

République algérienne démocratique et populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique



Université Elhadj Lakhder Batna

Faculté des sciences de l'ingénieur

Département de l'électrotechnique

**Mémoire de
Magister en Electrotechnique**

Option : Matériaux Electrotechniques

Présenté par :

TAREK BOUCHALA

Thème

**Modélisation Semi-Analytique des Courants de Foucault.
– Application au Contrôle Non Destructif par des
Capteurs à Noyau de Ferrite –**

Devant le jury composé de :

Prof. A. Guettafi
M.C. B. Maouche
Prof. A. Benoudjit
MC. B. Abdelhadi
Prof. Y. Zeboudj

Université de Batna
Université de Bejaia
Université de Batna
Université de Batna
Université de Bejaia

Président
Rapporteur
Co-rapporteur
Examineur
Examineur

Juin 2008



Remerciements

Je tiens profondément à remercier dieu de nous avoir éclairci les chemins du savoir et ceux de la vie.

J'exprime ma sincère gratitude à mes parents et ma fiancée qui m'ont soutenu par tous les moyens afin que je réussisse dans mes études. Surtout, par leurs encouragements qui m'animent de volonté.

Je tiens à remercier mon encadreur Mr. MAOUCHE Bachir qui m'a guidé pendant toute la durée de la réalisation de ce travail. Particulièrement, par les discussions et les débats qu'on échangeait, qui ont fait avancer le travail.

De même, je remercie mon Co-encadreur Mr. A. BENOUDJIT pour son honnêteté et ses orientations.

Nos remerciements vont aussi aux membres de jury qui ont accepté de juger ce modeste travail.

Je remercie toutes les personnes qui ont contribué à l'achèvement de ce travail, et de mener à bien ce mémoire de magister.

Tables des matières

Résumé	05
Abstract	06
Notations et symboles.....	07
Abréviations utilisées... ..	10
Introduction	11
Chapitre I. Description des techniques de CND.....	13
I.1 Introduction.....	14
I.2. Méthodes de CND usuelles.....	15
I.2.1. Examen visuel.....	15
I.2.2. Le ressuage.....	15
I.2.3. La magnétoscopie.....	15
I.2.4. La radiographie.....	15
I.2.5. La radioscopie.....	15
I.2.6. La gammagraphie.....	15
I.2.7. La neutrographie.....	15
I.2.8. L'holographie.....	16
I.2.9. L'échographie ultrasonore.....	16
I.2.10. L'émission acoustique.....	16
I.2.11. Courants de Foucault.....	16
I.3. Méthodologie de développement des systèmes de CND.....	16
I.4. Principe des capteurs inductifs.....	17
I.4.1. Capteur à courants de Foucault	17
I.4.2. Capteur magnétique (CM).....	18
I.4.3. Inspection des pièces magnétiques (CCF et CM)	19
I.5. Principe physique de CND-CF.....	20
I.6. Objectifs des CND par CF.....	21
I.7. Classification des capteurs	22
I.7.1 Types de capteurs	22
I.7.1.1. La bobine encerclante.....	22
I.7.1.2. Sonde interne	23
I.7.1.3. Sonde ponctuelle	23
I.7.1.4. Bobine plate	24

I.7.1.5. Sonde interne tournante.....	24
I.7.2. Fonctions du capteur	25
I.7.2.1. Capteur à double fonction.....	25
I.7.2.2. Capteur à fonctions séparées.....	25
I.7.3. Modes de contrôles.....	26
I.7.3.1. Mode absolu	26
I.7.3.2. Mode différentiel.....	27
I.8. Les défauts.....	27
I.9. Impédance normalisée	29
I.10. Conclusion.....	30
 Chapitre II. Equations électromagnétiques liées aux phénomènes inductifs.....	32
II.1. Introduction	33
II.2. Description mathématique des courants de Foucault.....	33
II.2.1. Lois classiques de l'électromagnétisme.....	33
II.2.1.1. Loi d'ampère.....	33
II.2.1.2. Loi de faraday.....	33
II.2.1.3. Loi de Lenz.....	34
II.2.1.4. Loi de Biot et Savart.....	34
II.2.2. Les lois de Maxwell	34
II.2.2.1. Loi de Maxwell Gauss (électrique).....	34
II.2.2.2. Loi de Maxwell Gauss (magnétique).....	34
II.2.2.3. Loi de Maxwell Faraday (induction).....	35
II.2.2.4. Loi de Maxwell Ampère	35
II.2.3. Courants de Foucault	35
II.2.4. Approximation des régimes quasi-stationnaires	37
II.3. Relations de continuité.....	38
II.4. Définition des potentiels magnétique et électrique.....	39
II.5. Les équations dans les différentes régions.....	40
II.6. Profondeur de pénétration des courants de Foucault.....	40
II.7. Impédance d'une bobine en présence d'un conducteur.....	42
II.8. les sources équivalentes de magnétisation.....	44

II.8.1. Formulations basées sur les courants équivalents.....	44
II.8.2. Formulations basées sur les charges magnétiques équivalentes.....	46
II.9. Les modèles directs en absence de défaut.....	47
II.9.1. Les modèles axisymétriques.....	47
II.9.2. Modèles tridimensionnels.....	50
II.10. Conclusion.....	52

Chapitre III. Modélisation des dispositifs de CND contenant des milieux magnétiques53

III.1. Introduction.....	54
III.2. Magnétisme.....	54
III.3. Vecteur d'aimantation.....	54
III.4. Vecteur polarisation magnétique.....	54
III.5. Susceptibilité magnétique.....	54
III.6. Perméabilité magnétique.....	55
III.7. Classification des matériaux magnétisme.....	55
III.7.1. Diamagnétisme.....	55
III.7.2. Paramagnétisme.....	55
III.7.3. Ferrimagnétisme.....	56
III.7.4. Ferromagnétisme.....	56
III.8. Modèle du diagramme B-H pour les champs faibles	56
III.9. Equations couplées dans le milieu magnétique.....	58
III.9. 1. Equation à la surface de la charge magnétique	60
III.9.2. Equation à l'intérieur de la charge magnétique.....	62
III.10. Modélisation d'un capteur à double fonction opérant avec un noyau de ferrite.....	62
III.10.1. Modèle géométrique	62
III.10.2. Discrétisation du système de contrôle	63
III.10.3. Calcul de l'impédance à vide	64
III.10.3.1. Equation relative à la source.....	64
III.10.3.2. Equation relative au noyau	65
III.10.3.3. Impédance à vide	65
III.10.4. Calcul de l'impédance en charge.....	66
III.10.4.1. Equation relative à la source.....	66
III.10.4.2. Equation relative à la charge.....	66

III.10.4.3. Equation relative au noyau	66
III.11. Variation de l'impédance due à la présence de la charge.....	67
III.12. Résolution du système d'équations.....	67
III.13. Conclusion	70
Chapitre IV. Validation et Application.....	71
IV.1. Introduction.....	72
IV.2. Validation	72
IV. 2.1. Validation par la méthode des intégrales de volume.....	72
IV.2.2. Validation par la méthode des éléments finis.....	74
IV.2.3. Interprétation des résultats	74
IV.3. Évolution des courants fictifs.....	74
IV.4. Influence du noyau de ferrite.....	76
IV.5. Fréquence de fonctionnement optimal	77
IV.6. Influence des paramètres de contrôle	77
IV.6.1. Les paramètres géométriques.....	77
IV.6.1.1. L'épaisseur d'une plaque.....	77
IV.6.1.2. L'entrefer entre le capteur et la cible	79
IV.6. 2. Les paramètres physiques.....	80
IV.6. 2.1. La perméabilité magnétique.....	80
IV.6. 2.2. La conductivité électrique de la pièce.....	81
IV. 7. Contrôle des pièces cylindriques.....	83
IV. 7.1. Modèle géométrique.....	83
IV.7.2- Evolution des courants fictifs.....	85
IV.7.3- Détection des défauts.....	86
IV.7.3.1. Défaut sur la surface intérieure du tube.....	87
IV.7.3.2. Défaut sur la surface extérieure.....	88
IV.8. Conclusion.....	88
Conclusion et perspective.....	90
Bibliographie.....	92

Modélisation Semi Analytique des Courants de Foucault. -Application aux Capteurs à Noyaux de Ferrite-

Résumé

Dans ce mémoire, nous présentons un modèle semi-analytique direct destiné pour la conception et l'optimisation des dispositifs axisymétriques de contrôle non destructif par courants de Foucault contenant des milieux magnétiques. L'objectif principal est d'aboutir à l'expression semi analytique de l'impédance aux bornes d'un capteur à double fonction opérant avec noyau de ferrite dont la configuration est de type pancake ou cylindrique. Avant d'entamer la modélisation, il est utile de rappeler les différentes techniques de contrôle non destructif et leurs domaines d'application. Puisque la technique qui nous intéresse est celle qui est basée sur les courants de Foucault, une recherche détaillée est faite sur la technologie des capteurs concernés. Les phénomènes qui se produisent dans le cadre du contrôle par courants de Foucault sont régis par les équations de Maxwell. A travers ces dernières, nous exprimons les courants induits, l'épaisseur de peau et l'impédance d'une bobine au-dessus d'un matériau conducteur. D'autre part, nous évoquons la notion des sources équivalentes à la magnétisation des milieux magnétiques. Cette méthode consiste à remplacer un milieu magnétique par un autre amagnétique sur lequel existe une distribution équivalente en courant, en charge magnétique ou en combinaison des deux. En effet, ce passage est une grande utilité, car l'aimantation de ces milieux est prise en compte par une distribution surfaciques et volumiques équivalents. En partant du principe des grandeurs électromagnétiques couplées et de la notion des courants équivalents à la magnétisation des milieux magnétiques, nous établissons un modèle semi-analytique général. Il est capable d'assumer la modélisation des capteurs à double fonction, à fonctions séparées et différentiels opérants avec noyau de ferrite, pour le contrôle des matériaux conducteurs (plaque ou tube). Nous proposons aussi la notion de la conductivité électrique fictive qui traduit la circulation des courants volumiques à l'intérieur des matériaux magnétiques conducteurs. La méthode devient ainsi plus générale. Car, on peut l'orienter pour la caractérisation physique, dimensionnelle et l'évaluation de l'état de santé de matériaux conducteur et/ou magnétiques, même avec des configurations en multicouches. Ensuite, nous exploitons ce modèle pour arriver à l'expression de la variation de l'impédance due à la présence d'une plaque conductrice au-dessous d'un capteur à double fonction avec noyau de ferrite. Après discrétisation des équations dans la bobine du capteur, dans la plaque et le noyau de ferrite et en retranchant l'impédance à vide de l'impédance en charge, nous arrivons enfin à l'expression semi analytique de la variation de l'impédance. Pour deux différentes configurations, les résultats de calcul de l'impédance normalisée montrent une bonne concordance avec ceux issus de la méthode des éléments finis et la méthode des intégrales de volume. Etant donné que la variation de l'impédance est fonction des caractéristiques physiques et dimensionnelles du système, nous orientons nos objectifs pour l'étude de l'influence de chaque paramètre comme : la conductivité de la plaque, son épaisseur et sa distance par rapport au capteur (lift-off). De même, nous exploitons ce modèle pour trier les noyaux selon leur perméabilité magnétique. Nous orientons le modèle pour la détection et l'inspection des pièces cylindriques. La configuration choisie est composée d'un capteur équipé d'un noyau de ferrite opérant sur la surface intérieure d'un tube creux.

Mot clés

Contrôle Non destructif, Courants Fictifs, Conductivité Fictive, Grandeurs Electromagnétiques Couplées, Impédance Normalisée, Semi Analytique, Courants de Foucault.

Semi Analytic Modeling of Eddy Current.

-Application to the ferrite cored eddy current sensors-

Abstract

In this memory, we present a direct semi-analytic model destined for the conception and the optimization of eddy current non destructive control of systems containing magnetic materials. The main objective is to arrive to the semi analytic expression of the ferrite cored probe impedance where the configuration is pancake or cylindrical. Before starting the modeling, it is useful to make a recall on the different techniques of non destructive control and their domains of application. So the technique that interests us is the one that is based on the eddy currents, a detailed research is made on the technology of the concerned sensors. The phenomena that occur in the setting of eddy currents control are governed by the Maxwell's equations. Through these equations, we express the induced currents, the depth of penetration and the impedance of coil above a conducting material. On the other hand, we evoke the notion of the equivalent sources to the magnetic materials magnetization. This method consists in replacing a magnetic environment by non magnetic one on which exists an equivalent distribution in current, in magnetic charge or in combinations of the both. Indeed, this passage has a great utility, because the magnetization of this material is taken in account by superficial and volumic distributions. Starting from the coupled electromagnetic quantities principle and the notion of the equivalent currents to the magnetic materials magnetization, we establish a general semi-analytic model. It's capable to assume the modeling of the sensors with double function, separated functions and differentials operating with core of ferrite, for the control of the conducting materials (plate or tube). We also propose the notion of the fictional electric conductivity that express the circulation of the volumic currents inside the conducting magnetic materials. The method becomes consequently general. Because, we can orient it for the physical, dimensional characterizations and the health state evaluation of conducting and/or magnetic materials, even with multilayered configurations. Then, we exploit this model to arrive to the expression of impedance variation due to the presence of a conducting plate below the absolute ferrite cored sensor. After discretizing equations in the coil sensor, in the plate and the ferrite cored and by entrenching impedance in air from the impedance in charge, we finally arrive to the semi analytic expression of the impedance variation. For two different configurations, the results of normalized impedance calculation give a good concordance with those descended from finite element method and volume integral method. The variation of impedance is function of the physical and dimensional features of the system; we orient our objectives to study the influence of control parameters as: the conductivity of the plate, its thickness and the lift-off. In the same way, we exploit this model to classify the cores according to their magnetic permeability. Also, we exploit the model for the detection and the inspection of the cylindrical pieces. The chosen configuration is composed of a sensor equipped with a ferrite cored operating on the interior surface of a tube.

Key words

Non Destructive Control, Fictional Current, Fictional Conductivity, Coupled Electromagnetic Quantities, Normalized Impedance, Semi Analytic, Eddy Current.

Notations et symboles

\vec{H} : Champ magnétique.

\vec{B} : Induction magnétique.

\vec{E} : Champ électrique.

\vec{D} : Induction électrique.

\vec{A} : Potentiel magnétique vecteur.

V : Potentiel électrique scalaire.

\vec{M} : Aimantation magnétique.

\vec{I} : Polarisation magnétique.

u : Tension élémentaire.

U : Tension aux bornes du capteur.

ϕ : Flux de l'induction magnétique.

\mathcal{E} : Force électromotrice.

J : Densité de courants surfaciques.

J_v : Densité de courants volumiques.

I : Intensité de courant électrique.

I_c : Intensité de courants induits.

I_v : Intensité de courants volumiques.

I_0, I_s : Intensité de courants dans la source (capteur).

I_m : Courants fictifs de magnétisation.

ρ : Densité de charges électriques volumiques.

σ : Conductivité électrique.

σ_0 : Conductivité électrique du capteur (bobine).

σ_c : Conductivité électrique de la cible.

χ : Susceptibilité magnétique.

χ_r : Susceptibilité magnétique relative.

Z : Impédance.

X : Réactance.

R : Résistance

Z_0 : Impédance du capteur à vide.

X_0 : Réactance du capteur à vide.

R_0 : Résistance du capteur à vide.

X_n : Réactance normalisée.

R_n : Résistance normalisée.

Z_n : Impédance normalisée.

ΔZ : Variation de l'impédance.

ΔX : Variation de la réactance.

ΔR : Variation de la résistance.

δ : Épaisseur de peau.

φ : Phase.

A : Amplitude.

μ : Perméabilité magnétique.

μ_r : Perméabilité magnétique relative.

μ_0 : Perméabilité magnétique du vide.

G : Fonction relative aux coordonnées des points émetteurs et récepteurs.

G_{br} : Composante de G suivant l'axe radial.

G_{bz} : Composante de G suivant l'axe vertical.

\vec{n} : Vecteur normale à la surface.

E_1, E_2 : Fonctions elliptiques respectivement de première et seconde espèce.

t : Variable temporelle.

x : Axe des abscisses en coordonnées cartésiennes.

y : Axe des ordonnées en coordonnées cartésiennes.

r : Axe radial en coordonnées cylindriques.

θ : Axe angulaire en coordonnées cylindriques.

z : Axe vertical en coordonnées cylindriques.

\vec{e}_θ : Vecteur angulaire unitaire.

\vec{e}_r : Vecteur radial unitaire.

S : Surface.

l_m : Pas linéique sur la surface du noyau.

τ : Volume.

Γ : Frontière.

Ω : Domaine d'étude.

Ω_c : Domaine de la charge.

Ω_o, Ω_s : Domaines de la source.

N : Nombre d'éléments total.

N_0 : Nombre d'éléments dans le capteur.

N_c : Nombre d'éléments dans la charge.

N_m : Nombre d'éléments à surface du noyau.

Abréviation

CND : Contrôle Non Destructif

CF : Courants de Foucault

CND-CF : Contrôle Non Destructif par Courants de Foucault

MGEC : Méthode des Grandeurs Electromagnétiques Couplées

MESSINE: Model for Electromagnetic Simplified Simulation in Non Destructive Evaluation.

2D: Bidimensionnel.

3D: Tridimensionnel.

MIV: Méthode des Intégrales de Volume.

CIVA : Plateforme de simulation pour le CND.

CEA : Centre de l'Energie Atomique.

CCF : Capteur par Courants de Foucault.

CM : Capteur Magnétique.

Introduction

Actuellement, le contrôle non destructif a atteint une maturité industrielle grâce à l'évolution et la perfection des logiciels de simulation numérique [15]. D'autre part, cette évolution est encouragée par les différents secteurs (aéronautique, nucléaire, métallurgie..) qui se sont trouvés devant la nécessité de se doter des techniques les plus sophistiquées pour se renseigner de l'état de santé, des caractéristiques physiques et géométriques des différents matériaux sans les détruire [3].

Les techniques utilisées sont diverses, chacune dépend du phénomène physique mis en jeu et de l'objectif visé par le contrôle. Habituellement, on exploite le phénomène acoustique, optique, électromagnétique, etc.

Le principe du CND par courants de Foucault est basé sur le phénomène de l'induction électromagnétique. Lorsqu'une cible conductrice est approchée d'une bobine alimentée en courant alternatif, des courants sont induits de façon qu'ils créent un champ réactif opposant au champ source [8]. L'impédance aux bornes du capteur est ainsi modifiée. Elle est l'image du champ magnétique résultant et des pertes à l'intérieur de la cible.

Vue, la vaste utilisation des matériaux conducteurs, la simplicité et l'adaptation des procédés de capture par CF, ces capteurs sont très répandus en industrie automobile, industrie navale, aéronautique, nucléaire, etc. [19].

Dans ce mémoire, nous allons développer un modèle semi analytique destiné pour le traitement des capteurs à double fonction équipé d'un noyau de ferrite. D'autre part, pour caractériser les matériaux magnétiques et détecter les défauts éventuels dans ces derniers.

Le premier chapitre est abordé par une brève présentation de la méthodologie à suivre pour la conception et l'optimisation des capteurs à courants de Foucault. Pour se familiariser avec cette technique, nous présentons ensuite d'une manière détaillée les différents capteurs classés selon trois critères : le type, la fonction et le mode de contrôle.

Le deuxième chapitre traite le développement mathématique des courants de conduction et des courants de magnétisation. Nous exprimons les courants induits à travers les équations de Maxwell. Aussi, nous remplaçons le milieu magnétique par un milieu amagnétique dont le volume et la surface se trouvent respectivement de distributions volumiques et surfaciques de sources de champ [5]. Ces distributions peuvent être soit en courants, soit en charges soit encore de combinaisons des deux. Cette étape est d'une grande utilité, car l'aimantation des milieux magnétiques sera prise en compte dans le modèle par les courants équivalents.

Ce chapitre est achevé par une recherche bibliographique sur les différents modèles directs bidimensionnels et tridimensionnels déjà existants.

Le but du troisième chapitre est d'aboutir à la formulation de l'expression de l'impédance aux bornes du capteur à noyau de ferrite opérant sur une plaque conductrice. Pour avoir la formulation en courants, le milieu magnétique est remplacé par une distribution équivalente en courants, de densités volumique et surfacique. Les courants de conduction dans le capteur et dans la plaque sont exprimés par l'équation des circuits électriques généralisée [3], en leurs associant par superposition à la contribution des courants fictifs de magnétisation exprimés par l'équation de Fredholm de 2^{ème} espèce [10]. Nous obtenons finalement l'expression semi-analytique de l'impédance en absence et en présence de la plaque.

Le dernier chapitre est consacré à la validation ainsi qu'à l'exploitation du modèle développé. D'abord, pour deux configurations différentes [1] [2], nous calculons l'impédance normalisée d'un capteur à noyau de ferrite opérant sur une plaque conductrice. Les résultats obtenus sont ensuite comparés à ceux trouvés par la méthode des éléments finis et la méthode des intégrales de volume. Ensuite, nous exploitons le modèle pour le calcul de l'impédance normalisée en présence et en absence du noyau de ferrite. Aussi, nous étudions l'influence des différents paramètres sur l'impédance du système ; en particulier, la perméabilité du noyau, l'épaisseur de la plaque, sa conductivité et sa distance par rapport au capteur (lift-off).

Parmi les applications du modèle, l'évaluation de l'état de santé des matériaux conducteur. Particulièrement, ceux qui présentent des défauts axisymétriques. Dans ce but, nous exploitons le modèle pour la détection des défauts sur la surface interne et externe d'un tube creux.

Chapitre I

Description des techniques de CND

I.1 Introduction

Les contrôles non destructifs sont nés de la nécessité devant laquelle se sont trouvés les ingénieurs de devoir garantir la sécurité des personnes et des matériels. Ainsi, les industries de pointes telles l'industrie aéronautique et l'industrie nucléaire sont implantées des techniques sophistiquées pour « débusquer » dans le stade final de l'élaboration des produits, les dernières imperfections de la matière [15].

Aujourd'hui on assiste à une demande très importante et généralisée, émanant de tous les secteurs industriels. La « qualité » est devenue une nécessité vitale pour les entreprises confrontées à la concurrence internationale et à une clientèle exigeante. Devant cette réalité, les CND étant un moyen d'évaluer un aspect de cette qualité, sont donc plus largement utilisés aujourd'hui, et voient ainsi leur performance mise à l'épreuve.

Selon la nature du matériau à tester et du phénomène physique mis en jeu, plusieurs techniques sont utilisées. Dans ce chapitre nous allons décrire l'une de ces méthodes qui est basée sur le phénomène des courants de Foucault.

En contrôle non destructif, on inspecte la surface d'un objet et la zone qu'elle enveloppe. Les courants de Foucault servent alors de sondes. Dès qu'ils rencontrent une fissure, une inhomogénéité, un changement de géométrie ils changent de trajet et d'amplitude. Leur comportement est alors très riche en informations sur la structure interne de l'objet à contrôler. On n'a pas besoin d'ouvrir l'objet, mais simplement l'éclairer avec un champ magnétique variable [8].

On ne peut pas accéder directement à l'évolution des courants de Foucault mais à l'évolution du champ magnétique qu'ils génèrent. Le contrôle non destructif par courants de Foucault consiste donc à :

- exciter l'objet à contrôler avec un champ électromagnétique variable.
- mesurer le champ magnétique secondaire généré par les courants de Foucault.
- analyser les propriétés du champ magnétique secondaire afin de déterminer la structure interne de l'objet.

Dans les prochains paragraphes, nous présentons les différentes techniques de CND ainsi que la méthodologie à suivre pour la conception des capteurs. Puisque la technique qui nous intéresse est celle qui est basée sur le phénomène de l'induction électromagnétique, nous décrirons d'une manière détaillée les capteurs à courants de Foucault en ce qui concerne les critères de classification (type, fonction, mode de fonctionnement) et leurs exploitations.

Enfin, Ce chapitre sera achevé par l'exposition de l'utilité de l'étalonnage de l'impédance et l'introduction de la notion de l'impédance normalisée [7].

I.2. Méthodes de CND usuelles

Plusieurs méthodes sont utilisées dans l'industrie et leur champ d'utilisation s'étend à plusieurs applications. Chacune a son domaine d'action privilégié [15]. On distingue :

I.2.1. Examen visuel

Cet examen permet l'appréciation de nombreux paramètres (forme, couleur, défauts externes).

I.2.2. Le ressuage

Il consiste à faire pénétrer dans les fissures débouchantes, un liquide mouillant et à révéler la présence du liquide par une méthode appropriée (poudre, rayonnement UV...) ; la pièce étant ensuite examinée visuellement.

I.2.3. La magnétoscopie

Cette méthode permet en plus, par rapport au ressuage, de mettre en évidence des défauts non débouchant mais proche de la surface. Pour cela, on applique un fort champ magnétique ou un fort courant sur la pièce et on visualise à l'aide d'une poudre métallique les lignes de champ au droit des défauts. L'examen des pièces se fait le plus souvent sous éclairage UV.

I.2.4. La radiographie

Permet d'obtenir sur un film photosensible une image projetée sur le plan du film de pièce à contrôler. La source de rayonnement peut aller du petit poste à rayons X de 100 kV à l'accélérateur linéaire de 15Mev pour le contrôle de grosse structure.

I.2.5. La radioscopie

Elle permet un examen en temps réel dans les mêmes conditions opératoires qu'en radiographie. Cependant, la souplesse d'emploi est acquise au détriment de la qualité d'image.

I.2.6. La gammagraphie

Elle utilise le rayonnement plus dur des sources radio isotopiques du type cobalt ou iridium. La souplesse d'emploi est obtenue au détriment de la résolution (flou géométrique généralement important).

I.2.7. La neutrographie

On utilise les différences de section efficace de capture des neutrons thermiques, par les matériaux pour former une image comme en radiographie dans laquelle les éléments légers seront facilement identifiés (utilisation en pyrotechnie).

I.2.8. L'holographie

Elle consiste à enregistrer deux hologrammes de l'objet obtenus à des instants distincts pour deux états de contraintes différents de la pièce. La déformation provoquée au droit d'un défaut éventuel se manifeste par une anomalie locale du réseau de franges superposé à la pièce et qui est observé visuellement. Ce type de contrôle peu répandu est appliqué aux pales d'hélicoptère, aux pneumatiques, aux propulseurs d'engins, etc.

I.2.9. L'échographie ultrasonore

Cette technique est parmi les méthodes les plus répandue. Elle consiste à détecter les défauts en balayant la pièce à contrôler et en observant les échos réfléchis sur les discontinuités de la matière.

I.2.10. L'émission acoustique

Elle consiste à écouter les « bruits » émis par une structure sous contrainte. Des méthodes de triangulation permettent de localiser les sources d'émission.

I.2.11. Contrôle non destructif par courants de Foucault

Ce type de contrôle s'effectue en illuminant par un champ magnétique variable la surface d'une pièce métallique. Toute perturbation par un défaut des courants induits dans la pièce va se traduire par une modification de l'impédance vue aux bornes du capteur. En agissant sur la fréquence du courant d'excitation et la géométrie des bobines, plusieurs contrôles peuvent êtres réalisés.

I.3. Méthodologie de développement des systèmes de CND

Indépendamment de la technique de CND utilisée, l'élaboration d'un système peut être décomposée en cinq phases fortement couplées figure (I.1). Tout d'abord, on se fixe l'objectif du contrôle qui est souvent [8] :

- Caractérisation (électrique, magnétique et géométrique) des matériaux ;
- Recherche des défauts dans la structure des matériaux ;
- Caractérisation des défauts.

La première phase consiste à essayer de comprendre et d'analyser l'interaction entre le champ émis par le capteur et la pièce à contrôler. Ensuite, vient la traduction des phénomènes mis en jeu par des modèles analytiques, semi-analytiques ou numérique. Ces outils de simulation sont à la base de la conception et l'optimisation des capteurs. Ils permettent aussi d'inverser le rapport capteur/pièce, cela permet à partir de signaux recueillis de s'informer des caractéristiques de la pièce (ou du défaut).

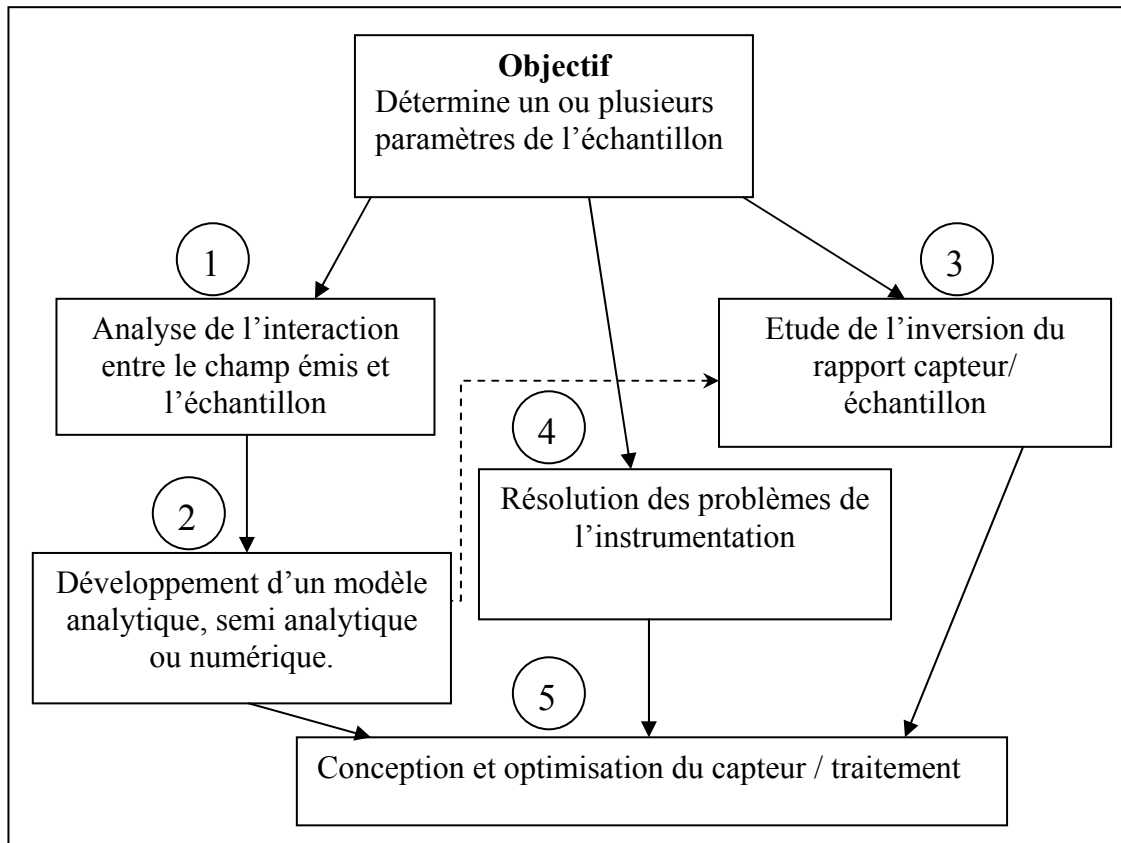


Fig. I.1- Méthodologie usuelle pour l'étude et développement des systèmes de CND.

Cependant, d'autres problèmes d'instrumentation interviennent. Ils dépendent des paramètres à déterminer (objectif) ; Par exemple, dans le cas des capteurs inductifs, la détermination des paramètres électriques nécessite un choix de la gamme de fréquences de l'alimentation.

I.4. Principe des capteurs inductifs

Un capteur inductif est constitué d'une bobine enroulée sur un noyau de ferrite. Ce capteur est alimenté par courant électrique variable. L'approche d'une cible conductrice et/ou magnétique du capteur modifie la répartition des lignes de champ et se traduit par une variation de l'impédance du capteur. Cette variation est due à la pénétration des lignes de champ à l'intérieur de la cible [7].

I.4.1. Capteur à courants de Foucault (CCF)

L'effet résultant de l'approche d'une cible peut être mis en évidence, puis analysé en mesurant l'impédance du bobinage d'excitation. Lorsque la cible est purement conductrice, le champ incident induit des courants dénommés courants de Foucault. Ces derniers génèrent un champ magnétique réactif opposant au champ excitateur (loi de Lenz). Une variation de

l'impédance ainsi apparaît. On parle dans ce cas de « capteur à courants de Foucault » figure (I.2).

L'amortissement des courants de Foucault dans le cas simple d'une onde plane harmonique d'incidence nulle, décroît exponentiellement en fonction de la profondeur du matériau en regard. On définit alors l'épaisseur de peau par :

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{(\pi f \mu \sigma)}} \quad (I.1)$$

f : La fréquence d'excitation ;

μ : La perméabilité magnétique ;

σ : La conductivité électrique de la cible.

Dans le cas général, cette formule n'est pas rigoureuse. Néanmoins elle renseigne sur la profondeur au-delà de laquelle les courants induits sont trop faibles pour être influents.

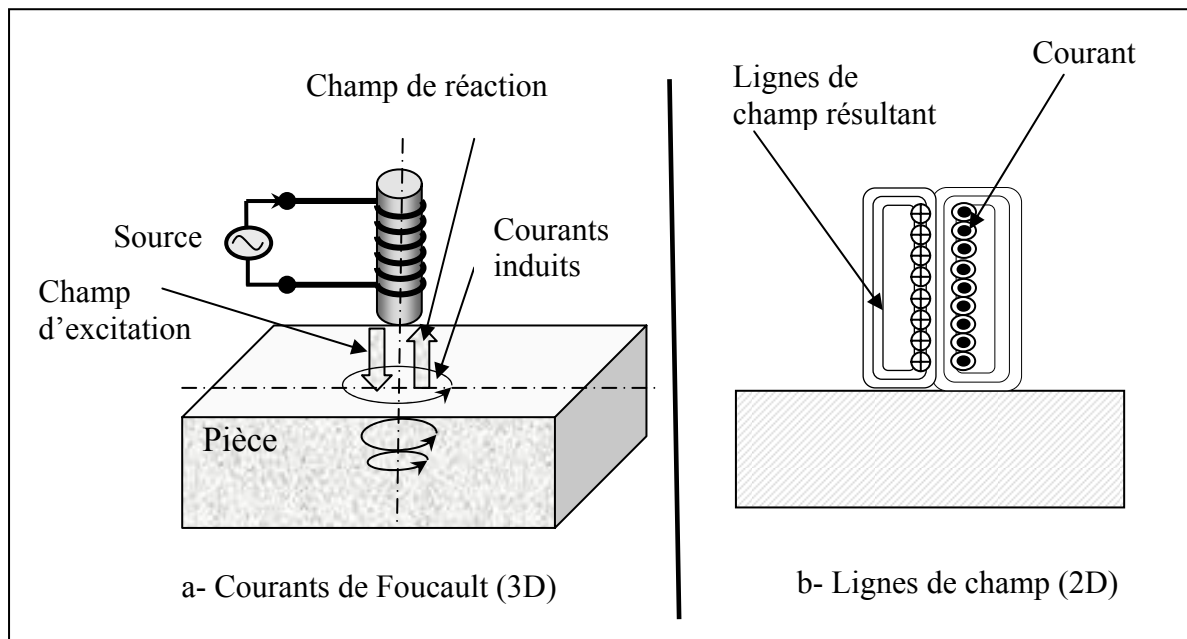


Fig. I.2- Capteur à courants de Foucault.

I.4.2. Capteur magnétique (CM)

L'effet produit par l'approche d'une cible magnétique non conductrice se traduit par une modification des lignes de champ, qui se trouvent attirées par le matériau en regard. Le dispositif fonctionne alors en « capteur magnétique » figure (I.3).

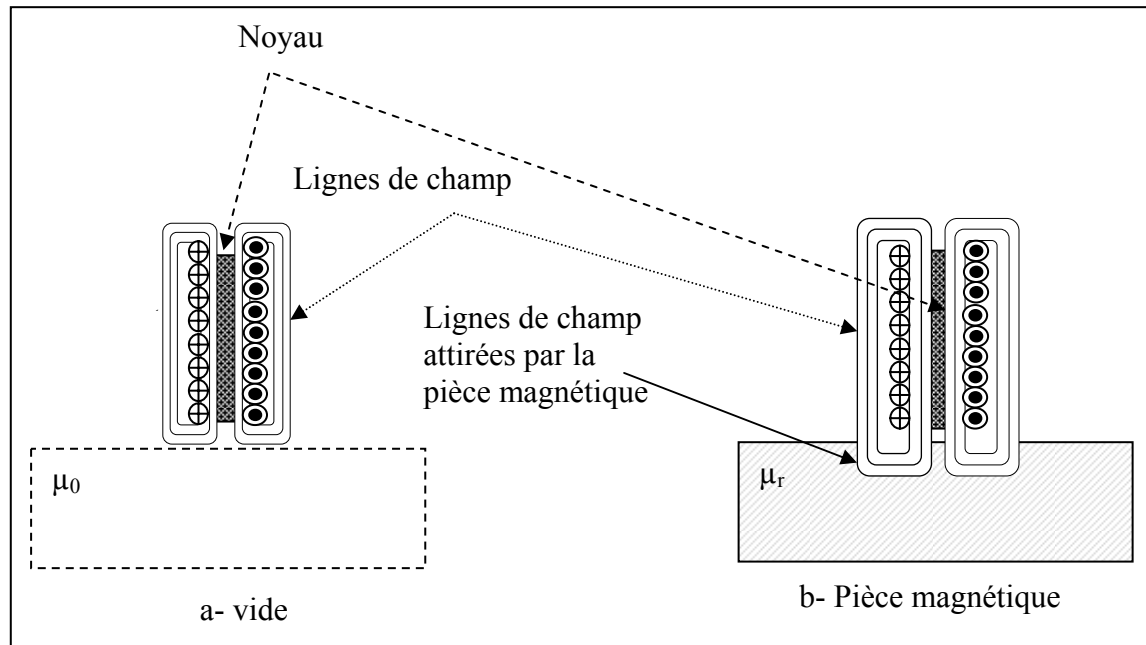


Fig. I.3- Lignes de champ en présence et en absence de la pièce magnétique

I.4.3. Inspection des pièces magnétiques (CCF et CM)

Dans le cas général où la cible présente à la fois de bonnes propriétés conductrice et magnétique, seule la gamme de fréquence de l'alimentation du capteur distingue les deux technologies CCF et CM. A fréquence élevée, le champ développé ne pénètre quasiment pas dans la cible. Le dispositif fonctionne en CCF. Par contre si la fréquence est faible le capteur fonctionne en CM. Pour des fréquences intermédiaires et à une certaine distance de mesure, les deux phénomènes d'attraction et de répulsion du champ s'équilibrent et le dispositif peut être qualifié à la fois de CCF et CM.

Cependant, un fonctionnement à champ continu (cas extrême des CM) a été évité car toutes pièces métalliques situées à proximité du capteur risquent alors de s'y coller.

D'autre part, si le capteur fonctionne à faible fréquence, l'environnement électromagnétique ne serait pas favorable (fréquence de hachage des courants de traction, tapis piloté automatique). Ces remarques, ont conduit à privilégier un fonctionnement en CCF.

I.5. Principe physique de CND-CF

L'alimentation de la bobine du capteur par un courant variable crée un champ d'excitation variable sous la loi de Maxwell Ampère. Toute pièce conductrice baignant dans ce champ sera le siège des courants induits appelés courants de Foucault (loi de Maxwell Faraday et loi d'Ohm). En vertu de la loi de Lenz, ces courants reproduisent à leur tour un champ magnétique opposant au champ qui leur a donné naissance. Le champ résultant (excitation et réaction) modifiera alors le courant dans la source et par conséquent l'impédance du capteur [8]. Par ailleurs, les courants de Foucault sont importants à la surface de la pièce et s'affaiblissent en allant sur la profondeur. L'utilisation des faibles fréquences peut assurer la capture des défauts profonds. La figure (I.4) résume le principe de CND par courant de Foucault.

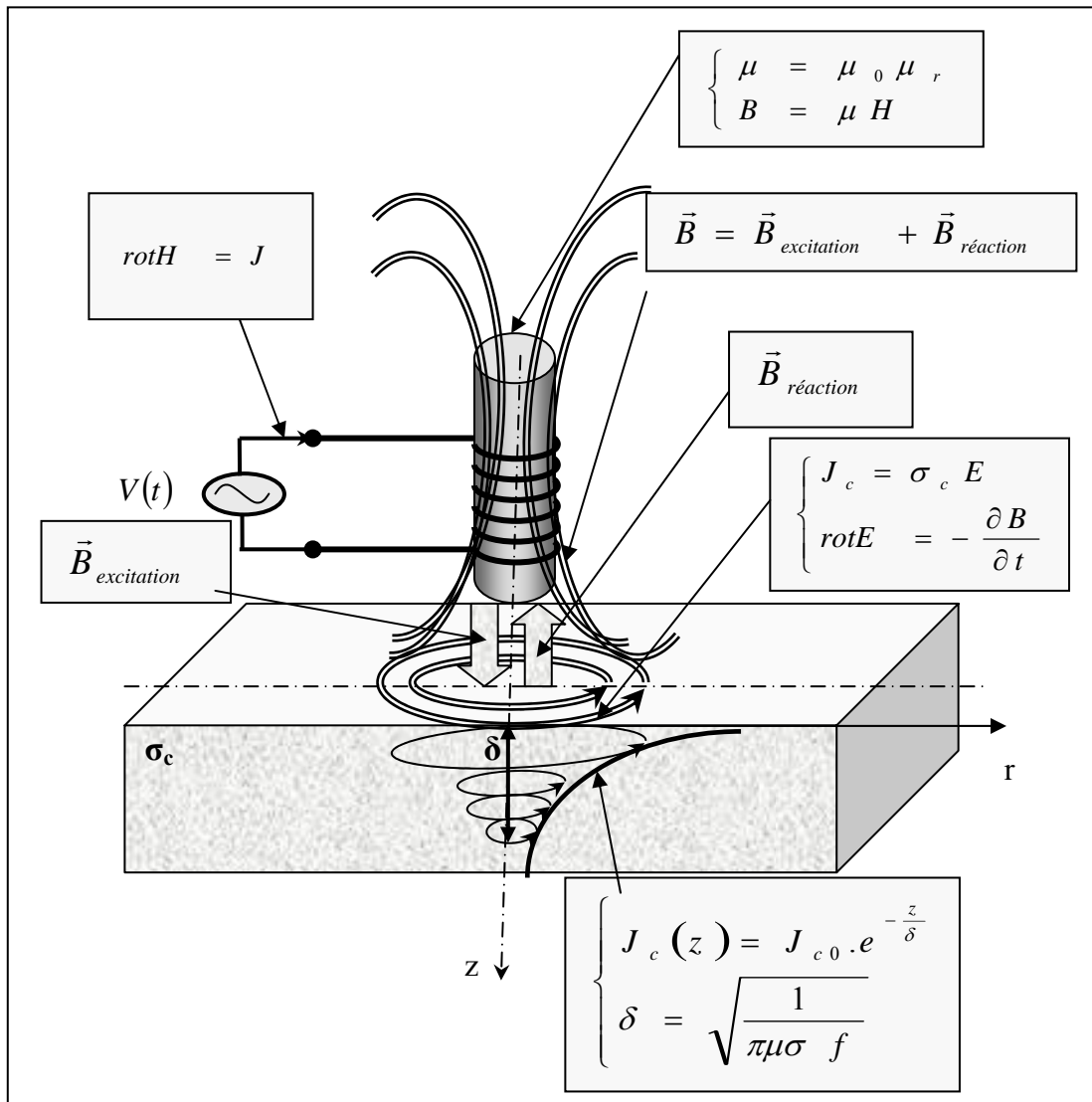


Fig. I.4- Schéma de principe de contrôle par courant de Foucault.

I.6. Objectifs des CND-CF

Un capteur à courants de Foucault peut accomplir diverses tâches. Du fait que l'impédance du système Capteur/Pièce est fonction des différentes caractéristiques électromagnétiques et géométriques. Parfois utilisé pour la caractérisation géométrique et électromagnétique, d'autre fois pour le contrôle de l'état de santé en cherchant et caractérisant les défauts. La figure (I.5) illustre les différentes fonctions d'un capteur CF [3].

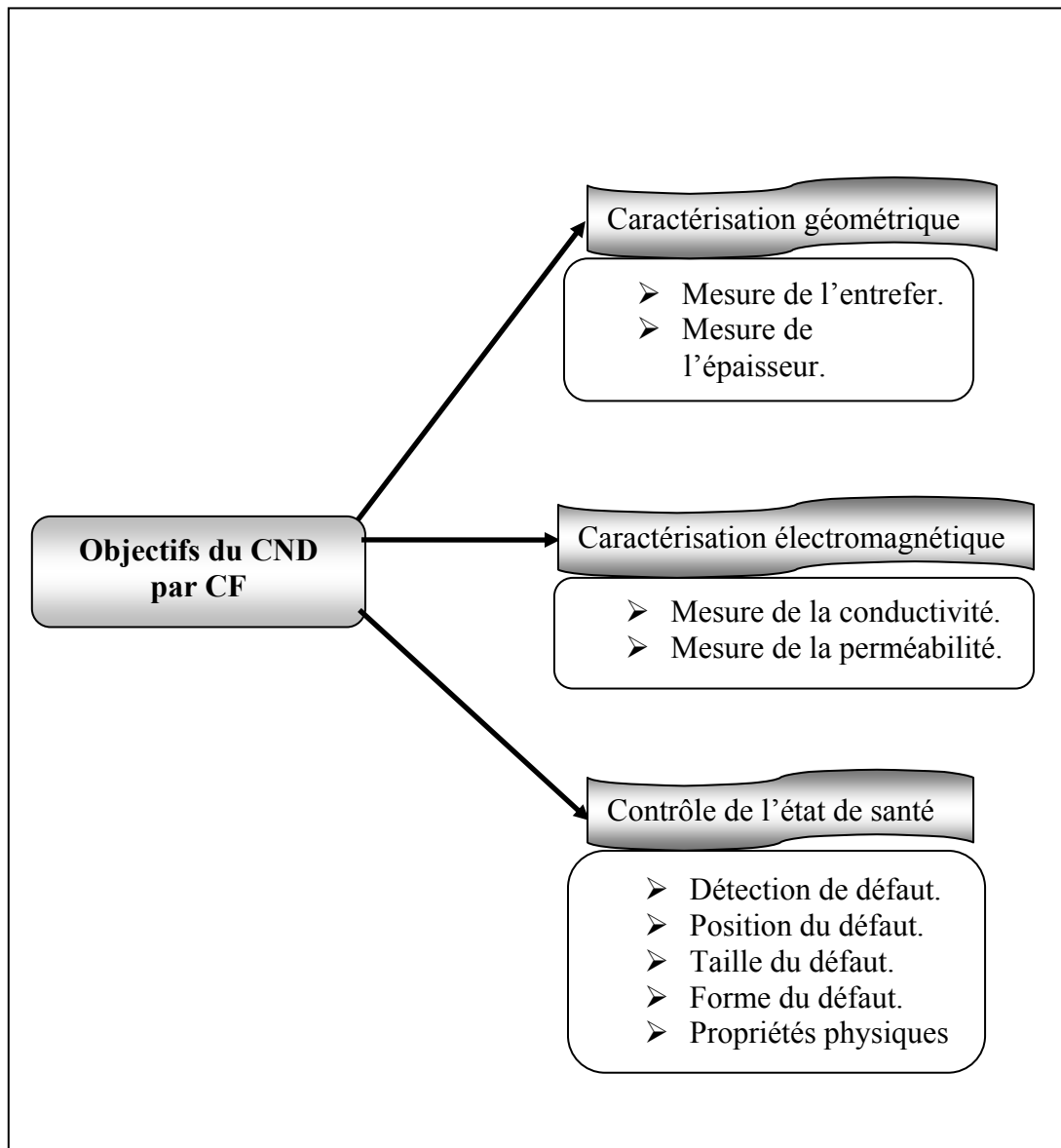


Fig. I.5- Nature du CND par CF

I.7. Classification des capteurs

Plusieurs critères sont pris en compte durant la classification des capteurs. La configuration des capteurs diffère selon leurs géométries, leurs fonctions et leurs modes de contrôle. La figure (I.6) résume les trois critères déjà cités.

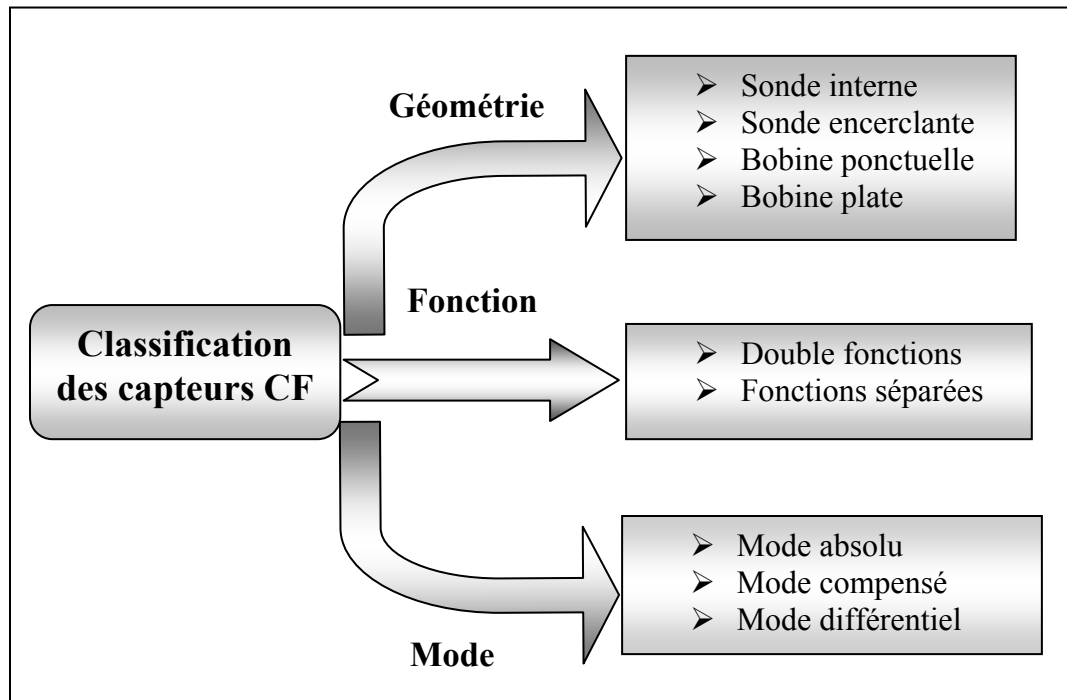


Fig. I.6- Critères de classification des capteurs

I.7.1 Types de capteurs

Selon la forme géométrique, on distingue cinq principales configurations :

I.7.1.1. La bobine encerclante

C'est un capteur dont les enroulements de mesure entourent le produit à examiner (figure I.7). Il est utilisé pour contrôler par l'extérieur des objets de faibles sections, les tubes, les barres,...

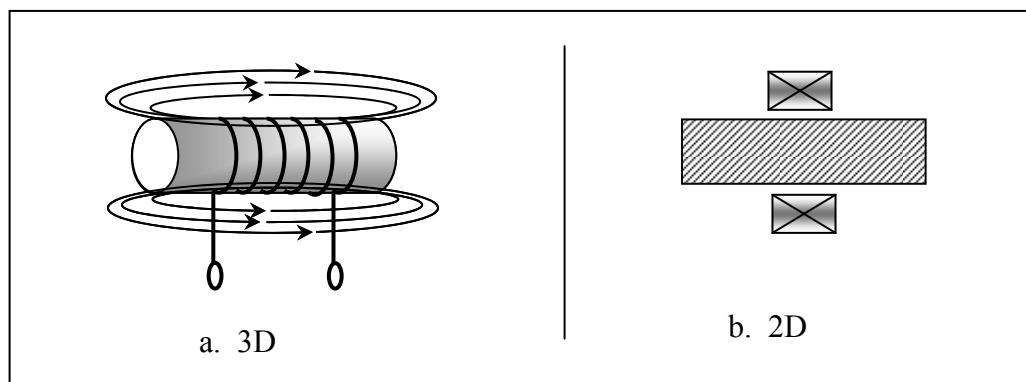


Fig. I.7- Bobine encerclante.

I.7.1.2. Sonde interne

C'est un capteur qui est destiné à l'examen d'un produit creux par l'intérieur, dont les enroulements de mesure entourent l'axe de translation. Ils opèrent soit avec ou sans noyau (figure I.8).

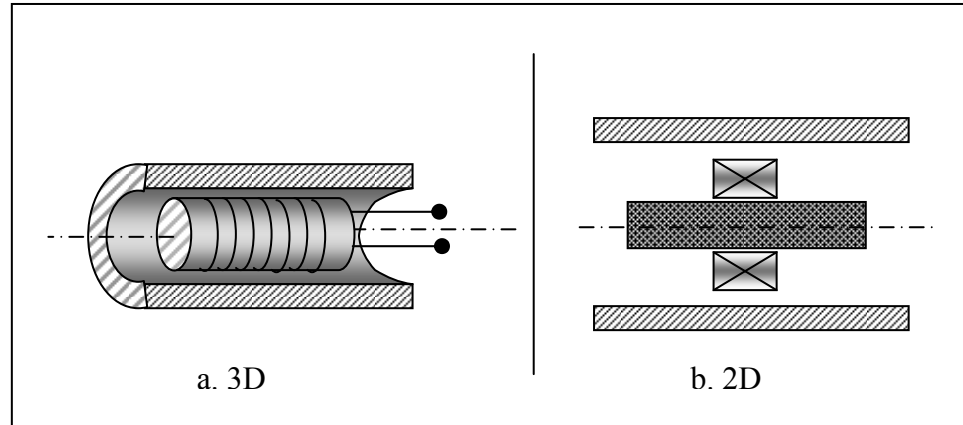


Fig. I.8- Bobine interne glissante avec noyau

I.7.1.3. Sonde ponctuelle

Elle est utilisée pour l'inspection des objets à des endroits précis. L'axe du capteur est perpendiculaire à la surface de la pièce. En effet, ce palpeur permet de faire un contrôle local des pièces même celles dont la géométrie est complexe (figure I.9).

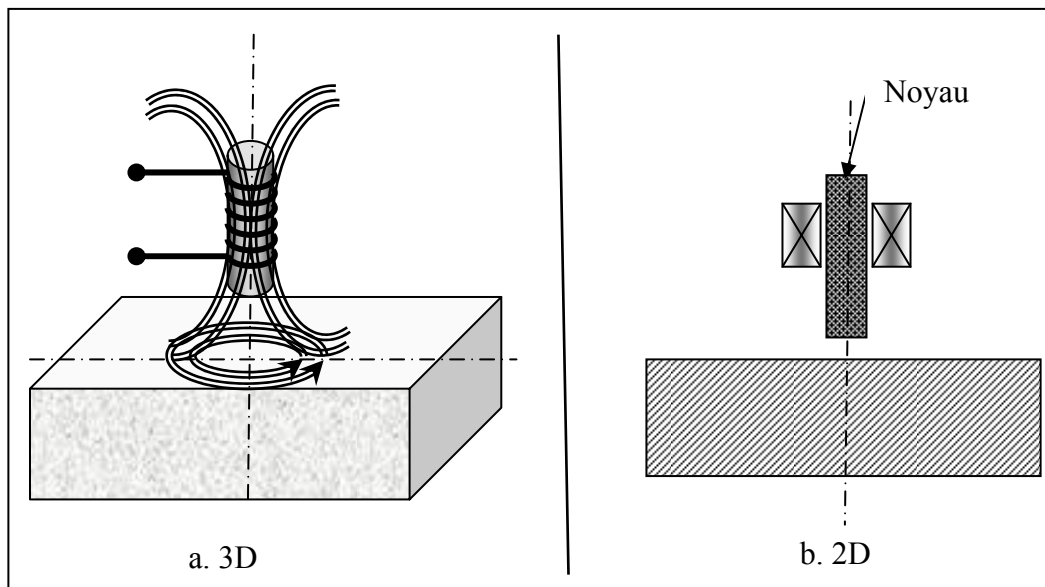


Fig. I.9- Bobine simple avec noyau.

I.7.1.4. Bobine plate

De la même manière que la bobine ponctuelle, ce capteur opère sur les surfaces des pièces. Vue sa géométrie, sa zone d'action est plus large (figure I.10).

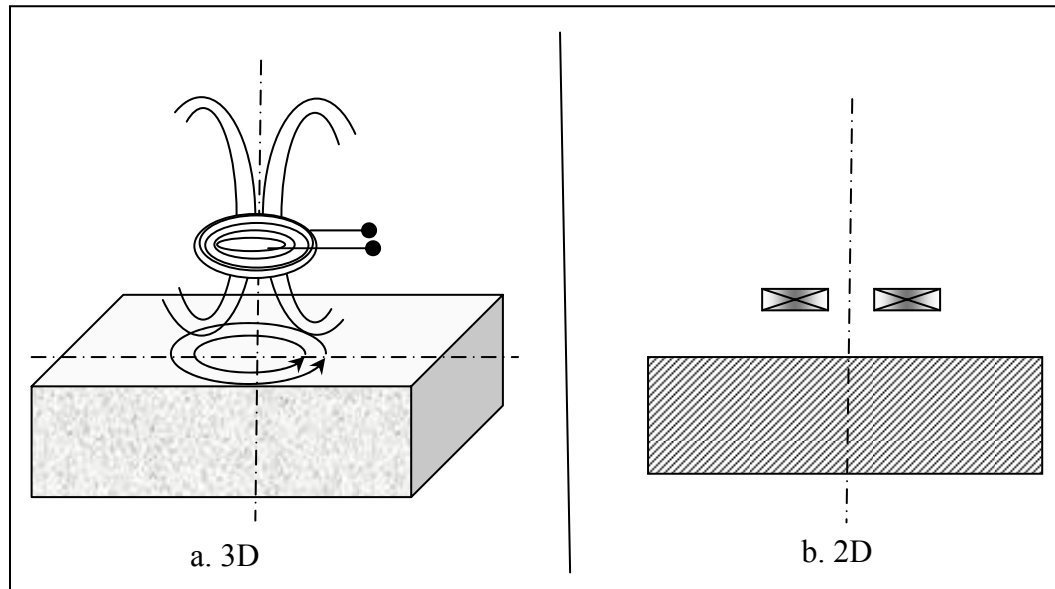


Fig. I.10- Bobine plate

I.7.1.5. Sonde interne tournante

Dans ce cas, le capteur tourne autour de l'axe de translation. Il en résulte alors un champ magnétique perpendiculaire à l'axe du tube. Ce capteur permet de localiser le défaut avec précision sur la surface interne du tube (figure I.11).

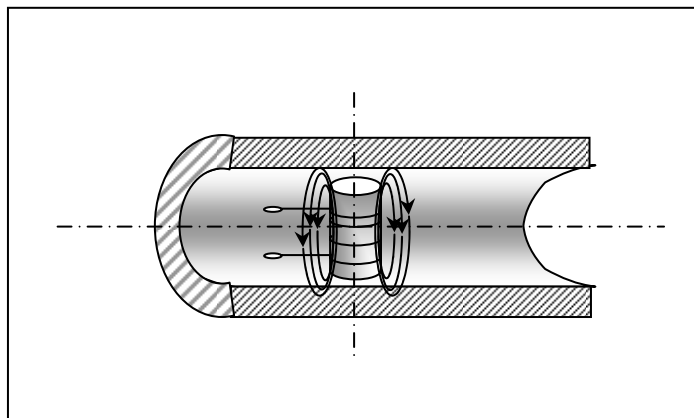


Fig. I.11- Capteur interne tournant

I.7.2. Fonctions du capteur

En principe tous les capteurs assurent deux fonctions : La fonction d'alimentation et de mesure. Si ces dernières sont assurées par un seul enroulement, on parle de capteur à double fonction, si non il s'agit d'un capteur à fonctions séparées.

I.7.2.1. Capteur à double fonction

Ce capteur assure les deux fonctions (figure I.12) d'excitation et de réception. L'extraction de l'information se fait par la mesure de l'impédance équivalente ou de la variation de l'impédance. Cette dernière est due à la présence du matériau au voisinage du capteur ou à la présence d'une anomalie dans se matériaux.

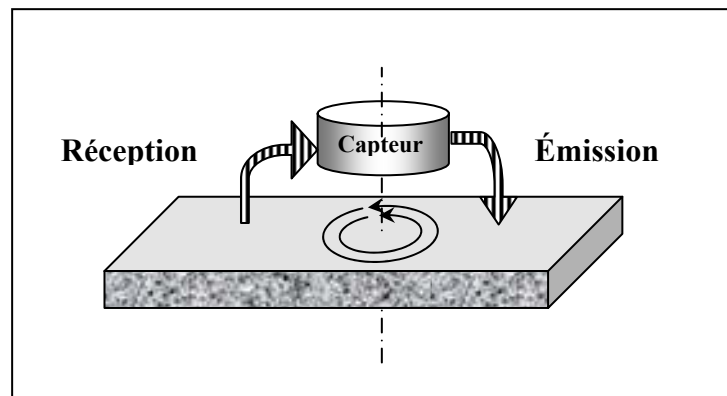


Fig. I.12- Capteur à double fonction.

I.7.2.2. Capteur à fonctions séparées

Le capteur est muni d'un second enroulement qui servira uniquement pour la mesure (figure I.13). On parle alors de mesure par trans-impédance ou de capteur à fonctions séparées.

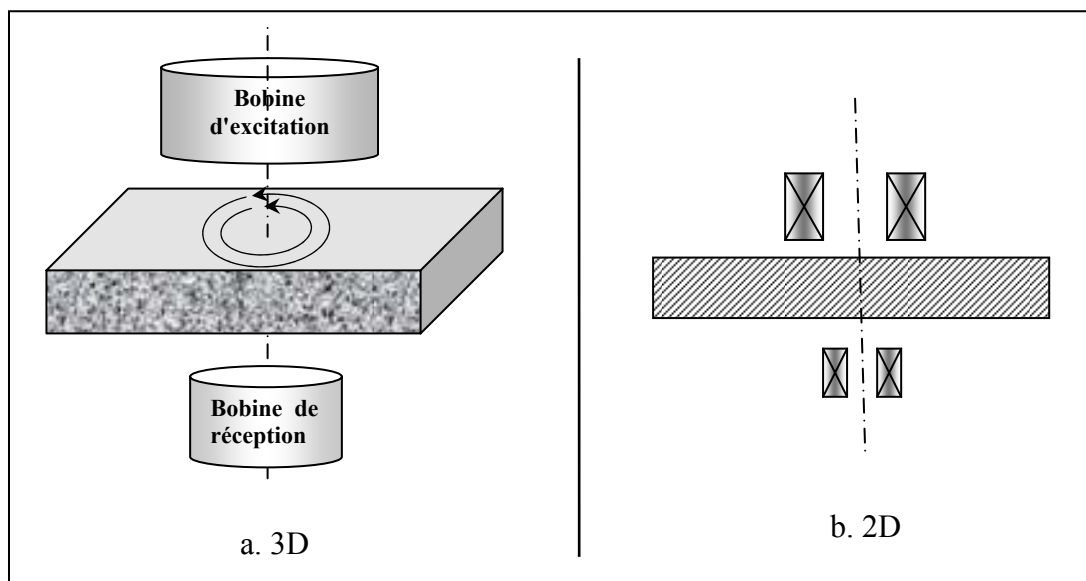


Fig. I.13- Capteur à fonction séparée

I.7.3. Modes de contrôles

On distingue deux modes de contrôle : mode absolu et mode différentiel.

I.7.3.1. Mode absolu

La méthode absolue utilise un capteur à double fonction. La mesure se fait par la comparaison du signal reçu à une référence artificielle. Ce mode permet d'accéder aux grandeurs utiles ainsi qu'aux grandeurs perturbatrices (température,...).

Le schéma de la figure (I.14) montre la mesure en mode absolu par un pont d'impédance.

- La bobine d'examen est une branche d'un pont d'impédance alimenté par oscillateur. En absence de défaut, le pont est équilibré.
- Un signal apparait dans le plan complexe dès que la sonde s'approche du défaut.
- L'amplitude du signal est liée au volume de la matière affectée par le défaut. De même, la phase est fonction du type du défaut et de sa profondeur.

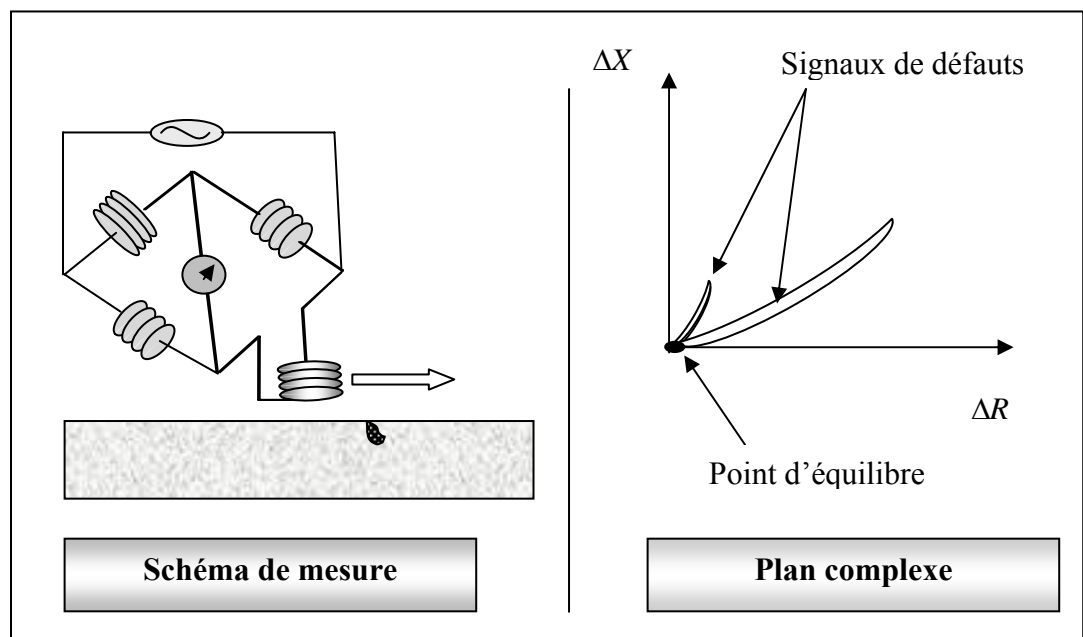


Fig. I.14- Sonde absolue.

I.7.3.2. Mode différentiel

La mesure différentielle est une comparaison de deux mesures effectuées simultanément d'impédances de deux capteurs absolus dont les flux sont opposés. En effet, dans le cas d'une pièce saine l'impédance différentielle est nulle. Par contre, si la pièce présente une anomalie une valeur de l'impédance est signalée.

Le schéma de la figure (I.15) montre la mesure par un pont d'impédance :

- deux branches du pont constituent des bobines d'examen. Le pont est équilibré en absence de défaut ;
- Le passage de la sonde devant un défaut provoque l'apparition d'un signal (courbe de Lissajous) dans le plan complexe ;
- L'amplitude du signal est fonction du volume de la matière affectée. De même, la phase est liée au type de défaut et à sa profondeur.

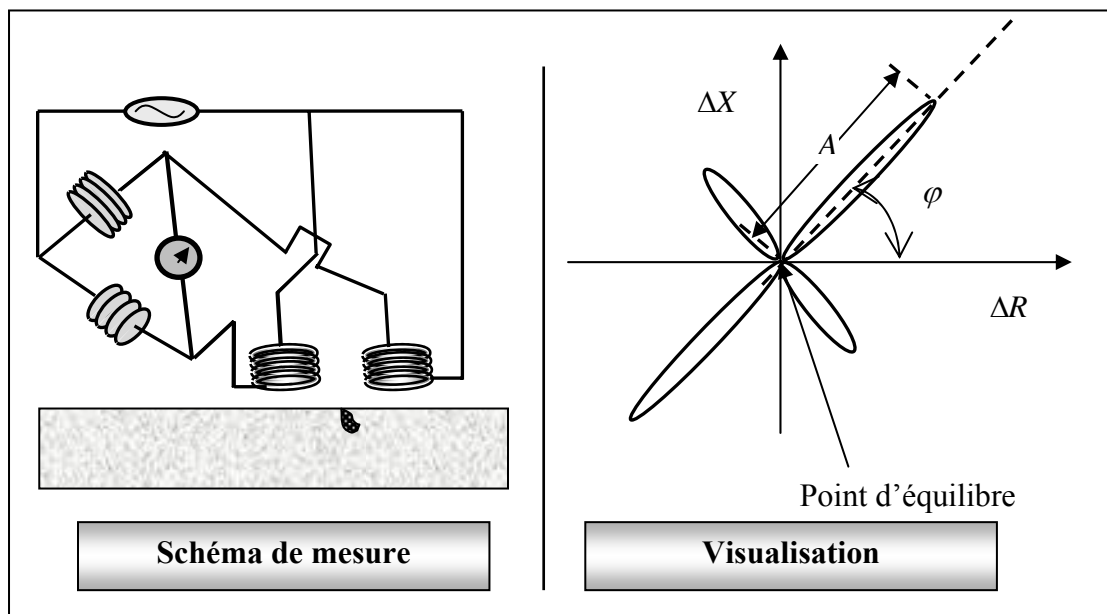


Fig. I.15- Sonde différentielle

I.8. Les défauts

Lorsqu'une pièce conductrice est plongée dans un champ magnétique variable, des courants induits vont apparaître avec une répartition telle qu'ils créent un champ magnétique opposant à la variation du champ d'excitation. L'intensité et le chemin des courants peuvent être modifiés par la présence d'un défaut (fig.I.16). Cette modification engendrera la même variation d'impédance que provoquera une variation de conductivité.

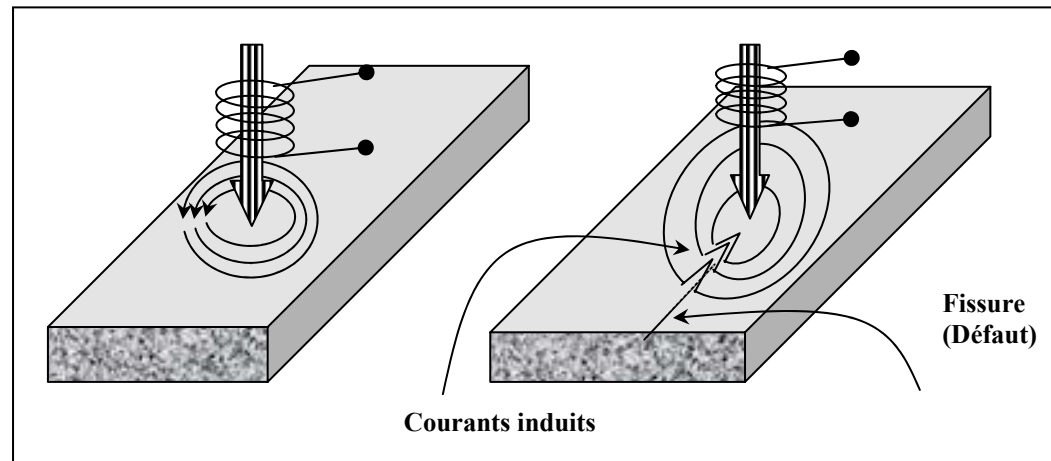


Fig. I.16- Influence du défaut sur la répartition des courants induits

Un défaut de forme donnée peut avoir un effet selon sa direction (figure I.17). Dans la figure (I.17.a). La perturbation des lignes est importante, par contre légère si l'axe du défaut se coïncide avec celui du défaut (fig. I.17.b).

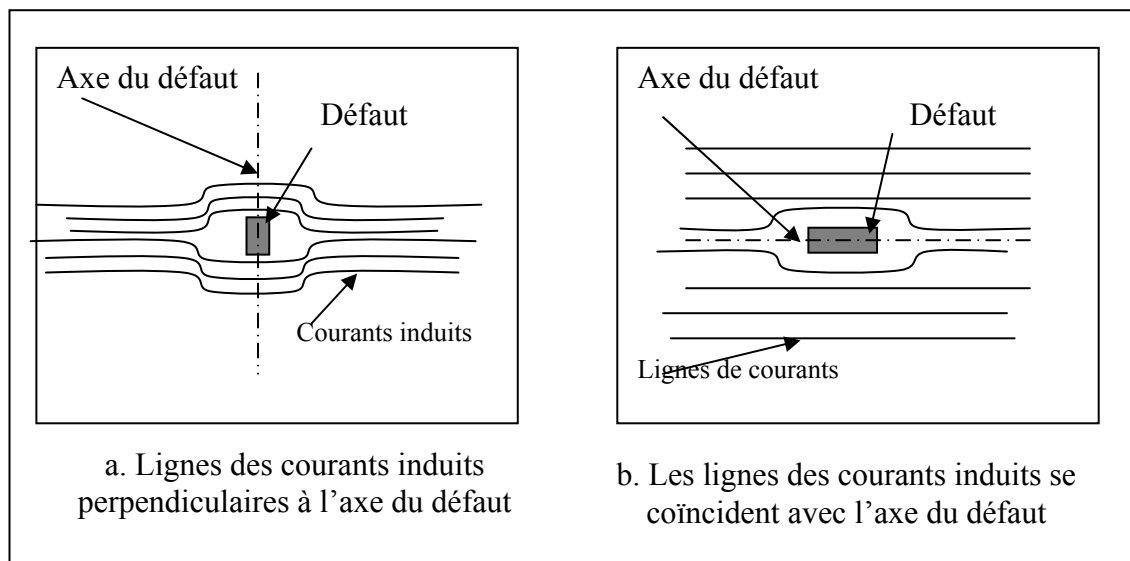


Fig. I.17- Influence de la position du défaut

La figure I.18 présente les défauts axisymétriques dans les configurations de type pancake.

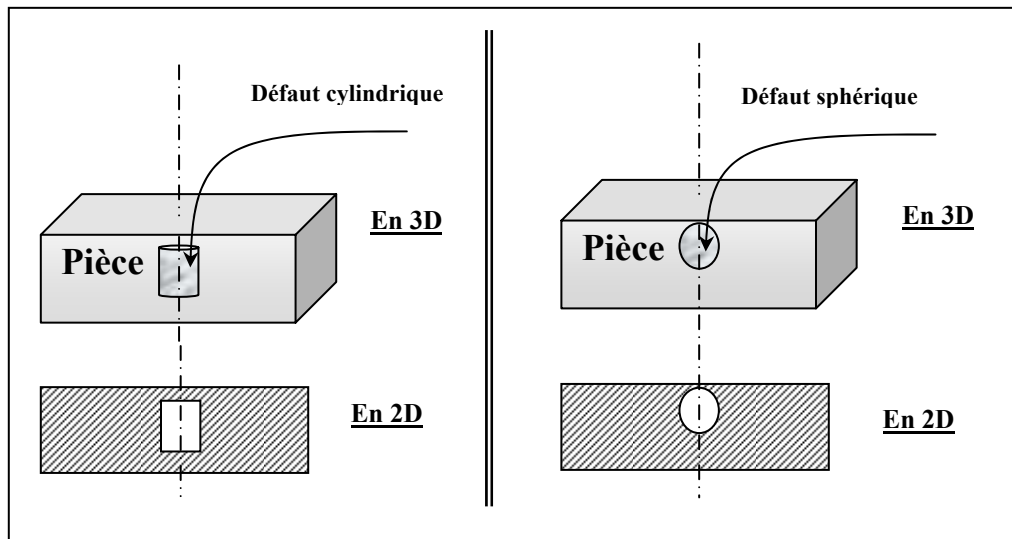


Fig. I.18- Plaque présentant un défaut cylindrique et sphérique

La figure I.19 représente une pièce cylindrique dont le défaut est axisymétrique. Ce dernier peut être détecté par un capteur différentiel (fixe ou en déplacement) ou par un capteur absolu.

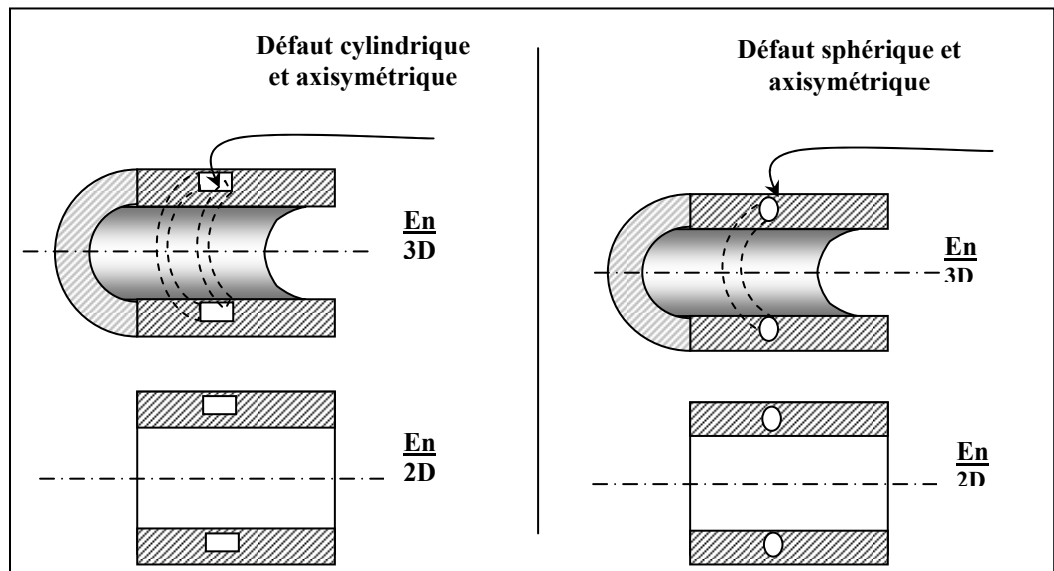


Fig. I.19- Pièce cylindrique avec un défaut cylindrique et sphérique

I.9. Impédance normalisée

Un capteur inductif est caractérisé par deux grandeurs :

- La composante résistive de l'impédance qui englobe les pertes par courants de Foucault dues à la pénétration du champ dans la cible et les pertes internes du bobinage d'excitation.
- La composante réactive qui représente le phénomène inductif. Elle est liée à la topologie des lignes de champ magnétique global.

Pour ne conserver dans l'expression de l'impédance que les variations inductives, on introduit traditionnellement la notion d'impédance normalisée [7]. Cette impédance Z_n se déduit de Z par :

$$\begin{cases} Z_n = R_n + jX_n \\ Z_n = \frac{Z - R_0}{X_0} \end{cases} \quad (I.2)$$

$$\begin{cases} R_n = \frac{R - R_0}{X_0} \\ Z_n = \frac{X}{X_0} \end{cases} \quad (I.3)$$

Où $Z_0 = R_0 + jX_0$ est l'impédance à vide du capteur (impédance sans cible).

Et $Z = R + jX$ est l'impédance du capteur en charge (impédance avec cible).

En procédant à cette normalisation, la mesure devient indépendante des caractéristiques propres de la bobine. Mais, elle est fonction des paramètres de la cible à savoir sa géométrie, sa conductivité électrique, sa perméabilité magnétique et la distance capteur/cible (lit-off). L'étude des variations de Z_n s'effectue dans le plan d'impédance normalisé en traçant X_n en fonction de R_n . La variation de l'un de ces paramètres (lit-off, σ , μ) engendrera le déplacement du point représentative sur le diagramme d'impédance normalisé.

Il est à noter que, la présence d'une anomalie (défaut) dans la cible induit une modification de l'un ou de plusieurs des trois paramètres physiques et géométriques.

I.10. Conclusion

Les capteurs à courants de Foucault sont souvent classés selon leurs géométries, fonctions et leurs modes de contrôle. En principe, cette technique est basée sur la mesure de la variation de l'impédance qui est souvent fonction de plusieurs paramètres.

En effet, la variation de l'un de ces paramètres engendrera une modification sur de l'impédance aux bornes du capteur. Pour éliminer l'influence des paramètres liés à ce dernier et garder seulement cette variation en fonction des caractéristiques de la cible, on procède à la normalisation de l'impédance.

La conception et l'optimisation des capteurs à CF nécessitent une compréhension préalable du mécanisme de création des courants de Foucault et des modèles mathématiques qui les dérivent. Cette tâche fera l'objet sera l'objectif du chapitre suivant.

Chapitre II

Equations électromagnétiques liées aux phénomènes inductifs

I.1. Introduction

Le principe de contrôle non destructif par courants de Foucault repose sur le phénomène de l'induction électromagnétique. La compréhension de ce phénomène est l'étape principale pour l'élaboration des modèles mathématiques destinés pour la conception des capteurs efficaces, et répondre aux problèmes rencontrés lors du contrôle [18].

Dans ce chapitre, nous allons donner un aperçu historique sur l'électromagnétisme ainsi que la présentation des équations de Maxwell et leur simplification en régime quasi-stationnaire. Cette phase est suivie d'une analyse mathématique des courants de Foucault.

Dans le but de l'élaboration du modèle utilisant comme grandeur d'état le courant, la matière aimantée est remplacée par une autre source de champ équivalente [5]. Ce chapitre sera achevé par une brève synthèse des modèles directs déjà existants (bidimensionnels et tridimensionnels) pour le contrôle des pièces conductrices.

II.2. Description mathématique des courants de Foucault

II.2.1. Lois classiques de l'électromagnétisme

II.2.1.1. Loi d'Ampère

André Marie Ampère (1775-1836), physicien Français, est impressionné par les travaux de Hans Christian oersted. Il reprend en 1826 l'étude de l'action d'un courant électrique sur une aiguille aimantée et en quelques jours, il découvre la loi expérimentale qui porte son nom [23].

$$\oint_l (\vec{B} \cdot d\vec{l}) = \mu_0 \sum_{i=1}^n I_i \quad (\text{II.1})$$

n : Nombre de spires.

l : Longueur du circuit magnétique.

\vec{B} : Induction magnétique de chaque spire.

I_i : Courant électrique.

II.2.1.2. Loi de Faraday

Durant la décennie 1830, des expériences portant sur l'induction électromagnétique ont été réalisées par Michael faraday (1791-1867) en Angleterre et par Joseph Henry (1797-1878) aux USA. Par une pure expérience, faraday remarque qu'à chaque fois qu'il y a variation de flux magnétique ou variation du champ d'induction lui-même, un courant est alors mesuré par le galvanomètre. Ce courant est dit courant induit. En effet, cette loi relie la force électromotrice induite ε à la variation de flux magnétique ϕ qui l'engendre.

$$e = -\frac{d\phi}{dt} \quad (\text{II.2})$$

II.2.1.3. Loi de Lenz

Le signe (-) de la loi de Faraday a une signification bien précise donnée explicitement par la loi de Lenz. Cette loi a été formulée par Heinrich Friedrich Emil Lenz (1804-1865) en 1833 à Saint-Petersbourg et éclaire mieux le phénomène d'induction que Faraday avait observé en 1831. C'est une loi qualitative. Elle indique que le sens du courant induit lors d'un phénomène d'induction électromagnétique dans un circuit électrique est tel qu'il s'oppose à la variation du flux initial. Donc la force électromotrice induite s'oppose à l'action qui leur a donné naissance.

II.2.1.4. Loi de Biot et Savart

L'une des approches de la détermination de la valeur de l'induction \vec{B} est la loi de Biot et Savart plus compliquée, mais plus générale. Jean Baptiste Biot (1774-1862) et Félix Savart (1791-1841) formulent en 1820 la loi expérimentale qui porte leurs noms. En un point p de l'espace, l'élément de conducteur \vec{dl} , parcouru par un courant I génère un champ d'induction magnétique élémentaire $d\vec{B}$ dans le vide. Cette induction est donnée par :

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{\vec{dl} \times \vec{r}_u}{r^2} \quad (\text{II.3})$$

II.2.2. Les lois de Maxwell

Jusqu'au milieu du 19^{ème} siècle, Electricité et Magnétisme forment deux théories distinctes et différenciées de la physique. Il revient à Jean Clark Maxwell (1831-1873), physicien écossais de talent exceptionnel d'avoir unifié en 1865 ces deux théories en une seule et unique dite Electromagnétisme [23].

II.2.2.1. Loi de Maxwell Gauss (électrique)

Il existe des monopoles électriques dits charges électriques, elles sont de deux types, négative ou positive.

$$\text{div} \vec{E} = \rho \quad (\text{II.4})$$

II.2.2.2. Loi de Maxwell Gauss (magnétique)

Il n'existe pas de monopoles magnétique (ou charges magnétiques isolées).

$$\text{div} \vec{B} = 0 \quad (\text{II.5})$$

II.2.2.3. Loi de Maxwell Faraday (induction)

Toute variation de l'induction magnétique génère un champ électrique.

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II.6})$$

II.2.2.4. Loi de Maxwell Ampère

Tout courant électrique et toute variation de flux électrique génère un champ magnétique.

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{II.7})$$

$\vec{E}[\text{V|m}]$ et $\vec{H}[\text{A|m}]$: Champ électrique et magnétique.

$\vec{D}[\text{A.s|m}]$ et $\vec{B}[\text{T}]$: Induction électrique et magnétique.

$\vec{J}[\text{A|m}^2]$ et $\rho[\text{C|m}^3]$: Densités de courant de conduction et de charges électriques.

Le schéma de la figure II.1 illustre le couplage entre les phénomènes électriques et magnétiques, que Maxwell a pu réunir sous une même théorie dite « Electromagnétisme ».

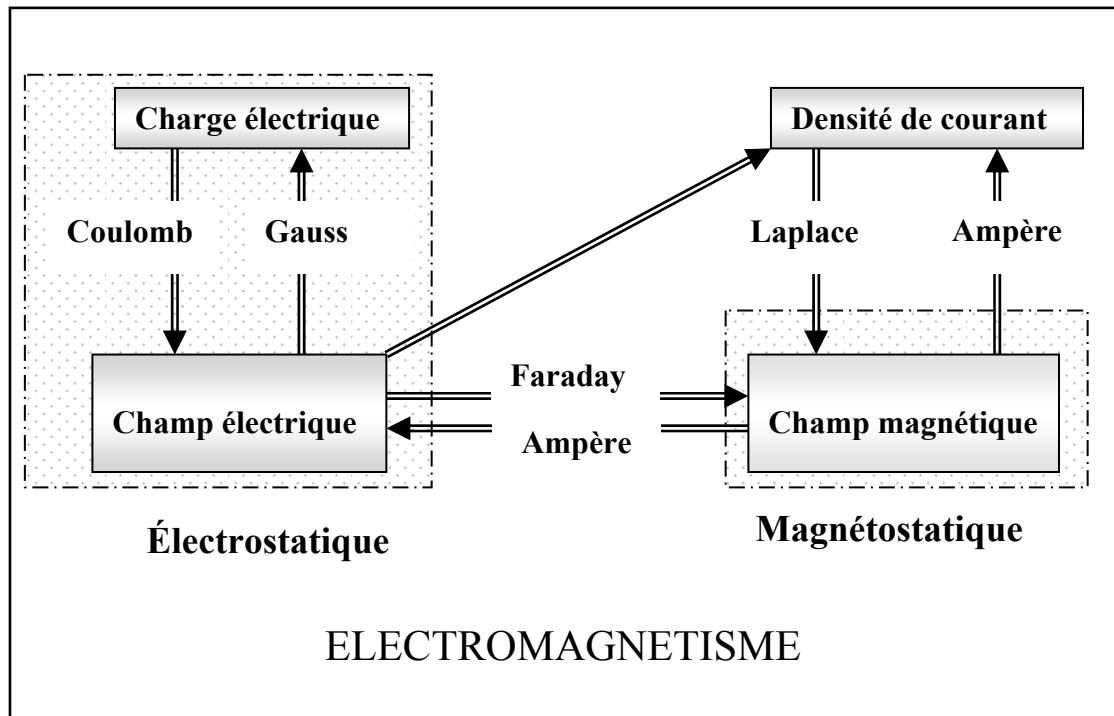


Fig. II.1- Couplage entre l'électrostatique et magnétisme

II.2.3. Courants de Foucault

Les phénomènes qui se produisent dans le cadre du contrôle par courants de Foucault sont régis par les équations de Maxwell [4]. En tout point de l'espace, les équations de Maxwell indiquent que :

$$\vec{\text{rot}} \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{0} \quad (\text{II.8})$$

$$\text{div} \vec{B} = 0 \quad (\text{II.9})$$

$$\text{div} \vec{D} = \rho \quad (\text{II.10})$$

$$\vec{\text{rot}} \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} - \vec{J} = \vec{I}_s \quad (\text{II.11})$$

Où \vec{E} est le champ électrique, \vec{B} est le champ d'induction magnétique, \vec{D} est le champ d'induction électrique, \vec{H} est le champ magnétique, \vec{J} est la densité des courants induits, ρ est la charge volumique et \vec{I}_s est la densité du courant d'excitation.

Dans un milieu isotrope, homogène et linéaire, deux relations constitutives s'ajoutent :

$$\begin{cases} \vec{B} = \mu \vec{H} \\ \mu = \mu_0 \mu_r \end{cases} \quad (\text{II.12})$$

Où :

$\mu [H|m]$: Perméabilité magnétique.

$\mu_0 = 4\pi 10^{-7} H|m$: Perméabilité magnétique du vide.

μ_r : Perméabilité magnétique relative du milieu.

$$\begin{cases} \vec{D} = \varepsilon \vec{E} \\ \varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r \end{cases} \quad (\text{II.13})$$

Où :

$\varepsilon [F|m]$: Permittivité diélectrique.

$\varepsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 C^2}$ Permittivité électrique du vide.

ε_r : Permittivité électrique relative du milieu.

$C = 3.10^8 m/s$: Vitesse de la lumière.

Dans un milieu conducteur, nous avons la loi d'Ohm :

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (\text{II.14})$$

$\sigma [(\Omega.m)^{-1}]$: Conductivité électrique.

Dans le cas des courants de Foucault sinusoïdaux, nous pouvons réécrire la densité de courant d'excitation sous la forme suivante :

$$\vec{i}_0(t) = \vec{I}_0 \exp(j\omega t) \quad (\text{II.15})$$

Où ω est la pulsation du courant d'excitation avec $\omega = 2\pi f$ et f étant la fréquence correspondante.

De même : ρ , \vec{E} et \vec{B} se réécrivent :

$$\rho(t) = \rho_0 \exp(j\omega t) \quad (\text{II.16})$$

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_0 \exp(j\omega t) \quad (\text{II.17})$$

$$\vec{B}(t) = \vec{B}_0 \exp(j\omega t) \quad (\text{II.18})$$

Dans le cas des milieux linéaires, isotropes et homogène, en utilisant (II.13) et (II.14), les champs \vec{D} , \vec{H} et \vec{J} de (II.10) et (II.11) sont remplacés par le champ \vec{E} et l'induction \vec{B} .

En utilisant les équations II.15, II.16, II.17 et II.18, les équations de Maxwell se réécrivent :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E}_0 + j\omega \vec{B}_0 = \vec{0} \quad (\text{II.19})$$

$$\text{div} (\vec{B}_0) = 0 \quad (\text{II.20})$$

$$\varepsilon \text{div} (\vec{E}_0) = \rho_0 \quad (\text{II.21})$$

$$\frac{1}{\mu} \overrightarrow{\text{rot}} (\vec{B}_0) - j\omega \varepsilon \vec{E}_0 - \sigma \vec{E}_0 = \vec{I}_0 \quad (\text{II.22})$$

Pour simplifier les notations, nous supprimons l'indice 0, nous obtenons les équations de maxwell harmoniques :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} + j\omega \vec{B} = \vec{0} \quad (\text{II.23})$$

$$\text{div} (\vec{B}) = 0 \quad (\text{II.24})$$

$$\varepsilon \text{div} (\vec{E}) = \rho \quad (\text{II.25})$$

$$\frac{1}{\mu} \overrightarrow{\text{rot}} (\vec{B}) - j\omega \varepsilon \vec{E} - \sigma \vec{E} = \vec{I}_s \quad (\text{II.26})$$

II.2.4. Approximation des régimes quasi-stationnaires

Le terme $j\omega\varepsilon\vec{E}$ de (II.26) représente les courants de déplacement. Le terme $\sigma\vec{E}$ est celui des courants de conduction. Dans un milieu conducteur, nous avons généralement σ de l'ordre de 10^6 S/m et ε de l'ordre de $\varepsilon_0 = 8,85.10^{-12} \text{ F/m}$. Jusqu'à des fréquences de l'ordre

de MHz, nous avons $\omega\epsilon \ll \sigma$. De ce fait les courants de déplacement sont négligeables par rapport aux courants de conduction. Sous cette condition, (II.26) se réécrit :

$$\frac{1}{\mu} \text{rot}(\vec{B}) - \sigma \vec{E} = \vec{I}_s \quad (\text{II.27})$$

II.3. Relations de continuité

Les champs électriques et magnétiques des différents milieux sont liés à l'interface par des relations de continuité. Soient deux milieux M_1 et M_2 . On appelle $(\vec{E}_1, \vec{B}_1, \vec{H}_1 \text{ et } \vec{D}_1)$ les différents champs de M_1 et $(\vec{E}_2, \vec{B}_2, \vec{H}_2 \text{ et } \vec{D}_2)$ de M_2 . Soit \vec{n}_{12} la normale unitaire à la frontière entre M_1 et M_2 dirigée de M_1 vers M_2 (figure II.2).

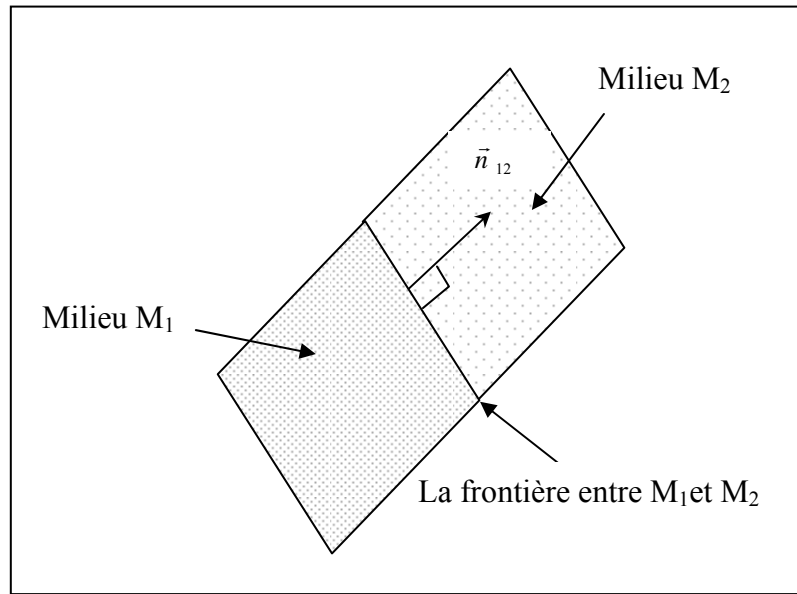


Fig. II.2- La frontière entre M_1 et M_2

A l'interface entre les deux milieux, les relations de continuité sont les suivantes [] :

$$\vec{n}_{12} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = \vec{0} \quad (\text{II.28})$$

$$\vec{n}_{12} \cdot (\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = 0 \quad (\text{II.29})$$

$$\vec{n}_{12} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = \vec{j}_s \quad (\text{II.30})$$

$$\vec{n}_{12} \cdot (\vec{D}_2 - \vec{D}_1) = \rho_s \quad (\text{II.31})$$

ρ_s et \vec{j}_s représentent les éventuels charges et courants superficiels.

L'équation (II.28) traduit la continuité de la composante tangentielle de \vec{E} . L'équation (II.29) exprime la continuité de la composante normale de \vec{B} . L'équation (II.30) traduit la

discontinuité de la composante tangentielle de \vec{H} . Cette discontinuité est due aux courants superficiels \vec{j}_s . L'équation (II.31) traduit la discontinuité de la composante normale de \vec{D} . Cette discontinuité est due aux charges superficielles ρ_s .

II.4. Définition des potentiels vecteur magnétique et scalaire électrique

Pour résoudre les équations de Maxwell, des changements de variables sont nécessaires. La méthode la plus connue est la « méthode A-V », le potentiel vecteur \vec{A} et le potentiel scalaire V sont définis respectivement par :

$$\vec{B} = \text{rot}(\vec{A}) \quad (\text{II.32})$$

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \text{grad}(V) \quad (\text{II.33})$$

Dans une configuration axisymétrique, traitée en coordonnées cylindriques, la variable d'état choisie est le potentiel magnétique vecteur. Ce dernier n'a qu'une composante orthogonale au plan de l'étude comme le montre la figure II.3.

En effet, cette composante est dans la direction angulaire, et ne dépend que de r et z .

En remplaçant les expressions II.32 et II.33 dans II.12 et II.14, on aboutit à un système d'équations couplées suivant [3] :

$$\begin{cases} \text{rot}\left(\frac{1}{\mu} \text{rot} \vec{A}\right) = \vec{J} & (a) \\ \vec{J} = -\sigma \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \text{grad}(V) \right) & (b) \end{cases} \quad (\text{II.34})$$

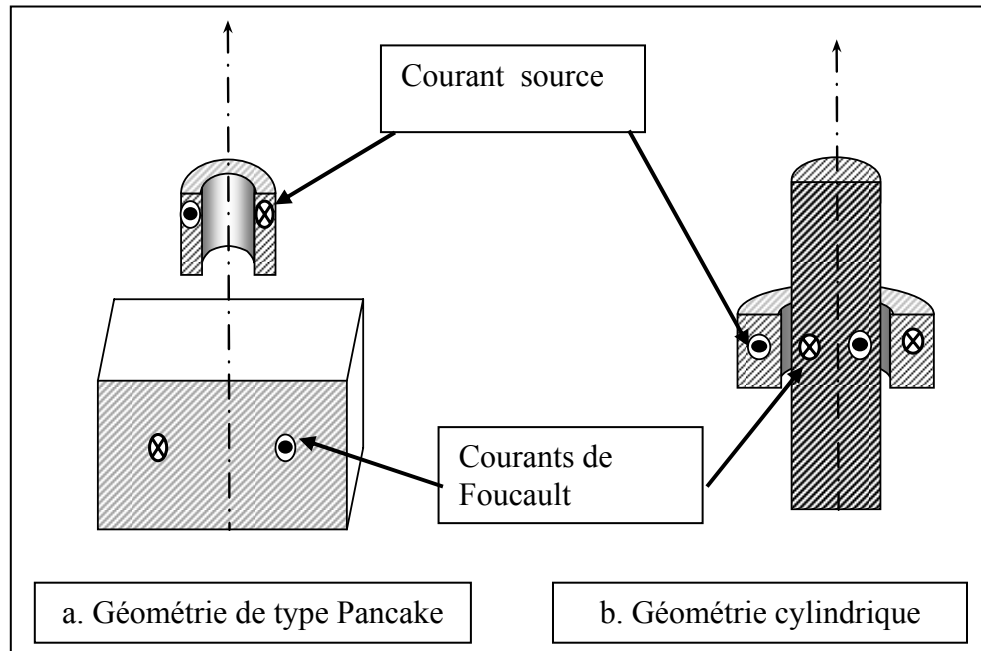


Fig. II.3- Configurations axisymétriques

II.5. Les équations dans les différentes régions

Les équations dans les différentes régions sont données sur la figure (II.4) [13], dans :

- ❖ **Le vide** : La conductivité est nulle, l'équation (II.34-a) se réduit à l'équation de Laplace.
- ❖ **Le capteur** : En tout point, le courant dans la source est induit sous la variation spatiale du potentiel V et temporaire de \vec{A} .
- ❖ **La charge** : En tout point, le courant est créé seulement par la variation temporelle de \vec{A} (le gradient du potentiel scalaire est nul car le matériau est massif).

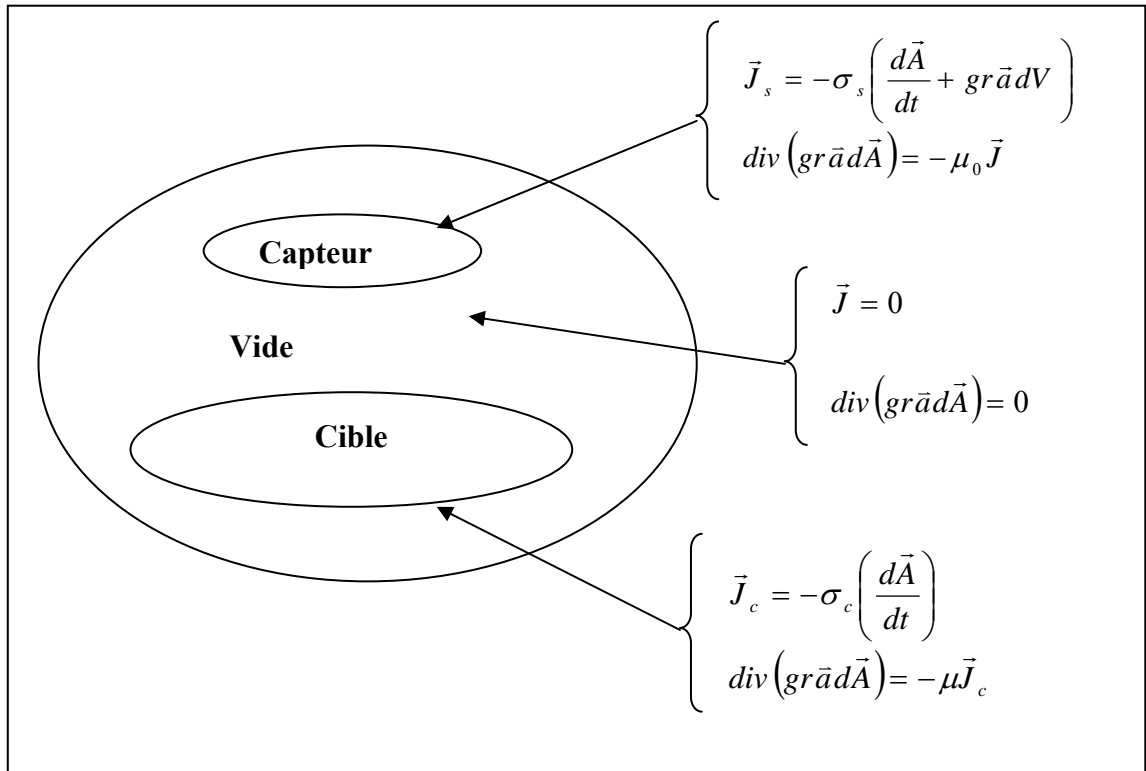


Fig. II.4- Equations dans les différents milieux

II.6. Profondeur de pénétration électromagnétique

L'épaisseur de peau détermine, en première approximation, la profondeur de la zone où se concentre le courant dans un conducteur. Elle permet de calculer la résistance effective à une fréquence donnée. Nous allons donner son expression, à partir du cas idéal d'un demi-espace conducteur de conductivité σ excité par une nappe de courant plane infinie sinusoïdale de pulsation ω . La nappe du courant est supposée parallèle à la surface du conducteur. Elle est définie par le vecteur \vec{I} de direction parallèle à l'axe des x (fig.II.5) [4].

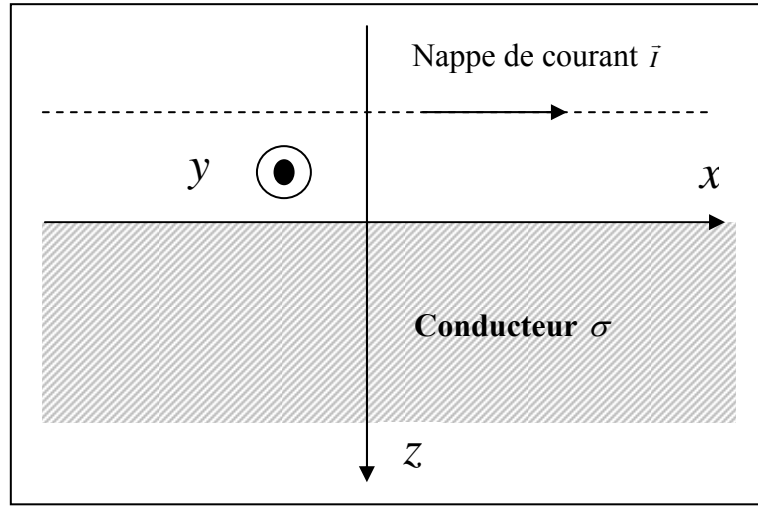


Fig. II.5- Nappe de courants excitant un demi-espace conducteur

La nappe de courant étant parallèle à l'axe x et seule la composante longitudinale du champ \vec{E} est non nulle :

$$\vec{E} = (E_x, 0, 0) \quad (\text{II.35})$$

Par symétrie du système étudié, E_x est une fonction indépendante de x et y :

$$E_x = E(z) \quad (\text{II.36})$$

En combinant (II.23) et (II.27) et en utilisant (II.25) avec $\rho = 0$ (en tout point, le système est électriquement neutre), on obtient :

$$\Delta \vec{E} - j\omega\sigma\mu\vec{E} = j\omega\mu\vec{I} \quad (\text{II.37})$$

En se plaçant dans le conducteur et en considérant (II.35) et (II.36), (II.37) devient :

$$\frac{\partial^2 E(z)}{\partial z^2} - jk^2 E(z) = 0 \quad (\text{II.38})$$

$$k = \sqrt{\omega\sigma\mu} \quad (\text{II.39})$$

La solution générale de (II.38) est :

$$\vec{E}(z) = c_1 \exp\left[\frac{(1+j)k.z}{\sqrt{2}}\right] + c_2 \exp\left[-\frac{(1+j)k.z}{\sqrt{2}}\right] \quad (\text{II.40})$$

Pour un conducteur qui s'étend à l'infini dans la direction Oz , le champ \vec{E} doit tendre vers zéro, donc $c_1 = 0$. Le coefficient c_2 est égal au champ électrique à la surface du conducteur E_0 :

$$E(z) = E_0 \exp\left[-\frac{(1+j)k.z}{\sqrt{2}}\right] \quad (\text{II.41})$$

En multipliant (II.41) par σ , nous obtenons l'expression des courants induits :

$$J(z) = J_0 \exp \left[-\frac{(1+j)k.z}{\sqrt{2}} \right] \quad (\text{II.42})$$

Où J_0 est l'amplitude du courant à la surface du conducteur.

Par définition, « la profondeur de pénétration standard » des courants induits, notée δ , correspond à la profondeur z à laquelle l'amplitude des courants induits a la valeur :

$$|J(\delta)| = \frac{J_0}{e}$$

De II.42 et II.43, on en déduit :

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{(\pi f \mu \sigma)}} \quad (\text{II.43})$$

Cette définition de δ n'est valable que pour le cas d'une nappe de courant, située au dessus d'un demi-espace conducteur. Mais souvent, elle est aussi utilisée pour évaluer la profondeur de pénétration des courants de Foucault dus à une bobine excitatrice située au dessus d'une plaque ou dans un tube.

II.7. Impédance d'une bobine en présence d'un conducteur

L'impédance d'une bobine située au dessus d'un matériau conducteur (fig.II.6) a comme expression :

$$Z = \frac{u_B}{i_B} = \frac{R_B i_B - e_B}{i_B} \quad (\text{II.44})$$

u_B , i_B et R_B sont respectivement la tension, l'intensité et la résistance de la bobine. e_B est la force électromotrice induite dans la bobine par le courant i_B et par les courants de Foucault présents dans le conducteur (plaque).

D'après la loi de Lenz, la force électromotrice e_B a pour expression :

$$e_B = -\frac{d\phi_B}{dt} = -j\omega\phi_B \quad (\text{II.45})$$

Où : ϕ_B est le flux de \vec{B} à travers la section de la bobine.

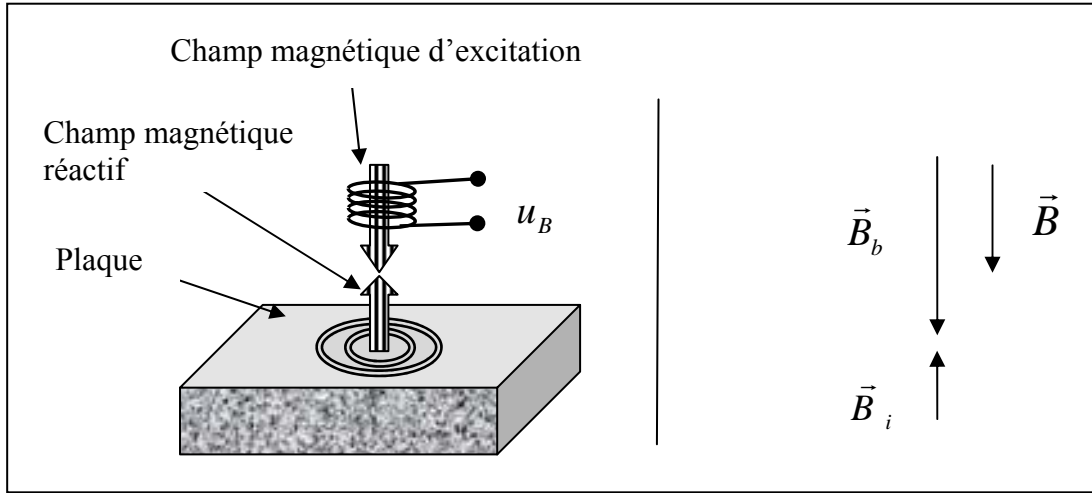


Fig. II.6- Représentation des différents champs magnétiques.

Pour une configuration montrée sur la figure II.7, le flux est :

$$\phi_B = n_s \cdot \int_{r_1}^{r_2} \int_{l_1}^{l_2} \phi_e(r, z) dr dz \quad (\text{II.46})$$

n_s est le nombre de spires par unité de surface. r_1 et r_2 les rayons intérieur et extérieur, l_1 et l_2 les altitudes inférieure et supérieure de la bobine, ϕ_e le flux de \vec{B} à travers la spire élémentaire $C(r, z)$ de section nulle de centre situé à une altitude z et de rayon r .

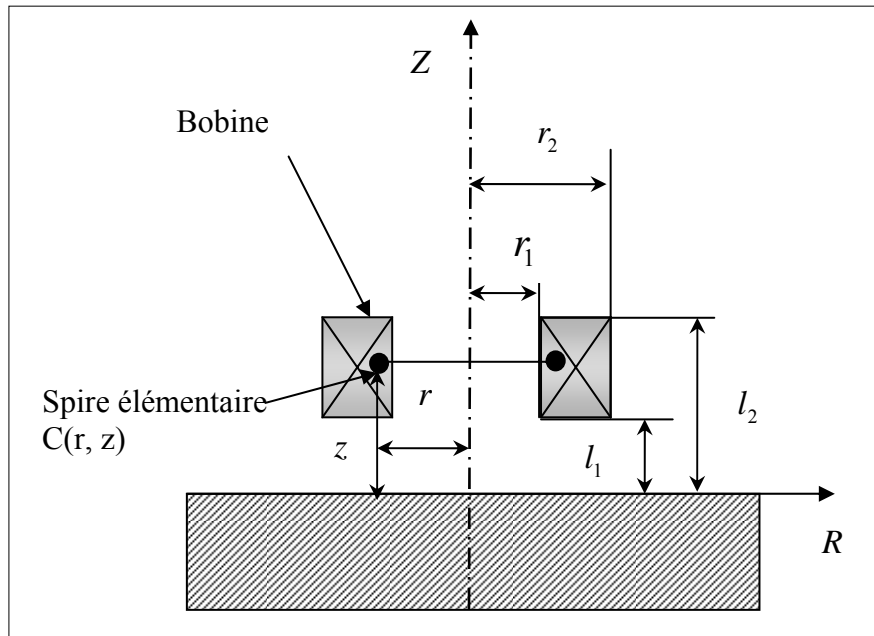


Fig. II.7- Spire élémentaire $C(r, z)$.

Le flux ϕ_e à travers la spire élémentaire $C(r, z)$ est donné par :

$$\phi_e(r, z) = \iint_{S(r, z)} \vec{B}(M) \cdot d\vec{s}(M) = \oint_{C(r, z)} \vec{A}(M) \cdot d\vec{l}(M) \quad (\text{II.47})$$

Où : $S(r, z)$ est une surface reposant sur la spire $C(r, z)$.

II.8. Les sources équivalentes de magnétisation

La méthode consiste à remplacer le milieu magnétique sur lequel le calcul de champ est effectué par un milieu amagnétique à l'intérieur duquel se trouve une distribution volumique de sources de champ et à la surface duquel existe une distribution surfacique de sources de champ. Ces distributions peuvent être soit en courants, soit en charges soit encore une combinaison des deux [5].

II.8.1. Formulations basées sur les courants équivalents

Dans cette méthode le milieu magnétique de perméabilité μ est remplacé par un milieu amagnétique dans lequel circulent des courants de densités volumique et surfacique [6].

Par définition un petit élément de volume dv , entourant le point P , possède un moment dipolaire magnétique dm tel que :

$$dm = M(p) dv \quad (\text{II.48})$$

Pour certain corps, l'aimantation induite M est de même sens que le champ source : ce sont les corps paramagnétiques et ferromagnétiques. Pour les autres, l'aimantation est de sens contraire ; ce sont des corps diamagnétiques. Soit alors un petit élément de volume dv_0 entourant le point p_0 du domaine aimanté. Le potentiel vecteur créé est :

$$\vec{A}(p) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_{V_0} \frac{\vec{M}(P_0) \times u\vec{r}}{|\vec{P} - \vec{P}_0|^2} dv_0 \quad (\text{II.49})$$

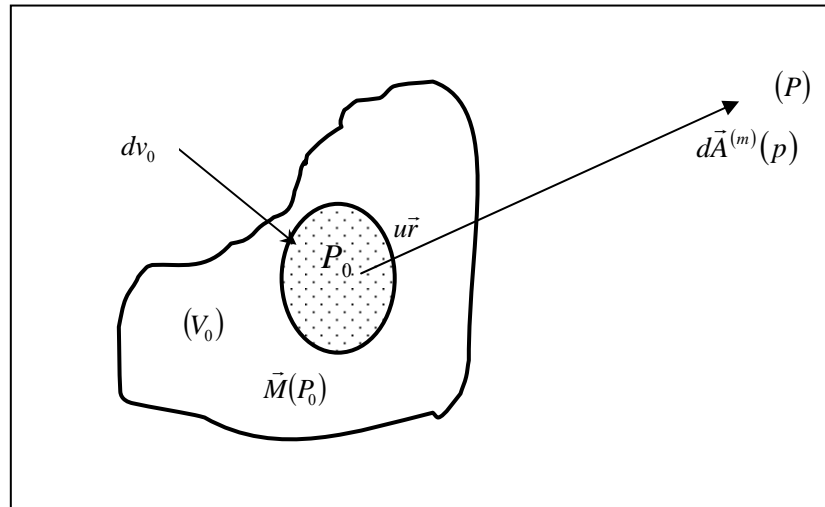


Fig. II.7- Potentiel magnétique vecteur créé par un volume élémentaire aimanté.

En développant l'intégrale (II.49), on aura :

$$\vec{A}(p) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_{v_0} \vec{M}(P_0) \times \text{grad} \frac{1}{|\vec{p} - \vec{P}_0|} dv_0 \quad (\text{II.50})$$

Par une transformation vectorielle, on peut écrire :

$$\vec{A}(p) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iint_{S_0} \frac{\vec{M}(P_0) \times \vec{n}}{|\vec{p} - \vec{P}_0|} dS_0 + \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_{v_0} \frac{\text{rot} \vec{M}(P_0)}{|\vec{p} - \vec{P}_0|} dv_0 \quad (\text{II.51})$$

Par une pure comparaison, on peut assimiler ce potentiel à celui que produirait une induction macroscopique des courants :

- de densité volumique $J_v = \text{rot} \vec{M}$ (II.52)

- et de densité surfacique $J_s = \vec{M} \times \vec{n}$ (II.53)

Où \vec{n} est le vecteur unitaire normal à la surface S limitant le milieu.

On a aussi :

$$\vec{M} = (\mu_r - 1) \vec{H} \quad (\text{II.54})$$

Compte tenu des relations (II.52) et (II.54), la densité de courants équivalents peut être exprimée en fonction du champ par :

$$J_v = (\mu_r - 1) \text{rot} \vec{H} + \text{grad}(\mu_r) \times \vec{H} \quad (\text{II.55})$$

Pour un milieu homogène et linéaire, on obtient finalement pour la densité volumique de courants équivalents :

$$J_v = (\mu_r - 1) \text{rot} \vec{H} \quad (\text{II.56})$$

De plus si le milieu ne comporte pas de courant réel, le rotationnel du champ est nul. La densité volumique de courant équivalent est donc nulle et seule subsiste la densité de courant surfacique J_s (figure II.8).

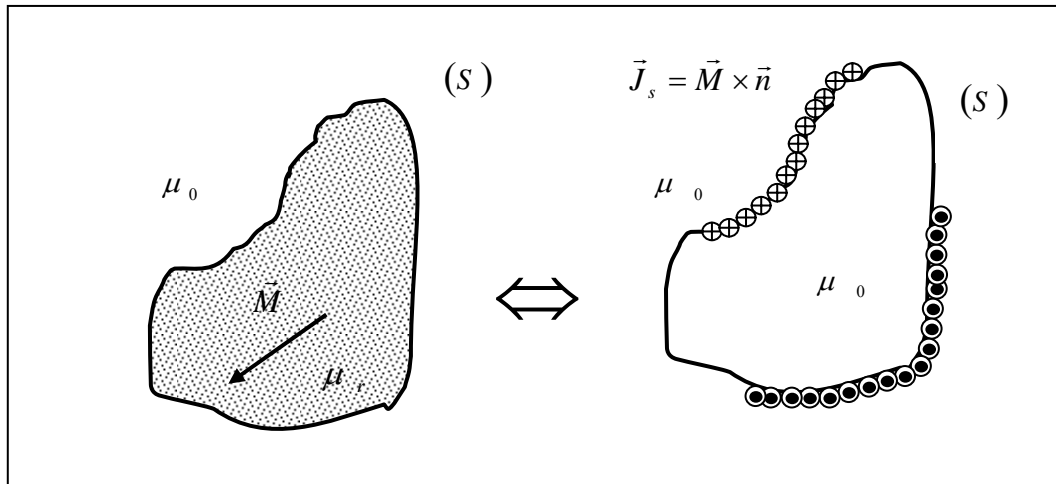


Fig. II.8- Distribution de courants équivalents.

II.8.2. Formulations basées sur les charges magnétiques équivalentes

Dans cette formulation le matériau magnétique de perméabilité μ est remplacé par un milieu amagnétique contenant une distribution volumique de charges magnétiques de densité ρ_v égale à :

$$\rho_v = -\mu_0 \operatorname{div} \vec{M} \quad (\text{II.57})$$

La distribution surfacique de charges magnétiques de densité ρ_s répartie sur la surface S délimitant le milieu est égale à :

$$\rho_s = -\mu_0 \vec{n} \times \vec{M} \quad (\text{II.58})$$

Compte tenu des relations (II.54) et (II.57) la densité volumique de charge en fonction de l'induction s'exprime par :

$$\rho_v = \left(1 - \frac{1}{\mu_r}\right) \operatorname{div} \vec{B} + \operatorname{grad} \left(\frac{1}{\mu_r}\right) \vec{B} \quad (\text{II.59})$$

La divergence de l'induction étant nulle, on obtient :

$$\rho_v = \operatorname{grad} \left(\frac{1}{\mu_r}\right) \vec{B} \quad (\text{II.60})$$

Donc, pour un milieu homogène et linéaire la densité volumique de charges équivalentes est nulle et seule subsiste la densité surfacique de charges.

La figure II.9 illustre l'équivalence dans ce cas particulier et pour un système bidimensionnel.

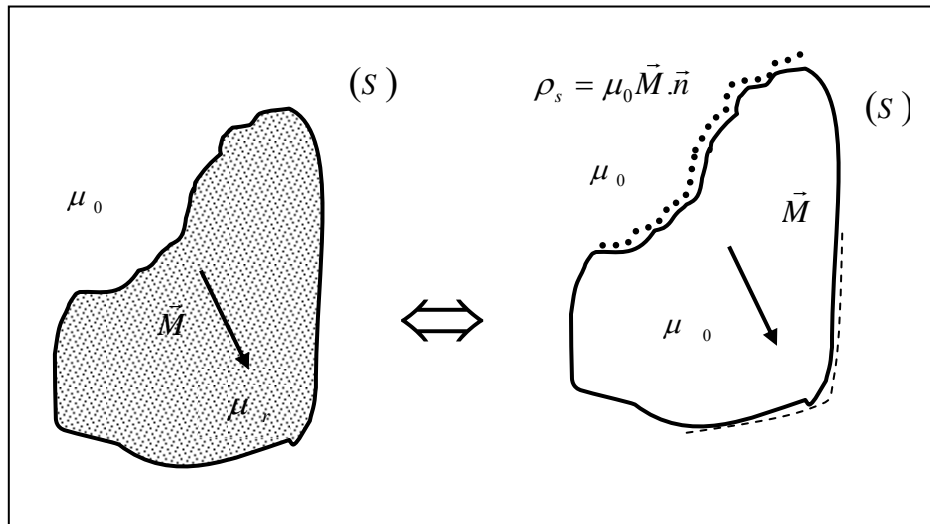


Fig. II.9- Distribution de charges magnétiques équivalentes.

II.9. Les modèles directs en absence de défaut

En connaissant les caractéristiques électriques, magnétiques et géométriques du système de CND et à l'aide des modèles dits « directs » on pourra évaluer les signaux courants de Foucault.

Cependant, des modèles directs, notamment ceux basés sur la méthode des éléments finis, donnent des résultats avec une bonne précision. Mais leur temps de calcul considérable les rend inadéquats pour la résolution du problème inverse.

Habituellement, les modèles directs se distinguent par l'absence ou la présence de défaut. Les premiers décrivent les phénomènes physiques dans le cas où les objets contrôlés sont sains (sans défaut). Les seconds les dérivent lorsque ces objets présentent des anomalies (défaut).

II.9.1. Les modèles axisymétriques

Les modèles axisymétriques sont élaborés pour des configurations (capteur et conducteur) qui admettent une symétrie suivant un axe de révolution. Les grandeurs physiques sont exprimées en fonction des deux coordonnées (r, z) d'un système de coordonnées cylindriques (r, θ, z) . Ces modèles axisymétriques sont une classe particulière des modèles bidimensionnels. Le premier modèle en absence de défaut a été développé par **Dodd** et **Deeds**. Sous l'approximation des régimes quasi-stationnaires, ils déterminent la formule analytique du potentiel vecteur en tout point de l'espace [4]. Sa connaissance permet de déduire les autres grandeurs physiques (impédance, courants induits, champs magnétique et électrique). Le calcul du champ potentiel est réalisé pour les deux configurations axisymétriques suivantes (fig.II.10) :

- ✓ Bobine au dessus de deux conducteurs plans illimités.
- ✓ Bobine entourant deux conducteurs cylindriques illimités coaxiaux.

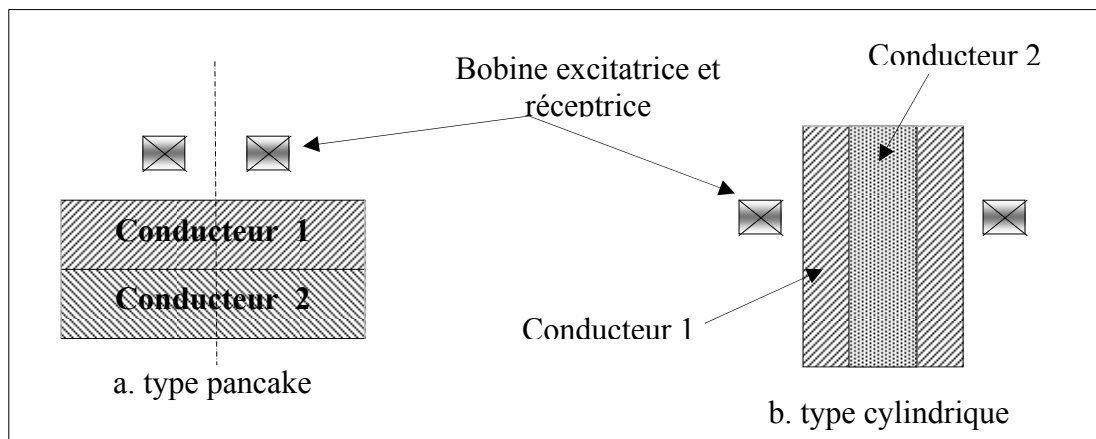


Fig. II.10- Géométries axisymétriques traitées par Dodd et Deed.

- **Dodd et Deeds** étendent leurs calculs à des régimes non quasi-stationnaires et à d'autres configurations axisymétriques [12]. **Luquire** et **Cheng** généralisent les modèles de Dodd et Deeds à des conducteurs plans multicouches. **Uzal** et **Rose** appliquent le modèle de Cheng à des conducteurs plans dont la perméabilité et la conductivité varient continuellement en fonction de la profondeur.
- **Skopal** étudie l'effet de la variation des caractéristiques électriques et géométriques du capteur. A l'aide du modèle de Dodd et Deeds, **Mottl** compare la profondeur de pénétration standard δ et la profondeur de pénétration réelle en fonction du rayon moyen de la bobine [4].
- **Lê et Placko** exploite le modèle de Dodd et Deeds pour modéliser la réponse d'une bobine coiffée d'une plaque de ferrite linéaire considérée comme infinie placée au dessus de deux conducteurs plans infinis (fig.II.11).

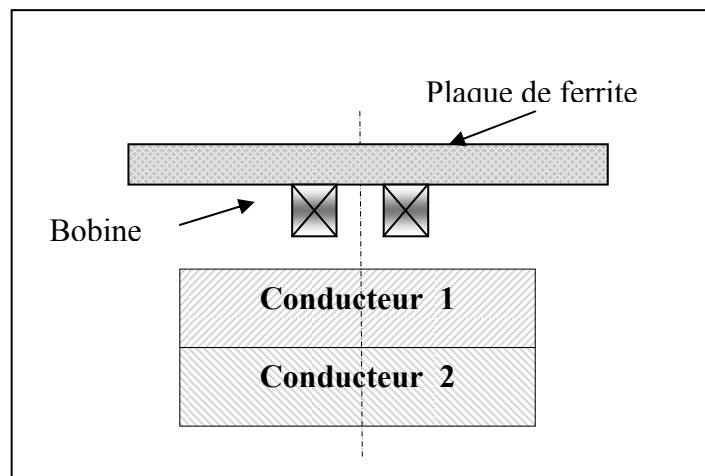


Fig. II.11- Bobine coiffée d'une plaque de ferrite.

- **Sabbagh** détermine les champs créés par une bobine enroulée autour d'un noyau de ferrite dans une configuration axisymétrique. Le noyau en ferrite est supposé linéaire et isotrope et le conducteur est un demi-espace homogène. A la différence des modèles de Dodd et Deeds, le modèle de Sabbagh n'est pas entièrement analytique, l'équation intégrale résultante de la résolution des équations de Maxwell est résolue par la méthode des moments.
- **Burke** propose un modèle semi-empirique pour déterminer la variation d'impédance d'une bobine de même type que celle considérée par Sabbagh, mais située au dessus d'une plaque illimitée d'épaisseur finie (fig.II.12). La variation d'impédance est

exprimée en fonction du champ d'induction magnétique \vec{B}_0 en absence de la plaque. La mesure de ce champ permet ainsi de connaître la variation d'impédance causée par la présence de la plaque.

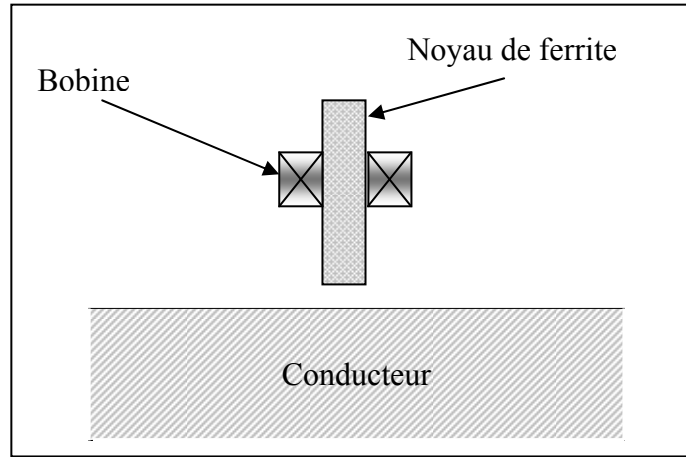


Fig. II.12- Bobine avec noyau au-dessus d'un demi-espace conducteur.

- Un autre modèle semi-analytique basé sur l'approche de **multi-transformateur** développé par la plateforme **MESSINE** dans le cas des systèmes axisymétriques [11]. Ce modèle utilise la théorie des circuits dans le calcul des transformateurs pour l'adapter au traitement des problèmes de CND par CF. Cette méthode consiste à découper la bobine et le matériau à contrôler en tubes de courants (fig.II.13) et de calculer leurs résistances et inductances propre et mutuelle en utilisant les lois régissant les transformateurs. Enfin, par la résolution du système linéaire obtenu, on calcule les courants de Foucault, le courant de source et la variation de l'impédance.

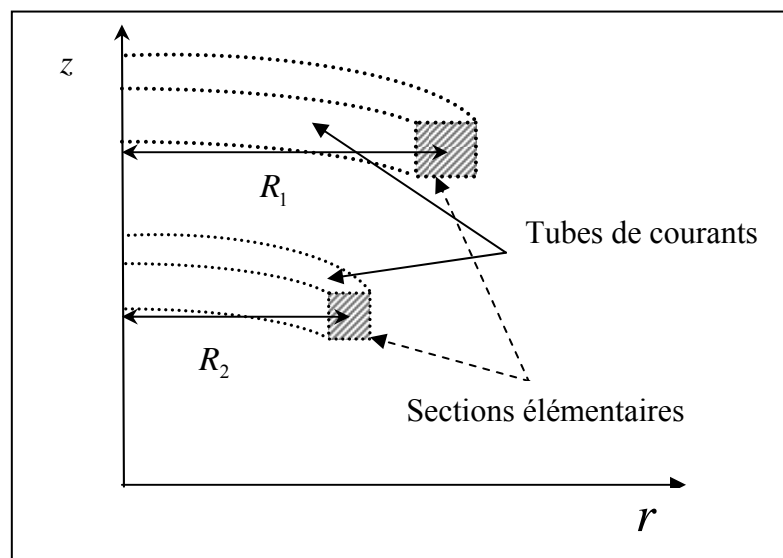


Fig. II.13- Discrétisation en tubes de courants

II.9.2. Modèles tridimensionnels

- **Bowler** étend le modèle de Sabbagh à des noyaux de ferrite n'ayant pas une géométrie axisymétrique. La résolution des équations intégrales est toujours faite à l'aide de la méthode des moments [4].
- **Beissner** et **Sablik** déterminent le champ électrique dans un demi-espace conducteur produit par un courant excitateur de forme quelconque. Ils résolvent les équations de Maxwell en utilisant une formulation en potentiel vecteur magnétique et en calculant sa transformée de Fourier bidimensionnelle. Ils expriment finalement le champ électrique en fonction d'un potentiel scalaire. Ce potentiel s'exprime lui-même en fonction de la composante normale (à la surface du conducteur) du champ d'induction magnétique B_0 produit par le même courant excitateur en absence du conducteur. **Beissner** et **Temple** appliquent le modèle précédent pour déterminer la distribution des courants induits pour quelques capteurs asymétriques.
- **Tsaknakis** et **Kriesis** se restreignent à l'étude des champs produits par une boucle de courant, dont la position et l'orientation sont quelconques par rapport à une plaque infinie d'épaisseur constante (fig.II.14). Leur méthode de résolution des équations de Maxwell est similaire à celle de **Beissner** et **Sablik**. A la différence du modèle **Beissner** et **Sablik**, dans lequel le champ électrique produit en présence du conducteur est exprimé en fonction du champ magnétique produit en absence du conducteur. Le modèle de **Tsaknakis** et **Kriesis** exprime les champs, produits en présence du conducteur, par des fonctions analytiques classiques. A partir de ce modèle **Gavril** calcule l'impédance d'une boucle de courant élémentaire.

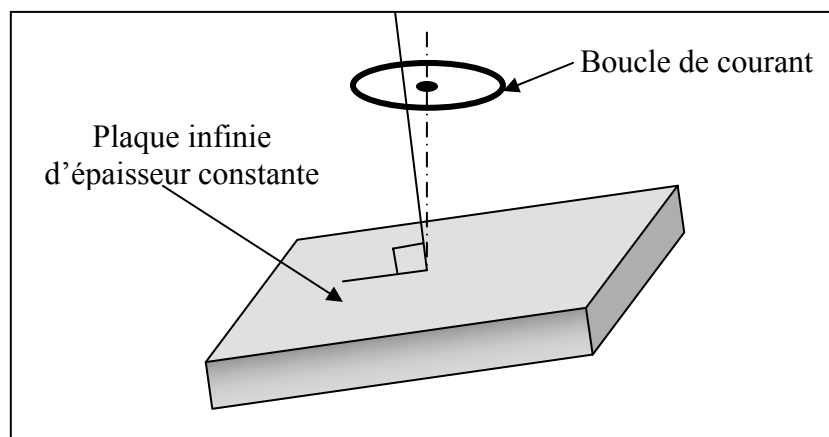


Fig. II.14- Boucle de courant sur une plaque infinie.

- **Burke** calcule la variation d'impédance d'une bobine dont l'axe est parallèle à la surface d'un demi-espace conducteur (fig.II.15). Il calcule tout d'abord le potentiel magnétique d'Hertz pour une boucle de courant élémentaire. Comme Dodd et Deeds ont fait par superposition du potentiel magnétique de chaque boucle de courant élémentaire, il obtient le potentiel magnétique créé par la bobine. A partir de ce dernier, il détermine les champs électrique et magnétique et il en déduit la variation d'impédance de la bobine.

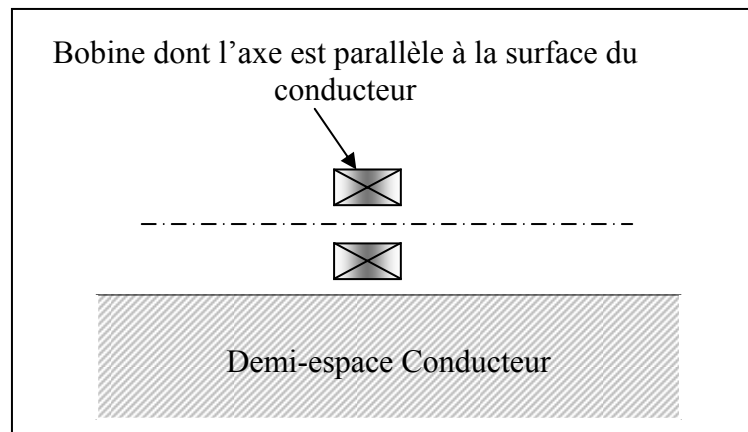


Fig. II.15- Bobine parallèle à un demi-espace conducteur.

- **Bowler** étudie le même problème que celui étudié par Beissner et Sablik. Ils résolvent les équations de Maxwell en les exprimant en fonction des potentiels scalaires d'Hertz. Il donne finalement l'expression du champ E en tout point de l'espace en fonction du noyau de Green.
- à travers les produits commerciaux **FLUX®** et **CIVA®** la simulation de contrôle non destructif a maintenant atteint une maturité industrielle. Ces outils complémentaires permettent de traiter la majorité des configurations de contrôle (configurations planes ou tubulaires avec le code semi-analytique CIVA®, géométries plus complexes de pièces et capteurs avec le code éléments finis FLUX®). Ces deux codes ont l'ambition commune de s'unir dans le but de créer une plateforme pour l'intégration des développements en CND et de proposer aux spécialistes de CND un outil de simulation efficace et accessible pour la conception de capteurs [20].

II.10. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons rappelé les lois classiques de l'électrostatique, de magnétostatique et les lois modernes de Maxwell.

Nous avons expliqué aussi le mécanisme des courants de Foucault à travers les équations de Maxwell et définir l'épaisseur de peau standard dans une plaque conductrice homogène et isotrope. L'expression de l'impédance d'une bobine située au-dessus de cette plaque est apparue en fonction des caractéristiques électriques et géométriques de cette dernière. De même, nous avons expliqué le mécanisme de magnétisation d'un milieu magnétique. Les expressions du potentiel vecteur magnétique créé par cette matière aimantée sont les mêmes que produisaient d'autres distributions de sources équivalentes. Ces dernières peuvent être soit en courants, soit en charges soit encore la combinaison des deux.

En effet, cette équivalence est d'une grande importance dans la modélisation des milieux magnétiques, car l'aimantation induite dans ces derniers est prise en compte dans les modèles par une distribution équivalente en courants réels. Les dernières pages de ce chapitre sont consacrées pour donner un aperçu sur les modèles (2D, 3D) déjà développés dans le cas des dispositifs de CND-CF en absence de défauts. Ces modèles peuvent servir de base pour l'élaboration de nouveaux modèles, et surtout comme outils de comparaison et de validation.

Chapitre III

Modélisation des dispositifs de CND contenant des milieux magnétiques

I.1.Introduction

En pratique, pour augmenter la sensibilité du capteur au défaut, les bobines opèrent souvent avec des noyaux de ferrite. Ces derniers canalisent les lignes de champ magnétique pour les envoyer vers la cible (pièce à contrôler) [16]. La modélisation de ces dispositifs nécessite l'exploitation du modèle déjà développé en [3], en lui associant par superposition la contribution du milieu magnétique.

Par ailleurs, la densité de courant est la grandeur d'état mise en jeu. Les moments magnétiques sont supposés créés par des courants fictifs, qui seront pris en compte dans le modèle comme des courants réels [10].

En connaissant les caractéristiques électriques, magnétiques et géométriques des différents milieux, on pourra calculer le courant source, les courants de Foucault, les courants fictifs ainsi que la variation d'impédance aux bornes du capteur.

III.2. Magnétisme

Soumises à une induction magnétique, certaines substances se mettent à produire elles même, dans le volume qu'elles occupent et à l'extérieur, une induction magnétique. On dit qu'elles s'aimantent ou se polarisent magnétiquement. Il s'agit-la d'une propriété générale de la matière. Toutefois, cette propriété ne se manifeste très visiblement que dans certains matériaux appelés matériaux magnétiques [22].

III.3. Vecteur d'aimantation

L'induction magnétique dans la matière peut être exprimée par l'équation :

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (\text{III.1})$$

Cette équation définit le vecteur d'aimantation \vec{M} . Elle est la mesure de la densité volumique de moment magnétique ampérien. L'unité de \vec{M} est l'ampère par mètre.

III.4. Vecteur de polarisation magnétique

L'induction magnétique dans la matière peut aussi être exprimée par l'équation :

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{I} \quad (\text{III.2})$$

Cette équation définit le vecteur de polarisation magnétique \vec{I} . Elle est la mesure de la densité volumique de moment magnétique dipolaire. L'unité de \vec{I} est le Tesla.

III.5. Susceptibilité magnétique

On appelle susceptibilité magnétique absolue χ , le rapport :

$$\chi = \frac{\vec{I}}{\vec{H}} \quad (\text{III.3})$$

La susceptibilité magnétique relative χ_r est définie par :

$$\chi_r = \frac{\vec{M}}{\vec{H}} \quad (\text{III.4})$$

Dans les matériaux isotropes (à l'échelle macroscopique au moins), la susceptibilité est un scalaire. Par contre, dans les matériaux anisotropes, la susceptibilité est un tenseur.

III.6. Perméabilité magnétique

On appelle perméabilité magnétique absolue μ la grandeur :

$$\mu = \mu_0 + \chi = \mu_0(1 + \chi_r) \quad (\text{III.5})$$

La perméabilité magnétique relative μ_r est définie par :

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (\text{III.6})$$

III.7. Classification des matériaux magnétiques

III.7.1. Diamagnétisme

Le diamagnétisme est caractérisé par une susceptibilité relative négative de faible amplitude. Le diamagnétisme est dû à un mouvement orbital des électrons provoqué par le champ magnétique appliqué. Ce mouvement peut être assimilé à un courant microscopique dont le comportement serait comparable à celui d'un courant induit dans un solénoïde. En vertu de la loi de Lenz, le courant induit s'oppose au champ qui le produit. Ce qui est en accord avec le fait que χ_r est négative de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-6} .

III.7.2. Paramagnétisme

Le Paramagnétisme est caractérisé par une susceptibilité relative positive de faible amplitude. Il se présente dans les substances dont les atomes possèdent un moment magnétique permanent. Lorsque ces moments ne sont pas couplés les uns aux autres. Sous l'action d'un champ magnétique, ces moments tendent à s'aligner. Toutefois, la polarisation qui en résulte demeure très faible, car l'agitation thermique qui oriente aléatoirement les moments magnétiques reste prépondérante.

La susceptibilité relative est faible. Elle est de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-3} .

III.7.3. Ferrimagnétisme

Le terme ferrite est utilisé pour désigner les matériaux ferrimagnétiques. Ces derniers et les alliages magnétiques sont comparables. En pratique, les deux possèdent des domaines magnétiques et présentent des phénomènes de saturation et d'hystérésis.

Les ferrites sont des céramiques ferromagnétiques à base d'oxydes de fer. Ils sont donc dur, cassant et mauvais conducteurs de l'électricité. Leurs inductions à la saturation et le champ coercitif sont très faibles, ces types de matériaux sont souvent utilisés :

- ✓ En électronique de puissance, particulièrement dans les alimentations à découpage où les fréquences de fonctionnement sont très élevées ($f > 100 \text{ kHz}$) .
- ✓ Filtres haute fréquence.
- ✓ Application où le champ magnétique est faible, cas des capteurs destinés pour le CND par CF.

III.7.4. Ferromagnétisme

Les substances ferromagnétiques sont principalement le fer (d'où le nom de ces matériaux) [23]. Le nickel et le cobalt ainsi que de nombreux alliages contenant ces éléments. Trois propriétés essentielles :

- ✓ $\mu_r \gg 1$
- ✓ $\mu_r = \mu_r(T)$
- ✓ $\mu_r = \mu_r(H)$

\vec{M} et \vec{B} ne sont plus simplement proportionnels à \vec{H} . La dépendance est plus compliquée. Dans ces matériaux, il existe de très fortes interactions entre les moments magnétiques dipolaires qui s'alignent parallèlement les uns aux autres dans des régions appelées domaines magnétiques. En présence d'un champ d'induction magnétique extérieure B_0 même très faible, tous les domaines vont s'aligner les uns sur les autres parallèlement au champ B_0 et contribuer à générer une forte aimantation \vec{M} .

III.8. Modèle du diagramme B-H pour les champs faibles

Sauf dans certains cas peu intéressants en pratique, il n'est pas possible d'établir de façon purement théorique la fonction $B(H)$ relative à un matériau donné. Il reste par conséquent à trouver les équations représentant le mieux possible les fonctions $B(H)$ établies expérimentalement. A champ faible, tous les matériaux magnétiques présentent un

comportement analogue. On dispose, pour cette raison, de modèles d'usage général dont seuls les paramètres caractéristiques changent d'une matière à l'autre. Le modèle le plus utilisé, en raison de sa grande simplicité et de la qualité satisfaisante des résultats qu'il fournit, est le modèle de Rayleigh.

Ce modèle donne une expression de la perméabilité en fonction du champ ainsi qu'une équation décrivant le cycle d'hystérésis.

En fonction de l'amplitude \hat{H} du champ, la perméabilité présente toujours une variation du type représenté à la Figure (III.1).

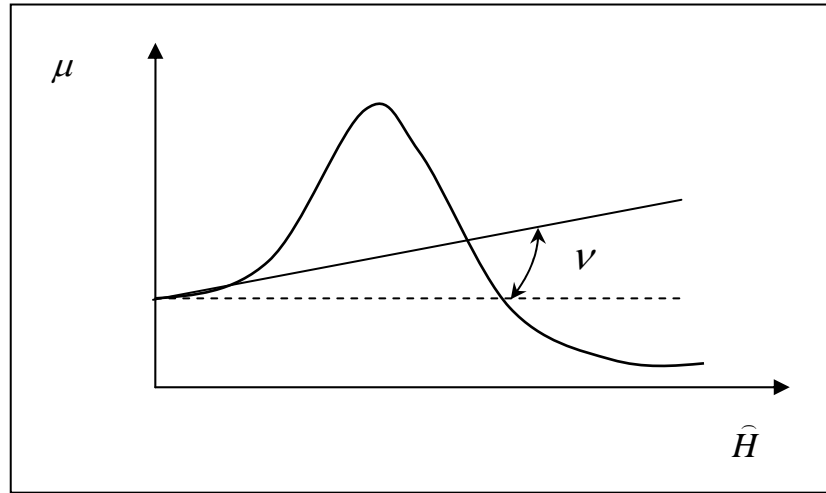


Fig. III.1- Variation de la perméabilité en fonction du champ magnétique.

Pour les petites valeurs de \hat{H} , la perméabilité est donc assimilée à une fonction linéaire :

$$\mu_{rR} = \mu_{ri} + \nu \hat{H} \quad (\text{III.7})$$

On appelle μ_{rR} la perméabilité relative de Rayleigh et ν le coefficient de Rayleigh.

Dans le cas du contrôle non destructif où le champ est très faible, la mesure de la perméabilité qui est une constante, se réduit alors à la mesure seulement de la perméabilité relative initiale. Par définition, la perméabilité relative initiale est une valeur théorique, inaccessible directement par la mesure puisqu'elle correspond à un champ nul.

$$\mu_{ri} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\hat{B}}{\hat{H}} \quad (\text{III.8})$$

En pratique, on donne souvent pour μ_{ri} la perméabilité relative mesurée dans un champ faible.

III.9. Equations couplées dans le milieu magnétique

La méthode des grandeurs électromagnétiques couplées, qui est une approche semi-analytique suppose que les moments magnétiques sont créés par des courants fictifs. Ces derniers sont pris en considération comme étant des courants réels, créant des inductions de même sens que l'induction source.

Si on prend un élément m du domaine Ω_m du milieu magnétique, il subit alors l'effet des courants fictifs voisins de ce même domaine, ainsi que l'influence des courants réels de la source et de la charge conductrice [6].

En réalité, ces courants sont dus à l'aimantation du matériau sous l'influence des courants réels de la source et de la charge. Ce milieu magnétique se comporte alors comme une distribution volumique de dipôles magnétiques supposés créés par des courants équivalents [5] :

$$\vec{J}_v = \text{rot} \vec{M} \quad (\text{III.9})$$

$$\vec{J}_s = -(\vec{n} \times \vec{M}) \quad (\text{III.10})$$

\vec{J}_v : Densité de courant fictive circulant à l'intérieur du domaine due à l'aimantation volumique.

\vec{J}_s : Densité de courant fictive circulant à la surface (S) de normale \vec{n} du domaine due à l'aimantation surfacique.

On a :

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} \quad (\text{III.11})$$

Aussi, on a :

$$\vec{B} = \mu_r (\vec{H} + \vec{M}) \quad (\text{III.12})$$

On aboutit alors à :

$$\vec{M} = (\mu_r - 1) \vec{H} \quad (\text{III.13})$$

L'équation (IV.9) devient :

$$\vec{J}_v = (\mu_r - 1) \text{rot} \vec{H} + \text{grad}(\mu_r) \times \vec{H} \quad (\text{III.14})$$

Pour un milieu homogène et linéaire on obtient finalement pour la densité volumique de courant équivalent :

$$\vec{J}_v = (\mu_r - 1) \text{rot} \vec{H} \quad (\text{III.15})$$

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{J} \quad (\text{III.16})$$

Si ce milieu est conducteur et de conductivité σ , par la loi d'Ohm on écrit :

$$\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E} \quad (\text{III.17})$$

En remplaçant (III.17) dans (III.16), on obtient :

$$\text{rot } \vec{H} = \sigma \cdot \vec{E} \quad (\text{III.18})$$

L'équation (III.15) devient :

$$J_v = (\mu_r - 1) \sigma \cdot \vec{E} \quad (\text{III.19})$$

Si on note par :

$$\sigma_{\text{Fictive}} = (\mu_r - 1) \sigma \quad (\text{III.20})$$

On aura donc :

$$J_v = \sigma_{\text{Fictive}} \cdot \vec{E} \quad (\text{III.21})$$

Ce courant volumique est le même que produirait un champ \vec{E} dans un matériau conducteur de conductivité σ_{Fictive} .

La figure III.2 montre les distributions en courants équivalents à l'aimantation d'un milieu magnétique de perméabilité μ_r et de conductivité ($\sigma \neq 0$).

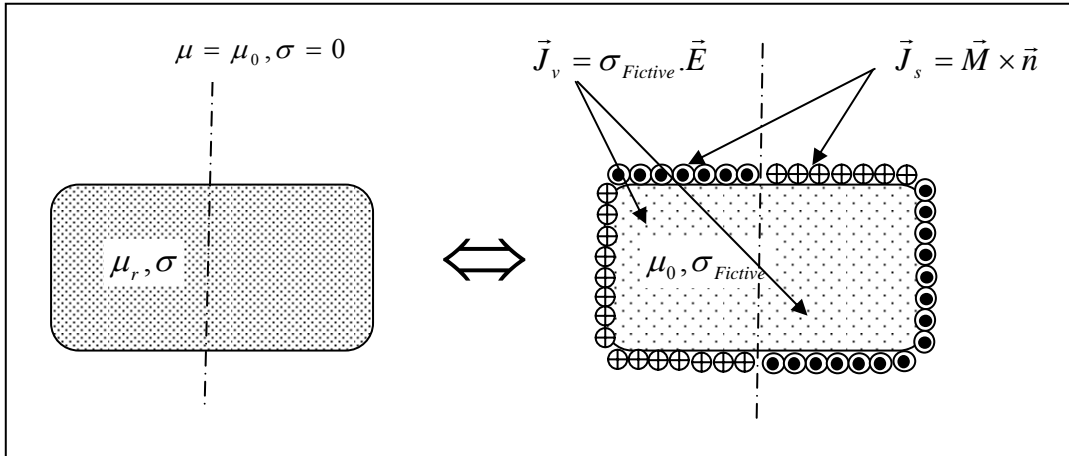


Fig. III.2- Distribution de courants équivalents.

Pour un milieu qui ne contient pas de courants réels ($\sigma = 0$), le courant volumique est alors nul.

$$J_v = 0 \quad (\text{III.22})$$

Donc, subsiste la densité de courant surfacique J_s .

La figure III.3 montre les distributions en courants équivalents à l'aimantation d'un milieu magnétique de perméabilité (μ_r) et de conductivité ($\sigma = 0$).

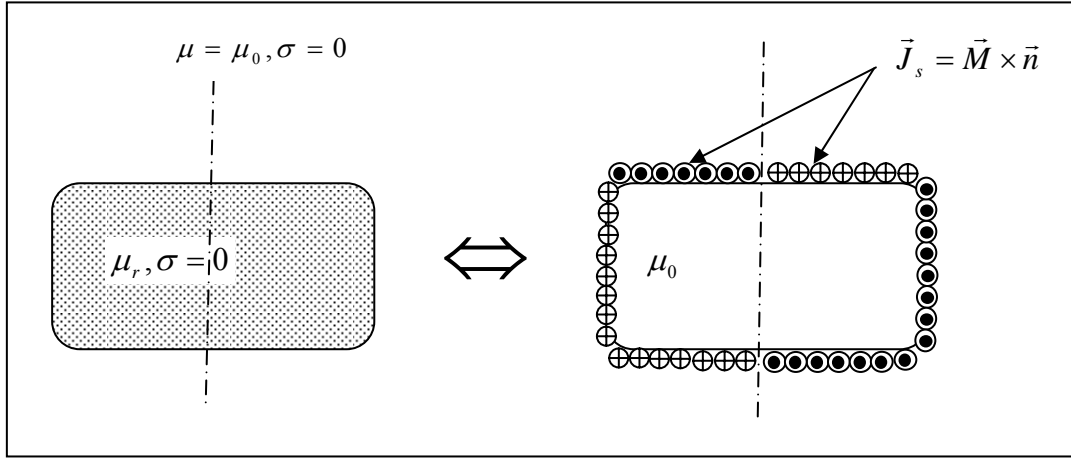


Fig. III.3- Distribution de courants équivalents.

Considérant une distribution de courant dans l'inducteur (capteur) $\vec{B}^{(0)}$. La charge de perméabilité μ constante et de conductivité σ est le siège de deux types de courants

- Volumiques qui produisent une induction $\vec{B}_v^{(m)}$.
- Surfaiques qui produisent une induction $\vec{B}_m^{(m)}$.

l'induction totale est :

$$\vec{B} = \vec{B}^{(0)} + \vec{B}_m^{(m)} + \vec{B}_v^{(m)} \quad (\text{III.23})$$

III.9. 1. Equation à surface de la charge magnétique

les relations de passage sur la surface de séparation entre la charge et le vide, sont :

$$\begin{cases} A_1 = A_2 & (a) \\ \vec{n} \times \left(\frac{1}{\mu_1} \text{rot} A_1 - \frac{1}{\mu_{21}} \text{rot} A_2 \right) = \vec{J}_m & (b) \end{cases} \quad (\text{III.24})$$

Comme pour l'induction B , le principe de superposition permet d'écrire pour le potentiel vecteur magnétique [6]:

$$A = A^{(0)} + A_m^{(m)} + A_v^{(m)} \quad (\text{III.25})$$

Ou :

$A^{(0)}$ est le potentiel vecteur correspondant à la distribution de courant inducteur $J^{(0)}$ donnant l'induction $\vec{B}^{(0)}$ extérieur au domaine.

$A_v^{(m)}$ et $A_m^{(m)}$ sont respectivement les potentiels vecteurs correspondant aux distributions de courants volumique et surfacique. En exploitant les relations (III.12),(III.13) et (III.14), on montre que on aboutit à l'équation caractéristique appelée équation du type Fredholm de 2^{ème} espèce, valable en tout point sur la surface de séparation [10].

$$\frac{\mu_0}{2} \frac{1 + \mu_r}{1 - \mu_r} J_m^{(m)} - \vec{n} \times \vec{B}_m^{(m)} - \vec{n} \times \vec{B}_v^{(m)} = \vec{n} \times \vec{B}^{(0)} \quad (\text{III.26})$$

Tel que :

$\vec{B}_m^{(m)}$: Est l'induction créée par les courants fictifs surfaciques I_m .

$\vec{B}_v^{(m)}$: Est l'induction créée par les courants fictifs volumiques I_v de la charge.

$\vec{B}^{(0)}$: Est l'induction créée par le courant de la source I_0 .

Ces inductions sont exprimées par les relations déduites de la loi de Biot et Savart :

$$\vec{B}(p) = \frac{\mu_0}{8\pi} \int [Gbr(p, p_s) \vec{e}_r + Gbz(p, p_s) \vec{e}_z] J(p_s) d\Omega \quad (\text{III.27})$$

p, p_s sont respectivement les points récepteur et source.

$J(p_s)$: Densité de courant correspondant au point p_s .

Les fonctions Gbr et Gbz sont en fonction des points récepteur $p(r, z)$ et émetteur $p_s(r_s, z_s)$ [6].

$$Gbr(p, p_s) = \frac{z - z_s}{r} \frac{k}{\sqrt{rr_s}} \left[\frac{2 - k^2}{1 - k^2} E_2(k) - 2E_1(k) \right] \quad (\text{III.28})$$

$$Gbz(p, p_s) = -\frac{k}{\sqrt{rr_s}} \left[\frac{2 - \left(1 + \frac{r_s}{r}\right)k^2}{1 - k^2} E_2(k) - 2E_1(k) \right] \quad (\text{III.29})$$

Où : E_1 et E_2 sont respectivement les fonctions elliptiques de 1^{ère} et 2^{ème} espèce [3].

Pour simplifier la représentation des équations qui vont suivre, nous définissons un gradient de la fonction tel que

$$gradGb(p, p_s) = Gbr(p, p_s) \vec{e}_r + Gbz(p, p_s) \vec{e}_z \quad (\text{III.30})$$

On aura enfin :

$$\begin{aligned} & \frac{\mu_0}{2} \frac{1 + \mu_r}{l_m(m)(1 - \mu_r)} I_m(m) - \frac{\mu_0}{8\pi} \sum_{n=1}^{N_m} \vec{n} \times gradG_{mm}(m, n) I_m(n) - \frac{\mu_0}{8\pi} \sum_{l=1}^{N_v} \vec{n} \times gradG_{mv}(m, l) I_v(l) \\ & = \frac{\mu_0}{8\pi} I_0 \sum_{p=1}^{N_0} \vec{n} \times gradG_{m0}(m, p) \end{aligned} \quad (\text{III.31})$$

Si le milieu ne contient pas de courants réels, l'équation (III.31) devient :

$$\frac{\mu_0}{2} \frac{1+\mu_r}{l_m(m)(1-\mu_r)} I_m(m) - \frac{\mu_0}{8\pi} \sum_{n=1}^{N_m} \vec{n} \times \text{grad} G_{mm}(m,n) I_m(n) = \frac{\mu_0}{8\pi} I_0 \sum_{p=1}^{N_0} \vec{n} \times \text{grad} G_{m0}(m,p) \quad (\text{III.32})$$

III.9.2. Equation à l'intérieur de la charge magnétique

D'après la relation (III.19), les courants sont les mêmes que ceux créés à l'intérieur d'une pièce conductrice de conductivité :

$$\sigma_{\text{Fictive}} = (\mu_r - 1)\sigma \quad (\text{III.33})$$

A l'intérieur, la charge magnétique sera découpée en spires élémentaires.

On aura donc :

$$\begin{aligned} & \frac{2\pi}{\sigma_{\text{Fictive}}(k)s_v(k)} I_v(k) + j\mu_0\omega \sum_{l=1}^{N_v} G_{vv}(k,l) I_v(l) + j\mu_0\omega \sum_{q=1}^{N_0} G_{vo}(k,q) I_o(q) \\ & + j\mu_0\omega \sum_{m=1}^{N_m} G_{vm}(k,m) I_m(m) = 0 \end{aligned} \quad (\text{III.34})$$

Tel que : $k=1, N_v$

Les fonctions G sont relatives aux coordonnées des points émetteurs et récepteurs [6].

III.10. Modélisation d'un capteur à double fonction avec un noyau de ferrite

Pour assurer une meilleure canalisation de lignes de champ (analyse ponctuelle), il est apparu indispensable d'associer à la bobine un noyau de ferrite.

III.10.1. Modèle géométrique

Le système est un capteur à double fonction. L'ensemble capteur-charge est composé de trois milieux. Une bobine, un noyau de ferrite et une plaque conductrice dont l'ensemble constitue une configuration axisymétrique (figure III.4).

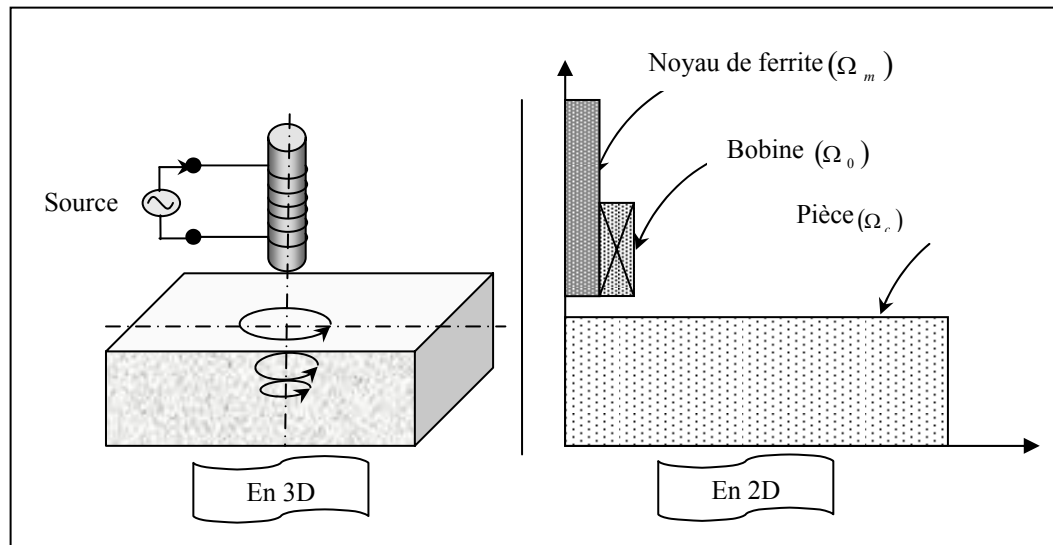


Fig. III.4- Géométrie du système de contrôle.

III.10.2. Discrétisation du système de contrôle

Pour les fréquences standard de contrôle, on admet que l'épaisseur de peau est comparable au rayon de la section des spires. La distribution de la densité de courant dans les spires est uniforme. De même pour la plaque, l'épaisseur de peau est comparable à l'épaisseur de cette dernière. Par conséquent, la discrétisation dans celle-ci est régulière suivant les deux axes.

La figure III.5 montre la discrétisation des différentes régions suivant les deux axes. La bobine (Ω_0) du capteur est discrétisée en N_o éléments circulaires représentant les spires élémentaires disposées en série. N_{oz} suivant l'axe vertical et N_{or} éléments suivant l'axe horizontal.

De même, la charge (Ω_c) est découpée en N_c éléments circulaires représentant les spires élémentaires disposées en parallèle. N_{cz} suivant l'axe vertical et N_{cr} éléments suivant l'axe horizontal.

Etant donné que les courants fictifs volumiques sont nuls, la discrétisation est réalisée seulement sur la surface (Γ_m) du noyau de ferrite. N_{mz} éléments suivant l'axe vertical et $2.N_{mr}$ suivant l'axe radial [9].

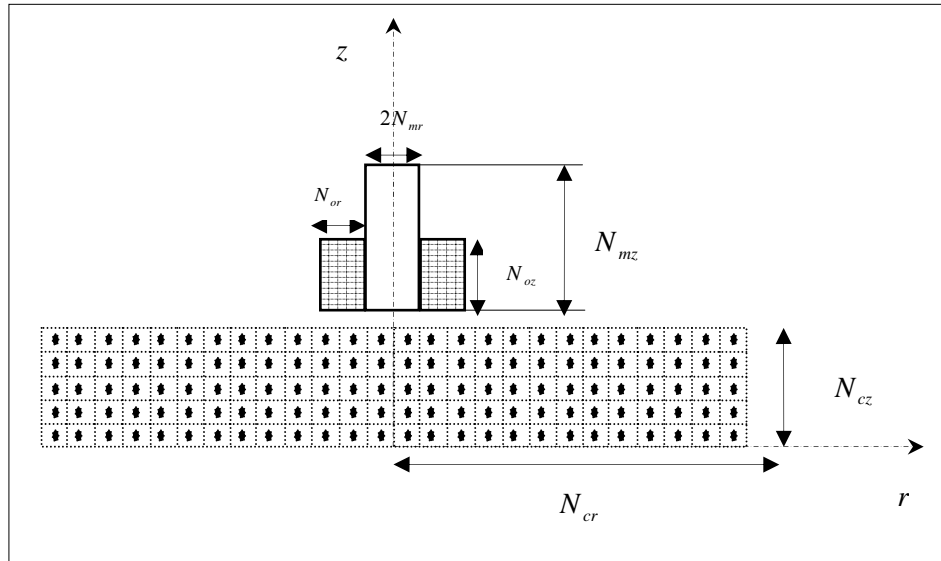


Fig.III.5- Discrétisation des différents domaines.

En effet, en tenant compte de cette subdivision on aura :

$$\begin{cases} N_c = N_{cr} \cdot N_{cz} \\ N_o = N_{or} \cdot N_{oz} \\ N_m = 2 N_{mr} + N_{mz} \end{cases} \quad (\text{III.35})$$

Les sections élémentaires des différentes régions sont :

$$\begin{cases} s_c = \frac{\Omega_c}{N_c} \\ s_o = \frac{\Omega_o}{N_o} \\ l_m = \frac{\Gamma_m}{N_m} \end{cases} \quad (\text{III.36})$$

III.10.3. Calcul de l'impédance à vide

III.10.3.1. Equation relative à la source

Pour écrire les équations relatives à la source, à la charge et au noyau, on note par (0) tous ce qui est relatif à la source. Aussi, Par (c) tous ce qui est relatif à la charge et par (m) tous ce qui est relatif au noyau de ferrite.

La figure (III.6) illustre les fonctions de Green associées aux influences entre les différents éléments du système.


	(o)	(m)
(o)	G_{oo}	G_{om}
(m)	G_{mo}	G_{mm}

Fig.III.6- Les fonctions de Green associées au système.

Aussi, on désigne deux points (p) et (q) appartenant à la source, (l) et (k) appartenant à la charge et (m), (n) appartenant au noyau. De même, on note par I_{ov} et I_{mv} respectivement les courants dans la bobine et dans le noyau en absence de la charge.

Dans la source, les spires sont en série. Après discrétisation [3], la tension élémentaire est :

$$\frac{2\pi r(p)}{S_0(p)\sigma_o(p)} I_{ov} + jI_{ov}\mu_0\omega r(p) \sum_{q=1}^{N_0} G_{oo}(p,q) + j\mu_0\omega r(p) \sum_{m=1}^{N_m} G_{om}(p,m) I_{mv}(m) = u(p) \quad (\text{III.37})$$

Les spires sont en série, donc :

$$\begin{cases} U = \sum_{p=1}^{N_0} u(p) \\ I_{ov} = I_{ov}(1) = I_{ov}(2) = I_{ov}(p) = \dots = I_{ov}(N_0) \end{cases} \quad (\text{III.38})$$

On aura donc :

$$\sum_{p=1}^{N_0} \frac{2\pi r(p)}{S_0(p)\sigma_o(p)} I_{ov} + jI_{ov}\mu_0\omega \sum_{p=1}^{N_0} r(p) \sum_{q=1}^{N_0} G_{oo}(p,q) + j\mu_0\omega \sum_{p=1}^{N_0} r(p) \sum_{m=1}^{N_m} G_{om}(p,m) I_{mv}(m) = U \quad (\text{III.39})$$

Tel que :

$$p = 1, N_0$$

III.10.3.2. Equation relative au noyau

La conductivité électrique est supposée nulle. Donc aucun courant volumique qui circule à l'intérieur du noyau [9]. Seul le courant surfacique qui reste (figure. III.7). En supprimant la contribution des courants induits dans la charge, l'équation (III.31) devient :

$$\frac{\mu_0}{2} \frac{1 + \mu_r}{l_m(m)(1 - \mu_r)} I_{mv}(m) - \frac{\mu_0}{8\pi} \sum_{n=1}^{N_m} \vec{n} \times \text{grad} G_{mm}(m, n) I_{mv}(n) = \frac{\mu_0}{8\pi} I_{ov} \sum_{p=1}^{N_0} \vec{n} \times \text{grad} G_{mo}(m, p) \quad (\text{III.40})$$

Tel que :

$$G_{mm} = \begin{pmatrix} G_{mm1} \\ G_{mm2} \\ G_{mm3} \end{pmatrix}, \quad G_{mo} = \begin{pmatrix} G_{mo1} \\ G_{mo2} \\ G_{mo3} \end{pmatrix}$$

$$m = 1, N_{mz} + 2N_{mr} = N_m$$

N_{mz} : Nombre d'éléments suivant l'axe z.

N_{mr} : Nombre d'éléments suivant l'axe r.

$l_m(m)$: Le pas linéique sur les deux axes.

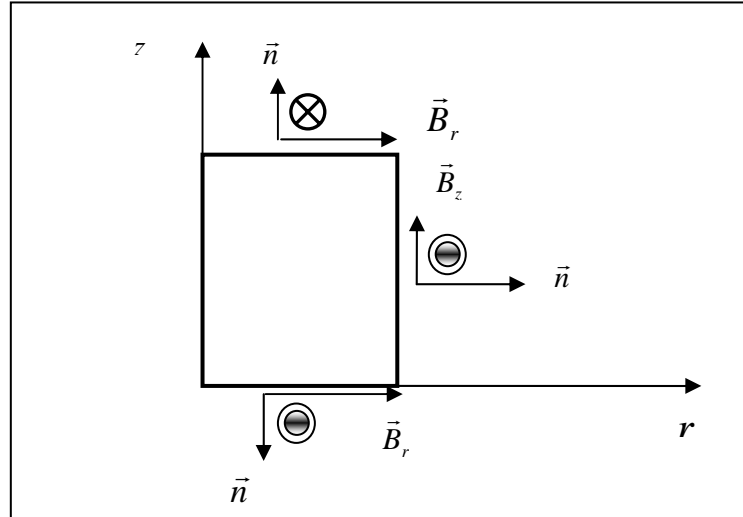


Fig. III.7- Répartition et sens de l'induction magnétique sur la surface du noyau.

III.10.3.3. Impédance à vide

L'impédance à vide, est celle mesurée aux bornes de la bobine du capteur avec noyau de ferrite, mais en absence de la charge [2].

On a donc :

$$Z_0 = \sum_{p=1}^{N_0} \frac{2\pi r(p)}{\sigma_0(p)S_0(p)} + j\mu_0\omega \sum_{p=1}^{N_0} r(p) \sum_{q=1}^{N_0} G_{00}(p,q) + \frac{j\mu_0\omega}{I_{0v}} \sum_{p=1}^{N_0} r(p) \sum_{m=1}^{N_m} G_{0c}(p,m) I_{mv}(m) \quad (\text{III.41})$$

III.10.4. Calcul de l'impédance en charge

III.10.4.1. Equation relative à la source

On note par (c) tout ce qui est relatif à la charge. La figure III.8 illustre les fonctions de Green associées aux influences entre les différents éléments du système.

	(c)	(o)	(m)
(c)	G_{cc}	G_{co}	G_{cm}
(o)	G_{oc}	G_{oo}	G_{om}
(m)	G_{mc}	G_{mo}	G_{mm}

Fig. III.8- Fonctions de Green

On introduit la contribution des courants de charge, et on notant par I_{0c} et I_{mc} respectivement les courants dans la bobine et dans le noyau en présence de la charge. L'équation (III.39) devient alors :

$$\begin{aligned} & \sum_{p=1}^{N_0} \frac{2\pi r(p)}{S_0(p)\sigma_o(p)} I_{0c} + jI_{0c}\mu_0\omega \sum_{p=1}^{N_0} r(p) \sum_{q=1}^{N_0} G_{oo}(p,q) + j\mu_0\omega \sum_{p=1}^{N_0} r(p) \sum_{m=1}^{N_m} G_{om}(p,m) I_{mc}(m) \\ & + j\mu_0\omega \sum_{p=1}^{N_0} r(p) \sum_{k=1}^{N_c} G_{0c}(p,k) I_c(k) = U \end{aligned} \quad (\text{III.42})$$

Tel que :

$$p = 1, N_0$$

III.10.4.2. Equation relative à la charge

Les spires sont en court-circuit, la tension élémentaire est alors nulle. D'après [3] on aura :

$$\frac{2\pi}{\sigma_c(k)S_c(k)} I_c(k) + j\mu_0\omega \sum_{l=1}^{N_c} G_{cc}(k,l) I_c(l) + j\mu_0\omega \sum_{q=1}^{N_0} G_{co}(k,q) + j\mu_0\omega \sum_{m=1}^{N_m} G_{cm}(k,m) I_{mc}(m) = 0 \quad (\text{III.43})$$

III.10.4.3. Equation relative au noyau

$$\begin{aligned} & \frac{\mu_0}{2} \frac{1+\mu_r}{l_m(m)(1-\mu_r)} I_{mc}(m) - \frac{\mu_0}{8\pi} \sum_{n=1}^{N_m} \vec{n} \times \text{grad} G_{mm}(m,n) I_{mc}(n) - \frac{\mu_0}{8\pi} \sum_{n=1}^{N_c} \vec{n} \times \text{grad} G_{mc}(m,k) I_c(k) \\ & = \frac{\mu_0}{8\pi} I_{0c} \sum_{p=1}^{N_0} \vec{n} \times \text{grad} G_{mo}(m,p) \end{aligned} \quad (\text{III.44})$$

III.11. Variation de l'impédance due à la présence de la charge

Cette variation d'impédance est obtenue en retranchant l'impédance à vide de l'impédance en charge.

$$\Delta Z = Z - Z_0 \quad (\text{III.45})$$

On aura :

$$\begin{aligned} \Delta Z = & j\mu_0\omega \sum_{p=1}^{N_0} r(p) \left(\sum_{m=1}^{N_m} G_{0m}(p, m) \left(\frac{I_{mc}(m)I_{0v} - I_{mv}(m)I_{0c}}{I_{0c}I_{0v}} \right) \right) \\ & + \frac{j\mu_0\omega}{I_{0c}} \sum_{p=1}^{N_0} r(p) \sum_{k=1}^{N_c} G_{0c}(p, k) I_c(k) \end{aligned} \quad (\text{III.46})$$

Si l'alimentation est en courant, on a :

$$I_{0c} = I_{0v} = I_0 \quad (\text{III.47})$$

$$\begin{aligned} \Delta Z = & j\mu_0\omega \sum_{p=1}^{N_0} r(p) \left(\sum_{m=1}^{N_m} G_{0c}(p, m) \left(\frac{I_{mc}(m) - I_{mv}(m)}{I_0} \right) \right) \\ & + \frac{j\mu_0\omega}{I_0} \sum_{p=1}^{N_0} r(p) \sum_{k=1}^{N_c} G_{0c}(p, k) I_c(k) \end{aligned} \quad (\text{III.48})$$

III.12. Résolution du système d'équations

Deux systèmes d'équations doivent être résolus :

- **Capteur à vide** : le système d'équations est formé de (N_m+1) équations et de (N_m+1) inconnus.

$$\begin{cases} \sum_{p=1}^{N_0} \frac{2\pi r(p)}{S_0(p)\sigma_o(p)} I_{ov} + jI_{0v}\mu_0\omega \sum_{p=1}^{N_0} r(p) \sum_{q=1}^{N_0} G_{oo}(p, q) + j\mu_0\omega \sum_{p=1}^{N_0} r(p) \sum_{m=1}^{N_m} G_{om}(p, m) I_{mv}(m) = U \\ \frac{\mu_0}{2} \frac{1+\mu_r}{l_m(m)(1-\mu_r)} I_{mv}(m) - \frac{\mu_0}{8\pi} \sum_{n=1}^{N_m} \vec{n} \times \text{grad} G_{mn}(m, n) I_{mv}(n) - \frac{\mu_0}{8\pi} I_{ov} \sum_{p=1}^{N_0} \vec{n} \times \text{grad} G_{mo}(m, p) = 0 \end{cases} \quad (\text{III.49})$$

- **Capteur en charge** : le système d'équations est formé de $(N_0 + N_m + 1)$ équations et de $(N_0 + N_m + 1)$ inconnus.

Enfin, on aboutit au système d'équations (III.50)

$$\left\{ \begin{array}{l}
\sum_{p=1}^{N_0} \frac{2\pi r(p)}{\sigma_o(p)s_o(p)} I_{oc} + j\mu_0 \omega I_{oc} \sum_{p=1}^{N_o} r(p) \sum_{q=1}^{N_0} G_{oo}(p, q) + j\mu_0 \omega \sum_{p=1}^{N_o} r(p) \sum_{k=1}^{N_c} G_{oc}(p, k) I_c(k) \\
+ j\mu_0 \omega \sum_{p=1}^{N_o} r(p) \sum_{m=1}^{N_m} G_{om}(p, m) I_{mc}(m) \\
= U \\
\frac{2\pi}{\sigma_c(k)s_c(k)} I_c(k) + j\mu_0 \omega \sum_{l=1}^{N_c} G_{cc}(k, l) I_c(l) + j\mu_0 \omega I_{oc} \sum_{q=1}^{N_0} G_{co}(k, q) \\
+ j\mu_0 \omega \sum_{m=1}^{N_m} G_{cm}(k, m) I_{mc}(m) \\
= 0 \\
\frac{\mu_0}{2} \frac{1 + \mu_r}{l_m(m)(1 - \mu_r)} I_{mc}(m) - \frac{\mu_0}{8\pi} \sum_{n=1}^{N_m} \vec{n} \times \text{grad} G_{mn}(m, n) I_{mc}(n) - \frac{\mu_0}{8\pi} \sum_{l=1}^{N_c} \vec{n} \times \text{grad} G_{mc}(m, l) I_c(l) \\
= \frac{\mu_0}{8\pi} I_{oc} \sum_{p=1}^{N_0} \vec{n} \times \text{grad} G_{mo}(m, p)
\end{array} \right. \quad (III.50)$$

Le schéma de la figure III.9 montre les différentes étapes de simulation.

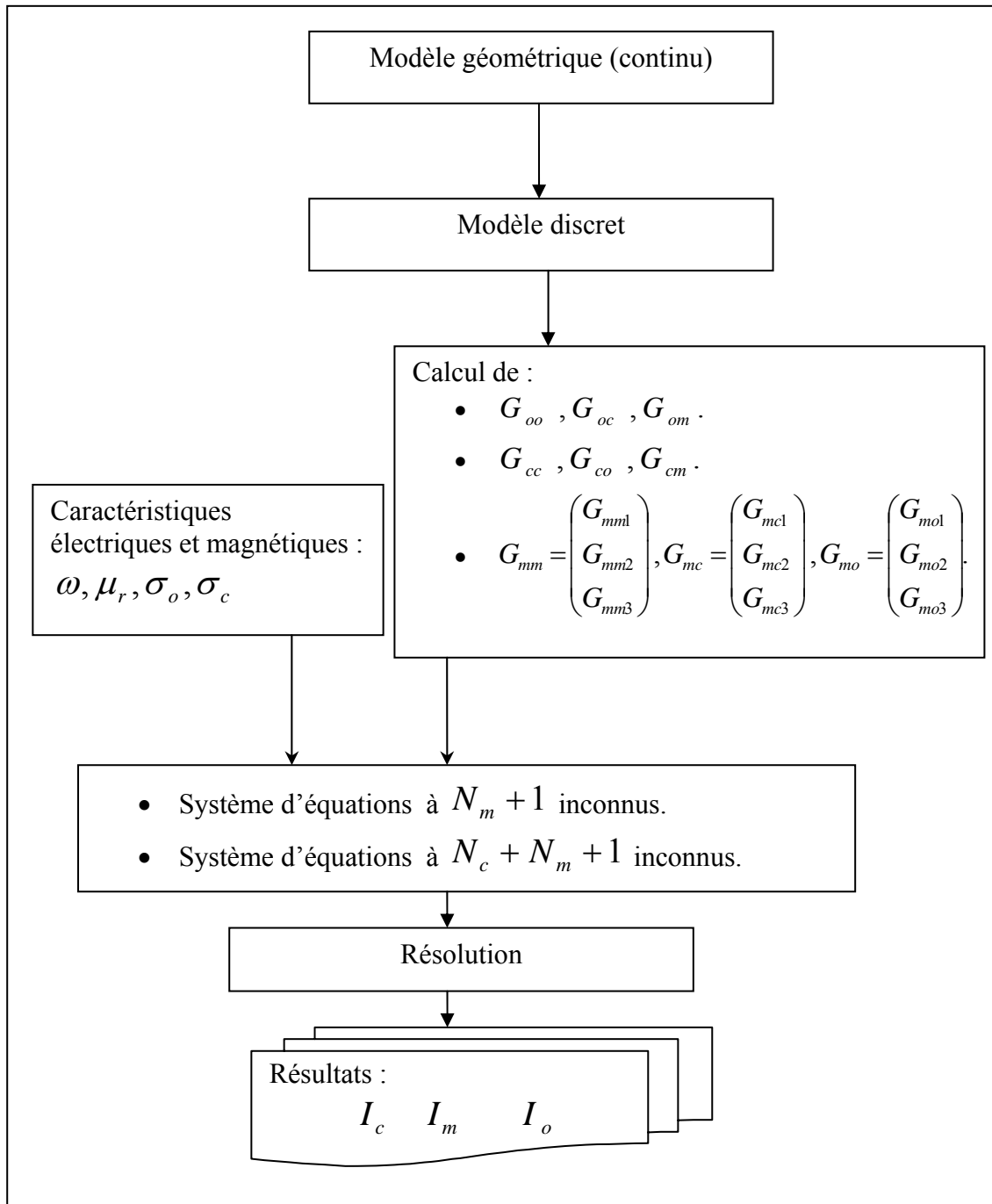


Fig.III.9- Schéma de simulation

III.15. Conclusion

D'abord, en partant de la notion des courants équivalents à la magnétisation des milieux magnétiques. D'autre part, du principe des grandeurs électromagnétiques couplées dans les milieux conducteurs, un couplage a été réalisé pour étendre ainsi le principe des grandeurs électromagnétiques couplées pour les systèmes de CND-CF contenant des milieux magnétiques.

Ensuite, le modèle a été appliqué pour les différentes configurations axisymétriques. Notamment, un capteur absolu à noyau de ferrite opérant sur une pièce conductrice. En effet, la variation de l'impédance due à la présence de la pièce est apparue fonction de plusieurs paramètres physiques et géométriques. Cela élargit l'utilisation du modèle pour les différentes caractérisations.

D'autre part, le modèle a été investi pour le contrôle des pièces magnétiques. Ces dernières sont le siège de deux types de courants fictifs (surfaiques et volumiques). Comme dans le cas du noyau de ferrite, les courants surfaiques sont exprimés par l'équation de Fredholm de 2^{ème} espèce. Le volume renfermé par la surface est remplacé par une matière de conductivité fictive équivalente, qui traduit la circulation des courants volumiques.

Chapitre IV

Validation et Application

IV.1. Introduction

Essentiellement, ce chapitre sera consacré à la validation et à l'exploitation du modèle. D'abord, nous calculons l'impédance normalisée d'un système axisymétrique composé d'un capteur à noyau de ferrite au-dessus d'une plaque conductrice. Pour deux configurations différentes, les résultats obtenus sont comparés d'une part à ceux issus de la méthode des intégrales de volume et d'autre part à ceux descendants de la méthode des éléments finis [1] [2]. Pour mettre en évidence l'utilité des noyaux de ferrite, le calcul de l'impédance normalisée est réalisé en présence et en absence du noyau.

Une fois que le modèle est validé, nous l'exploitons pour trier les noyaux (mesure de perméabilité) et mesurer la conductivité électrique de la cible. Le chapitre sera achevé par l'étude de l'influence des caractéristiques géométriques comme l'épaisseur des plaques, l'entrefer (lift-off) et la détection et l'évaluation de l'état de santé des pièces cylindriques.

IV.2. Validation

IV.2.1- Validation par la méthode des intégrales de volume

Pour assurer une meilleure canalisation de lignes de champ, il apparaît indispensable d'associer à la bobine un noyau de ferrite. Le système choisi est traité en [1]. Les dimensions du capteur ainsi que celle de la pièce sont représentées sur la figure (IV.1). La bobine est constituée de 62 spires, les rayons interne et externe de la bobine sont respectivement de 0.2mm et 0.5mm. Pour des raisons de discrétisation, le nombre de spires choisi est 64 pour obtenir ainsi 4 éléments sur l'axe radial et 16 sur l'axiale. La hauteur de la bobine est de 1mm et de conductivité $\sigma = 5.96\text{MS/m}$. Le circuit magnétique est un cylindre en ferrite de rayon 0.2mm, de hauteur 3mm et de lift-off 0.2mm. Le noyau de ferrite est discrétisé uniformément en éléments linéiques sur la surface. 10 éléments sur la direction radiale et 149 sur la direction axiale.

La charge est une pièce de conductivité 1.45MS/m , d'épaisseur 2mm et un rayon de 4mm (figure IV.2). Elle est discrétisée uniformément sur les deux axes. 10 éléments sur l'axe vertical et 20 sur l'axe radial, pour obtenir ainsi 400 éléments.

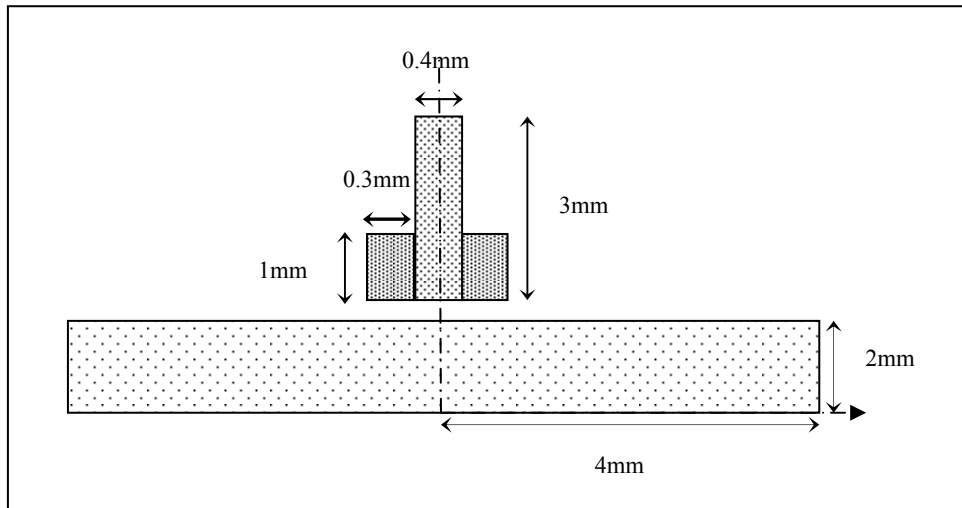


Fig. IV.1. Géométrie du dispositif de contrôle.

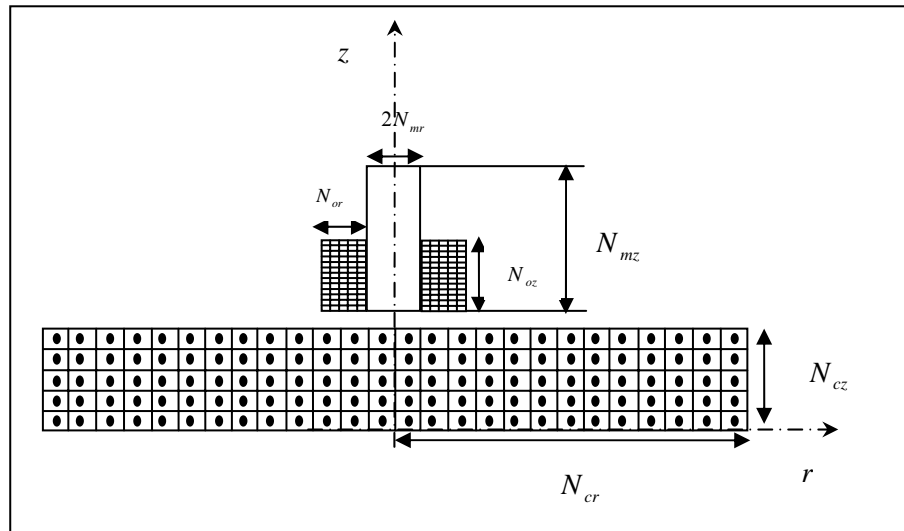


Fig. IV.2. Système discrétisé.

Pour les trois fréquences (100khz, 300khz, 500khz) et en prenant en compte les trois milieux (bobine, noyau et la charge), le modèle développé est exploité pour calculer l'impédance normalisée du système. Le tableau (IV.1) montre la comparaison des résultats obtenus à ceux calculés par le logiciel CIVA de la compagnie CEA [1].

Tableau. IV.1. Impédance normalisée calculée par MIV et MGEC

Fréquence (KHz)	100	300	500
Zn (VIM)	0.022+0.9833i	0.034+0.9625i	0.0380+0.9500i
Zn (MGEC)	0.018+0.989i	0.027+0.974i	0.031+0.960i
Erreur (%)	2	1.2	1

IV.2.2- Validation par la méthode des éléments finis

La seconde configuration est traitée en [2]. Les caractéristiques physiques et géométriques du dispositif de contrôle sont montrées sur le tableau (IV.2).

Tableau. IV.2- Caractéristiques du dispositif de contrôle.

Bobine	Noyau	Pièce
<ul style="list-style-type: none"> • Rayon interne 1.5875 mm • Rayon externe 3.1750 mm • Hauteur 6.3500 mm • Nombre de spires 16 • Conductivité 59.6 MS/m 	<ul style="list-style-type: none"> • Rayon 1.5875 mm • Perméabilité 1000 • Hauteur 12.7 mm 	<ul style="list-style-type: none"> • R_{max} 12 mm • Conductivité 35 MS/m • Lift-off 0.1 mm

De même, les résultats de calcul de l'impédance normalisée obtenus pour les différentes fréquences sont comparés à ceux issus de la méthode des éléments finis (Tableau.IV.3).

Tableau. IV.3. Impédance normalisée calculée par MEF et MGEC

Fréquence	1Mhz	100Khz	10Khz	1Khz
Zn (MEF)	0.011+0.63i	0.025+0.67i	0.075+0.725i	0.090+0.875i
Zn (MGEC)	0.0129+0.65i	0.026+0.695i	0.0763+0.752i	0.093+0.894i
Erreur (%)	3.17	3.73	3.69	2.23

IV.2.3- Interprétation des résultats

La concordance entre les résultats obtenus par le modèle (MGEC) avec ceux de la méthode des éléments finis et ceux de la méthode des intégrales de volume (MIV) est satisfaisante. L'erreur relative à la MIV est inférieure à 2% et celle relative au code éléments finis est inférieure à 3.73%.

IV.3- Evolution des courants fictifs

L'évolution des courants fictifs à la surface du noyau est montrée sur les figures (IV. 4), (IV. 5) et (IV.6). La figure (IV. 4) et (IV. 5) donnent respectivement l'évolution du courant fictif le long de la surface supérieure et inférieure du noyau de ferrite. Le courant axial est représenté sur la figure (IV.6).

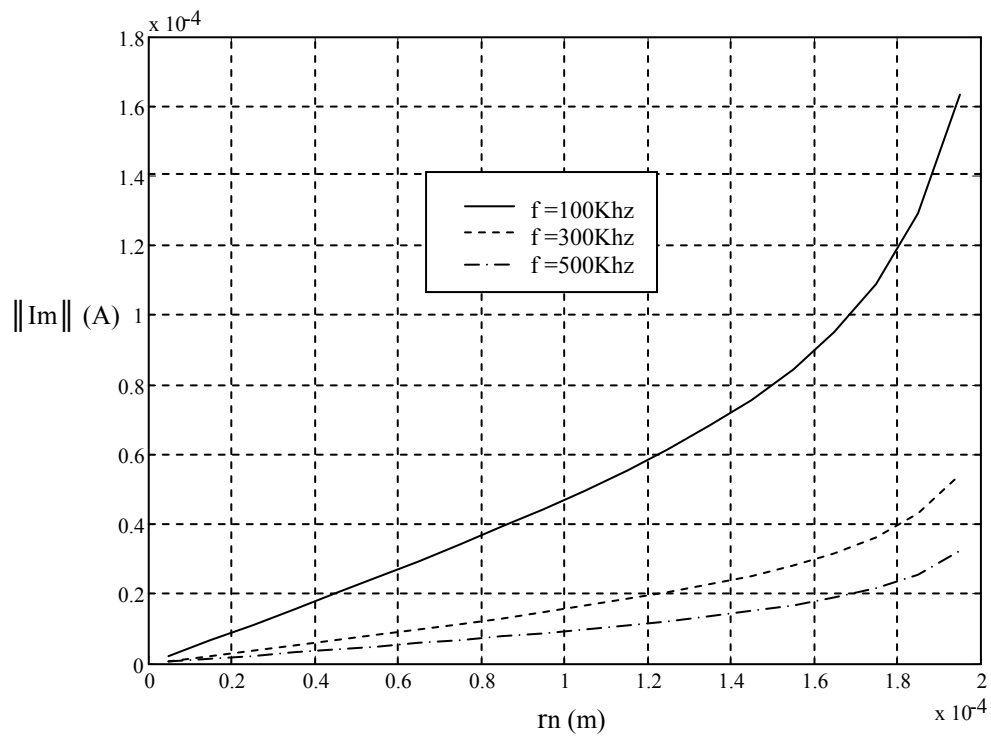


Fig. IV.4. Répartition du courant fictif de magnétisation sur la surface supérieure du noyau.

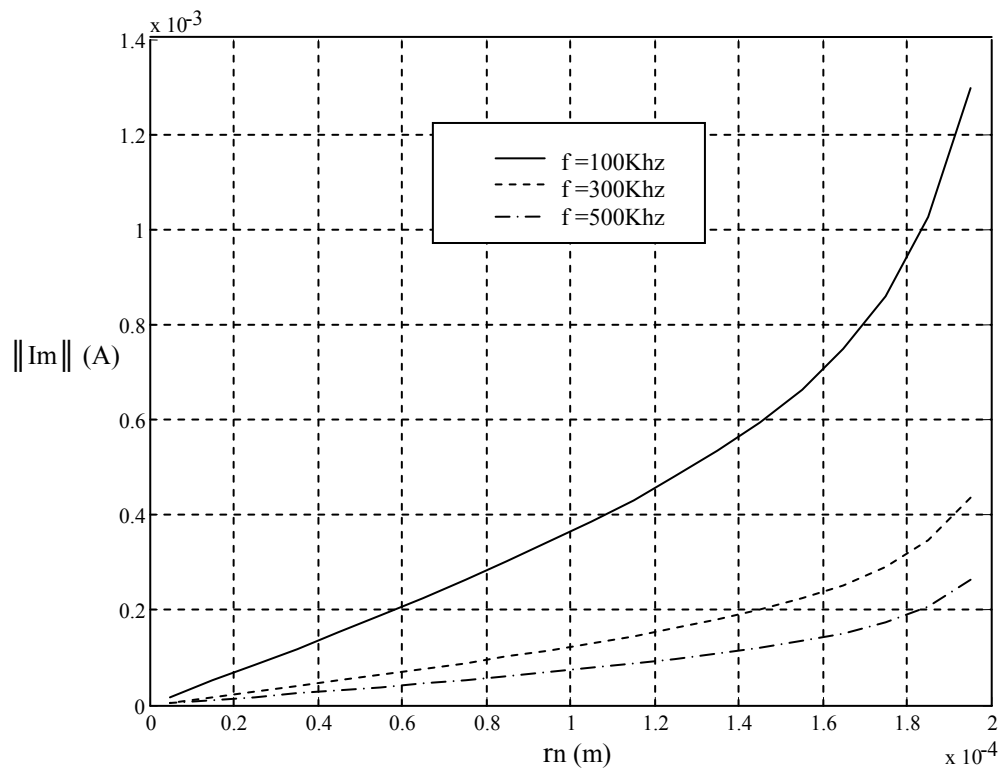


Fig. IV.5. Répartition du courant fictif de magnétisation sur la surface inférieure du noyau.

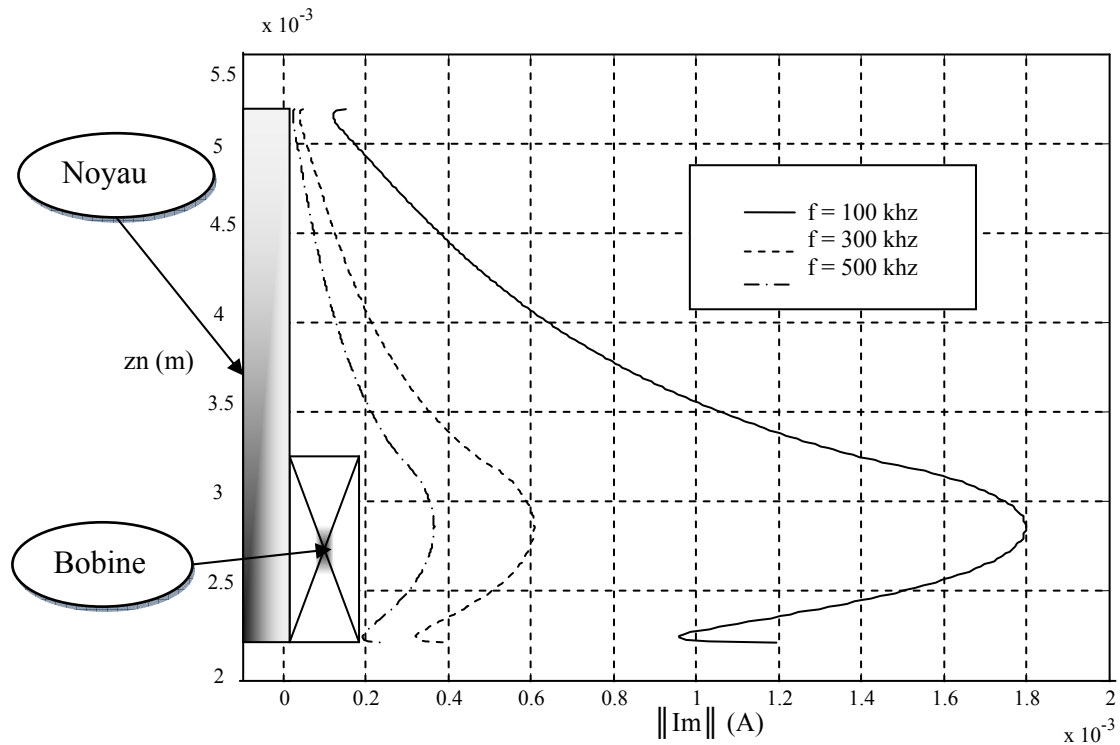


Fig. IV.6. Répartition du courant axial de magnétisation.

Le courant fictif radial est maximal à la surface latérale du noyau et décroît pour s'annuler sur l'axe. De même, le courant axial est plus important au voisinage de la bobine et décroît en s'éloignant de cette dernière.

IV.4. Influence du noyau de ferrite

Pour montrer l'influence du noyau de ferrite sur l'amélioration du couplage entre le capteur et la pièce à contrôler, une simulation a été réalisée en absence et en présence du noyau. Le dispositif choisi est traité en [1]. Les résultats de calcul sont montrés sur le tableau (IV.4).

Tableau. IV.4. Impédance normalisée calculée en présence et en absence du noyau.

Fréquence (KHz)	100	300	500
Zn (sans noyau)	0.006+0.995i	0.009+0.990i	0.012+0.980i
Zn (avec noyau)	0.018+0.989i	0.027+0.974i	0.031+0.960i

Les résultats illustrés sur le tableau (IV.4) montrent l'influence du noyau de ferrite. Cette influence se traduit par l'augmentation des valeurs de l'impédance normalisée. Usuellement, Le couplage entre le capteur et la pièce est meilleur lorsque les pertes sont importantes [2].

Pour voir l'effet du noyau sur les courants induits, on trace leur allure le long de la pièce en présence et en absence du noyau de ferrite (figure IV.7).

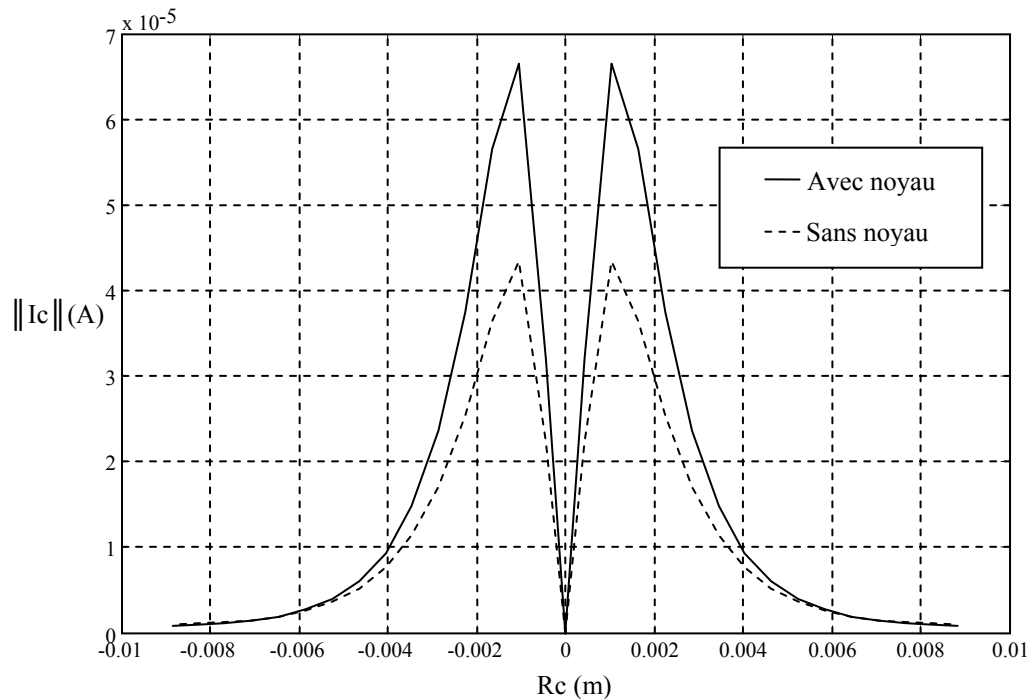


Fig. IV.7. Courants induits.

Les courants induits sont plus importants en présence du noyau. C'est cela qui justifie l'augmentation de la résistance et la diminution de la réactance en présence du noyau. Le capteur devient alors plus sensible.

IV.5. Fréquence de fonctionnement optimal

La sensibilité du capteur évolue en fonction de la fréquence. La fréquence de travail choisie doit accorder un fonctionnement optimal au capteur. Elle est obtenue lorsque la résistance normalisée est maximale [1]. Pour le système précédent elle correspond à $f=1\text{Mhz}$.

IV.6. Influence des paramètres de contrôle

IV.6. 1. Les paramètres géométriques

IV.6.1.1. L'épaisseur d'une plaque

L'une des applications du modèle est l'étude de l'influence de l'épaisseur de la plaque. On fixe les paramètres physiques et géométriques du système de contrôle, et on calcule la variation de l'impédance en fonction de l'épaisseur (Tableau IV.5).

Tableau. IV.5. Variation de l'impédance en fonction de l'épaisseur.

E (mm)	0.01	0.2	1	3
$\Delta Z (\Omega)$	0.084-0.0039i	0.25-0.073i	0.29-0.267i	0.27-0.260i

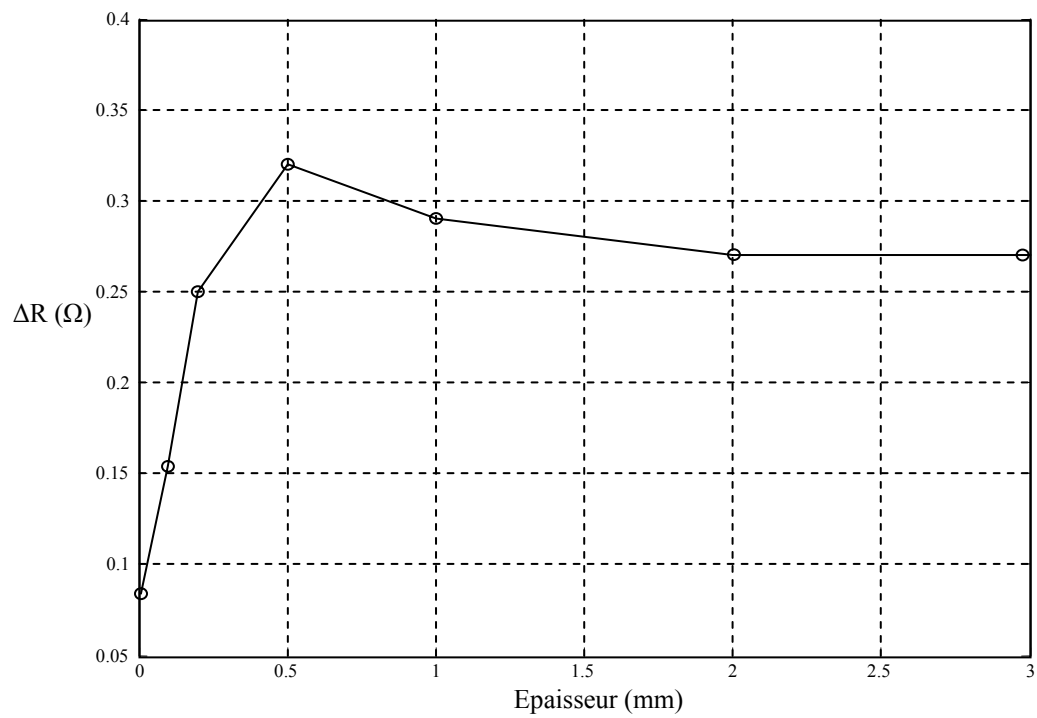


Fig. IV.8. Variation de la résistance en fonction de l'épaisseur

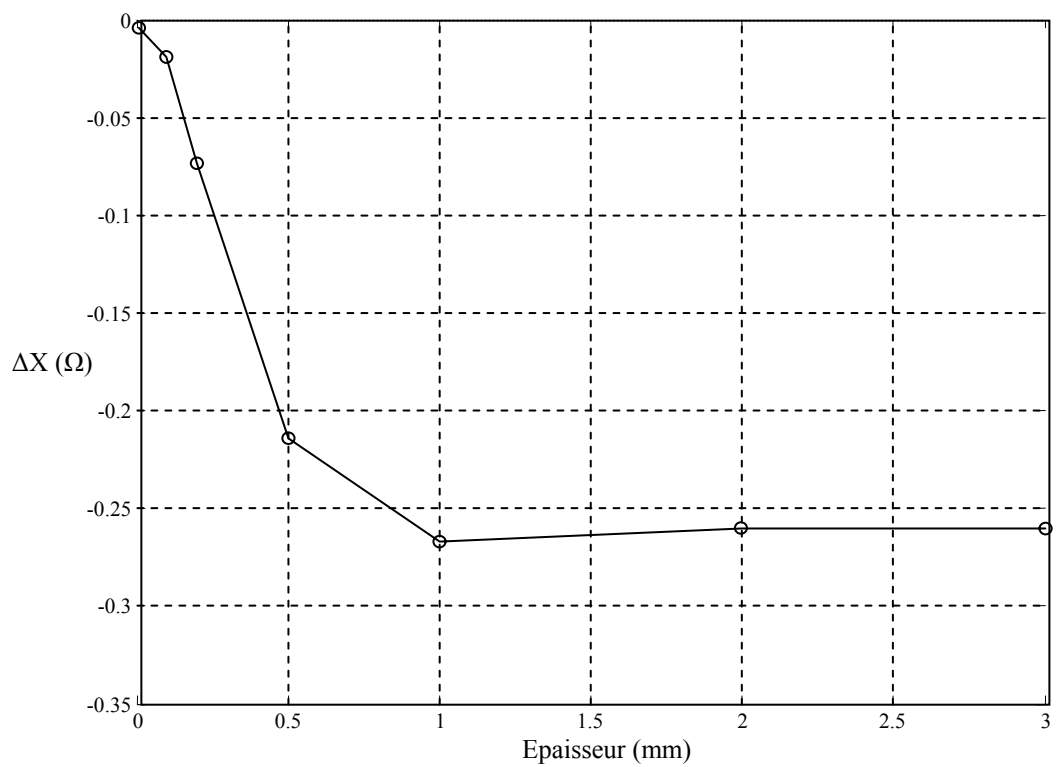


Fig. IV.9. Variation de la réactance en fonction de l'épaisseur.

La variation de la résistance augmente avec l'augmentation de l'épaisseur (figure IV.8). Au-delà d'une certaine épaisseur, la variation de la résistance se stabilise et devient constante. Cette épaisseur correspond aux profondeurs pour lesquelles les courants induits sont supposés négligeables. D'autre part, la variation de la réactance diminue quand l'épaisseur augmente (figure IV.9). Car le champ de réaction généré par les courants induits augmente aussi et réduit à son tour le champ résultant. Ainsi, la variation de la réactance diminue et se stabilise au-delà des profondeurs déjà citées.

IV.6.1.2. L'entrefer entre le capteur et la cible

L'un des paramètres à mesurer est le lift-off. Ce paramètre est à la base des capteurs de distance et la mesure de l'épaisseur des couches isolantes [3]. Pour une fréquence $f=300\text{kHz}$, on calcule la variation de l'impédance en fonction de l'entrefer (Tableau. IV.6).

Tableau. IV.6. Variation de l'impédance en fonction de l'entrefer.

Lift-off (mm)	0.01	0.9	1.2	2	6
$Z (\Omega)$	$1.02+9.73i$	$0.55+10.05i$	$0.53+10.08i$	$0.51+10.12i$	$0.50+10.14i$

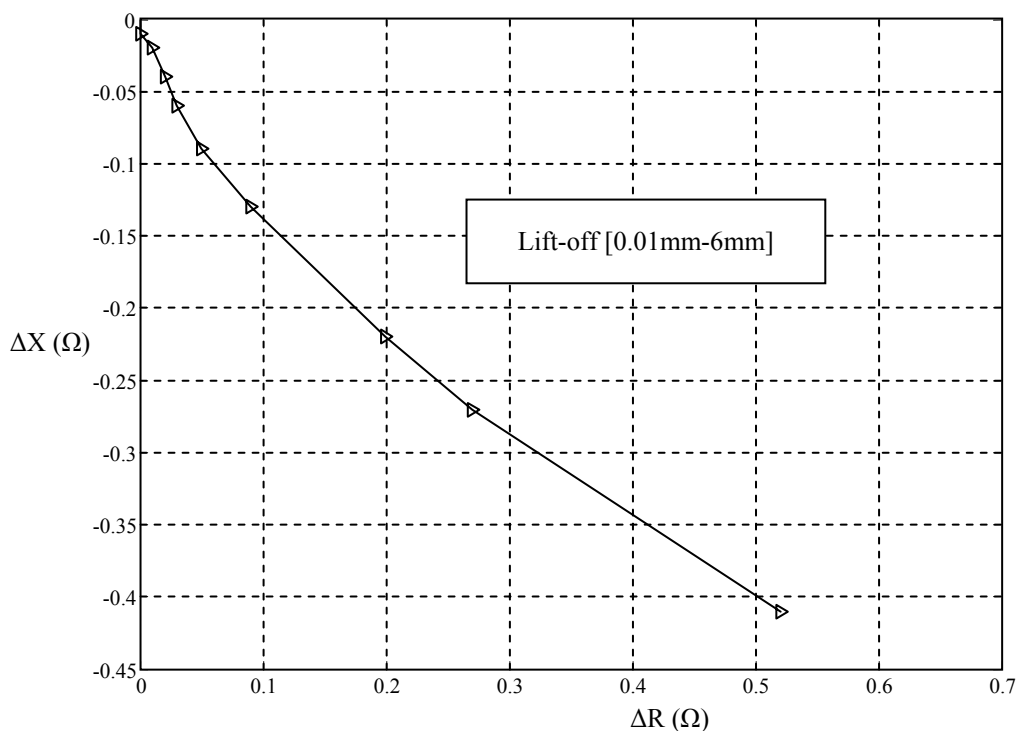


Fig. IV.10. Influence du lift-off sur la variation de l'impédance.

La variation de l'impédance décroît avec l'augmentation de l'entrefer et s'annule à partir de lift-off égale à 6mm.

IV.6. 2. Les paramètres physiques

IV.6.2.1. La perméabilité magnétique

Pour caractériser les noyaux de ferrite, on admet que la ferrite est électriquement isolante. Cette caractérisation se réduit au calcul de la perméabilité magnétique. En gardant fixes les caractéristiques électriques et géométriques et en faisant varier la perméabilité magnétique du noyau, les valeurs de la variation de la réactance correspondantes sont montrées sur le tableau (IV.7) et la figure (IV.11).

Tableau. IV.7. Impédance en fonction de la perméabilité magnétique.

$$Z_0 = 0.500 + 1.902i$$

μ_r	20	30	80	120	180	250
$\Delta X (\Omega)$	4.832	5.605	6.996	7.364	7.633	7.793

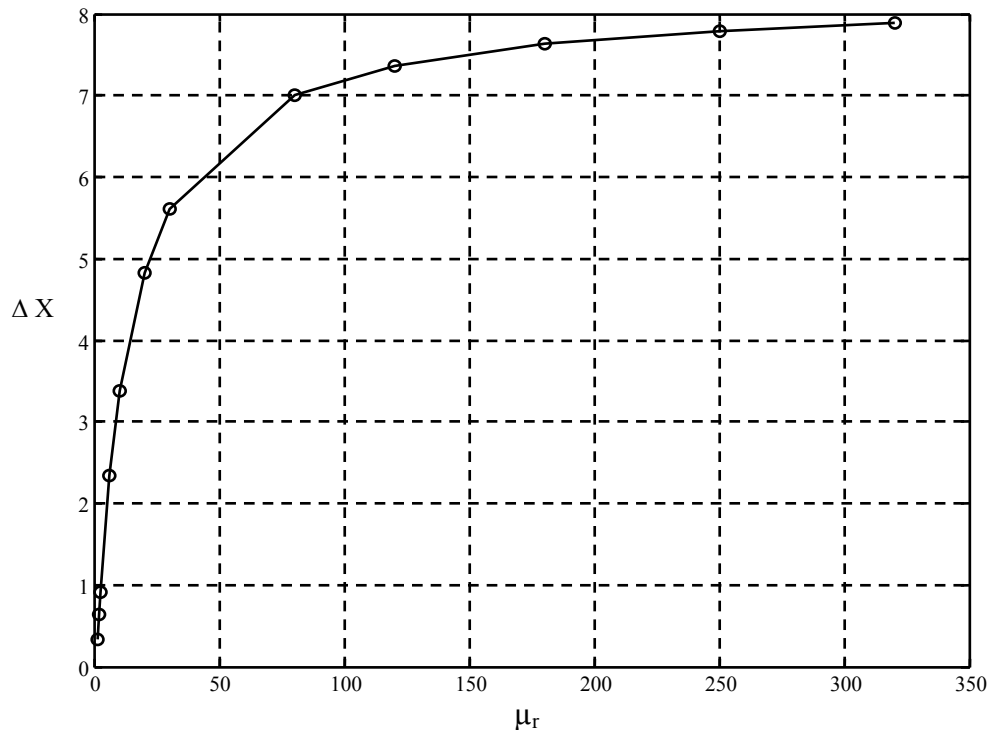


Figure. IV.11. Variation de la réactance en fonction de la perméabilité magnétique.

La variation de l'impédance calculée aux bornes du capteur augmente avec l'augmentation de la perméabilité. Au-delà d'une certaine valeur, les noyaux se saturent.

IV.6.2.2. La conductivité électrique de la pièce

Pour étudier l'influence de la conductivité électrique, on fixe la fréquence $f=300\text{kHz}$ et un $\text{lift-off}=0.2\text{mm}$. Le tableau (IV.8) et les figures (IV.12) et (IV.13) montrent la variation de l'impédance en fonction de la conductivité électrique de la charge.

Fig. IV.8. Variation de l'impédance en fonction de la conductivité électrique.

Conductivité (10^7S/m)	0.5	2	4	8
$\Delta Z (\Omega)$	$0.35-0.55i$	$0.35-0.88i$	$0.33-1.03i$	$0.32-1.15i$

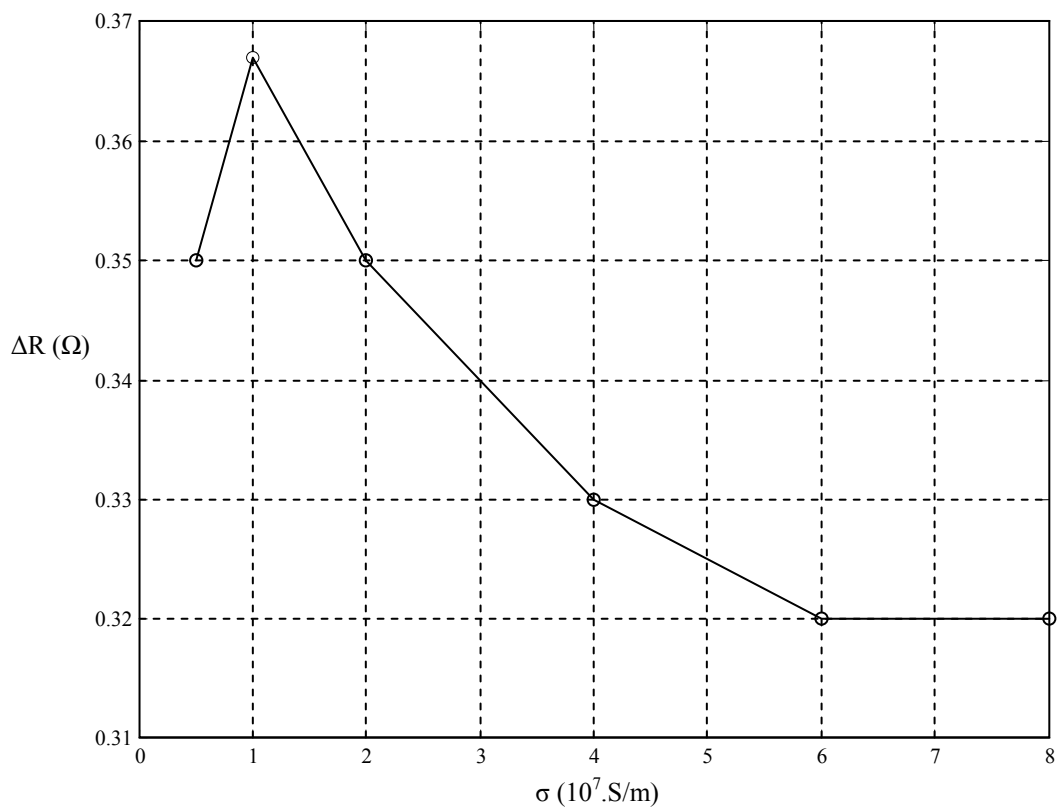


Fig. IV.12. Variation de la résistance en fonction de la conductivité électrique.

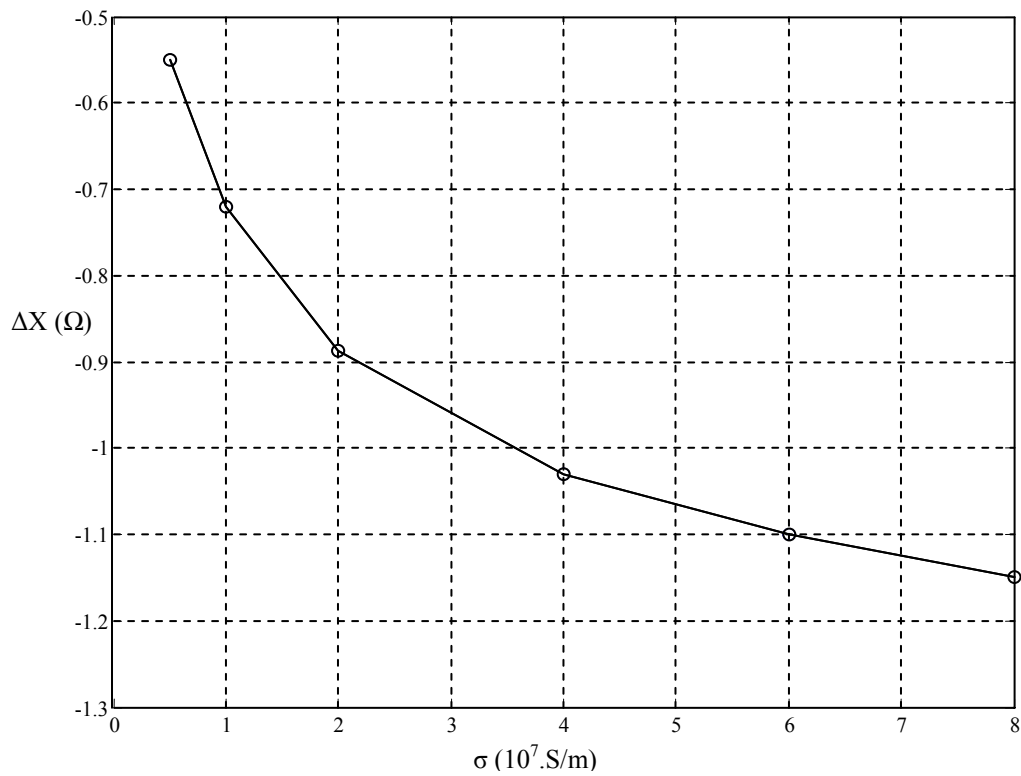


Fig. IV.13. Variation de la résistance en fonction de la conductivité électrique.

La variation de la résistance décroît avec la croissance de la conductivité. De même, la variation de la réactance diminue et prend des valeurs négatives. Ces allures rappellent deux anciennes théories. La première est celle qui traduit la diminution de la résistance par l'augmentation de la conductance. La deuxième est la loi de Lenz. Elle considère que les courants induits dans la charge sont répartis d'une manière à générer un champ opposant au champ source. Donc, si ces courants sont importants le champ source résultant est ainsi réduit. La figure (IV.14) montre l'effet la conductivité électrique sur l'amplitude des courants induits. Ces derniers augmentent en amplitude avec l'augmentation de la conductivité électrique. Il est à noter, que dans la pratique cette variation de l'impédance correspond à une mesure de l'épaisseur [17].

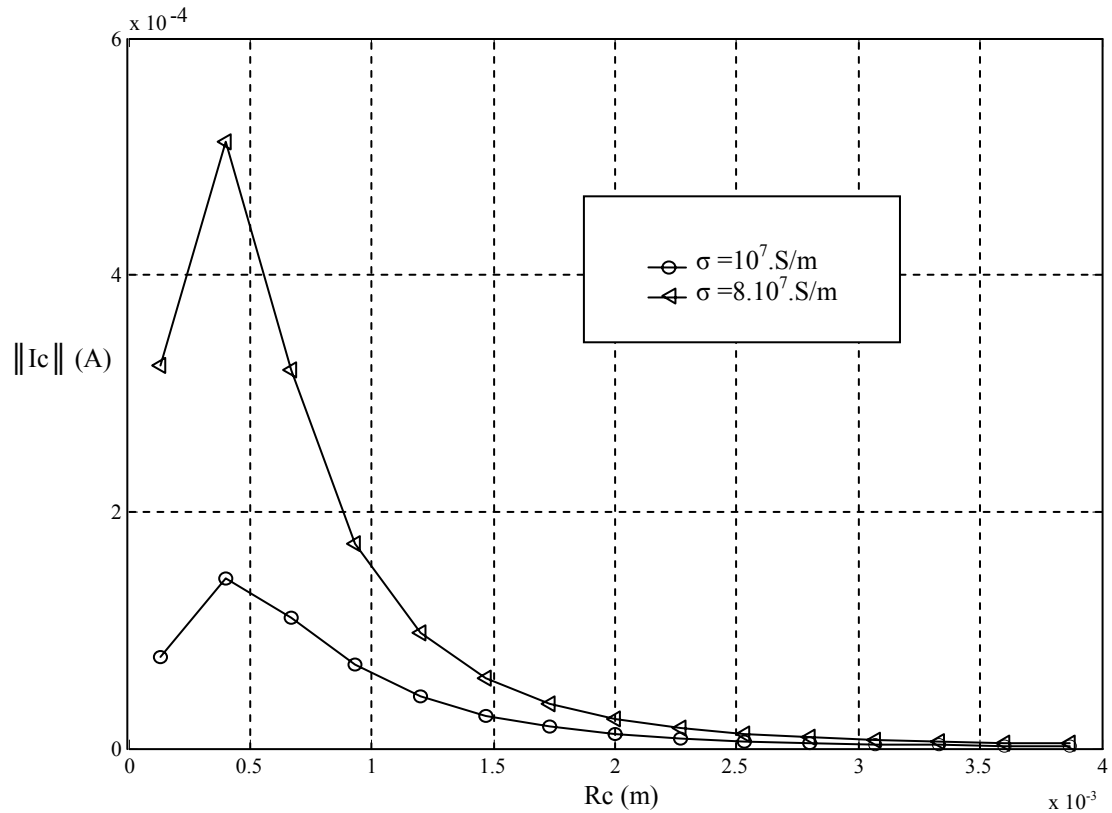


Fig. IV.14. Courants induits dans la charge.

IV. 7. Contrôle des pièces cylindriques

IV. 7.1. Modèle géométrique

Les dimensions du capteur ainsi que celles du tube conducteur sont représentées sur la figure (IV.15). La bobine est constituée de 328 spires, les rayons interne et externe de la bobine sont respectivement de 0.35mm et 1.094mm. Pour des raisons de discrétisation, le nombre de spires choisi est 330 pour obtenir ainsi 11 éléments sur l'axe radial et 30 sur l'axiale. La hauteur de la bobine est de 2mm et de conductivité $\sigma = 5.96\text{MS/m}$. Le circuit magnétique est un cylindre en ferrite de rayon 0.35mm, de hauteur 3mm et de lift-off 0.1mm. Le noyau de ferrite est discrétisé uniformément en éléments linéiques sur la surface. 7 éléments sur la direction radiale et 60 sur la direction axiale. La charge est un tube creux de conductivité 1.45MS/m , d'épaisseur 2mm et un rayon de 4.5mm (figure IV.16). Elle est discrétisée uniformément sur les deux axes. 5 éléments sur l'axe vertical et 40 sur l'axe radial pour obtenir ainsi 400 éléments.

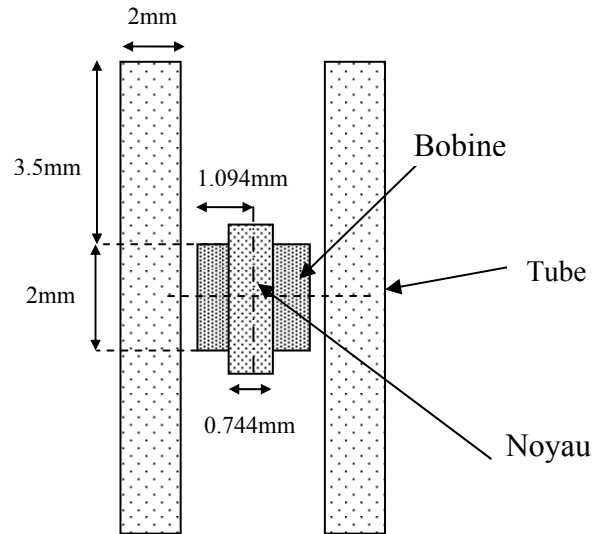


Fig. IV.15. Géométrie du dispositif de contrôle.

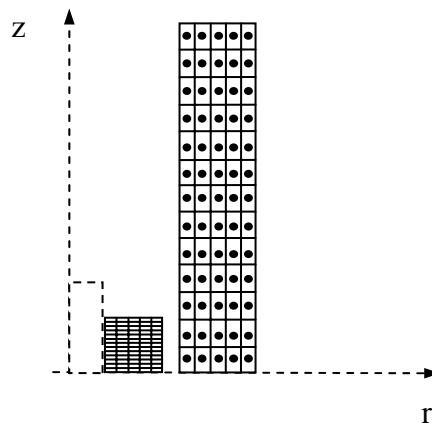


Fig. IV.16. Système discrétisé.

Pour les trois fréquences (100khz, 300khz, 500khz) et en prenant en compte les trois milieux (bobine, noyau et la charge), le modèle développé est exploité pour calculer la variation de l'impédance due à la présence du capteur à l'intérieur d'un tube conducteur.

Tableau. IV.9. Variation de l'impédance due à la présence d'un tube conducteur

Fréquence (KHz)	100	300	500
$Z_0 (\Omega)$	$5.74+134.65i$	$5.74+403.75i$	$5.74+672.93i$
$Z (\Omega)$	$29.65+109.60i$	$83.52+274.08i$	$137.88+410.79i$
$Z_n (\Omega)$	$0.177+0.814i$	$0.192+0.678i$	$0.196+0.610i$

IV.7.2- Evolution des courants fictifs

L'évolution des courants fictifs à la surface du noyau est montrée sur les figures (IV. 17), (IV. 18). La figure (IV. 17) donne l'évolution du courant fictif radial. Le courant axial est représenté sur la figure (IV.18).

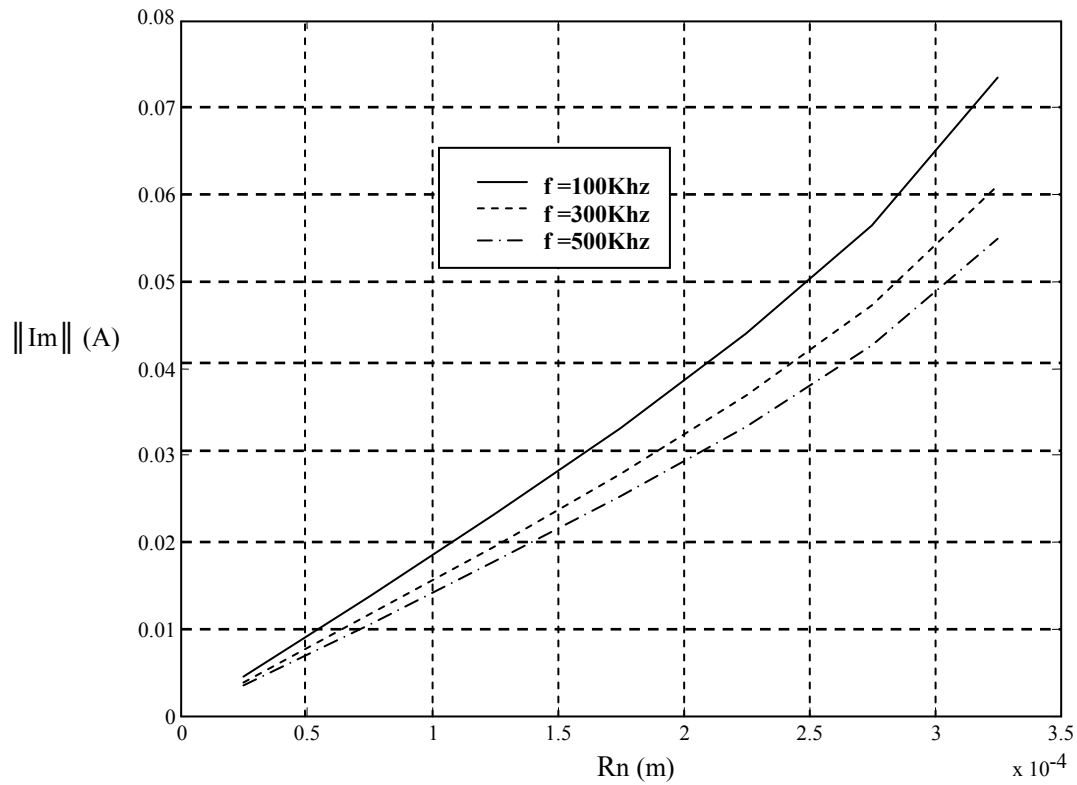


Fig. IV.17. Répartition du courant fictif radial.

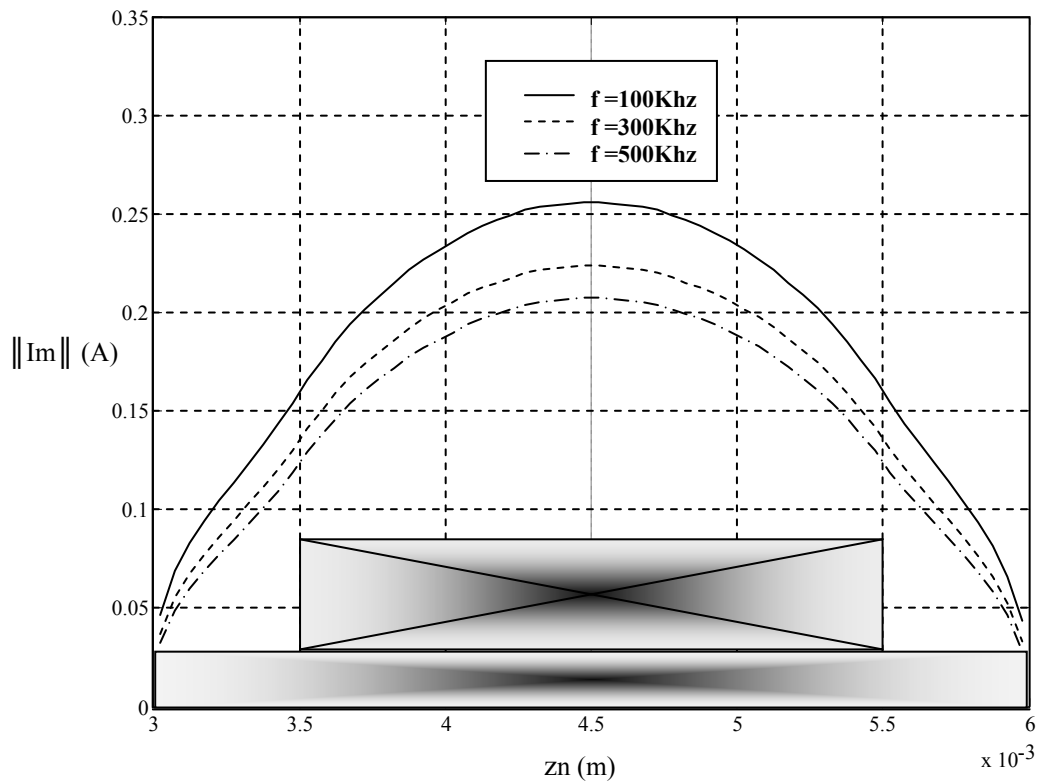


Fig. IV.18. Répartition du courant axial de magnétisation.

Le courant fictif radial est maximal à la surface latérale du noyau et décroît pour s'annuler sur l'axe. Le courant axial est maximal sur l'axe de la bobine et décroît en s'éloignant de cette dernière.

IV.7.3- Détection des défauts

Ce modèle qu'on a exploité pour la caractérisation physique et géométrique, peut servir aussi pour l'évaluation de l'état de santé des matériaux conducteurs. La présence d'un défaut dans ces derniers change la topologie des courants de Foucault. Ce changement se traduit par une variation de l'impédance qui est souvent exploitée pour la détection des défauts et des hétérogénéités. Ce que nous souhaitons est de détecter les défauts avec une sensibilité maximale. Il revient alors à évaluer la variation locale des propriétés physiques du matériau en étalonnant l'appareil de mesure par une pièce saine.

Nous présentons un calcul de la variation de l'impédance aux bornes du capteur (avec ou sans noyau de ferrite) due à la présence d'un défaut sur la surface intérieure et sur la surface extérieure d'un tube creux. Ces types de défaut sont dus à la corrosion, vieillissement thermique et contraintes mécaniques, etc.

IV.7.3.1. Défaut sur la surface intérieure du tube

Le dispositif de contrôle est celui traité précédemment, seulement avec un défaut circulaire axisymétrique sur la surface interne du tube (figure IV.19).

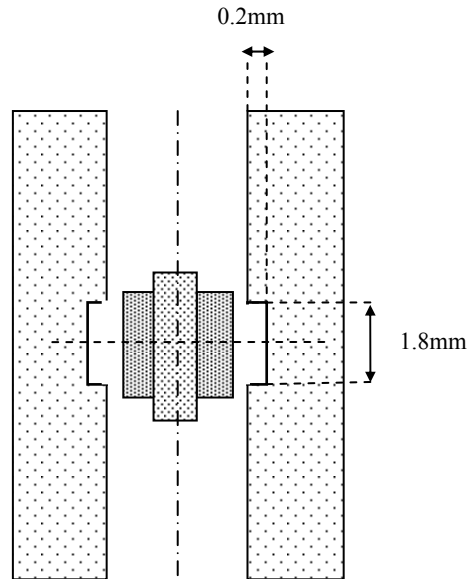


Fig. IV.19. Défaut sur la surface intérieure.

Le tableau (IV.10) montre le calcul de la variation de l'impédance du capteur (avec ou sans noyau de ferrite) due à un défaut sur la surface intérieure du tube.

Tableau. IV.10. Variation de l'impédance due à la présence d'un défaut sur la surface interne du tube.

Fréquence (KHz)	100	300	500
$\Delta Z (\Omega)$ (avec noyau)	$-7.56+6.98i$	$-29.49+41.72i$	$-47.71+71.49i$
$\Delta Z (\Omega)$ (sans noyau)	$-1.42+0.90i$	$-7.71+6.82i$	$-14.91+16.76i$

IV.7.3.2. Défaut sur la surface extérieure

On reprend le même dispositif avec un défaut sur la surface extérieure du tube (figure IV.20).

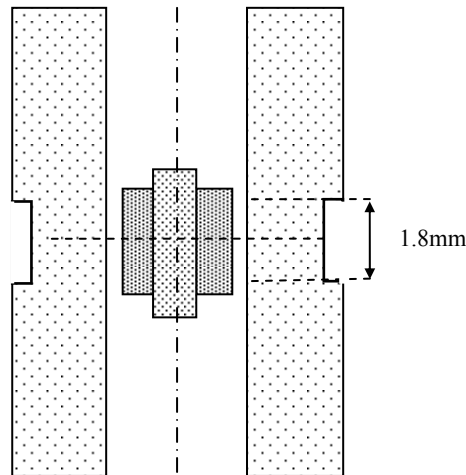


Fig. IV.20. Défaut sur la surface extérieure.

Tableau. IV.11. Variation de l'impédance due à la présence d'un défaut sur la surface externe du tube.

Fréquence (KHz)	100	300	500
$\Delta Z (\Omega)$ (avec noyau)	$1.02 + 0.43i$	$-1.14 - 2.13i$	$-3.5 + 1.94i$
$\Delta Z (\Omega)$ (sans noyau)	$0.135 + 0.11i$	$-0.090 - 0.47i$	$-0.87 + 0.16i$

Pour les trois fréquences, nous remarquons que les variations de l'impédance sont importantes lorsque le capteur opère avec un noyau de ferrite. De même, l'amplitude du signal s'affaiblit pour les défauts profonds. En résumé, le noyau de ferrite améliore la sensibilité du capteur aux défauts. Ces derniers sont détectés avec précision lorsqu'ils sont proches de la surface sur laquelle le capteur opère.

IV.8. Conclusion

Essentiellement, Ce dernier chapitre a traité la validation et l'exploitation du modèle proposé. Pour ce faire, nous avons repris une configuration axisymétrique constituée d'un capteur à noyau de ferrite et d'une pièce conductrice traitée en [1] [2]. Les résultats de calcul de l'impédance normalisée montrent une bonne concordance avec ceux descendant des deux outils de comparaison disponibles (MEF, MIV).

Le rôle du noyau de ferrite a été montré par une augmentation de la résistance normalisée. Le couplage entre le capteur et la pièce est donc meilleur.

Nous avons également étudié l'influence des paramètres géométriques et électromagnétiques sur l'impédance du système. Le lift-off est la distance entre le capteur et la pièce conductrice à contrôler. Pratiquement, la mesure du lift-off est équivalente à la mesure des épaisseurs des couches isolantes protectrices. Le calcul montre qu'au-delà d'une certaine épaisseur le capteur devient insensible et les variations de l'impédance correspondantes sont nulles. Un autre paramètre géométrique a été étudié, c'est l'épaisseur des plaques conductrices. La variation de la résistance augmente en fonction de l'augmentation de l'épaisseur. Par contre la variation de réactance diminue. Au-dessus d'une certaine valeur de l'épaisseur les variations deviennent constantes et le capteur devient insensible.

Nous avons également étudié l'influence des paramètres électromagnétiques comme la perméabilité des noyaux de ferrite et la conductivité des plaques à contrôler. Les valeurs de l'impédance calculées aux bornes du capteur sont proportionnelles à la perméabilité du noyau. A partir d'une certaine valeur, les noyaux se saturent et la courbe devient non linéaire. Nous avons montré l'influence de la conductivité des plaques sur l'impédance du capteur. Les résultats obtenus montrent la diminution de la variation de la résistance suite à l'augmentation de la conductivité.

Le modèle est orienté pour la détection de défauts dans un tube conducteur. Les résultats montrent que le capteur est plus sensible lorsqu'il est équipé d'un noyau de ferrite. Aussi, les défauts sur la surface interne (surface balayée par le capteur) sont mieux détectés que ceux qui sont sur la surface externe.

Conclusion et perspectives

Le contrôle non destructif par courants de Foucault prend sa naissance des phénomènes de l'induction électromagnétique. Différentes méthodes analytiques et numériques sont utilisées pour la modélisation de ces dispositifs [21]. La méthode semi analytique proposée est alternative aux deux méthodes précédentes [3]. Elle est une extension du principe des grandeurs électromagnétiques couplées pour les systèmes axisymétriques contenant des milieux magnétiques. Ces derniers peuvent être des noyaux de ferrite, utilisés pour l'amélioration de la sensibilité des capteurs ou des pièces magnétiques à contrôler.

Dans un premier temps, nous avons donné une brève présentation des méthodes usuelles du contrôle non destructif. Avant d'entamer la modélisation, une recherche bibliographique détaillée est réalisée du point de vue méthodologique et technologique.

La compréhension des phénomènes physiques mis en jeu est l'étape principale de l'élaboration des modèles mathématiques destinés pour la conception de capteurs sensibles et d'assurer des contrôles efficaces.

L'élaboration du modèle est débutée par la notion des sources équivalentes. Cette méthode consiste à remplacer le milieu magnétique sur lequel le calcul de champ est effectué par un milieu amagnétique à l'intérieur duquel se trouve une distribution volumique de sources de champ et à la surface duquel existe une distribution surfacique.

Le dispositif de contrôle axisymétrique étudié est composé d'un capteur absolu à double fonction équipé d'un noyau de ferrite et d'une pièce conductrice. Il est constitué de deux milieux conducteurs et un milieu magnétique.

Pour garder l'homogénéité des équations, la variable d'état choisie est le courant électrique. Les phénomènes d'induction sont alors étudiés à travers les courants de conduction et de magnétisation. D'une part, les courants de conduction sont exprimés par l'équation des circuits électriques généralisée. D'autre part, l'aimantation des milieux magnétiques est remplacée par les courants fictifs équivalents. Ces derniers sont de deux types : surfaciques et volumiques. Pour une ferrite isolante linéaire, les courants volumiques sont nuls et seuls les courants surfaciques subsistent. Ils sont exprimés par l'équation de Fredholm de 2^{ème} espèce. En superposant les courants de magnétisation et les courants de conduction, un modèle semi analytique direct est établi. L'expression de l'impédance aux bornes du capteur est ensuite déduite.

Les résultats de calcul de l'impédance normalisée donnent une bonne concordance avec ceux issus de la méthode des éléments finis et de la méthode des intégrales de volume.

L'expression de la variation de l'impédance due à la présence de la plaque est fonction des paramètres électromagnétiques et géométriques du système. Le modèle est exploité pour étudier l'influence de chaque paramètre sur l'impédance normalisée. Nous avons également montré que les noyaux de ferrite améliorent considérablement la sensibilité des capteurs par l'augmentation de la résistance normalisée. Nous avons aussi étudié l'influence de la conductivité de la charge, son épaisseur et sa distance par rapport au capteur (lift-off).

Le modèle est ensuite exploité pour l'évaluation de l'état de santé des matériaux conducteurs des défauts dans les formes tubulaire. Particulièrement, la détection des défauts sur la surface intérieure et extérieure d'un cylindre creux. Le rôle du noyau de ferrite apparaît clairement par une amplification de la variation de l'impédance due à la présence des défauts.

Le modèle développé est d'une grande utilité pour la modélisation des dispositifs de contrôle non destructif par CF contenant des milieux magnétiques. Il est capable de traiter toutes les configurations axisymétriques avec des capteurs à double fonction en mode absolu opérant avec des noyaux de ferrite. D'autre part, ce modèle est très adapté au contrôle des pièces magnétiques avec ou sans défauts.

En perspective, ce modèle peut être adapté au traitement de tout dispositif de CND-CF axisymétrique :

- Capteurs différentiels avec noyau de ferrite.
- Capteur à fonctions séparées.
- Contrôle des matériaux magnétiques même en multicouches.
- Mise en oeuvre des méthodes d'inversion qui permettent d'estimer les caractéristiques de la cible à partir des grandeurs mesurées.

Références bibliographiques

- [1] T.Sollier, F.Buvat, , G. Pichenot and D. Premel, «Eddy current modeling of Ferrite-Cored Probes, application to the simulation of Eddy current signals from surface breaking flaws in austenitic steel», Proc.16th World Conf. on NDT, Montreal, 2004.
- [2] F. Buvat, G. Pichenot, D. Prémel, « Eddy current modeling of ferrite probes », Review of quantitative nondestructive Evaluation Vol. 24, ed. by D. O Thompson and D. E. Chimenti, 2005.
- [3] B. Maouche, « Elaboration de modèles par les Grandeurs Electromagnétiques Couplées. Application au Contrôle et à l'évaluation Non destructif par Courants de Foucault», Thèse de doctorat, Université de Ferhat Abbas de Setif, Algérie, 2007.
- [4] R. La, « Modélisation phénoménologique des signaux courants de Foucault en vue de l'évaluation non destructive des caractéristiques défauts des tubes de générateurs de vapeur». Thèse de doctorat, université de technologie de Compiègne, CEA\Saclay, France, février 1997.
- [5] N. Sadowski, Y. Lefèvre, M. Lajoie-Mazenc and J. P. A. Bastos, «Calcul des forces magnétiques». J. Phys. III France 2, 1992.
- [6] B. Maouche, «Etude et développement semi analytique de l'équation de diffusion électromagnétique avec terme du déplacement dans le cas des dispositifs axisymétriques excités en courant ou en tension», Thèse de magister en génie électrique, université A.Mira de Bejaia, 1996.
- [7] L. Oukhlou, «paramétrisation et classification de signaux en contrôle non destructif. Application à reconnaissance des défauts de rails par courants de Foucault», Thèse de doctorat, Paris-Sud, France.1998.
- [8] I. Dufour, M. Busawon, D. Premel, « General analysis of inductive sensor based systems for non destructive testing», J, phy. III. 1481-1493, France, 1994.
- [9] V. Doirat, « Contribution à la Modélisation des systèmes de Contrôles non Destructifs par Courants de Foucault, application à la caractérisation physique et dimensionnelle de matériaux de l'aéronautique», Thèse de doctorat, Nantes, France.
- [10] E. Durand, «Magnétostatique», Université de Paris-VI, 1969.
- [11] B. de Barmon, G. Berthiau, J. Juillard, «MESSINE : Models for Electromagnetic Simplified Simulatioon in Nondestructive Evaluation», Rev. Progress Quantitative Nondestructive Evaluation, Des Moines, 1-3August 1999.
- [12] Dodd CV, Deeds WE. «Analytical solutions to eddy-current probe-coil problem». J Appl Phys; 39:2829–39. 1968.

- [13] S. Zarguini, «Résolution des problèmes du chauffage par induction par une modélisation axisymétrique 2D par la méthode des éléments finis», thèse de magister, Bejaia, Algerie.
- [14] P. Robert, «Matériaux de l'électrotechnique», vol 2, presse polytechnique normande, Lausanne.
- [15] P. Durouchoux, « La recherche en contrôle non destructif», traitement du signal, Vol 2-N° 5 Sp, 1985.
- [16] P. May, E. Zhou, D. Morton, «Numerical modelling and implementation of ferrite cored eddy current probes». NDT&E International 40 (2007) 566–576, 17 June 2007.
- [17] M. Zergoug, A. Hammouda, F. Sellidj, «Probe characterisation and simulation of conductivity», Conference on Nondestructive Testing Roma, Italy, 15-21 October 2000.
- [18] G. Pichenot, T. Sollier, «Eddy Current Modelling For Nondestructive Testing», Journal of Nondestructive Testing, 2003.
- [19] F. Buvat, G. Pichenot, D. Premel, D. Lesselier, «Eddy current modeling of ferrite probes», Rev. Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, 2004.
- [20] F. Foucher, X. Brunotte, A. Kalai, Y. Le Floch ..., «SIMULATION DU CND CF AVEC FLUX® ET CIVA® SIMULATION OF EDDY CURRENT», COFREND, 2005.
- [21] H. Ewald, H. Krüger, University of Rostock, «Inductive sensors and their application in metal detection», Conference in sensing technology, New Zealand, 2005.
- [22] P. Brissonneau, «Magnétisme et matériaux magnétiques», Hermès, 1997, Paris.
- [23] J.J. LABARTH, «Electromagnétisme», Orsay, Paris-Sud, 2003-2004.