



HAL
open science

Contrôle non destructif par courants de Foucault de milieux ferromagnétiques : de l'expérience au modèle d'interaction

Chiara Zorni

► **To cite this version:**

Chiara Zorni. Contrôle non destructif par courants de Foucault de milieux ferromagnétiques : de l'expérience au modèle d'interaction. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. NNT : 2012PA112031 . tel-00681790

HAL Id: tel-00681790

<https://theses.hal.science/tel-00681790v1>

Submitted on 22 Mar 2012

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

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

THÈSE

Présentée pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD 11

Spécialité: PHYSIQUE

École Doctorale « Sciences et Technologies de l'Information
des Télécommunications et des Systèmes »

par

Chiara ZORNI

Contrôle non destructif par courants de Foucault de milieux ferromagnétiques : de l'expérience au modèle d'interaction

Soutenue le 28 Février 2012 devant la Commission d'examen:

- | | | |
|----|-------------------|--|
| M. | Marc LAMBERT | (Directeur de thèse, Chargé de recherche CNRS) |
| M. | Jean-Marc DECITRE | (Encadrant, Ingénieur Chercheur CEA) |
| M. | Gérard BERTHIAU | (Rapporteur, Professeur de l'Université de Nantes) |
| M. | Noël BURAI | (Rapporteur, Professeur de l'Université Lyon 1) |
| M. | Francisco ALVES | (Examinateur, Professeur IUT de Cachan) |
| M. | Salvatore VENTRE | (Examinateur, Research Scientist at the University of Cassino) |

Remerciements

Je souhaite adresser mes remerciements les plus sincères aux personnes qui m'ont apporté leur aide et qui ont contribué à l'élaboration de ce manuscrit. Les travaux présentés dans ce mémoire de thèse ont été réalisés à Saclay au Commissariat à l'Energie Atomique (CEA), au sein du Département d'Imagerie, Simulation et Contrôle dans le cadre d'une collaboration avec le Laboratoire des Signaux et Systèmes (L2S) de Supélec.

Je remercie Monsieur Philippe Benoist et Madame Clarisse Poidevin de m'avoir accueillie dans leur département et donné l'opportunité de réaliser cette thèse. J'adresse également mes plus vifs remerciements à Monsieur Olivier Casula, chef du Laboratoire d'Instrumentation et Capteurs, pour m'avoir intégrée dans son équipe formidable.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur Marc Lambert pour avoir dirigé constamment ma thèse, pour ses conseils, son soutien et son sens de l'humour qui m'ont accompagnés tout au long de ces trois années.

Mes plus sincères remerciements vont également à Monsieur Jean-Marc Decitre, pour la qualité de son encadrement et ses encouragements qui ont été indispensables pour garder le moral dans les moments les plus compliqués. Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Monsieur Christophe Reboud, mon encadrant « officieux », pour ses brillantes intuitions et pour l'optimisme qu'il a su me transmettre.

Je souhaite également remercier les membres du jury qui ont bien voulu consacrer une partie de leur temps à ma thèse. Je remercie particulièrement Messieurs les Professeurs Gérard Berthiau et Noël Burais qui m'ont fait l'honneur d'accepter d'être rapporteurs de ma thèse et pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail de recherche. Je remercie également Monsieur le Professeur Francisco Alves pour avoir accepté d'examiner ma thèse.

Je tiens à adresser toute ma gratitude à Monsieur Salvatore Ventre de l'Université de Cassino, pour l'étroite collaboration qui a permis à mon travail d'évoluer et pour avoir accepté d'examiner mon travail de thèse. Mes remerciements vont aussi à Monsieur le Professeur Antonello Tamburrino.

Je remercie très sincèrement Monsieur Laurent Santandréa du laboratoire LGEP dont la disponibilité a été indispensable pour la validation du modèle développé dans ce travail.

Cette thèse n'aurait pas pu aboutir sans l'aide précieuse de toute l'équipe courants de Foucault du département. J'aimerais remercier en particulier Jean-Luc Lechien (pour sa patience durant mes instants de crise), Benoît Marchand (pour plein de raisons mais surtout pour son énergie et son sens de l'humour qui rendent tout de suite les difficultés moins dures), Séverine Paillard (pour ses conseils et son amitié), Denis Prémel (dont les éclaircissements et les mots d'encouragement m'ont été très précieux), Natalia Sergeeva-Chollet (pour sa bibliographie complète sur les capteurs magnétiques et le régal de ses pauses gâteaux) et Anastasios Skarlatos (pour ses explications « ferromagnétiques »).

Je remercie tout le Laboratoire Instrumentation et Capteurs, et plus particulièrement Julien Albertini, Sébastien Bey, Hugues Gasse, Jacques Petitgand, Sébastien Robert et Gwénaél Toullelan (même s'il n'est plus au LIC, je ne pourrais pas le mettre ailleurs). Merci pour votre sympathie et votre amitié, et pour toutes

Remerciements

les occasions où vous avez réussi à me faire sourire, même dans mes pires journées, c'était vraiment un plaisir de travailler avec vous. Je tiens également à remercier Sané Kéléfa, dont les résultats de son stage ont contribué au succès de ce travail de recherche.

Merci à mes collègues et amis au CEA avec lesquels j'ai beaucoup partagé, en particulier Souad, Bo, Amira, Roberto, Benoît, Damien et Laura (et ses poneys).

Durant ces trois années, mes amis de Paris ont été une inépuisable source d'énergie et je souhaite les remercier pour leur soutien et pour être tellement présents dans ma vie, en particulier Luca (depuis le lycée, puis de Genova à Paris), Francesca, Elisa, Silvia, Sahra, Valentina, Chiara, Vera, Dina, Daniela, Agnese et Nerone.

Un grand merci à toute ma famille, et surtout à mes parents, Tatiana et Sergio, et à ma sœur Francesca : merci pour votre soutien inconditionnel et merci d'avoir accepté la distance géographique qui nous sépare. Une pensée pour mon oncle Rodolfo et toute sa famille.

Enfin merci à Arnaud, car il a su me soutenir pendant trois ans, tout en s'abstenant de fuir en courant lorsque les courants de Foucault constituaient mon unique sujet de conversation.

Table des matières

Remerciements	i
Table des figures	v
Liste des tableaux	xi
1 Introduction	1
1.1 Contexte	2
1.2 Objectifs de la thèse et plan du manuscrit	2
2 Le contrôle non destructif et le magnétisme	5
2.1 Les courants de Foucault	6
2.1.1 L'effet de peau	8
2.1.2 Exemple de pièces contrôlées en CND par courants de Foucault	9
2.2 Le magnétisme et les matériaux	10
2.2.1 Le magnétisme à l'échelle microscopique	11
2.2.2 L'induction magnétique à l'échelle macroscopique	12
2.2.3 Classification de matériaux selon leurs propriétés magnétiques	14
2.2.3.1 Les matériaux diamagnétiques	14
2.2.3.2 Les matériaux paramagnétiques	15
2.2.3.3 Les matériaux ferromagnétiques	16
2.2.3.4 Les matériaux ferrimagnétiques et antiferromagnétiques	18
2.3 Conclusion	19
3 Instrumentation et Capteurs	21
3.1 Les capteurs à courants de Foucault	21
3.1.1 Les capteurs inductifs	21
3.1.2 Les fluxgates	23
3.1.3 Les capteurs à effet Hall	24
3.1.4 Les magnétorésistances	24
3.1.4.1 Les magnétorésistances anisotropes - AMR	25
3.1.4.2 Les magnétorésistances géantes - GMR	26
3.1.4.3 Les magnétorésistances tunnel - TMR	29
3.1.5 Les magnéto-impédances géantes - GMI	30
3.2 Applications au contrôle non destructif	32
3.2.1 Comparaison entre capteurs et choix de la technologie GMR	32
3.2.2 Le système de mesure	34
3.2.3 Détection de défauts profonds dans une plaque d'inconel	35
3.2.4 Détection de défauts dans une plaque d'acier inoxydable	37
3.2.5 Détection de défauts dans une plaque d'acier 16MND5	45
3.2.5.1 Démagnétisation de la plaque	45
3.2.5.2 Comparaison entre une bobine et une GMR	48
3.2.5.3 Analyse du champ magnétique rémanent	49

3.2.5.4	Effet du champ rémanent sur le point de polarisation de la GMR	52
3.2.5.5	Réalisation d'un asservissement	54
3.3	Conclusions	56
4	Modélisation du CND par courants de Foucault	59
4.1	Le modèle d'interaction	59
4.1.1	Les équations de Maxwell	59
4.1.2	Les équations de propagation des champs	60
4.1.3	Résolution du système d'équations différentielles : les dyades de Green	61
4.2	Développement du modèle d'une plaque ferromagnétique	62
4.2.1	La configuration étudiée	62
4.2.2	Les équations d'état	64
4.2.3	L'équation d'observation	65
4.2.4	Résolution par la méthode des moments (MoM)	65
4.2.5	Généralisation au cas multi-défauts	68
4.3	Les méthodes analytiques et numériques	69
4.3.1	Le modèle éléments finis développé au LGEP	71
4.3.2	Le modèle éléments finis développé à l'Université de Cassino	71
4.4	Validation du modèle ferromagnétique	72
4.4.1	Comparaison avec un résultat de la littérature	72
4.4.2	Comparaison avec un cas équivalent en géométrie cylindrique	73
4.4.3	Étude de convergence : défaut de type fissure	76
4.4.3.1	Défaut externe	76
4.4.3.2	Défaut interne	76
4.4.3.3	Éléments de conclusion	78
4.4.4	Étude de convergence : défaut cubique	78
4.4.4.1	Configuration externe et interne	78
4.4.4.2	Étude de convergence sur un défaut cubique en fonction du ligament	80
4.4.5	Comparaison avec des mesures expérimentales	81
4.4.6	Conclusions et perspectives	84
5	Conclusions et perspectives	87
5.1	Conclusions	87
5.2	Perspectives	89
A	Caractérisation de matériaux ferromagnétiques	91
A.1	Mesure de la conductivité électrique σ	91
A.2	Mesure de la perméabilité magnétique μ	92
B	Centrale nucléaire de type REP	95
C	Conditions aux limites des dyades	97
D	Communications scientifiques	99

Table des figures

2.1	Jean Bernard Léon Foucault 1819-1868.	6
2.2	Principe de fonctionnement du contrôle non destructif par courants de Foucault.	6
2.3	Bobine parcourue par un courant I et flux magnétique ϕ_0 généré par ce courant.	7
2.4	Effet du défaut sur la valeur de l'impédance de la bobine.	7
2.5	Répartition des courants de Foucault dans une pièce en fonction de la profondeur z	8
2.6	Évolution de l'épaisseur de peau en fonction de la fréquence dans les matériaux dont les paramètres caractéristiques théoriques sont donnés dans le tableau 2.1.	9
2.7	Production de tubes en acier du groupe Vallourec (©Patrick Landmann).	10
2.8	Applications aéronautiques.	10
2.9	Exemple d'applications du CND par courants de Foucault.	11
2.10	Lignes du champ magnétique créées par un aimant, W.H.Oskay (<i>Oskay</i>).	11
2.11	Illustration du moment atomique.	12
2.12	Exemple d'alignement du moment magnétique avec un champ magnétique externe : la boussole.	12
2.13	Illustration du phénomène de l'induction magnétique.	13
2.14	Précession Larmor pour un atome d'hydrogène.	14
2.15	Expulsion des lignes du champ magnétique de l'intérieur d'un matériau supraconducteur.	15
2.16	Orientation des moments magnétiques dans un matériau paramagnétique, en l'absence du champ magnétique, flèches noires, et en présence de \mathbf{H}_0 , flèches bleues.	16
2.17	Aimantation d'un matériau ferromagnétique.	16
2.18	Processus d'aimantation à l'échelle des domaines.	17
2.19	Rotation continue de l'aimantation dans une paroi de Bloch.	17
2.20	Cycle d'hystérésis typique d'un matériau ferromagnétique.	18
2.21	Matériau ferromagnétique « idéal », « doux » et « dur ».	18
3.1	Capteurs inductifs constitués d'un fil de cuivre enroulé autour d'un noyau à air.	22
3.2	Photographies de bobinages. A gauche, réalisé en fil de cuivre et à droite obtenu par un procédé photolithographique.	23
3.3	Sonde à courants de Foucault composée de 32 éléments de type micro-bobines gravées sur un film de Kapton (MARCHAND, DECITRE et CASULA 2008) et (MARCHAND, DECITRE et CASULA 2010).	23
3.4	Principe de fonctionnement d'un fluxgate.	24
3.5	Principe de fonctionnement des capteurs à effet Hall.	25
3.6	Schéma du principe de fonctionnement d'une magnétorésistance anisotrope simplifiée.	26
3.7	Illustration du principe de fonctionnement de la magnétorésistance anisotrope « barber pole ».	26
3.8	Illustration du principe de fonctionnement de la magnétorésistance géante.	27
3.9	Magnétorésistance constituée d'un empilement de couches Fer/Chrome.	28
3.10	Magnétorésistance à vannes de spin, constituée par une couche « douce » et une couche « dure » séparées par un film conducteur. Le substrat est utilisé pour fixer l'orientation de l'aimantation de la couche « dure ».	28

Table des figures

3.11	Variation de la résistance d'une GMR à vanne de spin en fonction du champ magnétique appliqué. L'orientation des spins de deux couches « dure » et « douce » est représentée respectivement par la flèche bleue et noire. La résistance est proportionnelle à l'angle Θ entre les aimantations des deux couches (JANDER, SMITH et SCHNEIDER 2005).	29
3.12	Dimensions caractéristiques d'une GMR commerciale NVE de la série AAH (NVE).	29
3.13	Photographie d'une GMR-NVE constituée des quatre éléments montés en pont de Wheatstone (JANDER, SMITH et SCHNEIDER 2005).	30
3.14	Barrette multiéléments de 22 GMR réalisée par le CEA (collaboration instituts LIST-IRAMIS).	30
3.15	Principe de fonctionnement des capteurs à effet tunnel.	30
3.16	Exemple d'évolution de l'impédance relative $\Delta Z/Z_0$ d'une GMI en fonction du champ magnétique appliqué \mathbf{B} .	31
3.17	Différentes configurations des capteurs GMI.	31
3.18	Capteur GMI commercialisé par la société AICHI (AICHI).	32
3.19	Champ magnétique détectable par les différents capteurs.	33
3.20	Comparaison de la sensibilité d'une GMR NVE commerciale et d'une bobine. Les dimensions sont comparables, le boîtier de la GMR occupe $4 \times 5 \times 4 \text{ mm}^3$ et la bobine $4 \times 4 \times 5 \text{ mm}^3$.	33
3.21	Densité spectrale du bruit magnétique de différents capteurs magnétiques. Image tirée de (DING, SAEZ, DOLABDJIAN et al. 2009).	34
3.22	Schéma du système de mesure en CND par courant de Foucault.	35
3.23	Représentation de la sonde utilisée dans cette étude, constituée de deux bobines émettrices et d'un récepteur GMR.	36
3.24	Schéma du montage réalisé afin d'effectuer des mesures CF avec la sonde constituée par un récepteur GMR.	36
3.25	Dimensions caractéristiques du défaut recherché dans la plaque d'inconel 600.	36
3.26	Détection d'un défaut de 10 mm de long dans une plaque d'inconel 600 avec un capteur GMR. Différents ligaments ont été considérés : 0 mm, 1,25 mm, 2,5 mm et 3,8 mm.	37
3.27	Rapport signal à bruit calculé par rotation de phase. Le défaut est représenté par les points bleus et le bruit par les points rouges.	38
3.28	RSB en fonction du ligament. Mesures effectuées avec un capteur GMR.	38
3.29	Maquette représentative d'une tuyauterie de refroidissement des réacteurs nucléaires affectée par usure à cause des chocs thermiques (VACHER 2007).	38
3.30	Photographie de la sonde constituée d'une bobine en émission et d'une bobine en réception.	39
3.31	Schéma du montage réalisé pour effectuer la mesure sur la plaque d'inox 304L avec une sonde dotée d'un récepteur inductif.	39
3.32	Zone inspectée avec la sonde présentée sur la figure 3.30.	40
3.33	Amplitude du signal aux bornes de la bobine de réception de la sonde présentée sur la figure 3.30 à la fréquence de 500 Hz sur la plaque d'inox 304L en correspondance des défauts 1, 2, 5 et 6 décrits dans le tableau 3.2.	40
3.34	Courbe caractéristique d'une GMR NVE-AAH002 alimentée avec une tension de 5 V en fonction du champ magnétique appliqué et des différentes températures d'utilisation (NVE).	41
3.35	Zone inspectée avec le récepteur GMR NVE-AAH002.	41
3.36	Acquisition à la fréquence de 500 Hz sur une plaque d'inox 304L contenant 6 défauts avec un capteur GMR.	41
3.37	Extraction du signal en correspondance des défauts 5 et 6 à 4 mm de profondeur.	42
3.38	Partie réelle et partie imaginaire du signal extrait en correspondance des défauts à 4 mm de profondeur à la fréquence de 500 Hz.	42
3.39	Signal en correspondance des défauts à 4 mm de profondeur à la fréquence de 500 Hz après avoir fait tourner la phase de 40° .	42
3.40	Cartographies à la fréquence de 500 Hz après avoir fait tourner la phase de 40° .	43

3.41	Parties réelles et imaginaires des signaux mesurés à 1 kHz et 3 kHz après avoir fait tourner la phase.	44
3.42	Résultat obtenu après la combinaison de fréquences avec l'optimisation du RSB sur le défaut numéro 5.	44
3.43	Photographie d'une cuve d'un réacteur nucléaire constituée d'acier (©Istockphotos).	45
3.44	Photographie de la plaque d'acier 16MND5 utilisée dans cette étude.	45
3.45	Photographie de l'appareil utilisé pour démagnétiser la plaque.	46
3.46	Variation du cycle d'hystérésis d'un matériau soumis à un champ magnétique décroissant.	46
3.47	Champ magnétique rémanent créé par l'aimant.	47
3.48	Illustration des deux sens de démagnétisation effectués dans cette étude.	47
3.49	Effet de la démagnétisation sur le champ magnétique rémanent dans la plaque d'acier.	48
3.50	Comparaison des signaux extraits en correspondance de $y = 0$ avant et après démagnétisation. La trace de l'aimant a disparu et seul le défaut est visible.	48
3.51	Acquisitions à la fréquence de 10 kHz effectuées à l'aide d'une sonde dotée d'un récepteur de type inductif avant l'aimantation de la plaque (en haut) et après avoir créé un champ rémanent (en bas).	49
3.52	Acquisitions à la fréquence de 10 kHz effectuées à l'aide d'une sonde avec un récepteur de type GMR avant l'aimantation de la plaque (en haut) et après avoir créé un champ rémanent (en bas).	50
3.53	Extraction du signal obtenu à la fréquence de 10 kHz avec un récepteur GMR en correspondance du défaut et des signatures des aimants.	50
3.54	Schéma illustrant les trois aimants utilisés, leurs orientations et leur position par rapport au défaut et à l'origine du scan effectué avec la sonde CF.	50
3.55	Photographie du capteur à effet Hall utilisé pour mesurer les trois composantes du champ magnétique rémanent de la plaque d'acier 16MND5.	51
3.56	Composantes B_x, B_y et B_z du champ rémanent, mesurées avec le capteur à effet Hall trois axes.	51
3.57	Illustration des lignes de champ créées par les aimants.	52
3.58	Extraction des signaux correspondants aux composantes B_x, B_y et B_z du champ rémanent mesuré avec le capteur à effet Hall.	52
3.59	Mesure de la composante z du champ magnétique rémanent après avoir magnétisé la plaque à l'aide de trois aimants dont un schéma est donné dans la figure 3.54.	52
3.60	Extraction du signal correspondant à la composante B_z du champ rémanent mesuré avec le capteur GMR.	52
3.61	Représentation du fonctionnement d'un capteur GMR polarisé dans sa zone linéaire où la tension en sortie est proportionnelle au champ magnétique externe.	53
3.62	Schéma représentatif de la réponse de la GMR au passage sur un défaut.	54
3.63	Schéma représentatif de la réponse de la GMR dans le cas du contrôle d'un matériau ferromagnétique au passage sur une zone magnétisée.	54
3.64	Schéma fonctionnel du système considéré.	55
3.65	Schéma fonctionnel de l'asservissement du point de polarisation de la GMR.	55
3.66	Schéma du soustracteur et du correcteur "proportionnel-intégral".	56
3.67	Photographie de la plaque en acier 16MND5 contenant trois défauts de type trou à fond plat.	57
3.68	Mesures effectuées à la fréquence de 70 kHz sans appliquer l'asservissement (en haut), et en asservissant le point de polarisation de la GMR (en bas).	57
4.1	James Clerk Maxwell 1831-1879.	60
4.2	Schéma du système de contrôle étudié.	63
4.3	Schéma des étapes principales de calcul du modèle développé.	64
4.4	Schéma de la discrétisation dans la méthode des moments	66

Table des figures

4.5	Représentation des différentes contributions calculées afin de prendre en compte deux défauts dans le modèle.	68
4.6	Séparation du défaut traversant les deux couches en deux défauts différents, les défauts 1 et 3, en correspondance de la frontière entre les deux couches.	68
4.7	Géométries à symétrie de révolution étudiées avec des méthodes analytiques par Dodd and Deeds.	70
4.8	Géométrie étudiée analytiquement par Theodoulidis en 2005 (THEODOULIDIS 2005).	70
4.9	Configuration plane, résultats obtenus pour un défaut de type fissure externe, traversant 40% de la plaque ferromagnétique caractérisée par une valeur de $\mu_r = 100$. Les signaux correspondent à la variation de l'impédance de la bobine émettrice/réceptrice en correspondance du passage sur le défaut à la fréquence de 1,5kHz. Comparaison avec un cas de la littérature, (HUANG, TAKAGI et UCHIMOTO 2003), et un code éléments finis développé par le LGEP, (BENSETTI, CHOUA, SANTANDREA et al. 2008 ; CHOUA, SANTANDRÉA, LE BIHAN et MARCHAND 2010).	73
4.10	Description de la configuration simulée en géométrie cylindrique utilisée pour comparer les résultats avec le modèle plan développé.	74
4.11	Comparaison entre le modèle plan et cylindrique pour un défaut de type fissure externe, traversant 40% de la pièce. Les signaux correspondent à la variation de l'impédance de la bobine émettrice/réceptrice en correspondance du passage sur le défaut. Comparaison avec le cas équivalent en géométrie cylindrique dans CIVA.	75
4.12	Comparaison entre le modèle plan et cylindrique pour un défaut de type fissure interne, traversant 40% de la plaque. Les signaux montrent la variation de l'impédance de la bobine émettrice/réceptrice en correspondance du passage sur le défaut. Comparaison avec le cas équivalent en géométrie cylindrique dans CIVA.	75
4.13	Comparaison entre le modèle plan et cylindrique pour un défaut de type fissure, traversant (100%) de la plaque. Les signaux montrent la variation de l'impédance de la bobine émettrice/réceptrice en correspondance du passage sur le défaut. Comparaison avec le cas équivalent en géométrie cylindrique dans CIVA.	76
4.14	Configuration plane, résultats de l'étude de convergence pour le cas du défaut de type fissure externe.	77
4.15	Configuration cylindrique, résultats de l'étude de convergence pour un défaut de type fissure externe.	77
4.16	Configuration plane, résultats de l'étude de convergence pour un défaut de type fissure interne.	77
4.17	Configuration cylindrique, résultats de l'étude de convergence pour un défaut de type fissure interne.	78
4.18	Configuration plane contenant un défaut cubique externe. Étude de convergence à la fréquence de 1,5kHz en fonction du nombre de mailles suivant x , y et z . Les dimensions du défaut, positionné de l'autre côté par rapport à la sonde, sont $0,5 \times 0,5 \times 0,5 \text{ mm}^3$ et les maillages utilisés sont donnés dans le Tableau 4.7.	79
4.19	Configuration plane contenant un défaut cubique interne. Étude de convergence à la fréquence de 1,5kHz en fonction du nombre de mailles suivant x , y et z . Les dimensions du défaut, positionné du côté de la sonde, sont $0,5 \times 0,5 \times 0,5 \text{ mm}^3$ et les maillages sont données dans le Tableau 4.7.	79
4.20	Configuration plane contenant un défaut cubique. Étude de convergence en fonction du nombre de mailles suivant x , y et z et du ligament. Les dimensions du défaut, positionné du côté de la sonde, sont $0,5 \times 0,5 \times 0,5 \text{ mm}^3$, les maillages utilisés sont $N_x = N_y = N_z = 10$ et $N_x = N_y = N_z = 14$ et les ligaments considérés sont $l_1 = 0,1$, $l_2 = 0,01$, $l_3 = 0,001$ et $l_4 = 0$	80
4.21	Configuration simulée et tirée de (DITCHBURN, BURKE et POSADA 2003). Une bobine émettrice/réceptrice sur une plaque ferromagnétique contenant un défaut parallélépipédique. Le Tableau 4.8, le Tableau 4.9 et le Tableau 4.10 donnent les dimensions caractéristiques des tous les éléments.	82

4.22	Variation de l'impédance de la bobine en présence de la pièce Tableau 4.8 en l'absence du défaut. Représentation dans le diagramme d'impédance normalisée par X_0 . Comparaison avec la littérature et des mesures expérimentales, (DITCHBURN, BURKE et POSADA 2003), pour différentes fréquences comprises entre $[0,1 - 40\,000]$ kHz et quatre valeurs d'entrefer : 1,90 mm, 2,92 mm, 3,94 mm et 4,96 mm.	83
4.23	Variation maximale de l'impédance normalisée en fonction de la fréquence f . Comparaison entre trois résultats issus du modèle développé pour différents maillages et les résultats numériques et expérimentaux tirée de (DITCHBURN, BURKE et POSADA 2003)	83
4.24	Variation maximale de l'impédance normalisée en fonction de la fréquence f . Comparaison entre les trois modèles présentés et les résultats numériques et expérimentaux tirée de (DITCHBURN, BURKE et POSADA 2003)	84
A.1	Mesure de la conductivité du matériau à partir d'un barreau à section minimale.	91
A.2	Dimensions de la rondelle réalisée à partir de l'échantillon de FeNi36.	92
A.3	Photographie et schéma du montage réalisé pour mesurer l'inductance de la bobine et dériver la perméabilité magnétique du noyau ferromagnétique constitué par notre échantillon de FeNi36.	93
A.4	Mesure de la perméabilité relative du FeNi36 à l'aide d'une bobine.	93
B.1	Schéma de principe d'une centrale nucléaire REP (<i>Kuntoff</i>).	95
B.2	Générateur de vapeur en cours de fabrication (GENET 2010).	96

Liste des tableaux

2.1	Conductivité électrique et perméabilité magnétique théoriques de matériaux à contrôler dans l'industrie.	9
3.1	Quelques caractéristiques des capteurs présentés (FERMON et PANNETIER-LECCEUR 2010). . .	33
3.2	Dimensions caractéristiques des défauts contenus dans la plaque d'acier inox 304L.	39
4.1	Paramètres géométriques et physiques de la plaque.	72
4.2	Description du défaut contenu dans la plaque.	72
4.3	Description de la configuration d'acquisition.	72
4.4	Description du défaut contenu dans la plaque.	73
4.5	Paramètres caractéristiques du tube de la configuration équivalente en géométrie cylindrique.	74
4.6	Paramètres caractéristiques du défaut en géométrie cylindrique.	74
4.7	Nombre de mailles utilisées pour discrétiser le défaut cubique.	79
4.8	Paramètres géométriques et physiques de la plaque.	81
4.9	Description du défaut contenu dans la plaque.	81
4.10	Description de la configuration d'acquisition.	82

1

Introduction

«Le conflit électrique n'agit que sur les particules magnétiques de la matière. Tous les corps non magnétiques sont perméables au conflit électrique ; mais les corps magnétiques, ou, pour mieux dire, les particules magnétiques de ces corps, résistent au passage de ce conflit, de manière à pouvoir être mises en mouvement par l'action de ces forces qui luttent ensemble.

Il paraît, d'après les faits exposés, que le conflit électrique n'est pas renfermé dans le fil conducteur, mais qu'il a autour de lui une sphère d'activité assez étendue.

On peut aussi conclure des observations, que ce conflit agit en tournoyant ; car, sans cette supposition on ne comprendrait pas comment la même portion du fil conjonctif, qui, placée en dessous du pôle magnétique, porte l'aiguille vers l'orient, la pousserait vers l'occident lorsqu'elle est au-dessus de ce pôle. Mais telle est la nature de l'action circulaire, que les mouvements qu'elle produit ont lieu dans des directions précisément contraires aux deux extrémités d'un même diamètre. Il paraît encore que le mouvement circulaire, combiné avec le mouvement progressif dans le sens de la longueur du fil conjonctif, doit former un genre d'action qui s'exerce en hélice autour de ce fil comme axe. Toutefois cette remarque ne contribue nullement à l'explication des phénomènes observés.

Tous les effets exposés tout à l'heure relativement au pôle nord de l'aiguille, s'expliqueront aisément en supposant que la force, ou la matière négativement électrique, parcourt une spirale fléchée de gauche à droite ; qu'elle pousse le pôle nord, et qu'elle n'agit pas sur le pôle sud. De même, on expliquera les effets sur ce dernier, en accordant à cette force ou à cette matière électriquement négative un mouvement dans une direction contraire, et la faculté d'agir sur le pôle sud, et non sur le pôle nord. On comprendra mieux l'accord de cette loi avec les effets observés, en répétant les expériences qu'en cherchant à développer plus longuement l'explication.»

En 1820, Hans-Christian Ørsted, un professeur de physique de l'université de Copenhague, publie en latin dans le *Journal für Chemie und Physik* l'article « Experimenta circa effectum conflictus electrici in acum magnetica », (Expériences sur l'effet du conflit électrique sur l'aiguille aimantée), qui constitue l'acte de naissance de l'électromagnétisme (ØRSTED 1820).

Les phénomènes électriques et magnétiques sont connus depuis l'antiquité. On savait que l'ambre frottée attirait les corps légers et que certaines pierres étaient attirées par les objets en fer. Mais les connaissances de l'époque ne permettaient pas de différencier ces deux phénomènes. Ce fut grâce aux découvertes d'Ørsted, que la voie à l'électromagnétisme s'ouvrit, et devint l'un des piliers de la physique du XIXe siècle.

En 1851, le français Jean Bernard Léon Foucault établit la rotation quotidienne de la terre en utilisant la rotation libre du plan d'oscillation d'un pendule long de 67 m, possédant une boule pesant 28 kg et mesurant 18 cm de diamètre, suspendu au Panthéon de Paris. En septembre de la même année, il découvre que la force

nécessaire à la rotation d'un disque de cuivre augmente quand il doit tourner avec sa jante entre les pôles d'un aimant, le disque chauffant dans le même temps du fait des « courants de Foucault » induits dans le métal. En 1864, l'écossais James Clerk Maxwell précisa les concepts de champ électrique et de champ magnétique, et il obtint neuf équations fondamentales permettant de calculer la vitesse de propagation des phénomènes électriques et magnétiques.

L'induction des courants de Foucault dans un objet conducteur associée au calcul des champs électriques et magnétiques dans un point quelconque de l'espace dus à une ou plusieurs sources, constituent les fondations du contrôle non destructif par courants de Foucault. Les courants de Foucault n'altèrent pas l'état de l'objet, constituant ainsi un système de contrôle non invasif; les champs sont perturbés par la présence d'une inhomogénéité dans l'objet conducteur, et cette inhomogénéité peut être vue comme une source équivalente et donc son effet estimable dans l'espace.

1.1 Contexte

Ce travail de recherche s'est déroulé au sein du Laboratoire d'Instrumentation et Capteurs dans le Département d'Imagerie, Simulation et Contrôle du CEA-LIST à Saclay, dans le cadre d'une collaboration avec le Laboratoire des Signaux et Systèmes (L2S), une unité mixte de recherche (UMR 8506) du CNRS, de Supélec et de l'Université Paris-Sud.

Créé le 18 octobre 1945, le centre CEA de Saclay est l'un des 10 centres de recherche du CEA. Il constitue un centre de recherche et d'innovations de premier plan au niveau européen. Plus de 6000 personnes y travaillent. Il exerce ses activités dans des domaines tels que l'énergie nucléaire, les sciences du vivant, les sciences de la matière, le climat et l'environnement, la recherche technologique et l'enseignement. Appelé à l'origine « Centre d'études nucléaires de Saclay », il a été associé dès ses débuts à une ambition nationale voulue par Charles de Gaulle. Il fut pendant ses premières années le principal acteur de l'aventure industrielle et scientifique du Commissariat à l'Energie Atomique, dans un contexte politique marqué par la guerre froide.

Le Département d'Imagerie Simulation et Contrôle au sein du CEA LIST (Laboratoire d'Intégration de Systèmes et des Technologies) développe depuis les années quatre-vingt-dix la plate-forme logiciel CIVA (CIVA). Initialement le but était de fournir une assistance à l'interprétation des signaux ultrasonores acquis pendant le contrôle des centrales nucléaires et ensuite les fonctionnalités ont été étendues à différentes techniques de contrôle, telles que les courants de Foucault et la radiographie X, et de répondre aux besoins de l'industrie autre que nucléaire, en particulier aéronautique.

Les études présentées dans cette thèse se situent dans le cadre des développements des modèles permettant de simuler les techniques de contrôle non destructif par courants de Foucault (CF) et de concevoir des sondes optimisées. À l'aide d'outils de simulation nous sommes en mesure d'augmenter la fiabilité d'un contrôle et de maîtriser les paramètres en jeu pendant l'inspection d'une pièce. L'objectif n'est pas seulement de détecter un défaut mais aussi de le caractériser, de donner une estimation de ses dimensions afin d'en déduire la gravité et de donner un support aux spécialistes pour faciliter l'interprétation des signaux mesurés expérimentalement.

1.2 Objectifs de la thèse et plan du manuscrit

La problématique étudiée dans ce travail de thèse est le contrôle non destructif par courants de Foucault de matériaux ferromagnétiques. Ces matériaux sont largement utilisés dans différents domaines industriels, tels que l'aéronautique, le nucléaire, la métallurgie et le transport ferroviaire. Notre choix a été de travailler avec des capteurs à magnétorésistance géante (GMR), qui présentent un intérêt particulier en raison de leur

bonne sensibilité à basses fréquences, de leur dynamique et de la relative simplicité de mise en œuvre.

Ces travaux de thèses se sont développées dans deux directions complémentaires : l'une, expérimentale, porte sur l'étude des conséquences des propriétés magnétiques des matériaux sur les signaux acquis à l'aide d'un capteur GMR et la mise en œuvre de solutions visant à optimiser le contrôle de ces matériaux, et l'autre, numérique, porte sur le développement d'outils de simulation permettant la prise en compte des propriétés magnétiques des matériaux considérés afin de pouvoir disposer d'un modèle permettant d'optimiser numériquement les paramètres spécifiques aux sondes.

Le manuscrit est divisé en cinq chapitres –incluant le présent chapitre d'introduction (chapitre 1)– et quatre annexes. Le chapitre 2 présente la technique des courants de Foucault, son principe de fonctionnement et son application dans le domaine du contrôle non destructif (CND). La deuxième partie de ce chapitre est dédiée au magnétisme, en particulier aux propriétés magnétiques des matériaux au niveau microscopique et macroscopique.

Dans le chapitre 3, un panorama des différents capteurs à courants de Foucault existants est présenté et le choix de la technologie GMR justifiée. Dans le but d'identifier, analyser et comprendre le comportement des capteurs GMR en présence d'un matériau avec des propriétés magnétiques, des études expérimentales ont été conduites et sont présentées dans la deuxième partie du chapitre 3. Ces études ont permis d'identifier et quantifier les phénomènes d'artefacts spécifiques à ces matériaux : le bruit de structure et le champ magnétique rémanent. Une solution basée sur une combinaison linéaire des données acquises expérimentalement à plusieurs fréquences est appliquée pour atténuer le bruit dû à la structure du matériau. Ensuite, le champ magnétique rémanent a été analysé expérimentalement et un circuit d'asservissement du point de polarisation du récepteur magnétique est mis en place. Il est indispensable afin de travailler dans la zone de fonctionnement linéaire de la GMR, fixer le point de polarisation au centre de cette zone et les perturbations dues aux champs magnétiques rémanents sont largement atténuées.

En parallèle (chapitre 4), des outils de simulation ont été développés dans le but de fournir un modèle permettant d'optimiser la conception de sondes CF pour le contrôle de matériaux ferromagnétiques. Un modèle existant au laboratoire et intégré dans la plateforme CIVA, qui permet de simuler la réponse d'un capteur CF pour le contrôle d'une plaque conductrice non ferromagnétique constituée d'une ou plusieurs couches et pouvant contenir un ou plusieurs défauts, a été étendu afin de pouvoir simuler également le cas d'un contrôle d'une pièce ferromagnétique. Le chapitre 4 décrit les étapes de la modélisation, basée sur la méthode des intégrales de volume (MIV), à partir des équations de propagation des champs excitateurs émis par la sonde, jusqu'au calcul des interactions avec le défaut contenu dans la plaque à travers l'utilisation des tenseurs ou dyades de Green. La solution est obtenue après la discrétisation du volume de calcul (seul le volume occupé par le défaut doit être discrétisé) et l'application de la Méthode des Moments (MoM) qui permet la résolution numérique du système d'équations couplées. La réponse de la sonde est ensuite calculée en appliquant le théorème de réciprocité de Lorentz. La dernière partie du chapitre 4) est dédiée à la présentation des résultats obtenus, et des comparaisons effectués avec d'autres modèles basés sur les éléments finis. Plusieurs études de convergence ont permis d'analyser la stabilité du modèle dans différentes configurations. Des collaborations avec différents laboratoires universitaires (le Laboratoire de Génie Électrique de Paris (LGEP) et l'Université de Cassino (Italie)) ont permis de comparer les résultats issus des trois différents modèles sur un cas de la littérature et des mesures expérimentales.

Le chapitre 5 est consacré aux conclusions et perspectives de ce travail de recherche.

Les annexes concernent les méthodes mises en œuvre pour mesurer la conductivité et la perméabilité sur les maquettes utilisés pour les acquisitions expérimentales (annexe A), la description d'un réacteur à eau pressurisée dans lequel la présence de matériaux ferromagnétiques est importante (annexe B), les conditions aux limites vérifiées par les différentes dyades de Green (annexe C) et enfin la listes des publications dont je suis l'un des co-auteurs (annexe D).

2

Le contrôle non destructif et le magnétisme

Les enjeux de sûreté, les contrôles qualité et de santé des pièces deviennent un impératif incontournable. Le contrôle non destructif (CND) a comme objectif de vérifier le fonctionnement correct des parties critiques d'un système sans en altérer les propriétés physiques. L'histoire du CND commence à la fin du XIX siècle, avec la physique moderne, mais c'est à partir de la seconde guerre mondiale que les techniques de CND ont pris leur essor dans l'industrie, en particulier dans la métallurgie. Vers les années 1960-1970, le développement des centrales nucléaires et de l'aéronautique a engendré une forte accélération du progrès du CND, et différentes méthodes ont été mises au point afin de pouvoir remplir les contraintes dues à la nature du défaut recherché, de la pièce à contrôler (rivetée, soudée, laminée, de forme complexe,...) et des conditions dans lesquelles le contrôle doit être effectué (en cours de fabrication, en recette, en service). Les défauts recherchés peuvent être classés en deux grandes familles : les défauts **surfaiques** et les défauts **internes** (DUMONT-FILLON 1996).

Les défauts **surfaiques** sont les plus problématiques sur le plan technologique. Ils incluent les criques, les fissures, les piqures, les craquelures pouvant provoquer à terme la rupture de la pièce, ou d'*aspect*, c'est-à-dire la variation de paramètres géométriques et/ou physiques de la pièce tels que sa rugosité, son épaisseur, l'homogénéité de la surface, qui rendent la pièce inutilisable.

Les défauts **internes** sont des hétérogénéités de nature, forme et dimensions variées, localisées dans le volume du corps à contrôler. Ils sont susceptibles d'affecter la santé de la pièce et peuvent se présenter sous la forme d'une crique interne, des porosités, des soufflures, d'inclusions diverses.

Les techniques développées se différencient essentiellement par le type d'onde utilisé pour sonder le matériau, par exemple les méthodes ultrasonores, les courants de Foucault, les rayons X ou la thermographie infrarouge. Quelle que soit la méthode, les objectifs sont les mêmes : la fiabilité de l'examen, la reproductibilité, la localisation des défauts, leur caractérisation et classement. Les étapes d'un contrôle sont les suivantes :

- mise en œuvre d'un processus physique énergétique,
- modulation ou atténuation de ce processus par les défauts,
- détection de ces modifications par un capteur approprié,
- traitement des signaux et interprétation des résultats.

Dans la suite, le principe de fonctionnement de la méthode basée sur les courants de Foucault, qui est l'objet d'études dans ce travail de thèse, est présenté.



FIGURE 2.1: Jean Bernard Léon Foucault 1819-1868.

2.1 Les courants de Foucault

Du nom du savant français qui les découvrit (Jean Bernard Léon Foucault, figure 2.1), ils peuvent être synthétisés de la manière suivante : lorsque l'on place un matériau conducteur dans un champ magnétique variable dans le temps, des courants induits se développent à l'intérieur de celui-ci sans en altérer les caractéristiques.

Ces courants, appelés courants de Foucault (CF), créent un champ magnétique induit opposé au champ d'excitation. Ainsi, une bobine parcourue par un courant variable crée un champ magnétique variable et, placée en vis-à-vis d'un objet conducteur, donne lieu au phénomène des CF. Le flux magnétique créé par les courants induits modifie la force électromotrice de la bobine et l'analyse de cette variation fournit les informations exploitables pour le contrôle de l'objet. Dès qu'ils rencontrent une fissure, une inhomogénéité, un changement de géométrie, les lignes de courants induits sont déviées, ce qui entraîne une modification du champ de réaction. La figure 2.2 est une illustration de cette technique de contrôle.

La difficulté réside dans le fait que les courants de Foucault ne sont pas directement mesurables ; seul le champ magnétique qu'ils génèrent l'est. Cette méthode, comme les autres d'ailleurs, nécessite donc une analyse mathématique poussée pour lier/corréler les caractéristiques du défaut à ce champ magnétique de façon à réaliser une imagerie du défaut et non pas une imagerie de champs.

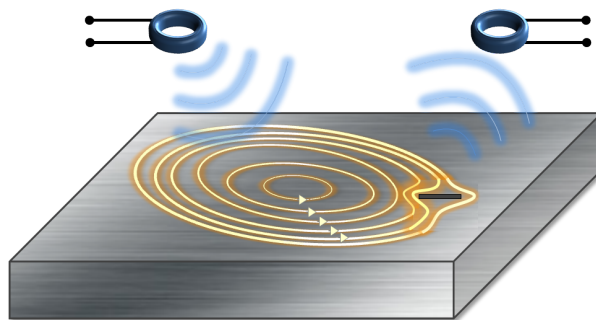


FIGURE 2.2: Principe de fonctionnement du contrôle non destructif par courants de Foucault.

On se place en régime harmonique et on considère une bobine caractérisée par N spires, parcourues par un courant d'excitation $I = I_0 e^{-j\omega t}$ (avec $\omega = 2\pi f$, la pulsation et f la fréquence), comme montré sur la figure 2.3. L'impédance de la bobine dans l'air, en Ω , peut être définie :

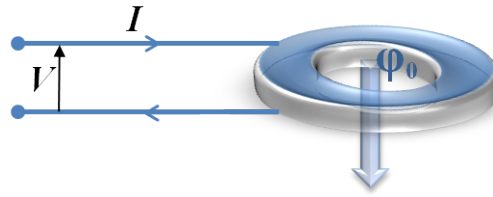


FIGURE 2.3: Bobine parcourue par un courant I et flux magnétique φ₀ généré par ce courant.

$$Z_{\text{bob}} = Z_0 = R_0 + jX_0 \tag{2.1}$$

avec $X_0 = \omega L_0$. R_0 , X_0 et L_0 sont respectivement la résistance (en Ω), la réactance (en Ω) et l'inductance (en H) de la bobine dans l'air. A proximité d'une pièce conductrice, un champ de réaction s'oppose au champ d'excitation de la bobine, φ₀ sur la figure 2.3,modifiant ainsi la valeur de l'impédance :

$$Z_{\text{bob}} = Z_{\text{pièce}} = R_{\text{pièce}} + jX_{\text{pièce}} \tag{2.2}$$

En présence d'un défaut dans la pièce, une variation supplémentaire due à la modification du champ causée par la déviation des courants de Foucault affecte l'impédance de la bobine qui devient :

$$Z_{\text{bob}} = Z_{\text{pièce}} + (\Delta R_{\text{défaut}} + j\Delta X_{\text{défaut}}) \tag{2.3}$$

Nous pouvons considérer le plan d'impédance afin de mettre en évidence l'effet du défaut sur l'impédance du bobinage, figure 2.4. Le point 1 correspond à la valeur Z_{bob} dans l'air, le point 2 à la valeur $Z_{\text{pièce}}$ et le point 3 à la valeur $Z_{\text{pièce}}$. L'écart entre les points 2 et 3 représente la signature du défaut et c'est cette variation qui est exploitée pour détecter sa présence.

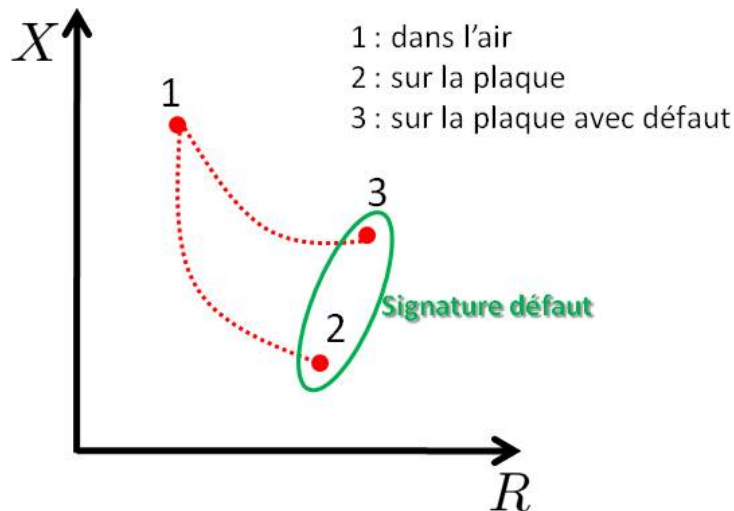


FIGURE 2.4: Effet du défaut sur la valeur de l'impédance de la bobine.

Cette technique est surtout utilisée pour détecter des défauts superficiels dans la mesure où les courants de Foucault se développent principalement à la surface des corps conducteurs, cet aspect est détaillé dans le paragraphe suivant dédié à l'effet de peau.

2.1.1 - L'effet de peau

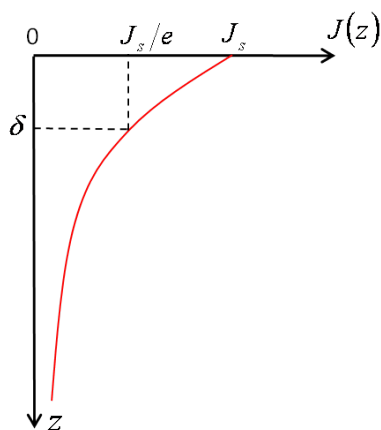


FIGURE 2.5: Répartition des courants de Foucault dans une pièce en fonction de la profondeur z .

2.1.1 L'effet de peau

L'intensité des courants de Foucault dans une cible constituée d'un matériau conducteur caractérisé par une conductivité électrique σ (en Sm^{-1}) et une perméabilité magnétique μ (en Hm^{-1}), diminue avec la profondeur. Cet effet est décrit par la profondeur de pénétration conventionnelle δ (en m), souvent nommée épaisseur de peau. En pratique, on peut détecter des défauts jusqu'à une profondeur de quelques δ . L'épaisseur de peau est définie :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\sigma\mu}} \quad (2.4)$$

Si on considère une pièce plane infini en épaisseur et en (x, y) , excitée par un courant extérieur, de fréquence f (en Hz), 63% des courants circulent dans l'épaisseur de peau. Le module de la densité de courants dans la pièce est donnée par la relation (CHOUA 2009) :

$$J(z) = J_s e^{-\frac{z}{\delta}} \quad (2.5)$$

avec z la profondeur considérée à l'intérieur de la pièce, $J(z)$ le module de la densité de courant à la profondeur z et J_s le module de la densité de courant à la surface de la pièce ($z = 0$).

Nous pouvons constater que la densité de courant décroît de manière exponentielle dans la pièce, comme montré dans la figure 2.5.

Dans le tableau 2.1, les valeurs théoriques de la conductivité σ et de la perméabilité μ_r de certains matériaux sont données. La figure 2.6 montre l'évolution de la profondeur de peau en fonction de la fréquence pour les matériaux cités ci-dessus. On peut remarquer qu'aux basses fréquences l'épaisseur de peau est plus élevée, et dans le cas ferromagnétique (le nickel et le fer), elle est beaucoup plus faible que dans les cas non-magnétiques à cause des valeurs élevées de μ_r . Nous pouvons déjà en conclure que pour pouvoir détecter des défauts enfouis dans un matériau ferromagnétique, les fréquences à utiliser doivent être de l'ordre de quelques centaines de Hz.

Pour les matériaux ferromagnétiques, la perméabilité magnétique est un paramètre difficile à estimer, qui nécessite de mesures expérimentales effectuées sur l'échantillon que l'on souhaite caractériser. Après une recherche bibliographique, nous avons choisi un échantillon de matériau composé d'un alliage de fer et nickel, connu sous le nom de radiometal 36 (36% de nickel). Ce matériau présente l'avantage d'être caractérisé par des faibles valeurs du champ rémanent DRAKE 1995, dans le paragraphe 2.2.3.3, dédié à la présentation des matériaux ferromagnétiques et leurs propriétés, cet aspect sera détaillé. Afin de le carac-

Matériau	σ [MSm^{-1}]	μ_r
Alliage Titane	0.74	1
Inconel 600	1.02	1.009
Acier inoxydable 304 L	1.39	1.04
Alliage Aluminium	18	1
Aluminium	35.4	1
Nickel	14.3	110
Fer	10	10000

TABLE 2.1: Conductivité électrique et perméabilité magnétique théoriques de matériaux à contrôler dans l'industrie.

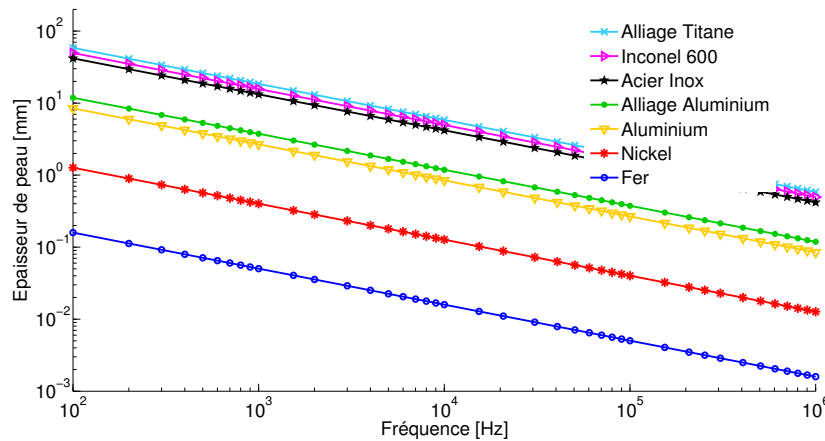


FIGURE 2.6: Évolution de l'épaisseur de peau en fonction de la fréquence dans les matériaux dont les paramètres caractéristiques théoriques sont donnés dans le tableau 2.1.

tériser, nous avons effectuées des mesures, présentées dans l'annexe A, qui ont montré la dépendance de la perméabilité magnétique avec la fréquence de travail.

La plage générale d'utilisation des CF se situe entre 10Hz et 10MHz. En effet, pour une fréquence trop basse, l'amplitude des CF sera faible. Une fréquence trop élevée fait apparaître des phénomènes capacitifs parasites engendrés par les capacités inter-spires de la sonde. Celles-ci provoquent des résonances et tendent à court-circuiter le circuit inductif.

2.1.2 Exemple de pièces contrôlées en CND par courants de Foucault

Le CND par courants de Foucault est utilisé pour vérifier l'intégrité des structures dans différents domaines industriels, par exemple l'aéronautique, le nucléaire, la métallurgie et le transport ferroviaire. Il existe trois types de contrôle : en fabrication, de qualité et de maintenance.

La fabrication de composants dans la métallurgie (figure 2.7), demande des contrôles en cours de fabrication afin de détecter les éventuels défauts connus et de séparer les pièces défectueuses dans le meilleur délai possible. Le groupe Vallourec, un des leaders mondiaux de la fabrication de tubes métalliques, utilise des dispositifs de contrôle automatique en fabrication, dont plusieurs sont basés sur la technique des courants de Foucault, (REBOUD 2006). Le contrôle de qualité a pour objectif de déterminer la conformité des pièces aux spécifications techniques demandées après leur fabrication.

Enfin, le contrôle en maintenance permet la détection de défauts dans une pièce critique, par exemple une pièce soumise à des fortes contraintes, qu'elles soient d'origine mécanique (vibrations) ou dues à la

2.1.2 - Exemple de pièces contrôlées en CND par courants de Foucault

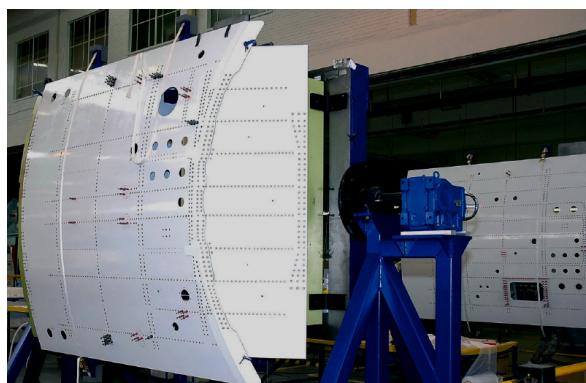


FIGURE 2.7: Production de tubes en acier du groupe Vallourec (©Patrick Landmann).

variation de température et de pression, ou encore à la corrosion causée par des produits chimiques. Dans l'aéronautique, un des grands enjeux est de contrôler les lignes de rivets (figures 2.8b), pour détecter d'éventuels phénomènes de fissuration qui peuvent se créer en pied de rivet et se propager (PAILLARD 2007).



(a) Airbus A380 (Airbus).



(b) Lignes de rivetages sur un fuselage d'A400, (PAILLARD 2007).

FIGURE 2.8: Applications aéronautiques.

Les plateformes pétrolières nécessitent aussi des contrôles périodiques des tubes permettant le transport du pétrole vers la terre (figure 2.9a), et dans le domaine ferroviaire, le contrôle des rails doit pouvoir assurer l'intégrité de la voie ferrée (figure 2.9b).

Les parties critiques d'une centrale nucléaire, telles que la cuve du réacteur, les tubes générateurs de vapeur et les tuyauteries de refroidissement, demandent des contrôles périodiques, au cours d'un arrêt du réacteur, très fiables et précis. Dans le chapitre suivant, nous allons présenter dans le détail ces parties délicates de la centrale.

2.2 Le magnétisme et les matériaux

En 1820, Hans Christian Ørsted ouvre la voie à l'électromagnétisme, pilier de la physique du XIX siècle. Il observe qu'un fil parcouru par un courant électrique provoque la déviation d'une aiguille placée à proximité. Une semaine après l'exposé d'Ørsted, André Marie Ampère découvre l'origine commune des phénomènes électriques et magnétiques : le magnétisme résulte de la présence de courants électriques, c'est-à-dire du déplacement de charges électriques. On doit la découverte de l'induction électromagnétique à



(a) Contrôle de tubes dans les plateformes pétrolières (©Marc Wepierre).



(b) Contrôle de rails, (*Rails*).

FIGURE 2.9: Exemple d'applications du CND par courants de Foucault.

Michael Faraday. En 1831, il montre qu'un aimant en mouvement crée un courant électrique dans un fil conducteur placé en proximité de l'aimant. James Clark Maxwell précise les concepts de champs électriques et magnétiques et en 1864 il obtient les 9 équations, successivement réduites à 4, qui permettent de décrire l'« état magnétique » d'un point quelconque de l'espace. Enfin, en 1864, Heinrich Hertz démontre que les ondes électromagnétiques se propagent dans l'espace à la vitesse de la lumière.

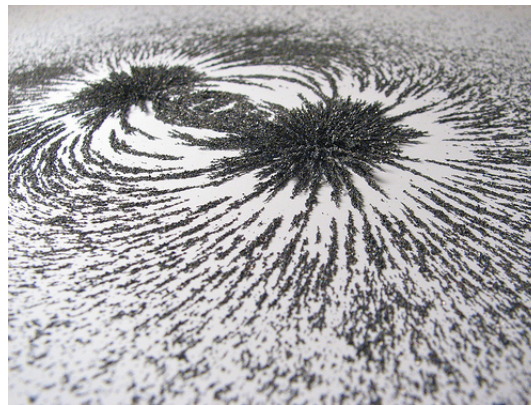


FIGURE 2.10: Lignes du champ magnétique créées par un aimant, W.H.Oskay (*Oskay*).

2.2.1 Le magnétisme à l'échelle microscopique

Les propriétés magnétiques d'un matériau sont d'origine microscopique, au niveau atomique. Chaque atome possède un moment atomique \mathbf{m}_i constitué d'un moment orbitale (la rotation des électrons sur une orbite autour du noyau) et d'un moment de spin (la rotation des électrons autour des axes propres), la figure 2.11 schématise le moment atomique. Le spin est une propriété quantique intrinsèque à toute particule et il est utilisé comme facteur discriminant des porteurs électriques et quantifié selon deux valeurs opposées $+1/2$ (ou *up*) et $-1/2$ (ou *down*).

Soumis à un champ magnétique extérieur, les moments atomiques s'alignent avec celui-ci sous l'action du couple :

$$\Gamma = \mu_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H} \quad (2.6)$$

Le moment magnétique \mathbf{M} du matériau (en Am^2) est donné par la somme de tous les moments atomiques $\mathbf{M} = \sum_{i=1}^n \mathbf{m}_i$. Si les moments sont orientés aléatoirement (\mathbf{M}) le matériau se trouve dans un état

2.2.2 - L'induction magnétique à l'échelle macroscopique

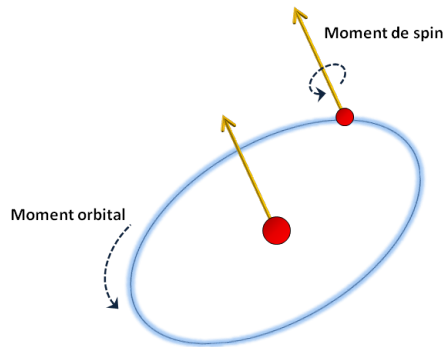


FIGURE 2.11: Illustration du moment atomique.

désaimanté, si ils sont orientés collectivement ($\mathbf{M} \neq 0$) le matériau est aimanté. L'aimantation \mathbf{M} d'un matériau de volume V , est donnée par :

$$\mathbf{M} = \frac{\mathbf{M}}{V} \quad (2.7)$$

Un exemple simple de ce phénomène est la boussole, figure 2.12, qui aligne son moment magnétique avec le champ magnétique terrestre.

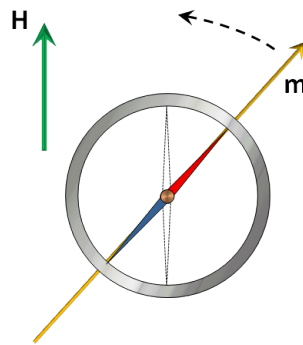


FIGURE 2.12: Exemple d'alignement du moment magnétique avec un champ magnétique externe : la boussole.

2.2.2 L'induction magnétique à l'échelle macroscopique

Un champ magnétique est créé par des aimants permanents ou un courant. Afin d'introduire le phénomène de l'induction magnétique, considérons un solénoïde, dispositif constitué d'un fil électrique enroulé en hélice de façon à former une bobine, parcourue par un courant d'intensité I , figure 2.13a.

Dans l'air, le solénoïde crée un champ magnétique \mathbf{H}_0 (en Am^{-1}) lié au vecteur d'induction magnétique \mathbf{B}_0 (en T), par la relation :

$$\mathbf{B}_0 = \mu_0 \mathbf{H}_0 \quad (2.8)$$

avec $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ en Hm^{-1} .

Maintenant on considère le même solénoïde mais enroulé autour d'un matériau linéaire, homogène et isotrope. La relation entre l'induction magnétique induite dans le matériau \mathbf{B} et le champ d'excitation créé par le solénoïde \mathbf{H}_0 est donnée par :

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}_0 \quad (2.9)$$

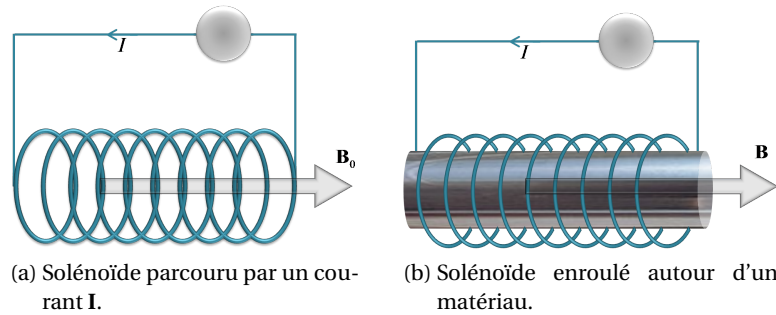


FIGURE 2.13: Illustration du phénomène de l'induction magnétique.

avec μ la perméabilité magnétique caractéristique du matériau (en H m^{-1}). L'induction magnétique \mathbf{B} peut être réécrite en fonction du vecteur d'aimantation \mathbf{M} (en A m^{-1}) sous la forme :

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H}_0 + \mathbf{M}) \quad (2.10)$$

La susceptibilité magnétique du matériau, notée χ , permet d'exprimer l'aimantation \mathbf{M} en fonction du champ d'excitation :

$$\mathbf{M} = \chi \mathbf{H}_0 \quad (2.11)$$

En substituant cette dernière expression du vecteur \mathbf{M} dans l'équation Eq. (2.10), on obtient la relation :

$$\mathbf{B} = \mu_0 (1 + \chi) \mathbf{H}_0 \quad (2.12)$$

La perméabilité relative du matériau, quantité adimensionnelle, est liée à la susceptibilité magnétique suivant la relation suivante :

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} = (1 + \chi) \quad (2.13)$$

La perméabilité magnétique est donc la faculté d'un matériau à modifier l'induction magnétique \mathbf{B} .

L'exemple numérique suivant montre cet effet. Un courant électrique $I = 200 \text{ mA}$ circule dans un solénoïde torique constitué de $N = 1000$ spires de rayon $r = 5 \text{ cm}$, le champ magnétique à l'intérieur du solénoïde, d'après la loi de Biot-Savart, est donné par :

$$H = \frac{1}{2\pi r} NI = 636,6 \text{ A m}^{-1} \quad (2.14)$$

Si le noyau du solénoïde est constitué d'air, alors $\mu = \mu_0$ et l'induction magnétique est donnée par :

$$B = \mu_0 H \cong 7,5 \text{ } \mu\text{T} \quad (2.15)$$

Maintenant on considère un noyau constitué d'un barreau de fer de perméabilité relative $\mu_r \cong 1000$, le champ induit dans le matériau est multiplié par un facteur 10^3 , ce qui nous donne un champ $B \cong 7,5 \text{ mT}$.

Selon les matériaux considérés, la perméabilité magnétique peut être constante pour des grandes plages de valeurs du champ magnétique appliqué (matériaux diamagnétiques et paramagnétiques) ou varier considérablement avec le champ magnétique dans lequel ils sont plongés (matériaux ferromagnétiques et ferrimagnétiques).

2.2.3 Classification de matériaux selon leurs propriétés magnétiques

Des paramètres clés qui permettent de distinguer les matériaux sont la perméabilité magnétique relative μ_r et la susceptibilité χ , liés par la relation Eq. (2.13). Les matériaux magnétiques sont classés en cinq familles :

- diamagnétiques
- paramagnétiques
- ferromagnétiques
- ferrimagnétiques et antiferromagnétiques

Dans les paragraphes suivants les caractéristiques de chacune de famille seront décrites.

2.2.3.1 Les matériaux diamagnétiques

Le diamagnétisme est produit par le mouvement orbital des électrons provoqué par un champ magnétique appliqué au matériau. Le diamagnétisme est présent dans tous les matériaux, mais son poids dans l'état d'aimantation totale est très faible par rapport aux autres types d'aimantation. Des matériaux qui présentent seulement l'aimantation diamagnétique sont le cuivre (Cu), l'argent (Ag), l'or (Au), le zinc (Zn) et le plomb (Pb) (CARDARELLI 2008).

Si on considère un électron en orbite autour d'un noyau, l'effet d'un champ magnétique externe \mathbf{H}_0 , connu sous le nom de *précession de Larmor*, se traduit par une rotation de l'orbite autour de l'axe parallèle au champ appliqué. La figure 2.14 est une représentation de ce phénomène pour un atome d'hydrogène (un seul électron e^- en orbite autour du noyau). En l'absence de \mathbf{H}_0 , l'électron suit l'orbite Γ_0 avec une vitesse v_0 . Quand on applique un champ \mathbf{H}_0 , la trajectoire de l'électron subit une modification, et sa nouvelle orbite devient Γ_L , sur un plan perpendiculaire à l'axe du champ appliqué. Ainsi, à cette rotation correspond une rotation de la vitesse de l'électron dans le sens trigonométrique associé au champ appliqué, v_L dans la figure. Ce changement d'orbite et vitesse donne lieu à un courant microscopique i_L et à l'apparition d'un moment magnétique Δm orienté dans le sens opposé à \mathbf{H}_0 (CIUPRINA 2001). À chaque électron est associé

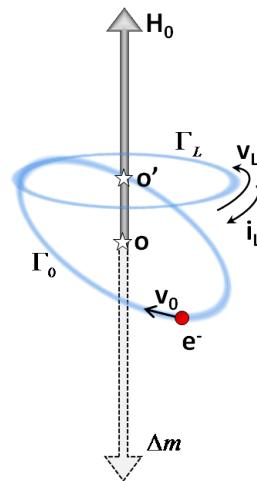


FIGURE 2.14: Précession Larmor pour un atome d'hydrogène.

un $\Delta \mathbf{m}$, donc dans un atome i , composé de Z électrons le moment magnétique est égale à $\mathbf{m}_i = \sum_{j=1}^Z \Delta \mathbf{m}_j$ où \mathbf{m}_j aussi est aligné dans la direction antiparallèle au champ appliqué. Un matériau constitué de N atomes

possède ainsi un moment magnétique \mathbf{M} antiparallèle à \mathbf{H}_0 et égale à :

$$\mathbf{M} = \sum_{i=1}^N \mathbf{m}_i \quad (2.16)$$

Au niveau macroscopique, des courants induits se développent à l'intérieur du matériau et créent un champ magnétique induit qui s'oppose au champ externe. Ce comportement est complètement réversible et après la disparition du champ, les moments magnétiques des atomes récupèrent leur orientation aléatoire.

Les matériaux diamagnétiques présentent des valeurs très faibles et négatives de susceptibilité ($\chi \cong -10^{-5}$), et, en conséquence, des valeurs de perméabilité relative $\mu_r < 1$. Pour une valeur de $\chi = -1$, le matériau appelé diamagnétique parfait, le champ induit compense exactement le champ externe grâce à l'absence de résistance dans le matériau. Ces matériaux constituent les supraconducteurs (voir figure 2.15).

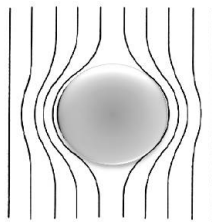


FIGURE 2.15: Expulsion des lignes du champ magnétique de l'intérieur d'un matériau supraconducteur.

Les matériaux diamagnétiques sont linéaires, c'est-à-dire la courbe caractéristique $\mathbf{M}(\mathbf{H})$ est linéaire.

2.2.3.2 Les matériaux paramagnétiques

Les matériaux paramagnétiques, comme par exemple l'aluminium (Al), le chrome (Cr- et le sodium (Na), sont caractérisés par des particules avec un moment magnétique spontané. En l'absence d'un champ magnétique, ces moments sont orientés de façon aléatoire et le matériau n'est pas aimanté. En présence d'un champ magnétique \mathbf{H}_0 les moments ont tendance à s'orienter partiellement dans la direction de ce champ et l'aimantation \mathbf{M} du matériau est due à l'excès de moments magnétiques orientés dans le sens du champ appliqués \mathbf{H}_0 . La figure 2.16 montre l'état d'un matériau paramagnétique en l'absence du champ magnétique, les moments magnétiques correspondent dans ce cas aux flèches noires, et en présence d'un champ \mathbf{H}_0 , où les moments magnétiques sont représentés par des flèches bleues. L'aimantation d'un matériau paramagnétique est faible et décroît avec la température à cause de l'agitation thermique. Il existe une température, appelée température de Curie T_c , au delà de laquelle le matériau perd son aimantation spontanée (CIUPRINA 2001). La susceptibilité magnétique χ a une variation hyperbolique avec la température, est faible, positive et comprise entre 10^{-5} et 10^{-3} , ce qui donne une perméabilité relative $\mu_r > 1$ (CARDARELLI 2008).

Les matériaux paramagnétiques sont non-linéaires, c'est-à-dire la courbe caractéristique $\mathbf{M}(\mathbf{H})$ n'est pas linéaire.

2.2.3 - Classification de matériaux selon leurs propriétés magnétiques

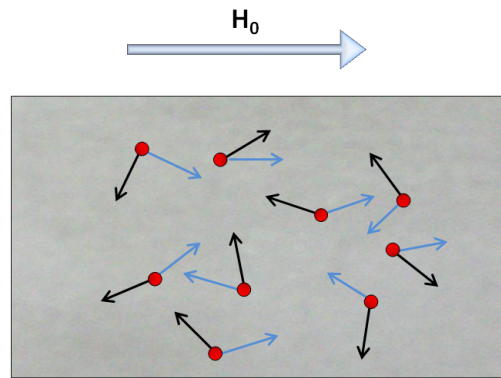


FIGURE 2.16: Orientation des moments magnétiques dans un matériau paramagnétique, en l'absence du champ magnétique, flèches noires, et en présence de H_0 , flèches bleues.

2.2.3.3 Les matériaux ferromagnétiques

Cinq métaux de transition (le chrome (Cr), le manganèse (Mn), le fer (Fe), le cobalt (Co) et le nickel (Ni)), la plupart des lanthanides (métaux de transition communément appelés terres rares), plusieurs alliages et les ferrites sont ferromagnétiques. La susceptibilité magnétique χ et la perméabilité magnétique μ_r ont des valeurs très élevées, qui peuvent aller de 10^1 à 10^6 . La propriété caractéristique des matériaux ferromagnétique est de présenter une aimantation spontanée même en l'absence d'un champ magnétique extérieur. Cette propriété vient de l'aimantation spontanée des domaines magnétiques dont le matériau est composé, appelés domaines de Weiss, séparés par des parois, appelés parois de Bloch.

Les domaines de Weiss et les parois de Bloch Dans un matériau ferromagnétique, afin d'éviter le rebouclage des lignes de champ à l'extérieur, la matière se divise en domaines magnétiques ($\cong 10\mu\text{m}$), appelés les domaines de Weiss. Dans chaque domaine, les moments magnétiques des atomes sont parallèles, c'est-à-dire chaque domaine est aimanté à saturation et présente une aimantation spontanée. En l'absence d'un champ magnétique extérieur, les moments magnétiques des domaines de Weiss sont orientés de façon chaotique et le corps est non aimanté (figure 2.17a). En présence d'un champ magnétique externe H_0 , les domaines orientés favorablement par rapport au champ extérieur vont croître au détriment des autres domaines et le matériau est faiblement aimanté (figure 2.17b). Quand le champ appliqué est suffisamment fort les domaines orientés défavorablement disparaissent et tous les domaines s'orientent dans la direction du champ appliqué (figure 2.17c) (CIUPRINA 2001).

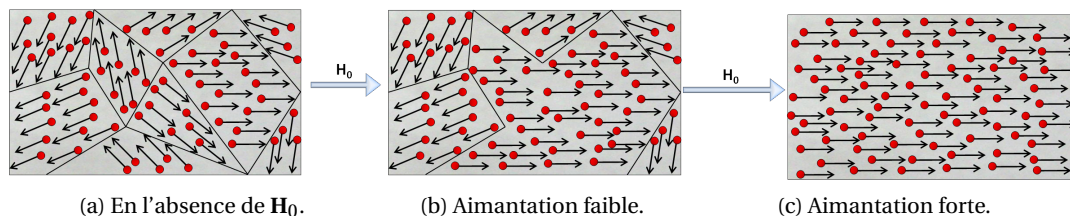


FIGURE 2.17: Aimantation d'un matériau ferromagnétique.

Considérons un corps ferromagnétique composé de deux domaines dont les aimantations sont opposées, M_1 et M_2 dans la figure 2.18 à gauche. En l'absence d'un champ magnétique, la paroi de Bloch qui sépare les deux domaines est au centre et le corps se trouve dans un état désaimanté. On applique maintenant un champ H_1 qui provoque le déplacement de la paroi dans son sens et une faible aimantation du

corps (le domaine 1 devient plus grand du domaine 2 en la figure 2.18 au centre). Si on augmente le champ extérieur, le matériau arrive à saturation, il est fortement aimanté et le domaine 2 disparaît (à droite dans la figure 2.18) (BENABOU 2010-2011).

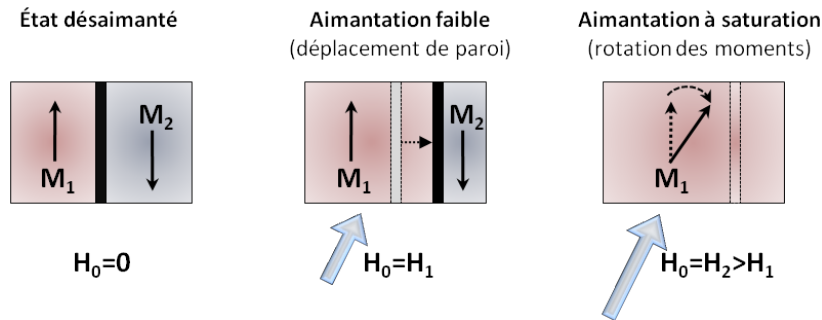


FIGURE 2.18: Processus d'aimantation à l'échelle des domaines.

La paroi, dont l'épaisseur est de l'ordre de 10 nm, est la zone où les changements d'aimantation de deux domaines adjacents ont lieu de façon progressive, comme montré dans la figure 2.19. Un corps ferromagnétique ne se magnétise pas par la rotation des moments magnétiques des domaines de Weiss mais par le déplacement des parois de Bloch.

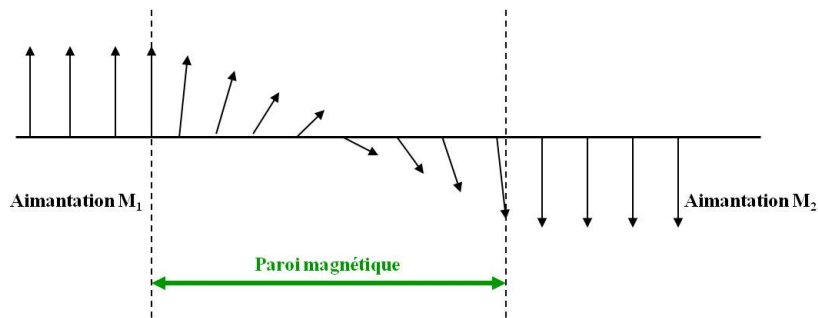


FIGURE 2.19: Rotation continue de l'aimantation dans une paroi de Bloch.

La caractéristique $\mathbf{M}(\mathbf{H})$ n'est pas linéaire et dépend des états antérieurs du matériau. Les matériaux ferromagnétiques présentent une hystérésis magnétique, c'est-à-dire la correspondance $\mathbf{B}(\mathbf{H})$ n'est pas biunivoque. Dans le paragraphe suivant nous allons décrire le cycle d'hystérésis.

Le comportement hystérétique Le cycle d'hystérésis est mis en évidence lorsqu'un corps ferromagnétique est aimanté par l'application d'un champ magnétique extérieur alternativement croissant et décroissant. L'aimantation dépend de plusieurs facteurs : l'état magnétique initial du corps, la forme, l'amplitude du champ extérieur, son orientation, etc. Lorsque l'on magnétise un corps pour la première fois, par exemple sous l'action d'un champ créé par un solénoïde parcouru par un courant d'intensité I , son aimantation suit une courbe dite de **première aimantation**, jusqu'à sa valeur de saturation, comme montré dans la figure 2.20. Après avoir aimanté un matériau jusqu'à sa saturation, si le champ d'excitation \mathbf{H} décroît, \mathbf{B} décroît également, mais en suivant une courbe située au dessus de la courbe de première aimantation. Lorsque \mathbf{H} est ramené à 0, un champ magnétique \mathbf{B}_r , appelé **champ rémanent**, subsiste. Pour annuler ce champ, il faut inverser le courant dans le solénoïde, c'est-à-dire imposer une valeur négative de \mathbf{H} . Le champ magnétique s'annule en correspondance d'une valeur de l'excitation appelée **champ coercitif H_c** .

Dans les matériaux ferromagnétiques dits doux, le cycle d'hystérésis est très étroit (figure 2.21 au centre), et la relation entre le champ induit \mathbf{B} et le champ appliqué \mathbf{H} est quasi-linéaire. Ils génèrent un champ d'induction élevé à partir d'un faible champ appliqué. Inversement, les matériaux ferromagnétiques durs

2.2.3 - Classification de matériaux selon leurs propriétés magnétiques

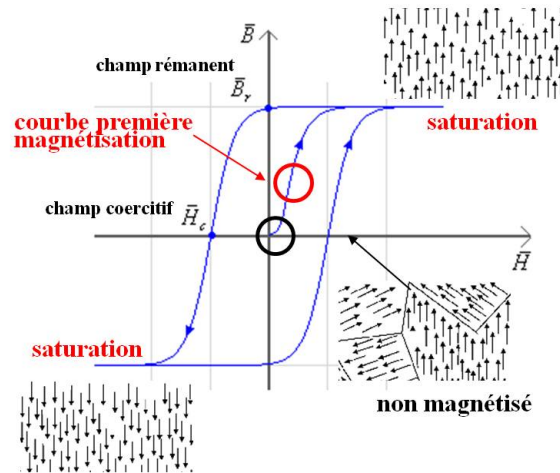


FIGURE 2.20: Cycle d'hystérésis typique d'un matériau ferromagnétique.

présentent un cycle d'hystérésis très large (figure 2.21 à droite), si bien qu'une fois aimantés il est très difficile d'inverser le signe de l'aimantation.

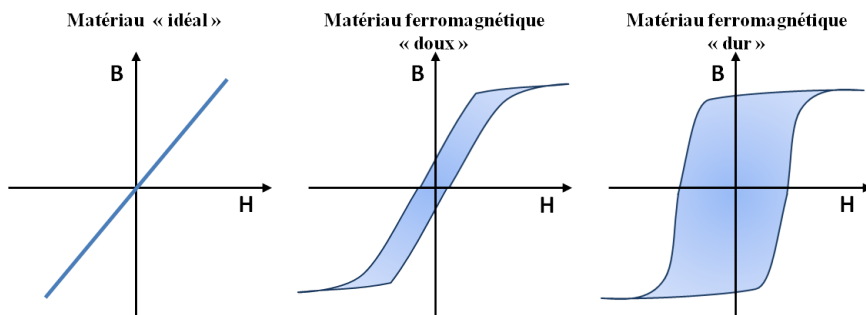


FIGURE 2.21: Matériau ferromagnétique « idéal », « doux » et « dur ».

2.2.3.4 Les matériaux ferrimagnétiques et antiferromagnétiques

Comme les matériaux ferromagnétiques, ces deux familles de matériaux présentent des domaines séparés par des parois de Bloch. Dans chaque domaine les moments magnétiques ont la même direction, mais les orientations des moments appartenant à différents atomes sont antiparallèles. Le modèle le plus simple pour expliquer cette propriété est celui qui considère deux sous-réseaux dans lesquels les moments magnétiques d'un sous-réseau sont antiparallèles aux moments magnétiques de l'autre sous-réseau. L'aimantation spontanée des matériaux ferrimagnétiques et antiferromagnétiques est inférieure à celle des matériaux ferromagnétiques pour lesquels les moments dans chaque domaine sont parallèles CIUPRINA 2001.

Les matériaux **ferrimagnétiques**, appelés aussi ferrites, sont caractérisés par une susceptibilité magnétique $\chi \cong 10^3$. Du point de vue de la conductivité, les ferrites sont des semi-conducteurs et les pertes par courants de Foucault sont très réduites et, pour cette raison, elles sont très utilisées en hautes fréquences. Les corps **antiferromagnétiques** présentent une susceptibilité magnétique χ très faible, qui a une valeur maximale comprise entre 10^{-2} et 10^{-3} , obtenue pour une certaine température, appelée température Néel T_N . Au delà de cette température le matériau devient paramagnétique (CARDARELLI 2008).

2.3 Conclusion

Ce chapitre a introduit le principe de fonctionnement du contrôle non destructif et les besoins industriels croissants qui ont provoqué le rapide développement de ce domaine de recherche. L'intérêt est de pouvoir vérifier le fonctionnement correct des parties critiques d'un système sans en altérer les propriétés physiques. En particulier, nous avons présenté les courants de Foucault qui sont l'objet d'étude de la thèse. Leur principe de fonctionnement, l'effet de peau qui en décrit la décroissance en fonction de la profondeur de la pièce et leur application dans un contexte industriel ont été détaillés.

En vue du contrôle de matériaux ferromagnétiques, nous avons étudié le magnétisme et les propriétés magnétiques des matériaux, au niveau microscopique et macroscopique. En fonction des propriétés magnétiques nous avons pu classer les matériaux en cinq différentes familles : diamagnétiques, paramagnétiques, ferromagnétiques, ferrimagnétiques et antiferromagnétiques. Nous avons décrit les phénomènes physiques qui se produisent au niveau microscopique lorsque le matériau considéré est soumis à un champ magnétique. Ces phénomènes se différencient d'une famille à l'autre et sont très intenses dans les matériaux ferromagnétiques. Le comportement hystérétique en fonction du champ externe a été présenté et il constitue la problématique majeure de la thèse dans la partie instrumentation. La présence d'un champ statique rémanent dans la pièce que l'on souhaite contrôler, même après la disparition du champ d'excitation, peut fausser la détection des défauts et rendre inefficace le contrôle.

Dans le chapitre suivant, après avoir fourni une description des différents capteurs à courants de Foucault existants, nous allons choisir un capteur magnétique pour notre application. Les résultats obtenus dans le cas du contrôle de matériaux amagnétiques, légèrement magnétiques et ferromagnétiques seront présentés.

Enfin, les difficultés liées à la présence du champ rémanent dans les matériaux ferromagnétiques, seront mises en évidence, la stratégie choisie et les développements réalisés pour s'affranchir de ce problème seront détaillés.

3

Instrumentation et Capteurs

3.1 Les capteurs à courants de Foucault

La technique du contrôle non destructif par courants de Foucault nécessite la mise en place d'un système permettant l'émission et la réception d'un champ magnétique alternatif. Ces deux fonctions peuvent être réalisées par un seul élément ou par deux éléments distincts. Les capteurs magnétiques transforment les variations du champ magnétique en une variation de tension mesurable. Nous pouvons classer les capteurs permettant de mesurer un champ magnétique variable en deux grandes familles :

- les capteurs **inductifs**. Historiquement les premiers éléments sensibles au champ connus, ils sont des bobines qui transforment le champ magnétique qui les traverse en tension. Elles peuvent être utilisées en émission et en réception.
- les capteurs **magnétiques**. La variation de l'impédance ou de la résistance de ces capteurs est proportionnelle au champ magnétique dans lequel ils sont plongés. L'émission du champ magnétique alternatif doit être réalisée par un autre élément.

Dans ce chapitre nous allons d'abord présenter un panorama, qui ne prétend pas être exhaustif, des capteurs plus utilisés dans des applications de CND. Ensuite, l'application d'un capteur magnétique de type magnétorésistance géante (GMR) au contrôle de pièces planes amagnétiques, légèrement magnétiques et ferromagnétiques sera illustrée. Les phénomènes de bruit spécifiques engendrés par les matériaux magnétiques, tels que le bruit de structure et le champ magnétique rémanent, et leur influence sur les mesures réalisées avec un capteur GMR seront étudiés. Dans la dernière partie du chapitre, des solutions basées sur une technique multifréquences appliquée en post-traitement et l'asservissement du point de polarisation du capteur GMR sont mises en œuvre et les résultats obtenus seront présentés.

3.1.1 Les capteurs inductifs

Les capteurs plus couramment utilisés en contrôle non destructif sont les bobines « filaires ». Leur conception est la plus simple à réaliser et la moins coûteuse, caractéristiques qui les rendent très intéressantes pour des applications industrielles. Ils sont constitués d'un fil de cuivre enroulé autour d'un noyau qui peut être composé d'air ou de ferrite. L'intérêt de la ferrite est sa faculté à canaliser le champ et l'amplifier. Sur la figure 3.1, des exemples de capteur inductif à air sont présentés. Le volume de ces capteurs varie selon l'application demandée et dans le cas du CND, il peut aller du mm^3 (avec des fils de cuivre de diamètre d'environ $50\mu\text{m}$) au cm^3 .

Le fonctionnement de ces capteurs est basé sur le phénomène d'induction électromagnétique : une force électromotrice e est induite dans un circuit fermé soumis à un flux magnétique φ (issu d'une induction

3.1.1 - Les capteurs inductifs



FIGURE 3.1: Capteurs inductifs constitués d'un fil de cuivre enroulé autour d'un noyau à air.

magnétique variable). La loi de Lenz-Faraday permet de calculer cette force électromotrice e :

$$e = -\frac{d\varphi(t)}{dt} \quad (3.1)$$

D'après cette définition on voit que les capteurs inductifs ne peuvent pas mesurer des inductions magnétiques statiques. La tension aux bornes d'une bobine à air comportant N spires de surface moyenne A , soumise à une induction magnétique B variable sinusoidalement à la fréquence f , est donnée d'après l'équation Eq. (3.1) en régime harmonique par :

$$V(f) = N \cdot A \cdot 2\pi f \cdot B(f) \quad (3.2)$$

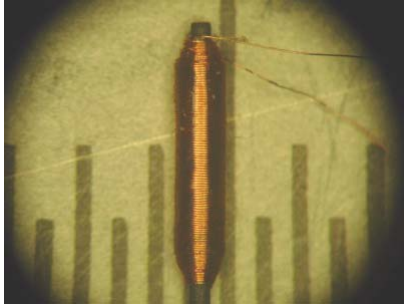
La sensibilité S est définie comme le rapport entre la tension de sortie de la bobine et le champ magnétique :

$$S = \frac{V}{B} = N \cdot A \cdot 2\pi f \quad (3.3)$$

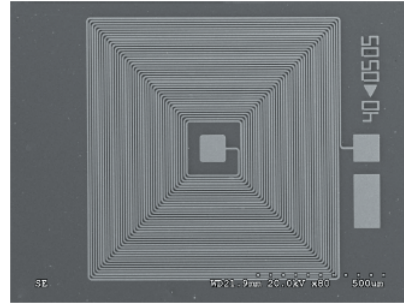
La sensibilité du capteur est proportionnelle à la fréquence de travail et au nombre de spires.

En CND, la fréquence de travail est choisie en fonction de l'application. Dans le cas de détection de défauts profonds, et donc avec de basses fréquences de travail, la sensibilité de la bobine est réduite. Une solution est l'accroissement du nombre de spires et du diamètre de la bobine avec une perte en résolution spatiale. La sensibilité peut être améliorée en utilisant des noyaux ferromagnétiques. Mook et al. (MOOK, HESSE et UCHANIN 2006) et (MOOK, HESSE et UCHANIN 2007) atteignent la limite des technologies classiques en réalisant avec un fil de cuivre de $30\mu\text{m}$ de diamètre un bobinage de $0,5\text{mm}$ de diamètre, 3mm de hauteur et environ 1000 spires, comme montré sur la figure 3.2a. On a recours également à des bobines planaires gravées par des techniques identiques à celles des circuits imprimés avec des résolutions d'environ $100\mu\text{m} + 100\mu\text{m}$ (largeur des pistes plus la largeur de l'isolant entre les pistes). Des procédures photolithographiques permettent également d'augmenter la finesse de gravure des spires, avec de résolution d'environ $25\mu\text{m} + 25\mu\text{m}$, que l'on appelle "micro-bobine". De plus avec cette technique nous avons la possibilité d'utiliser des supports flexibles, qui augmentent l'efficacité de l'inspection. A titre d'exemple sur la figure 3.3 est présentée une sonde à courants de Foucault composée de 32 éléments de type micro-bobines gravées sur un film souple de $50\mu\text{m}$ d'épaisseur de Kapton (polymère à base d'imide) développée dans le laboratoire (MARCHAND, DECITRE et CASULA 2008) et (MARCHAND, DECITRE et CASULA 2010).

Les capteurs multiéléments à base de micro-bobines ont l'avantage d'avoir une haute résolution spatiale et la capacité d'effectuer des balayages de grandes zones dans un temps raisonnable. Par contre, leur sensibilité aux basses fréquences est limitée en raison du nombre de spires limité.



(a) Bobinage de 0,5mm de diamètre et 3mm d'hauteur composé d'environ 1000 spires et réalisé avec un fil de cuivre de 30 μ m de diamètre (MOOK, HESSE et UCHANIN 2006; MOOK, HESSE et UCHANIN 2007).



(b) Exemple de micro-bobine planaire avec une surface de 1mm², composé d'environ 40 spires (RAVAT, WOYTASIK, JOUBERT et al. 2007).

FIGURE 3.2: Photographies de bobinages. A gauche, réalisé en fil de cuivre et à droite obtenu par un procédé photolithographique.



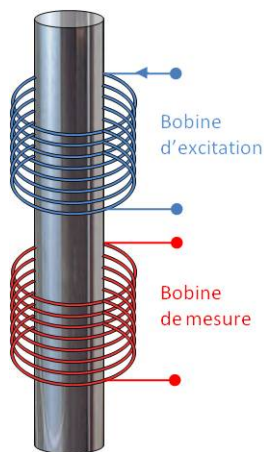
FIGURE 3.3: Sonde à courants de Foucault composée de 32 éléments de type micro-bobines gravées sur un film de Kapton (MARCHAND, DECITRE et CASULA 2008) et (MARCHAND, DECITRE et CASULA 2010).

3.1.2 Les fluxgates

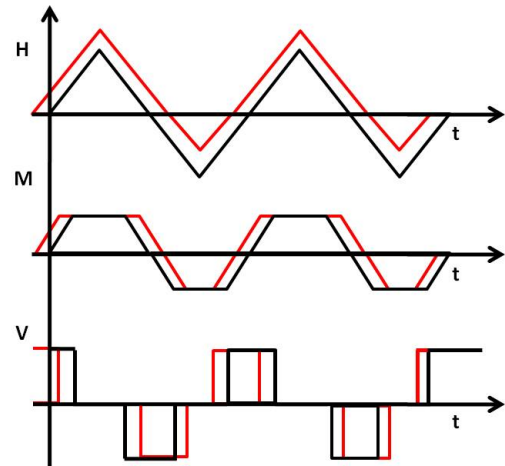
Les fluxgates ont été initialement développés pour la fabrication de compas des systèmes de navigation. Ils sont composés d'un noyau ferromagnétique et au minimum de deux bobinages. L'idée à la base est d'exploiter la saturation du cycle d'hystérésis du noyau ferromagnétique

Le premier bobinage est appelé bobinage d'excitation, en bleu dans la figure 3.4a, et le second est appelé bobinage de mesure, en rouge dans le figure 3.4a. Nous allons brièvement présenter le principe de fonctionnement de ces capteurs avec un exemple d'une configuration simplifiée. La bobine d'excitation est alimentée par un courant de forme triangulaire, présenté dans la figure 3.4b, généralement de basse fréquence, entre 50 et 1000Hz. Ce courant crée un champ magnétique H qui sature périodiquement le noyau ferromagnétique. Lorsque le noyau est saturé, la variation de l'aimantation M à l'intérieur du noyau est nulle, et donc la bobine de mesure présente une tension nulle à ses bornes. Lorsque le noyau n'est pas saturé, la bobine de mesure présente une valeur constante à ses bornes, correspondant à la dérivée des variations de l'aimantation. La tension mesurée aux bornes de la bobine de mesure a donc une forme d'onde caractérisée par des impulsions. En l'absence d'un champ magnétique extérieur, la tension V mesurée est parfaitement symétrique par rapport à l'origine de temps, comme montré dans la figure 3.4b par le signal noir. En présence d'un champ magnétique extérieur, la saturation du noyau est plus vite atteinte pour une demi-période que pour l'autre, ce qui engendre un décalage temporel dans la tension mesurée par la bo-

3.1.4 - Les magnétorésistances



(a) Schéma d'un fluxgate constitué par un noyau ferromagnétique et deux bobines. En bleu la bobine d'excitation et en rouge la bobine de mesure.



(b) Forme d'ondes du champ d'excitation H , de l'aimantation du noyau M et de la tension mesurée V . En noir en l'absence d'un champ extérieur, et en rouge en sa présence.

FIGURE 3.4: Principe de fonctionnement d'un fluxgate.

bine, la courbe rouge dans la figure 3.4b. C'est donc la mesure de ce décalage qui nous donne une estimation du champ magnétique externe.

Le schéma présenté est une simplification par rapport aux capteurs de type fluxgate généralement utilisés. Différentes formes d'onde et de noyaux sont utilisés, notamment pour éliminer l'important couplage qui se crée entre la bobine d'excitation et la bobine de mesure.

Les besoins en CND demandent aux capteurs de ne pas dépasser quelques mm de longueur et les dimensions des capteurs de type fluxgate sont plus importantes. A titre d'exemple on peut citer des capteurs commercialisés par la société Bartington Instrument, qui occupe un volume de $8 \times 8 \times 30 \text{ mm}^3$ (*BartingtonInstrument*). Le CEA LETI en 2005 a conçu un micro-fluxgate de dimensions $1 \text{ mm} \times 400 \mu\text{m} \times$ quelques μm gravé sur Silicium (JOISTEN, GUILHAMAT, AUDOIN et al. 2005).

3.1.3 Les capteurs à effet Hall

Le principe de fonctionnement de ces capteurs magnétiques est basé sur l'effet Hall. Il est plus important dans des matériaux semi-conducteurs mais afin d'illustrer le principe, on considère des matériaux conducteurs par simplicité. Quand une piste conductrice (l'épaisseur est généralement comprise entre 0.4 et $100 \mu\text{m}$) est parcourue par un courant continu I , appliqué selon l'axe y , voir figure 3.5, et soumise à une induction magnétique \mathbf{B} , appliqué dans cet exemple selon l'axe z , il apparaît une différence de potentiel V_H dans la direction perpendiculaire à celle de l'induction et à celle du courant, c'est à dire l'axe x . Cette tension, dite de Hall, est due à la force de Lorentz et est donnée par :

$$\mathbf{F} = q\mathbf{v} \wedge \mathbf{B} \quad (3.4)$$

où q est la charge des électrons et \mathbf{v} leur vitesse.

3.1.4 Les magnétorésistances

La magnétorésistance (MR) est la propriété liée à certains matériaux de voir leur résistance varier en présence d'un champ magnétique. Tous les conducteurs présentent un effet magnétorésistif qui est typique-

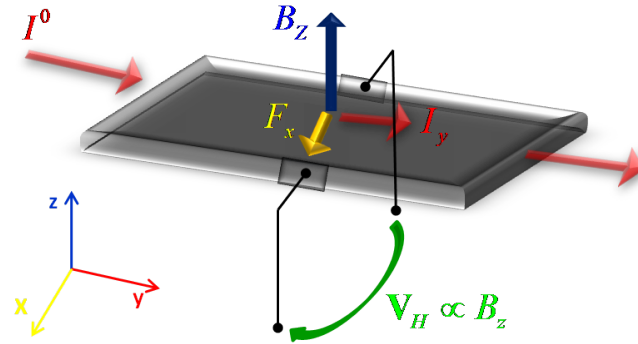


FIGURE 3.5: Principe de fonctionnement des capteurs à effet Hall.

ment trop faible pour pouvoir les employer comme capteur de champ. Toutefois, on peut trouver des matériaux magnétiques qui présentent un effet magnétorésistif suffisant, appelés magnétorésistances anisotropes (AMR), et qui sont utilisés pour réaliser des capteurs. Ainsi, les avancées récentes des technologies et matériaux permettent de réaliser des dispositifs composés de couches minces dotées d'un fort effet magnétorésistif, telles que les magnétorésistances géantes (GMR) et tunnel (TMR). Le taux de MR est défini de la façon suivante :

$$MR (\%) = \frac{R_{\max} - R_{\min}}{R_{\min}} \quad (3.5)$$

où R_{\max} et R_{\min} est respectivement la résistance maximale et minimale atteinte lorsque le champ magnétique varie. Dans le cas des AMR ce facteur est typiquement 1% – 2% pour les GMR 20% – 60% et les TMR 60% – 600% (JANDER, SMITH et SCHNEIDER 2005).

3.1.4.1 Les magnétorésistances anisotropes - AMR

Afin de décrire le phénomène de la magnétorésistance anisotrope, découvert en 1857 par William Thomson, considérons le schéma simplifié de la figure 3.6. L'élément AMR considéré est constitué par un matériau ferromagnétique mono-domaine et anisotrope, et possède un axe de facile aimantation généralement induit lors d'une phase de recuit sous champ magnétique. La magnétorésistance anisotrope consiste dans une variation de la résistance R du matériau ferromagnétique en fonction de l'angle Θ entre l'aimantation du matériau \mathbf{M} et la densité de courant traversant le matériau \mathbf{I} . Cette relation s'écrit (DECITRE 2003 ; VACHER 2007 ; JANDER, SMITH et SCHNEIDER 2005) :

$$R = R_0 + \Delta R \cos^2 \Theta \quad (3.6)$$

où R_0 est la résistance quand l'aimantation \mathbf{M} est perpendiculaire à la direction du courant \mathbf{I} . Lorsque un champ H est appliqué perpendiculairement à l'axe d'anisotropie du matériau, l'axe d'aimantation tourne d'un angle Θ donné par la relation (STONER et WOHLFARTH 1991) :

$$\sin \Theta = \frac{H}{H_k} \quad (3.7)$$

où H_k est appelé champ d'anisotropie du matériau. Si on combine les deux équations précédentes, on obtient une relation non-linéaire entre la résistance R et l'angle Θ :

$$R = R_0 + \Delta R \sqrt{1 - \left(\frac{H}{H_k}\right)^2} \quad (3.8)$$

3.1.4 - Les magnétorésistances

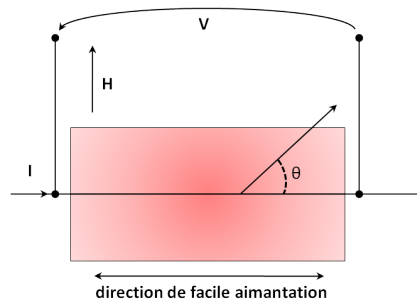


FIGURE 3.6: Schéma du principe de fonctionnement d'une magnétorésistance anisotrope simplifiée.

Afin de rendre linéaire cette relation il faut travailler autour de l'angle $\Theta = 45^\circ$. Deux solutions permettent de remplir cette condition : soit en ajoutant un champ magnétique permanent perpendiculaire à l'axe d'anisotropie, soit en faisant circuler le courant à 45° de l'axe d'anisotropie. Cette dernière technique est appelée « barber-pôle » et est illustrée sur la figure 3.7a.

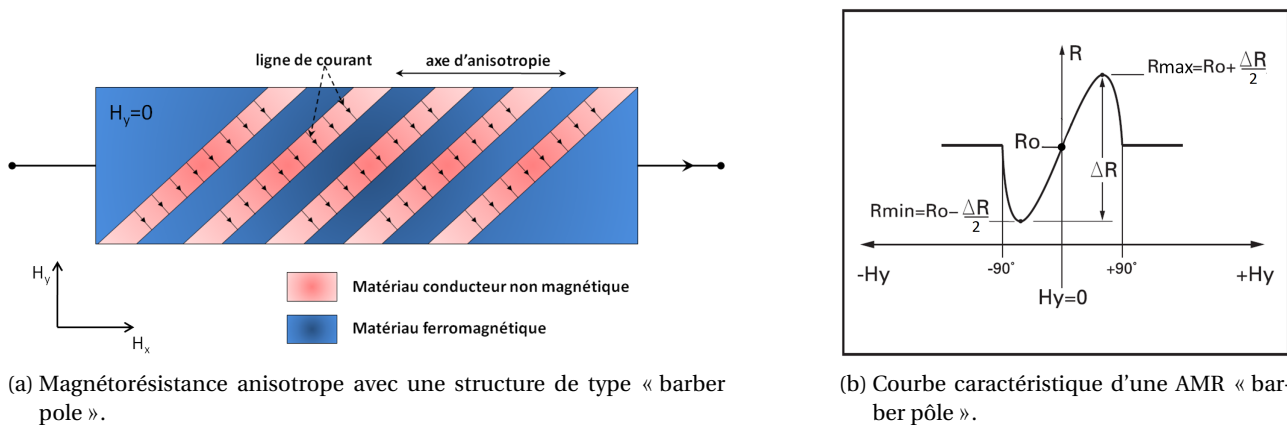


FIGURE 3.7: Illustration du principe de fonctionnement de la magnétorésistance anisotrope « barber pole ».

3.1.4.2 Les magnétorésistances géantes - GMR

La magnétorésistance géante a été découverte simultanément en 1988 par le français Albert Fert (BAIBICH, BROTO, FERT et al. 1988), professeur à l'Université Paris-Sud 11, et par l'allemand Peter Grünberg (FERT, GRÜNBERG, BARTHÉLÉMY et al. 1995). En 2007, le prix Nobel de physique est attribué aux deux physiciens pour la découverte de la GMR et leur contribution au développement de la spintronique ou électronique du spin.

L'électronique du spin, propriété quantique introduite dans la section 2.2.1, permet d'expliquer le principe de fonctionnement des magnétorésistances géantes et peut se résumer de la façon suivante : lors d'un passage d'électrons, conducteurs de courant, à travers une zone aimantée localement, des phénomènes de diffusion se manifestent différemment en fonction des axes d'orientation des spin de ces électrons avec l'aimantation, soit ils sont parallèles (ou *up*), soit antiparallèles (ou *down*). Dans les métaux non-magnétiques, ce spin ne joue aucun rôle, car le nombre d'électrons de spin *up* et de spin *down* est le même, ce qui donne lieu à une distribution aléatoire des spins et à un moment magnétique macroscopique nul. Dans les matériaux magnétiques ce nombre est différent et cette différence donne lieu à l'apparition d'un moment magnétique macroscopique non nul.

Afin d'illustrer le principe de fonctionnement des capteurs GMR, on considère deux configurations caractérisées par un empilement de couches ferromagnétiques à magnétisation parallèle, voir figure 3.8a, et antiparallèle, voir figure 3.8b (IORIO 2007). Une couche conductrice non-magnétique est insérée entre les deux couches ferromagnétiques dans les deux cas. Les électrons qui participent à la conduction électrique peuvent avoir un spin *up* ou *down* par rapport aux couches. Les trajectoires des électrons sont déterminées par leur spin car les phénomènes de diffusion sont forts dans le cas d'un spin parallèle à la magnétisation et plus faible dans le cas contraire. Dans la configuration avec des couches à magnétisation parallèle les électrons à spin *up* passent à travers la structure presque sans diffusion (flèche verte), tandis que les électrons à spin *down* sont plus fortement diffusés (flèche rouge). Nous pouvons écrire la résistance équivalente de la structure en appelant r la résistance rencontrée par l'électron dans la couche à magnétisation parallèle à son spin, et R la résistance rencontrée lors du passage dans une couche antiparallèle. On peut schématiser les trajectoires de deux électrons de spin opposé avec quatre résistances. La résistance équivalente R_{\parallel} vaut dans cette configuration :

$$R_{\parallel} = 2 \frac{rR}{r + R} \quad (3.9)$$

$$\cong 2r, \text{ si } R \gg r \quad (3.10)$$

Dans la configuration antiparallèle, les électrons sont tous diffusés et donc la résistivité de la structure est plus élevée :

$$R_{\parallel} = \frac{R + r}{2} \quad (3.11)$$

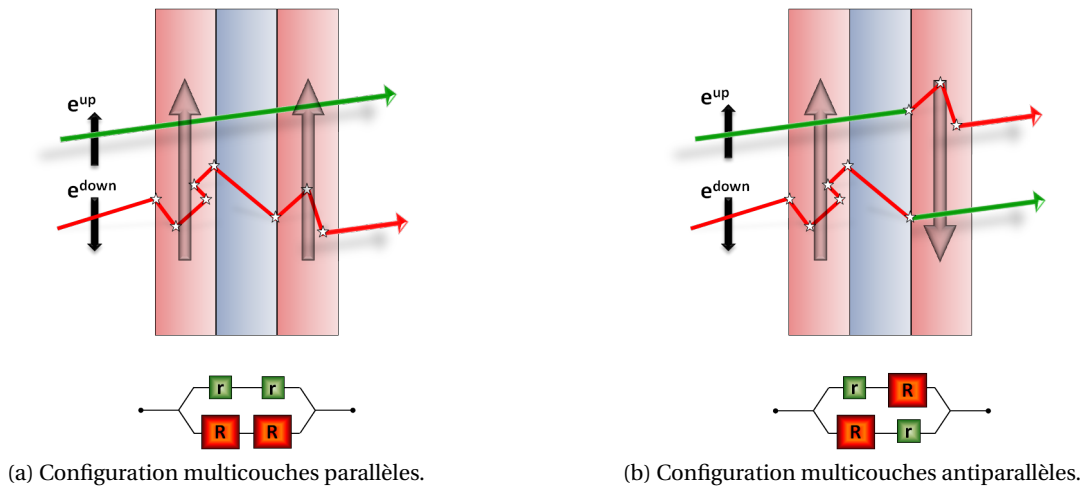


FIGURE 3.8: Illustration du principe de fonctionnement de la magnétorésistance géante.

Il existe deux types de capteurs à magnétorésistance géante qui se différencient par le nombre et la nature des couches employées. Le premier type est constitué par un empilement alterné de couches ferromagnétiques, typiquement des alliages de fer-cobalt-nickel, avec des couches conductrices non magnétiques, comme par exemple du cuivre ou ruthénium. Le principe de fonctionnement est le suivant :

- En l'absence de champ magnétique extérieur, les axes d'aimantation des couches ferromagnétiques successives sont opposés.
- En présence d'un champ magnétique, les axes d'aimantation de toutes les couches ferromagnétiques s'alignent progressivement dans l'axe du champ magnétique appliqué.

Ces changements d'orientation des couches s'accompagnent d'une diminution de la résistance électrique de la structure multicouche, comme montré sur la figure 3.9. Le second type de magnétorésistance utilise seulement deux couches ferromagnétiques séparées par une couche de matériau conducteur. Ce deuxième

3.1.4 - Les magnétorésistances

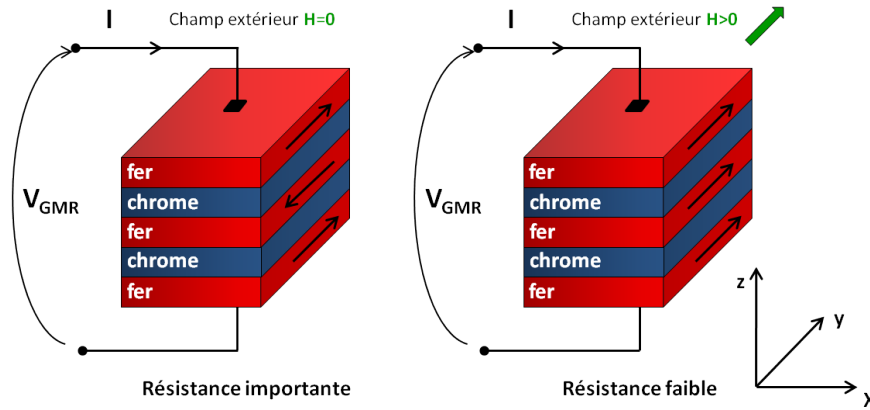


FIGURE 3.9: Magnétorésistance constituée d'un empilement de couches Fer/Chrome.

type, dont le schéma de fonctionnement est donné dans la figure 3.10, est appelé vannes de spin. Il utilise le couplage antiferromagnétique (les moments magnétiques de deux couches consécutives sont opposés) afin d'établir l'orientation de l'aimantation d'une couche et de la fixer. Le principe de fonctionnement est le suivant :

- On piège l'orientation d'une des deux couches ferromagnétiques qui garde une orientation fixe. Cette couche est appelée « dure ».
- L'autre couche ferromagnétique conserve la possibilité de changer son orientation selon celle du champ magnétique appliqué. Il s'agit de la couche « douce ».

La résistance de la structure est modifiée selon l'orientation de la couche « douce » en fonction du champ magnétique appliqué, comme montré dans la figure 3.11. Des variations de résistance allant jusqu'à 20%

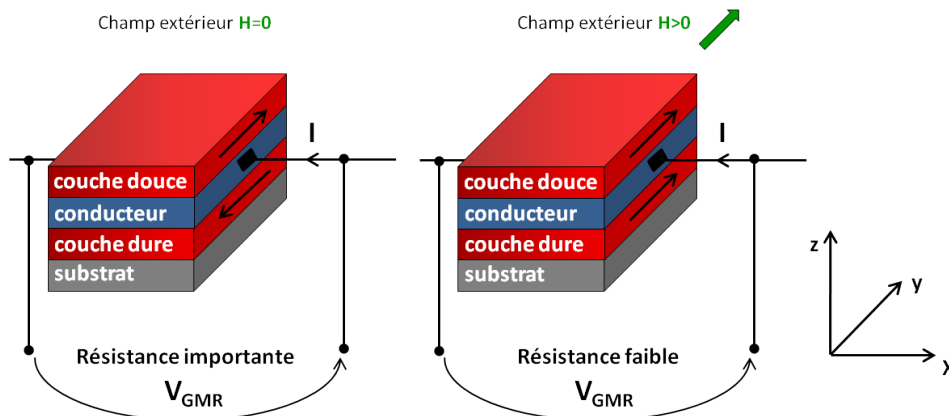


FIGURE 3.10: Magnétorésistance à vannes de spin, constituée par une couche « douce » et une couche « dure » séparées par un film conducteur. Le substrat est utilisé pour fixer l'orientation de l'aimantation de la couche « dure ».

ont été mesurées dans les composés à vannes de spin alors que ces variations ne dépassent pas 16% dans des GMR multicouches (SMITH, SCHNEIDER et ELECTRONICS 1999).

Un point fort de cette technologie est la facilité de réalisation de capteurs multiéléments, à titre d'exemple une barrette composée de 22 éléments GMR réalisée au CEA-DRECAM est présentée dans la figure 3.14. Le pas entre les éléments est de 100µm.

La société NVE Corporation (NVE) commercialise également des GMR encapsulées dans des boîtiers dont

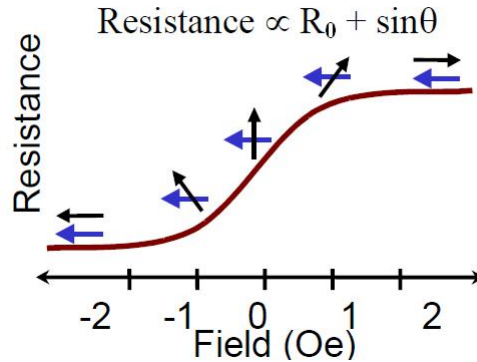


FIGURE 3.11: Variation de la résistance d’une GMR à vanne de spin en fonction du champ magnétique appliqué. L’orientation des spins de deux couches « dure » et « douce » est représentée respectivement par la flèche bleue et noire. La résistance est proportionnelle à l’angle θ entre les aimantations des deux couches (JANDER, SMITH et SCHNEIDER 2005).

les dimensions varient selon le modèle. Par exemple une GMR NVE de la série AAH utilisant un boîtier SOIC8, occupe un volume de $4 \times 5 \times 1,5 \text{ mm}^3$, comme montré sur la figure 3.12.

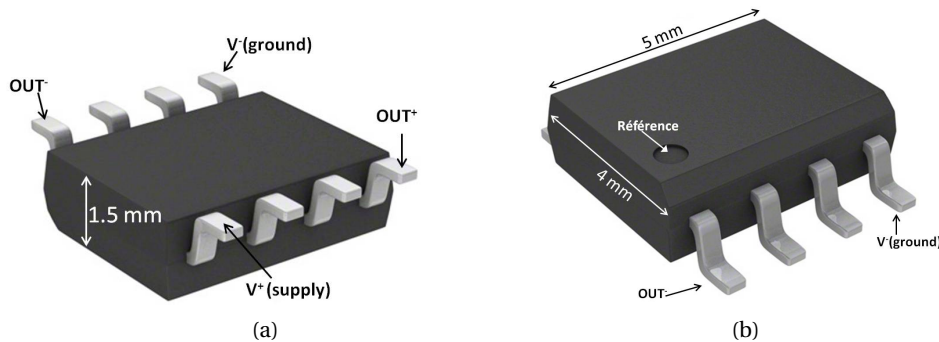


FIGURE 3.12: Dimensions caractéristiques d’une GMR commerciale NVE de la série AAH (NVE).

À l’intérieur du boîtier quatre GMR, deux actives et deux inactives, sont montées en pont de Wheatstone de manière à éliminer les dérives de température. Des concentrateurs de flux en ferrite sont intégrés au sein des puces de manière à amplifier le champ magnétique mesuré (figure 3.13).

3.1.4.3 Les magnétorésistances tunnel - TMR

Le dernier capteur magnéto-résistif présenté exploite l’effet tunnel qui permet aux électrons de traverser une barrière isolante entre deux matériaux ferromagnétiques tout en conservant leur spin. La probabilité pour un électron de traverser cette barrière de potentiel est directement liée à son spin. Afin d’illustrer ce phénomène, un schéma est donné sur la figure 3.15. La structure est comparable à celle des GMR à vanne de spin présentées dans le paragraphe précédent dans laquelle la couche conductrice a été remplacée par une couche isolante, typiquement constituée par de l’alumine avec une épaisseur de l’ordre du nm. La résistance, comme dans le cas des GMR, est élevée lorsque les aimantations des couches sont parallèles et faible lorsqu’elles sont antiparallèles (figure 3.11). L’inconvénient de cette technologie est la fragilité de la fine couche isolante faisant office de barrière tunnel, qui doit être moins de 2nm dans la plupart des cas (CONRAUX 2005).

3.1.5 - Les magnéto-impédances géantes - GMI

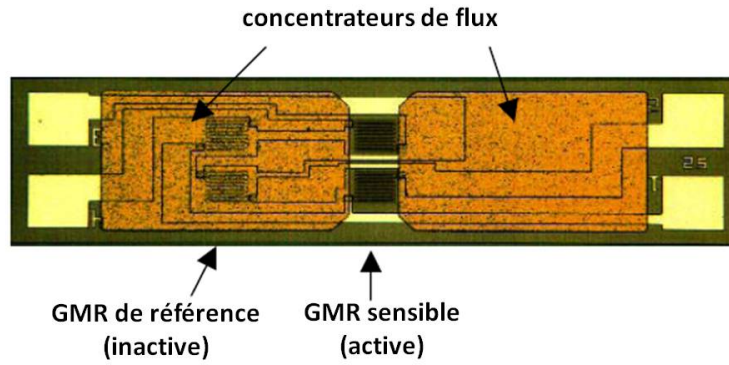


FIGURE 3.13: Photographie d'une GMR-NVE constituée des quatre éléments montés en pont de Wheatstone (JANDER, SMITH et SCHNEIDER 2005).

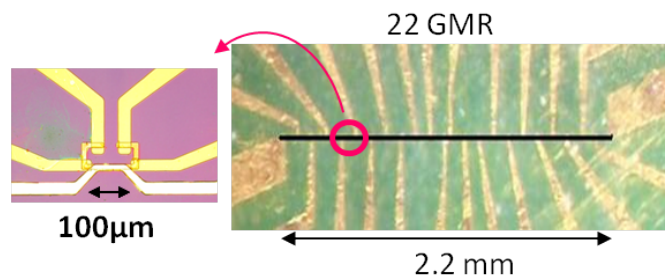


FIGURE 3.14: Barrette multiéléments de 22 GMR réalisée par le CEA (collaboration instituts LIST-IRAMIS).

3.1.5 Les magnéto-impédances géantes - GMI

Le phénomène de la magnéto-impédance (MI) est observable dans les matériaux ferromagnétiques et consiste en une variation de l'impédance Z de ces matériaux quand ils sont parcourus par un courant alternatif $I(\omega)$ et soumis à un champ magnétique extérieur. Quand le rapport $\Delta Z / Z_0$ (avec Z_0 l'impédance du matériau en l'absence d'un champ magnétique extérieur) atteint des valeurs supérieures ou égales à 100 (VACHER 2007), on parle de magnéto-impédance géante (GMI). Afin de présenter le principe de fonctionnement de ces capteurs nous allons par simplicité considérer le cas d'un fil ferromagnétique parcouru par un courant alternatif. À hautes fréquences ($\delta \ll a$) l'impédance de ce fil est fonction de l'épaisseur de peau δ suivant la relation (TANNOUS et GIERALTOWSKI 2002 ; VACHER 2007) :

$$Z = (j + 1) R_{dc} \frac{a}{\delta} \quad (3.12)$$



(a) Configuration parallèle dans laquelle l'électron avec un spin aligné possède une haute probabilité de traverser la barrière isolante par effet tunnel.

(b) Configuration antiparallèle dans laquelle l'électron possède une faible probabilité de traverser la barrière isolante indépendamment de son spin.

FIGURE 3.15: Principe de fonctionnement des capteurs à effet tunnel.

avec R_{dc} la résistance du fil en continu, a son rayon et $\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\sigma\mu}}$. Il y a donc une dépendance entre l'impédance du matériau et l'épaisseur de peau δ . Or, δ est fonction de la fréquence, de la conductivité et de la perméabilité du matériau. La perméabilité du matériau dépend du champ magnétique appliqué, dépendance qui se traduit par le cycle d'hystérésis présenté dans le paragraphe 2.2.3.3.

L'impédance du matériau est donc fonction du champ magnétique appliqué et nous pouvons utiliser cette relation pour estimer le champ extérieur à partir d'une mesure d'impédance. Sur la figure 3.16, tirée de (NOUAR 2009), un exemple de courbe caractéristique d'une GMI est présenté. Pour des champs qui vont

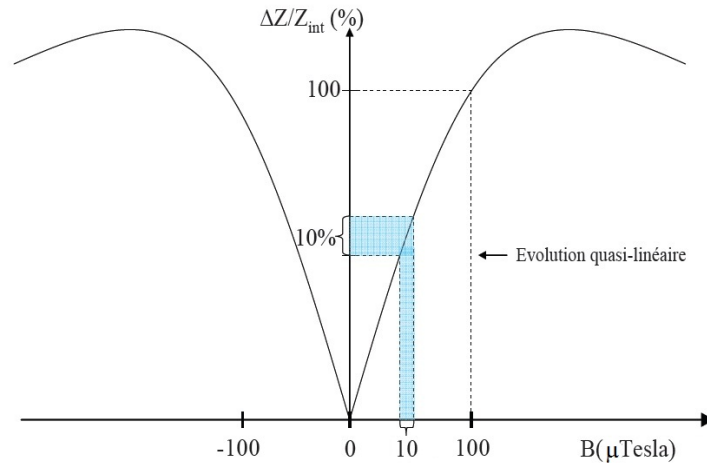


FIGURE 3.16: Exemple d'évolution de l'impédance relative $\Delta Z/Z_0$ d'une GMI en fonction du champ magnétique appliqué B .

de 0 à 10 μT la courbe présente un comportement quasi-linéaire et il est possible de donner une estimation du champ à partir de la variation de l'impédance avec une bonne précision. Dans cette zone, un changement de 10 μT donne lieu à une variation de 10% de l'impédance relative de la GMI.

Les capteurs basés sur l'effet GMI peuvent se présenter sous différentes formes : les micro-fils, les rubans et les films minces. Les structures de type micro-fils peuvent être placées au milieu d'une bobine. La figure 3.17 présente des schémas de différentes configurations des capteurs GMI.

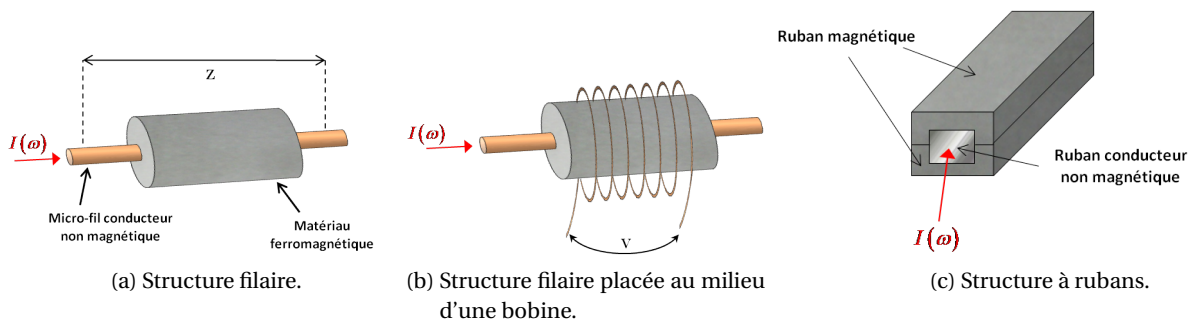


FIGURE 3.17: Différentes configurations des capteurs GMI.

Ces capteurs montrent de bonnes performances en CND par courants de Foucault pour la détection de défauts profonds (ALVES et BENSALAH 2007; VACHER, ALVES et GILLES-PASCAUD 2007). Les capteurs GMI commercialisés par la société AICHI Micro Intelligent (AICHI) sont des assemblages unitaires constitués d'un fil amorphe de 20 μm de diamètre sur lequel sont enroulées deux bobines. Ces capteurs sont commercialisés avec une électronique d'amplification, voir figure 3.18, qui rend difficile la réalisation de dispositifs

3.2.1 - Comparaison entre capteurs et choix de la technologie GMR

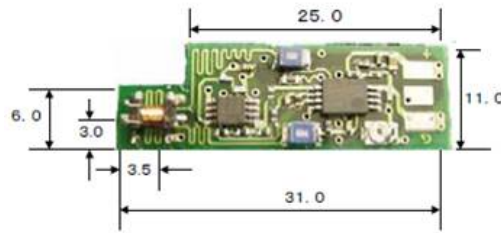


FIGURE 3.18: Capteur GMI commercialisé par la société AICHI (AICHI).

multiéléments et augmente les dimensions du capteur ($31 \times 11 \text{ mm}^2$).

3.2 Applications au contrôle non destructif

L'objectif de cette partie est d'abord de comparer les performances en CND des différents capteurs présentés précédemment et de justifier le choix de la technologie GMR pour le contrôle de matériaux ferromagnétiques. Ensuite, l'analyse expérimentale des artefacts dus aux propriétés magnétiques de ces matériaux est présentée et a confirmé la capacité de détection des défauts des capteurs GMR. Dans la dernière partie le phénomène du bruit provenant du champ magnétique rémanent est présenté et quantifié. Enfin, une solution technique pour utiliser les GMR est proposée avec des résultats satisfaisants.

3.2.1 Comparaison entre capteurs et choix de la technologie GMR

Il existe d'autres capteurs magnétiques ayant de bonnes performances en termes de champ minimum détectable et résolution spatiale, tels que les capteurs SQUID (Superconducting Quantum Interference Device). Ces capteurs ne seront pas présentés ici car leur condition d'utilisation avec un refroidissement cryogénique rend difficile leur exploitation dans un contexte de CND industriel.

Différents paramètres peuvent être utilisés afin de décrire les performances d'un capteur. La sensibilité, la capacité d'intégration, les dimensions géométriques, le bruit magnétique, la bande passante, la plage de linéarité, l'hystérésis, la gamme de température, la résistance aux perturbations, etc., sont tous des facteurs discriminants et, selon l'application souhaitée, on peut s'orienter vers une technologie particulière plutôt qu'une autre.

La gamme des champs magnétiques que l'on souhaite détecter dans le contexte du CND est comprise entre $0,1 \mu\text{T}$ et $100 \mu\text{T}$, comme montré dans la figure 3.19.

Si l'on souhaite privilégier la détection de défauts profonds, l'utilisation de capteurs sensibles en basse fréquence est indispensable. Les capteurs inductifs, caractérisés par une sensibilité proportionnelle à la fréquence, ne sont donc pas adaptés à ce genre d'application, d'autant plus si le matériau à inspecter présente une forte valeur de perméabilité magnétique, qui demande, d'après la formule 2.5, à travailler à très basses fréquences. À titre d'exemple, sur la figure 3.20, nous avons comparé la sensibilité d'une GMR commerciale (NVE) et d'une bobine de même encombrement, c'est-à-dire de 5 mm de diamètre et 4 mm d'hauteur. On en déduit qu'à partir de 2,5 kHz la GMR est plus sensible que la bobine.

Si les zones à inspecter sont très larges, c'est la facilité d'intégration dans une structure multiéléments qui sera privilégiée et si les défauts recherchés sont très petits, la résolution spatiale devient le facteur prépondérant.

Le tableau 3.1, tiré de (FERMON et PANNETIER-LECCEUR 2010), résume les caractéristiques principales des capteurs décrits dans ce chapitre. La détectivité est définie comme le niveau de champ magnétique pour

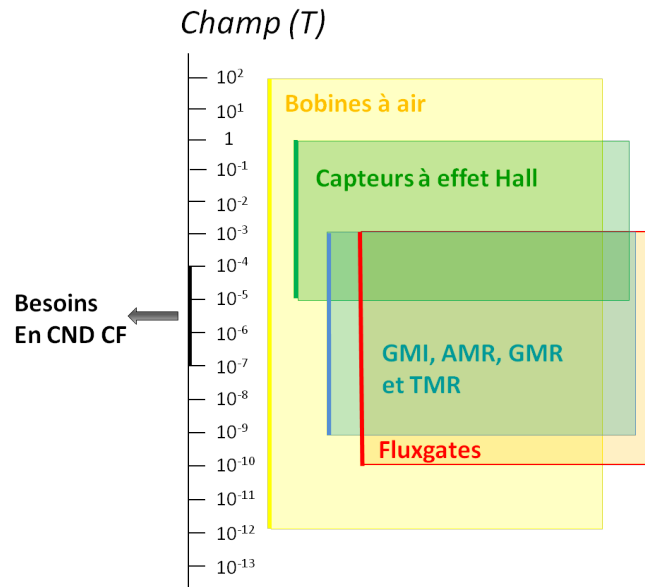


FIGURE 3.19: Champ magnétique détectable par les différents capteurs.

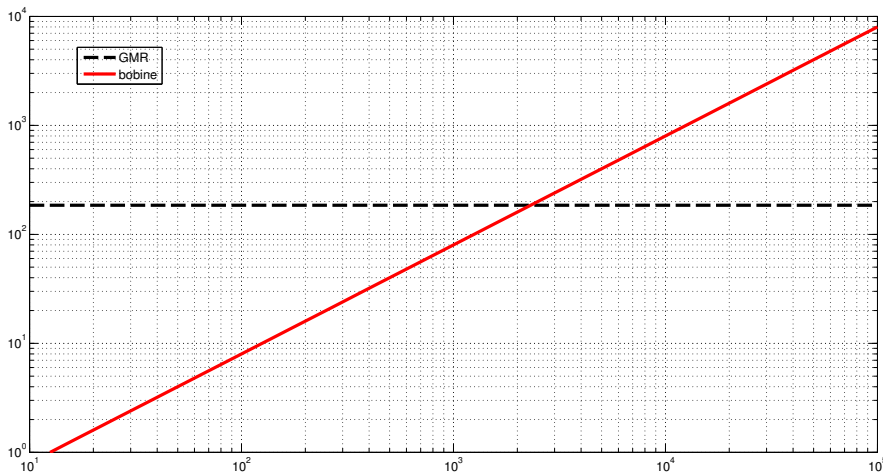


FIGURE 3.20: Comparaison de la sensibilité d'une GMR NVE commerciale et d'une bobine. Les dimensions sont comparables, le boîtier de la GMR occupe $4 \times 5 \times 4 \text{ mm}^3$ et la bobine $4 \times 4 \times 5 \text{ mm}^3$.

Type	Fréquence Hz	Champ détectable T	Type de matériau	Délectivité
Bobine à air	$10^{-3} - 10^9$	$10^{-10} - 10^2$	Massif	$1 pT/\sqrt{Hz}$
Fluxgates	DC- 10^3	$10^{-10} - 10^{-3}$	Massif	$10 pT/\sqrt{Hz}$
Capteurs à effet Hall	DC- 10^5	$10^{-5} - 1$	Film mince	$100 nT/\sqrt{Hz}$
Magnéto-impédance géante	DC- 10^4	$10^{-9} - 10^{-3}$	Massif	$1 nT/\sqrt{Hz}$
Magnétorésistance anisotrope	DC- 10^7	$10^{-9} - 10^{-3}$	Film mince	$1 nT/\sqrt{Hz}$
Magnétorésistance géante	DC- 10^8	$10^{-9} - 10^{-3}$	Film mince	$0.1 nT/\sqrt{Hz}$
Magnétorésistance tunnel	DC- 10^8	$10^{-9} - 10^{-3}$	Film mince	$0.1 nT/\sqrt{Hz}$

TABLE 3.1: Quelques caractéristiques des capteurs présentés (FERMON et PANNETIER-LECCEUR 2010).

3.2.2 - Le système de mesure

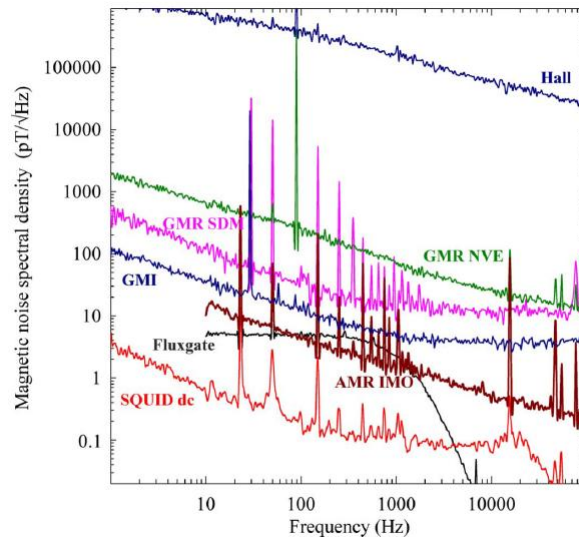


FIGURE 3.21: Densité spectrale du bruit magnétique de différents capteurs magnétiques. Image tirée de (DING, SAEZ, DOLABDJIAN et al. 2009).

lequel le rapport signal sur bruit est égal à 1, c'est à dire le champ minimum détectable, pour une bande de fréquence de mesure d'1 Hz. Le bruit est donné à 1 kHz et, dans le cas de la bobine et du fluxgate, les deux seuls capteurs de flux cités dans le tableau, pour une surface de 1 cm^2 .

La figure 3.21, tirée de (DING, SAEZ, DOLABDJIAN et al. 2009), montre une comparaison de la densité spectrale des niveaux de bruit magnétique des capteurs micro-Hall, GMR, GMI, Fluxgate, AMR et SQUID.

Nous pouvons observer que les capteurs de type fluxgate et GMI présentent un plus faible niveau de bruit. Par contre ils sont caractérisés par de plus grandes dimensions. Le capteur micro-Hall est de plus petite taille mais caractérisé par un fort niveau de bruit. Les meilleurs compromis en CND sont représentés par les capteurs de type GMR, GMI, TMR et fluxgates.

En vue d'un contrôle des matériaux ferromagnétiques nous avons fait le choix de travailler avec des capteurs GMR après avoir considéré plusieurs facteurs. L'inconvénient des capteurs de type TMR est leur fragilité, qui n'est pas très adaptée à un contexte où la sonde peut être soumise à des chocs provenant d'un mouvement rapide de l'utilisateur ou d'un banc mécanique qui effectue le déplacement sur la pièce. Les GMR ont une dynamique suffisante pour notre application et sont plus facile à mettre en œuvre car ne nécessitant pas de composantes électroniques pour pouvoir fournir un signal de sortie alors que les fluxgates et les GMI intègrent une boucle de compensation.

3.2.2 Le système de mesure

Lors d'un contrôle par courants de Foucault, le signal à la sortie du système de mesure peut contenir un niveau de bruit plus ou moins élevé provenant de différentes sources. Afin d'identifier les origines de ce bruit, il faut considérer l'ensemble de la chaîne d'acquisition, de la tension appliqué à l'émetteur jusqu'au signal numérisé aux bornes du récepteur et après démodulation. La figure 3.22 est un exemple de schéma d'un système utilisé pour effectuer des mesures avec un capteur courants de Foucault : un émetteur (généralement une bobine) et son alimentation, la pièce à contrôler avec des éventuels défauts, le capteur magnétique utilisé en réception, un préamplificateur, une détection synchrone constituée principalement d'un multiplieur et d'un filtre passe-bas, et enfin un convertisseur analogique-numérique. Dans toutes ces étapes, du bruit s'ajoute au signal utile et, afin d'améliorer le rapport signal sur bruit du signal mesuré, il est

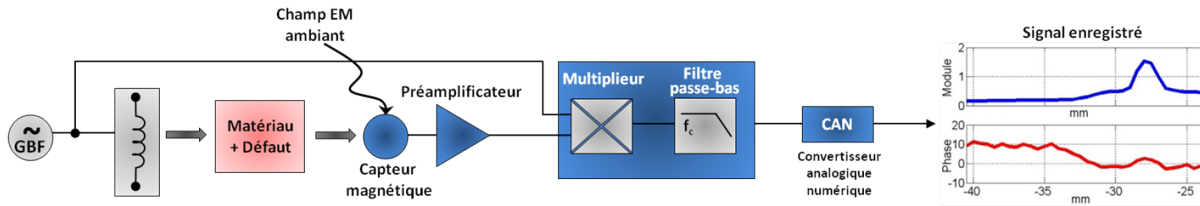


FIGURE 3.22: Schéma du système de mesure en CND par courant de Foucault.

souhaitable de maximiser ce rapport dans toutes les étapes de la chaîne de mesure.

Différentes catégories de bruit peuvent être identifiées selon leur origine :

- Le **bruit du capteur**, qui est principalement composé du :
 1. **bruit intrinsèque au capteur**, qui dépend de la technologie du capteur employé. Il s'agit d'un bruit blanc à la fréquence de travail des capteurs à CF.
 2. **champ magnétique ambiant**, qui dépend du milieu où on effectue la mesure, il comprend par exemple le champ magnétique terrestre, la proximité d'une ligne haute tension, etc. Des capteurs utilisés en différentiel peuvent l'atténuer. Nous pouvons aussi agir sur l'injection, en augmentant le niveau ou en diminuant la bande passante du filtre passe-bas de la détection synchrone.
- Le **bruit du matériau**, qui dépend de la structure de la pièce contrôlée. Il est causé par des inhomogénéités autres que les défauts, telles que la rugosité de la surface, le ferromagnétisme qui peut engendrer des variations de perméabilité ou la présence de grains de différentes formes. Une solution consiste à appliquer un post-traitement tel qu'une combinaison de signaux à différentes fréquences, comme montré dans le paragraphe 3.2.4.
- Le **bruit mécanique**, principalement dû à la variation de l'entrefer (la distance entre le récepteur et la pièce), lors du déplacement de la sonde CF sur la pièce à inspecter. Il dépend de la géométrie de la pièce et il est accompagné par des vibrations et des variations du champ de couplage direct, qui est le champ magnétique mesuré par le capteur en l'absence du défaut correspondant au champ émis par l'inducteur. Les capteurs à support souple tendent à minimiser ce bruit en atténuant les vibrations et en s'adaptant aux surfaces de la pièce inspectée de forme plus ou moins complexe.

Dans le système de mesure on retrouve aussi le **bruit de l'électronique**, venant principalement du préamplificateur utilisé et qui peut être réduit en diminuant la bande passante du filtre, et le **bruit de quantification** provenant du convertisseur analogique-numérique. Dans les mesures CF le bruit mécanique constitue le bruit prépondérant.

Le chapitre suivant est dédié à la présentation des résultats obtenus avec un capteur de type GMR sur un matériau amagnétique, faiblement magnétique et ferromagnétique. Plusieurs études expérimentales ont été conduites dans le but de mettre en évidence l'origine des artefacts dans ces différents matériaux en CND.

3.2.3 Détection de défauts profonds dans une plaque d'inconel

La première problématique considérée est la détection de défauts profonds dans une plaque d'inconel 600, matériau globalement amagnétique ($\mu_r = 1$) caractérisé par une valeur de conductivité électrique de 2MSm^{-1} . Ce matériau est notamment utilisé dans les centrales nucléaires pour la fabrication des tubes générateurs de vapeur (voir annexe B). La sonde utilisée est constituée d'un récepteur GMR et de deux bobines émettrices identiques, situées de part et d'autre du capteur magnétique, figure 3.23. Les deux bobines émettrices ne fonctionnent pas simultanément. Situées à des distances différentes du capteur GMR elles permettent de tester deux distances émetteur/récepteur différentes selon le défaut recherché. Les caractéristiques de cette sonde peuvent être résumées de la façon suivante : une bobine émettrice, avec un noyau

3.2.3 - Détection de défauts profonds dans une plaque d'inconel

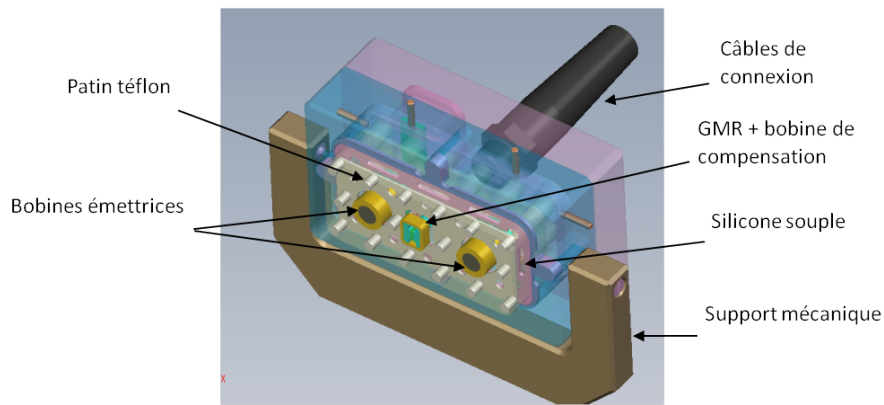


FIGURE 3.23: Représentation de la sonde utilisée dans cette étude, constituée de deux bobines émettrices et d'un récepteur GMR.

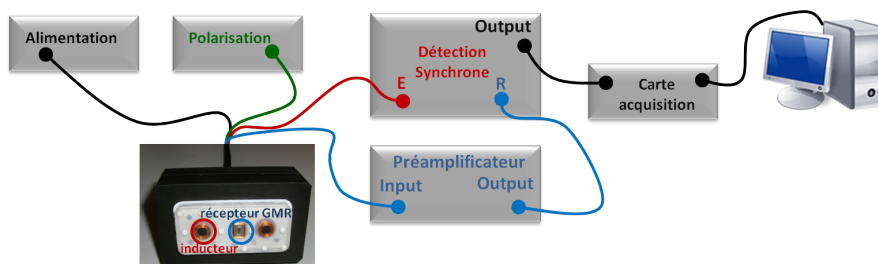


FIGURE 3.24: Schéma du montage réalisé afin d'effectuer des mesures CF avec la sonde constituée par un récepteur GMR.

de ferrite, de diamètre 10 mm, hauteur 10 mm, située à 15 mm de la GMR, une deuxième bobine émettrice, avec noyau de ferrite, de diamètre 10 mm, hauteur 10 mm, située à 20 mm de la GMR et une GMR NVE-AAH004, capteur magnétique mesurant la composante z du champ magnétique \mathbf{B} .

Une troisième bobine entoure la GMR et permet de positionner la réponse du capteur dans sa partie linéaire. Cette bobine est appelée bobine de polarisation. On utilisera la sonde avec une distance entre la bobine et la GMR fixée à 15 mm. La figure 3.24 est un schéma du montage réalisé pour effectuer les mesures avec la sonde présentée.

L'épaisseur de la plaque est 1,55 mm et elle contient un défaut de 10 mm de longueur, 0,1 mm de largeur et traversant environ 50% de l'épaisseur de la plaque, comme indiqué sur la figure 3.25.

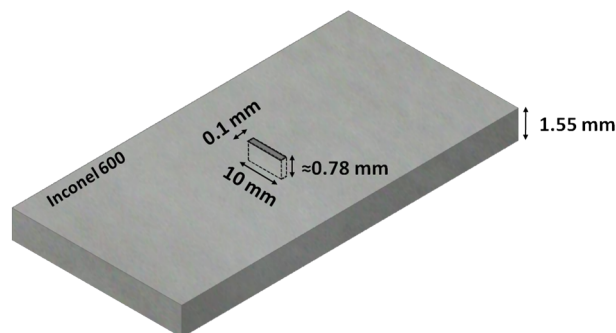


FIGURE 3.25: Dimensions caractéristiques du défaut recherché dans la plaque d'inconel 600.

Afin d'étudier la dégradation du RSB détecté par la GMR en fonction du ligament du défaut, nous avons empilé des plaques caractérisées par le même matériau. Les résultats présentés ici sont obtenus pour des valeurs de ligament (la distance entre le défaut et la surface de la pièce) de 0 mm, 1,25 mm, 2,5 mm et 3,8 mm. Les fréquences de travail varient en fonction de la profondeur à laquelle on souhaite détecter le défaut et sont évaluées d'abord avec la formule donnée en Eq. (2.4) et ensuite ajustés expérimentalement afin d'optimiser le rapport signal sur bruit. Nous avons travaillé respectivement à 100kHz, 60kHz, 10kHz et 10kHz. L'entrefer, c'est-à-dire la distance entre la surface de la plaque et le récepteur, est de 100 μ m. La figure 3.26 montre les résultats expérimentaux sous forme de cartographies présentées en module pour les quatre ligaments et pour un déplacement de 20 mm en y et 35 mm en x . Afin de comparer les niveaux de

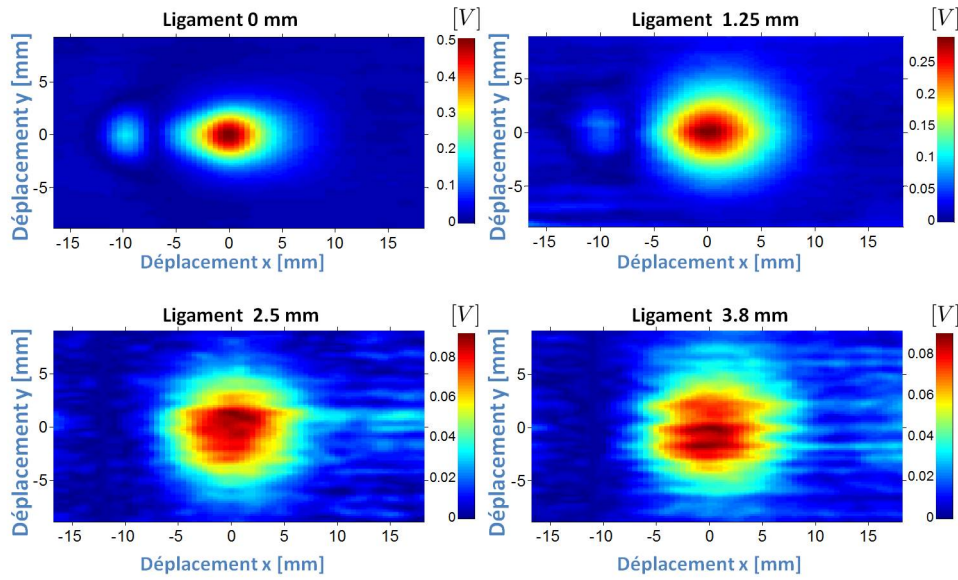


FIGURE 3.26: Détection d'un défaut de 10 mm de long dans une plaque d'inconel 600 avec un capteur GMR. Différents ligaments ont été considérés : 0 mm, 1,25 mm, 2,5 mm et 3,8 mm.

détection du défaut en fonction du ligament, le rapport signal sur bruit (RSB ou signal to noise ratio SNR, en anglais) a été calculé. Les signaux issus des acquisitions sont complexes, afin de calculer le RSB on effectue une rotation de phase, c'est à dire on choisit un angle, noté Θ dans la figure 3.27, tel que le rapport $\frac{\Delta S}{\Delta B}$ soit maximal, avec ΔS et ΔB les projections des signaux dus respectivement au défaut et au bruit sur l'axe réel. La figure 3.28 montre la variation du RSB en fonction du ligament du défaut.

À l'issu de cette étude, nous avons pu constater la décroissance quasi-linéaire du RSB (figure 3.26), en fonction du ligament. De plus, on constate que le RSB obtenu avec l'inconel 600 est plus faible que dans le cas de l'aluminium de l'ordre de 4 dB dans des conditions similaires (même défaut, même ligament). Cela est vraisemblablement dû au fait que l'inconel est constitué de trois atomes magnétiques (Fe, Cr et Ni). Ce matériau est globalement amagnétique mais présente expérimentalement un bruit de structure.

3.2.4 Détection de défauts dans une plaque d'acier inoxydable

Nous allons maintenant considérer un matériau légèrement magnétique, l'acier inoxydable 304L, caractérisé par une valeur de $\mu_r \approx 1.04$. Ce matériau est intéressant et notamment utilisé pour les tuyauteries de refroidissement des réacteurs nucléaires. Les chocs thermiques auxquels elles sont soumises provoquent l'apparition de fissures thermiques. Ces tuyauteries mesurent 24 cm de diamètre et leur épaisseur est de 14 mm. Elles sont fabriquées en acier inoxydable 304L et 316L. Ces aciers sont des alliages de fer et carbone, le caractère inoxydable est obtenu avec l'ajout de chrome et de nickel, qui permet d'en améliorer les propriétés mécaniques et de corrosion. L'acier inoxydable 304L contient de 18 à 20% de chrome et de 8 à 13%

3.2.4 - Détection de défauts dans une plaque d'acier inoxydable

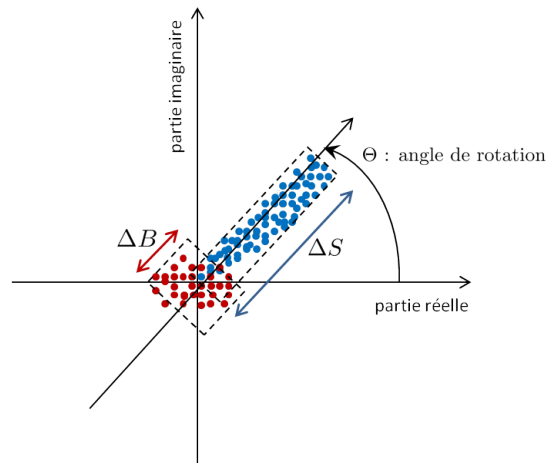


FIGURE 3.27: Rapport signal à bruit calculé par rotation de phase. Le défaut est représenté par les points bleus et le bruit par les points rouges.

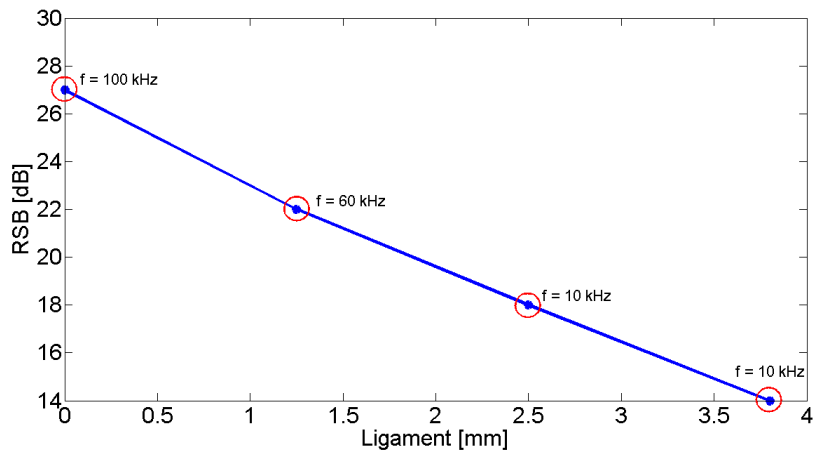


FIGURE 3.28: RSB en fonction du ligament. Mesures effectuées avec un capteur GMR.

de nickel, le 316L contient de 16 à 18% de chrome, de 11 à 14% de nickel et 2 à 3% de molybdène. Une photographie d'une maquette d'une de ces tuyauteries lorsqu'elle a subi une usure par cycles thermiques est montrée sur la figure 3.29.

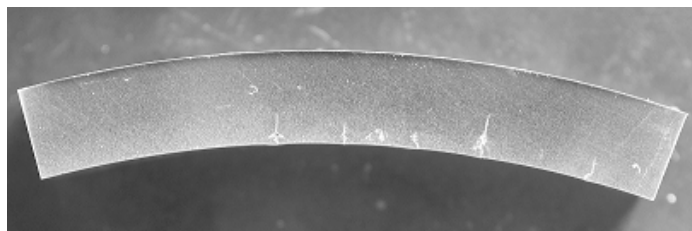


FIGURE 3.29: Maquette représentative d'une tuyauterie de refroidissement des réacteurs nucléaires affectée par usure à cause des chocs thermiques (VACHER 2007).

L'objectif est l'évaluation du bruit magnétique dans le cas de deux sondes, l'une avec un récepteur induc-

Défaut	Longueur mm	Largeur mm	Ligament mm
1	10	0,1	12
2	10	0,1	10
3	10	0,1	8
4	10	0,1	6
5	10	0,1	4
6	5	0,1	4

TABLE 3.2: Dimensions caractéristiques des défauts contenus dans la plaque d'acier inox 304L.

tif, l'autre avec un récepteur magnétique. La maquette plane à disposition dans le laboratoire est constituée d'acier inox 304L, sa conductivité électrique à température ambiante ($\cong 20^\circ$) estimée à $3,5 \text{ MS m}^{-1}$, sa perméabilité magnétique relative μ_r estimée à 1,04 et ses dimensions sont $211,1 \times 297,9 \times 19,65 \text{ mm}^3$. Six défauts ont été réalisés dans la plaque et le tableau 3.2 donne leurs dimensions caractéristiques. Nous avons effectué plusieurs mesures à différentes fréquences avec un capteur constitué d'une bobine émettrice de 10 mm de diamètre avec un noyau de ferrite, et d'une bobine réceptrice de 6 mm de diamètre. La distance entre les deux bobines est de 15 mm, la figure 3.30 montre une photographie de la sonde utilisée. Un schéma

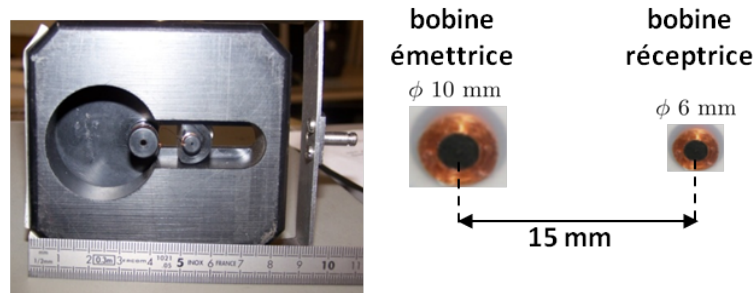


FIGURE 3.30: Photographie de la sonde constituée d'une bobine en émission et d'une bobine en réception.

du montage réalisé pour effectuer la mesure est donné dans la figure 3.31. La fréquence de travail choisie est de 500 Hz car elle nous permet d'obtenir un meilleur RSB. Les défauts sont non débouchant, c'est à dire de l'autre côté de la plaque par rapport au capteur et la zone inspectée est indiquée sur la figure 3.32. La cartographie montrée sur la figure 3.33 représente l'amplitude du signal aux bornes de la bobine réceptrice en correspondance du passage sur les défauts 3, 4, 5 et 6, qui se trouvent respectivement à 8, 6, 4 et 4 mm de profondeur. Nous ne sommes pas en mesure de distinguer les quatre défauts car le bruit est prépondérant. La bobine ne mesure pas les champs magnétiques statiques, on peut donc écarter toute hypothèse liée à un champ magnétique rémanent dans le matériau et associer ce bruit à la structure même du matériau qui ne

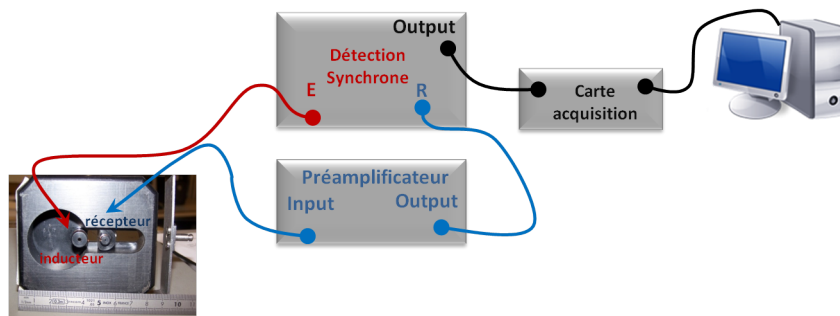


FIGURE 3.31: Schéma du montage réalisé pour effectuer la mesure sur la plaque d'inox 304L avec une sonde dotée d'un récepteur inductif.

3.2.4 - Détection de défauts dans une plaque d'acier inoxydable

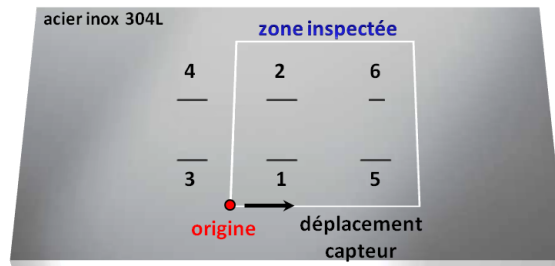


FIGURE 3.32: Zone inspectée avec la sonde présentée sur la figure 3.30.

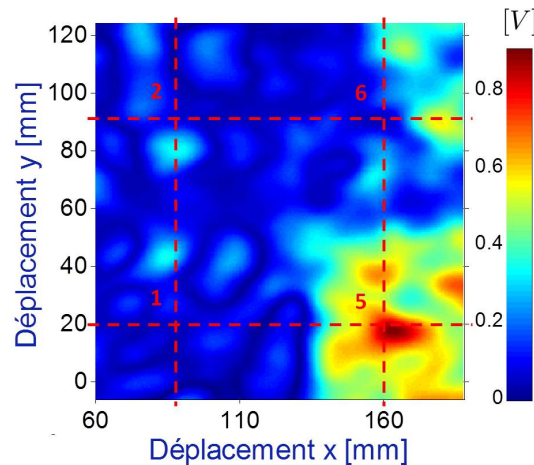


FIGURE 3.33: Amplitude du signal aux bornes de la bobine de réception de la sonde présentée sur la figure 3.30 à la fréquence de 500Hz sur la plaque d'inox 304L en correspondance des défauts 1, 2, 5 et 6 décrits dans le tableau 3.2.

semble pas être homogène.

La même mesure a été effectuée avec un récepteur GMR, orienté de façon à mesurer la composante normale z du champ magnétique. La GMR NVE-AAH002, d'après le catalogue du constructeur, est caractérisée par un champ de saturation de 6 Gauss, c'est-à-dire 0,6mT, une sensibilité maximale de 180 V/T/V et une plage de linéarité entre 0,6 et 3 Gauss, c'est-à-dire 0,06 et 0,3mT. L'émetteur est le même que celui de la sonde présentée sur la figure 3.30. Afin de polariser le capteur pour travailler au centre de sa zone linéaire de fonctionnement (voir figure 3.34), nous avons utilisé un aimant, positionné à une distance telle que le champ statique créé par ce dernier soit d'environ 1.5 Gauss (0,15mT). La zone inspectée avec récepteur magnétique est montrée sur la figure 3.35. L'amplitude, la partie réelle et la partie imaginaire de la variation de l'impédance de la GMR à la fréquence de 500Hz sont illustrées en la figure 3.36. En connaissant la position des défauts dans la plaque, nous avons pu extraire le signal en correspondance des défauts les moins profonds (le numéro 5 et 6 dans le tableau 3.2), afin d'analyser le signal. La figure 3.37a montre la position dans la cartographie en correspondance de laquelle le signal présenté sur la figure 3.37b est extrait. Ce signal est composé par les signatures des défauts et d'un niveau de bruit important. Si on trace la partie réelle et la partie imaginaire du signal extrait en fonction du déplacement suivant l'axe y (figure 3.38) il n'est pas possible de distinguer le défaut du bruit. Afin de séparer la contribution du bruit de celle du défaut, il est possible de réaliser une projection des données selon un axe particulier tel que celui du bruit prépondérant. Si on fait tourner les axes de façon à aligner la réponse due au bruit avec l'axe imaginaire, on arrive à dissocier les deux réponses. La figure 3.39 montre l'effet de la rotation sur le signal. On vérifie qu'après une rotation d'environ 40° le défaut apparaît sur la partie réelle. Si maintenant on compare la partie réelle et imaginaire de la cartographie complète du signal avant et après rotation de la phase, on voit clairement

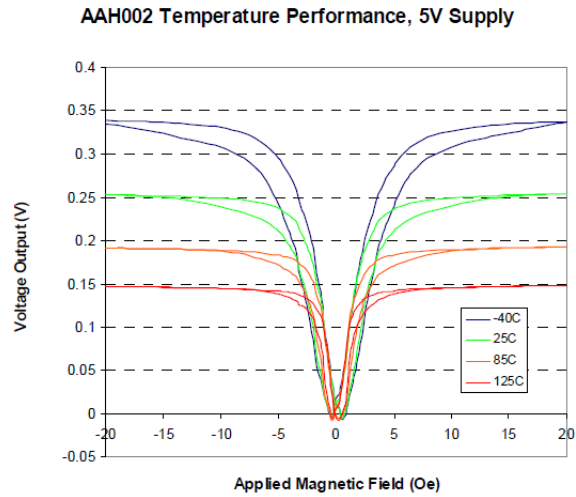


FIGURE 3.34: Courbe caractéristique d'une GMR NVE-AAH002 alimentée avec une tension de 5V en fonction du champ magnétique appliqué et des différentes températures d'utilisation (NVE).

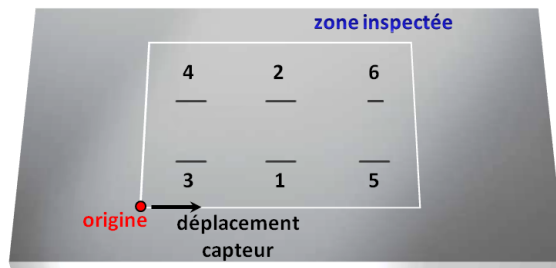


FIGURE 3.35: Zone inspectée avec le récepteur GMR NVE-AAH002.

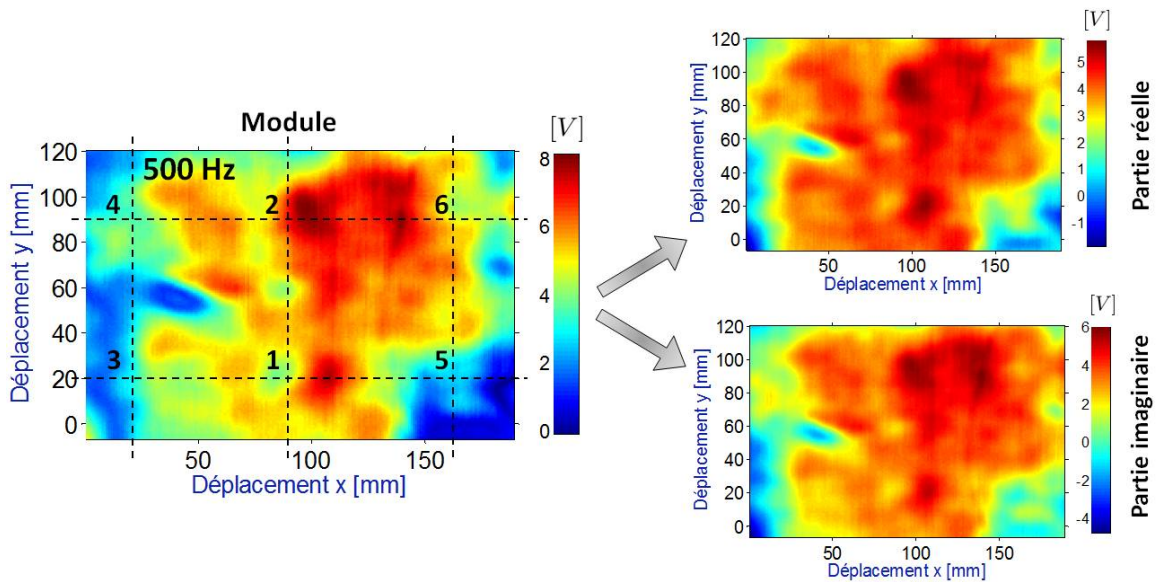


FIGURE 3.36: Acquisition à la fréquence de 500Hz sur une plaque d'inox 304L contenant 6 défauts avec un capteur GMR.

apparaître les défauts à 4 mm de profondeur et on commence aussi à voir le défaut à 6 mm de profondeur, tandis que les défauts à 8, 10 et 12 mm sont encore masqués par la réponse du bruit de structure.

3.2.4 - Détection de défauts dans une plaque d'acier inoxydable

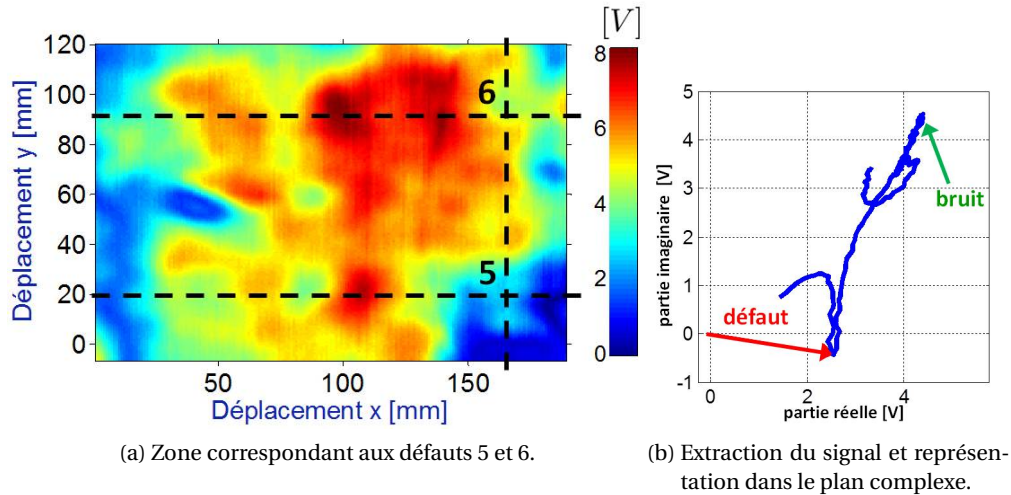


FIGURE 3.37: Extraction du signal en correspondance des défauts 5 et 6 à 4 mm de profondeur.

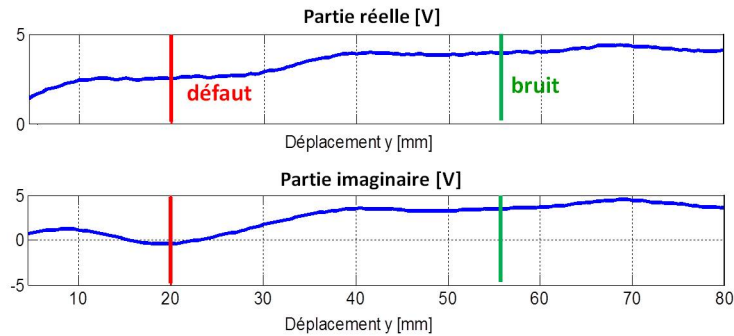


FIGURE 3.38: Partie réelle et partie imaginaire du signal extrait en correspondance des défauts à 4 mm de profondeur à la fréquence de 500 Hz.

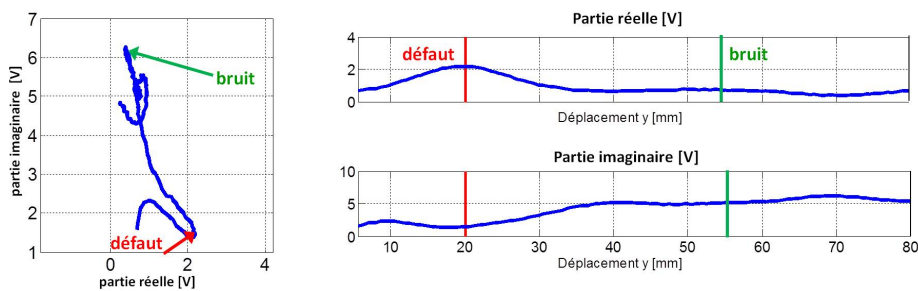
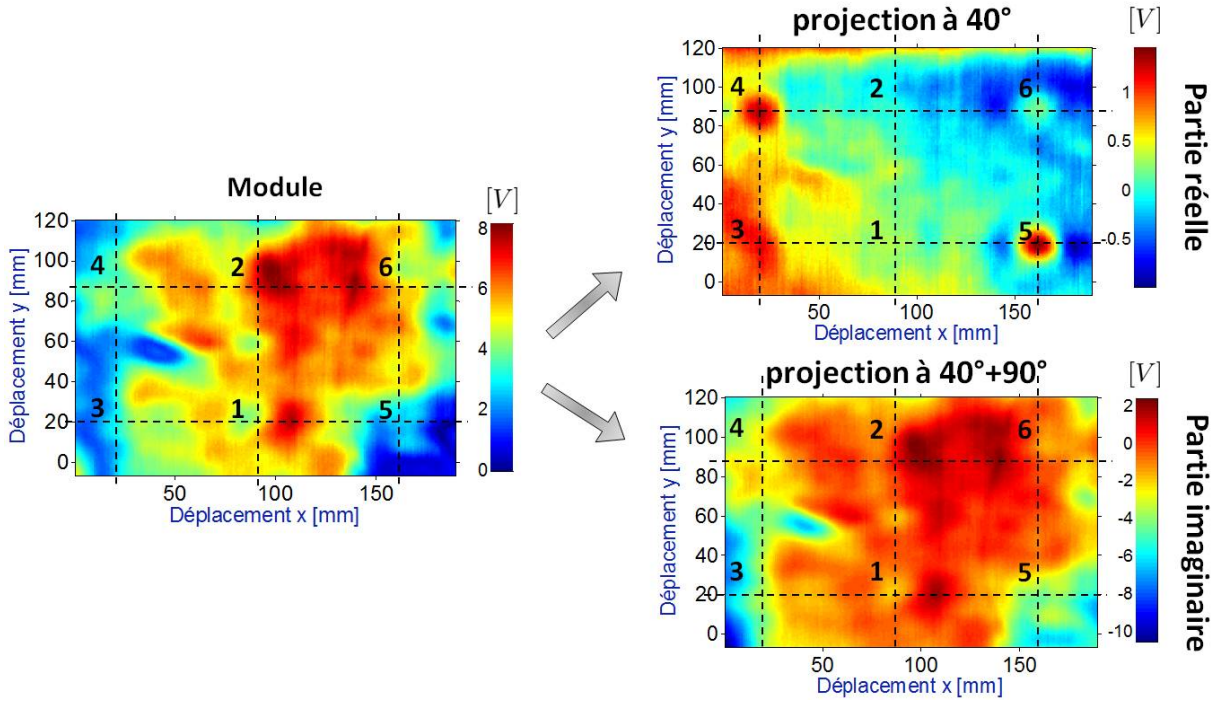


FIGURE 3.39: Signal en correspondance des défauts à 4 mm de profondeur à la fréquence de 500 Hz après avoir fait tourner la phase de 40° .

Le bruit de structure provient vraisemblablement des variations de la perméabilité magnétique de la plaque. Afin d'éliminer ce bruit de structure, des acquisitions réalisées à différentes fréquences sont utilisées pour améliorer le rapport signal sur bruit à travers des techniques de traitement de signal. La technique utilisée est la combinaison de fréquences, qui a déjà montré des bonnes performances pour la minimisation du bruit de structure présent dans des acquisitions CF réalisées avec un capteur de type GMI (VACHER 2007). Les fréquences choisies sont 500 Hz, 1 kHz et 3 kHz. Ces trois fréquences ont été sélectionnées suite à de nombreux essais expérimentaux car elles permettent d'obtenir le meilleur RSB après traitement. L'acquisition à 500 Hz vient d'être présentée, la figure 3.41 montre les deux autres mesures dont on a besoin


 FIGURE 3.40: Cartographies à la fréquence de 500Hz après avoir fait tourner la phase de 40° .

pour réaliser la combinaison de fréquences. Comme pour le cas déjà illustré, nous avons fait tourner la phase de façon à avoir la signature due au défaut sur l'axe réel et celle due au bruit sur l'axe imaginaire, respectivement 80° pour l'acquisition à 1 kHz et 110° pour celle à 3 kHz. La combinaison de fréquences est une combinaison linéaire des trois acquisitions et les coefficients sont déterminés afin de maximiser le RSB d'un défaut de référence. Le défaut que nous avons sélectionné est celui qui se trouve à 6 mm de profondeur, le défaut numéro 5. Cette technique nécessite la connaissance à priori de la position du défaut qui représente la partie à maximiser. Si on note les trois signaux provenant des trois mesures $s_j(\mathbf{r})$, avec $j = 1, 2, 3$ et $\mathbf{r} = (x, y)$, la combinaison peut être écrite :

$$C(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^3 [c_{r_j} \Re(s_j(\mathbf{r})) + c_{i_j} \Im(s_j(\mathbf{r}))] \quad (3.13)$$

Les coefficients de la combinaison, c'est-à-dire les c_{r_j} et c_{i_j} sont des scalaires et ils sont déterminés de telle sorte que le RSB soit maximal. Nous pouvons écrire la fonction à maximiser qui nous donnera la valeur des six coefficients de la façon suivante :

$$f = \max_{c_{r_j}, c_{i_j}} \frac{\sum_{\mathbf{r}_j \in Z_d} C(\mathbf{r}_j)}{\sum_{\mathbf{r}_j \in Z_b} C(\mathbf{r}_j)} \quad (3.14)$$

avec Z_d la zone de l'image contenant le défaut et Z_b une zone contenant du bruit. Le résultat de cette technique d'optimisation est présenté en la figure 3.42. On voit clairement les défauts à 4, 6 et 8 mm de profondeur, alors qu'ils n'étaient pas détectables avant traitement.

Sur le défaut sélectionné on obtient un RSB de 15 dB. La technique de post-traitement multifréquences est performante car elle est peu sensible à la fréquence pour le bruit de structure que l'on souhaite minimiser et sensible à la fréquence pour le défaut, ce qui rend possible l'optimisation du RSB.

Dans cette partie nous avons étudié le comportement d'un matériau légèrement magnétique, souligné les difficultés que l'on rencontre lorsque le bruit de structure est important et présenté une technique de

3.2.4 - Détection de défauts dans une plaque d'acier inoxydable

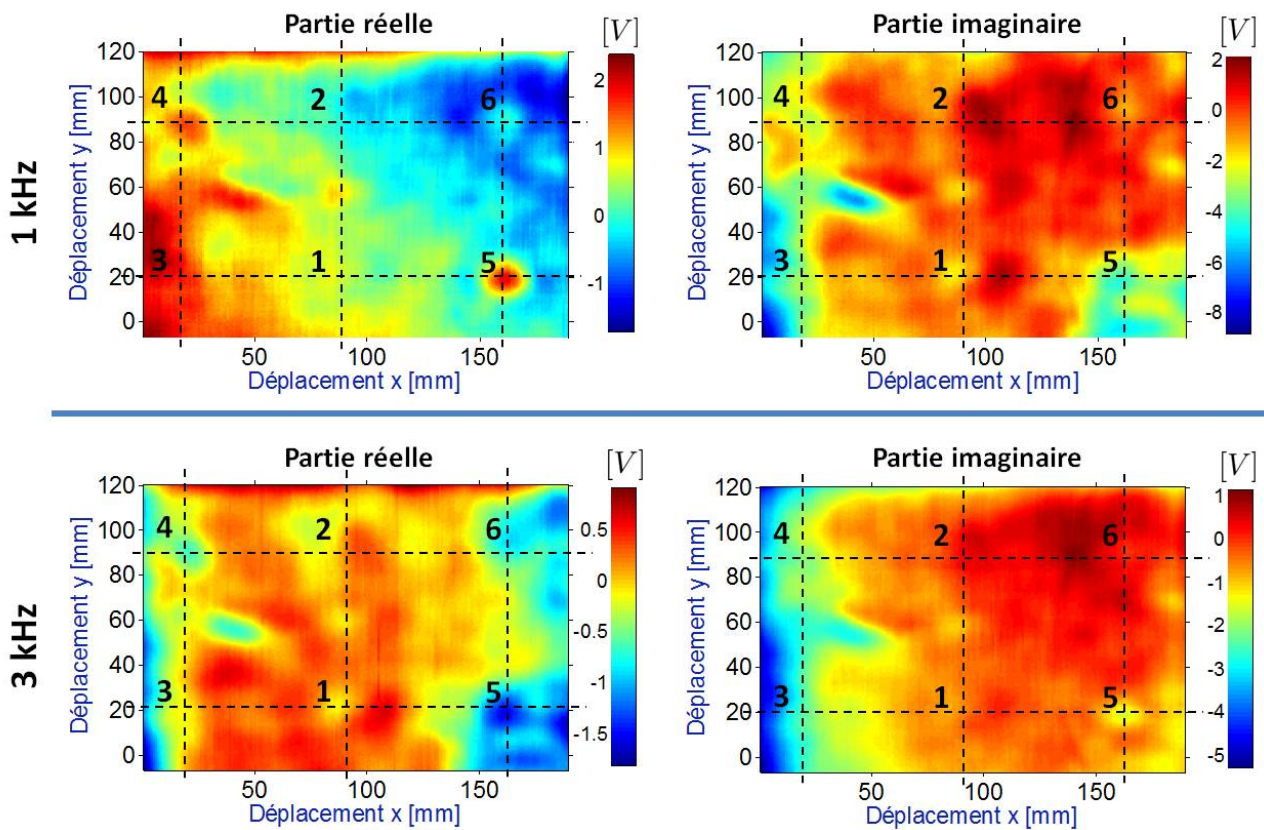


FIGURE 3.41: Parties réelles et imaginaires des signaux mesurés à 1 kHz et 3 kHz après avoir fait tourner la phase.

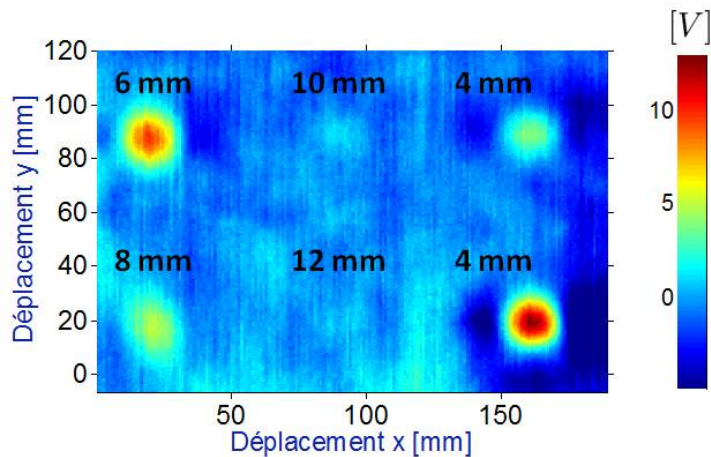


FIGURE 3.42: Résultat obtenu après la combinaison de fréquences avec l'optimisation du RSB sur le défaut numéro 5.

post-traitement du signal permettant de contourner ce problème.

La partie suivante rentre dans l'enjeu majeur de cette thèse, la détection de défauts dans un matériau ferromagnétique. Nous allons mettre en évidence les forts effets du champ magnétique rémanent, présenter les effets de la démagnétisation de la pièce et comparer les réponses d'un capteur inductif et d'une GMR. Enfin, un asservissement du point de polarisation de la GMR sera mis en place.



FIGURE 3.43: Photographie d'une cuve d'un réacteur nucléaire constituée d'acier (©Istockphotos).



FIGURE 3.44: Photographie de la plaque d'acier 16MND5 utilisée dans cette étude.

3.2.5 Détection de défauts dans une plaque d'acier 16MND5

Cette partie est dédiée à l'étude des effets du champ magnétique rémanent présent dans tous les matériaux ferromagnétiques une fois qu'ils ont été soumis à un champ magnétique externe et qu'ils ont perdu leur état initial démagnétisé. Afin de mettre en évidence ce phénomène, nous avons choisi une pièce plane en acier 16MND5 ayant une perméabilité relative supérieure à 1 ($\mu_r \cong 50$) et une conductivité électrique $\sigma \cong 2 \text{MSm}^{-1}$. Ce matériau est utilisé dans l'industrie nucléaire pour fabriquer les cuves des réacteurs, la figure 3.43 montre une photographie. Dans la plaque, un trou à fond plat de 5 mm de diamètre et de 2,5 mm de profondeur a été réalisé afin de créer le signal de référence. La figure 3.44 est une photographie de la plaque utilisée dans cette étude.

Nous allons d'abord présenter les effets du champ rémanent dans la pièce et les effets de la démagnétisation. Pour ce faire, nous démagnétisons la plaque puis la remagnétisons localement pour créer un champ magnétique rémanent.

3.2.5.1 Démagnétisation de la plaque

Dans le paragraphe 2.2.3.3 nous avons présenté le cycle d'hystérésis des matériaux ferromagnétiques et le champ statique rémanent qui subsiste même après la disparition du champ d'excitation. Afin d'éliminer

3.2.5 - Détection de défauts dans une plaque d'acier 16MND5

ce champ statique, une solution peut être de démagnétiser la pièce. Pour ce faire, il faut disposer d'un appareil permettant de fournir un champ magnétique décroissant et suffisamment puissant, pour ramener à zéro la magnétisation résiduelle présente dans la pièce. La photographie présentée en figure 3.45 montre l'appareil utilisé dans cette étude. Cet appareil est constitué d'une grosse bobine alimentée avec un courant alternatif, de façon à générer un champ magnétique alternatif décroissant au cours du temps. En déplaçant le démagnétiseur par rapport à la pièce, un champ décroissant à l'intérieur de la plaque permet idéalement de ramener le matériau dans son état désaimanté, c'est à dire à l'origine des axes dans son cycle d'hystérésis. La pièce à démagnétiser doit passer à l'intérieur de la bobine de 110 mm de diamètre.



FIGURE 3.45: Photographie de l'appareil utilisé pour démagnétiser la plaque.

La figure 3.46 est une représentation de l'effet d'un champ magnétique décroissant sur le cycle d'hystérésis d'un matériau ferromagnétique.

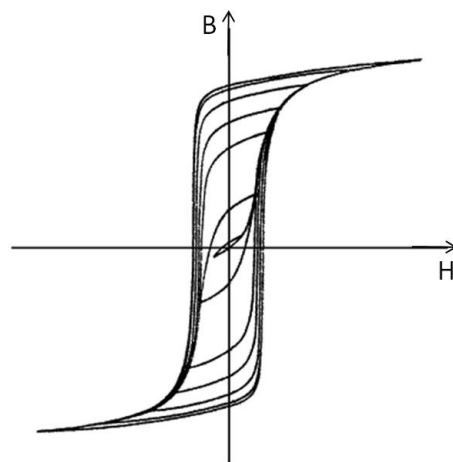


FIGURE 3.46: Variation du cycle d'hystérésis d'un matériau soumis à un champ magnétique décroissant.

Un champ magnétique statique peut être créé à l'aide d'un aimant, il suffit qu'il soit posé quelques instants sur la surface de la pièce ferromagnétique pour induire une magnétisation locale. La première mesure présentée a été effectuée avec un capteur GMR NVE-AAH004, d'après le catalogue du constructeur caractérisée par un champ de saturation de 1,5 mT, une sensibilité maximale de 40 V/T/V et une plage de linéarité entre 0,15 et 0,75 mT. Le capteur magnétique mesure la composante continue du champ suivant son axe de sensibilité, dans ce cas, l'axe z. La figure 3.47 montre la mesure du champ magnétique rémanent créé par un aimant de 5 mm de diamètre posé à côté du défaut qui, quant à lui, n'est pas visible car masqué par la forte réponse de l'aimant. L'aimant crée un champ statique proche de la saturation de la GMR, l'amplitude maximale est de 1 mT.

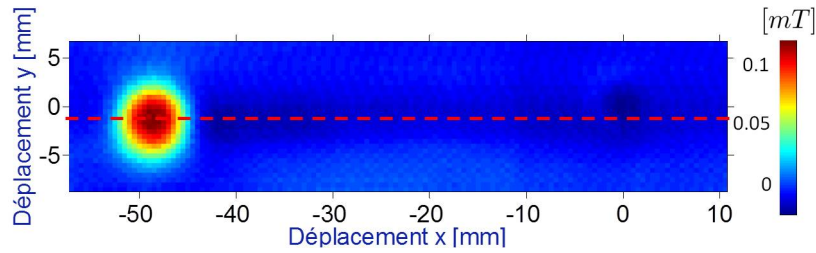


FIGURE 3.47: Champ magnétique rémanent créé par l'aimant.

Nous avons démagnétisé la pièce selon les deux orientations possibles du démagnétiseur par rapport à la plaque. Dans le premier cas l'axe de la bobine de démagnétisation est perpendiculaire à la surface de la pièce, figure 3.48a, dans le deuxième cas l'axe de la bobine est parallèle à la longueur de la pièce, figure 3.48b. Après avoir déplacé l'appareil dans les deux configurations présentées, le champ magnétique

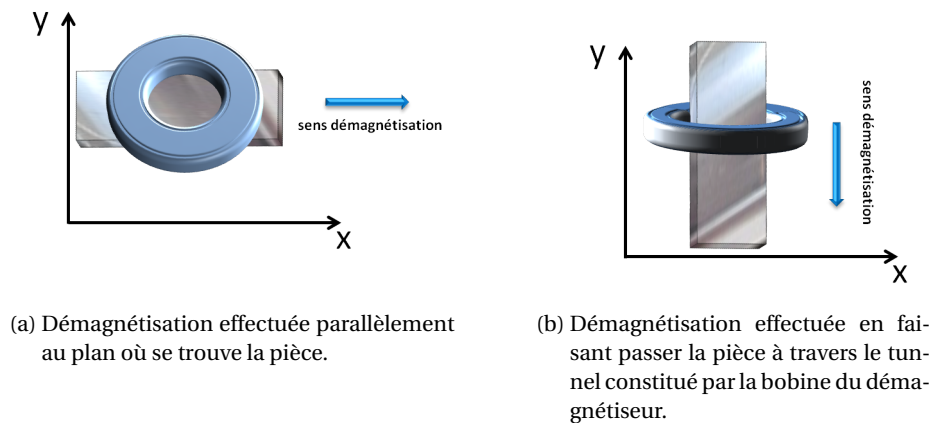
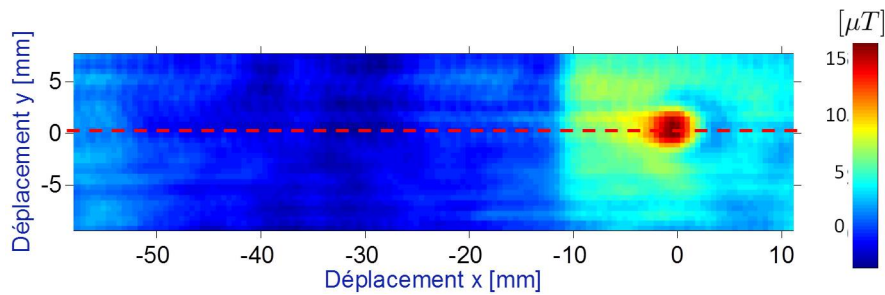


FIGURE 3.48: Illustration des deux sens de démagnétisation effectués dans cette étude.

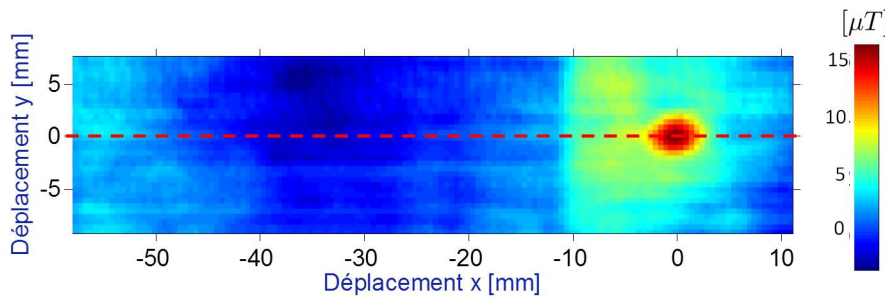
rémanent est mesuré à nouveau pour en analyser les changements apportés par l'appareil. La figure 3.49 montre les résultats de ces mesures, la trace de l'aimant a disparu et le défaut est la seule signature visible. Si on extrait le signal en correspondance de la position du défaut et de l'aimant, figure 3.50b, et on compare avec la mesure de référence, figure 3.50a, on peut constater que nous avons éliminé le champ rémanent dû à l'aimant et que le sens de la démagnétisation ne semble pas avoir d'influence sur le résultat. A côté du défaut on peut remarquer la présence de bruit, $\cong 0.1\text{mT}$, nous pouvons faire l'hypothèse qu'à cet endroit la surface de la pièce présente des propriétés locales magnétiques ou électriques particulières, et qui n'étaient pas visibles avant la démagnétisation car masquées par le champ créé par l'aimant.

Dans ce paragraphe nous avons mis en évidence l'effet d'une magnétisation locale causée par un champ statique fourni par un aimant posé sur la surface d'une plaque ferromagnétique. Cette magnétisation persiste même après la disparition du champ appliqué et est mesurable. La démagnétisation l'élimine bien et permet donc de ramener les matériaux ferromagnétiques dans un état proche de l'état démagnétisé, ce qui est optimal pour la bonne qualité de la détection des défauts. Par contre les dimensions de l'appareil ne permettent d'envisager ni une utilisation dans un environnement industriel où on n'a pas forcément un accès facile aux parties que l'on souhaite contrôler, ni la possibilité de l'embarquer sur une sonde. Dans le but de développer une sonde à base de GMR optimisée pour contrôler des matériaux ferromagnétiques, nous allons devoir prendre en compte les effets dus à ce champ statique qui peut fausser les mesures et, par conséquence, la détection de défauts.

3.2.5 - Détection de défauts dans une plaque d'acier 16MND5

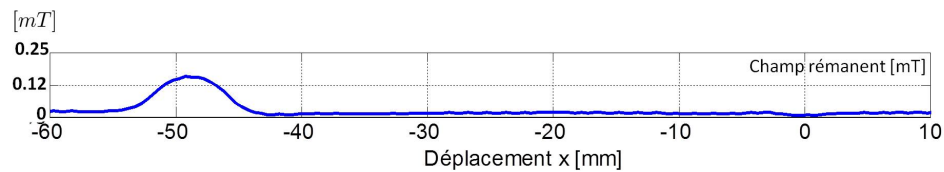


(a) Champ magnétique rémanent dans la plaque après démagnétisation selon la configuration de la figure 3.48a.

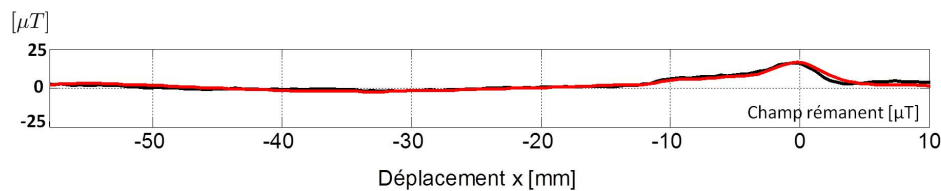


(b) Champ magnétique rémanent dans la plaque après démagnétisation selon la configuration de la figure 3.48a.

FIGURE 3.49: Effet de la démagnétisation sur le champ magnétique rémanent dans la plaque d'acier.



(a) Champ rémanent dans la plaque avant la démagnétisation



(b) Signaux obtenus après la démagnétisation de la pièce

FIGURE 3.50: Comparaison des signaux extraits en correspondance de $y = 0$ avant et après démagnétisation. La trace de l'aimant a disparu et seul le défaut est visible.

3.2.5.2 Comparaison entre une bobine et une GMR

Nous avons d'abord effectué des mesures CF à la fréquence de 10kHz avec une sonde constituée d'un récepteur inductif, figure 3.30, et une deuxième constituée par un récepteur de type GMR. La distance entre l'émetteur et le récepteur est de 15 mm dans les deux cas. La figure 3.51 montre les résultats des acquisitions effectuées avant et après l'aimantation locale du matériau. Les aimants n'ont aucun effet sur les mesures effectuées avec la bobine car elle est insensible aux composantes continues du champ, ce qui est logique d'après l'expression de la force électromotrice présentée dans Eq. (3.1). D'abord, on remarque la présence de deux signatures en correspondance du défaut qui se trouve en $x = 0$ et $y = 0$. Cette double signature du défaut est due à la réponse du récepteur, le premier pic, et de l'émetteur, le deuxième pic observable à 15 mm de distance du premier pic, ce qui correspond à la distance entre l'émetteur et le récepteur de la sonde.

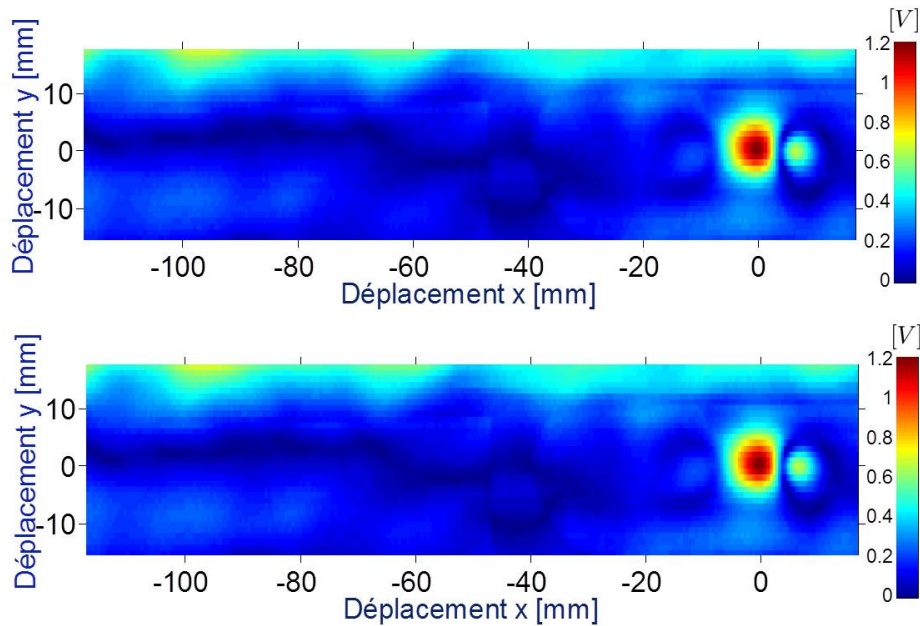


FIGURE 3.51: Acquisitions à la fréquence de 10 kHz effectuées à l'aide d'une sonde dotée d'un récepteur de type inductif avant l'aimantation de la plaque (en haut) et après avoir créé un champ rémanent (en bas).

Au passage sur le défaut, la bobine émettrice, dotée d'un noyau de ferrite, subit une variation importante ($\cong 10\%$) de la valeur de l'impédance. Cette variation produit un changement du courant I traversant la bobine et, en conséquence, dans le champ H émis par l'inducteur. Enfin, le couplage direct entre l'émetteur et le récepteur est modifié et on mesure cette variation aux bornes du récepteur. Il existe des techniques permettant de minimiser la réponse due à ce phénomène, notamment l'utilisation de deux récepteurs en mode différentiel.

Si maintenant on regarde les résultats obtenus avec un récepteur GMR, figure 3.52, on s'aperçoit de changements importants introduits par le champ statique présent dans la plaque après l'aimantation locale. La GMR voit donc les effets du champ rémanent et sur la figure 3.53 on peut observer le signal extrait en correspondance du défaut et des traces des aimants. La réponse du défaut, en $x = 0$, est plus faible que celle causée par l'aimant, en $x = -50$, et la mesure est donc largement perturbée.

Dans le prochain paragraphe, on présentera une analyse du champ rémanent réalisée avec un gaussmètre doté d'une sonde à effet Hall sensible aux trois composantes du champ afin de le comparer avec le champ mesuré par le capteur GMR.

3.2.5.3 Analyse du champ magnétique rémanent

Le but est d'estimer l'amplitude du champ magnétique rémanent dans ce matériau et de déterminer si la dynamique de la GMR est suffisante. Afin d'analyser les composantes du champ rémanent, nous avons utilisé trois aimants dans les deux configurations montrées en la figure 3.54. Les aimants (de 5 mm de diamètre et 2,5 mm de profondeur) sont disposés selon trois orientations différentes.

La mesure a été effectuée avec un gaussmètre LakeShore 460 connecté à une sonde à effet Hall sensible aux trois composantes du champ magnétique, après avoir posé puis ôté les aimants sur la plaque et donc après avoir créé des champs rémanents. La figure 3.55 est une photographie de la sonde. Sur la figure 3.56,

3.2.5 - Détection de défauts dans une plaque d'acier 16MND5

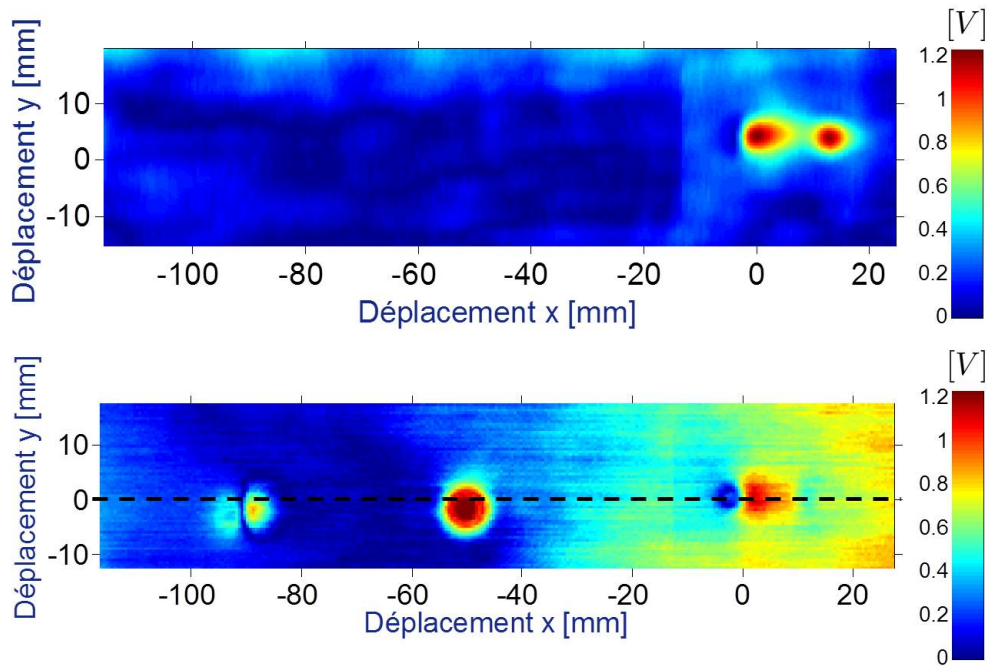


FIGURE 3.52: Acquisitions à la fréquence de 10kHz effectuées à l'aide d'une sonde avec un récepteur de type GMR avant l'aimantation de la plaque (en haut) et après avoir créé un champ rémanent (en bas).

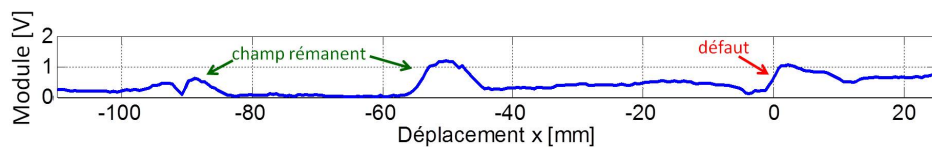


FIGURE 3.53: Extraction du signal obtenu à la fréquence de 10kHz avec un récepteur GMR en correspondance du défaut et des signatures des aimants.

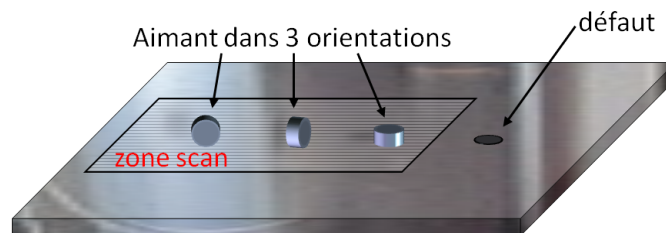
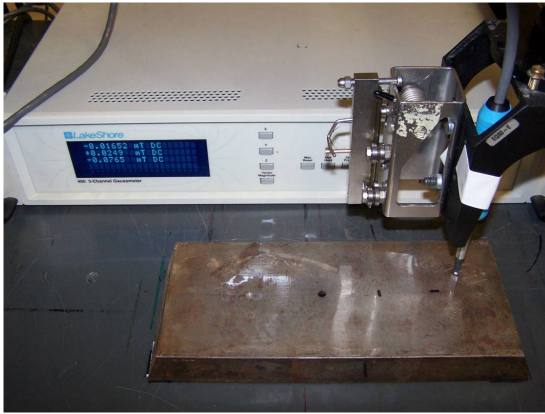


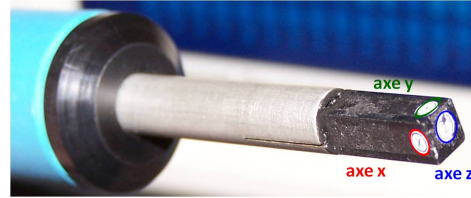
FIGURE 3.54: Schéma illustrant les trois aimants utilisés, leurs orientations et leur position par rapport au défaut et à l'origine du scan effectué avec la sonde CF.

nous pouvons observer chaque composante du champ magnétique rémanent dans la plaque créé par les aimants. La signature qu'on observe reproduit les lignes de champ qui sortent du pôle « nord » de l'aimant et forment une boucle pour revenir au pôle « sud ». La figure 3.57 est une illustration des lignes créées par les aimants dans deux orientations considérées.

En correspondance des trois signatures des aimants, nous pouvons extraire les signaux et les superposer. La figure 3.58 montre la comparaison des trois signaux correspondant aux trois composantes du champ rémanent, extraits en correspondance de $y = 0$. Nous pouvons remarquer que la composante z du champ



(a) Montage réalisé pour mesurer le champ rémanent dans la plaque avec le capteur à effet Hall.



(b) Sonde à effet hall, sensible aux trois composantes du champ magnétique.

FIGURE 3.55: Photographie du capteur à effet Hall utilisé pour mesurer les trois composantes du champ magnétique rémanent de la plaque d'acier 16MND5.

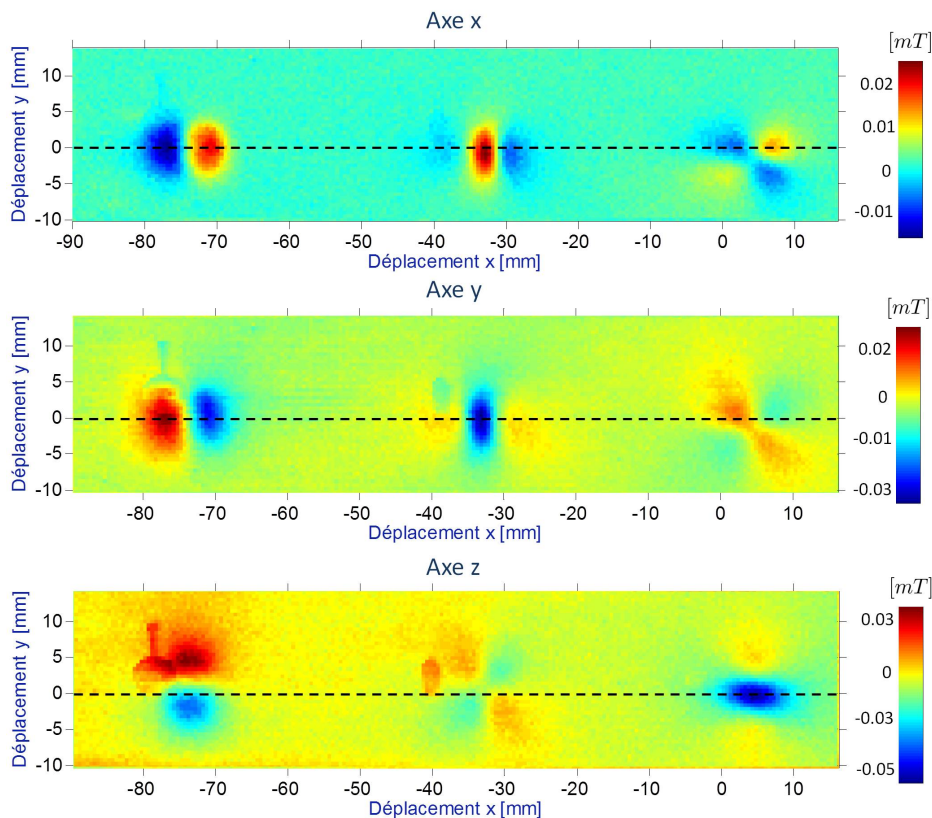


FIGURE 3.56: Composantes B_x, B_y et B_z du champ rémanent, mesurées avec le capteur à effet Hall trois axes.

rémanent créé par les aimants est la plus importante.

Maintenant on effectue la même mesure avec le capteur GMR orienté suivant l'axe z , la figure 3.59 montre le champ créé par les trois aimants. La figure 3.60 illustre l'extraction du signal en correspondance de $y = 0$.

Le capteur GMR orienté suivant l'axe z est très sensible au champ rémanent et, en correspondance de $x = 0$ et $y = 0$ en la figure 3.59, on mesure un champ de 1,5 mT qui correspond au champ de saturation de la GMR.

3.2.5 - Détection de défauts dans une plaque d'acier 16MND5

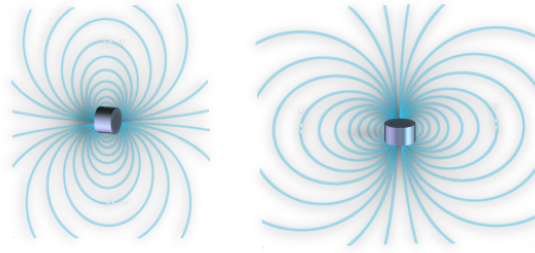


FIGURE 3.57: Illustration des lignes de champ créées par les aimants.

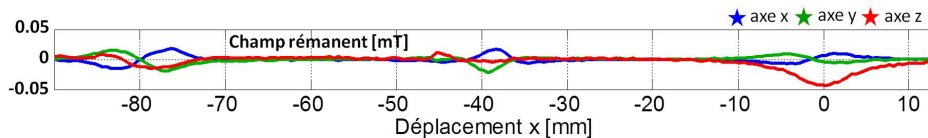


FIGURE 3.58: Extraction des signaux correspondants aux composantes B_x , B_y et B_z du champ rémanent mesuré avec le capteur à effet Hall.

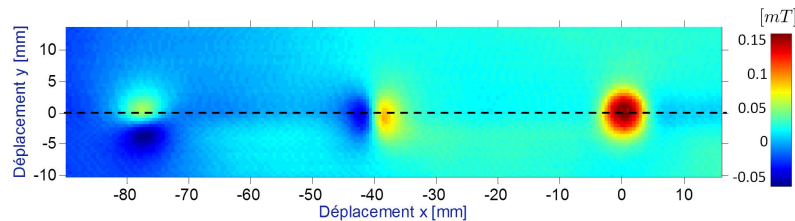


FIGURE 3.59: Mesure de la composante z du champ magnétique rémanent après avoir magnétisé la plaque à l'aide de trois aimants dont un schéma est donné dans la figure 3.54.

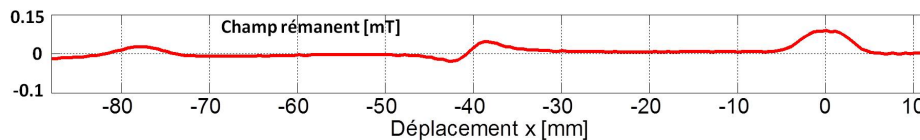


FIGURE 3.60: Extraction du signal correspondant à la composante B_z du champ rémanent mesuré avec le capteur GMR.

Dans la section suivante, nous allons analyser le comportement de la GMR, notamment sa zone de fonctionnement linéaire où l'on souhaite se situer afin d'exploiter au mieux sa dynamique. Les effets d'un défaut et d'une zone aimantée sur le point de fonctionnement du récepteur magnétique seront ainsi analysés et commentés.

3.2.5.4 Effet du champ rémanent sur le point de polarisation de la GMR

Les capteurs de type GMR sont très sensibles aux champs magnétiques et cette caractéristique constitue le point fort de cette technologie. Si on regarde la courbe caractéristique de ce capteur, qui est schématisée en la figure 3.61, une fois imposé un champ statique de polarisation permettant de travailler dans la zone linéaire, appelé H_{pol} , on fixe un point de polarisation et, par conséquent, la sensibilité de la GMR, appelé S .

En présence d'un champ magnétique variable, appelé $H_{CF}(t)$, on retrouve à la sortie de la GMR une tension :

$$V_{GMR}(H, t) = \left. \frac{dV_{GMR}(H)}{dH} \right|_{H=H_{pol}} \cdot (H_{pol} + H_{CF}(t)) \quad (3.15)$$

qui a comme valeur moyenne la tension continue de polarisation. Après démodulation on retrouve un signal continu dont la valeur correspond à l'amplitude de la tension à la sortie de la GMR. Or, en présence

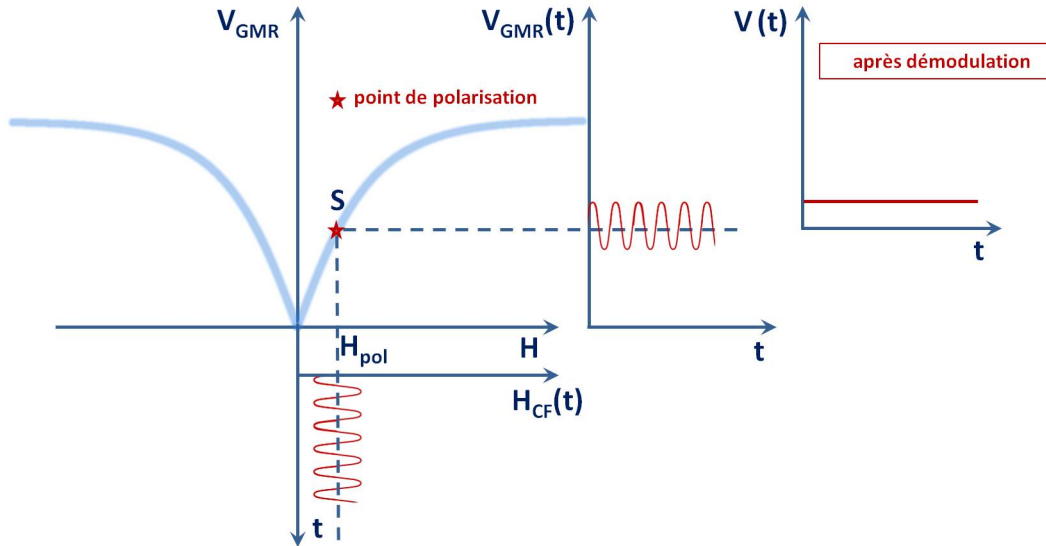


FIGURE 3.61: Représentation du fonctionnement d'un capteur GMR polarisé dans sa zone linéaire où la tension en sortie est proportionnelle au champ magnétique externe.

d'un défaut, la distribution des courants de Foucault est modifiée et l'amplitude du champ magnétique induit par les courants $H_{CF}(t)$ varie. On retrouve cette variation à la sortie de la GMR, comme montré dans le schéma sur la figure 3.62, où l'amplitude du signal sinusoïdal est plus faible en correspondance du passage sur le défaut. Après démodulation on retrouve cette modification sur le signal et on peut détecter la présence d'un défaut. Dans le cas du contrôle d'une pièce ferromagnétique, figure 3.63, le champ magnétique rémanent dans le matériau va s'ajouter au champ de polarisation $H_{pol-ferro} = H_{pol} + H_{matériau}$ et déplace le point de polarisation de la GMR, modifiant sa sensibilité qui prend une nouvelle valeur S' . La tension à la sortie de la GMR devient :

$$V_{GMR}(H, t) = \left. \frac{dV_{GMR}(H)}{dH} \right|_{H=H_{pol}+H_{mat}} \cdot (H_{pol} + H_{mat} + H_{CF}(t)) \quad (3.16)$$

et un offset correspondant au changement de la valeur moyenne du signal est observée à la sortie du capteur. Ce déplacement du point de polarisation donne un effet comparable à la signature d'un défaut et donc crée un artefact, comme montré sur la figure 3.63 après démodulation. De plus, la sensibilité du capteur varie continûment donnant lieu ainsi à des problèmes de dynamique du capteur.

La plage de linéarité d'une GMR commerciale, par exemple une GMR NVE-AAH004, est comprise entre 0,15 mT et 0,75 mT, et on peut rapidement sortir de cette zone en présence d'un champ statique important.

Pour cela un asservissement du point de polarisation de la GMR a été mis en place et dans le paragraphe suivant son principe de fonctionnement, les principales étapes de sa réalisation et les résultats obtenus seront décrits.

3.2.5 - Détection de défauts dans une plaque d'acier 16MND5

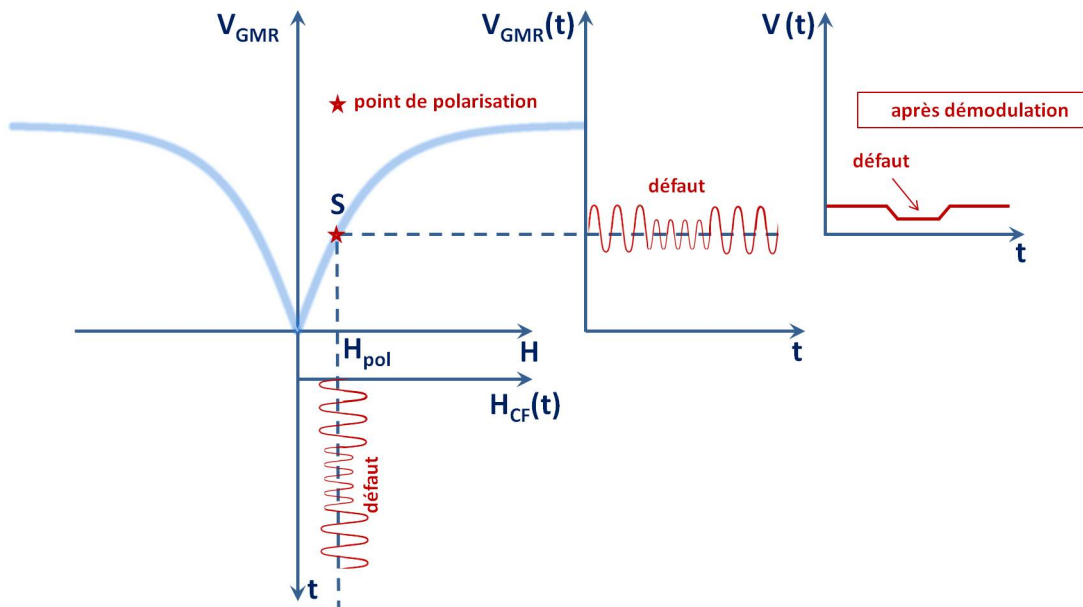


FIGURE 3.62: Schéma représentatif de la réponse de la GMR au passage sur un défaut.

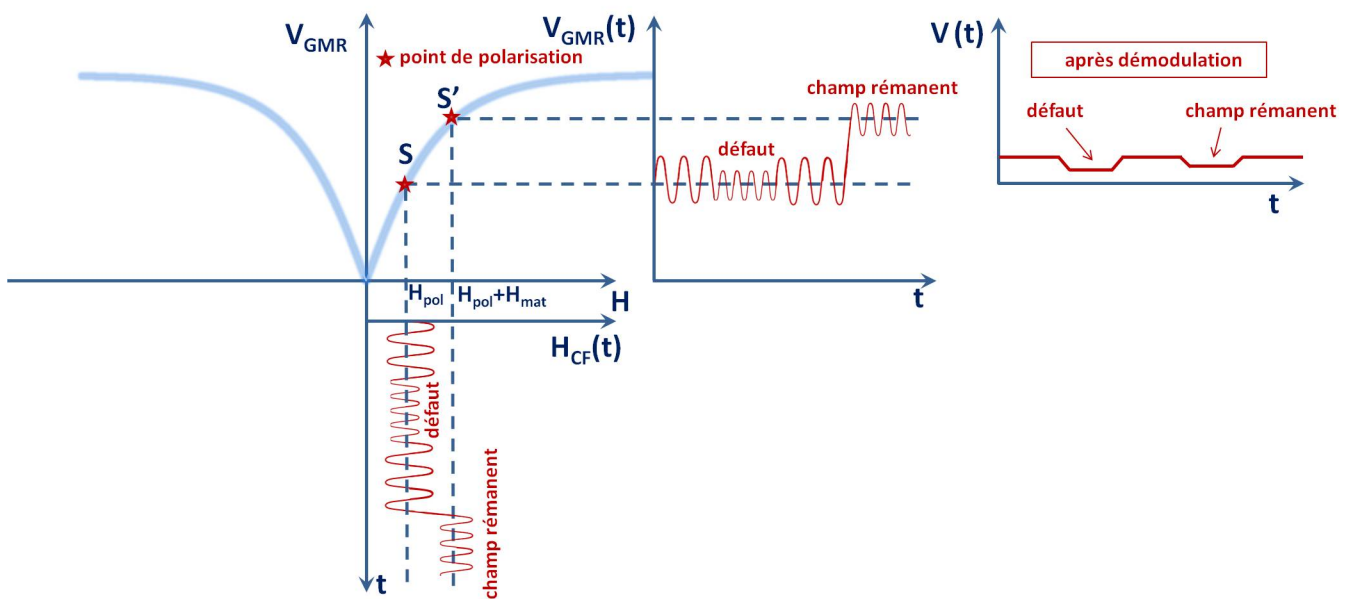


FIGURE 3.63: Schéma représentatif de la réponse de la GMR dans le cas du contrôle d'un matériau ferromagnétique au passage sur une zone magnétisée.

3.2.5.5 Réalisation d'un asservissement

Nous avons vu comment le champ magnétique rémanent perturbe les mesures CF réalisées avec une GMR et ses effets sur le point de polarisation. Afin de minimiser ces perturbations, une boucle de régulation, constituée d'un correcteur qui fournit un champ statique opposé au champ rémanent, est réalisée. Avant de présenter le circuit d'asservissement, considérons le système que l'on souhaite contrôler, dont un schéma est donné sur la figure 3.64.

Afin de polariser une GMR de type NVE-AAH004 une bobine ou un circuit de polarisation est indispen-

sable dans le but de créer un champ magnétique au niveau du récepteur qui puisse compenser l'effet du champ magnétique rémanent du matériau et maintenir ainsi le point de polarisation du capteur dans sa zone linéaire. Les deux nappes de fils, constituant l'émetteur et le circuit de polarisation, sont placées de façon à que les champs qui en découlent soient orientés dans la même direction que l'axe de sensibilité de la GMR, dans notre cas le plan $(x - y)$. La tension de polarisation, notée V_c dans la figure, est appliquée à un circuit composé d'une nappe de n spires en série produisant ainsi un courant nI , dit courant de polarisation. Ce courant dépend de la résistance du circuit R et de son inductance L . Un champ magnétique est rayonné par ce courant et il est proportionnel à $n \cdot I$ et à $k_{pol} = \frac{\mu_0}{2\pi d}$, avec d la distance entre chacun des fils de la nappe et la GMR. À ce champ va s'ajouter le champ de couplage H_{cf} variable dans le temps et produit par le bobinage émetteur, dans notre cas une autre nappe de courant. La tension à la sortie de la GMR est proportionnelle à la somme du champ de polarisation statique et du champ d'excitation, et cette proportionnalité est exprimée à travers le coefficient k_{gmr} qui représente la sensibilité du récepteur magnétique.

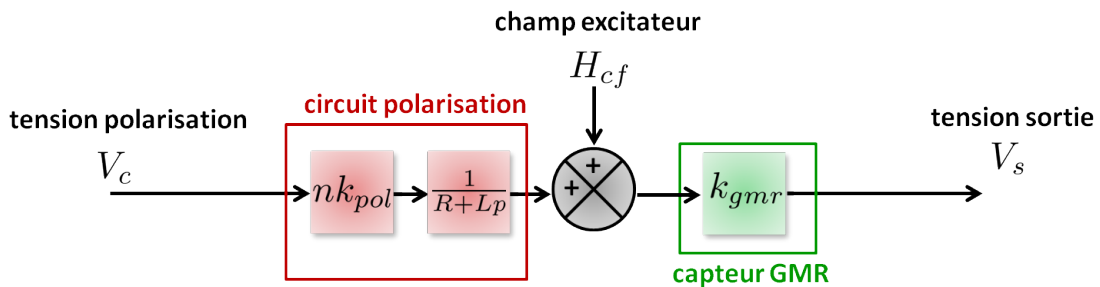


FIGURE 3.64: Schéma fonctionnel du système considéré.

La boucle de régulation, réalisée durant un stage IUT, est composée d'un soustracteur, qui permet de calculer l'erreur entre la sortie de la GMR, appelée V_s , et la tension de polarisation, V_c , et d'un correcteur « proportionnel-intégral » (PI), qui alimente le circuit de polarisation. La figure 3.65 est un schéma fonctionnel du système avec l'asservissement.

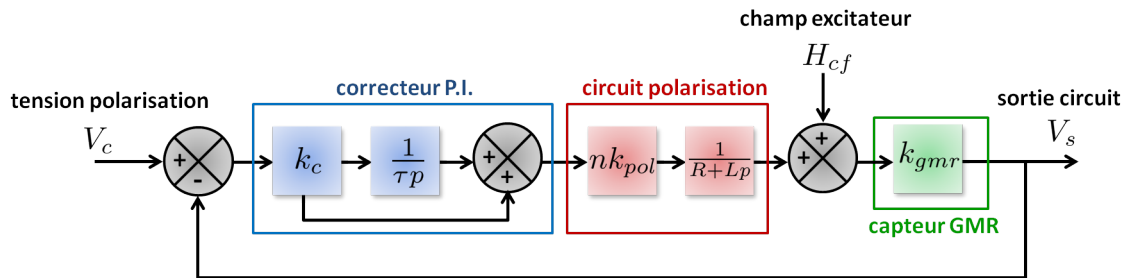


FIGURE 3.65: Schéma fonctionnel de l'asservissement du point de polarisation de la GMR.

Le soustracteur est réalisé avec un amplificateur opérationnel, figure 3.66a, les résistances ont toutes la même valeur afin d'obtenir la fonction de transfert suivante :

$$H(p) = V_c - V_s \quad (3.17)$$

Le correcteur proportionnel-intégral (PI) est réalisé avec un amplificateur opérationnel, mais monté en inverseur, avec une capacité en série à une résistance dans la boucle de rétroaction. La figure 3.66b montre le montage réalisé, qui est défini par sa fonction de transfert :

$$H(p) = -\frac{R_2}{R_1} \left(1 + \frac{1}{R_2 C p} \right) \quad (3.18)$$

3.2.5 - Détection de défauts dans une plaque d'acier 16MND5

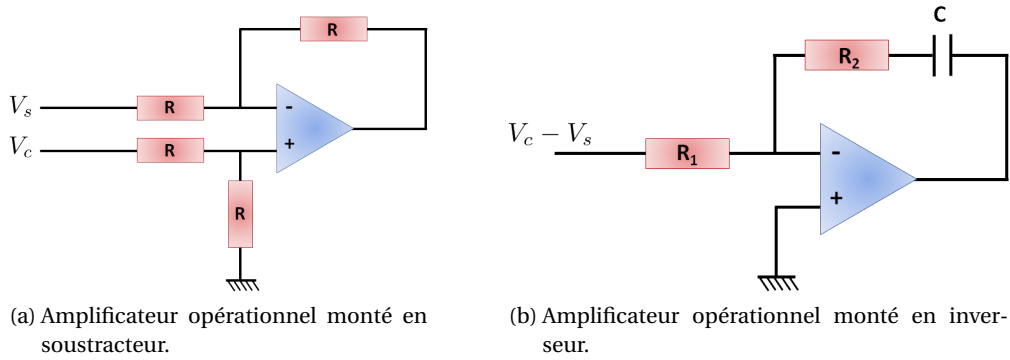


FIGURE 3.66: Schéma du soustracteur et du correcteur "proportionnel-intégral".

Enfin, pour amplifier la sortie différentielle de la GMR, un amplificateur d'instrumentation est utilisé avant de réinjecter la tension V_s dans la boucle. Nous pouvons maintenant écrire la fonction de transfert du système complet en définissant d'abord $S(p)$ comme étant la fonction de transfert de la boucle ouverte composée :

$$S(p) = \frac{k_c(1 + \tau p)}{\tau p} \cdot \frac{nk_{\text{pol}}}{R + Lp} \quad (3.19)$$

avec $k_c = \frac{R_2}{R_1}$ et $\tau = R_2 C$.

En prenant en compte la rétroaction, l'équation qui régit le système et définit la relation entre la tension de polarisation V_c , la tension à la sortie de la GMR V_s et le champ magnétique d'excitation H_{cf} , prend la forme :

$$V_s = \frac{S(p)}{(1 + S(p)k_{\text{gmr}})} V_c + \frac{1}{(1 + S(p)k_{\text{gmr}})} H_{\text{cf}} \quad (3.20)$$

Afin d'évaluer les performances du système réalisé, nous avons observé l'évolution de la sortie du soustracteur, appelée l'erreur statique, qui atteint bien la valeur de la tension de consigne V_c en régime permanent en l'absence d'un champ excitateur. La dynamique de l'asservissement permet de compenser les signaux de basses fréquences, tels que l'effet du champ magnétique rémanent, mais n'asservit pas les fréquences de l'ordre de grandeur de celles utilisées en courants de Foucault. Si bien que le signal en sortie de la GMR n'est pas constant mais égal à la fréquence du champ excitateur.

Dans la suite nous allons présenter les résultats avec l'asservissement réalisé. La maquette plane utilisée est en acier 16MND5 et est celle déjà présentée précédemment (figure 3.44) contenant un trou cylindrique à fond plat de 2,5 mm de profondeur et 5 mm de diamètre. Deux autres trous à fond plat ont été réalisés dans la plaque, respectivement de 4 mm et 3 mm de diamètre et 2 mm de profondeur, comme montré sur la figure 3.67. Le champ rémanent a été créé à l'aide d'aimants de 5 mm de diamètre, qui ont été posés pendant quelques secondes et puis ôtés. Les acquisitions présentées ont été réalisées à la fréquence de 70 kHz. La figure 3.68 montre les cartographies de la zone de la plaque contenant les trois défauts et les traces des aimants, avant et après avoir utilisé la boucle de régulation.

3.3 Conclusions

Dans ce chapitre les différents capteurs à courants de Foucault utilisés en CND ont été présentés et le choix de la technologie GMR argumenté. Plusieurs études expérimentales ont été conduites et ont permis d'identifier et quantifier les phénomènes de bruit spécifiques aux matériaux magnétiques lors du contrôle avec un capteur GMR.

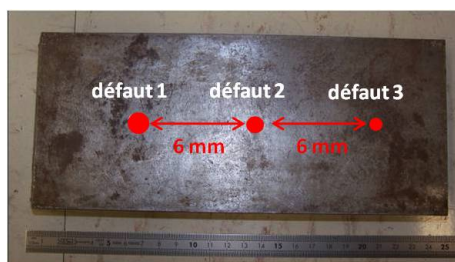


FIGURE 3.67: Photographie de la plaque en acier 16MND5 contenant trois défauts de type trou à fond plat.

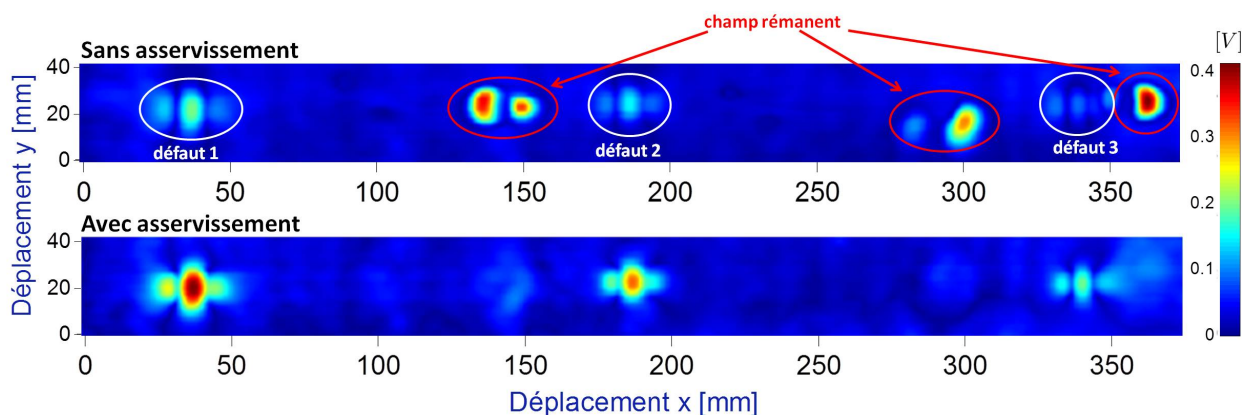


FIGURE 3.68: Mesures effectuées à la fréquence de 70 kHz sans appliquer l'asservissement (en haut), et en asservissant le point de polarisation de la GMR (en bas).

Dans le cas du contrôle de matériaux ferromagnétiques, il est nécessaire de travailler à basses fréquences (quelques centaines de Hz à quelques kHz) compte-tenu des valeurs élevées de la perméabilité magnétique afin d'avoir une profondeur de pénétration raisonnable et d'être en mesure de détecter des défauts enfouis. Les capteurs magnétiques présentent donc des caractéristiques intéressantes pour le contrôle de ces matériaux car leur sensibilité ne varie pas en fonction de la fréquence de travail. Plus particulièrement, il a été montré que les GMR présentent un intérêt particulier dans les applications en CND en raison de leur bonne sensibilité, de leur dynamique et de la relative simplicité de mise en œuvre.

Les difficultés liées à la présence d'un fort bruit provenant de la structure du matériau (vraisemblablement dû à une variation de la perméabilité magnétique au sein du matériau) ont été montrées expérimentalement dans le cas d'une plaque d'inox 304L. Une combinaison linéaire des signaux acquis à différentes fréquences avec une optimisation du RSB sur un défaut a été mise en œuvre et montre des résultats satisfaisants pour la détection des défauts enfouis.

Le deuxième phénomène analysé est dû au champ magnétique rémanent du matériau. Il a été mis en évidence en créant des champs magnétiques rémanents dans une plaque ferromagnétique avec des aimants. La GMR s'est montrée sensible aux champs statiques et la détection des défauts peut être perturbée par ces champs. Lors des acquisitions, nous avons observé que ce champ rémanent modifie le point de polarisation de la GMR et provoque ainsi la sortie de la zone de fonctionnement linéaire du capteur. Ce problème a été résolu en développant un circuit d'asservissement du point de polarisation. Le montage réalisé permet de maintenir le capteur au centre de sa zone de fonctionnement linéaire et les résultats expérimentaux montrent que les perturbations dues aux champs magnétiques rémanents sont largement atténuées confirmant l'intérêt de ce montage.

4

Modélisation du CND par courants de Foucault

Le contrôle non destructif par courants de Foucault est employé pour inspecter des objets conducteurs. Afin de concevoir des systèmes de contrôle optimisés et démontrer leurs performances, les outils de simulations permettant de simuler et étudier les interactions entre la sonde et la pièce à contrôler, jouent un rôle prépondérant et deviennent de plus en plus riches en configurations et précises dans les résultats. Construire un modèle électromagnétique d'un système constitué par une sonde, une pièce et une inhomogénéité que l'on souhaite détecter et/ou caractériser, permet de prévoir les conséquences des différents choix concernant la géométrie de la sonde, les matériaux à utiliser pour une application donnée, sans devoir réaliser des prototypes coûteux en termes de temps et dépense. Dans ce chapitre le principe de fonctionnement de cette technique de contrôle et la théorie sur laquelle se base sa modélisation seront présentés.

4.1 Le modèle d'interaction

4.1.1 Les équations de Maxwell

James Clerk Maxwell, né en 1831 à Édimbourg en Écosse, est principalement connu pour avoir unifié en un seul ensemble d'équations l'électricité, le magnétisme et l'induction en développant la formulation mathématique des travaux précédents réalisés par Michael Faraday et André-Marie Ampère. Il a démontré que les champs électriques et magnétiques se propagent dans l'espace sous la forme d'une onde et à la vitesse de la lumière. Les équations de Maxwell dérivent d'un ensemble de vingt équations différentielles à vingt variables, plus tard réduites à quatre. Ces équations sont présentées la première fois à la Royal Society en 1864 et décrivent le comportement et les relations du champ électromagnétique ainsi que son interaction avec la matière (LEE 1894).

Dans la suite des ces travaux seul le régime harmonique sera étudié avec une convention en temps choisie en $e^{-j\omega t}$ où ω représente la fréquence angulaire ou pulsation et f la fréquence en Hz. Pour simplifier la notation la dépendance en ω de toutes les grandeurs sera implicite sauf lorsque nécessaire.

Pour caractériser un champ électromagnétique on définit quatre champs vectoriels : un champ électrique $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ en Vm^{-1} , une densité de flux électrique $\mathbf{D}(\mathbf{r})$ en Cm^{-1} , un champ magnétique $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ en Am^{-1} et une densité de flux magnétique $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ en T. Ces grandeurs sont reliées par les quatre équations de Maxwell qui s'écrivent en régime sinusoïdal (MAXWELL 1885a ; MAXWELL 1885b) :

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) + j\omega \mathbf{B}(\mathbf{r}) = -\mathbf{M}(\mathbf{r}) \quad \text{théorème d'Ampère-Maxwell} \quad (4.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) - j\omega \mathbf{D}(\mathbf{r}) = \mathbf{J}(\mathbf{r}) \quad \text{loi de Faraday} \quad (4.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}) = \rho(\mathbf{r}) \quad \text{loi de conservation du flux magnétique} \quad (4.3)$$

4.1.2 - Les équations de propagation des champs



FIGURE 4.1: James Clerk Maxwell 1831-1879.

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) = 0 \quad \text{théorème de Gauss} \quad (4.4)$$

Avec $\rho(\mathbf{r})$ la densité volumique de charges électriques en Cm^{-3} et $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ la densité surfacique de courant en Am^{-2} . $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ est un terme introduit afin de prendre en compte les variations dues à une source magnétique de courant (BOWLER, JENKINS, SABBAGH et SABBAGH 1991).

Dans un milieu linéaire, isotrope et homogène de permittivité ϵ (Fm^{-1}) et de perméabilité μ (Hm^{-1}) on dispose de deux équations constitutives qui établissent des relations entre $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ et $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$. Elles s'écrivent :

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}) = \epsilon \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (4.5)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mu \mathbf{H}(\mathbf{r}). \quad (4.6)$$

4.1.2 Les équations de propagation des champs

Nous allons d'abord écrire les équations de propagation du champ électrique et magnétique dans un milieu linéaire, homogène et isotrope. À partir des équations de Maxwell en régime sinusoïdal, on applique l'opérateur $(\nabla \times)$ à l'Eq. (4.1) :

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) + j\omega \nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{r}) = -\nabla \times \mathbf{M}(\mathbf{r}) \quad (4.7)$$

Ensuite, en prenant en compte l'équation constitutive du milieu (Eq. (4.6)) et en substituant $k^2 = \omega^2 \mu \epsilon$, avec k le nombre d'onde en rad m^{-1} , nous avons une équation de propagation différentielle pour le champ électrique :

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) - k^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}) = -j\omega \mu \mathbf{J}(\mathbf{r}) - \nabla \times \mathbf{M}(\mathbf{r}) \quad (4.8)$$

De la même façon, pour écrire l'équation de propagation du champ magnétique il suffit de recommencer avec l'Eq. (4.2) jusqu'à obtenir :

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) - k^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) = -j\omega \epsilon \mathbf{M}(\mathbf{r}) + \nabla \times \mathbf{J}(\mathbf{r}) \quad (4.9)$$

Les champs $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ et $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ sont les solutions du système différentiel constitué par Eq. (4.8) et Eq. (4.9). Dans le paragraphe suivant l'approche retenue dans cette étude afin de résoudre ce système sera détaillée.

4.1.3 Résolution du système d'équations différentielles : les dyades de Green

Deux grandes familles de méthodes permettent de résoudre les équations différentielles : analytiques et numériques. La géométrie du problème considéré joue un rôle fondamental dans le choix de la méthode.

L'approche présentée dans ce chapitre, dite semi-analytique, réalise un compromis entre la généralité des méthodes numériques et la rapidité des méthodes analytiques. Le formalisme sous forme d'équations intégrales a été étudié dans le cas du contrôle non destructif par courants de Foucault par de nombreux auteurs, comme, par exemple et sans soucis d'exhaustivité, (SABBAGH et SABBAGH 1986 ; BOWLER 1987 ; DECITRE 2003 ; PRÉMEL, PICHENOT et SOLLIÉ 2004 ; PAVO et LESSELIÉ 2006) et permet d'écrire les solutions aux équations aux dérivées partielles précédemment introduites à l'aide d'une formulation intégrale.

La méthode choisie pour ces travaux de recherche est le formalisme en intégrales de volume avec l'utilisation des tenseurs ou dyades de Green, en accord avec la démarche adoptée pour la modélisation du contrôle par courants de Foucault par le CEA. Cette méthode est associée à la méthode des moments (MoM) qui permet de discrétiser le problème et le traiter numériquement. L'intérêt de ce formalisme est qu'il n'est pas nécessaire de discrétiser l'ensemble de l'espace, mais seulement le domaine occupé par le défaut. Par ailleurs, l'utilisation des dyades de Green est intéressante car la théorie a été établie dans le cas de géométries canoniques (TAI 1994 ; CHEW 1999) (planes, cylindriques, circulaires et sphériques) et en particulier dans le domaine du CND (MCKIRDY 1989).

Les tenseurs (ou dyades) de Green sont les solutions aux équations de propagation précédemment introduites (Eq. (4.8) et Eq. (4.9)) lorsque les sources sont impulsionnelles. Dans un milieu stratifié, considérons une source ponctuelle de courant électrique situé en un point $\mathbf{r}' = (x', y', z')$ dans la couche j , appelé point source, et un point d'observation $\mathbf{r} = (x, y, z)$ situé dans la couche i . Les dyades de Green pour cette source sont définies à travers les relations suivantes :

$$\nabla \times \underline{\mathbf{G}}_{ij}^{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \underline{\mathbf{G}}_{ij}^{me}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \quad (4.10)$$

$$\nabla \times \underline{\mathbf{G}}_{ij}^{me}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = k_i^2 \underline{\mathbf{G}}_{ij}^{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \delta_{ij} \underline{\mathbf{I}} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (4.11)$$

où $\underline{\mathbf{G}}_{ij}^{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \in \mathbb{N}^2$ est la dyade dite électrique-électrique (notation ee) car elle relie une source électrique ponctuelle située en \mathbf{r}' au champ électrique émis par elle en \mathbf{r} . De la même façon $\underline{\mathbf{G}}_{ij}^{me}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, dite dyade magnétique-électrique (notation me), relie une source électrique ponctuelle au champ magnétique émis par elle en un autre point. Dans les équations Eq. (4.10) et Eq. (4.11) on voit apparaître le tenseur identité $\underline{\mathbf{I}}$, la fonction de Dirac $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ et le symbole de Kronecker δ_{ij} . Si on combine les équations Eq. (4.10) et Eq. (4.11), on obtient deux équations d'onde :

$$\nabla \times \nabla \times \underline{\mathbf{G}}_{ij}^{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - k_i^2 \underline{\mathbf{G}}_{ij}^{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \delta_{ij} \underline{\mathbf{I}} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (4.12)$$

$$\nabla \times \nabla \times \underline{\mathbf{G}}_{ij}^{me}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - k_i^2 \underline{\mathbf{G}}_{ij}^{me}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \nabla \times \delta_{ij} \underline{\mathbf{I}} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (4.13)$$

Nous pouvons appliquer le même raisonnement dans le cas d'une source magnétique ponctuelle, et écrire les équations d'onde pour les dyades $\underline{\mathbf{G}}_{ij}^{em}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ et $\underline{\mathbf{G}}_{ij}^{mm}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ (SKARLATOS, PICHENOT, LESSELIÉ et al. 2008) :

$$\nabla \times \nabla \times \underline{\mathbf{G}}_{ij}^{mm}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - k_i^2 \underline{\mathbf{G}}_{ij}^{mm}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \delta_{ij} \underline{\mathbf{I}} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (4.14)$$

$$\nabla \times \nabla \times \underline{\mathbf{G}}_{ij}^{em}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - k_i^2 \underline{\mathbf{G}}_{ij}^{em}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \nabla \times \delta_{ij} \underline{\mathbf{I}} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (4.15)$$

Les conditions aux limites dans un milieu conducteur, stratifié et ferromagnétique, sont données dans l'annexe C. Selon les différentes conditions aux limites satisfaites, les dyades de Green peuvent être classées dans différentes catégories :

- les dyades de l'**espace libre** remplissent les condition de rayonnement de Sommerfeld (rayonnement de la source à l'infini) et supposent un espace infini et homogène,

4.2.1 - La configuration étudiée

- les dyades de **premier** ordre remplissent les conditions aux limites de Dirichlet (la composante tangentielle du champ magnétique est nulle au niveau de la frontière du domaine, ce qui implique des lignes de champ magnétique parallèles à la frontière) et supposent un espace fini ou semi-infini,
- les dyades de **deuxième** ordre remplissent les conditions aux limites de Neumann (les lignes du champ magnétique sont normales à la frontière du domaine) et supposent un espace fini ou semi-infini,
- les dyades de **troisième** ordre supposent des espaces inhomogènes et doivent satisfaire les conditions de continuité aux interfaces des différents domaines.

Les dyades de premier, deuxième et troisième ordre satisfont aussi les conditions de Sommerfeld à l'infini.

4.2 Développement du modèle d'une plaque ferromagnétique

Ce travail de recherche se situe dans le cadre des développements menés au CEA-LIST, qui ont permis de prendre en compte différentes configurations de contrôle par CF, par exemple la prise en compte de sondes caractérisées par un bobinage contenant un noyau ferritique (BUVAT, PICHENOT, LESSELIER et al. 2004; BUVAT, PICHENOT, PRÉMEL et al. 2004), de sondes encerclantes centrées ou décentrées pour le contrôle de pièces en géométrie cylindrique, (PRÉMEL, PICHENOT et SOLLIER 2004; REBOUD, PRÉMEL, PICHENOT et al. 2007), de pièces planes stratifiées contenant des rivets (PAILLARD, PICHENOT, LAMBERT et VOILLAUME 2007), de pièces cylindriques ferromagnétiques (SKARLATOS, PICHENOT, LESSELIER et al. 2008) et de récepteurs magnétiques tels que les Magnéto Resistances à effet Géant (Giant Magneto Resistance en anglais) pour le contrôle de pièces non ferromagnétiques (PRÉMEL, DECITRE et PICHENOT 2011).

4.2.1 La configuration étudiée

Dans ce travail, nous avons considéré des pièces ferromagnétiques de géométrie plane pouvant être constituées de plusieurs couches de matériaux différents, lesquelles étant susceptibles de contenir un ou plusieurs défauts. Afin de schématiser le problème, nous pouvons considérer un système constitué principalement de trois éléments qui interagissent entre eux : une sonde CF, une plaque conductrice composée de plusieurs couches de matériaux ferromagnétiques et une ou plusieurs inhomogénéités situées dans la plaque, que l'on appellera « défauts ».

La configuration considérée est décrite en figure 4.2a où le défaut est représenté par un parallélépipède de volume Ω qui peut se situer sur une ou plusieurs couches. Nous allons dans la suite présenter le cas d'une plaque contenant un seul défaut et ensuite on généralisera au cas avec plusieurs défauts. Nous avons choisi d'exprimer la relation entre la densité de flux magnétique et le champ magnétique d'excitation, Eq. (4.6), en utilisant une perméabilité magnétique μ constante. Cette hypothèse de linéarité entre $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ et $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ est justifiée par le fait que localement nous pouvons considérer cette relation linéaire aux fréquences de travail généralement utilisées en CND par CF. Dans le chapitre 3, dédié aux capteurs CF et aux mesures expérimentales effectuées afin d'étudier le comportement des matériaux ferromagnétiques excités par différentes sondes CF, nous avons illustré le comportement non linéaire de ce type de matériau et en particulier le comportement hystérétique de la relation entre $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ et $\mathbf{H}(\mathbf{r})$, ainsi que les solutions adoptées afin de vérifier les hypothèses de linéarité faites lors de la conception du modèle.

La pièce considérée, dont un schéma est donné sur la figure 4.2b, est constituée par $i = 2, \dots, N-1$ couches d'épaisseur d_i , en mm, de conductivité électrique σ_i , en S m^{-1} , et de perméabilité magnétique μ_i , en H m^{-1} . Leur permittivité complexe $\tilde{\epsilon}_i$, en F m^{-1} , est liée à la conductivité par la relation :

$$\tilde{\epsilon}_i = \epsilon_0 \epsilon_i + j \frac{\sigma_i}{\omega} \quad (4.16)$$

avec $\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$ la permittivité électrique du vide, $\omega = 2\pi f$ la fréquence angulaire ou pulsation et f la fréquence en Hz.

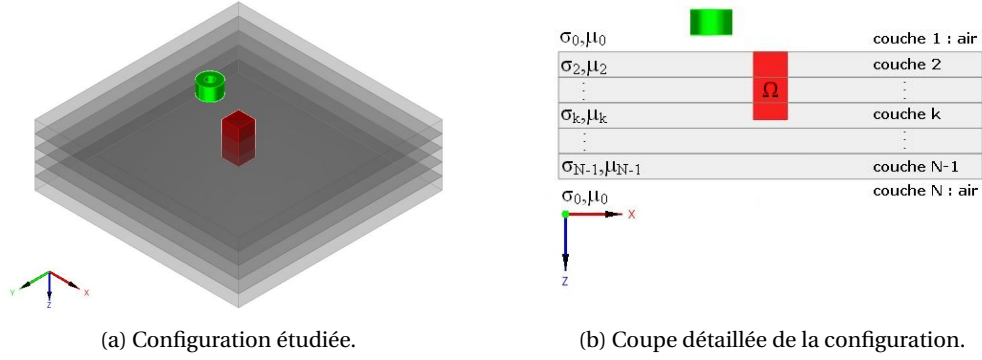


FIGURE 4.2: Schéma du système de contrôle étudié.

Le régime fréquentiel de fonctionnement des sondes à courants de Foucault nous permet de nous placer dans le cadre de l'approximation quasi-statique (AMMARI, BUFFA et NÉDÉLEC 2000). Cette approximation revient à négliger la partie réelle $\varepsilon_0 \varepsilon_i$ de la permittivité complexe $\tilde{\varepsilon}_i$ et à prendre la partie imaginaire du nombre d'onde k_i positive (Eq. (4.17)).

$$\begin{cases} \tilde{\varepsilon}_i = j \frac{\sigma_i}{\omega} \\ k_i^2 = j\omega\sigma_i\mu_i \end{cases} \quad (4.17)$$

Le défaut contenu dans les couches $l = n, \dots, m$ est, quant à lui, caractérisé par son volume Ω , sa conductivité et sa perméabilité notées respectivement $\sigma^d(\mathbf{r})$ et $\mu^d(\mathbf{r})$. Il est divisé en sous-éléments, chaque sous-élément étant contenu dans la couche l et caractérisé par un volume Ω_l (tel que $\Omega = \sum_{l=n}^m \Omega_l$), une conductivité $\sigma_l^d(\mathbf{r})$ et une perméabilité $\mu_l^d(\mathbf{r})$. La sonde CF est un simple bobinage rempli d'air, utilisé en émission et en réception.

Le modèle a été défini en trois étapes, comme schématisé dans la figure 4.3 :

1. Dans un premier temps on calcule les champs primaires électrique et magnétique émis par une bobine sans prendre en compte l'effet du défaut (figure 4.3a).
2. La deuxième étape consiste à calculer les champs électrique et magnétique de perturbation, dans cet étape l'effet du défaut sur les champs incidents est calculé par résolution d'un système d'équations d'état (figure 4.3b).
3. La dernière étape consiste en le calcul de la réponse de la bobine aux variations des champs à travers l'application du théorème de réciprocité de Lorentz (figure 4.3c), (AULD, MUENNEMANN et RIAZIAT 1984).

Par rapport aux modèles déjà développés au CEA qui, entre autres, permettent la simulation de pièces planes non ferromagnétiques, nous avons enrichi les modules existants afin de prendre en compte l'aspect ferromagnétique en géométrie plane. En effet, la présence d'une inhomogénéité dans la pièce que l'on souhaite contrôler, engendre une variation locale de la conductivité de la plaque, ainsi qu'une variation de la perméabilité magnétique. La variation simultanée de ces grandeurs caractéristiques du matériau se manifeste dans des termes de couplage entre la partie électrique et magnétique du problème, comme montré dans le paragraphe suivant consacré à l'écriture du système d'état.

Pour le développement du modèle ferromagnétique, nous n'avons pas modifié le calcul des champs incidents qui avait déjà été développé par l'équipe CF du CEA, celui-ci ne sera donc pas détaillé dans cette thèse.

4.2.2 - Les équations d'état

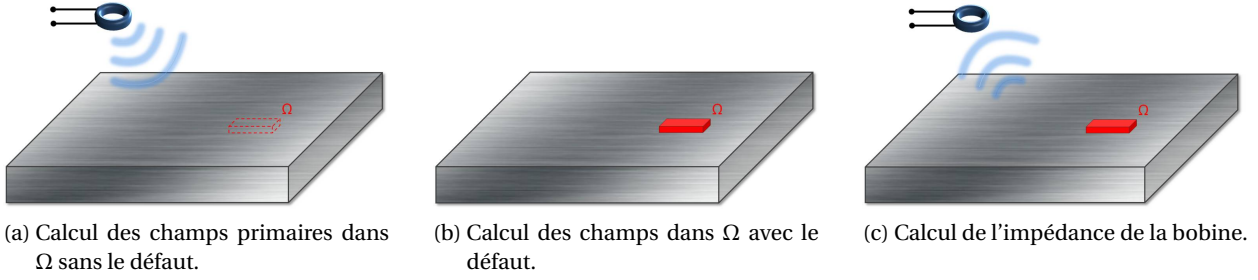


FIGURE 4.3: Schéma des étapes principales de calcul du modèle développé.

4.2.2 Les équations d'état

Dans ce paragraphe, nous allons décrire notre problème sous la forme d'un système d'équations d'état. L'aspect multicouche du problème est pris en compte sous la forme d'une somme sur les différentes couches contenant l'inhomogénéité. Dans le cas d'un seul défaut de volume Ω , les équations qui gouvernent notre problème peuvent être écrites sous la forme :

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_i^0(\mathbf{r}) - j\omega \sum_{j=n}^m \mu_j \int_{\Omega_j} \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \delta\sigma_j(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{E}_j(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' - j\omega \sum_{j=n}^m \int_{\Omega_j} \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{em}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \delta\mu_j(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{H}_j(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \quad (4.18)$$

$$\mathbf{H}_i(\mathbf{r}) = \mathbf{H}_i^0(\mathbf{r}) - \sum_{j=n}^m \int_{\Omega_j} \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{me}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \delta\sigma_j(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{E}_j(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' - \omega^2 \sum_{j=n}^m \tilde{\epsilon}_j \int_{\Omega_j} \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{mm}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \delta\mu_j(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{H}_j(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \quad (4.19)$$

où $\mathbf{E}_i(\mathbf{r})$ et $\mathbf{H}_i(\mathbf{r})$ sont les champs électriques et magnétiques dans la couche i , $\mathbf{E}_i^0(\mathbf{r})$ et $\mathbf{H}_i^0(\mathbf{r})$ sont respectivement les champs incidents électrique et magnétique dans la couche i . Les dyades de Green $\underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, $\underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{em}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, $\underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{me}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ et $\underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{mm}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ ont été définies et détaillées dans le paragraphe précédent et doivent respecter certaines conditions aux limites pour les composantes tangentielles et normales et la condition de Sommerfeld à l'infini (voir (§ C)). Les contrastes électrique et magnétique dans la couche j , respectivement $\delta\sigma_j(\mathbf{r})$ et $\delta\mu_j(\mathbf{r})$, sont définis dans les équations Eq. (4.20) et Eq. (4.21).

$$\delta\sigma_j(\mathbf{r}) = \sigma_j - \sigma_j^d(\mathbf{r}) \quad (4.20)$$

$$\delta\mu_j(\mathbf{r}) = \mu_j - \mu_j^d(\mathbf{r}) \quad (4.21)$$

On introduit ainsi les densités de courants fictifs, $\mathbf{J}_i(\mathbf{r})$ et $\mathbf{M}_i(\mathbf{r})$, qui ont la particularité d'être à support fini (le volume Ω) et elles sont définies par les equations Eq. (4.22) et Eq. (4.23).

$$\mathbf{J}_i(\mathbf{r}) = \begin{cases} \delta\sigma_i(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}_i(\mathbf{r}), & \forall \mathbf{r} \in \Omega_i \\ 0, & \forall \mathbf{r} \notin \Omega_i \end{cases} \quad (4.22)$$

$$\mathbf{M}_i(\mathbf{r}) = \begin{cases} \delta\mu_i(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{H}_i(\mathbf{r}), & \forall \mathbf{r} \in \Omega_i \\ 0, & \forall \mathbf{r} \notin \Omega_i \end{cases} \quad (4.23)$$

En multipliant l'équation Eq. (4.18) par le contraste électrique $\delta\sigma_i(\mathbf{r})$ et l'équation Eq. (4.19) par le contraste magnétique $\delta\mu_i(\mathbf{r})$, le système peut être réécrit sous la forme :

$$\mathbf{J}_i(\mathbf{r}) = \mathbf{J}_i^0(\mathbf{r}) - j\omega\delta\sigma_i(\mathbf{r}) \sum_{j=n}^m \mu_j \int_{\Omega_j} \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{J}_j(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' - j\omega\delta\sigma_i(\mathbf{r}) \sum_{j=n}^m \int_{\Omega_j} \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{em}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{M}_j(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \quad (4.24)$$

$$\mathbf{M}_i(\mathbf{r}) = \mathbf{M}_i^0(\mathbf{r}) - \delta\mu_i(\mathbf{r}) \sum_{j=n}^m \int_{\Omega_j} \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{\text{me}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{J}_j(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' - \omega^2 \delta\mu_i(\mathbf{r}) \sum_{j=n}^m \tilde{\varepsilon}_j \int_{\Omega_j} \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{\text{mm}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{M}_j(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \quad (4.25)$$

4.2.3 L'équation d'observation

Une fois les deux équations d'état résolues, nous pouvons calculer la variation de l'impédance de la sonde en appliquant le théorème de réciprocité de Lorentz (AULD, MUENNEMANN et RIAZIAT 1984). La réponse d'une bobine seule est ainsi donnée par :

$$\Delta Z_{\text{bob}} = -\frac{1}{I^2} \sum_{j=n}^m \int_{\Omega_j} \left[\mathbf{E}_j^0(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{J}_j(\mathbf{r}') - j\omega \mathbf{H}_j^0(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{M}_j(\mathbf{r}') \right] d\mathbf{r}' \quad (4.26)$$

avec I le courant d'excitation de la bobine émettrice/réceptrice. Dans le cas de deux bobines identiques réceptrices utilisées en mode différentiel, la variation de l'impédance s'écrit :

$$\Delta Z_{\text{bob}} = -\frac{1}{I^2} \sum_{j=n}^m \int_{\Omega_j} \left[\left(\mathbf{E}_{j;1}^0(\mathbf{r}') - \mathbf{E}_{j;2}^0(\mathbf{r}') \right) \cdot \mathbf{J}_j(\mathbf{r}') - j\omega \left(\mathbf{H}_{j;1}^0(\mathbf{r}') - \mathbf{H}_{j;2}^0(\mathbf{r}') \right) \cdot \mathbf{M}_j(\mathbf{r}') \right] d\mathbf{r}' \quad (4.27)$$

De façon à modéliser la signature d'un défaut aux bornes d'un capteur magnétique tel que les capteurs à magnétorésistance géante (GMR), la dyade $\underline{\mathbf{G}}_{1j}^{\text{me}}$ a été développée dans le cas stratifié. Celle-ci permet de calculer le champ magnétique de perturbation dans la « couche 1 » (demi-espace supérieur), c'est-à-dire la couche d'air contenant la sonde, dû à la présence d'une perturbation électrique dans la couche j . Dans le cas des capteurs GMR, qui présentent une courbe caractéristique $V(\mathbf{H})$ liant la tension au champ magnétique dans lequel elles sont plongées (qui seront présentées en détail dans le chapitre 3), nous sommes intéressés au calcul du champ magnétique :

$$\mathbf{H}_1(\mathbf{r}) = -\sum_{j=n}^m \int_{\Omega_j} \underline{\mathbf{G}}_{1j}^{\text{me}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \delta\sigma_j(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{E}_j(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' - \omega^2 \sum_{j=n}^m \tilde{\varepsilon}_j \int_{\Omega_j} \underline{\mathbf{G}}_{1j}^{\text{mm}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \delta\mu_j(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{H}_j(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \quad (4.28)$$

Par rapport au cas non ferromagnétique, il suffit de rajouter le terme contenant la dyade $\underline{\mathbf{G}}_{1j}^{\text{mm}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, qui permet de prendre en compte les changements de la valeur du champ magnétique au niveau du récepteur magnétique situé dans la région 1 au dessus de la plaque et composée d'air, dus aux variations locales de perméabilité magnétique dans la pièce qu'on souhaite contrôler. Un modèle permettant de simuler la réponse d'une GMR sur une plaque non magnétique a déjà été développé et intégré dans CIVA (PRÉMEL, DECITRE et PICHENOT 2011).

4.2.4 Résolution par la méthode des moments (MoM)

Dans les équations Eq. (4.24) et Eq. (4.25), les inconnues $\mathbf{J}_i(\mathbf{r})$ et $\mathbf{M}_i(\mathbf{r})$ sont présentes à la fois dans et dehors de l'intégrale, ce qui impose une résolution numérique de ces équations. Nous avons choisi la méthode de moments (Method of Moments, MoM), une méthode générique permettant de discrétiser des équations linéaires afin de les résoudre numériquement (HARRINGTON 1987). La première étape consiste à discrétiser le volume occupé par le défaut, de volume Ω et contenu dans les couches $j = n, \dots, m$, en cellules rectangulaires selon les axes (x, y, z) . La figure 4.4 illustre un schéma de discrétisation appliqué au volume du défaut. Le volume Ω qui peut être divisé de la façon suivante :

$$\Omega = \sum_{j=n}^m \Omega_j = \sum_{j=n}^m \left(\sum_{k=1}^{N_j} \Omega_{jk} \right). \quad (4.29)$$

4.2.4 - Résolution par la méthode des moments (MoM)

Chaque sous-partie Ω_j du défaut Ω appartenant à la couche j étant subdivisée en N_j cellules de volume Ω_{jk} . La deuxième étape consiste à décomposer les inconnues $\mathbf{J}_i(\mathbf{r})$ et $\mathbf{M}_i(\mathbf{r})$ dans chaque couche i sur une

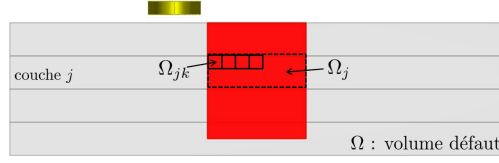


FIGURE 4.4: Schéma de la discrétisation dans la méthode des moments

base de fonctions $(B_k(\mathbf{r}))_{1 \leq k \leq N_i}$ via deux matrices $\hat{\mathbf{J}}_{ik}$ et $\hat{\mathbf{M}}_{ik}$ contenant chacune $3 \times N_i$ coefficients complexes et constants :

$$\mathbf{J}_i(\mathbf{r}) = \sum_{k=1}^{N_i} \hat{\mathbf{J}}_{ik} B_k(\mathbf{r}) \quad (4.30)$$

$$\mathbf{M}_i(\mathbf{r}) = \sum_{k=1}^{N_i} \hat{\mathbf{M}}_{ik} B_k(\mathbf{r}) \quad (4.31)$$

avec $\hat{\mathbf{J}}_{ik}$ et $\hat{\mathbf{M}}_{ik}$ les vecteurs des coefficients de dimensions $[3 \times 1]$ qui contient les coordonnées des fonctions $\mathbf{J}_i(\mathbf{r})$ et $\mathbf{M}_i(\mathbf{r})$ correspondant à la fonction de base $B_k(\mathbf{r})$. Les équations Eq. (4.24) et Eq. (4.25), avec la décomposition citée ci-dessus, peuvent se réécrire dans la façon suivante :

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_i^0(\mathbf{r}) = & \sum_{k=1}^{N_i} \hat{\mathbf{J}}_{ik} B_k(\mathbf{r}) + j\omega\delta\sigma_i(\mathbf{r}) \sum_{j=n}^m \mu_j \sum_{k=1}^{N_j} \hat{\mathbf{J}}_{jk} \int_{\Omega_{jk}} \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot B_k(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \\ & + j\omega\delta\sigma_i(\mathbf{r}) \sum_{j=n}^m \sum_{k=1}^{N_j} \hat{\mathbf{M}}_{jk} \int_{\Omega_{jk}} \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{em}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot B_k(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \end{aligned} \quad (4.32)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_i^0(\mathbf{r}) = & \sum_{k=1}^{N_i} \hat{\mathbf{J}}_{ik} B_k(\mathbf{r}) + \delta\mu_i(\mathbf{r}) \sum_{j=n}^m \sum_{k=1}^{N_j} \hat{\mathbf{J}}_{jk} \int_{\Omega_{jk}} \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{me}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot B_k(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \\ & + \omega^2\delta\mu_i(\mathbf{r}) \sum_{j=n}^m \tilde{\varepsilon}_j \sum_{k=1}^{N_j} \hat{\mathbf{M}}_{jk} \int_{\Omega_{jk}} \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{mm}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot B_k(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \end{aligned} \quad (4.33)$$

On définit le produit scalaire des fonctions (u, v) de l'espace $L^2(\mathbb{R}^3)$:

$$\langle u(\mathbf{r}), v(\mathbf{r}) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} u(\mathbf{r}) v(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (4.34)$$

et on projette les équations Eq. (4.32) et Eq. (4.33) sur des fonctions dites de « test » $(T_l(\mathbf{r}))_{1 \leq l \leq N_i}$:

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{J}_i^0(\mathbf{r}), T_l(\mathbf{r}) \rangle = & \sum_{k=1}^{N_i} \hat{\mathbf{J}}_{ik} \langle B_k(\mathbf{r}), T_l(\mathbf{r}) \rangle + j\omega\delta\sigma_i(\mathbf{r}) \sum_{j=n}^m \mu_j \sum_{k=1}^{N_j} \hat{\mathbf{J}}_{jk} \left\langle \int_{\Omega_{jk}} \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot B_k(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', T_l(\mathbf{r}) \right\rangle \\ & + j\omega\delta\sigma_i(\mathbf{r}) \sum_{j=n}^m \sum_{k=1}^{N_j} \hat{\mathbf{M}}_{jk} \left\langle \int_{\Omega_{jk}} \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{em}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot B_k(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', T_l(\mathbf{r}) \right\rangle \end{aligned} \quad (4.35)$$

$$\begin{aligned}
 \langle \mathbf{M}_i^0(\mathbf{r}), T_l(\mathbf{r}) \rangle &= \sum_{k=1}^{N_i} \hat{\mathbf{J}}_{ik} \langle B_k(\mathbf{r}), T_l(\mathbf{r}) \rangle + \delta\mu_i(\mathbf{r}) \sum_{j=n}^m \sum_{k=1}^{N_j} \hat{\mathbf{J}}_{jk} \left\langle \int_{\Omega_{jk}} \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{\text{me}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot B_k(\mathbf{r}') \, d\mathbf{r}', T_l(\mathbf{r}) \right\rangle \\
 &+ \omega^2 \delta\mu_i(\mathbf{r}) \sum_{j=n}^m \tilde{\varepsilon}_j \sum_{k=1}^{N_j} \hat{\mathbf{M}}_{jk} \left\langle \int_{\Omega_{jk}} \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{\text{mm}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot B_k(\mathbf{r}') \, d\mathbf{r}', T_l(\mathbf{r}) \right\rangle \quad (4.36)
 \end{aligned}$$

Les fonctions de base et de test, respectivement $(B_k(\mathbf{r}))_{1 \leq k \leq N_i}$ et $(T_l(\mathbf{r}))_{1 \leq l \leq N_t}$, doivent être simples et à support fini pour rendre efficace cette méthode. On peut choisir entre une fonction de Dirac ou des « splines » de différents ordres, par exemple les fonctions « splines » d'ordre 0 sont les fonctions « portes » et celles d'ordre 1 sont les fonctions « triangles ». Dans cet étude on choisit des fonctions d'ordre 0 tel que $(B_k(\mathbf{r}) = T_l(\mathbf{r}))$, méthode dite « de Galerkin » également appelée « segment-segment ».

Dans le cas d'un défaut en forme d'entaille à profil rectangulaire de conductivité et perméabilité constantes et égales à $\delta\sigma^d$ et $\delta\mu^d$, les voxels de discrétisation sont tous compris dans le défaut et les fonctions de contraste $\delta\sigma(\mathbf{r})$ et $\delta\mu(\mathbf{r})$ sont constantes dans tout le volume Ω et nulles en dehors. On peut dans ce cas sortir les fonctions $\delta\sigma(\mathbf{r})$ et $\delta\mu(\mathbf{r})$ du produit scalaire dans l'Eq. (4.35), Eq. (4.36). Si on considère maintenant un défaut dont la frontière $\delta\Omega$ ne correspond pas aux limites du maillage comme, par exemple, un défaut de type trou à fond plat, la simplification précédente ne peut plus s'appliquer. Un chevauchement de la frontière $\delta\Omega$ par certaines cellules de discrétisation entraîne une variation des fonctions de contraste au sein de ces cellules. Nous supposons tout de même ces fonctions constantes par morceaux sur chaque support des fonctions de test $T_l(\mathbf{r})$ avec $1 \leq l \leq N_t$. Ces valeurs constantes sont choisies proportionnelles au rapport du volume $V_{d,l}$ de la cellule l appartenant au défaut d sur son volume total V_l , telles que pour $\forall l \in [1, N_t]$:

$$\delta\sigma_l(\mathbf{r}) = \delta\sigma_l = (\sigma_l - \sigma_l^d) \cdot \frac{V_{d,l}}{V_l} \quad (4.37)$$

$$\delta\mu_l(\mathbf{r}) = \delta\mu_l = (\mu_l - \mu_l^d) \cdot \frac{V_{d,l}}{V_l} \quad (4.38)$$

Après l'application de la méthode de moments et la discrétisation des équations d'état (Eq. (4.24) et Eq. (4.25)), le système linéaire à résoudre peut être réécrit sous forme matricielle et compacte :

$$\begin{bmatrix} \mathbf{J}^0 \\ \mathbf{M}^0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{\mathbf{I}} + j\omega\delta\sigma\mu\underline{\mathbf{G}}^{\text{ee}} & j\omega\delta\sigma\underline{\mathbf{G}}^{\text{em}} \\ \delta\mu\underline{\mathbf{G}}^{\text{me}} & \underline{\mathbf{I}} + \omega^2\tilde{\varepsilon}\delta\mu\underline{\mathbf{G}}^{\text{mm}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{J} \\ \mathbf{M} \end{bmatrix} \quad (4.39)$$

où $\underline{\mathbf{I}}$ est le tenseur unité.

Pour résoudre ce système et trouver la valeur des champs dus à la présence du défaut, la matrice des coefficients doit être inversée. Nous avons introduit un coefficient de pondération Z_b qui permet de contourner les problèmes numériques qui viennent du mauvais conditionnement de la matrice à inverser (ABUBAKAR et VAN DEN BERG 2004) :

$$Z_b = -\frac{j\omega\sigma}{\mu} \quad (4.40)$$

Le système final s'écrit alors :

$$\begin{bmatrix} \mathbf{J}^0 \\ Z_b\mathbf{M}^0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{\mathbf{I}} + j\omega\delta\sigma\mu\underline{\mathbf{G}}^{\text{ee}} & \frac{j\omega\delta\sigma}{Z_b}\underline{\mathbf{G}}^{\text{em}} \\ \delta\mu Z_b\underline{\mathbf{G}}^{\text{me}} & \underline{\mathbf{I}} + \omega^2\tilde{\varepsilon}\delta\mu\underline{\mathbf{G}}^{\text{mm}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{J} \\ Z_b\mathbf{M} \end{bmatrix} \quad (4.41)$$

La détermination des inconnues \mathbf{J} et \mathbf{M} est obtenue en résolvant ce système linéaire. Dans le modèle

4.2.5 - Généralisation au cas multi-défauts

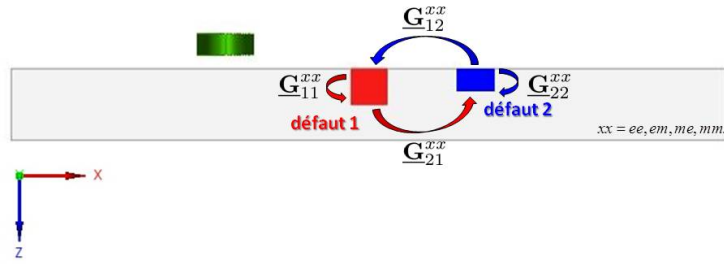


FIGURE 4.5: Représentation des différentes contributions calculées afin de prendre en compte deux défauts dans le modèle.



FIGURE 4.6: Séparation du défaut traversant les deux couches en deux défauts différents, les défauts 1 et 3, en correspondance de la frontière entre les deux couches.

développé, deux différentes méthodes sont proposées, dont le choix dépend du nombre de défauts et de mailles nécessaires à leur discrétisation. Dans le cas de plusieurs défauts, la méthode directe basée sur une décomposition LU par blocs est utilisée. Dans le cas où un seul défaut est présent et que son maillage est plus important, un algorithme itérative basé sur le gradient conjugué est utilisé (GMRES) (SARKAR, YANG et ARVAS 1988 ; PAILLARD 2007). Cette méthode permet de prendre en compte des maillages très fins, elle est par contre pénalisante en temps de calcul qui peut exploser si on considère des zones d'étude très larges (par exemple le cas d'un scan selon x et y car chaque position de la sonde demande un nouveau calcul).

4.2.5 Généralisation au cas multi-défauts

Le modèle développé a été étendu afin de pouvoir simuler plusieurs défauts dans la plaque, des défauts traversant une ou plusieurs couches ou toute combinaison des deux configurations (Figure 4.6) . Dans CIVA nous pouvons déjà prendre en compte plusieurs défauts dans des structures multicouches, par exemple un défaut dans une structure rivetée (PAILLARD, PICHENOT, LAMBERT et VOILLAUME 2007 ; REBOUD, PICHENOT, PAILLARD et JENSON 2010). Dans la figure 4.5 un exemple de configuration caractérisée par la présence de deux défauts dans une plaque composée d'une seule couche est présenté. Pour chaque défaut un ensemble de dyades doit être calculé afin de prendre en compte les différentes contributions : les cas où le point d'observation se trouve au même endroit que le point source (les termes $\underline{\underline{G}}_{11}^{xx}$ et $\underline{\underline{G}}_{22}^{xx}$ dans la figure 4.5) et les cas où le point d'observation et le point source se trouvent dans deux zones différentes (les termes $\underline{\underline{G}}_{21}^{xx}$ et $\underline{\underline{G}}_{12}^{xx}$ dans la figure). Pour chaque contribution les quatre dyades ee , mm , me et em doivent être calculées.

On peut à présent généraliser cette formulation au cas multicouche, par exemple le cas d'une plaque composée de trois couches de matériaux différents et contenant deux défauts. Un des deux défauts, en rouge dans la figure 4.6 à gauche, traverse deux couches. La technique adoptée pour traiter ce cas consiste en séparant le défaut en deux en correspondance de la frontière entre les deux couches, comme montré dans la figure 4.6 à droite. Le système linéaire Eq. (4.39) généralisé pour prendre en compte les trois défauts de la

figure 4.6 devient :

$$\begin{bmatrix} \mathbf{J}_1^0 \\ \mathbf{J}_2^0 \\ \mathbf{J}_3^0 \\ \mathbf{M}_1^0 \\ \mathbf{M}_2^0 \\ \mathbf{M}_3^0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \overbrace{\begin{bmatrix} \underline{\mathbf{G}}_{11}^{ee} & \underline{\mathbf{G}}_{12}^{ee} & \underline{\mathbf{G}}_{13}^{ee} \\ \underline{\mathbf{G}}_{21}^{ee} & \underline{\mathbf{G}}_{22}^{ee} & \underline{\mathbf{G}}_{23}^{ee} \\ \underline{\mathbf{G}}_{31}^{ee} & \underline{\mathbf{G}}_{32}^{ee} & \underline{\mathbf{G}}_{33}^{ee} \end{bmatrix}}^{[(\mathbf{G})_{i,j}^{ee}]} & \overbrace{\begin{bmatrix} \underline{\mathbf{G}}_{11}^{em} & \underline{\mathbf{G}}_{12}^{em} & \underline{\mathbf{G}}_{13}^{em} \\ \underline{\mathbf{G}}_{21}^{em} & \underline{\mathbf{G}}_{22}^{em} & \underline{\mathbf{G}}_{23}^{em} \\ \underline{\mathbf{G}}_{31}^{em} & \underline{\mathbf{G}}_{32}^{em} & \underline{\mathbf{G}}_{33}^{em} \end{bmatrix}}^{[(\mathbf{G})_{i,j}^{em}]} \\ \overbrace{\begin{bmatrix} \underline{\mathbf{G}}_{11}^{me} & \underline{\mathbf{G}}_{12}^{me} & \underline{\mathbf{G}}_{13}^{me} \\ \underline{\mathbf{G}}_{21}^{me} & \underline{\mathbf{G}}_{22}^{me} & \underline{\mathbf{G}}_{23}^{me} \\ \underline{\mathbf{G}}_{31}^{me} & \underline{\mathbf{G}}_{32}^{me} & \underline{\mathbf{G}}_{33}^{me} \end{bmatrix}}^{[(\mathbf{G})_{i,j}^{me}]} & \overbrace{\begin{bmatrix} \underline{\mathbf{G}}_{11}^{mm} & \underline{\mathbf{G}}_{12}^{mm} & \underline{\mathbf{G}}_{13}^{mm} \\ \underline{\mathbf{G}}_{21}^{mm} & \underline{\mathbf{G}}_{22}^{mm} & \underline{\mathbf{G}}_{23}^{mm} \\ \underline{\mathbf{G}}_{31}^{mm} & \underline{\mathbf{G}}_{32}^{mm} & \underline{\mathbf{G}}_{33}^{mm} \end{bmatrix}}^{[(\mathbf{G})_{i,j}^{mm}]} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{J}_1 \\ \mathbf{J}_2 \\ \mathbf{J}_3 \\ \mathbf{M}_1 \\ \mathbf{M}_2 \\ \mathbf{M}_3 \end{bmatrix} \quad (4.42)$$

Cette écriture peut être facilement généralisée au cas d'une plaque contenant n défauts.

Dans ce chapitre le modèle développé a été présenté, il permet de simuler le contrôle par courants de Foucault de plaques multicouches ferromagnétiques pouvant contenir un ou plusieurs défauts. Le calcul de la dyade $\underline{\mathbf{G}}^{em}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ a été implémenté et, grâce au principe de dualité, aussi les dyades $\underline{\mathbf{G}}^{me}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ et $\underline{\mathbf{G}}^{mm}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ ont été rajoutées au modèle. Ces termes ont permis de prendre en compte l'aspect ferromagnétique du problème et d'étendre les fonctionnalités du modèle plan existant. L'émetteur et récepteur considérés sont constitués d'un simple bobinage mais il est possible d'ajouter facilement des modules permettant de prendre en compte des capteurs plus élaborés, comme par exemple des sondes multiéléments ou des capteurs magnétiques (PRÉMEL, DECITRE et PICHENOT 2011).

Il existe dans la littérature d'autres modèles permettant de décrire les interactions entre les champs électrique et magnétique émis par une sonde et un objet contenant un défaut. Pendant ce travail de recherche, plusieurs comparaisons avec différents modèles ont été effectuées dans le but de définir le domaine de validité de notre approche, évaluer ses performances et estimer sa stabilité. Dans le chapitre suivant, nous allons présenter un panorama des approches présentes dans la littérature, qui, sans prétendre être exhaustif, nous permettra de positionner notre travail par rapport à l'existant.

4.3 Les méthodes analytiques et numériques

D'autres méthodes permettent de résoudre des équations différentielles, et elles peuvent se diviser en deux grandes familles : analytiques et numériques. La géométrie du problème considéré joue un rôle fondamental dans le choix de la méthode. Dans ce paragraphe les avantages et inconvénients de chacune seront listés, ainsi que les caractéristiques principales.

Dans des configurations simplifiées il est possible de calculer la solution mathématique exacte. Les méthodes analytiques permettent d'obtenir des résultats très précis avec une grande rapidité de temps de calcul. L'inconvénient est la difficulté de la prise en compte des géométries complexes. À titre d'exemple on peut citer les travaux de Dodd et Deeds qui ont procédé à des solutions directes des équations différentielles; ces travaux sont basés sur une technique d'intégration reposant sur la séparation des variables qui permettent de résoudre des problèmes à symétrie de révolution, on peut citer comme exemple parmi d'autres le cas d'une bobine à air axisymétrique de section rectangulaire située au-dessus de deux couches métalliques parallèles de matériaux différents (LUQUIRE, DEEDS et DODD 1970). ou le cas d'une bobine de section rectangulaire encerclant deux cylindres métalliques concentriques comme montré dans la figure 4.7 tirée de (DODD et DEEDS 1968).

Des développements menés par Theodoulidis proposent une solution de type analytique pour des problèmes caractérisés par une bobine avec noyau magnétique sur une pièce plane (THEODOULIDIS 2003) ou

4.2.5 - Généralisation au cas multi-défauts

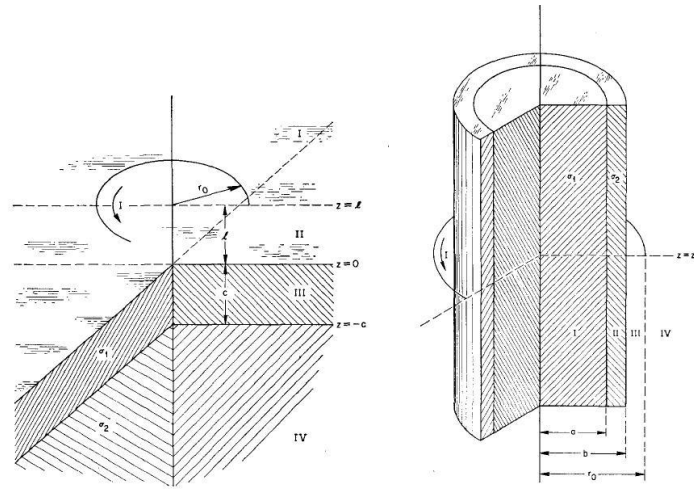


FIGURE 4.7: Géométries à symétrie de révolution étudiées avec des méthodes analytiques par Dodd and Deeds.

encore un demi-espace conducteur excité par une bobine cylindrique qui peut avoir une orientation quelconque par rapport au plan (THEODOULIDIS 2005), comme montré dans la figure 4.8, ou le calcul de la réponse d'un défaut en bord de pièce (THEODOULIDIS et BOWLER 2005; THEODOULIDIS et BOWLER 2010). Cependant, ces solutions analytiques ou semi-analytiques, très avantageuses en précision et en temps de

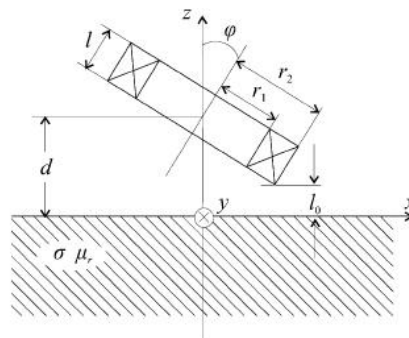


FIGURE 4.8: Géométrie étudiée analytiquement par Theodoulidis en 2005 (THEODOULIDIS 2005).

calcul, ne permettent pas de traiter des géométries complexes. Une alternative, en particulier lorsque qu'aucun calcul analytique n'est possible, est alors de mettre en œuvre des méthodes numériques.

Les méthodes numériques présentent l'avantage de pouvoir prendre en compte des configurations de contrôle très générales, comprenant des géométries quelconque de pièce, de défauts et de capteurs. Les majeurs inconvénients sont le temps de calcul et la consommation très importante de ressources informatiques liée aux maillages complets des pièces considérées, qui, selon le problème traité, peuvent être de dimensions élevées. Parmi les méthodes numériques existantes on peut citer la méthode des différences finies, qui consiste en une discrétisation directe des équations aux dérivées partielles, c'est-à-dire à approcher les opérateurs différentiels par des différences de fonctions évaluées en des points voisins et à résoudre les équations de récurrence ainsi obtenues. Cette méthode nécessite un découpage régulier du domaine d'étude (spatial et temporel) ce qui impose une adaptation délicate aux géométries complexes.

La plus populaire des approches numériques est la méthode des éléments finis (Finite Element Method en anglais), (IDA et LORD 1985; GRATKOWSKI, PICHON et RAZEK 1996; TANAKA et TSUBOI 2001; LE BIHAN,

PAVO, BENSETTI et MARCHAND 2006 ; SABARIEGO et DULAR 2006). Cette méthode repose sur une partition du domaine d'étude Ω en sous-domaine Ω_e , nommés éléments, adjacents et qui ne se recouvrent pas. Ils sont traditionnellement de forme tétraédrique et leurs sommets sont appelés nœuds. Les valeurs des grandeurs physiques du problème électromagnétique sont calculées uniquement en ces points et dans l'élément elles sont estimées par une interpolation polynomiale d'ordres bas ou élevés. La méthode des éléments finis impose intrinsèquement la continuité des grandeurs physiques estimées, ce qui est incompatible avec les discontinuités possibles des champs \mathbf{E} et \mathbf{H} aux interfaces des milieux différents qui constituent la scène considérée (la pièce, le défaut, l'air et la sonde). L'alternative utilisée est l'introduction des potentiels électrique et magnétique.

4.3.1 Le modèle éléments finis développé au LGEP

Dans une partie de ce travail, nous allons utiliser un logiciel basé sur les éléments finis, appelé DOLMEN. Cet outil de simulation numérique 3D pour le contrôle non destructif par courants de Foucault est développé par le département MODélisation et CONtrôle de Systèmes ElectroMagnétique (MOCOSEM) du Laboratoire de Génie Electrique de Paris (LGEP). Deux formulations, électrique et magnétique en potentiels combinés, sont programmées pour le régime harmonique (CHOUA, SANTANDRÉA, LE BIHAN et MARCHAND 2010). La formulation magnétique $\mathbf{T} - \phi$, avec \mathbf{T} le potentiel vecteur électrique et ϕ le potentiel scalaire magnétique, où le champ magnétique est donné par :

$$\mathbf{H} = \mathbf{T} - \text{grad}(\Phi) \quad (4.43)$$

avec $\text{rot}(\mathbf{T}) = \mathbf{J}$ et \mathbf{J} la densité de courant. La formulation $\mathbf{A} - \Psi$ dans laquelle le champ électrique est décomposé dans la façon suivante :

$$\mathbf{E} = -\partial_t (\mathbf{A} + \text{grad}(\Psi)) \quad (4.44)$$

où \mathbf{A} et Ψ sont respectivement le potentiel vecteur magnétique et le potentiel scalaire électrique. Le vecteur \mathbf{A} est défini comme $\mathbf{B} = \text{rot}(\mathbf{A})$, avec \mathbf{B} la densité de flux magnétique. La formulation $\mathbf{T} - \phi$ vérifie fortement (au niveau local) la loi d'Ampère, surestime l'énergie magnétique et sous-estime les pertes de puissance. La formulation $\mathbf{A} - \Psi$ se comporte de manière opposée, elle vérifie fortement la loi de Faraday, en sous-estimant l'énergie magnétique et surestimant les pertes de puissance. Cette complémentarité est très utile pour les analyses des champs et elle est utilisée afin d'adapter le maillage en fonction d'une estimation d'erreur effectuée à l'aide des deux formulations (BENSETTI, CHOUA, SANTANDREA et al. 2008). Les éléments finis utilisés pour discrétiser la zone de calcul sont des éléments de Whitney tétraédriques du premier ordre avec des degrés de liberté aux nœuds et aux arêtes.

4.3.2 Le modèle éléments finis développé à l'Université de Cassino

Dans le cadre d'une collaboration avec le « Dipartimento di Automazione Elettromagnetismo Ingegneria dell'Informazione Matematica Industriale » (DAEIMI) de l'Université de Cassino, nous avons effectué des comparaisons entre notre modèle et des résultats obtenus avec une approche basée sur une formulation intégrale combinée avec la méthode des éléments finis (ALBANESE et RUBINACCI 1997 ; TAMBURRINO et VENTRE 2011). Les équations intégrales couplées qui décrivent le problème sont les suivantes :

$$\eta \delta \mathbf{J} + j\omega \mathcal{A} [\delta \mathbf{J}, \delta \mathbf{M}] + \nabla \delta \varphi = \mathbf{0} \text{ dans } \Omega_{BG} \quad (4.45)$$

$$\frac{\mu \mu_0}{\mu - \mu_0} \delta \mathbf{M} - \nabla \times \mathcal{A} [\delta \mathbf{J}, \delta \mathbf{M}] = \mathbf{0} \text{ dans } \Omega_{BG}, \quad (4.46)$$

Elles doivent respecter les conditions $\delta \mathbf{J} = -\mathbf{J}_{BG}$ et $\delta \mathbf{M} = -\mathbf{M}_{BG}$ dans Ω , avec η le résistivité électrique, $\delta \mathbf{J}$, $\delta \mathbf{M}$ et $\delta \varphi$ les perturbations des courants de Foucault, de la magnétisation et du potentiel scalaire dues à un défaut non-magnétique de volume Ω contenu dans le domaine Ω_{BG} ($\Omega \subset \Omega_{BG}$). $\mathcal{A} [\cdot, \cdot]$ est l'opérateur

4.4.1 - Comparaison avec un résultat de la littérature

qui donne le potentiel vecteur dû à une source, \mathbf{J}_{BG} et \mathbf{M}_{BG} sont les courants de Foucault et le champ de magnétisation en l'absence du défaut.

La formulation est optimisée de façon à ce que les inconnues $\delta\mathbf{J}$ et $\delta\mathbf{M}$ ($\delta\varphi$ disparaît dans le modèle numérique) soient localisées dans le voisinage du défaut, un volume appelé Ω_{BG} .

Différentes comparaisons entre les deux modèles éléments finis présentés dans ce paragraphe et notre modèle seront présentées et commentées dans la section suivante, c'est grâce aux collaborations avec le LGEP et le DAEIMI, dans le cadre du projet CIVA 2012, que nous avons pu valider le modèle dans différentes configurations de contrôle. Le chapitre suivant est consacré à la présentation et discussion des résultats obtenus et aux validations à travers des comparaisons avec d'autres modèles et des mesures expérimentales.

4.4 Validation du modèle ferromagnétique

4.4.1 Comparaison avec un résultat de la littérature

Nous allons maintenant présenter les résultats obtenus sur une plaque avec une seule couche ferromagnétique, en particulier la réponse d'une bobine émettrice/réceptrice. D'abord nous allons présenter une première comparaison entre le modèle développé et un résultat de la littérature obtenu avec un code basé sur les éléments finis (HUANG, TAKAGI et UCHIMOTO 2003). La configuration simulée est celle d'une plaque

e	μ_r	σ	δ
1,25 mm	100	1 MSm ⁻¹	1,3 mm

TABLE 4.1: Paramètres géométriques et physiques de la plaque.

L	w	d	ligament
6 mm	0,2 mm	0,5 mm	0,75 mm

TABLE 4.2: Description du défaut contenu dans la plaque.

diamètre externe	diamètre interne	hauteur	nombre de spires	entrefer	courant d'injection
3,2 mm	1,2 mm	0,8 mm	140	0,5 mm	1 mA

TABLE 4.3: Description de la configuration d'acquisition.

constituée d'une seule couche affectée d'un défaut et à la fréquence de travail de $f = 1,5$ kHz. Son épaisseur e , sa perméabilité relative μ_r , sa conductivité σ et le correspondant épaisseur de peau δ sont donnés dans le Tableau 4.1.

Un défaut parallélépipédique, contenant de l'air et occupant un volume Ω , de longueur L , largeur w et profondeur d est contenu dans la plaque, ses dimensions sont données dans le Tableau 4.2. Le ligament représente la distance entre le défaut et la surface de la pièce du côté de la sonde. Dans la suite on appellera cette configuration « défaut externe » car positionné de l'autre côté de la pièce par rapport à la sonde.

La variation de l'impédance ΔZ est calculée pour une simple bobine émettrice/réceptrice. Elle effectue un scan dans le sens de la plus grande dimension du défaut Ω . Le scan est effectué à partir du centre du défaut et le déplacement est réalisé avec un pas de 0,5 mm. Les données de l'acquisition simulée sont reportées dans le Tableau 4.3, qui constituent une configuration classique utilisée dans les benchmarks JSAEM, (FUKUTOMI, TAKAGI, TANI et CHEN 1997).

Le premier résultat présenté ici a été obtenu avec $N_x = 20$, $N_y = 6$ et $N_z = 10$ cellules de discrétisation. La figure 4.9 montre la comparaison entre le résultat simulé, le résultat de la littérature obtenu par éléments finis et le code développé au sein du laboratoire LGEP, également basé sur les éléments finis, qui a été brièvement introduit dans la section 4.3. Nous observons un bon accord entre les trois résultats dans cette première configuration de contrôle.

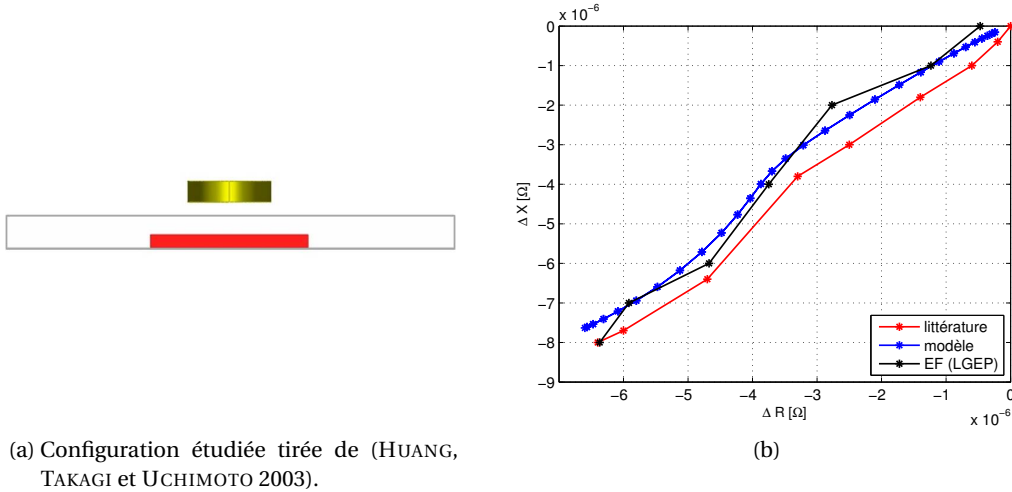


FIGURE 4.9: Configuration plane, résultats obtenus pour un défaut de type fissure externe, traversant 40% de la plaque ferromagnétique caractérisée par une valeur de $\mu_r = 100$. Les signaux correspondent à la variation de l'impédance de la bobine émettrice/réceptrice en correspondance du passage sur le défaut à la fréquence de 1,5kHz. Comparaison avec un cas de la littérature, (HUANG, TAKAGI et UCHIMOTO 2003), et un code éléments finis développé par le LGEP, (BENSETTI, CHOUA, SANTANDREA et al. 2008; CHOUA, SANTANDRÉA, LE BIHAN et MARCHAND 2010).

4.4.2 Comparaison avec un cas équivalent en géométrie cylindrique

Nous avons comparé le modèle plan ferromagnétique avec un modèle déjà existant et intégré dans la plateforme de simulation CIVA, permettant de simuler le contrôle d'une pièce ferromagnétique en géométrie cylindrique. Le modèle ferromagnétique en géométrie cylindrique a été validé expérimentalement (SKARLATOS, PICHENOT, LESSELIER et al. 2008). Afin de vérifier l'équivalence entre les deux modèles, nous avons simulé la configuration décrite précédemment et dont les paramètres caractéristiques sont données dans les tableaux 4.1, 4.2 et 4.3. Le défaut traverse 40% de l'épaisseur de la plaque. Ensuite, le cas du défaut débouchant du côté de la sonde, et appelé « défaut interne », traversant 40% de l'épaisseur de plaque, et le cas du défaut traversant 100%, seront présentés.

Le Tableau 4.4 décrit les caractéristiques géométriques des trois défauts étudiés en géométrie plane, Tableau 4.4. Les autres paramètres caractéristiques de la configuration simulée n'ont pas été modifiés et sont donnés dans le Tableau 4.1 et le Tableau 4.3. La configuration équivalente en géométrie cylindrique a été

L	w	d
6 mm	0,2 mm	[40%]; [100%] e

TABLE 4.4: Description du défaut contenu dans la plaque.

définie en choisissant les diamètres interne et externe du tube suffisamment grands par rapport à la bobine émettrice/réceptrice pour considérer la surface vue par la bobine comme localement plane. Les dimensions des diamètres interne et externe du tube sont donc largement supérieures à celles de la sonde, Figure 4.10.

4.4.2 - Comparaison avec un cas équivalent en géométrie cylindrique

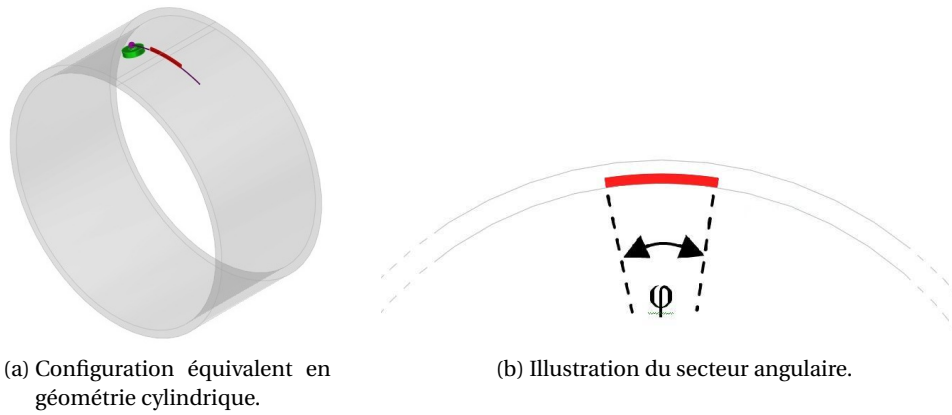


FIGURE 4.10: Description de la configuration simulée en géométrie cylindrique utilisée pour comparer les résultats avec le modèle plan développé.

diamètre externe	diamètre interne
42,5 mm	40 mm

TABLE 4.5: Paramètres caractéristiques du tube de la configuration équivalente en géométrie cylindrique.

Le Tableau 4.5 et le Tableau 4.6 spécifient les dimensions du tube et des défauts considérés en géométrie cylindrique.

Le premier cas présenté est celui du défaut externe traversant 40% de la pièce, à la fréquence de 1,5 kHz, et précédemment comparé avec deux résultats éléments finis. Dans la figure 4.11 nous pouvons constater que les variations de l'impédance de la bobine, ΔZ (en Ω), en géométrie plane et cylindrique ont la même allure et le même ordre de grandeur. Les maillages choisis sont identiques, dans le cas plan $N_x = 20$, $N_y = 6$ et $N_z = 10$, dans le cas cylindrique $N_\Theta = 20$, $N_y = 6$ et $N_r = 10$.

Maintenant nous allons simuler les deux autres cas, le défaut interne qui traverse 40% de la pièce (figure 4.12) et le défaut traversant le 100% (figure 4.13).

Ces résultats montrent un bon accord entre les deux modèles ferromagnétiques, néanmoins dans les deux cas où le défaut est débouchant et, plus particulièrement le cas 100%, on peut observer un écart venant probablement des différences entre les deux géométries qui deviennent plus fortes dans les configurations où le calcul est effectué à la surface de la pièce. Il est à noter qu'entre la configuration cylindrique et la configuration plane les formulations des dyades de Green et la façon de les calculer numériquement sont très différentes, une telle comparaison permet également de valider les dyades de Green dans la configuration plane.

Nous nous sommes ensuite intéressés à la convergence du modèle. Dans le prochain paragraphe les résultats obtenus en faisant varier les maillages suivant les trois dimensions du défaut seront présentés.

φ	w	d
17,19°	0,2 mm	[40%]; [100%] e

TABLE 4.6: Paramètres caractéristiques du défaut en géométrie cylindrique.

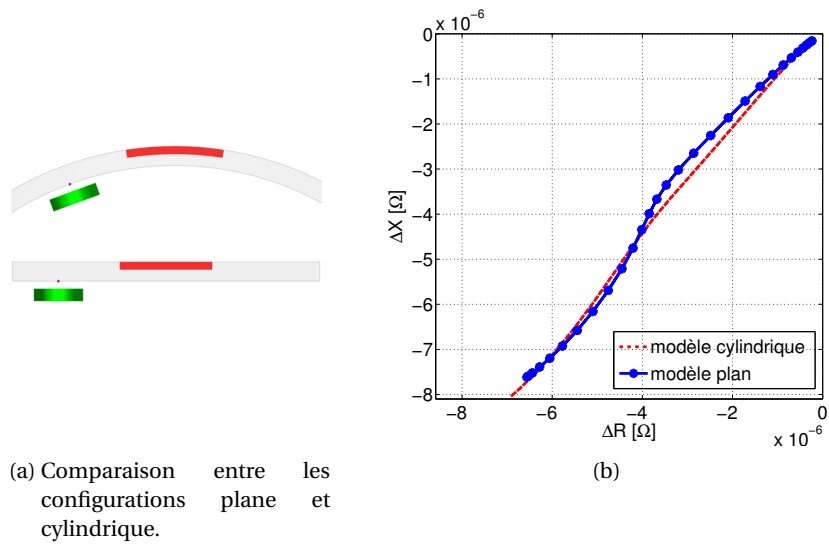


FIGURE 4.11: Comparaison entre le modèle plan et cylindrique pour un défaut de type fissure externe, traversant 40% de la pièce. Les signaux correspondent à la variation de l'impédance de la bobine émettrice/réceptrice en correspondance du passage sur le défaut. Comparaison avec le cas équivalent en géométrie cylindrique dans CIVA.

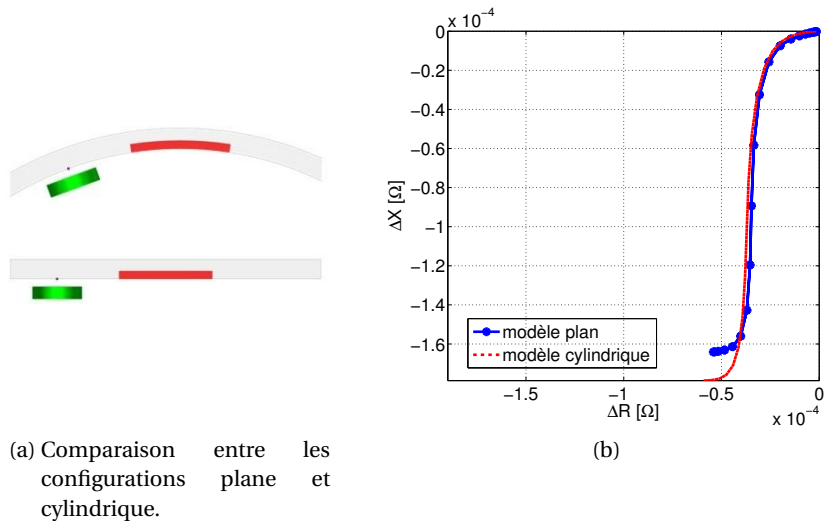


FIGURE 4.12: Comparaison entre le modèle plan et cylindrique pour un défaut de type fissure interne, traversant 40% de la plaque. Les signaux montrent la variation de l'impédance de la bobine émettrice/réceptrice en correspondance du passage sur le défaut. Comparaison avec le cas équivalent en géométrie cylindrique dans CIVA.

4.4.3 - Étude de convergence : défaut de type fissure

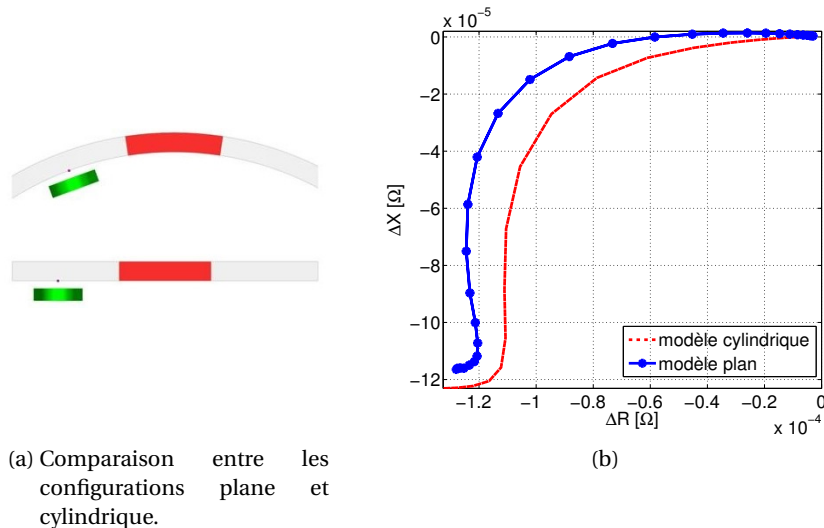


FIGURE 4.13: Comparaison entre le modèle plan et cylindrique pour un défaut de type fissure, traversant (100%) de la plaque. Les signaux montrent la variation de l'impédance de la bobine émettrice/réceptrice en correspondance du passage sur le défaut. Comparaison avec le cas équivalent en géométrie cylindrique dans CIVA.

4.4.3 Étude de convergence : défaut de type fissure

Une étude de convergence a été effectuée sur les cas externe et interne, dans les configurations plane et cylindrique, afin de tester la stabilité du code. Le maillage choisi comme référence est de $30 \times 6 \times 10$ cellules respectivement suivant x , y et z et Θ , y et r . Nous avons fait varier d'abord les mailles suivant x (ou Θ dans le cas cylindrique) et fixé $N_y = 6$ et $N_z = 10$ (ou $N_y = 6$ et $N_r = 10$), ensuite celles suivant y et fixé $N_x = 30$ et $N_z = 10$ (ou $N_\Theta = 30$ et $N_r = 10$) et enfin les mailles suivant z (ou r) et fixé $N_x = 30$ et $N_y = 6$ (ou $N_\Theta = 30$ et $N_r = 10$).

4.4.3.1 Défaut externe

Configuration plane Les figures 4.14a, 4.14b et 4.14c montrent les résultats de cette étude. On peut remarquer une stabilité du résultat en fonction du nombre de mailles utilisées pour discrétiser le volume occupé par le défaut à l'exception du cas $N_y = 2$ suivant y , qui correspond à la dimension la plus petite du défaut, 0,2 mm, pour laquelle le résultat ne semble pas avoir convergé.

Configuration cylindrique Le maillage de référence est $N_\Theta = 30$, $N_y = 6$ et $N_r = 10$. Les figures 4.15a, 4.15b et 4.15c montrent les résultats de l'étude pour le cas externe. Dans les figures 4.15a, 4.15b et 4.15c on peut observer qu'on a également convergé vers un résultat stable.

4.4.3.2 Défaut interne

Une étude identique est répétée dans le cas du défaut interne.

Configuration plane On choisit encore comme référence un maillage de $30 \times 6 \times 10$ cellules respectivement suivant x , y et z . Nous faisons varier d'abord les mailles suivant x à $N_y = 6$ et $N_z = 10$ fixés, ensuite celles

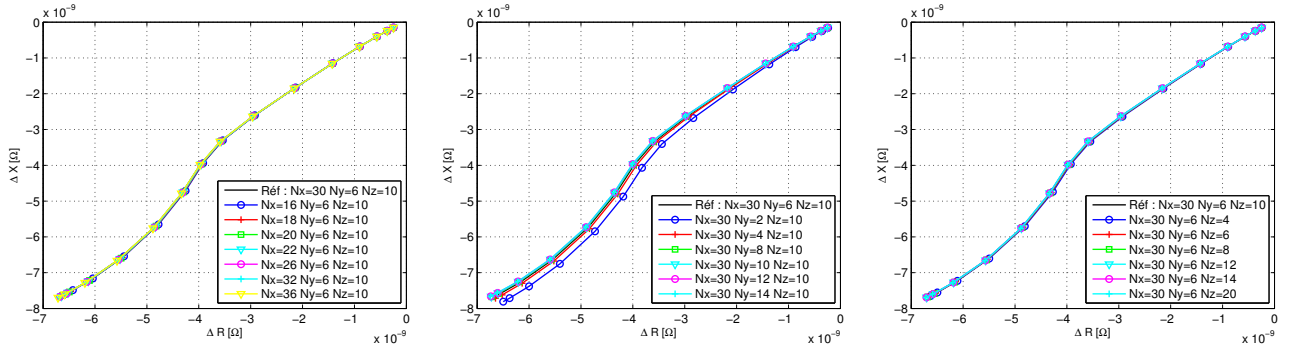


FIGURE 4.14: Configuration plane, résultats de l'étude de convergence pour le cas du défaut de type fissure externe.

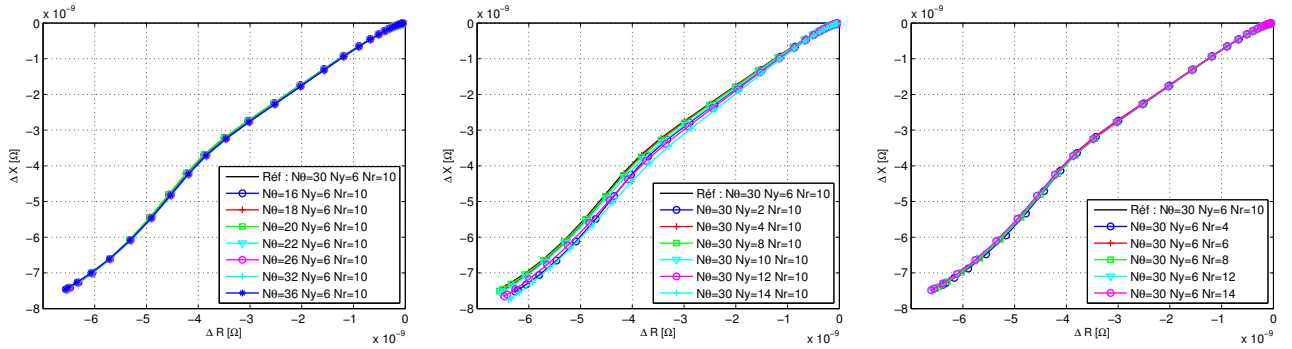


FIGURE 4.15: Configuration cylindrique, résultats de l'étude de convergence pour un défaut de type fissure externe.

suitant y avec $N_x = 30$ et $N_z = 10$ et enfin les mailles suivant z avec $N_x = 30$ et $N_y = 6$. Les figures 4.16a, 4.16b et 4.16c montrent les résultats de cette étude dans la configuration interne. Nous pouvons observer

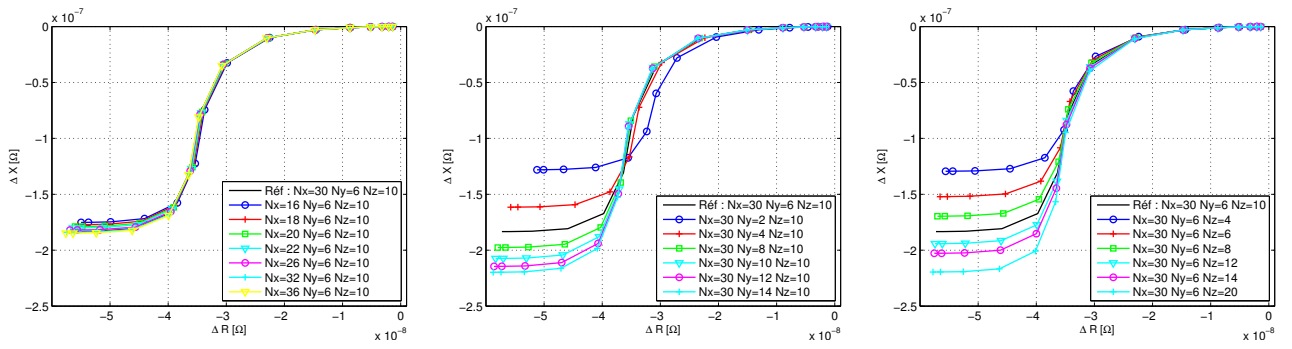


FIGURE 4.16: Configuration plane, résultats de l'étude de convergence pour un défaut de type fissure interne.

4.4.4 - Étude de convergence : défaut cubique

que si le résultat a convergé par rapport au nombre de mailles suivant x , il évolue de manière monotone en fonction du nombre de mailles suivant y et z , jusqu'à des valeurs rendant le temps de calcul prohibitif.

Configuration cylindrique Le maillage de référence est $N_\theta = 30$, $N_y = 6$ et $N_r = 10$. Les figures 4.17a, 4.17b et 4.17c montrent les résultats de l'étude de convergence pour le cas interne. Le modèle cylindrique, dans la configuration contenant un défaut de type fissure interne, reproduit le comportement du modèle plan et le résultat continue à évoluer avec le nombre de mailles suivant l'épaisseur du défaut y et la profondeur radiale r .

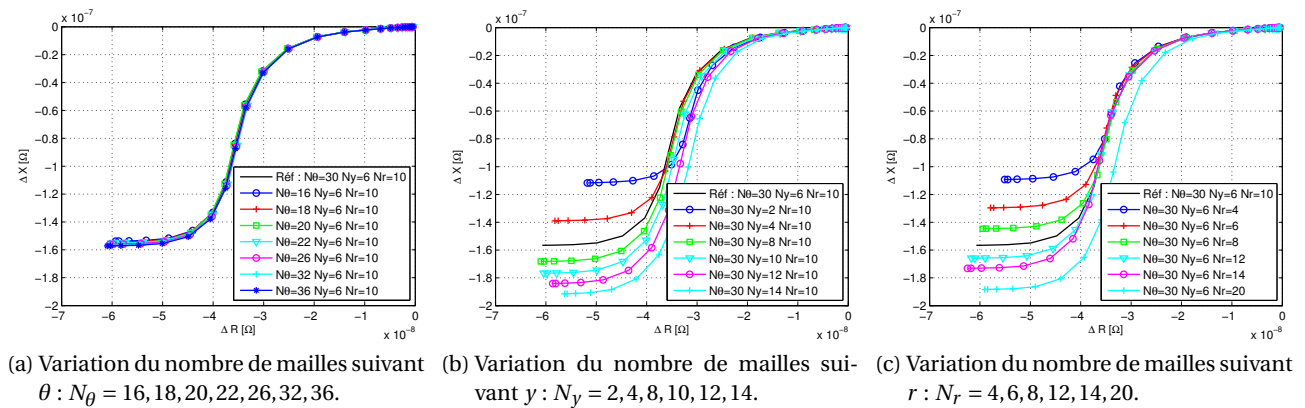


FIGURE 4.17: Configuration cylindrique, résultats de l'étude de convergence pour un défaut de type fissure interne.

4.4.3.3 Éléments de conclusion

Nous avons cherché à vérifier une hypothèse selon laquelle l'origine du problème pouvait être liée à la géométrie du défaut et la forme des mailles. Dans le cas externe, les interactions entre la source et le défaut sont moins intenses, et cela pourrait expliquer pourquoi on n'a pas observé ce phénomène dans le cas de la fissure externe. La discrétisation du volume d'un défaut très fin et long, pourrait être la cause des problèmes de convergence rencontrés. Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons effectué une étude de convergence sur un défaut cubique, pour s'affranchir des problèmes liés à la forme des cellules de discrétisation.

4.4.4 Étude de convergence : défaut cubique

4.4.4.1 Configuration externe et interne

Pour discrétiser le volume d'un défaut, le maillage doit être choisi de façon à avoir des cellules qui respectent les proportions du défaut. Dans le cas d'un défaut parallélépipédique très long et étroit, comme celui considéré précédemment par exemple, il est caractérisé par une longueur de 6 mm, une épaisseur de 0,2 mm, et une profondeur de 0,5 mm. Afin d'établir si la forme des cellules pouvait provoquer des problèmes de convergence, nous avons considéré un défaut cubique, dont les dimensions sont égales à $0,5 \times 0,5 \times 0,5 \text{ mm}^3$, pour s'affranchir des éventuelles difficultés dues à la forme des mailles. Les paramètres caractéristiques de la plaque monocouche ferromagnétique qui le contient, de la bobine émettrice/réceptrice et de l'acquisition, sont identiques et donnés dans le Tableau 4.1 et le Tableau 4.2.

Le premier cas traité est celui du défaut externe, les maillages considérés sont données Tableau 4.7. La figure 4.18 montre la superposition des trois résultats de simulation, on observe que la convergence est

rapidement atteinte. Maintenant on considère le cas du défaut interne, à côté de la sonde. Les maillages

Conf. #	N_x	N_y	N_z
1	6	6	6
2	10	10	10
3	14	14	14

TABLE 4.7: Nombre de mailles utilisées pour discrétiser le défaut cubique.

utilisés sont décrits dans le Tableau 4.7 et les résultats montrés dans la figure 4.19.

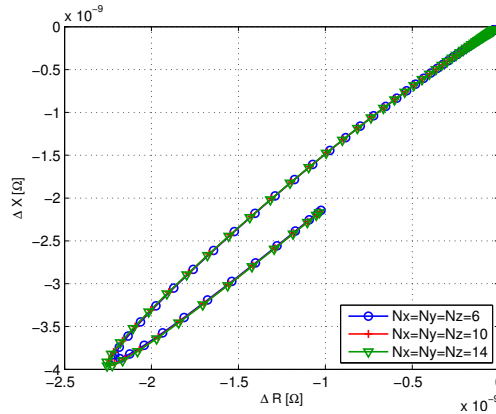


FIGURE 4.18: Configuration plane contenant un défaut cubique externe. Étude de convergence à la fréquence de 1,5kHz en fonction du nombre de mailles suivant x , y et z . Les dimensions du défaut, positionné de l'autre côté par rapport à la sonde, sont $0,5 \times 0,5 \times 0,5 \text{ mm}^3$ et les maillages utilisés sont donnés dans le Tableau 4.7.

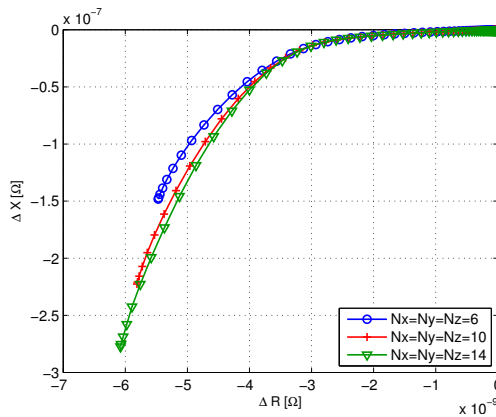


FIGURE 4.19: Configuration plane contenant un défaut cubique interne. Étude de convergence à la fréquence de 1,5kHz en fonction du nombre de mailles suivant x , y et z . Les dimensions du défaut, positionné du côté de la sonde, sont $0,5 \times 0,5 \times 0,5 \text{ mm}^3$ et les maillages sont données dans le Tableau 4.7.

On voit que dans le cas interne la convergence n'est pas atteinte, et on peut donc en déduire que le problème ne vient pas des dimensions du défaut et de la forme des cellules utilisées pour discrétiser son volume, mais plutôt de sa position. En particulier, il semblerait y avoir un problème dans la description des interactions entre les champs incidents et les défauts quand ils sont positionnés à la surface de la pièce,

4.4.4 - Étude de convergence : défaut cubique

où ces interactions sont plus fortes. D'après ces résultats, nous nous sommes concentrés sur la position du défaut et avons effectué une étude de convergence sur le cas du défaut cubique en faisant varier le ligament, afin de vérifier à partir de quelle distance les problèmes deviennent observables.

4.4.4.2 Étude de convergence sur un défaut cubique en fonction du ligament

À partir de la configuration contenant un défaut cubique interne, et présentée dans le paragraphe 4.4.4, nous avons modifié le ligament (la distance entre le défaut et la surface), afin d'observer à partir de quelle profondeur la convergence devient plus compliquée. Les deux maillages retenus pour ce test sont $N_x = N_y = N_z = 10$ et $N_x = N_y = N_z = 14$, les ligaments l considérés sont $l_1 = 0,1$, $l_2 = 0,01$, $l_3 = 0,001$ et $l_4 = 0$. La valeur $l_4 = 0$ correspond au défaut de départ, à la surface de la pièce.

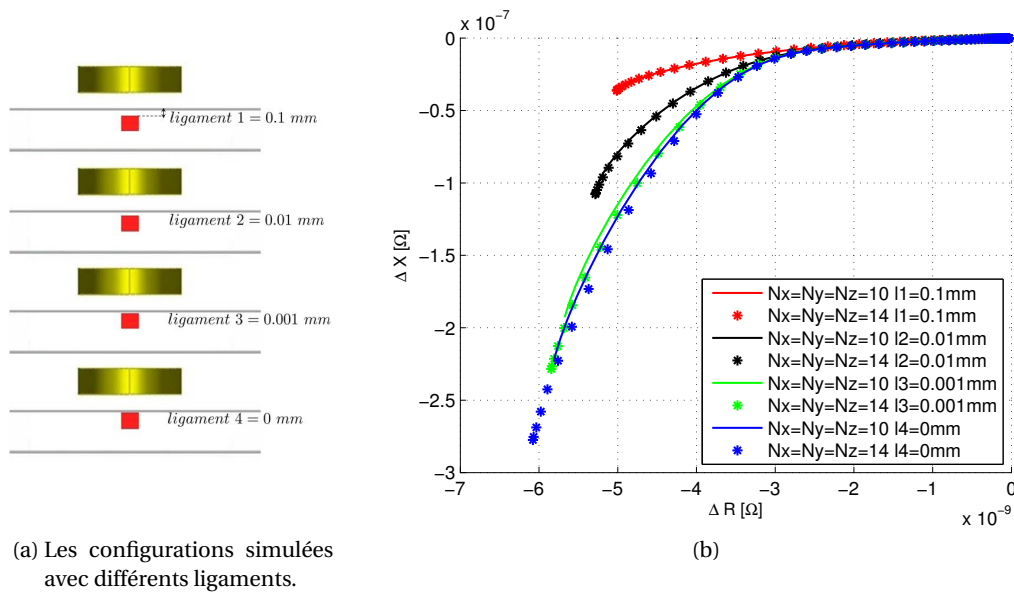


FIGURE 4.20: Configuration plane contenant un défaut cubique. Étude de convergence en fonction du nombre de mailles suivant x , y et z et du ligament. Les dimensions du défaut, positionné du côté de la sonde, sont $0,5 \times 0,5 \times 0,5 \text{ mm}^3$, les maillages utilisés sont $N_x = N_y = N_z = 10$ et $N_x = N_y = N_z = 14$ et les ligaments considérés sont $l_1 = 0,1$, $l_2 = 0,01$, $l_3 = 0,001$ et $l_4 = 0$.

La figure 4.20 montre que la convergence est rapide pour un ligament de 0,1 mm et aussi dans le cas d'un ligament de 0,01 mm on n'a pas une grande évolution des résultats en fonctions du maillage. Par contre les cas 0,001 mm et 0 mm évoluent beaucoup et on n'a pas encore convergé.

Plusieurs hypothèse ont été faites afin d'essayer de comprendre l'origine du problème :

1. dans les matériaux ferromagnétiques, à cause des fortes valeurs de perméabilité magnétique, l'épaisseur de peau diminue rapidement avec la fréquence par rapport aux matériaux non magnétiques. En utilisant un maillage uniforme suivant la profondeur du défaut, on est obligé de mailler très finement afin de pouvoir discrétiser suffisamment la zone d'intérêt, c'est-à-dire la zone où les interactions entre le défaut et les champs incidents sont plus intenses et concentrées dans l'épaisseur de peau. Une possibilité serait donc d'utiliser un maillage avec une distribution non uniforme, par exemple une distribution qui diminue de façon exponentielle suivant la profondeur, tout en respectant la condition d'avoir au minimum trois ou quatre mailles par épaisseur de peau, ce qui devrait permettre de discrétiser plus finement à la surface et moins en profondeur.

2. les fonctions de « base » et de « test » utilisées dans la méthode des moments pour discrétiser les champs à l'intérieur du défaut sont des fonctions de type « portes ». Ces fonctions ne permettent pas d'assurer la continuité des champs entre une cellule et l'autre. Dans le cas ferromagnétiques les changements drastiques des quantités électriques et magnétiques dans des faibles épaisseurs pourraient causer des fortes discontinuités et donc être mal décrites par ce type de fonction. Dans le modèle cylindrique, les fonctions utilisées dans la méthode des moments sont des fonctions de type « portes » suivant Θ et y , tandis que suivant r le choix a été d'utiliser des fonctions caractérisées par une variation linéaire. D'après les résultats obtenus dans les cas du défaut interne, ces fonctions ne semblent pas suffisantes pour résoudre les problèmes de convergence. Des fonctions de type « rooftop » du premier ordre permettraient par exemple d'assurer la continuité des grandeurs physiques pas seulement à l'intérieur des cellules de discrétisation, mais aussi pour les composantes normales à l'interface entre deux cellules adjacentes. Ce type de fonction peut apporter une grande accélération à la convergence numérique dans la résolution des équations intégrales à travers la méthode des moments, ainsi qu'une diminution de l'erreur quadratique commis dans la discrétisation (SERCU, FACHE et LAGASSE 1994).

En raison des importantes modifications du code et du temps nécessaire pour pouvoir introduire des fonctions de type rooftop dans notre modèle cet aspect n'a pas pu être étudié et il ne sera donc pas traité ici, il reste cependant une perspective intéressante pour ce travail.

4.4.5 Comparaison avec des mesures expérimentales

Dans le cadre des collaborations avec l'Université de Cassino et le Laboratoire de Génie Electrique de Paris (LGEP), nous avons comparé nos trois modèles sur une configuration issue de la littérature (DITCHBURN, BURKE et POSADA 2003).

Le modèle développé par l'Université de Cassino (le département DAEIMI) est basé sur une formulation intégrale résolue à travers une approximation éléments finis du vecteur potentiel électrique et de la magnétisation (ALBANESE et RUBINACCI 1997 ; MOROZOV, RUBINACCI, TAMBURRINO et VENTRE 2006 ; TAMBURRINO et VENTRE 2011). Le modèle développé par le LGEP est basé sur un solveur éléments finis qui utilise deux formulations complémentaires électrique et magnétique (BENSETTI, CHOUA, SANTANDREA et al. 2008 ; CHOUA, SANTANDRÉA, LE BIHAN et MARCHAND 2010).

La configuration est celle d'une plaque avec une seule couche ferromagnétique, plusieurs acquisitions sont simulées, sur une plage de fréquences de travail $f = [0.1 - 10]$ kHz, qui correspondent à des épaisseurs de peau $\delta = [2.9 - 0.3]$ mm. L'épaisseur de la plaque e , sa perméabilité relative μ_r et sa conductivité σ sont données dans le Tableau 4.8. Un défaut parallélépipédique, contenant de l'air et occupant un volume Ω ,

e	μ_r	σ
10mm	85	$3,47 \text{MSm}^{-1}$

TABLE 4.8: Paramètres géométriques et physiques de la plaque.

de longueur L , largeur w et profondeur d est contenu dans la plaque. Ses dimensions sont décrites dans le Tableau 4.9. La variation de l'impédance ΔZ est calculée pour une simple bobine émettrice/réceptrice

L	w	d
40mm	0,43mm	1,8mm

TABLE 4.9: Description du défaut contenu dans la plaque.

en un seul point, correspondant au centre du défaut. Les données de l'acquisition simulées sont reportées dans le Tableau 4.10.

4.4.5 - Comparaison avec des mesures expérimentales

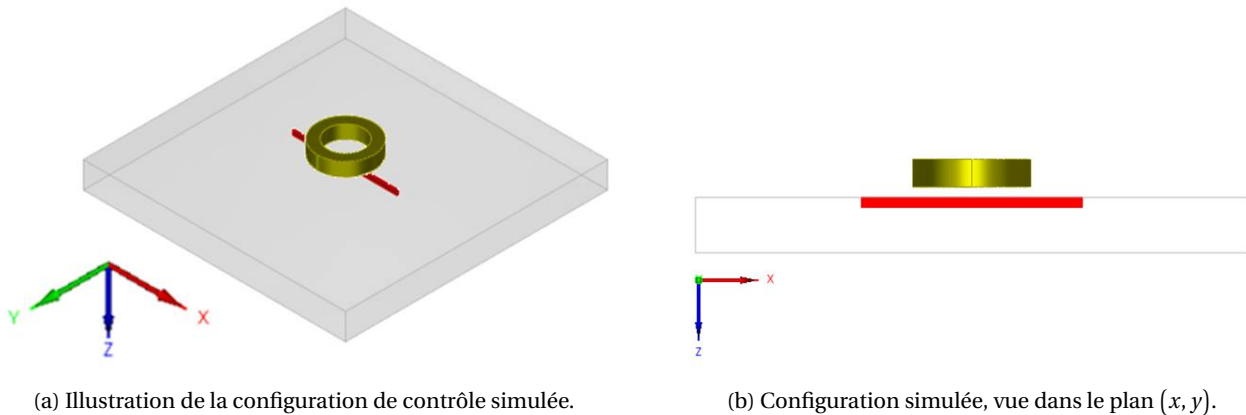


FIGURE 4.21: Configuration simulée et tirée de (DITCHBURN, BURKE et POSADA 2003). Une bobine émettrice/réceptrice sur une plaque ferromagnétique contenant un défaut parallélépipédique. Le Tableau 4.8, le Tableau 4.9 et le Tableau 4.10 donnent les dimensions caractéristiques des tous les éléments.

La figure 4.21 est une illustration de la configuration simulée.

Nous avons d'abord calculé la variation de l'impédance de la bobine en présence de la pièce, caractérisée par les paramètres présentés dans le tableau Tableau 4.8, sans prendre en compte le défaut. Dans la figure 4.22 nous pouvons observer le diagramme d'impédance normalisée par la valeur de l'impédance de la bobine dans l'air, appelé X_0 , calculée dans CIVA pour des fréquences comprise entre $[0,1 - 40\,000]$ kHz et différents entrefers. Les résultats des simulations sont comparés avec les résultats de la littérature et des mesures expérimentales, également tirées de (DITCHBURN, BURKE et POSADA 2003). Nous avons un très bon accord entre les résultats.

Nous allons maintenant prendre en compte le défaut et simuler différents maillages afin de vérifier la convergence du modèle développé. Les maillages choisis sont : $N_x = 55$ $N_y = 4$ $N_z = 8$, $N_x = 60$ $N_y = 5$ $N_z = 10$ et $N_x = 62$ $N_y = 4$ $N_z = 12$. La figure 4.23 montre la comparaison des partie réelles et imaginaires des trois résultats simulés, avec le modèle analytique de la littérature (DITCHBURN, BURKE et POSADA 2003) et des mesures expérimentales également tirées de l'article. La variation de l'impédance de la bobine en la présence du défaut est définie comme $\Delta Z = \Delta R + j\Delta X$ et l'impédance de la bobine dans l'air $Z_0 = R_0 + jX_0$.

On peut remarquer que nous sommes en bon accord avec le modèle analytique, et pour un maillage $N_x = 60$, $N_y = 5$ et $N_z = 10$ nous avons convergé à un résultat stable pour toutes les fréquences. L'écart entre les simulations et les données expérimentales ($\approx 20\%$ d'erreur), nous a amené à collaborer avec le LGEP et l'Université de Cassino. La figure 4.24 montre la comparaison entre les trois différents modèles, le modèle analytique de la littérature et les mesures expérimentales.

Pour des basses fréquences, comprises entre 0,1 kHz et 1 kHz, les trois modèles donnent des résultats similaires, qui sont aussi en accord avec les données expérimentales ($\approx 20\%$ d'erreur). Pour des fréquences plus élevées les différences entre les quatre résultats numériques et expérimentaux augmentent. Cet écart peut être expliqué par le fait qu'à hautes fréquences, il est difficile de bien décrire les phénomènes d'at-

diamètre externe	diamètre interne	hauteur	nombre de spires	entrefers	courant d'injection
21,4 mm	13,76 mm	5 mm	140	1,9 mm	1 mA

TABLE 4.10: Description de la configuration d'acquisition.

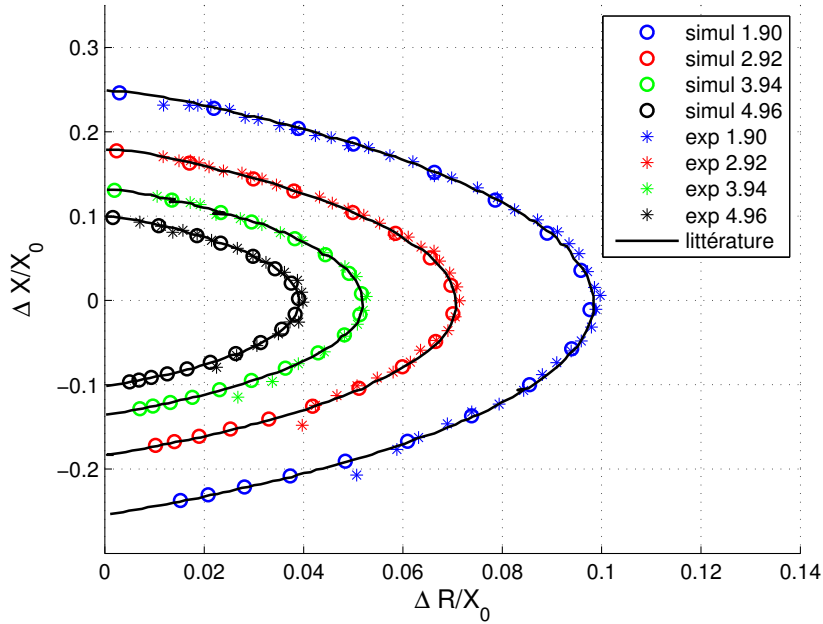


FIGURE 4.22: Variation de l'impédance de la bobine en présence de la pièce Tableau 4.8 en l'absence du défaut. Représentation dans le diagramme d'impédance normalisée par X_0 . Comparaison avec la littérature et des mesures expérimentales, (DITCHBURN, BURKE et POSADA 2003), pour différentes fréquences comprises entre $[0,1 - 40\,000]$ kHz et quatre valeurs d'entrefer : 1,90 mm, 2,92 mm, 3,94 mm et 4,96 mm.

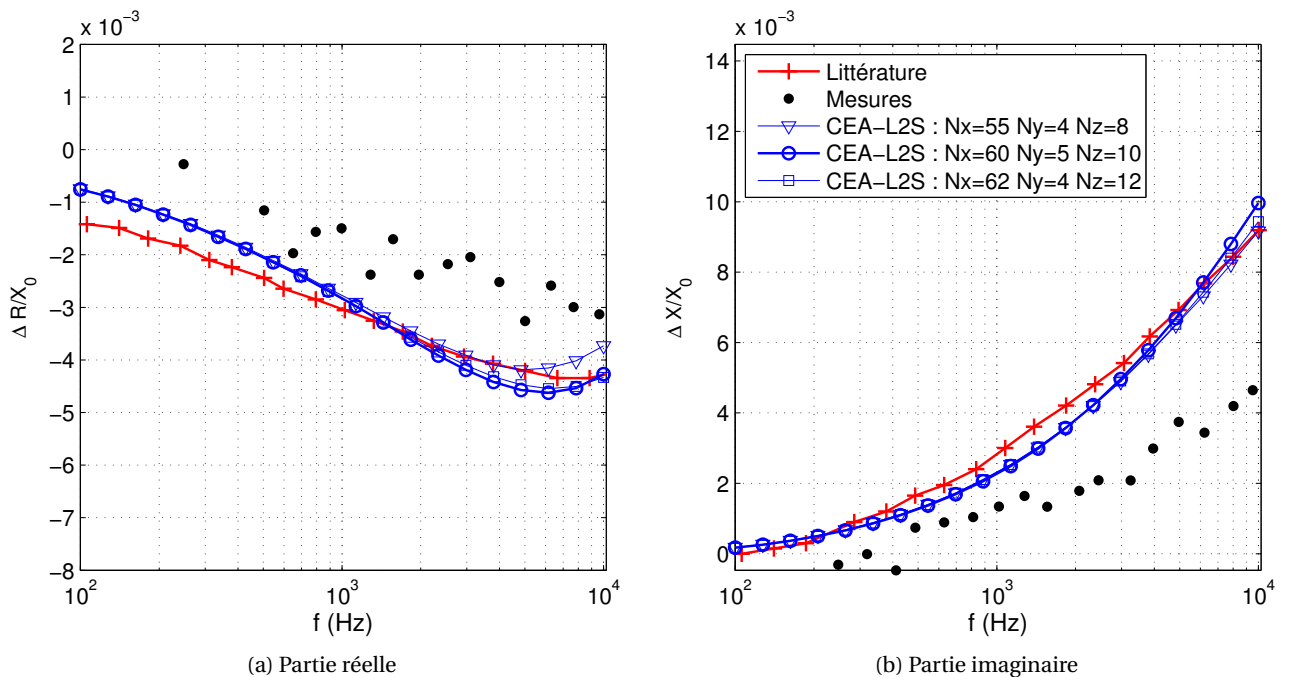


FIGURE 4.23: Variation maximale de l'impédance normalisée en fonction de la fréquence f . Comparaison entre trois résultats issus du modèle développé pour différents maillages et les résultats numériques et expérimentaux tirés de (DITCHBURN, BURKE et POSADA 2003)

4.4.6 - Conclusions et perspectives

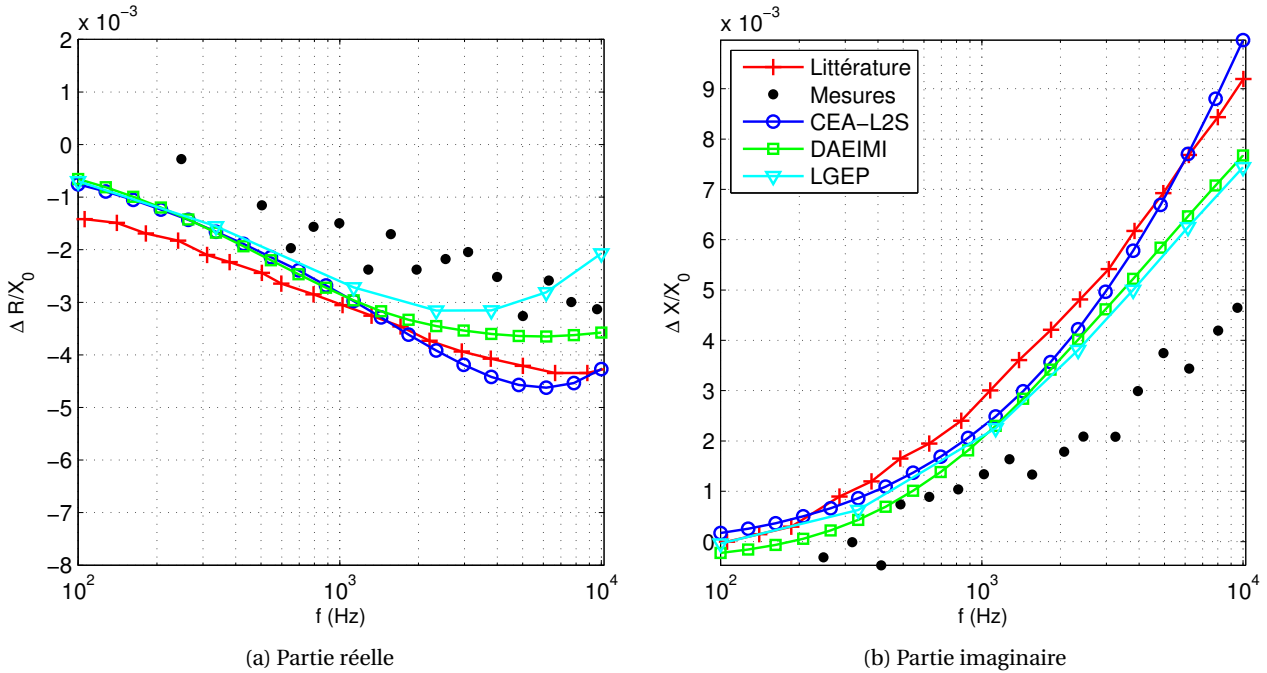


FIGURE 4.24: Variation maximale de l'impédance normalisée en fonction de la fréquence f . Comparaison entre les trois modèles présentés et les résultats numériques et expérimentaux tirée de (DITCHBURN, BURKE et POSADA 2003)

ténuation et le nombre de mailles nécessaire pour discrétiser le volume du défaut devient très important. Ainsi, l'épaisseur de peau de courants de Foucault diminue drastiquement avec la fréquence et devient très faible dans les matériaux ferromagnétique car inversement proportionnel à la fréquence et à la perméabilité magnétique. Nous avons observé dans notre modèle, une décroissance exponentielle des quantités magnétiques dans l'épaisseur de peau et le fait de mailler uniformément suivant la profondeur du défaut implique l'utilisation d'un très grand nombre de mailles pour bien décrire ces quantités avec des temps de calcul qui deviennent très élevés.

4.4.6 Conclusions et perspectives

Dans ce chapitre le modèle développé a été décrit, il permet de simuler le contrôle par courants de Foucault de plaques multicouches ferromagnétiques pouvant contenir un ou plusieurs défauts. Le calcul de la dyade $\mathbf{G}^{\text{em}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ a été implémenté et, grâce au principe de dualité, les dyades $\mathbf{G}^{\text{me}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ et $\mathbf{G}^{\text{mm}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ ont également été rajoutées au modèle. Ces termes ont permis de prendre en compte l'aspect ferromagnétique du problème et d'étendre les fonctionnalités du modèle plan existant. L'émetteur et récepteur considérés sont constitués d'un simple bobinage mais il est possible d'ajouter facilement des modules permettant de prendre en compte des capteurs plus élaborés, comme par exemple des sondes multiéléments ou des capteurs magnétiques.

Une première comparaison avec deux résultats éléments finis, sur un cas de contrôle d'une plaque ferromagnétique contenant un défaut débouchant de type fissure situé de l'autre côté de la plaque par rapport à la sonde (et appelé « externe »), a été présentée. Nous avons un bon accord entre les trois résultats dans cette première configuration.

Nous avons ensuite comparé le modèle plane ferromagnétique avec un modèle équivalent en géométrie cylindrique déjà intégré dans la plateforme de simulation CIVA. Les dimensions du tube ont été choisies

suffisamment grandes par rapport à celles de la bobine émettrice/réceptrice, de façon que la surface vue par la bobine soit localement plane. Trois cas ont été considérés, un défaut débouchant « externe » de type fissure, un défaut débouchant de type fissure du même côté de la sonde (et appelé « interne »), et le cas traversant toute l'épaisseur de la pièce. Les résultats montrent un bon accord entre les deux modèles, néanmoins dans les deux cas où le défaut est débouchant du côté de la sonde, et plus particulièrement le cas traversant, on peut observer un écart venant probablement des différences entre les deux géométries qui deviennent plus fortes dans les configurations où le calcul est effectué à la surface de la pièce.

La convergence du modèle a été analysée en faisant varier le nombre de mailles suivant les trois dimensions du défaut, afin de tester la stabilité du code. L'étude a été initialement conduite sur le défaut de type fissure, dans les cas externe et interne et dans les configurations plane et cylindrique. Dans les deux géométries, plane et cylindrique, on a observé le même comportement, pour la fissure externe le modèle converge rapidement, tandis que pour le cas interne le signal continue à évoluer en fonction du nombre de mailles suivant l'épaisseur du défaut y et la profondeur z . Par rapport au nombre de mailles suivant la longueur x , on converge rapidement vers un résultat stable. Dans le cas externe, les interactions entre la source et le défaut sont moins intenses, et cela pourrait expliquer pourquoi on n'a pas pu observer le même phénomène dans cette configuration. La discrétisation du volume d'un défaut très fin et long, pourrait être la cause des problèmes de convergence rencontrés.

Afin de vérifier si l'origine du problème pouvait être la géométrie du défaut et donc la forme des mailles utilisées pour le discrétiser, nous avons effectué une étude de convergence sur un défaut cubique, pour s'affranchir des problèmes liés à la forme des cellules de discrétisation. Suite aux résultats des études, nous avons pu constater que dans le cas interne la convergence pour un défaut cubique n'est pas atteinte, et on peut donc en déduire que le problème ne vient pas des dimensions du défaut et de la forme des cellules utilisées pour discrétiser son volume, mais plutôt de sa position. En particulier, il semblerait y avoir un problème dans la description des interactions entre les champs incidents et les défauts débouchant à la surface de la pièce.

Après avoir constaté que la forme du défaut n'était pas la cause du problème, nous nous sommes concentrés sur sa position et nous avons effectué une étude de convergence sur le cas du défaut cubique en faisant varier le ligament, c'est-à-dire la distance entre le défaut et la surface de la plaque, afin de vérifier à partir de quelle distance les problèmes deviennent observables. La convergence est rapidement atteinte pour un ligament de 0,1 mm et dans le cas d'un ligament de 0,01 mm on n'a pas une grande évolution des résultats en fonctions du maillage. Par contre, les cas 0,001 mm et le cas débouchant évoluent beaucoup en fonction du maillage et on n'a pas atteint la convergence.

Les collaborations avec le LGEP et le DAEIMI, nous ont permis de comparer les résultats de notre modèle avec des résultats obtenus par éléments finis sur un cas de la littérature contenant des mesures expérimentales. La configuration simulée et celle d'un défaut débouchant du coté de la sonde. Á l'issue de cette comparaison, nous avons pu valider nos trois modèles pour des basses fréquences, entre (0,1 kHz et 1 kHz), avec des résultats similaires, qui sont aussi en accord avec les données expérimentales. L'écart entre les résultats observé à plus hautes fréquences peut être expliqué par le fait qu'il devient difficile de bien décrire les phénomènes d'atténuation. Une décroissance exponentielle des quantités magnétiques dans l'épaisseur de peau a été observé et afin de bien décrire ce comportement le nombre de mailles et le conséquent temps de calcul deviennent très élevés.

5

Conclusions et perspectives

5.1 Conclusions

Ce travail de recherche s'est déroulé au sein du Laboratoire d'Instrumentation et Capteurs dans le Département d'Imagerie, Simulation et Contrôle du CEA-LIST à Saclay, dans le cadre d'une collaboration avec le Laboratoire des Signaux et Systèmes (L2S), une unité mixte de recherche (UMR 8506) du CNRS, de Supélec et de l'Université Paris-Sud.

L'objectif de cette thèse est la conception de sondes « courants de Foucault » optimisées pour le contrôle de matériaux ferromagnétiques. Elle s'est divisée en deux volets complémentaires : l'un, expérimental, a porté sur les conséquences des propriétés magnétiques des matériaux sur les signaux acquis, l'autre, numérique, sur la mise en place d'outils de simulation dans le cas de matériaux magnétiques.

Nous avons décrit les phénomènes physiques qui se produisent au niveau microscopique lorsque le matériau magnétique considéré est soumis à un champ magnétique. Ces phénomènes se différencient d'une famille de matériaux à l'autre et sont très intenses dans les matériaux ferromagnétiques. Le comportement hystérétique en fonction du champ externe constitue la problématique majeure de la partie instrumentale de cette thèse. La présence d'un champ statique rémanent dans la pièce que l'on souhaite contrôler peut entraîner des fausses alarmes et rendre inefficace le contrôle. Les capteurs à courants de Foucault et leur application dans le contrôle non destructif ont été présentés et analysés.

Dans le cas de matériaux ferromagnétiques, il est nécessaire de travailler à basses fréquences (quelques centaines de Hz à quelques kHz) de façon à avoir une profondeur de pénétration suffisante. Les capteurs magnétiques présentent donc des caractéristiques intéressantes pour le contrôle de ces matériaux. Plus particulièrement, il a été montré que les GMR présentent un intérêt particulier dans les applications en CND en raison de leur bonne sensibilité, de leur dynamique et de la relative simplicité de mise en œuvre.

Par ailleurs, deux phénomènes propres aux matériaux ferromagnétiques et créant des artefacts sur les données expérimentales ont été mis en évidence expérimentalement. Le premier phénomène est dû à un bruit de structure (vraisemblablement dû à une variation de la perméabilité magnétique au sein du matériau). Il a été montré que, notamment dans le cas de défauts enterrés, ce problème pouvait être atténué de manière très significative en réalisant une combinaison linéaire de données obtenues à plusieurs fréquences.

Le deuxième phénomène mis en évidence est dû au champ magnétique rémanent du matériau dans la mesure où le récepteur GMR est sensible au champ statique. Il a été mis en évidence en créant des champs magnétiques rémanents dans une plaque ferromagnétique avec des aimants. Ces effets ont été observés et quantifiés. Il a été montré que, lors des acquisitions, ce champ rémanent modifie le point de polarisation

de la GMR et crée ainsi des artefacts. Ce problème a été résolu en développant une électronique permettant d'asservir le point de polarisation. Les résultats expérimentaux montrent que les perturbations dues aux champs magnétiques rémanents sont largement atténuées et confirment l'intérêt de ce montage.

Dans le but de développer des outils de simulation permettant d'optimiser des sondes pour le contrôle de matériaux ferromagnétiques, un modèle existant au laboratoire et intégré dans la plateforme CIVA, permettant de simuler la réponse d'un capteur CF pour le contrôle d'une plaque conductrice non ferromagnétique constituée d'une ou plusieurs couches et pouvant contenir un ou plusieurs défauts, a été étendu afin de pouvoir simuler également le cas du contrôle d'une pièce ferromagnétique. Le modèle est basé sur la Méthode des Intégrales de Volume (MIV) et permet de décrire le problème considéré à travers l'écriture d'un système de deux équations intégrales couplées. La solution est obtenue après la discrétisation du volume de calcul (seul le volume occupé par le défaut doit être discrétisé) et l'application de la Méthode des Moments qui permet la résolution numérique du système d'équations couplées. La réponse de la sonde est ensuite calculée en appliquant le théorème de réciprocité de Lorentz.

Le calcul de la dyade $\mathbf{G}^{em}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ a été implémenté et, grâce au principe de dualité, les dyades $\mathbf{G}^{me}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ et $\mathbf{G}^{mm}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ ont été rajoutées au modèle existant. Ces nouveaux termes nous permettent de prendre en compte l'aspect ferromagnétique du problème en considérant également les contributions dues à la variation de perméabilité magnétique introduite par le défaut.

Une première validation par comparaison avec des résultats obtenus via une méthode de type « éléments finis » sur un cas de contrôle d'une plaque ferromagnétique contenant un défaut débouchant de type fissure situé de l'autre côté de la plaque par rapport à la sonde (et appelé « défaut externe »), a été présentée.

Nous avons ensuite comparé le modèle plan ferromagnétique avec un modèle en géométrie cylindrique déjà intégré dans la plateforme de simulation CIVA. Les diamètres du tube ont été choisis suffisamment grands par rapport à la bobine émettrice/réceptrice, pour considérer la surface vue par la bobine comme localement plane. Trois cas ont été considérés, un défaut débouchant externe de type fissure, un défaut débouchant de type fissure du même côté de la sonde (et appelé « défaut interne »), et le cas d'un défaut de type fissure traversant toute l'épaisseur de la pièce. Les résultats montrent un bon accord entre les modèles plan et cylindrique.

La convergence du modèle a été analysée en faisant varier le nombre de mailles suivant les trois dimensions du défaut, afin de tester la stabilité du code. L'étude a été conduite sur le défaut de type fissure, dans les cas externe et interne et dans les configurations plane et cylindrique. Nous avons observé dans les deux modèles que si la fissure est externe, les résultats convergent rapidement, tandis que dans le cas interne ils évoluent de manière monotone en fonction du nombre de mailles suivant y et z (y et r dans le modèle cylindrique), jusqu'à des valeurs rendant le temps de calcul prohibitif sans atteindre de résultat stable. Nous nous sommes alors concentrés sur la position du défaut dans la pièce et nous avons effectué une étude de convergence sur le cas du défaut interne, en faisant varier la distance entre celui-ci et la surface de la plaque, c'est-à-dire le ligament. La convergence est rapidement atteinte pour un ligament de 0,1 mm. Dans le cas d'un ligament de 0,01 mm les signaux évoluent faiblement en fonction du nombre de mailles utilisées. Mais, dans les deux cas 0,001 mm et débouchant, nous avons observé une variation plus importante des signaux en fonction du maillage. Dans la configuration simulée (HUANG, TAKAGI et UCHIMOTO 2003), c'est donc à la surface de la pièce, où les interactions entre les champs incidents et le défaut sont plus intenses, que la convergence devient plus difficile à atteindre.

Dans le cadre du projet CIVA 2012, nous avons collaboré avec différents laboratoires universitaires, le Laboratoire de Génie Électrique de Paris (LGEP) et l'Université de Cassino en Italie (le département DAEIMI). Ces collaborations nous ont permis de comparer les résultats issus des trois modèles avec des mesures expérimentales. La configuration considérée est celle d'une plaque ferromagnétique contenant un défaut débouchant de type fissure interne. À l'issue d'une étude conduite afin de vérifier le comportement du

modèle sur plusieurs fréquences et en fonction de différents maillages, nous avons pu constater la convergence du modèle vers un résultat stable. Ce résultat, en contradiction avec les conclusions précédemment établies pourrait s'expliquer par le fait que plusieurs paramètres de la configuration sont différents comme la conductivité électrique et la perméabilité magnétique de la plaque ainsi que les dimensions de la bobine émettrice/réceptrice par rapport à celles du défaut. Les résultats obtenus ont été comparés avec ceux proposés par les deux modèles éléments finis développés par le LGEP et le DAEIMI. Ces résultats sont similaires pour des basses fréquences, entre (0,1 kHz et 1 kHz), et sont également en bon accord avec les mesures expérimentales. Les différences entre les résultats numériques et expérimentaux augmentent avec la fréquence car il devient plus difficile de bien décrire les phénomènes d'atténuation. À cause de fortes valeurs de perméabilité magnétique des matériaux ferromagnétiques, l'épaisseur de peau des courants de Foucault devient rapidement très faible à hautes fréquences. En outre, nous avons pu constater une décroissance exponentielle des quantités magnétiques dans ces faibles épaisseurs de peau et le fait d'utiliser une discrétisation uniforme suivant la profondeur du défaut implique l'utilisation d'un nombre de mailles très élevé afin de bien décrire ces variations drastiques.

5.2 Perspectives

Les perspectives pour ce travail sont nombreuses et couvrent les deux aspects, expérimental et numérique, traités pendant la thèse.

Partie expérimentale

Suite aux études expérimentales et à la réalisation d'un asservissement du point de polarisation d'un capteur magnétique de type GMR, la réalisation d'une sonde monoélément intégrant un circuit électronique d'asservissement puis, dans un deuxième temps, d'une sonde multiéléments à base de récepteurs magnétiques également dotée de circuits d'asservissements sont les prochaines étapes plus directes et intéressantes. La sonde monoélément est en cours de réalisation. Elle est composée d'un récepteur GMR orienté suivant l'axe z . Grâce à cette sonde prototype et en s'appuyant sur les outils de simulation disponibles, il sera possible de vérifier les performances de la sonde, et établir les optimisations à apporter pour la réalisation d'une sonde composée de plusieurs capteurs GMR. Les avantages d'une sonde multiéléments à base de récepteurs magnétiques sont à la fois la rapidité de l'inspection et la haute sensibilité aux basses fréquences. Il sera possible d'orienter les capteurs GMR suivant différentes axes, qui seront plus ou moins performant selon les caractéristiques des défauts que l'on souhaite détecter.

Plus particulièrement, l'objet d'optimisations futures pourra porter sur la détection de défauts enfouis dans un matériau ferromagnétique. Dans ce cas, les difficultés proviennent des très faibles épaisseurs de peau qui obligent à travailler à très basses fréquences, ce qui donne lieu à un fort niveau de bruit provenant de la structure de la pièce. Plusieurs paramètres peuvent être optimisés. Tout d'abord nous pouvons travailler sur la géométrie de l'émetteur (simple bobinage, nappes de courants), l'utilisation de blindages pour canaliser le champ magnétique émis par l'inducteur, ou le choix de récepteurs plus sensibles (récepteur de champ magnétique incluant des concentrateurs de flux, nouvelle technologie de récepteurs magnétiques telle que les TMR). On peut aussi envisager des solutions visant à modifier l'état du matériau ferromagnétique considéré. Par exemple, la saturation du matériau pourrait permettre d'homogénéiser le champ rémanent dans la pièce.

Partie modélisation

Du point de vue de la modélisation de la réponse d'un capteur à courants de Foucault à la présence d'un défaut dans une pièce ferromagnétique, nous pouvons aussi envisager plusieurs perspectives pour résoudre

les problèmes de convergence.

Dans les matériaux ferromagnétiques, en raison des fortes valeurs de perméabilité magnétique, l'épaisseur de peau diminue rapidement avec la fréquence par rapport aux matériaux non magnétiques. En utilisant un maillage uniforme suivant la profondeur du défaut, on est obligé de mailler très finement afin de pouvoir discrétiser suffisamment la zone d'intérêt, c'est-à-dire la zone où les interactions entre le défaut et les champs incidents sont plus intenses et concentrées dans l'épaisseur de peau. Une possibilité serait donc d'utiliser un maillage avec une distribution non uniforme, par exemple une distribution qui diminue de façon exponentielle suivant la profondeur, tout en respectant un nombre minimum de trois-quatre mailles dans l'épaisseur de peau. Cela devrait permettre de discrétiser plus finement à la surface et moins en profondeur.

En outre, les fonctions de « base » et de « test » utilisées dans la méthode des moments pour discrétiser les champs à l'intérieur du défaut sont des fonctions de type « portes ». Ces fonctions ne permettent pas d'assurer la continuité des champs entre une cellule et une autre. Dans le cas ferromagnétique, les changements drastiques des quantités électriques et magnétiques dans le cas de faibles épaisseurs pourraient causer des fortes discontinuités et donc être mal décrites par ce type de fonction. Dans le modèle intégré dans CIVA (*CIVA*) permettant de simuler la réponse d'une sonde en présence d'un défaut dans un tube ferromagnétique, les fonctions utilisées dans la méthode des moments sont des fonctions de type « portes » suivant θ et y , tandis que suivant r le choix a été d'utiliser des fonctions caractérisées par une variation linéaire. D'après les résultats obtenus dans les différentes études conduites, ces fonctions ne semblent pas suffisantes pour résoudre les problèmes de convergence que nous avons rencontrés en simulant la configuration présentée dans HUANG, TAKAGI et UCHIMOTO (2003). Des fonctions de type « rooftop » du premier ordre permettent d'assurer la continuité des grandeurs physiques non seulement à l'intérieur des cellules de discrétisation, mais aussi pour les composantes normales à l'interface entre deux cellules adjacentes. Ce type de fonction apporterait une grande accélération à la convergence numérique dans la résolution des équations intégrales à travers la méthode des moments, ainsi qu'une diminution de l'erreur quadratique commise lors de la discrétisation (SERCU, FACHE et LAGASSE 1994).

A

Caractérisation de matériaux ferromagnétiques

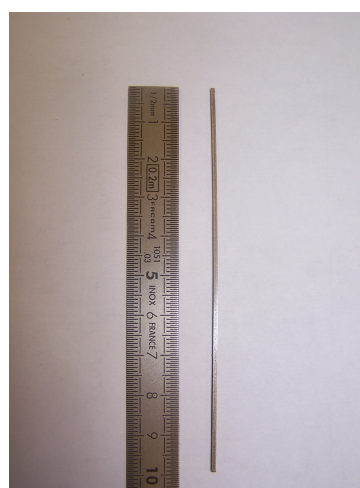
Si l'on souhaite connaître l'état électrique et magnétique d'une pièce, c'est-à-dire la valeur de la conductivité σ et de la perméabilité relative μ_r , nous devons effectuer des mesures qui permettent d'extraire ces paramètres caractéristiques. Le but de cette estimation est de pouvoir disposer des paramètres nécessaires pour simuler le comportement de ces matériaux dans la façon la plus réaliste possible. Les échantillons choisis sont issus d'un matériau ferromagnétique doux, un alliage de fer et nickel appelé aussi radiometal36 (FeNi36%). Selon les données du fabriquant il est caractérisé par des valeurs de conductivité comprises entre $[1,17 - 1,33] \text{ MSm}^{-1}$. Une recherche bibliographique a permis de trouver des valeurs théoriques pour le champ coercitif $H_c = 12 \text{ Am}^{-1}$ et le champ rémanent $B_r = 0,35 \text{ T}$. Nous avons réalisé à partir de ce matériau un "fil à section minimale" et un disque, qui doivent servir à mesurer respectivement la résistivité du matériau, et par conséquent la conductivité, et la perméabilité magnétique.

A.1 Mesure de la conductivité électrique σ

Le « fil à section minimale » est un barreau dont les dimensions sont décrites dans la figure A.1a. La section devait être la plus petite possible afin de permettre une mesure fiable de sa résistance.



(a) Dimensions caractéristiques du barreau réalisé à partir de l'échantillon de FeNi36.



(b) Photographie du barreau.

FIGURE A.1: Mesure de la conductivité du matériau à partir d'un barreau à section minimale.

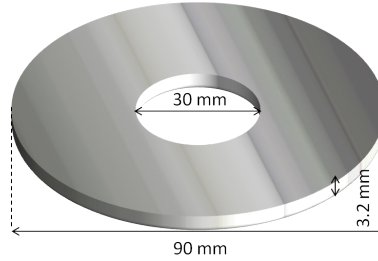


FIGURE A.2: Dimensions de la rondelle réalisée à partir de l'échantillon de FeNi36.

La conductivité électrique du fil σ en Sm^{-1} , est donnée par l'équation :

$$\sigma = \frac{l}{\rho \cdot A \cdot R} \quad (\text{A.1})$$

avec l la longueur de la pièce en m, A sa section en m^2 et R sa résistance en Ω . La résistance mesurée est égale à $R = 78,7 \Omega$, ce qui nous donne une valeur de conductivité $\sigma = 1,27 \text{MSm}^{-1}$.

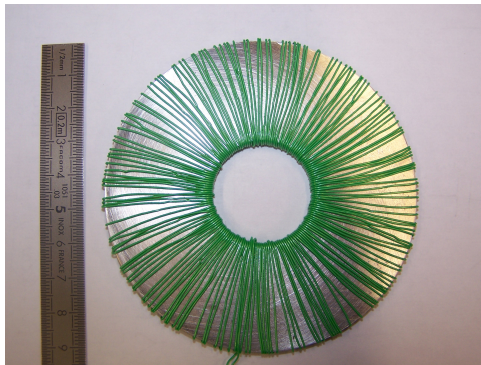
A.2 Mesure de la perméabilité magnétique μ

La perméabilité magnétique d'un matériau ferromagnétique est un paramètre beaucoup plus délicate à estimer et il peut dépendre de la température, du champ magnétique externe ou encore de la fréquence de travail. Nous avons réalisé une rondelle à partir du même échantillon de matériau que le barreau, dont les dimensions caractéristiques sont données dans la figure A.2. L'idée a été d'enrouler autour de la rondelle un fil en cuivre afin de pouvoir constituer un circuit magnétique dont la rondelle constitue son noyau. La formule permettant de calculer l'inductance (en H) d'un bobinage avec un noyau ferromagnétique est la suivante :

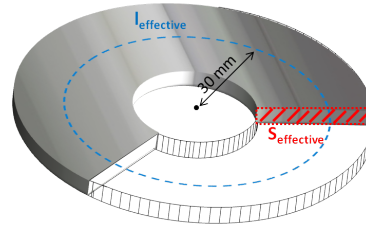
$$L = \frac{\mu_r \mu_0 \cdot N^2 \cdot S}{l} \quad (\text{A.2})$$

avec N le nombre de spires de la bobine, S et l respectivement la section effective et la longueur effective du noyau ferromagnétique (en m^2 et m). Une photographie du montage réalisé est donné dans la figure A.3a. Le nombre de spires N est égale à 166, la longueur et la section effective, représentés dans la figure A.3b, sont respectivement égales à 188,5 mm et 96mm^2 .

L'inductance a été mesurée à l'aide d'un impédancemètre pour des fréquences comprises entre 100 Hz et 4 MHz. A partir de cette mesure, nous pouvons déduire la valeur de μ_r à travers l'équation A.2. Les courbes montrées dans la figure A.4a et A.4b montrent les résultats. Une fois établie la valeur de μ_r , l'épaisseur de peau δ peut être calculée (voir Eq. (2.4)) et dans la figure A.4c nous pouvons observer son évolution en fonction de la fréquence et de la perméabilité μ estimée expérimentalement.

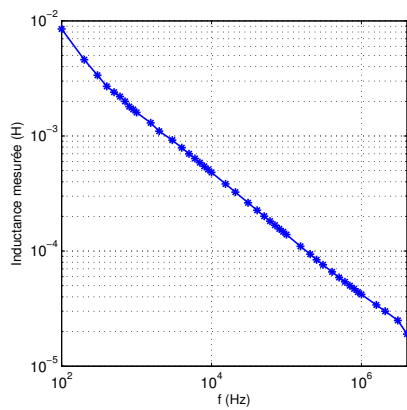


(a) Photographie du montage

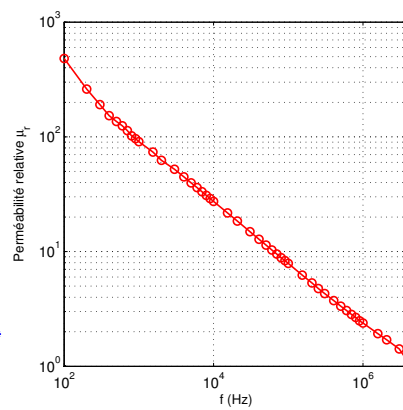


(b) Longueur et section effective du noyau ferromagnétique du bobinage.

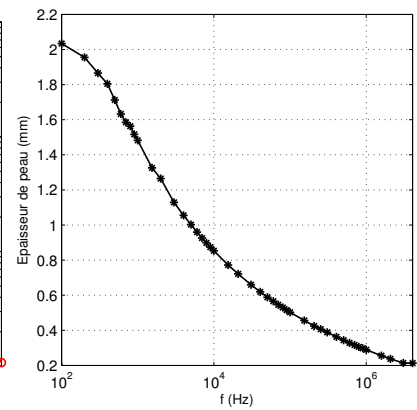
FIGURE A.3: Photographie et schéma du montage réalisé pour mesurer l'inductance de la bobine et dériver la perméabilité magnétique du noyau ferromagnétique constitué par notre échantillon de FeNi36.



(a) Inductance de la bobine mesurée à l'aide d'un impédancemètre.



(b) Valeurs de μ_r calculées à partir des mesures d'inductance.



(c) Epaisseur de peau en fonction de la fréquence et de la perméabilité relative μ_r estimée expérimentalement.

FIGURE A.4: Mesure de la perméabilité relative du FeNi36 à l'aide d'une bobine.

B

Centrale nucléaire de type REP

La figure B.1 montre le schéma du principe de fonctionnement d'une centrale nucléaire de type réacteur à eau pressurisée (REP), autrement dit, de deuxième génération.

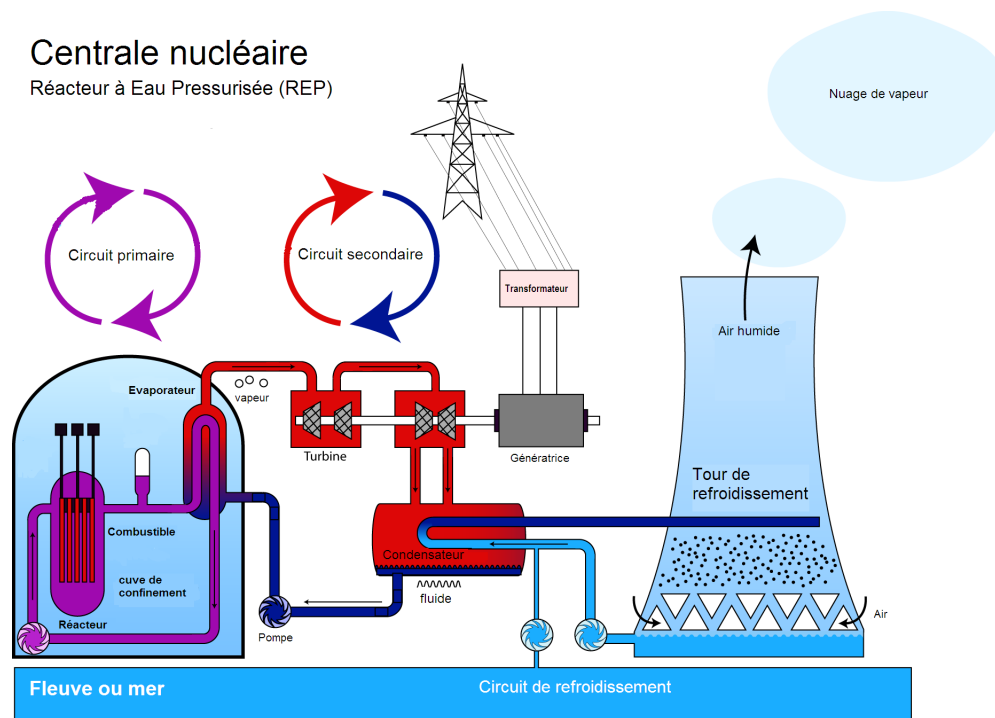


FIGURE B.1: Schéma de principe d'une centrale nucléaire REP (Kuntoff).

Au niveau de la cuve du réacteur, les réactions nucléaires ont lieu au sein du combustible et échauffent l'eau du circuit primaire. La température de l'eau à la sortie de la cuve est de 328° et passe dans une boucle où elle rencontre tout d'abord le pressuriseur destiné à éviter l'ébullition. Puis, elle traverse le générateur de vapeur composé de tubes, où elle échange sa chaleur avec le circuit secondaire. Enfin, elle est réinjectée dans la cuve du réacteur par la pompe primaire. L'eau du circuit secondaire qui circule à l'extérieur des tubes, est chauffée au niveau du générateur de vapeur. L'ébullition se fait à pression constante mais elle baisse au niveau de la turbine et du condenseur. La vapeur se détend dans la turbine et l'énergie mécanique libérée actionne une turbine qui produit de l'électricité. Dans le condenseur, la pression baisse et le milieu repasse à l'état liquide. Puis, l'eau circule dans la pompe d'extraction avant de retourner dans le générateur de vapeur. L'eau du circuit de refroidissement alimente le condenseur et provient des rivières ou de la mer. Les tours réfrigérantes servent à refroidir l'eau de ce circuit : la vapeur en s'élevant dans le courant d'air de la

tour se refroidit et se condense. Elle retombe alors et retourne vers la pompe de circulation (DELABROUILLE 2004).

Les générateurs de vapeur, figure B.2, sont donc des échangeurs de chaleur entre l'eau du circuit primaire et l'eau du circuit secondaire. Suivant les modèles, les dimensions d'un générateur de vapeur peuvent atteindre 22m de haut et 5m de diamètre et la surface d'échange entre le circuit primaire et secondaire est constituée d'un faisceau tubulaire, composé de 3300 à 5600 tubes en « U », (GENET 2010). Les tubes du générateur de vapeur peuvent être principalement affectés d'usures mécaniques, de corrosion inter-granulaire, et de fissures de corrosion sous contrainte ou de fatigue. Les sondes utilisées dans le cadre du programme de surveillance des tubes utilisent les courants de Foucault, qui ont l'avantage d'avoir une cadence de contrôle élevée, caractéristique nécessaire afin de pouvoir contrôler les tubes durant l'arrêt du réacteur. En France, ils sont constitués d'un alliage à base de fer, de nickel et de chrome : l'inconel. La nuance utilisée est appelé inconel 600 et des fissures peuvent apparaître tant en peau interne qu'en peau externe. Les générateurs de vapeur plus récents utilisent une nuance différente, l'inconel 690, réputé moins sensible à la corrosion sous contrainte.

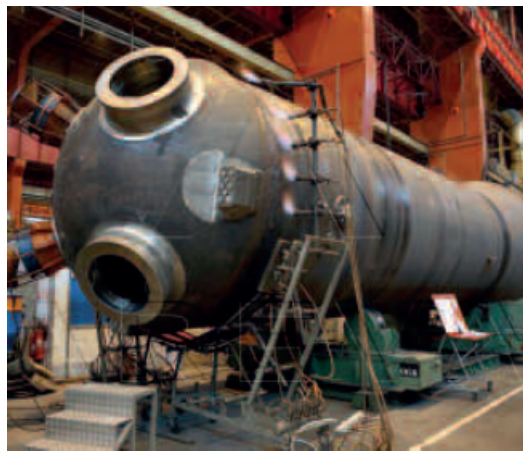


FIGURE B.2: Générateur de vapeur en cours de fabrication (GENET 2010).

C

Conditions aux limites des dyades

Les conditions aux limites des dyades de Green dans un milieu conducteur, stratifié et ferromagnétique

Les dyades doivent respecter certaines conditions aux limites pour les composantes tangentielles :

$$\begin{aligned}
 \mathbf{n} \times \underline{\mathbf{G}}_{ij}^{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} &= \mathbf{n} \times \underline{\mathbf{G}}_{i+1,j}^{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} \\
 \frac{1}{\mu_i} \mathbf{n} \times \nabla \times \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} &= \frac{1}{\mu_{i+1}} \mathbf{n} \times \nabla \times \underline{\mathbf{G}}_{i+1,j}^{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} \\
 \frac{1}{\mu_i} \mathbf{n} \times \underline{\mathbf{G}}_{ij}^{me}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} &= \frac{1}{\mu_{i+1}} \mathbf{n} \times \underline{\mathbf{G}}_{i+1,j}^{me}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} \\
 \frac{1}{k_i^2} \mathbf{n} \times \nabla \times \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{me}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} &= \frac{1}{k_{i+1}^2} \mathbf{n} \times \nabla \times \underline{\mathbf{G}}_{i+1,j}^{me}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} \\
 \mathbf{n} \times \underline{\mathbf{G}}_{ij}^{mm}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} &= \mathbf{n} \times \underline{\mathbf{G}}_{i+1,j}^{mm}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} \\
 \frac{1}{\varepsilon_i} \mathbf{n} \times \nabla \times \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{mm}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} &= \frac{1}{\varepsilon_{i+1}} \mathbf{n} \times \nabla \times \underline{\mathbf{G}}_{i+1,j}^{mm}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} \\
 \frac{1}{\varepsilon_i} \mathbf{n} \times \underline{\mathbf{G}}_{ij}^{em}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} &= \frac{1}{\varepsilon_{i+1}} \mathbf{n} \times \underline{\mathbf{G}}_{i+1,j}^{em}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} \\
 \frac{1}{k_i^2} \mathbf{n} \times \nabla \times \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{em}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} &= \frac{1}{k_{i+1}^2} \mathbf{n} \times \nabla \times \underline{\mathbf{G}}_{i+1,j}^{em}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}}
 \end{aligned} \tag{C.1}$$

et pour les composantes normales :

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_i \mathbf{n} \cdot \underline{\mathbf{G}}_{ij}^{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} &= \varepsilon_{i+1} \mathbf{n} \cdot \underline{\mathbf{G}}_{i+1,j}^{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} \\
 \mathbf{n} \cdot \nabla \times \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} &= \mathbf{n} \cdot \nabla \times \underline{\mathbf{G}}_{i+1,j}^{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} \\
 \mathbf{n} \cdot \underline{\mathbf{G}}_{ij}^{me}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} &= \mathbf{n} \cdot \underline{\mathbf{G}}_{i+1,j}^{me}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} \\
 \frac{1}{\mu_i} \mathbf{n} \cdot \nabla \times \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{me}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} &= \frac{1}{\mu_{i+1}} \mathbf{n} \cdot \nabla \times \underline{\mathbf{G}}_{i+1,j}^{me}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} \\
 \mu_i \mathbf{n} \cdot \underline{\mathbf{G}}_{ij}^{mm}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} &= \mu_{i+1} \mathbf{n} \cdot \underline{\mathbf{G}}_{i+1,j}^{mm}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} \\
 \mathbf{n} \cdot \nabla \times \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{mm}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} &= \mathbf{n} \cdot \nabla \times \underline{\mathbf{G}}_{i+1,j}^{mm}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}}
 \end{aligned} \tag{C.2}$$

Annexe C Conditions aux limites des dyades

$$\begin{aligned} \mathbf{n} \cdot \underline{\mathbf{G}}_{ij}^{\text{em}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} &= \mathbf{n} \cdot \underline{\mathbf{G}}_{i+1,j}^{\text{em}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} \\ \frac{1}{\varepsilon_i} \mathbf{n} \cdot \nabla \times \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{\text{em}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} &= \frac{1}{\varepsilon_{i+1}} \mathbf{n} \cdot \nabla \times \underline{\mathbf{G}}_{i+1,j}^{\text{em}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{S_{i,i+1}} \end{aligned}$$

avec $S_{i,i+1}$ l'interface entre deux milieux consécutifs, dans ce cas les couches i et $i+1$, et \mathbf{n} un vecteur unitaire normal à l'interface entre les deux couches. Les dyades doivent aussi satisfaire des conditions à l'infini (condition de Sommerfeld) :

$$\begin{aligned} \lim_{x \rightarrow \infty} \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{\text{ee}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= 0 \\ \lim_{x \rightarrow \infty} \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{\text{em}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= 0 \\ \lim_{x \rightarrow \infty} \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{\text{me}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= 0 \\ \lim_{x \rightarrow \infty} \underline{\mathbf{G}}_{i,j}^{\text{mm}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= 0 \end{aligned} \tag{C.3}$$

D

Communications scientifiques

Articles dans des revues avec comité de lecture (soumis)

Zorni, C., Reboud, C., Decitre, J.-M., Santandréa, L., Bihan, Y. L., Ventre, S., Tamburrino, A. et Lambert, M., « Modelling eddy Current Testing of Ferromagnetic Medium », dans : International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics (IJAEM 2012).

Communications avec actes (acceptées)

1. Marchand, B., Zorni, C., Decitre, J.-M. et Casula, O. (2009), « Recent Developments of Eddy Current Probes », dans 15th International Workshop on Electromagnetic Non-Destructive Evaluation (ENDE 09), Dayton, USA, pp. 278-283.
2. Zorni, C., Reboud, C., Lambert, M. et Decitre, J.-M. (2010), « Eddy Current Testing of Ferromagnetic Materials : Modelling of Flaws in a Planar Stratified Medium », dans : 15th International Workshop on Electromagnetic Non-Destructive Evaluation (ENDE 10), Szczecin, Pologne, pp. 131-132.
3. Zorni, C., Reboud, C., Decitre, J.-M., Santandréa, L., Bihan, Y. L., Ventre, S., Tamburrino, A. et Lambert, M. (2011), « ECT simulation of ferromagnetic planar pieces in harmonic regime », dans 15th International Symposium on Applied Electromagnetics and Mechanics (ISEM 2011), Naples, Italie, pp. 453-554.

Communications sans actes

1. Zorni, C. (2009), « Modélisation et conception d'imageurs magnétiques multiéléments pour le contrôle non destructif par courants de Foucault de matériaux ferromagnétiques », GDR Ondes et Digiteo 2009.
2. Zorni, C. (2010), « Contrôle non destructif par courants de Foucault : modélisation de plaques ferromagnétiques », Digiteo 2010.
3. Zorni, C., Reboud, C., Decitre, J.-M. et Lambert, M. (2011), « Modélisation du contrôle non destructif par courants de Foucault de matériaux magnétiques », Cofrend 2011. Prix Claude Birac du meilleur poster.

Chapitres de livre/Articles dans des actes de congrès édités avec comité de lecture

1. Marchand, B., Zorni, C., Decitre, J.-M. et Casula, O. (2010), « Recent Developments of Eddy Current Probes », dans : Electromagnetic Non-Destructive Evaluation (XIII), sous la dir. de J. Knopp, M. Blodgett, B. Wincheski et N. Bowler, Vol 33, Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, Amsterdam : IOS Press, pp. 278-283, ISBN : 978-1-60750- 553-2 (print) 978-1-60750-554-9 (online)

2. Zorni, C., Reboud, C., Lambert, M. et Decitre, J.-M. (2011), « Eddy current testing of ferromagnetic materials : modelling flows in a planar stratified medium », dans : *Electromagnetic Non-Destructive Evaluation (XIV)*, sous la dir. de T. Chady, S. Gratkowski, T. Takagi et S. S. Udpa, Vol 35, *Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics*, Amsterdam : IOS Press, pp. 134-140, ISBN : 978-1-60750-749-9 (print) 978-1-60750-750-5 (online), doi : 10.3233/978-1-60750-750-5-134

Bibliographie

- ABUBAKAR, A. et P. M. VAN DEN BERG (2004), « Iterative forward and inverse algorithms based on domain integral equations for three-dimensional electric and magnetic objects », *J. Comp. Phys.* **23**, 236–262.
AICHI, URL : <http://www.aichi-mi.com>.
- Airbus*, URL : <http://www.airbus.com/aircraftfamilies/passengeraircraft/a380family/>.
- ALBANESE, R. et G. RUBINACCI (1997), « Finite Element Methods for the Solution of 3D Eddy Current Problems », dans : sous la dir. de P. W. HAWKES, t. 102, *Advances in Imaging and Electron Physics*, Elsevier, 1–86.
- ALVES, F. et A.-D. BENSALAH (2007), « New 1D-2D magnetic sensors for applied electromagnetic engineering », *Journal of Materials Processing Technology*, **181**(1-3), Selected Papers from the 4th Japanese-Mediterranean Workshop on Applied Electromagnetic Engineering for Magnetic, Superconducting and Nano Materials, 194–198.
- AMMARI, H., A. BUFFA et J.-C NÉDÉLEC (2000), « A justification of eddy currents model for the Maxwell equations », *SIAM J. Appl. Math.* **60**, 1805–1823, 5, ISSN : 0036-1399, DOI : 10.1137/S0036139998348979, URL : <http://dl.acm.org/citation.cfm?id=354423.354457>.
- AULD, B., F. MUENNEMANN et M. RIAZIAT (1984), « Research Techniques in Nondestructive Testing », dans : sous la dir. de R. S. SHARPE, t. 7, chap. Quantitative modelling of flaw responses in eddy current testing, 37–76.
- BAIBICH, M. N., J. M. BROTO, A. FERT, F. N. VAN DAU, F. PETROFF, P. ETIENNE, G. CREUZET, A. FRIEDERICH et J. CHAZELAS (1988), « Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices », *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472–2475, 21.
BartingtonInstrument, URL : <http://www.bartington.com>.
- BENABOU, A. (2010-2011), *Notes de cours : Matériaux magnétiques doux*, École Nationale Supérieure des Arts et Métiers ParisTech, Paris.
- BENSETTI, M., Y. CHOUA, L. SANTANDREA, Y. LE BIHAN et C. MARCHAND (2008), « Adaptive Mesh Refinement and Probe Signal Calculation in Eddy Current NDT by Complementary Formulations », *IEEE Trans. Mag.* **44**, 1646–1649.
- BOWLER, J. R. (1987), « Eddy current calculations using half-space Green's functions », *J. Appl. Phys.* **61**, 833–839.
- BOWLER, J. R., S. A. JENKINS, L. D. SABBAGH et H. A. SABBAGH (1991), « Eddy current probe impedance due to a volumetric flaw », *J. Appl. Phys.* **70**, 1107–1114.
- BUVAT, E., G. PICHENOT, D. LESSELIER, M. LAMBERT et H. VOILLAUME (2004), « Modélisation de sonde courants de Foucault avec noyau ferromagnétique », *Instrumentation Mesure Métrologie*, **4**(1), 63–82.
- BUVAT, E., G. PICHENOT, D. PRÉMEL, M. LAMBERT et D. LESSELIER (2004), « A fast model of eddy-current ferrite-cored probes for NDE », dans : *Electromagnetic Non-Destructive Evaluation (VIII)*, Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, Amsterdam : IOS Press, 44–51.
- CARDARELLI, F. (2008), *Materials handbook : a concise desktop reference*, Springer.
- CHEW, W. C. (1999), *Waves and Fields in Inhomogeneous Media*, New-York : Wiley-IEEE Press.
- CHOUA, Y. (2009), « Application de la méthode des éléments finis pour la modélisation de configurations de contrôle non destructif par courants de Foucault », thèse de doct., Université Paris-Sud 11.
- CHOUA, Y., L. SANTANDRÉA, Y. LE BIHAN et C. MARCHAND (2010), « Mesh Refinement in Eddy Current Testing With Separated T-R Probes », *IEEE Trans. Mag.* **46**, 2795–2798.

Bibliographie

- CIUPRINA, F. (2001), *Notes de cours : Science des matériaux de l'électrotechnique*, University Politehnica of Bucharest, Bucarest.
- CIVA, State of the art simulation platform for NDE, URL : <http://www-civa.cea.fr>.
- CONRAUX, Y. (2005), « Préparation et caractérisation d'un alliage amorphe ferrimagnétique de GdCo entrant dans la conception de jonctions tunnel magnétiques - Résistance des jonctions tunnel magnétiques aux rayonnements ionisants », thèse de doct., Université Joseph Fourier Grenoble I.
- ©Istockphotos, La cuve d'un réacteur nucléaire, URL : <http://www.maxisciences.com>.
- DECITRE, J.-M. (2003), « Modélisation électromagnétique et réalisation d'un dispositif d'imagerie magnéto-optique quantitatif. », thèse de doct., Ecole Normale Supérieure de Cachan.
- DELABROUILLE, F. (2004), « Caractérisation par MET de fissures de corrosion sous contrainte d'alliages à base de nickel : influence de la teneur en chrome et de la chimie du milieu », thèse de doct., Institut National Polytechnique de Toulouse.
- DING, L., S. SAEZ, C. DOLABDJIAN, L. G. C. MELO, A. YELON et D. MÉNARD (2009), « Equivalent Magnetic Noise Limit of Low-Cost GMI Magnetometer », *IEEE Trans. Sensors*, **9**, 159–168.
- DITCHBURN, R. J., S. K. BURKE et M. POSADA (2003), « Eddy-Current Nondestructive Inspection with Thin Spiral Coils : Long Cracks in Steel », *Journal of Nondestructive Evaluation*, **22**, 63–77, 2.
- DODD, C. V. et W. E. DEEDS (1968), « Analytical Solutions to Eddy Current Probe Coil Problems », *J. Appl. Phys.* **39**(6), 2829–2838.
- DRAKE, A. E. (1995), *Tables of Physical & Chemical Constants (16th edition)*, Kaye & Laby Online, chap. 2.6.6 Magnetic properties of materials, URL : www.kayelaby.npl.co.uk.
- DUMONT-FILLON, J. (1996), « Contrôle non destructif (CND) », *Techniques de l'Ingénieur*, Référence R1400.
- FERMON, C. et M. PANNETIER-LECŒUR (2010), « Electronique de spin et capteurs magnétiques », *Reflète phys.* **18**, 8–11.
- FERT, A., P. GRÜNBERG, A. BARTHÉLÉMY, F. PETROFF et Z. W. (1995), « Layered magnetic structures : interlayer exchange coupling and giant magnetoresistance », *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **140-144, Part 1**(0), 1–8.
- FUKUTOMI, H., T. TAKAGI, J. TANI et G. CHEN (1997), « Consideration of ECT Signal of SG Tube with Copper Deposit », 79–86.
- GENET, S. (2010), « Le contrôle des équipements sous pression des réacteurs nucléaires. Un enjeu de sûreté majeur : s'assurer de l'intégrité des tubes des générateurs de vapeur », *La revue Contrôle*, (186).
- GRATKOWSKI, S., L. PICHON et A. RAZEK (1996), « New infinite elements for a finite element analysis of 2D scattering problems », *IEEE Trans. Mag.* **32**(3), 882–885.
- HARRINGTON, R. (1987), « The Method of Moments in Electromagnetics », *J. Electromagn. Waves Appl.* **1**, 181–200(20).
- HUANG, H., T. TAKAGI et T. UCHIMOTO (2003), « Fast numerical calculation for crack modeling in eddy current testing of ferromagnetic materials », *Journal of Applied Physics*, **94**(9), 5866–5872.
- IDA, N. et W. LORD (1985), « A finite element model for three-dimensional Eddy current NDT phenomena », *IEEE Trans. Mag.* **21**(6), 2635–2643.
- IORIO, F. D. (2007), « Low Field Magnetic Sensing with Giant Magneto Resistive Sensors », thèse de doct., Université de Naples "Federico II".
- JANDER, A., C. SMITH et R. SCHNEIDER (2005), « Magnetoresistive sensors for nondestructive evaluation (Invited Paper) », dans : *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, sous la dir. de B. M. N. MEYENDORF G. Y. Baaklini, t. 5770, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 1–13.
- JOISTEN, H., B. GUILHAMAT, M. AUDOIN, J.-M. LÉGER, R. CUCHET, G. BARROIS, J.-B. ALBERTINI, P. GAUD, P. RENAUX, D. BLOCH et B. VIALA (2005), « Microfluxgate Performance Improvement in Microtechnology », *IEEE Trans. Mag.* **41**, 4356–4358.
- KUNTOFF, S., *Kuntoff*, URL : <http://www.hellfirez.de/web/referate/inhalte/Physik-Energie.htm>.

- LE BIHAN, Y., J. PAVO, M. BENSETTI et C. MARCHAND (2006), « Computational environment for the fast calculation of ECT probe signal by field decomposition », *IEEE Trans. Mag.* **42**(4), 1411–1414.
- LEE, S. (1894), *Dictionary of national biography. Volume XXXVII : From MASQUERIER to MILLYNG*, New-York, London : Macmillan, Smith, Elder & Co.
- LUQUIRE, J. W., W. E. DEEDS et C. V. DODD (1970), « Alternating Current Distribution Between Planar Conductors », *Journal of Applied Physics*, **41**(10), 3983–3991.
- MARCHAND, B., J.-M. DECITRE et O. CASULA (2008), « Recent Developments of Multi-Elements Eddy Current Probes », dans : Shanghai.
- (2010), « Flexible and array eddy current probes for fast inspection of complex parts », *AIP Conference Proceedings*, **1211**(1), sous la dir. de D. O. THOMPSON et D. E. CHIMENTI, 385–392.
- MAXWELL, J. C. (1885a), *Traité d'électricité et de magnétisme - Tome 1*, Gauthier-Villars.
- (1885b), *Traité d'électricité et de magnétisme - Tome 2*, Gauthier-Villars.
- MCKIRDY, D. M. (1989), « Recent improvements to the application of the volume integral method of eddy current modeling », *J. Nondestr. Eval.* **8**, 45–52.
- MOOK, G., O. HESSE et V. UCHANIN (2006), « Deep penetrating eddy currents and probes », dans : Berlin.
- (2007), « Deep penetrating eddy currents and probes », *Materialprüfung*, **49**(5), 258–264.
- MOROZOV, M., G. RUBINACCI, A. TAMBURRINO et S. VENTRE (2006), « Numerical models of volumetric insulating cracks in eddy-current testing with experimental validation », *IEEE Trans. Mag.* **42**, 1568–1576.
- NOUAR, R. (2009), « Etude et réalisation de couches minces à caractère magnétique par pulvérisation cathodique magnétron. Application pour des capteurs de type GMI », thèse de doct., Université de Franche-Comté, Université de Technologie de Belfort-Montbéliard.
- NVE, URL : <http://www.nve.com>.
- ERSTED, H. C. (1820), « Experimenta circa effectum conflictus electrici in acum magneticam », *Journal für Chemie und Physik*.
- OSKAY, W. H., *Oskay*, Magnetic field, URL : <http://www.evilmadscientist.com>.
- PAILLARD, S. (2007), « Développement d'un modèle pour le contrôle non destructif par courants de Foucault de structures rivetées en aéronautique », thèse de doct., Université Paris-Sud 11.
- PAILLARD, S., G. PICHENOT, M. LAMBERT et H. VOILLAUME (2007), « Eddy current modelling for inspection of riveted structures in aeronautics », dans : *Electromagnetic Non-Destructive Evaluation (X)*, sous la dir. de S. TAKAHASHI et H. KIKUCHI, Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, Amsterdam : IOS Press, 25–32.
- PAVO, J. et D. LESSELIER (2006), « Calculation of eddy current testing probe signal with global approximation », *IEEE Trans. Mag.* **42**(4), 1419–1422.
- PRÉMEL, D., J. M. DECITRE et G. PICHENOT (2011), « Simulation Of Eddy Current Inspection Including Magnetic Field Sensor Such As A Giant Magneto-Resistance Over Planar Stratified Media Components With Embedded Flaws », *AIP Conference Proceedings*, **1335**(1), sous la dir. de D. O. THOMPSON et D. E. CHIMENTI, 655–662.
- PRÉMEL, D., G. PICHENOT et T. SOLLIER (2004), « Development of a 3D electromagnetic model for eddy current tubing inspection : Application to the simulation of probe eccentricity », *Int. J. Appl. Electromagn. Mechan.* **19**(1), 521–525.
- Rails*, URL : <http://pixels.canalblog.com/archives/2006/06/15/2098501.html>.
- RAVAT, C., M. WOYTASIK, P.-Y. JOUBERT, Y. LE BIHAN, C. MARCHAND, E. DUFOUR-GERGAM, J. MOULIN et E. MARTINCIC (2007), « Study for the Design of Eddy Current Microsensor Arrays for Non Destructive Testing Applications », dans : *Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference, 2007. TRANSDUCERS 2007. International*, 583–586.
- REBOUD, C. (2006), « Développement d'un modèle électromagnétique 3D pour la simulation du contrôle par courant de Foucault de tubes en fabrication », thèse de doct.
- REBOUD, C., G. PICHENOT, S. PAILLARD et F. JENSON (2010), « Simulation and POD studies of riveted structures inspected using eddy current techniques », dans : *Electromagnetic Non-Destructive Evaluation*

Bibliographie

- (XIII), sous la dir. de J. KNOPP, M. BLODGETT, B. WINCHESKI et N. BOWLER, t. 33, *Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics*, Amsterdam : IOS Press, 129–136.
- REBOUD, C., D. PRÉMEL, G. PICHENOT, D. LESSELIER et B. BISIAUX (2007), « Development and validation of a 3D model dedicated to eddy current non-destructive testing of tubes by encircling probes », *Int. J. Appl. Electromagn. Mechan.* **25**(1-4), 313–317.
- SABARIEGO, R. V. et P. DULAR (2006), « A Perturbation Technique for the Finite Element Modelling of Differential Probes in Nondestructive Eddy Current Testing », *Computational Electromagnetics (CEM), 2006 6th International Conference on*, 1–2.
- SABBAGH, H. A. et L. D. SABBAGH (1986), « An eddy-current model for three-dimensional inversion », *IEEE Trans. Mag.* **22**, 282–291.
- SARKAR, T. K., X. YANG et E. ARVAS (1988), « A limited survey of various conjugate gradient methods for solving complex matrix equations arising in electromagnetic wave interactions », *Wave Motion*, **10**(6), 527–546.
- SERCU, J., N. FACHE et P. LAGASSE (1994), « First-order rooftop functions for the current discretisation in the method of moments solution of planar structures », dans : *Antennas and Propagation Society International Symposium, 1994. AP-S. Digest*, t. 3, 2170–2173.
- SKARLATOS, A., G. PICHENOT, D. LESSELIER, M. LAMBERT et B. DUCHÊNE (2008), « Electromagnetic modeling of a damaged ferromagnetic metal tube via a volume integral formulation », *IEEE Trans. Mag.* **44**, 623–632.
- SMITH, C. H., R. W. SCHNEIDER et N. ELECTRONICS (1999), « Low-Field Magnetic Sensing with GMR Sensors », *Proceedings Sensors EXPO Boston*, URL : <http://www.nve.com/Downloads/lowfield.pdf>.
- STONER, E. et E. WOHLFARTH (1991), « A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys », *IEEE Trans. Mag.* **27**(4), 3475–3518.
- TAI, C.-T. (1994), *Dyadic Green Functions in Electromagnetic Theory*, IEEE Press.
- TAMBURRINO, A. et S. VENTRE (2011), « Numerical modeling of crack in ferromagnetic material by Eddy current testing », dans : *Proceedings of the Progress in Electromagnetic Research Symposium (PIERS 2011)*, 371.
- TANAKA, M. et H. TSUBOI (2001), « Finite element model of natural crack in eddy current testing problem », *IEEE Trans. Mag.* **37**(5), 3125–3128.
- TANNOUS, C. et J. GIERALTOWSKI (2002), « Giant Magneto-Impedance and its Applications », *ArXiv Physics e-prints*.
- THEODOULIDIS, T. (2005), « Analytical model for tilted coils in eddy-current nondestructive inspection », *IEEE Trans. Mag.* **41**(9), 2447–2454.
- THEODOULIDIS, T. et J. BOWLER (2005), « Eddy-current interaction of a long coil with a slot in a conductive plate », *IEEE Trans. Mag.* **41**(4), 1238–1247.
- THEODOULIDIS, T. et J. R. BOWLER (2010), « Interaction of an Eddy-Current Coil With a Right-Angled Conductive Wedge », *IEEE Trans. Mag.* **46**(4), 1034–1042.
- THEODOULIDIS, T. P. (2003), « Model of ferrite-cored probes for eddy current nondestructive evaluation », *Journal of Applied Physics*, **93**(5), 3071–3078.
- VACHER, F. (2007), « Développement d'un imageur magnétique pour le contrôle non destructif par courants de Foucault », thèse de doct., Ecole Normale Supérieure De Cachan.
- VACHER, F., F. ALVES et C. GILLES-PASCAUD (2007), « Eddy current nondestructive testing with giant magneto-impedance sensor », *NDT & E International*, **40**(6), 439–442.

