

# Contribution à l'étude des courts-circuits interlaminaires dans les noyaux des transformateurs de puissance

## T H È S E

présentée et soutenue publiquement le 11 janvier 2010  
en vue de l'obtention du grade

Docteur de l'Université  
Discipline : Génie Électrique

par

Carl Anselm SCHULZ

### Composition du jury

<i>Rapporteurs :</i>	A. KOST	Professeur, TU Berlin
	A. LÉBOUC	Directeur de Recherche CNRS, ENSIEG Grenoble
<i>Examineurs :</i>	S. DUCHESNE	Maître de conférence, Université d'Artois, Co-encadrant
	R. LEMAÎTRE	Responsable R&D, ThyssenKrupp Electrical Steel
	E. MATAGNE	Professeur, Université Catholique de Louvain
	D. ROGER	Professeur, Université d'Artois, Directeur de thèse
	M. TOUNZI	Professeur, Université de Lille 1, Président du jury



## Remerciements

Cette thèse a été réalisée à l'Université d'Artois au Laboratoire systèmes électrotechniques et environnement dirigé par le Professeur Jean-François BRUDNY. Je tiens à remercier Daniel ROGER de m'avoir accueilli de manière très chaleureuse à Béthune. Il a su établir une atmosphère de liberté et de confiance, sa patience et son enthousiasme ont donné des ailes à ces travaux. La co-direction de ce travail a été menée par Stéphane DUCHESNE, qui a su marier une grande rigueur scientifique avec beaucoup de générosité et d'humour. Je tiens à lui exprimer, en ces lignes, ma sincère gratitude.

Mes remerciements sincères s'adressent à Abdelmounaïm TOUNZI, Professeur à l'Université Lille 1, qui a accepté de présider le jury ainsi qu'à Arnulf KOST, Professeur à l'Université Technique de Berlin (Allemagne) et Afef LEBouc, Directeur de recherche au CNRS, d'avoir accepté de juger ce travail en étant rapporteurs. Je leur exprime ma profonde reconnaissance pour leur lecture critique et éclairante.

Je remercie Régis LEMAÎTRE, Responsable R&D chez ThyssenKrupp Electrical Steel, d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse mais aussi pour son soutien constant et son professionnalisme pendant la réalisation de ce travail.

J'exprime toute ma reconnaissance à Ernest MATAGNE, Professeur à l'Université Catholique de Louvain (Belgique), pour avoir accepté d'être examinateur de mon travail et pour sa lecture minutieuse qui a apporté de nombreuses améliorations au mémoire.

L'appui de l'entreprise ThyssenKrupp Electrical Steel a été un facteur essentiel au bon déroulement des travaux. À ce titre, je remercie mes deux responsables Jean-Noël VINCENT et Thierry BELGRAND. Je garderai un formidable souvenir professionnel et humain des années passées ensemble. J'associe à ces remerciements tous ceux qui m'ont aidé dans la réalisation des essais, particulièrement Christian SWIALKOWSKI, Françoise LECLERCQ et Klaus GÜNTHER.

Heureux est celui qui arrive où la bonne ambiance naît de manière naturelle, d'autant plus que sa synthèse artificielle est difficile. Je suis infiniment gré à tous les collègues et amis qui ont enrichi mes années de recherche à la Faculté des sciences appliquées. Qu'ils trouvent ici l'expression de toute ma gratitude. Je pense particulièrement à Ewa NAPIERALSKA qui, avec une gentillesse hors normes, m'a accueilli et aidé dès le premier jour au laboratoire. Un grand merci à mes collègues de bureau, Nabil HIHAT et Samuel LOPEZ, pour m'avoir toléré pendant les maintes crises parcourues. Nos discussions quotidiennes ont été pour moi une source précieuse d'inspiration et d'encouragement.

Je remercie vivement tous ceux du personnel technique et administratif, qui m'ont facilité la tâche. Pour l'élaboration de capteurs de champ je tiens à exprimer toute ma gratitude à Emmanuel MATEO. Merci à Bernadette PHELLION et à Magali HOULETTE pour naviguer entre les écueils de l'administration. Je suis également gré à Mathieu JACQUES de m'avoir initié à certaines subtilités de la grammaire française.

La réalisation des simulations numériques doit énormément aux aides de Krzysztof KOMĘZA, Professeur à Université Polytechnique de Łódź (Pologne), qui a enrichi ce projet par ses connaissances intimes de la modélisation. Je tiens à le remercier pour des discussions éclairantes et pour son support généreux.

Ce travail n'aurait pu être conduit sans le soutien financier de la région Nord-Pas-de-Calais et du Fonds européen de développement régional (FEDER). À ce titre, je les remercie de m'avoir permis de réaliser cette thèse, dans le cadre du pôle MEDEE (maîtrise énergétique des entraînements électriques).

Merci à ma famille et à mes amis de m'avoir soutenu, de près ou à distance.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>vii</b>
<b>1 Contexte du travail</b>	<b>1</b>
1.1 Domaine d'étude	1
1.2 Isolation des tôles magnétiques	2
1.2.1 Propriétés du revêtement	2
1.2.2 Procédures d'évaluation de la qualité d'isolation	3
1.2.3 Contrôle de l'adhérence du revêtement	5
1.3 Découpe des tôles magnétiques	6
1.3.1 Procédures de découpe	6
1.3.2 Effets d'une découpe mécanique	7
1.3.3 Microscopies 3D des bavures de découpe	9
1.4 Distinction théorique des défauts	12
1.5 Courts-circuits dans les joints magnétiques	13
1.5.1 Le chevauchement <i>step-lap</i> des joints magnétiques	13
1.5.2 Conséquences du <i>step-lap</i> sur les courts-circuits	15
1.6 État de l'art	17
1.6.1 Courts-circuits provoqués par bavures dans les transformateurs	18
1.6.2 Extension aux travaux menés sur les machines tournantes	19
1.6.3 Détermination de la tension interlaminaire	22
<b>2 Détection de défauts dans un empilement par des mesures de capacité</b>	<b>25</b>
2.1 Introduction : approche statistique	25
2.2 Principe de mesure	27
2.2.1 Empilement parfait sans défauts	27
2.2.2 Empilement réel avec défauts	28
2.3 Mesures sur des empilements d'échantillons	29
2.3.1 Protocole	29
2.3.2 Résultats pour bandes EPSTEIN	30
2.3.3 Résultats pour bandes refendues	33
2.4 Analyse statistique	37
2.5 Influence des variations de la réactance de la couche isolante	45
2.5.1 Largeur différente des tôles dans un noyau à gradins	45

2.5.2	Propriétés du revêtement soumises aux variations mineures . . .	47
2.6	Précision de mesure . . . . .	48
2.7	Conclusion . . . . .	49
<b>3</b>	<b>Modélisation d'un court-circuit élémentaire</b>	<b>53</b>
3.1	Objectif . . . . .	53
3.2	Principe de la modélisation expérimentale . . . . .	53
3.3	Procédure de caractérisation expérimentale . . . . .	57
3.3.1	Vue d'ensemble du montage . . . . .	58
3.3.2	Introduction des points de contact . . . . .	59
3.3.3	Mesure du courant . . . . .	62
3.3.4	Mesures de tension . . . . .	67
3.3.5	Influence de l'épaisseur du noyau . . . . .	70
3.3.6	Procédure d'acquisition . . . . .	73
3.3.7	Synthèse du protocole expérimental . . . . .	74
3.4	Résultats de la caractérisation expérimentale . . . . .	75
3.4.1	Relation entre courant et tension à vide du court-circuit . . . . .	76
3.4.2	Précision du modèle du court-circuit . . . . .	78
3.4.3	Répartition des résistances . . . . .	78
3.4.4	Répétabilité des mesures . . . . .	81
3.4.5	Influence de l'induction moyenne . . . . .	86
3.4.6	Modélisation théorique de la tension à vide : l'effet de peau dans des tôles fines . . . . .	89
3.4.7	Influence de la largeur du noyau . . . . .	96
3.4.8	Influence de la fréquence . . . . .	96
3.5	Conclusion . . . . .	100
<b>4</b>	<b>Simulation du court-circuit. Essais complémentaires</b>	<b>105</b>
4.1	Difficultés dans la simulation 3D des tôles GO . . . . .	105
4.2	Présentation du modèle numérique . . . . .	106
4.2.1	Définition de l'anisotropie magnétique . . . . .	106
4.2.2	Symétries et conditions aux limites . . . . .	109
4.2.3	Maillage . . . . .	109
4.2.4	Excitation . . . . .	110
4.2.5	Évaluation de $I_{cc}$ et $U_{vide}$ . . . . .	111
4.3	Validation par comparaison aux mesures . . . . .	111
4.4	Influence de l'épaisseur des tôles . . . . .	113
4.5	Influence du décalage . . . . .	115
4.5.1	Estimation d'erreur . . . . .	117
4.5.2	Discussion des causes de l'effet observé . . . . .	117
4.5.3	Résumé des résultats et modélisation . . . . .	120

4.6	Conclusion . . . . .	120
<b>5</b>	<b>Localisation des défauts par l'analyse du flux des fuites</b>	<b>123</b>
5.1	Méthode de détection . . . . .	123
5.2	Montage expérimental . . . . .	124
5.3	Résultats . . . . .	126
5.4	Interprétation . . . . .	127
5.4.1	Effet de confinement . . . . .	127
5.4.2	Sensibilité de la méthode . . . . .	128
5.5	Conclusion . . . . .	128
<b>6</b>	<b>Conclusion générale</b>	<b>129</b>
<b>7</b>	<b>Annexe</b>	<b>133</b>
7.1	Traitement des signaux . . . . .	133
7.1.1	Circuit électronique de l'enroulement de Rogowski . . . . .	133
7.1.2	Correction du comportement fréquentiel . . . . .	133
7.1.3	Circuit électronique des sondes de tension . . . . .	136
	<b>Bibliographie</b>	<b>139</b>



# Introduction

Depuis un certain temps, l’empreinte écologique de l’humanité sur la terre dépasse le seuil critique. Le secteur de l’énergie fait sans doute partie des domaines les plus concernés par un épuisement des ressources. Dans la mesure où, pendant les dernières décennies, ce problème a été reconnu, une utilisation et une distribution plus efficace de l’énergie sont devenues de plus en plus prioritaires. Cette thèse se focalise sur les transformateurs de puissance, en s’intéressant à des défauts spécifiques dans le noyau magnétique ainsi qu’aux pertes d’énergie entraînées par ceux-ci.

Les transformateurs de puissance sont parmi les machines électriques disposant des meilleurs rendements énergétiques. Un inventaire mené en 2004 dans l’union européenne a révélé que les 4,5 millions de transformateurs de distribution installés dans les 27 états membres ont un rendement effectif moyen de 98,38 % [TIT08]. Néanmoins, leur pertes annuelles cumulées atteignent encore 33,4 TWh, ce qui correspond à 1 % de la production brute d’électricité européenne en 2004 [Eur08]. Bien entendu, ce chiffre ne prend en compte qu’une partie des pertes, puisque les transformateurs de distribution ne constituent que la dernière étape entre le producteur et le consommateur. En effet, le transport d’énergie d’une grande centrale jusqu’au particulier fait intervenir au moins quatre transformateurs. L’amélioration du rendement constitue donc toujours un potentiel d’économies d’énergie important.

Les pertes totales dans un noyau de transformateur peuvent être séparées en plusieurs parties selon leur nature. Une partie importante correspond aux pertes par courants induits, sur lesquelles se penche ce travail. Comme l’acier magnétique est un milieu conducteur, la présence d’un champ magnétique variable induit des courants de Foucault. Ces courants causent des pertes par effet Joule qui diminuent le rendement du transformateur. Afin de limiter la circulation des courants de Foucault, on utilise des noyaux feuilletés, assemblés avec des tôles isolées les unes des autres. Lors de la production, les bandes de matériau magnétique sont recouvertes d’un revêtement isolant très fin, réduisant ainsi fortement les courants induits dans le noyau assemblé et les pertes associées.

Ce projet de recherche étudie les implications de courts-circuits situés entre les tôles et provoqués par des bavures de coupe. Il est évident que, en présence de courts-circuits, les avantages de la structure feuilletée peuvent être partiellement annulés. Si des dé-

fautes d'isolation permettent aux courants induits de circuler malgré tout entre plusieurs tôles, des pertes plus élevées en résultent. L'étude se concentre sur les défauts d'isolation sur le contour des tôles, tels que ceux provoqués par des bavures de coupe. Lors de la production d'un noyau, les bandes de matériau magnétique sont découpées avec des procédés mécaniques. En conséquence, la formation de bavures de découpe ne peut pas être complètement évitée. De nombreuses mesures sont prises par les fabricants dans le but de réduire la hauteur des bavures au minimum.

Un court-circuit interlaminaire peut contribuer plus ou moins aux pertes totales, en fonction de ses paramètres géométriques et électriques, des propriétés magnétiques locales, de son emplacement dans le noyau, des conditions d'excitation etc. Il est donc défini par une multitude de paramètres, en grande partie inconnus, étant donné l'aspect aléatoire inhérent aux bavures de coupe.

### **Objectifs de l'étude**

L'accent de cette étude est mis sur les défauts interlaminaires dus aux bavures de coupe. Dans un premier temps, l'objectif consiste à évaluer la fréquence de ces phénomènes et à étudier les perspectives pour leur détection. Compte tenu de la nature aléatoire des bavures de coupe, il convient d'évaluer les possibilités d'une approche statistique. Une méthode de détection par des mesures de capacité, capable d'estimer le nombre total de défauts dans un empilement, a été mise en œuvre.

L'étude est orientée ensuite vers la compréhension plus fondamentale du phénomène des courts-circuits interlaminaires. La plus grande partie des travaux est dédiée à la modélisation des courts-circuits. Différentes configurations de courts-circuits élémentaires ont été caractérisées de façon expérimentale, avec l'objectif d'éclairer les mécanismes fondamentaux qui déterminent les pertes et d'en permettre ainsi une estimation quantitative.

L'étude approfondie des courts-circuits peut être circonscrite avec les objectifs principaux suivants :

- L'analyse des conditions pour qu'un court-circuit interlaminaire provoque des pertes additionnelles
- L'identification de zones du noyau de transformateur particulièrement sensibles ou insensibles aux courts-circuits
- L'estimation du courant de court-circuit et des pertes par effet Joule correspondantes
- L'étude de l'influence des paramètres géométriques, électriques et des propriétés du matériau

---

## Plan du mémoire

Le premier chapitre introduit le contexte du travail. À cet endroit, il convient également d'introduire quelques notions importantes, qui sont utilisées de façon récurrente dans la suite du mémoire. En outre, la présence des zones où l'occurrence de courts-circuits est beaucoup plus pénalisante qu'ailleurs est étudiée. Pour clore ce chapitre, un état de l'art des travaux sur les courts-circuits interlaminaires est présenté.

Ayant établi le contexte de l'étude, le deuxième chapitre présente les résultats des essais sur des empilements de tôles. Ces essais mènent à une méthode de détection de défauts par des mesures de capacité. Couplée à une analyse statistique, cette méthode permet d'estimer le nombre de courts-circuits pénalisants dans un empilement.

Dans le but d'une étude plus fondamentale des courts-circuits interlaminaires, on a effectué une caractérisation expérimentale. Elle permet d'analyser l'influence des paramètres importants sur les pertes entraînées. Le troisième chapitre décrit d'abord de façon détaillée la procédure expérimentale. Ensuite, les résultats de la caractérisation sont présentés. Leur analyse permet de déduire des lois qui décrivent les grandeurs électriques du court-circuit, et ainsi d'estimer les pertes par effet Joule.

L'influence de certains paramètres géométriques ne peut pas être étudiée dans la caractérisation expérimentale, car la variation de ces derniers serait trop coûteuse ou trop chronophage. Pour compléter la partie expérimentale, un modèle numérique qui permet de simuler un court-circuit interlaminaire a donc été mis en place. Il est présenté au quatrième chapitre. Les résultats de simulation sont vérifiés par comparaison aux mesures.

Un complément au sujet de la détection de courts-circuits est apporté au cinquième chapitre. Il s'agit d'une étude de faisabilité concernant la détection par l'analyse du champ de fuite à l'extérieur du noyau.

## Support

Cette thèse entre dans le cadre du pôle MEDEE (maîtrise énergétique des entraînements électriques), et plus particulièrement dans l'opération 1 du programme MEDEE 8. Les travaux ont été réalisés au sein du laboratoire LSEE (Laboratoire systèmes électrotechniques et environnement) de l'Université d'Artois à Béthune, dans le cadre d'une convention CIFRE (conventions industrielles de formation par la recherche). Le financement est porté par l'entreprise ThyssenKrupp Electrical Steel (TKES), la région Nord-Pas-de-Calais, et le Fonds européen de développement régional (FEDER).



# 1 Contexte du travail

L'analyse des phénomènes liés aux courts-circuits interlaminaires nécessite d'abord de placer la tôle magnétique dans son contexte applicatif, qui est la fabrication des noyaux des grands transformateurs et des transformateurs de distribution. Ce chapitre précise tout d'abord le domaine d'étude, qui se concentre sur les tôles à grains orientés. Ensuite, il sera question des deux aspects de fabrication qui sont d'une importance majeure pour la formation des courts-circuits : l'isolation surfacique et la découpe des tôles.

Après avoir présenté le contexte applicatif, on procède à une première distinction théorique de différents types de défauts. Cette analyse préliminaire permet ensuite de traiter le problème particulier des courts-circuits situés dans les joints magnétiques. Pour clore ce chapitre, un état de l'art des travaux effectués sur les courts-circuits interlaminaires est présenté.

## 1.1 Domaine d'étude

La très grande majorité des transformateurs de puissance fonctionnant à 50 ou 60 Hz ont aujourd'hui des noyaux magnétiques en acier Fe-Si avec un taux de silicium de 3%. Les noyaux à base de rubans amorphes constituent une technologie alternative dont le potentiel technique a été identifié dès les années 70, mais qui jusqu'à ce jour n'est que très peu répandue [Mos02, SMM08]. Cette étude est menée sur les noyaux classiques en acier Fe-Si. Néanmoins, les résultats fondamentaux obtenus pour des empilements de tôles Fe-Si s'appliquent bien évidemment de la même façon pour des empilements de bandes amorphes. Il suffit d'adapter les paramètres géométriques, magnétiques et électriques.

Pour construire des noyaux performants, la tôle utilisée est de l'acier à grains orientés (GO). Cet acier Fe-Si est traité de façon à obtenir des propriétés optimales dans la direction de laminage, par la formation des grains de Goss [Boz51]. En conséquence, le matériau GO affiche une forte anisotropie dans ses propriétés magnétiques. Le noyau est assemblé de façon à bénéficier de l'anisotropie : avant l'assemblage, les tôles sont découpées en bandes allongées, en respectant la direction de laminage. Ces bandes sont ensuite empilées, formant ainsi les colonnes et les culasses du noyau, qui sont alors réunies par des joints magnétiques. Dans cette thèse, les études expérimentales ainsi que les simulations numériques sont bien évidemment menées sur l'acier GO, afin

d'être représentatives des transformateurs construits aujourd'hui.

Le caractère de ce travail est principalement expérimental. Ceci s'explique par le fait que la modélisation numérique d'un noyau magnétique feuilleté avec des dimensions réalistes est quasiment impossible. Le problème d'un court-circuit interlaminaire nécessite la modélisation en trois dimensions. Étant donné que l'empilement magnétique est décrit par une succession des différents milieux très fins, tels que les couches isolantes et les bandes d'acier, la discrétisation et la résolution du modèle sont délicates. Pour simuler un empilement entier, différentes méthodes d'homogénéisation ont été développées qui remplacent la structure feuilletée par un matériau équivalent [DDS91, BE01, GSD06]. Toutefois, le caractère local du problème de court-circuit interdit l'application d'une méthode d'homogénéisation. Dans le cadre de ce travail, l'utilisation de modèles numériques est donc restreint à des problèmes de très petite taille, n'incluant que quelques tôles.

## 1.2 Isolation des tôles magnétiques

### 1.2.1 Propriétés du revêtement

Les tôles d'acier GO utilisées pour la fabrication des noyaux de transformateur sont recouvertes des deux côtés d'une couche isolante. Il s'agit typiquement d'un revêtement composite : une couche additionnelle de verre phosphaté est appliquée au-dessus du silicate de magnésie qui se forme pendant le processus d'orientation des grains. Ce type de revêtement est capable de résister à la température de  $840^\circ$  qui est atteinte lors du recuit. Le tableau 1.1 présente la classification formelle des différents types de revêtement selon la norme ASTM A 976 [AFN03]. Cette classification est la plus répandue et équivalente à la norme IEC 60404-1-1 [CEI04]. Le revêtement composite des tôles GO est alors du type « C-5 sur C-2 ».

L'application du revêtement a un double objectif : premièrement, l'isolation électrique des tôles entre elles limite les courants de Foucault. Deuxièmement, le revêtement est utilisé pour imposer dans l'acier une contrainte de traction, obtenue lors du refroidissement. Cette contrainte de traction a un effet bénéfique sur les pertes et sur la magnétostriction du matériau [Bec00].

L'épaisseur du revêtement est de quelques micromètres, typiquement de 1 à  $3\mu\text{m}$  [SIZ05]. La performance exigée du revêtement est généralement définie dans les normes par un coefficient d'isolation surfacique  $C > 10\Omega \cdot \text{cm}^2$  [Thy07, CEN01]. L'épaisseur du revêtement est une grandeur critique, car dans un empilement, une augmentation de l'épaisseur signifie une diminution du facteur de foisonnement. Ce facteur est défini comme le rapport de la section métallique à la section totale [Bec02]. Un facteur de

C-0	Oxyde naturel qui se forme sur la surface de l'acier sans utilisation d'une procédure spécifique.
C-2	Revêtement minéral composé principalement du silicate de magnésie.
C-3	Revêtement organique. Ne supporte pas le recuit.
C-4	Revêtement obtenu par phosphatage ou traitement similaire de la surface de l'acier. Supporte le recuit.
C-5	Revêtement minéral contenant des additifs céramiques ou similaires pour améliorer l'isolation. Supporte le recuit dans une atmosphère neutre.

**TABLEAU 1.1** : Abrégé de la classification des revêtements pour aciers électriques selon la norme ASTM A 976 [AFN03].

foisonnement réduit correspond donc à la nécessité d'augmenter la section totale du noyau, et donc également la longueur de chaque spire des bobines, pour obtenir la même section métallique offerte au flux. Dans la mesure où on constate une tendance à l'utilisation de tôles de plus en plus fines, il est de plus en plus important d'avoir des revêtements fins. L'épaisseur de la tôle utilisée est typiquement dans la gamme de 0,18 mm jusqu'à 0,30 mm [ABB04] ; pour un empilement de tôles de 0,18 mm d'épaisseur, une épaisseur du revêtement de 3  $\mu$ m sur chaque face n'est donc pas négligeable, car l'isolant représente 3,3 % de la section.

La dureté d'un revêtement en verre phosphaté est supérieure à celle de l'acier, car il s'agit d'une couche céramique. Ceci signifie qu'une bavure de coupe, qui sera appuyée sur la couche isolante d'une autre tôle, a donc de fortes chances d'être écrasée et de ne pas provoquer de contact. Cependant, la dureté de la couche la rend cassante ; de plus, son adhésion à la tôle n'est pas toujours parfaite. Des défauts d'isolement sont donc susceptibles d'apparaître principalement aux endroits où l'isolement est abîmé suite à une déformation mécanique, donc sur les bords des colonnes et culasses.

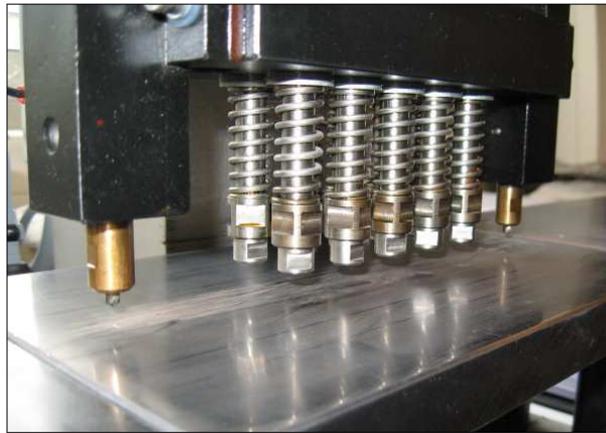
### 1.2.2 Procédures d'évaluation de la qualité d'isolation

De nombreuses procédures de mesure ont été conçues pour obtenir des informations sur la qualité de l'isolation interlaminaire. Quelques-unes de ces procédures ont été standardisées et sont utilisées habituellement par les fabricants d'acier magnétique, lors du contrôle de qualité [Bec00]. Les trois tests importants sont cités ci-après :

**Le test British Standard.** Cette procédure est décrite par la norme BS 6404, Part 20 (1996). Un échantillon de tôle est inséré entre deux touches de contact rondes,

de surface  $645 \text{ mm}^2$ . Celles-ci sont compressées avec une force de  $450 \text{ N}$ . Dans cette procédure comme dans les autres présentées, la surface de l'échantillon est supérieure à celle des touches de contact ; l'influence des bavures n'est donc pas prise en compte. Le courant mesuré pour une tension alternative de  $250 \text{ mV}$  est indicateur de la qualité d'isolation [BSI96]. Évidemment, la procédure doit être répétée sur un nombre d'échantillons statistiquement significatif, afin d'obtenir un résultat pertinent.

**Le test de FRANKLIN.** Contrairement au test British Standard, le test de FRANKLIN utilise dix touches de contact, appuyées sur un seul côté de l'échantillon. La pression d'appui est de  $129 \text{ N}$  et la surface de contact est de  $64,5 \text{ mm}^2$  pour chaque touche. Afin de pouvoir tester chaque côté de l'échantillon individuellement, la tôle est mise en contact par un foret qui assure le chemin de retour du courant. Deux modes de test sont spécifiés. Le mode A utilise une tension continue stabilisée de  $0,5 \text{ V}$  ; ici chaque touche est connectée en série avec une résistance de  $5 \Omega$  et le courant total est mesuré. En mode B, les touches de contact sont alimentées directement avec une tension de  $0,25 \text{ V}$  et le courant est mesuré individuellement pour chaque touche. La figure 1.1 présente un détail d'un appareil commercialisé, montrant les touches de contact et les forets. Le test de FRANKLIN fait l'objet de la norme européenne EN 10282 (2001) [CEN01].



**FIGURE 1.1 :** *Détail d'un appareil de test FRANKLIN commercialisé.*

**Le test de SCHMIDT.** Ce test a été conçu avec l'intention de mieux représenter la situation réelle dans un empilement : dans un noyau de transformateur, on a toujours affaire à deux surfaces isolées, qui sont appuyées l'une contre l'autre. Le test de SCHMIDT consiste alors à empiler deux échantillons de tôle, et à appuyer

ponctuellement sur cet empilement, avec un piston d'une section de  $645 \text{ mm}^2$ . Afin d'exclure toute influence de bavures, un cadre en carton est inséré entre les tôles, les isolant au niveau des bords. Pour la mesure, les deux tôles sont connectées avec des pinces à une source de tension alternative de 100 mV. Une analyse du courant permet alors d'estimer la qualité de l'isolation. Le test de SCHMIDT n'est pas l'objet d'un standard international ; il a été décrit en plusieurs occasions par BECKLEY [Bec02].

Parmi ces trois procédures, il y en a deux où la mesure est effectuée sur un montage de deux surfaces en série : le test British Standard et le test de SCHMIDT. Ces deux procédures donnent donc des chiffres d'isolation beaucoup plus élevés que ceux relevés avec le test de FRANKLIN, où une seule surface est testée. Le test de SCHMIDT cependant est le seul où deux surfaces isolées sont appuyées l'une contre l'autre. Ce test donne par conséquent les chiffres d'isolation les plus élevés : la probabilité statistique que deux zones défectueuses soient alignées est très faible. En fonction de la sensibilité différente des procédures, les domaines d'application varient. Le test de FRANKLIN, étant le plus rigoureux, est bien approprié pour les besoins du contrôle de qualité lors de la fabrication [MPKLCB94]. Le test de SCHMIDT s'impose plutôt pour acquérir une notion de la performance réelle d'un revêtement.

Toutes les procédures présentées utilisent des tensions de test stabilisées, comprises entre 100 mV et 500 mV. Bien évidemment, la tension de test devrait reproduire le mieux possible la force électromotrice (f. e. m.) interlaminaire dans un empilement réel. La f. e. m. interlaminaire est effectivement une grandeur constante, qui dépend de l'induction atteinte dans le noyau ; le choix d'une tension stabilisée est donc justifié. L'ordre de grandeur de la f. e. m. est largement inférieur à 1 V : pour des noyaux très larges sa valeur maximale est typiquement estimée à 100 mV [Bec00]. Si l'on considère qu'entre deux tôles, il y a deux couches isolantes d'une épaisseur d'au moins  $1 \mu\text{m}$  chacune, l'intensité du champ électrique résultant est alors de 50 V/mm. Cette valeur est largement inférieure à la rigidité diélectrique de l'air, qui est de l'ordre de 3 kV/mm. Le problème de claquage n'est donc pas la cause principale de défauts dans le noyau.

### 1.2.3 Contrôle de l'adhérence du revêtement

Une bonne adhérence du revêtement sur la tôle est tout aussi importante que ses propriétés isolantes. De nombreuses procédures ont été conçues pour vérifier l'adhérence ; le principe de la plupart d'entre elles consiste à plier des échantillons avec un rayon bien défini et à effectuer ensuite un contrôle visuel du revêtement. Le contrôle d'adhérence ne fait pas l'objet d'un standard courant dans l'industrie ; les fabricants d'acier magnétique utilisent donc des procédures différentes.

La figure 1.2 montre un échantillon utilisé pour le test d'adhérence comme il est effectué chez le fabricant ThyssenKrupp Electrical Steel. Ici, la qualité de l'adhérence est jugée sur une échelle allant de 1 à 6 en comparant avec des échantillons de référence. Par exemple, sur l'échantillon présenté, on reconnaît des *lignes de maclage* qui indiquent un décollement de l'isolement suite à la déformation des cristaux. Le test visuel de comparaison donne pour cet échantillon une qualité de 4, ce qui correspond à une qualité d'adhérence plutôt mauvaise. Ce test est effectué sur toutes les bobines de tôles et il permet le suivi de l'homogénéité de la production.



FIGURE 1.2 : Échantillon utilisé pour le contrôle d'adhérence.

## 1.3 Découpe des tôles magnétiques

### 1.3.1 Procédures de découpe

Le deuxième aspect de la fabrication qui revêt une importance primordiale pour la naissance de courts-circuits est la découpe des tôles magnétiques. Étant donné que les tôles servent à canaliser le flux magnétique et que le matériau est fortement anisotrope, il faut les orienter dans le circuit de sorte qu'elles affichent les meilleurs propriétés. Ceci est assuré lorsque la direction de laminage des tôles coïncide avec la direction de l'induction. En respectant cette condition, les tôles sont découpées suivant les dimensions des empilements formant les colonnes et les culasses du circuit.

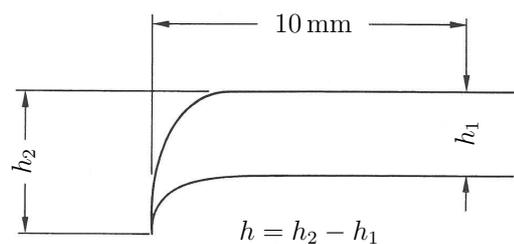
La découpe est généralement effectuée en deux étapes : la première consiste à dé-

couper les bobines d'origine, dont la largeur est d'environ 1 m, en plusieurs bobines de la largeur souhaitée. Cette opération s'appelle le refendage. Il est effectué soit par le fabricant d'acier, soit par le fabricant de transformateurs. Lors d'un deuxième processus, la bobine refendue est découpée à la cisaille en tôles de la bonne longueur chez le fabricant de transformateurs. Du point de vue des outils, ces deux processus de découpe sont très différents : le refendage est effectué avec une lame circulaire, tandis que la découpe en longueur est typiquement faite avec des cisailles possédant des lames droites.

### 1.3.2 Effets d'une découpe mécanique

Lorsqu'une tôle magnétique est découpée par des moyens mécaniques, différents effets apparaissent sur le bord de coupe et à proximité du bord. Les deux phénomènes importants pour les courts-circuits interlaminaires sont premièrement, la formation d'une bavure et deuxièmement, un endommagement local du revêtement. Pour compléter, il convient de citer un troisième phénomène qui, cependant, n'influence pas les courts-circuits : l'introduction locale de contraintes résiduelles. Les trois effets sont discutés dans ce qui suit.

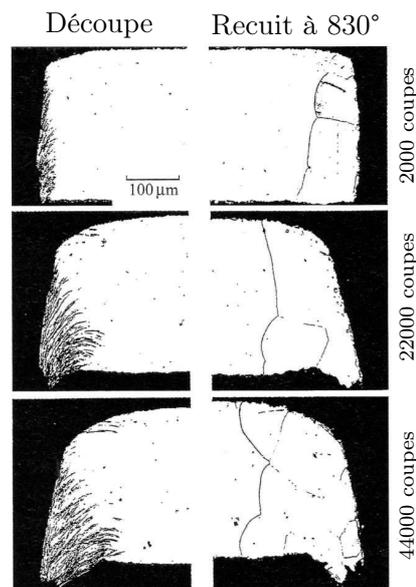
**La formation de la bavure.** Dans le domaine des tôles magnétiques, la hauteur d'une bavure de coupe est définie par la norme européenne EN 10107 [CEN05] comme illustré à la fig. 1.3 issue de cette norme. Il s'agit donc de la différence des épaisseurs mesurées respectivement sur le bord de la rive cisailée de la tôle et à une distance de 10 mm de ce bord. La hauteur de bavure dépend principalement de l'usure de l'outil, c'est-à-dire du rayon de courbure des lames. Dans des processus de cisailage ou poinçonnage, la bavure est en outre proportionnelle au jeu entre les lames [Ism07].



**FIGURE 1.3 :** Définition de la hauteur de bavure [CEN05].

La figure 1.4 tirée de l'ouvrage de BECKLEY [Bec02] montre des sections des rives cisailées en fonction de l'usage de l'outil, respectivement avant et après un

recuit de quelques minutes à 830°. Les lignes qui apparaissent après le recuit correspondent à des joints de grains délimitant la zone recristallisée. Cependant, le recuit n'influence pas la géométrie de la bavure. L'influence de l'usure de l'outil sur la hauteur de la bavure est bien visible. Les photos montrent une très faible bavure après 2000 coupes, et des bavures de plus en plus importantes à mesure que le nombre de coupes avec la même lame augmente.



**FIGURE 1.4 :** Influence de l'usage de l'outil sur la bavure [Bec02].

Cette géométrie est généralement irrégulière, puisque sa formation comprend des processus de nature chaotique comme la propagation de fissures. En conséquence, la hauteur de la bavure varie le long du bord. Cependant, une expression statistique de la hauteur peut être trouvée en faisant des mesures multiples à des endroits différents d'un bord. La procédure de mesure pour déterminer la hauteur de bavure est standardisée dans la norme EN 10251, qui prévoit 20 mesures sur une longueur d'un mètre [CEN97]. La hauteur de bavure maximale admissible est fixée par la norme EN 10107 à 25  $\mu\text{m}$ , celle-ci est la valeur maximale garantie par les fournisseurs d'acier.

**La détérioration locale du revêtement.** La découpe mécanique abîme la couche isolante près du bord de la tôle. Sous le microscope, on peut constater une zone

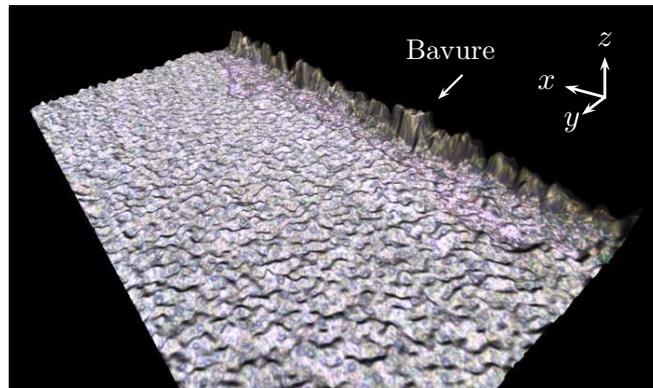
d'une largeur de quelques dizaines de micromètres, dénudée de son revêtement minéral. La section 1.3.3 donne des observations détaillées en forme de microscopies. Bien évidemment, les bords de la tôle constituent la zone la plus sensible aux défauts provoqués par des bavures. La découpe affecte donc le revêtement là où son intégrité est la plus sollicitée. Dans un empilement, la probabilité d'un contact électrique sur les bords résulte alors de deux facteurs : la présence d'une bavure sur une tôle et l'absence du revêtement, au même endroit, sur la tôle inférieure. La simultanéité de ces deux facteurs a un caractère fortement aléatoire.

**L'introduction de contraintes résiduelles locales.** Les propriétés mécaniques et magnétiques des tôles sont couplées [Boz51]. Le couplage magnéto-mécanique dans le sens direct aboutit au phénomène de *magnétostriction* : l'acier se déforme en fonction de son état magnétique. Dans le sens inverse, on parle de *l'effet magnétoélastique inverse*, c'est donc l'influence de l'état mécanique sur le comportement magnétique du matériau. La découpe introduit des contraintes mécaniques résiduelles au voisinage du bord de coupe ; par l'effet magnétoélastique inverse, ces contraintes mènent à une dégradation des propriétés magnétiques dans cette zone [MDLS00]. On y constate notamment une chute de la perméabilité relative [Ism07]. La dégradation est réversible par annulation des contraintes internes : après un recuit de détente, on retrouve le comportement magnétique optimum des tôles. Pour la largeur de la zone affectée, on trouve des estimations divergentes allant d'une valeur comparable à l'épaisseur de la tôle [Oss00] jusqu'à 10 mm [NNK92]. L'effet est négligeable pour des noyaux larges. Ainsi, les fabricants de grands transformateurs ne recuisent pas les tôles après la découpe.

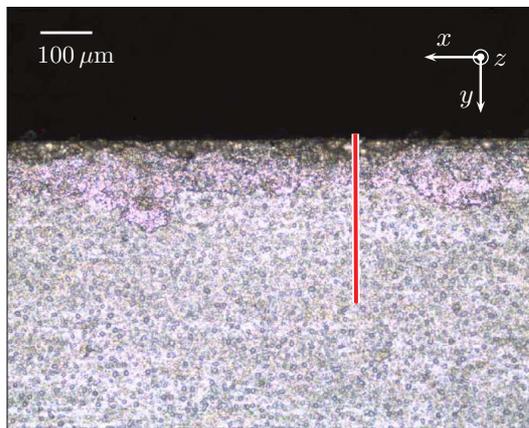
### 1.3.3 Microscopies 3D des bavures de découpe

Afin d'examiner un bord de coupe typique, des microscopies en 3D ont été effectuées sur des tôles magnétiques. La technique 3D permet d'obtenir, outre l'image optique de la surface, son profil en hauteur. Il est ainsi possible de mesurer directement la hauteur d'une bavure. Les microscopies ont été prises sur les bords d'une bande d'acier refendue de 10 cm largeur, avec un microscope du fabricant Alicona InfiniteFocus. Les figures 1.5 et 1.6 présentent les résultats, respectivement pour la face inférieure et la face supérieure de la tôle.

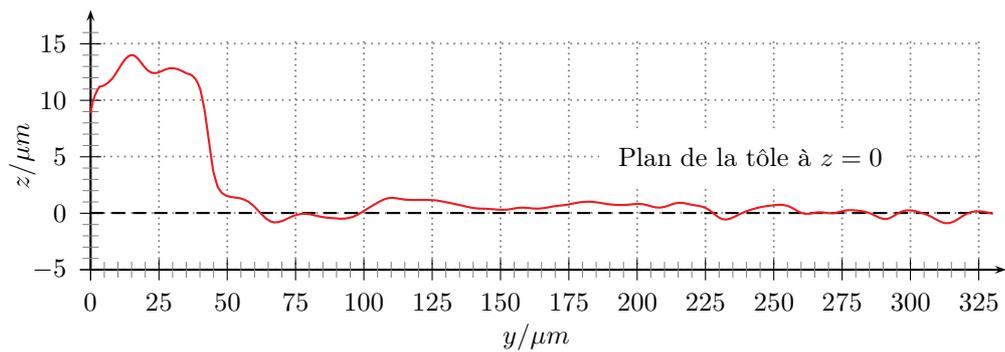
La figure 1.5a présente un aperçu 3D de la face supérieure de la tôle, affichant la bavure. L'échelle suivant l'axe  $z$  a été dilatée d'un facteur 4, afin de mieux voir la bavure et la texture de la surface. Dans cet aperçu, l'aspect irrégulier de la bavure devient bien apparent. L'image optique correspondante en 2D est présentée à la fig. 1.5b. Un plan de coupe a été tracé à l'endroit où la hauteur de bavure est maximale, la variation de la hauteur sur ce plan est donnée à la fig. 1.5c. La valeur maximale de la hauteur



(a) Aperçu 3D. Échelle en direction  $z$  dilatée d'un facteur 4.

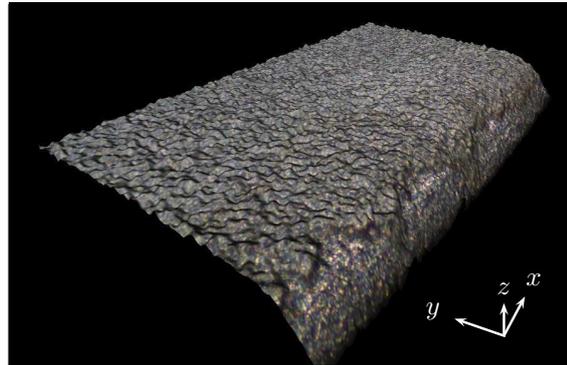


(b) Aperçu 2D. Plan de coupe marqué.

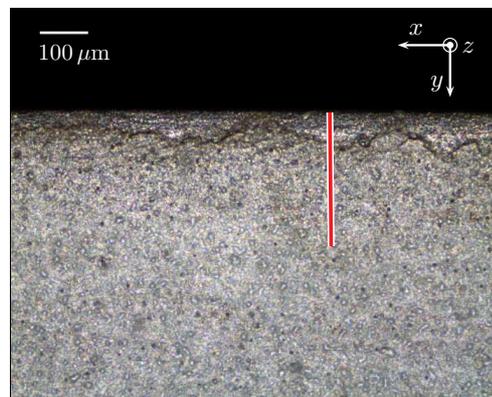


(c) Variation de la hauteur sur la coupe.

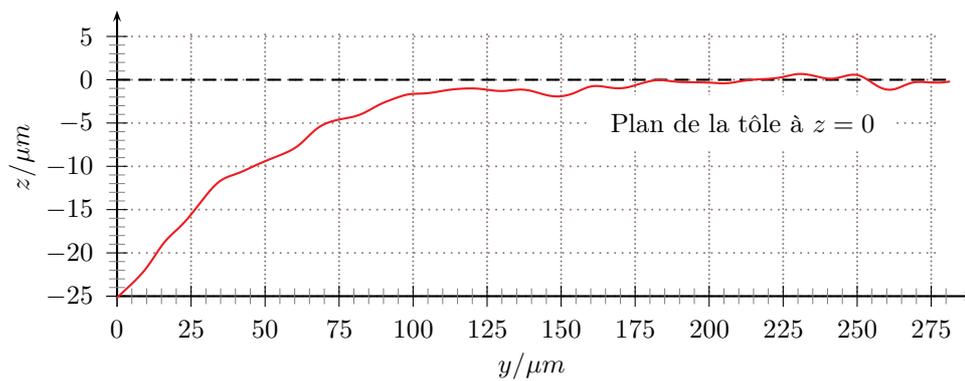
**FIGURE 1.5 :** Microscopie 3D du bord de coupe, face inférieure de la tôle.



(a) Aperçu 3D. Échelle en direction  $z$  dilatée d'un facteur 4.



(b) Aperçu 2D. Plan de coupe marqué.



(c) Variation de la hauteur sur la coupe.

FIGURE 1.6 : Microscopie 3D du bord de coupe, face supérieure de la tôle.

de bavure est de  $14\ \mu\text{m}$ , ce qui est largement inférieur à la limite de  $25\ \mu\text{m}$  admissible selon la norme. En regardant les échelles différentes des axes  $y$  et  $z$  du tracé, on peut constater que la bavure n'a pas un profil pointu mais plutôt plat et large. Ce profil plat résulte de l'opération d'écrasement effectuée lors du refendage.

La microscopie de la face supérieure est présentée à la fig. 1.6. Ici on constate une rive de nature lisse avec un grand rayon de courbure, souvent désignée comme une *bavure négative*. Il est évident qu'il convient d'empiler les tôles toujours dans le même sens, de sorte que la bavure positive d'une tôle soit accueillie par la bavure négative de la tôle voisine. L'aperçu en 2D fig. 1.6b montre bien l'endommagement du revêtement : à plusieurs dizaines de micromètres du bord, on peut distinguer une bordure irrégulière où la couche céramique s'est écaillée. Si la bavure de la tôle voisine est assez haute pour toucher la zone dénudée, il y a le risque d'un contact électrique.

## 1.4 Distinction théorique des défauts

Un défaut d'isolement entre deux tôles d'un noyau magnétique peut être ou pénalisant ou parfaitement inoffensif. Si sa présence n'entraîne pas de courants de Foucault additionnels, il n'a pas d'impact sur les performances du transformateur. Cette section expose alors les configurations fondamentales, qui correspondent à des défauts pénalisants ou inoffensifs. À cet endroit, il convient également de définir les notions de *défaut* et de *court-circuit* ainsi qu'elles seront utilisées dans ce mémoire.

La distinction entre défauts pénalisants et inoffensifs est illustrée à l'aide de la figure 1.7. Cette figure montre de façon schématisée un empilement de quatre tôles dans un noyau magnétique. L'empilement est dessiné en coupe transversale, la direction de la vue étant dans la direction de l'induction. Sur le dessin sont indiqués plusieurs défauts d'isolement sur les bords. Dans l'empilement, deux paires de tôles différentes sont alors en contact électrique à cause de défauts. Cependant, c'est seulement dans les deux tôles du bas que les défauts entraînent des courants de Foucault additionnels.

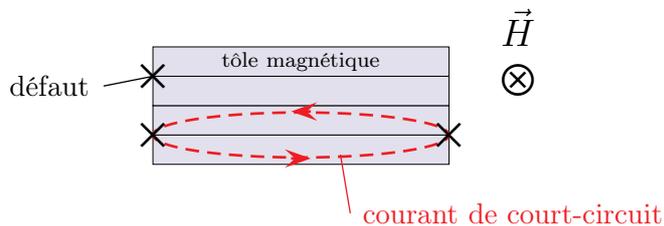


FIGURE 1.7 : Distinction entre défauts inoffensifs et pénalisants.

Le circuit électrique formé par les deux défauts permet aux courants induits de former une boucle d'une plus grande section, ce qui cause des pertes supplémentaires. La distinction entre un défaut pénalisant et un défaut inoffensif est donc déterminée par le contexte de son emplacement. Évidemment, un seul défaut entre deux tôles ne peut jamais constituer un défaut pénalisant, car il ne crée pas un circuit électrique fermé. Dans une structure feuilletée il faut donc toujours au moins deux défauts entre les mêmes tôles pour générer un court-circuit. Les conséquences d'un tel court-circuit sur les pertes du noyau dépendent de nombreux paramètres : les résistances de contact des défauts, la résistivité électrique de l'acier, la distribution du flux dans l'acier et le positionnement spatial qui définit la longueur du circuit et la section du flux embrassée.

Les notions de *défait* et de *court-circuit* seront alors définies suivant leur relation hiérarchique : un court-circuit entre deux tôles est formé par deux défauts d'isolement.

**Défaut d'isolement.** Un défaut d'isolement établit un contact électrique entre deux tôles. Dans un modèle simplifié, ce contact est défini par sa section  $S_{ct}$  et sa résistance  $R_{ct}$ . Par rapport aux dimensions d'une tôle, le défaut est considéré comme ponctuel.

**Court-circuit.** Un court-circuit est formé par deux défauts d'isolation qui, ensemble, créent un circuit électrique fermé. Si le circuit électrique embrasse un flux magnétique variable  $\Phi \neq 0$ , le court-circuit est *pénalisant* pour les performances du noyau, sinon il est *inoffensif*.

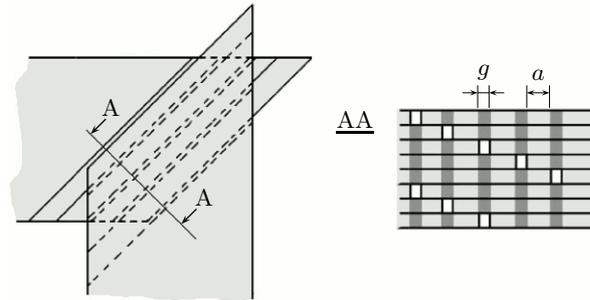
## 1.5 Courts-circuits dans les joints magnétiques

La définition d'un court-circuit pénalisant permet de procéder à une analyse d'un joint magnétique. L'analyse révèle que les joints du noyau constituent une zone où le problème de courts-circuits est négligeable. Ceci résulte principalement de la technique de chevauchement *step-lap*, qui est le plus couramment utilisée pour confectionner les joints magnétiques. Le raisonnement nécessite donc d'abord de regarder la technique de chevauchement.

### 1.5.1 Le chevauchement *step-lap* des joints magnétiques

La figure 1.8, reproduite de l'article de ILO et al. [IPN00], présente le schéma d'un joint magnétique où les tôles sont chevauchées avec la technique *step-lap*. Cette technique est caractérisée par l'arrangement des entrefers dans un groupe de tôles selon un schéma régulier, qui est répété de façon périodique sur toute l'épaisseur du noyau. Le groupe de tôles comprend un nombre de pas, où chaque pas correspond à une position

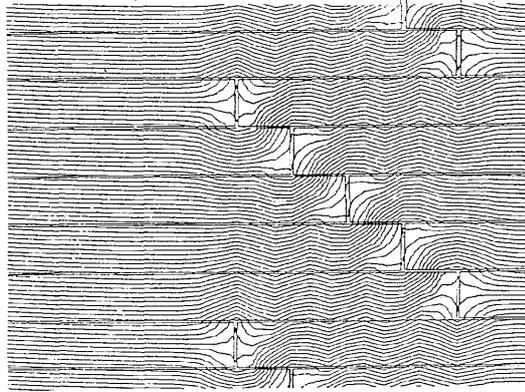
différente de l'entrefer. Dans la fig. 1.8, le nombre de pas est égal à 5. Dans des transformateurs de puissance modernes, on trouve typiquement des arrangements *step-lap* à 6 pas [MG00]. Les avantages du chevauchement *step-lap* par rapport à un chevauchement simple sont une réduction des pertes, du bruit et du courant d'excitation [MG00]. Des études de PFÜTZNER et al. précisent que l'avantage principal consiste bien plus en une sensibilité réduite aux imprécisions de l'assemblage, et non pas en des pertes *a priori* diminuées. Comme l'assemblage n'est, dans la pratique, jamais parfaitement régulier, on constate dans des noyaux réels des pertes effectivement réduites [PBB<sup>+</sup>94].



**FIGURE 1.8 :** Schéma d'un chevauchement *step-lap* [IPN00].

Quelques paramètres importants du chevauchement sont, outre le nombre de pas, la longueur de l'entrefer  $g$  et la longueur de recouvrement  $a$ . Bien que le premier brevet décrivant un joint *step-lap* date de 1964 et que ce mode de chevauchement s'est répandu depuis le début des années 1980, des études expérimentales et théoriques ont été menées jusqu'au début des années 2000 afin de comprendre l'influence exacte des paramètres géométriques et magnétiques sur les performances du noyau [DeL64, NTK82, MG00]. Pour analyser les courts-circuits dans les joints magnétiques il convient de se concentrer sur la distribution du flux dans le joint *step-lap*.

La figure 1.9 montre des lignes de flux dans un joint *step-lap*, elle est issue d'un article de NAKATA et al. [NTK82]. Il s'agit du résultat d'une étude numérique en 2D utilisant la méthode des éléments finis. Le plan de coupe est identique à celui indiqué dans la fig. 1.8. La longueur de l'entrefer dans ce modèle est de  $g = 1$  mm, ce qui est une valeur réaliste. Les imprécisions de l'assemblage nécessitent de prévoir un certain entrefer ; rappelons aussi que les effets de la découpe détériorent les propriétés locales du matériau. Ainsi, même un assemblage parfait n'éliminera pas les effets d'entrefer. Manifestement, le flux esquive en grande partie les entrefers, en tournant autour par les tôles situées dans les couches adjacentes. Selon la figure 1.9, on peut donc s'attendre à mesurer des densités de flux très faibles dans les entrefers, même sous une forte induction moyenne.

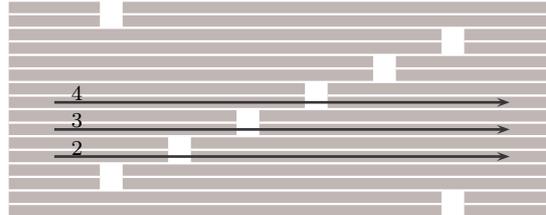


**FIGURE 1.9 :** Lignes de flux dans un joint *step-lap* [NTK82]. Induction globale  $\hat{B} = 1,7\text{ T}$ .

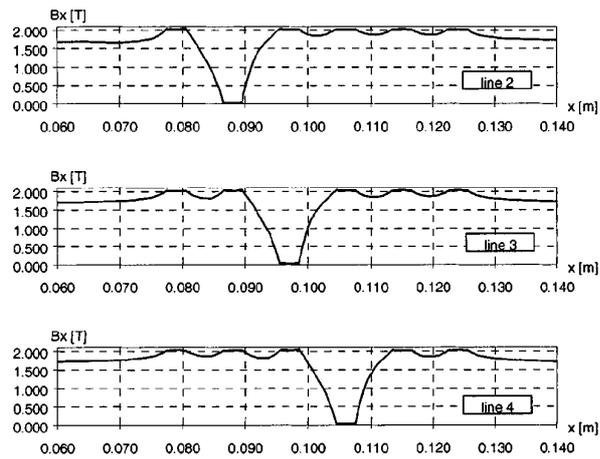
Ceci est confirmé par MECHLER et al. dans une étude numérique récente, en utilisant la méthode des différences finies [MG00]. Le modèle utilisé en cette occurrence est représenté à la fig. 1.10a. Il s'agit ici d'un joint *step-lap* avec deux tôles par pas, ce qui est typique pour la plupart des joints réalisés. Pour une induction globale de 1,7 T, le flux évite presque complètement les entrefers dans lesquels  $\hat{B}$  vaut 0,04 T. Les tracés de l'induction sont donnés à la fig. 1.10b. MECHLER et al. démontrent que le fait que l'induction soit presque nulle dans l'entrefer n'est ni susceptible aux variations des paramètres  $g$  et  $a$ , ni au nombre de tôles par pas, ni à la qualité de l'acier.

### 1.5.2 Conséquences du *step-lap* sur les courts-circuits

Dans un joint *step-lap*, l'induction dans l'entrefer est négligeable. En arrivant au voisinage d'un entrefer, la quasi-totalité du flux se répartit dans des tôles voisines. Ceci est une première conséquence importante, car grâce au chevauchement une partie des courts-circuits possibles ne sont pas pénalisants. Ce fait est illustré à la fig. 1.11, qui présente différents exemples. Sur ces croquis, les hachures indiquent les zones où le flux dans le plan de la tôle est important. Par exemple pour les croquis (a) et (b) le flux embrassé par la boucle formée est quasiment nul, ce qui n'est pas le cas pour les croquis (c) et (d). Le cas (c) est particulier, puisqu'il fait intervenir une bavure latérale hors du joint proprement dit. Il convient de noter en outre que, dans les configurations pénalisantes qui sont présentées, le chemin électrique n'embrasse pas la totalité du flux mais juste une partie. Les pertes provoquées sont donc plus faibles, comparées aux pertes maximales d'un court-circuit sur toute la largeur de la tôle comme celui présenté à la fig. 1.7.

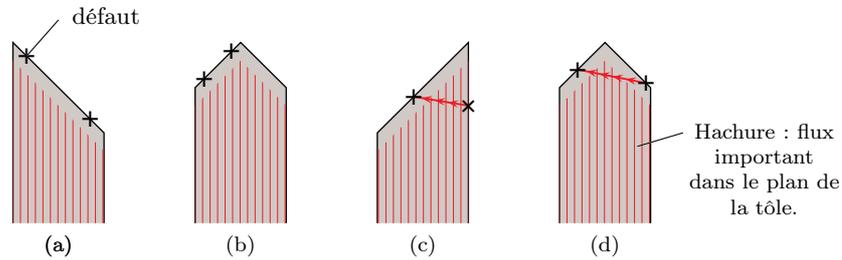


(a) Schéma pour l'identification des lignes de tracé dans un joint *step-lap* (échelle non respectée).



(b) Induction dans les tôles pour une induction globale  $\hat{B} = 1,7$  T.

FIGURE 1.10 : Répartition du flux magnétique dans un joint *step-lap* [MG00].



**FIGURE 1.11 :** Courts-circuits dans les joints *step-lap*. Configurations inoffensives (a), (b); configurations pénalisantes (c), (d).

Un dernier aspect du chevauchement très bénéfique sur le plan des courts-circuits interlaminaires est le nombre très petit des tôles par pas. Rappelons que la dureté du revêtement est supérieure à celle de l'acier. Ainsi, si une bavure touche une surface isolée, elle est plutôt écrasée et risque donc peu de causer un contact. Suivant cette argumentation, un chevauchement avec une seule tôle par pas, comme montré fig. 1.9, éliminerait quasiment tous les courts-circuits, car les bords dans le joint ne seraient jamais alignés. Pour le cas commun de deux tôles par pas, cf. fig. 1.10a, la probabilité de courts-circuits dans le joint serait toutefois réduite de moitié.

En résumé, on constate que les effets des courts-circuits dans les joints magnétiques sont négligeables, et ce pour trois raisons : premièrement, une partie des configurations possibles n'est pas pénalisante grâce à l'induction quasi nulle dans les entrefers. Deuxièmement, les courts-circuits pénalisants qui restent n'embrassent généralement qu'une partie du flux qui est présent sur la largeur des tôles. Troisièmement, l'apparition de courts-circuits dans les joints magnétiques est beaucoup moins probable que sur les côtés latéraux des empilements. En conséquence, l'étude peut alors se focaliser sur les côtés longs de colonnes et culasses.

## 1.6 État de l'art

Cette section passe en revue les travaux concernant les courts-circuits interlaminaires. Le nombre de publications abordant la problématique des courts-circuits dans les noyaux des transformateurs est faible. Des études fondamentales ont été menées par MOSES, AIMONIOTIS, LOISOS et BECKLEY. Celles-ci sont exposées de façon détaillée. Cependant, un nombre plus important d'études existe sur les effets de bavures dans le circuit magnétique de machines tournantes. Il convient d'en exploiter quelques-unes, car la problématique dans une machine tournante est, pour certains aspects, comparable à celle dans un transformateur.

### 1.6.1 Courts-circuits provoqués par bavures dans les transformateurs

Après avoir noté que peu d'attention a été portée au rôle des bavures dans les pertes globales d'un noyau, MOSES et AIMONIOTIS leur dédient une étude expérimentale, effectuée sur un noyau de transformateur modèle [MA89]. Les auteurs soulignent que les études expérimentales de ce genre sont généralement délicates, puisqu'il est difficile de séparer les effets des bavures de tous les autres facteurs qui influencent les pertes et le courant magnétisant. En l'occurrence, des bavures artificielles sont introduites dans le noyau modèle. Les pertes locales sont mesurées pour des emplacements de bavures différents, à l'aide de thermistances placées dans l'espace interlaminaire. La figure 1.12, issue de cette étude, montre comment les bavures artificielles sont introduites. Des baguettes soit en acier soit isolantes sont introduites dans des trous fins percés près des bords, connectant ainsi un nombre variable de tôles.

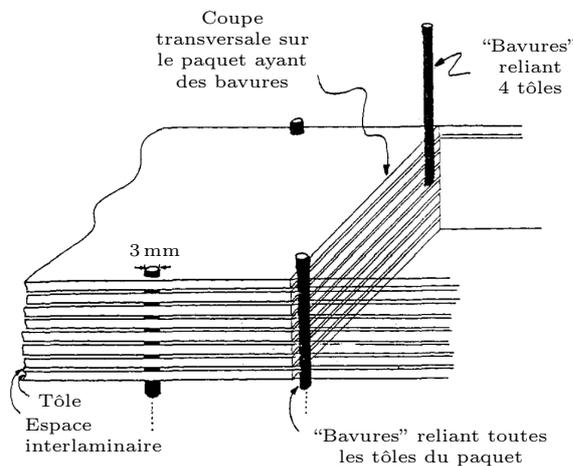


FIGURE 1.12 : Méthode d'introduction de bavures artificielles [MA89].

Les mesures avec les thermistances montrent que la distribution des pertes est très hétérogène sur la largeur du noyau. En effet, les bavures augmentent fortement la température et donc les pertes locales dans les régions situées entre les bavures ou proches de celles-ci. Lorsque deux baguettes en acier sont introduites de chaque côté du noyau sur toute l'épaisseur, les pertes locales près des bords atteignent presque 50 fois la valeur d'origine. En conséquence, les pertes globales elles aussi augmentent considérablement. Elles s'accroissent rapidement avec le nombre de tôles court-circuitées. On observe un effet local, même lorsque seulement deux tôles sont court-circuitées. MOSES et AIMONIOTIS notent finalement que si ceci arrivait de façon arbitraire dans un noyau, l'ensemble des petits courts-circuits pourrait facilement causer une augmentation des

pertes de quelques pour cent.

Les mêmes auteurs effectuent une étude numérique en 2D, basée sur la méthode des éléments finis [AM93]. Ce travail modélise un noyau dans une coupe transversale, perpendiculaire au vecteur induction. Vu que le modèle est bidimensionnel, les bavures ne sont donc pas ponctuelles comme dans l'étude expérimentale, mais linéiques sur toute la longueur du bord des tôles. La distribution de la densité de courant  $\vec{J}$  est exploitée pour des bavures sur différents nombres de tôles. Une partie des résultats est donnée à la figure 1.13, montrant les lignes équivalents de la densité de courant induit. Malgré le modèle bidimensionnel, l'étude numérique confirme les points principaux de l'étude expérimentale. En présence de bavures, des courants de Foucault forts sont induits. Les pertes du noyau augmentent de façon exponentielle avec le nombre de tôles court-circuitées. Des bavures sur un côté seulement n'ont pas de conséquence sur les pertes.

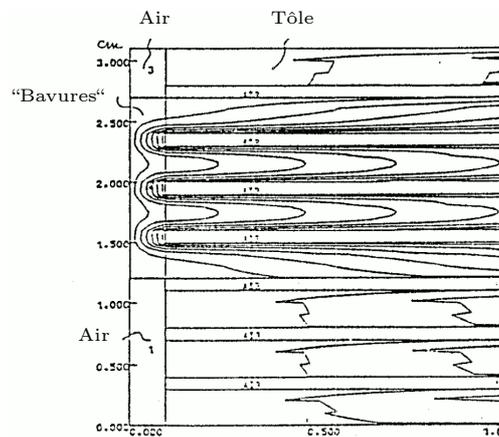


FIGURE 1.13 : Modèle 2D d'un empilement avec bavures [AM93].

Une étude analytique des effets de courts-circuits interlaminaires dans un noyau en forme de toroïde à été présentée par GARCIA et al. [GAB<sup>+</sup>07]. Un algorithme est proposé, permettant de calculer les effets de tôles court-circuitées sur les cycles d'hystérésis. L'algorithme utilise le modèle inverse de JILES-ATHERTON ( $JA^{-1}$ ) pour la modélisation de l'hystérésis magnétique ainsi que des modèles des pertes fer dynamiques.

### 1.6.2 Extension aux travaux menés sur les machines tournantes

La problématique des courts-circuits interlaminaires se manifeste aussi dans le circuit statorique des machines tournantes. Comme un noyau de transformateur, ce circuit magnétique est assemblé de tôles très minces, afin de limiter le développement des cou-

rants de Foucault. Pour exploiter les études menées sur les courts-circuits statoriques, il convient d'abord de discuter les différences particulières par rapport au circuit magnétique d'un transformateur.

### Comparaison des domaines

Une différence importante entre les deux applications de circuits magnétiques consiste dans l'orientation du flux. Dans la construction des noyaux de transformateur de forte puissance, il est facile de faire coïncider la direction de laminage des tôles avec la direction de l'induction ; les sollicitations magnétiques sont essentiellement unidirectionnelles. Ceci n'est pas le cas dans le circuit magnétique d'une machine tournante, qui exige des bonnes propriétés magnétiques dans toutes les directions. Dans les machines tournantes, on utilise donc généralement de l'acier magnétique non orienté (NO), qui n'affiche que peu d'anisotropie. Les très grands alternateurs constituent une exception : leur noyau magnétique circulaire est divisé en plusieurs secteurs en acier GO, dont chacun est orienté de façon qu'il affiche les meilleures propriétés magnétiques. Les tôles statoriques sont généralement découpées par poinçonnage, en raison de leur géométrie complexe et du nombre de pièces important [KMF<sup>+</sup>08].

Dans la découpe des tôles statoriques, le choix du revêtement joue un rôle important pour la formation des bavures. En effet, la hauteur des bavures résultantes du poinçonnage peut être réduite de façon considérable par un revêtement organique ou partiellement organique, qui joue le rôle de lubrifiant pendant la découpe [LCS00]. Les revêtements organiques peuvent être beaucoup plus épais que les revêtements inorganiques utilisés pour les noyaux de transformateur. Ceci correspond à une autre stratégie pour éviter les courts-circuits : dans un revêtement assez épais, la bavure de coupe peut être absorbée [Bec00].

Pendant l'assemblage d'un circuit statorique, les tôles sont empilées et serrées. Afin de tenir l'ensemble, les tôles sont connectées sur le rayon extérieur du stator par soudure ou de manière mécanique. Dans les machines de petite taille, les tôles sont soudées ou imbriquées sur toute l'épaisseur de l'empilement ; dans des grandes machines, on introduit des barres d'assemblage métalliques [KMF<sup>+</sup>08]. On peut donc supposer que dans les machines tournantes, les tôles sont déjà par défaut en contact électrique sur le côté extérieur. Lorsque des défauts d'isolement apparaissent au niveau des dents des tôles, ceux-ci sont donc obligatoirement pénalisants. La situation est donc plus critique que dans les noyaux de transformateur.

## Résultats généraux

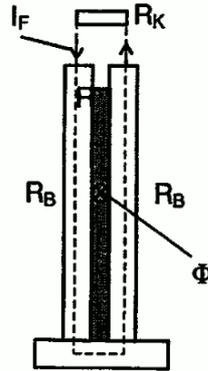
De nombreuses études prouvent que le risque de courts-circuits interlaminaires est tout aussi présent dans le circuit statorique des machines tournantes que dans les noyaux de transformateurs. Dans un circuit statorique, la f.e.m. interlaminaire dépend de la largeur de la culasse. Dans les petites machines, avec une largeur de culasse de l'ordre de 40 mm, les f.e.m. interlaminaires induites sont tellement faibles que l'isolement peut être réduit à une simple oxydation des surfaces des tôles [BLH97]. En revanche, les bavures sont plus critiques dans les grandes machines, où la présence de courts-circuits peut provoquer des pannes catastrophiques [LCS00]. À partir d'une largeur de culasse de 200 mm, des fabricants redoublent leurs efforts en utilisant en général des revêtements épais [LCS00]. Des courants de court-circuit peuvent être très importants et provoquer dans le pire des cas une fusion locale du noyau [Pos01, TA05]. Un calcul thermique montre cependant qu'une mauvaise qualité d'isolation ne peut guère être la cause d'un échauffement local dangereux [MPKLWC95].

## Estimation de la puissance maximale dissipée

Une étude importante concernant la mesure et l'analyse des courts-circuits interlaminaires dans les grandes machines tournantes est présentée par POSEDEL [Pos01]. Les résultats principaux sont directement applicables aux noyaux de transformateur, il convient donc de les passer en revue. POSEDEL introduit une méthode de détection des courts-circuits à l'aide d'une petite bobine qui est déplacée au voisinage des dents du stator. Il démontre que le signal différentiel mesuré est indicateur de la dissipation de puissance dans un court-circuit. Après la calibration de la bobine, il est ainsi capable de mesurer la puissance dissipée.

Pour l'analyse théorique du court-circuit, POSEDEL utilise le modèle simple présenté à la fig. 1.14. La possibilité d'une fusion locale ne dépend pas seulement du courant de court-circuit, mais également de la résistance du court-circuit, de la conduction thermique, de la dissipation thermique ainsi que de la capacité calorifique. La puissance dissipée dans le défaut est maximale lorsque la résistance de contact  $R_k$  est égale à la résistance des tôles  $2R_B$ . Pour la résistance des tôles  $R_B$  d'une grande machine POSEDEL donne une valeur d'ordre de grandeur de 5 à 10 m $\Omega$ . Il estime que le courant de court-circuit maximal est entre 200 mA et 400 mA. La puissance maximale dissipée dans le contact entre deux tôles d'un grand turboalternateur est estimée de 100 mW.

POSEDEL note que des petits défauts peuvent fondre rapidement, à cause de la mauvaise conduction et dissipation thermique dans leur environnement. Pour le cas de courts-circuits sur plusieurs tôles, la fusion du contact peut déclencher une fusion partielle du circuit magnétique. La puissance dissipée augmente avec le carré du nombre



**FIGURE 1.14 :** Modèle de deux tôles selon POSEDEL.  $R_K$  : résistance de contact,  $R_B$  : résistance des tôles,  $I_F$  : courant de court-circuit [Pos01].

de tôles court-circuitées et peut donc atteindre des valeurs dangereuses pour la survie de la machine. POSEDEL cherche alors à définir la valeur critique de la puissance d'un court-circuit interlaminaire, qui peut déclencher une fusion du circuit. Des expérimentations en laboratoire ainsi que l'analyse des retours d'expérience indiquent alors que cette valeur est de 15 W environ.

### 1.6.3 Détermination de la tension interlaminaire

Une étude expérimentale de LOISOS, MOSES et BECKLEY est dédiée au stress électrique sur le revêtement [LMB03]. Cette étude examine quelques défauts d'isolation possibles dans un noyau magnétique, afin de déterminer les f. e. m. interlaminaires qui agissent sur le revêtement. Il convient de la discuter plus en détail, car elle explique de façon très claire comment la f. e. m. peut être estimée. Une idée de l'ordre de grandeur des f. e. m. atteintes est importante, notamment dans le contexte des procédures utilisées pour tester la résistance de l'isolement (cf. section 1.2.2). Les auteurs notent que la relation entre la tension imposée par les tests normalisés et la résistance d'isolation obtenue n'est pas claire. D'une part, les utilisateurs d'acier électrique s'engagent pour standardiser des tensions de test élevées. D'autre part, si ces dernières sont trop élevées par rapport aux f. e. m. réelles, le test suggère des exigences d'isolation irréalistes.

LOISOS et al. présentent d'abord un calcul de la f. e. m. À cette fin, ils considèrent une tôle de largeur  $b$  et d'épaisseur  $a$ , magnétisée et entourée d'une spire détectrice, dont la tension induite est  $e_{ind}$ . La figure 1.15a montre le schéma électrique équivalent pour cette tôle. La f. e. m. est calculée à partir de la loi de Faraday, en supposant un

matériau homogène :

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{L} = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S} \quad (1.1)$$

En exploitant cette équation et en supposant que les flux de fuites sont négligeables, on obtient

$$e_{ind} = 2i(R_b + R_a) \quad (1.2)$$

où  $R_b$  et  $R_a$  sont les résistances du matériau suivant la largeur et l'épaisseur de la tôle, et  $i$  est le courant de Foucault total circulant dans la tôle. Bien évidemment, il est difficile de connaître les chutes de tension individuelles sur la largeur  $iR_b$  ou sur l'épaisseur  $iR_a$ . Vu que les tôles sont très larges par rapport à l'épaisseur ( $b \gg a$ ), on peut cependant supposer que la chute de tension sur l'épaisseur  $iR_a$  est négligeable. En prenant le schéma équivalent, il est ainsi possible de calculer la f. e. m. pour différentes configurations de défauts dans un empilement. La figure 1.15b présente deux cas intéressants avec leurs schémas équivalents correspondants.

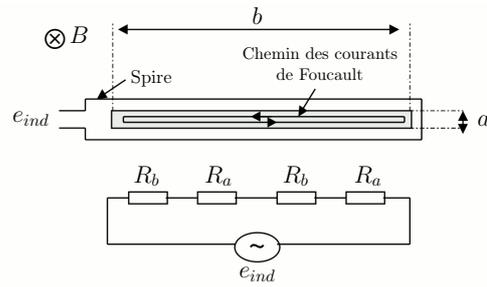
Pour pouvoir comparer facilement à des mesures, LOISOS et al. considèrent des tôles de largeur  $b = 100$  mm, aimantées à 0,5 T, 50 Hz. Dans ce cas, la tension induite dans la spire de la figure 1.15a est exactement  $e_{ind} = 5$  mV. On suppose que la chute de tension sur une fois la largeur  $iR_b$  est égale à 2,5 mV. Pour le premier exemple dans figure 1.15b on obtient alors

$$V_1 = 3 [i(R_b + R_a)] + iR_b \approx 3 \cdot 2,5 \text{ mV} + iR_b = 10 \text{ mV}. \quad (1.3)$$

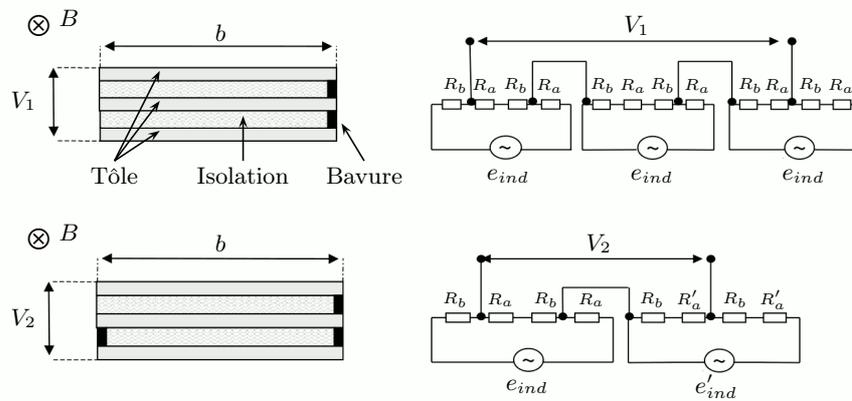
Dans le cas du deuxième exemple de la figure 1.15b, les deux tôles du bas sont court-circuitées. Elles se comportent donc comme une tôle d'épaisseur double. La tension  $e'_{int}$  induite dans cette tôle équivalente est de 10 mV et  $i'(R_b + R'_a) = 5$  mV avec  $R'_a = 2R_a$ . On a alors

$$V_2 = i(R_b + R_a) + i'(R_b + R'_a) \approx 2,5 \text{ mV} + 5 \text{ mV} = 7,5 \text{ mV}. \quad (1.4)$$

Ces valeurs sont vérifiées par des mesures de f. e. m. sur des empilements expérimentaux ; une bonne concordance est constatée. Les f. e. m. rencontrées sont petites et le stress électrique sur l'isolement est largement inférieur à sa rigidité diélectrique. LOISOS et al. confirment alors que les courants de Foucault interlaminaires sont dus à l'apparition de bavures lors de la fabrication, et non à des décharges électriques. Les conclusions ultérieures de l'étude s'appliquent d'abord aux machines tournantes, où la formation de bavures peut être fortement réduite en utilisant un revêtement organique. LOISOS et al. concluent que les effets du revêtement sur la formation de bavures sont plus importants que son isolation surfacique. En conséquence, ils conseillent aux fabricants d'acier électrique de concentrer leurs efforts plutôt à développer des revêtements



(a) Schéma équivalent d'une tôle magnétisée.



(b) Deux cas de défauts possibles avec schémas équivalents.

FIGURE 1.15 : Calcul de la f. e. m. à l'aide du schéma équivalent [LMB03].

qui ne génèrent pas de bavures qu'à améliorer leurs propriétés électriques. Pour les tôles d'un noyau de transformateur, le stress électrique très faible signifie également que le rôle des bavures est prédominant dans l'apparition de courts-circuits.

## 2 Détection de défauts dans un empilement par des mesures de capacité

### 2.1 Introduction : approche statistique

Ce chapitre est dédié à la détection des petits défauts d'isolement qui apparaissent dans un empilement en suivant une répartition stochastique. Afin de disposer d'une définition plus précise, un petit défaut est décrit par les deux points suivants : d'une part, l'influence d'un petit défaut sur la performance du transformateur entier est négligeable. D'autre part, s'ils apparaissent en grand nombre, la totalité des petits défauts dégrade la performance et exige des mesures. Les petits défauts sont ainsi des défauts qui ne sont pas gênant en dessous d'un certain nombre, mais dont il faut bien surveiller la fréquence. À condition que ces défauts soient répartis d'une façon stochastique, il peut être avantageux de les traiter avec des méthodes statistiques.

Quand les petits défauts sont si nombreux qu'ils affectent les performances, il n'est guère raisonnable de chercher à les localiser pour les éliminer. Ils seront disséminés sur tout l'empilement, il faudrait en tout cas refaire l'empilement complet. Dans ce cas, il faudrait plutôt améliorer le processus de découpage et d'ébavurage, afin d'obtenir généralement moins de bavures sur les tôles. Dans ce but, il serait utile de disposer d'une méthode permettant d'estimer le nombre de défauts dans un empilement donné. Appliquée pendant l'assemblage d'un transformateur, une telle méthode pourrait aider à décider si le processus d'ébavurage fonctionne correctement où s'il doit être ajusté.

Au lieu de traiter chaque court-circuit individuellement, on prend ainsi une perspective plus globale : en combinant des mesures avec des méthodes statistiques, on estime la fréquence de certains types de défauts, et on en déduit ensuite des informations sur les performances globales qui en résultent. Dans ce qui suit, une méthode de détection non destructive est développée, employant des mesures de capacité.

Une liste des symboles utilisées dans ce chapitre est donnée au tableau 2.1.

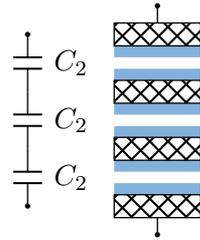
$C_2$	Capacité mesurée entre deux tôles d'un empilement
$C_N$	Capacité globale d'un empilement sans défaut
$S$	Surface d'une tôle dans un empilement.
$\varepsilon_0$	Permittivité du vide
$\varepsilon_r$	Permittivité relative du revêtement
$\omega$	Pulsation ( $\omega = 2\pi f$ )
$d$	Épaisseur de l'espace non ferromagnétique entre deux tôles
$N$	Nombre de tôles dans un empilement
$M$	Nombre de tôles isolées
$X_2$	Réactance mesurée entre deux tôles
$X_N$	Réactance globale d'un empilement sans défaut
$X_M$	Réactance globale d'un empilement
$D$	Nombre de défauts
$T_D$	Taux de défauts
$P$	Probabilité d'apparition d'un défaut
$P_1$	Probabilité d'apparition d'un défaut inoffensif
$P_2$	Probabilité d'apparition d'un défaut pénalisant
$l_a$	Longueur du côté $a$ d'une tôle
$l_b$	Longueur du côté $b$ d'une tôle
$s$	Rapport des longueurs $l_b/l_a$
$A$	Évènement défini par apparition d'un ou plusieurs défauts sur le côté $a$
$B$	Évènement défini par apparition d'un ou plusieurs défauts sur le côté $b$
$p_A$	Probabilité de l'évènement $A$
$p_B$	Probabilité de l'évènement $B$
$L$	Nombre de gradins dans un noyau à gradins

**TABLEAU 2.1** : Liste des symboles.

## 2.2 Principe de mesure

### 2.2.1 Empilement parfait sans défauts

Un empilement parfait de tôles est considéré comme un montage en série de plusieurs condensateurs plans. La fig. 2.1 montre cette analogie de façon schématique. Pourvu que



**FIGURE 2.1 :** Principe des mesures sur l'empilement.

l'empilement soit serré, entre chaque paire de tôles il reste une couche isolante dont l'épaisseur est égale à deux fois l'épaisseur du revêtement sur une tôle. La capacité mesurée entre deux tôles isolées  $C_2$  est donc

$$C_2 = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{S}{d} \quad (2.1)$$

déterminée par la permittivité du vide  $\varepsilon_0$ , la permittivité relative du revêtement  $\varepsilon_r$ , la surface de l'interface entre les tôles  $S$  et l'épaisseur de l'isolation  $d$ . Pour l'instant, on regarde le cas simple où toutes ces grandeurs sont supposées constantes. En plaçant des contacts sur les deux tôles extérieures, on peut mesurer la capacité totale  $C_N$  d'un empilement

$$C_N = \frac{C_2}{N-1}, \quad N = \{2 \dots k \in \mathbb{N}\} \quad (2.2)$$

où  $N$  représente le nombre de tôles. Évidemment, ce nombre ne doit pas être inférieur à 2, puisqu'il faut au moins deux tôles pour former un condensateur plan. La capacité totale obtenue en fonction du nombre de tôles empilées sera donc une fonction décroissante vers zéro. Comme il s'agit d'un montage en série de capacités, il est plus pratique de raisonner en termes de réactance  $X$ , définie à la pulsation  $\omega$  du système de mesure. La réactance d'une série de réactances est tout simplement égale à la somme des réactances individuelles. Les équations (2.1) et (2.2) sont donc réécrites de façon analogue. La réactance entre deux tôles isolées  $X_2$  est

$$X_2 = \frac{1}{C_2 \omega} = \frac{d}{\varepsilon_0 \varepsilon_r S \omega} \quad (2.3)$$

et la réactance totale de l'empilement  $X_N$  mesurée entre les deux tôles extérieures est

$$X_N = \frac{1}{C_N \omega} \stackrel{2.2}{=} (N-1)X_2 \quad (2.4)$$

La valeur absolue de la réactance totale obtenue est proportionnelle au nombre de tôles moins 1, c'est-à-dire au nombre de capacités élémentaires formées par deux plaques.

### 2.2.2 Empilement réel avec défauts

Dans un empilement réel comportant des défauts, le nombre de tôles isolées n'est plus égal au nombre de tôles empilées : une suite de tôles qui sont connectées à cause de défauts d'isolement apparaît dans les mesures comme une seule tôle. Pour différencier le nombre total de tôles et le nombre de celles qui sont isolées, il convient de compléter la notation des grandeurs utilisées de la façon suivante :

- $N$  est comme auparavant le nombre total de tôles dans l'empilement.  $X_N$  est la réactance totale de l'empilement sans défauts.
- $M$  est le nombre de tôles isolées.  $X_M$  est la réactance totale *mesurée*.

Toute grandeur ayant l'indice  $N$  fait donc rapport aux tôles physiquement présentes, tandis que toute grandeur avec l'indice  $M$  fait rapport aux tôles *apparentes*, soit isolées. La réactance  $X_M$  mesurée s'écrit alors analogue à l'équation (2.4) :

$$X_M = (M - 1)X_2, \quad M = \{1 \dots k \in \mathbb{N}\} \quad (2.5)$$

Dans le cas  $M = 1$ , la réactance mesurée est égale à zéro : toutes les tôles sont en contact et apparaissent donc comme une seule tôle. La différence entre le nombre de tôles  $N$  et le nombre de tôles apparentes  $M$  peut être appelée le nombre de défauts  $D$  :

$$D = N - M \quad (2.6)$$

Ici, un défaut est alors défini comme le contact entre deux tôles consécutives en un ou plusieurs points.  $M$  est inconnu, mais peut être déterminé à partir des autres grandeurs. En introduisant les équations (2.4) et (2.5), on obtient :

$$D = \frac{X_N - X_M}{X_2} = \frac{(N - 1)X_2 - X_M}{X_2} \quad (2.7)$$

où  $D$  est le nombre de défauts,  $N$  est le nombre de tôles dans l'empilement,  $X_2$  est la réactance élémentaire entre deux tôles isolées, et  $X_M$  est la réactance totale mesurée. Pourvu que  $X_2$  et  $N$  soient connus, on peut donc facilement déterminer le nombre de défauts dans l'empilement à partir d'une mesure de  $X_M$ .

Cependant, il faut noter que cette méthode de détection ne fait pas de distinction entre défauts inoffensifs et défauts pénalisants. Rappelons qu'un court-circuit est toujours formé par deux défauts d'isolement. Or, un seul contact entre deux tôles suffit pour que la réactance entre les deux tombe à zéro. S'il existe plusieurs points de contact

entre les mêmes tôles, un seul défaut sera comptabilisé. Dans le contexte de ce chapitre, un *défaut* est défini par le fait que deux tôles voisines sont en contact, peu importe le nombre de points de contact. Les mesures de réactance permettent donc de déterminer uniquement la somme des défauts inoffensifs et pénalisants. Afin de les séparer, il faut recourir à une analyse statistique. Cette analyse est présentée à la section 2.4, au préalable seront exposées des mesures effectuées sur des empilements d'échantillons.

## 2.3 Mesures sur des empilements d'échantillons

Un nombre de mesures a été mené sur des empilements d'échantillons différents. L'objectif n'est pas seulement de vérifier l'applicabilité de la méthode de détection, mais aussi de donner une idée du nombre de défauts introduits par des bavures.

### 2.3.1 Protocole

La capacité des empilements a été mesurée à l'aide d'un analyseur d'impédance du type Agilent HP 4294A. La fréquence de mesure a été choisie de  $f = 1$  kHz. La première ainsi que la dernière tôle de l'empilement sont connectées à l'analyseur d'impédance à l'aide de fils, soudés sur leurs surfaces extérieures. Afin d'examiner l'évolution de la capacité en fonction du nombre de tôles, l'empilement est augmenté tôle par tôle, en commençant par l'empilement minimum de deux tôles. La figure 2.2 montre alors les évolutions de  $\frac{C_M}{C_2}$  et  $\frac{X_M}{X_2}$  théoriques, qu'on devrait trouver pour un empilement parfait. Une pression de  $m = 3200$  N/m<sup>2</sup> est utilisée pour serrer l'empilement pendant les mesures.

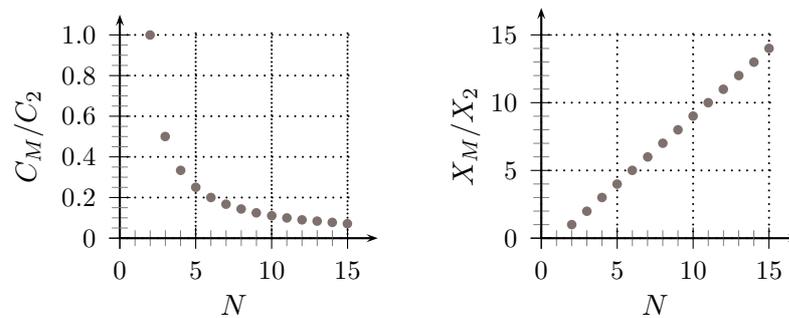


FIGURE 2.2 : Évolutions de  $C_M/C_2$  et de  $X_M/X_2$  pour un empilement sans défaut.

La capacité  $C_2$  est déterminée en mesurant l'empilement qui consiste seulement en les deux tôles ayant les fils soudés. On suppose donc que l'épaisseur des couches isolantes et la capacité entre deux tôles restent constantes et qu'une mesure soit donc représentative

pour tout l'empilement. Afin de ne pas obtenir un défaut déjà dans la mesure de  $C_2$ , ces deux tôles sont ébavurés. L'ordre de grandeur de  $C_2$  est de 5 nF pour des bandes EPSTEIN (dimensions 305 mm  $\times$  30 mm), si on admet des couches isolantes d'épaisseur typique 2.5  $\mu$ m.

### 2.3.2 Résultats pour bandes EPSTEIN

Les bandes EPSTEIN ont les dimensions 305 mm  $\times$  30 mm. Il s'agit d'échantillons standardisés qui sont généralement utilisés pour la mesure des propriétés magnétiques dans un cadre EPSTEIN selon la norme EN 60404-2 [CEI96]. Elles sont généralement préparées en jeux de 28 tôles, découpées au même endroit d'une bobine<sup>1</sup>. Comme des contrôles sur bandes EPSTEIN sont effectués continuellement pour le suivi de la production, ce type d'échantillon est facilement disponible pour des essais quelconques. Contrairement au produit final, les bandes EPSTEIN sont découpées de tous les côtés à la cisaille et ne subissent aucun ébavurage. Ceci s'explique par le fait que pour la mesure des propriétés magnétiques les bavures sont moins critiques. Il s'agit donc ici d'échantillons dont la hauteur de bavure est plus importante que dans le produit final.

#### 1<sup>re</sup> série : empilements non décalés

Dans un premier temps, les bandes Epstein ont été empilées de manière que leurs bords soient superposés, comme montré à la fig. 2.3a. La figure 2.4 présente les résultats d'abord pour quatre jeux de bandes différents, distingués par leur numéro d'identification, qui sert à repérer les échantillons dans le processus de fabrication. La cinquième courbe correspond au comportement idéal. Dans le dernier essai représenté, des feuilles de papier ont été introduites entre les tôles.

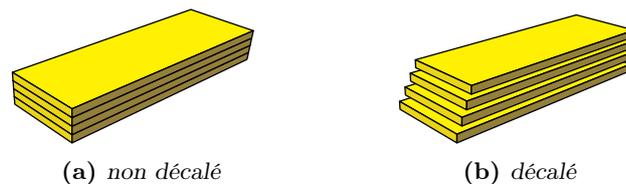


FIGURE 2.3 : Empilements réalisés avec les bandes EPSTEIN.

En regardant les résultats, il est évident que la capacité dans les quatre premiers essais ne suit pas du tout l'évolution théorique. Les capacités mesurées sont généralement beaucoup trop grandes, ce qui indique un grand nombre de défauts. En outre,

---

1. Pour les mesures, les deux tôles avec les fils soudées ont été gardées ; elles ne font pas parti des jeux de bandes testées. Ainsi, la taille maximale des empilements n'est pas de 28 mais de 30 tôles.

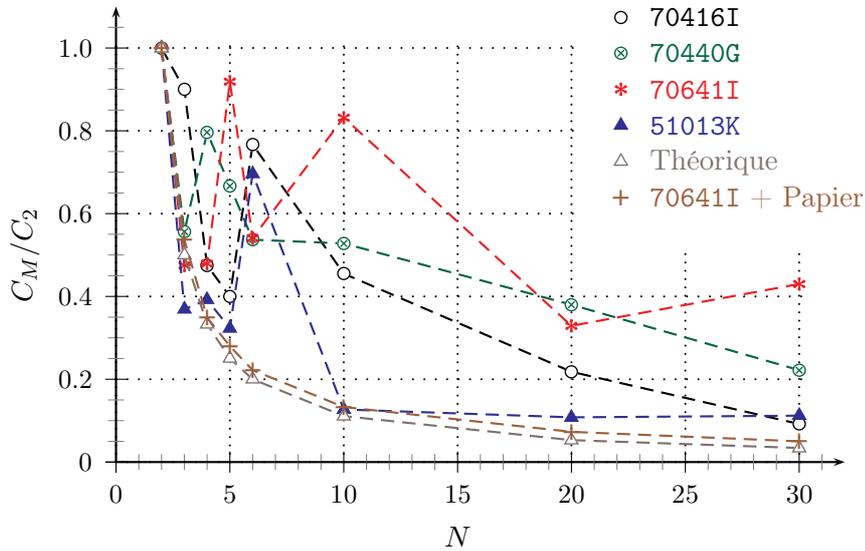


FIGURE 2.4 : Empilements de bandes EPSTEIN.

il est à noter que le quotient  $\frac{C_M}{C_2}$  prend des valeurs autres que  $1, \frac{1}{2}, \frac{1}{3} \dots$ , ce qui n'est pas prévu par la théorie. Cependant, ceci s'explique facilement par des imprécisions dans la détermination initiale des  $C_2$ . Ici, le nombre de défauts ne peut donc pas être chiffré précisément, mais l'on peut constater avec certitude que le nombre de défauts dans l'empilement est très élevé. En prenant par exemple le jeu de bandes 70641I, à  $N = 10$  tôles, la capacité mesurée est proche de la capacité initiale entre deux tôles, indiquant que sur les 10 tôles 9 sont en contact. Sans donner un taux exact, on peut constater qu'en empilant des bandes EPSTEIN bord sur bord, la probabilité d'obtenir un contact entre deux tôles est largement supérieure à 50 %.

Dans certains cas, la capacité chute excessivement d'une mesure à l'autre, c'est-à-dire que des défauts disparaissent après l'introduction de tôles additionnelles. Ceci peut être expliqué par le fait que l'empilement doit être relâché et resserré chaque fois pour ajouter une tôle. Toutes les tôles de l'empilement bougent alors un peu, avec le résultat que des défauts existants peuvent disparaître ou de nouveaux défauts peuvent naître. Des essais ont montré qu'effectivement, le mouvement introduit en relâchant et resserrant l'empilement est assez important pour qu'on puisse considérer ce procédé équivalent à complètement désassembler et recomposer l'empilement.

Lors du dernier essai durant lequel des feuilles de papier ont été introduites entre les tôles, la capacité décroît de manière continue. Les valeurs obtenues sont presque

confondues avec les valeurs théoriques. Il n'y a donc pas de défauts dans ce cas, les bavures de coupe sont absorbées dans le papier. Cet essai confirme que les variations chaotiques des capacités mesurées sont bien dues aux défauts interlaminaires.

### 2<sup>me</sup> série : empilements décalés

Afin de vérifier si les défauts interlaminaires observés sont introduits au niveau des bords, une deuxième série de mesures a été réalisée en décalant les tôles. La figure 2.3b montre ce type d'empilement de façon schématique. Les mêmes tôles ont été empilées, cette fois en décalant chaque tôle de 1,5 mm par rapport au coin. En conséquence, les bords de deux tôles ne peuvent plus se toucher sauf en deux points. Les résultats sont présentés à la fig. 2.5. À cette occasion, les essais sont menés jusqu'à  $N = 10$  seulement, l'échelle de l'abscisse a alors été adaptée.

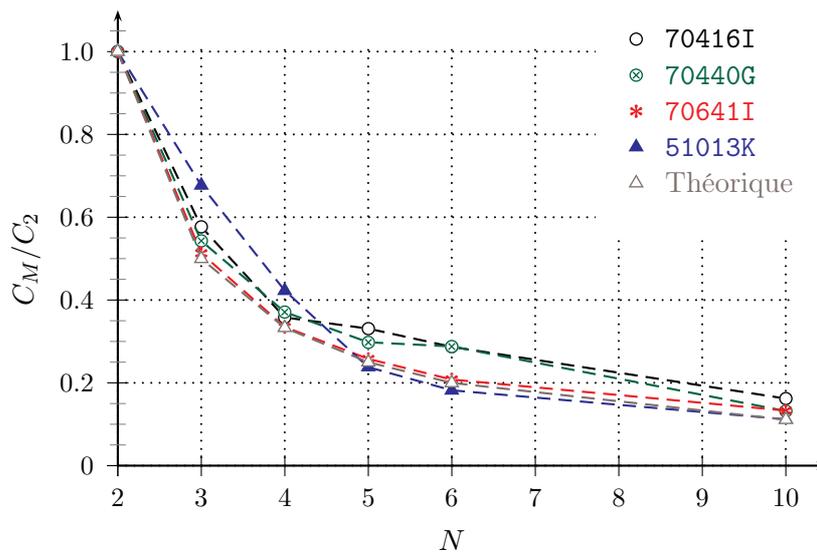


FIGURE 2.5 : Empilements décalés de bandes EPSTEIN.

Le diagramme montre de façon évidente qu'il y a beaucoup moins de défauts dans les empilements décalés. Les capacités diminuent de manière beaucoup plus régulière et, à  $N = 10$  tôles, la capacité mesurée est, dans tous les essais, très basse et proche de sa valeur théorique. Il a ainsi été démontré qu'effectivement les défauts interlaminaires observés étaient dus en majorité aux bavures sur les bords des tôles.

### 2.3.3 Résultats pour bandes refendues

Les résultats obtenus avec des bandes EPSTEIN ont bien montré la faisabilité de la méthode de détection. Il convient alors de l'appliquer sur des échantillons de qualité commerciale, qui ont subi un processus d'ébavurage. La découpe de ces échantillons est faite en deux étapes :

**Refendage.** Une bobine de tôle magnétique est refendue sur toute sa longueur, pour obtenir une bobine de 10 cm de largeur. Dans le même processus, la bande est ébavurée en écrasant les bavures avec des rouleaux. Jusqu'ici, les échantillons sont traités comme un produit de qualité commerciale.

**Cisailage.** La bande de 10 cm est ensuite découpée à la cisaille en échantillons de 20 cm longueur. Pour la production d'un transformateur, une grande attention est portée ici aussi afin d'éviter des bavures. Pour l'expérimentation, la découpe de la bande refendue a été faite sans processus d'ébavurage.

Les échantillons ont donc des bavures relativement importantes sur les côtés courts des tôles, tandis que la découpe sur les côtés latéraux est de qualité commerciale. Pour qualifier uniquement les cotés latéraux, il faut donc empiler les échantillons de façon que des défauts puissent naître uniquement sur ces côtés. L'empilement non décalé a donc été modifié, afin d'arriver à la configuration type A montré à la fig. 2.6a. Les bandes sont déplacées d'un millimètre suivant la longueur et elles sont orientées de manière que les bavures de cisailage pointent vers l'extérieur. Dans le dessin fig. 2.6a, ces bavures sont désignées par des flèches et des lignes en pointillés. Des mesures ont été effectuées sur plusieurs jeux d'échantillons différents, en prenant chaque fois 10 tôles parmi 20 et en les mélangeant.

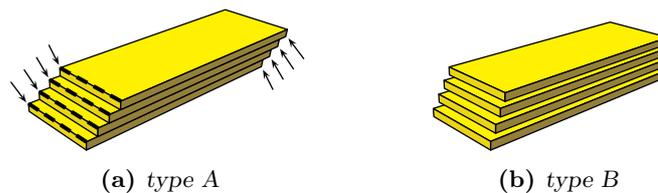


FIGURE 2.6 : Empilements réalisés avec les bandes refendues.

#### 1<sup>re</sup> série : empilements du type A

La fig. 2.7 présente les résultats pour les empilements du type A suivant le schéma fig. 2.6a. Le nombre de défauts dans ce cas est visiblement beaucoup plus bas que pour les empilements des bandes EPSTEIN, même si l'on considère que la longueur des bords

sur les échantillons EPSTEIN est environ 1,7 fois plus élevée. Les bons résultats obtenus pour le produit commercial montrent que le processus d'ébavurage avec l'écrasement des bavures après le refendage est efficace pour diminuer le taux de défauts interlaminaires.

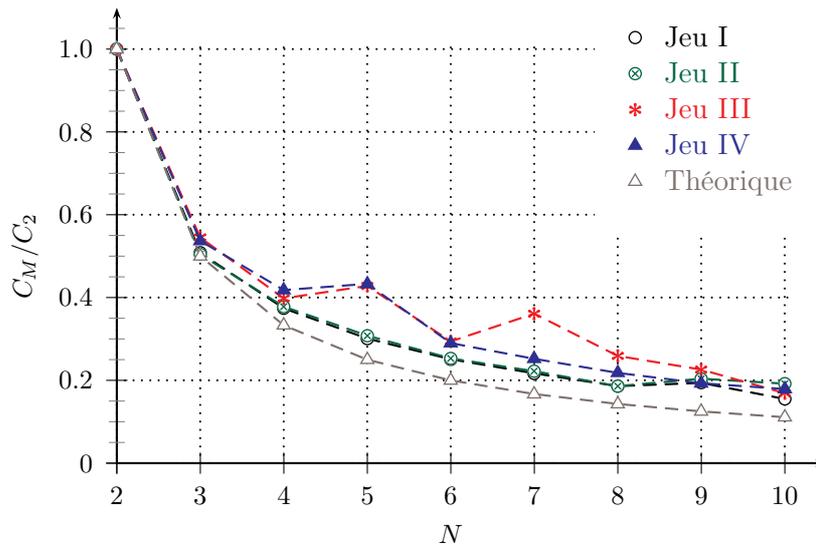


FIGURE 2.7 : Empilements des bandes de qualité commerciale.

Grâce à la plus grande surface des échantillons, les variations des capacités partielles  $C_2$  sont plus petites et les mesures présentées sont donc plus précises que celles des bandes EPSTEIN. Il est ainsi possible de déduire le nombre exact de défauts. À cette fin, il convient de regarder l'évolution de la réactance  $X_M$ , puisqu'ici les défauts peuvent être identifiés plus facilement. La fig. 2.8 reprend à titre d'exemple les deux premiers empilements de fig. 2.7.

Dans le jeu I, un défaut apparaît dans l'empilement qui comporte 9 tôles, ce défaut disparaît cependant en ajoutant la dixième tôle. Dans le cas du jeu II, l'empilement présente un défaut pour 5, 8 et 9 tôles et deux défauts pour 7 tôles. Un résumé pour les quatre essais est donné au tableau 2.2. Selon ces résultats, la probabilité d'obtenir un défaut entre deux tôles est de l'ordre de grandeur de  $\frac{\Sigma D}{\Sigma(N-1)} = \frac{9}{180} = 5\%$ . Ceci est très peu par rapport aux résultats obtenus avec les bandes EPSTEIN.

Le processus de refendage avec ébavurage se montre donc très efficace pour la réduction des défauts. Cependant, le nombre de petits défauts détectés n'est pas négligeable. Il

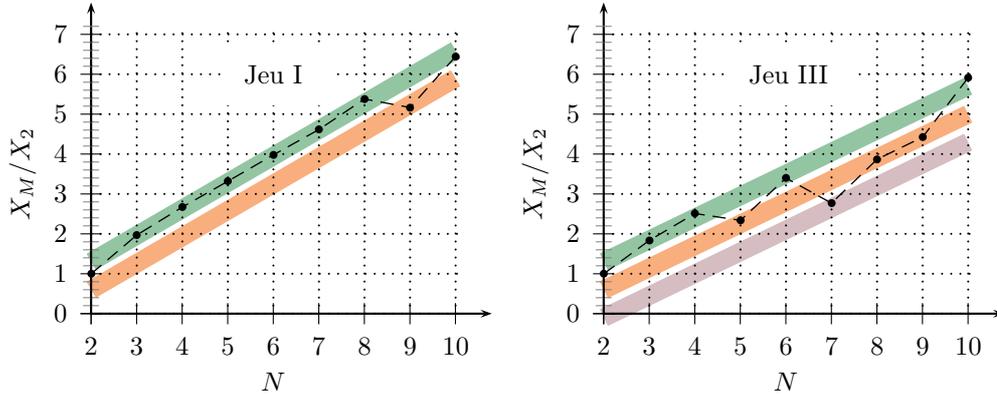


FIGURE 2.8 : Empilements des bandes de qualité commerciale. Rapport  $X_M/X_2$ .

Tôles $N$		2	3	4	5	6	7	8	9	10
Défauts $D$	Jeu I	0	0	0	0	0	0	0	1	0
	Jeu II	0	0	0	1	0	2	1	1	0
	Jeu III	0	0	0	1	0	0	0	0	0
	Jeu IV	0	0	0	0	0	0	0	1	1

TABLEAU 2.2 : Résumé des essais avec les bandes de qualité commerciale. Nombre de défauts  $D$  en fonction du nombre de tôles  $N$ .

faut considérer que, par rapport à un noyau de transformateur réel, la taille des échantillons utilisés était très petite, et que les empilements n'étaient pas très fortement serrés. Ainsi, les essais permettent de conclure que dans des empilements réels, le nombre de petits défauts doit être vraisemblablement beaucoup plus élevé. L'approche statistique est donc bien adaptée pour traiter cette problématique.

### 2<sup>me</sup> série : empilements du type B

En décalant les côtés longs des tôles, le nombre de défauts observés tombe à zéro. Le tableau 2.3 présente les résultats des essais sur les empilements du type B suivant fig. 2.6b. La figure 2.9 montre deux séries à titre d'exemple. Exceptées les faibles variations dues à la précision de mesure limitée, l'évolution de la réactance est linéaire dans tous les essais. Il est donc légitime de conclure que les défauts qui apparaissaient dans l'empilement non décalé étaient tous sans exception dus aux bavures résiduelles.

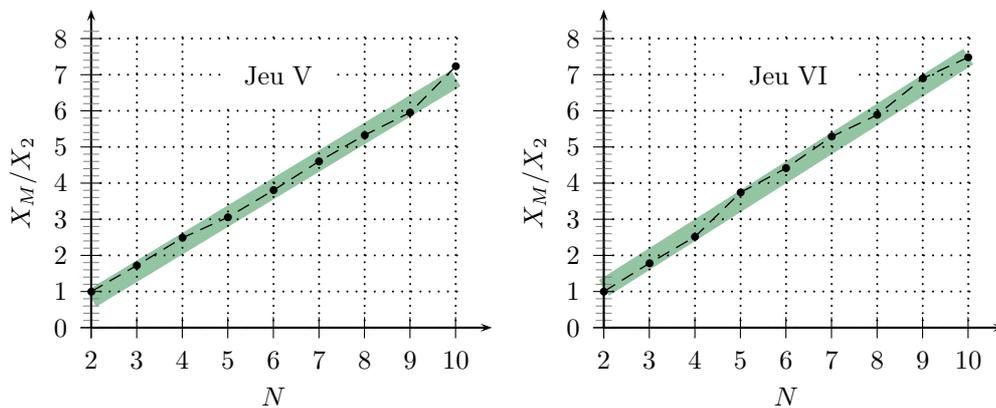


FIGURE 2.9 : Empilements décalés des bandes de qualité commerciale. Rapport  $X_M/X_2$ .

Tôles $N$		2	3	4	5	6	7	8	9	10
Défauts $D$	Jeu V	0	0	0	0	0	0	0	0	0
	Jeu VI	0	0	0	0	0	0	0	0	0
	Jeu VII	0	0	0	0	0	0	0	0	0
	Jeu VIII	0	0	0	0	0	0	0	0	0

TABLEAU 2.3 : Résumé des essais avec les bandes de qualité commerciale, empilements décalés. Nombre de défauts  $D$  en fonction du nombre de tôles  $N$ .

Ces résultats mènent à une autre conclusion importante. Lorsque des défauts interlaminaires naissent dans un transformateur, quasiment la totalité d'eux doit être considérée due aux bavures, et non pas à des problèmes d'isolation surfacique. Dans la suite du mémoire, il convient donc de se concentrer uniquement sur les défauts dus aux bavures. Par contre, l'apparition de défauts d'isolement au milieu d'un empilement semble très improbable, pourvu que la surface des tôles ne présente pas de défauts évidents qui seraient détectés déjà lors du contrôle visuel des tôles.

## 2.4 Analyse statistique

Comme il a été précisé lors de l'introduction du principe de mesure (cf. section 2.2), le nombre de défauts  $D$  comprend à la fois les défauts pénalisants ainsi que les défauts inoffensifs. Autrement dit, la méthode de détection est extrêmement rigoureuse. Cette section présente alors une analyse statistique pour séparer les deux chiffres, afin d'obtenir finalement le nombre de défauts pénalisants seulement.

Dans un noyau de section rectangulaire, toutes les tôles ont la même largeur. La réactance  $X_2$ , correspondant à la capacité  $C_2$  entre deux tôles, est supposée constante. Par conséquent, la réactance totale sans défauts  $X_N$  et le nombre de défauts dans l'empilement  $D$  sont donnés comme discuté en section 2.2 par les équations (2.4) et (2.7). L'apparition de défauts dans l'empilement peut, dans ce cas, être modélisée en termes de probabilité.

Soit  $P$  la probabilité que, dans un empilement, deux tôles voisines quelconques soient en contact. Cette probabilité est alors le rapport entre le nombre de défauts  $D$  et le nombre d'interfaces interlaminaires  $N - 1$  :

$$P = \frac{D}{N - 1} \quad (2.8)$$

$P$  est une variable comprise entre 0 et 1, elle dépend seulement de la qualité globale de l'ébavurage. Une probabilité  $P = 0$  signifie que toutes les tôles sont sans bavures, et que toutes les paires de deux tôles prises au hasard seront isolées. Une probabilité  $P = 1$  signifie que le nombre de bavures est tellement important que toutes les paires de deux tôles prises au hasard seront en contact. Pour formuler  $P$  en termes des réactances, il convient d'introduire (2.4) et (2.7) dans l'expression (2.8) :

$$P = \frac{X_N - X_M}{X_N} \quad (2.9)$$

Vu que la mesure ne sait pas distinguer un ou plusieurs points de contact, la probabilité  $P$  décrit uniquement le taux de tôles en contact. Afin d'interpréter les résultats

de la détection, il serait donc souhaitable de pouvoir en déduire une probabilité pour les défauts pénalisants seulement. Cette séparation est abordée dans ce qui suit, en regardant plus en détail comment les défauts sont répartis sur les bords des tôles.

On utilisera la notation suivante : si on regarde deux tôles quelconques voisines dans l'empilement,

- $P$  est la probabilité de défaut, déterminée par les mesures,
- $P_1$  est la probabilité d'obtenir un défaut inoffensif,
- $P_2$  est la probabilité d'obtenir un défaut pénalisant, et donc la grandeur recherchée.

Comme mentionné auparavant, ce qui est déterminé est la somme des défauts, conséquemment  $P$  est la somme de  $P_1$  et  $P_2$  :

$$P = P_1 + P_2. \quad (2.10)$$

Afin de déterminer  $P_1$  et  $P_2$ , il faut regarder les deux côtés longs séparément : un contact entre deux tôles peut se trouver soit sur le côté  $a$ , soit sur le côté  $b$  de l'empilement. Les côtés courts formant les joints magnétiques sont exclus de l'analyse (cf. section 1.5). D'un point de vue statistique, les deux côtés  $a$ ,  $b$  peuvent être considérés indépendants : l'apparition d'un contact sur un côté ne change pas la probabilité d'obtenir un contact sur l'autre<sup>2</sup>. On peut donc introduire pour chaque côté une probabilité individuelle de contact. La liste des notations utilisées sera donc complétée par les éléments suivants :

- L'évènement  $A$  désigne l'apparition d'un ou plusieurs contacts sur le côté  $a$  ; l'évènement  $B$  désigne la même chose pour le côté  $b$ .
- Les probabilités de ces évènements seront appelées  $p_A = \mathbb{P}(A)$ ,  $p_B = \mathbb{P}(B)$ .

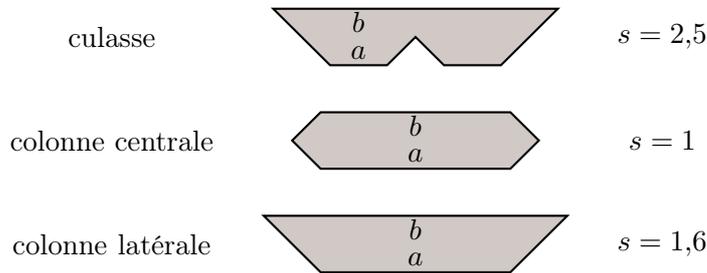
Pour désigner les probabilités on utilise des minuscules, lorsqu'un côté spécifique est concerné, et des majuscules, lorsque la grandeur fait une assertion générale sur toute l'interface. Les probabilités  $p_A$  et  $p_B$  dépendent de la longueur de leur côté respectif et elles ne sont donc pas nécessairement égales. Afin de tenir compte de ce fait, on peut définir une asymétrie  $s$  pour un empilement donné :

$$s = \frac{l_b}{l_a} \quad (2.11)$$

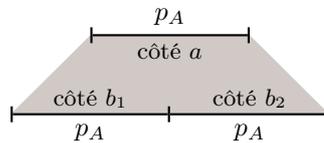
La figure 2.10 présente quelques exemples. Bien évidemment, une asymétrie influence les probabilités de défaut  $p_A$  et  $p_B$  : si l'un des côtés est beaucoup plus long que l'autre, la probabilité d'obtenir un défaut sur ce côté est plus élevée. Pour regarder le rapport

---

2. Un défaut sur un côté des tôles fait effectivement monter la f. e. m. sur l'autre côté. Vu pourtant que les tensions sont faibles, cet effet est négligeable.



**FIGURE 2.10 :** Définition de l'asymétrie  $s$ . Quelques exemples réalistes pour les empilements d'un transformateur triphasé.



**FIGURE 2.11 :** Exemple sur le calcul de  $p_B$  à partir de  $p_A$  pour  $s = 2$ .

entre  $p_A$  et  $p_B$  en fonction des longueurs respectives, il est raisonnable de faire d'abord une hypothèse fondamentale sur la fréquence des défauts :

- En comptant le nombre de défauts  $N$  sur une longueur de bord  $l$  assez grande, on peut définir la *densité de défauts*  $\frac{N}{l}$ . Elle dépend de l'usure des outils de découpe et de la qualité de l'ébavurage. On suppose que cette densité est constante sur toute la longueur des bords.

Autrement dit, ceci signifie que pour le cas de deux tôles symétriques ( $l_a = l_b$ ), la probabilité d'obtenir un ou plusieurs contacts est la même sur les deux côtés :  $p_A = p_B$ . Il est maintenant possible d'exprimer  $p_B$  en fonction de  $p_A$  et de l'asymétrie. Pour trouver la relation, il convient de regarder l'exemple présenté à la fig. 2.11, montrant le cas où le côté B est deux fois plus long que le côté  $a$  ( $s = 2$ ). Le côté  $b$  a été divisé en deux moitiés identiques  $b_1$  et  $b_2$ . Évidemment, la probabilité d'obtenir un contact sur l'un de ces tronçons est égale à  $p_A$ .

La probabilité de contact sur le côté  $b$  peut être interprétée comme le résultat de deux épreuves de BERNOULLI, conduites indépendamment dans les tronçons  $b_1$  et  $b_2$ . Pour ce type d'épreuve stochastique, la loi binomiale

$$P(k) = \binom{n}{k} p^k (1-p)^{n-k} \tag{2.12}$$

où

$$\binom{n}{k} = \frac{n!}{k!(n-k)!} \quad (2.13)$$

spécifie la probabilité  $P$  pour laquelle un évènement survient  $k$  fois dans  $n$  épreuves indépendantes, où  $p$  est la probabilité que l'évènement survienne dans une épreuve unique. Dans le cas présent, chaque *épreuve* correspond à l'un des tronçons  $b_1$  et  $b_2$ , un *évènement* est la survenance d'un ou plusieurs contacts sur ce tronçon, et  $n$  est le nombre de tronçons, qui en l'occurrence est égal à l'asymétrie ( $n = s = 2$ ).

Il convient de calculer  $p_B$  de façon indirecte, et de regarder d'abord la probabilité de n'obtenir *aucun* contact. En prenant  $n = 2$  et  $k = 0$  on obtient

$$P(0) = (1 - p_A)^2 \quad (2.14)$$

Ce raisonnement peut évidemment être conduit de façon similaire pour toutes les valeurs entières d'asymétrie :  $s = \{1, 2, 3 \dots\}$ . Pour la probabilité d'avoir *un ou plusieurs* contacts sur le côté  $b$ , on obtient donc

$$p_B = 1 - (1 - p_A)^s \quad (2.15)$$

La définition du coefficient binomial (2.13) permet uniquement des valeurs  $n$  entières, tandis que, dans la pratique, l'asymétrie peut prendre des valeurs quelconques. Ce problème est résolu en substituant une définition plus généralisée (2.16) [GKP94]. Ainsi, la formule (2.15) est applicable pour des asymétries quelconques.

$$\binom{n}{k} = \begin{cases} \frac{n(n-1)(n-2) \dots (n-(k-1))}{k!} & \text{si } k > 0 \\ 1 & \text{si } k = 0 \\ 0 & \text{si } k < 0 \end{cases} \quad (2.16)$$

Les probabilités  $P_1$  et  $P_2$  peuvent maintenant être exprimées en fonction  $p_A$  et  $p_B$ . Rappelons qu'un défaut inoffensif était défini comme ayant des contacts seulement sur un côté de la couche isolante. Pour  $P_1$ , probabilité d'obtenir un défaut inoffensif, on obtient donc

$$P_1 = \mathbb{P}(A \cap \bar{B}) + \mathbb{P}(B \cap \bar{A}) \quad (2.17)$$

et en introduisant  $p_A$  et  $p_B$ , il s'en suit

$$P_1 = p_A(1 - p_B) + p_B(1 - p_A) \quad (2.18)$$

Pour le cas d'un défaut pénalisant, qui était défini comme ayant des contacts sur les deux côtés, on obtient

$$P_2 = \mathbb{P}(A \cap B) \quad (2.19)$$

et ainsi

$$P_2 = p_A p_B \quad (2.20)$$

Les relations (2.10), (2.15), (2.18) et (2.20) forment un système de quatre équations avec les quatre inconnues  $p_A$ ,  $p_B$ ,  $P_1$  et  $P_2$ . La résolution du système permet d'exprimer ces quatre inconnues en fonction des grandeurs connues, qui sont la probabilité mesurée  $P$  et l'asymétrie  $s$ . Le calcul étant fastidieux, il est judicieux de donner ici seulement les solutions. Pour les probabilités  $p_A$  et  $p_B$ , elles s'écrivent

$$p_A = 1 - \left( -\frac{1}{P-1} \right)^{\left( -\frac{1}{s+1} \right)} \quad (2.21)$$

$$p_B = 1 - \left( \left( -\frac{1}{P-1} \right)^{\left( -\frac{1}{s+1} \right)} \right)^s \quad (2.22)$$

et, pour les probabilités de défauts inoffensifs ou pénalisants :

$$P_1 = P + G + G^s - G^{s+1} - 1 \quad (2.23)$$

$$P_2 = -G - G^s + G^{s+1} + 1 \quad (2.24)$$

avec

$$G = \left( -\frac{1}{P-1} \right)^{\left( -\frac{1}{s+1} \right)}$$

La figure 2.12 montre les courbes correspondantes pour différentes asymétries  $s$  comprises entre 1,0 et 3,0. De toute évidence la condition  $P = P_1 + P_2$  est toujours remplie. Pour des valeurs basses de  $P$ , c'est-à-dire lorsqu'il y a très peu de défauts dans l'empilement, presque tous les défauts sont inoffensifs. Ensuite, le taux de défauts pénalisants augmente rapidement avec le nombre de défauts détectés. Pour  $s = 1$ , le nombre de défauts pénalisants dépasse le nombre de défauts inoffensifs à  $P = \frac{8}{9}$ .

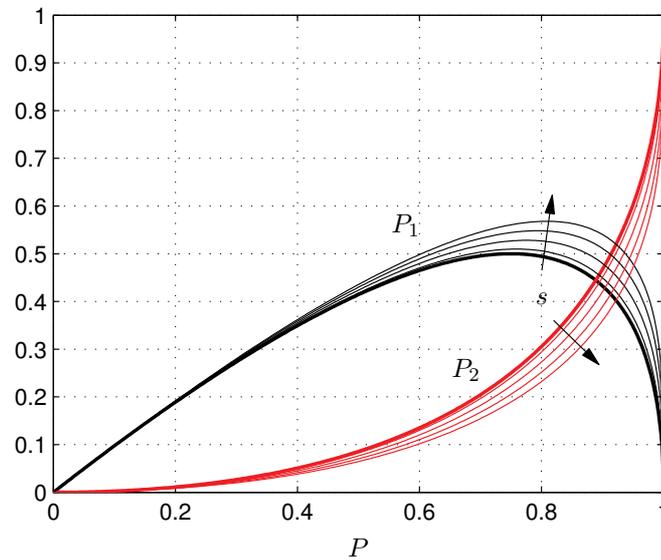
L'influence de l'asymétrie  $s$  est relativement petite. L'étendue de la famille de courbes dessinées n'est pas large, bien qu'un domaine de valeurs d'asymétrie assez grand soit utilisé. En outre, les asymétries trouvées dans la pratique ne dépassent une valeur de  $s = 2$  que dans la culasse (*cf.* fig. 2.10). Il est donc raisonnable pour la plupart des noyaux de négliger l'asymétrie pour tous les empilements à l'exception de la culasse. Pour le cas  $s = 1$ , la solution (2.21) pour  $p_A$  se simplifie :

$$p_A = 1 - \sqrt{1 - P}. \quad (2.25)$$

Les probabilités  $P_1$  et  $P_2$  dans ce cas s'écrivent alors

$$P_1 = 2\sqrt{1 - P} + 2P - 2 \quad (2.26)$$

$$P_2 = -2\sqrt{1 - P} - P + 2 \quad (2.27)$$



**FIGURE 2.12 :** Probabilité de défauts inoffensifs  $P_1$  et pénalisants  $P_2$  en fonction de la probabilité de défauts mesurée  $P$  et de l'asymétrie  $s$ . Valeurs de  $s$  entre 1,0 à 3,0 avec un incrément de 0,5.

La figure 2.12 met en évidence que la détection des défauts pénalisants est plus précise pour des valeurs de  $P$  basses. On voit que la pente des courbes de  $P_2$  est très faible au début. Cela signifie que dans cette région, la détection est particulièrement sensible. Au contraire, pour des valeurs de  $P$  élevées, le gradient  $\frac{dP_2}{dP}$  devient très grand de sorte qu'une petite erreur dans la mesure de  $P$  entraîne une grande erreur dans  $P_2$ . Finalement, une valeur de  $P = 1$  indique que la méthode de détection est arrivé à la saturation : quand toutes les tôles dans l'empilement sont en contact, le taux de défauts pénalisants est estimé de 100 %. Dès lors, il n'est pas possible de compter les multiples défauts pénalisants.

Vu que la probabilité  $P$  dépend de la longueur des bords, il suffit de changer la taille des échantillons empilés pour baisser ou augmenter  $P$ . En résumé, la précision de la séparation statistique est optimale loin des valeurs extrêmes  $P = 1$  ou  $P = 0$ . La correspondance entre  $P$  et  $P_2$  donnée à l'équation (2.24) permet alors de bien estimer le nombre de défauts pénalisants à partir de la capacité mesurée sur l'empilement.

### Exemple d'application

Il convient ici de donner un exemple d'application de la méthode proposée, afin de montrer que la séparation statistique des taux de défauts inoffensifs et pénalisants fonctionne en pratique. Malheureusement, il n'est pas possible de faire une vérification par une mesure. Dans un empilement réel, le vrai nombre de défauts pénalisants ou inoffensifs reste inconnu ; ainsi les taux de défauts trouvés ne peuvent pas être confirmés. Étant donné qu'il s'agit d'une méthode statistique, une vérification est cependant possible par simulation avec une méthode de Monte Carlo.

La simulation par une méthode de Monte Carlo consiste ici à simuler l'occurrence de défauts dans un empilement en faisant des essais aléatoires répétés sur ordinateur, et à compter tout simplement le nombre de défauts pénalisants et inoffensifs obtenus. Afin de simplifier la simulation, on considère ici des tôles avec deux côtés de longueur identique. La simulation adopte une approche inverse par rapport à une mesure : on donne comme données d'entrée la probabilité  $p_A$  et le nombre de tôles  $N$ , le programme détermine alors les différents taux de défauts  $P$ ,  $P_1$  et  $P_2$ . Cette démarche permettra de vérifier les formules (2.26) et (2.27) pour le calcul de  $P_1$  et  $P_2$  à partir de  $P$ . Pour un nombre de tôles suffisamment grand, les taux de défauts inoffensifs et pénalisants trouvés dans la simulation doivent se rapprocher des probabilités calculées.

Le principe de la simulation est simple. Le modèle choisi est uniquement capable de simuler les empilements symétriques ( $p_A = p_B$ ). L'empilement entier comportant un nombre de tôles  $N$  est modélisé par une matrice  $E$ . Ayant une colonne pour chaque côté et une ligne pour chaque interface interlaminaire, la matrice a donc les dimensions  $(N-1, 2)$ . Afin de modéliser l'apparition des défauts, la matrice est remplie de nombres aléatoires compris entre 0 et 1. Pour décider si un événement apparaît sur le côté  $i$  de l'interface  $j$ , il suffit alors de vérifier la condition

$$E(j, i) \leq p_A \quad (2.28)$$

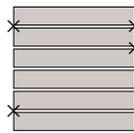
où  $p_A$  est la probabilité de l'évènement. En l'occurrence,  $p_A$  désigne la probabilité de évènement A, qui est l'apparition de un ou plusieurs défauts sur le côté  $a$  d'une paire de tôles. Afin d'évaluer les défauts dans l'empilement, il convient de transformer la matrice  $E$  en une matrice  $F$  qui ne contient que des chiffres 1 ou 0, suivant la règle (2.29).

$$F(j, i) = \begin{cases} 1 & E(j, i) \leq p_A \\ 0 & E(j, i) > p_A \end{cases} \quad (2.29)$$

En faisant la somme sur les lignes de cette matrice  $F$ , on obtient un vecteur  $f$  qui indique le type de défaut obtenu dans chaque interface interlaminaire.

$$f(j) = \sum_{i=1}^2 F(j,i) = \begin{cases} 2 & \text{pour un défaut pénalisant} \\ 1 & \text{pour un défaut inoffensif} \\ 0 & \text{pour l'absence de défaut} \end{cases} \quad (2.30)$$

Il est maintenant possible de compter le nombre de défauts pénalisants et inoffensifs dans le vecteur  $f$ . La fig. 2.13 donne un exemple pour l'application de la méthode : la simulation d'un empilement de six tôles a donné deux défauts inoffensifs et un défaut pénalisant. À titre d'exemple, le tableau 2.4 présente les résultats d'une simulation Monte Carlo en considérant les paramètres  $N = 200$  et  $p_A = 0,3$ . Après une mesure

$$\begin{array}{c} N = 6 \\ p_A = p_B = 0.3 \end{array}
 \quad E = \begin{pmatrix} 0.10 & 0.26 \\ 0.61 & 0.15 \\ 0.77 & 0.60 \\ 0.42 & 0.44 \\ 0.09 & 0.52 \end{pmatrix}
 \quad F = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 0 & 1 \\ 0 & 0 \\ 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}
 \quad f = \begin{pmatrix} 2 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}
 \quad \otimes \vec{H}$$


**FIGURE 2.13 :** Exemple de la simulation Monte Carlo avec vue de l'empilement.

Simulation pour un empilement de 200 tôles :	
107 défauts	$P = 53,77\%$
dont 19 défauts pénalisants	$P_2 = 9,55\%$
dont 88 défauts inoffensifs	$P_1 = 44,22\%$

**TABLEAU 2.4 :** Résultats d'une simulation Monte Carlo avec  $N = 200$  et  $p_A = 0,3$ .

effectuée sur un empilement réel, on disposerait uniquement de la probabilité  $P = 53,77\%$ , déduite des réactances  $X_2$  et  $X_M$ . Les formules pour le calcul de  $P_1$  et  $P_2$  donnent pour cette valeur  $P_1 = 43,52\%$  et  $P_2 = 10,24\%$ . Les petites différences par rapport aux valeurs présentées au tableau 2.4 résultent de l'aspect statistique de la méthode ; elles tombent à zéro lorsque le nombre de tôles augmente à l'infini. Dans l'empilement de 200 tôles, on peut déjà constater une bonne concordance entre les taux de défauts trouvés par l'analyse statistique et les défauts comptés dans la simulation Monte Carlo.

## 2.5 Influence des variations de la réactance de la couche isolante

Dans la réalité, on ne peut pas supposer que toutes les grandeurs qui déterminent  $X_2$  soient constantes (cf. équation 2.3). L'épaisseur du revêtement et sa permittivité relative subissent des variations mineures d'une tôle à l'autre. En outre, la surface des tôles n'est pas nécessairement constante sur tout l'empilement : dans les noyaux en gradins généralement utilisés pour la fabrication des transformateurs, la largeur des tôles augmente vers le milieu de la colonne afin de s'approcher d'une section ronde. La réactance  $X_2$  subit donc d'une part des variations mineures liées aux propriétés du revêtement et d'autre part des variations majeures liées à la taille variable des tôles. Il faut regarder à quel point la méthode de détection décrite ci-dessus est touchée par ces variations de  $X_2$ .

Les variations de  $X_2$  ne posent pas de problème pour la détection si elles sont soit connues, soit stochastiques. Évidemment, les variations de taille dans un noyau à gradins font partie du premier cas, qui sera exposé en détail dans ce qui suit. On verra ensuite que la variation stochastique pose un problème similaire qu'on peut traiter de façon analogue.

### 2.5.1 Largeur différente des tôles dans un noyau à gradins

L'influence des variations de largeur des tôles peut être traitée de deux façons :

1. On peut contourner le problème, en appliquant les mesures exclusivement sur des empilements d'échantillons de même taille.
2. Si la méthode est appliquée sur des noyaux en gradins, on peut travailler avec la réactance moyenne  $\bar{X}_2$  entre deux tôles.

La première solution a le désavantage qu'il faut s'assurer que les échantillons soient découpés exactement de la même manière que les tôles du transformateur, afin d'obtenir des mesures réalistes. Les informations obtenues sur les échantillons doivent rester valables pour les tôles utilisées pour la construction du noyau. Le bénéfice de cette démarche est qu'il reste possible de détecter le nombre exact de défauts dans l'empilement et que la sensibilité de la détection est constante sur toute la hauteur de l'empilement.

La deuxième solution a l'avantage de rendre possible les mesures directes sur un noyau à gradins donné. Toutefois il faut noter que, si on remplace dans les formules la réactance  $X_2$  par la réactance moyenne  $\bar{X}_2$ , la sensibilité de détection n'est plus constante. Le changement de la réactance totale détecté dépend alors de la position du défaut dans l'empilement : ce changement sera moins important si il est créé par un défaut

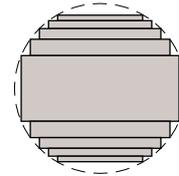
entre deux grandes tôles en milieu du noyau que si le défaut est situé entre deux petites tôles situées tout en haut où tout en bas du noyau.

Néanmoins, la méthode de détection peut tolérer ces variations. On profite ici encore une fois de l'aspect statistique évoqué dans l'introduction : dans un empilement qui comporte un grand nombre de tôles, il n'est plus nécessaire d'exiger que la réactance entre toutes les tôles soit identique. Il suffit qu'on puisse déterminer la réactance moyenne. Dans les mesures, on n'obtient donc pas le nombre exact de défauts, mais un chiffre qui, pour une multitude de tôles, se rapproche de ce nombre. Ceci sera démontré dans ce qui suit en discutant la détection dans un noyau à gradins.

### Détection dans un noyau à gradins

Contrairement à un noyau classique, un noyau à gradins est composé de plusieurs parties, dont chacune comporte des tôles de largeur différente. La figure 2.14 montre l'exemple d'un noyau à gradins. Chaque gradin peut être considérée séparément comme

**FIGURE 2.14 :** *Un noyau à gradins comporte des tôles de largeur différente, afin d'approximer une section ronde.*



un noyau de section carrée, où on suppose de nouveau que  $X_2 = \text{const}$ . Dans un noyau composé d'un nombre de gradins  $L$  la réactance totale  $X_N$  est donc la somme des réactances dues à chaque gradin :

$$X_N = \sum_{i=1}^L X_{Ni} = \sum_{i=1}^L (N_i - 1)X_{2i} \quad (2.31)$$

où  $N_i$  est le nombre de tôles dans le gradin d'indice  $i$  et  $X_{2i}$  est la réactance élémentaire entre deux de ces tôles. On néglige ici et dans la suite la réactance de l'interface entre deux gradins, mais comme le nombre de gradins  $L$  est toujours petit en comparaison au nombre total de tôles  $N$ , cette simplification est admissible. Tandis que  $X_{2i}$  varie, notons que la probabilité de défaut peut être supposée comme constante sur tout l'empilement, car la longueur des tôles ne varie pas.

Dans un noyau de section carrée, le nombre de défauts  $D$  est déterminé à partir des deux grandeurs de mesure  $X_M$  et  $X_2$ . Il convient de montrer que cette méthode est toujours applicable dans un noyau en gradins. Reprenons l'équation (2.7), qui décrit

$D$  en fonction de  $X_M$  et  $X_2$  :

$$D = \frac{(N - 1)X_2 - X_M}{X_2} \quad (2.7)$$

Dans un noyau à gradins, cette expression s'écrit :

$$\begin{aligned} D &= \sum_{i=1}^L \left( \frac{(N_i - 1)X_{2i} - X_{Mi}}{X_{2i}} \right) \\ &= \sum_{i=1}^L (N_i - 1) - \sum_{i=1}^L \frac{X_{Mi}}{X_{2i}} \end{aligned} \quad (2.32)$$

Si on remplace  $X_{2i}$  avec la réactance moyenne  $\bar{X}_2$  définie par

$$\bar{X}_2 = \frac{X_N}{N - 1} \quad (2.33)$$

on obtient

$$D = \underbrace{\sum_{i=1}^L (N_i - 1)}_{(N-1)} - \frac{N - 1}{X_N} \underbrace{\sum_{i=1}^L X_{Mi}}_{X_M} \quad (2.34)$$

Cette expression se simplifie encore

$$D = (N - 1) \left( 1 - \frac{X_M}{X_N} \right) \quad (2.35)$$

$$D = (N - 1)P \quad (2.36)$$

Le résultat (2.36) est identique au résultat pour un noyau de section carrée (2.8). La méthode de détection est alors applicable de la même manière au noyau à gradins.

### 2.5.2 Propriétés du revêtement soumises aux variations mineures

Des variations mineures de la réactance élémentaire  $X_2$  peuvent apparaître à cause de légers changements des propriétés du revêtement. On peut supposer que celles-ci suivent une distribution stochastique. Vu la section précédente, de telles variations ne posent pas de problème : elles peuvent être traitées de la même façon en travaillant avec la réactance moyenne  $\bar{X}_2$ .

## 2.6 Précision de mesure

Il est devenu apparent à travers les différents essais que la détermination précise de  $X_2$  est importante pour une mesure correcte du nombre de défauts. Dans la pratique, il serait donc raisonnable de déterminer  $X_2$  non pas par mesure sur une seule paire de tôles, mais au lieu de cela de le déduire de la mesure d'un empilement de plusieurs tôles. Bien entendu, cet empilement doit être bien ébavuré pour exclure la possibilité d'un défaut. La détermination de  $C_2$  par mesure est toujours préférable à une détermination par calcul, car l'épaisseur des couches isolantes est difficile à évaluer.

Bien évidemment, la précision de la mesure de  $X_M$  influence également la précision de la détection. Pour l'analyse de l'influence des erreurs de mesure, il convient de reprendre la formule (2.7) qui décrit le nombre de défauts en fonction des deux quantités mesurées :

$$D = \frac{(N - 1)X_2 - X_M}{X_2}$$

Calculer l'erreur dans le nombre absolu de défauts  $D$  serait peu significatif. Il convient au lieu de cela de ramener le nombre de défauts au nombre d'interfaces interlaminaires  $N - 1$ , pour obtenir le taux de défauts :

$$T_D = \frac{D}{N - 1} = \frac{(N - 1)X_2 - X_M}{(N - 1)X_2} \quad (2.37)$$

L'influence des erreurs de mesure peut être estimée par le développement limité du 1<sup>er</sup> ordre de la série de Taylor :

$$\Delta T_D = \left| \frac{\partial T_D}{\partial X_2} \right| \Delta X_2 + \left| \frac{\partial T_D}{\partial X_M} \right| \Delta X_M \quad (2.38)$$

où  $\Delta T_D$ ,  $\Delta X_2$  et  $\Delta X_M$  sont les intervalles d'erreur absolus des grandeurs  $T_D$ ,  $X_2$  et  $X_M$ . Il faut noter que les intervalles d'erreur sont définis sans signes précurseurs, c'est-à-dire comme des valeurs absolues. On obtient alors

$$\Delta T_D = \frac{1}{N - 1} \left| \frac{X_M}{X_2^2} \right| \Delta X_2 + \frac{1}{N - 1} \left| \frac{1}{X_2} \right| \Delta X_M \quad (2.39)$$

Pour poursuivre l'analyse, on suppose que  $X_2$  est mesurée avec la même précision que  $X_M$ , par exemple 3%. L'intervalle d'erreur relatif est donc identique pour les deux grandeurs :

$$\frac{\Delta X_2}{|X_2|} = \frac{\Delta X_M}{|X_M|} \quad (2.40)$$

En reprenant l'équation (2.5)

$$X_M = (M - 1)X_2$$

on peut alors postuler

$$\Delta X_M = (M - 1)\Delta X_2 \quad (2.41)$$

L'insertion de ces deux dernières équations permet alors de simplifier (2.39) :

$$\Delta T_D = \frac{2(M - 1)}{N - 1} \frac{\Delta X_2}{|X_2|} \quad (2.42)$$

L'interprétation de ce terme permet d'évaluer l'influence de la précision de mesure. Lorsqu'il n'y a aucun défaut dans l'empilement ( $M = N$ ), l'erreur est maximale :

$$\Delta T_{D(M=N)} = 2 \frac{\Delta X_2}{|X_2|} \quad (2.43)$$

En admettant par exemple une précision de mesure de 3%, la méthode de détection pourrait dans le pire des cas indiquer un taux de défauts de 6%, bien qu'il n'y a aucun défaut dans l'empilement.

Si, en revanche, le nombre de défauts dans l'empilement est très grand, l'erreur devient minimale. En prenant le cas extrême où un interface seulement est sans défaut ( $M = 2$ ), on obtient

$$\Delta T_{D(M=2)} = \frac{2}{N - 1} \frac{\Delta X_2}{|X_2|} \quad (2.44)$$

La division par  $N - 1$  rend l'erreur négligeable. Rappelons que si une interface seulement est sans défaut, les valeurs mesurées pour  $X_M$  et  $X_2$  sont identiques. Étant donné que le nombre de tôles apparentes est selon (2.5)

$$M = 1 + \frac{X_2}{X_M} \quad (2.45)$$

il faudrait des erreurs de mesure énormes pour changer  $M$  d'une unité entière, pourtant le changement correspondant dans le taux de défauts serait toujours négligeable.

## 2.7 Conclusion

Cette section présente une conclusion sur la détection par mesure de capacité ainsi que des dernières considérations concernant les limites de cette technique. Un abrégé des conclusions est également accessible dans une publication sur les travaux présentés dans ce chapitre [SDRV08].

### Principe de mesure et empilements caractérisés

Il a été démontré que les mesures de capacité permettent de déterminer le nombre de tôles court-circuitées dans un empilement. Le principe de mesure ne nécessite pas d'excitation du noyau magnétique et il est non destructif. De nombreuses mesures ont été effectuées sur des empilements d'échantillons de qualités différentes. Les résultats soulignent bien le caractère aléatoire des défauts dus aux bavures. La comparaison entre les essais sur les bandes de qualité commerciale et sur les bandes EPSTEIN a permis d'établir les points suivants :

1. Un empilement de tôles découpées à la cisaille sans traitement des bavures présente un très grand nombre de défauts interlaminaires. Ces défauts sont vraisemblablement de très petite taille, car les bavures sont quasiment imperceptible au toucher.
2. Dans des empilements de tôles de qualité commerciale, le nombre de défauts est réduit considérablement. Le procédé de refendage avec ébavurage se montre donc très efficace, mais pas suffisant pour réduire la probabilité de défauts interlaminaires à zéro.
3. Étant donné que dans un noyau réel, la taille des tôles est beaucoup plus grande que dans les empilements expérimentaux, il est raisonnable de conclure que dans un noyau de transformateur réel, le nombre de petits défauts est important.
4. Les défauts détectés sont effectivement dus aux bavures et ne naissent pas dans la surface. Pas un seul défaut n'a pu être observé en décalant les bandes de qualité commerciale de sorte que les bavures ne puissent pas se toucher.

Pour les essais présentés, le nombre de tôles était augmenté au fur et à mesure, afin de voir l'évolution de la capacité. Pour le contrôle de qualité dans la pratique, il sera suffisant de faire une seule mesure. Effectuée sur un empilement pas trop petit, une mesure est suffisante pour déterminer le nombre de défauts, à condition que  $X_2$  ait été déterminé auparavant. Il va de soi que la méthode de détection proposée doit toujours être appliquée sur un empilement seul, et non pas sur un noyau assemblé : une interaction entre deux empilements chevauchés n'est pas prise en compte dans le modèle.

### Analyse statistique

Une analyse statistique a été effectuée pour estimer le nombre de défauts *pénalisants*. Cette analyse a montré que, lorsqu'il y a peu de défauts dans un empilement, ceux-ci sont presque tous inoffensifs. À l'inverse, lorsque le nombre des défauts détectés se rapproche du nombre de tôles, la majorité des défauts sont des défauts pénalisants.

L'approche statistique entraîne généralement des imprécisions si le nombre d'échantillons regardés n'est pas suffisamment grand ou si l'une des quantités à décrire subit des variations non stochastiques. En employant la procédure présentée, il est important d'être conscient de toutes les contraintes inhérentes à cette technique.

En fonction de la taille des tôles empilées et la qualité d'ébavurage, la méthode de détection peut arriver à la saturation. Ceci est le cas lorsque toutes les tôles dans l'empilement testé sont en contact. Dans ce cas, il faut diminuer la taille des tôles et donc la probabilité de défauts, afin d'arriver dans la gamme où la méthode est applicable. Ceci est possible en effectuant les mesures non pas directement sur les empilements qui forment les colonnes et culasses, mais sur des empilements d'échantillons de taille plus petite. Dans ce cas, il faut bien évidemment s'assurer que les échantillons sont découpés dans les mêmes conditions.

Toute l'analyse statistique a été effectuée en deux dimensions, en regardant un plan de coupe du noyau. Ceci signifie que la position d'un défaut suivant la longueur de l'empilement n'est pas prise en compte. La détection et l'analyse ne permettent pas de distinguer entre un cas très pénalisant, où les deux défauts qui forment un court-circuit sont placés face à face, et un cas moins pénalisant où il y a une grande distance entre les défauts. Comme la longueur du circuit électrique est beaucoup plus courte dans le premier cas, on peut s'attendre à un courant de court-circuit plus fort que dans le deuxième cas.

L'examen de ces différents cas exige des connaissances sur le comportement d'un court-circuit individuel. Dans le chapitre suivant, l'approche statistique portant sur la modélisation globale du noyau sera alors enrichie d'une modélisation locale d'un court-circuit élémentaire.



## 3 Modélisation d'un court-circuit élémentaire

### 3.1 Objectif

Cette étude est dédiée à la caractérisation expérimentale des courts-circuits interlaminaires, afin de construire un modèle élémentaire de ces derniers. Par modèle élémentaire on comprend un modèle d'un court-circuit unique, comportant deux points de contact situés entre deux tôles d'un noyau magnétique. Un tel modèle permettra d'estimer les variables importantes d'un court-circuit pour une géométrie donnée, parmi elles notamment le courant de court-circuit qui est un élément essentiel pour estimer les pertes supplémentaires dues aux courts-circuits.

Lorsque deux tôles comportent des courts-circuits, ces derniers changent la distribution des courants de Foucault et causent ainsi des pertes fer supplémentaires. Ces pertes sont difficiles à quantifier, puisque la distribution des courants de Foucault qui en est à la base est impossible à mesurer. En simulation cette distribution ne peut être traitée qu'en prenant en compte et l'anisotropie et la non-linéarité du matériau. Ceci est, à l'heure actuelle, un problème numérique quasiment insurmontable pour un objet de taille réelle. Au lieu d'une telle approche, il sera tenté ici d'élaborer une modélisation analytique simple à partir d'un modèle équivalent, basé sur une caractérisation expérimentale. Les éléments du modèle équivalent et l'influence des paramètres géométriques et électriques du court-circuit seront déterminés par une série de mesures sur des courts-circuits bien connus créés artificiellement.

Le modèle proposé dans ce chapitre est construit en considérant, dans un premier temps, des grandeurs sinusoïdales représentées par des nombres complexes. Les notations correspondantes sont des majuscules soulignées. L'analyse des résultats expérimentaux montrera que ce modèle peut être étendu aux signaux non sinusoïdaux. Dans ce cas, les valeurs instantanées sont considérées.

### 3.2 Principe de la modélisation expérimentale

La résistance d'un contact interlaminaire réel, localisé quelque part dans un noyau magnétique, doit être considérée impossible à déterminer. Dans la modélisation expé-

rimentale, la résistance des bavures doit donc rester une variable indépendante. Il est cependant possible de traiter expérimentalement deux cas extrêmes : celui du circuit ouvert, comportant un contact de faible résistance et un de résistance infinie, et celui du court-circuit, où les deux contacts ont une très faible résistance.

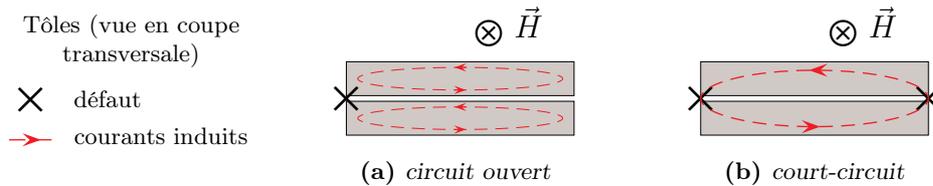


FIGURE 3.1 : Expérimentations en circuit ouvert et en court-circuit.

Lorsque les tôles sont en contact sur un côté seulement, une différence de potentiel  $\underline{U}_{vide}$  entre les tôles peut être mesurée sur le côté opposé. Ce cas est présenté fig. 3.1a. Dès que les tôles sont en contact des deux côtés, un chemin électrique fermé est offert aux courants de Foucault leur permettant d’embrasser une section du flux plus importante. Il y a donc apparition d’un courant de court-circuit  $\underline{I}_{cc}$  (fig. 3.1b). Pourvu que la mesure de  $\underline{U}_{vide}$  et  $\underline{I}_{cc}$  soit possible, les deux expérimentations donnent alors deux points dans le plan tension-courant, comme esquissé à la fig. 3.2. Bien évidemment, la résistance de contact ne peut pas être réduite tout à fait à zéro dans les expérimentations, ainsi la mesure en court-circuit ne constitue pas un court-circuit parfait. Le second point n’est donc pas tout à fait sur l’axe.

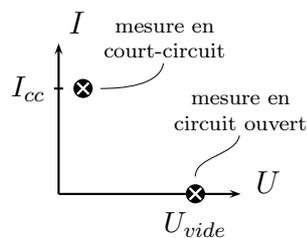


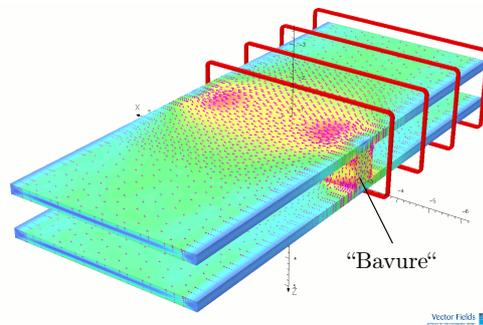
FIGURE 3.2 : Points expérimentaux obtenus.

En ce qui concerne l’évolution entre ces deux points expérimentaux, il s’impose de faire d’abord l’hypothèse la plus simple et de supposer une évolution linéaire. La vérification expérimentale de cette hypothèse exigerait des mesures additionnelles en faisant varier la résistivité des contacts entre zéro et l’infini, ce qui n’est pas raisonnablement praticable à cause des difficultés expérimentales pour introduire des contacts artificiels.

La vérification a donc été faite par simulation, en prenant un modèle numérique à très petite échelle.

### Vérification de l'hypothèse de linéarité par simulation

Un aperçu du modèle numérique utilisé est présenté à la fig. 3.3. Une paire de tôles comportant un court-circuit est modélisée en 3D à très petite échelle. Afin de représenter correctement l'effet de peau dans les tôles, l'épaisseur des tôles dans le modèle numérique est réaliste, tandis que longueur et largeur des tôles sont extrêmement réduites. Les dimensions des tôles sont alors  $6\text{ mm} \times 15\text{ mm} \times 0.3\text{ mm}$ . Les contacts dus aux bavures sont représentés par deux petits volumes cubiques. Pour faire varier la résistance de contact, la résistivité de ces volumes a été modifiée.



**FIGURE 3.3 :** *Modèle numérique à petite échelle. Vecteurs et carte de couleur pour  $\vec{J}$  à 1,7 T.*

La simulation est conduite en régime harmonique, l'acier étant défini par ses caractéristiques  $\hat{B} = f(\hat{H})$  anisotropes et non linéaires, qui ont été mesurées sur de l'acier à grains orientés conventionnel (CGO). Pour tous les détails concernant la modélisation numérique, il est recommandé de se reporter au chapitre 4, qui est entièrement dédié à la simulation. Le modèle est validé aux deux points expérimentaux.

La courbe  $\hat{U} = f(\hat{I})$  obtenue est tracée à la fig. 3.4. La résistance des contacts a été variée entre  $125\text{ m}\Omega$  et  $500\text{ n}\Omega$ . En négligeant dans un premier temps la déviation de la courbe dans la zone encadrée, on peut constater que la simulation indique effectivement un comportement linéaire. Le module  $\hat{U}/\hat{I}$  est constant. L'évolution surprenante de la courbe à proximité d'un court-circuit parfait s'explique par le fait qu'en définissant des conductivités de plus en plus élevées, on atteint la limite de validité du modèle numérique. En effet, pour des résistivités très faibles, les zones simulant le contact et soumises au champ magnétique sont le siège de courants induits internes très importants qui faussent les résultats. Ce comportement est entièrement dû au mo-

dèle et n'a pas d'équivalent physique dans le comportement d'un vrai court-circuit. La déviation observée n'a donc pas d'importance.

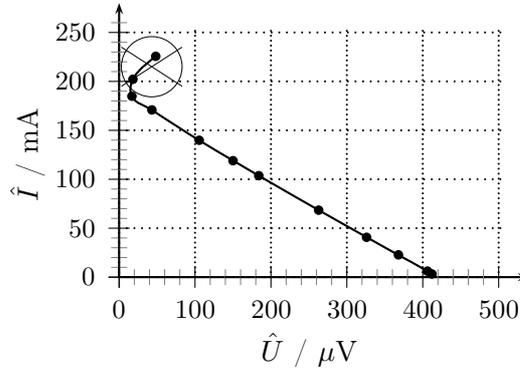


FIGURE 3.4 : Résultats pour variation de la résistance de contact.

### Modélisation par le théorème de THÉVENIN

Les résultats de l'analyse numérique à petite échelle soutiennent l'hypothèse que le court-circuit se comporte de façon linéaire. Dans de telles conditions, il est possible de définir une impédance équivalente  $Z_{eq}$ , en appliquant la théorie des réseaux linéaires qui est plus couramment connue comme le théorème de THÉVENIN :

$$Z_{eq} = \frac{U_{vide}}{I_{cc}} \quad (3.1)$$

Il faut noter que dans ce modèle, l'impédance équivalente englobe non seulement l'impédance que les courants de Foucault rencontrent dans les tôles, mais aussi les résistances des deux contacts qui se trouvent sur le chemin du courant :

$$Z_{eq} = Z_{fer} + R_{ct} \quad (3.2)$$

La figure 3.5 présente alors les circuits équivalents pour les deux mesures. Il est important de noter que dans ces schémas, l'impédance  $Z_{fer}$  n'est pas simplement l'impédance des tôles, mais une quantité équivalente comprenant tous les phénomènes électromagnétiques dans les tôles. Les contacts sont modélisés de façon simple par des résistances. Des phénomènes plus complexes existent bien évidemment dans des contacts [Hol00], mais les résultats expérimentaux présentés plus loin montrent qu'un modèle résistif simple du contact est suffisant. En ce qui concerne la répartition des éléments du schéma équivalent, il est raisonnable de supposer que l'impédance  $Z_{fer}$  se

repartit à parts égales sur les deux tôles, pour des raisons de symétrie. Les résistances de contact pourtant ne peuvent nullement être supposées égales dans les deux contacts, elles peuvent être très différentes.

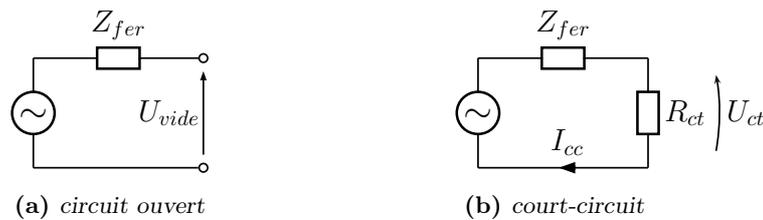


FIGURE 3.5 : Circuits équivalentes des mesures selon THÉVENIN.

L'impédance équivalente  $\underline{Z}_{eq}$  rend bien évidemment compte d'un cas général. Si la caractérisation révèle un comportement principalement inductif ou résistif,  $\underline{Z}_{eq}$  pourra être remplacé respectivement par une inductance ou une résistance équivalente. Les sections suivantes seront donc dédiées à la caractérisation expérimentale du court-circuit, afin de quantifier les éléments du schéma équivalent et d'identifier les paramètres dont ils dépendent.

Dans un transformateur réel, les résistances de contact dépendent des propriétés exactes des bavures associées, et donc de beaucoup de paramètres qui ne peuvent pas être déterminés. Il faut ainsi se contenter de modéliser  $\underline{U}_{vide}$  et  $\underline{Z}_{fer}$ . L'impédance totale  $\underline{Z}_{eq}$  peut ensuite être chiffrée pour des résistances de contact données. Les contacts artificiels créés pour la caractérisation seront optimisés pour avoir une faible résistance, afin de faciliter la caractérisation des autres éléments.

### 3.3 Procédure de caractérisation expérimentale

Pour la caractérisation des courts-circuits, des points de contact sont introduits entre deux tôles magnétiques à des endroits bien définis. Afin de pouvoir imposer une excitation, les deux tôles court-circuitées sont placées dans un circuit magnétique fermé. Les grandeurs  $\underline{U}_{vide}$  et  $\underline{I}_{cc}$  sont ensuite mesurées avec des sondes spécialisées. Afin de pouvoir séparer  $\underline{Z}_{fer}$  et  $R_{ct}$ , la chute de tension sur les points de contact est également mesurée. Cette section présente d'abord une vue d'ensemble du montage expérimental. Dans la suite, les aspects importants de la procédure seront détaillés successivement.

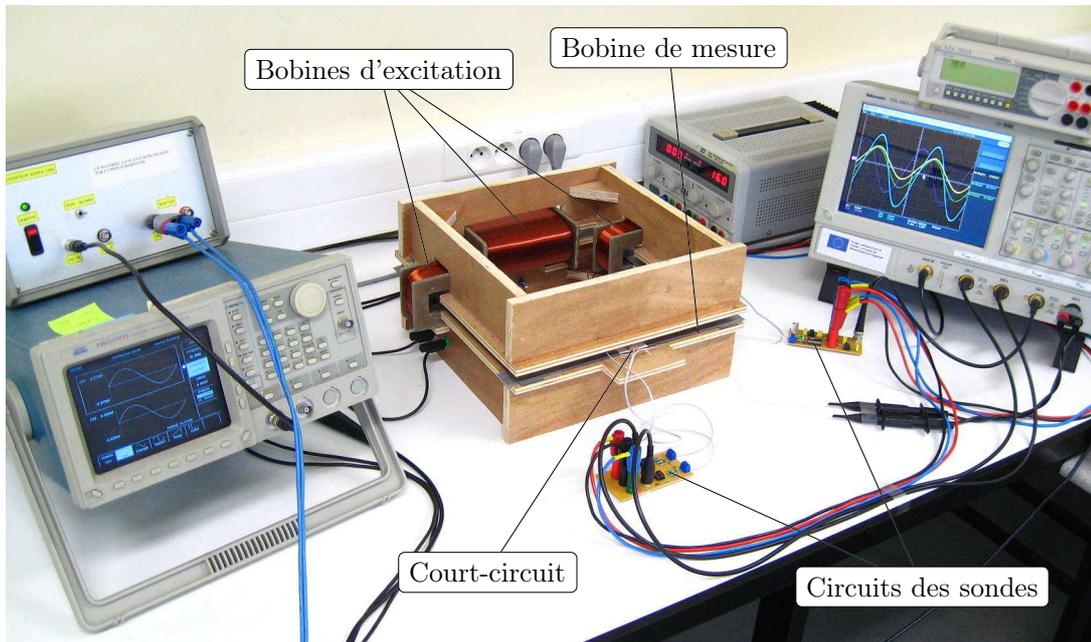


FIGURE 3.6 : Aperçu d'ensemble du montage expérimental.

### 3.3.1 Vue d'ensemble du montage

Un aperçu du montage expérimental est présenté fig. 3.6<sup>1</sup>. Il s'agit d'un noyau magnétique très fin en forme de rectangle. Chacun des quatre bras étant formé par deux tôles, le cadre entier comporte donc huit tôles. Des courts-circuits sont introduits entre les deux tôles qui forment le bras antérieur. Avec une épaisseur de deux tôles seulement, ce cadre constitue la structure *minimale* requise pour des mesures sur les courts-circuits interlaminaires.

**Chevauchement :** Les tôles sont chevauchées à  $90^\circ$  dans les coins, comme illustré de façon schématique fig. 3.7. Dans cette structure, la répartition du flux magnétique entre les deux couches est asymétrique près des coins : au voisinage d'un entrefer, le flux se concentre sur la tôle voisine [MG00]. Cependant, il est préférable pour les mesures d'avoir une répartition homogène du flux à l'endroit du court-circuit. Grâce à la symétrie du dispositif, cette contrainte peut être prise en compte en créant les courts-circuits au milieu du bras.

---

1. Cet aperçu ne montre pas les composants suivants du montage : un transformateur de séparation enlevant une éventuelle composante continue dans l'alimentation ; le poids appuyant sur les points de contact ; l'ordinateur commandant l'excitation et l'acquisition.

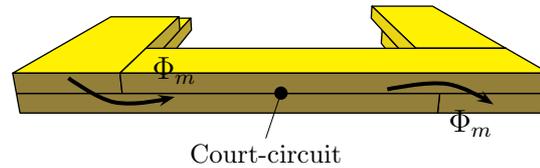


FIGURE 3.7 : Vue schématique du bras en défaut.

**Excitation :** Le cadre magnétique est excité par plusieurs bobines situées sur les trois bras qui sont sans défauts. L'induction  $B$  est mesurée par une bobine de dix spires entourant le bras en défaut. Considérant le mode de chevauchement et le fait que les bobines d'excitation ne sont pas réparties sur toute la longueur du cadre, l'influence des champs de fuites devra être quantifiée. Ceci sera discuté en section 3.3.5.

**Protocole expérimental :** Conformément à une caractérisation selon le théorème de THÉVENIN, les mesures sont effectuées en deux étapes, à vide et en court-circuit. Avant chaque étape, le noyau est démagnétisé afin d'éliminer toute aimantation rémanente. Dans un premier essai en circuit ouvert, la tension à vide  $\underline{U}_{vide}$  est mesurée pour une série montante de valeurs d'induction. À cette occasion, les tôles sont en contact sur un côté seulement. Pour le deuxième essai, le contact est rétabli sur les deux côtés. En parcourant les mêmes valeurs d'induction que dans le premier essai, le courant de court-circuit  $\underline{I}_{cc}$  est mesuré.

Dans les sections suivantes, la procédure de mesure sera exposée de façon plus détaillée. Une synthèse du protocole résumant tous les signaux acquis est présentée dans 3.3.7. Les résultats sont ensuite présentés dans 3.4.

### 3.3.2 Introduction des points de contact

La caractérisation expérimentale des courts-circuits nécessite tout d'abord l'introduction de contacts bien déterminés. Tous les paramètres du court-circuit qui ne sont pas connus à l'avance ne peuvent être mis en corrélation avec les résultats de mesure. La préparation des tôles est donc d'une grande importance pour les expérimentations. De plus, les courts-circuits introduits doivent satisfaire deux conditions supplémentaires :

- Puisqu'il faut mesurer en circuit ouvert ainsi qu'en circuit fermé, les contacts doivent être faciles à couper. Il n'est donc pas suffisant d'établir un contact par une simple soudure des tôles en un point.
- Il est nécessaire de laisser une certaine distance entre les tôles, afin de pouvoir introduire des sondes de mesure.

### Procédure

La procédure élaborée consiste à former un contact par deux petits cônes d'étain qui sont soudés sur chaque tôle, comme illustré fig. 3.8. Lorsque les tôles sont alignées et les cônes pressés l'un contre l'autre, un contact de faible résistance apparaît avec une bonne reproductibilité. La métallisation à l'étain sur les tôles magnétiques est délicate, puisque la surface de l'acier s'oxyde rapidement lorsqu'on enlève le revêtement isolant. Il faut donc s'assurer que la région à métalliser est protégée de l'oxydation pendant que l'acier est chauffé. Les étapes de création des contacts sont les suivantes :

- Le revêtement de la tôle est enlevé localement par meulage ; la région dénudée qui en résulte est ronde et d'un diamètre d'environ 3 mm.
- Un agent à étamer contenant un décapant et un métal d'apport est aussitôt étalé sur la région dénudée, protégeant celle-ci de l'oxydation.
- La métallisation est effectuée en plaçant la tôle dans un four et en la chauffant pendant quelques minutes à 400°. Si une quantité correcte d'agent à étamer a été appliquée, on obtient ainsi un point de contact en étain en forme d'hémisphère, qui est ensuite nettoyé.
- Le point de contact est limité à une hauteur finale d'environ 500 µm.

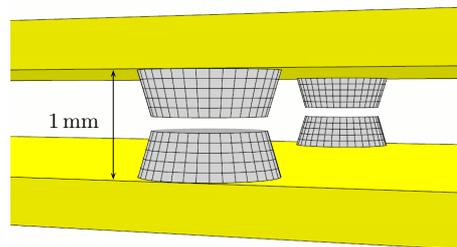
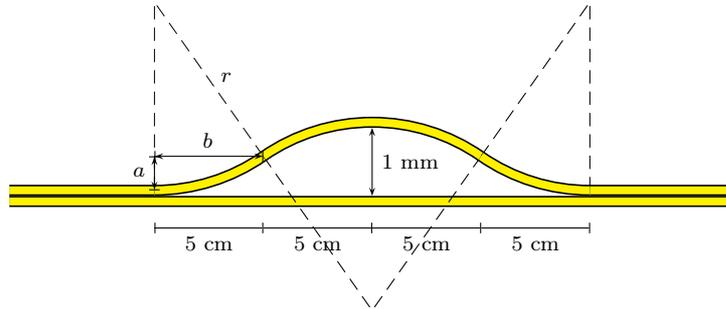


FIGURE 3.8 : Dessin du court-circuit artificiel.

La reproductibilité des mesures est assurée en appliquant une force constante sur les contacts qui impose une légère déformation de l'étain. Un poids appuie sur la tôle supérieure à l'endroit des contacts, de façon que chaque contact subisse une force constante  $F_{ct} \approx 22$  N.

### Effets de l'espace interlaminaire additionnel

L'épaisseur des points de contact introduit un espace entre les tôles à l'endroit du court-circuit. Il est de l'ordre de 1 mm, ce qui est à peu près égal à trois fois l'épaisseur d'une tôle. La tôle supérieure du bras connaît donc une légère flexion autour des



**FIGURE 3.9 :** *Inflexion de la tôle supérieure à cause des contacts (exagéré).*

contacts. Il faut s'assurer que les tensions mécaniques introduites par cette déformation élastique n'influencent pas les mesures. Fig. 3.9 présente un schéma du bras où l'amplitude de la déformation est fortement exagérée, avec les rayons de courbure indiqués en pointillé. La zone de flexion est limitée à une longueur de 20 cm. Dans le montage, ceci est assuré en fixant les bouts des tôles. La zone de flexion peut alors être découpée en quatre arcs de même longueur et de même rayon, comme indiqué fig. 3.9. Le rayon de courbure alors obtenu est de

$$r = \frac{a^2 + b^2}{2a} = 2,50 \text{ m}$$

Des études montrent, pour des tôles Si-Fe sous contraintes en flexion élastique dans la direction de laminage, une diminution de la magnétisation de saturation [SYI00] et une augmentation des pertes [PFL82]. Comme le rayon de courbure est très grand, on suppose que, dans les expérimentations, la flexion de la tôle est négligeable d'un point de vue magnétique. Les tensions internes imposées dans la tôle sont considérées comme très faibles.

À part la géométrie bien connue du court-circuit artificiel, c'est l'espace interlaminaire additionnel qui constitue une différence majeure vis-à-vis d'un court-circuit réel provoqué par une bavure. Dans les empilements d'un vrai transformateur, cet espace est de l'ordre de  $10 \mu\text{m}$ , étant donné que l'épaisseur du revêtement isolant sur la tôle est typiquement de 2 à  $5 \mu\text{m}$  [Thy07]. Dans le montage expérimental, l'espace interlaminaire à la hauteur du court-circuit est donc environ cent fois plus grand que dans la réalité. Ceci n'influence pas le courant de court-circuit, tant que l'acier n'est pas extrêmement saturé : lorsque le flux magnétique présent dans l'espace interlaminaire est petit par rapport au flux présent dans les tôles, il contribue très peu au flux embrassé par le courant de court-circuit. On peut supposer que même sous forte excitation, la perméabilité de l'acier est toujours beaucoup plus élevée que celle de l'air ( $\mu_r \gg 1$ ). En

considérant une valeur typique de l'ordre de  $B = 1,75 \text{ T}$  à  $H = 800 \text{ A/m}$ , la perméabilité relative est toujours de  $\mu_r = 1740$ . L'espace interlaminaire est donc négligeable et les courants de court-circuit mesurés sont donc identiques à ceux obtenus avec un espace interlaminaire mince.

### 3.3.3 Mesure du courant

Une sonde spécialisée très fine a été développée pour permettre la mesure indirecte du courant de court-circuit. Cette sonde reproduit le principe de l'enroulement de ROGOWSKI. Elle est placée autour d'un des contacts, dans l'espace interlaminaire de 1 mm d'épaisseur.

#### Propriétés de l'enroulement de ROGOWSKI

L'enroulement de ROGOWSKI est un capteur dédié aux mesures des courants alternatifs. Son principe de fonctionnement est illustré fig. 3.10. Un fil est bobiné de

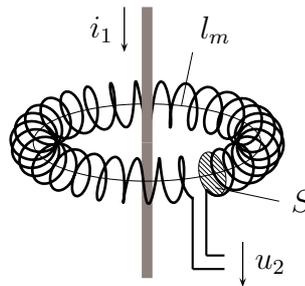


FIGURE 3.10 : Principe de l'enroulement de ROGOWSKI.

façon hélicoïdale autour d'un support non ferromagnétique. Pour mesurer le courant  $i_1$  dans un conducteur, l'enroulement est replié autour de celui-ci de sorte qu'il forme un contour fermé. Le courant alternatif circulant dans le conducteur crée un champ magnétique, qui induit dans l'enroulement une tension  $u_2$ . L'enroulement est donc une inductance mutuelle couplée au conducteur et sa tension de sortie  $u_2$  est proportionnelle aux variations du courant  $\frac{di_1}{dt}$ . Pour déterminer  $u_2$ , on se réfère à la loi d'AMPÈRE : l'intégrale curviligne du champ magnétique sur un contour fermé est égale à la somme des courants enfermés. À condition que  $u_2$  soit mesurée avec un instrument à haute impédance, le courant dans l'enroulement est presque nul et la relation suivante s'applique :

$$u_2 = M \frac{di_1}{dt} \quad (3.3)$$

En ajoutant un intégrateur, on obtient une tension qui est une image du courant dans

le conducteur. L'inductance mutuelle  $M$  de l'enroulement de ROGOWSKI de section ronde est

$$M = \frac{\mu_0 N S}{l_m} \quad (3.4)$$

où  $N$  est le nombre de spires de l'enroulement,  $l_m$  est la longueur moyenne des lignes de champ dans le contour et  $S$  est la section de l'enroulement. Une démonstration détaillée peut être consultée dans les nombreuses références traitant de ce principe de mesure [Koo02, WE93]. Ici, il suffira d'évoquer quelques propriétés fondamentales inhérentes aux enroulements de ROGOWSKI :

**Indépendance du chemin de l'enroulement.** Pour mesurer un courant avec précision, il n'est pas nécessaire que l'enroulement soit rond comme dessiné fig. 3.10, ou que le conducteur soit situé exactement au milieu. Selon la loi d'AMPÈRE, le signal mesuré ne dépend ni du chemin de l'enroulement autour du conducteur ni de la position du conducteur dans la boucle. Il est seulement essentiel que les deux extrémités de l'enroulement soient réunies précisément et que la section et la distance entre les spires restent constantes sur tout le chemin. L'enroulement de ROGOWSKI mesure donc la charge traversant son ouverture ; il est pourtant insensible à la distribution de cette charge. Ceci signifie aussi que la tension de sortie d'un enroulement idéal est nulle s'il n'entoure pas de courant, même s'il est positionné près d'un conducteur.

**Linéarité sur une grande étendue de mesure.** Contrairement aux transformateurs de courant, l'enroulement de ROGOWSKI ne comporte pas de noyau ferromagnétique. Il n'y a donc pas d'effet de saturation ; le système est linéaire et son inductance mutuelle ne dépend pas du courant. La calibration peut donc être effectuée à un niveau quelconque et elle sera valable pour tous les niveaux de courant.

**Sensibilité aux interférences rayonnées.** Les types d'interférence par des champs rayonnés sont illustrés fig. 3.11. Comme l'enroulement forme une boucle, il est sensible aux interférences rayonnées qui la traversent (fig. 3.11a). Pour enlever ce type d'interférence, on peut ajouter une spire de compensation, où l'un des fils de connection au bout de l'enroulement est ramené à l'autre bout en passant au milieu des spires. Un enroulement de ROGOWSKI est cependant insensible aux champs qui le traversent dans le plan. Ceci est illustré à la fig. 3.11b en prenant l'exemple d'un conducteur situé à l'extérieur de l'enroulement. Lorsqu'un conducteur n'est pas embrassé par l'enroulement, son champ induit des f. e. m. opposées dans des parties différentes de l'enroulement qui s'annulent. Pourtant, une annulation complète n'est obtenue que dans un enroulement parfaitement uniforme.

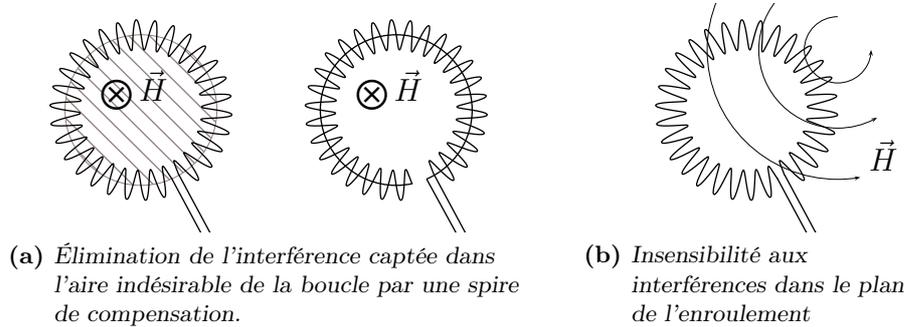


FIGURE 3.11 : Problématique de l'interférence par des champs rayonnés.

Ces propriétés importantes de l'enroulement de ROGOWSKI ont été prises en compte d'abord pour la fabrication de la sonde de courant et ensuite pour l'élaboration d'une technique de mesure adaptée au problème. La section suivante est dédiée à la réalisation concrète de la sonde ; la technique de mesure sera exposée plus loin.

### Réalisation de la sonde de courant

Un enroulement de ROGOWSKI adapté à la mesure des courants de court-circuit interlaminaires doit répondre à deux exigences principales. Premièrement, il doit être assez fin pour permettre un placement entre les tôles. Deuxièmement, il doit néanmoins être très sensible pour obtenir des signaux de sortie suffisamment forts. Ne connaissant pas l'ordre de grandeur des courants, le courant minimal détectable a été fixé plutôt bas. Concrètement, des contraintes suivantes ont été imposées :

- Le système entier doit être capable de mesurer un courant  $i_1 = 50 \text{ mA}$  à  $f = 50 \text{ Hz}$ .
- L'épaisseur maximale de la sonde est fixée à  $a = 600 \text{ }\mu\text{m}$ .

La sonde réalisée en fonction de ces exigences est présentée fig. 3.12. Une section quasi rectangulaire a été choisie pour l'enroulement, afin de pouvoir augmenter la sensibilité malgré l'épaisseur limitée. Pour le cas d'une section rectangulaire, l'inductance mutuelle  $M$  de l'enroulement est calculée avec

$$M = \frac{\mu_0 N h}{2\pi} \ln \left( \frac{r_2}{r_1} \right) \quad (3.5)$$

où  $r_2$  est son rayon extérieur,  $r_1$  le rayon intérieur,  $h$  la hauteur des spires rectangulaires et  $N$  le nombre de spires. L'enroulement est bobiné sur un support plat en carton de forme circulaire. Pour protéger le fil extrêmement fin, l'enroulement a été placé entre deux bandes adhésives. Les paramètres de la sonde sont présentés au tableau 3.1. Pour

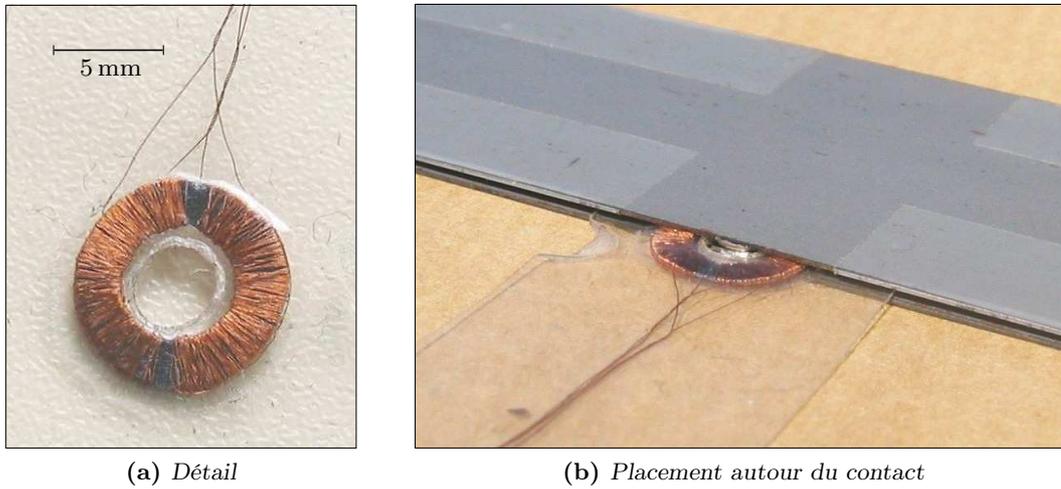


FIGURE 3.12 : Sonde de courant réalisée.

Épaisseur totale	$a$	600 $\mu\text{m}$
Rayon intérieur	$r_1$	2,5 mm
Rayon extérieur	$r_2$	4,5 mm
Hauteur des spires	$h$	450 $\mu\text{m}$
Nombre de spires	$N$	350
Diamètre du fil	$d$	50 $\mu\text{m}$
Résistance	$R$	20 $\Omega$
Inductance mutuelle (calc.)	$M$	18,5 nH

TABLEAU 3.1 : Paramètres de la sonde de courant.

se faire une idée claire de la sensibilité de la sonde, il convient de regarder la tension de sortie résultante d'un courant sinusoïdal :

$$u_2(t) = M \frac{d[I_0 \sin(\omega t)]}{dt} = \underbrace{\omega M I_0}_{U_0} \cos(\omega t) \quad (3.6)$$

On peut en l'occurrence définir une sensibilité  $S$  qui décrit  $U_0$  en fonction de  $I_0$  et  $f$  :

$$S_{sonde} = \frac{U_0}{I_0 f} = 2\pi M \approx 116 \frac{\text{nV}}{\text{A} \cdot \text{Hz}} \quad (3.7)$$

Pour un courant sinusoïdal  $i_1 = 1 \text{ A}$  à  $f = 50 \text{ Hz}$ , la sonde donne donc théoriquement un signal  $u_2 \approx 5,81 \mu\text{V}$ . La sensibilité actuelle mesurée de la sonde est de  $S = 115,71 \frac{\text{nV}}{\text{A} \cdot \text{Hz}}$ . Les tensions de sortie étant très faibles, elles doivent donc être fortement amplifiées et une attention particulière doit être portée à la suppression du bruit. Le schéma du circuit complet comportant la chaîne d'amplification, d'intégration et de filtrage est donné dans l'annexe 7.1.1. La sensibilité du système de mesure entier avec l'intégrateur est égale à

$$S_{système} = \frac{U_0}{I_0} = 0,265 \frac{\text{V}}{\text{A}} \quad (3.8)$$

### Mesure différentielle

Pour mesurer le courant de court-circuit, la sonde est placée autour d'un des contacts (fig. 3.12b). Lorsque le cadre magnétique est excité, l'enroulement de la sonde est exposé principalement à deux champs superposés. Premièrement, il y a sur toute la longueur du cadre le champ principal qui correspond au flux dans les tôles. À l'endroit de la sonde, ce champ est *rectiligne* et parallèle à la colonne. Deuxièmement, on peut constater un faible champ *circulaire* autour du contact. Produit par le courant de court-circuit, ce champ a tendance à gêner le passage du flux dans les tôles.

Avec la sonde on cherche à mesurer uniquement le champ circulaire provoqué par le courant de court-circuit. Le champ rectiligne superposé doit alors être interprété comme une interférence indésirable. Ce type d'interférence s'annule si l'enroulement est parfaitement uniforme, c'est-à-dire si la section des spires et leur densité restent constantes sur toute la longueur de l'enroulement (cf. fig. 3.11b). Toutefois, l'enroulement fabriqué ne peut certainement pas être considéré comme parfait. Les spires ne sont pas réparties de manière tout à fait régulière et la section des spires subit également des variations sur la longueur de l'enroulement. En conséquence, l'annulation des f.e.m. induites dans la bobine par ce champ interférant ne sera pas complète. En outre, l'enroulement fabriqué ne dispose pas d'une spire de compensation, il est donc également sensible aux interférences montrées à la fig. 3.11a.

Afin de remédier à ce problème, la mesure de courant est faite de manière différentielle : on mesure le signal de la sonde d'abord en circuit ouvert ( $u_{rog0}$ ) et ensuite avec les tôles court-circuitées ( $u_{rog1}$ ). Le signal mesuré en circuit ouvert correspond à l'erreur causée par l'interférence. La différence entre les deux signaux est donc uniquement la contribution due au court-circuit :

$$u_{rog}(t) = u_{rog1}(t) - u_{rog0}(t) \quad (3.9)$$

Le principe de linéarité peut être appliqué car l'enroulement de ROGOWSKI est bobiné autour d'un support non magnétique. Les valeurs instantanées des signaux sont enregistrées par la même chaîne d'acquisition, synchronisée au générateur de fréquence. Le signal résultant  $u_{rog}(t)$  est proportionnel au courant de court-circuit. Pour obtenir  $i_{cc}(t)$ ,  $u_{rog}(t)$  est divisé par la sensibilité du système de mesure  $S_{système}$  :

$$i_{cc}(t) = \frac{1}{S_{système}} u_{rog}(t) \quad (3.10)$$

Il convient de noter que le signal d'erreur  $u_{rog0}(t)$  englobe *toutes sortes d'interférences* agissant sur la sonde ou sur la chaîne d'amplification. Ainsi, la démarche différentielle élimine tous les modes d'interférence discutés dans la section 3.3.3. Les rayonnements captés par les fils de liaison ou par le circuit d'amplification disparaissent également.

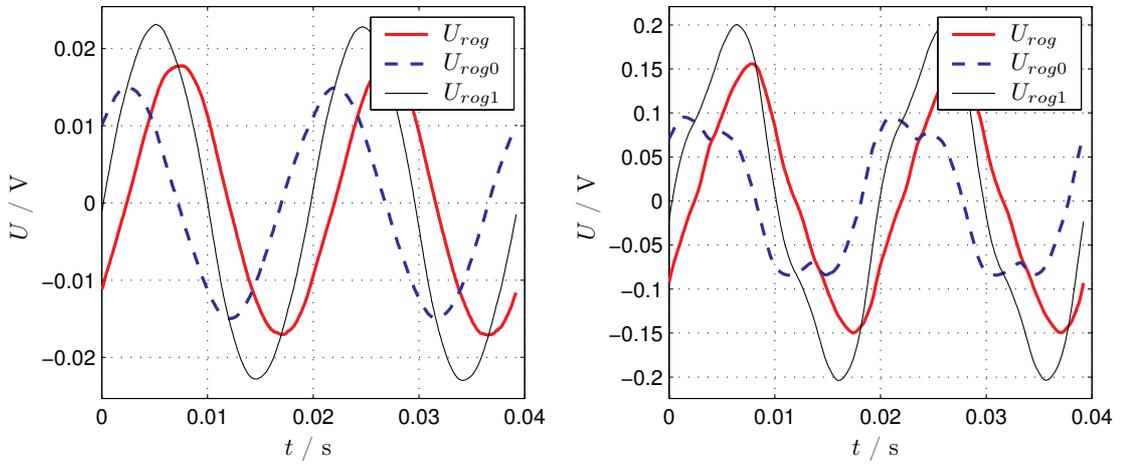
Des signaux typiques obtenus avec la sonde sont présentés fig. 3.13 pour trois niveaux d'induction<sup>2</sup>. Les tensions tracées sont mesurées à la sortie du système de mesure entier, après l'amplification et l'intégration. À faible induction, tous les signaux sont sinusoïdaux. La nécessité de la mesure différentielle y devient bien évidente : les signaux  $u_{rog0}(t)$  et  $u_{rog1}(t)$  sont du même ordre de grandeur, mais leur déphasage est important. Le signal d'erreur  $u_{rog}(t)$  capté par les différents modes d'interférence n'est donc nullement négligeable. En outre, il est à noter que la précision ne pose pas de problème dans la soustraction, car les valeurs instantanées de  $u_{rog0}(t)$  et  $u_{rog1}(t)$  sont suffisamment différentes. À un niveau d'induction moyen, le signal d'erreur n'est plus sinusoïdal. Néanmoins, le signal de différence  $u_{rog}(t)$ , correspondant au courant de court-circuit, est toujours à peu près sinusoïdal. Finalement, à forte induction, le signal de différence adopte une forme qui est typique d'un courant magnétisant en régime saturé.

### 3.3.4 Mesures de tension

Les mesures de tension sont moins délicates que la mesure de  $i_{cc}(t)$ . Dans le montage, quatre tensions différentes sont mesurées : les chutes de tension sur les deux contacts

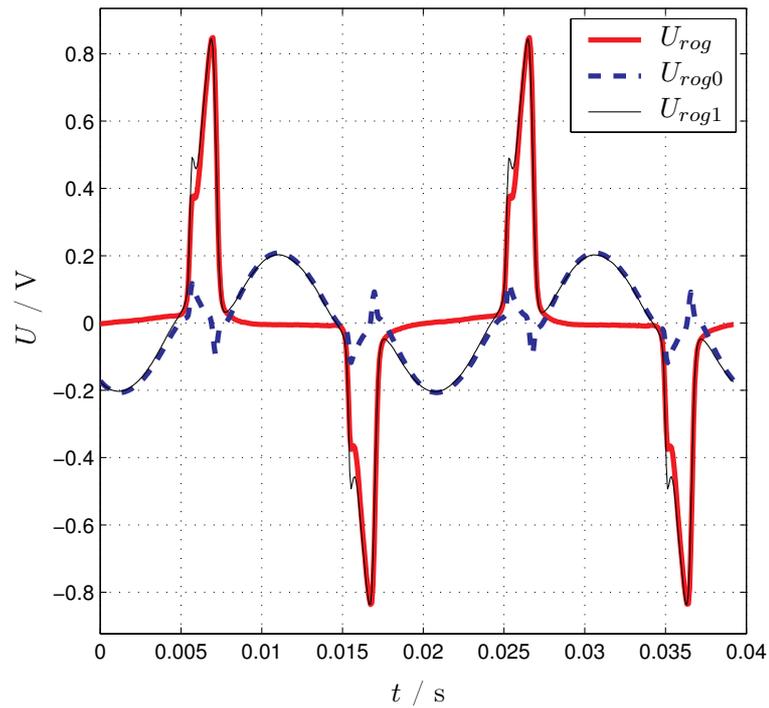
---

2. Afin de pouvoir monter l'induction moyenne jusqu'à  $\hat{B} = 1,8\text{T}$ , les signaux de la fig. 3.13 ont été mesurés sur un noyau plus épais. Ce noyau sera présenté en section 3.3.5.



(a) Faible induction :  $\hat{B} = 0.15 \text{ T}$

(b) Induction moyenne :  $\hat{B} = 1,3 \text{ T}$



(c) Forte induction :  $\hat{B} = 1,8 \text{ T}$

FIGURE 3.13 : Signaux de la sonde de courant.

en cas du court-circuit  $u_{ctA}(t)$  et  $u_{ctB}(t)$ , la tension à vide du court-circuit  $u_{vide}(t)$  et la tension secondaire  $u_{sec}(t)$  sur une bobine entourant le bras en défaut qui sert à mesurer l'induction moyenne.

### Mesure des chutes de tension au niveau des contacts

La chute de tension aux points de contact est mesurée de façon directe. Sur chaque côté des tôles, des fils très fins sont soudés dans les deux cônes d'étain qui forment le contact. La fig. 3.14 présente un aperçu détaillé des soudures. Les fils sont soudés de façon à être posés à plat sur la tôle. Ainsi, il y a une certaine distance entre la surface de contact et le point de mesure. La chute de tension est donc mesurée selon la méthode à quatre fils. L'amplification des tensions est faite avec un amplificateur d'instrumentation isolé sur chaque contact, afin d'éliminer les tensions de mode commun et pour garder le potentiel flottant des tôles. On obtient ainsi les tensions  $u_{ctA}(t)$  et  $u_{ctB}(t)$ . En supposant des contacts purement résistifs, leur résistance peut être définie avec les valeurs crête des signaux :

$$R_{ct} = \frac{\hat{U}_{ctA} + \hat{U}_{ctB}}{\hat{I}_{cc}} \quad (3.11)$$

Les signaux  $u_{ctA}(t)$  et  $u_{ctB}(t)$  sont amplifiés de 40 dB. Le schéma du circuit d'amplification utilisé peut être consulté dans l'annexe 7.1.3.

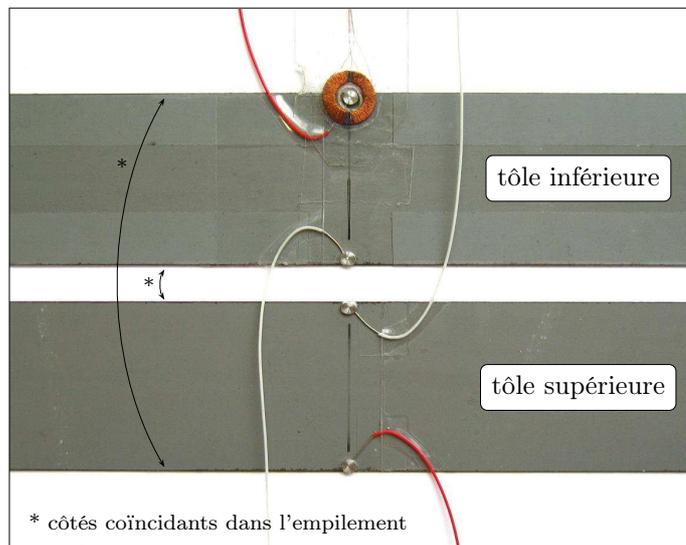


FIGURE 3.14 : Mesure des chutes de tension sur les contacts.

#### Mesure de la tension à vide

La tension à vide  $u_{vide}(t)$  est obtenue dans l'essai en circuit ouvert, quand l'un des contacts est coupé. Sa mesure ne demande pas de sonde additionnelle. Sur le contact qui fait fonction d'interrupteur, le signal en court-circuit  $u_{ctA}(t)$  devient la tension à vide  $u_{vide}(t)$  en circuit ouvert.

#### Mesure de l'induction

La tension secondaire  $u_{sec}(t)$  est la tension induite dans la bobine située sur le bras du noyau comportant le court-circuit. Avec un nombre de spires  $N_s = 10$ , cette tension est assez grande pour pouvoir être acquise directement avec un oscilloscope, sans utiliser de circuit d'amplification. Elle sert à déterminer l'induction moyenne dans les deux tôles :

$$u_{sec}(t) = -N_s \frac{d}{dt} [B(t)S] \quad (3.12)$$

où  $B(t)$  est la moyenne spatiale de l'induction et  $S$  est la section du noyau. Après l'acquisition du signal  $u_{sec}(t)$ , l'induction est calculée par intégration numérique.

#### 3.3.5 Influence de l'épaisseur du noyau

En présentant le montage expérimental à la section 3.3.1, il a été noté que le noyau magnétique utilisé pour la caractérisation a une épaisseur de deux tôles seulement. Dans un noyau si fin, les zones de chevauchement dans les coins ont une influence énorme sur la réluctance totale du circuit : dans les coins, le flux doit se concentrer sur l'une des deux tôles pour éviter l'entrefer. En conséquence, la partie de la tôle à côté d'un entrefer subit une induction approximativement double de celle dans les parties rectilignes. Elle est susceptible de saturer localement, même si le niveau d'induction moyen dans le cadre est encore assez faible, de l'ordre de 1 T.

La saturation locale du montage expérimental entraîne deux phénomènes, liés l'un à l'autre. D'une part, on constate des flux de fuites élevés, d'autre part, une déformation de la forme d'onde du flux principal. Dans un transformateur réel, ces phénomènes sont réduits au minimum grâce aux joints step lap. Même en régime saturé, les flux de fuites sont très faibles et les formes d'ondes des tensions et du flux restent approximativement sinusoïdales. Vu le comportement différent du noyau utilisé pour les mesures, il convient de discuter l'influence de son épaisseur réduite sur la validité de la caractérisation expérimentale. Afin de voir l'impact de l'épaisseur, on compare les résultats obtenus pour un noyau d'épaisseur fine avec ceux obtenus pour un noyau plus épais.

### Investigation expérimentale

Une comparaison des deux types de noyau est donnée à la fig. 3.15. Dans les dessins, l'épaisseur des tôles est fortement exagérée. Le noyau en section fine de deux tôles est montré à la fig. 3.15a, ceci est le type de référence utilisé pour la caractérisation expérimentale. La fig. 3.15b présente le cadre modifié, ici la section a été augmentée de deux tôles à huit tôles comme illustré. La réluctance a donc été diminuée notamment au niveau des coins. Dans la zone du court-circuit située sur le bras antérieur, la section n'a pas été changée. La bobine mesurant le niveau d'induction est dans les deux cas placée dans cette zone, donc la comparaison des résultats est admissible. Les deux noyaux sont composés de tôles de largeur 30 mm et d'épaisseur 300  $\mu\text{m}$ . Cette section a été choisie à titre d'exemple, le comportement est identique pour des tôles de différentes sections.

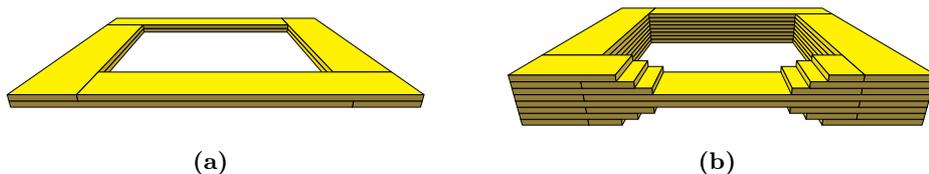


FIGURE 3.15 : Noyau de référence fin (a) et noyau modifié (b).

La fig. 3.16 présente pour les deux cas l'évolution de la valeur crête de la tension à vide  $\hat{U}_{vide}$ , en fonction de la valeur crête de l'induction  $\hat{B}$ . En regardant dans un premier temps le cas du noyau de référence de section fine, on constate que  $\hat{U}_{vide}$  croît d'abord de façon linéaire et commence à augmenter très rapidement à partir de  $\hat{B} \approx 0,8 \text{ T}$ . Une analyse des formes d'ondes révèle que dans la partie à croissance rapide, les signaux ne sont plus sinusoïdaux. Dans cette partie au-delà de 0,8 T, le montage expérimental s'éloigne donc du régime de fonctionnement d'un vrai transformateur.

En revanche, pour le noyau modifié, la partie du régime linéaire continue jusqu'à  $\hat{B} \approx 1,5 \text{ T}$ . L'augmentation plus rapide ne commence qu'à des niveaux d'induction où les tôles magnétiques commencent à saturer dans la zone fine du cadre. Afin de mieux illustrer ce propos, les formes des signaux sont indiquées pour les points à 1.39 T et 1.65 T. Dans le premier cas, la tension est toujours à peu près sinusoïdale, alors que dans le deuxième cas elle est déjà visiblement déformée.

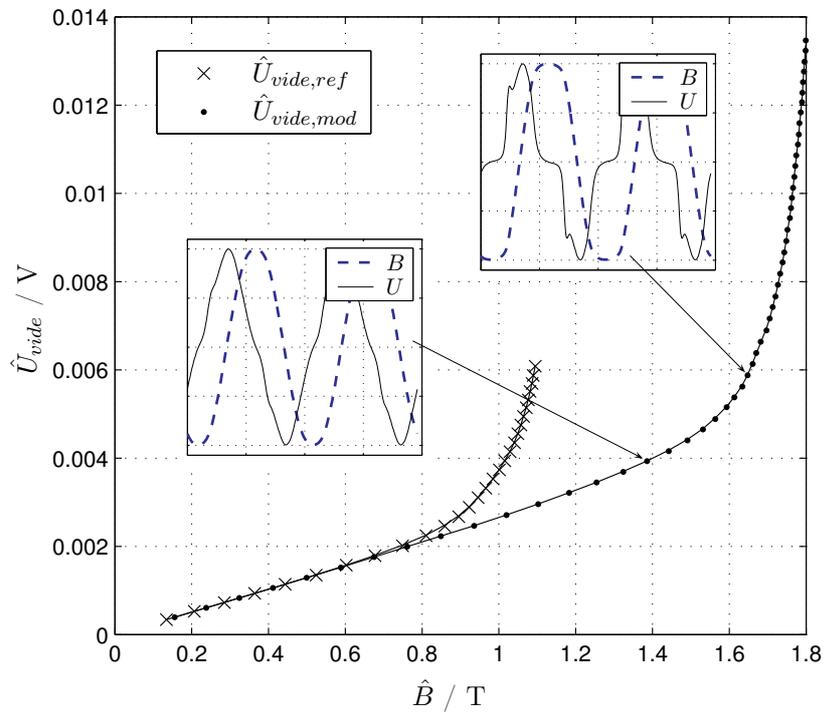


FIGURE 3.16 : Influence de l'épaisseur du noyau sur la tension à vide.

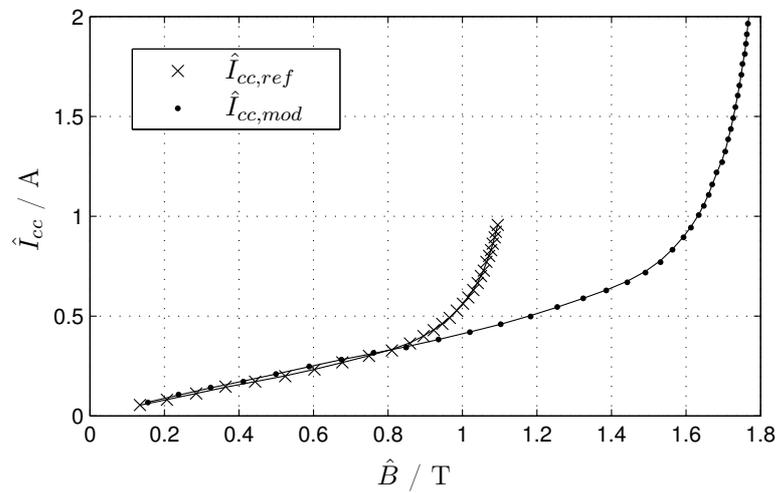


FIGURE 3.17 : Influence de l'épaisseur du noyau sur le courant de court-circuit.

## Interprétation

Cet essai montre qu'en modifiant le système pour éviter la saturation locale dans les coins, on obtient une prolongation du régime linéaire jusqu'à 1,5 T. Lorsque les essais sont faits en section fine, les résultats obtenus en régime linéaire peuvent donc être extrapolés au moins jusqu'à  $\hat{B} \approx 1,5$  T. L'évolution du courant  $\hat{I}_{cc}$  obtenu est présentée à la fig. 3.17. Elle est dans les deux cas analogue à celle de la tension ; les résultats pour  $\hat{I}_{cc}$  peuvent donc être extrapolés de la même façon.

Dans un transformateur réel, la tension primaire est sinusoïdale. Lorsque la tension secondaire est également sinusoïdale, cela signifie que le flux l'est également. Cette situation correspond aux conditions normales de fonctionnement des transformateurs même sous très forte induction crête. Les relevés effectués sur la maquette expérimentale montrent que la non-linéarité des courbes présentées aux figures 3.16 et 3.17 est largement due au fait que l'induction n'est pas sinusoïdale : les déformations de l'induction créent des pointes importantes dans la tension induite, ce qui élève les valeurs crête. Ces phénomènes n'existent pas lorsque le flux est sinusoïdal.

En raison de la géométrie du montage expérimental, il est impossible de maintenir une induction sinusoïdale pour des valeurs d'induction supérieures à 0,8 T. Il a été montré que dans le montage modifié, le régime linéaire est prolongé jusqu'à 1,5 T. Il est donc raisonnable de supposer que, dans un transformateur réel où il est possible d'imposer un flux sinusoïdal pour des valeurs d'induction au-delà de 1,5 T, le régime linéaire aussi est prolongée d'avantage. Pour des raisons pratiques, les essais seront tous menés sur des noyaux fins avec deux tôles d'épaisseur et des inductions faibles pour être en régime sinusoïdal.

### 3.3.6 Procédure d'acquisition

Tous les signaux de mesure sont relevés avec un oscilloscope numérique. Il est commandé par un ordinateur qui pilote en même temps le générateur de fréquence pour contrôler l'excitation du noyau magnétique. Les acquisitions de l'oscilloscope sont synchronisées avec le générateur de fréquence par le déclencheur externe.

Afin d'éliminer les interférences à 50 Hz, 150 Hz etc. rayonnées par le réseau, toutes les mesures sont faites à 51 Hz. D'une part, cette fréquence est suffisamment proche de 50 Hz pour ne pas augmenter pour beaucoup les courants de Foucault dans les tôles. D'autre part, le choix d'une fréquence de mesure différente de 50 Hz permet de séparer les interférences du réseau par filtrage. En faisant un grand nombre d'acquisitions et en calculant la moyenne, tout signal dont la phase varie est éliminé. Grâce au déclenchement synchronisé à la fréquence de mesure  $f_{mes} = 51$  Hz, cette fréquence et ses

harmoniques ont la même phase à chaque acquisition, tandis que la phase d'un signal superposé  $f_{sup}$  ayant une fréquence différente varie à chaque acquisition. Si la durée d'échantillonnage est grande par rapport à une période de l'hétérodyne  $f = f_{mes} - f_{sup}$ , le signal superposé disparaît.

Dans le cas présent, chaque mesure est effectuée en faisant 100 acquisitions d'une durée de deux périodes et d'une résolution de 4902 points. Compte tenu des délais de l'oscilloscope, la durée d'échantillonnage est de l'ordre de 10 s. Ceci s'est avéré suffisant pour réduire les interférences à 50 Hz pour qu'elles deviennent imperceptibles.

### 3.3.7 Synthèse du protocole expérimental

Un récapitulatif de toutes les mesures effectuées sur les courts-circuits est présenté dans le tableau 3.2. Comme développé auparavant, les grandeurs principales de la caractérisation sont obtenues par la combinaison de plusieurs signaux :  $u_{rog0}(t)$  et  $u_{rog1}(t)$  donnent  $i_{cc}(t)$  par mesure différentielle. En régime sinusoïdal, les valeurs instantanées  $u_{vide}(t)$  et  $i_{cc}(t)$  permettent de définir les grandeurs complexes correspondantes  $\underline{U}_{vide}$  et  $\underline{I}_{cc}$ , qui déterminent  $\underline{Z}_{eq}$  selon le théorème de THÉVENIN. Les chutes de tension  $u_{ctA}(t)$  et  $u_{ctB}(t)$  servent à déterminer  $R_{ct}$ , et  $u_{sec}(t)$  indique le niveau d'induction.

Capteur	Signal	
	1 <sup>er</sup> essai : circuit ouvert	2 <sup>e</sup> essai : circuit fermé
Sonde de courant	$u_{rog0}(t)$	$u_{rog1}(t)$
Bobine de mesure du flux	$u_{sec}(t)$	
Sonde de tension sur contact A	$u_{vide}(t)$	$u_{ctA}(t)$
Sonde de tension sur contact B		$u_{ctB}(t)$

TABLEAU 3.2 : Capteurs installés et dénomination des signaux acquis.

**Premier essai.** Pour les mesures en circuit ouvert, une fine lame en matériau isolant est introduite dans un des contacts. La force  $F_{ct}$  appuyant sur les contacts est appliquée et le noyau magnétique subit ensuite une procédure de désaimantation. Les mesures sont effectuées en faisant monter doucement la valeur de l'induction imposée d'un point de mesure à l'autre  $\{B_1 < B_2 < \dots < B_k\}$ .

**Deuxième essai.** Lorsque le premier essai est fini, le noyau est démagnétisé une deuxième fois.  $F_{ct}$  est relâchée pour enlever la lame isolante et remise aussitôt. Les mesures en court-circuit sont menées en parcourant les mêmes valeurs d'induction que dans le premier essai  $\{B_1 < B_2 < \dots < B_k\}$ .

L'organisation des essais en deux séries de mesure présente l'avantage de ne faire apparaître le court-circuit qu'une fois. Un procédé alternatif serait de couper et de remettre le contact pour chaque valeur d'induction, ce qui serait chronophage et introduirait des variations de  $R_{ct}$  inutiles. La tension secondaire  $U_{sec}$  est mesurée dans le premier essai seulement, puisque sa variation à cause du court-circuit est négligeable. En imposant dans le deuxième essai la même tension primaire dans les bobines d'excitation, on obtient avec une très bonne précision la même induction moyenne, indépendamment de l'état du court-circuit. Toute la procédure est pilotée par ordinateur, hormis la procédure de retrait de la lame isolante.

Il serait tentant de penser à mesurer en même temps les pertes globales du montage expérimental. Pourtant, la contribution d'un seul court-circuit sur les pertes globales du montage est tellement faible que sa mesure n'est pas possible. Il faut donc se contenter des grandeurs de mesure spécifiées au tableau 3.2.

Les résultats de la caractérisation sont exposés dans la section suivante. Les essais sont menés pour un grand nombre de tôles différents, en faisant varier les paramètres géométriques du court-circuit et de la tôle.

## 3.4 Résultats de la caractérisation expérimentale

Cette section présente les résultats de la caractérisation expérimentale de courts-circuits interlaminaires. La discussion s'effectue en deux parties : tout d'abord, il convient de s'intéresser à l'évolution principale des grandeurs mesurées en fonction du niveau d'induction. Ensuite, l'influence des paramètres géométriques est examinée, en faisant varier les dimensions des tôles et la position relative des contacts.

Pour montrer l'évolution d'une grandeur en fonction de l'induction moyenne, la caractérisation d'un seul court-circuit à titre d'exemple est suffisante. En revanche, un nombre important d'essais sur des courts-circuits différents sera nécessaire pour déterminer l'influence des paramètres géométriques. Dans un premier temps, toutes les courbes présentées correspondent à la caractérisation du même court-circuit, dont les dimensions sont présentées au tableau 3.3. Les contacts sont situés l'un en face de l'autre, ce qui est défini par le décalage  $l_{dec} = 0$ . L'étiquette « 30mm-d0 » assignée à l'essai reprend les principales caractéristiques de façon à comparer facilement les résul-

tats.

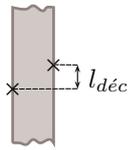
	Décalage des contacts	$l_{d\acute{e}c}$	0 mm
	Largeur des tôles	$b$	30 mm
	Épaisseur d'une tôle	$a$	0,30 mm
	Qualité d'acier		CGO

TABLEAU 3.3 : Paramètres du court-circuit pour l'essai 30mm-d0.

### 3.4.1 Relation entre courant et tension à vide du court-circuit

Le courant de court-circuit  $i_{cc}(t)$  et la tension à vide  $u_{vide}(t)$  sont enregistrés, comme tous les autres signaux de mesure, en apportant une attention particulière à la compensation du déphasage introduit par la chaîne de mesure. Rappelons que, grâce au déclencheur externe, les phases de tous les signaux sont mesurées par rapport à la même référence. Ainsi, une analyse de la relation entre les deux grandeurs permet d'évaluer la nature du court-circuit. Fig. 3.18 présente l'évolution du courant et de la tension obtenue dans l'essai 30mm-d0 (cf. tableau 3.3) pour trois niveaux d'induction différents. Les deux signaux ont été normalisés pour permettre la comparaison des formes d'onde. Afin de pouvoir présenter un relevé à forte induction, la troisième mesure a été faite en reprenant le cadre de section épaisse, qui a été présenté précédemment dans la section 3.3.5.

Manifestement, le courant de court-circuit suit assez précisément la tension à vide. Le décalage temporel entre les signaux est petit et leurs formes d'onde sont très similaires. Cette observation est valable tant en régime sinusoïdal, pour de petits signaux (fig. 3.18a), qu'en saturation (fig. 3.18b et 3.18c). La comparaison des signaux indique donc dans l'ensemble une proportionnalité entre le courant de court-circuit et la tension à vide. L'impédance équivalente  $\underline{Z}_{eq}$  peut donc être approximée, avec une certaine précision, par une simple résistance.

Afin de chiffrer l'erreur de cette approximation, il convient de regarder le dernier relevé à 1,7 T, où on peut constater de petites différences entre les signaux près des valeurs crête. On suppose une résistance constante  $R$  qui détermine le courant de court-circuit, en admettant une certaine erreur  $\varepsilon$  :

$$\varepsilon(t) = i(t) - \frac{1}{R}u(t) \quad (3.13)$$

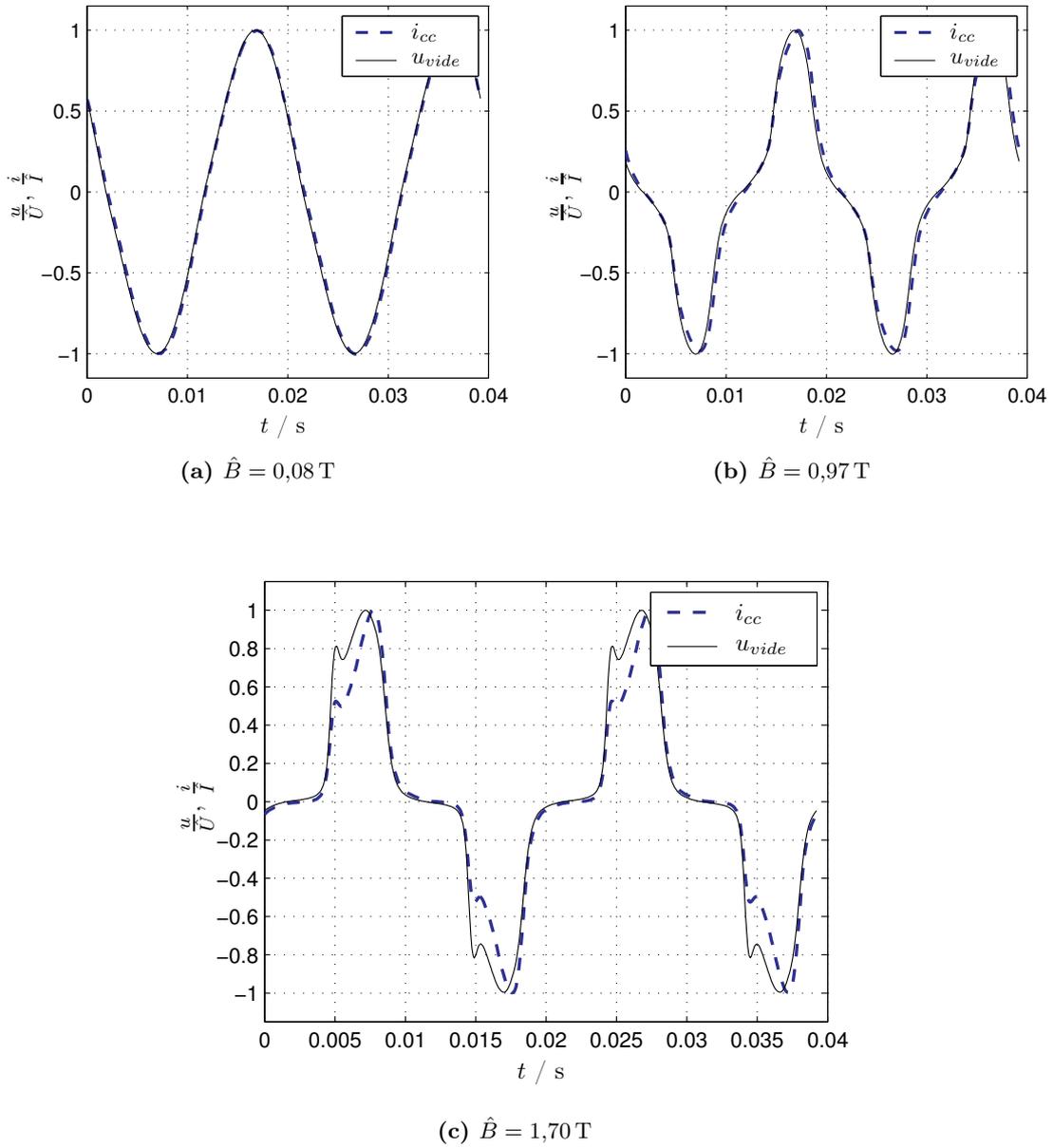


FIGURE 3.18 : Relation entre la tension à vide et le courant de court-circuit.

L'erreur absolue commise par cette approximation peut être exprimée par la somme quadratique des erreurs sur une période des signaux tracés. Il convient de regarder l'erreur quadratique moyenne

$$E = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T \varepsilon^2 dt} \quad (3.14)$$

et de mettre  $E$  en rapport avec la valeur maximale du courant  $\hat{i}$  pour obtenir l'erreur relative. Pour des courbes  $i(t)$  et  $u(t)$  données, il faut donc chercher  $R$  en minimisant  $E$ . La minimisation de  $E$  pour le relevé à 1,7 T donne alors un rapport  $E/\hat{i} = 11\%$ . L'approximation par une simple résistance peut donc être adoptée en régime saturé lorsque la précision recherchée est de l'ordre de 11%. La précision est meilleure pour des signaux plus petits.

### 3.4.2 Précision du modèle du court-circuit

Étant donné que le comportement du court-circuit s'avère résistif en première approximation, le modèle de base peut être précisé. On adopte un modèle résistif et on remplace l'impédance équivalente  $Z_{eq}$  dans (3.1) par une résistance pure, qui peut être déterminée par exemple avec la valeur crête des signaux :

$$R_{eq} = \frac{\hat{U}_{vide}}{\hat{I}_{cc}} \quad (3.15)$$

L'équation (3.16) est modifiée en remplaçant l'impédance du fer  $Z_{fer}$  par une résistance, ce qui étend la validité du modèle à des signaux non sinusoïdaux :

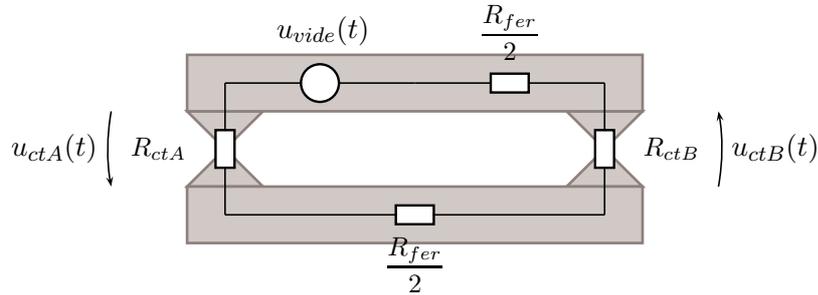
$$R_{eq} = R_{fer} + R_{ct} \quad (3.16)$$

En reprenant l'ancien schéma équivalent du court-circuit donné fig. 3.5, on obtient le schéma présenté fig. 3.19. Dans cette représentation, le schéma électrique équivalent est superposé à une vue en coupe des tôles, afin d'illustrer la répartition des éléments.

### 3.4.3 Répartition des résistances

La figure 3.20 montre la répartition des résistances du schéma équivalent en fonction de l'induction. Deux courts-circuits différents sont présentés : l'essai 30mm-d0 qui a déjà servi d'exemple dans la section précédente (fig. 3.20a) et un nouvel essai 50mm-d0 utilisant des tôles de 50 mm de largeur (3.20b). Les paramètres du dernier essai sont présentés au tableau 3.4.

La résistance équivalente du fer  $R_{fer}$  obtenue ne varie que très peu en fonction de l'in-



**FIGURE 3.19 :** Composantes de la résistance équivalente. Vue des tôles dans la direction du flux principal avec schéma équivalent superposé.

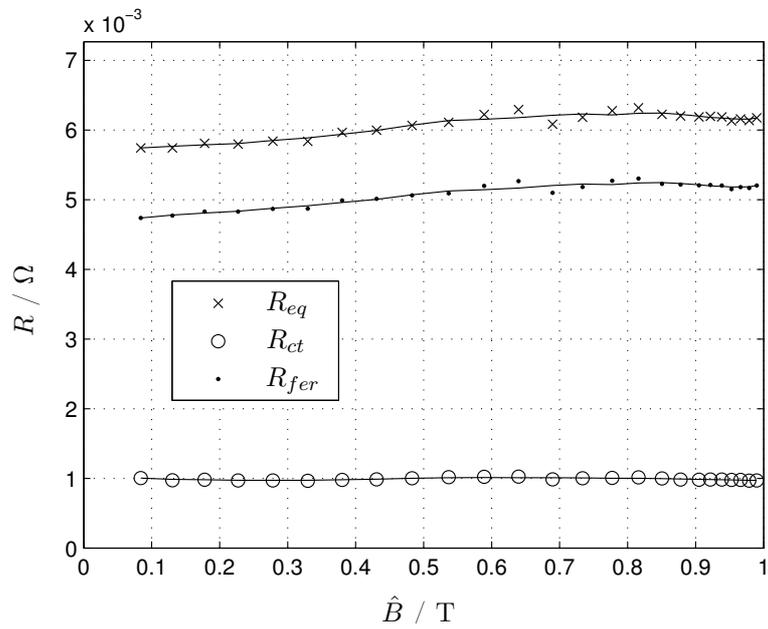
	Décalage des contacts	$l_{déc}$	0 mm
	Largeur des tôles	$b$	50 mm
	Épaisseur d'une tôle	$a$	0,30 mm
	Qualité d'acier		CGO

**TABEAU 3.4 :** Paramètres du court-circuit pour l'essai 50mm-d0.

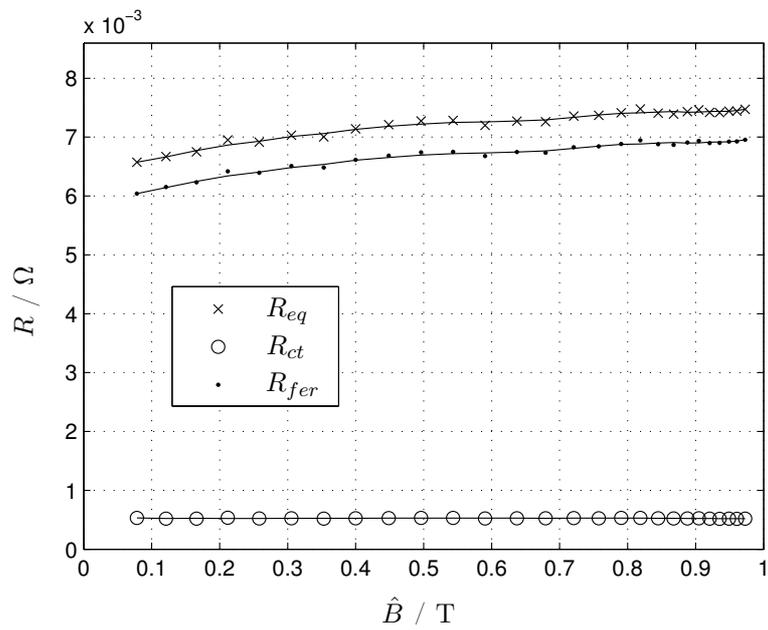
duction. Sur la gamme d'induction intéressante  $B \approx 0...0,7$  T, elle augmente de 10 % à peu près dans les deux essais. Dans la modélisation de  $R_{fer}$ , cette augmentation peut être prise en compte. En outre, des variations stochastiques d'un point de mesure à l'autre sont perceptibles dans les courbes de  $R_{eq}$  et  $R_{fer}$  : celles-ci sont dues à la précision limitée de mesure.

La résistance de contact  $R_{ct}$  est toujours plusieurs fois plus petite que  $R_{fer}$ . Ceci est un résultat important, puisqu'il confirme que le montage est adapté à la détermination de  $R_{fer}$ . Dans le cas contraire ( $R_{fer} \ll R_{ct}$ ), il serait impossible de déterminer  $R_{fer}$  avec suffisamment de précision pour analyser l'influence d'autres paramètres.

Dans l'essai à 30 mm largeur,  $R_{ct}$  est deux fois plus élevée que dans l'autre essai, indiquant que la qualité des contacts introduits peut varier considérablement d'un essai à l'autre. Ceci s'explique par des variations de la surface active d'un contact à l'autre. Il serait difficile de créer deux contacts artificiels qui ont exactement la même résistance. Vu que la différence entre les valeurs de  $R_{fer}$  obtenues dans les deux essais est du même ordre de grandeur que les variations de  $R_{ct}$ , la mesure de la résistance de contact est strictement indispensable.



(a) Tôles de 30 mm largeur (essai 30mm-d0)



(b) Tôles de 50 mm largeur (essai 50mm-d0)

FIGURE 3.20 : Répartition des résistances du schéma équivalent.

## 3.4.4 Répétabilité des mesures

La figure 3.21 présente les évolutions de  $R_{fer}$  obtenues pour des échantillons différents, c'est-à-dire en changeant les deux tôles en défaut d'une mesure à l'autre. Quatre échantillons sont caractérisés, dont deux de largeur 30 mm et deux de largeur 50 mm. Dans ces résultats, l'influence de la largeur est difficile à chiffrer, puisque l'écart entre deux échantillons de même largeur est déjà considérable. En outre, toutes les courbes présentent un aspect bruité, à cause de variations statistiques. Il est alors indispensable de quantifier la fidélité de répétition des essais, afin de pouvoir distinguer entre un écart significatif et une dispersion statistique.

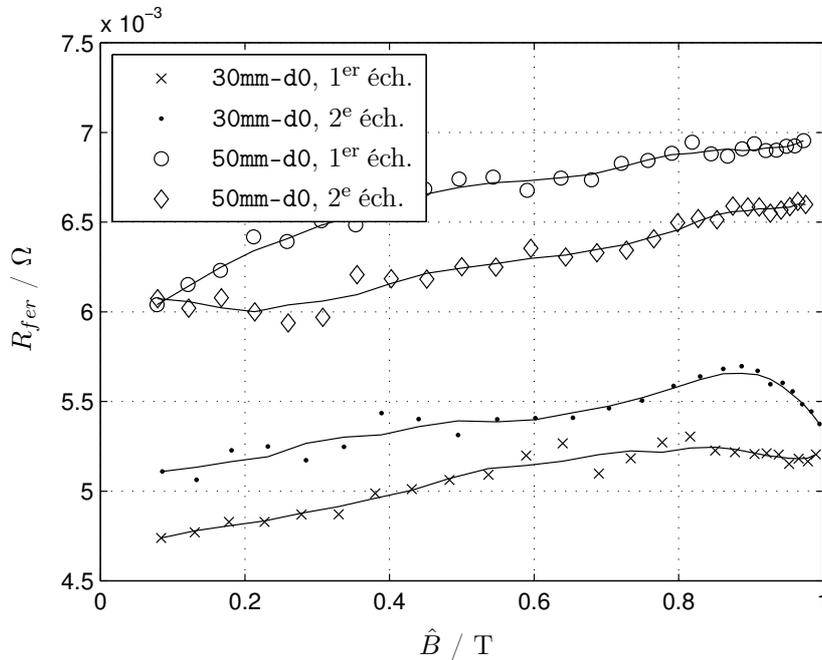


FIGURE 3.21 : Évolution de  $R_{fer}$  pour quatre échantillons de deux largeurs différentes.

Les deux grandeurs à modéliser sont la tension à vide  $\hat{U}_{vide}$  et la résistance équivalente des tôles  $R_{fer}$ . Dans ce qui suit, la fidélité de répétition sera donc discutée pour ces deux grandeurs. Dans un premier temps, on détermine la fidélité des mesures répétées effectuées sur le même échantillon. Dans un deuxième temps, il sera question de la répétabilité des séries de mesures effectuées sur des échantillons différents.

### Mesures répétées du même échantillon

La figure 3.22 présente les résultats de cinq mesures indépendantes effectuées sur le même échantillon. Leur moyenne est également indiquée. Pour calculer la moyenne, les cinq courbes ont été interpolées, pour que les points expérimentaux correspondent aux mêmes valeurs d'induction sur l'abscisse. La dispersion statistique est bien visible dans les mesures de  $R_{fer}$ , grâce à l'échelle agrandie de l'ordonnée. Pour estimer l'erreur due à la dispersion statistique, il convient de se référer au calcul de l'écart type [Mey92]. Dans ce but, on considère la mesure répétée de chaque point comme une réalisation d'un échantillon. L'écart type  $\sigma$  de la mesure peut alors être approximé par l'estimateur  $s$  avec

$$s = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \quad (3.17)$$

où  $N$  est le nombre de mesures,  $x_i$  est une valeur de mesure et  $\bar{x}$  est la moyenne arithmétique donnée par

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (3.18)$$

Naturellement, la moyenne arithmétique  $\bar{x}$  est le meilleur estimateur pour l'espérance  $\mu$ , c'est à dire pour la vraie valeur qu'on obtiendrait après un nombre infini de mesures. L'écart entre la moyenne  $\bar{x}$  et l'espérance  $\mu$  est alors donné par l'écart type de la moyenne,  $\Delta\bar{x}$  :

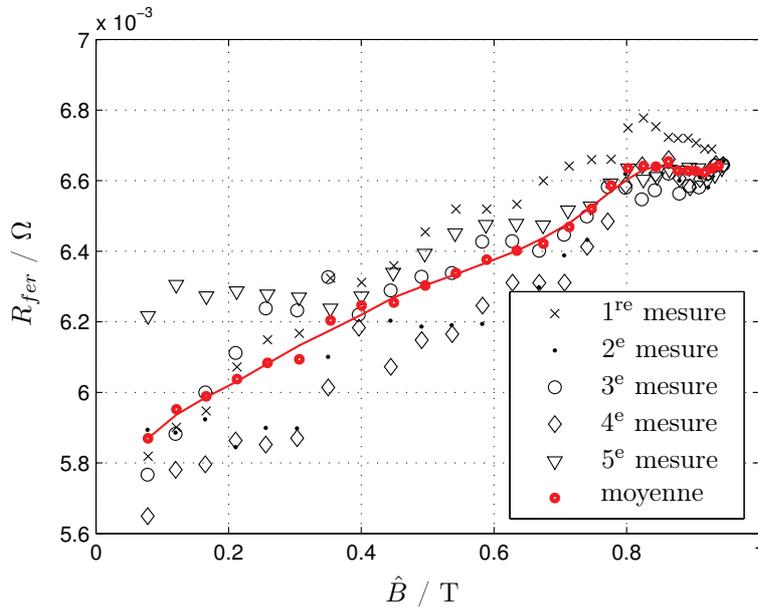
$$\Delta\bar{x} = \frac{s}{\sqrt{N}} \quad (3.19)$$

Le résultat de  $N$  mesures répétées de la grandeur  $x$  peut alors être décrit par un intervalle de confiance, se situant autour de la moyenne :

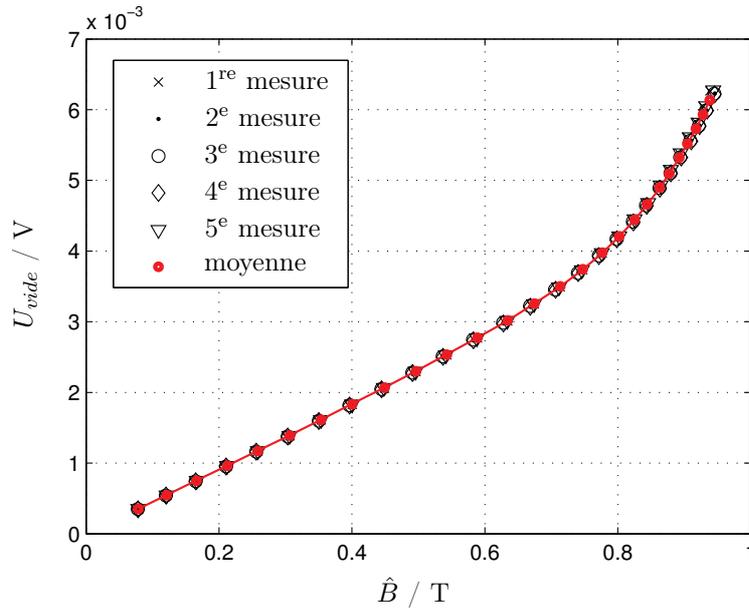
$$x_P = \bar{x} \pm t_P \Delta\bar{x} \quad (3.20)$$

Le facteur  $t_P$ , souvent appelé le facteur de Student, est choisi selon le degré de confiance statistique exigé. Typiquement on choisit  $t_{0,68} = 1$  ou  $t_{0,95} = 2$  pour un degré de confiance de  $P = 68\%$  ou respectivement  $P = 95\%$ . Ceci signifie qu'avec la probabilité donnée, l'intervalle de confiance  $x_P$  est choisi de sorte qu'il contienne la valeur recherchée  $\mu$ .

Cependant, le facteur  $t_P$  dépend également de la taille  $N$  de l'échantillon. Pour des échantillons très petits, il faut choisir des intervalles de confiance plus grands pour atteindre le même degré de confiance. Dans ces cas, les valeurs  $t_p$  élevées peuvent être calculées selon la loi de Student [Mey92]. On se contente ici d'un degré de confiance de 95%. Pour atteindre ce degré de confiance avec  $N = 5$  mesures, il faut choisir  $t_P = 2,78$ .



(a) Mesures de  $R_{fer}$



(b) Mesures de  $\hat{U}_{vider}$

**FIGURE 3.22 :**  $R_{fer}$  et  $\hat{U}_{vider}$  obtenus en cinq mesures successives du même échantillon (essai 50mm-d0).

Le tableau 3.5 présente l'analyse des mesures montrées à la fig. 3.22. Bien que les courbes soient données jusqu'à 0,95 T, l'analyse est faite en prenant en compte la gamme d'induction du régime linéaire jusqu'à 0,7 T. Le tableau donne pour chacune des grandeurs mesurées l'erreur de dispersion  $t_{0,95}\Delta\bar{x}$  maximale et moyenne. Manifestement, la dispersion est beaucoup plus faible pour les mesures de  $\hat{U}_{vide}$ . Ceci semble logique, puisque la mesure du courant, nécessaire pour déterminer  $R_{fer}$ , est beaucoup plus délicate que celle de  $\hat{U}_{vide}$ . Dans les mesures de  $R_{fer}$ , une fiabilité assez bonne de 4,5 % peut néanmoins être atteinte en prenant la moyenne sur cinq mesures.

Grandeur mesurée	Erreur de dispersion $t_{0,95}\Delta\bar{x}$	
	valeur moyenne	valeur maximale
$R_{fer}$	3,0 %	4,5 %
$\hat{U}_{vide}$	0,20 %	0,30 %

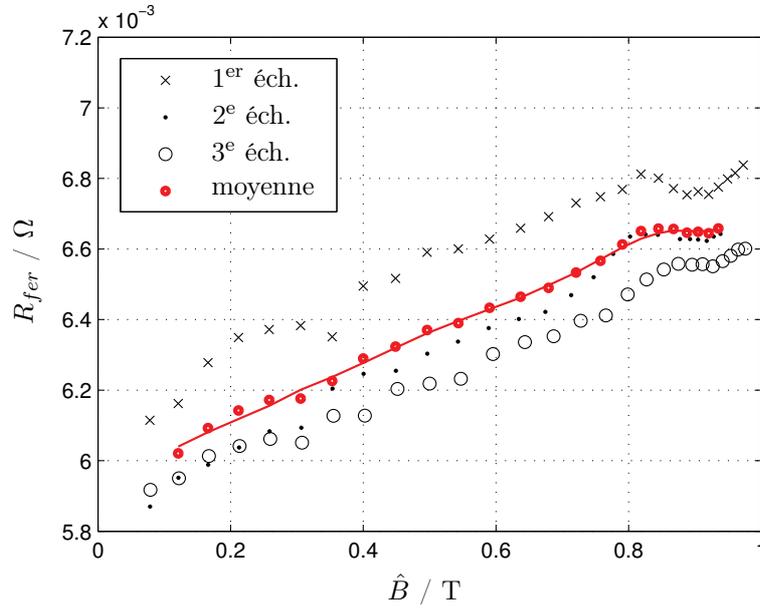
**TABLEAU 3.5 :** Fidélité de répétition pour cinq mesures du même échantillon. Gamme d'induction prise en compte  $\hat{B} = 0 \dots 0,7$  T.

### Mesures d'échantillons différents

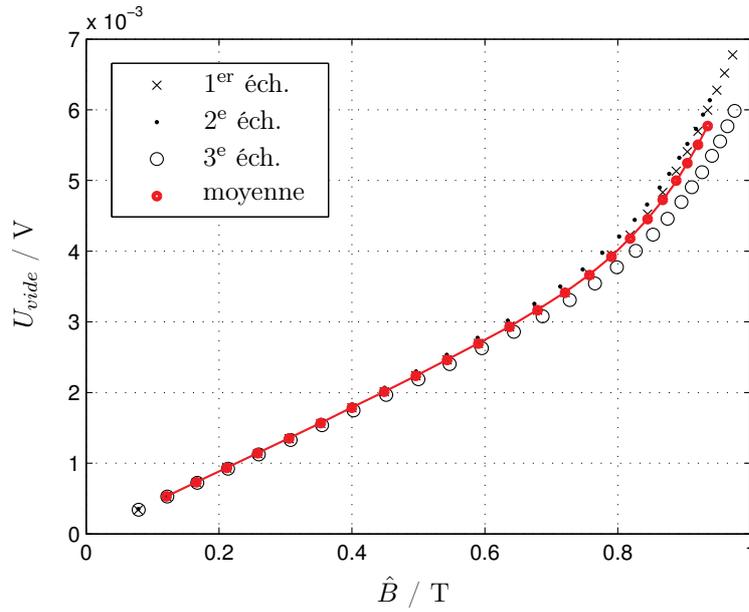
Afin d'évaluer la dispersion dans les mesures de différents échantillons, la série de cinq mesures présentée auparavant a été répétée pour trois échantillons différents. Les résultats sont présentés à la fig. 3.23. Chaque courbe est la moyenne d'une série de cinq mesures sur l'échantillon donné. Pour le calcul de la moyenne des trois séries, le facteur de Student  $t_P$  figurant dans (3.20) doit être adapté : pour un nombre d'essais  $N = 3$ , le niveau de confiance de 95 % est obtenu avec  $t_P = 4,30$ .

Une analyse des résultats est donnée au tableau 3.6. Manifestement, la dispersion statistique est du même ordre de grandeur que celle présentée dans le tableau 3.5 pour la mesure de  $R_{fer}$  sur le même échantillon. Les variations d'un échantillon à l'autre concernent bien évidemment de la même façon  $R_{fer}$  et  $\hat{U}_{vide}$ , même si la mesure de  $\hat{U}_{vide}$  est beaucoup plus précise.

En conclusion des essais sur la fidélité de répétition, on constate qu'une bonne précision peut être obtenue en faisant cinq mesures répétées sur trois échantillons, soit 15 mesures en total. En suivant ce procédé, l'erreur de dispersion obtenue est inférieure à 6 % avec un degré de confiance de 95 %.



(a) Mesures de  $R_{fer}$

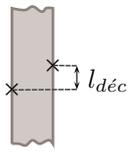


(b) Mesures de  $U_{vide}$

**FIGURE 3.23 :**  $R_{fer}$  et  $\hat{U}_{vide}$  obtenus pour trois échantillons différents. Courbes moyennes sur cinq mesures (essai 50mm-d0).

Grandeur mesurée	Erreur de dispersion $t_{0,95}\Delta\bar{x}$	
	valeur moyenne	valeur maximale
$R_{fer}$	5,1 %	5,9 %
$\hat{U}_{vide}$	4,7 %	5,4 %

**TABLEAU 3.6 :** Fidélité de répétition pour des séries de cinq mesures sur trois échantillons différents. Gamme d'induction prise en compte  $\hat{B} = 0 \dots 0,7$  T.

	Décalage des contacts	$l_{déc}$	0 mm
	Largeur des tôles	$b$	30/50/70/100 mm
	Épaisseur d'une tôle	$a$	0,30 mm
	Qualité d'acier		CGO

**TABLEAU 3.7 :** Paramètres du court-circuit pour la série d'essais 30\_100mm-d0.

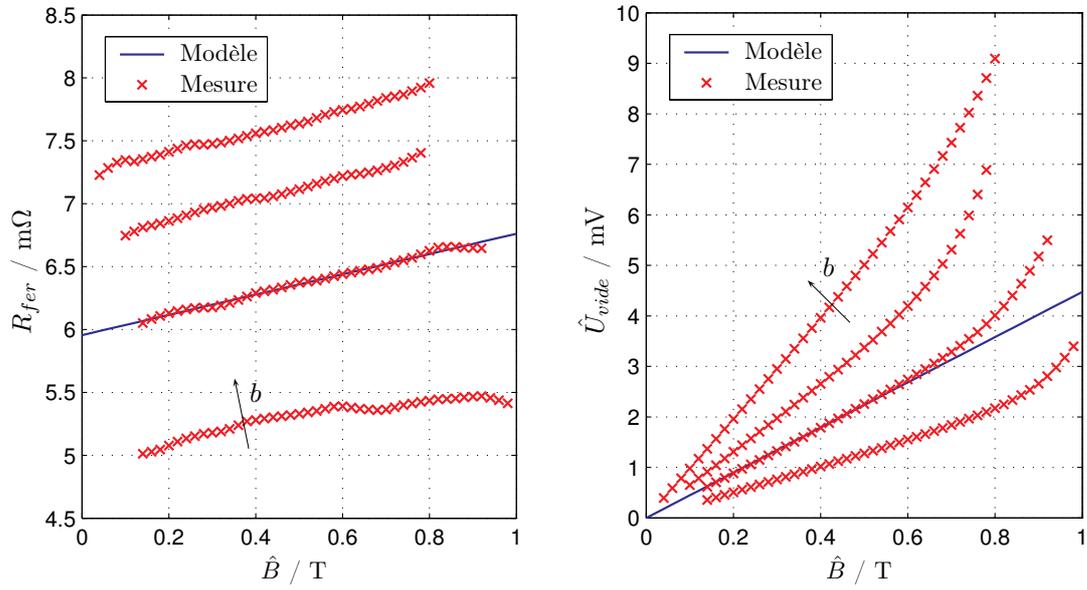
Maintenant que la fidélité de la mesure est connue, l'influence des différents paramètres sur les propriétés électriques du court-circuit peut être examinée. Il sera d'abord question de l'induction.

### 3.4.5 Influence de l'induction moyenne

La figure 3.24 présente les évolutions de  $R_{fer}$ ,  $\hat{U}_{vide}$  et  $\hat{I}_{cc}^*$  en fonction de l'induction moyenne  $\hat{B}$ . Une série de mesures a été effectuée pour des largeurs de tôle différentes, les paramètres sont donnés au tableau 3.7. Le courant  $\hat{I}_{cc}^*$  est le quotient des deux autres grandeurs. Il correspond au courant obtenu pour un court-circuit parfait, dont les résistances de contact seraient égales à zéro :

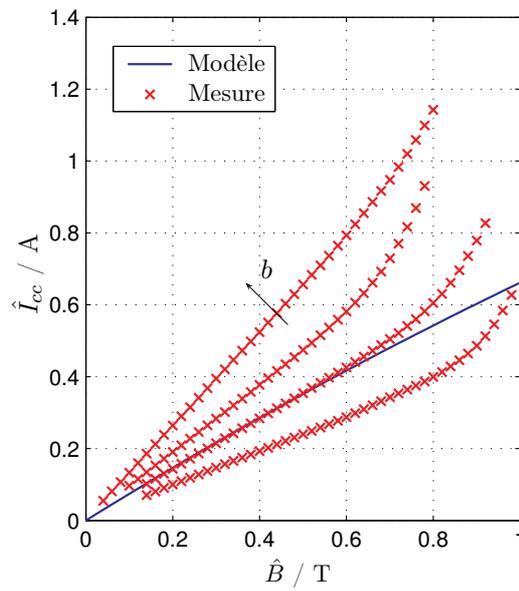
$$\hat{I}_{cc}^* = \hat{I}_{cc}(R_{ct} = 0) = \frac{\hat{U}_{vide}}{R_{fer}} \quad (3.21)$$

Pour plus de clarté, il convient de présenter les trois grandeurs, même si l'une d'elles est bien évidemment redondante. Les évolutions mesurées servent à déduire des expressions analytiques. À cette fin, il est très convenable de regarder l'ensemble des grandeurs dépendantes. Ainsi, l'expression d'une grandeur dont l'évolution est plus complexe à approximer peut toujours être déduite des deux autres.



(a) Résistance équivalente  $R_{fer}$

(b) Tension à vide  $\hat{U}_{vide}$



(c) Courant de court-circuit  $\hat{I}_{cc}$

FIGURE 3.24 : Influence de l'induction  $\hat{B}$  (largeurs  $b=30/50/70/100$  mm).

### Résistance équivalente des tôles

Bien que l'influence de la largeur ne sera discutée que dans la section suivante, les grandeurs de fig. 3.24 sont tracées pour des noyaux de largeurs différentes. En regardant l'ensemble des essais, il devient manifeste que la résistance équivalente  $R_{fer}$  présentée fig. 3.24a augmente avec l'induction.  $R_{fer}$  peut être décrit en fonction de  $\hat{B}$  par un modèle linéaire de la forme

$$R_{fer} = k_{r_1} \hat{B} + R_{0_1} \quad (3.22)$$

où les coefficients  $k_{r_1}$  et  $R_{0_1}$  dépendent bien évidemment d'autres paramètres, comme par exemple la largeur du noyau. Vu que l'augmentation de la résistance en fonction de l'induction est faible, le terme  $k_{r_1} \hat{B}$  est petit. Pour chaque grandeur représentée en fig. 3.24, une fonction correspondante au modèle est superposée aux mesures, afin de permettre la comparaison. Elle est donnée à titre d'exemple pour les tracés de 50 mm de largeur. Les coefficients figurant dans les modèles ont été déterminés en appliquant la méthode des moindres carrés sur la gamme d'induction allant de 0 à 0.5T.

### Tension à vide

La tension à vide  $\hat{U}_{vide}$  représentée fig. 3.24b augmente proportionnellement avec l'induction. L'équation correspondant est donc de la forme

$$\hat{U}_{vide} = k_{u_1} \hat{B} \quad (3.23)$$

Rappelons que  $\hat{U}_{vide}$  résulte de la distribution des courants de Foucault en circuit ouvert. Le problème du circuit ouvert est beaucoup plus simple que le problème du circuit fermé, puisque en l'absence du courant de court-circuit la distribution des courants de Foucault est uniforme sur la longueur des tôles. Dans ce cas, on peut facilement trouver une solution théorique pour  $k_{u_1}$ . L'obtention de cette solution à partir des équations de MAXWELL est présentée dans la section suivante.

### Courant de court-circuit

Lorsque des modèles pour  $\hat{U}_{vide}$  et  $R_{fer}$  existent, le courant de court-circuit est aussi déterminé :

$$\hat{I}_{cc} = \frac{k_{u_1} \hat{B}}{k_{r_1} \hat{B} + R_{0_1}} \quad (3.24)$$

On a donc affaire à un comportement non linéaire. Le courant n'est pas tout à fait proportionnel à l'induction, en raison du petit terme  $k_{r_1} \hat{B}$  dans le dénominateur. Il correspond au terme linéaire dans la fonction de  $R_{fer}$ .

### 3.4.6 Modélisation théorique de la tension à vide : l'effet de peau dans des tôles fines

#### Équations de champ dans une tôle

Cette étude est conduite considérant les équations de MAXWELL dans un milieu conducteur linéaire. La figure 3.25 présente une vue en coupe transversale de deux tôles voisines dans un noyau magnétique, les courants induits étant représentés de manière schématique par des lignes en pointillés. Le système de coordonnées a été placé de sorte que le champ magnétique soit orienté suivant l'axe  $z$ . Évidemment, les

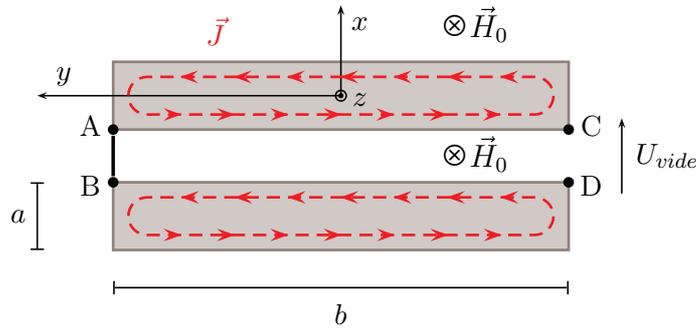


FIGURE 3.25 : Calcul de la tension à vide.

tôles magnétiques satisfont à la condition

$$b \gg a \quad (3.25)$$

où  $b$  est la largeur et  $a$  l'épaisseur d'une tôle. Étant donné que la condition (3.25) est toujours satisfaite, on peut négliger les effets près des bords à  $y = \pm b/2$ , où les courants de Foucault tournent. En conséquence, le problème est unidimensionnel. Les grandeurs sont alors des fonctions uniques de la variable  $x$  :  $\vec{H} = \vec{H}(x)$ ,  $\vec{J} = \vec{J}(x)$ . En outre, on suppose que les deux tôles dessinées à la fig. 3.25 font partie d'un empilement. Le champ sur la surface de la tôle satisfait donc la symétrie

$$\vec{H}_{(x=a/2)} = \vec{H}_{(x=-a/2)} \quad (3.26)$$

La densité de courant dans un point quelconque à l'intérieur de la tôle magnétique peut être décrite par les équations de MAXWELL. La solution peut bien évidemment être trouvée dans la littérature [Lv66]. Ici, elle sera déduite des équations de base, afin de rappeler les mécanismes fondamentaux de l'effet de peau, appliqués sur les tôles fines. Dans les matériaux conducteurs, les courants de déplacement peuvent être négligés.

$$\vec{J} = \overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} \quad (3.27)$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt} \quad (3.28)$$

Les calculs sont effectués en faisant l'hypothèse de la linéarité : le matériau est caractérisé par sa perméabilité magnétique  $\mu$  (en A/m) et sa conductivité électrique  $\sigma = 1/\rho$  (en S/m). Par conséquent, l'induction et la densité de courant sont liées par les relations simples (3.29) et (3.30) aux champs magnétique et électrique :

$$\vec{B} = \mu\vec{H} \quad (3.29)$$

$$\vec{J} = \sigma\vec{E} \quad (3.30)$$

Rappelons que le champ d'excitation est une fonction de la variable unique  $x$  :

$$\vec{H} = \vec{e}_z H(x) \quad (3.31)$$

où  $\vec{e}_z$  est le vecteur unitaire suivant la direction  $z$ . À partir des équations (3.27) à (3.30), on peut trouver pour le rotationnel de  $\vec{J}$  les deux expressions

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{J} = \sigma \overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -\sigma \frac{d\vec{B}}{dt} = -\vec{e}_z \mu \sigma \frac{dH}{dt} \quad (3.32)$$

et

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{J} = \overrightarrow{\text{rot}} \left( \overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} \right) = \overrightarrow{\text{rot}} \left( \vec{e}_y \frac{\partial H}{\partial x} \right) = -\vec{e}_z \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} \quad (3.33)$$

Puisque le problème est unidimensionnel suivant  $x$ , toutes les grandeurs de champ figurant dans les équations de MAXWELL sont invariantes suivant les coordonnées  $y$  et  $z$ . On obtient ainsi l'équation de diffusion du champ magnétique dans le matériau, avec les dérivées partielles des variables  $x$  et  $t$ .

$$-\frac{\partial^2 H(x,t)}{\partial x^2} = -\mu\sigma \frac{dH(x,t)}{dt} \quad (3.34)$$

En supposant que le champ d'excitation est sinusoïdal, la grandeur  $H(x,t)$  est également sinusoïdale. Elle peut donc être écrite en utilisant la représentation complexe classique :

$$H(x,t) = \text{Re} [\underline{H}(x)e^{j\omega t}] \quad (3.35)$$

où  $\underline{H}(x)$  est l'amplitude complexe de la fonction sinusoïdale. La notation complexe permet ainsi de remplacer l'équation de diffusion (3.34) comportant les deux variables  $x$  et  $t$ , par une équation différentielle de la variable unique  $x$ . Elle s'écrit alors :

$$\frac{\partial^2 \underline{H}(x)}{\partial x^2} = j\omega\mu\sigma \underline{H}(x) \quad (3.36)$$

En introduisant le coefficient de diffusion  $\gamma$  qui est défini par  $\gamma^2 = j\omega\mu\sigma$ , la solution de (3.36) est une combinaison linéaire des deux fonctions de base, dépendante des conditions aux limites.

$$\underline{H}(x) = \underline{H}_1 e^{-\gamma x} + \underline{H}_2 e^{\gamma x} \quad (3.37)$$

$\underline{H}_1$  et  $\underline{H}_2$  sont deux constantes complexes qui dépendent du champ aux limites  $x = \pm a/2$ . Cette équation correspond à deux ondes amorties qui se propagent depuis les frontières dans des directions opposées. L'interprétation de l'équation est plus facile après le développement de (3.37).

$$H(x,t) = \text{Re} \left[ |\underline{H}_1| e^{j\omega t - \gamma x + \text{Arg}(\underline{H}_1)} + |\underline{H}_2| e^{j\omega t + \gamma x + \text{Arg}(\underline{H}_2)} \right] \quad (3.38)$$

La séparation des parties réelles et imaginaires nécessite le développement de  $\gamma$ .

$$\gamma = \sqrt{j} \sqrt{\omega\sigma\mu} = \frac{1+j}{\sqrt{2}} \sqrt{\omega\sigma\mu} = \frac{1+j}{\delta} \quad (3.39)$$

où  $\delta$  est défini par :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu\omega\sigma}} \quad (3.40)$$

La combinaison de (3.38) et (3.39) mène à la représentation classique des deux ondes amorties :

$$H(x,t) = |\underline{H}_1| e^{-\frac{x}{\delta}} \cos\left(\omega t - \frac{x}{\delta} + \text{Arg}(\underline{H}_1)\right) + |\underline{H}_2| e^{+\frac{x}{\delta}} \cos\left(\omega t + \frac{x}{\delta} + \text{Arg}(\underline{H}_2)\right) \quad (3.41)$$

Le premier terme de (3.41) correspond à la propagation d'une onde amortie depuis la frontière  $x = -a/2$  dans la direction  $x$ , le deuxième terme à la propagation depuis la frontière  $x = a/2$  dans la direction opposée. Le paramètre  $\delta$  est la profondeur de pénétration, et possède la même unité que  $x$  [m]. La vitesse de propagation des ondes est  $\delta\omega$  [ms<sup>-1</sup>].

Pour une tôle magnétique dans un noyau de transformateur, les deux conditions aux limites sont identiques et les grandeurs complexes  $\underline{H}_1$  et  $\underline{H}_2$  peuvent être déduites des champs dans la couche isolante  $\underline{H}_0$ .

$$\text{à } x = -\frac{a}{2} : \quad \underline{H}_0 = \underline{H}_1 e^{\gamma \frac{a}{2}} + \underline{H}_2 e^{-\gamma \frac{a}{2}} \quad (3.42)$$

$$\text{à } x = +\frac{a}{2} : \quad \underline{H}_0 = \underline{H}_1 e^{-\gamma \frac{a}{2}} + \underline{H}_2 e^{\gamma \frac{a}{2}} \quad (3.43)$$

Par addition et soustraction de ces équations, on obtient les constantes inconnues  $\underline{H}_1$  et  $\underline{H}_2$ .

$$\underline{H}_1 = \underline{H}_2 = \frac{\underline{H}_0}{2 \cosh(\gamma \frac{a}{2})} \quad (3.44)$$

Par conséquent, une équation simple est trouvée pour le champ magnétique en un point quelconque à l'intérieur de la tôle.

$$\underline{H}(x) = \underline{H}_0 \frac{\cosh(\gamma x)}{\cosh(\gamma \frac{a}{2})} \quad (3.45)$$

La densité de courant, qui est induite dans la direction  $y$ , peut être calculée avec la loi d'Ampère (3.27), qui est réduite à une dérivation simple pour des problèmes unidimensionnelles.

$$\underline{J}(x) = -\frac{\partial \underline{H}(x)}{\partial x} \quad (3.46)$$

$$\underline{J}(x) = -\gamma \underline{H}_0 \frac{\sinh(\gamma x)}{\sinh(\gamma \frac{a}{2})} \quad (3.47)$$

Malheureusement, dans un noyau de transformateur, la constante complexe  $\underline{H}_0$  est inconnue. Une grandeur d'entrée plus accessible est la valeur de la densité de flux moyenne, qui peut également être représentée par un nombre complexe.

$$\underline{B} = \frac{1}{a} \int_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} \mu \underline{H}(x) dx = \underline{H}_0 \frac{2\mu}{\gamma a} \tanh(\gamma \frac{a}{2}) \quad (3.48)$$

Cette expression doit être inversée pour trouver la condition aux limites  $\underline{H}_0$  :

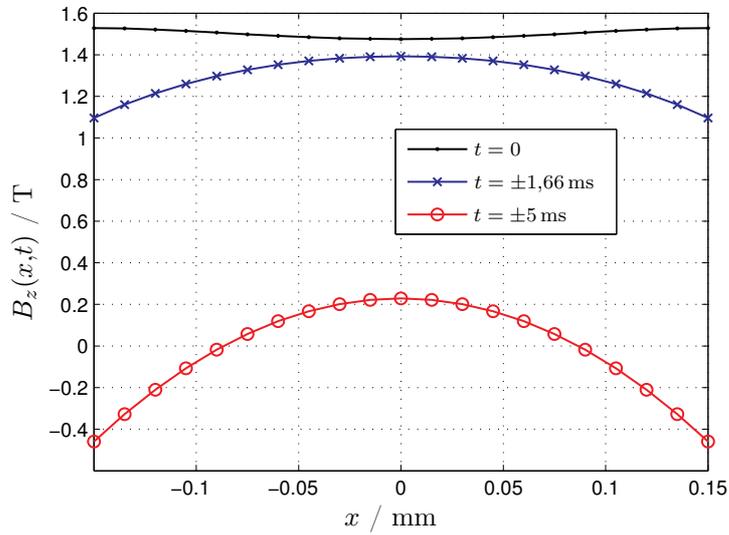
$$\underline{H}_0 = \underline{B} \frac{\gamma a}{2\mu \tanh(\gamma \frac{a}{2})} \quad (3.49)$$

En introduisant ce terme dans (3.47), on obtient une expression pour la densité de courant en un point quelconque dans la tôle.

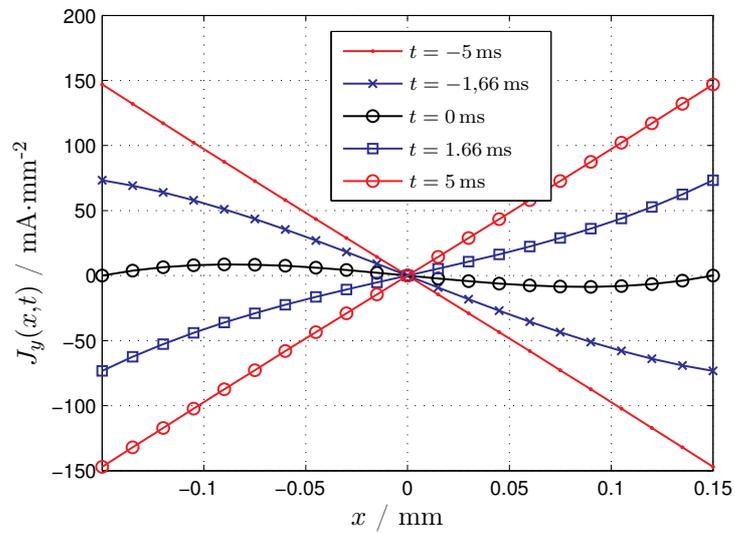
$$\underline{J} = -\underline{B} \frac{\gamma^2 a \sinh(\gamma x)}{2\mu \sinh(\gamma \frac{a}{2})} \quad (3.50)$$

En fonctionnement sinusoïdal décrit par des grandeurs complexes, il est nécessaire de choisir une référence de phase arbitraire. À cette fin, on suppose dans ce qui suit que l'induction moyenne  $\underline{B}$  est un nombre réel noté  $B$ , qui représente une fonction sinusoïdale du temps en cosinus. Des valeurs locales à un instant  $t$  donné sont calculées en utilisant la définition (3.35) pour les quantités  $\underline{H}(x)$  et  $\underline{J}(x)$ .

Les résultats sont présentés à la fig. 3.26, montrant l'induction et la densité de courant à l'intérieur de la tôle à des instants  $t$  différents de l'alternance positive. La valeur crête de  $B$  est égale à 1,5 T. De toute évidence, l'induction n'est pas homogène ; sa distribution dans la tôle change en fonction du temps. Par exemple, à  $\omega t = \pm\pi/2$ , l'induction moyenne  $B$  est nulle, tandis que les valeurs locales diffèrent de zéro.



(a) Induction  $B$



(b) Densité de courant  $J$

FIGURE 3.26 : Distributions de  $B$  et  $J$  dans une tôle CGO à 1.5 T, 50Hz.

La figure 3.26b met en évidence que la densité de courant est toujours égale à zéro au centre de la tôle. Les courbes sont symétriques par rapport au centre, comme suggéré par le schéma fig. 3.26. Il est à préciser que le sens des courants induits indiqué dans fig. 3.26 est par convention utilisé pour une induction montante. Les figures 3.26a et 3.26b étant données pour l'alternance positive de l'induction moyenne, les courants induits sont dans le sens affiché à la fig. 3.26 lorsque le flux augmente et dans le sens opposé lorsqu'il diminue. En comparant figs. 3.26a et 3.26b, il est évident que la densité de courant dans la tôle a une forte influence sur la distribution de l'induction.

Les courbes présentées sont calculées avec les paramètres des tôles d'acier à grains orientés conventionnel (CGO) de  $\mu_r = 50000$  et  $\sigma = 2,08 \cdot 10^6 \text{ S/m}$ , ce qui correspond à une épaisseur de peau de  $\delta = 221 \mu\text{m}$ . Pour un matériau à haute perméabilité (HGO), ayant un cycle d'hystérésis plus fin et conséquemment une plus grande perméabilité dans la partie linéaire, ces effets vont être plus prononcés. Il est donc important d'utiliser des tôles plus fines.

### Tension induite entre tôles avoisinantes

La f. e. m. induite sur un côté d'une paire de tôles, mesurée entre les points C et D de la fig. 3.25, est calculée en supposant que les tôles sont en contacts sur le côté opposé, entre les points A et B. La largeur  $b$  est beaucoup plus grande que l'épaisseur  $a$ , par conséquent la f. e. m.  $e_0(t)$  entre les points C et D peut être déterminée à partir de trois grandeurs : la résistivité de l'acier  $\rho$ , la densité de courant  $J_0(t)$  juste en dessous de la surface des tôles, et le flux de fuite  $\varphi_0(t)$  dans la couche isolante entre les tôles.

$$e_0(t) = 2 \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \rho J_0(t) dy + \frac{d\varphi_0(t)}{dt} \quad (3.51)$$

Dans un transformateur, la contribution du deuxième terme dans cette équation est beaucoup plus petite que celle du premier terme, pour deux raisons. Premièrement, la densité de flux dans la couche isolante est beaucoup plus faible que celle dans les tôles : il est raisonnable de supposer que la perméabilité de l'acier est beaucoup plus grande que celle de la couche isolante ( $\mu_r \gg 1$ ), tant que le noyau n'est pas extrêmement saturé. Deuxièmement, dans un transformateur, l'épaisseur de la couche isolante est, avec à peu près  $3 \mu\text{m}$ , largement inférieure à celle des tôles. Il convient de noter que le résultat est le même quel que soit la profondeur prise dans la tôle : si on choisit un chemin situé plus haut dans la tôle, la densité de courant est plus faible mais il y a plus de flux encerclé.

Dans le montage expérimental, le deuxième point ne s'applique pas, puisque la distance

entre les tôles est du même ordre de grandeur que l'épaisseur des tôles. Néanmoins, la différence des perméabilités reste tellement importante qu'on peut également négliger le deuxième terme dans cette configuration. En appliquant la définition des grandeurs complexes (3.35) à  $\underline{J}(x)$  et en substituant  $\gamma$  de (3.39), la formule de la f. e. m. (3.51) se réduit à

$$e_0(t) = 2\rho J_0(t)b = \omega abB \sin(\omega t) \quad (3.52)$$

Ce résultat simple correspond à la f. e. m. induite dans une spire fictive, bobinée autour d'une seule tôle. Effectivement, la relation entre l'induction moyenne et la tension mesurée entre deux points sur la surface peut être trouvée aussi par analogie avec une spire détectrice [PK04, LM01]. Elle est exploitée pour mesurer l'induction dans des tôles fines sans utiliser des spires détectrices. Connue dans la littérature comme la technique des pointes [Bri97], cette méthode de mesure exige cependant toujours des conditions d'induction homogènes dans deux dimensions.

### Comparaison aux mesures

Il convient de comparer la solution théorique avec les mesures de  $U_{vide}$  présentées précédemment à la figure 3.24b. Parmi les courbes représentées, on choisit à titre d'exemple celle du noyau de largeur 100 mm. Le coefficient  $k_{u_1}$  du modèle proportionnel (3.23) assimilant la mesure est ici  $k_{u_1} = \hat{U}_{vide}/\hat{B} = 9,95 \text{ mV/T}$ . En revanche, la solution théorique donne un coefficient  $k_{u_1}(100 \text{ mm}) = ab\omega = 9,61 \text{ mV/T}$ . La différence s'explique par le fait que les points de contact ont une certaine largeur, comme illustré à la fig. 3.27. La tension n'est pas mesurée exactement aux bords de la tôle, mais dans les points de contact qui eux-même ont une certaine largeur. En conséquence, la largeur efficace  $b$  du court-circuit est plus petite que la largeur des tôles  $b^*$ . La définition de la largeur dans le montage expérimentale n'est donc pas tout à fait précise.

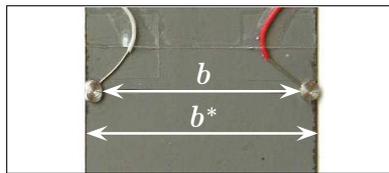


FIGURE 3.27 : Correction de la largeur.

Une correction satisfaisante de la largeur par calcul est difficile, car la distribution des courants de Foucault dans les points de contact reste inconnue. Il a été décidé de considérer généralement la distance la plus courte entre les points de contact, comme

indiqué à la fig. 3.27. La solution théorique corrigée est donc  $k_{u_1}(94 \text{ mm}) = 9,04 \text{ mV/T}$ . En considérant la largeur corrigée  $b$ , on trouve donc un écart d'à-peu-près 6 % entre la tension à vide mesurée et la solution théorique.

### 3.4.7 Influence de la largeur du noyau

La figure 3.28 montre l'évolution des propriétés électriques en fonction de la largeur corrigée  $b$  du court-circuit (cf. fig. 3.27). La largeur a été corrigée selon fig. 3.27. Les modèles déduits des évolutions expérimentales sont présentés au tableau 3.8. Dans le cas présent, il convient de déduire les modèles de  $\hat{I}_{cc}$  et  $\hat{U}_{vide}$  directement des mesures et d'obtenir le modèle de  $R_{fer}$  par division. Afin de permettre la comparaison avec les mesures, les courbes résultantes des modèles sont superposées aux mesures dans la fig. 3.28.

Grandeur	Dépendance de $b$	Modèle
$\hat{I}_{cc}$	linéaire	$\hat{I}_{cc} = k_{i_2}b + I_{0_2}$
$\hat{U}_{vide}$	proportionnelle	$\hat{U}_{vide} = k_{u_2}b$
$R_{fer}$	non linéaire	$R_{fer} = \frac{k_{u_2}b}{k_{i_2}b + I_{0_2}}$

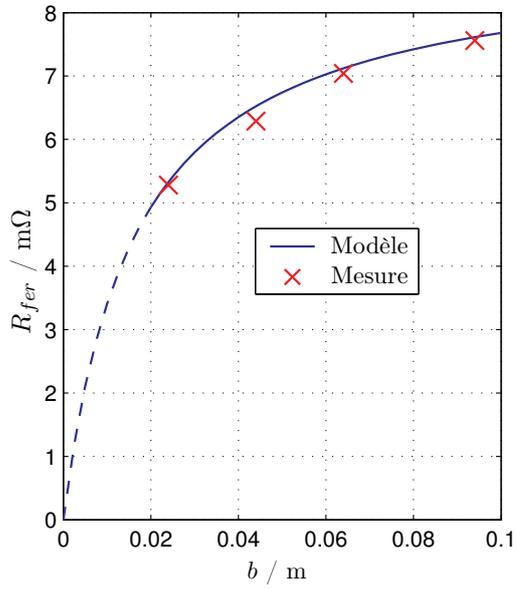
TABLEAU 3.8 : Influence de la largeur  $b$ .

Les coefficients des modèles présentés sont déduits par approximation avec la méthode des moindres carrés sur la gamme  $b = 30 \text{ mm} \dots 100 \text{ mm}$ . Ils ne peuvent pas forcément être extrapolés pour des noyaux extrêmement fins. En regardant par exemple le courant de court-circuit, il est évident que pour  $b \rightarrow 0$ , le courant aussi doit devenir nul, ce qui n'est pas représenté par le modèle linéaire. À partir de 30 mm largeur, le modèle linéaire donne cependant une très bonne approximation du comportement réel.

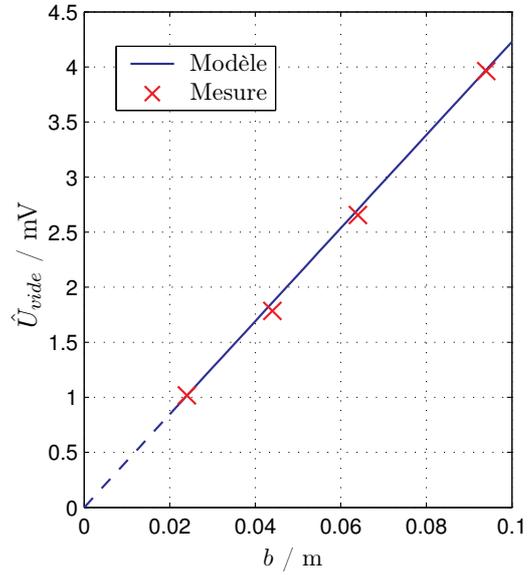
La proportionnalité de la tension à vide est évidente et en harmonie avec la solution théorique obtenue en (3.52). Les grandeurs  $R_{fer}$  et  $I_{cc}$  cependant ne sont manifestement pas proportionnelles à la largeur. Ceci s'explique par l'épanouissement du courant de court-circuit dans les tôles sur le chemin entre les contacts.

### 3.4.8 Influence de la fréquence

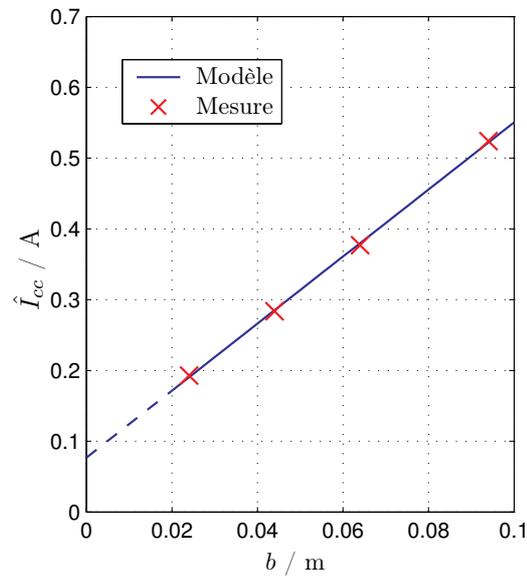
Afin d'évaluer l'influence de la fréquence sur les éléments du schéma équivalent, des essais ont été effectués à fréquence variable. La largeur des tôles utilisées était de 100 mm ; les paramètres de l'essai sont représentés au tableau 3.9. Les résultats pour



(a) Résistance équivalente  $R_{fer}$



(b) Tension à vide  $\hat{U}_{vide}$



(c) Courant de court-circuit  $\hat{I}_{cc}$

FIGURE 3.28 : Influence de la largeur  $b$  du noyau ( $\hat{B} = 0.4 \text{ T}$ ).

$I_{cc}$  et  $R_{fer}$  sont représentés à la fig. 3.29. En disposant de la solution analytique pour la tension interlaminaire  $U_{vide}$ , présentée auparavant dans (3.52), le tracé de cette grandeur peut être omis : il y a une simple proportionnalité entre la tension interlaminaire et la fréquence d'excitation.

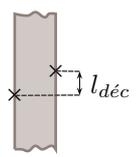
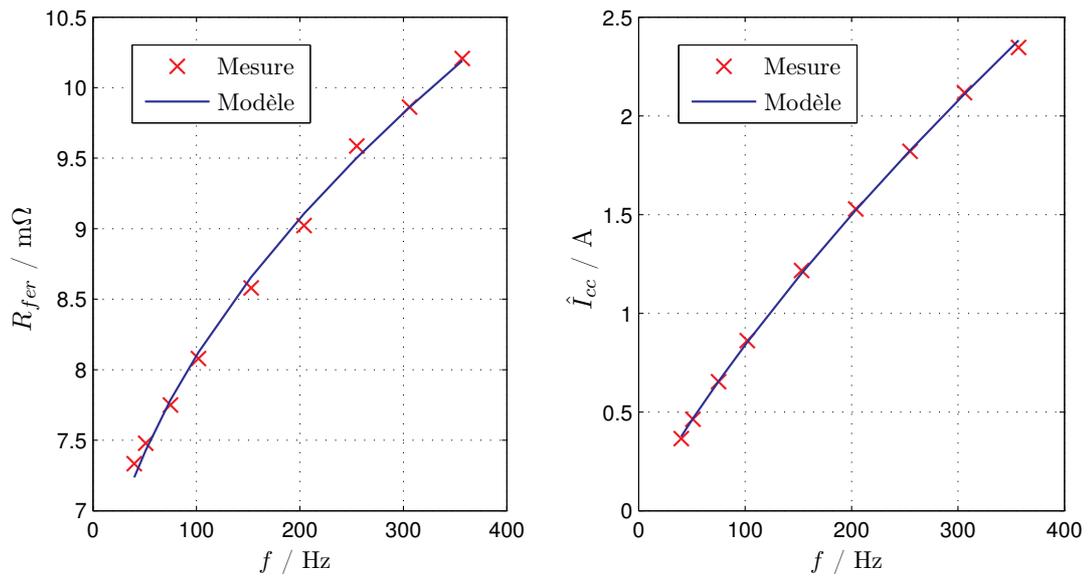
	Décalage des contacts	$l_{dec}$	0 mm
	Largeur des tôles	$b$	100 mm
	Épaisseur d'une tôle	$a$	0,30 mm
	Fréquence de mesure	$f$	40–357 Hz

TABLEAU 3.9 : Paramètres du court-circuit pour la série d'essais  $f$ -100mm- $d0$ .



(a) Résistance équivalente  $R_{fer}$

(b) Courant de court-circuit  $\hat{I}_{cc}$

FIGURE 3.29 : Influence de la fréquence  $f$  ( $\hat{B} = 0.37$  T)

Les évolutions de la résistance équivalente  $R_{fer}$  et du courant de court-circuit  $I_{cc}$  en fonction de la fréquence sont manifestement non linéaires. Elles peuvent être approximées par le modèle donné au tableau 3.10. Dans les tracés fig. 3.29a et 3.29b, les valeurs du modèle sont superposées aux mesures, afin de permettre leur comparaison. De toute

Grandeur	Dépendance de $f$	Modèle
$\hat{U}_{vide}$	proportionnelle	$\hat{U}_{vide} = k_{u_3} f$
$R_{fer}$	non linéaire	$R_{fer} = R_{0_3} + k_{r_3} \sqrt{f}$
$\hat{I}_{cc}$	non linéaire	$\hat{I}_{cc} = \frac{k_{u_3} f}{R_{0_3} + k_{r_3} \sqrt{f}}$

**TABLEAU 3.10 :** Modèle pour l'influence de la fréquence  $f$ .

évidence, l'évolution de la résistance équivalente peut être décrite par la somme d'une résistance constante  $R_{0_3}$  et un terme qui est proportionnel à la racine de la fréquence  $k_{r_3} \sqrt{f}$ . Ce dernier terme peut être expliqué en regardant l'épaisseur de peau  $\delta$ .

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu\omega\sigma}} \quad (3.53)$$

En augmentant la fréquence, l'épaisseur de peau diminue proportionnellement à  $1/\sqrt{f}$ . L'épaisseur de peau détermine la section équivalente qui est occupée par le courant de court-circuit :

$$R_{fer} = \frac{\rho l}{S_{eq}} \quad (3.54)$$

où  $l$  est la longueur du chemin du courant,  $\rho$  est la résistivité de l'acier, et  $S_{eq}$  peut être interprétée comme la section équivalente d'un conducteur ayant une densité de courant uniforme et affichant la même résistance. Comme la section figure dans le dénominateur, il semble alors plausible que l'augmentation de la résistance soit proportionnelle à  $\sqrt{f}$ .

En faisant des mesures à des fréquences élevées, il faut cependant vérifier si le modèle d'une résistance équivalente est toujours valable. À cette fin, il convient de surveiller le déphasage entre la tension à vide et le courant de court-circuit. Dans les tracés de la fig. 3.29, on trouve alors pour la première mesure à 40 Hz un déphasage négligeable de  $\varphi = 4,2^\circ$ . Ce déphasage augmente ensuite légèrement avec la fréquence ; pour la dernière mesure à 357 Hz il est égal à  $\varphi = 9,7^\circ$ . Bien que cette valeur soit toujours faible, il est probable que pour des fréquences encore plus élevées, le modèle d'une résistance pure ne sera plus valide.

## 3.5 Conclusion

### Caractérisation expérimentale

Grâce à une procédure expérimentale spécialisée, il a été possible de mesurer des courants réels sur des courts-circuits interlaminaires artificiels. La caractérisation a ainsi révélé qu'un court-circuit interlaminaire peut être représenté avec une bonne approximation par un modèle de THÉVENIN comportant un générateur de tension et une résistance équivalente. Son comportement est approximativement linéaire, même à des niveaux d'induction élevés.

La caractérisation du court-circuit a été poursuivie en vue de déterminer les éléments du modèle de THÉVENIN en fonction de différents paramètres électriques et géométriques. La f.e.m. entre deux tôles peut être déterminée par un calcul analytique, tandis que la résistance équivalente est liée de manière complexe à la distribution des courants induits et sa détermination demande donc une démarche expérimentale. Le montage expérimental a permis d'étudier l'influence de l'induction, de la fréquence et de la largeur du noyau sur la résistance équivalente du court-circuit, et d'en déduire des modèles empiriques. Un abrégé des travaux présentés dans ce chapitre peut être trouvé dans deux publications concernant respectivement les mesures de courant [SDRV10] et la caractérisation expérimentale [SRDV10].

### Modèle polyparamétrique

À ce moment de l'analyse, on dispose de modèles monoparamétriques qui décrivent les propriétés électriques du court-circuit respectivement en fonction de la largeur  $b$ , de l'induction  $\hat{B}$  et de la fréquence  $f$ . Afin de pouvoir extrapoler à un transformateur réel avec des paramètres quelconques, il faudrait disposer d'un modèle polyparamétrique, comprenant tous les paramètres. Évidemment, il n'y a pas de synthèse simple des modèles monoparamétriques qui aboutirait à un modèle polyparamétrique. Toutefois, un modèle monoparamétrique peut être élargi d'un paramètre à la fois, en regardant comment ses coefficients  $k_i$  évoluent lorsqu'ils dépendent d'un autre paramètre.

Dans la pratique, la gamme des valeurs du paramètre  $f$  est petite : dans l'application des transformateurs GO, la fréquence de fonctionnement est fixée soit à 50 Hz (dans la plus grande partie du monde), soit à 60 Hz (par exemple en Amérique du Nord). Dans l'intérêt de simplifier le modèle multiparamétrique, il convient d'exclure ce paramètre. Le modèle sera alors valide pour une fréquence fixe de 50 Hz ; il reste à prendre en compte les deux autres paramètres  $b$  et  $B$ . Ceci est fait en regardant comment les coefficients  $k_i$  du modèle monoparamétrique de  $\hat{B}$  varient en fonction de  $b$ .

Il s'agit alors des coefficients  $k_{r_1}$ ,  $R_{0_1}$  et  $k_{u_1}$  qui figurent dans les équations (3.22–

3.24). Le tableau 3.11 donne un récapitulatif de ces équations. La figure 3.30 montre l'évolution des coefficients en fonction de la largeur du noyau. Comme auparavant, les modèles déduits sont superposés aux évolutions exactes. Le premier coefficient,  $k_{r_1}$ , ne varie que peu de façon stochastique et peut donc être approximé par une constante.  $R_{0_1}$  a été approximé par une fonction rationnelle élémentaire.  $k_{u_1}$  est bien manifestement linéaire suivant  $b$ . Les coefficients sont trouvés avec la méthode des moindres carrés à partir des courbes expérimentales. Un résumé des relations trouvées est donné au tableau 3.12.

Grandeur	Dépendance de $\hat{B}$	Modèle
$R_{fer}$	linéaire	$R_{fer} = k_{r_1} \hat{B} + R_{0_1}$
$\hat{U}_{vide}$	proportionnelle	$\hat{U}_{vide} = k_{u_1} \hat{B}$
$\hat{I}_{cc}$	rationnelle	$\hat{I}_{cc} = \frac{k_{u_1} \hat{B}}{k_{r_1} \hat{B} + R_{0_1}}$

**TABLEAU 3.11 :** Influence de l'induction  $\hat{B}$ , équations (3.22–3.24).

Coefficient	Dépendance de $b$	Modèle
$k_{r_1}$	constante	$k_{r_1} = k_1$
$R_{0_1}$	rationnelle	$R_{0_1} = \frac{k_{21}b}{b+k_{22}}$
$k_{u_1}$	linéaire	$k_{u_1} = k_3b$

**TABLEAU 3.12 :** Influence de  $b$  sur les coefficients  $k_{r_1}$ ,  $R_{0_1}$  et  $k_{u_1}$ .

Pour obtenir le modèle polyparamétrique, il suffit d'introduire les expressions trouvées pour ces coefficients dans les équations du tableau 3.11. Pour les deux grandeurs du schéma équivalent, on obtient ainsi les équations suivantes :

$$R_{fer} = k_1 \hat{B} + \frac{k_{21}b}{b+k_{22}} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} k_1 = 0,84 \cdot 10^{-3} \Omega T^{-1} \\ k_{21} = 8,6 \cdot 10^{-3} \Omega \\ k_{22} = 18,4 \cdot 10^{-3} \text{ m} \end{cases} \quad (3.55)$$

$$\hat{U}_{vide} = k_3 b \hat{B} \quad \text{avec} \quad k_3 = 0,104 \text{ Vm}^{-1} T^{-1} \quad (3.56)$$

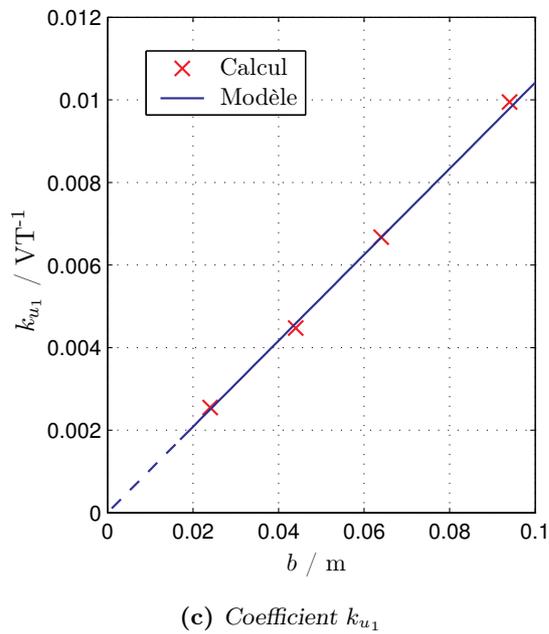
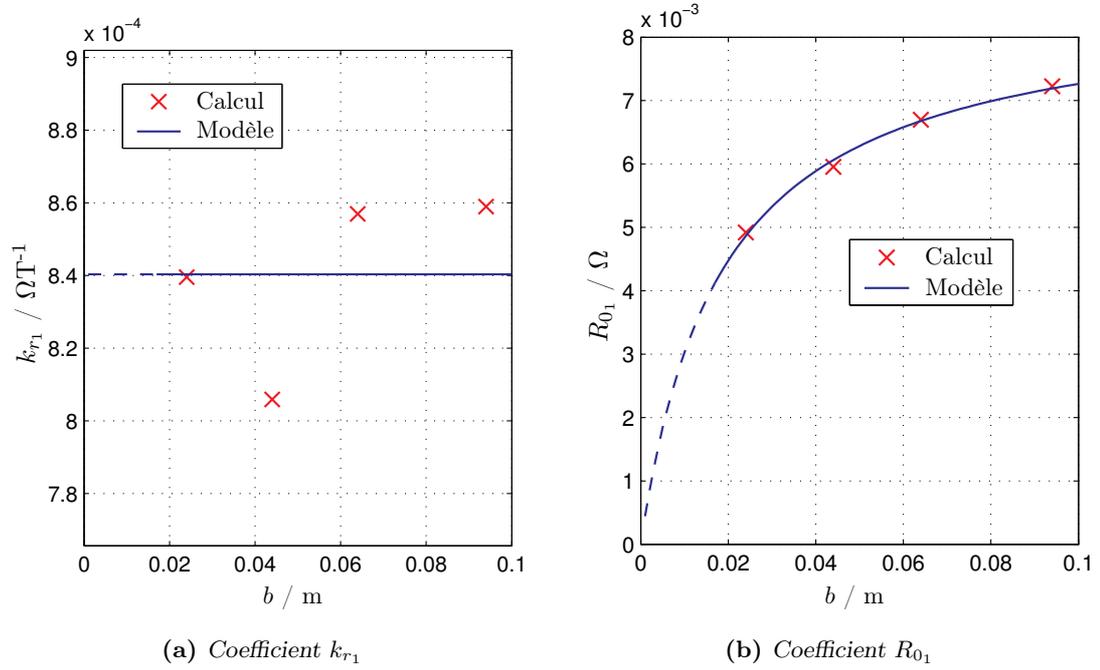
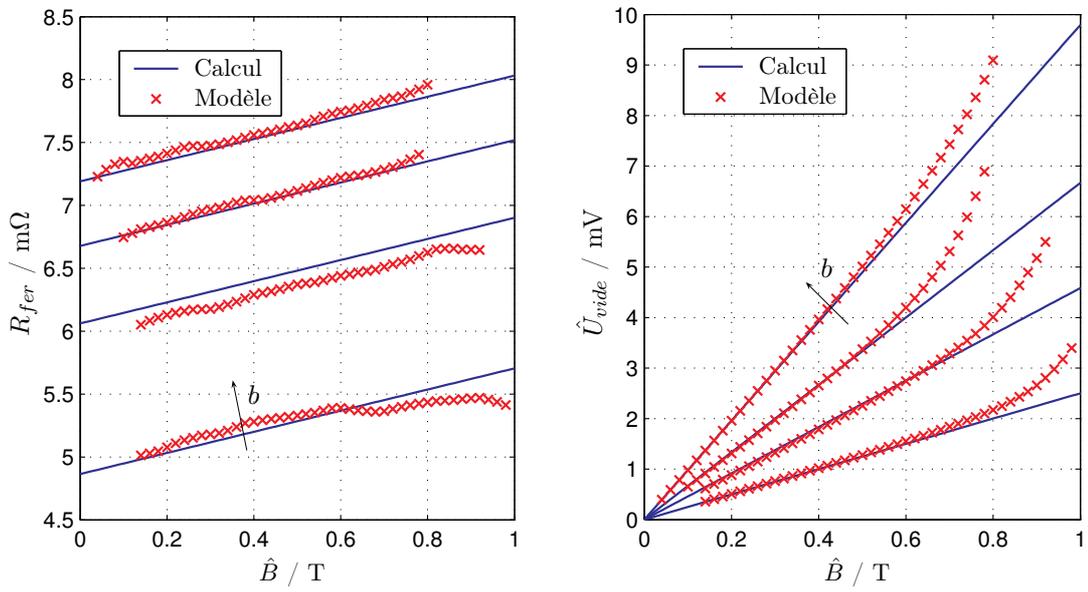


FIGURE 3.30 : Évolution des coefficients figurant dans (3.22–3.24) en fonction de  $b$ .

Afin de vérifier la validité du modèle, la comparaison entre les données expérimentales et les valeurs résultantes du modèle est donnée à la figure 3.31. On peut alors constater une bonne concordance. Sur la gamme d'induction allant jusqu'à 0,5 T, les valeurs expérimentales sont représentées par le modèle avec une déviation  $e = (x_{mod} - x_{exp})/x_{exp}$  maximale de  $\pm 4,2\%$  pour  $\hat{U}_{vide}$  et de  $\pm 2,5\%$  pour  $R_{fer}$ . Rappelons que la limite à 0,5 T est due à la nature du cadre expérimental construit avec une épaisseur de 2 tôles. Dans un transformateur réel avec une induction sinusoïdale, le modèle peut être étendu à des inductions plus élevées qui correspondent aux conditions de travail classiques d'un noyau de transformateur (cf. section 3.3.5).

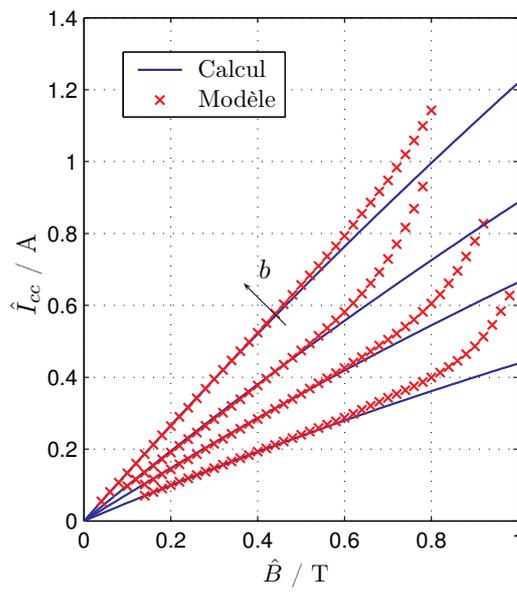
Le modèle polyparamétrique permet alors d'extrapoler les grandeurs électriques à des noyaux larges fonctionnant à induction nominale. En supposant par exemple un court-circuit entre deux tôles dans un noyau de 60 cm de largeur, composé de tôles de 0,30 mm d'épaisseur et magnétisé à 1,7 T, 50 Hz, la résistance équivalente est estimée à 10 m $\Omega$  et la f. e. m. à une valeur crête de 96 mV. Pour un contact idéal ( $R_{ct} = 0$ ), le courant de court-circuit est maximal et égal à 9,8 A. Le cas le plus défavorable par rapport à la dissipation de chaleur dans la bavure est définie par  $R_{ct} = R_{fer}$ . Dans ce cas, la dissipation de puissance dans la bavure est estimée à 0,12 W. Lorsque le nombre de tôles court-circuitées est égal à 10, cette puissance peut augmenter à 12 W dans le cas le plus défavorable.

Jusqu'ici, les mesures ont permis de déduire un modèle qui comporte l'induction moyenne et la largeur de noyau. Il convient de regarder maintenant l'influence de l'épaisseur des tôles et du décalage entre les contacts. Cependant, la variation d'un paramètre géométrique demande toujours la préparation d'un grand nombre d'échantillons. En outre, chaque essai doit être répété plusieurs fois afin d'atteindre une précision suffisamment grande pour pouvoir interpréter les résultats. Afin d'éviter ces mesures chronophages, les observations suivantes seront alors effectuées par simulation numérique. À cette fin, un modèle du problème a été créé à l'aide d'un logiciel d'éléments finis. Ce modèle numérique est d'abord validé par comparaison avec les mesures. La simulation permettra ainsi d'observer l'influence de paramètres qui ne peuvent pas être variés dans les mesures.



(a) Résistance équivalente  $R_{fer}$

(b) Tension à vide  $\hat{U}_{vide}$



(c) Courant de court-circuit  $\hat{I}_{cc}$

FIGURE 3.31 : Vérification du modèle polyparamétrique (largeurs  $b=30/50/70/100$  mm).

## 4 Simulation du court-circuit. Essais complémentaires

Les mesures présentées dans le chapitre précédent ont permis d'évaluer le comportement général du court-circuit interlaminaire, ainsi que d'examiner l'influence de l'induction, de la fréquence et de la largeur du noyau sur son circuit équivalent. Dans ce chapitre, il sera question de l'influence de deux autres paramètres, à savoir l'épaisseur des tôles et le décalage entre les points de contact. Ces grandeurs seraient difficiles à faire varier dans les expérimentations et ils seront donc étudiées par simulation numérique. Dans un premier temps, le modèle numérique sera validé par comparaison avec les mesures ; dans un deuxième temps le modèle validé sera utilisé pour étudier l'influence de l'épaisseur et du décalage.

### 4.1 Difficultés dans la simulation 3D des tôles GO

La simulation des tôles Si-Fe à grains orientés constitue un problème exigeant. L'acier affiche une forte anisotropie, avec des courbes d'aimantation non linéaires qui sont très différentes dans la direction de laminage et dans la direction transversale. Afin d'obtenir des résultats pertinents, les caractéristiques de l'acier utilisé pour la caractérisation expérimentale sont mesurées et introduites dans le modèle numérique.

Il faut prévoir en outre un maillage adapté dans les tôles, pour permettre une reproduction correcte de l'effet de peau. Ainsi, le modèle des tôles doit être découpé suivant son épaisseur en un nombre de couches très fines. Cependant, la largeur et la longueur des tôles sont très grandes par rapport à leur épaisseur ; pour le maillage de l'acier, il faut donc trouver un compromis. Avec un nombre total d'éléments volumiques raisonnable, on obtient des éléments assez mal formés, ce qui pose un problème pour la convergence du calcul. D'un autre côté, pour assurer une bonne convergence, il faut augmenter fortement le nombre d'éléments et la taille du problème numérique le rend difficile à manier. Dans un premier temps, la largeur des tôles a été fixée à 30 mm pour la simulation. Cette largeur permet une comparaison directe aux mesures effectuées. En exploitant des symétries, le nombre d'éléments est réduit suffisamment pour permettre un temps de résolution raisonnable de quelques heures.

## 4.2 Présentation du modèle numérique

La géométrie, l'excitation et les matériaux dans la simulation sont définis de sorte que le modèle se rapproche autant que possible du montage expérimental. Il s'agit d'une paire de tôles avec les dimensions données au tableau 4.1. Un aperçu du domaine excluant l'air est donné à la fig. 4.1.

Largeur des tôles	$b$	30 mm
Épaisseur d'une tôle	$a$	0,30 mm
Longueur du domaine	$l$	90 mm
Épaisseur de l'espace interlaminaire	$a_{int}$	1 mm
Section du contact	$S_{ct}$	4 mm <sup>2</sup>
Conductivité isotrope de l'acier	$\sigma_{fer}$	2,08 MS/m
Conductivité isotrope de l'étain	$\sigma_{ct}$	12 MS/m
Nombre d'éléments volumiques (env.)	$N_v$	250.000

TABLEAU 4.1 : Paramètres du modèle à 30 mm largeur.

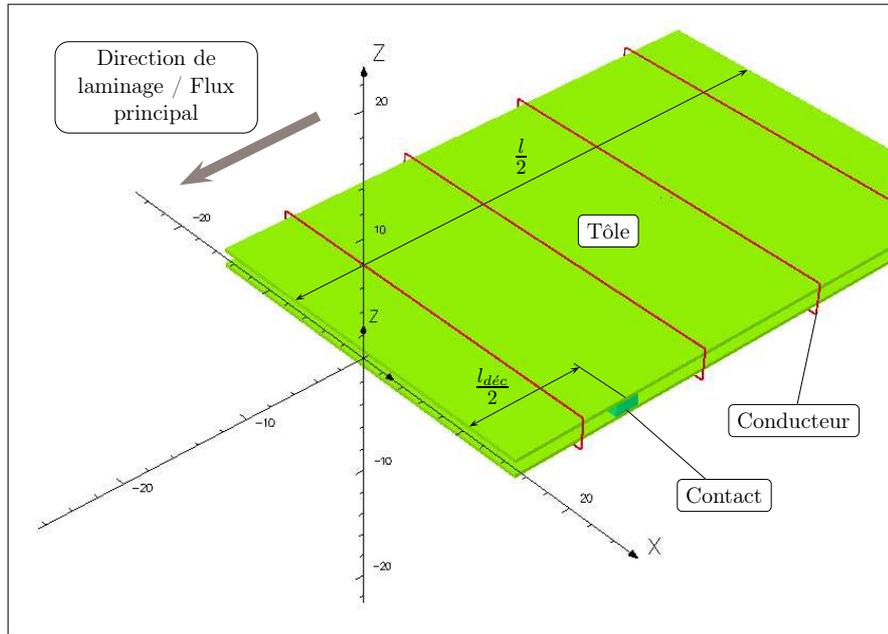
La simulation est effectuée en régime permanent sinusoïdal avec le module Electra SS de Vectorfields Opera 3D. Ce logiciel ne prend pas en compte les phénomènes liés à l'hystérésis, mais il est capable de simuler les problèmes à la fois anisotropes et non linéaires moyennant certaines hypothèses.

### 4.2.1 Définition de l'anisotropie magnétique

La perméabilité anisotrope de l'acier est définie par la matrice (4.1), qui ne comprend que des termes diagonaux. Chaque terme est défini par une courbe de la caractéristique  $B = f(H)$  définie dans la direction considérée.

$$\vec{\mu} = \begin{bmatrix} \mu_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

L'aperçu de fig. 4.1 montre que, dans le modèle, l'axe  $x$  correspond à la direction transversale ( $\alpha = 90^\circ$ ) et l'axe  $y$  à la direction de laminage ( $\alpha = 0^\circ$ ). La définition de perméabilité en direction  $z$  pose généralement un problème car, jusqu'à ce jour, des mesures de  $\mu_z$  ne sont pas disponibles. L'hypothèse la plus courante consiste à supposer que la magnétisation suivant la direction normale se comporte de façon similaire à celle suivant la direction transversale; cette hypothèse semble justifiable par la structure



**FIGURE 4.1** : Aperçu du dispositif avec 20 mm décalage. La partie visible est dupliquée par révolution de  $180^\circ$  autour de l'axe  $z$ .

cristalline de l'acier [MG00]. La courbe d'aimantation donnée pour la direction normale est donc celle de la direction transversale :

$$\mu_{zz} = \mu_{xx} \quad (4.2)$$

Des études de PFÜTZNER indiquent qu'en réalité, la perméabilité  $\mu_z$  semble beaucoup plus faible que celle estimée par (4.2) [PBB<sup>+</sup>94]. Toutefois, l'erreur commise dans l'estimation de  $\mu_z$  a très peu de conséquences sur la simulation, puisque dans la géométrie modélisée il n'y a presque pas d'induction suivant la direction normale.

Les courbes d'aimantation  $\hat{B}_x(\hat{H}_x)$  et  $\hat{B}_y(\hat{H}_y)$  ont été mesurées sur un cadre EPSTEIN en utilisant des échantillons découpés respectivement dans la direction transversale ( $90^\circ$ ) et dans la direction de laminage ( $0^\circ$ ). Une fréquence de mesure très basse de 1 Hz a été choisie afin d'obtenir les caractéristiques du matériau en limitant fortement l'influence des courants induits<sup>1</sup>. La première partie des courbes est présentée à la figure 4.2, ces relevés correspondent à des tôles d'acier à grains orientés conventionnel (CGO). On

1. Les résultats pour la perméabilité relative apparente ( $\mu_{ra} = \hat{B}/\hat{H}$ ) obtenus dans le cadre EPSTEIN dépendent fortement de la fréquence :  $\mu_{ra|yy}(1,0\text{ T},1\text{ Hz}) \approx 54.000$ , mais  $\mu_{ra|yy}(1,0\text{ T},50\text{ Hz}) \approx 37.000$ .

peut constater que les caractéristiques sont très différentes, notamment pour les faibles valeurs de champ. Les caractéristiques mesurées ont ensuite été lissées et extrapolées jusqu'à 2T, afin d'assurer la continuité et de faciliter la convergence du calcul.

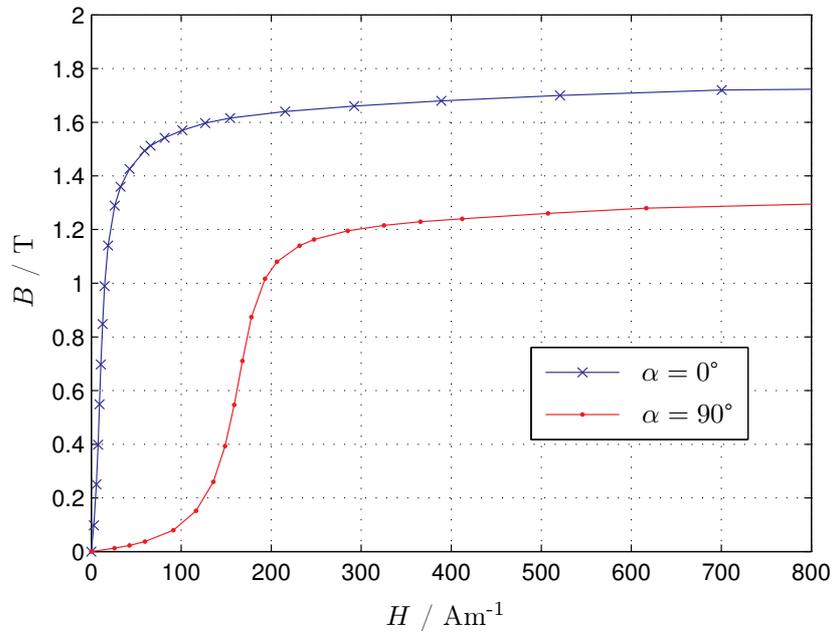
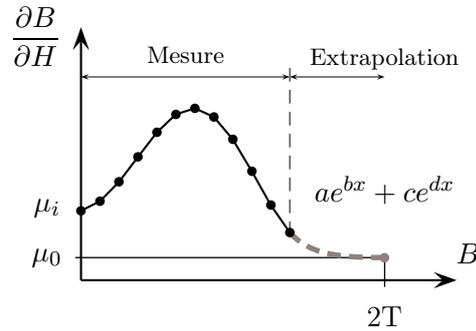


FIGURE 4.2 : Début des courbes d'aimantation mesurées.

L'extrapolation est effectuée sur les courbes de la perméabilité différentielle  $\mu_d = \frac{\partial B}{\partial H}(B)$ , qui sont calculées à partir des courbes d'aimantation mesurées. La méthode d'extrapolation est illustrée à la figure 4.3. La courbe de  $\mu_d$  est prolongée dès les derniers valeurs mesurées par une fonction du type  $ae^{bx} + ce^{dx}$ . On impose alors la condition qu'à partir de 2T, la perméabilité différentielle est égale à  $\mu_0$  :

$$B = 2 \text{ T} : \quad \mu_d = \mu_0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial \mu_d}{\partial B} = 0 \quad (4.3)$$

Par intégration, on retrouve ensuite la courbe d'aimantation  $\hat{B} = f(\hat{H})$  qui est utilisée pour le calcul. Évidemment, l'induction de 2T est atteinte pour des valeurs de champ très grandes. Pour des valeurs de champ au-delà des courbes d'aimantation données, le logiciel d'éléments finis extrapole en supposant une pente constante de  $\mu_d = \mu_0$ . Avec l'extrapolation proposée, les courbes sont continues jusqu'à l'infini.



**FIGURE 4.3 :** Extrapolation des courbes d'aimantation sur la base de la perméabilité différentielle  $\mu_d = \frac{\partial B}{\partial H}(B)$ .

#### 4.2.2 Symétries et conditions aux limites

Pour réduire le plus possible la taille du système d'équations, il faut exploiter toutes les symétries et périodicités présentes dans le modèle. Dans le cas d'un court-circuit avec décalage entre les contacts ( $l_{déc} > 0$ ), il y a deux symétries :

- Symétrie de révolution d'ordre 2 (rotation de  $180^\circ$ ) par rapport à l'axe  $z$ . Le plan de coupe choisi est le plan XZ. Sur ce plan, une condition aux limites est imposée qui force l'inversion du champ magnétique, de manière à compenser la rotation de  $180^\circ$  et à garder la continuité du champ.
- Symétrie orthogonale (miroir) au plan XY. Ici, une condition aux limites forçant un champ magnétique tangentiel est imposée.

En utilisant ces symétries, la taille du problème est alors divisée par quatre. Les frontières du domaine ont été définies en plaçant les tôles dans un espace d'air maillé, avec des conditions tangentielles sur toutes les limites. Cet espace est plus large que les tôles dans les dimensions  $x$  et  $z$ , mais il a la même longueur. Pour permettre au flux principal d'entrer et de sortir des surfaces aux extrémités des tôles, la condition tangentielle  $y$  est remplacée par une condition normale.

#### 4.2.3 Maillage

La perméabilité relative maximale dans la direction de laminage est de  $\mu_{r|yy}(1,0 \text{ T}) \approx 54.000$ . À 50 Hz, l'épaisseur de peau minimale est donc selon (3.40) de  $\delta_{min} \approx 212 \mu\text{m}$ . Cette valeur est du même ordre de grandeur que l'épaisseur des tôles. En conséquence, la variation des grandeurs de champ suivant l'épaisseur ne sera pas plus importante que quelques pour cent. Dans ce cas, on peut envisager un maillage en peu de couches d'épaisseur identique, qui permettra de calculer la répartition des courants induits.

Pour les tôles d'épaisseur 300  $\mu\text{m}$ , un maillage en six couches de 50  $\mu\text{m}$  est suffisant.

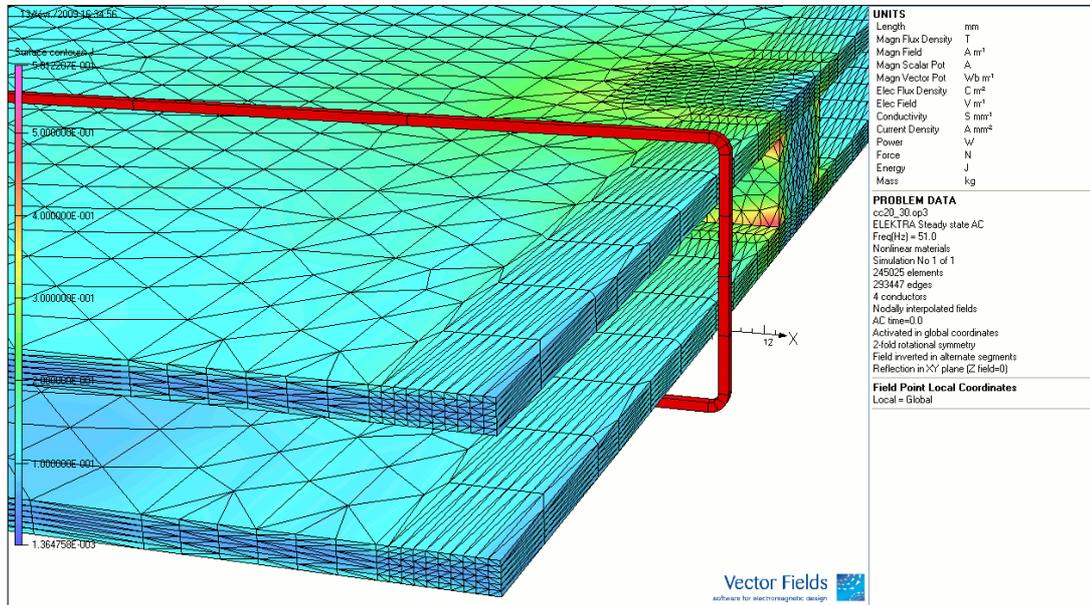


FIGURE 4.4 : Aperçu du maillage. Résultats pour  $|\vec{J}|$  à titre d'exemple.

L'aperçu présenté à la fig. 4.4 montre la structure du maillage aux bords des tôles. Suivant la direction transversale, la densité des éléments a été augmentée aux bords où les courants de Foucault tournent. Le maillage est optimisé dans les trois dimensions pour que l'effet de peau soit bien représenté, et pour qu'en même temps le nombre total d'éléments ne soit pas trop élevé. Il comporte env. 250.000 éléments, ce qui correspond à un million d'éléments pour le domaine entier sans symétries.

#### 4.2.4 Excitation

Pour obtenir une excitation homogène même pour des niveaux d'induction élevés, plusieurs spires sont réparties sur la longueur des tôles et branchées en parallèle. Il s'agit de conducteurs non maillés d'un seul filament et d'une seule spire, alimentés en tension constante. Une résistance négligeable a été attribuée aux conducteurs. Hormis les cas de saturation extrême, la tension nécessaire pour atteindre une induction moyenne quelconque peut alors être calculée avec une bonne précision.

#### 4.2.5 Évaluation de $I_{cc}$ et $U_{vide}$

Le courant de court-circuit est obtenu en calculant l'intégral de  $J_z$  sur la surface de coupe  $S_{ct}$ , située dans le contact à  $z = 0$  :

$$I_{cc} = \iint_{S_{ct}} J_z dS \quad (4.4)$$

Pour faire des simulations en circuit ouvert, l'un des volumes qui constituent le contact est coupé par une tranche d'air. La tension à vide  $U_{vide}$  est alors égale à la différence du potentiel électrique  $V$  sur un chemin qui traverse le contact ouvert en direction  $z$ . La grandeur  $V$  est directement accessible.

La résistance de contact  $R_{ct}$  dans la simulation est négligeable, la résistance équivalente du court-circuit  $R_{fer}$  est donc donnée directement par le rapport de la tension à vide au courant de court-circuit.

### 4.3 Validation par comparaison aux mesures

Le modèle numérique est vérifié en comparant directement les grandeurs  $I_{cc}$  et  $U_{vide}$  obtenues respectivement dans la simulation et par mesure. La comparaison est faite pour deux largeurs de tôle différentes : 30 mm et 50 mm. Les paramètres du modèle numérique à 30 mm ont été présentés auparavant au tableau 4.1 ; pour la simulation à 50 mm de largeur, la seule différence consiste en un agrandissement de la largeur et la longueur des tôles d'un même facteur, menant à un nombre d'éléments de 310.000. Les simulations ont été effectuées à 0,4 T et 51 Hz, les résultats obtenus peuvent donc être directement comparés aux résultats de mesure qui ont été présentés dans le chapitre expérimental à la fig. 3.28.

La fig. 4.5 présente un aperçu des résultats à proximité d'un point de contact. Un quart du domaine simulé a été rendu transparent, afin d'inclure une vue de coupe à l'endroit du court-circuit. La distribution de la densité de courant est affichée sur les surfaces en forme de carte de couleur avec les vecteurs correspondants superposées. La figure permet de constater que l'effet de peau est représenté correctement. La densité de courant est plus élevée sur les surfaces extérieures de la paire de tôles que sur les surfaces intérieures.

La comparaison des valeurs de courant et de tension à vide est présentée au tableau 4.2. Une très bonne concordance est trouvée entre les mesures et les simulations. On peut donc constater que les modèles numériques sont bien adaptés et représentent de manière réaliste la distribution de courant dans le court-circuit interlaminaire. Disposant

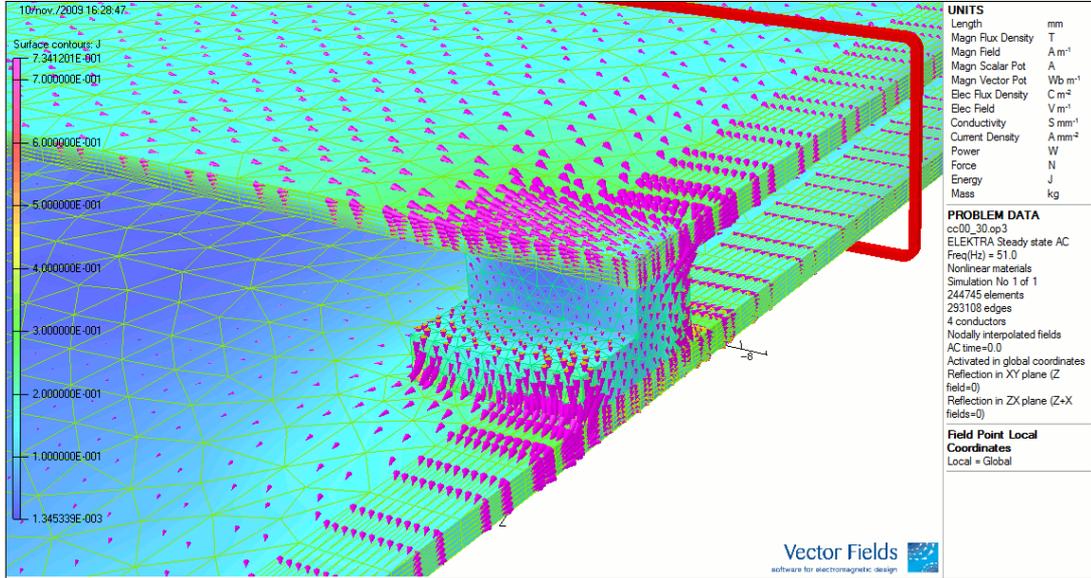


FIGURE 4.5 : Vue en coupe du court-circuit, résultats pour la densité de courant  $\vec{J}$

Grandeur	Mesure	Simulation	Erreur relative $\frac{x_s - x_m}{x_m}$
$\hat{U}_{vide}$	1,02 mV	1,04 mV	+1,64 %
$\hat{I}_{cc}$	193 mA	184 mA	-4,41 %

(a) Largeur des tôles :  $b^* = 30$  mm

Grandeur	Mesure	Simulation	Erreur relative $\frac{x_s - x_m}{x_m}$
$\hat{U}_{vide}$	1,78 mV	1,81 mV	+1,81 %
$\hat{I}_{cc}$	283 mA	278 mA	-1,93 %

(b) Largeur des tôles :  $b^* = 50$  mm

TABLEAU 4.2 : Comparaison entre simulation et mesures.

des modèles numériques validés, il est maintenant possible de procéder à la variation de différents paramètres dans la simulation afin d'évaluer leur influence sur le court-circuit.

## 4.4 Influence de l'épaisseur des tôles

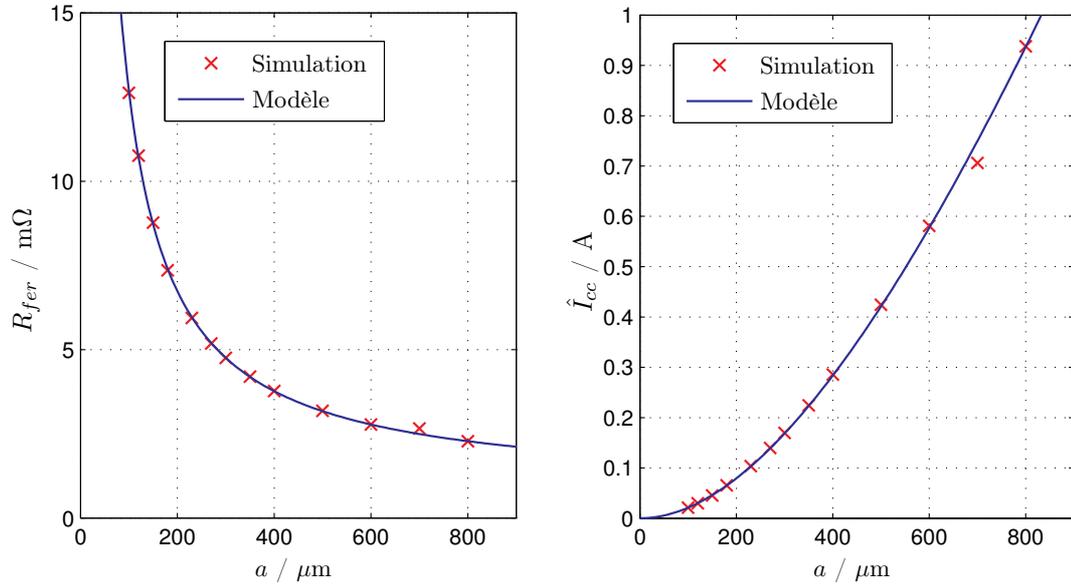
L'épaisseur des tôles est un paramètre dont l'influence ne peut guère être étudiée expérimentalement. L'acier magnétique est typiquement fabriqué dans des épaisseurs standardisées allant de 0,23 mm à 0,35 mm, cette gamme de valeurs est évidemment beaucoup trop petite pour bien évaluer l'influence de l'épaisseur sur un court-circuit. Il convient alors d'effectuer la variation de l'épaisseur dans la simulation.

Un certain nombre de modèles avec des épaisseurs de tôles différentes a été créé. Afin de permettre le calcul correct des courant induits, le maillage des tôles a été adapté en fonction de l'épaisseur. Tandis que dans la section précédente, la largeur du modèle numérique était fixée à 30 mm pour permettre la comparaison directe avec les mesures, il est convenable d'utiliser ici un modèle plus petit de largeur 10 mm, pour permettre une résolution plus rapide. Les paramètres du modèle sont résumés au tableau 4.3.

Largeur des tôles	$b$	10 mm
Épaisseur d'une tôle	$a$	0,1–0,8 mm
Longueur du domaine	$l$	30 mm
Épaisseur de l'espace interlaminaire	$a_{int}$	1 mm
Section du contact	$S_{ct}$	1 mm <sup>2</sup>
Conductivité isotrope de l'acier	$\sigma_{fer}$	2,08 MS/m
Conductivité isotrope de l'étain	$\sigma_{ct}$	12 MS/m
Nombre d'éléments volumiques (env.)	$N_v$	90.000–220.000

**TABLEAU 4.3 :** Paramètres du modèle à 10 mm largeur.

Les résultats sont présentés à la fig. 4.6. En sachant que la tension à vide  $U_{vide}$  est proportionnelle à l'épaisseur (cf. section 3.4.6), on se contente de représenter les grandeurs intéressantes  $R_{fer}$  et  $I_{cc}$ . Comme auparavant, les évolutions obtenues ont été approximées avec des modèles analytiques. Ces relations sont présentées au tableau 4.4 ; les courbes des modèles analytiques sont superposées aux résultats de simulation dans fig. 4.6. Lors de la simulation à  $a = 0,7$  mm, le calcul a connu une convergence plus lente et le logiciel a indiqué une précision réduite ; ce qui explique l'écart de ce point par rapport à la courbe de régression. Par conséquent, ce point n'a pas été pris en



(a) Résistance équivalente  $R_{fer}$

(b) Courant de court-circuit  $I_{cc}$

FIGURE 4.6 : Influence de l'épaisseur des tôles  $a$  ( $\hat{B} = 0.98$  T).

Grandeur	Dépendance de $a$	Modèle
$\hat{U}_{vide}$	proportionnelle	$\hat{U}_{vide} = k_{u_4} a$
$R_{fer}$	non linéaire	$R_{fer} = \frac{k_{r_4}}{a} + R_{0_4}$
$\hat{I}_{cc}$	non linéaire	$\hat{I}_{cc} = \frac{k_{u_4} a^2}{k_{r_4} + R_{0_4} a}$

TABLEAU 4.4 : Modèle pour l'influence de l'épaisseur  $a$ .

compte pour la régression.

En regardant l'influence de l'épaisseur sur  $R_{fer}$ , on trouve une dépendance non linéaire, qui peut être approximée avec très bonne précision par la relation  $R_{fer} = k_{r_4}/a + R_{0_4}$ . Naturellement, la résistance équivalente augmente à l'infini pour des tôles infiniment fines. De l'autre côté, il est également raisonnable que même pour des tôles extrêmement épaisses  $R_{fer}$  ne peut pas tomber à zéro ; ceci explique la contribution constante  $R_{0_4}$ . Le modèle analytique pour le courant est obtenu par division des modèles de  $U_{vide}$  et  $R_{fer}$ . Le tracé du courant met bien en évidence l'effet bénéfique de tôles les plus fines possibles.

## 4.5 Influence du décalage

Les résultats présentés jusqu'ici traitaient le cas de deux défauts d'isolation alignés ( $l_{déc} = 0$ ). Ce cas particulier est bien évidemment le plus défavorable pour les performances du noyau, puisque le chemin du courant est le plus court. Si on décale les contacts, le flux embrassé par le court-circuit reste identique, mais la distance entre les contacts augmente. En conséquence, l'intensité du courant diminue. La tension à vide ne dépend pourtant pas du décalage, puisqu'elle ne dépend que du flux embrassé. Entre deux tôles qui sont en contact sur un côté, on peut donc mesurer la même f.e.m. sur toute la longueur.

Dans cette section, il est question du changement de la résistance équivalente  $R_{fer}$  en fonction du décalage  $l_{déc}$ . Comme la tension à vide est constante, il suffit de faire une seule simulation en circuit ouvert pour trouver  $U_{vide}$ . Une multitude de simulations en court-circuit est ensuite menée avec des décalages différents, afin de mesurer  $I_{cc}$ . Les simulations présentées dans cette section ont été menées sur des modèles de 30 mm de largeur (cf. tableau 4.1).

Il serait tentant de penser que la résistance équivalente augmente proportionnellement avec la distance entre les deux contacts. Ceci revient à supposer que le courant est inversement proportionnel à la distance. Avec la largeur du noyau  $b$  et le décalage  $l_{déc}$ , la distance s'écrit

$$l_{diag} = \sqrt{b^2 + l_{déc}^2} \quad (4.5)$$

Quand le décalage  $l_{déc}$  est réduit à zéro, la distance entre les contacts est minimale. En conséquence, le courant de court-circuit est maximal :

$$l_{diag}(l_{déc} = 0) = l_{diag|min} = b \quad (4.6)$$

$$I_{cc}(l_{déc} = 0) = I_{cc|max} \quad (4.7)$$

Si le courant est inversement proportionnel à la distance ( $I_{cc} = \frac{k}{l_{diag}}$ ), il remplit la condition suivante :

$$\frac{l_{diag|min}}{l_{diag}} = \frac{I_{cc}}{I_{cc|max}} \quad (4.8)$$

L'évolution de ces deux rapports est présentée à la figure 4.7. L'abscisse du diagramme est le décalage relatif  $l_{déc}/b$ . Ainsi, par exemple, pour un court-circuit orienté à  $45^\circ$  par rapport au flux principal, le décalage relatif est égal à 1. L'ordonnée est sans dimension, puisque les courbes tracées sont des rapports. Si, comme présumé,  $I_{cc}$  était inversement proportionnel à la distance entre les contacts, les deux courbes devraient être superposées.

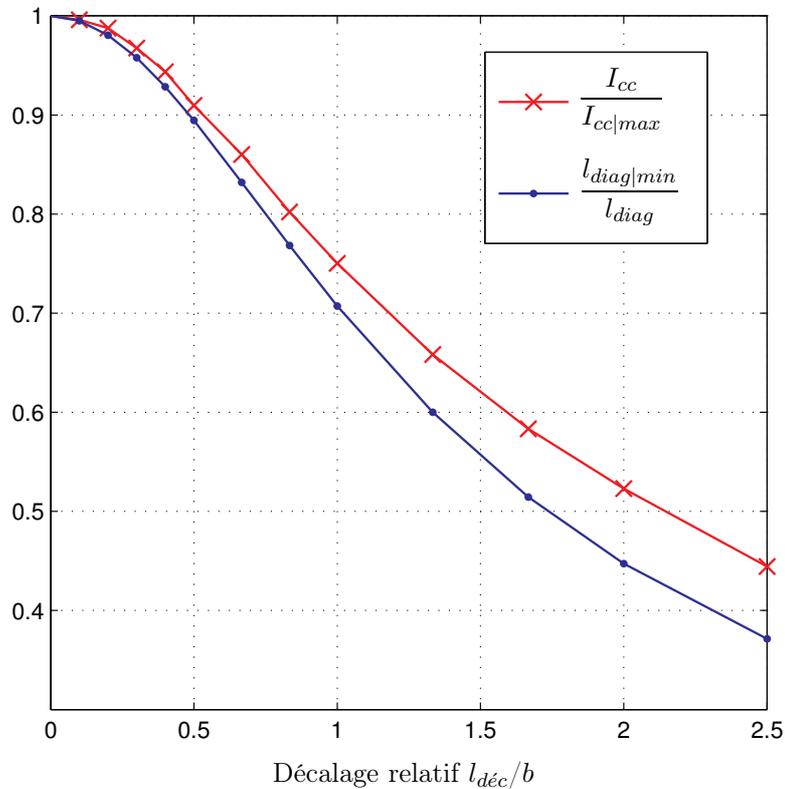


FIGURE 4.7 : Influence du décalage entre les contacts.

Manifestement, ceci n'est pas le cas : le courant diminue moins vite que l'inverse de la distance. L'écart entre les courbes augmente avec le décalage. Pour la dernière simulation, cet écart est de 20 %. On constate donc une déviation importante.

### 4.5.1 Estimation d'erreur

Avant de chercher une explication physique de l'effet, il convient de s'assurer qu'il n'est pas dû à une imprécision dans le calcul du décalage. Rappelons que les contacts ont, dans la simulation, une largeur de 2 mm, ce qui n'est pas négligeable par rapport à la largeur des tôles de 30 mm. Dans le calcul pourtant, les contacts sont considérés comme des points idéaux, situés sur les bords. À cause de la section réelle des contacts, le vrai décalage relatif  $\frac{l_{d\acute{e}c}}{b}$  ne peut donc pas être déterminé précisément. La figure 4.8 montre ce problème de façon schématique. La section des contacts a été fortement exagérée. Le premier cas, fig. 4.8a, présente la définition du décalage utilisée pour le calcul.

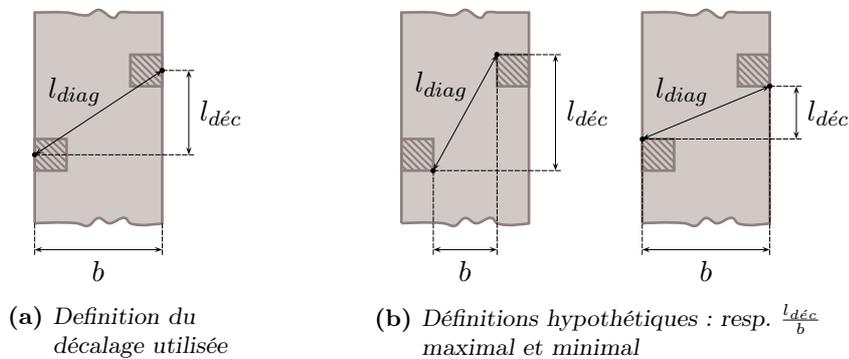


FIGURE 4.8 : Définition du décalage pour des sections  $S_{ct}$  non négligeables.

La marge d'erreur dans le tracé du courant, en fonction de la définition du décalage  $\frac{l_{d\acute{e}c}}{b}$ , est quantifiable. La fig. 4.8b montre des définitions alternatives du décalage, menant aux valeurs extrêmes de  $\frac{l_{d\acute{e}c}}{b}$ . Il suffit alors de retracer la courbe du courant présentée à la figure 4.7, en utilisant ces nouvelles abscisses. On obtient alors pour le courant un changement maximal de respectivement +14 % et -2,7 %. La correction vers le bas va dans le bon sens, puisqu'elle rapproche les courbes de la fig. 4.7. Néanmoins, vu l'écart important entre les courbes, une correction du courant de -2,7 % ne changerait pas grand-chose. L'effet observé n'est donc pas dû à l'imprécision dans la définition du décalage. Il convient alors de chercher une explication physique.

### 4.5.2 Discussion des causes de l'effet observé

Pour expliquer le fait que le courant n'est pas inversement proportionnel à la longueur de la diagonale, on peut envisager deux phénomènes.

Premièrement, il paraît raisonnable de chercher la cause dans l'épanouissement du courant dans le plan des tôles. En allant d'un contact vers l'autre, les lignes de courant divergent jusqu'au milieu du chemin, avant de se resserrer de nouveau. Il est imaginable que l'ampleur de cet épanouissement change en fonction de la distance entre les contacts, de sorte que la résistance  $R_{fer}$  entre eux ne soit pas proportionnelle à la distance. Ceci est illustré à la fig. 4.9, montrant de façon schématique l'ampleur de l'épanouissement pour deux décalages différents.

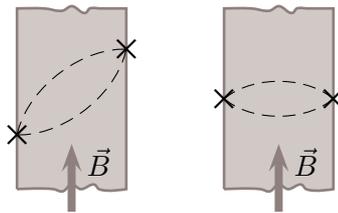


FIGURE 4.9 : Épanouissement du courant de court-circuit.

Deuxièmement, il est imaginable que l'anisotropie magnétique du matériau ait également une influence importante. L'intensité du courant de court-circuit dépend de la perméabilité dans les directions orthogonales à la direction du courant. Ainsi, une anisotropie magnétique implique toujours une anisotropie électrique équivalente pour des courants alternatifs.

Évidemment, les deux phénomènes ne sont pas indépendants : l'épanouissement du courant s'établit même dans un matériau isotrope, mais il peut être influencé par une anisotropie du matériau. Afin d'analyser si l'un des deux phénomènes est prédominant, les simulations ont été répétées pour du matériau isotrope. Si, en l'occurrence, l'effet est moins prononcé, la différence correspond à la partie qui est due à l'anisotropie. La courbe d'aimantation pour le matériau isotrope est celle mesurée dans la direction de laminage. Tous les autres paramètres de la simulation sont exactement les mêmes, y compris le maillage. Les résultats sont présentés à la fig. 4.10. Cette figure reproduit aussi les résultats déjà présentés pour le matériau anisotrope, afin de permettre la comparaison facile.

Les résultats montrent que dans le matériau isotrope, le courant diminue toujours moins vite que l'estimation basée sur la distance. Dans l'ensemble, l'écart entre la courbe du courant et l'estimation a diminué. Pour des décalages relatifs petits ( $l_{déc} < b$ ), presque tout l'écart entre estimation et courant était évidemment dû à l'anisotropie. En revanche, pour des courts-circuits avec décalage important ( $l_{déc} > 2b$ ), l'écart reste im-

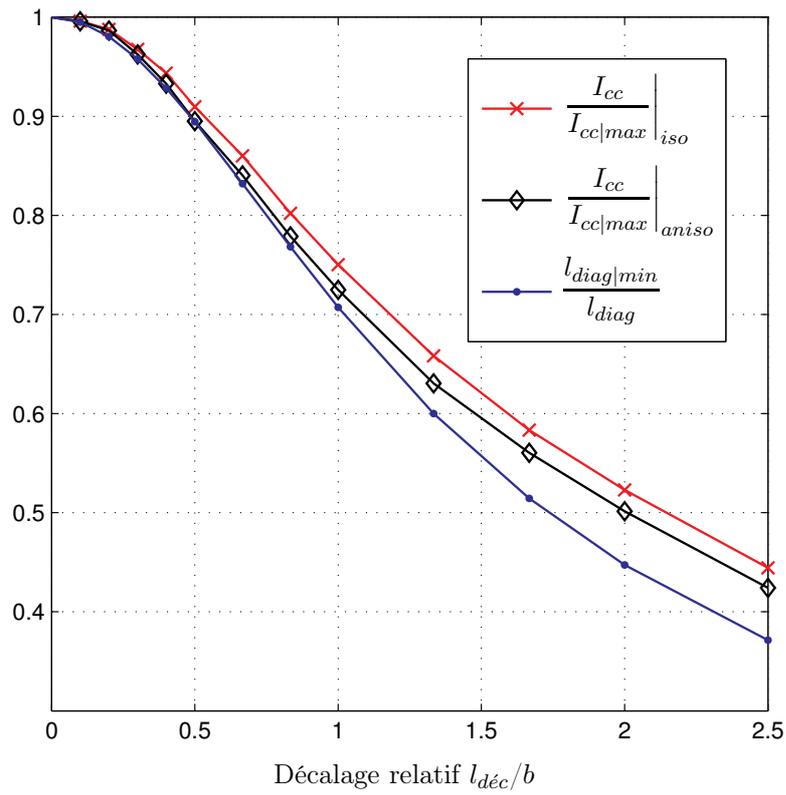


FIGURE 4.10 : Influence du décalage. Comparaison entre les résultats obtenus pour matériau isotrope et anisotrope.

portant même dans la simulation isotrope. Dans ces cas, l'effet prédominant est donc l'épanouissement du courant, indépendamment de l'anisotropie.

### 4.5.3 Résumé des résultats et modélisation

Le courant de court-circuit diminue avec le décalage entre les contacts. Pour un décalage égal à la largeur du noyau,  $I_{cc}$  baisse à environ  $0,75 I_{cc|max}$ . Il n'y a pas de simple proportionnalité inverse entre  $I_{cc}$  et la longueur de la diagonale. La résistance équivalente  $R_{fer}$  augmente considérablement moins fort que le décalage. Cet effet est dû à la fois à l'épanouissement du courant dans le plan de la tôle et à l'anisotropie du matériau. Pour des petits décalages  $l_{déc} < b$ , l'effet de l'anisotropie est prédominant. Pour des grands décalages  $l_{déc} > 2b$ , l'anisotropie du matériau n'influence pas beaucoup l'épanouissement du courant. La formule suivante donne une très bonne approximation pour le courant en fonction du décalage :

$$I_{cc} = I_{cc|max} \left( \frac{E + k_s}{1 + k_s} \right) \quad (4.9)$$

avec

$$E = \frac{l_{diag|min}}{l_{diag}} \quad (4.10)$$

Ici,  $I_{cc|max}$  est le courant maximal obtenu pour zéro décalage et  $k_s$  est une constante de correction, qui a été déterminée de  $k_s = 0,16$ . La variable  $E$  est le rapport entre la largeur du noyau et la distance des contacts, qui a déjà été utilisé dans les tracés. Vu que la tension à vide  $U_{vide}$  est indépendante du décalage, la formule pour la résistance équivalente  $R_{fer}$  s'écrit alors

$$R_{fer} = R_{fer|min} \left( \frac{1 + k_s}{E + k_s} \right) \quad (4.11)$$

où  $R_{fer|min}$  est la résistance obtenue pour zéro décalage. Le modèle analytique est ainsi élargi de sorte qu'il prend en compte le décalage entre des points de contact.

## 4.6 Conclusion

La mise en place d'un modèle numérique du court-circuit interlaminaire a permis d'évaluer l'influence de l'épaisseur des tôles magnétiques ainsi que l'influence du décalage entre les défauts sur la résistance équivalente du court-circuit. Afin de permettre une simulation réaliste du problème, le modèle numérique a été basé sur les caractéristiques non linéaires et anisotropes, mesurées sur l'acier. Le modèle a été validé en comparant le courant de court-circuit et la tension à vide obtenus pour deux largeurs de noyau différents directement aux valeurs mesurées. Une très bonne concordance

entre simulation et mesure a été constatée. L'étude des deux paramètres a permis de déduire des modèles analytiques élémentaires décrivant leur impact sur les grandeurs électriques du court-circuit interlaminaire.



## 5 Localisation des défauts par l'analyse du flux des fuites

À part les petits défauts dus aux bavures, un deuxième type de défaut peut naître dans un noyau magnétique : des déformations involontaires peuvent être occasionnées lors de la manipulation du noyau, provoquant un défaut *concentré* à un endroit précis. Ce type de défaut impliquera typiquement plusieurs tôles, ses conséquences sur les performances du transformateur peuvent donc être assez importantes. Contrairement aux petits défauts dus aux bavures, la fréquence d'apparition du défaut concentré peut être considérée comme très rare. Sous ces conditions il paraît prometteur de tenter une localisation du défaut par l'analyse du champ externe. Cette localisation permettrait ainsi la réparation ciblée d'un noyau magnétique comportant un défaut.

Étant donné que l'apparition des défauts concentrés est principalement évitable et non pas inhérente à la technologie de fabrication, cette thématique est considérée secondaire à celle des défauts dus aux bavures. Ce chapitre apporte un complément aux travaux effectués, en étudiant la question si la localisation d'un défaut concentré est possible par l'analyse du champ à proximité d'un noyau. Il s'agit ici uniquement d'une étude de faisabilité, basée sur les résultats fondamentaux établis précédemment ; une analyse approfondie n'est pas l'objectif de ce chapitre.

### 5.1 Méthode de détection

Le principe de détection consiste à magnétiser le noyau à un niveau d'induction faible et à une fréquence élevée, et à mesurer la composante normale du champ de fuites à proximité du noyau. La modélisation d'un court-circuit élémentaire a montré que la f. e. m. du circuit de THÉVENIN équivalent au court-circuit est proportionnelle à la fréquence alors que la résistance du modèle augmente avec  $\sqrt{f}$ . Les effets liés aux courants de court-circuit entre les tôles deviennent donc plus prononcés lorsque la fréquence augmente. Pour la détection, une analyse de la composante normale du champ paraît particulièrement prometteuse, puisque près d'un empilement sain, cette composante est théoriquement nulle. Par contraste, une faible composante normale devrait être perceptible près du défaut, là où le courant de court-circuit est orienté dans la direction verticale.

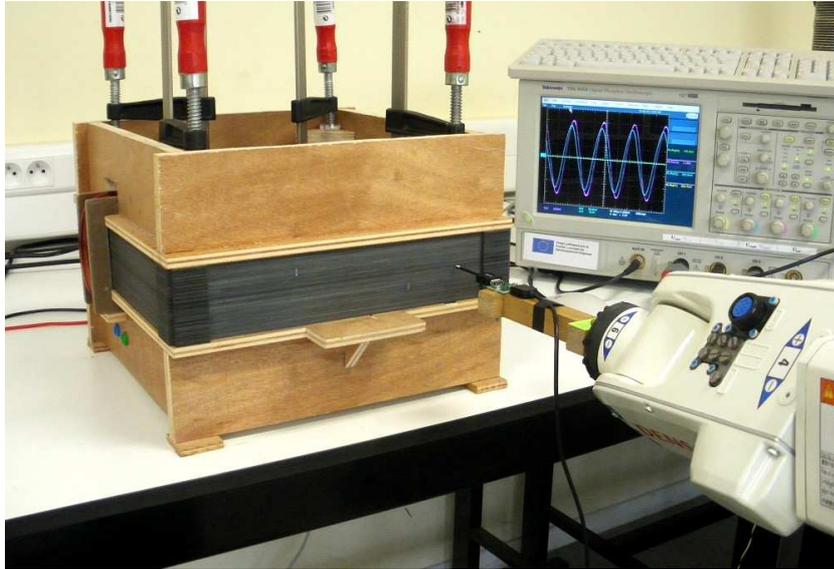
## 5.2 Montage expérimental

Afin de tester la méthode de détection, il convient de l'appliquer sur un transformateur modèle qui comporte des courts-circuits interlaminaires artificiels. Un noyau magnétique élémentaire, de forme carré, a été construit en utilisant des bandes EPSTEIN. Les joints magnétiques sont chevauchés à  $90^\circ$ . Chaque colonne du transformateur modèle consiste en 208 bandes EPSTEIN avec une section individuelle de  $30\text{ mm} \times 0,30\text{ mm}$ , ce qui donne une section totale de  $30\text{ mm}$  de largeur et de  $64,4\text{ mm}$  de hauteur. Pour l'excitation du noyau, une bobine de 400 spires est placée sur la colonne qui est située en face de la colonne à tester. Afin d'accentuer considérablement les courants induits, la fréquence d'excitation a été fixée à  $4\text{ kHz}$ . En considérant la perméabilité relative  $\mu_r = 50,000$  et la conductivité de l'acier  $\sigma = 2 \cdot 10^6\text{ Sm}^{-1}$ , cette fréquence correspond à une épaisseur de peau de  $\delta = 25\text{ }\mu\text{m}$ .

L'épaisseur de peau est donc de l'ordre d'un dixième de l'épaisseur des tôles. À une fréquence aussi élevée, un niveau d'excitation relativement faible est suffisant pour obtenir des courants de court-circuit assez importants pour permettre leur détection. Un niveau d'induction globale de  $25\text{ mT}$  a été fixé ; cette grandeur est mesurée à l'aide d'une spire détectrice, bobinée autour d'une des colonnes. La composante normale du champ magnétique près de la colonne à tester est mesurée en utilisant un capteur de champ commercial, optimisé pour des applications d'imagerie magnétique (Micro-magnetics STJ-020). Ce capteur est fixé au bras d'un robot industriel 6-axes (Denso VS-6577G), afin de permettre le déplacement précis et l'acquisition automatisée d'une carte du champ suivant le côté de l'empilement. Un aperçu des parties principales du montage expérimental est présenté à la fig. 5.1, montrant le transformateur modèle et le robot avec le capteur.

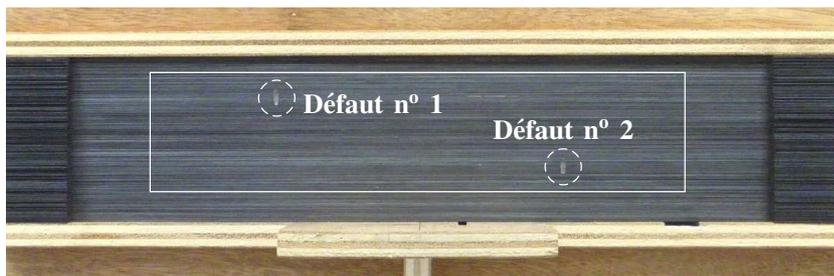
Pour chaque position du capteur, un oscilloscope est utilisé pour relever en même temps le signal amplifié du capteur de champ et la forme d'onde du flux global pendant deux périodes. Une application MATLAB spécialisée est utilisée pour synchroniser le positionnement du capteur et l'acquisition. En relevant la forme d'onde du flux principal en plus du signal du capteur, il est possible d'exploiter non seulement l'amplitude de la composante de champ mesurée, mais aussi sa phase par rapport au flux principal.

Des défauts artificiels ont été introduits sur la colonne à tester sous forme d'égratignures verticales sur plusieurs laminations. Elles ont été provoquées en touchant l'empilement doucement avec un disque tournant composé d'un matériau faiblement abrasif. Au lieu d'enlever du matériau, cette technique étale localement l'acier sur les bords des tôles, menant à un défaut réaliste tel qu'il pourrait survenir lorsqu'un noyau subit un choc mécanique. Ces défauts sont montrés à la fig. 5.2 qui indique leurs positions sur la face avant de la colonne à tester, ainsi que les limites de la zone balayée. Le premier



**FIGURE 5.1 :** *Aperçu des parties principales du montage expérimental, montrant le transformateur modèle et le robot avec le capteur de champ.*

défaut, localisé en haut sur la gauche de la colonne, a un équivalent sur la face arrière : une égratignure identique a été introduite à la même position sur l'autre côté de la colonne. Le deuxième défaut est localisé en bas sur la droite de la colonne, celui-ci n'a pas d'équivalent sur l'autre côté. Les défauts ont une longueur de 6 mm et affectent donc approximativement 20 tôles.



**FIGURE 5.2 :** *Photo de la colonne à tester avec les défauts artificiels indiqués. La zone balayée est indiquée par des lignes continues.*

### 5.3 Résultats

Une carte de champ complète de la composante normale a été relevée à une distance de 2 mm de la colonne, cette carte est présentée à la fig. 5.3. La résolution de mesure dans les directions  $x$  et  $y$  est également de 2 mm. On peut observer que le défaut n° 1

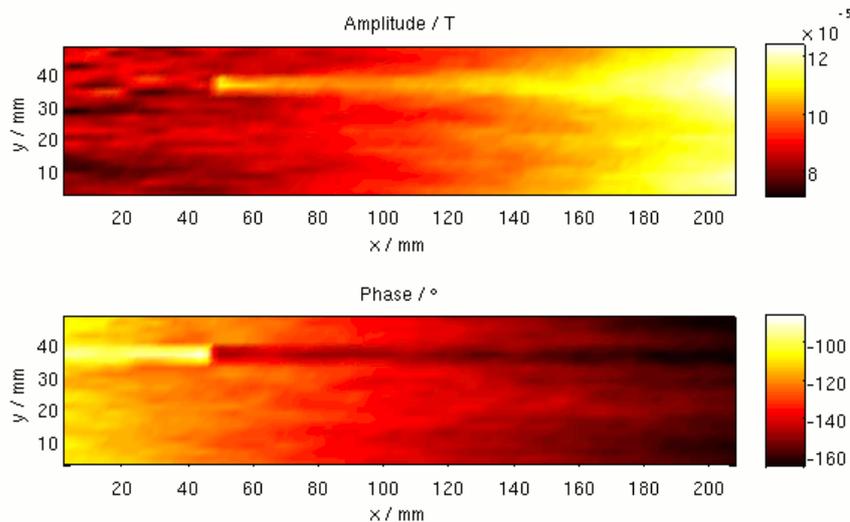


FIGURE 5.3 : Distribution de  $B_n$  à 2 mm de la colonne à tester.

provoque clairement une perturbation de la composante  $B_n$ . En regardant dans un premier temps l'amplitude, la présence du défaut n° 1 conduit à une petite augmentation à la droite du défaut, tandis qu'à la gauche aucune influence n'est visible. Il est remarquable que l'augmentation causée à la droite du défaut se propage sur une longueur considérable. Elle est encore perceptible à quelques centimètres de distance du défaut. En regardant la phase, on peut observer une influence du défaut encore plus forte. La position du défaut est marquée par un changement net dans la phase de  $B_n$ . La perturbation semble affecter un paquet de tôles sur toute la longueur de la colonne. Il n'y a pas de homogénéisation de la carte de champ, même à une distance considérable du défaut. Ce phénomène mérite une discussion plus approfondie.

En revanche, le défaut n° 2, n'ayant pas d'équivalent sur l'autre côté de la colonne, n'est pas du tout visible dans la carte de champ. L'absence de toute perturbation causée par ce défaut est en concordance avec d'autres études, par ex. [MA89] : des courts-circuits interlaminaires sur un seul côté de l'empilement sont inoffensifs, car ils n'offrent pas de chemin fermé aux courants induits. Ils n'entraînent donc pas de pertes additionnelles.

## 5.4 Interprétation

Il a été observé que la perturbation de la composante  $B_n$  n'est pas de nature ponctuelle, mais plutôt de nature linéique et donc visible sur une grande longueur. Bien évidemment, le champ du courant de court-circuit lui-même diminue très vite avec la distance. Il est donc judicieux de conclure que la perturbation de  $B_n$  mesurée à quelques centimètres du court-circuit n'est pas directement due au courant de court-circuit, mais qu'elle est rayonnée par les tôles. Une explication satisfaisante de cette composante normale émise par les tôles nécessiterait une analyse théorique qui dépasse le cadre d'une étude de faisabilité. Toutefois, il convient d'expliquer, du moins de manière générale, la propagation des effets du court-circuit sur la longueur de la colonne.

### 5.4.1 Effet de confinement

Manifestement, la perturbation introduite par le court-circuit n'est pas homogénéisée sur une courte distance par les échanges de flux avec les tôles voisines, mais elle reste confinée dans un paquet de tôles qui sont ainsi affectées sur une grande longueur. Ceci signifie qu'il n'y a presque pas d'échange de flux entre les tôles dans la direction verticale. Une explication de ce comportement peut être trouvée dans la fréquence d'excitation élevée de 4 kHz.

Tout échange de flux entre les tôles d'un empilement en direction verticale provoque des courants induits dans le plan des tôles. À une fréquence de fonctionnement normal de 50 Hz ou 60 Hz, des courants induits dans le plan des tôles peuvent déjà causer des pertes considérables, ce qui constitue par exemple un problème dans les joints chevauchés en *single-step lap* avec des longueurs de recouvrement inégales [PBB<sup>+</sup>94]. À 4 kHz, tout échange de flux dans la direction verticale entraînerait des courants induits très forts dans le plan, qui s'opposeraient à la cause qui leur a donné naissance : le passage du flux d'une tôle à l'autre. Au lieu de cela, le flux dans chaque couche de l'empilement reste largement indépendant des couches voisines.

Cet effet est particulièrement avantageux dans le cadre de la procédure de localisation. Lorsque la fréquence d'excitation est choisie suffisamment élevée, des courts-circuits interlaminaires dans une couche de la section totale causeront une inhomogénéité très nette dans la phase de  $B_n$ , qui sera visible sur toute la longueur de la colonne. Il est donc possible de détecter cette couche en relevant le champ sur une ligne uniquement, orientée dans la direction verticale.

#### 5.4.2 Sensibilité de la méthode

Étant donné que la perturbation détectée est provoquée par le courant de court-circuit, ce dernier est la quantité clé qui définit la sensibilité de la méthode de détection. Le courant de court-circuit dépend évidemment de la fréquence d'excitation et du niveau d'induction, mais également de la section de fer court-circuitée. Le transformateur modèle qui a été utilisé pour les expérimentations a une largeur de seulement 3 cm, ce qui est très peu comparé aux largeurs de noyau trouvées dans les grands transformateurs de puissance. Le court-circuit expérimental introduit dans le transformateur modèle est fait sur une longueur de 20 tôles. Il est raisonnable de supposer que, lorsque la méthode est appliquée sur un noyau réel de grande largeur, elle sera beaucoup plus sensible et donc même capable de détecter des courts-circuits sur beaucoup moins de tôles. Des mesures effectuées dans la section 3.4.7 ont montrés que les courants augmentent très vite avec la largeur du noyau, ce qui promet des gains en sensibilité importants pour des noyaux plus larges.

### 5.5 Conclusion

La faisabilité de la localisation des courts-circuits par l'analyse du champ des fuites a été démontrée. La mesure de la composante normale du champ près d'un empilement magnétisé à faible induction et à fréquence élevée permet la détection et la localisation précise de courts-circuits interlaminaires. La détection est la plus distincte en interprétant la phase de la composante normale par rapport au flux principal. Seuls les défauts pénalisants pour les performances du transformateur sont détectés. La méthode proposée profite en outre d'un effet de confinement, qui cause une propagation de la perturbation dans la direction du flux principal. Cet effet ouvre des perspectives intéressantes pour des procédures simplifiées de détection. Il semble raisonnable de supposer que la méthode présentée peut servir non seulement à localiser un court-circuit concentré, mais également à identifier un paquet de tôles qui diffère par le nombre de petits défauts dues aux bavures.

## 6 Conclusion générale

Le travail présenté dans cette thèse est centré sur l'étude des courts-circuits interlaminaires, dont la présence dans un noyau magnétique peut entraîner des pertes supplémentaires qui dégradent les performances du transformateur. L'étude suit deux axes principaux : la détection des courts-circuits interlaminaires et leur modélisation. Le premier axe développe l'évaluation des possibilités de détection dans le but de fournir des outils qui permettent d'améliorer le processus de fabrication des transformateurs. D'autre part, la modélisation du court-circuit permet d'éclairer des mécanismes plus fondamentaux, ainsi que d'estimer les courants de court-circuit et les pertes associées dans les cas les plus défavorables.

Le premier chapitre a établi le contexte du travail, une étude bibliographique détaillée a fourni des bases solides pour discuter du phénomène de courts-circuits entre les tôles. Une étude de la géométrie du noyau magnétique a montré que la présence de courts-circuits peut être considérée comme inoffensive dans les joints magnétiques, grâce à la méthode de chevauchement *step-lap* couramment utilisée dans les transformateurs de puissance.

De nombreuses mesures sur des empilements de tôles de qualités différentes ont été effectuées dans le deuxième chapitre, portant sur la détection de petits courts-circuits dus aux bavures. Ces essais ont permis d'établir que dans les empilements d'un noyau de qualité commerciale, on constate toujours un nombre important de petits contacts interlaminaires, malgré les efforts d'ébavurage. Cependant, le processus d'ébavurage doit être considéré comme très efficace, car il aide à réduire considérablement le nombre de défauts. En outre, les essais ont montré que les petits défauts naissent à cause des bavures résiduelles sur les bords des empilements, et non pas à l'intérieur du noyau. Une nouvelle méthode de détection des défauts par des mesures de capacité a été mise au point. Une analyse par des méthodes statistiques a été présentée, elle permet de déduire le taux de défauts qui correspond aux boucles de courants induits supplémentaires. Seul ce type de défaut est pénalisant pour les performances globales du transformateur.

Dans le cadre d'une étude plus fondamentale du phénomène, de nombreux courts-circuits artificiels ont ensuite été caractérisés de manière expérimentale. Ces travaux sont présentés au troisième chapitre. L'objectif était de développer un modèle élémentaire du court-circuit, permettant d'estimer le courant de court-circuit maximal ainsi

que les pertes associées. Pour la caractérisation expérimentale des courts-circuits artificiels, une procédure a été mise en place qui permet de mesurer les courants de court-circuit à l'aide d'un enroulement de ROGOWSKI miniaturisé, capable de faire la mesure du courant dans un contact interlaminaire en écartant très peu les tôles. La caractérisation a révélé qu'un court-circuit interlaminaire affiche avec une bonne approximation un comportement purement linéaire et peut être modélisé par un schéma équivalent de THÉVENIN, comportant un générateur de tension et une résistance. La variation de différents paramètres du court-circuit a permis d'observer leur impact et de déduire des lois empiriques décrivant leur influence sur les éléments du schéma équivalent. L'extrapolation du modèle équivalent à des noyaux de grande taille a permis de conclure que la puissance dissipée dans une bavure peut atteindre les valeurs critiques décrites dans la littérature, lorsque plusieurs tôles sont affectées.

La caractérisation expérimentale a été poursuivie dans le quatrième chapitre par simulation numérique. Étant donné que la variation de certains paramètres comme l'épaisseur des tôles n'est guère possible dans les expérimentations, l'influence de ces paramètres a été évaluée à l'aide d'un modèle numérique du court-circuit. Ce modèle a été créé à l'aide d'un logiciel utilisant la méthode des éléments finis ; il a été validé en comparant les résultats de la simulation aux mesures. La simulation a permis d'étudier l'influence de l'épaisseur des tôles, ainsi que celle d'un décalage entre les contacts qui forment le court-circuit. Cette dernière simulation permet d'établir la distance à partir de laquelle les courants supplémentaires provoqués par la présence des contacts deviennent négligeables.

Le cinquième chapitre présente une étude de faisabilité concernant la détection de courts-circuits par l'analyse du champ à l'extérieur du noyau magnétique. Cette étude complémentaire concerne surtout les courts-circuits concentrés, affectant plusieurs tôles. Il a été montré qu'une localisation précise d'un court-circuit est possible par mesure de la composante normale du champ près d'un noyau, lorsque celui est magnétisé à faible induction et à fréquence élevée. L'approche théorique faite en modélisant les courts-circuits élémentaires a permis de définir les conditions expérimentales propres à cette démonstration.

Les problèmes pouvant être abordés en prolongeant cette étude sont nombreux. Il serait intéressant de compléter la méthode de détection par mesures de capacité avec une corrélation entre le taux de défauts pénalisants et les pertes additionnelles qui en résultent. L'élaboration de cette corrélation n'a pas été faite, elle nécessiterait une calibration par mesures sur des noyaux de différentes qualités d'ébavurage. En disposant de cette corrélation, la méthode de détection pourrait donner directement les pertes supplémentaires correspondantes. Il serait également pensable de développer la méthode de détection, afin d'aboutir à une procédure de test normalisée pour définir

---

la qualité d'une découpe, et de compléter ainsi les procédures existantes de test de la qualité de l'isolement.

Le modèle numérique du court-circuit étant validé par les mesures, il ouvre la possibilité d'analyser d'autres situations plus complexes où la mesure est impossible, notamment l'étude de courts-circuits multiples sur plusieurs laminations, de l'interaction entre plusieurs courts-circuits, ou de bavures allongées. De telles études permettraient d'élargir le modèle d'un court-circuit unique de manière à pouvoir simuler une situation quelconque.

Le principe de la méthode de détection par l'analyse du champ de fuites, présentée au cinquième chapitre, ouvre également des perspectives intéressantes. Étant donné que le courant de court-circuit augmente avec la racine carrée de la fréquence, il semble possible que certains défauts disparaissent par effet thermique lorsqu'un noyau soit excité à haute fréquence. On peut envisager une étude pour réduire le nombre de défauts pénalisants en soumettant un noyau à des impulsions courtes et intenses ayant une forte énergie dans la partie haute du spectre. De telles impulsions feront circuler une densité de courant très importante dans les bavures pénalisantes, ce qui pourrait mener à la disparition d'un certain nombre de défauts pénalisants.

L'étude a montré que les courts-circuits interlaminaires constituent un facteur de construction qui a une influence considérable sur les performances d'un transformateur. En optimisant la construction de transformateurs et en limitant l'apparition de courts-circuits interlaminaires il est donc possible d'augmenter le rendement général des transformateurs.



## 7 Annexe

### 7.1 Traitement des signaux

#### 7.1.1 Circuit électronique de l'enroulement de Rogowski

Le schéma du circuit entier utilisé pour traiter les signaux de la sonde de courant est présenté fig. 7.1. Le composant principal est un amplificateur d'instrumentation faible bruit et faible distortion INA103. Servant de premier étage d'amplification, le INA103 a été configuré pour une amplification de  $G_1 = 1000$  à l'aide des résistances de gain externes. L'amplificateur a été choisi principalement pour son très faible bruit de tension d'entrée ( $U_R = 1,2 \frac{nV}{\sqrt{Hz}}$  à  $f = 100 \text{ Hz}$ ). Ce point est spécialement important puisque les signaux de l'enroulement de mesure sont extrêmement faibles. Pour pouvoir fournir les courants de polarisation, les entrées de l'amplificateur sont liées par des résistances de  $1 \text{ M}\Omega$  à la masse. Comme le INA103 a tendance à osciller avec certaines impédances d'entrée, la sonde est connectée sur un réseau d'entrée comportant une résistance et une inductance. L'amplificateur présente également un taux de réjection du mode commun très élevé (TRMC = 130 dB à  $G_1 = 1000$ ,  $f = \text{DC} \dots 10 \text{ kHz}$ ). Ceci est nécessaire pour supprimer le bruit capté par couplage capacitif entre la sonde et les tôles du cadre magnétique.

La tension de décalage d'entrée maximale du INA103 peut s'élever jusque à  $U_{dec} = 250 \mu\text{V}$ . Vu que le deuxième étage d'amplification a un gain de  $G_2 = 100$ , il convient d'enlever le décalage déjà à la sortie du premier étage par un filtre passe-haut. Un filtre de premier ordre avec une fréquence de coupure basse est suffisant ; avant chaque acquisition le système a le temps de se stabiliser. Pour le deuxième étage un amplificateur opérationnel ordinaire TL081 a été choisi. La tension de décalage à la sortie est enlevée de nouveau avec un filtre passe-haut. Le gain total des deux étages d'amplification sans l'intégrateur est alors égal à  $G_{1+2} = 10^5$ . L'intégrateur constitue le dernier étage actif du circuit ; il est découplé du filtre par un étage tampon de tension. Il s'est révélé avantageux de filtrer après l'intégration encore une fois le bruit à basse fréquence.

#### 7.1.2 Correction du comportement fréquentiel

Le circuit traitant le signal de l'enroulement de Rogowski comporte un nombre de filtres qui introduisent un déphasage en fonction de la fréquence. Pour mettre  $i_{cc}(t)$

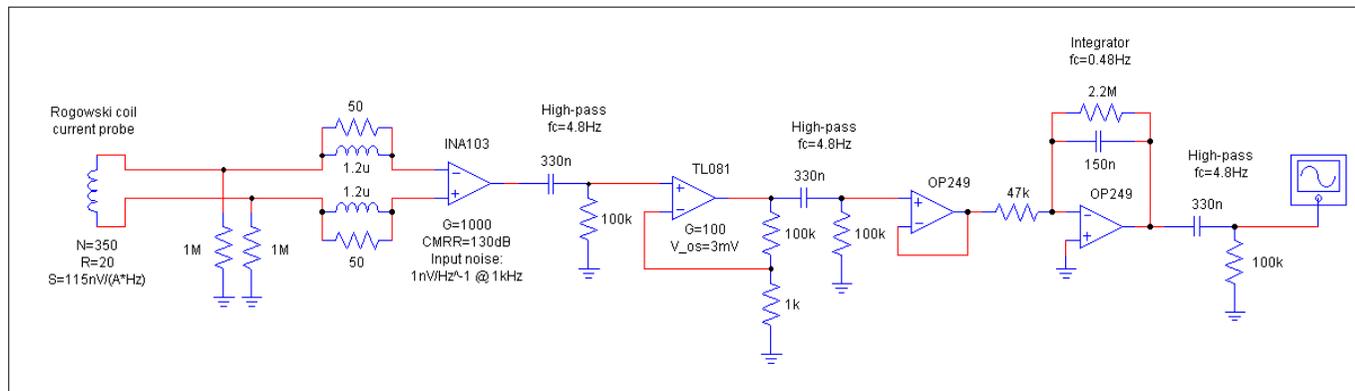


FIGURE 7.1 : Circuit d'amplification et d'intégration de la sonde de courant.

en relation avec d'autres grandeurs mesurées, il faut évidemment faire les mesures correctes en phase. En conséquence, une étape de traitement des signaux en domaine fréquentiel a été implémentée, corrigeant le déphasage du circuit.

Le comportement fréquentiel du système de mesure entier sans correction est présenté fig. 7.2. Il est représenté en forme de diagramme de Bode, montrant la réponse en phase et en gain. Le relevé de la phase montre un déphasage considérable pour les fréquences très basses ainsi que pour des fréquences hautes. Le gain du système n'est pas tout à fait constant non plus, comme il serait souhaitable. En corrigeant le déphasage, il convient donc de niveler le gain aussi. Le diagramme de Bode a été enregistré en mesurant la tension de sortie de la sonde  $\underline{U}_{out}$  pour un courant sinusoïdal  $\underline{I}_{in} = 1 \text{ A}$  pour des fréquences de  $f = 20 \text{ Hz} \dots 30 \text{ kHz}$ . Pour une détermination précise de la phase et du gain d'un signal de mesure qui est sinusoïdal mais bruité, ceci est transformé dans le domaine fréquentiel. On obtient ainsi la phase et le gain de la fondamentale avec une grande précision.

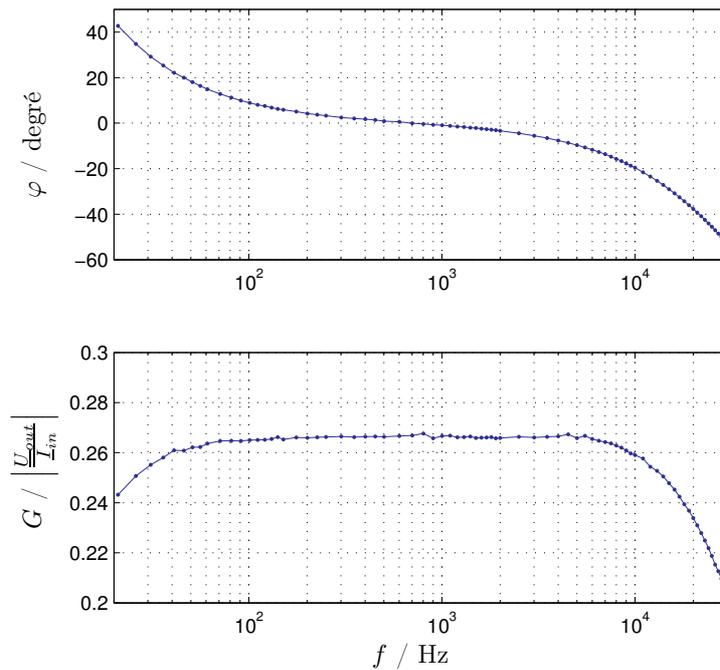


FIGURE 7.2 : Comportement fréquentiel de la sonde de courant.

La réponse du système de mesure est sauvegardée dans une table de correspondance en forme de matrice  $[f, \varphi_{ref}, G_{ref}]$ . Cette table sert comme base des données pour la

correction. La procédure de correction est implémentée sur ordinateur, de sorte qu'elle est automatiquement appliquée pendant les mesures de courant. Elle comporte les trois étapes suivantes :

**1<sup>re</sup> étape.** Le signal brut mesuré est transformé dans le domaine fréquentiel en appliquant la transformée de Fourier rapide (FFT). Les coefficients complexes  $c_k$  obtenus ainsi sont convertis en coefficients de phase  $\varphi_k$  et de gain  $G_k$ .

**2<sup>e</sup> étape.** La phase et le gain sont corrigés pour chaque harmonique séparément. Les valeurs de consigne de la correction sont respectivement zéro pour le déphasage et une valeur constante de 0,265 V/A pour le gain.

$$\varphi_{k,corr} = \varphi_k - \varphi_{k,ref} \quad (7.1)$$

$$G_{k,corr} = \frac{G_k}{G_{k,ref}} \cdot 0,265 \text{ V/A} \quad (7.2)$$

Ici, les valeurs de référence  $\varphi_{k,ref}$  et  $G_{k,ref}$  sont trouvées par interpolation dans la table de correspondance. La correction n'est faite que dans une bande de fréquence réduite de  $f = 40 \text{ Hz} \dots 20 \text{ kHz}$  pour ne pas dépasser la domaine de validité de la table de correspondance.

**3<sup>e</sup> étape.** Après la correction,  $\varphi_{k,corr}$  et  $G_{k,corr}$  sont reconvertis en coefficients complexes  $c_{k,corr}$ . Ils remplacent les anciens coefficients  $c_k$  dans le vecteur du signal en domaine fréquentiel. En appliquant l'inverse transformée de Fourier rapide (IFFT), le signal corrigé est obtenu.

Fig. 7.3 présente le diagramme de Bode de la sonde de courant avec la correction activée. Il a été relevé de même façon que fig. 7.2, mais pour des valeurs de fréquence décalées afin de tester l'interpolation. Le diagramme montre bien le comportement amélioré entre 40 Hz et 20 kHz. Pour les fréquences importantes pour la mesure du courant, c'est-à-dire pour 50 Hz et les harmoniques jusqu'à 20 kHz, le système de mesure n'introduira donc plus de déphasage.

### 7.1.3 Circuit électronique des sondes de tension

Les deux sondes utilisées pour la mesure des chutes de tension sur les contacts  $u_{cta}(t)$  et  $u_{ctb}(t)$  et la tension à vide  $u_{vide}(t)$  ont des circuits identiques. Leur schéma est représenté fig. 7.4. Il s'agit d'un amplificateur d'instrumentation faible bruit INA217. Le réseau d'entrée est le même que celui utilisé pour le circuit d'amplification de la sonde de

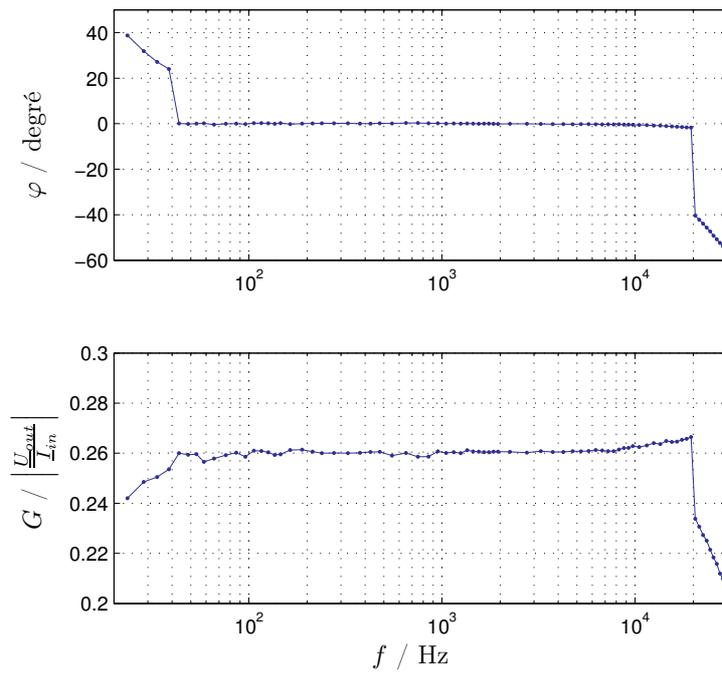
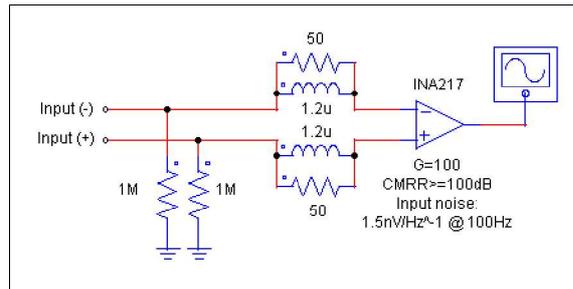


FIGURE 7.3 : Comportement fréquentiel corrigé de la sonde de courant.

courant décrit dans la section 7.1.1. Le circuit des sondes de tension ne comporte pas de filtrage et la bande passante de l'amplificateur est de  $BP_{-3dB} = 800 \text{ kHz}$  à  $G = 100$ , ce qui est très large par rapport aux fréquences de mesure. Le circuit n'introduit donc pas de déphasage perceptible dans les signaux et il n'y a pas de nécessité d'une correction du comportement fréquentiel.



**FIGURE 7.4 :** *Circuit d'amplification des sondes de tension.*

# Bibliographie

- [ABB04] *Transformer Handbook*. ABB Power Technologies Management Ltd., Suisse, 2004.
- [AFN03] *Standard ASTM A 976 : Standard Classification of Insulating Coatings by Composition, Relative Insulating Ability and Application*. Association Française de Normalisation (AFNOR), 2003.
- [AM93] M. B. AIMONIOTIS et A. J. MOSES : Evaluation of induced eddy currents in transformer sheets due to edge-burrs, employing computer aided design programs. *Athens Power Tech (APT) 93. Proceedings. Joint International Power Conference*, 2:847–849, 1993.
- [BE01] A. J. BERGQVIST et S. G. ENGDAHL : A homogenization procedure of field quantities in laminated electric steel. *IEEE Transactions on Magnetics*, 37(5):3329–3331, 2001.
- [Bec00] P. BECKLEY : *Electrical Steels - A Handbook for Producers and Users*. European Electrical Steels, 2000.
- [Bec02] P. BECKLEY : *Electrical steels for rotating machines*. Institution of Electrical Engineers, 2002.
- [BLH97] P. BECKLEY, N. J. LAYLAND et E. HOPPER : Surface insulative coatings for electrical motors. *IEE Proceedings International conference on electrical machines and drives (EMD) 97, Cambridge*, pages 1–5, 1997.
- [Boz51] R. M. BOZORTH : *Ferromagnetism*. IEEE Press, 1951.
- [Bri97] P. BRISSONNEAU : *Magnétisme et matériaux magnétiques pour l'électrotechnique*. Hermès, 1997.
- [BSI96] *Standard BS 6404 Part 20 : Resistance and temperature classification of insulation coatings*. The British Standards Institution (BSI), 1996.
- [CEI96] *IEC 60404-2 Ed. 3.0. : Magnetic materials. Methods of measurement of the magnetic properties of electrical steel sheet and strip by means of an Epstein frame*. CEI/IEC, 1996.
- [CEI04] *IEC 60404-1-1 Ed. 1.0 b : Magnetic materials. Classification - Surface insulations of electrical steel sheet, strip and laminations*. CEI/IEC, 2004. Norme européenne équivalente : EN 10342 :2005.

- [CEN97] *Norme européenne EN 10251 : Magnetic materials. Methods of determination of the geometrical characteristics of electrical steel sheet and strip.* Comité Européen de Normalisation (CEN), 1997. Basée sur CEI/IEC 60404-9.
- [CEN01] *Norme européenne EN 10282 : Magnetic Materials. Method of test for the determination of surface insulation resistance of electrical sheet and strip.* Comité Européen de Normalisation (CEN), 2001. Basée sur CEI/IEC 60404-11.
- [CEN05] *Norme européenne EN 10107 : Tôles et bandes magnétiques en acier à grains orientés livrées à l'état fini.* Comité Européen de Normalisation (CEN), 2005. Basée sur CEI/IEC 60404-8-7.
- [DDS91] A. DE ROCHEBRUNE, J. M. DEDULLE et J. SABONNADIÈRE : A technique of homogenization applied to the modelling of transformers. *IEEE Transactions on Magnetics*, 25(2):520–523, 1991.
- [DeL64] A. A. DELAURENTIS : Magnetic core structure. U.S. Patent 3153215, 1964.
- [Eur08] *Europe in figures. Eurostat statistical yearbook 2008.* Statistical Office of the European Communities, European Commission, 2008.
- [GAB<sup>+</sup>07] J. S. D. GARCIA, M. S. ANJOS, N. J. BATISTELA, N. SADOWSKI et J. P. A. BASTOS : Study of a toroid - characterization and simulation of the effects of short-circuits on laminated cores. *Journal of Microwaves and Optoelectronics*, 6:189–206, 2007.
- [GKP94] R. L. GRAHAM, D. E. KNUTH et O. PATASHNIK : *Concrete Mathematics - A Foundation for Computer Science, 2nd edition.* Addison-Wesley Professional, 1994.
- [GSD06] J. GYSELINCK, R. V. SABARIEGO et P. DULAR : A nonlinear time-domain homogenization technique for laminated iron cores in three-dimensional finite-element models. *IEEE Transactions on Magnetics*, 42(4):763–766, 2006.
- [Hol00] R. HOLM : *Electric Contacts - Theory and Applications.* Springer, 2000.
- [IPN00] A. ILO, H. PFÜTZNER et T. NAKATA : Critical induction - a key quantity for the optimisation of transformer core operation. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 215-216:637–640, 2000.
- [Ism07] A. B. ISMAIL : *Modélisation de la découpe des tôles ferromagnétiques.* Thèse de doctorat, Université Laval, Québec, 2007.
- [KMF<sup>+</sup>08] Y. KUROSAKI, H. MOGI, H. FUJII, T. KUBOTA et M. SHIOZAKI : Importance of punching and workability in non-oriented electrical steel sheets. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320:2474–2480, 2008.

- 
- [Koo02] W. KOON : Current sensing for energy metering. *In IIC-China/ESC-China Conference proceedings*, pages 321–324, 2002.
- [LCS00] M. LINDENMO, A. COOMBS et D. SNELL : Advantages, properties and types of coatings on non-oriented electrical steels. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 215-216:79–82, 2000.
- [LM01] G. LOISOS et A. J. MOSES : Critical evaluation and limitations of localized flux density measurements in electrical steels. *IEEE Transactions on Magnetics*, 37(4):2755–2757, 2001.
- [LMB03] G. LOISOS, A. J. MOSES et P. BECKLEY : Electrical stress on electrical steel coatings. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 254-255:340–342, 2003.
- [Lv66] J. LAMMERANER et M. ŠTAFL : *Eddy Currents*. Iliffe Books, London, 1966.
- [MA89] A. J. MOSES et M. AIMONIOTIS : Effects of artificial edge burrs on the properties of a model transformer core. *Physica Scripta*, 39:391–393, 1989.
- [MDLS00] A. J. MOSES, N. DEREBAZI, G. LOISOS et A. SCHOPPA : Aspect of the cut-edge effect stress on the power loss and flux density distribution in electrical steel sheets. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 215-216:690–692, 2000.
- [Mey92] S. L. MEYER : *Data Analysis for Scientists and Engineers*. Peer Management Consultants, 1992.
- [MG00] G. F. MECHLER et R. S. GIRGIS : Magnetic flux distributions in transformer core joints. *IEEE Transactions on Power Delivery*, 15:198–203, 2000.
- [Mos02] A. J. MOSES : Iron-based amorphous ribbon - challenges and opportunity for power applications. *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, 4(2):231–236, 2002.
- [MPKLCB94] M. MARION-PÉRA, A. KEDOUS-LEBOUC, B. CORNUT et P. BRISSONNEAU : Analysis and comparison of magnetic sheet insulation tests. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 133(1-3):396–398, 1994.
- [MPKLWC95] M. C. MARION-PÉRA, A. KEDOUS-LEBOUC, T. WAECKERLE et B. CORNUT : Characterization of SiFe sheet insulation. *IEEE Transactions on Magnetics*, 31(4):2408–2415, 1995.
- [NNK92] T. NAKATA, M. NAKANO et K. KAWAHARA : Effects of stress due to cutting on magnetic characteristics of silicon steel. *IEEE Transactions on Magnetics*, 7(6):453–457, 1992.

- [NTK82] T. NAKATA, N. TAKAHASHI et Y. KAWASE : Magnetic performance of step-lap joints in distribution transformer cores. *IEEE Transactions on Magnetics*, MAG-18(6):1055–1057, 1982.
- [Oss00] F. OSSART : Dégradation du comportement magnétique des tôles lors de leur mise en oeuvre industrielle : mise en évidence expérimentale et modélisation. *Mécanique et Industrie*, 1(2):165–176, 2000.
- [PBB<sup>+</sup>94] H. PFÜTZNER, C. BENGTTSSON, T. BOOTH, F. LÖFFLER et K. GRAMM : Three-dimensional flux distributions in transformer cores as a function of package design. *IEEE Transactions on Magnetics*, 30(5):2713–2727, 1994.
- [PFL82] H. PFÜTZNER, K. FUTSCHIK et Y. LUO : Effects of bending on G.O. silicon iron sheets. *IEEE Transactions on Magnetics*, 18:1499–1501, 1982.
- [PK04] H. PFÜTZNER et G. KRISMANIĆ : The needle method for induction tests - sources of error. *IEEE Transactions on Magnetics*, 40(3):1610–1616, 2004.
- [Pos01] Z. POSEDEL : Inspection of stator cores in large machines with a low yoke induction method – measurement and analysis of interlamination short circuits. *IEEE Transactions on Energy Conversion*, 16(1):81–86, 2001.
- [SDRV08] C. A. SCHULZ, S. DUCHESNE, D. ROGER et J.-N. VINCENT : Capacitive short circuit detection in transformer core laminations. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320:911–e914, 2008.
- [SDRV10] C. A. SCHULZ, S. DUCHESNE, D. ROGER et J.-N. VINCENT : Short circuit current measurements between transformer sheets. *IEEE Transactions on Magnetics*, 46(2):536–539, 2010.
- [SIZ05] *Merkblatt 401 : Elektrobund und -blech*. Stahl-Information-Zentrum, Düsseldorf, Allemagne, 2005.
- [SMM08] Panel discussion : Challenges in optimizing the magnetic properties of bulk soft magnetic materials. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320:2411–2422, 2008. Proceedings of the 18th International Symposium on Soft Magnetic Materials.
- [SRDV10] C. A. SCHULZ, D. ROGER, S. DUCHESNE et J.-N. VINCENT : Experimental characterisation of interlamination shorts in transformer cores. *IEEE Transactions on Magnetics*, 46(2):614–617, 2010.
- [SYI00] A. SAITO, T. YAMAMOTO et H. IWASAKI : Magnetization properties and domain structures of grain-oriented silicon steel sheets due to bending stress. *IEEE Transactions on Magnetics*, 36(5):3078–3080, 2000.

- [TA05] P. TAVNER et A. ANDERSON : Core faults in large generators. *IEE Proceedings Electric Power Applications*, 152(6):1427 – 1439, 2005.
- [Thy07] *Produktkatalog für kornorientiertes Elektrobund PowerCore®*. Thyssen-Krupp Electrical Steel GmbH, Allemagne, 2007.
- [TIT08] F. TOPALIS, W. IRREK et R. TARGOSZ : *Intelligent Energy Europe (IEE) Report : Strategies for development and diffusion of Energy Efficient Distribution Transformers (SEEDT)*. National Technical University of Athens, Greece, 2008.
- [WE93] D. A. WARD et J. L. T. EXON : Using Rogowski coils for transient current measurements. *IEE Engineering Science and Education Journal*, 2:105–113, 1993.





## Résumé

Le travail présenté dans cette thèse est centré sur l'étude des courts-circuits interlaminaires, dont la présence dans un noyau magnétique peut entraîner des pertes supplémentaires qui dégradent les performances du transformateur. L'étude suit deux axes principaux : premièrement, la détection des courts-circuits interlaminaires, et deuxièmement, leur modélisation.

Le premier axe développe l'évaluation des possibilités de détection dans le but de fournir des outils qui permettent d'améliorer le processus de fabrication des transformateurs. Le deuxième axe concerne la modélisation du court-circuit, ayant pour l'objectif d'éclairer des mécanismes plus fondamentaux, ainsi que d'estimer les courants de court-circuit et les pertes associées dans les cas les plus défavorables. De nombreux courts-circuits artificiels ont été caractérisés de manière expérimentale. Une procédure a été mise en place qui permet de mesurer les courants de court-circuit à l'aide d'un enroulement de Rogowski miniaturisé, capable de faire la mesure du courant dans un contact interlaminaire en écartant très peu les tôles. Les expérimentations ont conduit à un modèle élémentaire du court-circuit basé sur un schéma équivalent de Thévenin. La variation de différents paramètres du court-circuit a permis de déduire des lois empiriques décrivant leur influence sur les éléments du schéma équivalent et ainsi d'observer l'impact de ces paramètres sur le courant de court-circuit et sur les pertes associées.

**Mots clés :** Noyau de transformateur, Bavures, Modélisation, Pertes dynamiques, Mesure de courant

## Abstract

The research presented in this thesis focuses on the study of interlaminar short circuits, whose presence in a magnetic core can cause additional loss which will deteriorate the performance of the transformer. The study is carried out along two main axes : first, the detection of interlaminar short circuits, second, their modelling.

The first axis evaluates the possibilities for detection, with the objective to provide tools which can help to optimise the manufacturing process of transformers. The second axis concerns the modelling of a short circuit, with a view to gain a deeper understanding of the mechanisms involved and also to enable an estimation of the worst-case short-circuit current and the worst-case power dissipation. Numerous artificial short circuits have been experimentally characterised. A procedure has been developed permitting the measurement of short-circuit currents by means of a miniaturised Rogowski coil, capable of measuring the current inside an interlaminar contact with a very small distance between the sheets. The experiments have led to an elementary model of the short circuit which is based on a Thévenin equivalent circuit. Variations of different parameters of the short circuit have permitted deducing empirical laws describing their influence on the elements of the equivalent circuit and thus to observe the impact of these parameters on the short-circuit current and the associated loss.

**Keywords :** Transformer core, Burr, Modelling, Dynamic loss, Current measurement