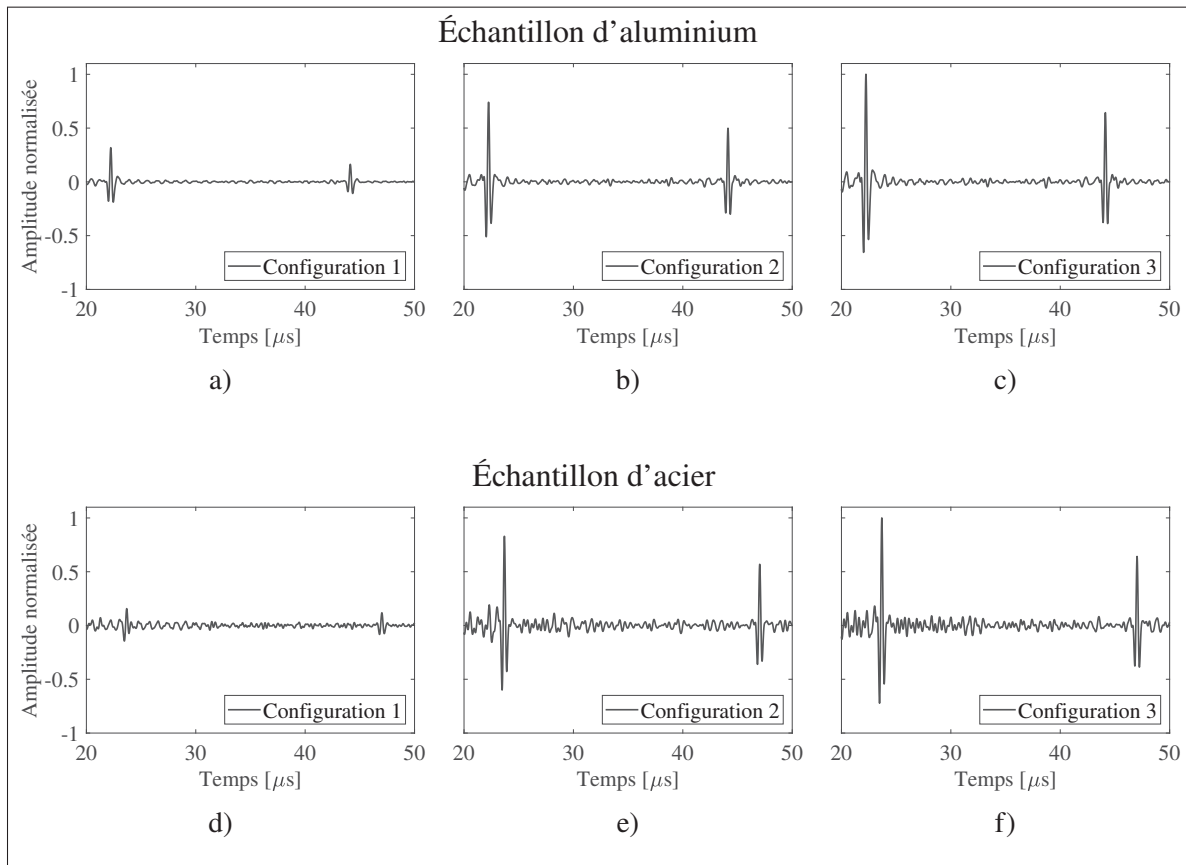


Figure 2.6 Premier et second écho d'une mesure avec l'EMAT. (a)–(c) réalisés sur un échantillon d'aluminium (d)–(f) réalisés sur un échantillon d'acier

L'amplitude maximale du signal est observée pour la troisième configuration d'aimants. Les signaux ont donc été normalisés par rapport à cette configuration, indépendamment du matériau. En réalité, l'amplitude du signal obtenu sur l'échantillon d'aluminium est environ 2,3 fois plus élevée que celle mesurée sur l'acier. Cette différence peut s'expliquer par la plus grande conductivité électrique de l'aluminium, permettant l'induction d'une densité de courants de Foucault plus importante dans la pièce inspectée.

Afin de comparer quantitativement les différentes configurations, le SNR a été évalué selon l'expression :

$$\text{SNR}_{\text{dB}} = 20 \log \left(\frac{A_{\text{signal}}}{A_{\text{bruit}}} \right), \quad (2.1)$$

où A_{signal} désigne l'amplitude moyenne quadratique des échos, et A_{bruit} l'amplitude moyenne quadratique du bruit. Cette grandeur, correspondant à la racine carrée de la moyenne du carré du signal, représente la valeur efficace sur la fenêtre d'analyse.

Nous avons alors rassemblé dans le tableau 2.1 les différentes valeurs d'amplitude des signaux ainsi que leur SNR pour chaque cas étudié :

Tableau 2.1 SNR et Amplitude des signaux illustrés sur la figure 2.6

Matériau	Configurations	SNR (dB)	Amplitude (%)
Aluminium	Configuration 1 Aimant unique	22,2	32
	Configuration 2 Noyau avec aimants latéraux	24,9	74
	Configuration 3 Noyau avec aimants latéraux et supérieur	25,4	100
Acier	Configuration 1 Aimant unique	12,5	16
	Configuration 2 Noyau avec aimants latéraux	20,8	83
	Configuration 3 Noyau avec aimants latéraux et supérieur	21,7	100

Dans le cas de l'aluminium, où seules les forces de Lorentz sont responsables de la génération des ondes ultrasonores, les amplitudes de signal présentent un comportement cohérent avec les résultats issus des simulations. L'amplitude du premier écho pour la première configuration (figure 2.6a) correspond à 32 % de celle obtenue avec la troisième configuration (figure 2.6c). Pour la seconde configuration (figure 2.6b), cette amplitude atteint 74 %.

Un comportement similaire, mais plus marqué, est observé sur l'acier. En effet, pour la première configuration (figure 2.6d), l'amplitude du premier écho n'atteint que 16 % de celle de la configuration 3 (figure 2.6f). Pour la seconde configuration (figure 2.6e), elle est d'environ 83 %. Le comportement qualitatif observé est donc similaire à celui prédit par la simulation, bien que les valeurs quantitatives diffèrent. En pratique, le noyau magnétique exerce une influence plus importante que celle anticipée, tandis que l'ajout d'un cinquième aimant s'avère moins déterminant qu'attendu. Une explication possible à cet écart réside dans la distribution réelle du champ magnétique. Comme le montre la figure 2.4c, un front d'onde est visible aux extrémités gauche et droite des aimants, c'est-à-dire sous les « ailes » de la bobine papillon. Cet apport d'énergie latéral contribue à accroître l'amplitude des signaux A-scan. En revanche, l'analyse du flux magnétique (figure 2.2) ne portait que sur la région située directement sous la surface du noyau magnétique, négligeant ainsi ces contributions périphériques.

Le SNR du signal mesuré avec un seul aimant permanent (figure 2.6a) est de 22,2 dB pour l'aluminium, contre 24,9 dB et 25,4 dB pour les deux configurations intégrant un noyau magnétique. Ainsi, bien que l'amplitude du signal augmente avec ces configurations, le bruit croît également de manière significative. L'utilisation de la troisième configuration demeure avantageuse, mais son intérêt relatif est moindre qu'initialement anticipé.

Ce phénomène est encore plus marqué pour l'acier : le SNR est de seulement 12,5 dB avec un unique aimant permanent, contre 20,8 dB et 21,7 dB avec l'ajout du noyau magnétique. Cela montre que l'augmentation de l'intensité du flux magnétique s'accompagne d'une augmentation du bruit magnétique. Il convient cependant de noter que l'évaluation du SNR comporte une incertitude, celle-ci dépendant du choix subjectif du fenêtrage temporel des échos considérés.

Le noyau magnétique apparaît donc comme un élément essentiel pour optimiser le couplage électromagnétique et l'efficacité de génération des ondes, tandis que la différence entre les cas à quatre ou cinq aimants reste marginale. Si des techniques de traitement du signal plus avancées sont employées, une amplitude plus élevée pourrait permettre d'extraire des informations enfouies dans le bruit, renforçant ainsi la pertinence de cette configuration.

Enfin, lors des essais sur l'acier, l'EMAT s'aimante à la surface de la pièce. Dans la perspective d'une application en mode balayage ou d'un dispositif mobile, il conviendra de s'assurer que la force d'attraction magnétique reste modérée.

CHAPITRE 3

CARACTÉRISATION EXPÉRIMENTALE DE L'EMAT À HAUTE TEMPÉRATURE POUR LA MESURE D'ÉPAISSEUR

Une fois la conception de l'EMAT validée à température ambiante, des mesures à haute température ont été réalisées afin d'évaluer son comportement dans ces conditions. Dans un premier temps, un dispositif expérimental a été mis en place afin de réaliser ces mesures. Des essais à haute température ont ensuite été effectués. Ce chapitre se conclut par l'analyse d'un obstacle majeur identifié lors de ces mesures : la résonance du PCB.

3.1 Dispositif expérimental pour mesures à haute température

Une modification majeure a été apportée à l'EMAT utilisé précédemment : le circuit imprimé en FR-4 a été remplacé par un modèle adapté aux hautes températures. Pour les essais à température élevée, deux PCB en alumine (Al_2O_3) ont été réalisés, d'épaisseurs respectives de 0,4 mm et 1 mm. Ces PCBs conservent les mêmes caractéristiques de bobinage que celles fabriquées sur substrat FR-4. La figure 3.1 est une photographie de la face inférieure de ces PCBs.

Des mesures ont été réalisées sur deux échantillons d'acier différents. Pour les essais à haute température, un four ainsi qu'une plaque chauffante ont été utilisés. Les expérimentations sur la plaque chauffante permettent de se rapprocher de conditions réelles d'inspection : la pièce est portée à haute température tandis que la sonde reste dans un environnement à température ambiante. Un thermocouple a été placé à la surface de l'échantillon afin de suivre l'évolution de la température. La figure 3.2 présente une photographie du montage final de l'EMAT sur la plaque chauffante.

Pour les mesures, les mêmes paramètres de l'OmniScan X3 que ceux utilisés lors des essais à température ambiante ont été appliqués (section 2.2).



Figure 3.1 Photographie de la face inférieure de PCB en oxyde d'alumine (Al_2O_3)

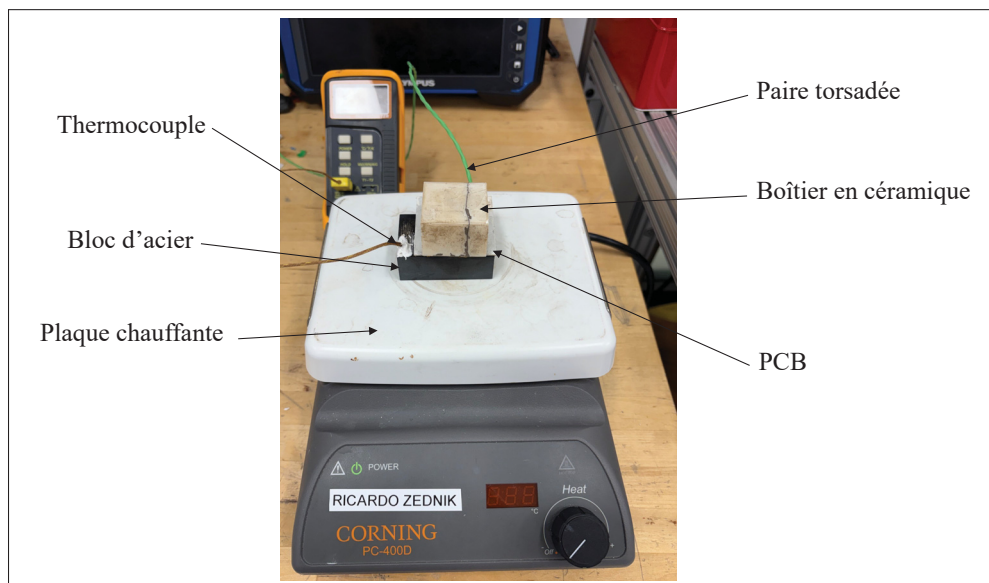


Figure 3.2 Photographie du montage de l'EMAT

3.2 Analyse des résultats expérimentaux

Deux séries d'essais ont été menées afin d'évaluer les performances globales du EMAT à haute température. La première vise à démontrer sa capacité à effectuer des mesures d'épaisseur fiables dans ces conditions, en analysant la stabilité du signal et la sensibilité du dispositif. La seconde évalue la robustesse du transducteur face aux contraintes thermiques, à travers des essais prolongés d'exposition à la chaleur et des cycles thermiques répétés.

3.2.1 Mesure d'épaisseur à haute température

Une première série d'expériences a été effectuée sur un échantillon d'acier 1018 d'une épaisseur de 38 mm. L'EMAT était placé sur une plaque chauffante dans un environnement à température ambiante. La figure 3.3 présente une série de signaux enregistrés entre 20 °C et 300 °C. La température indiquée correspond à celle mesurée à la surface de l'échantillon. Compte tenu de la forte conductivité thermique de l'acier, le gradient de température à travers l'épaisseur de la pièce est négligeable : on estime une variation inférieure à 1%.

Sur les signaux enregistrés, une zone initiale fortement bruitée est visible sur une durée d'environ 15 μ s. Cette région, appelée zone aveugle, résulte d'un bruit électrique survenant lors de l'émission. Ainsi, pour des échantillons plus minces, le premier écho de fond pourrait se superposer à cette zone et devenir difficilement détectable. Elle est ici particulièrement marquée, alors que d'autres études rapportent une durée d'environ 2 μ s seulement (Lunn *et al.*, 2017). Cela peut s'expliquer par une mauvaise impédance électrique entre la sonde et l'instrument de mesure. En effet, l'OmniScan X3 a été conçu et optimisé pour piloter des charges capacitives, telles que celles constituées par les transducteurs piézoélectriques. Or, l'EMAT, avec sa bobine, représente une charge fortement inductive, ce qui engendre des perturbations au moment de l'émission.

Au-delà de cette région, on distingue les échos successifs du fond de la pièce. Lorsque la température augmente, le temps séparant deux échos consécutifs s'allonge, traduisant une diminution de la vitesse de propagation des ondes ultrasonores. D'après ces premiers résultats, le

niveau de bruit semble peu affecté par la température, tandis que l'amplitude des échos diminue progressivement lorsque celle-ci augmente.

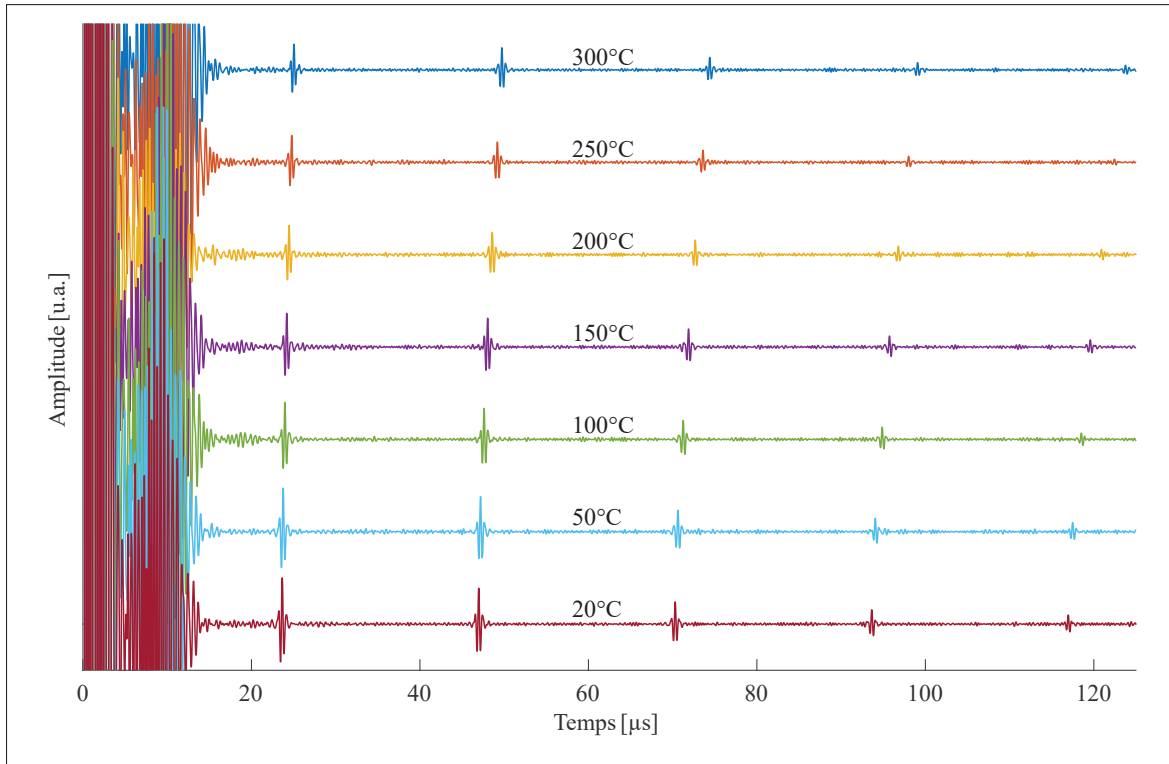


Figure 3.3 Signaux enregistrés sur un échantillon d'acier 1018 de 38 mm d'épaisseur entre 20 °C et 300 °C

Afin d'étendre la gamme de température, un second essai a été réalisé sur un échantillon d'acier 1045 plus petit et plus mince, d'une épaisseur de 20 mm (figure 3.2). Cette configuration a permis d'atteindre une température maximale de 400 °C (figure 3.4). Pour cette mesure, une résistance de 33 Ω a été ajoutée en série avec la bobine afin de réduire la zone aveugle. Cette modification a permis de diminuer la durée de celle-ci à environ 10 μ s, puis jusqu'à 7 μ s avec l'augmentation de la température. Cette réduction s'explique par une meilleure adaptation d'impédance entre l'OmniScan X3 et l'EMAT.

Chaque expérience a été répétée cinq fois afin de garantir la reproductibilité des mesures. À partir des temps d'arrivée des échos successifs, il est alors possible de calculer la vitesse de propagation de l'onde en fonction de la température. Toutefois, la dilatation thermique de l'échantillon doit

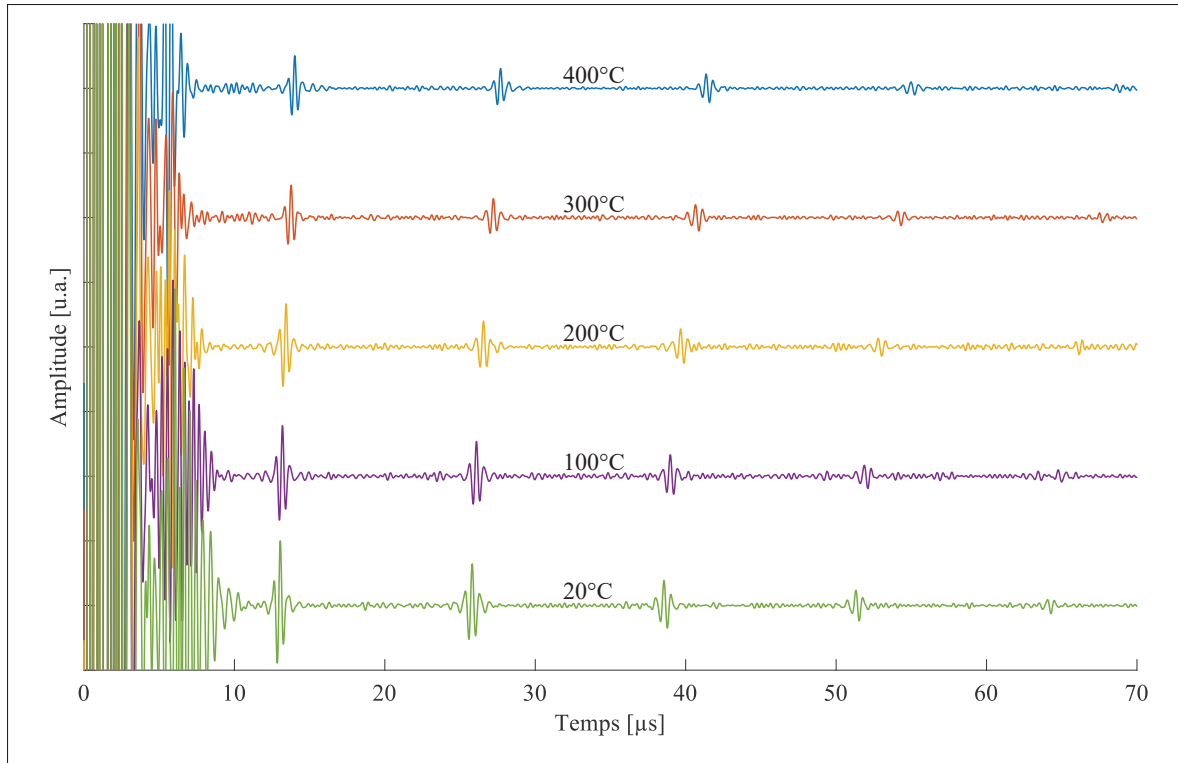


Figure 3.4 Signaux enregistrés sur un échantillon d’acier 1045 de 20 mm d’épaisseur entre 20 °C et 400 °C

être prise en compte : l’augmentation de la température provoque une légère expansion du matériau, modifiant ainsi son épaisseur effective. L’épaisseur d de la pièce à la température T est donnée par :

$$d = d_0 (1 + \alpha(T - T_0)), \quad (3.1)$$

où d_0 est l’épaisseur de la pièce à la température de référence $T_0 = 25\text{ °C}$, et α le coefficient de dilatation thermique linéaire de l’acier, supposé constant dans la plage 20–400 °C. Pour l’acier, $\alpha = 11,7 \times 10^{-6}\text{ K}^{-1}$. À titre d’exemple, une pièce de 20 mm à 20 °C atteint environ 20,09 mm à 400 °C.

La vitesse de propagation V est ensuite calculée selon :

$$V = \frac{2d}{\Delta t}, \quad (3.2)$$

où Δt correspond à l'intervalle temporel entre deux échos successifs. Pour améliorer la précision, plusieurs paires d'échos peuvent être considérées, la moyenne réduisant les erreurs aléatoires. Pour identifier temporellement les échos, la méthode du seuil appliquée à l'enveloppe du signal a été utilisée.

La figure 3.5 illustre l'évolution de la vitesse de l'onde de cisaillement dans l'acier 1045 en fonction de la température. Comme attendu, la vitesse décroît avec l'augmentation de la température, en raison de la diminution des constantes élastiques du matériau (section 1.1.4). Cette tendance est en accord avec les données rapportées dans la littérature (Bao *et al.*, 2014).

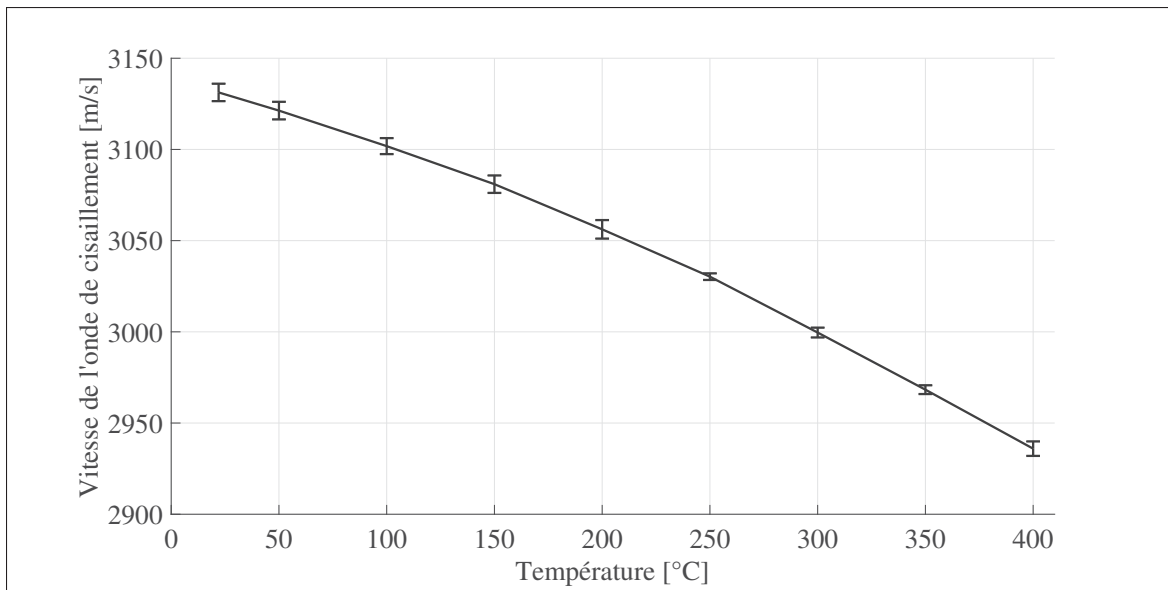


Figure 3.5 Évolution de la vitesse de l'onde de cisaillement dans l'échantillon d'acier 1045 de 20 mm d'épaisseur entre 20 °C et 400 °C

Lors de mesures d'épaisseur par ultrasons, cette variation de vitesse doit alors impérativement être prise en compte. Un calibrage spécifique à la température de fonctionnement est donc nécessaire pour garantir la précision des mesures effectuées.

Outre la variation de la vitesse de propagation avec la température, l'atténuation du signal intervient également. Cette dernière se traduit par une diminution de l'amplitude des signaux, pouvant rendre les mesures plus délicates, en particulier lorsque le SNR devient trop faible. La figure 3.6 illustre l'évolution de l'amplitude crête à crête du premier écho en fonction de la température.

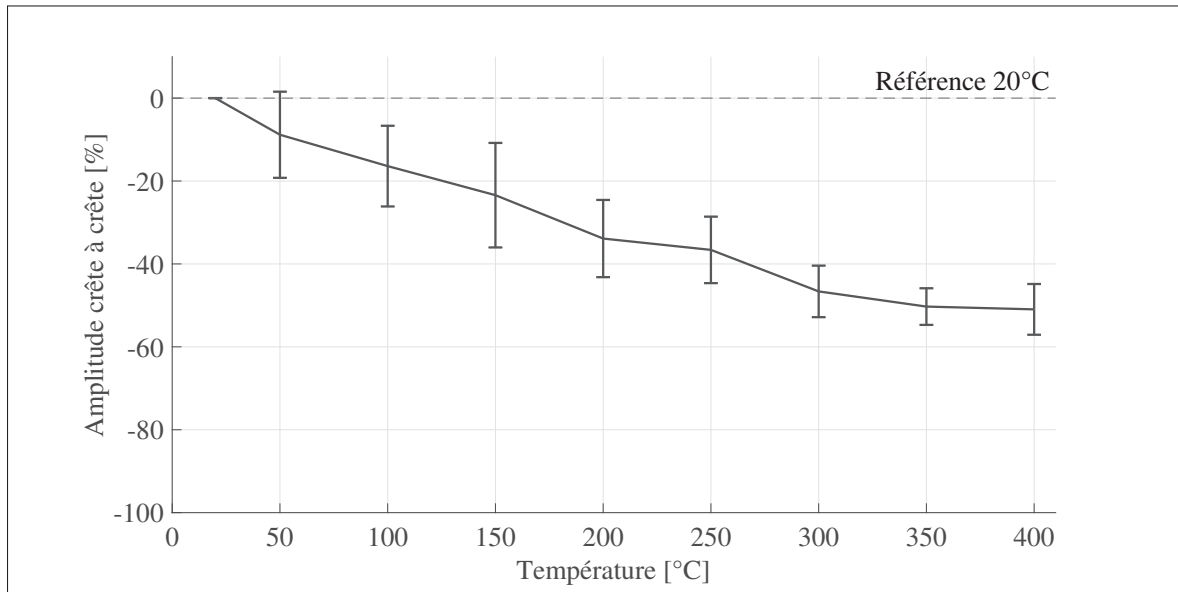


Figure 3.6 Évolution de l'amplitude crête à crête du premier écho des signaux en fonction de la température

En raison des nombreux changements de configuration expérimentale lors des différentes mesures, les écarts-types observés sont relativement importants. Malgré cela, une diminution nette de l'amplitude des signaux avec l'augmentation de la température peut être observée. Ce phénomène s'explique d'abord par l'atténuation intrinsèque de l'onde acoustique, qui augmente avec la température (Scruby & Moss, 1993).

Cependant, la baisse d'amplitude ne provient pas uniquement de la propagation dans le matériau : la génération et la réception des ondes par l'EMAT sont également affectées. En effet, la force magnétique des aimants permanents diminue légèrement avec la température : environ 0,035%/°C sous 400 °C (Bomatec, 2025). Cet effet est réversible à ces températures. Par ailleurs, la conductivité électrique des conducteurs (cuivre et acier) diminue également avec la

température, entraînant une réduction de la densité courants de Foucault induits. Il en résulte une baisse de la force de Lorentz générée, et donc une diminution supplémentaire de l'amplitude des échos.

Un autre moyen d'analyser les signaux consiste à observer l'évolution du SNR. En effet, même si l'amplitude des échos diminue avec la température, une réduction simultanée du bruit peut permettre de maintenir une qualité de mesure acceptable. La figure 3.7 illustre l'évolution du SNR en fonction de la température. On observe globalement une diminution du SNR avec l'augmentation de la température. Au-delà de 300 °C, le nombre de mesures réalisées n'est pas suffisant pour conclure à une éventuelle stabilisation ou amélioration du SNR.

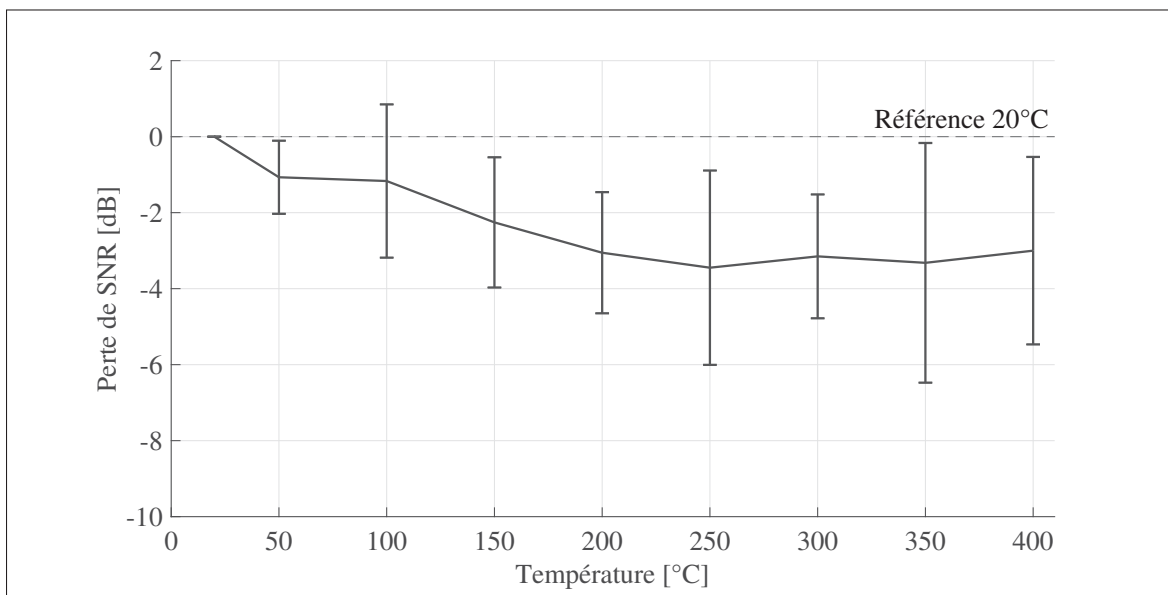


Figure 3.7 Évolution du rapport signal sur bruit (SNR) en fonction de la température

Il est intéressant de noter que, sur certains signaux, l'amplitude du bruit tend à diminuer légèrement avec la température. Cette réduction du bruit s'explique par la diminution de l'intensité des interférences électromagnétiques. En effet, ces interférences dépendent directement de la force des champs magnétiques générés par les aimants permanents et les courants de Foucault. Or, ces deux phénomènes diminuent avec la température : la rémanence des aimants décroît faiblement, et la conductivité électrique des métaux se réduit. Pour conclure, bien que le bruit tende à baisser,

la diminution de l'amplitude des échos est plus marquée, ce qui conduit globalement à une baisse du SNR.

Enfin, la densité spectrale de puissance (DSP) des A-scans présentés à la figure 3.4 est calculée. La DSP décrit la répartition de la puissance du signal en fonction de la fréquence et permet d'identifier les composantes fréquentielles dominantes. Elle est définie comme le module au carré de la transformée de Fourier du signal, rapporté au temps d'intégration. Pour cette analyse, la zone aveugle des signaux, correspondant aux 10 premières microsecondes, n'est pas prise en compte. La figure 3.8 présente la DSP entre 0 et 6 MHz. En raison du filtrage passe-bande appliqué, les fréquences de coupure à 1 MHz et 4 MHz sont clairement observées. On remarque également que l'EMAT possède une réponse large bande, avec une bande passante à -3 dB de l'ordre de 1,2 MHz. Les signaux ne présentent pas de fréquence de résonance dominante, contrairement à un transducteur piézoélectrique. Le maximum de la densité est observé entre 1,5 et 1,6 MHz. Enfin, on constate que la densité spectrale diminue sur cette gamme de fréquences lorsque la température augmente, ce qui est cohérent avec la baisse d'amplitude observée sur les signaux temporels.

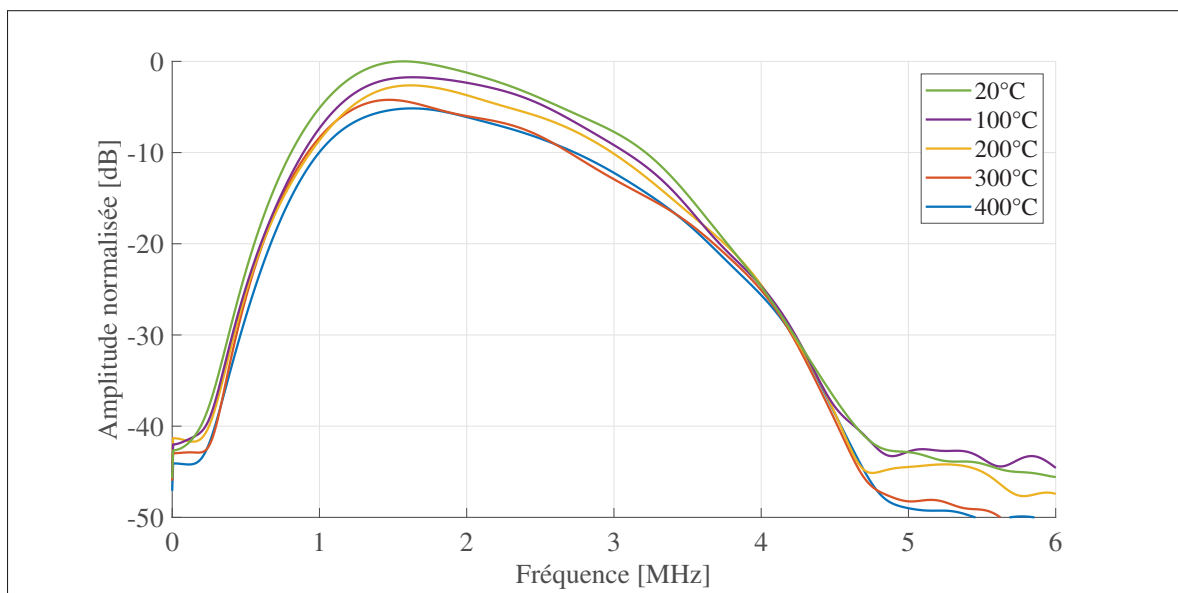


Figure 3.8 Densité spectrale de puissance de la partie utile des signaux de la figure 3.4

3.2.2 Fiabilité et robustesse dans un environnement extrême

D'autres expériences ont été menées afin d'évaluer la résistance de l'EMAT. Notamment lors d'une exposition prolongée à haute température. Un test de longue durée a ainsi été réalisé : l'ensemble de l'EMAT, ainsi qu'un échantillon en aluminium ont été placés dans un four maintenu à 300 °C pendant une semaine complète. La figure 3.9 présente les signaux enregistrés à différents intervalles au cours de cette période. Aucune dégradation ni perte d'amplitude significative n'a été observée, démontrant la stabilité et la robustesse de l'EMAT dans cet environnement.

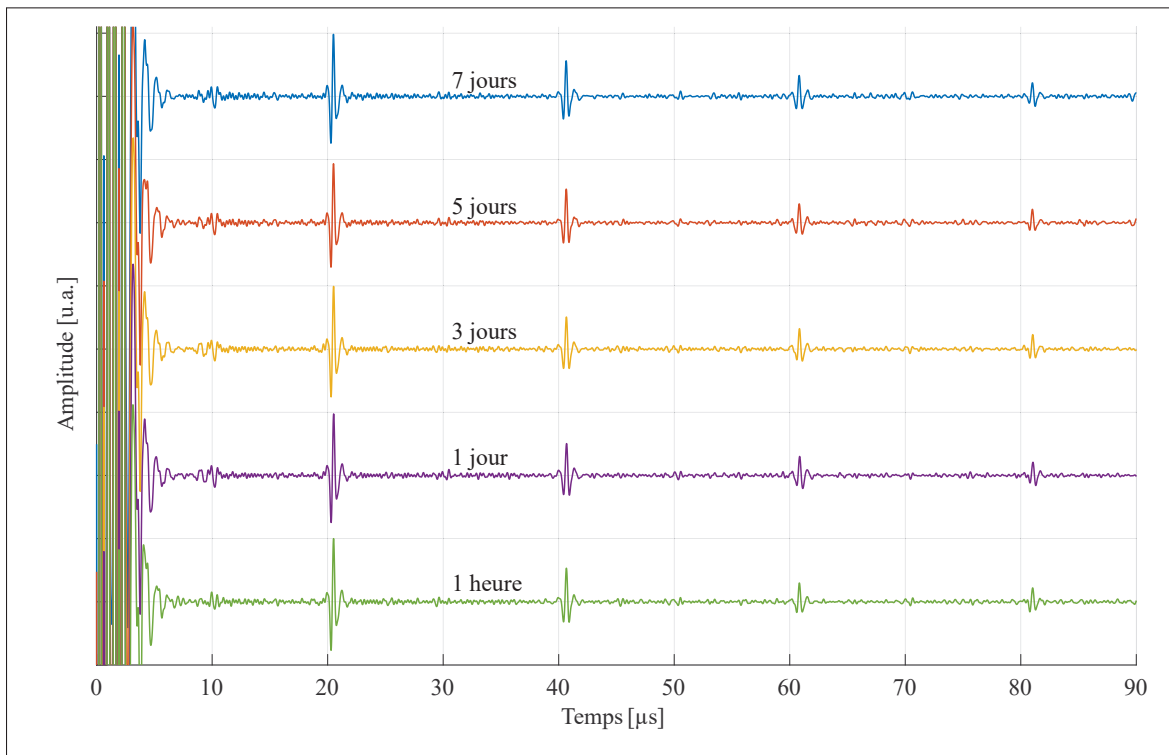


Figure 3.9 Signaux obtenus sur un échantillon d'aluminium après une semaine à 300 °C dans un four

Enfin, des essais de chocs thermiques ont été réalisés afin de simuler des conditions d'utilisation réelles. L'EMAT, initialement à température ambiante, était placé directement sur l'échantillon d'acier chauffé à 300 °C, puis retiré après la mesure. Ce type d'expérience permet d'évaluer la résistance mécanique et thermique du capteur face à des variations rapides de température,

comme cela peut se produire lors d'inspections industrielles rapides. Les résultats montrent que le dispositif conserve son intégrité structurelle et sa capacité de génération d'ondes, confirmant ainsi son potentiel pour des applications en milieu sévère.

Pour atteindre des températures supérieures à 400 °C, des essais supplémentaires ont été réalisés à l'aide d'un four. Mais les paires torsadées utilisées précédemment ne résistent pas à ces températures, et l'utilisation de fils de type thermocouple, bien que thermiquement adaptée, entraîne une augmentation significative du bruit dans les signaux. De plus, au-delà de 400 °C, les aimants permanents commencent à se dégrader de manière irréversible, ce qui limite l'emploi de cet EMAT à ces températures.

3.3 Limite majeure de l'EMAT

Dans cette section, nous abordons un problème auquel nous avons été confrontés : le comportement des PCB en alumine.

Pour les essais à haute température, deux PCB en Al_2O_3 de différentes épaisseurs ont été utilisés : l'un de 0,4 mm et l'autre de 1 mm. Le premier, plus fin, présentait une fragilité mécanique importante. En effet, lors des différentes manipulations, il finissait systématiquement par se casser, compromettant ainsi la fiabilité du dispositif. Afin d'améliorer la robustesse du système et de faciliter les expériences, le PCB plus épais de 1 mm a été adopté. Cependant, cette modification entraîne l'apparition d'un nouveau phénomène : une résonance acoustique du PCB en alumine. La figure 3.11a illustre un signal A-scan enregistré avec un PCB épais de 1 mm. On distingue clairement les échos du fond de la pièce, mais également un bruit résiduel important décroissant dans le temps, typique d'un effet de résonance.

Afin d'étudier ce bruit résiduel, le filtre passe-bande est remplacé par un filtre passe-haut d'une fréquence de coupure de 1 MHz. La figure 3.10a présente le signal obtenu après filtrage, tandis que la figure 3.10b montre la DSP correspondante.

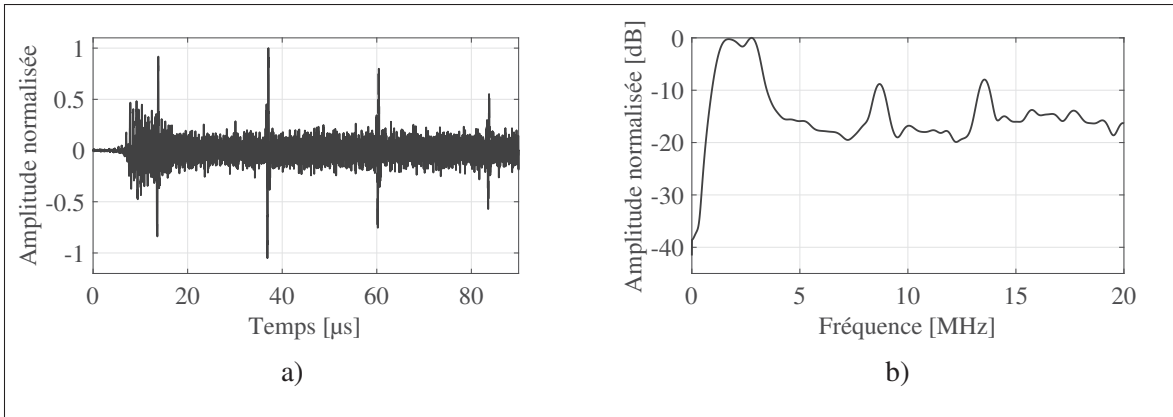


Figure 3.10 Signal obtenu avec un PCB résonant et filtre passe-haut appliqué : a) signal temporel, b) DSP normalisée correspondante

Sur le spectre, on observe deux maximums situés à 1,7 MHz et 2,8 MHz, ainsi que deux autres pics à 8,6 MHz et 13,7 MHz. Le premier pic, à 1,7 MHz, correspond aux échos de fond, tandis que les trois autres sont attribués au bruit résonant du PCB. En effet, pour les signaux non résonants, ces pics de puissance sont absents.

La fréquence de résonance f de la plaque est donnée par l'expression suivante :

$$f = \frac{V}{2d}, \quad (3.3)$$

où V est la vitesse de propagation de l'onde dans la plaque et d son épaisseur. En considérant une vitesse d'onde longitudinale de 10 000 m/s pour l'alumine et une épaisseur de 1 mm, la fréquence de résonance théorique est de 5 MHz. S'il s'agit plutôt d'une onde transversale (vitesse d'environ 6 000 m/s), la fréquence correspondante serait proche de 3 MHz.

Le pic de puissance observé à 2,8 MHz peut ainsi être associé à la résonance transversale de la plaque ou à une sous-harmonique de la résonance longitudinale. Les pics suivants sont quant à eux cohérents avec des harmoniques de cette fréquence fondamentale, puisqu'ils sont des multiples de celle-ci. En effet, $8,6 \approx 3 \times 2,8$ et $13,7 \approx 5 \times 2,8$.

Pour supprimer cette résonance, une couche absorbante acoustique a été appliquée sur la face supérieure du PCB. Cette couche a pour effet d'absorber les ondes ultrasonores se propageant dans le PCB, limitant ainsi la réverbération interne et atténuant les modes de vibration parasites. Une pâte viscoélastique, de type mastic d'étanchéité pour conduits, a d'abord été utilisée avec succès à température ambiante. Toutefois, ce matériau ne résiste pas au-delà de 150 °C. Une solution plus robuste a alors été mise en œuvre : l'application d'une fine couche de céramique d'oxyde de magnésium (MgO). La figure 3.11b montre le signal obtenu dans les mêmes conditions expérimentales que la figure 3.11a après ajout de cette couche absorbante.

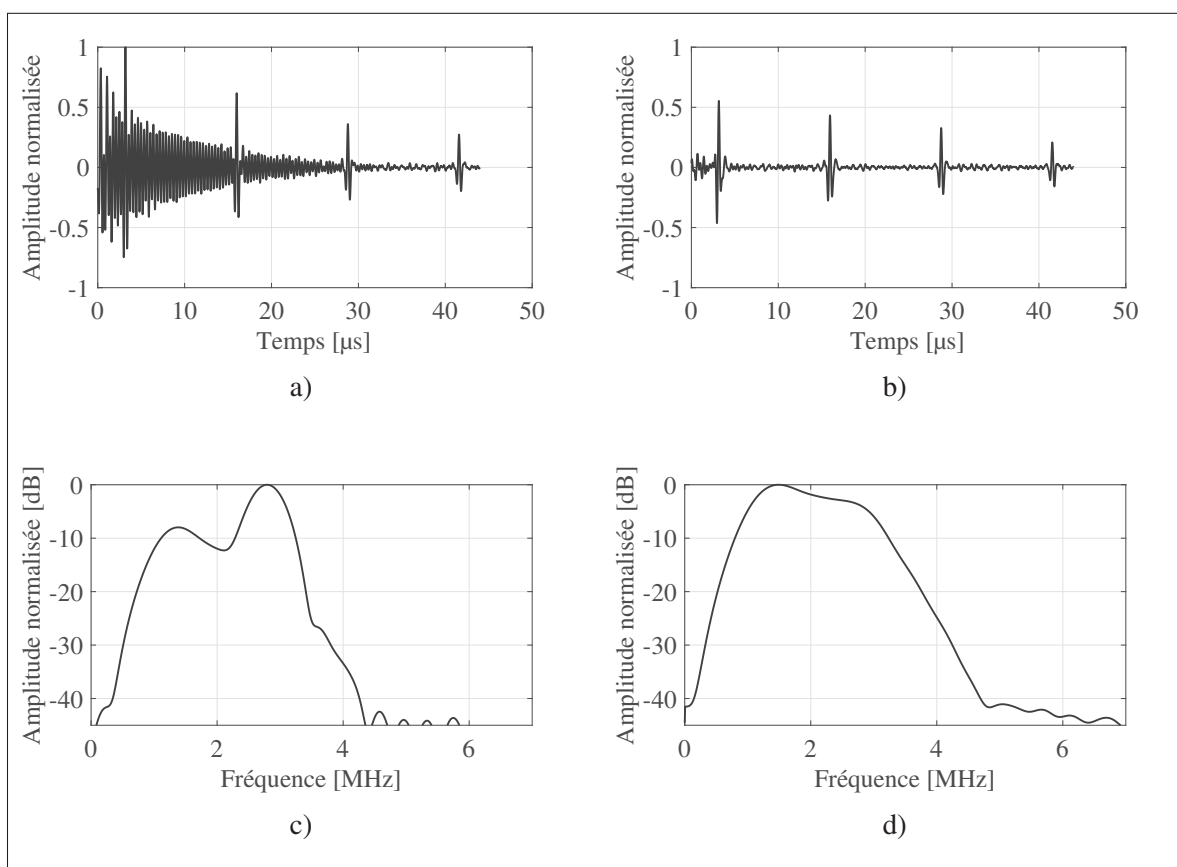


Figure 3.11 Signaux obtenus avec un PCB résonnant a) et après l'ajout d'une couche absorbante b), ainsi que leur densité spectrale de puissance respective c) et d)

L'étude fréquentielle de ces signaux, par le biais de la DSP, illustrée sur les figures 3.11c et 3.11d, met en évidence les différences de comportement entre les deux configurations. Avec la couche absorbante, cette DSP présente une bande passante étendue entre 0,5 et 4 MHz, avec

un maximum situé autour de 1,5 MHz. Sans la couche absorbante, on observe clairement la résonance du PCB, caractérisée par le pic de puissance marqué à 2,8 MHz.

L'ajout du MgO a permis de réduire significativement les résonances, bien que son épaisseur non nulle ait légèrement diminué la distribution du flux magnétique en surface de l'échantillon. En effet, l'arrangement d'aimants, placé au-dessus de cette couche absorbante, se retrouve plus éloigné de la surface de la pièce, ce qui réduit l'intensité du champ magnétique et, par conséquent, l'amplitude des échos. Le résultat reste néanmoins exploitable, et cette couche présente l'avantage de résister à des températures supérieures à 1000 °C. Grâce à elle, des mesures ont pu être réalisées lors de montées en température de l'EMAT. Cependant, lors du refroidissement, la couche de MgO tend à se désolidariser du PCB en alumine, perdant alors son efficacité d'absorption. Ce comportement est probablement dû à la différence de coefficients de dilatation thermique entre les deux matériaux. Le coefficient de dilatation thermique est de $7,2 \times 10^{-6}/\text{K}$ pour le PCB en Al_2O_3 contre $12,8 \times 10^{-6}/\text{K}$ pour la couche absorbante de MgO. Cette incompatibilité thermique engendre des contraintes mécaniques à l'interface, susceptibles de provoquer un décollement après plusieurs cycles thermiques.

Il est possible d'envisager des méthodes de traitement du signal pour atténuer cette résonance en post-traitement. Par exemple, l'application d'un filtre passe-bas supprimant les composantes fréquentielles supérieures à 2,5 MHz permettrait de réduire la résonance sur le signal temporel. Cependant, une telle approche risquerait d'altérer la forme des échos utiles et de diminuer la résolution temporelle. Ainsi, la suppression physique de la résonance demeure la solution la plus efficace et la plus stable pour les mesures à haute température. Pour la suite, plusieurs pistes d'amélioration peuvent être envisagées : réutiliser un PCB plus fin en l'intégrant dans un boîtier de protection afin de limiter les risques de casse lors des manipulations, développer une couche absorbante plus performante et mieux adaptée aux contraintes thermiques, ou encore explorer d'autres technologies de PCB haute température offrant une meilleure stabilité mécanique et acoustique.

CHAPITRE 4

DÉTECTION DE TROUS À FOND PLAT

Après la mesure d'épaisseur des pièces, il peut être très intéressant pour les inspecteurs de détecter la présence de défauts internes. Dans ce chapitre, nous allons explorer la détection d'un type particulier de défaut avec notre sonde EMAT. Dans un premier temps, nous le caractériserons, puis nous présenterons les mesures réalisées à température ambiante et à haute température.

4.1 Caractérisation des FBH

Il existe de nombreux types de défauts, liés à divers phénomènes métallurgiques ou mécaniques. Parmi ceux-ci, un type de défaut couramment utilisé pour la caractérisation des performances des sondes est le trou à fond plat (FBH). La détection d'un FBH à l'aide d'une sonde monoélément en mode *pulse-echo* consiste à observer deux échos distincts lors de la première réflexion de l'onde : le premier écho correspond à la réflexion sur le fond du trou, et le second au fond de la pièce. La capacité à distinguer ces deux échos dépend fortement de l'ouverture de la sonde ainsi que de l'aire d'émission et de réception de l'onde par rapport au diamètre du trou. En effet, si la sonde émet l'onde sur une surface trop grande, la majorité de l'énergie ultrasonore reçue correspondra au fond de la pièce, rendant la détection du trou difficile.

Un critère de performance couramment utilisé pour la sonde est sa capacité à détecter des FBH d'un diamètre d'au moins 3 mm, correspondant à une surface de $\pi(\frac{3}{2})^2 = 28,3 \text{ mm}^2$. Dans notre cas, avec des aimants et une bobine de diamètre 12,7 mm, la surface d'émission de la sonde est d'environ $12,7 \times 12,7 = 161,3 \text{ mm}^2$. Le rapport entre ces deux surfaces étant trop élevé, le trou ne peut être détecté que si le SNR est suffisamment élevé, sinon l'écho du trou risque de se fondre dans le bruit.

Afin de pallier ce problème, un EMAT de plus petite dimension a été conçu et utilisé. Bien que le champ magnétique et la densité de courant de Foucault générés soient plus faibles, le niveau de bruit l'est également, permettant ainsi d'obtenir des résultats exploitables.

Le transducteur repose sur un noyau magnétique cubique de 6,35 mm (0,25") de côté, offrant une surface d'émission effective estimée à $6,35 \times 6,35 = 40,3 \text{ mm}^2$. Afin d'augmenter la force du champ magnétique, un empilement de cinq aimants parallélépipédiques de $3,175 \times 6,35 \text{ mm}$ (0,125" $\times$ 0,25") a été fixé sur chacune des faces du noyau. Ce dispositif est associé à un PCB de forme papillon, spécialement conçu avec des dimensions adaptées à ce format réduit, afin d'optimiser le couplage électromagnétique et la focalisation du champ généré.

Les mesures ont été réalisées sur un échantillon en acier 1018, représenté à la figure 4.1, comportant trois trous cylindriques de diamètres différents : 2,28 mm (3/32"), 3,18 mm (4/32") et 4,76 mm (6/32").

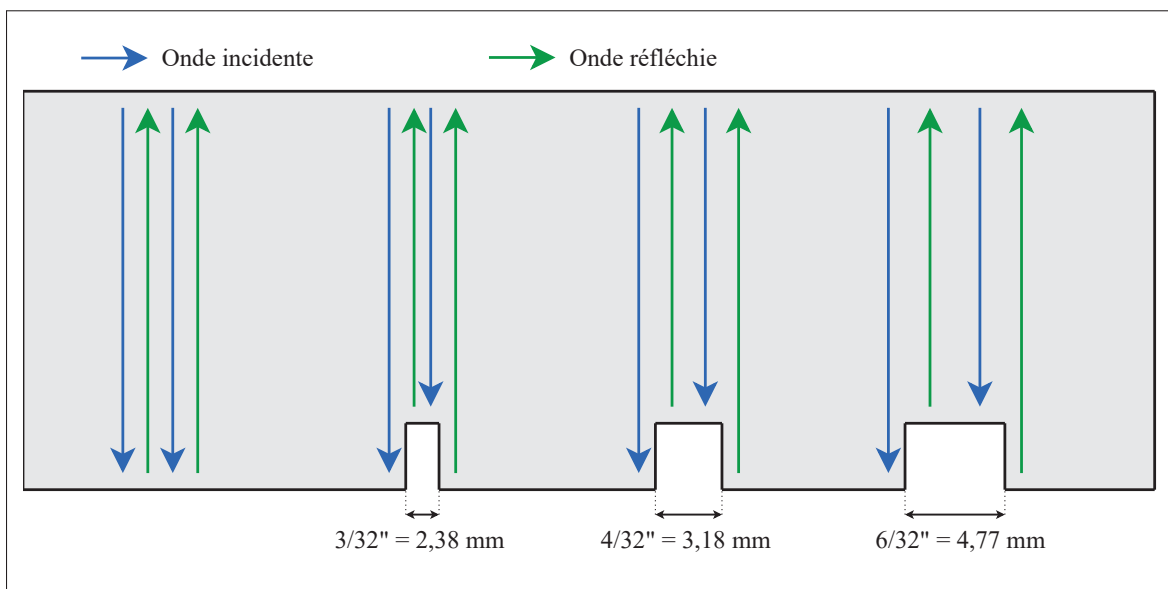


Figure 4.1 Schéma en coupe de la pièce avec ses FBH

4.2 Résultats à température ambiante

Une première série d'expériences a été réalisée à température ambiante, avec un PCB en FR-4. Comme l'intensité du signal était plus faible avec le petit EMAT, la tension d'excitation de l'OmniScan X3 a été augmentée à 295 V. La figure 4.2 illustre les signaux obtenus pour chacun des différents trous. Les A-scans ont été normalisés par rapport à celui correspondant au cas sans défaut, choisi comme référence, mesurant uniquement le fond de la pièce.

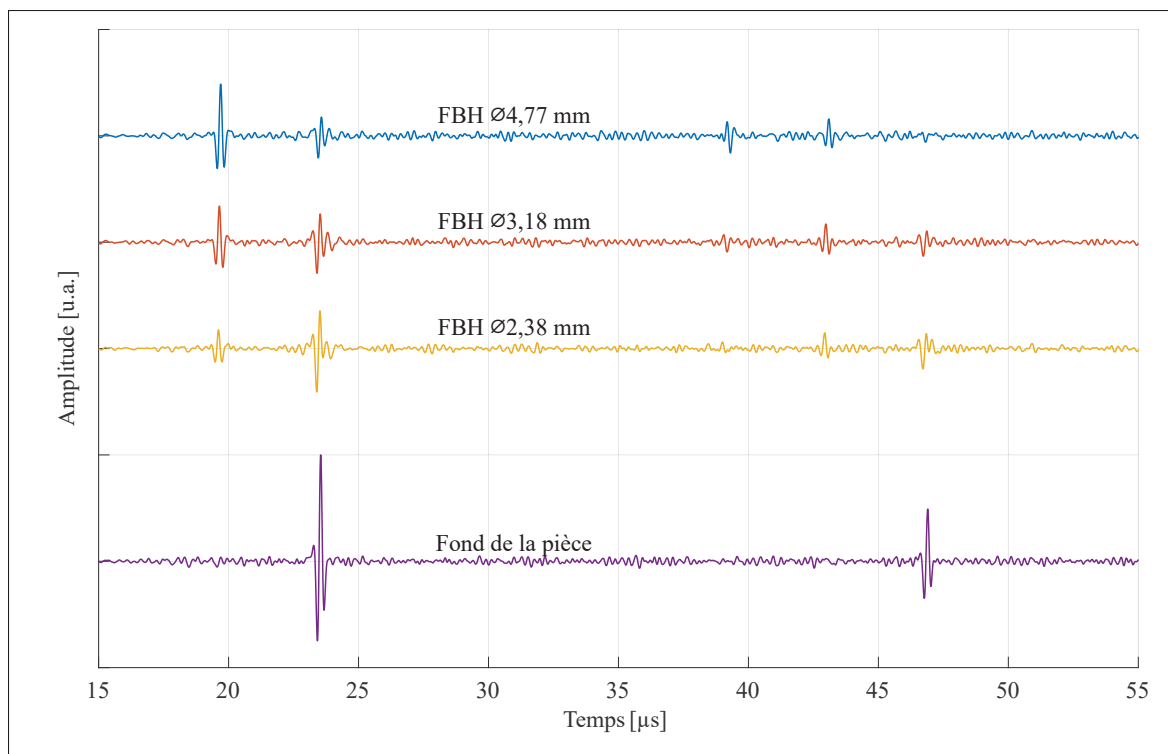


Figure 4.2 Signaux de l'EMAT sur différents diamètres de FBH

Afin d'améliorer la lisibilité, les premières microsecondes du signal, correspondant à l'émission, ne sont pas affichées. On observe à 23,5 μs la présence de l'écho du fond de la pièce, unique en l'absence d'un FBH. La deuxième réflexion se retrouve à 47 μs .

En présence d'un FBH sous l'EMAT, un nouvel écho apparaît à 19,7 μs , correspondant à la réflexion de l'onde sur le trou. Plus le trou est large, plus l'écho est d'amplitude élevée, puisque la majorité du front d'onde est réfléchi par le trou. Inversement, l'amplitude de l'écho du fond de la pièce diminue. Pour les trous plus petits, l'écho du trou est d'amplitude faible et l'écho du fond de la pièce est d'amplitude plus élevée.

La somme des amplitudes de l'écho du trou et de celui du fond de la pièce n'atteint pas l'amplitude du signal sans défaut, ce qui traduit une atténuation accrue de l'onde due à la présence du trou et à la dispersion engendrée.

Lors de la deuxième réflexion, trois échos sont observés à 39 μ s, 43 μ s et 47 μ s, correspondant respectivement à :

- la double réflexion de l'onde sur le trou,
- une réflexion combinée : l'onde est d'abord réfléchi sur le fond de la pièce ou sur le FBH lors du premier aller-retour, puis sur le FBH ou le fond de la pièce lors du deuxième aller-retour.
- la double réflexion de l'onde sur le fond de la pièce.

Ces mesures démontrent la capacité d'un EMAT compact à détecter des FBH d'un diamètre d'au moins 2,4 mm à température ambiante.

4.3 Résultats à haute température

Nous avons ensuite poursuivi l'étude à haute température en nous concentrant sur le trou de 3,18 mm de diamètre. Des mesures ont été réalisées par paliers de 100 °C, jusqu'à 300 °C, dans les mêmes conditions expérimentales que celles décrites au chapitre 3, à l'aide de la plaque chauffante. Un PCB en alumine a alors été utilisé. La figure 4.3 présente les signaux obtenus pour chaque température, avec une tension de sortie de 295 V sur l'OmniScan X3. Le signal à 20 °C a été normalisé par rapport à l'amplitude maximale du premier écho, puis les autres signaux ont été normalisés par rapport à ce signal de référence.

On observe tout d'abord qu'à 20 °C, la qualité du signal est inférieure à celle présentée à la figure 4.2. Deux facteurs expliquent cette dégradation : d'une part, l'utilisation du PCB en céramique augmente l'espacement entre l'arrangement d'aimants et la surface de l'échantillon d'acier, ce qui réduit l'intensité du champ magnétique et donc la génération d'ondes ; d'autre part, la plaque chauffante utilisée pour ces essais introduit des interférences électromagnétiques, contrairement aux mesures précédentes effectuées dans un environnement plus isolé. Ces interférences ont également un impact plus marqué que lors des mesures réalisées avec l'EMAT de plus grande taille (figure 3.4). Malgré ces limitations, les échos issus du trou à fond plat (FBH) et du fond de la pièce restent clairement visibles, même à haute température.

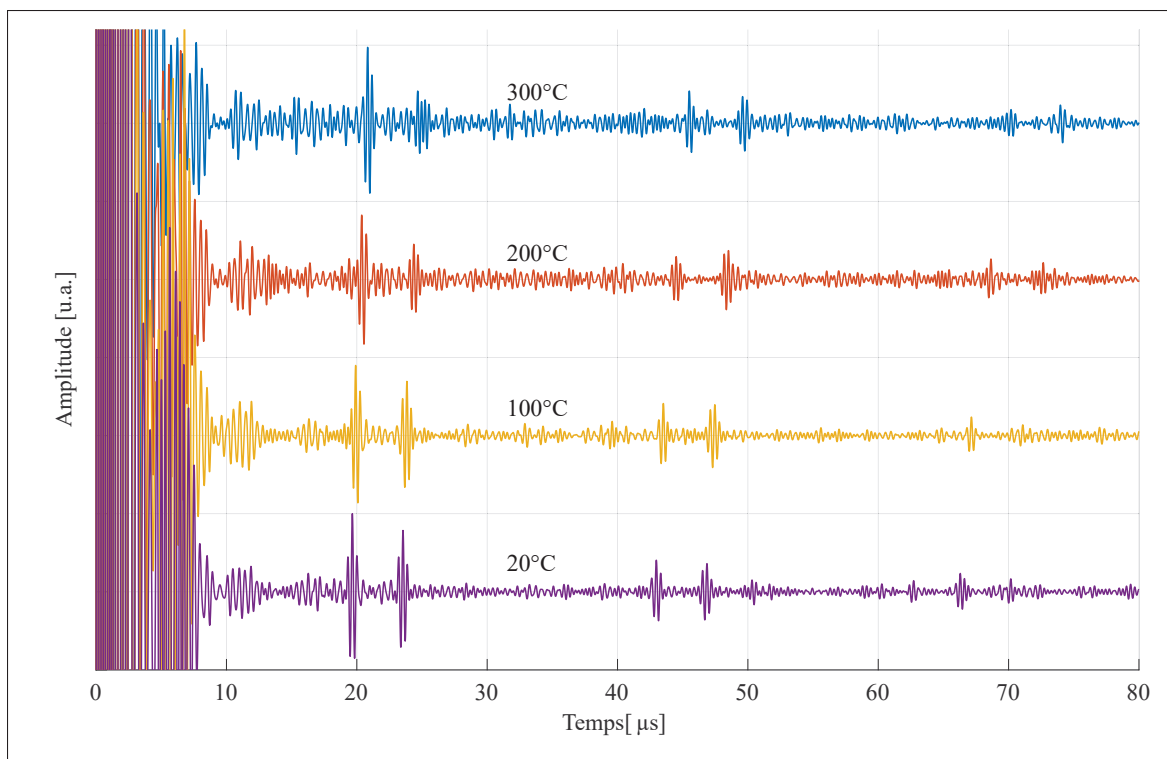


Figure 4.3 Signaux de l'EMAT obtenus pour différentes températures sur un trou à fond plat de 3,18 mm de diamètre

Il est intéressant de comparer le rapport d'amplitude entre l'écho du FBH et celui du fond de la pièce. Le tableau 4.1 présente ces valeurs pour différentes températures, lors de la première réflexion de l'onde.

Tableau 4.1 Amplitude des échos du FBH et du fond de la pièce, ainsi que leur rapport, pour différentes températures

Température	Amp. écho FBH	Amp. écho de fond	Rapport des amplitudes
20 °C	1,85	1,49	1,24
100 °C	1,76	1,36	1,30
200 °C	1,65	0,87	1,90
300 °C	1,87	0,80	2,34

À 20 °C, l'écho provenant du trou est plus intense que celui du fond de la pièce, avec un rapport d'amplitude de 1,24. Avec l'augmentation de la température, l'amplitude de l'écho du trou ne suit aucune tendance, tandis que celle du fond décroît significativement. Il en résulte une

augmentation progressive du rapport des amplitudes, jusqu'à 2,34 à 300 °C. Ce phénomène pourrait, à plus haute température, conduire à une disparition de l'écho de fond dans le bruit. On aurait pu s'attendre à une diminution globale des amplitudes avec la température, comme observé au chapitre 3, mais ici, un phénomène plus surprenant apparaît. Il est important de prendre en compte que l'effet inverse se produit. Lorsqu'à température ambiante, l'écho de fond est d'amplitude plus élevée que l'écho du FBH, ce rapport d'amplitude s'accroît avec la température.

Enfin, on note également une augmentation du bruit avec la température, ce qui n'était pas observé avec l'EMAT de plus grande taille. Cela traduit une moindre stabilité de cette sonde compacte, dont les densités de flux magnétique et de courants de Foucault plus faibles se traduisent par une qualité de signal inférieure, malgré une tension d'excitation plus élevée. Néanmoins, ces résultats démontrent la faisabilité de la détection de défauts à haute température à l'aide d'un EMAT de petite dimension. Avec une optimisation de la conception et l'application de techniques de traitement du signal plus avancées, il serait possible de développer une sonde performante et adaptée à l'inspection en conditions extrêmes.

CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS

Ce travail avait pour objectif de concevoir, réaliser et évaluer un EMAT capable d'opérer dans des environnements à haute température, afin de permettre la mesure d'épaisseur et la détection de défauts sans contact. L'enjeu principal résidait dans la maîtrise du comportement thermique et électromagnétique des composants, de manière à garantir un fonctionnement stable jusqu'à 400 °C.

Une première phase de simulation a permis d'optimiser la configuration magnétique du transducteur. L'ajout d'un noyau ferromagnétique et la disposition latérale des aimants ont montré une amélioration notable du champ magnétique, conduisant à une augmentation de l'amplitude des signaux et du rapport signal sur bruit. Par ailleurs, la géométrie en papillon de la bobine s'est révélée particulièrement adaptée à la génération d'ondes de cisaillement en mode *pulse-echo*, en offrant une meilleure concentration du champ magnétique et une émission plus directionnelle.

Dans un second temps, des essais expérimentaux ont été menés à température ambiante pour valider les simulations. Ces mesures ont été réalisées avec l'OmniScan X3 d'Evident Scientific, un appareil portable de faible puissance, sans ajout d'électronique auxiliaire. Cela a permis de confirmer le potentiel de l'EMAT à réaliser des mesures d'épaisseur sur l'acier, avant d'envisager une élévation de la température du montage expérimental. Par la suite, des tests à haute température ont été réalisés. Les résultats ont démontré la faisabilité de mesures d'épaisseur fiables jusqu'à 400 °C, sans recours à un système de refroidissement. La variation de la vitesse de propagation des ondes ultrasonores avec la température a été clairement observée, en accord avec la théorie. Des expériences de long terme et de cycles thermiques ont également été menées afin de valider la robustesse du système.

Cependant, des limitations sont apparues, notamment la fragilité du PCB céramique de 0,4 mm et la présence d'une résonance mécanique propre au PCB, affectant la qualité du signal.

L'intégration d'une couche absorbante a permis d'atténuer partiellement cette résonance, mais des améliorations demeurent nécessaires.

Enfin, l'application du transducteur à la détection de trous à fond plat a confirmé la capacité du dispositif à distinguer des défauts internes, même à haute température. Les résultats, bien que d'une qualité inférieure à ceux obtenus à température ambiante, suffisent à valider l'intérêt des EMATs miniaturisés pour des inspections en conditions extrêmes, et démontrent qu'ils ne doivent pas être limités à la seule mesure d'épaisseur.

Les travaux réalisés ouvrent la voie à plusieurs améliorations et développements futurs :

- **Optimisation mécanique :** une attention particulière doit être portée au choix du substrat. Un support en céramique plus épais, combiné à un boîtier de protection mécanique et à des matériaux diélectriques plus stables à haute température, permettrait d'accroître la durabilité du PCB et de limiter les dégradations liées aux cycles thermiques.
- **Optimisation magnétique :** l'amélioration de l'arrangement magnétique constitue une voie prometteuse. L'intégration de concentrateurs de flux laminés pourrait réduire les pertes par courants de Foucault dans le noyau, tandis qu'une révision de l'agencement des aimants permettrait d'exploiter plus efficacement les ailes de la bobine papillon pour la transduction acoustique.
- **Amélioration de l'électronique :** l'adaptation entre l'impédance du transducteur et celle de l'instrument de mesure demeure un enjeu majeur. L'étude de réseaux d'adaptation ou l'emploi d'un amplificateur différentiel pourrait contribuer à une meilleure exploitation du signal généré par l'EMAT. Par ailleurs, l'implémentation de techniques d'émission codée permettrait d'améliorer le SNR.
- **Amélioration du traitement du signal :** l'analyse numérique des signaux enregistrés pourrait bénéficier de méthodes plus avancées, telles que la corrélation croisée ou le filtrage adaptatif,

afin d'isoler les échos faiblement discernables et d'augmenter la précision des mesures à haute température.

- **Évolution de la conception du transducteur :** le développement de configurations multiélément ou à balayage offrirait la possibilité d'effectuer un suivi spatial de l'épaisseur et une cartographie des défauts en temps réel, ouvrant la voie à des applications de contrôle plus complexes.

En somme, ce mémoire a démontré la faisabilité d'un EMAT compact et robuste pour des mesures d'épaisseur et de détection de défauts en environnement sévère, avec l'utilisation d'un instrument de mesure portable. Les résultats obtenus constituent une base solide pour le développement de capteurs de nouvelle génération, alliant performance, durabilité et simplicité d'intégration dans les procédés industriels à haute température.

BIBLIOGRAPHIE

- Audoin, B. & Roux, J. (1996). An innovative application of the Hilbert transform to time delay estimation of overlapped ultrasonic echoes. *Ultrasonics*, 34(1), 25–33. doi : 10.1016/0041-624X(95)00088-K.
- Bao, Y., Zhang, H., Ahmadi, M., Karim, M. A. & Felix Wu, H. (2014). Measurements of Young's and shear moduli of rail steel at elevated temperatures. *Ultrasonics*, 54(3), 867–873. doi : 10.1016/j.ultras.2013.10.015.
- Bhadwal, N., Torabi Milani, M., Coyle, T. & Sinclair, A. (2019). Dry Coupling of Ultrasonic Transducer Components for High Temperature Applications. *Sensors*, 19(24), 5383. doi : 10.3390/s19245383. Publisher : Multidisciplinary Digital Publishing Institute.
- Bomatec. (2025). Gesinterte SmCo-Magnete | BOMATEC. Repéré le 2025-10-01 à <https://www.bomatec.com/en/products/magnets/sintered-smco-magnets#data>.
- Boonsang, S. & Dewhurst, R. J. (2006). A sensitive electromagnetic acoustic transducer for picometer-scale ultrasonic displacement measurements. *Sensors and Actuators A : Physical*, 127(2), 345–354. doi : 10.1016/j.sna.2005.12.029.
- Bouchy, S., Zednik, R. J. & Belanger, P. (2023). Ultrasonic Transducers for In-Service Inspection and Continuous Monitoring in High-Temperature Environments. *Sensors*, 23(7), 3520. doi : 10.3390/s23073520.
- Burrows, S., Fan, Y. & Dixon, S. (2014). High temperature thickness measurements of stainless steel and low carbon steel using electromagnetic acoustic transducers. *NDT & E International*, 68, 73–77. doi : 10.1016/j.ndteint.2014.07.009.
- Carpenter, R. N. & Stepanishen, P. R. (1984). An improvement in the range resolution of ultrasonic pulse echo systems by deconvolution. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 75(4), 1084–1091. doi : 10.1121/1.390782.
- Cheeke, J. D. N. (2012). *Fundamentals and Applications of Ultrasonic Waves* (éd. 2). Boca Raton : CRC Press. doi : 10.1201/b12260.
- Clark, S. P., Flora, J. H. & MacLauchlan, D. T. [US Patent US5689070A]. (1997, jul). High temperature electromagnetic acoustic transducer (EMAT) probe and coil assemblies. Repéré le 2025-09-09 à <https://patents.google.com/patent/US5689070A/en>.
- Dhayalan, R., Satya Narayana Murthy, V., Krishnamurthy, C. & Balasubramaniam, K. (2011). Improving the signal amplitude of meandering coil EMATs by using ribbon soft magnetic flux concentrators (MFC). *Ultrasonics*, 51(6), 675–682. doi : 10.1016/j.ultras.2011.01.009.

- Dixon, S., Edwards, C. & Palmer, S. B. (1999). A laser-EMAT system for ultrasonic weld inspection. *Ultrasonics*, 37(4), 273–281. doi : 10.1016/S0041-624X(99)00002-5.
- Dixon, S., Burrows, S., Dutton, B. & Fan, Y. (2011). Detection of cracks in metal sheets using pulsed laser generated ultrasound and EMAT detection. *Ultrasonics*, 51(1), 7–16. doi : 10.1016/j.ultras.2010.05.002.
- Hernández Valle, J. F. (2011). *Pulsed-electromagnet EMAT for high temperature applications*. (Thèse de doctorat, University of Warwick). Repéré à <http://webcat.warwick.ac.uk/record=b2566262~S1>.
- Huthwaite, P. (2014). Accelerated finite element elastodynamic simulations using the GPU. *Journal of Computational Physics*, 257, 687–707. doi : 10.1016/j.jcp.2013.10.017.
- Idris, A., Edwards, C. & Palmer, S. B. (1994). Acoustic wave measurements at elevated temperature using a pulsed laser generator and an electromagnetic acoustic transducer detector. *Nondestructive Testing and Evaluation*, 11(4), 195–213. doi : 10.1080/10589759408952831. Publisher : Taylor & Francis.
- Isla, J. & Cegla, F. (2017). EMAT phased array : A feasibility study of surface crack detection. *Ultrasonics*, 78, 1–9. doi : 10.1016/j.ultras.2017.02.009.
- Isla, J. & Cegla, F. (2016). Optimization of the Bias Magnetic Field of Shear Wave EMATs. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 63(8), 1148–1160. doi : 10.1109/TUFFC.2016.2558467.
- Kiteley, I. D. (1999). *A Study of EMAT (Electromagnetic Acoustic Transducer) Operation on Ferromagnetic Metals*. (Thèse de doctorat, University of Warwick, Coventry, Royaume-Uni).
- Kogia, M. (2017). *High Temperature Electromagnetic Acoustic Transducer for Guided Wave Testing*. (Thèse de doctorat, Brunel University London, Londres, Royaume-Uni).
- Kogia, M., Gan, T.-H., Balachandran, W., Livadas, M., Kappatos, V., Szabo, I., Mohimi, A. & Round, A. (2016). High Temperature Shear Horizontal Electromagnetic Acoustic Transducer for Guided Wave Inspection. *Sensors*, 16(4), 582. doi : 10.3390/s16040582.
- Le Jeune, L., Robert, S., Lopez Villaverde, E. & Prada, C. (2016). Plane Wave Imaging for ultrasonic non-destructive testing : Generalization to multimodal imaging. *Ultrasonics*, 64, 128–138. doi : 10.1016/j.ultras.2015.08.008.

- Lunn, N., Dixon, S. & Potter, M. D. G. (2017). High temperature EMAT design for scanning or fixed point operation on magnetite coated steel. *NDT & E International*, 89, 74–80. doi : 10.1016/j.ndteint.2017.04.001.
- MagnetShop. (2025). Magnets | Rare-Earth & Permanent Magnets. Repéré le 2025-09-08 à <https://www.magnetshop.com/>.
- Mallat, S. & Zhang, Z. (1993). Matching pursuits with time-frequency dictionaries. *IEEE Transactions on Signal Processing*, 41(12), 3397–3415. doi : 10.1109/78.258082.
- Marioli, D., Narduzzi, C., Offelli, C., Petri, D., Sardini, E. & Taroni, A. (1992). Digital time-of-flight measurement for ultrasonic sensors. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 41(1), 93–97. doi : 10.1109/19.126639.
- Maxwell, J. C. (1873). *A treatise on electricity and magnetism*. Oxford : Clarendon Press. Repéré à <http://archive.org/details/electricandmagne01maxwrich>.
- Mirkhani, K., Chaggares, C., Masterson, C., Jastrzebski, M., Dusatko, T., Sinclair, A., Shapoorabadi, R. J., Konrad, A. & Papini, M. (2004). Optimal design of EMAT transmitters. *NDT & E International*, 37(3), 181–193. doi : 10.1016/j.ndteint.2003.09.005.
- Ogi, H. (1997). Field dependence of coupling efficiency between electromagnetic field and ultrasonic bulk waves. *Journal of Applied Physics*, 82(8), 3940–3949. doi : 10.1063/1.365701.
- Palanichamy, P., Joseph, A., Jayakumar, T. & Raj, B. (1995). Ultrasonic velocity measurements for estimation of grain size in austenitic stainless steel. *NDT & E International*, 28(3), 179–185. doi : 10.1016/0963-8695(95)00011-L.
- Papadakis, E. P., Lynnworth, L. C., Fowler, K. A. & Carnevale, E. H. (1972). Ultrasonic Attenuation and Velocity in Hot Specimens by the Momentary Contact Method with Pressure Coupling, and Some Results on Steel to 1200°C. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 52(3B), 850–857. doi : 10.1121/1.1913189.
- Pei, C., Zhao, S., Xiao, P. & Chen, Z. (2016). A modified meander-line-coil EMAT design for signal amplitude enhancement. *Sensors and Actuators A : Physical*, 247, 539–546. doi : 10.1016/j.sna.2016.07.006.
- Ribichini, R. (2011). *Modelling of Electromagnetic Acoustic Transducers*. (Thèse de doctorat, Imperial College London, Londres, Royaume-Uni).

- Sawaragi, K., Salzburger, H., Hübschen, G., Enami, K., Kiriigashi, A. & Tachibana, N. (2000). Improvement of SH-wave EMAT phased array inspection by new eight segment probes. *Nuclear Engineering and Design*, 198(1-2), 153–163. doi : 10.1016/S0029-5493(99)00276-9.
- Scruby, C. B. & Drain, L. E. (1990). *Laser Ultrasonics Techniques and Applications* (éd. 1er édition). Oxford : CRC Press.
- Scruby, C. B. & Moss, B. C. (1993). Non-contact ultrasonic measurements on steel at elevated temperatures. *NDT & E International*, 26(4), 177–188. doi : 10.1016/0963-8695(93)90472-7.
- Sendra, T. & Belanger, P. (2025). On the use of a Transformer Neural Network to deconvolve ultrasonic signals. *Ultrasonics*, 152, 107639. doi : 10.1016/j.ultras.2025.107639.
- Shpigler, A., Mor, E. & Bar-Hillel, A. (2022). Detection of overlapping ultrasonic echoes with deep neural networks. *Ultrasonics*, 119, 106598. doi : 10.1016/j.ultras.2021.106598.
- Shull, P. J. (2016). *Nondestructive Evaluation : Theory, Techniques, and Applications*. Boca Raton : CRC Press. doi : 10.1201/9780203911068.
- Tai, j. L., Sultan, M. T. H., Łukaszewicz, A., Shahar, F. S., Tarasiuk, W. & Napiórkowski, J. (2023). Ultrasonic Velocity and Attenuation of Low-Carbon Steel at High Temperatures. *Materials*, 16(14), 5123. doi : 10.3390/ma16145123.
- Thompson, R. B. (1977). Mechanisms of electromagnetic generation and detection of ultrasonic Lamb waves in iron-nickel alloy polycrystals. *Journal of Applied Physics*, 48(12), 4942–4950. doi : 10.1063/1.323623.
- Thompson, R. (1978). A model for the electromagnetic generation of ultrasonic guided waves in ferromagnetic metal polycrystals. *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, 25(1), 7–15. doi : 10.1109/T-SU.1978.30979.
- Thon, A., Painchaud-April, G., Le Duff, A. & Bélanger, P. (2023). Development of a linear array electromagnetic acoustic transducer for shear horizontal guided wave inspection. *NDT & E International*, 136, 102807. doi : 10.1016/j.ndteint.2023.102807.
- Wang, C., Ma, J., Wang, L., Bai, X. & Chen, J. (2024). Research on butterfly coil EMAT sound field characteristics. *Journal of Physics : Conference Series*, 2815(1), 012006. doi : 10.1088/1742-6596/2815/1/012006.

- Wang, S., Li, Z., Kang, L., Hu, X. & Zhang, X. (2011, nov). Modeling and comparison of three bulk wave EMATs. *IECON 2011 - 37th Annual Conference of the IEEE Industrial Electronics Society*, pp. 2645–2650. doi : 10.1109/IECON.2011.6119728.
- Zhai, G., Liang, B., Li, X., Ge, Y. & Wang, S. (2022). High-temperature EMAT with double-coil configuration generates shear and longitudinal wave modes in paramagnetic steel. *NDT & E International*, 125, 102572. doi : 10.1016/j.ndteint.2021.102572.
- Zhang, J., Liu, M., Jia, X. & Gao, R. (2022). Numerical Study and Optimal Design of the Butterfly Coil EMAT for Signal Amplitude Enhancement. *Sensors*, 22(13), 4985. doi : 10.3390/s22134985.
- Zitoun, A., Dixon, S., Edwards, G. & Hutchins, D. (2020). Experimental Study of the Guided Wave Directivity Patterns of Thin Removable Magnetostrictive Patches. *Sensors*, 20(24), 7189. doi : 10.3390/s20247189.