



**HAL**  
open science

# Modélisation des effets capacitifs des bobines simple couche et choix du matériau magnétique du noyau pour le dimensionnement des filtres CEM

Florentin Salomez

► **To cite this version:**

Florentin Salomez. Modélisation des effets capacitifs des bobines simple couche et choix du matériau magnétique du noyau pour le dimensionnement des filtres CEM. Electromagnétisme. Université de Lille, 2022. Français. NNT : 2022ULILN029 . tel-04032916

**HAL Id: tel-04032916**

**<https://theses.hal.science/tel-04032916v1>**

Submitted on 16 Mar 2023

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

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

**UNIVERSITÉ DE LILLE**

École doctorale ENGSYS-632

Unité de recherche **Laboratoire d'Électrotechnique et d'Électronique de Puissance - L2EP**

Thèse présentée par **Florentin SALOMEZ**

Soutenue le **30 novembre 2022**

En vue de l'obtention du grade de docteur de l'Université de Lille

Discipline **Sciences Pour l'Ingénieur**

Spécialité **Génie électrique**

# **Modélisation des effets capacitifs des bobines simple couche et choix du matériau magnétique du noyau pour le dimensionnement des filtres CEM**

**Thèse dirigée par** Nadir IDIR directeur  
Arnaud VIDET co-encadrant

**Composition du jury**

<i>Rapporteurs</i>	François COSTA	professeur à l'Université Paris-Est Créteil	
	Christian VOLLAIRE	professeur à l'École Centrale de Lyon	
<i>Examineurs</i>	Françoise PALADIAN	professeure à l'Université Clermont Auvergne	présidente du jury
	Bilel ZAÏDI	docteur ingénieur à Moteurs Leroy-Somer	
<i>Invité</i>	Nicolas BOUST	ingénieur à TCT	
<i>Directeurs de thèse</i>	Nadir IDIR	professeur à l'Université de Lille	
	Arnaud VIDET	maître de conférences à l'Université de Lille	

## COLOPHON

Mémoire de thèse intitulé « Modélisation des effets capacitifs des bobines simple couche et choix du matériau magnétique du noyau pour le dimensionnement des filtres CEM », écrit par Florentin SALOMEZ, achevé le 4 janvier 2023, composé au moyen du système de préparation de document  $\text{\LaTeX}$  et de la classe yathesis dédiée aux thèses préparées en France.

**UNIVERSITÉ DE LILLE**

École doctorale ENGSYS-632

Unité de recherche **Laboratoire d'Électrotechnique et d'Électronique de Puissance - L2EP**

Thèse présentée par **Florentin SALOMEZ**

Soutenue le **30 novembre 2022**

En vue de l'obtention du grade de docteur de l'Université de Lille

Discipline **Sciences Pour l'Ingénieur**

Spécialité **Génie électrique**

# **Modélisation des effets capacitifs des bobines simple couche et choix du matériau magnétique du noyau pour le dimensionnement des filtres CEM**

**Thèse dirigée par** Nadir IDIR directeur  
Arnaud VIDET co-encadrant

**Composition du jury**

<i>Rapporteurs</i>	François COSTA	professeur à l'Université Paris-Est Créteil	
	Christian VOLLAIRE	professeur à l'École Centrale de Lyon	
<i>Examineurs</i>	Françoise PALADIAN	professeure à l'Université Clermont Auvergne	présidente du jury
	Bilel ZAÏDI	docteur ingénieur à Moteurs Leroy-Somer	
<i>Invité</i>	Nicolas BOUST	ingénieur à TCT	
<i>Directeurs de thèse</i>	Nadir IDIR	professeur à l'Université de Lille	
	Arnaud VIDET	maître de conférences à l'Université de Lille	





**UNIVERSITÉ DE LILLE**

Doctoral School ENGSYS-632

University Department **Laboratoire d'Électrotechnique et d'Électronique de Puissance - L2EP**

Thesis defended by **Florentin SALOMEZ**

Defended on **November 30, 2022**

In order to become Doctor from Université de Lille

Academic Field **Engineering Science**

Speciality **Electrical Engineering**

**Modelling of capacitive effects of  
single layer chokes and choice of  
magnetic core material for EMC filter  
design**

**Thesis supervised by** Nadir IDIR Supervisor  
Arnaud VIDET Co-Monitor

**Committee members**

<i>Referees</i>	François COSTA	Professor at Université Paris-Est Créteil	
	Christian VOLLAIRE	Professor at Ecole Centrale de Lyon	
<i>Examiners</i>	Françoise PALADIAN	Professor at Université Clermont Auvergne	Committee President
	Bilel ZAÏDI	Doctor and Engineer at Moteurs Leroy-Somer	
<i>Guest</i>	Nicolas BOUST	Engineer at TCT	
<i>Supervisors</i>	Nadir IDIR	Professor at Université de Lille	
	Arnaud VIDET	Associate Professor at Université de Lille	



Cette thèse a été préparée au

**Laboratoire d'Électrotechnique et d'Électronique de  
Puissance - L2EP**

Bâtiment ESPRIT  
Avenue Henri Poincaré  
59655 Villeneuve d'Ascq  
France

☎ 03 62 26 82 10

Site <https://l2ep.univ-lille.fr>





La science n'est jamais qu'une succession de questions conduisant à d'autres questions.

---

*La Longue Terre, tome 1*, de Terry Pratchett et Stephen Baxter

In science if you know what you are doing you should not be doing it. In engineering if you do not know what you are doing you should not be doing it. Of course, you seldom, if ever, see either pure state.

---

*The Art of Doing Science and Engineering, Learning to Learn*, Richard W. Hamming

Un Anneau pour les gouverner tous...

---

*Le seigneur des anneaux : la communauté de l'anneau.*, J. R. R. Tolkien



---

**MODÉLISATION DES EFFETS CAPACITIFS DES BOBINES SIMPLE COUCHE ET CHOIX DU MATÉRIAU MAGNÉTIQUE DU NOYAU POUR LE DIMENSIONNEMENT DES FILTRES CEM****Résumé**

Le sujet de thèse porte sur l'étude des composants magnétiques utilisés dans les filtres de perturbations électromagnétiques des convertisseurs d'électronique de puissance. Il est bien connu que les convertisseurs statiques sont des sources de perturbations conduites qu'il faut réduire afin de respecter les normes de compatibilité électromagnétique (CEM). Une des solutions couramment utilisée pour réduire ces perturbations est l'installation de filtres CEM entre le convertisseur et le réseau électrique. La première partie du manuscrit est dédiée à la présentation du contexte de la thèse, avec la problématique de la CEM et les solutions de filtrage. Dans la seconde partie, nous présentons la modélisation de l'impédance de la bobine de mode commun du filtre CEM, avec la prise en compte des comportements à haute fréquence, pour son dimensionnement. Ainsi, un modèle des propriétés magnétiques basé sur l'équation de Debye est proposé, auquel est ajouté pour les ferrites, de type Mn-Zn, un modèle de capacité matériau d'ordre fractionnaire. Dans la troisième partie, la capacité parallèle équivalente (CPE) est calculée à partir des capacités élémentaires, tore-spire et inter-spires, déterminées par la méthode des éléments finis en deux dimensions, en tenant compte de la courbure des spires. Dans la dernière partie, le modèle de l'impédance de la bobine de mode commun est utilisé pour le dimensionnement d'un filtre de mode commun. Les résultats obtenus montrent que la conception à l'aide des modèles proposés permet l'optimisation du volume de la bobine. Finalement, l'application de cette méthode a permis de définir un indicateur permettant le choix du matériau magnétique qui minimise le volume de la bobine.

**Mots clés :** électronique de puissance, compatibilité électromagnétique, filtre CEM, bobine de mode commun, capacités parasites, optimisation du volume

---

**MODELLING OF CAPACITIVE EFFECTS OF SINGLE LAYER CHOKES AND CHOICE OF MAGNETIC CORE MATERIAL FOR EMC FILTER DESIGN****Abstract**

This thesis is about the study of the magnetic components used in the electromagnetic interference filters of power electronics converters. It is well known that static converters are sources of conducted disturbances that must be reduced in order to comply with electromagnetic compatibility (EMC) standards. One of the solutions commonly used to reduce these disturbances is the installation of EMI filters between the converter and the power network. The first part of the manuscript is dedicated to the presentation of the context of the thesis, with the EMI problematic and the filtering solutions. In the second part, we present the modelling of the impedance of the common mode choke of the EMC filter, taking into account the high frequency behaviour, for its sizing. Thus, a model of the magnetic properties based on the Debye equation is proposed, to which a fractional order capacitance is added to model the material capacitance of Mn-Zn ferrites. In the third part, the equivalent parallel capacitance (EPC) is calculated from the elementary turn-core and inter-turns capacitances, determined by the two-dimensional Finite Element Method (FEM), taking into account the turn curvature. In the last part, the common mode choke impedance model is used to design a common mode filter. The results obtained show that the design using the proposed models allows the optimisation of the choke volume. Finally, the application of this method has made it possible to define indicators for the choice of magnetic material that minimises the choke volume.

**Keywords:** power electronics, electromagnetic compatibility, EMC filter, common mode choke, parasitic capacitances, volume optimization

---





# Remerciements

La thèse comporte son lot de moments où l'on est seul face au tableau blanc à se gratter la tête... mais aussi quantité de moments où l'on est entouré de nombreuses personnes qui ont aidé de près ou de loin, techniquement ou humainement, à la réussite de ce projet.

Je souhaite remercier tout d'abord les membres de mon jury de soutenance de thèse. Merci messieurs les professeurs François COSTA et Christian VOLLAIRE d'avoir accepté de rapporter mon manuscrit et d'avoir échangé longuement lors de la session des questions. Un grand merci à la professeure Françoise PALADIAN d'avoir présidé le jury. Merci au docteur Bilel ZAÏDI d'être revenu à l'université de Lille, cette fois en tant qu'industriel pour poser des questions. Et enfin merci à monsieur Nicolas BOUST de l'entreprise TCT et à son intérêt pour les travaux.

Je tiens aussi à remercier la professeure Betty LEMAIRE-SEMAIL, directrice du Laboratoire d'Électrotechnique et d'Électronique de Puissance (L2EP) de Lille de m'avoir accueilli parmi ses équipes.

J'ai pu réaliser cette thèse au sein de l'équipe électronique de puissance grâce à la confiance de mon directeur de thèse, monsieur Nadir IDIR professeur à l'université de Lille. Il a su me donner la liberté d'explorer mon sujet tout en proposant de nombreuses idées et en veillant à la bonne conduite de la thèse. Un grand merci à lui. Il a été secondé dans cette tâche par monsieur Arnaud VIDET, maître de conférence à l'université de Lille qui a su, grâce à sa grande connaissance de l'électronique de puissance, sa rigueur, son sens du détail et sa pédagogie m'encourager à aller au-delà de mes erreurs.

D'ailleurs cette thèse n'aurait peut-être pas commencée sans les encouragements de monsieur Dominique GAUTARD, docteur et ingénieur chez TCT à la retraite. Un grand merci !

Pour la qualité des résultats expérimentaux présentés dans ce manuscrit, que monsieur Thierry DUQUESNE, ingénieur d'étude au L2EP, trouve ici ma gratitude.

Que l'équipe Optimisation et Méthode Numérique du L2EP, et plus particulièrement les personnes travaillant au logiciel éléments finis Code\_Carmel trouvent ici mes remerciements pour l'aide fournie dans la compréhension de la physique d'un tore magnétique. Merci à Thomas HENNERON, Julien KORECKI et Houssein TAHA pour leur aide et leurs conseils. Merci également à Abdelkader BENABOU d'avoir patiemment répondu à mes questions sur les matériaux magnétiques.

Je souhaite également remercier l'ensemble des personnels du laboratoire qui ont participé durant ces trois années à la bonne ambiance et à la bonne marche du laboratoire.

Cette aventure n'aurait pas été la même sans la compagnie des amis du labo : Hugo, Wissem, Ayoub, Sophie, Marwane, Ala, Lauro, Idriss, Reda, Florian et Xavier. Mention spéciale à Vincent pour nos conversations matinales et les conseils d'impression 3D. Mention aussi pour les anciens du labo auprès desquels j'ai commencé ma thèse : Loris, Stéphane, Ammar, Hugot, Wendell, Jérôme, Emna, Guillaume, et Reda. A mon collègue de bureau, Xuyang, je te souhaite le meilleur pour la fin de ta thèse. J'espère recroiser ton chemin dans le futur.

Merci aux anciens d'HEI : Louis, Fabio, Kaoutar, Guillaume P. et Guillaume H.

Merci aux anciennes du Master E2SD promo 2018 pour leur amitié sans borne : Angelica et Leysmir. J'espère visiter l'Amérique du Sud avec vous un jour.

Merci à Chloé et à Rémy pour tous ces bons moments partagés autour de délicieux repas.

Rick, un jour je ferai peut-être du génie électrique quantique. Mais en attendant, comme diraient certains à défaut de trouver un meilleur mot, je suis très *remercifiant*.

On irait pas loin sans un Nantais. Merci à Benoit Durillon de croire en des alternatives scientifiques, techniques et humaines.

Que ceux que j'aurais oublié de mentionner n'en prennent pas ombrage, on aura bien l'occasion de se retrouver autour d'une bière pour me faire pardonner.

Un très grand merci à ma famille qui m'a supporté, encouragé, soutenu pendant toutes ces années. Maman, Papa et Bat je vous dois beaucoup!

Et enfin, sans toi la vedette ne serait pas aussi sereine au quotidien, merci Manon d'être présente à mes côtés.

# Acronymes

Nombres | A | B | C | D | E | F | G | H | I | L | M | N | O | P | Q | R | S | T | V

## Nombres

1-D une dimension. 24

2-D deux dimensions. 2

3-D trois dimensions. 25

## A

AVG moyenne (*average*). 12

## B

BDD base de données. 2

BF basse fréquence. 14

BNC baïonnette Neill-Concelman. 11

## C

CEM compatibilité électromagnétique. 1

CENELEC comité européen de normalisation en électronique et en électrotechnique. 9

CISPR comité international spécial des perturbations radioélectriques. 9

CPE capacité parallèle équivalente. 2

## D

DC-DC continu-continu (*direct current to direct current*). 8

## E

EF éléments finis. 25

EP électronique de puissance. 33

## F

FFT transformation de Fourier rapide (*Fast Fourier Transform*). 139

## G

GaN nitride de gallium (*gallium nitride*). 5

GSE équation de Steinmetz généralisée (*generalised Steinmetz equation*). 24

**H**

**HF** haute fréquence. 6

**I**

**IFFT** transformation de Fourier rapide inverse (*Inverse Fast Fourier Transform*). 147

**IGBT** transistor bipolaire à grille isolée (*insulated-gate bipolar transistor*). 138

**iGSE** équation de Steinmetz généralisée améliorée (*improved generalised Steinmetz equation*).  
24

**L**

**LSE** inductance série équivalente. 18

**M**

**MC** mode commun. 8

**MD** mode différentiel. 8

**Mn-Zn** manganèse-zinc. 2

**MSE** équation de Steinmetz modifiée (*modified Steinmetz equation*). 24

**MTES** sources équivalentes à topologies multiples (*multi-topology equivalent sources*). 33

**N**

**Ni-Zn** nickel-zinc. 30

**NS** non saturation. 28

**O**

**OT** un tour (*one turn*). 41

**P**

**PEM** perturbations électromagnétiques. 5

**PEMC** perturbations électromagnétiques conduites. 6

**PK** crête (*peak*). 13

**PLA** acide polylactique (*poly-lactic acid*). 124

**PWM** modulation de largeur d'impulsion (*pulse width modulation*). 13

**Q**

**QP** quasi-crête (*quasi-peak*). 13

**R**

**RBW** bande passante de résolution (*resolution bandwidth*). 143

**RPE** résistance parallèle équivalente. 18

**RSE** résistance série équivalente. 18

**RSIL** réseau stabilisateur d'impédance de ligne. 9

**RTCA** comité radio-rechnique pour l'aviation (*radio technical committee for aeronautics*). 9

**S**

**SiC** carbure de silicium (*silicon carbide*). 5

**SL** simple couche (*single layer*). 28

**T**

**TFCT** transformée de Fourier à court terme. 13

**V**

**VNA** analyseur de réseau vectoriel (*vector network analyzer*). 41



# Symboles

$A$	coefficient géométrique d'une bobine torique	21
$A_{min}$	coefficient géométrique minimal d'une bobine pour passer la norme	150
$\beta$	fraction de demi-périmètre interne couverte par un enroulement	146
$B_{max}$	champ d'induction maximale sur le rayon interne du noyau	147
$B_{sat}$	induction magnétique à saturation	20
$c$	épaisseur d'enrobage	89
$c_{eq}$	épaisseur d'enrobage équivalente en terme de capacité	97
$C_f$	capacité tore-spire de frange	86
$C_{max}$	CPE maximale d'une bobine pour passer la norme	152
$C_{RSIL}$	capacité entre la ligne et la terre du RSIL	12
$C_{tc}$	capacité tore-spire	25
$C_{tt}$	capacité inter-spires	25
$C_X$	condensateur de classe X entre les conducteurs	16
$C_Y$	condensateur de classe Y entre les conducteurs et la terre	15
$d$	diamètre du conducteur à nu	89
$d_c$	diamètre du conducteur compensé	94
$\delta_h$	incrément de longueur de $h$ pour compenser le coin de la spire	98
$\delta_s$	épaisseur de l'écarteur tore-spire pour le dimensionnement	144
$\delta_{tc}$	distance tore-spire en prenant en compte l'enrobage du tore	144
$d_o$	diamètre du conducteur avec l'émail	89
$e$	épaisseur d'enrobage en bord de face	92
$\epsilon_c$	permittivité relative de l'enrobage	89
$\epsilon_w$	permittivité relative de l'émail	89
$e_s$	épaisseur de l'écarteur tore-spire	125
$e_w$	épaisseur de l'émail	89
$f_{rel}$	fréquence de relaxation du matériau magnétique	56
$f$	fréquence	xxiii
$f_{sw}$	fréquence de commutation	147
$G_\mu$	fonction de conversion en $dB\mu A$ ou $dB\mu V$	9
$h$	hauteur du noyau sans enrobage	21



$h_c$	hauteur du noyau enrobé	92
$h_t$	hauteur du noyau bobiné	92
$I_{mat}$	courant spécifique au matériau magnétique	178
$I_{max}$	courant de MC maximal à travers la bobine sans la contribution de la CPE	147
$i_{MC}$	courant de mode commun total	8
$i_{MD}$	courant de mode différentiel	12
$j$	unité imaginaire	17
$k_B$	rapport de l'induction maximale sur l'induction à saturation	147
$k_{Vol}$	indicateur de volume de la bobine pour le choix du matériau magnétique	179
$L$	inductance	21
$L_{RSIL}$	inductance de ligne du RSIL	12
$\mu_0$	perméabilité magnétique du vide	19
$\mu_r$	perméabilité magnétique relative	19
$\overline{\mu}_r$	perméabilité magnétique relative complexe	22
$\mu_{ri}$	perméabilité magnétique relative initiale	55
$N$	nombre de tours d'un enroulement	21
Nor	niveau de la norme en valeur en A	150
Nor $_{\mu}$	niveau de la norme en dB $\mu$ A	145
$\omega$	pulsation	17
$R$	rayon externe du noyau sans enrobage	21
$r$	rayon interne du noyau sans enrobage	21
$R_{RSIL}$	résistance entre la ligne et la terre du RSIL	12
$R_t$	rayon externe du noyau bobiné	91
$r_t$	rayon interne du noyau bobiné	91
$s$	distance tore-spire	89
$s_c$	distance tore-spire compensée	94
$s_e$	distance tore-spire en bord de face compensée	94
$s_{eq}$	distance tore-spire équivalente en terme de capacité	97
$s'_{eq}$	distance tore-spire équivalente en terme de capacité avec écarteur tore-spire	169
$\theta$	angle de couverture du bobinage	91
$V_b$	volume Bobiné	144
$v_{MC}$	tension de mode commun mesurée au RSIL	12
$v_{MD}$	tension de mode différentiel mesurée au RSIL	12
$V$	volume d'encombrement du noyau	177
$V_{PEM}$	source de tension de MC du convertisseur	35
$w_c$	largeur de la section enrobée du noyau	92
$w_t$	largeur de la section enrobée et bobinée du noyau	92
$\zeta$	distance inter-spires	89
$\zeta_c$	distance inter-spires compensée	94

---

$Z_{av}$	impédance à vide du dispositif OT	40
$Z_{carac}$	impédance caractéristique d'un noyau	63
$Z_{ch}$	impédance de MC du câble chargé	35
$Z_{comp}$	impédance compensée d'un noyau magnétique mesurée avec le dispositif OT	44
$Z_{CY}$	impédance de MC des condensateurs Y	17
$Z_e$	impédance de MC à l'entrée du convertisseur	35
$Z_{ideal}$	impédance idéale d'un noyau bobiné (sans la contribution de la CPE)	113
$Z_L$	impédance de MC d'une bobine parfaite	17
$Z_{mod}$	impédance modélisée d'un noyau bobiné	113
$Z_{MUT}$	impédance du dispositif OT chargé d'un noyau magnétique	40
$Z_{ouv}$	impédance en circuit ouvert du dispositif OT	43
$Z_{RSIL}$	impédance de MC du RSIL	17
$Z_s$	impédance de MC à la sortie du convertisseur	35



# Notations

Sauf mention contraire, les notations suivantes seront utilisées dans la suite de ce manuscrit. Les nombres réels positifs  $t$  et  $f$  sont réservés pour définir le temps et la fréquence. Pour les tensions ou les potentiels et les courants, la notation en bas de casse (respectivement  $v, i$ ) est réservée pour la représentation temporelle et la notation en haut de casse (respectivement  $V, I$ ) pour la représentation fréquentielle complexe. Pour les impédances complexes et les admittances complexes la notation en haut de casse (respectivement  $Z, Y$ ) est préférée. Une fonte italique est réservée au nombre à l'instant  $t$ , ou à la fréquence  $f$ , une fonte droite est réservée pour dénommer la fonction associée, ainsi

$$I_{MC}(f) = k \cdot Y_{MC}(f) \cdot V_{Th}(f) \quad (1)$$

est équivalent à

$$I_{MC} = k \cdot Y_{MC} \cdot V_{Th}. \quad (2)$$

à la fréquence  $f$ .

L'opérateur de mise en parallèle des impédances est représenté par le symbole  $\parallel$ . Par exemple, la mise en parallèle des impédances  $Z_a$  et  $Z_b$  peut s'écrire

$$Z_a \parallel Z_b = \frac{Z_a \cdot Z_b}{Z_a + Z_b}. \quad (3)$$



# Sommaire

Résumé	xi
Remerciements	xiii
Acronymes	xv
Symboles	xix
Notations	xxiii
Sommaire	xxv
Liste des tableaux	xxvii
Table des figures	xxix
Introduction	1
<b>1 Perturbations conduites en électronique de puissance</b>	<b>3</b>
1.1 Contexte technique et scientifique . . . . .	4
1.2 Perturbations électromagnétiques conduites en électronique de puissance . . . . .	5
1.3 Modélisation de la bobine de mode commun . . . . .	19
1.4 Méthodes de dimensionnement du filtre de mode commun . . . . .	27
1.5 Modélisation de la chaîne de conversion . . . . .	32
1.6 Conclusions du chapitre . . . . .	36
<b>2 Caractérisation et modélisation du noyau magnétique torique</b>	<b>37</b>
2.1 Caractérisation petits signaux de la perméabilité . . . . .	38
2.2 Modèle de Debye de la perméabilité complexe . . . . .	55
2.3 Comportement haute fréquence des noyaux en Mn-Zn . . . . .	62
2.4 Conclusion du chapitre . . . . .	82
<b>3 Modélisation circuit des effets capacitifs du bobinage</b>	<b>83</b>
3.1 Réseau capacitif créée par l'enroulement . . . . .	85
3.2 Modélisation des capacités élémentaires . . . . .	89
3.3 Validation expérimentale du modèle de la capacité parallèle équivalente . . . . .	113
3.4 Réduction de la valeur de la capacité parallèle équivalente . . . . .	123
3.5 Conclusions du chapitre . . . . .	130

<b>4 Dimensionnement de la bobine de mode commun</b>	<b>133</b>
4.1 Modèle de mode commun de la chaîne de conversion . . . . .	135
4.2 Dimensionnement de la bobine à matériau connu . . . . .	144
4.3 Choix du matériau pour un volume du composant proche optimal . . . . .	175
4.4 Conclusion du chapitre . . . . .	181
<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>183</b>
<b>Liste des publications</b>	<b>187</b>
Article en revue avec comité de relecture . . . . .	187
Communications en congrès international avec actes . . . . .	187
Communications en congrès national avec actes . . . . .	187
Communications en colloque . . . . .	188
<b>Bibliographie</b>	<b>189</b>
<b>A Précision de l'analyseur d'impédance</b>	<b>203</b>
<b>B Réglages utilisés sur le receveur CEM pour le test de pré-conformité</b>	<b>205</b>
<b>C Impédance de transfert de la pince de courant</b>	<b>207</b>
<b>D Calcul du coefficient géométrique <math>A_{min}</math></b>	<b>209</b>
<b>E Calcul de la capacité parallèle équivalente maximale <math>C_{max}</math></b>	<b>211</b>
<b>F Méthode de résolution semi-analytique de l'optimisation du volume de la bobine</b>	<b>213</b>
<b>G Base de données de noyaux toriques</b>	<b>215</b>
<b>Index</b>	<b>217</b>
<b>Table des matières</b>	<b>219</b>

# Liste des tableaux

1.1	Formes des noyaux magnétiques. . . . .	21
2.1	Dimensions et propriétés magnétiques du noyau $T_1$ utilisé pour les essais de caractérisation. . . . .	44
2.2	Dimensions et propriétés magnétiques du noyau $T_2$ utilisé pour les essais de caractérisation. . . . .	59
2.3	Paramètres du modèle de Debye après ajustement pour deux ferrites, le $N30$ et le $4F1$ . . . . .	61
2.4	Limite de Snoek pour deux familles de ferrites, les Mn-Zn et les Ni-Zn. . . . .	62
2.5	Dimensions et propriétés magnétiques du noyau $T_3$ utilisé pour les essais de caractérisation. . . . .	63
2.6	Dimensions et propriétés magnétiques du noyau $T_4$ utilisé pour les essais de caractérisation. . . . .	66
2.7	Comparaison des cartographies du champ B dans la section du noyau, avec et sans permittivité relative. . . . .	69
2.8	Comparaison des cartographies du champ E dans la section du noyau, avec et sans permittivité relative. . . . .	70
2.9	Comparaison des cartographies du champ $\Re\epsilon(E_z)$ dans la section du noyau, avec et sans permittivité relative. . . . .	71
2.10	Dimensions nominales sans enrobage d'une série de noyaux. . . . .	73
2.11	Dimensions et propriétés magnétiques du noyau $T_5$ . . . . .	75
2.12	Propriétés d'une capacité d'ordre fractionnaire comparées aux éléments circuits classiques $R$ et $C$ . . . . .	78
3.1	Comparaison des modèles de capacités élémentaires pour les tores bobinés. . . . .	90
3.2	Espaces tore-spires et inter-spires pour différents cas d'étude. . . . .	104
3.3	Paramètres géométriques pour la simulation du quart de spire en 3D. . . . .	110
3.4	Grandeurs d'entrée mesurées pour la modélisation de la CPE. . . . .	114
3.5	Grandeurs d'entrée calculées pour la modélisation de la CPE. . . . .	115
3.6	Résultat de la compensation de l'isolant des spires. . . . .	116
3.7	Résultat de la mise à plat des spires et de l'enrobage. . . . .	116
3.8	Dimensions des noyaux DUT2, et DUT3. . . . .	121
3.9	Paramètres du noyau et du bobinage pour la comparaison d'un tore classique à un tore oblong. . . . .	129
4.1	Paramètres de la source trapézoïdale des perturbations . . . . .	139
4.2	Paramètres $RLC$ série des condensateurs $C_Y$ . . . . .	151
4.3	Contraintes pour assurer la non saturation et le bobinage simple couche. . . . .	154



---

4.4	Cahier des charges pour le dimensionnement d'une bobine de mode commun. . .	155
4.5	Sous-ensemble des paramètres d'entrée pour la procédure $\text{dim}_{\text{CPE}}$ . . . . .	171
4.6	Résultats du dimensionnement de la bobine de mode commun avec $\text{dim}_{\text{CPE}}$ . . . .	172
4.7	Données d'entrée pour l'étude du choix du matériau magnétique. . . . .	175
4.8	Caractéristiques de quelques matériaux magnétiques. . . . .	176
B.1	Réglages du receveur CEM pour le test de pré-conformité. . . . .	205

# Table des figures

1.1	Schéma de principe des PEM. . . . .	6
1.2	Spectre d'une source de perturbations de type tension de forme d'onde trapézoïdale. . . . .	7
1.3	Couplages capacitif et inductif entre deux conducteurs. . . . .	7
1.4	Modes de propagation des PEMC dans une chaîne de conversion avec un exemple de hacheur. . . . .	8
1.5	Niveau maximal d'émission des PEMC dans la norme <i>EN55022</i> . . . . .	10
1.6	Niveau maximal d'émission des PEMC dans la norme <i>DO-160G</i> . . . . .	10
1.7	Chaîne de conversion DC-DC équipée d'un RSIL pour la mesure des PEMC. . . . .	10
1.8	Circuit équivalent de deux RSIL monophasés. . . . .	11
1.9	Impédance entre la phase et la terre des RSIL <i>EMCO 3810/2</i> et <i>NNBM 8126-A</i> . . . . .	11
1.10	PEM mesurées au niveau des RSIL dans une chaîne de conversion DC-DC. . . . .	12
1.11	Mesure des PEMC avec une pince de courant . . . . .	13
1.12	Classification des techniques de réductions des PEMC. . . . .	14
1.13	Schéma du flux magnétique à travers une bobine de mode commun . . . . .	15
1.14	Conventions de représentation circuit des bobines couplées . . . . .	16
1.15	Circuit d'un filtre <i>LC</i> de mode commun avec sa représentation de MC. . . . .	16
1.16	Circuit d'un filtre <i>LC</i> de mode différentiel. . . . .	16
1.17	Circuit électrique équivalent d'un filtre de mode commun . . . . .	17
1.18	Gain de la fonction de transfert en courant du filtre avec les éléments parasite. . . . .	18
1.19	Spectre d'impédance de la bobine de MC et des condensateurs $C_Y$ avec leurs éléments parasites. . . . .	18
1.20	Cycle d'hystérésis du matériau N30, à 10 kHz et 25 °C [TDK17]. . . . .	20
1.21	Caractérisation d'un noyau dont le matériau est le N30. . . . .	22
1.22	Simulation EF électrostatique 2D du couplage capacitif tore-spire d'une paire de spires. . . . .	23
1.23	Schéma électrique équivalent d'un composant bobiné à l'échelle de la spire . . . . .	26
1.24	Schéma électrique équivalent d'un composant bobiné à l'échelle du composant. . . . .	26
1.25	Comparaison des propriétés des matériaux magnétiques de quelques familles. . . . .	30
1.26	Comparaison de quelques familles de matériaux magnétiques pour l'électronique de puissance dans le plan $\mu_{ri} - B_{sat}$ . . . . .	31
1.27	Chemins de propagation de MC dans une cellule de commutation transistor-diode. . . . .	34
1.28	Identification des impédances de mode commun de la chaîne de conversion DC-DC équipée d'un RSIL. . . . .	35
1.29	Modèle de mode commun de la chaîne de conversion avec son filtre. . . . .	35
2.1	Perméabilité magnétique relative complexe du matériau N30 . . . . .	39

2.2	Photographies de l'analyseur d'impédance équipé du dispositif de caractérisation de la perméabilité. . . . .	40
2.3	Plans du dispositif de mesure OT pour la mesure avec un port de la perméabilité magnétique d'un tore. . . . .	41
2.4	Plans du dispositif de mesure OT pour la mesure avec deux ports de la perméabilité magnétique d'un tore. . . . .	42
2.5	Plan en transparence du centreur. . . . .	42
2.6	Photographies des centreurs d'axe pour le dispositif OT . . . . .	43
2.7	Schéma en coupe de l'OT en configuration un port pour la mesure des impédances (a) en circuit ouvert $Z_{ouv}$ , (b) à vide $Z_{av}$ , et (c) avec le tore $Z_{MUT}$ . . . . .	43
2.8	Photographie du dispositif OT monté sur l'analyseur d'impédance, pour une mesure de type deux pointes. . . . .	44
2.9	Spectres d'impédance de la caractérisation du noyau magnétique $T_1$ , avec le dispositif OT en configuration un port deux pointes sur l'analyseur d'impédance. . . . .	45
2.10	Photographie du dispositif OT monté sur l'analyseur d'impédance, pour une mesure de type quatre pointes. . . . .	45
2.11	Spectres d'impédance de la caractérisation du noyau magnétique $T_1$ , avec le dispositif OT en configuration un port quatre pointes sur l'analyseur d'impédance. . . . .	46
2.12	Représentation d'un circuit électrique à deux ports grâce à un quadripôle défini par une matrice d'impédance $\{Z\}$ . . . . .	47
2.13	Configurations de mesure d'un dipôle au VNA. . . . .	48
2.14	Évolution des paramètres $s$ en fonction de la valeur de l'impédance. . . . .	48
2.15	Photographie du dispositif OT branché sur le VNA en mesure de type parallèle. . . . .	49
2.16	Schéma équivalent du dispositif OT chargé d'un noyau en configuration deux ports parallèle. . . . .	49
2.17	Quadripôle d'impédances de type T. . . . .	50
2.18	Schéma équivalent de la mesure deux ports parallèle en configuration A ouvert. . . . .	50
2.19	Schéma équivalent de la mesure deux ports parallèle en configuration B à vide. . . . .	50
2.20	Spectre d'impédance de la caractérisation du noyau magnétique $T_1$ , avec le dispositif OT en configuration deux ports de type parallèle sur le VNA. . . . .	51
2.21	Photographie du dispositif OT branché sur le VNA en mesure de type série. . . . .	52
2.22	Schéma équivalent du dispositif OT chargé d'un noyau en configuration deux ports série. . . . .	52
2.23	Quadripôle d'admittances de type $\Pi$ . . . . .	52
2.24	Schéma équivalent de la mesure deux ports série en configuration A open. . . . .	53
2.25	Schéma équivalent de la mesure deux ports série en configuration B à vide. . . . .	53
2.26	Spectre d'impédance de la caractérisation du noyau magnétique $T_1$ , avec le dispositif OT en configuration deux ports série sur le VNA. . . . .	54
2.27	Comparaison des moyens de mesure pour la caractérisation d'un noyau : (a) spectre d'impédance, et (b) erreur relative sur le module. . . . .	55
2.28	Spectre de la perméabilité complexe définit par le modèle de Debye pour le matériau N30. . . . .	56
2.29	Spectres d'impédance d'une bobine de différents facteurs de forme $A$ , réalisée avec un matériau magnétique de type N30 modélisé par l'équation de Debye. . . . .	57
2.30	Modélisation de la perméabilité du matériau magnétique 4F1 pour le noyau $T_2$ . . . . .	58
2.31	Modélisation de la perméabilité du matériau magnétique N30 pour le noyau $T_1$ . . . . .	60
2.32	Évolution de la fréquence de relaxation $f_{rel}$ en fonction de la perméabilité initiale $\mu_i$ , pour deux familles de matériau, et comparaison avec la limite de Snoek. . . . .	61
2.33	Photographie du noyau $T_3$ mm bobiné. . . . .	63

2.34 Spectres d'impédance d'un noyau bobiné de $N=30$ à $75$ tours. . . . .	64
2.35 Spectres d'impédance d'un noyau bobiné de $N=5$ à $25$ tours. . . . .	65
2.36 Géométrie avec symétrie de révolution de l'OT chargé d'un noyau. . . . .	67
2.37 Maillage 2-D appliqué à la géométrie. . . . .	67
2.38 Spectre d'impédance du noyau $T_4$ mesuré et modélisé par les EF. . . . .	71
2.39 Schéma de la section d'un tore rond avec un champ magnétique homogène et limité à une épaisseur $\delta$ proche de la surface. . . . .	72
2.40 Photographie d'une série de tores de matériau Mn-Zn N30. . . . .	73
2.41 Spectres d'impédance caractéristique d'une série de tores de matériau Mn-Zn de type N30. . . . .	74
2.42 Évolution de $ C_{mat} $ à $20$ MHz en fonction du rapport $l_{mag}/p$ , pour la série de noyaux de matériau N30. . . . .	74
2.43 Spectres de perméabilité d'une série de tores de matériau Mn-Zn de type N30. . . . .	75
2.44 Schémas des sections laminées. . . . .	76
2.45 Spectres d'impédance des tores laminés. . . . .	76
2.46 Évolution de $ C_{mat} $ à $10$ MHz en fonction du rapport $l_{mag}/p$ , pour la série de noyaux laminés de matériau N30. . . . .	77
2.47 Spectre d'impédance de capacités d'ordre fractionnaire pour différents ordres fractionnaires $\alpha$ . . . . .	79
2.48 Comparaison des spectres d'impédance mesurés et modélisés avec une capacité d'ordre fractionnaire pour deux noyaux. . . . .	80
2.49 Schéma des impédances en parallèle qui entrent en jeu dans l'impédance d'un noyau de type Mn-Zn bobiné. . . . .	81
2.50 CPE minimale pour négliger la capacité matériau en fonction du nombre de tours et du noyau. . . . .	82
3.1 Comparaison de l'impédance idéale et mesurée d'une bobine de mode commun. . . . .	84
3.2 Schéma électrique monophasé équivalent d'une bobine de mode commun avec sa CPE. . . . .	85
3.3 Schéma d'une bobine de mode commun, d'une paire de spires autour du noyau déplié et des couplages capacitifs élémentaires associés, et de la simplification sous forme de boucles fermées des spires. . . . .	86
3.4 Schéma électrique du réseau capacitif créé par un bobinage. . . . .	87
3.5 Schéma électrique du réseau capacitif créé par le bobinage, avec les inductances couplées et les chutes de tension. . . . .	87
3.6 Schéma de la répartition des potentiels sur les conducteur du bobinage. . . . .	88
3.7 Schéma d'une paire de spires isolée en face d'un noyau enrobé. . . . .	89
3.8 Schéma de la géométrie d'un tore bobiné : (a) coupe transversale, (b) détail des espaces inter-spires, (c) coupe A : A. . . . .	91
3.9 Schéma d'un quart de section du composant bobiné : (a) quart de section, (b) détail de la face du dessus. . . . .	92
3.10 Schéma de la coupe transversale d'une paire de spires avant compensation de l'épaisseur d'émail et après sa compensation. . . . .	93
3.11 Schéma de la section de la face du dessus avant compensation de l'émail et après sa compensation. . . . .	95
3.12 Schéma de la section de la face du dessus du composant bobiné : (a) avant, (b) après mise à plat. . . . .	95
3.13 Schéma de mise à plat de : (a) la distance spire-enrobage, (b) la distance enrobage-tore. . . . .	96

3.14 Simulation d'un quart de spire avec prise en compte du coin. . . . .	98
3.15 Impact de la capacité du coin de la spire sur la capacité tore-spire totale en fonction de l'espace tore-spires $s$ . . . . .	98
3.16 Schéma d'un coin de spire avant et après compensation du coin. . . . .	99
3.17 Schéma des simulations EF 2-D, cartographie du champ électrique et réseau de capacités équivalentes associées. . . . .	101
3.18 Évolution des capacités élémentaires en fonction de l'écart tore-spires et de l'écart inter-spires. . . . .	102
3.19 Comparaison des méthodes analytiques de détermination de $C_{tc}$ pour différents cas, avec la méthode EF 2-D prise comme référence en verts, et pour chaque valeur l'écart relatif à cette référence en pointillés vert. . . . .	105
3.20 Comparaison des méthodes analytiques de détermination de $C_{tt}$ pour différents cas, avec la méthode EF 2-D prise comme référence en verts, et pour chaque valeur l'écart relatif à cette référence en pointillés vert. . . . .	106
3.21 Algorithme de la transformation 2-D de la géométrie, et du calcul des capacités élémentaires. . . . .	107
3.22 Schéma de simulation d'un quart de spire sur corps droit, en 3D : (a) vue isométrique, (b) description des frontières de la simulation, (c) vues de côté et de dessus. . . . .	109
3.23 Simulation électrostatique d'un quart de spire en 3D : (a) géométrie maillée, (b) cartographie du champ électrique. . . . .	109
3.24 Comparaison de la capacité tore-spire calculée avec une approche 3D et l'approche 2D proposée, pour différents cas d'espace tore-spire. . . . .	110
3.25 Cartographie du champ électrique et réseau capacitif équivalent pour l'évaluation des capacités inter-spire de deuxième rang : (a) $C_A$ pour l'extraction de $C_{tc}$ , (b) $C_B$ pour l'extraction de $C_{tt}$ , (c) $C_D$ pour l'extraction de $C_{tt2}$ . . . . .	111
3.26 Évolution des capacités linéiques élémentaires $C_{tc}$ , $C_{tt}$ et $C_{tt2}$ en fonction de l'espace inter-spire $\zeta$ . . . . .	112
3.27 Évolution des contributions des capacités élémentaires dans la CPE en fonction du nombre de tours, pour deux cas d'écart inter-spires. . . . .	112
3.28 Schéma de la simulation utilisée pour la modélisation inverse de la permittivité de l'enrobage du noyau. . . . .	115
3.29 Schémas des trois cas simulés pour le calcul de la CPE. . . . .	117
3.30 Comparaison des impédances mesurées, et modélisées pour le composant DUT1 à $N = 30$ tours. . . . .	117
3.31 Évolution de la CPE en fonction du nombre de tours pour trois hypothèses de compensation de la courbure des spires. . . . .	118
3.32 Caractérisation du comportement diélectrique du noyau : (a) photographie d'un tore testé, (b) schéma de la section d'un noyau idéal enrobé, (c) schéma équivalent capacitif. . . . .	120
3.33 Résultats de la caractérisation du comportement électrique des noyaux DUT2 et DUT3. . . . .	121
3.34 Évolution de la permittivité relative du matériau en fonction de l'angle de la zone active du test non-destructif. . . . .	122
3.35 Comparaison du modèle proposé de la CPE, appliqué sur une bobine de matériau ferrite de type Mn-Zn, à la mesure. . . . .	123
3.36 Tores équipés d'écarteurs de spires : (a) photographie des tores bobinés A1 sans écarteur, A2 avec écarteur de 0,8 mm, A3 avec écarteur de 1,6 mm, (b) et (c) respectivement les vues CAO des écarteurs de 0,8 mm et de 1,6 mm. . . . .	124

3.37	Évolution de la CPE en fonction de l'épaisseur nominale de l'écarteur de spires, et écart relatif des modèles à la mesure. . . . .	125
3.38	Évolution du volume du composant bobiné en fonction de l'épaisseur nominale de l'écarteur de spires. . . . .	125
3.39	Évolution de l'inductance de fuite pour les différents écarteurs. . . . .	127
3.40	Compromis entre la valeur de la CPE et le volume du composant bobiné avec l'ajout d'écarteurs de spires. . . . .	128
3.41	Géométrie d'un tore de mode commun classique (a), et oblong (b). . . . .	128
3.42	Photographies des noyaux : (a) le tore classique, et (b) le noyau oblong enrubannés et isolés, et (c) et (d) les mêmes bobinés. . . . .	129
3.43	Impédance de mode commun des noyaux bobinés de forme torique et oblongue. . . . .	130
4.1	Schéma structurel de la chaîne de conversion retenue. . . . .	135
4.2	Photographie de la chaîne de conversion. . . . .	135
4.3	Photographies de la boîte à filtre vide. . . . .	136
4.4	Mesure de l'impédance de MC des RSIL et des éléments en amont du filtre. . . . .	136
4.5	Spectre d'impédance des RSILs et des éléments en amont du filtre. . . . .	137
4.6	Mesure des impédances de MC du convertisseur : $Z_e$ et $Z_s$ . . . . .	137
4.7	Spectres des impédances d'entrée et de sortie du convertisseur. . . . .	138
4.8	Schéma du convertisseur dans la chaîne de conversion. . . . .	138
4.9	Modélisation de la tension aux bornes du transistor. . . . .	139
4.10	Mesure de l'impédance de mode commun du câble et de la charge en sortie du convertisseur. . . . .	140
4.11	Spectres d'impédance de la charge et du câble blindé de 5 m en aval du convertisseur. . . . .	140
4.12	Schéma structurel de la chaîne de conversion pour l'identification des impédances équivalentes. . . . .	141
4.13	Modèle circuit de mode commun de la chaîne de conversion sans le filtre, et son circuit de Thévenin équivalent. . . . .	141
4.14	Modèle circuit de mode commun de la chaîne de conversion avec son filtre. . . . .	142
4.15	Spectre du courant de mode commun au RSIL. . . . .	143
4.16	Schéma du volume bobiné à optimiser. . . . .	145
4.17	Schéma de la contrainte de simple couche, avec zoom sur une paire de spires le long du périmètre interne. . . . .	147
4.18	Détermination du coefficient géométrique minimal pour deux matériaux. . . . .	151
4.19	Détermination de la CPE maximale pour deux matériaux : (a) N30 et (b) 3E6. . . . .	152
4.20	Évolution de la CPE maximale en fonction de A. . . . .	153
4.21	Évolution de $V_b$ en fonction de $(R, N)$ pour les contraintes $SL$ et $NS$ . . . . .	156
4.22	Organigramme de l'algorithme $\text{opti}_{\text{bob}}$ de résolution semi-analytique du dimensionnement d'une bobine de mode commun. . . . .	157
4.23	Organigramme de l'algorithme $\text{opti}_{\text{BDD}}$ de dimensionnement d'une bobine de mode commun par balayage d'une base de données de noyaux toriques. . . . .	160
4.24	Résultats de l'optimisation avec l'algorithme $\text{opti}_{\text{bob}}$ pour le cahier des charges du tableau 4.4. . . . .	161
4.25	Schémas des bobines optimisées avec $\text{opti}_{\text{bob}}$ pour trois courants $I_{\text{max}}$ . . . . .	161
4.26	Résultats de l'optimisation avec l'algorithme $\text{opti}_{\text{BDD}}$ pour le cahier des charges du tableau 4.4. . . . .	162
4.27	Schémas des bobines optimisées avec $\text{opti}_{\text{BDD}}$ pour trois courants $I_{\text{max}}$ . . . . .	162
4.28	Comparaison du volume bobiné du composant pour les deux méthodes d'optimisations. . . . .	163

4.29	Évolution du courant $I_{max}$ en fonction du coefficient géométrique $A$ , mise en relation de $V_{Th}$ et $Y_{MC}$ en fonction de la fréquence. . . . .	165
4.30	Recherche du volume optimal par balayage de $L$ . . . . .	165
4.31	Schémas des sections des composants issus de l'optimisation à $L_{min}$ et à $L_{best}$ . . . . .	166
4.32	Organigramme de l'algorithme du dimensionnement de la bobine de mode commun $dim_{bob}$ avec recherche du volume optimal. . . . .	167
4.33	Schéma du quart de section bobinée pour la simulation de la CPE $dim_{CPE}$ : (a) après la compensation de l'épaisseur d'enrobage, (b) après la compensation de la courbure de la spire. . . . .	168
4.34	Organigramme de l'algorithme du dimensionnement de la bobine de mode commun avec la prise en compte de la CPE $dim_{CPE}$ . . . . .	170
4.35	Photographie du filtre réalisé pour la validation expérimentale. . . . .	172
4.36	Comparaison de l'impédance modélisée et mesurée de la bobine de mode commun $best$ . . . . .	173
4.37	Comparaison entre la mesure et le modèle du spectre du bruit de mode commun avec le filtre. . . . .	173
4.38	Spectre du bruit de mode commun avec le filtre et un noyau de ferrite supplémentaire. . . . .	174
4.39	Évolution du volume de la bobine dimensionnée avec $opti_{bob}$ en fonction de $\mu'_r(f_{sw})$ et de $B_{sat}$ . . . . .	176
4.40	Évolution du volume approximatif du noyau non bobiné en fonction de $\mu'_r(f_{sw})$ et de $B_{sat}$ . . . . .	178
4.41	Comparaison des rapports des indicateurs de volume, aux rapports des volumes bobinés optimisés pour un cahier des charges ( $L - I_{max}$ ), pour différents matériaux. . . . .	180
A.1	Précision sur le module de l'impédance mesurée à l'analyseur d'impédance HP4294A, équipé du socket 1647E, et avec les réglages $V_{osc} = 500\text{ mV}$ , $bw = 5$ . . . . .	203
C.1	Fonction de transfert de la pince de courant FCC-33-3. . . . .	207

# Introduction

L'ÉLECTRIFICATION massive des moyens de transport et des appareils en général, nécessaire à la réduction de la pollution de l'air et à la diminution de leur impact environnemental, entraîne un usage intensif des convertisseurs d'énergie électrique embarqués de type électronique de puissance. L'unique objectif d'augmentation du rendement ne suffit plus. Il est en effet attendu que ces convertisseurs soient compacts, fiables, bon marchés et aussi à faible impact environnemental.

Pour répondre à cet impératif de miniaturisation, les transistors à base de matériaux semi-conducteurs à large bande interdite, de type Nitrure de Gallium (GaN) ou Carbure de Silicium (SiC), ont été adoptés massivement par les concepteurs de convertisseurs. Ils permettent des fréquences de commutation plus grandes, ce qui facilite la miniaturisation des éléments passifs du convertisseur tels que les condensateurs et bobines. Dans le même temps, ces transistors, par leur découpage des grandeurs électriques, créent des perturbations électromagnétiques qui circulent dans les réseaux électriques et qui interfèrent avec le bon fonctionnement des autres appareils branchés sur ledit réseau. Les perturbations conduites qui se propagent par le mode commun sont les plus difficiles à filtrer. Pour les réduire, des filtres de compatibilité électromagnétique (CEM) sont donc installés en amont des convertisseurs. Ces filtres, la plupart du temps passifs, ne sont pas directement utiles au fonctionnement des convertisseurs, mais ils sont nécessaires pour respecter les normes de CEM en limitant l'émission des perturbations électromagnétiques. Pour répondre aux objectifs énoncés plus tôt, le volume, le poids et le coût des éléments passifs qui constituent ces filtres, et notamment les bobines, doivent donc être optimisés. Les degrés de liberté sur la fabrication et la valeur des bobines de filtrage étant plus importants que pour les condensateurs, les efforts d'optimisation sont généralement portés sur ces dernières.

La problématique de cette thèse est alors double. Le premier volet consiste en l'extension vers les hautes fréquences des modèles classiquement utilisés pour le dimensionnement des bobines de filtrage. Le deuxième volet concerne le développement de méthodes de dimensionnement utilisant ces nouveaux modèles, comme point de départ des réflexions sur le choix des matériaux magnétiques utilisés dans la fabrication des bobines, avec pour objectif l'optimisation de leur volume. Pour répondre à la problématique, cette thèse s'appuie sur les travaux de dimensionnement des bobines de filtrage CEM réalisés précédemment au *L2EP*. Ce manuscrit se découpe en quatre chapitres.

Le premier chapitre est dédié à la présentation de la CEM dans le contexte de l'électronique de puissance ainsi qu'à l'état de l'art du dimensionnement des bobines de filtrage CEM, et en particulier celle de mode commun. Les modèles d'impédance et les méthodes de dimensionnement des bobines de mode commun, ainsi que les modèles de mode commun des chaînes de conversion de la littérature, y sont détaillés.

Dans le deuxième chapitre, la contribution du noyau et de son matériau magnétique à l'impédance de la bobine est étudiée. Un dispositif expérimental de caractérisation est alors



mis au point. Ces caractérisations permettent dans un premier temps d'appliquer le modèle de Debye à la perméabilité du matériau magnétique, puis d'étudier le comportement haute fréquence des noyaux de type ferrite au manganèse-zinc (Mn-Zn). Les éléments finis sont alors employés pour comprendre les phénomènes physiques et proposer un premier modèle haute fréquence.

Le comportement haute fréquence des bobines dû aux capacités parasites des bobinages est étudié dans le troisième chapitre. La description du réseau capacitif et du couplage électromagnétique entre le noyau et le bobinage permet ainsi dans un premier temps, de proposer une expression de la capacité parallèle équivalente (CPE) en fonction des capacités élémentaires tore-spire, inter-spires et de frange. Puis, dans un deuxième temps ces capacités sont modélisées par les éléments finis à deux dimensions (2-D), en proposant une transformation vers une représentation 2-D de la courbure des spires. Le modèle de la CPE et l'impact des hypothèses de transformation 2-D sont détaillés dans une troisième partie. Enfin, le modèle est validé expérimentalement, et un test non destructif simple est proposé afin de vérifier si un matériau inconnu est compatible avec les hypothèses de modélisation.

Le dernier chapitre concerne l'usage des modèles développés dans les chapitres précédents pour le dimensionnement de la bobine de mode commun à matériau connu. Le circuit équivalent de mode commun de la chaîne de conversion retenue dans cette thèse est présenté dans un premier temps. Puis il est utilisé pour définir l'impédance requise pour le dimensionnement de la bobine. Grâce à cette information, la bobine est dimensionnée dans un premier temps avec une méthode développée précédemment au *L2EP*, puis avec une méthode de type parcours de base de données (BDD). Les deux méthodes sont ensuite étendues à la prise en compte des effets capacitifs du bobinage. Les méthodes sont alors validées expérimentalement. Le matériau étant une entrée de la procédure de dimensionnement, la question du matériau qui minimise le volume pour une application donnée se pose. Il est alors proposé dans la dernière partie de ce chapitre un indicateur du volume du noyau magnétique pour trier les matériaux avant dimensionnement. Cet indicateur dépend des caractéristiques des matériaux magnétiques, et est issu d'une approximation de la méthode de dimensionnement analytique développée au *L2EP*. Il est comparé à d'autres indicateurs relevés dans la littérature.

# Perturbations conduites en électronique de puissance

## Sommaire du présent chapitre

<b>1.1 Contexte technique et scientifique</b>	<b>4</b>
1.1.1 Convertisseurs embarqués à haute densité de puissance . . . . .	4
1.1.2 Axes scientifiques développés . . . . .	5
<b>1.2 Perturbations électromagnétiques conduites en électronique de puissance</b>	<b>5</b>
1.2.1 Compatibilité électromagnétique en électronique de puissance . .	6
1.2.1.1 Sources de perturbation . . . . .	6
1.2.1.2 Chemins de propagation . . . . .	6
1.2.1.3 Modes de propagation des PEMC . . . . .	8
1.2.2 Mesures et quantification des PEMC . . . . .	9
1.2.2.1 Normes de CEM . . . . .	9
1.2.2.2 Mesures des PEMC . . . . .	9
1.2.2.3 Type de détection . . . . .	12
1.2.3 Moyens de réduction des PEMC . . . . .	13
1.2.3.1 Etat de l'art . . . . .	13
1.2.3.2 Filtrage passif des PEMC . . . . .	14
1.2.3.3 Fonction de transfert d'un filtre de mode commun . . . . .	17
<b>1.3 Modélisation de la bobine de mode commun</b>	<b>19</b>
1.3.1 Aspects magnétiques . . . . .	19
1.3.1.1 Perméabilité magnétique . . . . .	19
1.3.1.2 Cycle d'hystérésis . . . . .	20
1.3.1.3 Induction à saturation . . . . .	20
1.3.1.4 Inductance . . . . .	20
1.3.1.5 Représentation complexe de type petits signaux . . . . .	21
1.3.2 Aspects électriques . . . . .	22
1.3.2.1 Couplages capacitifs dus aux enroulements . . . . .	23
1.3.2.2 Comportement diélectrique du matériau magnétique . . . .	23
1.3.3 Aspects thermiques . . . . .	24

1.3.3.1 Pertes . . . . .	24
1.3.3.2 Transfert thermique . . . . .	25
1.3.4 Circuits Équivalents . . . . .	25
1.3.4.1 À l'échelle de la spire . . . . .	25
1.3.4.2 A l'échelle du composant . . . . .	26
1.3.5 Modèles développés dans la thèse . . . . .	26
<b>1.4 Méthodes de dimensionnement du filtre de mode commun</b>	<b>27</b>
1.4.1 Détermination des paramètres circuits limites de la bobine de mode commun . . . . .	27
1.4.1.1 Détermination de l'inductance minimale requise . . . . .	27
1.4.1.2 Prise en compte de la CPE . . . . .	27
1.4.2 Dimensionnement de la bobine de mode commun . . . . .	28
1.4.2.1 Par des méthodes d'optimisation numérique . . . . .	28
1.4.2.2 Par la méthode du produit des aires . . . . .	28
1.4.2.3 Par des méthodes de résolution dédiées . . . . .	29
1.4.3 Sélection du matériau magnétique optimal . . . . .	29
1.4.3.1 Matériaux magnétiques doux pour l'électronique de puissance	29
1.4.3.2 Indicateur de volume . . . . .	31
1.4.4 Méthode développée dans la thèse . . . . .	32
<b>1.5 Modélisation de la chaîne de conversion</b>	<b>32</b>
1.5.1 Domaine de simulation . . . . .	33
1.5.1.1 Simulation temporelle . . . . .	33
1.5.1.2 Simulation Fréquentielle . . . . .	33
1.5.2 Modélisation des chemins de propagation . . . . .	33
1.5.2.1 Modélisation par Sources Équivalentes à Topologies Multiples	34
1.5.2.2 Modélisation par terminaux équivalents . . . . .	34
1.5.2.3 Modélisation par identification des chemins de propagation	34
1.5.3 Modèle retenu dans la thèse . . . . .	35
<b>1.6 Conclusions du chapitre</b>	<b>36</b>

CE CHAPITRE a pour but de présenter la problématique de la compatibilité électromagnétique en électronique de puissance et plus particulièrement des perturbations conduites. Après un rappel du contexte technique de la conversion d'énergie embarquée, les phénomènes physiques à l'origine de ces perturbations seront brièvement présentés. Puis les moyens de mesure et de réduction de ces perturbations seront expliqués. Par la suite, un état de l'art concernant la modélisation des bobines de mode commun, les méthodes de dimensionnement des filtres de mode commun et les méthodes de modélisation de mode commun d'une chaîne de conversion permettra de situer les travaux par rapport à la littérature sur le sujet.

## 1.1 Contexte technique et scientifique

Le contexte technique de la conversion embarquée à haute densité de puissance est rappelé, puis les axes scientifiques qui seront développés dans ce chapitre sont brièvement présentés.

### 1.1.1 Convertisseurs embarqués à haute densité de puissance

L'électrification massive des moyens de transport demande des convertisseurs d'énergie électrique fiables, à haut rendement et à haute densité de puissance. Classiquement, la montée

en fréquence de fonctionnement des convertisseurs statiques de puissance a permis de réduire la taille des éléments passifs, en diminuant la quantité d'énergie transmise sur un cycle et ainsi d'augmenter la densité de puissance. L'avènement des transistors à large bande interdite, tel que les transistors au nitrure de gallium (*gallium nitride*) (GaN) et au carbure de silicium (*silicon carbide*) (SiC) a permis d'augmenter encore la fréquence de commutation [Mor19]. Néanmoins cette approche semble montrer des limites [Kol10; Kol16]. Dans [Kol16] il est montré que même avec un transistor idéal (pas de pertes en conduction, pas de pertes en commutation) le rendement et la densité de puissance d'un système de type onduleur atteint une limite à cause des pertes dans les composants magnétiques, du volume des composants passifs et des filtres de CEM. Le défi est d'autant plus grand que la montée en fréquence crée des perturbations à plus haute fréquence qui sont plus difficiles à filtrer [Han17; Mor19]. Une augmentation de la fréquence, selon la norme CEM à respecter, n'est pas toujours synonyme de réduction du volume de ces composants [Hel09; Zaï18].

Pour dépasser ces limitations, de nouveaux matériaux et de nouvelles technologies de rupture sont nécessaires [Kol10]. Ainsi pour les composants magnétiques, de nouvelles techniques de bobinage et une étude des limites théoriques pour le dimensionnement des composants magnétiques sont à envisager.

### 1.1.2 Axes scientifiques développés

Les défis énoncés précédemment demandent de développer des axes de recherche qui mêlent le requis des normes de CEM, la modélisation des perturbations électromagnétiques (PEM), les moyens de les réduire et les matériaux utilisés dans la fabrication des composants. L'état de l'art de ces travaux se découpe alors en quatre parties. La première concerne la définition des PEM dans le cadre de la conversion statique de puissance et les moyens de les réduire avec notamment les filtres passifs à bobine. La deuxième aborde naturellement la modélisation de ces bobines et la traduction de ces modèles en circuits équivalents pour intégrer le requis des normes CEM dans la conception des filtres. Ces modèles ont été conçus par leurs auteurs respectifs pour dimensionner les filtres passifs avec pour objectif la réduction du poids ou du volume de ce dernier. Ces méthodes de dimensionnement sont alors présentées dans une troisième partie. Enfin, le filtre faisant partie d'une chaîne de conversion, les techniques de modélisation de celle-ci seront abordées dans une quatrième partie.

## 1.2 Perturbations électromagnétiques conduites en électronique de puissance

Les convertisseurs statiques de puissance créent du bruit électrique qui peut interférer avec les autres appareils à proximité. Il est alors nécessaire de limiter les niveaux d'émission de ce bruit (conduit ou rayonné) et de protéger les appareils qui y sont sensibles. Ces aspects sont rassemblés dans l'étude de la CEM. Dans cette section les notions de la CEM utiles pour l'électronique de puissance sont rappelées, puis les moyens de mesure et les normes associées sont présentés et enfin les moyens de réduction des perturbations électromagnétiques sont détaillés.

## 1.2.1 Compatibilité électromagnétique en électronique de puissance

*La CEM est la capacité d'un système électronique à fonctionner normalement dans le voisinage électromagnétique pour lequel il a été conçu et à ne pas polluer électromagnétiquement ce même voisinage [Ott09].*

Cette définition est recontextualisée avec le principe des PEM schématisé dans la figure 1.1, avec la *Source* de perturbation, qui par l'intermédiaire de *Chemins de propagation*, impacte le fonctionnement de la *Victime* (phénomène d'interférence). En électronique de puissance les *Sources* et les *Victimes* peuvent être tout ou partie d'une chaîne de conversion (transistors de puissances, circuits auxiliaires de contrôle-commande, charges ...) et les *Chemins de propagation* peuvent être des conducteurs dans le cadre des perturbations conduites, ou un champ électromagnétique dans le cas des perturbations rayonnées. Les moyens de résoudre un problème de CEM sont alors :

- de diminuer le niveau des émissions des perturbations à la source,
- de réduire les couplages entre la source et la victime,
- et d'augmenter le seuil d'immunité aux perturbations de la victime.

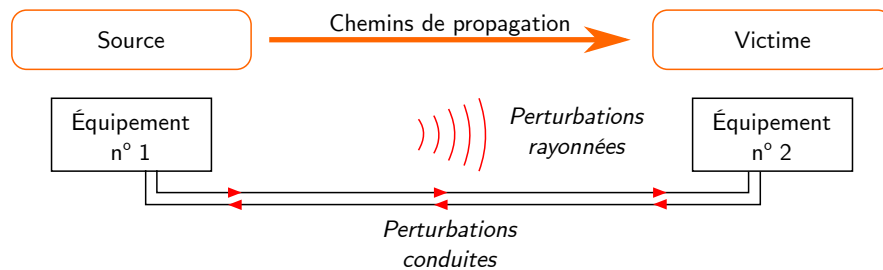


FIGURE 1.1 – Schéma de principe des PEM.

Dans cette thèse seules les perturbations électromagnétiques conduites (PEMC) sont étudiées. En effet en électronique de puissance, les systèmes de conversion découpent les tensions et courants dans une plage de fréquence où les PEMC sont majoritaires. De plus ces convertisseurs sont rarement connectés seuls à une même source d'alimentation (réseau domestique, ou de véhicule), il est donc essentiel de maîtriser ces perturbations pour assurer la CEM de l'ensemble des appareils d'un même réseau.

### 1.2.1.1 Sources de perturbation

La source des PEM en électronique de puissance est le découpage régulier des tensions et des courants qui a lieu au niveau des semi-conducteurs de puissance (transistors, diodes, ...) par commutation dures de ces derniers. Les commutations dures créent des créneaux avec des temps de montée et de descente courts, qui sont assimilables à une forme d'onde de type trapèze. Les variations rapides de la tension aux bornes des semi-conducteurs et du courant les traversant, représentées respectivement par les dérivées  $dv/dt$  et  $di/dt$ , créent des signaux qui s'étalent sur une large bande de fréquence, comme montré dans la figure 1.2. Ces harmoniques haute fréquence (HF) sont susceptibles d'emprunter divers chemins de propagation.

### 1.2.1.2 Chemins de propagation

Les PEM produites au niveau de la source sont soit conduites, soit rayonnées vers la victime comme montré dans la figure 1.1. Dans le cas du rayonné c'est la propagation d'une onde

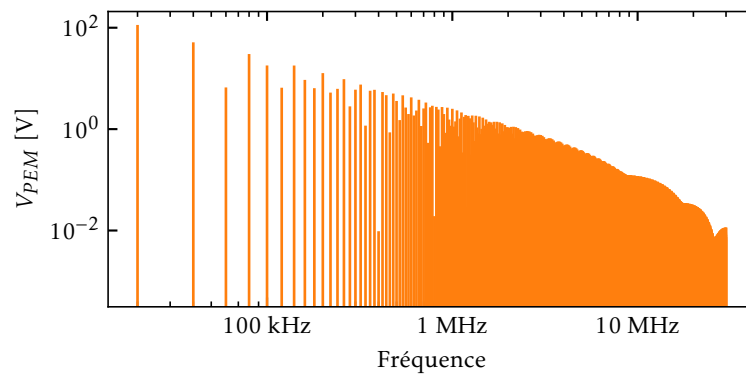


FIGURE 1.2 – Spectre d’une source de perturbations de type tension de forme d’onde trapézoïdale, avec les paramètres suivants : amplitude de 200 V, fréquence de 20 kHz, rapport cyclique de 35 %, temps de montée de 115 ns et temps de descente de 32 ns.

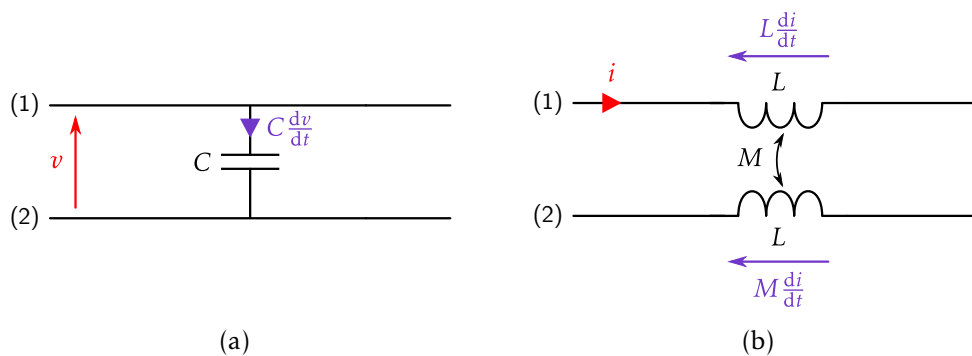


FIGURE 1.3 – Couplages capacitif (a) et inductif (b) entre deux conducteurs.

électromagnétique dans l’air qui sera le vecteur de la perturbation, dans le cas du conduit c’est un ou des conducteurs. Enfin les couplages en champ proche sont de l’ordre du conduit car ils sont modélisables par un élément circuit localisé. En effet, l’hypothèse de l’approximation des régimes quasi-stationnaires s’applique, car la distance entre les éléments couplés est bien plus faible que la longueur d’onde de la perturbation. Il n’y a donc pas de propagation. Ces couplages sont capacitifs (champ électrique) et inductifs (champ magnétique).

**Les couplages capacitifs :** La figure 1.3(a) montre deux conducteurs proches, qui lorsqu’ils sont soumis à une différence de potentiel  $v$  se comportent comme une capacité  $C$ . Lorsqu’une variation de tension non désirée, représentée par  $dv/dt$  dans la figure 1.3(a), excite ces deux conducteurs, un courant de perturbation  $C dv/dt$  circule entre eux. Ce type de couplage apparaît dans un convertisseur notamment au niveau du radiateur, des composants semi-conducteurs et des câbles (blindés ou non).

**Les couplages inductifs :** La figure 1.3(b) montre deux conducteurs proches, qui sont modélisés par une paire d’inductances  $L$  couplées à travers une inductance mutuelle  $M$ . Lorsqu’une variation de courant, représentée par  $di/dt$  dans la figure 1.3(b), parcourt un des conducteurs, il y

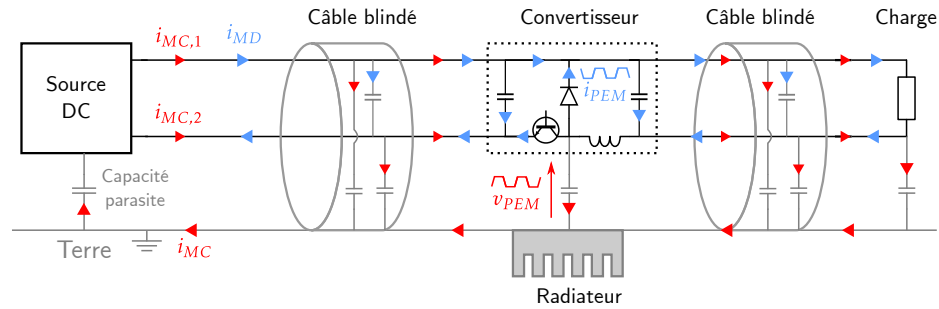


FIGURE 1.4 – Modes de propagation des PEMC dans une chaîne de conversion avec un exemple de hacheur.

a alors une chute de tension sur les deux conducteurs. Ce type de couplage apparaît dans un convertisseur, entre les phases et entre les boucles de puissance et de commande par exemple.

**Les couplages dits parasites :** Ces couplages non désirés, mais inévitables (conducteurs en regard, longueurs de conducteur ...), sont qualifiés dans la suite de ces travaux de parasites. Ils seront représentés par des éléments circuits  $L, C$  de faible valeur par rapport aux éléments circuits conçus pour le fonctionnement d'une chaîne de conversion.

### 1.2.1.3 Modes de propagation des PEMC

Les PEMC présentées précédemment circulent depuis la cellule de commutation du convertisseur jusqu'au réseau à travers toute la chaîne de conversion. Afin d'étudier et de réduire le niveau des PEMC, deux modes de propagation sont identifiés : le mode commun (MC) et le mode différentiel (MD). Ils sont expliqués ci-après avec l'exemple d'une chaîne de conversion continu-continu (*direct current to direct current*) (DC-DC) de puissance présentée dans la figure 1.4.

**Mode Commun :** Le MC apparaît lorsqu'une impédance commune à deux circuits est excitée. Des courants circulent alors dans le même sens sur les deux circuits. Par exemple dans la figure 1.4, il existe un couplage capacitif au niveau du radiateur entre la terre et les conducteurs représentés par une capacité parasite. Lorsque ce couplage est excité par une variation de la tension  $v_{PEM}$  entre le point milieu du convertisseur et la terre, des courants  $i_{MC,1}$  et  $i_{MC,2}$  circulent sur les conducteurs. Ces courants parcourent les conducteurs dans le même sens et reviennent ici par un couplage capacitif entre la terre et la source d'alimentation. Leur somme donne le courant de mode commun total  $i_{MC}$ .

**Mode Différentiel :** Le MD apparaît lorsqu'une tension est appliquée à un circuit à deux conducteurs. Le courant circule et fait une boucle à travers le circuit. Par exemple dans la figure 1.4, le mode différentiel est celui de la puissance. Les commutations créent des courants de mode différentiel haute fréquence  $i_{PEM}$  qui se superposent à la puissance et voyagent à travers toute la chaîne.

**Séparation des modes de propagation :** Les modes de propagation présentés précédemment peuvent être analysés séparément et indépendamment l'un de l'autre sous hypothèse que les

perturbations d'un mode d'influent pas sur l'autre mode, ce qui nécessite que les impédances de chacun des conducteurs soient identiques. La chaîne de conversion est alors qualifiée de symétrique par rapport à la terre et il n'y a pas de transfert de mode.

## 1.2.2 Mesures et quantification des PEMC

Le niveau des PEMC est limité par les normes CEM. Une brève explication des normes de CEM sera donnée et les moyens de mesure associés seront présentés dans les sous-sections suivantes.

### 1.2.2.1 Normes de CEM

Les niveaux maximums d'émission et de susceptibilité en fonction de la bande de fréquence considérée, ainsi que les moyens de mesure des PEM sont définis dans des normes de CEM par des organismes, tels que le comité international spécial des perturbations radioélectriques (CISPR), le comité radio-rechnique pour l'aviation (*radio technical committee for aeronautics*) (RTCA), ou le comité européen de normalisation en électronique et en électrotechnique (CENELEC). Les PEM sont alors mesurées à un endroit précis de la chaîne de conversion (en amont ou en aval du convertisseur par exemple pour la *DO160*) et dans un environnement contrôlé. Les niveaux limites maximums définis pour chacune des fréquences de la plage considérée par la norme sont exprimés en (dB  $\mu$ V) ou les (dB  $\mu$ A). La conversion vers les (dB  $\mu$ V) ou les (dB  $\mu$ A) à partir de la valeur absolue des perturbations  $x_{PEM}$  en (V) ou en (A) est réalisée grâce à la fonction  $G_\mu$  définie dans l'équation (1.1).

$$G_\mu: \mathbb{R}_0^+ \rightarrow \mathbb{R}, \quad x_{PEM} \mapsto 20 \cdot \log\left(\frac{x_{PEM}}{10^{-6}}\right) \quad (1.1)$$

Par exemple la norme *EN55022* définit les niveaux d'émission en (dB  $\mu$ V) pour les PEMC entre 150 kHz et 30 MHz. Deux classes sont définies en fonction du domaine d'application. La classe A concerne les appareils en milieu industriel et la classe B concerne les appareils en milieu résidentiel pour lequel les niveaux maximums d'émission sont plus contraignants. Les niveaux maximums d'émission sont montrés dans la figure 1.5. Les deux types de niveau, moyen et quasi-crête, dépendent du type de détecteur utilisé lors de la mesure (voir la section 1.2.2.3).

Un deuxième exemple issu du milieu aéronautique (norme *DO-160G*) est montré dans la figure 1.6. Les niveaux maximums d'émission sont définis pour deux catégories d'équipement : la B pour des équipements situés dans une zone de l'avion où un niveau tolérable d'émission est accepté et la H pour les équipements situés dans une zone de l'avion plus critique tel qu'à proximité des moyens de communication ou des sondes de mesure [RTC10; Dos19].

### 1.2.2.2 Mesures des PEMC

Dans le but de réaliser des mesures comparables et répétables, les essais normatifs sont réalisés avec un environnement maîtrisé (plan de masse, cage de Faraday et filtres passe-bas avec l'alimentation). Le réseau stabilisateur d'impédance de ligne (RSIL) permet de découpler le réseau d'alimentation de la chaîne de conversion sous test. Il est installé entre les deux, comme cela est montré sur la figure 1.7. Ainsi les perturbations en amont du RSIL sont rejetées et les perturbations en aval sont confinées dans la chaîne de conversion. Il permet en plus de mesurer les PEMC sur une impédance de  $50 \Omega$  côté chaîne de conversion.



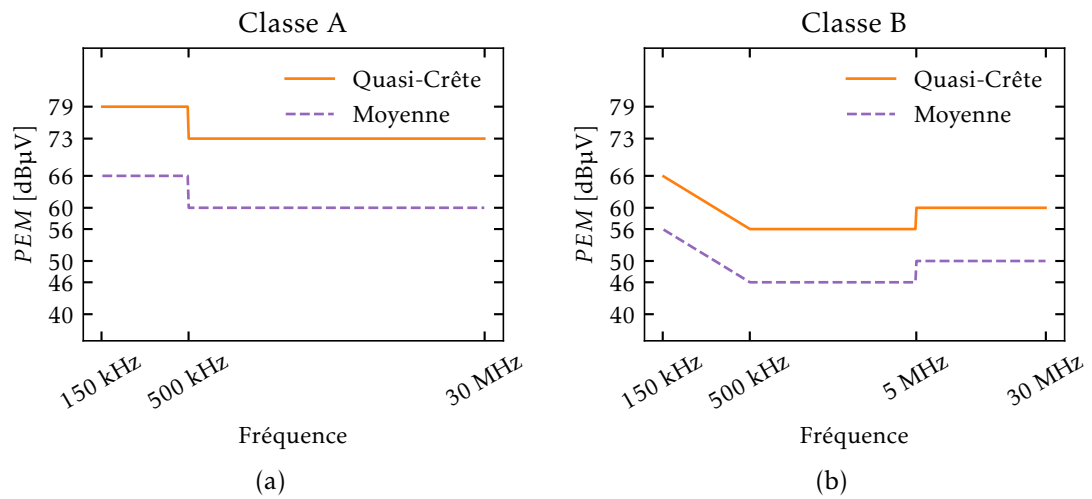


FIGURE 1.5 – Niveau maximal d'émission des PEMC dans la norme EN55022 : (a) appareils de la classe A, (b) appareils de la classe B.

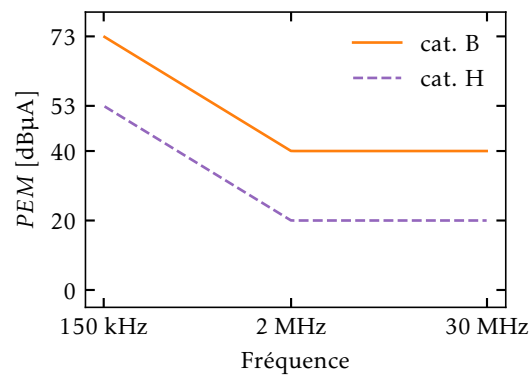


FIGURE 1.6 – Niveau maximal d'émission des PEMC dans la norme DO-160G.

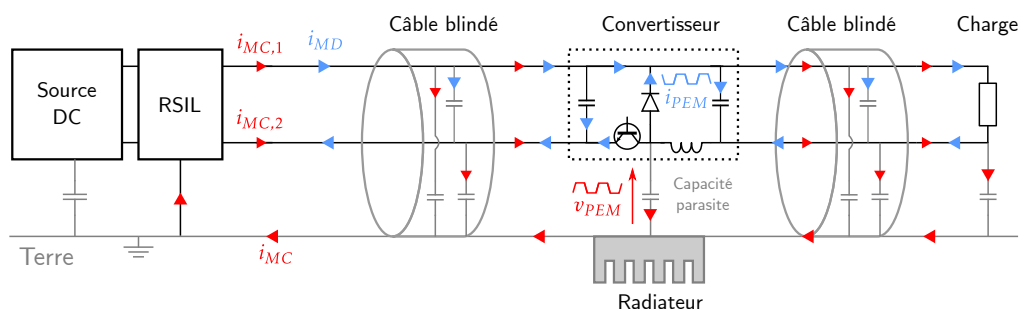


FIGURE 1.7 – Chaîne de conversion DC-DC équipée d'un RSIL pour la mesure des PEMC.

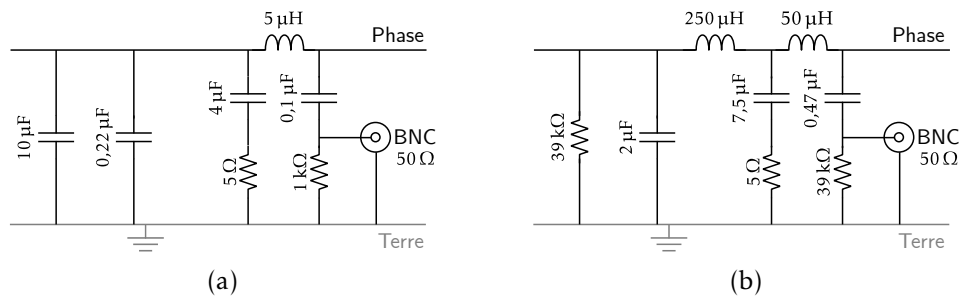


FIGURE 1.8 – Circuit équivalent de deux RSIL monophasés : (a) *NNBM 8126-A* et (b) *EMCO 3810/2*.

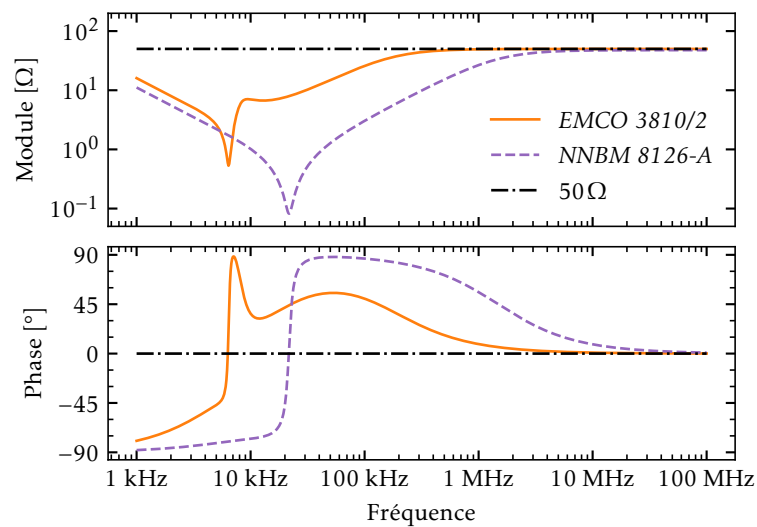


FIGURE 1.9 – Impédance entre la phase et la terre des RSIL *EMCO 3810/2* et *NNBM 8126-A*.

**Le RSIL :** Chaque norme définit un RSIL particulier, par exemple le *NNBM 8126-A* (cf. figure 1.8(a)) pour la norme aéronautique *DO-160G*, ou le *EMCO 3810/2* (cf. figure 1.8(b)) pour la norme *EN55022*. Le RSIL est aussi équipé d'un port de mesure, la plupart du temps avec un connecteur baïonnette Neill-Concelman (BNC), sur lequel le récepteur de mesure CEM est branché (son impédance d'entrée est égale à  $50\ \Omega$ ). La figure 1.9 montre l'impédance entre la phase et la terre des deux RSIL présentés précédemment. Leur impédance tend vers  $50\ \Omega$  dans la partie haute du spectre.

Il est important de noter que lors de la mesure des PEM une impédance de  $50\ \Omega$  doit toujours être présente sur le port de mesure du RSIL, qu'elle provienne de l'entrée d'un appareil de mesure comme les receveurs CEM, ou d'un bouchon  $50\ \Omega$  à défaut.

**Séparation des modes de propagations à la mesure :** Le niveau des perturbations (tension ou courant selon les normes) mesuré sur chacun des conducteurs d'alimentation du système est comparé à celui défini dans la norme. Les normes ne font pas la différence entre les modes de propagation. La séparation des perturbations en mode de propagation est surtout utile au concepteur pour proposer des solutions pour leur réduction. Par exemple, sur le système à

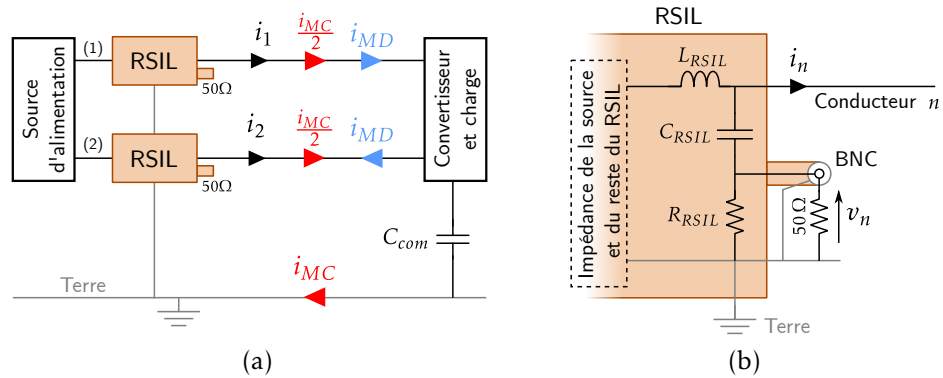


FIGURE 1.10 – PEM mesurées au niveau des RSIL dans une chaîne de conversion DC-DC : (a) séparation des modes de propagation, (b) détails au niveau des RSIL.

deux conducteurs avec deux RSIL monophasés présentés dans la figure 1.10(a), il est possible de retrouver par le calcul l'expression du courant de mode commun  $i_{MC}$  et du courant de mode différentiel  $i_{MD}$ , à partir de la mesure des courants  $i_1$  et  $i_2$  de chacun des conducteurs, grâce aux équations

$$\begin{cases} i_{MC} = i_1 + i_2 \\ i_{MD} = \frac{i_1 - i_2}{2} \end{cases} \quad (1.2)$$

Il en est de même pour les tensions de mode commun  $v_{MC}$  et de mode différentiel  $v_{MD}$ , retrouvées par le calcul dans l'équation (1.3) à partir de la mesure de la tension des perturbations  $v_n$  de chacun des conducteurs au travers du RSIL, avec  $n \in \{1, 2\}$ . Cette tension  $v_n$  est montrée dans la figure 1.10(b), avec un RSIL représenté partiellement (par exemple  $L_{RSIL} = 5 \mu\text{H}$ ,  $C_{RSIL} = 0,1 \mu\text{F}$  et  $R_{RSIL} = 1 \text{k}\Omega$  pour le RSIL de la figure 1.8(a)). La tension de mode commun est alors définie comme la tension moyenne des tensions mesurées et la tension de mode différentiel par leur demi-différence, soit

$$\begin{cases} v_{MC} = \frac{v_1 + v_2}{2} \\ v_{MD} = \frac{v_1 - v_2}{2} \end{cases} \quad (1.3)$$

Néanmoins dans la pratique, cela nécessiterait la mesure simultanée de deux signaux avec un très faible décalage temporel pour reconstituer les spectres de MC et de MD de manière fidèle en haute fréquence. C'est pourquoi des séparateurs de mode sont proposés dans la littérature [Cap02; Wan05; Sch14].

D'autres moyens de séparation sont imposés par certaines normes, comme la DO-160G par exemple. Cette norme oblige à l'utilisation de pinces de courant pour la mesure des PEMC par mode de propagation. Dans ce cas, les connecteurs de mesure des RSIL sont fermés par des bouchons  $50 \Omega$  et la pince de mesure est branchée directement au récepteur de mesure CEM. Pour mesurer les PEMC de MC les deux câbles de phase sont passés dans le même sens afin d'annuler le mode différentiel, pour le MD un des câbles voit son sens inversé pour annuler le mode commun, comme cela est indiqué respectivement sur la figure 1.11(a) et (b).

### 1.2.2.3 Type de détection

La mesure des PEMC se fait grâce à un récepteur de mesure CEM, qui est en fait un analyseur de spectre équipé de plusieurs détecteurs [Hör12; Vie21; Zai18] : le détecteur de moyenne

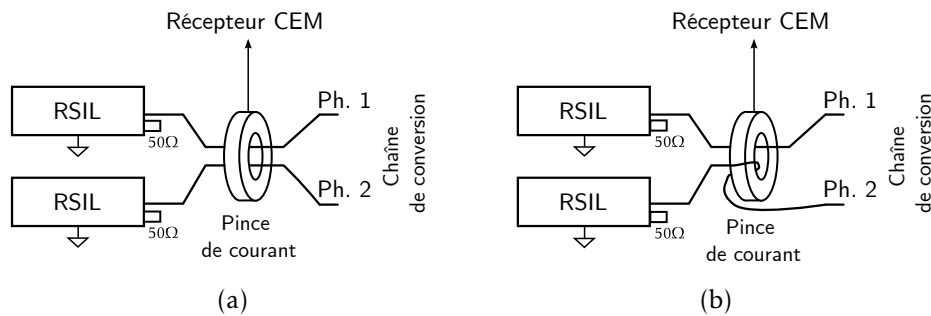


FIGURE 1.11 – Mesure des PEMC avec une pince de courant : (a) mode commun, (b) mode différentiel.

(*average*) (AVG), le détecteur quasi-crête (*quasi-peak*) (QP) et le détecteur crête (*peak*) (PK). Selon la fabrication de l'appareil, ces détecteurs sont complètement analogiques (comme le *R&S ESPI 3GHz* utilisé dans cette thèse), d'autres sont numériques et font appel à une transformée de Fourier à court terme (TFCT).

Dans cette thèse la détection PK est utilisée pour simplifier les calculs et éviter de modéliser le détecteur QP pour la validation des résultats de simulation. En effet la modélisation du récepteur de mesure est complexe [Hör12; Kar15; Vie19; Vie21] et le niveau de bruit mesuré en PK est toujours supérieur au niveau mesuré en QP. Ainsi un filtre dimensionné pour le respect d'une norme exprimée en QP, mais avec un niveau de perturbation exprimé en PK, doit passer la norme car le modèle surestime légèrement le niveau d'émission.

### 1.2.3 Moyens de réduction des PEMC

Afin de respecter les normes de CEM, des moyens de réductions des PEMC sont utilisés. Un état de l'art rapide de ces moyens sera présenté, puis l'usage et le dimensionnement des filtres passifs seront détaillés.

#### 1.2.3.1 Etat de l'art

Il existe plusieurs techniques de réduction du niveau des PEMC qui sont classées en deux grandes familles [Mai10] : les techniques de réduction à la source et les techniques de réduction sur le chemin de propagation.

Les premières interviennent à la source des PEMC et concernent la conception du circuit, le placement et la sélection des composants actifs, ainsi que la technique de contrôle-commande du convertisseur et l'utilisation de commutations douces. Par exemple, dans [Vid17] une technique de modulation de largeur d'impulsion (*pulse width modulation*) (PWM) permet de synchroniser les commutations d'un onduleur avec celles de son étage redresseur, en vue d'annuler théoriquement les PEM de MC. Un second exemple de réduction des PEM à la source est de contrôler la vitesse de commutation des semi-conducteurs de manière active comme dans [Idi06].

Les secondes agissent sur les chemins de propagation avec pour but de contenir la circulation des perturbations à l'intérieur du convertisseur. Parmi toutes ces techniques, seul l'ajout de filtres externes actifs ou passifs est réalisable après la conception du convertisseur, les autres techniques nécessitent des études dès la conception. De plus, l'usage des filtres externes est commun en électronique de puissance car il est rare de parvenir à un niveau d'émission assez bas pour le respect des normes en se limitant aux techniques de réduction à la source.

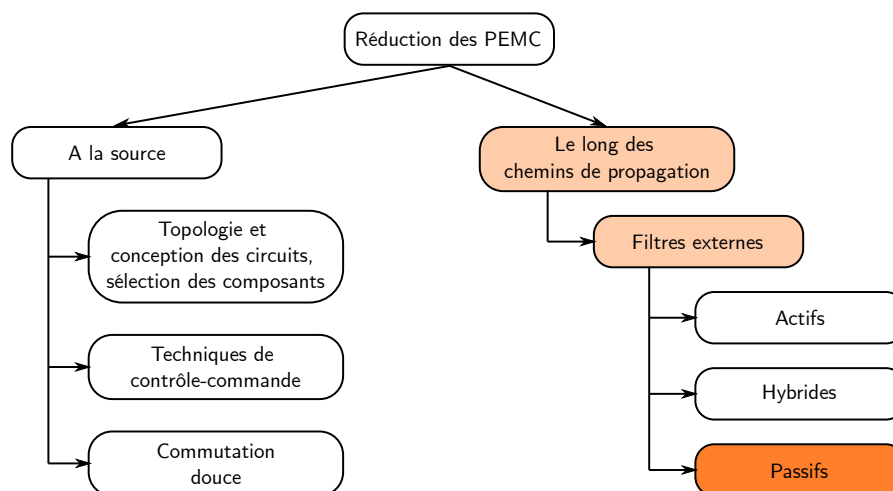


FIGURE 1.12 – Classification des techniques de réductions des PEMC [Mai10] et positionnement de la thèse en orange.

Dans ces travaux de thèse le convertisseur est considéré comme une donnée d'entrée du problème de CEM, **seuls les filtres externes sont alors étudiés**. Trois types de filtre des PEMC sont alors envisageables : les actifs, les passifs et les hybrides. Le filtrage actif des PEMC, externe au convertisseur, fait appel à des composants tels que des amplificateurs opérationnels pour compenser le niveau de bruit par une boucle de rétroaction. Néanmoins, à l'heure actuelle leur bande passante et la stabilité de la boucle de rétroaction limitent leur usage [Mai10] à des application à faible niveau de bruit. Les filtres passifs sont essentiellement une combinaison de condensateurs et de bobines agencés de telle manière à former des filtres passe-bas. La combinaison des filtres passifs et actifs forment des filtres hybrides [Ali12; Ali13].

Le positionnement de la thèse vis-à-vis des techniques de réduction des PEMC est résumé dans la figure 1.12. En effet, **dans les travaux présentés ici, seuls les filtres passifs sont étudiés** car ils peuvent représenter une part conséquente du volume du convertisseur [Kol10; Kol16] et demandent donc à être optimiser en performance et en volume.

### 1.2.3.2 Filtrage passif des PEMC

Le but de ces filtres est de rediriger les PEMC vers le convertisseur (leur source), plutôt que vers le réseau (leur victime), tout en laissant passer la puissance. Des filtres passe-bas sont donc utilisés. Ils offrent typiquement un chemin de faible impédance, côté convertisseur, pour le retour des PEM et les empêchent de se propager sur le réseau en y présentant une forte impédance à haute fréquence. Le filtre le plus commun est un filtre de type  $LC$ , il est aussi possible d'augmenter l'atténuation grâce à la mise en cascade de filtres  $LC$ .

La méthode la plus simple pour filtrer des PEMC serait donc d'ajouter un filtre  $LC$  sur chacune des phases. Néanmoins cette approche, où les PEMC de MD et de MC sont filtrées en même temps a quelques inconvénients. Les condensateurs utilisés dans les filtres de MC sont connectés entre les phases et la terre. Ils doivent alors respectés des normes de sécurité qui limitent leur valeur. De fait, l'inductance requise pour le filtrage des PEM est très grande. Cela n'est pas compatible avec le niveau de courant de puissance en MD (saturation du noyau et donc chute de l'impédance de la bobine, mais aussi impact sur le fonctionnement basse fréquence

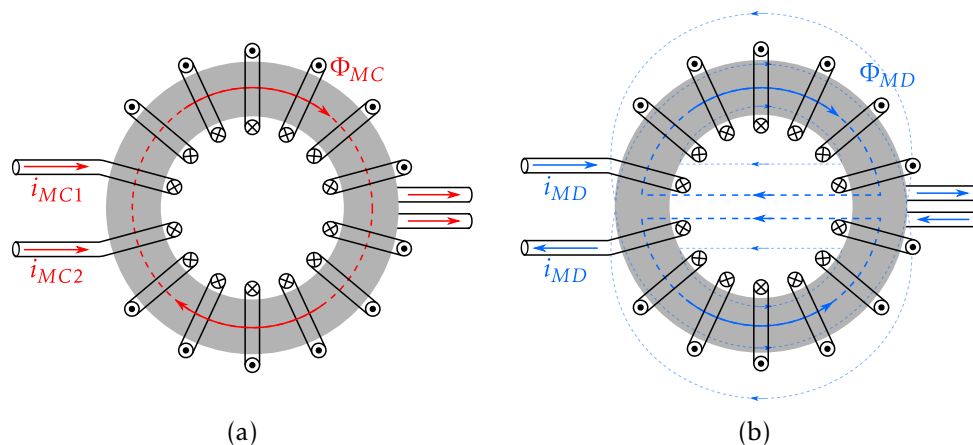


FIGURE 1.13 – Schéma du flux magnétique à travers une bobine de mode commun : (a) excitée en mode commun, (b) excitée en mode différentiel.

(BF) du convertisseur). C'est pour ces raisons que l'utilisation des bobines couplées est préférée. Les bobines couplées tirent partie des modes de propagation des PEMC pour réaliser un filtrage ciblé d'un mode de propagation sans être impactées (ou peu impactées) par l'autre mode.

Le principe de fonctionnement des bobines couplées est montré à la suite, ainsi que leur usage dans les filtres de mode commun et de mode différentiel.

**Bobines couplées :** Les bobines couplées partagent le même noyau. Chacun des enroulements peut contribuer au flux magnétique ou s'y opposer, selon le sens de bobinage. Les bobines de mode commun sont ainsi conçues pour présenter une grande impédance au courant de mode commun. La figure 1.13(a) montre que les flux s'additionnent, pour former le flux de MC  $\Phi_{MC}$ . Au contraire, en MD, ces bobines présentent une très faible impédance. La figure 1.13(b) montre que les flux opposés  $\Phi_{MD}$  se referment dans l'air, ce qui a pour effet d'empêcher la saturation du noyau de la bobine par la puissance (MD). Les bobines de mode différentiel voient le sens d'un de leurs bobinages inversé. Leur comportement par rapport aux modes d'excitation est alors l'inverse de celui des bobines de MC.

La représentation circuit des ces bobines est montrée dans la figure 1.14, avec l'inductance  $L$ , l'inductance mutuelle  $M$  et les traits sous les inductances pour montrer que les bobines partagent le même noyau. Deux conventions de représentations sont possibles :

- avec les points en entrée des bobinages qui indiquent qu'un courant entrant par ces points crée un flux dans le noyau orienté dans le même sens,
- avec un trait de connexion entre les bobines, le Z pour des bobines couplées en mode commun et le U renversé pour des bobines couplées en mode différentiel.

C'est cette dernière convention qui sera utilisée dans la thèse.

**Filtre de mode commun :** Pour filtrer les PEM de MC, des bobines couplées en MC et des condensateurs branchés entre les phases et la terre sont utilisés. Les condensateurs doivent respecter les normes EN 60335-1 ou IEC 60384-14 et sont qualifiés de classe Y. En effet, afin de garantir la fonction protectrice de la terre, ces condensateurs doivent défaillir en circuit ouvert lors d'une surtension pour garder la terre isolée des conducteurs. De plus la valeur maximale des condensateurs de classe Y est limitée à quelques dizaines de nF, car dans le cas d'une faute

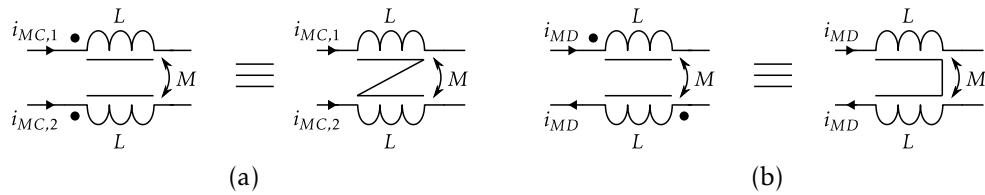


FIGURE 1.14 – Conventions de représentation circuit des bobines couplées (a) de mode commun et (b) de mode différentiel.

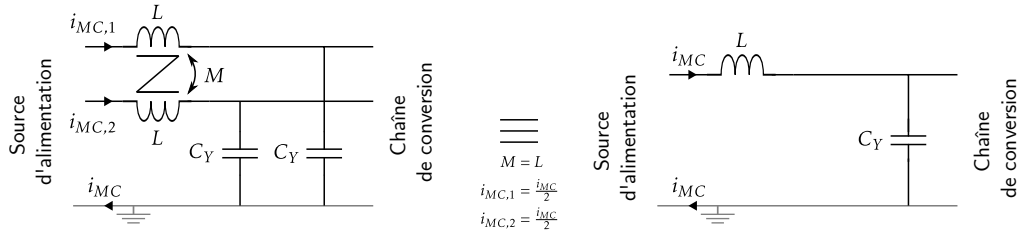


FIGURE 1.15 – Circuit d'un filtre LC de mode commun avec sa représentation de MC.

de terre (rupture par exemple) le courant de fuite lorsqu'un être humain touche la carcasse de l'appareil (et ferme ainsi le circuit avec la terre), est limité à 3,5 mA (seuil de perception). La représentation circuit du filtre de MC est montrée dans la figure 1.15, avec sa représentation de MC, sous les hypothèses que  $M = L$  et que  $i_{MC,1} = i_{MC,2} = i_{MC}/2$ .

**Filtre de mode différentiel :** Pour filtrer les PEM de MD, des bobines couplées en MC et des condensateurs branchés entre les phases sont utilisés. Les condensateurs doivent respectés les normes comme la IEC 60384-14 et sont qualifiés de classe X. Leur défaillance doit par exemple entraîner un circuit ouvert. La représentation circuit du filtre de MC est montrée dans la figure 1.16.

**Mode de propagation étudié en priorité dans la thèse :** Le courant de MD est souvent moins difficile à filtrer que le courant de MC car la plupart des applications de puissance possèdent un condensateur en entrée, ou en sortie, du convertisseur qui participe au filtrage (cf. figure 1.4). De plus, les condensateurs de classe Y étant de faible valeur, l'inductance de la bobine de MC

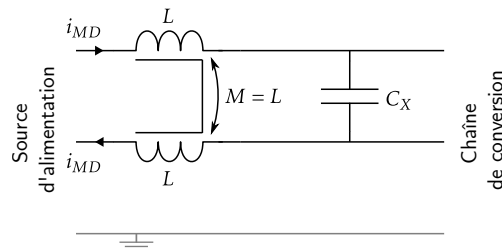


FIGURE 1.16 – Circuit d'un filtre LC de mode différentiel.

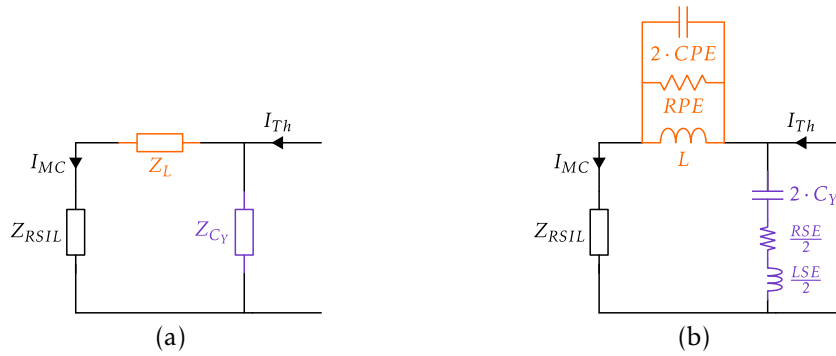


FIGURE 1.17 – Circuit électrique équivalent d'un filtre de mode commun : (a) généralisé, (b) avec des éléments de type RLC.

est donc proportionnellement plus grande pour une fréquence de coupure du filtre donnée. De plus, la bobine doit présenter une grande impédance dans une large bande de fréquence dans un environnement où les chemins de propagation de mode commun sont potentiellement complexes. C'est pour cette raison que la réduction des PEMC de MC est étudiée en priorité dans cette thèse.

### 1.2.3.3 Fonction de transfert d'un filtre de mode commun

Le principe de fonctionnement d'un filtre passe-bas idéal est expliqué ici grâce à la définition de sa fonction de transfert. Puis l'effet sur la fonction de transfert des éléments parasites des composants du filtre est montré. Dans ces travaux, les couplages inter-composants [Wan04; Sto17; Sto19] seront négligés. Pour ce faire, lors de la réalisation, les composants seront séparés d'au moins 1 cm.

**Définition générale :** Le circuit du filtre est représenté sur la figure 1.17(a), avec une bobine de MC d'impédance complexe  $Z_L$ , deux condensateurs  $C_Y$  en parallèle d'impédance complexe  $Z_{C_Y}$  et il est branché sur un RSIL d'impédance complexe de MC  $Z_{RSIL}$ . La fonction de transfert en courant du filtre  $H_I$  est définie ci-après dans l'équation (1.4) comme le ratio du courant de MC complexe  $I_{MC}$  mesuré au RSIL, avec le courant complexe  $I_{Th}$  provenant de la chaîne de conversion.

$$H_I = \frac{I_{MC}}{I_{Th}} = \frac{Z_{C_Y}}{Z_{C_Y} + Z_L + Z_{RSIL}} \quad (1.4)$$

Dans le cas où les composants sont idéaux,  $Z_L = jL\omega$  et  $Z_{C_Y} = 1/2jC_Y\omega$ , avec  $\omega = 2\pi f$  et  $Z_{RSIL} = R_{RSIL}/2$ . La fonction de transfert devient alors

$$H_I = \frac{1}{1 + j\omega \cdot C_Y R_{RSIL} + j^2 \omega^2 \cdot 2C_Y L}. \quad (1.5)$$

Soit un filtre passe bas amorti, avec une fréquence de coupure

$$f_{LC_Y} = \frac{1}{2\pi\sqrt{2 \cdot L \cdot C_Y}}, \quad (1.6)$$



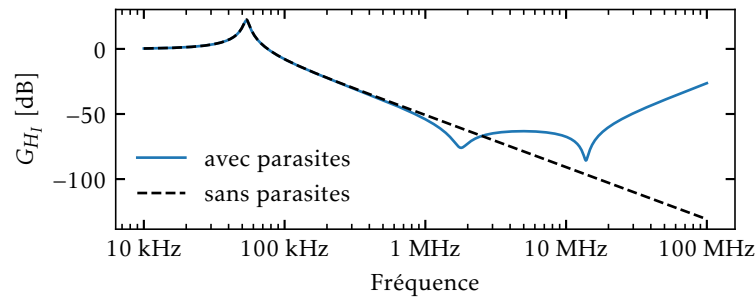
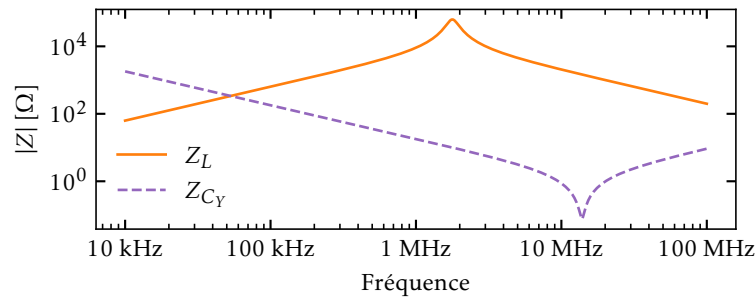


FIGURE 1.18 – Gain de la fonction de transfert en courant du filtre avec les éléments parasite.

FIGURE 1.19 – Spectre d'impédance de la bobine de MC et des condensateurs  $C_Y$  avec leurs éléments parasites.

et un gain

$$G_{H_I} = 20 \cdot \log(|H_I|), \quad (1.7)$$

de  $-20$  dB par décade après cette fréquence. Le gain pour un cas idéal est montré en pointillés noirs dans la figure 1.18. Mais les composants sont rarement idéaux, leurs éléments parasites ont un impact sur la fonction de transfert du filtre.

**Effet des éléments parasites :** Les composants d'un filtre de mode commun ne sont pas parfaits, par exemple des couplages capacitifs existent entre le noyau et les spires des bobines et les pattes d'un condensateur forment une boucle inductive. Classiquement, ces couplages sont représentés par des éléments circuits de type  $RLC$  qualifiés de *parasites*. Le cas précédent est donc repris, mais avec cette fois des éléments parallèles parasites pour la bobine et des éléments séries parasites pour les condensateurs  $C_Y$ . La bobine est alors représentée dans la figure 1.17(b) par une inductance  $L$ , une résistance parallèle équivalente (RPE) et une CPE ici multipliée par deux pour rappeler les deux bobinages d'une bobine de MC. Les condensateurs  $C_Y$  sont représentés eux par une capacitance  $C_Y$  (multipliée par deux, car en représentation de mode commun ils sont en parallèle), une résistance série équivalente (RSE) et une inductance série équivalente (LSE). Un exemple des impédances de la bobine et des condensateurs en parallèle sont alors montrées dans la figure 1.19. Le comportement HF de ces composants est alors différent de celui attendu. Pour le cas de la figure 1.19, au-delà de 1,8 MHz la bobine devient capacitive et au-delà 13,8 MHz les condensateurs deviennent inductif. La fonction de transfert obtenue est alors celle d'un filtre coupe-bande comme cela est montré dans la figure 1.18 en bleu.

Il est donc important de mesurer, ou de modéliser ces éléments parasites dès la conception

du filtre afin d'assurer le respect de la norme CEM. Dans ces travaux, les condensateurs  $C_Y$  seront considérés comme des données d'entrée et leur impédance sera mesurée. En effet les condensateurs sont des composants issus des catalogues fournisseurs et il y a moins de degrés de liberté dans leur conception en comparaison des bobines de mode commun (matériau, style de bobinage, forme du noyau...). De plus la valeur des condensateurs  $C_Y$  étant limité par des normes de sécurité, pour une même fréquence de coupure du filtre, il faut une plus grande valeur d'inductance. Les efforts sont donc portés sur la modélisation circuit, le dimensionnement et la conception de la bobine de mode commun.

## 1.3 Modélisation de la bobine de mode commun

Un modèle équivalent, de type circuit électrique, de l'impédance de la bobine de mode commun, dans la bande de fréquence des PEMC, est nécessaire pour évaluer les performances électriques du composant et le respect de la norme CEM. Dans le même temps, les éléments de ce circuit équivalent doivent être directement liés aux paramètres géométriques et aux propriétés des matériaux du composant afin de dimensionner et fabriquer ce dernier, avec pour objectif la réduction de son volume. Des modèles physiques et si possible analytiques de la bobine de mode commun sont donc nécessaires pour atteindre ce but. À cet effet, quelques notions sur les propriétés des matériaux magnétiques sont rappelées, puis les modèles de pertes et d'élévation de la température ainsi que les modèles du comportement capacitif du bobinage sont présentés rapidement, pour terminer sur la représentation circuit d'une partie de ces phénomènes dans la bande de fréquence d'intérêt.

### 1.3.1 Aspects magnétiques

Le comportement inductif des bobines de mode commun dépend des phénomènes magnétiques et des propriétés magnétiques des matériaux employés pour le noyau. Le lien entre ces phénomènes et les modèles circuits du composant bobiné sont donc présentés ci-après.

#### 1.3.1.1 Perméabilité magnétique

D'après les équations de Maxwell [Pér19], un matériau magnétique s'aimante lorsqu'il est soumis à un champ d'excitation magnétique  $H$ . L'aimantation  $M$  est fonction du champ d'excitation magnétique  $H$  et de la susceptibilité magnétique du matériau  $\chi_m$ , soit  $M = \chi_m H$ . Le champ d'induction magnétique est alors

$$B = \mu_0 \cdot (H + M) = \mu_0 \cdot (1 + \chi_m) \cdot H. \quad (1.8)$$

avec  $\mu_0$  la perméabilité magnétique du vide. Il vient alors que la perméabilité magnétique relative est

$$\mu_r = 1 + \chi_m. \quad (1.9)$$

Il en déduit la perméabilité magnétique absolue

$$\mu = \mu_0 \cdot \mu_r, \quad (1.10)$$

qui mesure la capacité d'un matériau à conduire le champ d'induction  $B$  sous l'excitation du champ magnétique  $H$ . Cette définition ne prend pas en compte les phénomènes d'hystérésis, de saturation et de dispersion de l'énergie.

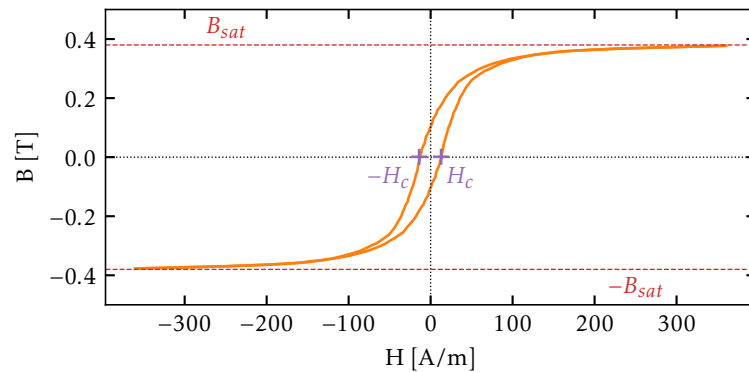


FIGURE 1.20 – Cycle d’hystérésis du matériau N30, à 10 kHz et 25 °C [TDK17].

### 1.3.1.2 Cycle d’hystérésis

La réponse d’un matériau magnétique à un champ d’excitation magnétique  $H$  n’est pas linéaire. Sous une excitation sinusoïdale de  $H$ , l’induction  $B$  suit un cycle d’hystérésis, comme montré dans la figure 1.20, avec  $B_{sat}$  l’induction à saturation et  $H_c$  le champ magnétique coercitif.

### 1.3.1.3 Induction à saturation

L’induction à saturation  $B_{sat}$  est la valeur maximale atteinte par  $B$  dans le matériau. Pour des champs d’excitation  $H$  plus élevés, il n’y aura pas plus d’énergie stockée dans le matériau et donc pas plus d’inductance. La valeur de  $B_{sat}$  dépend des matériaux considérés et de la température. En effet  $B_{sat}$  diminue avec la température.

En réalité, l’induction à saturation est un abus de langage. En effet, c’est l’aimantation qui atteint un niveau de saturation  $M_{sat}$  à partir d’un certain  $H$  [Pér19]. D’après l’équation (1.8), même en ayant atteint  $M_{sat}$ ,  $B$  est en effet toujours croissant avec  $H$ .

Pour des raisons pratiques, l’induction à saturation  $B_{sat}$  est donc définie à un champ magnétique donné, pour lequel l’aimantation à saturation est atteinte. Par exemple,  $B_{sat} = 380$  mT pour  $H = 1200$  A m<sup>-1</sup>, pour le matériau N30. Cette approximation est suffisante pour le dimensionnement. Dans le cas des filtres de MC, il est impératif de maintenir le champ d’induction maximal  $B_{max}$  de la bobine en dessous du champ à saturation  $B_{sat}$ .

### 1.3.1.4 Inductance

Tout circuit parcouru par un courant  $I$  crée un champ magnétique  $B$ . L’inductance de ce circuit est alors définie dans l’équation (1.11) comme le flux magnétique total  $\Phi_{tot}$  embrassé par le circuit, divisé par le courant  $I$  [Pér19] qui le traverse, soit

$$L = \frac{\Phi_{tot}}{I}, \quad (1.11)$$

sous l’hypothèse que l’inductance est linéaire avec le courant. L’inductance d’une bobine dépend alors de la forme du noyau magnétique et de son matériau.

**Les différentes formes de noyaux :** Il existe de nombreuses formes de noyaux pour réaliser des bobines, quelques-unes sont présentées dans le tableau 1.1. La plus utilisée pour les bobines de mode commun est la forme torique. En effet, cette forme permet un grand couplage entre les bobinages, un champ de fuite faible et les autres formes en deux parties présentent un entrefer non désirable (chute d'impédance). De plus de nombreux matériaux sont disponibles dans cette forme [TDK13 ; Fer13]. Dans cette thèse, seules les formes toriques sont étudiées.





Tore	E	ER/ETD/EQ	PQ
			

TABLEAU 1.1 – Formes des noyaux magnétiques [TDK22].

**Inductance d'un noyau torique :** En appliquant le théorème d'Ampère sur un noyau torique de section rectangulaire (rayon interne  $r$ , rayon externe  $R$ , hauteur  $h$ ) et bobiné de  $N$  tours traversés par un courant  $I$ , il est possible de calculer le flux magnétique dans le noyau. Connaissant ce flux et grâce à l'équation (1.11), l'inductance  $L$  en est déduite

$$L = \mu_0 \mu_r \frac{h}{2\pi} N^2 \ln\left(\frac{R}{r}\right). \quad (1.12)$$

Le coefficient géométrique  $A$  est défini pour découpler la part de l'inductance due à la géométrie du noyau, de la part due à la perméabilité relative du noyau, soit

$$A = \mu_0 \frac{h}{2\pi} N^2 \ln\left(\frac{R}{r}\right). \quad (1.13)$$

**Inductance de fuite d'un noyau torique :** Les bobines à noyau torique ne sont pas parfaites et une partie du champ magnétique passe dans l'air autour du composant. Ce champ de fuite, à l'origine de l'inductance de fuite, est la plupart du temps négligé pour les bobines fortement couplées comme celles de MC. Mais l'inductance de fuite représente la part du champ magnétique de MD qui se ferme dans l'air autour du composant et qui peut se coupler avec d'autres composants voisins. Des formulations analytiques présentées dans [Vol21a ; For09] existent pour l'évaluer si nécessaire. Ici elle sera négligée.

### 1.3.1.5 Représentation complexe de type petits signaux

Afin de simplifier la modélisation des bobines, la représentation en petits signaux est souvent utilisée. En effet, sous un faible champ d'excitation  $H$  sinusoïdal, il est possible de négliger la saturation et de considérer la réponse du matériau linéaire (approximation de l'effet d'hystérésis). Ainsi  $B$  est aussi sinusoïdal mais déphasé par rapport à  $H$  [Tré00, chap. 17]. Cette représentation est compatible avec une représentation circuit.

La mesure de l'impédance  $Z_L$  d'une bobine faite d'un noyau magnétique non parfait a une partie réelle, la résistance  $R$  qui représente les pertes ; et une partie imaginaire, la réactance  $X$  qui représente le comportement magnétique ici ; il vient alors que

$$Z_L = R + j \cdot X. \quad (1.14)$$

Partant de la définition de l'impédance d'une inductance de coefficient géométrique  $A$ , il est alors possible de définir une perméabilité magnétique relative complexe  $\overline{\mu}_r$ , soit

$$Z_L = j \cdot \mu_0 \overline{\mu}_r A \omega. \quad (1.15)$$

Il en est déduit que

$$\overline{\mu}_r = \frac{X}{\mu_0 A \omega} - j \cdot \frac{R}{\mu_0 A \omega}. \quad (1.16)$$

Cette équation est généralisée à toutes les fréquences  $f$  mesurées,  $R$  et  $X$  n'étant pas constant avec la fréquence, comme le montre l'impédance caractéristique (bobine à un tour) d'un noyau de  $N30$ , référencé  $B64290L0045X830$ , dans la figure 1.21(a). Il vient alors la représentation série de la perméabilité (car issue de la modélisation de l'impédance mesurée  $Z_L$  comme un circuit  $RL$  série), soit

$$\overline{\mu}_r(f) = \mu'_r(f) - j \cdot \mu''_r(f), \quad (1.17)$$

avec  $\mu'_r$  la perméabilité magnétique relative primaire (réelle) et  $\mu''_r$  la perméabilité magnétique relative secondaire (imaginaire), qui sont montrées dans la figure 1.21(b).

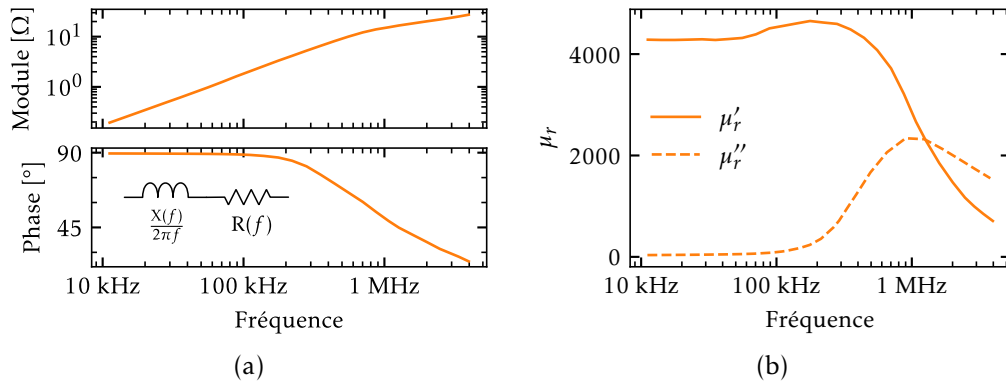


FIGURE 1.21 – Caractérisation d'un noyau dont le matériau est le  $N30$  : (a) impédance complexe caractéristique du noyau, (b) spectre de la perméabilité magnétique relative complexe du matériau  $N30$  [TDK17].

La perméabilité magnétique relative primaire est constante jusqu'à une certaine fréquence au-delà de laquelle elle chute et la perméabilité secondaire augmente. Avant cette fréquence, le composant est majoritairement inductif, après les pertes augmentent et le comportement est de plus en plus résistif. Enfin en HF, les deux perméabilités tendent vers de très faibles valeurs, le matériau a un comportement proche de l'air.

Le comportement magnétique d'une bobine de mode commun est donc représenté par l'impédance complexe d'une bobine réalisée avec un matériau modélisé par une perméabilité complexe. La saturation n'est pas modélisée, mais constitue une contrainte de dimensionnement.

### 1.3.2 Aspects électriques

Bien que la bobine de MC soit un composant magnétique, il existe des phénomènes électriques qui sont concomitants et qui impactent son spectre d'impédance : les couplages capacitifs dus aux enroulements et le comportement diélectrique de certains matériaux magnétiques.

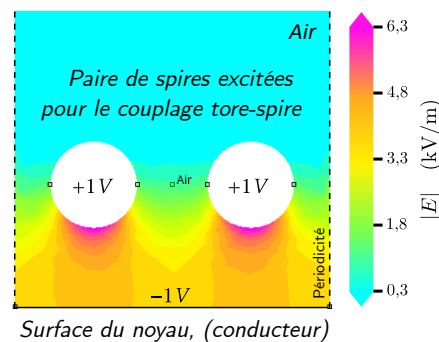


FIGURE 1.22 – Simulation EF électrostatique 2D du couplage capacitif tore-spire d'une paire de spires.

### 1.3.2.1 Couplages capacitifs dus aux enroulements

Les enroulements sont faits de conducteurs de cuivre qui créent des couplages capacitifs entre les spires et entre les spires et le noyau, comme cela est montré dans la figure 1.22. Ces couplages modifient le comportement du composant bobiné à haute fréquence. Quelques modèles existent dans la littérature [Mas97; Kov12; Li21], mais la plupart négligent les isolants et la géométrie des spires. De plus l'impact du type de matériau magnétique du noyau sur les couplages capacitifs n'est pas souvent étudié. Or un modèle fin est nécessaire pour évaluer les performances haute fréquence du composant (pour rappel, voir les figures 1.17(b) et 1.18). **Le modèle de la CPE sera développé dans le chapitre 3.**

### 1.3.2.2 Comportement diélectrique du matériau magnétique

Les matériaux de type ferrite sont des matériaux dissipatifs à haute permittivité relative apparente [Fer13; Tan12], qui semble due à l'agencement dans le matériau magnétique de grains de métal hautement conducteurs pris dans un matériau à haute résistivité [Fur17; Tak19]. Deux phénomènes arrivent alors dans la section de ces noyaux d'après [Sne69; Lin19] : le champ électromagnétique se diffuse dans la section, il y a alors un effet de peau ; la vitesse  $v$  de propagation du champ ( $v = c_0/\sqrt{\mu_r \cdot \epsilon_r}$ , avec  $c_0$  la vitesse de la lumière dans le vide, voir [Sne69, chap. 2]) est suffisamment faible, qu'à partir d'une certaine taille et d'une certaine fréquence un phénomène de résonance apparaît dans la section du noyau. Selon les matériaux, la fréquence considérée et la taille des noyaux, l'un ou l'autre des phénomènes est plus visible.

D'après [Cue13; Cue16; Tod18a; Tak19] ces effets sont visibles sur l'impédance d'une bobine de mode commun pour un faible nombre de tours et un noyau suffisamment gros. Ce phénomène est modélisé la plupart du temps par une capacité parallèle qualifiée de *capacité matériau*. Il apparaît aussi qu'elle est la plupart du temps masquée par la CPE du bobinage lorsque celui-ci couvre une grande partie du noyau [Cue13; Cue16].

**Dans cette thèse, l'hypothèse que la capacité matériau est masquée par le bobinage est retenue.** Mais cette hypothèse sera vérifiée dans le chapitre 2 avec la caractérisation de noyaux de différentes tailles.

### 1.3.3 Aspects thermiques

Certaines propriétés physiques de la bobine de MC dépendent de la température comme la perméabilité et l'induction à la saturation. De plus si le composant atteint sa température de Curie, il perd toutes ses propriétés magnétiques. En effet, la température de Curie  $T_c$  est la température pour laquelle l'agitation thermique dans le matériau l'emporte sur le magnétisme [Pér19]. Il est donc important de limiter l'augmentation de la température du composant à quelques dizaines de degrés sous la température de Curie. L'échauffement du composant a pour origine les pertes dans le matériau magnétique et les pertes dans les conducteurs des enroulements. Les modèles de pertes et de transfert thermique sont présentés brièvement ci-après, mais ils ne font pas l'objet de cette thèse.

#### 1.3.3.1 Pertes

Les pertes du composant entraînent son échauffement, elles ont pour origine le matériau magnétique du noyau excité par les courants de MC et la résistivité du cuivre des conducteurs excités en grande partie par les courants de puissance (MD).

**Dans le noyau** Les pertes dans le noyau sont dues à plusieurs phénomènes physiques comme le parcours du cycle d'hystérésis, les courants induits dans le matériau et les phénomènes magnétiques à l'échelle mésoscopique [Leb05; Leb14; Leb22].

En électronique de puissance les pertes sont classiquement modélisées par l'équation (1.18) dite de Steinmetz, avec  $P_v$  les pertes volumiques,  $f$  la fréquence d'excitation sinusoïdale,  $\hat{B}$  l'induction crête et  $C_m, \alpha, \beta$  des coefficients empiriques, disponible parfois dans les fiches techniques des noyaux magnétiques.

$$P_v = C_m \cdot f^\alpha \cdot \hat{B}^\beta \quad (1.18)$$

Afin de prendre en compte des excitations non sinusoïdales, des modèles dérivés ont été mis au point dans la littérature [Rei01; Li01; Ven02]. L'équation de Steinmetz modifiée (*modified Steinmetz equation*) (MSE) prend en compte un paramètre supplémentaire qui dépend de la forme d'onde de l'excitation [Rei01]. L'équation de Steinmetz généralisée (*generalised Steinmetz equation*) (GSE) est toujours compatible avec les coefficients de Steinmetz présentés précédemment, mais est capable de prendre en compte une forme d'onde arbitraire grâce à un calcul sur le champ  $B$  instantané dans le noyau [Li01]. L'équation de Steinmetz généralisée améliorée (*improved generalised Steinmetz equation*) (iGSE), détaillée dans [Ven02], peut prendre en compte des cycles mineurs créés par des harmoniques de rang 3.

Il est aussi possible de modéliser les pertes grâce à leur cartographie indépendamment des coefficients de Steinmetz [Müh11]. Mais cette dernière méthode demande une campagne de mesure conséquente.

**Dans le bobinage** Les pertes dans les conducteurs des enroulements sont dues à la résistivité des conducteurs, ainsi qu'à l'effet de peau et de proximité. Leur effet sur l'impédance de la bobine MC est la plupart du temps masqué par l'impédance du noyau, mais ces pertes créées par le courant de MD peuvent conduire à l'échauffement des conducteurs et du noyau.

Ces pertes sont classiquement modélisées avec un modèle à une dimension (1-D) de l'évolution de la résistance des conducteurs avec la fréquence [Dow66].

### 1.3.3.2 Transfert thermique

Les différentes pertes décrites précédemment provoquent l'échauffement du matériau à travers le transfert thermique du composant vers le milieu ambiant. Deux types de modèles sont classiquement rencontrés dans la littérature pour modéliser les transferts thermiques d'un composant bobiné : empirique et à résistances thermiques. Il est aussi possible de réaliser des simulations éléments finis (EF) (mécanique des fluides et thermique) mais ces approches ne sont pas présentées ici car elles sont gourmandes en calculs et moins adaptées au dimensionnement.

**Modèle empirique** Dans [Swi] et dans l'équation (1.19) un modèle empirique relie l'élévation de température  $\Delta T$  aux pertes totales  $P_{tot}$  et à la surface externe du noyau  $S_{ext}$ . Ce modèle ne prend pas en compte la géométrie du noyau ainsi que son orientation qui aura un effet sur l'efficacité du refroidissement par convection (naturelle ou forcée).

$$\Delta T = \left( \frac{P_{tot}}{S_{ext}} \right)^{0.833} \quad (1.19)$$

**Modèle à résistances thermiques** Des modèles plus précis permettent de prendre en compte les échanges thermiques de type convection au niveau du noyau grâce à un réseau de résistances à trois dimensions (3-D), ou à 2-D si le composant bobiné présente une symétrie de révolution [Tou13 ; Cha21 ; Cha19a]. Les résistances thermiques pour chaque face du composant change avec l'orientation de celui-ci [Inc07]. Certains modèles vont plus loin en intégrant les interactions entre le bobinage et le noyau, ainsi que son enrobage, ou son boîtier en plastique [Bak16 ; Del18].

Ces modèles thermiques peuvent être intégrés aux modèles circuits qui traduisent déjà les comportements magnétiques et électriques des bobines de mode commun, notamment en faisant dépendre certains paramètres (comme  $B_{sat}$ , ou  $\mu_r$ ) de la température. Mais dans ces travaux le comportement thermique est négligé, car la plus grande partie du spectre de bruit à BF est normalement filtré par la partie inductive du spectre d'impédance de la bobine, il y a donc peu de pertes dans le noyau.

## 1.3.4 Circuits Équivalents

Les différents phénomènes physiques décrits précédemment peuvent être modélisés par des circuits électriques équivalents. L'objectif de cette modélisation étant d'intégrer les phénomènes physiques dans la représentation circuit classiquement utilisée en électronique de puissance, aussi bien pour la simulation des systèmes que pour leur dimensionnement. Deux échelles sont généralement considérées pour la représentation circuit du composant bobiné : l'échelle de la spire et l'échelle du composant.

### 1.3.4.1 À l'échelle de la spire

Les interactions électromagnétiques entre chacune des spires et entre les spires et le noyau sont décrites à l'échelle de la spire par des couplages inductifs et capacitifs [Kov12 ; Kov15a ; Tra15]. Ces couplages sont modélisés de manière analytique [Kov12 ; Tra15] ou par les EF [Kov15a]. La connexion de l'ensemble de ces cellules élémentaires permet de représenter l'impédance du composant bobiné. La figure 1.23 représente le circuit équivalent d'une bobine à un enroulement de 3 tours, avec  $L_n$  l'inductance de la spire  $n$ ,  $M_{ij}$  la mutuelle entre les spires  $i$  et  $j$ ,  $C_{tc}$  et  $C_{tt}$  les couplages capacitifs respectivement tore-spire et inter-spaires,  $R_w$  la résistance due à l'effet de peau et à l'effet de proximité dans le conducteur à l'échelle de la spire. Pour faire



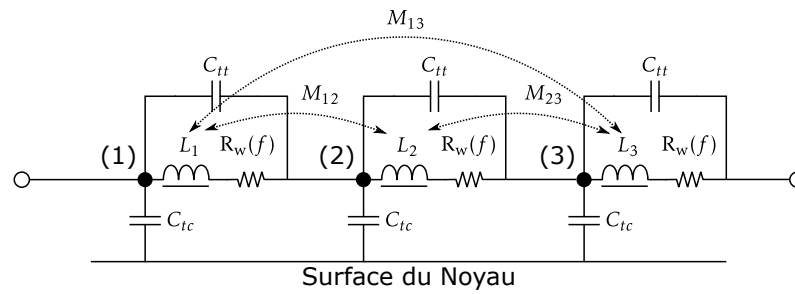


FIGURE 1.23 – Schéma électrique équivalent d'un composant bobiné à l'échelle de la spire, avec 3 tours.

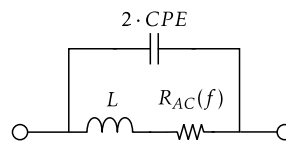


FIGURE 1.24 – Schéma électrique équivalent d'un composant bobiné à l'échelle du composant.

apparaître les pertes, c'est-à-dire le comportement résistif dû au noyau (cf. section 1.3.1.5), une version avec des paramètres  $L$  et  $M$  complexes est utilisé dans [Kov12].

Les modèles circuit à l'échelle de la spire sont dédiés à la simulation du composant dans son environnement électrique. Leur usage en dimensionnement (ou optimisation) demande une approche numérique car la mise en équation est laborieuse du fait des nombreux couplages. Néanmoins, ces modèles sont capables de représenter l'évolution de l'impédance du composant sur une grande gamme de fréquences avec les résonances dues au phénomène de propagation dans les conducteurs et avec une certaine diversité dans les formes de noyau [Tra15].

#### 1.3.4.2 A l'échelle du composant

Les modèles à l'échelle du composant sont plus simples d'un point de vue circuit car ils ne possèdent qu'une cellule  $RLC$ . Leur usage est donc limité à la représentation de la première résonance des composants. La difficulté de cette approche de modélisation est de conserver le lien des éléments circuits du schéma équivalent avec les paramètres physiques et les propriétés magnétiques du matériau pour réaliser son dimensionnement. La figure 1.24 montre un exemple avec  $L$  l'inductance du composant,  $CPE$  la capacité parallèle équivalente d'un enroulement,  $R_{AC}$  la résistance due à l'effet de peau et l'effet de proximité dans le conducteur.

De même que précédemment, il est possible d'utiliser une version avec des éléments complexes et notamment l'impédance complexe de la bobine  $Z_L$ .

### 1.3.5 Modèles développés dans la thèse

Dans cette thèse les efforts de modélisation sont portés en priorité sur la détermination de l'impédance du composant à partir des paramètres géométriques et des propriétés physiques des matériaux, pour des fréquences autour de la première résonance. Les phénomènes de résonances multiples à HF à cause de la propagation des ondes électromagnétiques ne sont pas pris en compte dans ces travaux et font partie des perspectives. Un modèle circuit à l'échelle du

composant sera développé. Le lien entre l'impédance caractéristique du noyau, sa géométrie et le matériau considéré sera donc détaillé dans le chapitre 2. L'évaluation de la CPE sera elle détaillée dans le chapitre 3. Ces modèles seront ensuite utilisés dans la procédure de dimensionnement de la bobine de mode commun dans le chapitre 4. La modélisation thermique du composant ne sera pas étudiée dans ces travaux

## 1.4 Méthodes de dimensionnement du filtre de mode commun

L'objectif du dimensionnement d'un filtre de mode commun est de minimiser le volume (ou le poids) du filtre tout en respectant la norme CEM et les contraintes physiques des composants (saturation, tension maximale, température maximale...). Les approches utilisées pour s'assurer du respect de la norme de CEM grâce à la détermination de l'atténuation du filtre ou de la valeur de son inductance seront abordées dans un premier temps, puis dans un deuxième temps les méthodes de dimensionnement de la bobine de MC et les contraintes associées seront présentées. Enfin, dans un troisième temps les coefficients de performances permettant de choisir le matériau magnétique optimal pour la minimisation du volume de la bobine de MC seront illustrés. Et finalement la méthode et le positionnement retenu dans cette thèse seront détaillés.

### 1.4.1 Détermination des paramètres circuits limites de la bobine de mode commun

Le respect de la norme de CEM est atteint lorsque le filtre permet de respecter la limite du niveau d'émission des PEM défini dans la norme. Si l'on considère le choix des valeurs de condensateur  $C_Y$  imposé (cf. 1.2.3.2), alors la valeur minimale de l'inductance et la valeur maximale autorisée de la CPE reste à déterminer. Les méthodes proposées dans la littérature pour les déterminer seront abordées ci-après.

#### 1.4.1.1 Détermination de l'inductance minimale requise

Pour assurer le respect de la norme CEM, la plupart des méthodes de la littérature [Hel09] définissent le gabarit de la fonction de transfert d'un filtre passe-bas nécessaire pour atténuer le niveau des PEM mesurées. La fréquence de coupure de ce gabarit permet de déterminer la valeur du produit  $2LC_Y$  (voir figure 1.15) et donc pour un  $C_Y$  donné de déterminer la valeur  $L$  de l'inductance requise de la bobine de MC.

Mais plusieurs études ont montré l'importance de connaître les impédances en amont et en aval du filtre [Cos05; Rev11; Cue14; Zai19; Zai18]. En effet ces impédances ont un effet sur les résonances de la chaîne de conversion équipée de son filtre et peuvent invalider un dimensionnement qui n'en tiendrait pas compte. D'où la nécessité de modéliser la chaîne de conversion dans son ensemble pour dimensionner correctement le filtre de MC. Cet aspect sera présenté en détails dans la section 1.5.

Enfin, comme l'a montré la section 1.3.1.5 précédente sur le comportement HF des matériaux magnétiques, la bobine de mode commun ne peut pas être modélisée par une simple inductance. Le matériau est ainsi pris en compte dès la phase de calcul de l'inductance minimale dans [Zai19].

#### 1.4.1.2 Prise en compte de la CPE

Pour réaliser le dimensionnement d'un filtre de MC sur la plage de fréquence complète des normes, les valeurs limites des éléments parasites de ce dernier (cf. figure 1.18) doivent être pris en compte. Pour ce faire, des méthodes à gabarit de type coupe-bande sont utilisées dans

[Wan12; Kot14; Kot16] pour fixer notamment une valeur limite maximale sur la valeur de la CPE. Lorsque le modèle de mode commun de la chaîne de conversion est disponible, il est aussi possible de calculer analytiquement une valeur limite de CPE, comme cela est démontré dans [Zai18].

## 1.4.2 Dimensionnement de la bobine de mode commun

Une fois les requis en inductance minimale et en CPE maximale connus, le volume de la bobine de MC est optimisé, sous les contraintes de non saturation (NS) du noyau magnétique et de remplissage de la fenêtre de bobinage (ou de simple couche (*single layer*) (SL) de bobinage). Plusieurs méthodes ont été développées en ce sens dans la littérature.

### 1.4.2.1 Par des méthodes d'optimisation numérique

Dans [Dos19] une approche globale de l'optimisation du poids à l'échelle de la chaîne de conversion est utilisée, la contrainte est alors de respecter les caractéristiques des composants comme la saturation du noyau et le remplissage de la fenêtre de bobinage et de minimiser l'écart moyen du bruit à la norme en prenant en compte une marge de sécurité.

Dans [Ger10; Tou13; Del16], une approche similaire est utilisée, mais uniquement pour l'optimisation du volume du filtre de mode commun. Les modèles des pertes, de la saturation et du volume des composants sont rendus continus dérivables (par exemple le nombre de tours est considéré comme un nombre réel) et traduits en composants logiciels intégrés à une plateforme d'optimisation numérique. Celle-ci utilise la méthode du gradient pour trouver l'optimum. Puis une discrétisation finale est employée pour obtenir un composant réalisable physiquement.

Les méthodes d'optimisation numériques permettent de prendre en compte de nombreuses contraintes et degrés de libertés dans le dimensionnement du filtre de MC. Mais l'explicabilité de l'optimum fait défaut. Et la proposition de résultats sub-optimaux très proches de l'optimum, mais avec quelques degrés de libertés choisis par le concepteur, n'est pas toujours facile. Il est donc difficile d'en tirer une compréhension du dimensionnement du filtre et des règles de conception.

### 1.4.2.2 Par la méthode du produit des aires

Une méthode très populaire pour le dimensionnement des bobines de lissage est la méthode du produit des aires  $A_p$  [Hel09; Rev06; Sai18] dont l'équation principale est

$$A_p = W_a \cdot A_c = \frac{L \cdot I^2}{K_u \cdot J_{rms} \cdot B_{max}}. \quad (1.20)$$

Les aires en question sont celles de la section  $A_c$  du noyau magnétique et de la surface de la fenêtre de bobinage  $A_w$ . Le produit de ces aires  $A_p$  est fonction de l'énergie magnétique stockée dans le noyau. Il est alors exprimé pour un courant  $I$  qui traverse la bobine d'inductance  $L$ , avec une densité de courant efficace  $J_{rms}$  et à une induction maximale  $B_{max}$ ,  $K_u$  étant le facteur de remplissage de la fenêtre de bobinage par les conducteurs. La connaissance du produit des aires requis permet de choisir un noyau, parmi ceux disponibles sur le marché, au produit des aires proche du requis.

Cette méthode s'appuie sur le fait que le volume du composant est proportionnel au produit des aires, à une puissance près [Hel09]. Cette méthode a été adaptée dans le cadre du dimensionnement des inductances mono-couche [Rev06]. Il a été montré dans [Zai18] que cette méthode sur-estime le volume de la bobine de MC et même en considérant une version adaptée pour le dimensionnement des bobines de mode commun.

### 1.4.2.3 Par des méthodes de résolution dédiées

De nombreuses méthodes dédiées ont aussi été mises au point pour le dimensionnement de la bobine de mode commun. Une approche populaire est de passer en revue tous les noyaux d'une BDD [Ala16; Sat20; Pia21; Khe21] et de sélectionner le premier en terme de volume ou de poids, qui satisfait les contraintes comme la simple couche de bobinage et le niveau de saturation magnétique.

Une autre approche consiste pour une famille de noyau (même fabricant et même matériau) à définir une fonction d'ajustement du volume en fonction de la valeur de l'inductance [Rag10], ou du produit des aires [Hel09].

Enfin, la méthode développée au *L2EP* dans [Zai17b; Zai17c; Zai17a; Zai18; Zai19] utilise une résolution semi-analytique pour simplifier le problème d'optimisation du volume de la bobine de MC à quatre variables ( $R, r, h$  et  $N$ ) en un problème de recherche du zéro à une seule variable ( $N$ ), résolu numériquement. Les autres variables ( $R, r, h$ ) en sont déduites. Cette méthode, très peu gourmande en temps de calcul, prend en compte la contrainte de la saturation et le spectre de la perméabilité magnétique du matériau. Mais la prise en compte de la CPE est aussi possible d'après [Zai18], sous réserve de disposer de son modèle. Le fait que l'inductance minimale requise pour le passage de la norme ne soit pas l'inductance qui donne le volume optimal de la bobine a aussi été étudié dans [Zai18; Zai19]. En effet, dans ces travaux il a été montré que, dans certains cas, augmenter la valeur de l'inductance permet de réduire le volume de la bobine. Puisque la fréquence de résonance de la chaîne de conversion équipée de son filtre est excitée par un des premiers harmoniques de la fréquence de commutation, en deçà de la plage de fréquence de la norme, le courant de MC augmente fortement et pour éviter la saturation de la bobine, le rayon de celle-ci est augmenté [Rev06; Luo10; Zai19]. Le volume n'est donc pas optimal.

## 1.4.3 Sélection du matériau magnétique optimal

Les méthodes de dimensionnement présentées précédemment font le plus souvent le choix d'un matériau magnétique avant l'optimisation du volume de la bobine, les autres le considèrent de manière indirecte dans la base de données des noyaux considérée. Le choix d'un matériau optimal, c'est-à-dire qui garantit un volume minimal, est assez peu abordé dans la littérature [Roc09; Roc12b; Hel11], à part dans le cas d'indicateurs de volume pour la comparaison des matériaux, utilisés notamment dans le dimensionnement des bobines de lissage et des transformateurs [Ryl11; Han16].

Quelques familles de matériaux magnétiques sont présentées dans un premier temps, puis dans un second temps les indicateurs de volume pour le choix des matériaux magnétiques et leur adéquation avec le dimensionnement des filtres de MC seront détaillés.

### 1.4.3.1 Matériaux magnétiques doux pour l'électronique de puissance

Parmi les matériaux magnétiques, deux grandes familles se distinguent : d'un côté les matériaux magnétiques qualifiés de durs, car leur champ coercitif  $H_c$  est grand et de fait ils demandent une grande excitation magnétique pour changer de sens d'aimantation et de l'autre côté les matériaux magnétiques doux qui ont des champs coercitifs plus faibles. Ces derniers sont utilisés en électronique de puissance à cause de leur tenue en fréquence et de leur niveau de pertes magnétiques plus faibles [Leb05; Leb14; Leb22; Wae10]. Parmi ces matériaux, se trouvent, entre autres, deux grandes familles qui seront présentées brièvement après :

- les ferrites,
- et les nanocristallins.

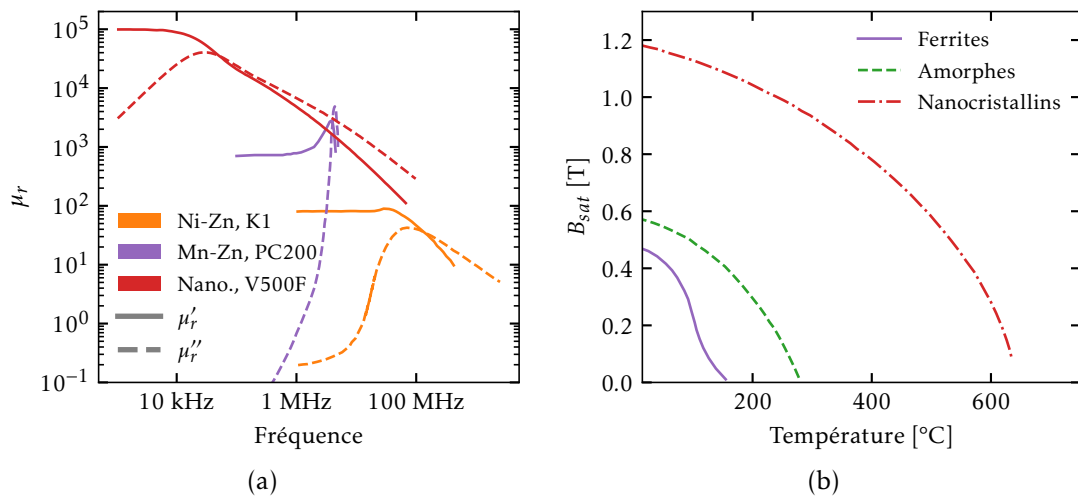


FIGURE 1.25 – Comparaison des propriétés des matériaux magnétiques de quelques familles : (a) spectres de la perméabilité magnétique complexe, (b) induction à saturation en fonction de la température [Roc12b].

**Ferrites :** Les ferrites sont des matériaux céramiques de type oxydes magnétiques qui possèdent des propriétés expliqués par le ferrimagnétisme [Tré00; Leb05]. Parmi ces matériaux se trouvent les familles des Mn-Zn et des nickel-zinc (Ni-Zn). Ces matériaux sont caractérisés par des champ d'induction à saturation plutôt faibles en comparaison des aciers (environ 400 mT pour les Mn-Zn et 300 mT pour les Ni-Zn), ainsi que des grandes résistivités qui limitent l'établissement de courants de Foucault dans le matériau. Les pertes qualifiées de *fer* en sont d'autant réduites. Leur tenue en fréquence est alors meilleure que pour les aciers, mais au détriment d'une perméabilité relative plus faible.

**Nanocrystallins :** Les matériaux de type nanocrystallin, sont des matériaux avec des cristaux répartis dans une phase amorphe [Wae10]. Ils ont des propriétés proches des amorphes (grand champ à saturation et grande perméabilité) mais avec une perméabilité qui chute à plus haute fréquence que les amorphes [Roc12a]. L'inconvénient majeur des nanocrystallins est de présenter des pertes plus importantes que pour les ferrites en haute fréquence.

**Comparaison de quelques familles :** Les propriétés magnétiques des familles présentées précédemment sont comparées dans la figure 1.25. D'après la figure 1.25(a) les nanocrystallins ont une perméabilité relative initiale élevée, mais qui chute à plus basse fréquence que pour les autres matériaux [Leb22; Wae10]. Et d'après la figure 1.25(b), ils possèdent aussi un champ d'induction à saturation plus élevé et qui chute à plus haute température que pour les autres matériaux [Roc12b; Roc12a]. La figure 1.26 compare quelques familles de matériaux magnétiques dans le plan perméabilité relative  $\mu_{ri}$  et champ d'induction à saturation  $B_{sat}$ . Néanmoins, pour des applications à HF les matériaux ferrites présentent moins de pertes malgré une perméabilité initiale plus faible et un champ à saturation plus faible et qui chute plus vite avec la température.

**Matériaux utilisés dans la thèse :** Le filtrage des PEMC ayant lieu plutôt dans la bande de fréquence 150 kHz-30 MHz, les matériaux étudiés en priorité sont les ferrites Mn-Zn et Ni-Zn qui sont moins dissipatifs dans cette bande que les matériaux nanocrystallins. De plus, avec la

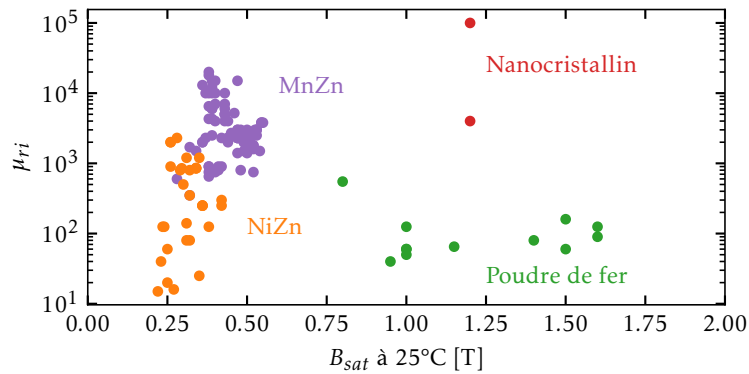


FIGURE 1.26 – Comparaison de quelques familles de matériaux magnétiques pour l'électronique de puissance dans le plan  $\mu_{ri} - B_{sat}$ .

montée en fréquence des convertisseurs, il semble plus intéressant d'utiliser des ferrites que des nanocristallins pour le filtrage. En effet, les nanocristallins à HF présente un comportement résistif qui limite l'atténuation du filtre, demandant de fait une plus grande valeur d'inductance qu'un ferrite pour la même atténuation.

#### 1.4.3.2 Indicateur de volume

Au moins trois indicateurs de volume existent dans la littérature. Ils permettent avant optimisation de choisir un matériau parmi un ensemble de matériaux, qui donnerait le volume optimal de la bobine de MC.

**L'indicateur  $\gamma_{Roc}$**  : L'indicateur  $\gamma_{Roc}$  est défini dans l'équation (1.21), comme le produit de la perméabilité initiale  $\mu_i$  et de l'induction à saturation du matériau  $B_{sat}$ . Cet indicateur est le plus simple à utiliser pour comparer les matériaux et vient des besoins :

- de garantir une grande impédance et donc d'avoir une grande perméabilité initiale  $\mu_i$ ,
- et de disposer d'une marge avant l'induction à saturation  $B_{sat}$ .

$$\gamma_{Roc} = \mu_i \cdot B_{sat} \quad (1.21)$$

Plus cet indicateur est grand, plus le volume de la bobine de MC serait petit. Les meilleurs matériaux seraient donc les nanocristallins [Roc09; Roc12b]. Néanmoins, le lien direct de cet indicateur avec le volume de la bobine de MC ne semble pas avoir été démontré formellement.

**L'indicateur  $\gamma_{Hel}$**  : L'indicateur  $\gamma_{Hel}$  est défini dans l'équation (1.22) et dans [Hel11], comme le rapport du champ à saturation  $B_{sat}$  par la racine carré du module de la perméabilité complexe  $\underline{\mu}$ , à une fréquence  $f$  donnée.

$$\gamma_{Hel}(f) = \frac{B_{sat}}{\sqrt{|\underline{\mu}(f)|}} \quad (1.22)$$

D'après [Hel11] pour éviter la saturation de la bobine de MC, l'inéquation  $K < \gamma_{Hel}$  doit être validée, avec  $K$  un coefficient pour un noyau donné, un courant donné et une impédance requise donnée. D'après [Hel11] plus l'indicateur  $\gamma_{Hel}$  est grand, plus le matériau considéré serait un

bon candidat à la minimisation du volume de la bobine de MC. Comme précédemment, le lien avec le volume du composant ne semble pas direct et n'a pas été démontré formellement.

**L'indicateur  $\gamma_{SE}$**  : Un indicateur de volume  $\gamma_{SE}$ , aussi appelé facteur de performance (*Performance Factor* dans la littérature anglophone), est populaire dans les applications de type bobine de lissage et transformateurs. Il est défini dans l'équation (1.23) comme le produit de l'induction crête  $\hat{B}$  à la fréquence  $f$  et à une valeur de pertes volumiques données  $SE$  et de la fréquence elle-même.

$$\gamma_{SE}(f) = \hat{B}(f) \cdot f \quad (1.23)$$

Plus cet indicateur, qui dépend de la fréquence, est grand, plus le volume de la bobine sera petit pour un niveau de pertes défini. En effet d'après [Pet96; Hur98; Hur18] cet indicateur  $\gamma_{SE}$  semble relier les pertes dans le noyau définies par l'équation de Steinmetz [Ste84] avec le produit des aires (cf. section 1.4.2.2). Cet indicateur et ses dérivés, conçus pour la prise en compte des pertes hautes fréquences dans les bobinages, ont été utilisés dans [Ryl11; Han16] pour comparer les performances de plusieurs matériaux magnétiques. Il semble que les meilleurs matériaux soient ceux à faible perméabilité. Néanmoins ce résultat est à mettre en perspective. En effet, pour les bobines de MC, l'objectif est d'atteindre une grande densité de puissance, puis si besoin de réduire les pertes et l'échauffement. Donc cet indicateur de volume ne paraît pas adapté à leur dimensionnement.

#### 1.4.4 Méthode développée dans la thèse

Une méthode de résolution dédiée sera employée dans la thèse pour répondre au problème de dimensionnement de la bobine de mode commun. L'objectif est d'obtenir une solution explicable et si possible analytique. Dans le chapitre 4, et à la suite des travaux développés au *L2EP* dans [Zai18; Zai19], l'inductance minimale pour le passage de la norme sera définie dans un premier temps grâce à une connaissance fine des impédances en amont et en aval du filtre. Puis dans un deuxième temps, une bobine sera dimensionnée pour ce cahier des charges de la même manière que dans [Zai18; Zai19], tout en garantissant les contraintes de NS du noyau et de bobinage SL. Dans le cas où les géométries déterminées ne sont pas disponibles ou réalisables rapidement, une approche de type BDD sera employée pour choisir un noyau proche de l'optimal et ainsi réaliser le filtre. Le choix du matériau sera enfin évalué à travers cette méthode et un nouvel indicateur de performance dédié aux applications de filtrage CEM pourra être proposé.

### 1.5 Modélisation de la chaîne de conversion

Comme vu précédemment dans 1.4.1, pour dimensionner un filtre de MC, il est nécessaire de connaître les impédances en amont et en aval de celui-ci, ainsi que le niveau des perturbations à filtrer. Un modèle circuit de mode commun de la chaîne de conversion est donc nécessaire. Ici, **la modélisation est réalisée après la conception du convertisseur**, qui est pour rappel une donnée d'entrée dans ces travaux de thèse. Les simulations de chaîne de conversion pour les études de CEM sont réalisées soit dans le domaine temporel, soit dans le domaine fréquentiel. Les modèles d'impédances utilisés dans chacune de ces approches sont soit physiques, soit comportementaux. Les modèles physiques, bien que précis, demandent beaucoup de données géométriques et de propriétés matériaux et sont relativement coûteux en calcul (modèles EF par exemple). Les modèles comportementaux nécessitent des mesures sur le système réalisé.

C'est pourquoi dans ces travaux, seuls les modèles comportementaux sont envisagés et détaillés ci-après.

Dans un premier temps, les avantages et inconvénients des domaines de simulation dans le cadre des études de CEM en électronique de puissance (EP) sont détaillées, puis dans un second temps, les méthodes de modélisation des chemins de propagation sont présentées.

### 1.5.1 Domaine de simulation

Afin d'obtenir un modèle des PEM mesurées au niveau du RSIL, deux domaines de simulation (ou de calcul) existent et sont au choix des concepteurs de convertisseurs statiques de puissance : les domaines temporels ou fréquentiels.

#### 1.5.1.1 Simulation temporelle

Les simulations temporelles sont principalement réalisées dans des simulateurs circuits, grâce à une description circuit précise du convertisseur. L'ajout de l'ensemble des impédances parasites modélisées de manière physique ou mesurées permet, en théorie, d'obtenir l'évolution temporelle des PEM mesurée. Une transformée de Fourier permet alors la conversion dans le domaine fréquentiel et la comparaison à un niveau limite défini dans une norme. Néanmoins, les difficultés de cette approche sont multiples. En effet, les problèmes de non convergence de la simulation rendent difficile l'exploration de plusieurs points de fonctionnement, ou la conception de différents filtres, car chaque cas demande un ajustement des paramètres du simulateur. De plus, les temps de simulation sont relativement longs à mesure que la complexité du circuit augmente et que des non linéarités sont introduites dans la simulation.

#### 1.5.1.2 Simulation Fréquentielle

Les simulations fréquentielles sont plus directes que les temporelles, car elles travaillent dans le même domaine que les normes de CEM, ce qui permet une comparaison directe avec les niveaux limites. De plus, la représentation harmonique du système autorise des temps de simulation courts, ou une implémentation facile sous forme de calcul matriciel. Les inconvénients de cette approche sont liés aux hypothèses sous-jacentes. La première hypothèse forte est généralement la linéarité du système étudié, la deuxième hypothèse, courante mais pas automatique, est la séparation des modes (cf. 1.2.2.2). Malgré ces inconvénients, le domaine d'étude retenu dans cette thèse est le fréquentiel, pour sa facilité de mise en œuvre et son faible coût de calcul.

### 1.5.2 Modélisation des chemins de propagation

Les chemins de propagation des PEMC dépendent en grande partie des impédances des semi-conducteurs utilisés dans la chaîne de conversion. Or, ces impédances changent durant les commutations et sont difficiles à définir. En effet, les composants semi-conducteurs d'une cellule élémentaire de commutation (diode D et transistor T sur la figure 1.27(a)) voient leur impédance changer en fonction de leur état (passant figure 1.27(b) ou bloqué figure 1.27(c), respectivement  $R_{Don} \ll R_{Doff}$  et  $R_{DSon} \ll R_{DSoff}$ ) et ils possèdent des capacités parasites (respectivement  $C_{AK}$  et  $C_{oss}$ ) dont les valeurs dépendent de la tension. Les impédances des composants actifs sont donc difficiles à définir dans le domaine fréquentiel.

Afin de prendre en compte cette complexité, plusieurs approches ont été développées dans la littérature. Parmi les plus connues, se trouvent : la sources équivalentes à topologies multiples (*multi-topology equivalent sources*) (MTES) développée au L2EP dans [Vie21 ; Mar13b ; Mar12 ;



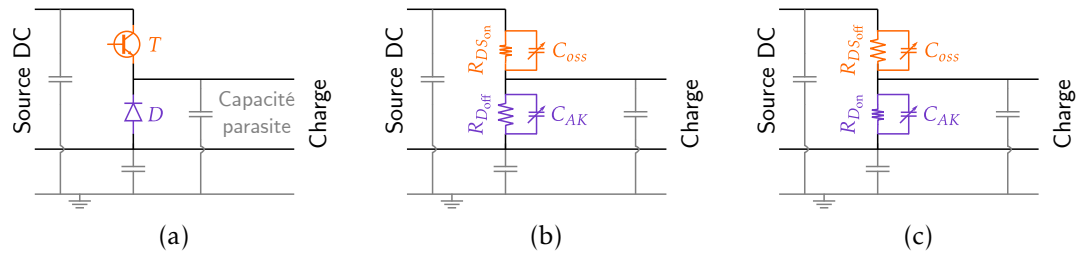


FIGURE 1.27 – Chemins de propagation de MC dans une cellule de commutation transistor-diode : (a) schéma de base, (b) transistor  $T$  passant, (c) diode  $D$  passante.

Mar13a], la modélisation par terminaux équivalents [Bai10; Sun15] et la modélisation par identification des chemins de propagation [Zai19; Cos05; Rev11; Sat20].

### 1.5.2.1 Modélisation par Sources Équivalentes à Topologies Multiples

Pour résoudre ce problème de modélisation des composants actifs dans le domaine fréquentiel, des travaux développés au laboratoire *L2EP* sous le nom de MTES et détaillés dans [Vie21; Mar13b; Mar12; Mar13a] font appel à des sources équivalentes qui dépendent de l'état des semi-conducteurs de puissance (passant et bloqué). La difficulté est alors de passer d'une topologie à l'autre pour prendre en compte dans le domaine temporel, puis dans le domaine fréquentiel, le processus de commutation. Des fonctions de validité, choisies par l'utilisateur, sont définies dans [Mar12], avec une étude sur l'impact de ce choix dans [Mar13a]. Plus récemment, dans [Vie20], la décomposition des signaux trapézoïdaux en deux signaux périodiques a permis d'utiliser les propriétés de superposition de la transformée de Fourier pour s'affranchir du choix de la fonction de validité.

Cette méthode montre des résultats satisfaisants jusqu'à quelques dizaines de MHz, mais elle est relativement complexe à mettre en place.

### 1.5.2.2 Modélisation par terminaux équivalents

Dans le cas où la chaîne de conversion est déjà réalisée, des méthodes de modélisation d'après la mesure sont envisageables. Parmi ces méthodes, les modèles de type boîte noire à terminaux équivalents, développés en partie au laboratoire *CPES* à l'université de Virginia Tech aux États-Unis, sont populaires [Bai10; Sun15]. Ces méthodes font appel à des circuits équivalents de Norton pour construire un modèle comportemental des PEM. Pour extraire les sources et les impédances équivalentes de Norton, plusieurs mesures sont nécessaires sur la chaîne de conversion autour des points de fonctionnement souhaités et avec des impédances étalons. Ces méthodes ne permettent pas d'avoir accès aux différents chemins de propagation de la chaîne de conversion, qui sont modélisés de manière globale par les impédances de Norton.

### 1.5.2.3 Modélisation par identification des chemins de propagation

Enfin, une dernière approche consiste à identifier les chemins de propagation et à les caractériser [Zai19; Cos05; Rev11; Sat20]. La source des PEM de MC est modélisée en prenant la valeur de la moyenne des tensions entre la sortie et l'entrée du convertisseur [Rev11; Vid17; Sat20; Cos05]. Cette approche s'appuie sur l'hypothèse de la séparation des modes (cf. la section 1.2.2.2).

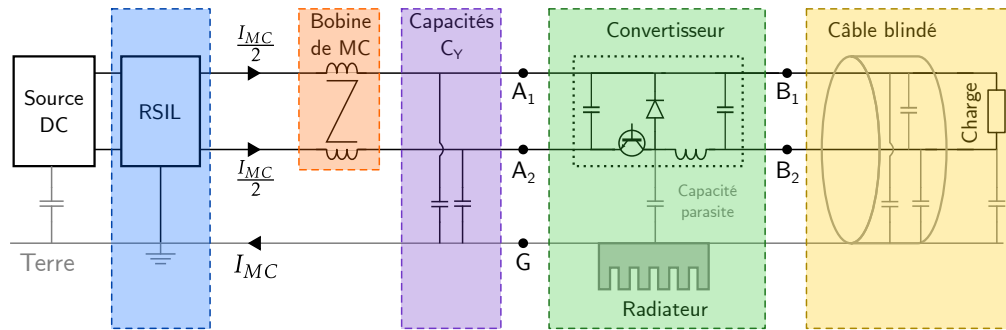


FIGURE 1.28 – Identification des impédances de mode commun de la chaîne de conversion DC-DC équipée d'un RSIL.

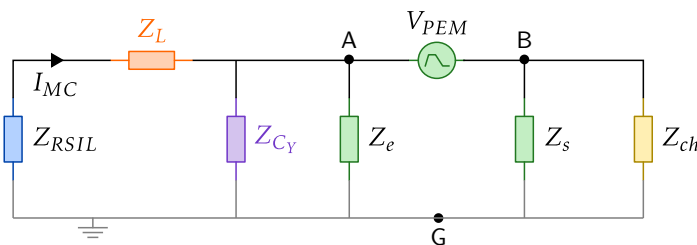


FIGURE 1.29 – Modèle de mode commun de la chaîne de conversion avec son filtre.

Elle est relativement simple à mettre en œuvre et compatible avec une modélisation physique ou comportementale des impédances. En outre, elle est précise jusqu'à environ 10 MHz.

### 1.5.3 Modèle retenu dans la thèse

L'objectif principal de ces travaux est le dimensionnement des bobines de mode commun. La modélisation circuit de MC de la chaîne de conversion est donc le moyen d'obtenir le cahier des charges de la bobine pour le respect des limites définies par les normes de CEM. Un modèle simple à mettre en œuvre et dans le domaine fréquentiel est donc préféré. Dans ces travaux, une approche fréquentielle est donc retenue, associée à une identification et une caractérisation des chemins de propagation. Le schéma de la chaîne de conversion de la figure 1.7 est donc repris et le filtre de MC y est ajouté dans la figure 1.28. Sur cette dernière figure, les différents chemins de propagation sont identifiés et rassemblés par groupe, ces groupes permettent d'obtenir le circuit équivalent de MC de la chaîne de conversion présenté dans la figure 1.29, avec  $Z_{RSIL}$  l'impédance de MC des RSIL,  $Z_L$  l'impédance de la bobine de MC,  $Z_{C_Y}$  l'impédance des condensateurs de classe Y en parallèle,  $Z_e$  et  $Z_s$  les impédances de MC d'entrée et de sortie du convertisseur,  $Z_{ch}$  l'impédance de MC du câble et de la charge et enfin  $V_{PEM}$  la source de tension équivalente des PEM de MC calculée à partir de la moyenne des tensions entre l'entrée et la sortie du convertisseur.

La caractérisation des chemins de propagation et la modélisation de la source de tension des PEM de MC de la chaîne de conversion utilisée dans ces travaux seront abordés en début de chapitre 4, avant le dimensionnement de la bobine de mode commun.

## 1.6 Conclusions du chapitre

Ce chapitre a présenté l'état de l'art sur les perturbations électromagnétiques conduites en électronique de puissance et les moyens de les réduire. Le filtrage passif de ces perturbations est la solution retenue. La séparation des modes de propagation permet l'étude et le dimensionnement des filtres. Les perturbations de mode différentiel étant généralement plus faibles et plus faciles à filtrer, les efforts sont portés sur le mode commun. Un filtre de mode commun de type  $LC$  est constitué d'une bobine de mode commun et de deux condensateurs de classe  $Y$  (pour un système monophasé, ou continu). Dans cette thèse, seule la bobine de mode commun est étudiée et dimensionnée.

La modélisation de mode commun de la chaîne de conversion, dans le domaine fréquentiel avec la caractérisation des chemins de propagation de MC par la mesure, permettra de définir le requis pour la bobine de mode commun. Cette modélisation sera abordée en début de chapitre 4. Le requis exprimé sous forme de paramètres circuit limites, servira d'entrée à la procédure de dimensionnement. Mais, avant de dimensionner le composant pour un cahier des charges, des modèles de l'impédance de la bobine de mode commun sont nécessaires.

Ces modèles, à l'échelle du composant doivent permettre de relier les caractéristiques géométriques et les propriétés physiques des matériaux aux éléments du circuit équivalent du composant. C'est pour cette raison que la modélisation circuit du composant, avec l'effet du matériau, sera abordée dans le chapitre 2, notamment à travers la caractérisation de l'impédance caractéristique des noyaux. Quand à l'effet des couplages capacitifs parasites dus au bobinage, il sera étudié en détail dans le chapitre 3.

# Caractérisation et modélisation du noyau magnétique torique

## Sommaire du présent chapitre

<b>2.1 Caractérisation petits signaux de la perméabilité</b>	<b>38</b>
2.1.1 Perméabilité complexe . . . . .	38
2.1.2 Principe de mesure . . . . .	39
2.1.3 Conception d'un dispositif de mesure pour les grands noyaux . . .	40
2.1.3.1 Cahier des charges . . . . .	41
2.1.3.2 Conception et fabrication . . . . .	41
2.1.3.3 Configurations de mesure . . . . .	43
2.1.4 Mesure à l'analyseur d'impédance . . . . .	43
2.1.4.1 Mesure à deux pointes . . . . .	44
2.1.4.2 Mesure à quatre pointes . . . . .	45
2.1.5 Mesure à l'analyseur de réseau vectoriel . . . . .	46
2.1.5.1 Rappels sur la théorie des quadripôles . . . . .	46
2.1.5.2 Configurations de mesures à l'analyseur de réseau vectoriel .	47
2.1.5.3 Mesure de type parallèle . . . . .	49
2.1.5.4 Mesure de type série . . . . .	51
2.1.6 Comparaison des moyens de mesure . . . . .	54
2.1.7 Interprétation de l'impédance caractéristique d'un noyau de Mn-Zn	55
<b>2.2 Modèle de Debye de la perméabilité complexe</b>	<b>55</b>
2.2.1 Description du modèle . . . . .	55
2.2.2 Équivalence à un circuit $R_p L_p$ parallèle . . . . .	56
2.2.3 Application du modèle aux ferrites Mn-Zn et Ni-Zn . . . . .	57
2.2.3.1 Ajustement de la fréquence de relaxation sur le Ni-Zn 4F1	58
2.2.3.2 Ajustement de la fréquence de relaxation sur le Mn-Zn N30	60
2.2.3.3 Utilisation et limites du modèle de Debye . . . . .	60
2.2.4 Limite de Snoek pour une famille de matériaux . . . . .	61
<b>2.3 Comportement haute fréquence des noyaux en Mn-Zn</b>	<b>62</b>
2.3.1 Caractérisation du comportement HF sur un noyau bobiné . . . . .	63

2.3.1.1	Couplages capacitifs dus au bobinage . . . . .	63
2.3.1.2	Comportement diélectrique du matériau magnétique . . . . .	64
2.3.2	Simulation EF de l'impédance caractéristique du noyau . . . . .	65
2.3.2.1	Géométrie, maillage et matériau . . . . .	66
2.3.2.2	Résultats de simulation . . . . .	68
2.3.3	Expression approchée de la pseudo-capacité matériau $C_{mat}$ . . . . .	72
2.3.4	Validation de l'effet de la taille du noyau sur $C_{mat}$ . . . . .	72
2.3.5	Prise en compte du comportement capacitif dans le modèle circuit . . . . .	77
2.3.5.1	Capacité d'ordre fractionnaire . . . . .	78
2.3.5.2	Modèle circuit de l'impédance caractéristique d'une série de noyaux Mn-Zn . . . . .	78
2.3.6	Conditions pour négliger l'effet pseudo-capacitif du noyau . . . . .	80
<b>2.4</b>	<b>Conclusion du chapitre</b>	<b>82</b>

La modélisation de l'impédance la bobine de mode commun est une étape essentielle pour son dimensionnement. L'objectif de ce chapitre est alors d'obtenir un modèle circuit de l'impédance caractéristique du noyau grâce aux paramètres géométriques et aux propriétés magnétiques du noyau. La caractérisation puis la modélisation de la perméabilité magnétique sont donc abordées dans un premier temps. Le lien avec la représentation circuit est expliqué dans un deuxième temps. Et enfin la caractérisation et la modélisation circuit du comportement diélectrique à haute fréquence d'un matériau de type Mn-Zn est présentée.

## 2.1 Caractérisation petits signaux de la perméabilité

La caractérisation du composant magnétique est essentielle pour le modéliser et prédire l'impédance caractéristique d'un noyau en fonction de sa taille, et cela dans l'optique du dimensionnement du composant bobiné. Cette section présente donc les points théoriques sur la caractérisation petits signaux de la perméabilité magnétique, ainsi qu'un dispositif spécialement conçu pour la caractérisation des noyaux de plus gros volume.

### 2.1.1 Perméabilité complexe

Comme vu précédemment dans la section 1.3.1.5, la perméabilité magnétique d'un matériau avec pertes est représentable par un nombre complexe issu de la mesure de l'impédance complexe d'une bobine. Pour rappel la perméabilité magnétique relative complexe dans sa représentation série est

$$\overline{\mu_r} = \mu_r' - j \cdot \mu_r'' \quad (2.1)$$

La figure 2.1(a) est un rappel de cette représentation série pour le matériau N30.

Il est aussi possible d'utiliser une représentation parallèle. En effet l'impédance complexe de la bobine mesurée est présentée de manière parallèle dans le circuit de la figure 2.1(b), soit

$$\frac{1}{Z_L} = \frac{1}{R_p} + \frac{1}{j \cdot X_p}, \quad (2.2)$$

avec  $R_p$  et  $X_p$  respectivement la résistance parallèle et la réactance parallèle.

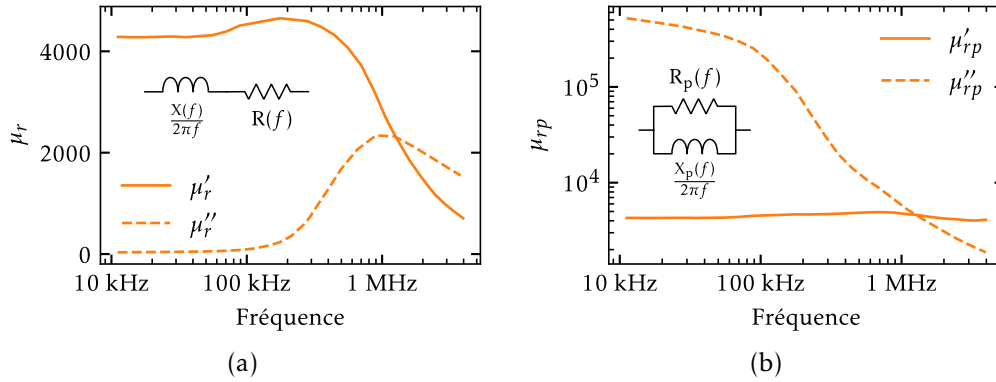


FIGURE 2.1 – Perméabilité magnétique relative complexe du matériau N30 : (a) représentation série, représentation parallèle.

Il en est déduit, avec l'équation (1.15), la représentation parallèle de la perméabilité magnétique relative complexe, soit

$$\frac{1}{\overline{\mu_r}} = \frac{\mu_0 A \omega}{X_p} - \frac{\mu_0 A \omega}{j \cdot R_p}. \quad (2.3)$$

Cette équation est généralisable à toutes les fréquences, il vient alors que

$$\frac{1}{\overline{\mu_r(f)}} = \frac{1}{\mu'_{rp}(f)} - \frac{1}{j \cdot \mu''_{rp}(f)}, \quad (2.4)$$

avec  $\mu'_{rp}$ ,  $\mu''_{rp}$  les perméabilités magnétiques relatives parallèles, respectivement primaire et secondaire. Dans le cas du matériau N30, la perméabilité magnétique relative parallèle primaire est pratiquement constante et égale à la perméabilité relative initiale  $\mu_{ri}$ , la secondaire semble évoluer selon l'inverse de la fréquence. Les relations de passage de la représentation série à la représentation parallèle [Wat89] sont

$$\mu'_{rp} = \frac{\mu_r'^2 + \mu_r''^2}{\mu_r'^2}, \quad \mu''_{rp} = \frac{\mu_r'^2 + \mu_r''^2}{\mu_r''^2}. \quad (2.5)$$

La mesure de l'impédance  $Z_L$  nécessite quelques précautions, afin de limiter l'impact des couplages capacitifs du bobinage notamment. Le principe de la mesure est expliqué dans la sous-section suivante.

### 2.1.2 Principe de mesure

La mesure de la perméabilité est extraite de la mesure de l'impédance d'un noyau dont le coefficient géométrique  $A$  est connu. La difficulté est alors de mesurer uniquement l'impédance du noyau et pas celle du bobinage ou de l'air. Pour ce faire, un dispositif de type bobine primaire à un seul tour est utilisé. Les mesures étant réalisées à l'analyseur d'impédance, un dispositif commercial existe pour la caractérisation de la perméabilité magnétique. Le dispositif *Magnetic Material Test Fixture* référencé 16454A de chez *Keysight*, présenté dans la figure 2.2(b) monté sur l'adaptateur *APC-7mm* référencé 42942A, permet de mesurer la perméabilité sur l'analyseur d'impédance *HP4294A* (voir la figure 2.2(a)). Le dispositif 16454A consiste en un cylindre avec

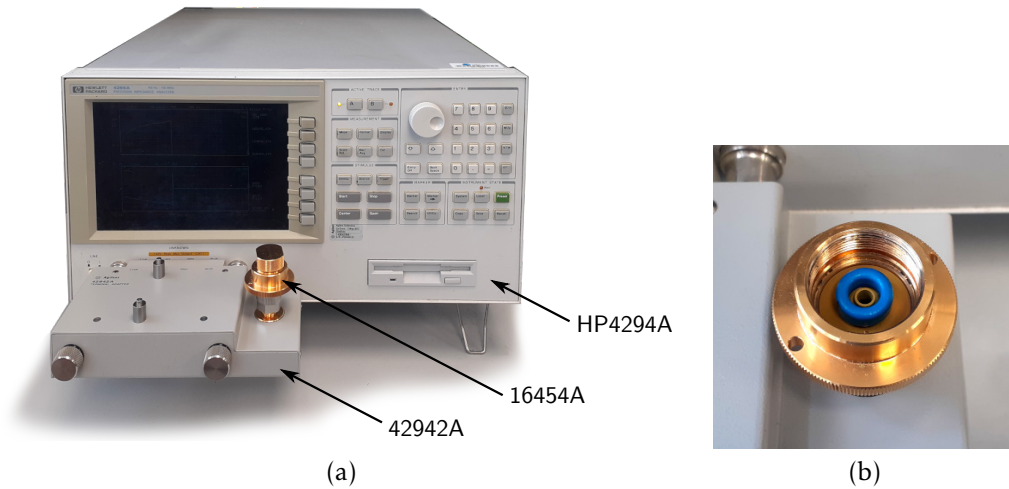


FIGURE 2.2 – Photographies de (a) l'analyseur d'impédance équipé du dispositif de caractérisation de la perméabilité, et (b) d'un noyau chargé dans le 16454A.

un couvercle à visser équipé d'une tige centrale coaxiale. Un centreur en plastique permet de charger et de centrer un noyau comme cela est montré dans la figure 2.2(b).

Deux mesures sont nécessaires, une à vide  $Z_{av}$  pour compenser la partie due à l'air, et une avec un noyau magnétique  $Z_{MUT}$ . Connaissant la géométrie du noyau, ici un tore de rayon externe  $R$ , de rayon interne  $r$  et de hauteur  $h$ , la perméabilité magnétique relative complexe  $\overline{\mu}_r$  est déduite dans l'équation (2.6).

$$\overline{\mu}_r = \frac{2\pi \cdot (Z_{MUT} - Z_{av})}{j \cdot 2\pi f \cdot h \cdot \ln\left(\frac{R}{r}\right)} + 1 \quad (2.6)$$

Ce dispositif ne permet pas de mesurer des noyaux dont le rayon externe serait plus grand que 10 mm, ou dont la hauteur serait plus grande que 8,5 mm. Un dispositif pour des noyaux plus grands et donc conçu ci-après.

### 2.1.3 Conception d'un dispositif de mesure pour les grands noyaux

Dans ces travaux il est nécessaire de pouvoir caractériser la perméabilité de noyaux plus grands que ceux autorisés par le dispositif 16454A pour les raisons suivantes :

- la perméabilité de chaque noyau est légèrement différente de la valeur nominale donnée dans la fiche technique constructeur :
  - afin de caractériser la CPE d'un noyau bobiné en vue de valider le modèle de la CPE (proposé dans le chapitre 3) une connaissance fine de cette valeur est donc nécessaire ;
  - afin de prendre en compte la valeur de la perméabilité des noyaux utilisés lors des essais, et ainsi d'investiguer plus finement les origines des écarts entre le modèle et la mesure des PEM ;
- et afin de vérifier l'existence et l'effet, selon la taille du noyau, de l'effet diélectrique décrit dans la littérature et dans la section 1.3.2.2.

### 2.1.3.1 Cahier des charges

Le dispositif qui est en fait une bobine à un tour (*one turn*) (OT), est conçu sur le modèle de la version commerciale, mais avec le cahier des charges suivant :

- un diamètre externe utile de 40 mm,
- un diamètre interne utile inférieur à 5 mm,
- une hauteur utile de au moins 20 mm,
- la possibilité d'utiliser le dispositif sur deux appareils, à savoir l'analyseur d'impédance (connecteurs de type BNC) et le analyseur de réseau vectoriel (*vector network analyzer*) (VNA) (connecteurs de type N),
- la possibilité de réaliser la mesure en un port ou en deux ports,
- si possible simplifier l'opération de chargement/déchargement du noyau,
- et garantir la possibilité de mesurer une impédance en circuit ouvert et en court-circuit pour compenser et corriger l'impédance du noyau sous test, et ainsi éviter de reporter sur la perméabilité des couplages parasites à HF avec le dispositif.

### 2.1.3.2 Conception et fabrication

Le cahier des charges décrit précédemment permet de réaliser le dispositif de mesure de la manière suivante. Le corps est usiné dans un tube en laiton d'épaisseur 4 mm, les couvercles sont eux découpés dans un cylindre en laiton, et leur épaisseur est de 5 mm. Dans chacun des couvercles trois trous de diamètre M3 sont réalisés. Ces trous serviront à visser les couvercles de chaque côté du corps dans lequel des trous taraudés de type M3 sont réalisés. La version un port est montrée dans la figure 2.3 et la version deux ports dans la figure 2.4.

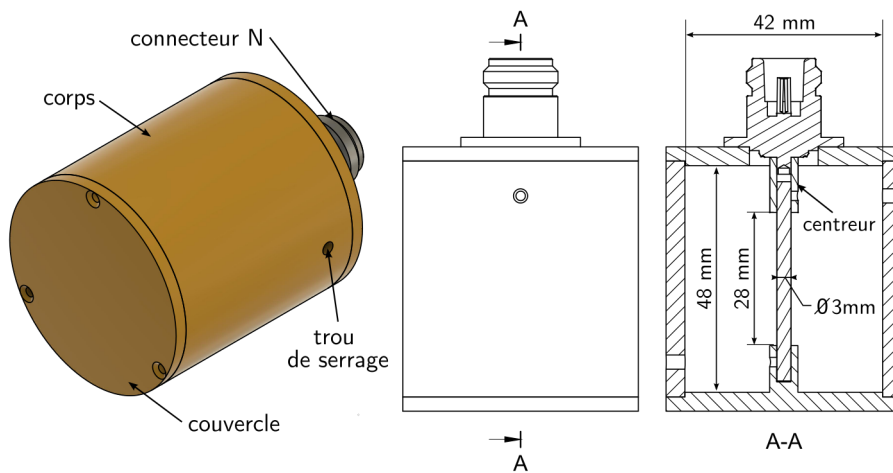


FIGURE 2.3 – Plans du dispositif de mesure OT pour la mesure avec un port de la perméabilité magnétique d'un tore.



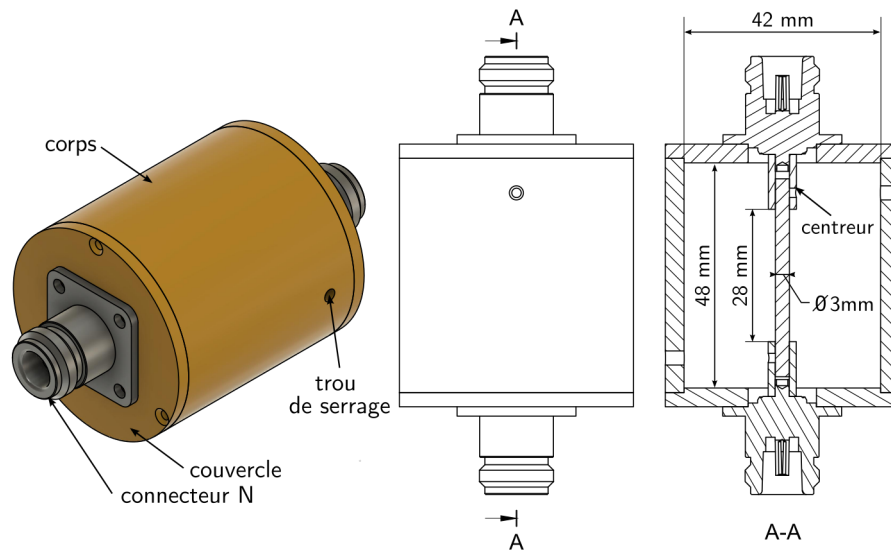


FIGURE 2.4 – Plans du dispositif de mesure OT pour la mesure avec deux ports de la perméabilité magnétique d'un tore.

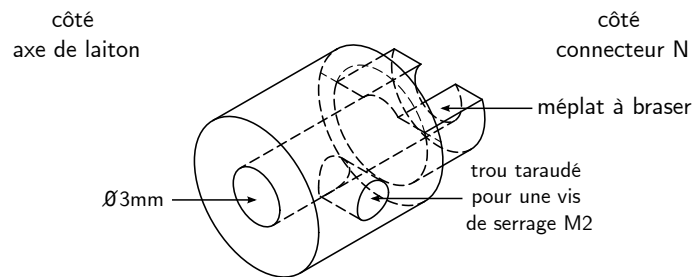


FIGURE 2.5 – Plan en transparence du centreur.

Une bague de serrage et d'adaptation, appelée centreur et présentée dans la figure 2.5, permet de monter un axe de laiton de 3 mm de diamètre sur les connecteurs N enchâssés dans les couvercles. Deux trous de serrage dans le corps permettent de réaliser l'opération une fois l'axe chargé du noyau.

Afin de maintenir les noyaux à caractériser centrés sur l'axe, des espaceurs en plastique, réalisés par fabrication additive sont conçus et montrés dans la figure 2.6(a). Ces espaceurs sont enfilés sur l'axe en laiton de chaque côté du noyau à caractériser, des joints toriques viennent maintenir les espaceurs de chaque côté, comme cela est montré dans la figure 2.6(b). L'axe chargé ainsi du noyau est alors inséré dans le centreur du couvercle, ou du fond de l'OT comme le montre la figure 2.6(c).

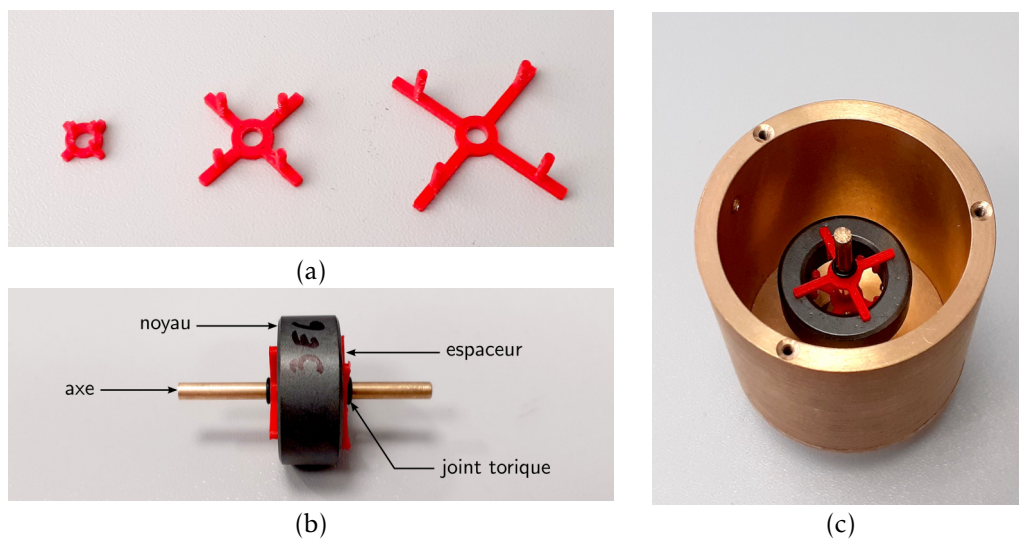


FIGURE 2.6 – Photographies des (a) centreurs pour charger le noyau sur l’axe, (b) de l’axe chargé d’un noyau maintenu grâce aux centreurs, et (c) de l’axe chargé inséré dans le dispositif OT.

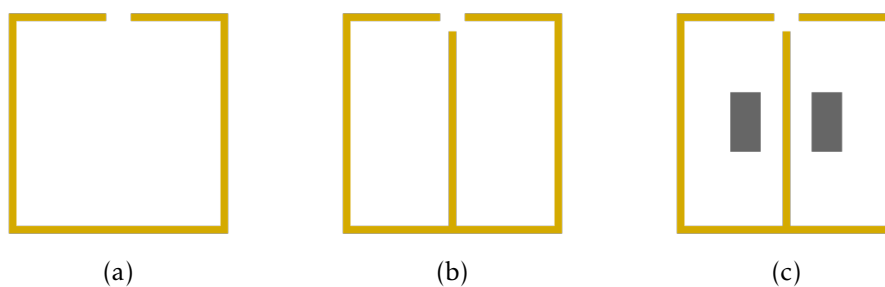


FIGURE 2.7 – Schéma en coupe de l’OT en configuration un port pour la mesure des impédances (a) en circuit ouvert  $Z_{ouv}$ , (b) à vide  $Z_{av}$ , et (c) avec le tore  $Z_{MUT}$ .

### 2.1.3.3 Configurations de mesure

Comme vu précédemment deux configurations de mesure sont possibles : une mesure un port, ou une mesure deux ports. Mais dans les deux cas plusieurs impédances sont mesurables :

- la mesure en circuit ouvert  $Z_{ouv}$  (cf. figure 2.7(a)),
- la mesure à vide  $Z_{av}$  (cf. figure 2.7(b)),
- et la mesure avec un tore  $Z_{MUT}$  (cf. figure 2.7(c)).

### 2.1.4 Mesure à l’analyseur d’impédance

La mesure de l’impédance caractéristique du noyau peut se faire de deux manières à l’analyseur d’impédance : une mesure de type deux pointes et une mesure de type quatre pointes. Mais les deux restent des mesures de type un port. La différence est dans la prise en compte ou non des couplages avec le cylindre extérieur.

### 2.1.4.1 Mesure à deux pointes

La mesure à deux pointes est réalisée avec le dispositif OT dans sa configuration un port. Un adaptateur N vers BNC est alors utilisé pour faire la connexion entre l'OT et l'adaptateur 16047E de l'analyseur d'impédance comme cela est montré dans la figure 2.8.

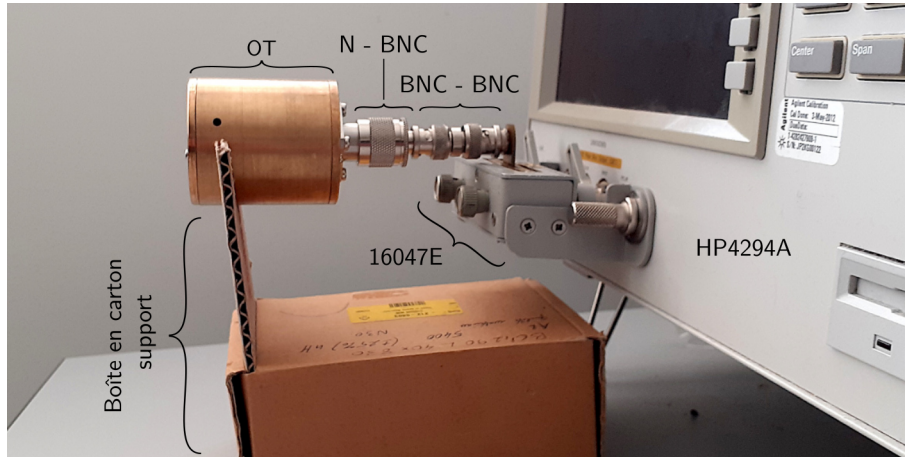


FIGURE 2.8 – Photographie du dispositif OT monté sur l'analyseur d'impédance, pour une mesure de type deux pointes.

Le protocole de mesure est le suivant :

- compensation du circuit ouvert et du court-circuit au niveau du socket 16047E,
- mesure de l'impédance à vide de l'OT  $Z_{av}$ ,
- mesure de l'impédance caractéristique du noyau  $Z_{MUT}$ ,
- application de l'équation (2.6) pour déterminer  $\mu_r$ .

Paramètre	Symbole	Valeur
Rayon externe	$R$	8 mm
Rayon interne	$r$	4,8 mm
Hauteur	$h$	6,3 mm
Matériau	-	N30
Perméabilité rel. initiale	$\mu_{ri}$	4300
Référence fabricant	-	B64290L0045X830

TABLEAU 2.1 – Dimensions et propriétés magnétiques du noyau  $T_1$  utilisé pour les essais de caractérisation.

Pour les essais le noyau magnétique torique  $T_1$  décrit dans le tableau 2.1 est utilisé. Les impédances à vide et en circuit ouvert du OT sont montrées dans la figure 2.9, ainsi que l'impédance  $Z_{MUT}$  avant et après compensation du noyau  $T_1$ . L'inductance à vide du dispositif est d'environ 46 nH, et la capacité en ouvert d'environ 9 pF. Au-delà de 30 MHz l'impédance  $Z_{MUT}$  est masquée par  $Z_{av}$ , la compensation permet alors d'obtenir  $Z_{comp}$  sans l'effet du masquage, jusque 110 MHz.

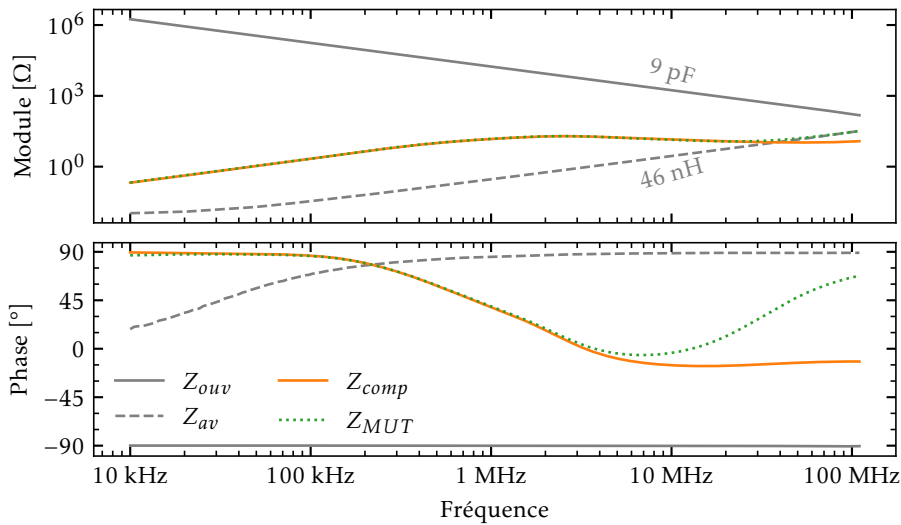


FIGURE 2.9 – Spectres d'impédance de la caractérisation du noyau magnétique  $T_1$ , avec le dispositif OT en configuration un port deux pointes sur l'analyseur d'impédance.

#### 2.1.4.2 Mesure à quatre pointes

La mesure quatre pointes est réalisée avec le dispositif OT dans sa configuration deux ports. Les quatre connecteurs de l'analyseur d'impédance sont branchés au dispositif OT via un câble d'extension référencé 16048A. Des dériviatives BNC de type T sont alors utilisées pour brancher par paires les quatre pointes, puis un adaptateur BNC vers N fini la connexion avec l'OT, comme cela est détaillé dans la figure 2.10.

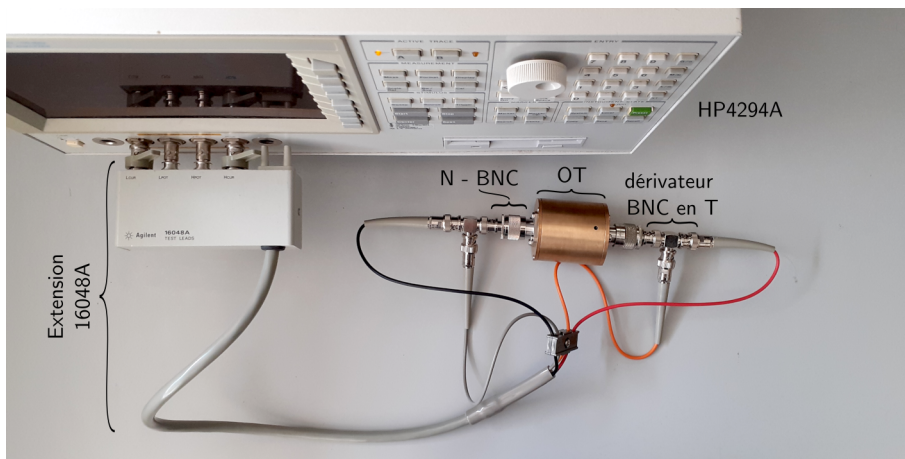


FIGURE 2.10 – Photographie du dispositif OT monté sur l'analyseur d'impédance, pour une mesure de type quatre pointes.

Le protocole de mesure est le suivant :

- compensation du circuit ouvert, du court-circuit et étalonnage en charge et en phase grâce à une charge 100 Ω au niveau du 16048A (cf. [Key16]),

- mesure de l'impédance à vide de l'OT  $Z_{av}$ ,
- mesure de l'impédance caractéristique du noyau  $Z_{MUT}$ ,
- application de l'équation (2.6) pour déterminer  $\bar{\mu}_r$ .

Les impédances à vide et en circuit ouvert sont montrées dans la figure 2.11, ainsi que l'impédance  $Z_{MUT}$  avant et après compensation du même tore que précédemment. L'inductance à vide du dispositif est d'environ 46 nH, et la capacité en circuit ouvert d'environ 15 fF, soit la limite haute d'impédance qu'est capable d'atteindre l'appareil. Au-delà de 30 MHz l'impédance  $Z_{MUT}$  est masquée par  $Z_{av}$ , la compensation permet alors d'obtenir  $Z_{comp}$  sans l'effet du masquage. La mesure quatre pointes permet de réduire l'effet de la capacité du circuit ouvert sur la mesure, néanmoins l'ajout de l'extension 16048A pour la connexion à l'OT rend les mesures moins précises au-delà de 15 MHz. En effet la phase de  $Z_{ouv}$  n'est plus physique. C'est pour étendre la plage de fréquences que le VNA sera utilisé dans la sous-section suivante.

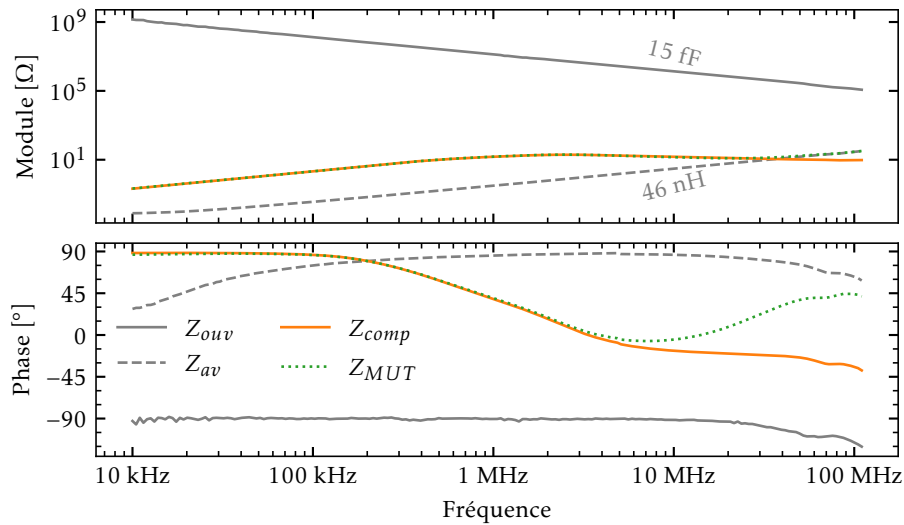


FIGURE 2.11 – Spectres d'impédance de la caractérisation du noyau magnétique  $T_1$ , avec le dispositif OT en configuration un port quatre pointes sur l'analyseur d'impédance.

## 2.1.5 Mesure à l'analyseur de réseau vectoriel

Le VNA est un appareil dédié à la caractérisation des circuits électriques à plusieurs ports (un port est équivalent à deux terminaux). Ces circuits équivalents sont représentés par des matrices de paramètres complexes qui dépendent de la fréquence. Dans les sous-sections suivantes, la théorie des quadripôles sera donc rappelée brièvement, puis les configurations de mesure du VNA seront présentées, et enfin elle seront appliquées à la caractérisation d'un noyau magnétique grâce au dispositif OT.

### 2.1.5.1 Rappels sur la théorie des quadripôles

Un quadripôle est une représentation de type boîte noire d'un circuit électrique à deux ports. Il est souvent représenté par une boîte comme dans la figure 2.12. Cette représentation permet d'exprimer les grandeurs d'entrée ( $V_1$  et  $I_1$ ) et de sortie ( $V_2$  et  $I_2$ ) en fonction des paramètres d'impédance du quadripôle, à savoir  $Z_{11}$ ,  $Z_{22}$ ,  $Z_{12}$  et  $Z_{21}$ . L'ensemble de ces paramètres est

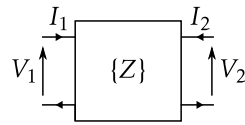


FIGURE 2.12 – Représentation d'un circuit électrique à deux ports grâce à un quadripôle défini par une matrice d'impédance  $\{Z\}$ .

rassemblé dans une matrice nommée  $\{Z\}$  et présentée dans l'équation (2.7). Il est intéressant de noter que pour les réseaux passifs la relation suivante est vraie  $Z_{12} = Z_{21}$ , et que pour les réseaux symétriques la relation suivante est vraie et s'ajoute à la précédente  $Z_{11} = Z_{22}$

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} \quad (2.7)$$

Il est aussi possible d'exprimer le réseau sous la forme de sa matrice d'admittance  $\{Y\}$ , comme dans l'équation (2.8) avec  $Y_{11}$ ,  $Y_{22}$ ,  $Y_{12}$  et  $Y_{21}$  les paramètres d'admittances.

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} \quad (2.8)$$

Enfin le VNA travaille par défaut avec les paramètres  $S$  (pour *scattering*, soit diffusion en français). Dans ce cas les ondes réfléchies  $B_1$  et  $B_2$  sont exprimées en fonction des ondes incidentes  $A_1$  et  $A_2$  comme dans l'équation (2.9) avec  $S_{11}$  et  $S_{22}$  les coefficients de réflexion et  $S_{12}$  et  $S_{21}$  les coefficients de transmission.

$$\begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} \quad (2.9)$$

La matrice  $\{S\}$  est convertie vers les matrices  $\{Z\}$  pour l'impédance, et  $\{Y\}$  pour l'admittance selon les besoins, et en prenant en compte l'impédance à vide de l'appareil, soit ici  $Z_0 = 50 \Omega$ , grâce aux équations présentées dans [Fri94]. Par exemple, dans la suite de la thèse l'opération de transformation matricielle d'une matrice  $\{S\}$  vers la matrice  $\{Z\}$  est indiquée par

$$\{S\} \xrightarrow[Z_0=50\Omega]{z} \{Z\}. \quad (2.10)$$

### 2.1.5.2 Configurations de mesures à l'analyseur de réseau vectoriel

Le VNA référencé *E5071C* permet de faire la mesure des paramètres  $S$  dans la gamme des fréquences radio (ici 9 kHz à 4,5 GHz). Les différentes configurations de mesure de l'impédance  $Z$  d'un dipôle au VNA sont montrées dans la figure 2.13. Chaque port du VNA est représenté par son impédance caractéristique  $Z_0$  ainsi que par une source d'excitation  $V_0$ . Pour la mesure à deux ports les deux configurations possibles sont : série et parallèle.

L'évolution des paramètres  $S$  pour chacun des cas en fonction de l'impédance caractéristique  $Z_0$  des ports (ici  $50 \Omega$ ) est définie dans les équations (2.11) à (2.13) pour respectivement le paramètre de réflexion un port  $S_{11p}$ , le paramètre de transmission deux ports série  $S_{12s}$ , et le paramètre de transmission deux ports parallèle  $S_{12p}$ , d'après [Cas12]. Les paramètres sont tracés pour le cas d'une impédance  $Z$  purement résistive ( $Z = R$ ) dans la figure 2.14. Chaque type de mesure permet d'obtenir une certaine sensibilité à la valeur de  $Z$ . L'incertitude mesurée sur les paramètres  $S$  étant propagée sur l'impédance  $Z$  calculée, la mesure de type parallèle est

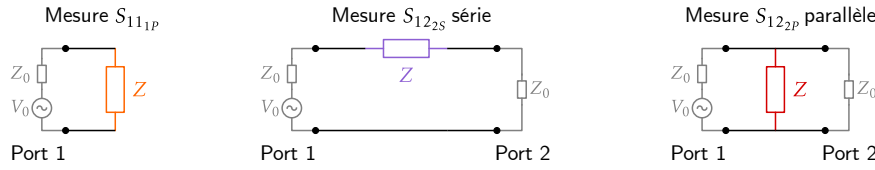
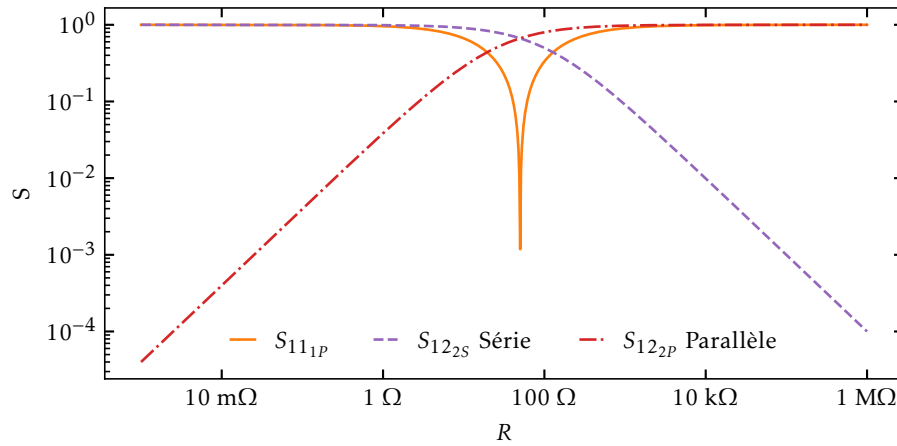


FIGURE 2.13 – Configurations de mesure d'un dipôle au VNA.

FIGURE 2.14 – Évolution des paramètres  $s$  en fonction de la valeur de l'impédance.

donc adaptée à la mesure des impédances faibles ( $< 50 \Omega$ ), celle de type série à la mesure de grandes impédances ( $> 50 \Omega$ ), et la mesure à 1 port est adaptée à des impédances dont la valeur est proche de la valeur de l'impédance caractéristique des ports de l'appareil. [Laf11 ; Vie21 ; Key16]. Selon la taille du noyau à caractériser et la perméabilité de ce dernier l'une ou l'autre des configurations de mesure deux ports sera donc plus indiquée. C'est pour cette raison que les deux sont détaillées ci-après. La mesure à un port est délaissée car l'analyseur d'impédance dédié à ce genre de mesure est plus performant que le VNA dans sa gamme de fréquence (la gamme de fréquence de l'analyseur d'impédance *HP4294A* s'étend de 40 Hz à 110 MHz).

$$S_{11_{1P}} = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \quad (2.11)$$

$$S_{12_{2S}} = \frac{2 \cdot Z_0}{2 \cdot Z_0 + Z} \quad (2.12)$$

$$S_{12_{2P}} = \frac{2 \cdot Z}{2 \cdot Z + Z_0} \quad (2.13)$$

De la même manière que précédemment avec l'analyseur d'impédance, et pour les deux configurations de mesure deux ports (en série et en parallèle), le protocole expérimental de mesure implique :

- d'étalonner l'appareil au niveau des connecteurs N des extensions grâce au kit 85032E,
- de réaliser une mesure en circuit ouvert  $\{S_A\}$
- de réaliser une mesure à vide  $\{S_B\}$ ,



— et de réaliser une mesure avec le tore  $\{S_{MUT}\}$ .

### 2.1.5.3 Mesure de type parallèle

Pour la mesure à deux ports de type parallèle, le dispositif OT est équipé d'un T de type N comme cela est montré sur la figure 2.15. Le schéma équivalent du dispositif chargé avec un noyau magnétique est de type T et montré dans la figure 2.16, avec  $Z_a$  les impédances d'accès,  $Z_{av}$  l'impédance à vide,  $Z_{ouv}$  l'impédance en ouvert, et  $Z_{noy}$  l'impédance caractéristique du noyau. Afin d'extraire  $Z_{noy}$  plusieurs étapes de mesure et de calcul sont nécessaires.

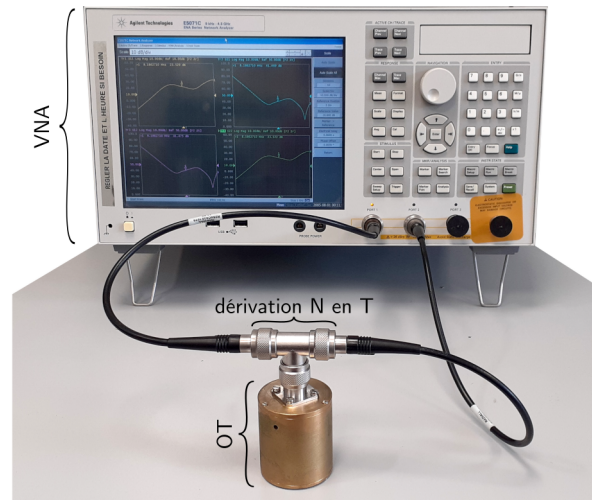


FIGURE 2.15 – Photographie du dispositif OT branché sur le VNA en mesure de type parallèle.

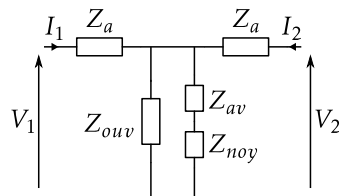


FIGURE 2.16 – Schéma équivalent du dispositif OT chargé d'un noyau en configuration deux ports parallèle.

Le circuit équivalent retenu pour étudier l'impédance de l'ensemble est donc de type T et montré dans la figure 2.17, avec  $Z_a$  et  $Z_{OI}$  respectivement les impédances d'accès et d'intérêt. Connaissant la matrice  $\{Z\}$  mesurée,  $Z_a$  et  $Z_{OI}$  sont exprimées en fonction des paramètres  $Z$  dans l'équation (2.14).

$$\begin{bmatrix} Z_a + Z_{OI} & Z_{OI} \\ Z_{OI} & Z_a + Z_{OI} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} \Rightarrow \begin{cases} Z_a = Z_{11} - Z_{12} \\ Z_{OI} = Z_{12} \end{cases} \quad (2.14)$$

Ainsi d'après le schéma équivalent de la mesure  $\{S_A\}$  en circuit ouvert de la figure 2.18, l'impédance  $Z_{ouv}$  est déduite dans les équations (2.15) à (2.16).



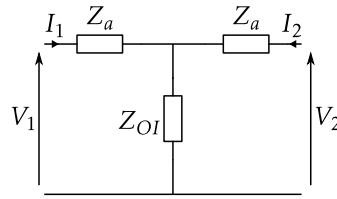


FIGURE 2.17 – Quadripôle d'impédances de type T.

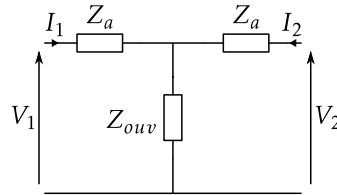


FIGURE 2.18 – Schéma équivalent de la mesure deux ports parallèle en configuration A ouvert.

$$\{S_A\} \xrightarrow[Z_0=50\Omega]{z} \{Z_A\} \quad (2.15)$$

$$Z_{ouv} = Z_{A,12} \quad (2.16)$$

Puis d'après le schéma équivalent de la mesure  $\{S_B\}$  à vide de la figure 2.19, l'impédance  $Z_{av}$  est déduite dans les équations (2.17) à (2.18).

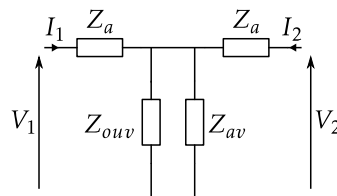


FIGURE 2.19 – Schéma équivalent de la mesure deux ports parallèle en configuration B à vide.

$$\{S_B\} \xrightarrow[Z_0=50\Omega]{z} \{Z_B\} \quad (2.17)$$

$$Z_{av} = \frac{1}{\frac{1}{Z_{B,12}} - \frac{1}{Z_{ouv}}} \quad (2.18)$$

Et enfin d'après le schéma équivalent de la mesure  $\{S_{MUT}\}$  avec le noyau de la figure 2.16, l'impédance  $Z_{noy}$  est déduite dans les équations (2.19) à (2.20).

$$\{S_{MUT}\} \xrightarrow[Z_0=50\Omega]{z} \{Z_{MUT}\} \quad (2.19)$$

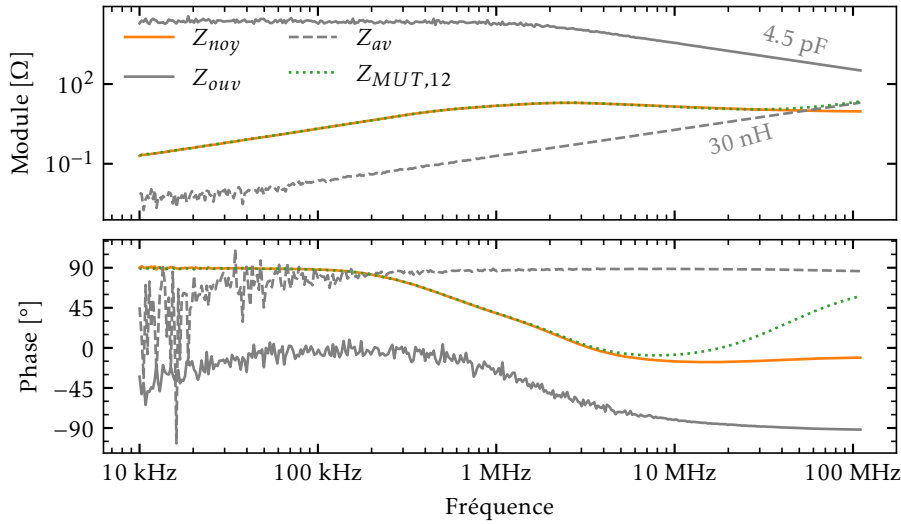


FIGURE 2.20 – Spectre d'impédance de la caractérisation du noyau magnétique  $T_1$ , avec le dispositif OT en configuration deux ports de type parallèle sur le VNA.

$$Z_{noy} = \frac{1}{\frac{1}{Z_{MUT,12}} - \frac{1}{Z_{ouv}}} - Z_{av} \quad (2.20)$$

Les spectres des impédances extraites précédemment sont montrés dans la figure 2.20 pour le même tore que précédemment (voir section 2.1.4.1). L'impédance en circuit ouvert correspond à une capacité d'environ 4,5 pF. Elle est très bruitée et constante à BF car l'impédance du circuit ouvert de l'appareil est plus faible, et de fait la masque complètement. Et celle à vide correspond à une inductance d'environ 30 nH. Le protocole de mesure détaillé précédemment permet bien d'obtenir l'impédance du noyau  $Z_{noy}$  sans le masquage du dispositif de mesure, visible sur  $Z_{MUT,12}$ .

#### 2.1.5.4 Mesure de type série

Pour la mesure à deux ports de type série, le dispositif OT est utilisé en configuration deux ports, comme cela est montré sur la figure 2.21. Le schéma équivalent du dispositif chargé avec un noyau magnétique est de type II et montré dans la figure 2.22, avec  $Y_a$  les admittances d'accès,  $Z_{av}$  l'impédance à vide,  $Z_{ouv}$  l'impédance en ouvert, et  $Z_{noy}$  l'impédance caractéristique du noyau. Ici le noyau étant centré sur l'axe de l'OT, les admittances d'accès sont considérées identiques à gauche comme à droite. Afin d'extraire  $Z_{noy}$  plusieurs étapes de mesure et de calcul sont nécessaires.

Le circuit équivalent retenu pour étudier l'impédance de l'ensemble est donc de type II et montré dans la figure 2.23, avec  $Y_a$  et  $Y_{OI}$  respectivement les admittances d'accès et d'intérêt. Connaissant la matrice  $\{Y\}$  mesurée,  $Y_a$  et  $Y_{OI}$  sont exprimées en fonction des paramètres  $Y$  dans l'équation (2.21).

$$\begin{bmatrix} Y_a + Y_{OI} & -Y_{OI} \\ -Y_{OI} & Y_a + Y_{OI} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} \Rightarrow \begin{cases} Y_a & = Y_{11} + Y_{12} \\ Y_{OI} & = -Y_{12} \end{cases} \quad (2.21)$$

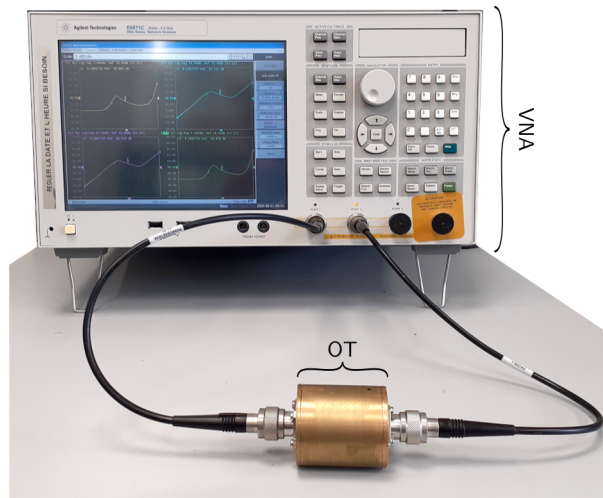


FIGURE 2.21 – Photographie du dispositif OT branché sur le VNA en mesure de type série.

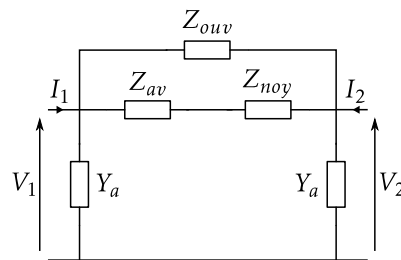


FIGURE 2.22 – Schéma équivalent du dispositif OT chargé d'un noyau en configuration deux ports série.

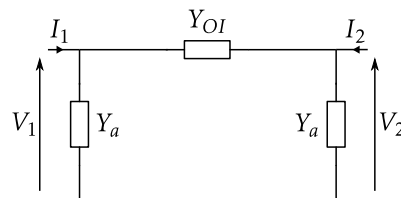


FIGURE 2.23 – Quadripôle d'admittances de type II.

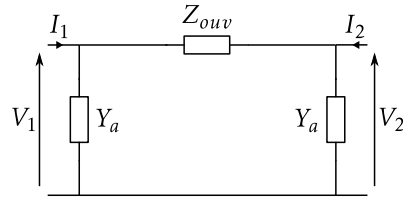


FIGURE 2.24 – Schéma équivalent de la mesure deux ports série en configuration A open.

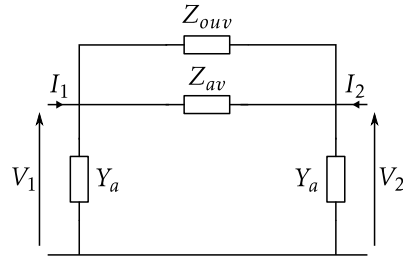


FIGURE 2.25 – Schéma équivalent de la mesure deux ports série en configuration B à vide.

Ainsi d'après le schéma équivalent de la mesure  $\{S_A\}$  en circuit ouvert de la figure 2.24, l'impédance  $Z_{ouv}$  est déduite dans les équations (2.22) à (2.23).

$$\{S_A\} \xrightarrow[Z_0=50\Omega]{y} \{Y_A\} \quad (2.22)$$

$$Z_{ouv} = \frac{1}{-Y_{A,12}} \quad (2.23)$$

Puis d'après le schéma équivalent de la mesure  $\{S_B\}$  à vide de la figure 2.25, l'impédance  $Z_{av}$  est déduite dans les équations (2.24) à (2.25).

$$\{S_B\} \xrightarrow[Z_0=50\Omega]{y} \{Y_B\} \quad (2.24)$$

$$Z_{av} = \frac{1}{-Y_{B,12} - \frac{1}{Z_{ouv}}} \quad (2.25)$$

Et enfin d'après le schéma équivalent de la mesure  $\{S_{MUT}\}$  avec le noyau de la figure 2.22, l'impédance  $Z_{noy}$  est déduite dans les équations (2.26) à (2.27).

$$\{S_{MUT}\} \xrightarrow[Z_0=50\Omega]{y} \{Y_{MUT}\} \quad (2.26)$$

$$Z_{noy} = \frac{1}{Y_{MUT,12} - \frac{1}{Z_{ouv}}} - Z_{av} \quad (2.27)$$

Les spectres des impédances extraites précédemment sont montrés dans la figure 2.26 pour le même tore que précédemment (voir section 2.1.4.1). L'impédance en circuit ouvert correspond à une capacité d'environ 15 fF. Et celle à vide correspond à une inductance d'environ 30 nH. Le protocole de mesure détaillé précédemment permet bien d'obtenir l'impédance du noyau  $Z_{noy}$

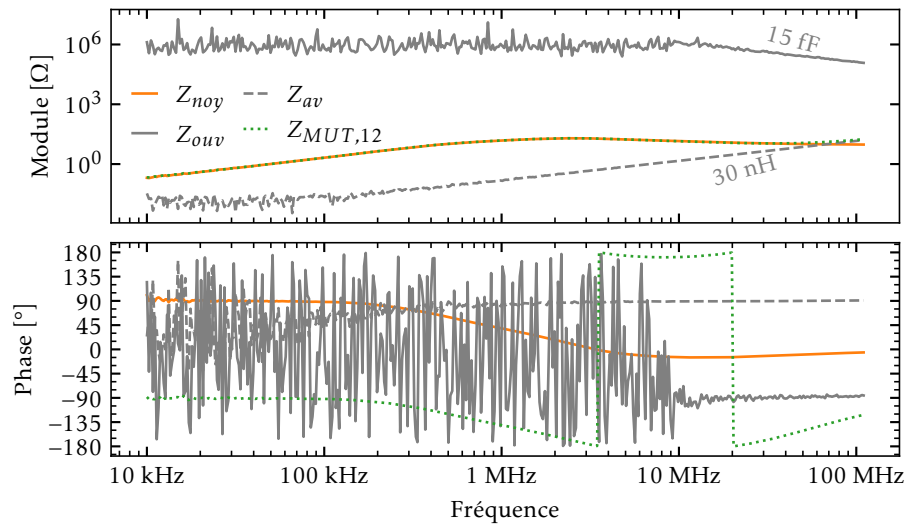


FIGURE 2.26 – Spectre d’impédance de la caractérisation du noyau magnétique  $T_1$ , avec le dispositif OT en configuration deux ports série sur le VNA.

sans le masquage du dispositif de mesure, visible sur  $Z_{MUT,12}$ . De même que précédemment  $Z_{ouv}$  est constante à BF, mais plus grande que dans la configuration parallèle. Ce résultat est attendu car la configuration série est la plus adaptée pour mesurer les grandes impédances. La partie constante est due au masquage de  $Z_{ouv}$  par l’impédance en circuit ouvert de l’appareil de mesure.

### 2.1.6 Comparaison des moyens de mesure

Les différents moyens de mesure présentés précédemment sont comparés sur la caractérisation du noyau en matériau  $N30$  référencé  $B64290L0045X830$ , dans la figure 2.27, avec comme référence le dispositif commercial  $16454A$  et la procédure de mesure associée. Les mesures réalisées à l’analyseur d’impédance sont nommées AI-2P et AI-4P pour respectivement les mesures à deux et quatre pointes, celles au VNA sont appelées VNA P et VNA S pour respectivement les mesures deux ports en parallèle et en série. La comparaison des spectres d’impédance dans la figure 2.27(a) montre que les différents moyens de mesure ont des performances similaires autour de l’impédance caractérisée ( $0,2 \Omega$  à  $10 \Omega$ ), et sur la plage de fréquences considérée (10 kHz à 100 MHz).

Le calcul de l’erreur relative sur le module de ces mêmes impédances montre dans la figure 2.27(b) que les écarts sont en effet très faibles (environ  $\pm 2\%$ ). Cela montre une bonne cohérence des moyens de mesure. Cela pose aussi la question de l’origine du comportement de type condensateur avec perte (la phase est à environ  $-20^\circ$ ) constaté sur le spectre d’impédance dans la figure 2.27(a) à partir d’environ 4 MHz (cet effet est connu dans la littérature comme un effet d’origine diélectrique, voir la section 1.3.2.2 pour plus de détails). En effet, quelque soit le dispositif, la configuration ou l’appareil de mesure utilisé, ce comportement est similaire. À part pour la mesure AI-4P dont la mesure en configuration A ouvert n’est pas physique et fausse les mesures (voir section 2.1.4.2). Mais cela est attendu lorsque les câbles d’extension  $16048A$  sont utilisés [Key16].

Les mesures réalisées au VNA sont bruitées en deçà de 100 kHz car l’appareil n’est pas dédié

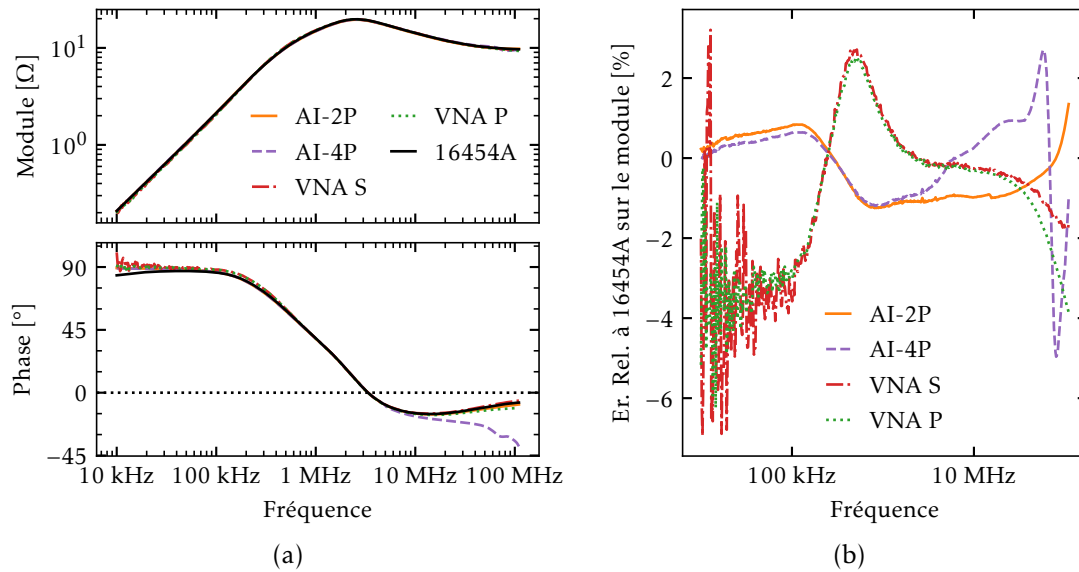


FIGURE 2.27 – Comparaison des moyens de mesure pour la caractérisation d’un noyau : (a) spectre d’impédance, et (b) erreur relative sur le module.

à cette plage de fréquences. La mesure AI-2P est la meilleure jusque 30 MHz. Cette dernière sera donc utilisée dans la suite pour caractériser des noyaux qui ont des côtés plus grands que ceux imposés par les dimensions du 16454A, car la mesure est facile à réaliser, et la plage de fréquence visée correspond à celle des applications de type électronique de puissance avec filtrage CEM.

### 2.1.7 Interprétation de l’impédance caractéristique d’un noyau de Mn-Zn

L’évolution de l’impédance caractéristique  $Z_{carac}$  des noyaux en matériau Mn-Zn a pour origine plusieurs phénomènes physiques. Le premier purement magnétique sera modélisé grâce à l’équation dite de Debye dans la section suivante. Cette équation s’applique aussi aux matériaux de type Ni-Zn, mais pas aux matériaux de type nanocristallin. Le second phénomène physique qui impacte l’impédance à HF d’un noyau de type Mn-Zn, est de type condensateur avec pertes. Ce phénomène sera étudié en détail et modélisé dans la section 2.3.

## 2.2 Modèle de Debye de la perméabilité complexe

Afin d’étudier les choix de matériau magnétique pour la conception de la bobine de mode commun, les spectres de perméabilité complexe extraits des caractérisations présentées précédemment sont modélisés par un modèle du premier ordre réductible à un circuit équivalent.

### 2.2.1 Description du modèle

Le modèle de Debye représente une relaxation du premier ordre de la perméabilité magnétique [Ham13]. Ce type de modèle décrit dans l’équation (2.28) permet de relier l’évolution de la perméabilité à deux grandeurs typiques de chaque matériau : la perméabilité relative initiale

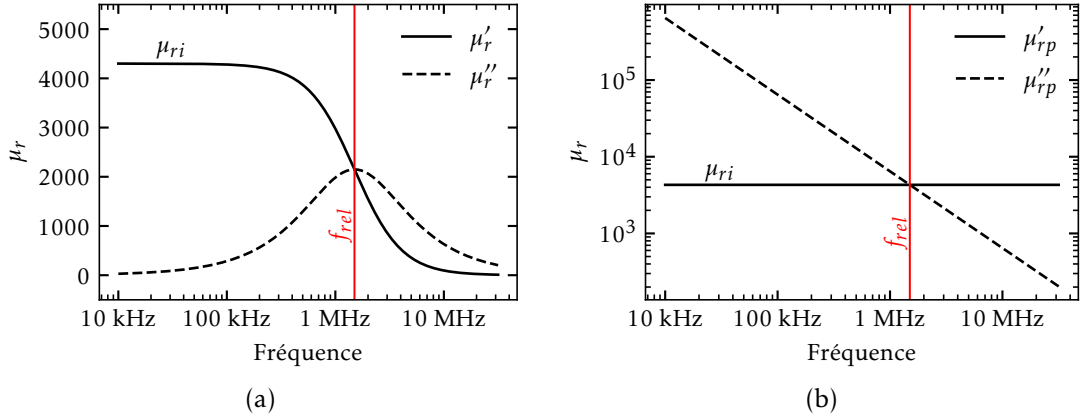


FIGURE 2.28 – Spectre de la perméabilité complexe défini par le modèle de Debye pour le matériau N30 : (a) représentation série, (b) représentation parallèle.

$\mu_{ri}$  et la fréquence de relaxation  $f_{rel}$  qui correspond à la fréquence du maximum de la partie imaginaire de la perméabilité relative complexe de Debye.

$$\overline{\mu_{rD}} = \frac{\mu_{ri}}{1 + j \frac{f}{f_{rel}}} \quad (2.28)$$

Grâce à l'équation (2.1), la représentation série de la perméabilité de Debye est obtenue, soit

$$\overline{\mu_{rD}} = \mu'_{rD} - j \cdot \mu''_{rD} \implies \mu'_{rD} = \frac{\mu_{ri}}{1 + (f/f_{rel})^2}, \quad \mu''_{rD} = \frac{\mu_{ri} \cdot f/f_{rel}}{1 + (f/f_{rel})^2}. \quad (2.29)$$

La perméabilité du matériau N30 est modélisée avec l'équation (2.28) ( $\mu_{ri} = 4300$ ,  $f_{rel} = 1,5$  MHz), et présentée sous sa forme série dans la figure 2.28(a).

La représentation parallèle de cette même perméabilité est donnée dans l'équation suivante

$$\frac{1}{\overline{\mu_{rD}}} = \frac{1}{\mu'_{rDp}} - \frac{1}{j \cdot \mu''_{rDp}} \implies \mu'_{rDp} = \mu_{ri}, \quad \mu''_{rDp} = \mu_{ri} \frac{f_{rel}}{f}. \quad (2.30)$$

La figure 2.28(b) montre toujours la perméabilité magnétique du matériau N30, mais cette fois dans sa représentation parallèle. Il est intéressant de remarquer que le changement de représentation de la perméabilité simplifie son évolution avec la fréquence, aussi bien dans les équations que dans sa représentation graphique, où deux droites qui se croisent à la fréquence de relaxation  $f_{rel}$  sont obtenues. D'ailleurs ces deux droites multipliées par  $2\pi f$  évolueraient en fonction de la fréquence de la même manière qu'une inductance et une résistance en parallèle. L'équivalence avec une représentation circuit  $RL$  parallèle est démontrée dans la sous-section suivante.

### 2.2.2 Équivalence à un circuit $R_p L_p$ parallèle

L'impédance  $Z_{LD}$  d'une bobine de coefficient géométrique  $A$ , et réalisée avec un matériau magnétique modélisé par une perméabilité magnétique relative complexe de Debye  $\overline{\mu_{rD}}$  est

$$Z_{LD} = j \cdot 2\pi f \cdot \overline{\mu_{rD}} \cdot A. \quad (2.31)$$

Avec la représentation complexe parallèle de la perméabilité de l'équation (2.30), il vient que

$$\frac{1}{Z_{L_D}} = \frac{1}{j \cdot 2\pi f \cdot \mu_{ri} \cdot A} + \frac{1}{2\pi f_{rel} \cdot \mu_{ri} \cdot A}. \quad (2.32)$$

Or l'admittance d'un circuit  $R_p L_p$  parallèle est

$$\frac{1}{Z_{R_p L_p}} = \frac{1}{j \cdot 2\pi f \cdot L_p} + \frac{1}{R_p}. \quad (2.33)$$

Il en est alors déduit par identification que

$$Z_{L_D} = Z_{R_p L_p} \implies \begin{cases} L_p = \mu_{ri} A \\ R_p = 2\pi f_{rel} \cdot \mu_{ri} A = 2\pi f_{rel} \cdot L_p \end{cases} \quad (2.34)$$

Cela permet de représenter l'impédance d'une bobine de coefficient géométrique  $A$ , dont le matériau est modélisé par une perméabilité de Debye par un circuit  $R_p L_p$  parallèle comme cela est montré dans la figure 2.29, pour plusieurs coefficients géométriques  $A$ .

L'évolution de l'impédance pour un matériau donné est alors dépendante du seul coefficient géométrique  $A$ . Cette propriété sera utilisée dans le chapitre 4 pour définir l'inductance minimale nécessaire au respect de la norme (voir section 1.4.1.1) indépendamment de la forme exacte du noyau (voir section 4.2.2.1).

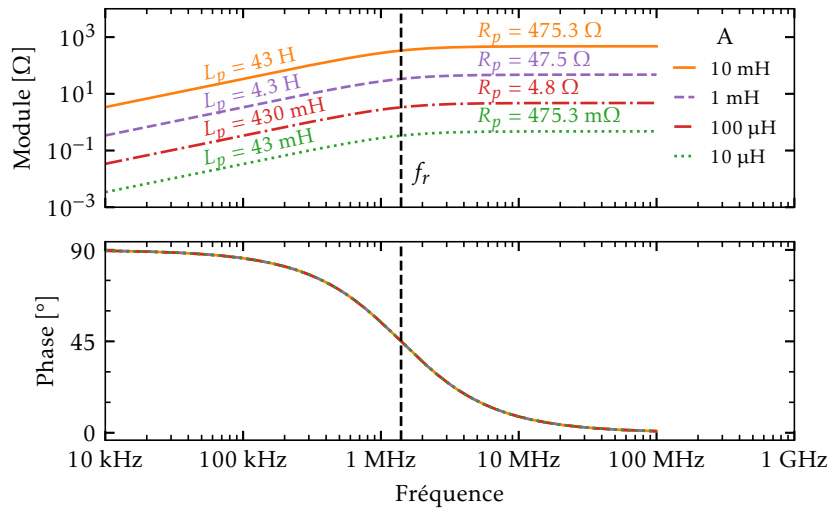


FIGURE 2.29 – Spectres d'impédance d'une bobine de différents facteurs de forme  $A$ , réalisée avec un matériau magnétique de type  $N30$  modélisé par l'équation de Debye.

### 2.2.3 Application du modèle aux ferrites Mn-Zn et Ni-Zn

Le modèle de Debye est applicable aux matériaux magnétiques qui présentent une fréquence de relaxation bien définie. Cela s'applique notamment aux ferrites Mn-Zn et Ni-Zn. La détermination des paramètres  $\mu_{ri}$  et  $f_{rel}$  du modèle de Debye pour chaque matériau peut se faire



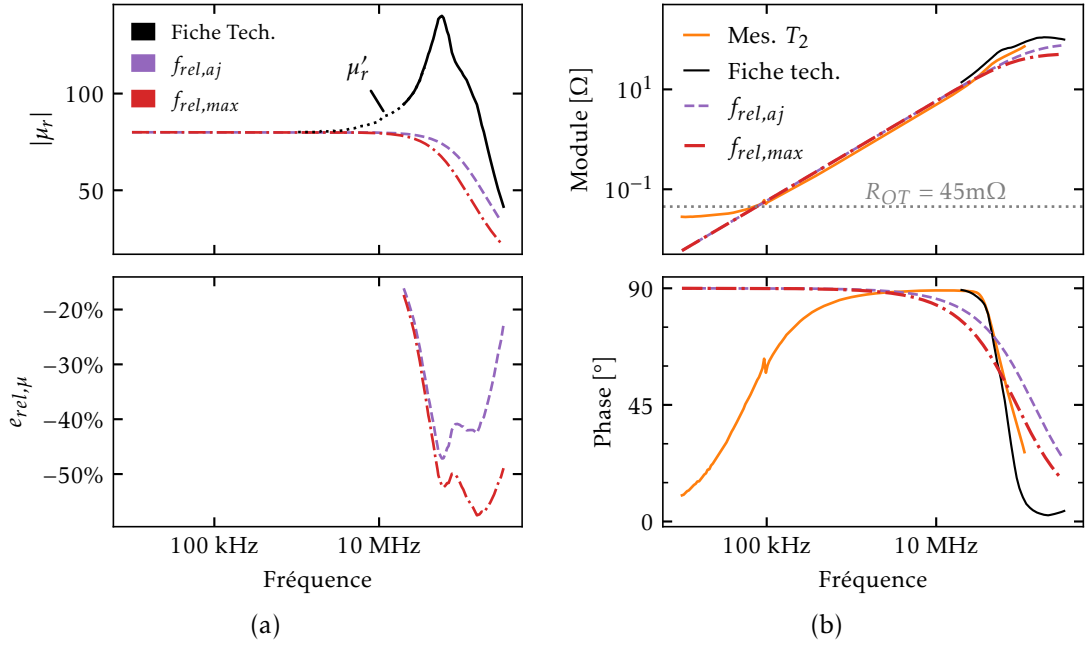


FIGURE 2.30 – Modélisation de la perméabilité du matériau magnétique 4F1 pour le noyau  $T_2$  : (a) comparaison des modèles de la perméabilité, (b) comparaison des modèles sur l'impédance caractéristique du noyau  $T_2$ .

respectivement par lecture graphique de la valeur de perméabilité basse fréquence sur la courbe de  $\mu_r'$ , et de la fréquence du maximum de la courbe  $\mu_r''$ .

Une seconde méthode, qui peut donner de meilleurs résultats compte tenu des écarts entre le modèle de Debye et les caractéristiques propres à chaque matériau, est de procéder à l'ajustement du modèle de Debye sur la courbe de perméabilité complexe. Des précautions sont prises pour garantir la valeur de  $\mu_{ri}$ . Ainsi  $\mu_{ri}$  est lue, et seule  $f_{rel}$  est utilisée comme paramètre d'ajustement du modèle de Debye sur la courbe de perméabilité complexe. La fonction d'ajustement de  $f_{rel}$  à minimiser est alors définie dans l'équation (2.35), avec  $f_{rel,aj}$  la valeur ajustée, et  $\mathcal{M}$  l'ensemble discret des fréquences mesurées.

$$f_{rel,aj} = \min_{f_{rel}} \sum_{f \in \mathcal{M}} \left| \frac{\mu_{r,mes}(f) - \overline{\mu_{rD}(f, \mu_{ri}, f_{rel})}}{\mu_{r,mes}(f)} \right| \quad (2.35)$$

Les deux approches décrites ci-dessus sont appliquées sur deux matériaux à titre d'essai : un ferrite de type Mn-Zn le N30, et un autre de type Ni-Zn le 4F1.

### 2.2.3.1 Ajustement de la fréquence de relaxation sur le Ni-Zn 4F1

Les résultats de l'ajustement sur le spectre du module de la perméabilité relative complexe sont montrés dans la figure 2.30(a). Les données constructeurs ne s'étendent pas sur toute la plage de fréquence considérée ici, notamment dans la bande 10 kHz à 1 MHz. Ainsi à BF, la perméabilité primaire  $\mu_r'$  est rappelée pour compléter la courbe, en effet à ces fréquences  $\mu_r''$  est négligeable devant  $\mu_r'$ .

Paramètre	Symbole	Valeur
Rayon externe	$R$	11 mm
Rayon interne	$r$	7 mm
Hauteur	$h$	13 mm
Matériau	-	4F1
Perméabilité rel. initiale	$\mu_{ri}$	80
Référence fabricant	-	TX22/14/13 4F1

TABLEAU 2.2 – Dimensions et propriétés magnétiques du noyau  $T_2$  utilisé pour les essais de caractérisation.

L'erreur relative  $e_{rel,\mu}$  sur le module entre le modèle  $|\overline{\mu_{r,mod}}|$  et la mesure  $|\overline{\mu_{r,mes}}|$  (ou ici la donnée constructeur) est définie dans l'équation (2.36).

$$e_{rel,\mu} = \frac{|\overline{\mu_{r,mod}}| - |\overline{\mu_{r,mes}}|}{|\overline{\mu_{r,mes}}|} \quad (2.36)$$

Pour le matériau 4F1 l'adéquation du modèle avec les données constructeurs est moins bonne ( $e_{rel,\mu} \approx -45\%$ ) dans la zone de résonance-relaxation (aux alentours de 100 MHz). En effet le modèle est de type relaxation, alors que le spectre de la perméabilité du 4F1 montre clairement une résonance aux alentours de 100 MHz. Cela est attendu car le modèle de Debye ne prend en compte qu'un seul type de phénomène physique, à savoir une relaxation dans la rotation de l'aimantation, mais il est possible d'obtenir de meilleurs résultats en considérant l'ajout d'un phénomène de type résonance du mouvement des parois de domaine [Nak00; Tsu03].

L'impact de cette écart est évalué sur l'impédance d'une bobine réalisée avec ce matériau. Le tore  $T_2$  utilisé pour la mesure est décrit dans le tableau 2.2. Les spectres des impédances mesurées et modélisées sont présentés dans la figure 2.30(b). La courbe mesurée, en orange, tends vers 45 m $\Omega$  à BF, car la résistance à vide de l'OT  $R_{OT}$  est de cette valeur. La compensation n'a pas permis de retrouver la partie inductive masquée par la résistance, certainement car l'impédance mesurée est trop proche de la limite basse des impédances mesurable avec cet analyseur d'impédance.

L'erreur relative à la mesure  $e_{rel,Z}$  sur le module des impédances d'une bobine est identique à l'erreur relative sur le module de la perméabilité relative complexe  $e_{rel,\mu}$ . En effet pour une bobine de coefficient géométrique  $A$ , et de perméabilité  $\overline{\mu_r}$  l'impédance est donnée par  $Z = j\omega\mu_0\overline{\mu_r}A$ . Cette définition est appliquée dans l'équation (2.37) pour déterminer  $e_{rel,Z}$ , avec respectivement  $Z_{mes}$  l'impédance mesurée (ou issue de la fiche technique) et  $Z_{mod}$  l'impédance modélisée.

$$e_{rel,Z} = \frac{|Z_{mod}| - |Z_{mes}|}{|Z_{mes}|} = \frac{|j \cdot \omega \overline{\mu_{r,mod}} A| - |j \cdot \omega \overline{\mu_{r,mes}} A|}{|j \cdot \omega \overline{\mu_{r,mes}} A|} = e_{rel,\mu} \quad (2.37)$$

Dans cette thèse seuls le phénomène de relaxation et le modèle de Debye associé sont considérés car ils permettent d'obtenir le bon ordre de grandeur pour l'impédance d'une bobine. Même si dans la zone de relaxation elle est sous-estimée, l'ordre de grandeur est suffisant pour le dimensionnement.

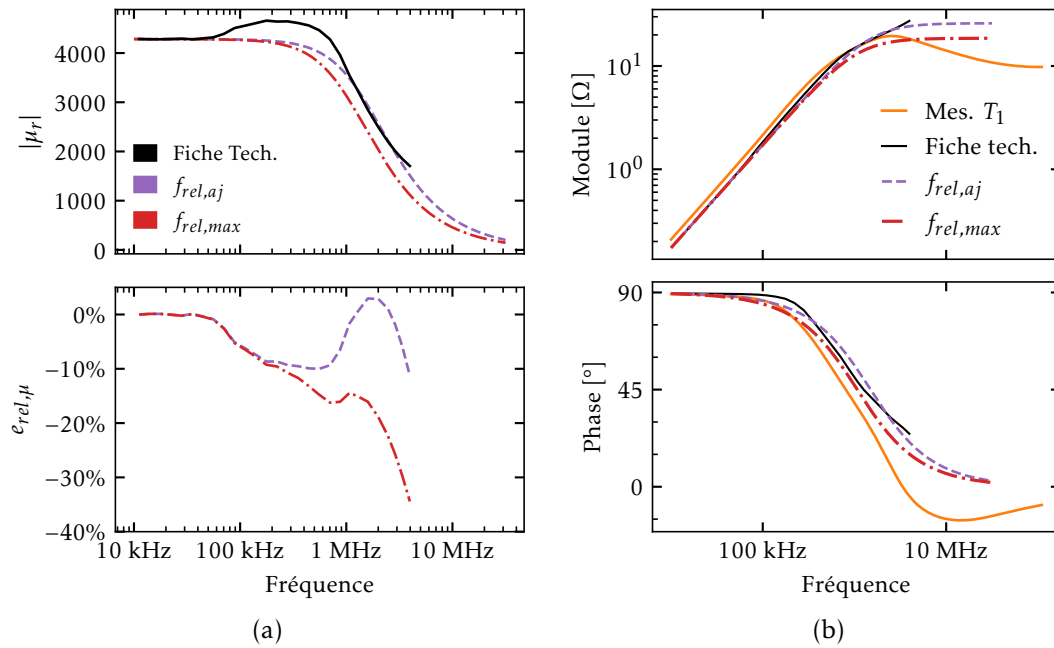


FIGURE 2.31 – Modélisation de la perméabilité du matériau magnétique  $N30$  pour le noyau  $T_1$  : (a) comparaison des modèles de la perméabilité, (b) comparaison de l'impact des modèles sur l'impédance caractéristique du noyau  $T_1$ .

### 2.2.3.2 Ajustement de la fréquence de relaxation sur le Mn-Zn $N30$

La figure 2.31(a) montre les résultats de l'ajustement du modèle de Debye sur le module de la perméabilité relative complexe, par rapport à celui de la fiche technique du matériau. L'erreur relative  $e_{rel,\mu}$  pour le matériau figure 2.31 montre que le modèle ajusté est meilleur que le modèle issu de la lecture du maximum de  $\mu''$ . Le modèle ajusté donne une erreur relative de environ  $-10\%$ . En comparaison au ferrite de type  $4F1$  la résonance est aussi plus faible en proportion de la perméabilité initiale, ce qui est à l'avantage du modèle de Debye qui ne la prend pas en compte.

Les impédances du noyau  $T_1$  (pour rappel les dimensions de  $T_1$  sont disponibles dans le tableau 2.1) modélisée avec les différentes perméabilités sont montrées dans la figure 2.31(b). À BF l'écart constaté avec la mesure est dû à la dispersion de la perméabilité relative initiale, ici dans la plage définie par le constructeur, soit  $\pm 25\%$ . À HF l'écart a pour origine la phase de l'impédance mesurée du noyau qui tend vers environ  $-25^\circ$ . Ce comportement de type condensateur avec pertes, n'est pas modélisé par l'équation de Debye de la perméabilité. Les conditions d'utilisation du modèle de Debye, ainsi que ses limites sont résumées dans la section suivante.

### 2.2.3.3 Utilisation et limites du modèle de Debye

Les résultats de l'ajustement des valeurs de  $f_{rel}$  pour les deux matériaux précédents sont résumés dans le tableau 2.3. Ce tableau montre qu'une lecture graphique de  $f_{rel}$  donne un bon ordre de grandeur, mais l'ajustement de cette valeur sur la perméabilité de la fiche technique ou sur une perméabilité mesurée, permet d'être plus précis. L'ajustement de  $f_{rel}$  sera donc utilisé

Matériau	$\mu_{ri}$	$f_{rel,max}$	$f_{rel,aj}$
N30	4300	1,07 MHz	1,50 MHz
4F1	80	89,13 MHz	141,90 MHz

TABLEAU 2.3 – Paramètres du modèle de Debye après ajustement pour deux ferrites, le N30 et le 4F1.

dans ces travaux.

Comme le modèle de Debye permet d'obtenir le bon ordre de grandeur de l'impédance caractéristique d'un noyau, il sera utilisé dans cette thèse pour modéliser les perméabilités complexes issues de la caractérisation ou des fiches techniques. En effet, la bobine de MC réalisée aura une plus grande impédance que celle modélisée, la contrainte du respect de la norme sera donc assurée. L'inconvénient majeur serait alors selon les cas une légère surestimation du volume nécessaire du composant. Mais les écarts constatés sur le spectre d'impédance du noyau de type N30, dans la figure 2.31(b), indiquent que le modèle de Debye surestime la valeur de la perméabilité à HF. L'étude de ce comportement de type condensateur avec pertes, et son impact sur la modélisation de l'impédance de la bobine seront étudiés dans la section 2.3. D'après les valeurs du tableau 2.3, la fréquence de relaxation semble grossièrement inversement proportionnelle à la perméabilité relative initiale. Cette relation est étudiée en détail dans la section suivante.

#### 2.2.4 Limite de Snoek pour une famille de matériaux

Lorsque les matériaux magnétiques sont disposés dans le plan  $\mu_{ri} - f_{rel}$ , il est intéressant de remarquer qu'ils sont tous alignés selon une droite (en représentation  $\log\text{-}\log$ ), comme cela est montré dans la figure 2.32 pour deux familles de matériau. Cette limite a été découverte par

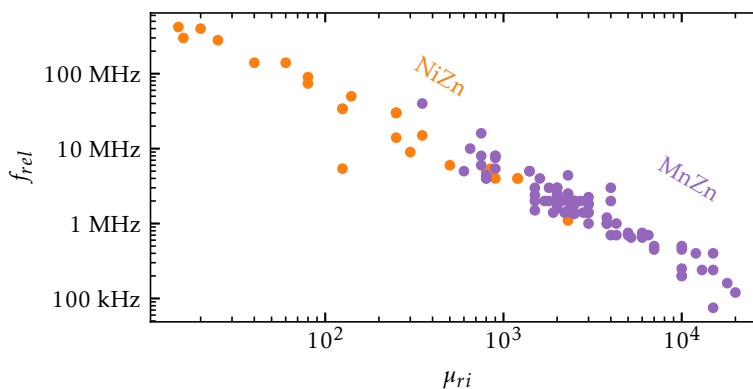


FIGURE 2.32 – Évolution de la fréquence de relaxation  $f_{rel}$  en fonction de la perméabilité initiale  $\mu_i$ , pour deux familles de matériau, et comparaison avec la limite de Snoek.

Snoek [Sno48]. La limite de Snoek  $k_{S0}$  est définie dans l'équation (2.38) comme le produit de la susceptibilité initiale (ou statique)  $\chi_i$  par la pulsation de relaxation  $\omega_{rel}$ , lui-même égal au produit du ratio gyromagnétique  $\gamma$  (ratio entre le moment magnétique et le moment angulaire d'une particule [Pér19]), de l'aimantation à saturation  $M_s$ , et  $K$  une constante [Bus88; Joh90;

Famille	$k_{S,moy}$	$\sigma_{k_S}$
Ni-Zn	5,0 GHz	1,8 GHz
Mn-Zn	4,7 GHz	2,1 GHz

TABLEAU 2.4 – Limite de Snoek pour deux familles de ferrites, les Mn-Zn et les Ni-Zn.

Nak00].

$$k_{S0} = \chi_i \omega_{rel} = 4\pi \cdot K \cdot \gamma \cdot M_s \quad (2.38)$$

Une version simplifiée de la limite de Snoek  $k_S$  est utilisée dans cette thèse. Elle est définie dans l'équation (2.39), en remarquant que  $\mu_{ri} = \chi_i + 1 \approx \chi_i$  pour des  $\chi_i \gg 1$ .

$$k_S = \mu_{ri} \cdot f_{rel} \approx \frac{k_{S0}}{2\pi} \quad (2.39)$$

Cette version simplifiée est utilisée pour déterminer la limite de Snoek moyenne des  $n$  matériaux de la figure 2.32, par type de matériau, soit

$$k_{S,moy} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \mu_{ri,i} \cdot f_{rel,i}. \quad (2.40)$$

Les valeurs obtenues sont présentées dans le tableau 2.4, avec  $\sigma_{k_S}$  l'écart-type à la moyenne pour la famille considérée. Les deux familles de matériaux ont à peu près les mêmes paramètres. Les matériaux de type Ni-Zn ont en moyenne leur fréquence de relaxation plus grande que les matériaux de type Mn-Zn pour un même  $\mu_{ri}$ . Néanmoins, les écarts-types, qui représentent presque la moitié des valeurs nominales, montrent aussi que ce modèle donne un ordre de grandeur, mais pas une relation précise. Mais cette approximation permet de représenter de manière continue les propriétés magnétiques d'une famille de matériau, et donc d'en déduire les tendances pour le choix du matériau optimal, tout en gardant un lien physique direct et simple avec une représentation circuit du composant bobiné. Enfin l'évolution selon la limite de Snoek justifie l'utilisation de ferrite de type Ni-Zn pour des applications à plus haute fréquence que les ferrites Mn-Zn.

### 2.3 Comportement haute fréquence des noyaux en Mn-Zn

Dans la section 2.1.6 il a été constaté qu'un noyau de ferrite de type Mn-Zn peut avoir un comportement capacitif à haute fréquence. Comme discuté avant dans la section 1.3.2.2, un comportement capacitif sur le spectre d'impédance d'un noyau magnétique peut avoir pour origine une résonance dimensionnelle ou une diffusion du champ magnétique dans un matériau dissipatif à haute permittivité [Sne69; Sku96; Bro50]. Dans cette section le comportement haute fréquence d'un matériau de type Mn-Zn sera étudié sur un noyau bobiné. Puis la part de ce comportement due au matériau magnétique sera étudiée à la suite, l'autre part ayant pour origine les couplages capacitifs à travers le bobinage sera étudiée dans le chapitre 3. Pour étudier l'impact du matériau sur la partie HF de l'impédance caractéristique d'un noyau, les éléments finis seront utilisés. La visualisation des champs magnétiques et électriques permettra de proposer une première réponse approximative de l'origine de ce comportement, ainsi qu'une première modélisation de l'effet de la taille du noyau sur ce comportement. Ensuite, l'effet de la taille du noyau sur son impédance sera évalué. À la suite, une proposition de modélisation

Paramètre	Symbole	Valeur
Rayon externe	$R$	20 mm
Rayon interne	$r$	12 mm
Hauteur	$h$	8 mm
Matériau	-	N30
Perméabilité rel. initiale	$\mu_{ri}$	4300
Référence fabricant	-	B64290L0659X830

TABLEAU 2.5 – Dimensions et propriétés magnétiques du noyau  $T_3$  utilisé pour les essais de caractérisation.



FIGURE 2.33 – Photographie du noyau  $T_3$  mm bobiné.

circuit sera présentée, qui permettra finalement de préciser les conditions pour négliger ou non ce comportement HF du noyau dans la modélisation de son impédance.

### 2.3.1 Caractérisation du comportement HF sur un noyau bobiné

Un noyau HF relativement grand est utilisé pour caractériser l'impact du matériau magnétique sur son impédance caractéristique. Les dimensions et le matériau de ce noyau  $T_3$  sont présentées dans le tableau 2.5. Ce noyau est bobiné de  $N = 75$  tours de fil de cuivre émaillé de diamètre  $d = 0,56$  mm. La figure 2.33 montre une photographie dudit noyau bobiné.

Son impédance est mesurée à l'analyseur d'impédance *HP4294A* équipé de son adaptateur *16047E* tous les 5 tours en débobinant et en coupant le surplus de fil. L'étude de son impédance pour les différents nombres de tours permet de différencier deux phénomènes dans la partie HF du spectre. Le premier phénomène a pour origine les couplages capacitifs du bobinage, et le deuxième phénomène est lié à l'impédance caractéristique du noyau. ils sont présentés respectivement dans les deux sous-sections 2.3.1.1 et 2.3.1.2 suivantes.

#### 2.3.1.1 Couplages capacitifs dus au bobinage

Les spectres d'impédance pour un nombre de tours compris entre  $N = 30$  et  $N = 75$  sont montrés dans la figure 2.34. A ces spectres sont superposés les spectres modélisés par  $N^2 \cdot Z_{carac}$ , avec  $Z_{carac}$  l'impédance caractéristique du même noyau mesurée grâce au dispositif OT sur l'analyseur d'impédance en configuration deux pointes (voir section 2.1.4.1 pour plus de détails).

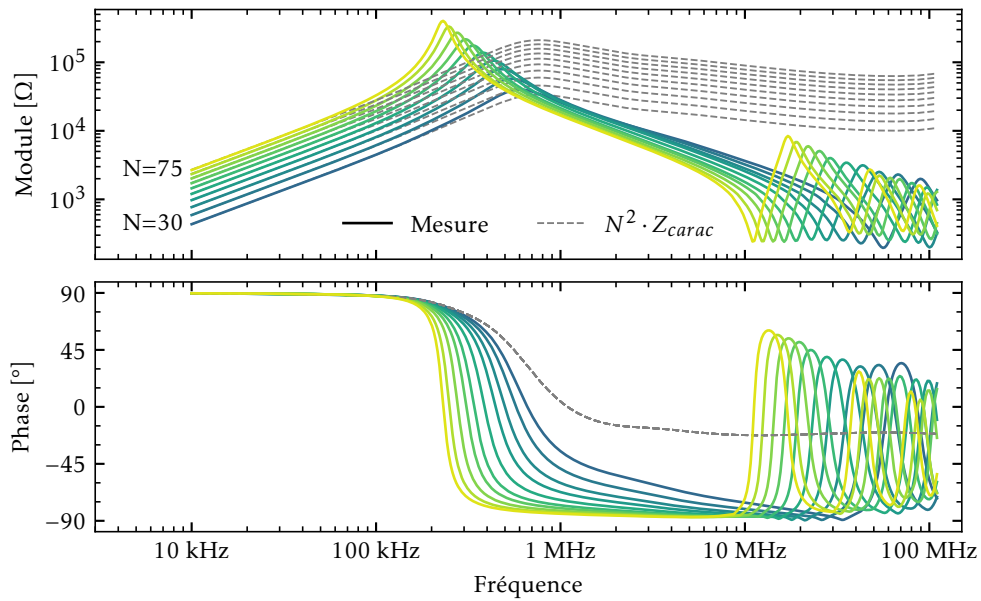


FIGURE 2.34 – Spectres d'impédance d'un noyau bobiné de  $N=30$  à  $75$  tours.

La partie BF est bien modélisée par  $N^2 \cdot Z_{carac}$ . Ensuite l'impédance tend vers une capacité pure à mesure que le nombre de tours augmente. Les fréquences de résonance et d'anti-résonance diminuent avec le nombre de tours. La première fréquence de résonance est due à la capacité de bobinage qui augmente à mesure que le nombre de spire augmente [Sne69, chap. 11], [Cue13; Kov12; Li21]. Les suivantes sont dues au phénomène de propagation le long du conducteur de la bobine.

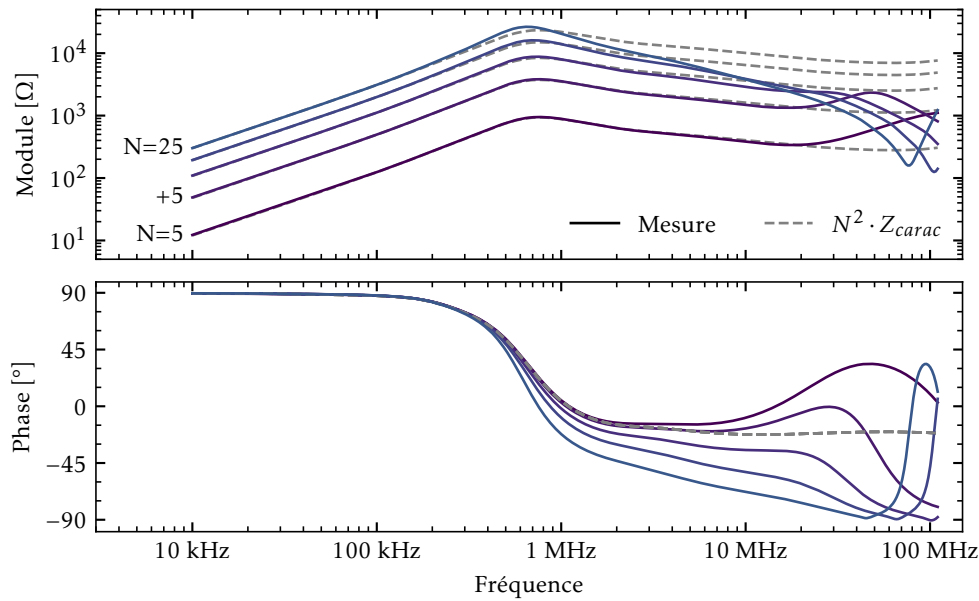
La CPE du bobinage sera modélisée dans le chapitre 3. Les phénomènes de propagation ne font pas partie des sujets étudiés dans cette thèse. En effet la priorité est de modéliser précisément l'impédance de la bobine autour de la première fréquence de résonance, la modélisation des phénomènes de propagation fait partie des perspectives de ces travaux.

### 2.3.1.2 Comportement diélectrique du matériau magnétique

Les spectres d'impédance pour un nombre de tours compris entre  $N = 5$  et  $N = 25$  sont montrés dans la figure 2.35. Comme précédemment les impédances, issues du calcul de la multiplication de l'impédance caractéristique du noyau  $Z_{carac}$  par le nombre de tours au carré, sont superposées.

Pour un faible nombre de tour, ici 5, l'impédance du noyau bobiné suit jusqu'à 20 MHz l'impédance issue de l'impédance caractéristique du noyau. Au-delà l'impédance redevient inductive car le bobinage ne recouvrant pas beaucoup le noyau, l'inductance de fuite est élevée [Lév14]. Ce comportement est encore visible à 10 tours. Pour un nombre de tours supérieur, le champ de fuite est moins grand, et la contribution de la CPE commence à apparaître (la phase tend vers  $-90^\circ$ ). Ainsi à 25 tours, le comportement à HF de la bobine résulte de la mise en parallèle de la CPE et de l'impédance caractéristique du noyau multipliée par  $N^2$ .

Il est aussi intéressant de noter que la première fréquence de résonance, à 1 MHz, ne semble pas changer avec le nombre de tours. Ce phénomène est expliqué par l'impédance caractéristique du noyau. En effet, la résonance y est déjà présente, donc elle n'a pas de raison de changer si

FIGURE 2.35 – Spectres d’impédance d’un noyau bobiné de  $N=5$  à 25 tours.

aucune autre impédance du même ordre de grandeur est ajouté en parallèle (par exemple la CPE).

La phase de l’impédance caractéristique du noyau, dans sa partie HF, semble tendre vers environ  $-22^\circ$ . Sans être totalement capacitive, l’impédance du noyau dans la partie HF est a priori équivalente à celle d’un condensateur avec pertes diélectriques. Ce condensateur équivalent est nommé de manière pragmatique  $C_{mat}$ , pour capacité matériau, même si le comportement n’est pas purement capacitif, et même si  $C_{mat}$  n’est a priori pas constant avec la fréquence. Comme l’impédance du noyau sans la contribution de la CPE évolue avec le carré du nombre de tours, il est normal que cette  $C_{mat}$  évolue avec l’inverse du carré du nombre de tour [Cue16; Zha18; Li21]. Le phénomène diélectrique est donc purement lié au noyau, et de fait l’impact du paramètre  $N^2$  n’a pas besoin d’être étudié.

Le comportement diélectrique du noyau est étudié en détail dans la section suivante grâce aux EF, avec pour objectif premier d’expliquer les phénomènes électromagnétiques macroscopiques en jeu. La compréhension de ces phénomènes permettra de proposer une première modélisation simple de  $C_{mat}$  en fonction des paramètres géométrique du noyau et des propriétés physique du matériau.

### 2.3.2 Simulation EF de l’impédance caractéristique du noyau

Afin d’étudier la physique du phénomène observé, une simulation fréquentielle par la méthode des éléments finis est réalisée. L’objectif est d’observer la cartographie des champs électromagnétiques et d’en tirer des explications qui pourraient aider à la modélisation circuit du phénomène. La géométrie et le maillage sont présentés, puis les cartographies des champs obtenues sont détaillées.



Paramètre	Symbole	Valeur
Rayon externe	$R$	18 mm
Rayon interne	$r$	11,5 mm
Hauteur	$h$	15 mm
Matériau	-	N30
Perméabilité rel. initiale, mesurée	$\mu_{ri}$	3680
Référence fabricant	-	B64290L0674X830

TABLEAU 2.6 – Dimensions et propriétés magnétiques du noyau  $T_4$  utilisé pour les essais de caractérisation.

### 2.3.2.1 Géométrie, maillage et matériau

Le logiciel utilisé pour la simulation est COMSOL 5.4. La géométrie simulée est présentée dans la figure 2.36. L'ensemble du dispositif OT est simulé, avec un noyau à l'intérieur, ainsi les conditions d'excitations sont proches des conditions de mesure, et l'influence de l'OT sera présente, et son impédance à vide sera compensée comme pour la mesure. La simulation utilise la symétrie de révolution intrinsèque à la géométrie. Cela permet de réaliser une simulation 2-D de type axisymétrique. Il y a trois domaines de simulation : l'air, l'OT en laiton et le noyau en ferrite. Le noyau  $T_4$  simulé est décrit dans le tableau 2.6. Chaque domaine se voit attribuer des propriétés matériaux détaillées dans la figure 2.36. Pour le noyau, des propriétés générales sont décrites et seront précisées par la suite. Les conditions aux frontières de la simulation sont les suivantes. La condition d'isolation électrique définie par  $\vec{n} \cdot \vec{J} = 0$ , avec  $\vec{J}$  le vecteur densité de courant et  $\vec{n}$  la normale de la frontière, est imposée sur les frontières extérieures de l'OT pour garantir qu'aucun courant ne sorte par les parois de l'OT (en bleu sur la figure 2.36). Un port +/- est défini au niveau du connecteur N de l'OT, avec une excitation sinus d'amplitude 1 V. Le + est imposé sur l'axe de l'OT (en rouge sur la figure 2.36), et le - est imposé sur l'extérieur (en vert sur la figure 2.36).

Le maillage est choisi plutôt fin, avec une contrainte d'épaisseur maximale des éléments le long des surfaces extérieures du noyau, et intérieures de l'OT pour prendre en compte correctement les effets de peau. La figure 2.37(a) montre le maillage pour l'ensemble de la géométrie et la figure 2.37(b) montre le maillage pour la section du noyau uniquement. Le laminage en périphérie du noyau est bien visible sur la figure 2.37(b).

Concernant le matériau du noyau deux cas sont définis : un de référence avec uniquement une perméabilité magnétique complexe de type Debye (équation (2.28) avec  $\mu_{ri} = 3680$ ,  $f_{rel} = 3$  MHz), une conductivité  $\sigma = 2 \text{ Sm}^{-1}$  [Fer13], et une permittivité relative de 1. Le deuxième cas est identique mais avec une très grande permittivité relative de 40 000 (calculée approximativement d'après la mesure de l'impédance du noyau et l'expression de  $C_{mat}$  issue de [Zha18]; la valeur est dans l'ordre de grandeur des permittivités relatives constatées dans la littérature [Fer13; Tan12; Kaç22]). Le solveur n'étant pas capable de combiner des pertes diélectriques (modélisées avec une permittivité relative complexe) avec une conductivité électrique (car en théorie  $\epsilon'' = \sigma/2\pi f$ ), seule la permittivité relative réelle est appliquée. Plusieurs pas de fréquence sont simulés afin de reconstruire l'impédance d'après la simulation et la comparer au spectre mesuré.

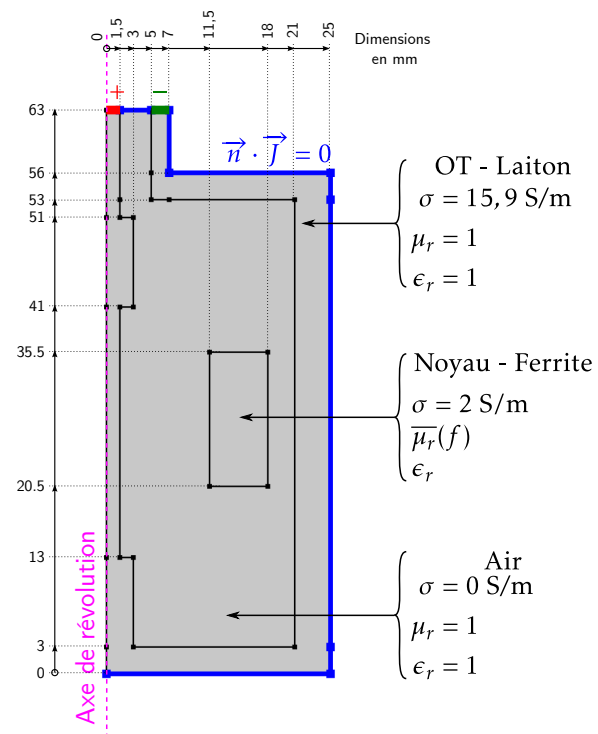


FIGURE 2.36 – Géométrie avec symétrie de révolution de l'OT chargé d'un noyau.

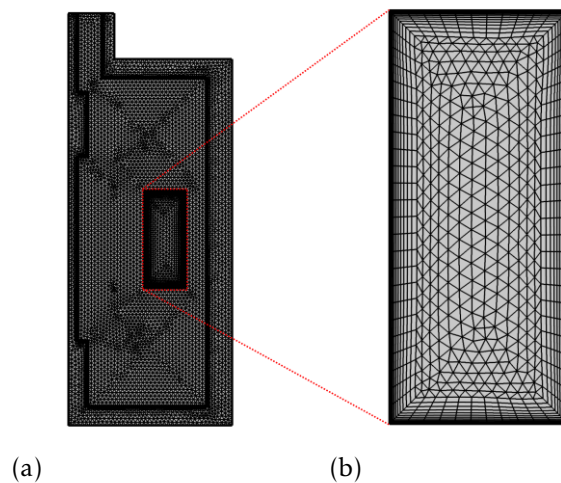


FIGURE 2.37 – Maillage 2-D appliqué à la géométrie : (a) complète, (b) zoom sur la section du noyau.

### 2.3.2.2 Résultats de simulation

Les résultats de simulation sont présentés de deux manières ci-après. Les cartographies du champ électrique et du champ d'induction magnétique sont étudiées pour comprendre les phénomènes physiques. La simulation étant fréquentielle, les résultats sont complexes. Ici seule la norme des champs  $B$  et  $E$  est étudiée, ce qui correspond aux valeurs crêtes des grandeurs considérées. La comparaison de l'impédance simulée et mesurée est détaillée pour la validation des simulations d'après la mesure.

**Cartographie des champs d'induction magnétiques et électriques** Les cartographies de la section du noyau sont présentées dans le tableau 2.7, pour quatre fréquences (100 kHz, 1 MHz, 10 MHz et 100 MHz) différentes. À 100 kHz, il n'y a pas de différence entre le cas avec ou sans permittivité relative élevée, le comportement est principalement inductif. À 1 MHz, pour le cas à permittivité élevée, le champ  $B$  se courbe légèrement vers l'extérieur, ce qui pourrait être le début d'une résonance. Enfin à 10 MHz et à 100 MHz l'effet de peau qui apparaît légèrement pour le cas de référence est amplifié pour le cas à haute permittivité.

Les cartographies du champ  $E$  sont montrées dans le tableau 2.8, avec des flèches dont la taille est normalisée, et dont le centre est aux coordonnées de la valeur représentée. À 100 kHz et à 1 MHz il n'y a pas de différences majeures entre le cas de référence et le cas avec la grande permittivité. Par contre à 10 MHz et à 100 MHz le champ  $E$  est lui aussi plutôt présent sur la périphérie de la section à cause de l'effet de peau. Il semble y avoir une inversion dans le sens de rotation de  $E$  dans la section. Ce phénomène semble être une résonance du champ électromagnétique à travers la section.

La cartographie de la partie réelle de  $E_z$ , présentée dans le tableau 2.9, confirme la résonance du champ à travers la section, qui apparaît dans la section pour des grandes permittivités.

Les cartographies des champs  $B$  et  $E$  montrent une diffusion du champ électromagnétique dans la section du noyau. La dispersion du champ électromagnétique est amplifiée par la très grande permittivité relative apparente des matériaux de type Mn-Zn. Cette diffusion masque et atténue les phénomènes de résonance qui sont concomitants.

**Impédance simulée** La figure 2.38 montre le spectre de l'impédance mesurée du noyau  $T_4$ , comparé au spectre des impédances modélisées grâce aux simulations EF (l'impédance à vide de l'OT a été compensée pour les deux). Le cas de référence à  $\epsilon_r = 1$  donne bien l'impédance comme si elle était modélisée avec une perméabilité relative de Debye. Le cas avec  $\epsilon_r = 4 \cdot 10^4$  fait bien apparaître un comportement pseudo-capacitif au-delà de 1 MHz. Le phénomène de diffusion constaté précédemment semble donc à l'origine de  $C_{mat}$ . Mais le comportement est différent de la mesure. La permittivité relative ne semble pas suffisamment grande. La phase tend vers  $-45^\circ$ , et la pente du module vers  $-10$  dB par décade. Cela est cohérent avec un phénomène d'effet de peau. Des efforts supplémentaires sont donc nécessaires pour modéliser par la simulation les champs électromagnétiques dans la section du noyau, ainsi que pour caractériser la permittivité relative du matériau qui change certainement avec la fréquence. Néanmoins l'objectif premier de la thèse n'étant pas cette simulation, un modèle approximatif de la pseudo-capacité (car la phase n'est pas à  $-90^\circ$ )  $C_{mat}$  en fonction des paramètres géométriques est proposé ci-après.

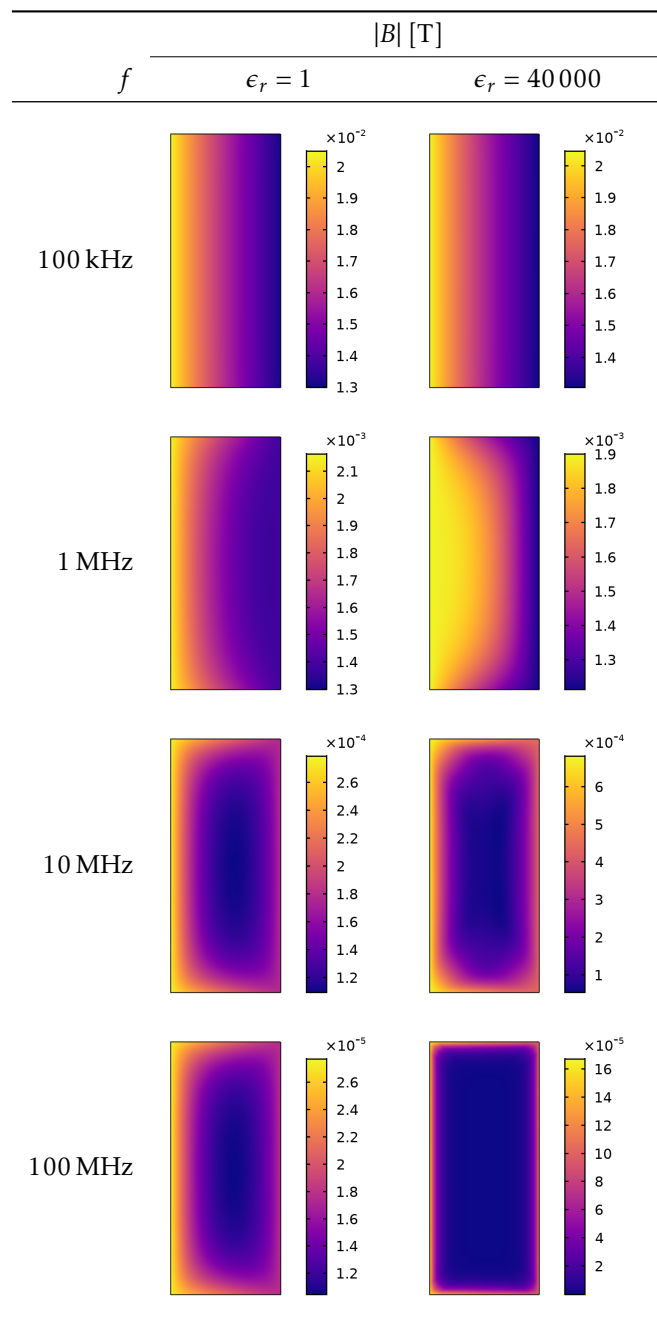


TABLEAU 2.7 – Comparaison des cartographies du champ B dans la section du noyau, avec et sans permittivité relative.

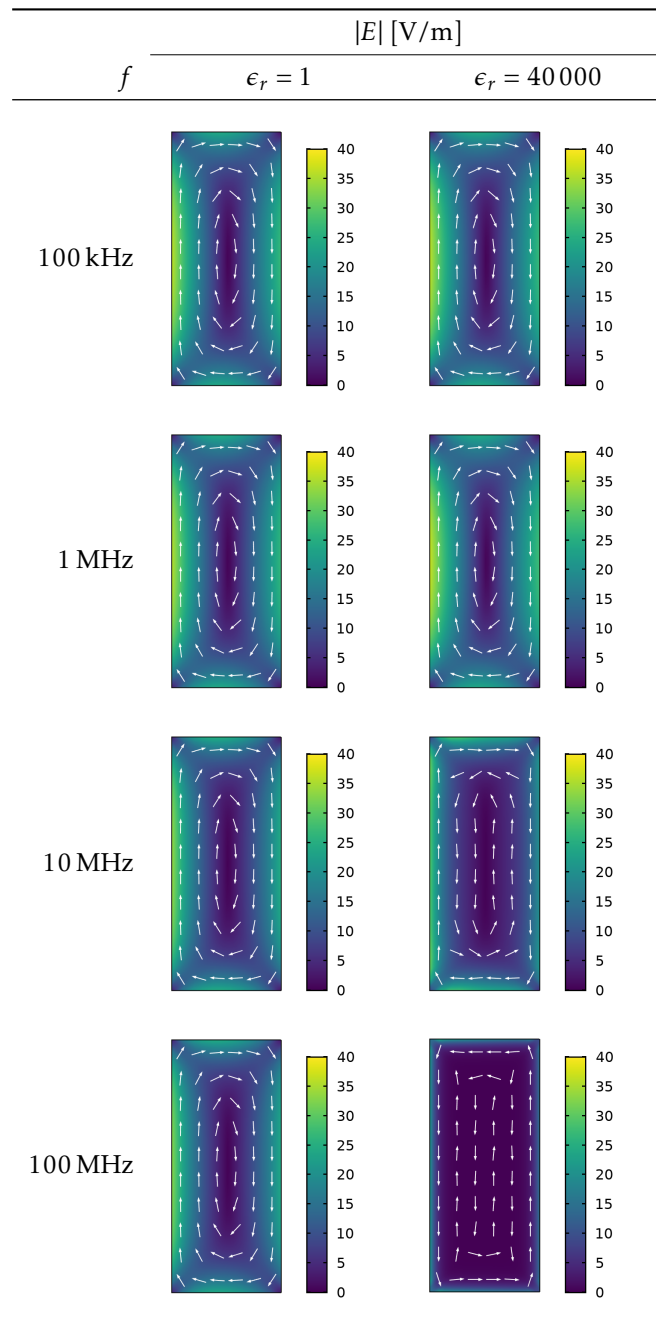


TABLEAU 2.8 – Comparaison des cartographies du champ E dans la section du noyau, avec et sans permittivité relative.

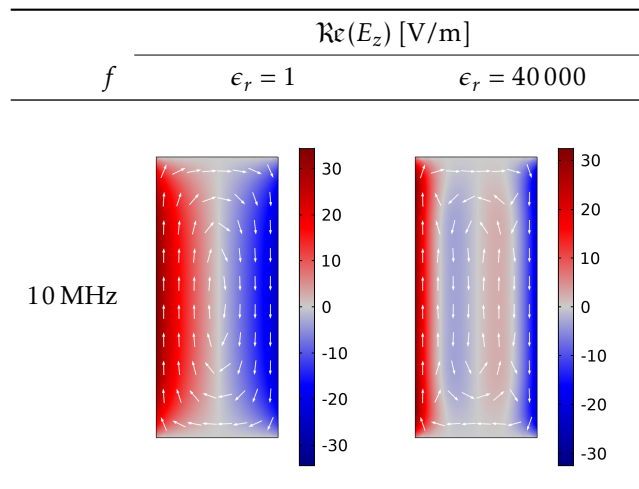


TABLEAU 2.9 – Comparaison des cartographies du champ  $\Re\epsilon(E_z)$  dans la section du noyau, avec et sans permittivité relative.

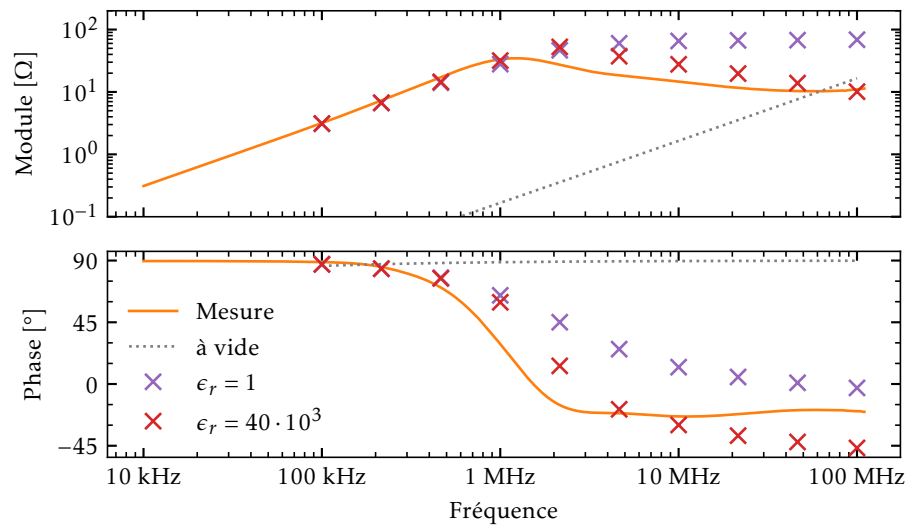


FIGURE 2.38 – Spectre d'impédance du noyau  $T_4$  mesuré et modélisé par les EF.

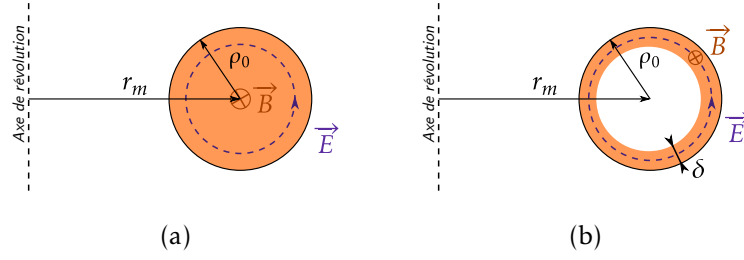


FIGURE 2.39 – Schéma de la section d'un tore rond avec un champ magnétique homogène et limité à une épaisseur  $\delta$  proche de la surface.

### 2.3.3 Expression approchée de la pseudo-capacité matériau $C_{mat}$

Afin de déterminer une expression approchée de la pseudo-capacité  $C_{mat}$ , l'approche utilisée dans [Zha18] est reprise et adaptée. Dans cette publication de conférence, un champ  $B$  uniforme est considéré dans un tore de rayon moyen  $r_m$ , de section ronde de rayon  $\rho_0$  et de périmètre  $p$ , de perméabilité  $\mu$ , et de permittivité  $\epsilon$ . Le schéma de la section du tore est montré dans la figure 2.39(a).

L'application de l'équation de Maxwell-Faraday, donne l'expression de  $E$  en fonction de  $B$ . En y injectant  $B$ , exprimé en fonction de l'inductance du noyau bobiné de  $N$  tours, et excitée par une différence de potentiel  $U$ , l'énergie électrique stockée par le noyau est calculée. Enfin, de cette énergie et de  $U$ , est déduite la capacité du matériau  $C_{mat,1}$  dans le cas où le champ  $B$  est considéré homogène dans la section, soit

$$C_{mat,1} = \frac{1}{4} \cdot \frac{\epsilon \cdot r_m}{N^2}. \quad (2.41)$$

Or, le tableau 2.7 montre pour les cas à 10 et 100 MHz, et pour une grande permittivité relative, que le champ  $B$  est confiné dans une épaisseur proche de la surface extérieure du noyau. La même démarche que précédemment est alors appliquée, avec cette fois un  $B$  considéré homogène et constant dans une épaisseur de peau  $\delta$  proche de la surface du noyau, comme cela est schématisé dans la figure 2.39(b). Il vient alors que la pseudo-capacité du matériau vaut

$$C_{mat} \approx \frac{1}{3} \cdot \frac{2\pi \cdot \delta \cdot \epsilon \cdot r_m}{N^2 p} \propto \frac{l_{mag}}{N^2 p}, \quad (2.42)$$

avec  $l_{mag} = 2\pi r_m$  le périmètre moyen du tore. D'après cette expression la pseudo-capacité matériau semble proportionnelle à l'inverse du nombre de tours au carré, comme cela a été constaté de nombreuses fois dans la littérature [Cue13; Cue16; Li21; Zha18]. Une démonstration plus détaillée de ce phénomène fait partie des perspectives de ces travaux.

### 2.3.4 Validation de l'effet de la taille du noyau sur $C_{mat}$

D'après la section précédente, la valeur de  $C_{mat}$  dépend de la taille du noyau. Approximativement, pour un matériau donné, et pour la pseudo-capacité de l'impédance caractéristique du noyau ( $N = 1$ ) et d'après l'équation (2.42), il vient que

$$C_{mat} \propto \frac{l_{mag}}{p}. \quad (2.43)$$

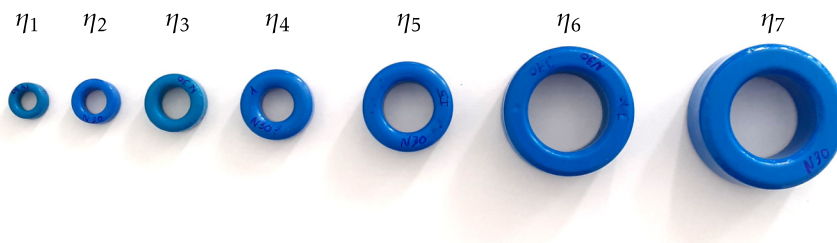


FIGURE 2.40 – Photographie d’une série de tores de matériau Mn-Zn N30.

Nom	R [mm]	r [mm]	h [mm]
$\eta_1$	5.00	3.00	4.00
$\eta_2$	6.25	3.75	5.00
$\eta_3$	8.00	4.80	6.30
$\eta_4$	10.00	5.00	7.00
$\eta_5$	12.65	7.40	10.00
$\eta_6$	18.00	11.50	15.00
$\eta_7$	20.00	12.00	16.00

TABLEAU 2.10 – Dimensions nominales sans enrobage d’une série de noyaux.

Afin de vérifier cette relation de proportionnalité expérimentalement, la série de tores de matériau Mn-Zn N30 présentée dans la figure 2.40 est utilisée. Les dimensions nominales sans l’enrobage de ces noyaux sont détaillées dans le tableau 2.10. L’impédance caractéristique de chaque noyau est mesurée grâce au dispositif OT sur l’analyseur d’impédance en configuration deux pointes de mesure (voir section 2.1.4.1 pour plus de détails).

Les spectres d’impédance présentés dans la figure 2.41 montrent tous un comportement de type  $C_{mat}$  au-delà de 10 MHz pour le noyau le plus petit, ici  $\eta_1$ , et au-delà de 1 MHz pour le noyau le plus gros, ici  $\eta_7$ . Comme précédemment les mesures montrent l’équivalence à un condensateur avec perte car la phase est entre  $-15^\circ$  et  $-24^\circ$  et la pente du module est d’environ  $-5$  dB par décade. Au-delà de 40 MHz la phase tend à croître légèrement du fait de la compensation de l’impédance à vide qui est beaucoup plus grande et qui masque l’information utile.

Pour vérifier la relation équation (2.43), le module de l’impédance  $|Z|$  de chacun des tores est relevé à la fréquence de 20 MHz. En effet, à cette fréquence tous les noyaux voient leur impédance atteindre une phase constante d’environ  $-22^\circ$ , ce qui garantit que l’effet de  $C_{mat}$  est bien présent. La pseudo-capacité  $C_{mat}$  à cette fréquence est déduite du module de l’impédance, soit

$$C_{mat} = \frac{1}{2\pi f \cdot |Z|}. \quad (2.44)$$

Ensuite le module de cette impédance est affiché dans la figure 2.42 en fonction du rapport  $l_{mag}/p$ . Malheureusement la relation est difficile à vérifier car les noyaux considérés sont tous plus ou moins homothétiques les uns par rapport aux autres comme le montre les valeurs du rapport  $l_{mag}/p$  toutes comprises dans un intervalle de  $2.06 \pm 0.1$ , soit une variation de  $\pm 5\%$  par rapport à la valeur centrale. Les pseudo-capacités sont comprises dans un intervalle de  $1,19 \text{ nF} \pm 0,16 \text{ nF}$ , soit une variation de  $\pm 13,5\%$  par rapport à la valeur centrale. Il n’y a donc pas



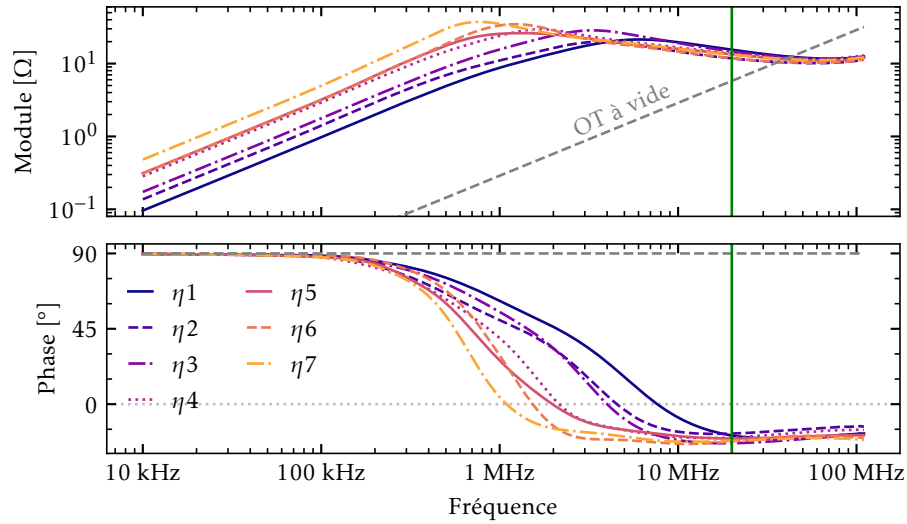


FIGURE 2.41 – Spectres d’impédance caractéristique d’une série de tores de matériau Mn-Zn de type N30.

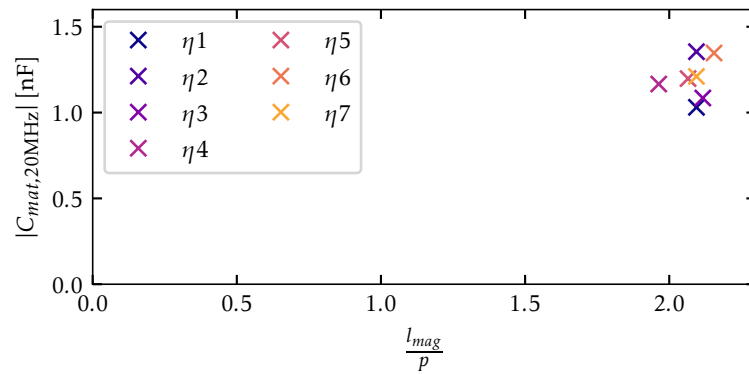


FIGURE 2.42 – Évolution de  $|C_{mat}|$  à 20 MHz en fonction du rapport  $l_{mag}/p$ , pour la série de noyaux de matériau N30.

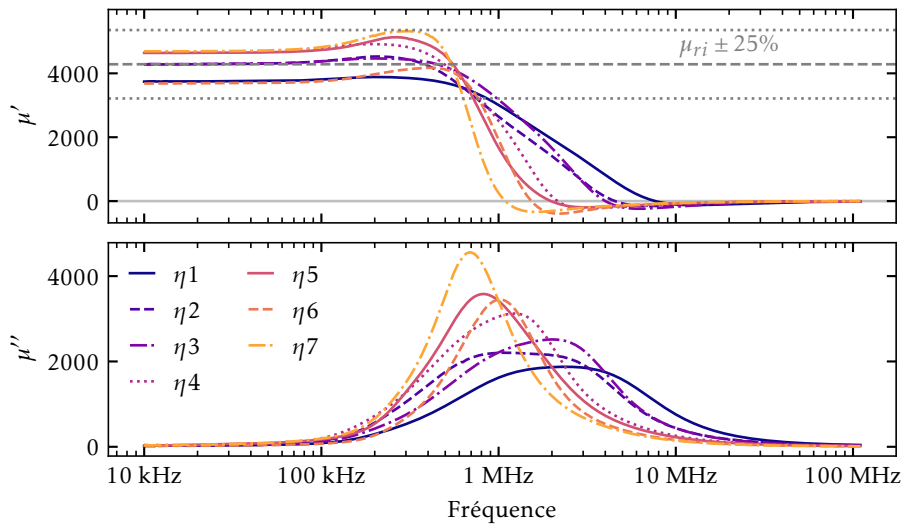


FIGURE 2.43 – Spectres de perméabilité d'une série de tores de matériau Mn-Zn de type N30.

Paramètre	Symbole	Valeur
Rayon externe	$R$	25 mm
Rayon interne	$r$	15 mm
Hauteur	$h$	20 mm
Matériau	-	N30
Perméabilité rel. initiale	$\mu_{ri}$	4300
Référence fabricant	-	B64290L0082X830

TABLEAU 2.11 – Dimensions et propriétés magnétiques du noyau  $T_5$  utilisé dans [Tak19].

de tendance claire qui se dégage de ces mesures qui viendrait conforter la relation équation (2.43). De plus la dispersion des propriétés physiques de chacun des noyaux ne garantit pas que les résultats précédents ne soient pas dus au hasard. Les spectres de perméabilité magnétique sont montrés dans la figure 2.43. La dispersion de la perméabilité initiale est bien comprise dans l'intervalle spécifié par le fournisseur. Il se peut donc que cette dispersion soit semblable pour la permittivité relative de matériau, ce qui changerait de manière proportionnelle  $C_{mat}$ . Afin de lever l'incertitude sur les résultats précédents, des mesures d'impédance de tores laminés issues de [Tak19] sont utilisées. Dans [Tak19] les auteurs ont pris quatre tores  $T_5$  décrits dans le tableau 2.11. Ces noyaux ont été laminés avec un nombre croissant de couches. Les schémas en coupe des sections sont présentés dans la figure 2.44. La lamination a pour effet de mieux répartir le champ électromagnétique dans la section, de la même manière que des fils de Litz pour un conducteur multi-brin, ou que les tôles magnétiques utilisées pour construire le noyau d'un transformateur de réseau, ou de puissance. Cet effet a notamment été étudié et simulé pour des noyaux en ferrite Mn-Zn dans [Kaç19]. Le champ électrique dans la section suit alors les périmètres des laminations. Les mesures d'impédances caractéristiques de ces tores laminés sont présentées dans la figure 2.45, avec  $n$  le nombre de couches. De même que précédemment les modules des impédances à 10 MHz sont extraits. La valeur absolue de la  $C_{mat}$  en est déduite et

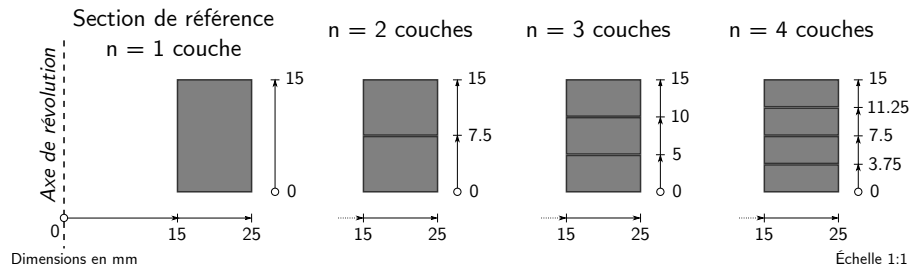


FIGURE 2.44 – Schémas des sections laminées.

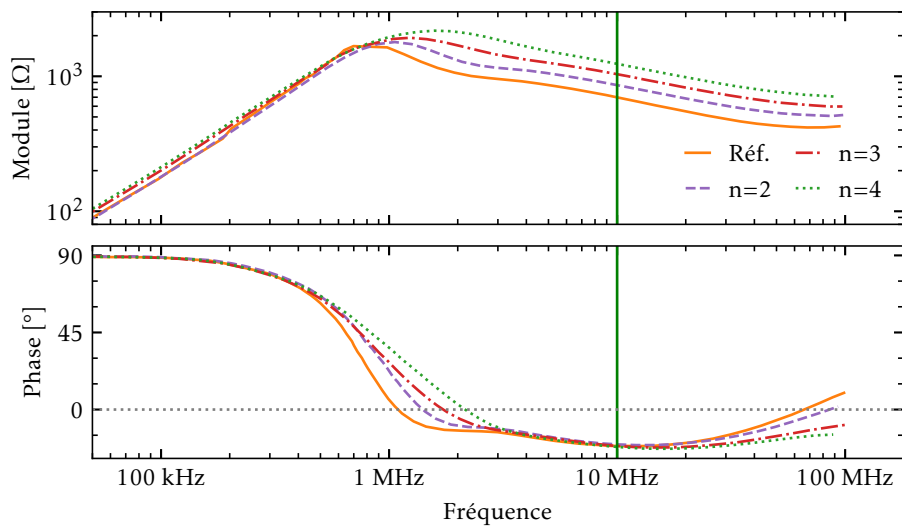


FIGURE 2.45 – Spectres d'impédance des tores laminés de [Tak19].

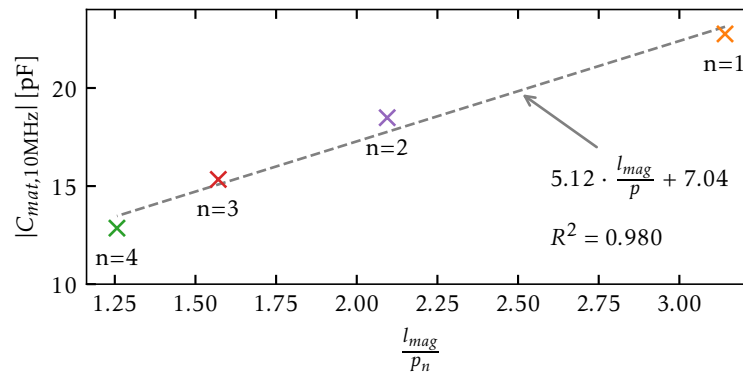


FIGURE 2.46 – Évolution de  $|C_{mat}|$  à 10 MHz en fonction du rapport  $l_{mag}/p$ , pour la série de noyaux laminés de matériau N30.

affichée en fonction du rapport  $l_{mag}/p_n$  dans la figure 2.46, avec  $p_n$  la somme des périmètres additionnés des  $n$  couches, soit

$$p_n = 2 \cdot (R - r + h) + 2 \cdot (n - 1) \cdot (R - r). \quad (2.45)$$

Ici la somme des périmètres est considérée car chaque couche voit une pseudo-capacité en parallèle de celle des autres couches. Les résultats montrent clairement une relation de linéarité entre la valeur de  $|C_{mat}|$  et le coefficient  $l_{mag}/p$ , avec un coefficient de détermination de 0.980. L'évolution de  $|C_{mat}|$  est bien inversement proportionnelle au périmètre  $p_n$ , autrement dit le nombre de couches. Ces résultats valident ainsi l'approximation de l'équation (2.43).

L'évolution de  $C_{mat}$  avec les dimensions et la géométrie d'un noyau étant connue, cette relation peut servir lors de la caractérisation et de la modélisation de  $C_{mat}$  pour un matériau donné. En effet, une mesure de l'impédance caractéristique d'un noyau permet de déterminer une bonne approximation de la  $C_{mat}$  pour des noyaux de taille et de forme différentes dans le même matériau. Cette capacité ne peut pas être modélisée par un condensateur parfait, car sa phase est constante et différente de  $-90^\circ$ . La modélisation circuit d'un tel élément est proposée dans la section suivante.

### 2.3.5 Prise en compte du comportement capacitif dans le modèle circuit

La prise en compte du comportement pseudo-capacitif dans un modèle circuit est possible grâce à un réseau RC de type Cauer ou de type Foster [Cue16]. Néanmoins l'inconvénient de ces modèles est de perdre le lien avec la géométrie et les caractéristiques matériaux. Il est aussi possible d'extraire la permittivité relative complexe du matériau [Tod18a; Ker03; Kaç22] et de créer une impédance dépendante de la fréquence. D'autres approches sont possibles comme les capacités d'ordre fractionnaires. Ici l'utilisation d'une capacité d'ordre fractionnaire [Fre13; Sem19; Kaç20; Kaç22] est proposée. Ces éléments circuits non-linéaires permettent d'obtenir une phase constante comme c'est le cas pour la partie haute fréquence des mesures présentées précédemment dans la figure 2.41. Ils sont faciles à utiliser dans une représentation fréquentielle, et sont donc retenus ici.

Les propriétés de ces éléments circuits à phase constante sont présentées dans un premier temps, puis un modèle circuit de l'impédance des noyaux de la série de la figure 2.41 en est dérivé.

Ordre de $\mathcal{C}_\alpha$	Module de $Z_{\mathcal{C}_\alpha}$	Phase de $Z_{\mathcal{C}_\alpha}$	Élément éq. de $\mathcal{C}_\alpha$	Unité de $\mathcal{C}_\alpha$
0	$\frac{1}{\mathcal{C}_\alpha}$	0	$G = \frac{1}{R}$	S
$\alpha$	$\frac{1}{(2\pi f)^\alpha \cdot \mathcal{C}_\alpha}$	$-\alpha \cdot \frac{\pi}{2}$	-	$(\text{rad s}^{-1})^{1-\alpha} \cdot \text{F}$
1	$\frac{1}{2\pi f \cdot \mathcal{C}_\alpha}$	$-\frac{\pi}{2}$	C	F

TABLEAU 2.12 – Propriétés d’une capacité d’ordre fractionnaire comparées aux éléments circuits classiques  $R$  et  $C$ .

### 2.3.5.1 Capacité d’ordre fractionnaire

La pseudo-capacité  $C_{mat}$  mesurée précédemment a une impédance dont la phase est égale à  $-22^\circ$ , avec une pente proche des  $-5$  dB par décade dans un diagramme de Bode. Or l’impédance d’un condensateur  $C$  classique est

$$Z_C = \frac{1}{j \cdot 2\pi f \cdot C}, \quad (2.46)$$

avec une phase à  $-90^\circ$ , et une pente à  $-20$  dB par décade. En remarquant que

$$(j \cdot 2\pi f)^{-\alpha} = (2\pi f)^{-\alpha} \cdot e^{(-j \cdot \alpha \frac{\pi}{2})} = (2\pi f)^{-\alpha} \cdot \left( \cos\left(\frac{-\alpha\pi}{2}\right) + j \cdot \sin\left(\frac{-\alpha\pi}{2}\right) \right), \quad (2.47)$$

il est alors possible d’obtenir une pseudo-capacité avec une phase constante égale à  $-\alpha\pi/2$ . Un tel élément à phase constante, mais différente de  $-\pi/2$ , est aussi appelée capacité d’ordre fractionnaire. Elle est notée ici  $\mathcal{C}_\alpha$  (version *fraktur* du caractère  $C$ ), pour une capacité d’ordre fractionnaire à l’ordre  $\alpha$ . Son impédance est alors

$$Z_{\mathcal{C}_\alpha} = \frac{1}{(j \cdot 2\pi f)^\alpha \cdot \mathcal{C}_\alpha}. \quad (2.48)$$

Les propriétés d’une capacité d’ordre fractionnaire et de son impédance sont rassemblées dans le tableau 2.12, et sont comparées à celle de la résistance et de la capacité. La capacité fractionnaire  $\mathcal{C}_\alpha$  est ainsi équivalente, pour  $\alpha = 0$ , à une conductance  $G$ , exprimée en Siemens de symbole S. Pour  $\alpha = 1$ , le comportement est celui d’une capacité  $C$  pure, en Farad de symbole F. Enfin entre les deux, le comportement est intermédiaire et l’unité aussi  $(\text{rad s}^{-1})^{1-\alpha} \cdot \text{F}$ . Les spectres d’impédance de capacités d’ordre fractionnaire avec  $\mathcal{C}_\alpha = 10 [(\text{rad s}^{-1})^{1-\alpha} \cdot \text{pF}]$ , pour différents  $\alpha$ , sont montrés dans la figure 2.47 à titre d’exemple. La variation d’ $\alpha$  entraîne bien une variation de la pente et de la phase de l’impédance entre les deux cas extrêmes, à savoir la résistance et la capacité pure. La capacité d’ordre fractionnaire est utilisée dans la section suivante pour modéliser la réponse haute fréquence d’un noyau, puis pour s’en servir comme modèle pour une série entière.

### 2.3.5.2 Modèle circuit de l’impédance caractéristique d’une série de noyaux Mn-Zn

L’impédance d’un noyau de ferrite  $Z_{noy}$  dépend des propriétés physiques du matériau, ainsi que de ses dimensions. La partie à BF est représentable par une inductance  $L$ , comme cela a été montré dans la section 2.2.2. Au-delà de la fréquence de relaxation  $f_{rel}$ , les matériaux de type Ni-Zn sont généralement résistifs, le modèle de Debye de la section 2.2.3.1, et son équivalent circuit

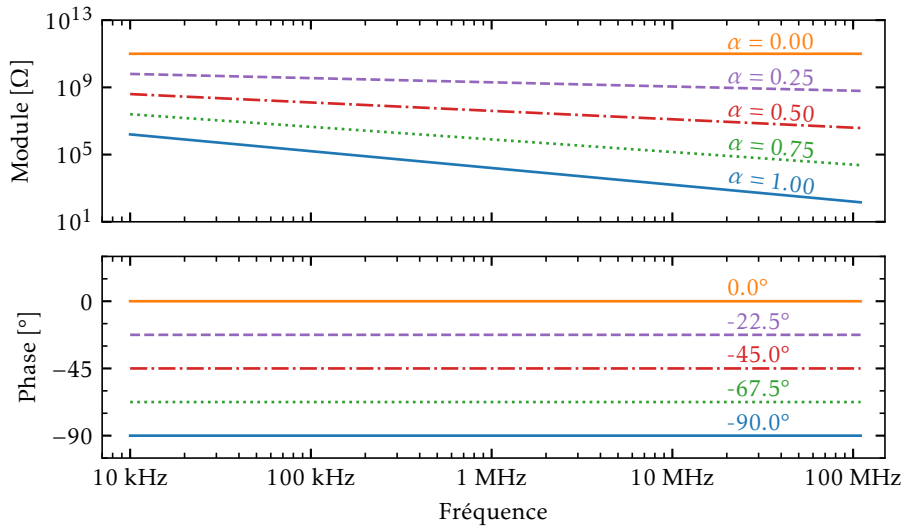


FIGURE 2.47 – Spectre d'impédance de capacités d'ordre fractionnaire pour différents ordres fractionnaires  $\alpha$ .

$R_p L_p$  de la section 2.2.2 peuvent donc suffire. Par contre, pour les matériaux de type Mn-Zn le comportement à HF est plutôt celui d'un condensateur avec perte, ou d'une pseudo-capacité, comme cela a été vu dans la section 2.3.1.2. Cette pseudo-capacité masque complètement le comportement résistif attendu. C'est pour cette raison que le modèle de l'impédance d'un noyau de Mn-Zn, proposée ici, n'utilise pas le modèle de Debye pour la partie magnétique de l'impédance, mais une simple inductance. Pour la partie à HF, l'approximation de  $C_{mat}$  de l'équation (2.42) est utilisée. Cette définition est associée à une capacité d'ordre fractionnaire de la section précédente pour modéliser l'évolution en fréquence de  $C_{mat}$ . Il vient alors que l'admittance du noyau est

$$\frac{1}{Z_{noy}} = \frac{1}{j \cdot 2\pi f \cdot \mu_0 \mu_{ri} A_N} + (j \cdot 2\pi f)^\alpha \cdot \frac{l_{mag}}{p} \cdot k_{\mathcal{C}_\alpha}, \quad (2.49)$$

avec le coefficient du noyau

$$A_N = \frac{h}{2\pi} \ln\left(\frac{R}{r}\right), \quad (2.50)$$

et le coefficient  $k_{\mathcal{C}_\alpha}$  de la capacité d'ordre fractionnaire issue de la mesure de l'impédance d'un noyau, de paramètres  $l'_{mag}$  et  $p'$ , tel que

$$\mathcal{C}_\alpha = k_{\mathcal{C}_\alpha} \cdot \frac{l'_{mag}}{p'}. \quad (2.51)$$

Il est intéressant de noter que l'équation (2.49) est un modèle analytique de l'impédance d'un noyau de type Mn-Zn qui dépend directement des dimensions du noyau, ainsi que de trois propriétés matériau  $\mu_{ri}$ ,  $k_{\mathcal{C}_\alpha}$ , et  $\alpha$ , facilement extraites d'une caractérisation de l'impédance d'un noyau. Autrement dit, connaissant l'impédance d'un noyau d'un matériau donné, il est possible de modéliser l'impédance d'un autre noyau de taille et de proportions différentes.

A titre d'exemple, l'impédance du noyau  $\eta_3$  est utilisée pour retrouver les paramètres  $\alpha$

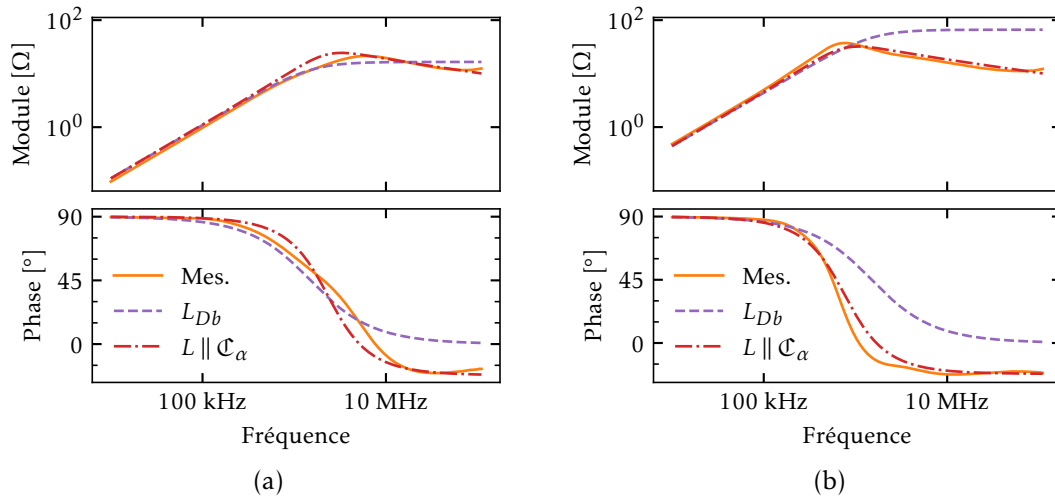


FIGURE 2.48 – Comparaison des spectres d’impédance mesurés et modélisés avec une capacité d’ordre fractionnaire empirique pour deux noyaux : (a) un petit noyau  $\eta_1$ , (b) un grand noyau  $\eta_7$ .

et  $k_{\mathfrak{C}_\alpha}$  du matériau N30 par ajustement du modèle décrit par l’équation (2.49). Les valeurs extraites sont  $\mathfrak{C}_\alpha = 7(\text{rad s}^{-1})^{(1-\alpha)} \cdot \text{mF}$ , et  $\alpha = 0,244$ . Le matériau étant du N30, une perméabilité magnétique relative initiale de 4300 est utilisée. Les impédances des noyaux  $\eta_1$  et  $\eta_7$  sont ainsi modélisées avec l’équation (2.49) et montrée dans la figure 2.48(a) et (b) respectivement. Ces impédances nommées  $L \parallel \mathfrak{C}_\alpha$ , son comparées à la mesure. Les figures montrent aussi pour référence l’impédance modélisée avec un simple modèle de Debye (en considérant la fréquence de relaxation à 1,5 MHz) appelée  $L_{Db}$  dans les figures. Les résultats montrent que le modèle avec la capacité d’ordre fractionnaire est capable de modéliser l’impédance avec une erreur relative moyenne de moins de 20 %, alors que le modèle de Debye produit une erreur relative moyenne d’environ 150 % sur le noyau le plus gros, à savoir  $\eta_7$ . Le modèle de Debye est suffisant pour des noyaux de petite taille. Pour des noyaux plus gros le comportement pseudo-capacitif du noyau apparaît à plus faible fréquence, et l’utilisation d’un modèle avec une capacité d’ordre fractionnaire caractérisée expérimentalement semble plus indiquée. Néanmoins les noyaux une fois bobinés voient la partie HF de leur spectre d’impédance masquée par l’impédance capacitive du bobinage. Il y a alors moyen de négliger  $C_{mat}$  sous certaines conditions qui sont présentées dans la section suivante.

### 2.3.6 Conditions pour négliger l’effet pseudo-capacitif du noyau

Comme le montrent les figures 2.35 et 2.34 le comportement capacitif du noyau est masqué par la CPE pour un nombre de tours relativement faible comparé à la taille du noyau (ici 25 tours de fil de diamètre 0,56 mm représentent environ  $1/5$  du périmètre interne). Cela est du majoritairement au fait que  $C_{mat}$  est inversement proportionnelle à  $N^2$  et que la CPE est a priori proportionnelle à  $N$  [Cue16; Li21]. Il est alors possible de négliger le comportement capacitif du noyau face au comportement capacitif du bobinage.

Cela revient à déterminer une valeur de  $CPE_{lim}$  qui assure le masquage de  $\mathfrak{C}_\alpha$ . La figure 2.49 montre schématiquement les différentes impédances en parallèle qui composent l’impédance d’une bobine faite avec un matériau de type Mn-Zn. Ces impédances sont  $N^2 \cdot L_{carac}$  pour la partie magnétique à BF avec  $N$  le nombre de tours, et  $L_{carac} = \mu_0 \cdot \mu_{ri} \cdot \frac{h}{2\pi} \cdot \ln\left(\frac{R}{r}\right)$  l’inductance

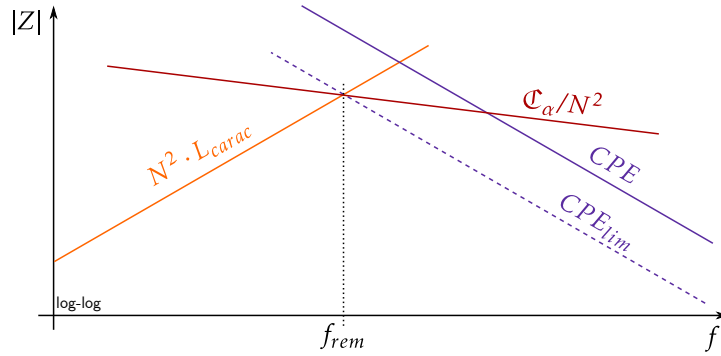


FIGURE 2.49 – Schéma des impédances en parallèle qui entrent en jeu dans l'impédance d'un noyau de type Mn-Zn bobiné.

caractéristique du noyau,  $\mathfrak{C}_\alpha$  pour l'effet pseudo-capacitif du noyau, et  $CPE$  pour la capacité du bobinage. La  $CPE_{lim}$  représente la  $CPE$  minimale qui masque entièrement le  $\mathfrak{C}_\alpha$ , et donc la condition pour la négliger. Formellement cela se traduit par l'inégalité suivante,

$$|Z_{\mathfrak{C}_\alpha}| \geq |Z_{CPE}|. \quad (2.52)$$

Puis il en déduit que

$$\frac{N^2}{(2\pi f)^\alpha \cdot \mathfrak{C}_\alpha} \geq \frac{1}{2\pi f \cdot CPE}. \quad (2.53)$$

Or le pire cas se trouve à la fréquence remarquable  $f_{rem}$  (et non pas fréquence de résonance car ici le croisement des modules n'indique pas forcément la fréquence de résonance, étant donnée que  $\mathfrak{C}_\alpha$  n'est pas complètement capacitive). Cette fréquence est le croisement entre  $\mathfrak{C}_\alpha/N^2$  et l'inductance du noyau bobiné  $N^2 \cdot L_{carac}$ , et elle est définie par

$$2\pi f_{rem} \cdot N^2 \cdot L_{carac} = \frac{N^2}{(2\pi f_{rem})^\alpha \cdot \mathfrak{C}_\alpha} \implies f_{rem} = \frac{1}{2\pi (L_{carac} \cdot \mathfrak{C}_\alpha)^{\frac{1}{\alpha+1}}}. \quad (2.54)$$

La capacité minimale du bobinage  $CPE_{lim}$  nécessaire pour négliger la contribution de  $\mathfrak{C}_\alpha$  dans l'impédance de la bobine est alors définie dans l'équation (2.55) en injectant (2.54) dans (2.53) avec  $f = f_{rem}$ .

$$CPE \geq CPE_{lim} = \frac{1}{N^2} \frac{(\mathfrak{C}_\alpha)^{\frac{2}{1+\alpha}}}{(L_{carac})^{\frac{\alpha-1}{\alpha+1}}} \quad (2.55)$$

La figure 2.50 montre cette  $CPE$  minimale en fonction du nombre de tours pour chacun des noyaux de la série considérée, et en limitant  $N$  au nombre de conducteurs de diamètre 0,56 mm insérables sur le demi-périmètre interne de chaque noyau (la bobine de mode commun a deux enroulements). Par exemple pour le noyau  $\eta_3$  à  $N = 20$  tours la  $CPE$  totale des bobinages doit être supérieure à 8,9 pF pour négliger la contribution de  $\mathfrak{C}_\alpha$  et obtenir une impédance qui présenterait un écart relatif à l'impédance avec  $\mathfrak{C}_\alpha$  de moins de 20% dans la partie haute fréquence.



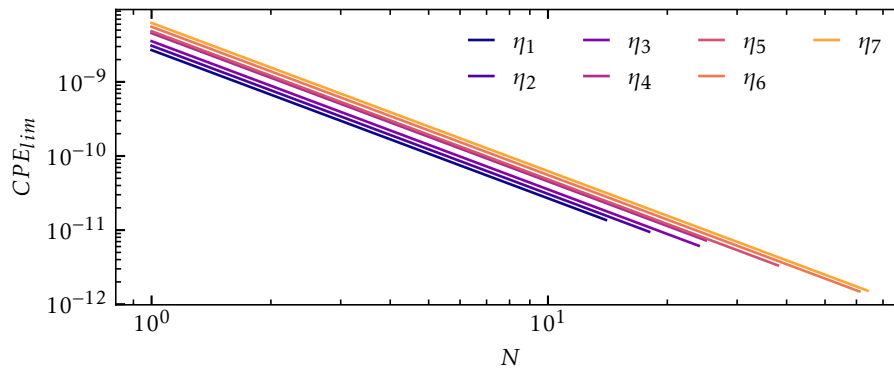


FIGURE 2.50 – CPE minimale pour négliger la capacité matériau en fonction du nombre de tours et du noyau.

## 2.4 Conclusion du chapitre

Le comportement du matériau magnétique est modélisé par la perméabilité relative complexe. Cette représentation fréquentielle des propriétés magnétiques du matériau est caractérisée par une mesure petits signaux sur un échantillon torique. Afin de mesurer des tores plus gros, un dispositif de caractérisation nommé OT a été mis au point pour fonctionner sur deux appareils de mesure différents. Les mesures réalisées avec ce dispositif sont cohérentes avec celles du dispositif commercial. Un modèle de perméabilité magnétique relative complexe de type relaxation de Debye est alors utilisé pour modéliser les propriétés magnétiques du matériau. Ce modèle est équivalent à une représentation  $RL$  parallèle de l'impédance caractéristique du noyau. Les mesures réalisées sur une série de tore de matériau Mn-Zn ont aussi permis de montrer le comportement diélectrique des noyaux dans la partie haute fréquence du spectre. Les simulations EF semblent confirmer que la diffusion du champ magnétique et la haute permittivité relative apparente sont à l'origine de ce phénomène, néanmoins des études supplémentaires sont nécessaires pour déterminer la permittivité relative complexe du matériau pour le modéliser correctement. Une relation de proportionnalité entre la valeur de cette capacité et les dimensions du noyau a permis de modéliser l'impédance d'une série de noyaux, grâce à la caractérisation d'un seul. Le comportement capacitif est alors modélisé par une capacité d'ordre fractionnaire, et est négligeable dans le modèle de l'impédance du noyau bobiné sous certaines conditions. Le modèle circuit  $RL$  parallèle sera donc utilisé dans le chapitre 4 pour le dimensionnement de la bobine de mode commun. La contribution du bobinage au comportement capacitif haute fréquence du noyau sera étudié dans le chapitre suivant. La capacité matériau étant négligée, son impact sera vérifié après dimensionnement.

# Modélisation circuit des effets capacitifs du bobinage

## Sommaire du présent chapitre

<b>3.1 Réseau capacitif créée par l'enroulement</b>	<b>85</b>
3.1.1 Identification des couplages capacitifs élémentaires . . . . .	85
3.1.2 Approche électrostatique à deux dimensions . . . . .	86
3.1.3 Couplage électromagnétique et répartition de la tension . . . . .	87
3.1.4 Calcul de la CPE par l'énergie électrostatique . . . . .	88
<b>3.2 Modélisation des capacités élémentaires</b>	<b>89</b>
3.2.1 État de l'art de la modélisation des capacités élémentaires . . . . .	90
3.2.2 Transformation de la géométrie pour un calcul 2D . . . . .	91
3.2.2.1 Description de la géométrie d'une paire de spires . . . . .	91
3.2.2.2 Simplification de l'isolant conducteur . . . . .	93
3.2.2.3 Simplification de la courbure de la spire et de l'enrobage . . . . .	95
3.2.2.4 Prise en compte du coin dans le modèle . . . . .	97
3.2.3 Simulation grâce à la méthode des éléments finis 2D . . . . .	100
3.2.3.1 Extraction des capacités élémentaires . . . . .	100
3.2.3.2 Évolution des capacités élémentaires en fonction des espaces tore-spires, et inter-spires . . . . .	100
3.2.3.3 Comparaison de la méthode EF 2-D aux approches analytiques	102
3.2.4 Détermination des capacités élémentaires pour la géométrie complète	106
3.2.5 Comparaison à une simulation éléments finis 3D . . . . .	108
3.2.6 Vérification de l'hypothèse des capacités inter-spires de rang 2 négligeables . . . . .	110
<b>3.3 Validation expérimentale du modèle de la capacité parallèle équivalente</b>	<b>113</b>
3.3.1 Mesure de la CPE d'un noyau bobiné . . . . .	113
3.3.2 Validation pour un noyau conducteur, type Nanocristallin . . . . .	113
3.3.2.1 Données d'entrée mesurées et calculées . . . . .	114
3.3.2.2 Transformation 2-D de la géométrie . . . . .	115

3.3.2.3	Comparaison de la CPE modélisée à la CPE mesurée sur l'impédance . . . . .	116
3.3.2.4	Comparaison des différentes hypothèses de compensation de la courbure des spires . . . . .	118
3.3.3	Validation pour un noyau à haute permittivité, type ferrite Mn-Zn	119
3.3.3.1	Caractérisation du comportement diélectrique du noyau . . . . .	119
3.3.3.2	Comparaison du modèle à la mesure . . . . .	122
<b>3.4</b>	<b>Réduction de la valeur de la capacité parallèle équivalente</b>	<b>123</b>
3.4.1	Étude de sensibilité de la CPE . . . . .	123
3.4.2	Augmentation de l'écart tore-spire . . . . .	124
3.4.2.1	Écarteurs de spire . . . . .	124
3.4.2.2	Évolution de la CPE en fonction de l'épaisseur de l'écarteur . . . . .	124
3.4.2.3	Validation du modèle . . . . .	126
3.4.2.4	Effet sur l'inductance de fuite . . . . .	126
3.4.2.5	Réglage de la valeur de la CPE . . . . .	126
3.4.3	Diminution de l'écart inter-spires par un changement de la forme du noyau . . . . .	127
3.4.3.1	Tore oblong . . . . .	127
3.4.3.2	Évolution de la CPE avec le rayon de courbure de l'oblong . . . . .	128
3.4.3.3	Validation expérimentale . . . . .	129
<b>3.5</b>	<b>Conclusions du chapitre</b>	<b>130</b>

LA MODÉLISATION de l'impédance caractéristique  $Z_{carac}$  du noyau de la bobine de MC, présentée dans le chapitre précédent, n'est pas suffisante pour obtenir l'impédance du noyau bobiné. En effet, le bobinage n'est pas parfait et provoque une chute de l'impédance dans la partie HF du spectre, comme cela a été présenté dans la section 2.3.1.1, et rappelé dans la figure 3.1. Cette chute est due aux couplages capacitifs inter-spires et entre les spires et le noyau. Elle est

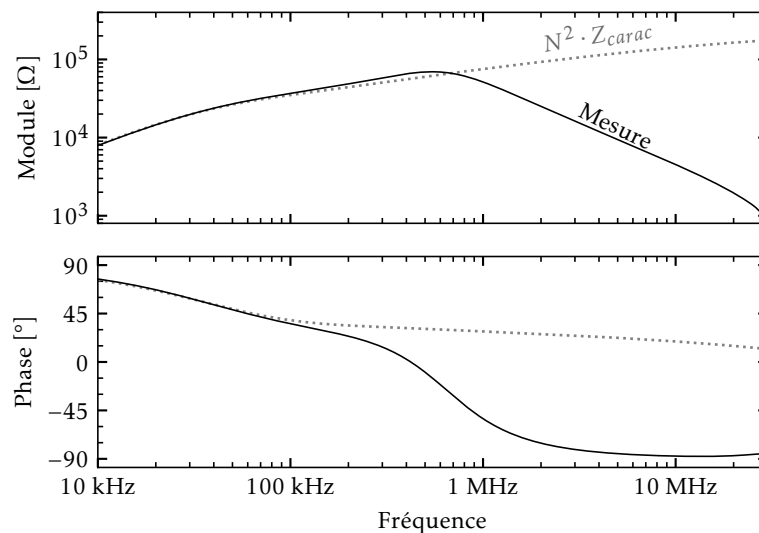


FIGURE 3.1 – Comparaison de l'impédance idéale et mesurée d'une bobine de mode commun. équivalente à une capacité appelée CPE, mise en parallèle de l'impédance caractéristique du

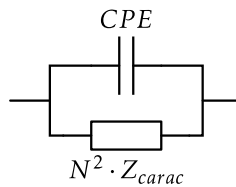


FIGURE 3.2 – Schéma électrique monophasé équivalent d'une bobine de mode commun avec sa CPE.

noyau bobiné, comme cela est montré dans le circuit de la figure 3.2. Cette chute d'impédance nuit aux performances HF de filtrage de la bobine de MC, ici au-delà de 1 MHz, et doit donc être modélisée finement pour prédire le plus précisément possible l'impédance de la bobine dès la phase de conception.

L'objectif de ce chapitre est donc de prédire la valeur de la CPE en fonction des paramètres géométriques de la bobine de MC, des paramètres matériaux et de connaître la réponse du filtre à HF. La reproduction fidèle de la chute d'impédance permettra de dimensionner des filtres sur une large bande de fréquence. Dans un premier temps, le réseau capacitif équivalent à l'échelle des spires sera présenté et résolu. Le calcul des capacités élémentaires sera abordé dans un deuxième temps. Puis le modèle sera validé expérimentalement sur différents matériaux magnétiques, avec notamment l'explication détaillée d'un test non-destructif pour mettre en évidence le comportement conducteur du matériau. Enfin, dans un quatrième temps, la connaissance apportée par le modèle permettra de proposer des actions sur le bobinage pour réduire les effets capacitifs de ce dernier et augmenter les performances à haute fréquence du composant.

### 3.1 Réseau capacitif créée par l'enroulement

Dans cette section un modèle circuit à l'échelle des spires est d'abord présenté, puis le réseau capacitif obtenu est résolu pour obtenir une expression analytique de la CPE de la bobine de MC en fonction des capacités élémentaires inter-spires, tore-spires, et tore-spires sur les bords des enroulements.

#### 3.1.1 Identification des couplages capacitifs élémentaires

Des couplages capacitifs apparaissent entre deux surfaces conductrices à des potentiels différents. Pour la bobine de mode commun ce sont les fils et le noyau. Ces couplages sont modélisés par des capacités, qui sont qualifiées de parasites car elles sont autant de chemins de faible impédance aux hautes fréquences pour les perturbations conduites. Elles impactent donc les performances à HF du filtre CEM. Leur identification est alors nécessaire pour modéliser leur effet sur l'impédance de la bobine de MC. Pour simplifier l'étude, le noyau magnétique torique de la figure 3.3(a) est ouvert et mise à plat, car à l'échelle d'une paire de spires, la courbure du noyau est négligeable. La figure 3.3(b) montre alors une paire de spires autour du noyau déplié dans lequel un flux  $\varphi$  circule. Le noyau est considéré comme un conducteur parfait de potentiel  $V_c$ , et les spires ont chacune un potentiel différent. La différence de potentiel  $U_{tc}$  ( $tc$  pour *turn-core*) crée un couplage capacitif tore-spire représenté par une capacité élémentaire  $dC_{tc}$  (voir section 1.2.1.2) entre les éléments de longueur  $dl$  des spires et la surface du noyau. La différence de potentiel entre spires  $U_{tt}$  ( $tt$  pour *turn-turn*) crée aussi un couplage capacitif inter-spires modélisé par une capacité élémentaire  $dC_{tt}$ .

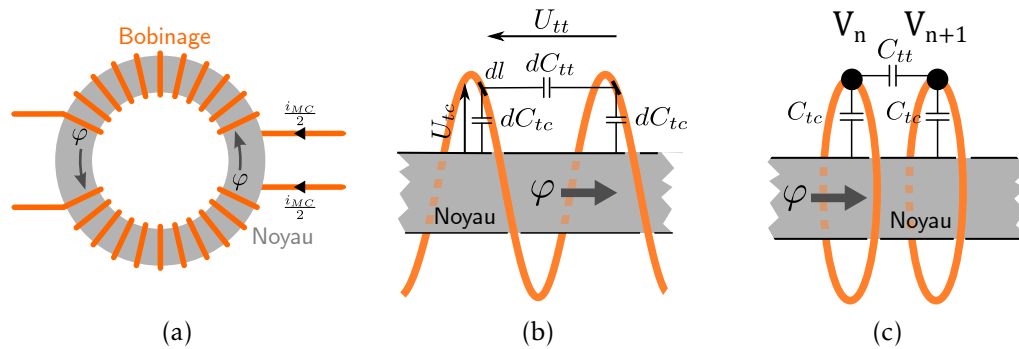


FIGURE 3.3 – Schéma (a) d’une bobine de mode commun, (b) d’une paire de spires autour du noyau déplié et des couplages capacitifs élémentaires associés, et (c) de la simplification sous forme de boucles fermées des spires.

Les couplages de rangs supérieurs entre les spires non adjacentes ne sont pas pris en compte, car il sont négligeables sur des composants simple couche, comme expliqué dans [Dal07] et vérifié plus loin dans la section 3.2.6.

Sur la plage de fréquence imposée par les normes de CEM dans le domaine du conduit (environ 150 kHz à 30 MHz), la modélisation de la première résonance de l’impédance de la bobine semble suffisante pour dimensionner un filtre de MC. Les résonances dues au phénomène de propagation des ondes électromagnétiques le long des conducteurs ne sont donc pas modélisées dans ces travaux. Mais il est possible de les prendre en compte avec un circuit équivalent à l’échelle de la spire qui couple le comportement magnétique et électrique du composant (voir [Kov12] et la section 1.3.4.1).

L’objectif étant ici un modèle à l’échelle du composant, des simplifications supplémentaires sont proposées. Les spires de la figure 3.3(b) sont alors considérées dans la figure 3.3(c) comme des boucles fermées à un seul potentiel électrique.

### 3.1.2 Approche électrostatique à deux dimensions

Pour simplifier encore l’étude, chaque spire est alors considérée comme une boucle fermée à un seul potentiel électrique, et le bobinage est considéré régulier, comme cela est montré dans la figure 3.3(c), avec la paire de spires aux potentiels  $V_n$  et  $V_{n+1}$ . Il y a alors des capacités tore-spires  $C_{tc}$ , et des capacités inter-spires  $C_{tt}$ , [Mas97; Kov12; Kov15b; Don19b; Zha21b; Li21]. Ces simplifications successives permettent d’étudier les couplages capacitifs avec une approche à 2-D. Le réseau capacitif d’un bobinage est montré sous sa forme à 2-D dans la figure 3.4, avec en bordure du bobinage des couplages additionnels modélisé par des capacités  $C_f$ , là où le champ électrique a davantage de place pour se développer. L’encadré en pointillé montre un domaine de simulation, ou de calculs, à 2-D dont la profondeur est égale à la longueur de la spire. La prise en compte de la courbure de la spire et des coins seront abordée respectivement dans les sections 3.2.2 et 3.2.2.4. Les couplages capacitifs seront ensuite déterminés par une méthode à 2-D dans la section 3.2.3.

Dans le cas où les potentiels des spires sont connus, il est possible d’employer une approche électrostatique. Ce découplage entre la partie magnétique du composant et la partie électrique peut simplifier le calcul de la CPE. La détermination des potentiels de chacune des spires est alors abordée dans la section suivante.

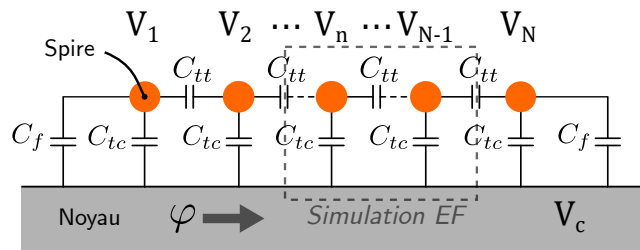


FIGURE 3.4 – Schéma électrique du réseau capacitif créé par un bobinage.

### 3.1.3 Couplage électromagnétique et répartition de la tension

Certaines publications [Mas97; Pas15; Don19b; Don19a] ne considèrent pas la partie magnétique du composant. En effet, ces travaux considèrent les spires intermédiaires, et leur potentiel respectif  $V_2$  à  $V_{N-1}$ , flottants (ou libres). Sous cette hypothèse, la CPE est alors déterminée comme étant la capacité équivalente vue entre les spires de potentiels  $V_1$  et  $V_N$ . Le réseau capacitif est alors réduit à la CPE grâce à des transformations  $\Delta Y$  successives (théorème de Kennelly [Ken99]). Cette approche, souvent citée en référence dans les publications se rapportant à l'effet capacitif du bobinage, souffre de défauts, comme une faible robustesse du modèle avec le nombre de tours [Sal21; Zha21a; Zha21b].

En effet, le réseau capacitif présenté précédemment ne peut pas être découplé entièrement de la partie magnétique du composant, comme expliqué dans [Zha21b; Sal21]. D'après la loi de Lenz-Faraday [Pér19], rappelée dans l'équation (3.1), chaque spire traversées par un flux magnétique  $\varphi$  voit une chute de tension  $U_{tt}$  proportionnelle à la variation du flux. Or toute les spires étant traversées par le même flux, la chute de tension est donc linéaire et régulière le long de l'enroulement. En considérant un enroulement de  $N$  spires avec une chute tension  $U_L$ ,  $U_{tt}$  est alors exprimée en fonction de ces deux paramètres dans l'équation (3.1).

$$U_{tt} = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{U_L}{N} \tag{3.1}$$

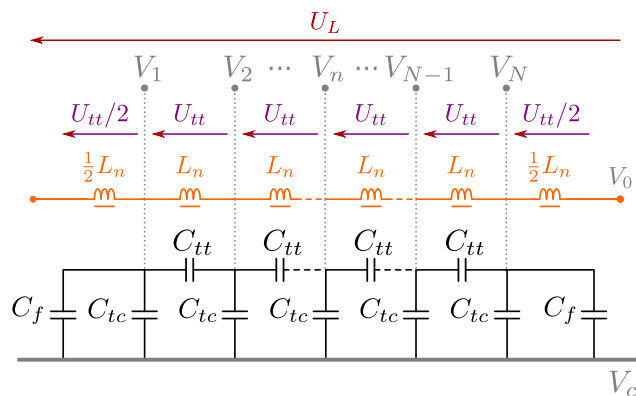


FIGURE 3.5 – Schéma électrique du réseau capacitif créé par le bobinage, avec les inductances couplées et les chutes de tension.

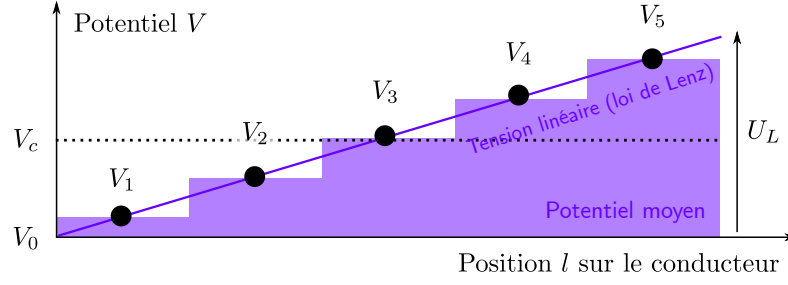


FIGURE 3.6 – Schéma de la répartition des potentiels sur les conducteur du bobinage.

Dans une représentation circuit cela se traduit par l'ajout d'inductances couplées  $L_n$ . Étant donné que chaque spire est une boucle fermée à un seul potentiel, le point d'attache des capacités élémentaires est placé au milieu de chaque spire, comme cela est décrit dans la figure 3.5. Le potentiel  $V_n$  de la spire  $n$  est donc son potentiel moyen comme présenté dans l'équation (3.2) avec  $V_0$  un potentiel de référence.

$$\forall N \in \mathbb{N}, \quad 1 \leq n \leq N, \quad V_n = \frac{U_{tt}}{2} + (n-1)U_{tt} + V_0 = \frac{2n-1}{2N}U_L + V_0 \quad (3.2)$$

Le potentiel du noyau  $V_c$  est égal au potentiel moyen du réseau capacitif, comme dans l'équation (3.3). En effet le noyau est le plus souvent flottant dans les applications de filtrage.

$$V_c = \frac{U_L}{2} + V_0 \quad (3.3)$$

L'évolution du potentiel le long du conducteur enroulé autour du noyau est alors présentée dans la figure 3.6, avec l'approximation du potentiel moyen de chaque spire en surimpression. Ici, le potentiel de référence  $V_0$  a été choisi égal à zéro pour simplifier la représentation, mais sa valeur dépend de l'application considérée. La connaissance de la répartition de la tension associée au réseau capacitif décrit précédemment permet de déterminer la CPE par le calcul de l'énergie électrostatique stockée dans chacune des capacités élémentaires.

### 3.1.4 Calcul de la CPE par l'énergie électrostatique

En supposant connues les capacités élémentaires  $C_{tc}$ ,  $C_{tt}$  et  $C_f$ , ainsi que la tension à leurs bornes, il est possible en considérant la tension tore-spire de la  $n$ -ième spire

$$U_n = V_n - V_c, \quad (3.4)$$

de calculer l'énergie électrique totale stockée par le réseau capacitif, soit

$$E_{tot} = \sum_{n=1}^N \frac{1}{2} C_{tc} \cdot U_n^2 + \sum_{n=1}^{N-1} \frac{1}{2} C_{tt} \cdot U_{tt}^2 + \frac{1}{2} C_f \cdot (U_1^2 + U_N^2). \quad (3.5)$$

En y injectant les équations (3.1) et (3.4), puis les équations (3.2) et (3.3), il vient que

$$E_{tot} = \sum_{n=1}^N \frac{1}{2} C_{tc} \cdot \left( \frac{2n-1-N}{2N} U_L \right)^2 + \sum_{n=1}^{N-1} \frac{1}{2} C_{tt} \cdot \frac{U_L^2}{N^2} + \frac{1}{2} C_f \left( \frac{(N-1)^2}{2N^2} U_L^2 \right). \quad (3.6)$$

En simplifiant les sommes, et en remarquant que l'énergie totale  $E_{tot}$  peut être vue comme l'énergie stockée par une unique capacité équivalente  $CPE$ , localisée en parallèle du bobinage et supportant donc une tension  $U_L$  à ses bornes, il en est déduit que

$$CPE = \frac{2 \cdot E_{tot}}{U_L^2} = \frac{1}{12} \frac{N^2 - 1}{N} C_{tc} + \frac{N - 1}{N^2} C_{tt} + \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{N - 1}{N} \right)^2 C_f. \quad (3.7)$$

Il est intéressant de remarquer que pour un  $N \gg 1$ ,

$$CPE \approx \frac{1}{12} \cdot N \cdot C_{tc} + \frac{1}{N} C_{tt} + \frac{1}{2} C_f. \quad (3.8)$$

Pour réduire la CPE, chercher à réduire  $C_{tc}$  est important. Les moyens de réduire  $C_{tc}$ , et la CPE seront abordés dans la section 3.4.

La CPE totale d'une bobine de mode commun à deux enroulements, comme étudiée ici, correspond à la mise en parallèle des CPE des deux enroulements, soit

$$CPE_{tot} = 2 \cdot CPE. \quad (3.9)$$

La CPE en fonction du nombre de tours est exprimée en fonction des capacités élémentaires grâce à une approche énergétique et en imposant une répartition linéaire de la tension. La valeur de ces capacités élémentaires est déterminée dans la section suivante.

## 3.2 Modélisation des capacités élémentaires

Dans la section précédente les isolants étaient négligés pour simplifier les représentation, mais ils sont bien présents pour un composant utilisé dans un filtre de CEM. La figure 3.7 montre une paire de spires isolées en face de la surface d'un noyau enrobé. Le conducteur a un diamètre à nu  $d$  et un diamètre émaillé  $d_o$ . L'émail des conducteurs, a alors une épaisseur  $e_w$ , et une permittivité relative  $\epsilon_w$ . Les deux conducteurs sont séparés d'une distance  $\zeta$ , et ils sont séparés d'une distance  $s$  du noyau. L'enrobage du noyau a une épaisseur  $c$  et une permittivité relative  $\epsilon_c$ .

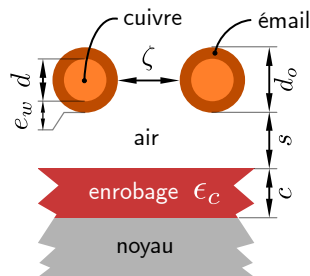


FIGURE 3.7 – Schéma d'une paire de spires isolée en face d'un noyau enrobé.

Le cahier des charges pour la modélisation des capacités élémentaires  $C_{tc}$ ,  $C_{tt}$  et  $C_f$  impose donc :

- de prendre en compte l'épaisseur et la permittivité des isolants des conducteurs, et de l'enrobage du noyau car ces couches de matériaux diélectriques ont un impact sur les



capacités élémentaires,

- de prendre en compte les espaces inter-spires et tore-spire dans le calcul de  $C_{tc}$  et de  $C_{tt}$ , afin d’explorer les possibilités de réduire la CPE en jouant sur ces espaces.

Le choix de la méthode des EF à 2-D est expliqué après une revue de l’état de l’art. Et les hypothèses nécessaires à l’application de la méthode retenue sont abondamment détaillées. Enfin la méthode est comparée à des approches connues dans la littérature et à une approche EF à 3-D pour la valider, la mesure directe de ces capacités élémentaires étant difficile.

### 3.2.1 État de l’art de la modélisation des capacités élémentaires

Les enroulements de transformateur à corps droit ont la plupart du temps des bobinages multicouche. Les couplages capacitifs sont étudiés par couche de bobinage entière, et considérés comme des cylindres conducteurs, comme détaillé dans [Dal07; She19; Zha21a]. Cette approche a été utilisée dans [Liu20] pour étudier les bobinages à mono-couche sur des noyaux toriques. Néanmoins, la précision de cette approche n’est pas suffisante lorsque les spires sont espacées les unes des autres et du noyau. À l’échelle de la paire de spires, d’autres méthodes de calcul des couplages capacitifs ont été développées et appliquées :

- la théorie des images appliquée à l’électrostatique [Li21];
- l’intégration de capacités élémentaires de type segment ou arc de cercle entre la spire et la surface du noyau [Mas97; Kov12; Cha19b; Don19b];
- une combinaison de capacités élémentaires de type segment et arc de cercle [Mid14];
- la transformation conforme en électrostatique [Mas18];
- les éléments finis à 2-D en électrostatiques [Cue17; Cha19b; Yu01].

Dans ce travail de thèse le cahier des charges pour le modèle des capacités  $C_{tc}$ ,  $C_{tt}$  et  $C_f$  impose de prendre en compte les bobinages lâches avec les espace tore-spires  $s$ , et inter-spires  $\zeta$ , l’isolant du conducteur, et l’enrobage du noyau.

Référence	Type	Requis							
		$C_{tt}$		$C_{tc}$		Isolant	Cond.	Enrobage	Noyau
		$s$	$\zeta$	$s$	$\zeta$				
[Li21]	Th. Images	✓	✓	✓	✓				
[Mas97]	Segments						✓		
[Pas15]	Segments						✓		
[Kov12]	Arcs		✓	✓					✓
[Don19b]	Arcs		✓	✓			✓		✓
[Mas18]	Trans. Conf.		✓	✓			✓		
[Cha19b]	EF 2D		✓				✓		
[Cue17]	EF 2D	✓	✓	✓	✓				

TABLEAU 3.1 – Comparaison des modèles de capacités élémentaires pour les tores bobinés.

Les méthodes de la littérature présentées précédemment sont comparées selon ce cahier des charges dans le tableau 3.1. Aucune méthode ne prend en compte tous les requis. Néanmoins la théorie des images et les EF 2D remplissent l’aspect bobinage lâche. La prise en compte des isolants est aisée dans les EF 2D car il suffit d’ajouter des domaines avec des permittivités différentes de celles de l’air. Ce qui en fait une très bonne technique de calcul, précise et simple à mettre en place. Pour la théorie des images, l’ajout des isolants semble plus compliqué, mais sera exploré dans la section 3.2.3.3 pour obtenir une comparaison analytique avec la méthode des EF

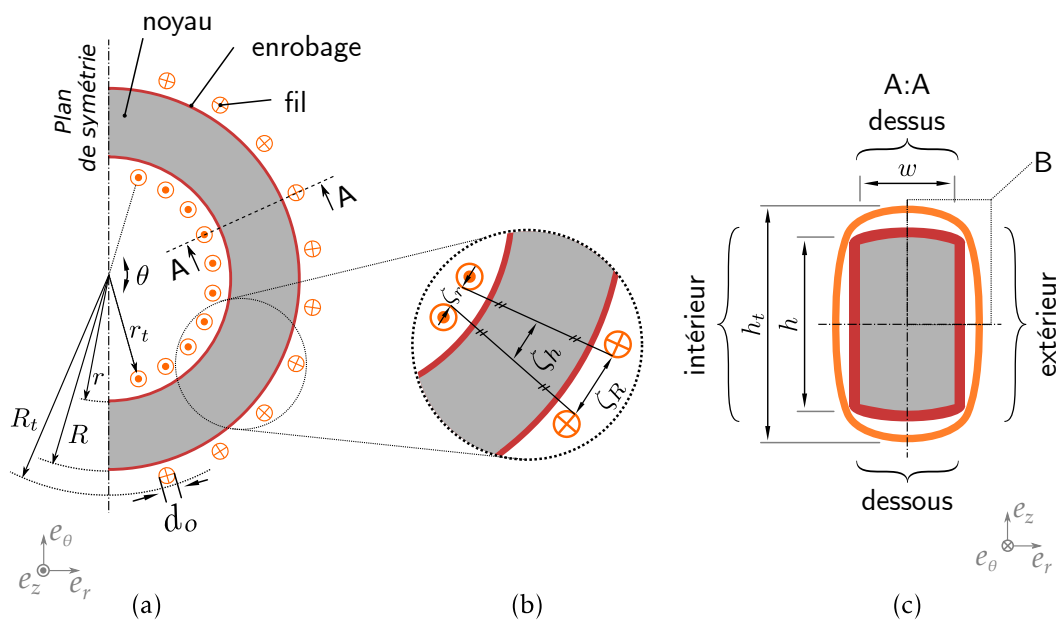


FIGURE 3.8 – Schéma de la géométrie d'un tore bobiné : (a) coupe transversale, (b) détail des espaces inter-spires, (c) coupe A : A.

2-D. Les autres méthodes sont délaissées car elles ne prennent pas en compte à la fois les espaces tore-spires et inter-spires pour le calcul de  $C_{tc}$  et  $C_{tt}$ . Mais l'approche de [Don19b] est l'une des seules à considérer les enrobages et isolants, elle sera donc retenue pour faire une seconde comparaison analytique avec la théorie des images adaptée et les EF 2D dans la section 3.2.3.3.

Aucune méthode de la littérature n'explique comment prendre en compte la courbure des spires et de l'enrobage du noyau, et comment en déduire une géométrie à 2-D. Pourtant un examen visuel d'un tore bobiné démontre la présence de ces courbures. La sous-section suivante est donc dédiée à la mise à plat de la courbure des spires et de l'enrobage.

### 3.2.2 Transformation de la géométrie pour un calcul 2D

Les méthodes présentées précédemment ont toutes en commun de travailler avec une géométrie à 2-D de la paire de spire. Or, l'écart inter-spire  $\zeta$  n'est pas constant sur le dessus et le dessous du noyau comme cela est montré sur la géométrie d'un tore bobiné présentée dans la figure 3.8(a), et en détail dans la figure 3.8(b). De plus les spires ne sont pas droites le long des faces du noyau comme la coupe A : A de la figure 3.8(c) le montre, et elles sont en contact avec le noyau aux quatre coins. Des transformations de la géométrie sont donc nécessaires avant de pouvoir déterminer les capacités élémentaires avec une approche 2D.

#### 3.2.2.1 Description de la géométrie d'une paire de spires

Les espaces inter-spires de la figure 3.8(b) sont calculés dans les équations (3.10a) et (3.10b), avec  $\zeta_r$  et  $\zeta_R$  les espaces inter-spires respectivement sur l'intérieur, et l'extérieur du composant bobiné,  $\theta$  l'angle de couverture du bobinage,  $R_t$  et  $r_t$  les rayons avec bobinage respectivement externe et interne, et  $N$  le nombre de tours. L'hypothèse retenue pour les espaces inter-spires

sur le dessus et le dessous  $\zeta_h$  est de les considérer constants et égaux à la moyenne des espaces inter-spires  $\zeta_r$  et  $\zeta_R$  dans l'équation (3.10c).

Le détail B de la figure 3.8(c) est montré dans la figure 3.9(a), avec  $w = R - r$  la largeur des faces du dessus et du dessous du noyau nu,  $h$  sa hauteur. Ces grandeurs sont lues dans la fiche technique du noyau. Les dimensions avec l'enrobage  $w_c$ ,  $h_c$  sont mesurées sur le noyau sans bobinage au milieu de chaque face grâce à un pied à coulisse. Enfin la mesure est répétée sur le noyau bobiné pour obtenir les dimensions bobinés  $w_t$ ,  $h_t$ .

$$\zeta_R = \frac{\theta}{N-1}(R_t - d_o/2) - d_o \quad (3.10a)$$

$$\zeta_r = \frac{\theta}{N-1}(r_t + d_o/2) - d_o \quad (3.10b)$$

$$\zeta_h = \frac{1}{2}(\zeta_R + \zeta_r) \quad (3.10c)$$

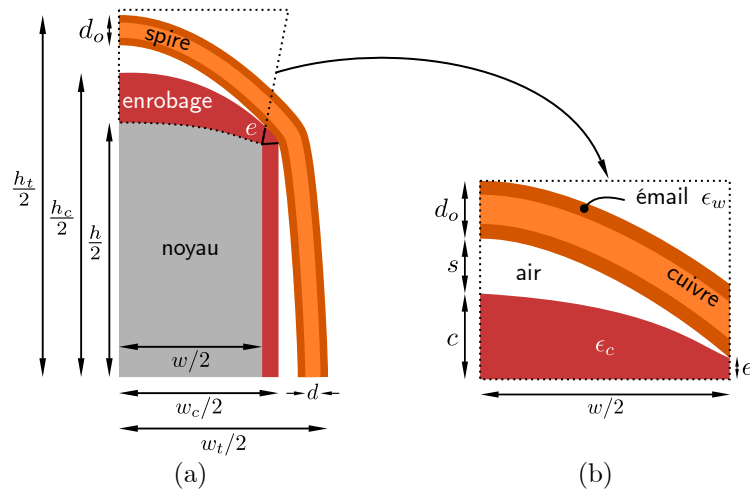


FIGURE 3.9 – Schéma d'un quart de section du composant bobiné : (a) quart de section, (b) détail de la face du dessus.

Le conducteur, de diamètre externe  $d_o$ , touche la surface du noyau enrobé au niveau du coin. Il est alors séparé de la surface du matériau magnétique du noyau par une épaisseur  $e$  d'enrobage, de permittivité relative  $\epsilon_c$ . La zone délimitée par la surface du matériau magnétique du noyau et la position où le fil se décolle de la surface de l'enrobage est retenue comme modèle pour les transformations qui vont suivre, et qui sont à appliquer à chaque face. Cette zone est encadrée en pointillés dans la figure 3.9(a). La figure 3.9(b) en montre le détail, avec les maximums de la distance tore-spire  $s$  et de l'épaisseur d'enrobage  $c$ , déterminés d'après les mesures précédentes dans (3.11a) et (3.11b) respectivement.

$$s = \frac{h_t}{2} - \frac{h_c}{2} - d_o \quad (3.11a)$$

$$c = \frac{h_c}{2} - \frac{h}{2} \quad (3.11b)$$

### 3.2.2.2 Simplification de l'isolant conducteur

La première simplification appliquée a pour objectifs :

- d'enlever une épaisseur de matériau très fine qui pourrait augmenter le nombre d'éléments en EF, et donc augmenter le temps de calcul,
- et de produire une géométrie équivalente dépourvue du point de contact entre le conducteur et la surface du matériau magnétique du noyau, simplifiant l'analyse du comportement capacitif entre spires et noyaux (voir la section 3.2.2.3).

Pour atteindre ces objectifs l'isolant (de type émail) du fil conducteur sera retiré et remplacé par une épaisseur supplémentaire de conducteur telle que la spire résultante (cuivre massif sans isolant) présente un comportement capacitif similaire à celui produit par un conducteur réel avec isolant.

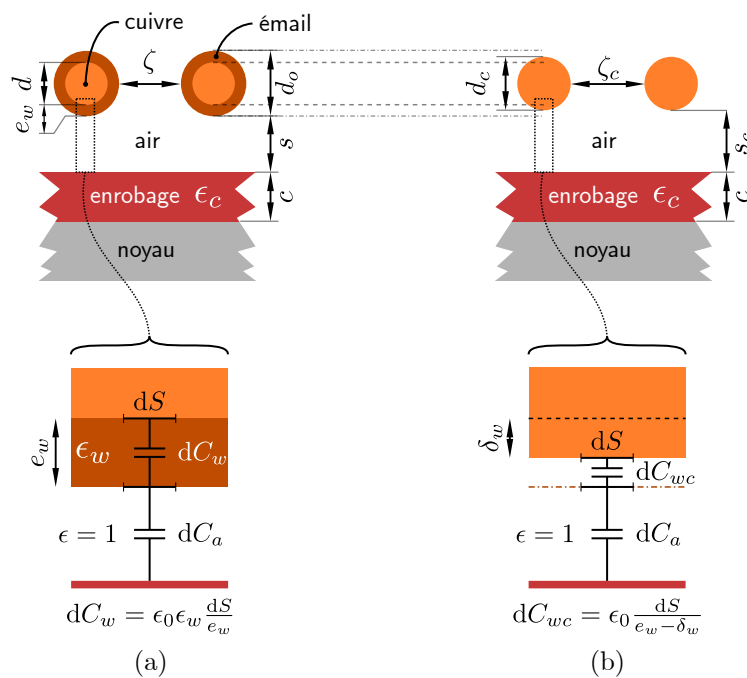


FIGURE 3.10 – Schéma de la coupe transversale d'une paire de spires (a) avant compensation de l'épaisseur d'émail et (b) après sa compensation.

La figure 3.10(a) montre la coupe transversale d'une paire de spire au voisinage de la surface du noyau, avant simplification, avec  $d$  le diamètre du conducteur sans l'émail,  $e_w$  l'épaisseur

d'émail, et  $\epsilon_w$  sa permittivité relative. Étant donné la petitesse du diamètre du fil face à celui du noyau, la courbure du noyau est ici négligé. Les lignes de champ électriques sont considérées perpendiculaires à la surface du fil dans l'épaisseur d'émail, du fait de la faible épaisseur d'émail (ici  $30 \mu\text{m}$ ) en comparaison des espaces inter-spires et tore-spires (de l'ordre de  $200 \mu\text{m}$  ou plus). Une capacité élémentaire  $dC_w$  de surface  $dS$  est alors définie dans l'équation (3.12). Elle est en série avec une capacité élémentaire  $dC_a$  faite de l'air entre la spire et la surface du noyau. Dans le cas où l'émail est remplacé par une épaisseur supplémentaire  $\delta_w$  de conducteur dans la figure 3.10(b), la capacité  $dC_w$  précédemment définie (dans l'émail) se trouve remplacée par une capacité élémentaire de compensation  $dC_{wc}$ . Cette capacité correspond à une lame d'air occupant une fraction de l'épaisseur d'émail initiale et devant présenter le même comportement capacitif. Cette capacité  $dC_w$  est exprimée dans l'équation (3.13).

$$dC_w = \epsilon_0 \epsilon_w \frac{dS}{e_w} \quad (3.12)$$

$$dC_{wc} = \epsilon_0 \epsilon_w \frac{dS}{e_w - \delta_w} \quad (3.13)$$

Pour obtenir, avant et après compensation de l'émail, le même résultat, les capacités élémentaires  $dC_w$  et  $dC_{wc}$  sont égalisées et l'épaisseur  $\delta_w$  en est déduite dans l'équation (3.14).

$$dC_w = dC_{wc} \implies \delta_w = e_w \left( 1 - \frac{1}{\epsilon_w} \right) \quad (3.14)$$

Le diamètre à nu  $d$  des conducteur est alors compensé (3.15a) et appelé  $d_c$ . Il en est de même pour les espaces inter-spires  $\zeta$ , tore-spires au milieu  $s_c$  et en bout de face  $s_e$  comme décrit dans les équations (3.15b) à (3.15d). Ces grandeurs non compensées sont montrées dans la figure 3.11(a), et les compensées dans la figure 3.11(b).

$$d_c = d + 2\delta_w \quad (3.15a)$$

$$\zeta_c = \zeta + 2(e_w - \delta_w) = \zeta + 2 \frac{e_w}{\epsilon_w} \quad (3.15b)$$

$$s_c = s + e_w - \delta_w = s + \frac{e_w}{\epsilon_w} \quad (3.15c)$$

$$s_e = e_w - \delta_w = \frac{e_w}{\epsilon_w} \quad (3.15d)$$

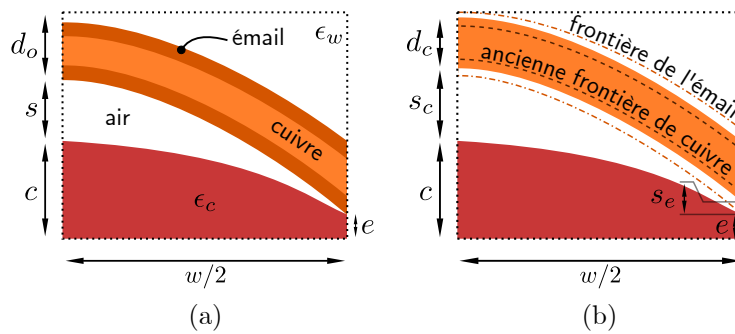


FIGURE 3.11 – Schéma de la section de la face du dessus (a) avant compensation de l'émail et (b) après sa compensation.

### 3.2.2.3 Simplification de la courbure de la spire et de l'enrobage

La distance tore-spires, et l'épaisseur d'enrobage ne sont pas constantes le long des faces du noyau, comme illustré sur la figure 3.12(a). Ces courbures sont mises à plat dans la figure 3.12(b), afin de simplifier la géométrie pour effectuer une simulation à 2-D des capacités  $C_{air}$  et  $C_{enr}$ .

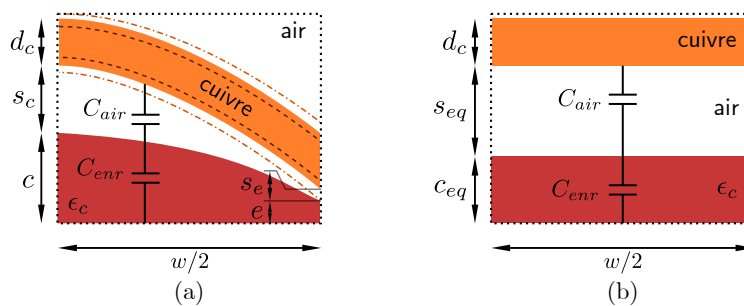


FIGURE 3.12 – Schéma de la section de la face du dessus du composant bobiné : (a) avant, (b) après mise à plat.

**Hypothèse I :** Pour ce faire, l'hypothèse la plus simple est de considérer les distances maximales directement mesurables  $s_c$  et  $c$  comme distances constantes équivalentes séparant les frontières entre matériaux. Mais cette hypothèse majore les distances inter-couches, en particulier dans les zones où la spire se rapproche du noyau à proximité du bord, et risque donc de sous-estimer de beaucoup la capacité tore-spire.

**Hypothèse II :** Une deuxième hypothèse plus proche de la réalité serait de prendre la distance moyenne sous la spire comme distance équivalente. Un modèle géométrique de la courbure de la spire est alors nécessaire. Une approximation simple est obtenue en définissant, une parabole  $S$  dans l'équation (3.16) pour décrire la courbure de la spire dessinée dans la figure 3.13(a) pour la distance spire-enrobage.

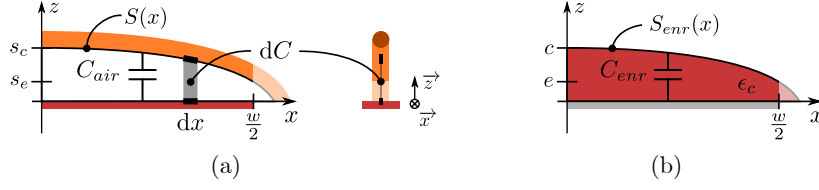


FIGURE 3.13 – Schéma de mise à plat de : (a) la distance spire-enrobage, (b) la distance enrobage-tore.

$$S : \left[ 0, \frac{w}{2} \right] \rightarrow \mathbb{R}_+$$

$$x \mapsto s_c - (s_c - s_e) \frac{x^2}{(w/2)^2} \quad (3.16)$$

La distance moyenne  $s_{moy}$  sous la spire est alors calculée dans l'équation (3.17).

$$s_{moy} = \frac{1}{w/2} \int_0^{w/2} S(x) dx = \frac{2}{3} s_c + \frac{1}{3} s_e \quad (3.17)$$

Comme il y a deux domaines entre la spire et le noyau, soit l'air et l'enrobage, une capacité équivalente pour chaque est considérée et la transformation est appliquée aux deux à la suite. Elle est d'abord appliquée à l'épaisseur d'enrobage selon la figure 3.13(b), et ensuite à l'épaisseur d'air selon la figure 3.13(a) en considérant l'épaisseur d'enrobage constante. Néanmoins, l'hypothèse de distance équivalente moyenne entre les matériaux a le défaut de ne pas préserver a priori l'énergie électrostatique, car les capacités sont plutôt proportionnelles à l'inverse de la distance qui sépare les surfaces conductrices. Ces capacités risquent donc de ne pas être correctement approximées par la moyenne de cette distance tore-spire.

**Hypothèse III :** Une troisième et dernière hypothèse est donc proposée pour conserver l'énergie électrique lors de la transformation. En considérant que la courbure de la spire est bien plus petite que la longueur de la demi-face, c'est-à-dire  $(s_c - s_e) \ll w/2$ , les lignes de champs directement sous la spire (là où le champ est le plus fort) sont considérées perpendiculaires à la surface du noyau. Une capacité linéique infinitésimale  $dC_S$  est alors définie dans l'équation (3.18), avec  $dx$  la longueur infinitésimale dans le plan de la figure 3.13(a).

$$dC_S = \frac{\epsilon_0}{S(x)} dx \quad (3.18)$$

La même chose est réalisée lors de mise à plat de la structure présentée dans la figure 3.12(b) avec  $dC_P$  la capacité infinitésimale plan, soit

$$dC_P = \frac{\epsilon_0}{s_{eq}} dx. \quad (3.19)$$

Les capacités linéiques après intégration sont considérées égales,

$$\int dC_S = \int dC_P \implies \int_0^{w/2} \frac{\epsilon_0}{S(x)} dx = \frac{\epsilon_0}{s_{eq}} \frac{w}{2}. \quad (3.20)$$

Il en est alors déduit la distance équivalente

$$s_{eq} = \frac{2\sqrt{s_c(s_c - s_e)}}{\ln\left(\frac{\sqrt{s_c} + \sqrt{s_c - s_e}}{\sqrt{s_c} - \sqrt{s_c - s_e}}\right)}. \quad (3.21)$$

L'explication concerne la couche d'air (voir figure 3.13(a)) mais la même approche est directement applicable pour l'enrobage si celui-ci n'est pas plat. Ainsi la figure 3.13(b) montre la mise à plat de la distance enrobage-noyau, avec  $S_{enr}$  la parabole décrite par la spire, soit

$$S_{enr} : \left[0, \frac{w}{2}\right] \rightarrow \mathbb{R}_+ \\ x \mapsto c - (c - e)\frac{x^2}{(w/2)^2}. \quad (3.22)$$

et avec les distances maximales et minimales de cette épaisseur respectivement  $c$  et  $e$ . Après application de la même démarche que pour la couche d'air, il en est déduit la distance équivalente d'enrobage

$$c_{eq} = \frac{2\sqrt{c(c - e)}}{\ln\left(\frac{\sqrt{c} + \sqrt{c - e}}{\sqrt{c} - \sqrt{c - e}}\right)}. \quad (3.23)$$

L'effet de ces trois hypothèses sur la valeur finale de la *CPE* sera comparé et validé par la mesure dans la section 3.3.2.4. Un aspect de la géométrie de la spire négligé jusqu'ici, ses coins, est étudié dans la sous-section suivante.

#### 3.2.2.4 Prise en compte du coin dans le modèle

La contribution du coin de la spire dans la valeur de la capacité tore-spire a été négligée jusque maintenant, comme le montre la figure 3.14(a). En effet, les transformations de la section précédente sont appliquées sur chaque face du noyau (domaines en dégradé bleu sur la figure 3.14(a)), sans jamais prendre en compte le morceau de spire qui fait la jonction entre deux faces et qui est susceptible de participer aux capacités élémentaires. Pour vérifier rapidement cette hypothèse, des simulations EF à 2-D, réalisées avec le logiciel *FEMM 4.2* [Mee19], sur une spire équivalente sont conduites afin d'étudier qualitativement la contribution du coin.

Le résultat de simulation avec la répartition du potentiel électrique est montré dans la figure 3.14(b), avec la surface du noyau excitée à  $-1$  V et la surface de la spire excitée à  $1$  V, avec  $\vec{E}_t$  le champ électrique tangentiel aux frontières de la simulation égal au vecteur nul pour tirer partie des symétries, et avec  $C_h, C_R$  et  $C_c$  les capacités tore-spire extraites de la simulation respectivement sur le dessus, le côté, et le coin.

La figure 3.15(a) montre l'évolution de la capacité totale  $C_{FEMM}$  issue de la simulation pour un noyau torique (de diamètre externe 20 mm, de diamètre interne 10 mm et de hauteur 7 mm), avec une profondeur de simulation de  $d = 0,5$  mm en fonction de l'espace tore-spire  $s$ .



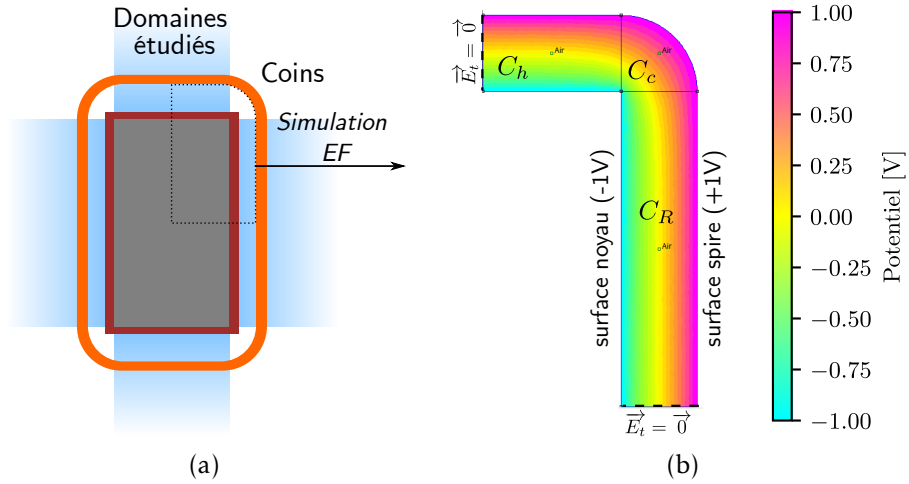


FIGURE 3.14 – Simulation d'un quart de spire avec prise en compte du coin : (a) rappel de la géométrie transformée pour les simulations 2-D, (b) carte des potentiels issue de la simulation.

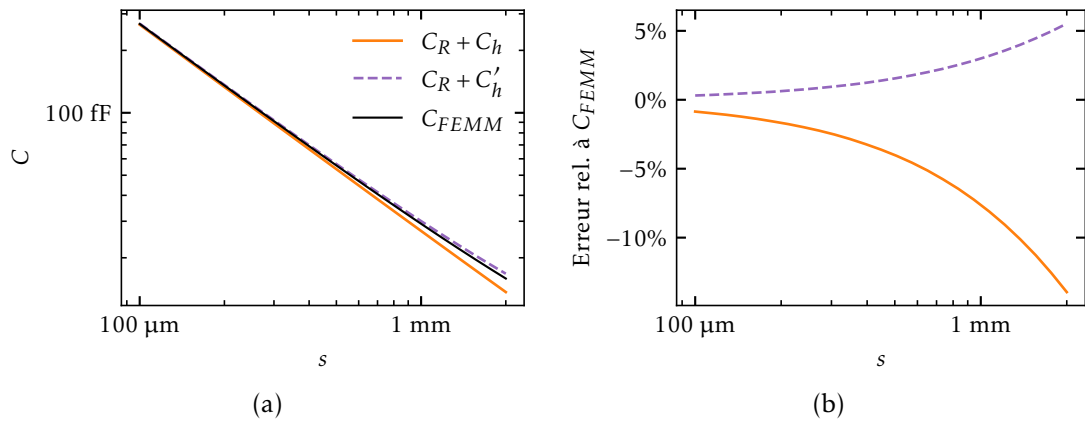


FIGURE 3.15 – Impact de la capacité du coin  $C_c$  de la spire (a) sur la capacité tore-spire totale en fonction de l'espace tore-spire  $s$  et (b) son impact relatif.

Dans le cas où la capacité du coin  $C_c$  est négligée, la courbe  $C_R + C_h$  est obtenue. L'erreur relative avec la capacité totale est montrée dans la figure 3.15(b). Comme attendu, la valeur  $C_{FEMM}$  est sous-estimée sans la contribution du coin. Cela est d'autant plus vrai pour les spires espacées du noyau, ainsi pour un espace tore-spires supérieur à 0,5 mm l'erreur relative est supérieure à  $-5\%$ . Afin de compenser cet écart pour les noyaux à spires espacées, tout en conservant une approche à 2-D, une transformation 2-D du coin est réalisée. Pour ce faire la demi-hauteur de la section, est augmentée d'une longueur  $\delta_h$ . Cette longueur est égal au quart du périmètre moyen de la distance sous la spire, soit ici

$$\delta_h = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{s}{2}. \quad (3.24)$$

La nouvelle capacité  $C_h$  augmentée de cette longueur est  $C'_h$ . La courbe  $C_R + C'_h$  présentée dans la

figure 3.15(a) montre alors une réduction de l'écart avec  $C_{FEMM}$ . La légère surestimation ( $< 5\%$ ) montrée dans la figure 3.15(b) n'est pas un problème,

L'étude sur la spire simplifiée a permis d'évaluer l'impact du coin et de proposer une solution pour le compenser. La méthode est légèrement adaptée pour les tores bobinés qui seront utilisées dans la section 3.4. En effet, un tore bobiné possède une épaisseur d'enrobage et les écarts tore-spire ne sont pas toujours égaux sur toutes les faces. La figure 3.16(a) montre un coin de spire après compensation de l'isolant du conducteur (voir section 3.2.2.2) et de la courbure de la spire et de l'enrobage (sur le dessus uniquement ici), avec  $c_{eqh}$  et  $c_R$  les épaisseurs d'enrobage sur le dessus et l'extérieur,  $s_{eqh}$  et  $s_{eqR}$  les espaces enrobage-spire sur le dessus et l'extérieur.

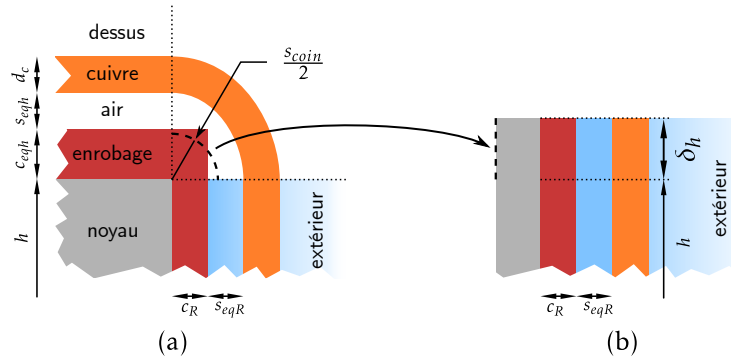


FIGURE 3.16 – Schéma d'un coin de spire : (a) avant, (b) après compensation du coin par l'agrandissement du domaine de simulation extérieur.

Le rayon moyen de l'espace tore-spire, en comptant l'épaisseur d'enrobage équivalente, est

$$s_{coin} = \frac{s_{eqR} + c_R + s_{eqh} + c_{eqh}}{2}. \quad (3.25)$$

Il en est déduit une petite longueur

$$\delta_h = \frac{\pi}{2} \frac{s_{coin}}{2}, \quad (3.26)$$

qui viendra allonger le domaine de simulation extérieur de longueur  $h$  pour compenser le coin. Ainsi il est obtenu des capacités élémentaires  $C'_{tc,h}$  et  $C'_{tt,h}$  qui prennent en compte le coin de la spire, tout en étant toujours compatibles avec une approche purement 2-D. La compensation du coin est alors appliquée dans la suite dès que la moyenne des espaces moyens équivalents entre la surface du noyau et la spire,  $s_{eqR}, s_{eqr}$  et  $s_{eqh}$  pour respectivement l'espace équivalent sur le rayon externe, sur le rayon interne, et sur le dessus ou le dessous, est supérieure à 0,5 mm. La moyenne en question est définie comme suit, soit

$$\frac{s_{eqR} + s_{eqr} + s_{eqh}}{3}. \quad (3.27)$$

La validation expérimentale sur un noyau bobiné sera montrée dans la section 3.4.2.3.

### 3.2.3 Simulation grâce à la méthode des éléments finis 2D

Une fois toutes les compensations réalisées, la géométrie est prête pour les simulations EF 2D, qui seront réalisées avec le logiciel *FEMM 4*. [Mee19]. L'énergie électrostatique calculée permettra d'extraire la valeur de la capacité équivalente.

#### 3.2.3.1 Extraction des capacités élémentaires

Il y a trois capacités élémentaires à extraire ( $C_{tc}$ ,  $C_{tt}$  et  $C_f$ ) pour chacune des 4 faces du noyau. Néanmoins, la face du dessous et la face du dessus sont considérées identiques. L'explication se fait ici avec une seule face mais la méthode est exactement la même pour les autres faces.

Pour déterminer ces trois capacités élémentaires, il faut trois simulations, appelées *A*, *B* et *C*. La géométrie et les frontières de ces simulations sont montrées dans la figure 3.17. La figure 3.17(a) détaille la géométrie utilisée dans la simulation *A*, avec la paire de spires excitée à 1 V, et la surface du noyau excitée à  $-1$  V. Une frontière périodique est utilisée à gauche et à droite afin de tirer partie de la périodicité du bobinage et éviter le couplage avec les frontières. Le potentiel de la frontière du dessus est imposé à 0 V. La distance à la frontière au dessus des spires  $h_{box}$  est au moins dix fois supérieure à la distance inter-spires si elle est plus grande que la distance tore-spires, ou vice-versa. Il en est de même pour la simulation *B* avec cette fois une frontière anti-périodique pour éviter le couplage avec les frontières. Cette fois l'excitation des spires est symétrique pour faire apparaître un couplage capacitif inter-spires modélisé par une capacité  $C_{tt}$ . Enfin pour la simulation *C*, un large domaine rempli d'air est créé autour de la spire afin de laisser le champ électrique se déployer pour extraire la capacité  $C_f$ , avec  $w_{box}$  la distance entre la spire et les frontières de la simulation là aussi au moins supérieure à dix fois la distance inter-spires, ou tore-spires si elle est plus grande que la première.

Pour chaque simulation (*A*, *B*, et *C*) l'énergie électrostatique totale est retrouvée et la capacité équivalente totale (respectivement  $C_A$ ,  $C_B$  et  $C_C$ ) calculée d'après la tension appliquée. Puis les capacités élémentaires en sont déduites comme dans l'équation (3.28). La figure 3.17 montre aussi les cartes de densité de champ électrique pour une géométrie particulière ( $d_c = s_{eq} = c_{eq} = \zeta_c = 0,5$  mm) pour les trois simulations présentées précédemment. La majeure partie du champ électrique est concentré sous la spire pour la simulation  $C_A$  figure 3.17(a), et entre les spires pour la simulation  $C_B$  figure 3.17(b). Enfin la figure 3.17(c) montre que le champ électrique se déploie davantage autour d'une spire lorsque ses voisines sont fortement éloignées ou qu'elle se trouve en début ou en fin de bobinage.

$$\begin{cases} C_{tc} &= \frac{C_A}{2} \\ C_{tt} &= C_B - \frac{C_{tc}}{2} \\ C_f &= \frac{C_C - C_{tc}}{2} \end{cases} \quad (3.28)$$

Le calcul des capacités élémentaires réalisé avec la méthode des EF 2-D permet de prendre en compte facilement l'enrobage du noyau, et les écarts tore-spires et inter-spires. Mais la relative simplicité des géométries simulées semble compatible avec des méthodes analytiques, présentées dans la section 3.2.1, et discutées dans la section suivante.

#### 3.2.3.2 Évolution des capacités élémentaires en fonction des espaces tore-spires, et inter-spires

La méthode décrite précédemment permet d'évaluer la sensibilité des capacités élémentaires aux espaces tore-spires, et inter-spires, qui sont autant de degrés de liberté pour réduire la valeur des capacité parasites. La figure 3.18 montre l'évolution de  $C_{tc}$  et de  $C_{tt}$  pour plusieurs

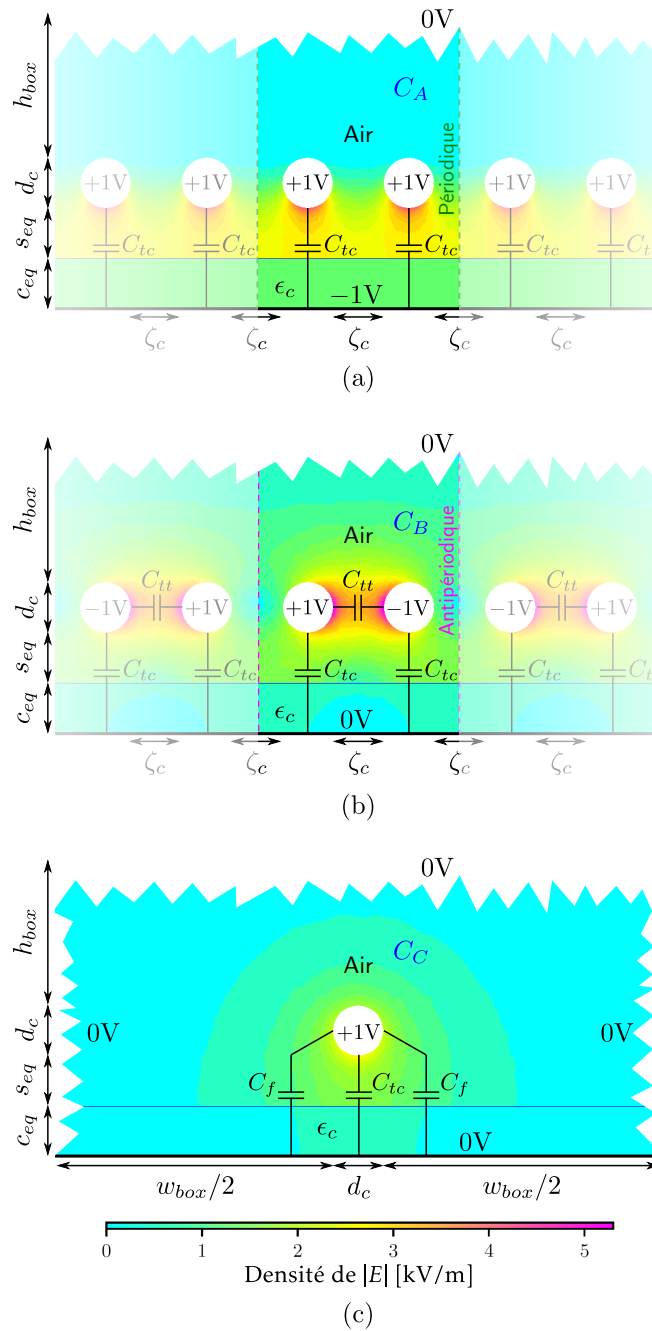


FIGURE 3.17 – Schéma des simulations EF 2-D, cartographie du champ électrique et réseau de capacités équivalentes associées : (a)  $C_A$  pour l'extraction de  $C_{tc}$ , (b)  $C_B$  pour l'extraction de  $C_{tt}$  et (c)  $C_C$  pour l'extraction de  $C_f$ . Les bords déchirés indiquent que le domaine de simulation s'étend au-delà, mais n'a pas été dessiné à l'échelle pour des raisons de lisibilité.

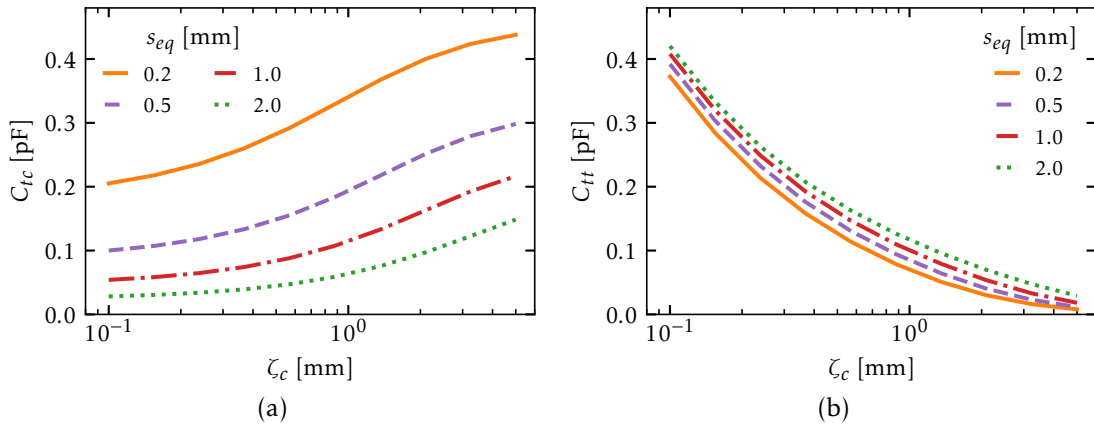


FIGURE 3.18 – Évolution des capacités élémentaires (a)  $C_{tc}$  et (b)  $C_{tt}$  en fonction de l'écart tore-spires  $s_{eq}$  et de l'écart inter-spires  $\zeta_c$ .

$s_{eq}$  et pour plusieurs  $\zeta_c$ , avec pour paramètres fixés  $d_c = 0,545\text{ mm}$ ,  $c_{eq} = 0,2\text{ mm}$ ,  $\epsilon_c = 5$ , et une profondeur du domaine de simulation de  $10\text{ mm}$ . La figure 3.18(a) montre que  $C_{tc}$  est inversement proportionnelle à l'espace tore-spire. Mais cette figure montre aussi que plus les spires sont espacées entre elles, plus  $C_{tc}$  est grande. Cela s'explique par l'espace supplémentaire offert au champ électrique pour se développer de la spire vers une plus grande surface de noyau, augmentant ainsi le couplage entre la spire et ce dernier. La capacité  $C_{tt}$ , quant à elle, est inversement proportionnelle à l'espace inter-spires, et assez peu dépendante de l'espace tore-spires. Ces figures montrent que le modèle est capable de prendre en compte l'impact des espaces tore-spires, et inter-spires sur toutes les capacités élémentaires. Cela est important pour explorer les degrés de liberté pour réduire la  $CPE$ . C'est pourquoi dans la sous-section suivante les méthodes analytiques de la littérature sont comparées pour différents espaces tore-spires afin de vérifier leur robustesse, et de confirmer le choix de la méthode des EF 2-D.

### 3.2.3.3 Comparaison de la méthode EF 2-D aux approches analytiques

Les géométries décrites dans la section précédente sont simples et compatibles sous certaines hypothèses avec les méthodes analytiques du calcul des capacités élémentaires de la littérature. L'approche par les EF 2-D présentée précédemment est donc comparée dans cette section aux méthodes analytiques issues de la littérature [Don19b; Li21]. Ces travaux n'expliquent pas comment déterminer des distances équivalentes entre matériaux (cf. figure 3.12(b)), étape pourtant nécessaire à la résolution du problème, dès lors que les spires et l'enrobage présentent une courbure. Afin de faire une comparaison juste, la géométrie transformée pour une approche EF 2-D avec la compensation des courbures, présentée dans la section 3.2.2, est utilisée. La géométrie est donc celle de la figure 3.10(b) mais en conservant l'isolant du conducteur avec  $s_{eq}$  et  $c_{eq}$  en lieu et place de respectivement  $s$  et  $c$ . La compensation du coin n'est pas appliquée dans cette sous-section.

**Méthode de [Don19b] :** Cette méthode est dérivée de la publication [Kov12]. Dans les deux articles les lignes du champ électrique sont approximées à des arcs de cercle qui partent perpendiculairement des surfaces conductrices en regard. Une intégration le long du demi-périmètre de la spire permet d'obtenir la capacité équivalente. La démarche est appliquée à la capacité

tore-spire  $\mathcal{C}_{tc,Kov}$  (3.30), et à la capacité inter-spires  $\mathcal{C}_{tt,Kov}$  (3.32). Ici les capacités sont linéiques et exprimées en  $[pF/cm]$ . L'isolant du conducteur n'est pas pris en compte dans [Kov12], mais son ajout (expliqué dans [Don19b]) est réalisé par la mise en série des capacités précédentes avec une capacité cylindrique  $\mathcal{C}_{iso}$  de permittivité relative  $\epsilon_w$  définie dans équation (3.29). Il vient alors les capacités tore-spire  $\mathcal{C}_{tc,Dong}$  et inter-spire  $\mathcal{C}_{tt,Dong}$ . Le calcul des capacités de ces travaux est donc directement comparable à la méthode des EF 2-D proposée précédemment, sous hypothèse que la compensation de la courbure des spires a été réalisée en amont.

$$\mathcal{C}_{iso} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_w \pi}{\ln \frac{d_w}{d}} \quad (3.29)$$

$$\mathcal{C}_{tc,Kov} = \epsilon_0 \frac{d_w}{2} \cdot \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\left(s_{eq} + \frac{d_w}{2}(1 - \cos \phi)\right) \frac{\phi}{\sin \phi} + \frac{c_{eq}}{\epsilon_c}} d\phi \quad (3.30)$$

$$\mathcal{C}_{tc,Dong} = \frac{\mathcal{C}_{tc,Kov} \cdot \mathcal{C}_{iso}}{\mathcal{C}_{tc,Kov} + \mathcal{C}_{iso}} \quad (3.31)$$

$$\mathcal{C}_{tt,Kov} = \epsilon_0 \frac{d_w}{2} \cdot \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin \phi}{\phi (\zeta + d_w(1 - \cos \phi))} d\phi \quad (3.32)$$

$$\mathcal{C}_{tt,Dong} = \frac{\mathcal{C}_{tt,Kov} \cdot \mathcal{C}_{iso}}{\mathcal{C}_{tt,Kov} + \mathcal{C}_{iso}} \quad (3.33)$$

**Méthode de [Li21] :** Cette méthode utilise la théorie des images pour définir les couplages capacitifs linéiques tore-spire  $\mathcal{C}_{tc,Li}$  (3.34) et inter-spires  $\mathcal{C}_{tt,Li}$  (3.35). Les enrobages et isolants ne sont pas pris en compte par cette méthode. De plus, les auteurs ne font aucune recommandation sur la façon de les prendre en compte ou de les négliger. Pour faire une comparaison juste avec les autres méthodes, trois hypothèses sont utilisées :

- **Hypothèse 1 :** L'approche la plus simple est de négliger purement et simplement les isolants en les remplaçant par de l'air, ce qui donne lieu à un espace inter-spires augmenté  $\zeta_{air}$ , un espace tore-spire augmenté  $s_{air}$  (3.36) et un diamètre de spire sans isolant  $d$ . Les capacités linéiques correspondantes sont alors  $\mathcal{C}_{tc,Li}(d, s_{air}, \zeta_{air})$  et  $\mathcal{C}_{tt,Li}(d, s_{air}, \zeta_{air})$ .
- **Hypothèse 2 :** L'approche intermédiaire est de compenser seulement une partie des isolants pour conserver la capacité totale comme proposé dans section 3.2.2.2, ce qui donne un espace tore-spire augmenté  $s_{inter}$  (3.37), un espace inter-spires et un diamètre de spire compensés, respectivement  $\zeta_c$  (3.15b) et  $d_c$  (3.15a). Les capacités linéiques correspondantes sont alors  $\mathcal{C}_{tc,Li}(d_c, s_{inter}, \zeta_c)$  et  $\mathcal{C}_{tt,Li}(d_c, s_{inter}, \zeta_c)$ .
- **Hypothèse 3 :** La dernière est de remplacer tous les diélectriques par du conducteur, que ce soit du noyau ou de la spire. Il vient alors que l'espace tore-spire est égal à  $s_{eq}$ , l'espace inter-spires reste  $\zeta$  et le diamètre de cuivre de la spire devient  $d_w$ . Les capacités linéiques correspondantes sont alors  $\mathcal{C}_{tc,Li}(d_w, s_{eq}, \zeta)$  et  $\mathcal{C}_{tt,Li}(d_w, s_{eq}, \zeta)$ .

Grâce à ces hypothèses cette méthode est comparable avec l'approche EF 2D proposée.

$$\begin{aligned} \mathcal{C}_{tc,Li} : \quad \mathbb{R}_+^3 &\rightarrow \mathbb{R}_+ \\ d, s, \zeta &\mapsto \frac{2\pi\epsilon_0}{\cosh^{-1}\left(\frac{2s+d}{d}\right) + 2\ln\left(\sqrt{1 + \left(\frac{2s+d}{\zeta+d}\right)^2}\right)} \end{aligned} \quad (3.34)$$





Paramètre	Symbole	Cas d'étude			
		Serré	Lâche $\zeta$	Lâche $s_{eq}$	Lâche
Espace inter-spires	$\zeta$ [mm]	0.1	1.0	0.1	1.0
Espace tore-spires	$s_{eq}$ [mm]	0.1	0.1	1.0	1.0
Schéma					

TABLEAU 3.2 – Espaces tore-spires et inter-spires pour différents cas d'étude.

$$\mathcal{C}_{tt,Li} : \mathbb{R}_+^3 \rightarrow \mathbb{R}_+$$

$$d, s, \zeta \mapsto \frac{2\pi\epsilon_0 \ln\left(\sqrt{1 + \left(\frac{2s+d}{\zeta+d}\right)^2}\right)}{\left[\cosh^{-1}\left(\frac{2s+d}{d}\right)\right]^2 - \left[\ln\left(\sqrt{1 + \left(\frac{2s+d}{\zeta+d}\right)^2}\right)\right]^2} \quad (3.35)$$

$$\begin{cases} s_{air} = s_{eq} + e_w + c \\ \zeta_{air} = \zeta + 2 \cdot e_w \end{cases} \quad (3.36)$$

$$s_{inter} = s_{eq} + \frac{e_w}{\epsilon_w} + \frac{c}{\epsilon_c} \quad (3.37)$$

**Comparaisons aux EF 2-D :** Les deux méthodes analytiques présentées précédemment sont utilisées sur les cas décrits dans le tableau 3.2, et avec les autres paramètres constants :  $d = 0,5 \text{ mm}$ ,  $d_w = 0,56 \text{ mm}$ ,  $\epsilon_w = 4$ ,  $c_{eq} = 0,2 \text{ mm}$  et  $\epsilon_c = 3$ . Des écarts tore-spires conséquents (ici 1 mm) sont utilisés car la robustesse des modèles à ces paramètres doit être étudiée pour tirer partie de l'augmentation des écarts tore-spires et inter-spires pour une éventuelle réduction de la CPE (voir section 3.4). Le détail des comparaisons est présenté dans la figure 3.19 pour la capacité linéique  $\mathcal{C}_{tc}$ , et dans la figure 3.20 pour la capacité linéique  $\mathcal{C}_{tt}$ , avec à chaque fois la méthode EF 2-D proposée ici en pointillés verts comme référence, et les écarts relatifs à cette méthode pour les deux approches analytiques.

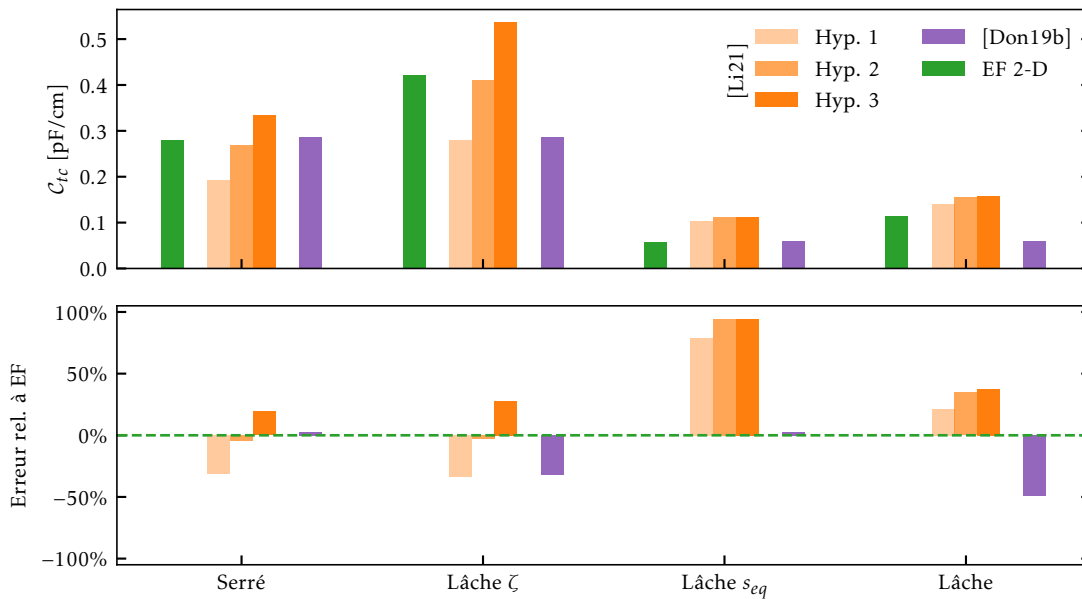


FIGURE 3.19 – Comparaison des méthodes analytiques de détermination de  $C_{tc}$  pour différents cas, avec la méthode EF 2-D prise comme référence en verts, et pour chaque valeur l'écart relatif à cette référence en pointillés vert.

**Capacité linéique tore-spire  $C_{tc}$**  : Les différentes méthodes donnent les bons ordres de grandeur avec plus ou moins d'erreur selon les cas et les hypothèses considérées.

La méthode de [Don19b] donne des valeurs proches des EF (erreur relative  $< 5\%$ ) pour les cas où l'espace inter-spaires  $\zeta$  est maintenu serré. Mais l'écart relatif augmente lorsque cet espace est plus grand, car les EF montrent que cette capacité est plus grande pour des écarts inter-spaires plus grand. Cela est dû au champ électrique qui a davantage de place pour se déployer de part et d'autre de la spire. La méthode de [Don19b] ne prenant pas en compte l'espace inter-spaires dans le calcul de  $C_{tc}$ , les valeurs sont les mêmes pour les cas *Serré* et *Lâche  $\zeta$* , et il en est de même pour les cas *Lâche  $s_{eq}$*  et *Lâche*.

La méthode de [Li21] est performante lorsque l'espace tore-spaires  $s_{eq}$  est faible. L'hypothèse 2 donne de meilleurs résultats pour la prise en compte des isolants et de l'enrobage. Dans le cas où l'écart tore-spaires augmente, la méthode est moins performante.

**Capacité linéique inter-spaires  $C_{tt}$**  : Les différentes méthodes donnent là encore de bons ordres de grandeur. Les écarts avec la méthode des EF 2-D sont relativement plus faibles.

La méthode de [Don19b] donne de bons résultats (écart relatif aux EF  $\approx 15\%$ ) sauf pour le cas *Lâche*. En effet l'hypothèse de lignes de champ de type arcs de cercle semble trop forte pour une paire de spires éloignées l'une de l'autre.

La méthode de [Li21] est meilleure que [Don19b] pour l'hypothèse 2 dans le cas où les spires sont proches du noyau. Mais lorsque l'espace tore-spire augmente, l'écart avec les EF 2D augmente aussi. Ce qui semble encore une fois indiquer que la méthode des images n'est pas compatible avec de grands écarts tore-spaires.



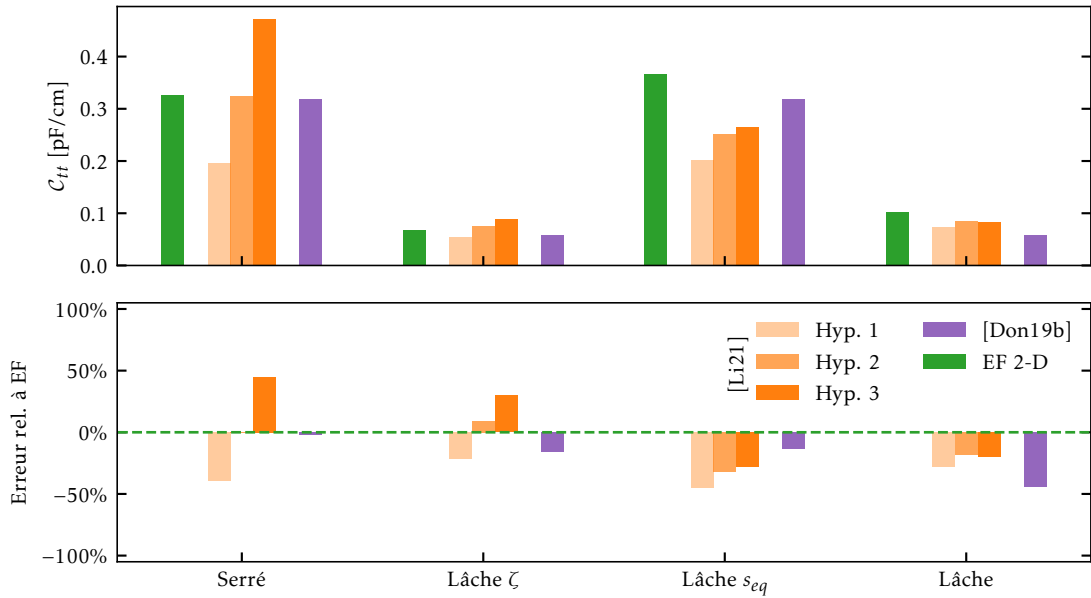


FIGURE 3.20 – Comparaison des méthodes analytiques de détermination de  $C_{tt}$  pour différents cas, avec la méthode EF 2-D prise comme référence en verts, et pour chaque valeur l'écart relatif à cette référence en pointillés vert.

**Méthode retenue dans la thèse** Les méthodes analytiques de la littérature donnent une bonne approximation des capacités tore-spires et inter-spires dans le cas où le bobinage est maintenu serré sur le noyau et que les spires sont serrées entre elles. Il a été montré qu'il est possible de prendre en compte les isolants et enrobage de manière simple en les compensant par un peu de conducteur. Mais la robustesse de ces méthodes analytiques n'est pas assurée dans le cas où les écarts tore-spire  $s$ , et inter-spires  $\zeta$  sont plus grands. Néanmoins dans ces travaux de thèse, une méthode générale est souhaitée afin de proposer des méthodes de diminution de la CPE en jouant notamment sur les espaces inter-spires et tore-spires. C'est pour cette raison que la méthode EF sera conservée pour la suite de ces travaux.

### 3.2.4 Détermination des capacités élémentaires pour la géométrie complète

Les sections présentées précédemment permettent de calculer les capacités élémentaires  $C_{tc,i}$ ,  $C_{tt,i}$  et  $C_{f,i}$  pour une face  $i$  du composant (avec  $i \in \{R, r, h\}$  pour respectivement le rayon externe, le rayon interne et le dessus et le dessous), à partir des données géométriques et matériaux de cette dernière. L'ensemble de ces étapes sont alors appliquées de manière séquentielle à chacune des faces afin d'obtenir les capacités élémentaires totales, et enfin en déduire la CPE du bobinage grâce au nombre de tours et à l'équation (3.7). La figure 3.21 résume la méthode de détermination des capacités élémentaires. Des transformations 2-D, expliquées en détail dans la section 3.2.2, sont d'abord appliquées à la géométrie d'une spire avec courbure. Puis, si la moyenne des distances équivalentes  $\frac{s_{eqR} + s_{eqr} + s_{eqh}}{3}$  est supérieure à 0,5 mm, le coin de la spire est compensé par l'ajout d'une petite longueur  $\delta_h$  sur la hauteur, comme expliqué dans la section 3.2.2.4. Cette géométrie transformée sert d'entrée aux simulations EF 2-D d'une paire de spires pour chacune des faces du composant. De ces simulations sont extraites les capacités élémentaires  $C_{tc}$ ,  $C_{tt}$  et  $C_f$ , comme expliqué dans la section 3.2.3. Une comparaison à deux

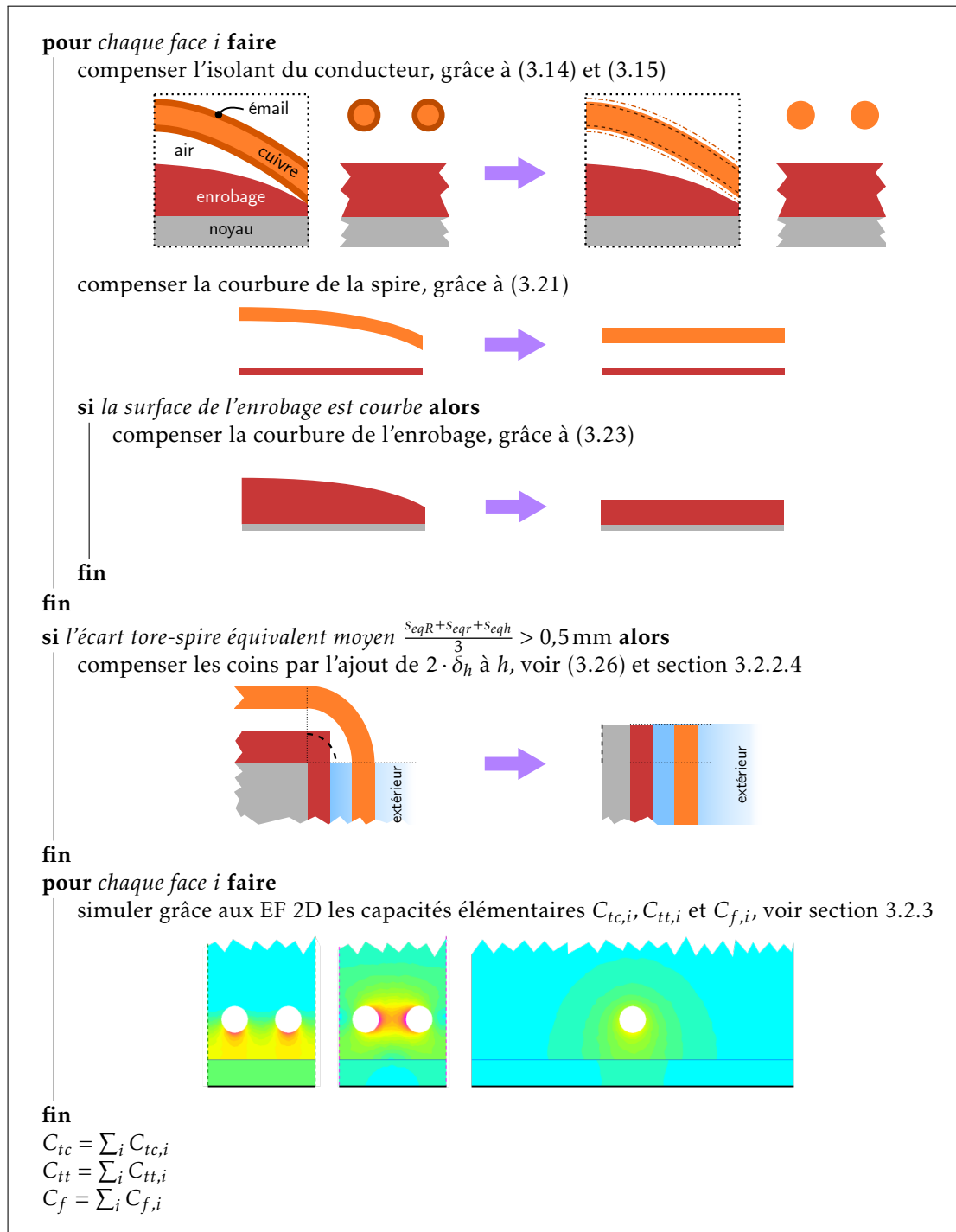


FIGURE 3.21 – Algorithme de la transformation 2-D de la géométrie, et du calcul des capacités élémentaires.

méthodes analytiques de la littérature a montré que les EF 2-D sont une méthode robuste pour la simulation des capacités parasites pour des spires lâches. Mais les effets 3-D dus à la courbure des spires et de l'enrobage et aux coins des spires n'ont pas été quantifiés. La méthodes EF 2-D est donc comparée dans la section suivante à une modélisation 3-D d'une spire.

### 3.2.5 Comparaison à une simulation éléments finis 3D

La méthode EF 2-D proposée dans les sections précédentes et résumée dans figure 3.21 repose sur l'hypothèse que les effets 3-D sont négligeables. Autrement dit que la majeure partie des couplages capacitifs ont lieu dans les plans perpendiculaires aux spires. Une simulation EF 3-D est donc proposée pour vérifier en partie cette hypothèse, et comparer les résultats à la méthode EF 2-D proposée.

La simulation EF 3-D d'un tore bobiné complet n'est pas évidente à cause de la mise en équation complexe de la géométrie du bobinage (spirale avec des espaces tore-spire paraboliques). De plus, le nombre d'éléments requis dans la simulation pour un tore complet avec son bobinage est grand. Une simulation plus simple est donc proposée et uniquement pour  $C_{tc}$  car c'est la contribution majeure à la CPE :

- une portion de corps droit nu et à section rectangulaire pour le noyau,
- et une spire fermée équivalente avec sa courbure parabolique.

Pour cette simulation, étant donné que l'objectif est de simuler  $C_{tc}$ , une seule spire est modélisée. Mais il est tout à fait possible de modéliser une paire de spires avec les conditions aux frontières du domaine de simulation similaires à celles décrites dans la figure 3.17. La géométrie de la spire est détaillée dans la figure 3.22, avec dans la figure 3.22(a) la vue 3-D isométrique du quart de section et dans la figure 3.22(b) la description du domaine de simulation et des frontières utilisées. Enfin, dans la figure 3.22(c), les vues de côté et de dessus de la spire sont montrées. Sur ces dernières ont été définis l'espace tore-spire  $e$  au niveau du coin, les espaces tore-spire maximum  $s_h$  et  $s_R$  respectivement sur le dessus et le côté du noyau. Les paraboles décrites par les spires sont détaillées dans les équations (3.38) et (3.39), pour respectivement le dessus et le côté. La géométrie maillée est montrée dans la figure 3.23(a), sur laquelle la courbure de la spire est bien visible. Le résultat de la simulation est montré dans la figure 3.23(b) avec la cartographie du champ électrique. La simulation est répétée pour les différents cas du tableau 3.3 afin d'évaluer la robustesse de la méthode 2-D proposée dans l'algorithme de la figure 3.21 pour différentes géométries.

$$S_h : \left[ 0, \frac{R-r}{2} \right] \rightarrow \mathbb{R}_+$$

$$x \mapsto s_h - (s_h - e) \frac{x^2}{\left(\frac{R-r}{2}\right)^2} \quad (3.38)$$

$$S_R : \left[ 0, \frac{h}{2} \right] \rightarrow \mathbb{R}_+$$

$$x \mapsto s_R - (s_R - e) \frac{y^2}{\left(\frac{h}{2}\right)^2} \quad (3.39)$$

La figure 3.24 compare les résultats issus de la simulation EF 3-D dans *Comsol Multiphysic 5.4* et de la méthode EF 2-D proposée (avec *FEMM4.2* [Mee19]), avec et sans la compensation

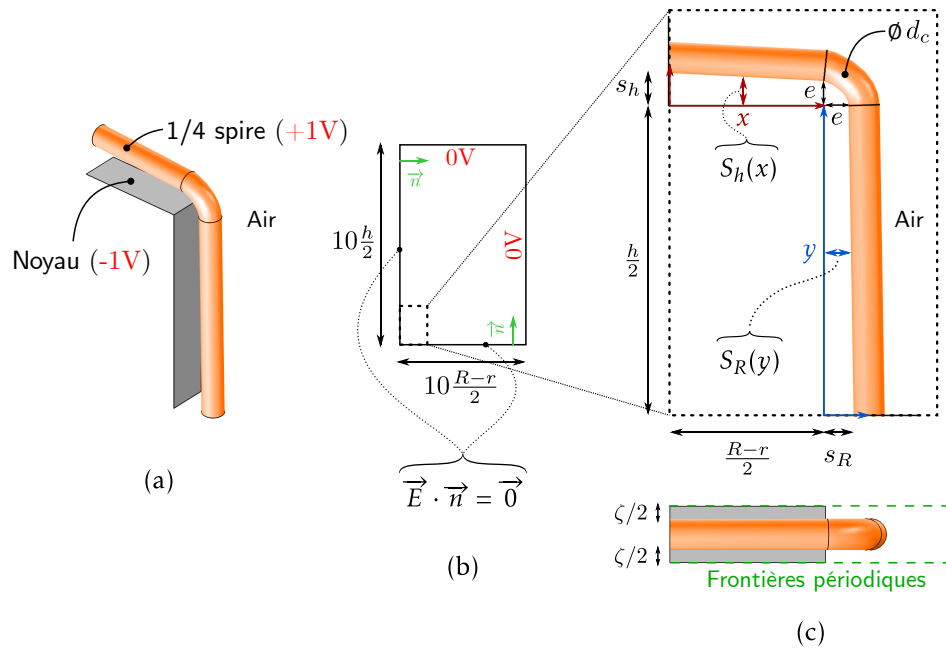


FIGURE 3.22 – Schéma de simulation d'un quart de spire sur corps droit, en 3D : (a) vue isométrique, (b) description des frontières de la simulation, (c) vues de côté et de dessus.

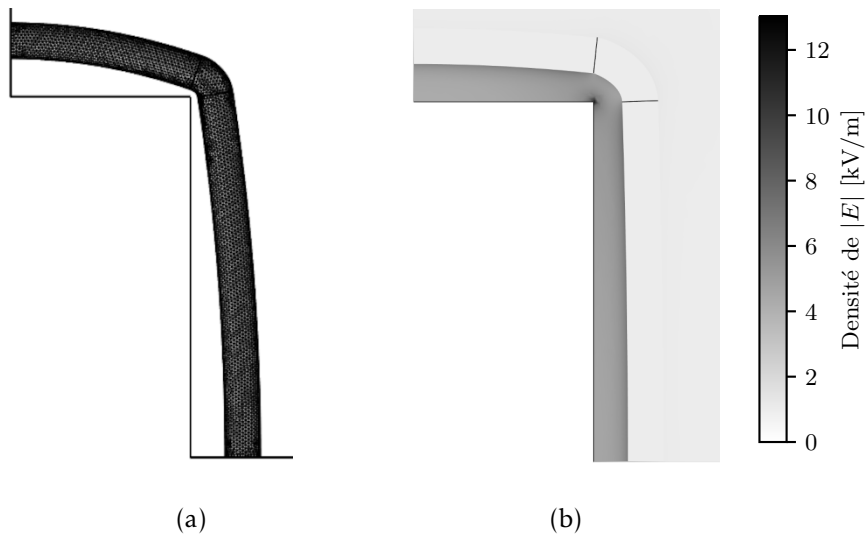


FIGURE 3.23 – Simulation électrostatique d'un quart de spire en 3D : (a) géométrie maillée, (b) cartographie du champ électrique.

Cas	$R$ [mm]	$r$ [mm]	$h$ [mm]	$s_h$ [mm]	$s_R$ [mm]	$e$ [mm]
A	15	10	10	0.23	0.18	0.03
B				0.23	0.18	0.1
C				0.53	0.48	0.4

TABLEAU 3.3 – Paramètres géométriques pour la simulation du quart de spire en 3D.

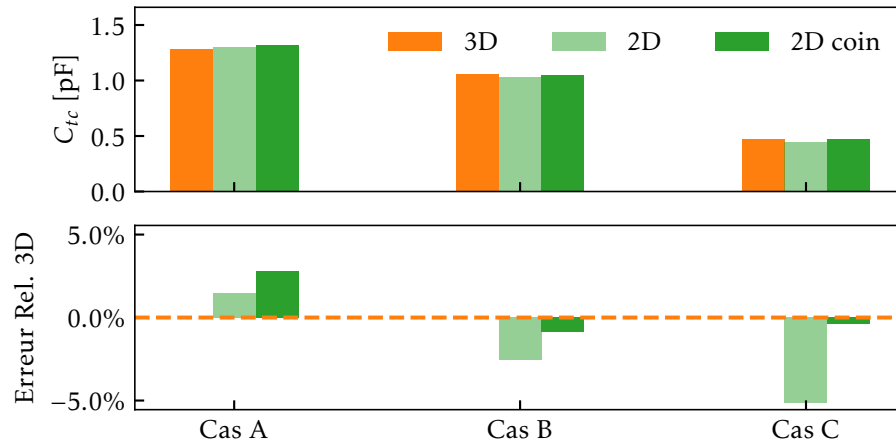


FIGURE 3.24 – Comparaison de la capacité tore-spire calculée avec une approche 3D et l'approche 2D proposée, pour différents cas d'espace tore-spire.

des coins. Les résultats sont très proches, avec des écarts relatifs à la simulation 3-D de moins de 5 % pour la méthode EF 2-D sans compensation des coins. Cela valide la transformation de la courbure de la spire. Pour le cas où la compensation des coins est ajoutée, l'écart relatif à la simulation EF 2-D est 2,8 %. Cela valide la méthode proposée pour compenser les coins d'un bobinage lâche, et la pré-validation présentée dans la section 3.2.2.4.

La comparaison à une méthode éléments finis 3-D illustre la justesse des hypothèses retenues dans la section 3.2.2 pour simplifier la géométrie et la rendre compatible avec une approche 2-D. Cette méthode entraîne une diminution conséquente du temps de calcul en comparaison d'une simulation 3-D, avec un écart relatif sur la valeur de la capacité inférieur à 5 %.

### 3.2.6 Vérification de l'hypothèse des capacités inter-spires de rang 2 négligeables

Dans la section 3.1.1, l'hypothèse que les couplages inter-spires de deuxième rang sont négligés a été retenue. Cette hypothèse est vérifiée ci-après grâce à l'approche EF 2-D proposée précédemment.

Une simulation supplémentaire aux trois des capacités élémentaires  $C_{tc}$ ,  $C_{tt}$  et  $C_f$  déjà décrites dans la figure 3.17 est proposée dans la figure 3.25, avec les différents couplages capacitifs permettant d'extraire la valeur de la capacité de deuxième rang, appelé ici  $C_{tt2}$ .

Pour simplifier l'étude aucun isolant n'est pris en compte. Afin de calculer  $C_{tt2}$ , il faut comme précédemment connaître la valeur des capacités linéiques tore-spire  $C_{tc}$  extraite grâce à la simulation de la figure 3.25(a), et inter-spire de premier rang  $C_{tt}$  extraite grâce à la simulation de

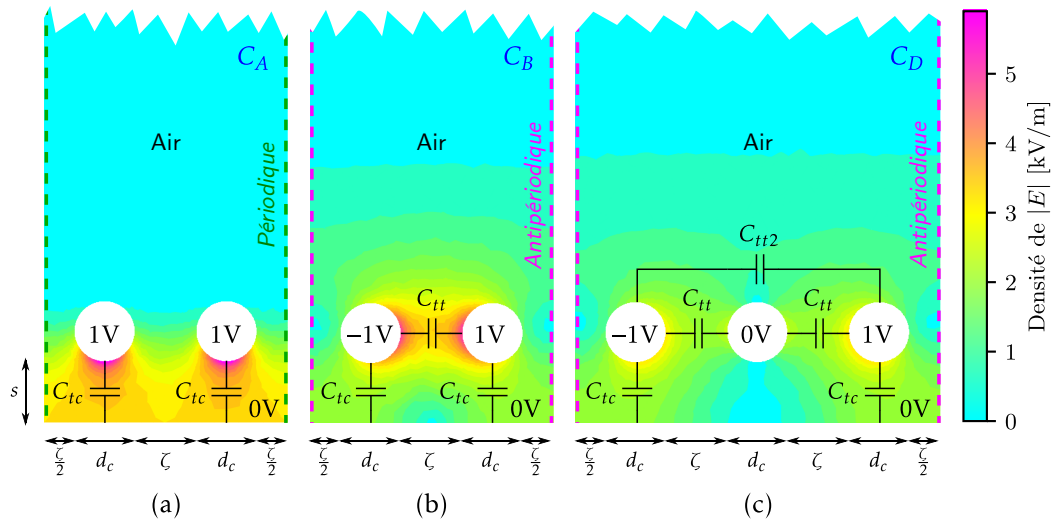


FIGURE 3.25 – Cartographie du champ électrique et réseau capacitif équivalent pour l'évaluation des capacités inter-spire de deuxième rang : (a)  $C_A$  pour l'extraction de  $C_{tc}$ , (b)  $C_B$  pour l'extraction de  $C_{tt}$ , (c)  $C_D$  pour l'extraction de  $C_{tt2}$ .

la figure 3.25(b). Enfin la figure 3.25(c) permet d'obtenir la capacité linéique recherchée. Les relations déduites des schémas capacitifs équivalents sont présentées dans l'équation (3.40).

$$\begin{cases} C_{tc} &= \frac{C_A}{2} \\ C_{tt} &= C_B - \frac{C_{tc}}{2} \\ C_{tt2} &= C_D - \frac{C_{tc}}{2} - \frac{C_{tt}}{2} \end{cases} \quad (3.40)$$

Grâce à ces simulations, l'évolution des capacités linéiques élémentaires en fonction de l'espace inter-spire  $\zeta$  est montrée dans la figure 3.26. Les autres paramètres géométriques sont maintenus constants :  $d_c = 0,5 \text{ mm}$ ,  $s = 0,5 \text{ mm}$ . La capacité linéique  $C_{tc}$  augmente avec l'espace inter-spaires, malgré l'espace tore-spaires qui reste constant. En effet le champ électrique tore-spire a plus d'espace de part et d'autre de la spire pour se déployer lorsque les spires sont éloignées les unes des autres. Les capacités linéiques inter-spaires  $C_{tt}$  et  $C_{tt2}$  diminuent bien avec l'espace inter-spaires  $\zeta$ , et  $C_{tt2}$  est bien à minima 4,6 fois plus petite que  $C_{tt}$  pour les grands espaces inter-spaires ( $\zeta > 1 \text{ mm}$ ).

D'après l'équation (3.7), la contribution des capacités tore-spaires, et inter-spaires à la CPE sont respectivement

$$CPE_{tc} = \frac{1}{12} \frac{N^2 - 1}{N} C_{tc}, \quad (3.41)$$

et

$$CPE_{tt} = \frac{N - 1}{N^2} C_{tt}, \quad (3.42)$$

avec  $N$  le nombre de tours. La contribution des capacités inter-spaires de deuxième rang  $CPE_{tt2}$  à la CPE sont calculées de la même manière que dans section 3.1.4. Il vient alors que

$$CPE_{tt2} = 4 \cdot \frac{N - 2}{N^2} C_{tt2}. \quad (3.43)$$

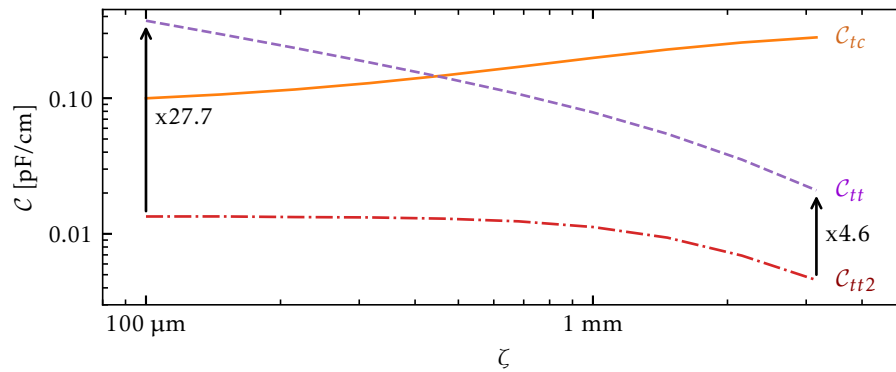


FIGURE 3.26 – Évolution des capacités linéiques élémentaires  $C_{tc}$ ,  $C_{tt}$  et  $C_{tt2}$  en fonction de l'espace inter-spire  $\zeta$ .

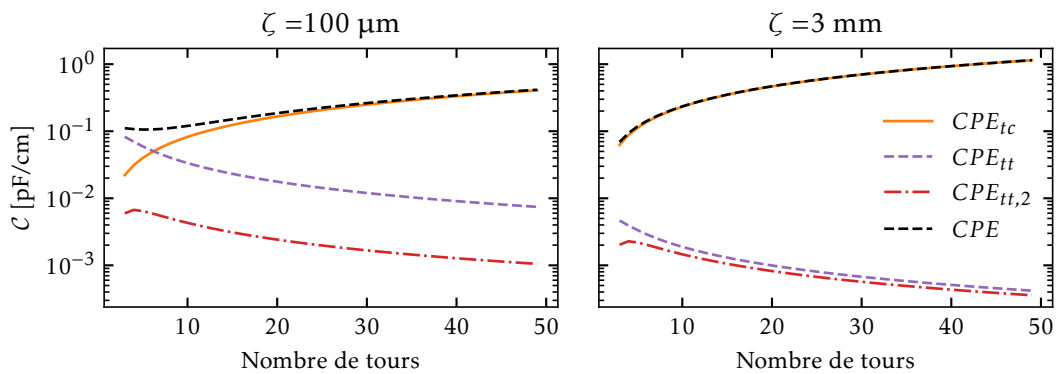


FIGURE 3.27 – Évolution des contributions des capacités élémentaires dans la CPE en fonction du nombre de tours, pour deux cas d'écart inter-spaires.

Cette contribution est 4 fois plus élevée que pour les capacités  $C_{tt}$ . En effet la différence de potentiel entre deux spires non adjacentes est de  $2 \cdot U_{tt}$ . Mais de la même manière que  $C_{tt}$ , cette contribution est presque divisée par le nombre de tours (pour  $N$  suffisamment grand) comme le montre l'équation (3.43). Cela est confirmé dans la figure 3.27 qui montre l'évolution des contributions des capacités élémentaires dans la CPE en fonction du nombre de tours, pour deux cas d'écart inter-spaires. Pour le cas où les spires sont serrées ( $\zeta = 100 \mu\text{m}$ ) la contribution des capacités inter-spaires de deuxième rang est masquée par celles du premier rang pour un faible nombre de tours et par la capacité tore-spire pour les nombres de tours plus grands. Dans le cas où les spires sont lâches la capacité tore-spire masque complètement les capacités inter-spaires de premier et de deuxième rang.

Les résultats obtenus montrent que les capacités inter-spaires de deuxième rang sont bien négligeables dans le calcul de la CPE pour un bobinage mono-couche, car leur contribution dans le pire cas est du même ordre de grandeur que les capacités inter-spaires de premier rang et masquée en grande partie par la capacité tore-spire.

### 3.3 Validation expérimentale du modèle de la capacité parallèle équivalente

Le modèle de la CPE proposé précédemment est à présent comparé à des mesures réalisées sur un tore bobiné, pour différents nombres de tours, et pour différents matériaux. L'extraction de la CPE d'après la mesure d'impédance est d'abord expliquée, puis les comparaisons sur un composant bobiné avec un seul enroulement et sur deux types de matériau, un de type nanocristallin et un autre de type ferrite Mn-Zn, sont détaillées.

#### 3.3.1 Mesure de la CPE d'un noyau bobiné

L'extraction de la CPE est réalisée d'après la mesure de l'impédance du composant bobiné  $Z_{mes}$ . En effet lorsque la capacité est suffisamment grande, et que la phase de l'impédance est à  $-90^\circ$  sur une large plage de fréquence, la valeur de la CPE mesurée  $CPE_{mes}$  est calculée d'après l'équation (3.44), avec  $f_{oi}$  la fréquence d'intérêt à laquelle est lue le module de l'impédance  $Z_{mes}$ , soit

$$CPE_{mes} = \frac{1}{2\pi f_{oi} \cdot |Z_{mes}(f_{oi})|}. \quad (3.44)$$

Cette méthode très simple n'est pas applicable lorsque la valeur de la capacité est faible, car alors la phase n'est plus constante et égale à  $-90^\circ$  sur une plage de fréquences suffisante pour réaliser l'ajustement. Une méthode plus précise et plus générale est donc utilisée ici afin d'automatiser l'extraction de la CPE quelle que soit sa valeur. Pour ce faire, un ajustement de l'impédance du modèle construit à partir de la mise en parallèle de l'impédance caractéristique du noyau et de la CPE est utilisé. L'impédance caractéristique  $Z_{carac}$  du noyau est utilisée pour obtenir l'impédance idéale  $Z_{ideal}$  du noyau bobiné de  $N$  tours sans la contribution de la CPE, soit

$$\forall f \in \mathbb{R}_+, \quad Z_{ideal}(f) = N^2 \cdot Z_{carac}(f). \quad (3.45)$$

La mesure de l'impédance caractéristique est réalisée avec le dispositif OT présenté précédemment dans la section 2.1.3 du chapitre précédent, et avec un analyseur d'impédance en configuration deux pointes (cf. section 2.1.4.1). Puis la mise en parallèle (symbolisé par l'opérateur  $\cdot \parallel \cdot$ ) de  $Z_{ideal}$  avec l'impédance de la capacité CPE recherchée donne l'impédance modèle de la bobine  $Z_{mod}$  dans l'équation (3.46), qui est utilisée pour l'ajustement à la mesure.

$$\forall f \in \mathbb{R}_+, \quad Z_{mod}(f) = Z_{ideal}(f) \parallel \frac{1}{j \cdot 2\pi f \cdot CPE} \quad (3.46)$$

L'ajustement de  $Z_{mod}$  à  $Z_{mes}$  avec CPE comme variable d'ajustement permet de prendre en compte la dispersion de la perméabilité du matériau magnétique et son évolution avec la fréquence dans l'extraction de la CPE. Cela permet notamment de caractériser la CPE des bobines de mode commun faites avec différents type de matériau. Les matériaux testés ci-après sont un nanocristallin, et un ferrite de type Mn-Zn.

#### 3.3.2 Validation pour un noyau conducteur, type Nanocristallin

Dans un premier temps un noyau à matériau de type nanocristallin est utilisé car il valide l'hypothèse du noyau conducteur (voir la section 3.1.1). En effet, leur résistivité électrique est de  $180 \cdot 10^{-8} \Omega \text{m}$  [PER97] (a titre de comparaison celle du cuivre est d'environ  $1,7 \cdot 10^{-8} \Omega \text{m}$ ). Le modèle de la CPE est donc directement applicable. Pour réaliser la validation expérimentale,



Paramètre	Symbole	Valeur	Incertitude
Noyau DUT1			
Rayon externe	$R$	15 mm	
Rayon interne	$r$	10 mm	
Hauteur	$h$	10 mm	
Largeur de la section enrobé	$w_c$	5,39 mm	$\pm 0,07$ mm
Hauteur enrobé	$h_c$	11,62 mm	$\pm 0,04$ mm
Bobinage			
Nombre de tours	$N$	30	
Angle de couverture du bobinage	$\theta$	118°	
Rayon externe bobiné	$R_t$	16,22 mm	$\pm 0,1$ mm
Rayon interne bobiné	$r_t$	8,9 mm	$\pm 0,05$ mm
Hauteur bobiné	$h_t$	12,83 mm	$\pm 0,07$ mm
Diamètre de cuivre du conducteur	$d$	0,50 mm	
Épaisseur d'isolant du conducteur	$e_w$	0,03 mm	
Permittivité rel. de l'isolant	$\epsilon_w$	4	

TABLEAU 3.4 – Grandeurs d'entrée mesurées pour la modélisation de la CPE.

les dimensions du noyau, sans et avec bobinage, sont mesurées et les propriétés physiques des isolants sont soit lues dans les fiches techniques, soit déterminées expérimentalement. Puis les étapes décrites dans l'algorithme de la figure 3.21 sont appliquées pour déterminer les capacités élémentaires à partir de ces données d'entrée. Enfin, la CPE modélisée avec ces capacités élémentaires est comparée avec la CPE extraite grâce à la méthode décrite dans la section précédente.

### 3.3.2.1 Données d'entrée mesurées et calculées

Le noyau choisi pour cette vérification, et appelé DUT1 (*Device Under Test 1*) ci-après, est un noyau référencé *T60004-L2030 W911* chez le fabricant *Vacuumschmelze*. Le bobinage est réalisé à la main avec un fil de cuivre dont l'âme a pour diamètre 0,5 mm et dont l'isolant a une épaisseur de 30  $\mu\text{m}$  d'après la fiche technique et une permittivité de 4 (à 1 MHz et 60 °C d'après [Dia13]). Pour appliquer le modèle de la CPE à DUT1, les dimensions du noyau sont mesurées au pied à coulisse avant et après bobinage. Les mesures sont rassemblées dans le tableau 3.4 avec les autres grandeurs d'entrée. Comme le bobinage comporte quelques irrégularités, chaque distance est mesurée à plusieurs endroits du composant. Il en est déduit une valeur moyenne nominale, et une incertitude de type écart-type.

L'épaisseur d'enrobage, présentée dans le tableau 3.5, est déduite de la soustraction des dimensions du noyau à nu ( $R, r, h$ ), lues dans sa fiche technique, aux dimensions enrobées mesurées ( $R_c, r_c, h_c$ ). Les épaisseurs sur les rayons internes et externes sont considérées constantes et égales, car la mesure a été réalisée sur la largeur de la section du noyau  $w$ . La permittivité relative de l'enrobage  $\epsilon_c$  est déterminée par modélisation inverse (ici grâce aux EF 2-D dans le logiciel *FEMM 4.2* [Mee19] pour prendre en compte les effets de bord, mais cela est aussi possible avec des formulations analytiques du type condensateur cylindrique). Pour ce faire les rayons internes et externes du noyau sont recouverts d'électrodes faites de ruban adhésif de cuivre, comme le montre la figure 3.28. L'épaisseur de l'adhésif (25  $\mu\text{m}$  d'après la fiche technique) et sa permittivité inconnue sont négligées. L'impédance du noyau ainsi équipé est mesurée et une capacité équivalente de l'enrobage en est déduite. La même géométrie avec les mêmes électrodes

Paramètre	Symbole	Valeur	Incertitude
Noyau DUT1			
Épaisseur crête d'enr.			
sur le dessus/dessous	$c_h$	0,81 mm	$\pm 0,02$ mm
sur les côtés	$c_w = c_R = c_r$	0,20 mm	$\pm 0,04$ mm
Épaisseur d'enr. sur l'arrête	$e = c_w$	0,20 mm	$\pm 0,04$ mm
Permittivité rel. de l'enr.	$\epsilon_c$	2,9	$\pm 0,5$
Bobinage			
Espace tore-spire crête			
sur le rayon externe	$s_R$	0,51 mm	$\pm 0,10$ mm
sur le rayon interne	$s_r$	0,25 mm	$\pm 0,05$ mm
sur le dessus/dessous	$s_h$	0,045 mm	$\pm 0,035$ mm
Espace inter-spire			
sur le rayon externe	$\zeta_R$	0,57 mm	$\pm 0,01$ mm
sur le rayon interne	$\zeta_r$	0,096 mm	$\pm 0,005$ mm
sur le dessus/dessous	$\zeta_h$	0,335 mm	$\pm 0,005$ mm

TABLEAU 3.5 – Grandeurs d'entrée calculées pour la modélisation de la CPE.

est simulée dans le logiciel *FEMM 4.2* en électrostatique. L'objectif est alors de réduire l'écart au carré entre la valeur mesurée et la valeur simulée de la capacité en faisant varier par optimisation numérique le paramètre recherché  $\epsilon_c$ . Le résultat est alors  $\epsilon_c = 2,9 \pm 0,5$ . Les espaces inter-spires

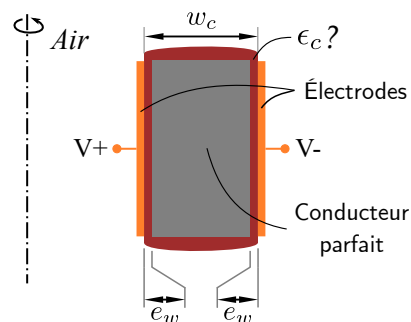


FIGURE 3.28 – Schéma de la simulation utilisée pour la modélisation inverse de la permittivité de l'enrobage du noyau.

sont ensuite calculés respectivement grâce aux équations (3.10a) à (3.10c) et présentés dans le tableau 3.5. De la mesure des dimensions du noyau avec et sans bobinage sont déduits les écarts tore-spices crêtes. Les incertitudes de mesures sont propagées sur ces deux écarts. Celles sur les écarts inter-spices seront négligés par la suite étant donné leur faible ordre de grandeur.

Ces grandeurs mesurées et déduites, sont utilisées ensuite pour compenser l'isolant des conducteurs, et transformer en 2-D la géométrie courbe des spires.

### 3.3.2.2 Transformation 2-D de la géométrie

La compensation de l'isolant des spires est réalisée à l'aide de la démarche proposée dans la section 3.2.2.2, et les résultats avec leur incertitude sont présentés dans le tableau 3.6. À la

Paramètre	Symbole	Valeur	Incertitude
Diamètre du conducteur compensé	$d_c$	0,545 mm	
Espace tore-spire crête compensé			
sur le rayon externe	$s_{cR}$	0,52 mm	$\pm 0,1$ mm
sur le rayon interne	$s_{cI}$	0,26 mm	$\pm 0,05$ mm
sur le dessus/dessous	$s_{ch}$	0,052 mm	$\pm 0,035$ mm
Espace inter-spire compensé			
sur le rayon externe	$\zeta_{cR}$	0,59 mm	
sur le rayon interne	$\zeta_{cI}$	0,11 mm	
sur le dessus/dessous	$\zeta_{ch}$	0,35 mm	
Espace tore-spire compensé sur l'arrête	$s_e$	7,5 $\mu$ m	

TABLEAU 3.6 – Résultat de la compensation de l'isolant des spires.

Paramètre	Symbole	Valeur [mm]		
		min.	nom.	max
Espace tore-spire équivalent				
sur le rayon externe	$s_{eqR}$	0,15	0,18	0,21
sur le rayon interne	$s_{eqI}$	0,09	0,11	0,12
sur le dessus/dessous	$s_{eqh}$	0,01	0,03	0,04
Épaisseur d'enrobage équivalente				
sur le dessus/dessous	$c_{eqh}$	0,49	0,53	0,56

TABLEAU 3.7 – Résultat de la mise à plat des spires et de l'enrobage.

suite de la compensation de l'isolant, la compensation de la courbure des spires est réalisée grâce à la démarche expliquée dans l'hypothèse III de la section 3.2.2.3. Il en est de même pour l'épaisseur courbée d'enrobage sur le dessus et le dessous du noyau. Les résultats avec leur incertitude sont présentés dans le tableau 3.7. La moyenne des distances tore-spires équivalentes étant inférieure à 0,5 mm, les coins des spires ne sont pas compensés ici. Les transformations étant toutes appliquées, la géométrie est prête pour les simulations EF 2-D présentées dans la section 3.2.3. Afin d'encadrer la valeur nominale modélisée de la *CPE*, des cas extrêmes sont définis dans la sous-section suivante. Puis la *CPE* ainsi modélisée est comparée à la *CPE* mesurée.

### 3.3.2.3 Comparaison de la *CPE* modélisée à la *CPE* mesurée sur l'impédance

Afin de proposer un encadrement de la valeur modélisée de la *CPE* qui prenne en compte les incertitudes liées à l'irrégularité du bobinage, deux cas extrêmes sont calculés en plus du cas nominal. Ici, le nombre de tours étant suffisamment grand ( $N = 30$ ), la *CPE* est approximativement proportionnelle à  $C_{tc}$  (voir équation (3.52)). Or, dans la figure 3.18(a), il a été montré que  $C_{tc}$  est surtout sensible à l'écart tore-spices. Ainsi le cas extrême minimal *min* est défini avec la distance tore-spices équivalente maximale  $s_{eq,max}$ , l'épaisseur d'enrobage maximale  $c_{eq,max}$  et la permittivité relative de l'enrobage minimale  $\epsilon_{c,min}$ . Le cas extrême maximal est défini de manière opposée. La figure 3.29 montre les dimensions utilisées pour le cas nominal et les cas extrêmes. La *CPE* modélisée a alors pour valeur nominale  $CPE_{nom} = 2,27$  pF et elle est encadrée par 1,91 pF et 2,74 pF. La *CPE* ainsi modélisée est utilisée pour calculer l'impédance modélisée grâce à l'équation (3.46) et grâce à l'impédance idéale de la bobine. Pour rappel, l'impédance idéale de

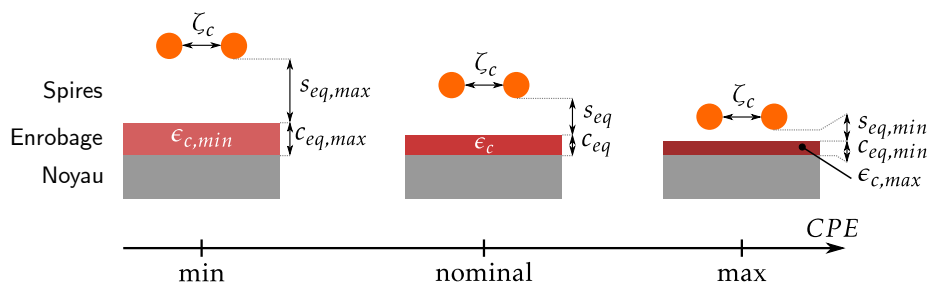


FIGURE 3.29 – Schémas des trois cas simulés pour le calcul de la CPE et de son encadrement, à savoir les cas min, nominal, max.

la bobine sans la contribution du bobinage est calculée grâce à l'impédance caractéristique du noyau et le nombre de tours dans l'équation (3.45). La figure 3.30 compare alors l'impédance mesurée  $Z_{mes}$  du composant bobiné d'un enroulement de 30 tours, à l'impédance modélisée  $Z_{bob}$  avec la CPE. L'erreur sur le module de l'impédance mesurée à l'analyseur d'impédance HP4194A est de moins de 3% dans la plage concernée (voir [Agi99], et l'annexe A). Elle est donc négligée. L'impédance idéale  $Z_{ideal}$  sans la CPE est ajoutée à titre de comparaison. Le modèle

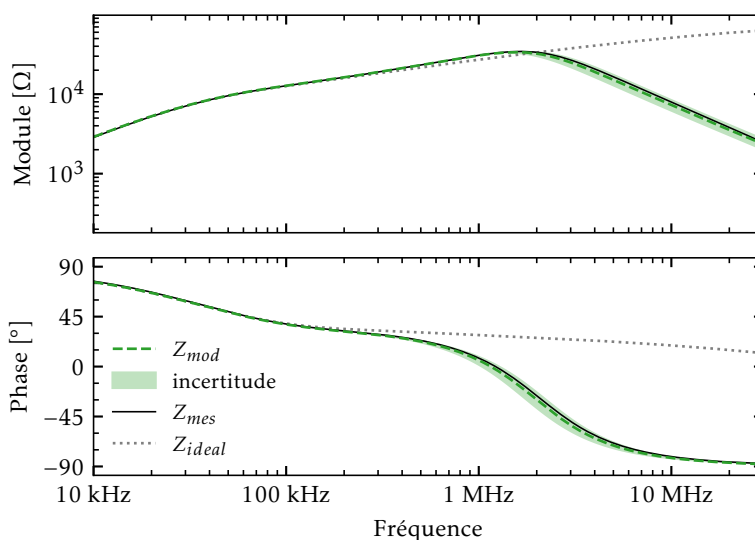


FIGURE 3.30 – Comparaison des impédances mesurées, et modélisées pour le composant DUT1 à  $N = 30$  tours.

$Z_{mod}$  de l'impédance est en très bon accord avec l'impédance mesurée  $Z_{mes}$ . En effet, le modèle de l'impédance est identique à l'impédance idéale, et à l'impédance mesurée à des fréquences de moins de 100 kHz, car la CPE n'a pas encore d'effet. Puis jusqu'à 2 MHz,  $Z_{mes}$  est légèrement plus grand que  $Z_{ideal}$  à cause de l'effet de la CPE. Ce comportement est reproduit exactement par  $Z_{mod}$ . Puis au-delà de 2 MHz,  $Z_{mes}$  tend vers une capacité pure, avec  $Z_{bob}$  qui est très proche. Dans le pire cas, une sous-estimation de 8% est constatée entre l'impédance modélisée nominale et l'impédance mesurée. Mais l'impédance mesurée se trouve bien dans l'intervalle de l'impédance modélisée avec son incertitude. Le modèle de la CPE est donc bien validé par la mesure. De

plus, l'irrégularité du bobinage n'est pas un problème à partir du moment où la moyenne des grandeurs mesurées est utilisée.

Afin de confirmer la validation expérimentale de la transformation 2-D proposée de la spire, deux autres hypothèses de transformation de la courbure sont comparées à la mesure dans la sous-section suivante.

### 3.3.2.4 Comparaison des différentes hypothèses de compensation de la courbure des spires

Le modèle de la  $CPE$  présenté précédemment a été vérifié sur la mesure de l'impédance de DUT1 à  $N = 30$  tours. L'objectif de cette sous-section est :

1. de vérifier l'évolution de la  $CPE$  en fonction du nombre de tours,
2. de confirmer la justesse de l'hypothèse III de compensation de la courbure des spires.

Pour obtenir les  $CPE$  mesurées en fonction du nombre de tours, le même composant DUT1 est bobiné d'un enroulement à 50 tours. Ensuite la  $CPE$  est extraite, comme décrit précédemment dans la section 3.3.1, en mesurant l'impédance du noyau et en le débobinant progressivement par pas de 5 tours, de 50 jusqu'à 15 tours. La  $CPE$  modélisée est déterminée de la même manière que dans les sections 3.3.2.1 à 3.3.2.2, en changeant juste le nombre de tours  $N$ , les autres paramètres et les incertitudes sont considérés constants lors du débobinage. Mais cette fois, les trois hypothèses de la section 3.2.2.3 sont appliquées lors de la transformations 2-D de la courbure de la spire. Pour rappel, l'hypothèse I consiste à considérer la distance tore-spires crête compensée et l'épaisseur d'enrobage crête comme distance équivalente pour la mise à plat, l'hypothèse II consiste à considérer la distance moyenne sous la spire, et enfin l'hypothèse III est la transformation proposée ici, qui garantie que l'énergie électrostatique avant et après la mise à plat de la spire est équivalente. L'impact de ces trois hypothèses sur la valeur de la  $CPE$  est

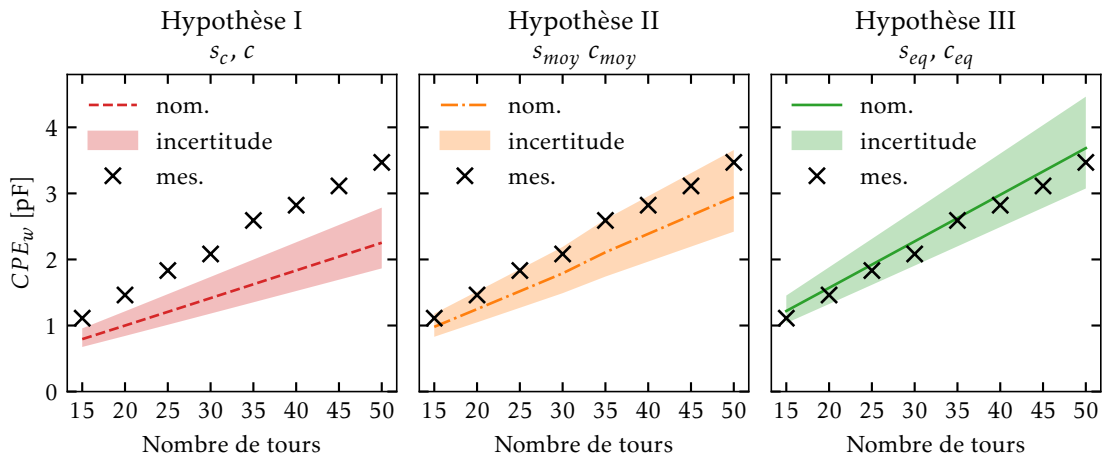


FIGURE 3.31 – Évolution de la  $CPE$  en fonction du nombre de tours pour trois hypothèses de compensation de la courbure des spires.

montré dans la figure 3.31. Dans tous les cas l'évolution de la valeur modélisée avec le nombre de tours est linéaire. Dans le cas où l'hypothèse I est utilisée, le modèle sous-estime d'environ 35% la valeur mesurée en nominal, et la prise en compte des incertitudes montre que l'ordre de grandeur n'est pas bon, même en considérant la possible irrégularité du bobinage. Pour le cas de l'hypothèse II, la valeur nominale sous-estime d'environ 20% la valeur mesurée. Mais cette hypothèse est meilleure que la précédente car les extrémaux englobent quelques points de

mesures. Néanmoins, pour le cas du filtrage pour la CEM, il vaut mieux sur-estimer la CPE. La dernière hypothèse proposée est la plus proche des mesures par rapport aux deux précédentes. De plus, les mesures sont bien toutes englobées dans la zone d'incertitude du modèle. Enfin, l'erreur relative du modèle par rapport à la mesure est très faible. Le modèle sur-estime la valeur mesurée d'environ 5 %, ce qui dans le cas du dimensionnement des filtres n'est pas gênant.

Le modèle avec cette dernière hypothèse est donc validé pour différents nombres de tours et un noyau à matériau de type conducteur électrique. L'extension du modèle à des noyaux non conducteurs, mais à grande permittivité relative équivalente, est proposée dans la section suivante.

### 3.3.3 Validation pour un noyau à haute permittivité, type ferrite Mn-Zn

Le modèle de la CPE proposé dans ces travaux, n'est applicable que pour les noyaux magnétiques considérés comme des conducteurs parfaits. Or, certains matériaux disposent d'une conductivité faible, mais d'une grande permittivité relative apparente. C'est le cas notamment des matériaux de type ferrite de la famille des Mn-Zn, pour lesquels la résistivité du matériaux est de  $0,5 \Omega \text{ m}$ , et la permittivité relative apparente d'environ  $10^4$  ou plus, comme cela a été vu dans la section 2.3.2.1, et dans [Fer13; Tan12; Sne69; Hua07; Sta10; Tod18b]. Cette grande permittivité confère un comportement capacitif au noyau au sein du réseau de la figure 3.5, potentiellement nettement supérieur aux capacités élémentaires  $C_{tc}$  et  $C_{tt}$  dans l'air. Ces dernières étant traversées en premier par le champ électrique en provenance des spires, il est alors attendu qu'elles supportent l'essentiel de la chute de tension due à l'excitation  $U_L$ . Bien que le noyau ne soit pas un aussi bon conducteur que le nanocristallin, il n'apparaîtrait alors que peu de différence de potentiel à sa surface, permettant de le considérer mono-potentiel et satisfaisant donc aux hypothèses de modélisation de la section 3.1.1. L'extension du modèle de la CPE à ces matériaux est alors étudiée dans cette section.

#### 3.3.3.1 Caractérisation du comportement diélectrique du noyau

Pour vérifier que l'hypothèse de noyau conducteur parfait est applicable aux noyaux à grande permittivité relative, un test facile à mettre en œuvre et non destructif est présenté ci-après. Le noyau est équipé de 4 électrodes faites à partir d'une bande de cuivre adhésive d'une largeur  $\gamma$ . Ces électrodes sont connectées par paire, de telle manière à laisser un angle  $\theta_a$  entre les électrodes d'une paire différente. La figure 3.32(a) montre une photographie du dispositif pour un angle  $\theta_a = 30^\circ$ . Une paire est au potentiel  $V+$  et l'autre au potentiel  $V-$ . La zone entre les paires d'électrode voit alors un gradient de potentiel. Un schéma équivalent capacitif est alors montré dans la figure 3.32(c), avec  $C_c$  la capacité due à l'enrobage et  $C_m$  la capacité due au matériau magnétique. Ces capacités sont approximées dans les équations (3.47) et (3.48) respectivement, avec  $e_c$  l'épaisseur d'enrobage et  $\epsilon_c$  sa permittivité relative et  $\epsilon_m$  la permittivité relative du matériau magnétique, comme cela est rappelé dans la figure 3.32(b). Il est à noter qu'ici une section idéale rectangulaire avec une épaisseur constante d'enrobage est considérée. Cette approximation n'est pas gênante pour juger de l'ordre de grandeur de  $\epsilon_m$ . Les capacités  $C_c$  et  $C_m$  sont ensuite exprimées en fonction des facteurs  $k_c$ , et  $k_m$  pour simplifier l'écriture.

$$C_c \approx \frac{2\epsilon_0\epsilon_c(R-r+h) \cdot \gamma}{e_c} = \epsilon_c \cdot k_c \quad (3.47)$$

$$C_m \approx \frac{\epsilon_0\epsilon_m(R-r) \cdot h}{\theta_a \cdot \frac{R+r}{2}} = \epsilon_m \cdot \frac{k_m}{\theta_a} \quad (3.48)$$

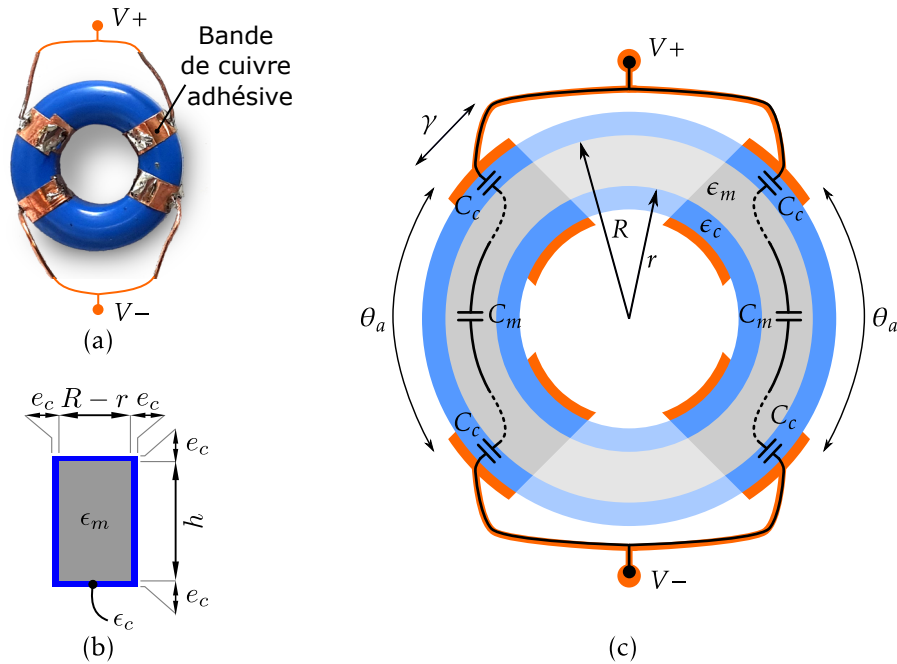


FIGURE 3.32 – Caractérisation du comportement diélectrique du noyau : (a) photographie d'un tore testé, (b) schéma de la section d'un noyau idéal enrobé, (c) schéma équivalent capacitif.

La capacité équivalente  $C_{eq}$  est issue de la mise en parallèle de deux branches de trois capacités en série (voir la figure 3.32(c)), soit

$$C_{eq} \approx \frac{2C_m C_c}{C_c + 2C_m} = \frac{2}{\frac{\theta_a}{\epsilon_m \cdot k_m} + \frac{2}{\epsilon_c \cdot k_c}}. \quad (3.49)$$

Dans cette situation, si  $\epsilon_m$  est très grand devant  $\epsilon_c$ , alors  $C_m$  est plus grande que  $C_c$  et donc  $C_{eq}$  tend vers  $C_c$  et vers  $2 \cdot C_m$  dans le cas contraire. L'inconvénient d'arrêter l'étude à ce point est de devoir caractériser l'épaisseur et la permittivité relative du matériau d'enrobage pour déduire  $C_c$  et donc la  $C_m$  de  $C_{eq}$ . Mais une autre approche est possible. La mesure de  $C_{eq}$  est alors réalisée pour deux angles  $\theta_{a1}$  et  $\theta_{a2}$ , avec  $\theta_{a2} > \theta_{a1}$ . Il vient que le rapport de  $C_{eq2}$  et de  $C_{eq1}$  est défini par

$$\frac{C_{eq2}}{C_{eq1}} = \frac{\frac{\theta_{a1}}{\epsilon_m \cdot k_m} + \frac{2}{\epsilon_c \cdot k_c}}{\frac{\theta_{a2}}{\epsilon_m \cdot k_m} + \frac{2}{\epsilon_c \cdot k_c}}. \quad (3.50)$$

Ainsi lorsque  $\epsilon_m$  est suffisamment grand, et que le noyau est considéré comme un conducteur parfait le rapport tend vers 1. Dans le cas à l'extrême opposé, lorsque  $C_{m1}$ , la capacité du matériau avec l'angle  $\theta_{a1}$ , est très inférieure à  $C_c/2$ , le comportement diélectrique du noyau est considéré comme intermédiaire à de l'air et à un conducteur parfait (sous hypothèse que les lignes de champs électrique suivent le chemin du noyau même si ce dernier a une faible

Paramètre	Symbole	Valeur	
Nom		DUT2	DUT3
Fabricant		TDK	Ferroxcube
Référence		B64290L0632X830	TX20/10/7
Matériau		N30	4F1
Rayon externe	$R$	10 mm	10 mm
Rayon interne	$r$	5 mm	5 mm
Hauteur	$h$	7 mm	7 mm

TABLEAU 3.8 – Dimensions des noyaux DUT2, et DUT3.

permittivité relative). Le rapport des capacités équivalente tend alors vers  $\theta_{a1}/\theta_{a2}$ , soit

$$\frac{C_{eq2}}{C_{eq1}} \approx \begin{cases} 1, & \epsilon_m \gg \epsilon_c \\ \frac{\theta_{a1}}{\theta_{a2}}, & C_m \ll \frac{C_c}{2} \end{cases} \quad (3.51)$$

Ce rapport des capacités équivalentes permet de valider ou non l'hypothèse qu'un noyau a un comportement diélectrique de type conducteur parfait, sans la connaissance précise de sa forme, de ses dimensions et des propriétés physiques des matériaux qui le composent. Le comportement électrique du noyau est ainsi connu uniquement grâce à la mesure de capacités équivalentes pour deux angles  $\theta_a$  différents.

Ce test non destructif est appliqué à deux noyaux de matériau différent, DUT2 et DUT3 présentés dans le tableau 3.8. Les noyaux utilisés sont similaires en taille, mais de deux grades différents, respectivement un Mn-Zn N30 et un Ni-Zn 4F1. En effet, les ferrites Ni-Zn ont une permittivité relative attendue beaucoup plus faible ( $\approx 100$ ) que les ferrites Mn-Zn, ce qui permettra de comparer la validité de la méthode vis-à-vis du comportement diélectrique de ces deux noyaux. La mesure a été réalisée pour des angles  $\theta_{a1} = 30^\circ$  et  $\theta_{a2} = 90^\circ$  et les résultats sont montrés dans la figure 3.33.

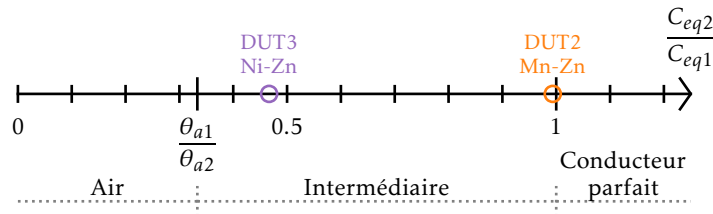


FIGURE 3.33 – Résultats de la caractérisation du comportement électrique des noyaux DUT2 et DUT3.

Pour le noyau DUT2, le rapport des capacités équivalentes est très proche de 1, ce qui indique un comportement proche du conducteur parfait pour le Mn-Zn N30 testé. Pour le noyau DUT3, le rapport est proche de la limite basse, soit  $\theta_{a1}/\theta_{a2}$ . Cela correspond alors à un comportement intermédiaire entre le conducteur parfait et l'air. Le modèle de la CPE proposé n'est donc pas applicable pour déterminer la contribution capacitive du bobinage d'un composant fait avec ce noyau en Ni-Zn.

Il est intéressant d'observer que, dans le cas où l'épaisseur d'enrobage ainsi que sa permittivité relative sont connues, il est possible de déterminer un ordre de grandeur de la permittivité



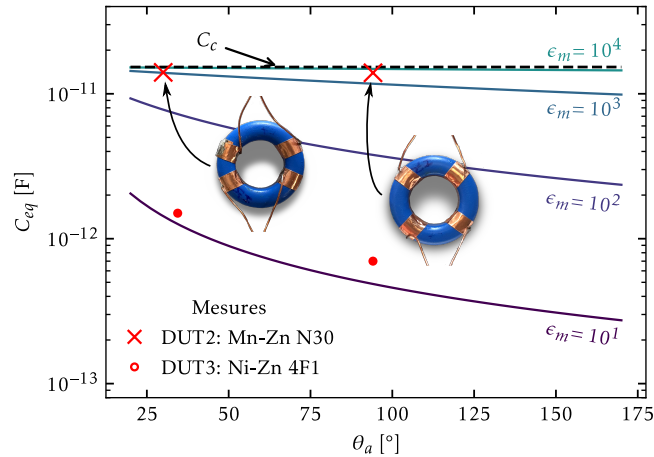


FIGURE 3.34 – Évolution de la permittivité relative du matériau en fonction de l'angle de la zone active du test non-destructif (avec  $\gamma = 3$  mm,  $e_c \approx 125$   $\mu$ m et  $\epsilon_c = 3$ ), avec les mesures et les photographies des noyaux sous test superposées.

relative du matériau mesuré. L'expression de  $\epsilon_m$  est retrouvé en injectant (3.47) et (3.48) dans l'équation (3.49), et en résolvant l'équation résultante pour  $\epsilon_m$ . La figure 3.34 montre les mesures de  $C_{eq}$  réalisées sur les noyaux DUT2 et DUT3 pour les deux angles  $\theta_{a1}$  et  $\theta_{a2}$ . Cette figure confirme bien les ordres de grandeur de la permittivité relative des matériaux de type Mn-Zn et de type Ni-Zn, soit respectivement environ  $10^4$  et environ 100.

Le modèle étant applicable au ferrite Mn-Zn de type N30, la section suivante concerne la validation expérimentale.

### 3.3.3.2 Comparaison du modèle à la mesure

Afin de confirmer que le matériau de type Mn-Zn de type N30 est compatible avec le modèle de la CPE proposé pour des noyaux conducteurs, des mesures sur un noyau DUT4 de matériau N30 et référencé B64290L0618X830 chez TDK sont réalisées. Comme précédemment, les étapes de calcul du modèle décrites dans la figure 3.21 sont appliquées à la géométrie bobinée avec un enroulement d'au maximum 33 tours ici. La figure 3.35(a) montre l'impédance idéale sans CPE de ce noyau  $Z_{ideal}$  ainsi que l'impédance modélisée  $Z_{mod}$  avec les incertitudes et pour finir l'impédance mesurée  $Z_{mes}$ . L'ordre de grandeur est bon, et l'écart relatif à l'impédance mesurée est de moins de 10%. La figure 3.35(b) montre l'évolution en fonction du nombre de tours de la CPE lorsque que le DUT4 est débobiné de 5 tours en 5 tours. Ces résultats montrent que le modèle surestime la valeur de la capacité parasite, mais l'évolution avec le nombre de tours est bonne. L'écart relatif est plus grand avec un nombre de tours plus faible. Cela peut être dû au débobinage qui modifie légèrement la répartition des spires restantes, d'autant que le noyau de ferrite DUT4 est plus petit (rayon externe 12,6 mm, rayon interne 7,4 mm et hauteur 10 mm) que le noyau de nanocristallin DUT1. Une autre raison est la section du noyau ferrite qui n'est plus rectangulaire, comme l'était celle du noyau nanocristallin dans la section 3.3.2, mais plutôt bombée sur le dessus et le dessous du noyau. En effet ce dernier point rend plus compliqué la mesure des espaces tore-spires.

L'extension du modèle proposé de la CPE à un noyau de ferrite de type Mn-Zn N30 à haute permittivité est donc validée expérimentalement. En effet une légère surestimation de la CPE n'est pas un problème dans le cadre du dimensionnement d'un filtre de MC. Par contre,

l'extension du modèle à des noyaux ferrites de type Ni-Zn à permittivité plus faible demande des travaux supplémentaires qui font partie des perspectives de cette thèse.

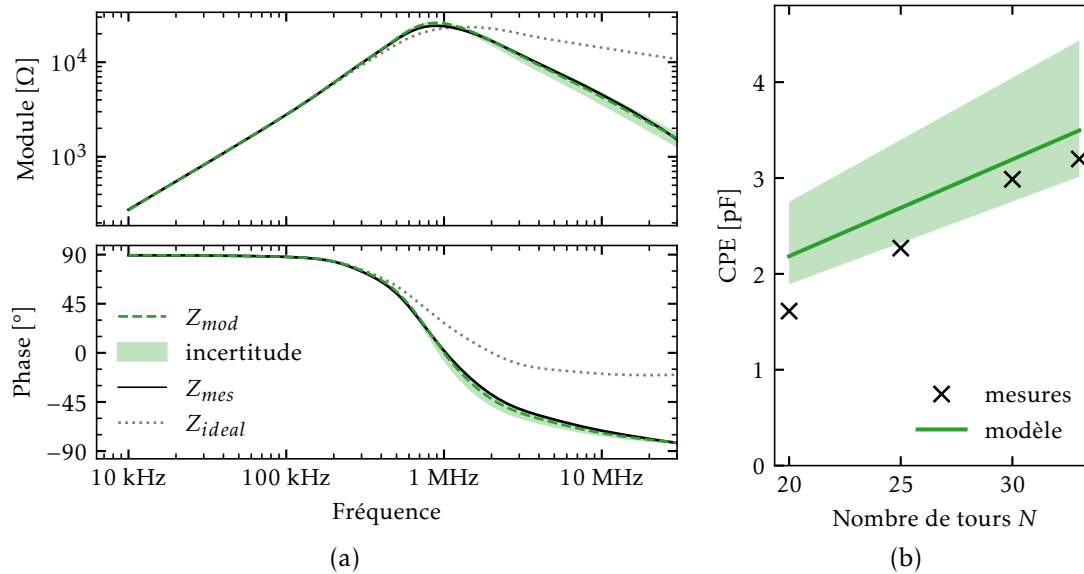


FIGURE 3.35 – Comparaison du modèle proposé de la CPE, appliqué sur une bobine de matériau ferrite de type Mn-Zn, à la mesure : (a) comparaison des impédances pour un enroulement de  $N = 30$  tours, (b) évolution de la CPE pour différent nombre de tours.

Un test capacitif non destructif et rapide permet de vérifier si un matériau magnétique particulier remplit l'hypothèse de conducteur parfait. Le modèle de la CPE proposé est donc applicable aux noyaux à matériau de type nanocristallin, mais aussi à des ferrites Mn-Zn à grande permittivité. L'exploitation de ce modèle, permet dans la section suivante de proposer des stratégies de réduction de la valeur de la CPE et ce afin d'augmenter l'impédance d'une bobine dans la partie HF de son spectre d'impédance.

### 3.4 Réduction de la valeur de la capacité parallèle équivalente

Dans la section précédente, le modèle de la CPE proposé a été validé sur des noyaux bobinés de différents matériaux. La connaissance et la validité de ce modèle pour différentes géométries et matériaux permet alors d'étudier des moyens de réduire la CPE. À cet effet, une étude de sensibilité rapide est conduite et plusieurs moyens de réduire la CPE sont proposés.

#### 3.4.1 Étude de sensibilité de la CPE

Il est intéressant de remarquer que pour un  $N$  suffisamment grand (a minima  $N > 10$ ), l'expression de la CPE (3.7) peut se simplifier comme dans l'équation (3.8), soit pour rappel

$$CPE \approx \frac{1}{12}N \cdot C_{tc} + \frac{1}{N}C_{tt} + \frac{1}{2}C_f. \quad (3.52)$$

En considérant des capacités élémentaire  $C_{tc}$ ,  $C_{tt}$  et  $C_f$  de même ordre de grandeur (quelques dixièmes de picofarads), il vient que la CPE est très sensible à  $C_{tc}$  et  $C_f$  en comparaison de

$C_{tt}$ . Or, l'étude de sensibilité des capacités élémentaires, présentée dans la section 3.2.3.2 et la figure 3.18, a montré que  $C_{tc}$  est sensible à l'espace tore-spire principalement, et à la fois à l'espace inter-spire. En effet, la capacité  $C_{tc}$  est inversement proportionnelle à  $s$ , mais elle est aussi croissante en fonction des espaces inter-spires  $\zeta$ . Cela montre l'importance de garder les spires serrées les unes par rapport aux autres, mais éloignées du noyau si possible.

### 3.4.2 Augmentation de l'écart tore-spire

Une première possibilité est donc d'éloigner les spires du noyau. Pour valider expérimentalement cette possibilité, trois tores identiques ont été bobinés de deux enroulement de 30 tours chacun.

#### 3.4.2.1 Écarteurs de spire

Afin d'éloigner les spires de la surface du noyau, des écarteurs de spires ont été mis au point, et installés avant bobinage sur deux des trois tores. Les composants bobinés obtenus (A1, A2 et A3) sont présentés dans la figure 3.36(a). Les écarteurs de 0,8 mm et de 1,6 mm sont présentés dans la figure 3.36(b) et (c). Ils ont été créés par fabrication additive (communément appelée *impression 3D*) avec un thermoplastique de type *acide polylactique (poly-lactic acid) (PLA)*. Leur épaisseur nominale est en multiple de la largeur de buse de l'imprimante 3D (ici 0,4 mm) afin de simplifier leur impression.

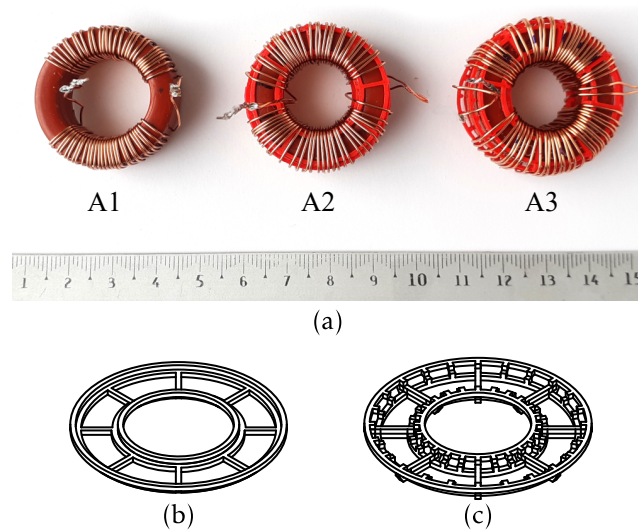


FIGURE 3.36 – Tores équipés d'écarteurs de spires : (a) photographie des tores bobinés A1 sans écarteur, A2 avec écarteur de 0,8 mm, A3 avec écarteur de 1,6 mm, (b) et (c) respectivement les vues CAO des écarteurs de 0,8 mm et de 1,6 mm.

#### 3.4.2.2 Évolution de la CPE en fonction de l'épaisseur de l'écarteur

L'impédance de cette série de composants est ensuite mesurée à l'aide de l'analyseur d'impédance *HP4294A* équipé de son adaptateur *16047E* compensé en court-circuit et en circuit ouvert à vide. De cette mesure d'impédance est extraite la CPE, comme décrit précédemment dans la section 3.3.1. Le résultat est montré en points noirs dans la figure 3.37 en fonction de  $e_s$

l'épaisseur nominale de l'écarteur. Il est vérifié que la CPE diminue bien avec l'augmentation de l'espace tore-spires grâce aux écarteurs. Il est intéressant de remarquer que la CPE diminue de manière inversement proportionnelle à  $e_s$ , mais que le volume du composant bobiné

$$Vol_{bob} = \pi R_t^2 \cdot h_t, \quad (3.53)$$

présenté dans la figure 3.38, augmente de manière affine à  $e_s$ . Autrement dit, un écarteur de faible épaisseur (A2) est suffisant pour diminuer fortement la CPE (ici presque un facteur 3), avec un impact limité sur le volume (ici 32 %).

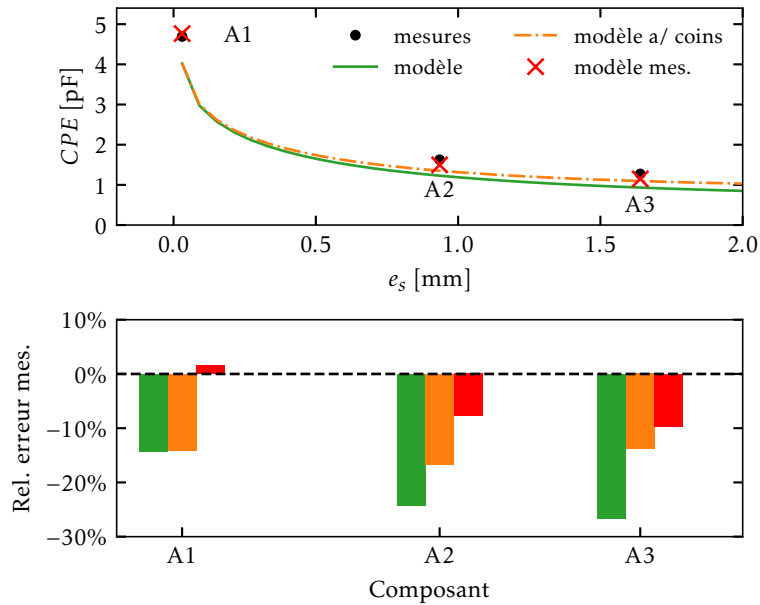


FIGURE 3.37 – Évolution de la CPE en fonction de l'épaisseur nominale de l'écarteur de spires, et écart relatif des modèles à la mesure.

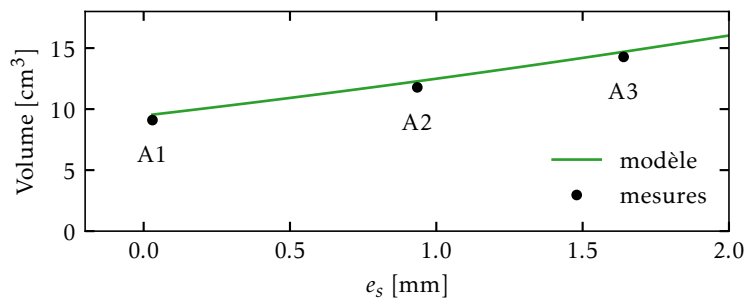


FIGURE 3.38 – Évolution du volume du composant bobiné en fonction de l'épaisseur nominale de l'écarteur de spires.

### 3.4.2.3 Validation du modèle

La détermination de la valeur de la CPE grâce au modèle proposé et en fonction de l'épaisseur de l'écarteur (tore-spires) a aussi été ajoutée sur la figure 3.37. Pour prédire la distance tore-spires maximale avant les compensations, la relation empirique suivante

$$s = e_s + \frac{2}{3}d_w. \quad (3.54)$$

est utilisée. Elle est déduite de quelques mesures sur divers tores et elle est utilisée sur toutes les faces.

La figure 3.37 montre que l'application du modèle proposé de la CPE sans les coins donne le bon ordre de grandeur de la capacité. Mais pour des espaces tore-spires plus grands la compensation des coins est nécessaire (voir la section 3.2.2.4). Enfin, les espaces tore-spires mesurés sur les composants A1, A2 et A3 ne suivent pas exactement la relation (3.54). Les valeurs mesurées sont utilisées directement dans le modèle, pour en vérifier la justesse. Les résultats sont présentés sous la forme de croix rouges dans la figure 3.37. L'écart relatif du modèle aux mesures est alors de moins de 10 %. Cela prouve la justesse du modèle, ainsi que sa robustesse par rapport à l'espace tore-spire. Ce modèle est donc utilisable dès la phase de conception pour évaluer la CPE et la réduire au besoin.

### 3.4.2.4 Effet sur l'inductance de fuite

Augmenter l'écart tore-spire peut avoir un effet sur l'inductance de fuite de la bobine. Or, cette inductance de fuite est excitée par le mode différentiel, c'est-à-dire la puissance. Sa valeur doit donc être maîtrisée et gardée dans une certaine plage pour aider au filtrage des perturbations de mode différentiel HF, sans filtrer la puissance.

La figure 3.39(a) montre l'évolution de l'impédance mesurée en mode différentiel pour les composants A1, A2 et A3. Les composants bobinés sont mesurés dans la configuration de la figure 3.39(b).

De cette mesure est extraite, par ajustement de courbe, l'inductance de mode différentiel appelée  $L_{fuite}$  et montrée dans la figure 3.39(c). L'inductance diminue avec l'écartement tore-spire. Une explication possible à ce phénomène est de remarquer qu'augmenter l'écart tore-spire tout en maintenant le même nombre de spires a pour effet d'éloigner le début et la fin d'un même enroulement sur l'intérieur du composant, comme cela est constaté sur la figure 3.36(a). Le flux de mode différentiel a donc plus de distance à parcourir dans l'air, et l'inductance de mode différentiel est alors plus faible. Cet effet a été étudié et confirmé dans [Lév14]. Il est aussi confirmé par la formulation de l'inductance de fuite définie dans [For09; Vol21a].

### 3.4.2.5 Réglage de la valeur de la CPE

L'augmentation de l'écart tore-spires grâce à des écarteurs en plastique permet de diminuer la valeur de la capacité parasite, pour une augmentation de volume de la bobine contrôlé. La précision du modèle permet d'évaluer le compromis entre la CPE et le volume, dès la conception, comme le montre la figure 3.40, issue de la fusion des figures 3.37 et 3.38. Sur cette figure, la valeur de la CPE, diminue fortement pour une faible augmentation de volume entre les composants A1 et A2. Dans le même temps, l'inductance de fuite n'est que faiblement impactée par l'éloignement des conducteurs du noyau, et pour un noyau donné cela permet même de la diminuer très légèrement.

Une autre approche envisagée pour diminuer la CPE est de maintenir les spires serrées entre elles, afin de limiter la part du champ électrique qui se couple avec la surface du noyau. Elle est

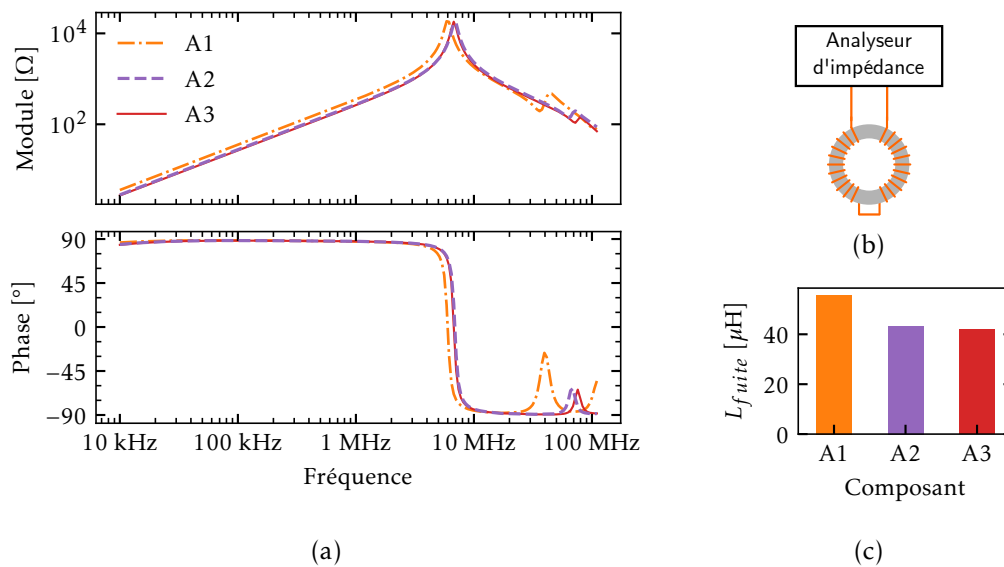


FIGURE 3.39 – Évolution de l’inductance de fuite pour les différents écartereurs : (a) impédance de mode différentiel, (b) schéma de la mesure de l’impédance de mode différentiel à l’analyseur d’impédance, (c) valeur de l’inductance de fuite.

étudiée dans la section suivante.

### 3.4.3 Diminution de l’écart inter-spires par un changement de la forme du noyau

L’espace inter-spires sur le diamètre intérieur est fixé par le concepteur, mais l’espace inter-spires sur le diamètre extérieur  $\zeta_R$  est imposé en partie par le rayon de courbure du noyau et en partie par la différence entre le rayon interne et le rayon externe. Or, plus le rayon de courbure est grand, plus  $\zeta_R$  sera petit, et plus  $C_{tc}$  sera petit a priori. Afin de bénéficier du fait que  $C_{tc}$  est croissant avec  $\zeta$  (voir figure 3.18), un noyau avec une portion rectiligne est proposé. Seule la portion rectiligne sera bobinée en maintenant serrées le plus possible les spires.

#### 3.4.3.1 Tore oblong

La figure 3.41(a) montre la vue de dessus d’un noyau torique classique, et la figure 3.41(b) celle d’un noyau avec une partie droite, appelé ici oblong. L’oblong est défini par  $a$  la longueur de la portion droite,  $w$  la largeur de la section,  $r'$  et  $R'$  respectivement les rayons internes et externes de la partie cylindrique. Les dimensions du noyau oblong sont définies de telle manière à garder le périmètre interne égal à celui du noyau classique, comme cela est montré par la contrainte (3.55), de façon à garantir une perméance proche du tore classique. Les paramètres  $a$ ,  $w$ , et  $R'$  sont donc obtenus dans l’équation (3.56).

$$2\pi \cdot r = 2\pi \cdot r' + 2a \quad (3.55)$$

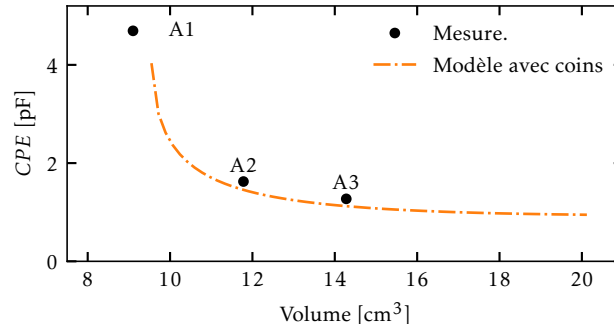


FIGURE 3.40 – Compromis entre la valeur de la CPE et le volume du composant bobiné avec l'ajout d'écarteurs de spires.

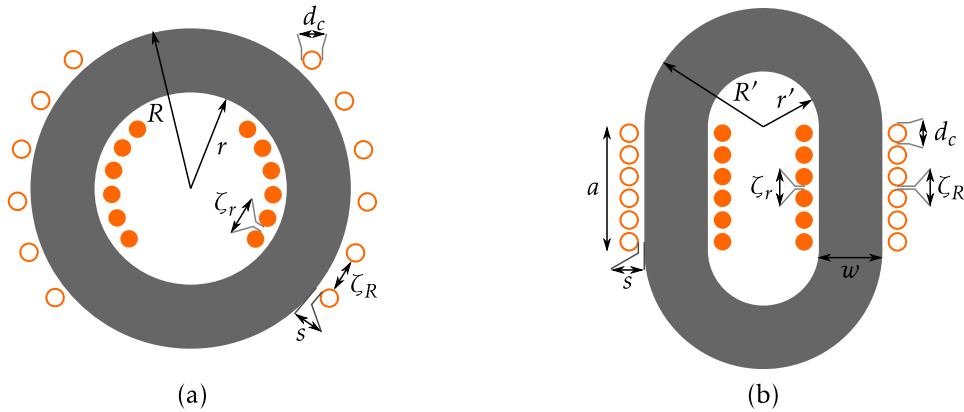


FIGURE 3.41 – Géométrie d'un tore de mode commun classique (a), et oblong (b).

$$d + s \leq r' \leq r, \quad \begin{cases} a = \pi \cdot (r - r') \\ w = R - r \\ R' = r' + w \end{cases} \quad (3.56)$$

### 3.4.3.2 Évolution de la CPE avec le rayon de courbure de l'oblong

La géométrie paramétrée du tore oblong est utilisée en entrée d'une simulation EF 2-D de la CPE du bobinage, avec une répartition linéaire de la tension le long des enroulements. Les valeurs du tableau 3.9 sont utilisées.

Seule la simulation de la coupe transversale du noyau (comme montrée sur la figure 3.41) est réalisée afin d'évaluer les apports de cette nouvelle géométrie du point de vue de la CPE. Comme attendu, la CPE du tore oblong a diminué de 18,7 % par rapport à un tore classique, et dans le même temps le volume a diminué de 41,2 %. Cet écart de CPE avec une géométrie classique étant relativement faible, une vérification expérimentale est nécessaire pour le confirmer. Les simulations montrent aussi une diminution du volume. La forme oblong pourrait donc présenter un double avantage pour le dimensionnement des filtres, et son étude approfondie fait partie

Paramètre	Symbole	Valeur
Perméabilité rel. initiale	$\mu_{ri}$	70 000
Rayon externe	$R$	13,75 mm
Rayon interne	$r$	8,75 mm
Rayon interne de l'oblong	$r'$	8,75 mm
Hauteur	$h$	10,5 mm
Nombre de tours	$N$	30
Diamètre du conducteur	$d_c$	0,56 mm
Espace tore-spikes	$s$	0,4 mm
Espace inter-spikes	$\zeta_r$	0,1 mm

TABLEAU 3.9 – Paramètres du noyau et du bobinage pour la comparaison d'un tore classique à un tore oblong.

des perspectives de la thèse.

### 3.4.3.3 Validation expérimentale

Afin de valider expérimentalement la diminution de la CPE par le changement de forme du noyau, des noyaux à ruban de matériau nanocristallin ont été fabriqués spécifiquement par l'entreprise TCT selon la géométrie oblongue décrite précédemment dans la figure 3.41 et dans le tableau 3.9. Les noyaux ainsi réalisés sont enrubannés dans du tissu, puis de l'adhésif isolant de type polyimide, pour les isoler électriquement et protéger le conducteur des arêtes aiguës du noyau. Les figures 3.42(a) et (b) montrent respectivement un tore classique et un noyau oblong, tous les deux préparés de la même manière.

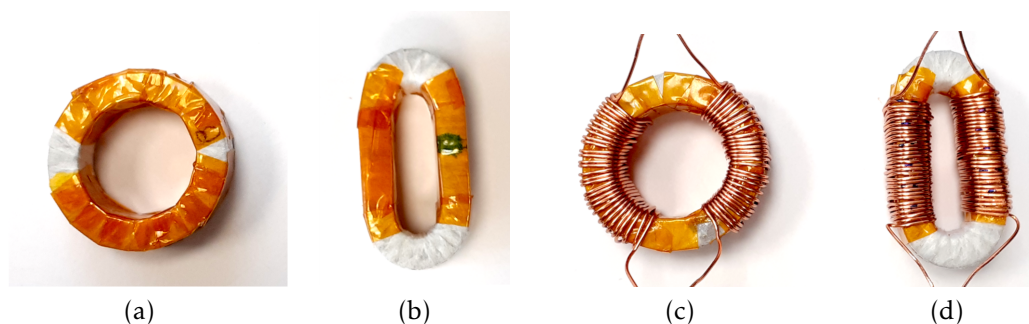


FIGURE 3.42 – Photographies des noyaux : (a) le tore classique, et (b) le noyau oblong enrubannés et isolés, et (c) et (d) les mêmes bobinés.

Ils sont ensuite bobinés de deux enroulements de 30 tours en mode commun, comme sur les figures 3.42(c) et (d). Puis leur impédance de mode commun est mesurée grâce à l'analyseur d'impédance *HP4294A*. Elle est montrée sur la figure 3.43. Les différences avant la résonance sont dues à la dispersion des caractéristiques du matériau. Les CPE extraites de ces mesures sont très proches. Le tore classique a pour CPE  $C_{tore} = 3,41$  pF et le tore oblong à pour CPE  $C_{obl} = 3,31$  pF, l'écart relatif au tore classique est de  $-3\%$ . Cette mesure ne semble pas valider les simulations réalisées précédemment. Néanmoins l'écart attendu entre les deux cas reste faible. De plus, la maîtrise du bobinage et plus précisément des écarts tore-spikes, n'est pas aussi



facile sur le tore oblong que sur le tore classique. Et pour le tore classique, c'est la régularité de l'écart inter-spires en début et en fin de bobinage qui pose problème. Des expérimentations supplémentaires seraient nécessaires pour confirmer ou infirmer définitivement les apports d'une géométrie oblongue face à une géométrie classique pour la diminution de la CPE. Toutefois cette géométrie permet de réduire le volume du composant avec des performances en impédance similaire à un noyau classique, et un espace au centre du composant mis à profit.

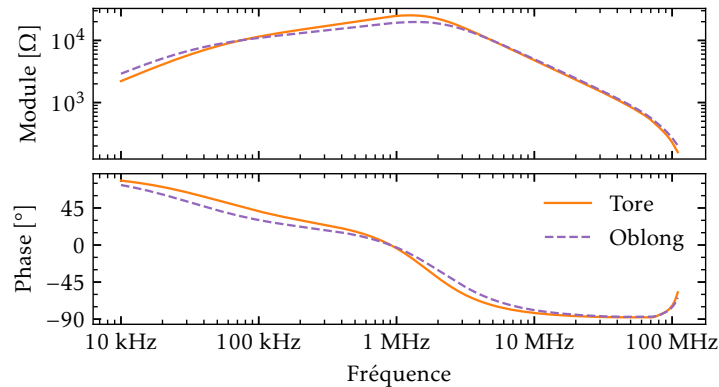


FIGURE 3.43 – Impédance de mode commun des noyaux bobinés de forme torique et oblongue.

### 3.5 Conclusions du chapitre

Dans ce chapitre, la capacité parallèle équivalente (CPE) du bobinage a été étudiée. Les résultats obtenus ont montré qu'elle est due à l'effet conjugué des couplages capacitifs tore-spikes, inter-spikes et de frange. La répartition linéaire de la tension le long du bobinage a permis de déterminer son évolution en fonction du nombre de tours et des capacités élémentaires grâce à une approche énergétique. Les différentes capacités élémentaires d'une bobine torique sont calculées grâce à la méthode des EF 2-D qui permet de prendre en compte des bobinages lâches en comparaison des méthodes analytiques de la littérature. Cette étude a montré également que la compensation de la courbure de la spire et de l'enrobage, de l'isolant du conducteur et du coin permettent de déterminer avec précision la valeur de la CPE grâce à une approche 2-D plus simple à implémenter et moins coûteuse en temps de calculs qu'une simulation 3-D. Le modèle a été validé expérimentalement sur une bobine réalisée avec un noyau de type nanocristallin. La très bonne précision du modèle quand à la prise en compte de la courbure des spires permet de modéliser finement l'impédance d'une bobine, et ce pour différents nombres de tours. Le matériau magnétique nanocristallin valide ainsi l'hypothèse de conducteur parfait employée dans le modèle de la CPE. Mais le modèle a aussi été validé sur des noyaux à matériau de type ferrite Mn-Zn, à haute permittivité relative. Un test non destructif et facile à mettre en œuvre permet de vérifier facilement si le modèle est applicable à un matériau magnétique qui ne serait pas bon conducteur mais présentant une permittivité suffisante.

Enfin, la connaissance du modèle et sa validité sur une large plage de dimensions ont permis de proposer deux moyens de réduire la valeur de la CPE. Le premier est d'éloigner les spires du noyau grâce à des écarteurs fabriqués de manière additive. Cette méthode a été validée expérimentalement et la précision du modèle (écart relatif de moins de 10 % en nominal) autorise dès la conception un compromis réglable entre l'augmentation du volume du composant

et la réduction de la CPE. Le second consiste en un changement de forme du noyau pour réduire les espaces inter-spires sur l'extérieur du noyau. Ce dernier moyen n'a pas été validé expérimentalement et demande des expérimentations supplémentaires. Il a été montré que l'impédance pour un noyau oblong est similaire à un noyau classique avec un encombrement moindre, ce qui représente une piste intéressante pour augmenter la densité de puissance des inductances de mode commun. Le chapitre suivant utilise le modèle de la CPE proposé pour dimensionner une bobine de mode commun qui assure le respect de la norme CEM, notamment à HF.



# Dimensionnement de la bobine de mode commun

## Sommaire du présent chapitre

<b>4.1</b>	<b>Modèle de mode commun de la chaîne de conversion</b>	<b>135</b>
4.1.1	Description de la chaîne de conversion . . . . .	135
4.1.2	Caractérisation de MC du RSIL . . . . .	136
4.1.3	Caractérisation de MC du convertisseur . . . . .	137
4.1.3.1	Caractérisation des chemins de propagation dans le convertisseur . . . . .	137
4.1.3.2	Représentation moyenne de la source des PEMC . . . . .	138
4.1.4	Caractérisation de MC du câble chargé . . . . .	140
4.1.5	Expression analytique des PEMC de MC mesurées au RSIL . . . . .	140
4.1.5.1	Expression de $I_{MC}$ sans filtre . . . . .	141
4.1.5.2	Expression de $I_{MC}$ avec filtre . . . . .	142
4.1.6	Validation expérimentale du modèle de mode commun sans filtre . . . . .	143
4.1.6.1	Mesures des PEMC au récepteur CEM . . . . .	143
4.1.6.2	Comparaison des mesures au modèle . . . . .	143
<b>4.2</b>	<b>Dimensionnement de la bobine à matériau connu</b>	<b>144</b>
4.2.1	Description du problème . . . . .	144
4.2.1.1	Variables de conception . . . . .	144
4.2.1.2	Objectif de minimisation du volume bobiné . . . . .	144
4.2.1.3	Contrainte Normative . . . . .	145
4.2.1.4	Impédance de la bobine . . . . .	146
4.2.1.5	Contraintes sur le composant . . . . .	146
4.2.1.6	Formalisme de l'optimisation . . . . .	148
4.2.1.7	Stratégie de résolution . . . . .	148
4.2.2	Détermination de l'impédance minimale requise pour le respect de la norme . . . . .	149
4.2.2.1	Détermination du coefficient géométrique minimal . . . . .	150
4.2.2.2	Détermination de la CPE maximale . . . . .	151

4.2.3	Dimensionnement de la bobine pour le coefficient géométrique requis	153
4.2.3.1	Description du problème d'optimisation	153
4.2.3.2	Résolution semi-analytique	154
4.2.3.3	Résolution par parcours d'une base de données de noyaux	158
4.2.3.4	Comparaison des résolutions	159
4.2.4	Détermination du coefficient géométrique $A_{best}$ pour le volume optimal	164
4.2.4.1	Évolution du courant $I_{max}$ en fonction de l'inductance	164
4.2.4.2	Évolution du volume du composant en fonction de l'inductance	164
4.2.4.3	Algorithme pour le dimensionnement de la bobine de mode commun	166
4.2.5	Prise en compte du comportement capacitif dans le dimensionnement	168
4.2.5.1	Algorithme pour le dimensionnement de la bobine de mode commun avec la CPE	168
4.2.6	Validation expérimentale	169
4.2.6.1	Données d'entrée	169
4.2.6.2	Solutions calculées	171
4.2.6.3	Validation expérimentale du respect de la norme	172
4.2.6.4	Sources des écarts avec la mesure	174
<b>4.3</b>	<b>Choix du matériau pour un volume du composant proche optimal</b>	<b>175</b>
4.3.1	Évaluation du volume de la bobine en fonction des paramètres du matériau magnétique	175
4.3.2	Définition d'un indicateur du volume de la bobine	177
4.3.3	Comparaison aux indicateurs rencontrés dans la littérature	179
<b>4.4</b>	<b>Conclusion du chapitre</b>	<b>181</b>

LE DIMENSIONNEMENT d'une bobine de mode commun, qui fait partie du filtre de CEM d'une chaîne de conversion statique de l'énergie, implique de minimiser son volume tout en respectant des contraintes. Ces dernières sont, soit imposées par la norme de CEM (impédance minimale pour le respect du niveau limite d'émission), soit par les limites physiques du matériau magnétique (niveau d'induction à saturation), soit par un choix du concepteur (bobinage à simple couche) ou par la fabrication du composant (dimensions pré-établies dans une gamme de composants). Ce problème est alors vu la plupart du temps, comme un problème d'optimisation sous contraintes. Pour le résoudre, les travaux de ce chapitre s'appuient sur les études menées précédemment au laboratoire L2EP par Bilel Zaïdi dans [Zai18], et les étendent notamment à la partie HF des normes grâce aux modèles décrits dans les chapitres 2 et 3. Afin de dimensionner la bobine de mode commun, il est nécessaire de modéliser l'ensemble de la chaîne de conversion dans la bande de fréquences des perturbations conduites décrite par les normes de CEM. Ce modèle servira dans un second temps, à définir l'impédance minimale de la bobine de mode commun pour le respect de la norme. La bobine sera ensuite dimensionnée dans le respect des contraintes énoncées précédemment. Enfin, l'approche analytique retenue permettra de définir des indicateurs du volume bobiné suffisamment simples pour être utilisés dans une phase de pré-conception du filtre. Ces indicateurs permettront ainsi un tri rapide des matériaux magnétiques à disposition pour réaliser la bobine de mode commun.

## 4.1 Modèle de mode commun de la chaîne de conversion

La chaîne de mode commun qui sera étudiée dans ce chapitre est décrite ci-après. Suivra la modélisation des chemins de perturbations et de la source des perturbations de mode commun, avec notamment la caractérisation des différents éléments de la chaîne de conversion. Le modèle ainsi obtenu, sera utilisé pour le dimensionnement d'un filtre de mode commun avec la procédure décrite à partir de la section 4.2. Les impédances sont toutes mesurées à l'analyseur d'impédance *HP4294 A* équipé du *socket 16047E* préalablement étalonné, avec les moyens de connexion compensés (adaptateurs de type cosse, petite longueur de conducteur pour connecter le *16047E* aux éléments à mesurer...). La plage considérée est celle de la norme CEM retenue, soit ici 150 kHz à 30 MHz. Toutes ces impédances sont mesurées au plus près sur les éléments à caractériser. Ces derniers sont disposés à leur place dans la chaîne de conversion durant les caractérisations.

### 4.1.1 Description de la chaîne de conversion

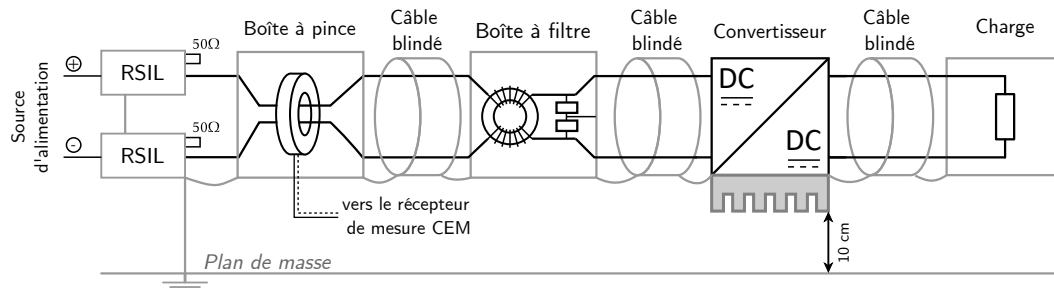


FIGURE 4.1 – Schéma structurel de la chaîne de conversion retenue.

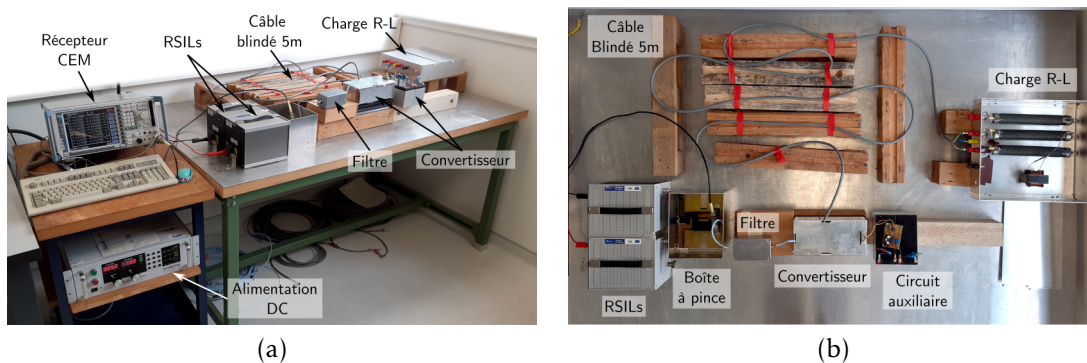


FIGURE 4.2 – Photographie de la chaîne de conversion : (a) vue d'ensemble, (b) vue de dessus.

La chaîne de conversion est schématisée dans la figure 4.1 avec de gauche à droite : la paire de RSIL (ici des *NNBM 8126-A*), la boîte à pince qui est un dispositif mécanique pour faire facilement des mesures des courants en MD ou en MC avec une pince de courant (ici *FCC-33-3*), un câble blindé 3 conducteurs (l'alimentation continue et la terre) pour connecter le filtre côté réseau, le filtre dans sa boîte en métal, un câble blindé 3 conducteurs pour connecter le convertisseur de type *Buck*, puis un câble blindé 4 conducteurs (2 en parallèle par phase) de

5 m de long vers la charge passive de type  $RL$  série dans une boîte en métal. L'ensemble de la chaîne de conversion est placée sur des isolants à 10 cm du plan de masse, ici connecté à la terre. Les couplages capacitifs résiduels avec le plan de masse sont considérés comme négligeables. Des photographies de la chaîne de conversion sont présentées dans la figure 4.2. La figure 4.2(a) montre une vue d'ensemble avec le récepteur CEM ( $R\&S$  ESPI 3GHz), et la source d'alimentation continue. La figure 4.2(b) montre la chaîne de conversion branchée sur les RSILs vue de dessus. Une photographie de la boîte à filtre vide est présentée dans la figure 4.3. Cette boîte en métal permet un branchement facile et un environnement contrôlé avec ou sans les composants du filtre. L'ensemble de la chaîne est caractérisé en mode commun puis modélisé dans les sections suivantes.

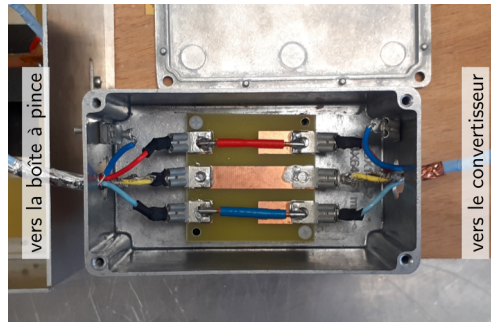


FIGURE 4.3 – Photographies de la boîte à filtre vide.

#### 4.1.2 Caractérisation de MC du RSIL

Le RSIL ainsi que les éléments entre celui-ci et le filtre sont caractérisés par la mesure d'impédance à l'aide de l'analyseur d'impédance  $HP4294A$  équipé de l'adaptateur  $16047E$ . L'impédance  $Z_{RSIL}$  est mesurée entre les câbles de phase en court-circuit et le blindage du câble. Les connexions avec l'analyseur d'impédance sont indiquées par *High* ( $H$ ) et *Low* ( $L$ ) sur la figure 4.4. Les éléments intermédiaires présents ici sont la boîte à pince qui est un dispositif mécanique permettant de mesurer le mode différentiel ou le mode commun, la pince de courant chargée d'une impédance de  $50\ \Omega$ , et le câble blindé de 10 cm qui permet de connecter l'ensemble au reste de la chaîne de conversion.

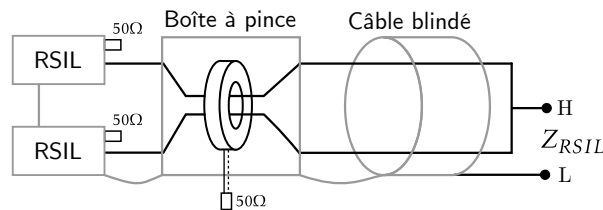


FIGURE 4.4 – Mesure de l'impédance de MC des RSIL et des éléments en amont du filtre.

La figure 4.5 montre le spectre d'impédance de la caractérisation des RSILs et des éléments en amont du filtre. L'impédance ainsi mesurée tend bien vers  $25\ \Omega$  (car les deux RSILs en parallèle tendent vers  $50\ \Omega$ ), mais avec un léger écart au-delà de 5 MHz. En effet, l'impédance devient un peu plus inductive à cause de la boîte à pince et du câble de connexion au filtre.

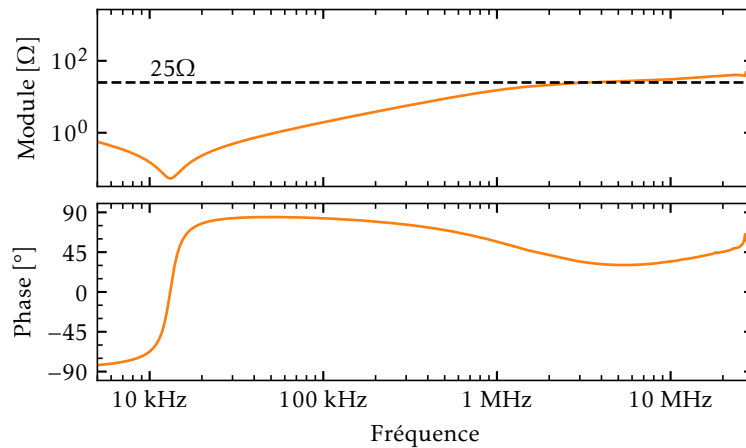


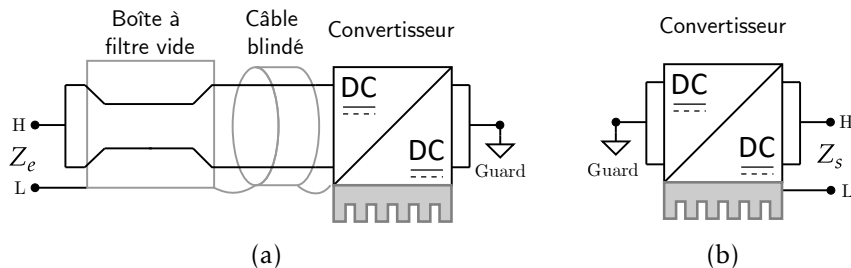
FIGURE 4.5 – Spectre d'impédance des RSILs et des éléments en amont du filtre.

### 4.1.3 Caractérisation de MC du convertisseur

Le convertisseur est la source des PEMC dans la chaîne de conversion étudiée. Il est donc modélisé par une cellule en  $\Pi$  avec des impédances d'entrée et de sortie respectivement  $Z_e$  et  $Z_s$  et une source équivalente (voir section 1.5.3).

#### 4.1.3.1 Caractérisation des chemins de propagation dans le convertisseur

Dans ces travaux, une approche simplifiée est utilisée pour la caractérisation des chemins de propagations de mode commun dans le convertisseur. La caractérisation se fait hors tension, avec une mesure en entrée du convertisseur (figure 4.6(a)) pour obtenir l'impédance  $Z_e$ , et une mesure en sortie (figure 4.6(b)) pour obtenir l'impédance  $Z_s$  du convertisseur. La mesure est réalisée avec l'analyseur d'impédance en branchant les terminaux *High* (*H*) et *Low* (*L*) à l'entrée ou à la sortie du convertisseur, et en mettant à la *Guard* le port non-mesuré, afin que les impédances associées ne perturbent pas la mesure des impédances de l'autre port. La boîte à filtre à vide est prise en compte dans  $Z_e$ . La figure 4.7 montre le spectre des impédances d'entrée et de sortie du convertisseur. Elles sont équivalentes à des capacités de 234 pF et 109 pF pour respectivement  $Z_e$  et  $Z_s$ .

FIGURE 4.6 – Mesure des impédances de MC du convertisseur :  $Z_e$  et  $Z_s$ .



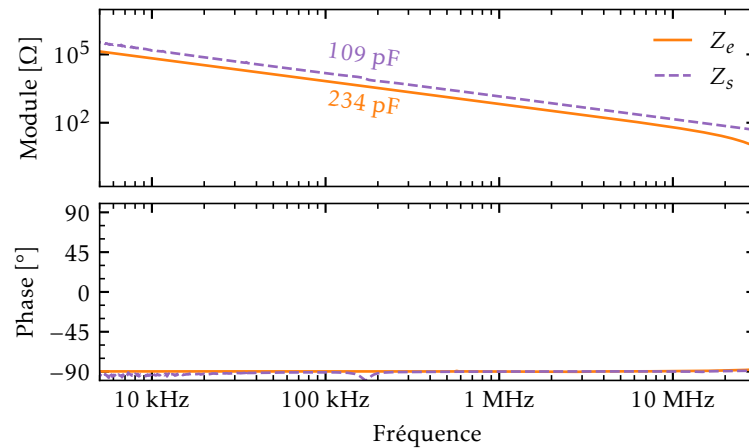


FIGURE 4.7 – Spectres des impédances d'entrée et de sortie du convertisseur.

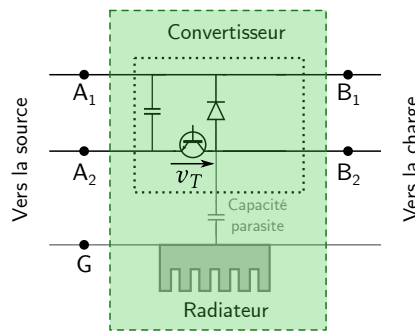


FIGURE 4.8 – Schéma du convertisseur dans la chaîne de conversion.

#### 4.1.3.2 Représentation moyenne de la source des PEMC

La source des PEM de MC est modélisée en prenant la valeur de la moyenne des tensions entre les  $n$  phases  $B$  en sortie et les  $m$  phases  $A$  en entrée du convertisseur [Rev11; Vid17; Sat20]. Cette approche s'appuie sur l'hypothèse de la séparation des modes (cf. la section 1.2.2.2). Ici le convertisseur est de type *Buck* avec le transistor en bas dans le bras, comme cela est schématisé dans la figure 4.8. Le module utilisé pour le convertisseur est un module, avec un transistor bipolaire à grille isolée (*insulated-gate bipolar transistor*) (IGBT) et une diode, de référence *APTGT25X120T3G*. La tension moyenne de mode commun entre la sortie et l'entrée est donc égale à la moitié de la tension aux bornes du transistor comme cela est démontré dans l'équation (4.1).

$$v_{PEM} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n v_{B_j G} - \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m v_{A_i G} = \frac{v_{B_1 G} + v_{B_2 G}}{2} - \frac{v_{A_1 G} + v_{A_2 G}}{2} = \frac{v_T}{2} \quad (4.1)$$

La tension aux bornes du transistor est mesurée grâce à un oscilloscope (*Teledyne LeCroy, WaveRunner HRO 667i*), au moyen d'une sonde différentielle (*ADP305*). La sonde ajoute un couplage capacitif à la mesure (8 pF entre les connecteurs et la terre), mais il est considéré

Paramètre	Symbole	Valeur Moyenne	Écart-type
Fréquence	$f_{sw}$	20,110 kHz	8 Hz
Rapport cyclique	$D$	49,5 %	0,02 %
Temps de montée	$\tau_r$	560,9 ns	0,6 ns
Temps de descente	$\tau_f$	22,6 ns	0,3 ns
Amplitude	$V_{T,max}$	328,74 V	0,07 V

TABLEAU 4.1 – Paramètres de la source trapézoïdale des perturbations .

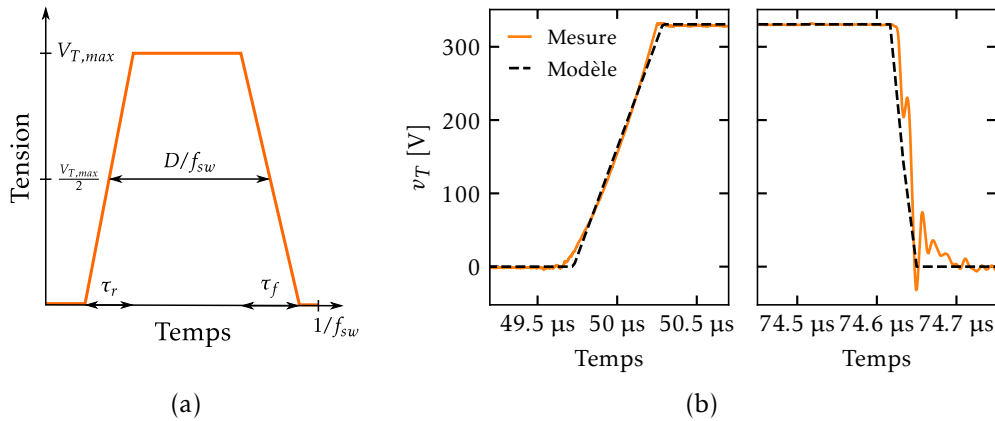


FIGURE 4.9 – Modélisation de la tension aux bornes du transistor : (a) schéma du trapèze équivalent, (b) ajustement du modèle trapèze à la mesure avec zoom sur les fronts de commutation.

comme négligeable ici face à la capacité  $C_{oss}$  du transistor (ici environ 30 pF à 300 V d'après [Mar13b]). Les mesures de CEM suivantes sont réalisées sans cette sonde branchée. Sur cette mesure temporelle, un modèle de trapèze parfait est défini, comme dans la figure 4.9(a) avec  $f_{sw}$  la fréquence de commutation,  $D$  le rapport cyclique à mi-amplitude,  $\tau_r$  la durée de montée,  $\tau_f$  la durée de descente, et  $V_{T,max}$  la tension maximale. L'ajustement du modèle sur la mesure se fait par détection des pentes entre 10 % et 90 % de l'amplitude du signal, sur 9 périodes. Les paramètres extraits sont rassemblés dans le tableau 4.1, et la comparaison du modèle avec la mesure est montrée dans la figure 4.9(b). Le temps de montée  $\tau_r$  est relativement lent par rapport au temps de descente  $\tau_f$  car le transistor utilisé dans le convertisseur est de type IGBT et le courant qui y passe est faible en comparaison du courant nominal. La mesure du front descendant présente des oscillations qui ne sont pas reproduites par le modèle trapézoïdale. Mais ces écarts de modélisation sont peu impactant comme ce sera montré plus loin sur le spectre modélisé du courant de mode commun.

Connaissant l'évolution temporelle de la source des PEM, la transformation de Fourier  $\mathcal{F}$  est appliquée pour obtenir l'évolution fréquentielle de la source des PEM  $V_{PEM}$ . Pour l'application numérique une transformation de Fourier rapide (*Fast Fourier Transform*) (FFT) est utilisée.

$$V_{PEM} = \mathcal{F}(v_{PEM}) \quad (4.2)$$

Le signal étant périodique, la transformée de Fourier est discrète et définie sur l'ensemble des harmoniques  $\mathcal{H}$  défini ici dans l'équation (4.3) et sera utilisé plus tard pour restreindre les calculs aux fréquences harmoniques. Ici la contribution du continu n'est pas prise en compte car

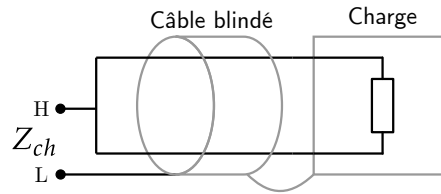


FIGURE 4.10 – Mesure de l'impédance de mode commun du câble et de la charge en sortie du convertisseur.

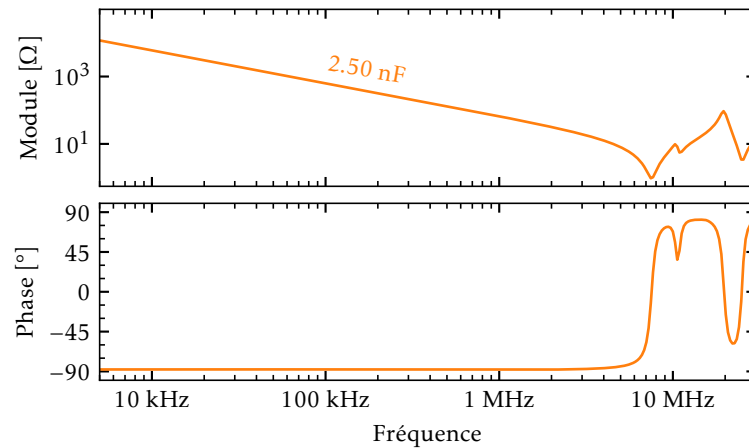


FIGURE 4.11 – Spectres d'impédance de la charge et du câble blindé de 5 m en aval du convertisseur.

les perturbations de mode commun sont dues à des couplages capacitifs.

$$\mathcal{H} = \{n \cdot f_{sw} \mid n \in \mathbb{N}^*\} \quad (4.3)$$

#### 4.1.4 Caractérisation de MC du câble chargé

La charge utilisée est de type  $R-L$  série branchée sur un câble blindé. Elle a pour valeurs nominales  $L = 6,12\text{mH}$  et  $R = 66\Omega$ . Une mesure d'impédance de MC est réalisée sur le câble branché à la charge en connectant l'analyseur d'impédance aux phases en court-circuit d'un côté, et au blindage du câble de l'autre côté, comme cela est indiqué sur la figure 4.10. L'impédance alors obtenue est appelée  $Z_{ch}$ . La charge  $R-L$  a été symétrisée (en réalisant ici un branchement série du type  $R/2-L-R/2$ ). Le spectre de l'impédance du câble chargé est montré dans la figure 4.11. La capacité équivalente dans la partie basse du spectre est de 2,50 nF. Au-delà de 7,5 MHz les résonances dues à la longueur de câble, et au couplage avec le plan de masse apparaissent.

#### 4.1.5 Expression analytique des PEMC de MC mesurées au RSIL

La caractérisation de la chaîne de conversion présentée précédemment permet d'obtenir un modèle circuit équivalent de MC de la chaîne de conversion, avec les chemins de perturbations représentés par des impédances complexes et la source des perturbations représentée par une source de tension trapézoïdale, modélisée d'après la mesure. Pour aider à la lecture, le schéma

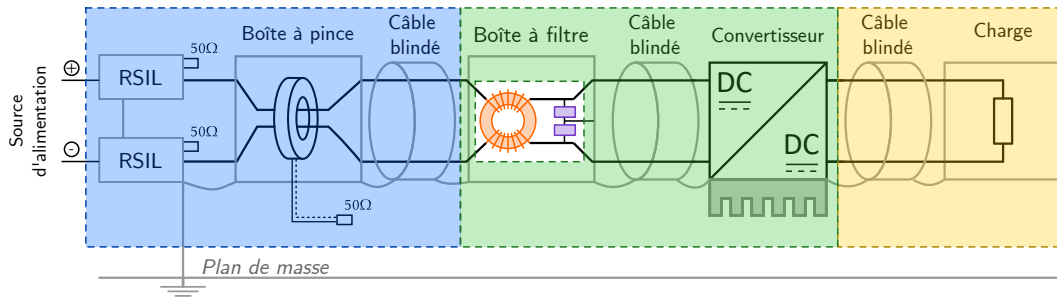


FIGURE 4.12 – Schéma structurel de la chaîne de conversion pour l'identification des impédances équivalentes.

structurel de la chaîne de conversion agrémenté d'un code couleur est montré dans la figure 4.12. Le code couleur rappelle les éléments de la chaîne de conversion caractérisés dans les sous-sections précédentes, et sera utilisé dans les circuits équivalents. Sur le schéma est ajouté le filtre, dont les impédances ne seront pas issues d'une caractérisation, mais du dimensionnement présenté dans la section 4.2. Le modèle circuit équivalente de MC de la chaîne de conversion permet dans un premier temps de définir un modèle de Thévenin équivalent des sources de perturbation. Puis dans un deuxième temps ce modèle de Thévenin est utilisé pour exprimer le courant de mode commun mesuré au niveau des RSIL sans le filtre. Et enfin, ce même courant est exprimé en fonction des impédances de la bobine et des condensateurs du filtre. Cette expression servira dans la section 4.2 à déterminer l'impédance requise pour respecter les niveaux d'émission limites définis par la norme de CEM.

#### 4.1.5.1 Expression de $I_{MC}$ sans filtre

La figure 4.13(a) montre le circuit équivalent de mode commun de la chaîne de conversion sans filtre. Un modèle de Thévenin de la chaîne de conversion est utilisé pour exprimer le courant de mode commun  $I_{MC,sf}$  sans filtre. L'équivalent de Thévenin [Thé83] est défini entre les points A et G, et représenté dans la figure 4.13(b).

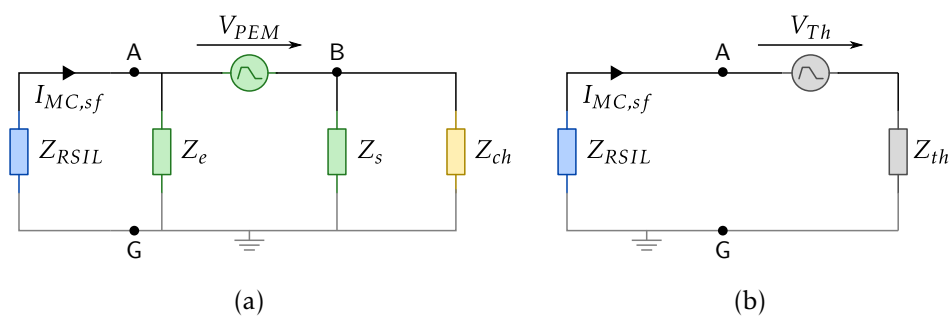


FIGURE 4.13 – Modèle circuit de mode commun de la chaîne de conversion (a) sans le filtre, et (b) son circuit de Thévenin équivalent.

L'impédance de Thévenin  $Z_{Th}$ , issue de la mise en parallèle (symbole ||) de  $Z_e$ ,  $Z_s$  et  $Z_{ch}$ , a

alors pour expression

$$Z_{Th} = Z_e \parallel Z_s \parallel Z_{ch} = \frac{Z_e \cdot Z_s \cdot Z_{ch}}{Z_e \cdot Z_s + Z_e \cdot Z_{ch} + Z_s \cdot Z_{ch}}. \quad (4.4)$$

Le générateur de Thévenin est alors

$$V_{Th} = \frac{Z_e}{Z_e + \frac{Z_s \cdot Z_{ch}}{Z_s + Z_{ch}}} \cdot V_{PEM}. \quad (4.5)$$

Il est alors facile d'obtenir l'expression des PEMC de MC, sous la forme du courant de mode commun sans filtre  $I_{MC,sf}$ , grâce à un diviseur de tension soit

$$I_{MC,sf} = \frac{1}{Z_{Th} + Z_{RSIL}} V_{Th} \quad (4.6)$$

#### 4.1.5.2 Expression de $I_{MC}$ avec filtre

La figure 4.14 montre le circuit équivalent de mode commun de la chaîne de conversion avec filtre.

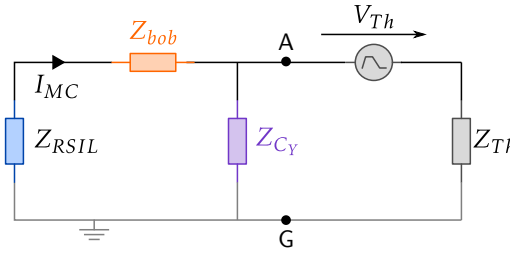


FIGURE 4.14 – Modèle circuit de mode commun de la chaîne de conversion avec son filtre.

De la même manière que précédemment, le modèle de Thévenin de la chaîne de conversion permet d'exprimer le courant de mode commun avec filtre  $I_{MC}$ , soit

$$I_{MC} = Y_{MC} \cdot V_{Th} = \frac{Z_{Cy}}{Z_{Cy} \cdot (Z_{RSIL} + Z_{bob}) + Z_{Th} \cdot (Z_{Cy} + Z_{bob} + Z_{RSIL})} \cdot V_{Th}, \quad (4.7)$$

avec  $Y_{MC}$  l'admittance de mode commun de la chaîne de conversion, et  $Z_{Cy}$  et  $Z_{bob}$  respectivement les impédances de mode commun complexes des condensateurs  $C_Y$  et de la bobine de mode commun.

Il en est déduit la fonction  $I_{MC}$  dans l'équation (4.8) qui associe à la fréquence  $f$  et à l'impédance  $Z_{bob}$  à cette même fréquence le nombre  $I_{MC}$ .

$$I_{MC} : \mathbb{R}_+, \mathbb{C} \rightarrow \mathbb{C}$$

$$f, Z_{bob} \mapsto \frac{Z_{Cy}(f) \cdot V_{Th}(f)}{Z_{Cy}(f) \cdot (Z_{bob} + Z_{RSIL}(f)) + Z_{Th}(f) \cdot (Z_{Cy}(f) + Z_{bob} + Z_{RSIL}(f))} \quad (4.8)$$

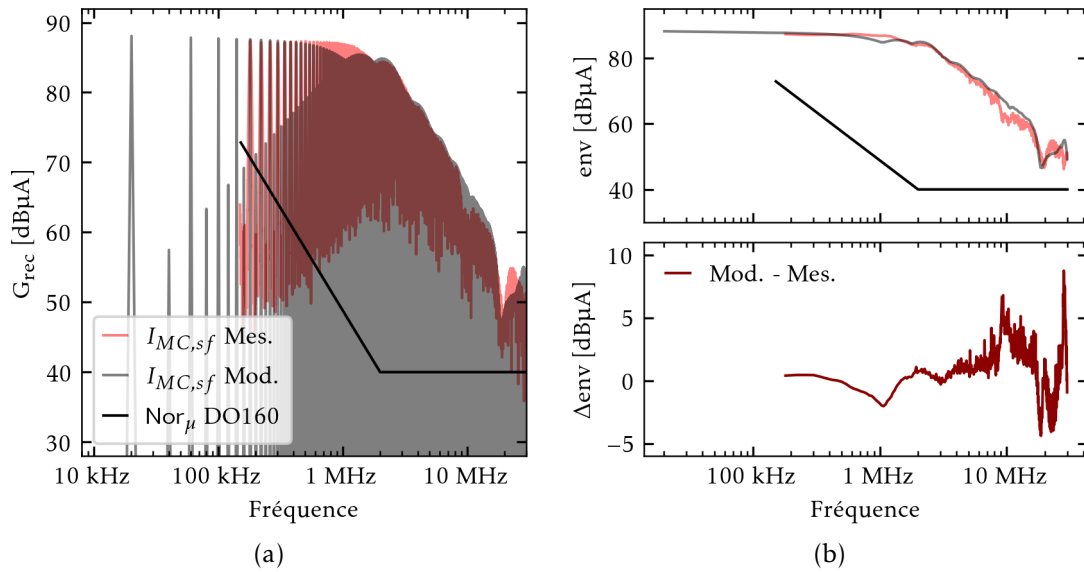


FIGURE 4.15 – Spectre du courant de mode commun au RSIL : (a) comparaison entre la mesure et le modèle, et (b) enveloppe et écart relatif à la mesure.

#### 4.1.6 Validation expérimentale du modèle de mode commun sans filtre

Le modèle de mode commun de la chaîne de conversion présenté précédemment est validé expérimentalement avec une mesure sans filtre.

##### 4.1.6.1 Mesures des PEMC au récepteur CEM

La mesure du courant de mode commun est réalisée avec un récepteur CEM (*R&S ESPI 3GHz*) configuré en détection PK au travers d'une pince de courant (*FCC-33-3*). La mesure de pré-conformité à la norme CEM est réalisée avec les réglages de l'appareil spécifiés dans l'annexe B. La pince de courant fonctionne comme un transformateur dont le secondaire est branché au récepteur CEM, c'est donc la tension au secondaire qui est mesurée. L'impédance de transfert de la pince (présentée dans l'annexe C) permet alors de convertir le signal mesuré en dB  $\mu$ V en dB  $\mu$ A.

##### 4.1.6.2 Comparaison des mesures au modèle

Le spectre du courant  $I_{MC, sf}$  (cf. équation (4.6)) est présenté dans la figure 4.15(a) sous la forme du gain de la valeur efficace. En effet le récepteur CEM travaille avec la valeur efficace du signal (voir la section 1.2.2.3). Cette approximation est acceptable en bande étroite (ici la bande passante de résolution (*resolution bandwidth*) (RBW) est égal à 9 kHz en comparaison de la fréquence de découpage de 20 kHz) et en détecteur PK. La fonction de gain du récepteur  $G_{\text{rec}}$  est donc appliquée à  $I_{MC, sf}$  afin de pouvoir le comparer avec la mesure faite au récepteur CEM, soit

$$G_{\text{rec}} : \mathbb{C} \rightarrow \mathbb{R}, \quad x \mapsto 20 \cdot \log \left( \frac{|x|}{10^{-6} \cdot \sqrt{2}} \right). \quad (4.9)$$

La figure 4.15(b) montre une enveloppe maximale, nommée  $env$ , du gain des spectres modélisés

et mesurés. La différence de ces enveloppes  $\Delta_{env}$  permet de montrer l'écart entre le modèle et la mesure dans la figure 4.15(c). Le modèle de  $I_{MC,sf}$  présente une erreur d'environ 3 dB  $\mu$ A jusque 10 MHz. Au-delà l'erreur atteint environ les 10 dB  $\mu$ A. La modélisation de mode commun de la chaîne de conversion n'étant pas la tâche prioritaire de la thèse, le modèle tel quel est retenu pour la suite des études. Le bruit dépasse le niveau de la norme  $Nor_{\mu}$  (ici de la DO160F cat. B) sur l'ensemble de la plage de fréquence, un filtre est donc nécessaire.

## 4.2 Dimensionnement de la bobine à matériau connu

Afin de respecter le niveau de bruit défini par la norme, un filtre passif de type  $LC$  est ajouté en amont du convertisseur. Le condensateur  $C_Y$  est choisi de manière à respecter les normes de sécurité et typiquement le plus grand possible. Il reste alors à dimensionner la bobine de mode commun. L'objectif de cette section est de proposer une méthode de dimensionnement dont le but est de minimiser le volume de la bobine de mode commun sous contraintes de la norme de CEM et pour un matériau magnétique donné.

### 4.2.1 Description du problème

Le problème de dimensionnement est décrit en détail avec son objectif, ses contraintes et les modèles associés, puis une stratégie de résolution est proposée.

#### 4.2.1.1 Variables de conception

Les variables usuelles pour dimensionner une bobine torique d'une certaine inductance  $L$  sont les rayons externes et internes, respectivement  $R$  et  $r$ , et la hauteur  $h$  du noyau non enrobé, ainsi que le nombre de tours  $N$ . En plus de ces quatre variables, une cinquième est proposée dans cette thèse. Comme le chapitre 3 a montré l'intérêt de régler l'espace tore-spire pour diminuer la CPE, le composant bobiné est décrit ici avec des écarteurs tore-spire d'épaisseur  $\delta_s$ .

#### 4.2.1.2 Objectif de minimisation du volume bobiné

L'objectif est de minimiser le volume du composant bobiné, défini par un cylindre qui englobe le noyau magnétique et le bobinage, comme montré dans la section de la figure 4.16. Le volume bobiné est donc

$$V_b = \pi \cdot R_t^2 \cdot h_t = \pi \cdot (R + c_R + \delta_s + s_R + d_o)^2 \cdot (h + 2 \cdot (c_h + \delta_s + s_h + d_o)). \quad (4.10)$$

La modélisation des espace tore-spire  $s_R$  et  $s_h$  est complexe, car ils dépendent des dimensions du noyau et du conducteur, ainsi que de la tension du fil à l'enroulement. La mise au point d'un tel modèle mécanique est hors du cadre de cette thèse et fait partie des perspectives. Dans la suite, il est donc considéré un espace tore-spire crête  $s$ , et une épaisseur d'enrobage constant  $c$  égaux sur toutes les faces du composant. Ces espaces seront déterminés empiriquement en fonction des dimensions de quelques bobines dans la section 4.2.6, et serviront notamment pour calculer la CPE. Cela permet de simplifier l'écriture du problème et sa résolution, avec peu d'impact sur le résultat final car généralement ces distances sont très faibles devant les dimensions des noyaux. Pour simplifier l'écriture une distance équivalente  $\delta_{tc}$  est alors proposée telle que

$$\begin{cases} c_h = c_R = c \\ s_h = s_R = s \end{cases} \implies \delta_{tc} = c + s. \quad (4.11)$$

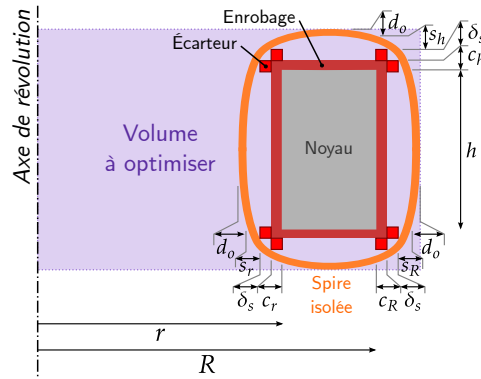


FIGURE 4.16 – Schéma du volume bobiné à optimiser.

La nouvelle expression du volume bobiné en est alors déduite, soit

$$V_b = \pi \cdot (R + \delta_{tc} + \delta_s + d_o)^2 \cdot (h + 2 \cdot (\delta_{tc} + \delta_s + d_o)). \quad (4.12)$$

Le volume bobiné du composant est contraint par le respect de la norme de CEM et par les propriétés physiques de la bobine qui sont détaillées ci-après.

#### 4.2.1.3 Contrainte Normative

La contrainte normative impose que le niveau de bruit  $I_{MC}$  dans la plage de fréquences de la norme soit inférieur au niveau de la norme  $\text{Nor}_\mu$ . Les niveaux limites des normes de CEM sont définis entre les fréquences  $f_{min}$  et  $f_{max}$ , soit l'ensemble  $\mathcal{N} = [f_{min}, f_{max}]$ . L'ensemble des harmoniques compris dans l'intervalle de la norme  $\mathcal{H}_N$  est alors l'intersection de  $\mathcal{H}$  avec  $\mathcal{N}$  comme cela est défini dans l'équation (4.13).

$$\mathcal{H}_N = \mathcal{H} \cap \mathcal{N} \quad (4.13)$$

La fonction écart à la norme  $E_N$  qui dépend de l'impédance de la bobine  $Z_{bob}$  et de la fréquence considérée est alors définie dans l'équation (4.14).

$$E_N : \mathcal{H}_N, \mathbb{C} \rightarrow \mathbb{R} \\ f, Z_{bob} \mapsto G_{\text{rec}}(I_{MC}(f, Z_{bob})) - \text{Nor}_\mu(f) \quad (4.14)$$

La contrainte normative est ensuite traduite dans l'équation (4.15) avec  $Z_{bob}$  la fonction d'impédance de la bobine.

$$\forall f \in \mathcal{H}_N, E_N(f, Z_{bob}(f)) \leq 0 \quad (4.15)$$

L'impédance de la bobine  $Z_{bob}$  dépend du matériau et du bobinage, et elle est définie à la suite.



#### 4.2.1.4 Impédance de la bobine

D'après le chapitre 2, l'impédance  $Z_{L\mu}$  d'une bobine torique de  $N$  tours et de matériau magnétique à la perméabilité magnétique complexe  $\overline{\mu_r}$  est

$$Z_{L\mu}(f) = \mu_0 \overline{\mu_r}(f) \cdot \frac{h}{2\pi} N^2 \ln\left(\frac{R}{r}\right). \quad (4.16)$$

La contribution de la capacité du matériau (cf. chapitre 2, et plus particulièrement la section 2.3), qui concerne surtout les ferrites de type Mn-Zn, n'est pas prise en compte dans la procédure de dimensionnement présentée ici. En effet, il a été montré qu'elle peut être négligée car masquée par la CPE pour un nombre de tours suffisamment élevé. De plus le modèle de Debye de la perméabilité magnétique donne une bonne approximation de l'impédance d'un noyau de petite taille. Or ici, l'objectif étant de minimiser le volume, cette condition sera a priori rencontrée. Enfin, la contribution capacitive du bobinage, la CPE, est ajoutée en parallèle. L'impédance obtenue est alors

$$Z_{L\mu C}(f) = Z_{L\mu}(f) \parallel \frac{1}{j \cdot 2\pi f \cdot CPE}. \quad (4.17)$$

La CPE est calculée avec le modèle détaillé dans le chapitre 3. Les capacités élémentaires sont simulées en suivant la procédure décrite dans la figure 3.21, puis les résultats sont injectés dans l'équation (3.7). Comme expliqué précédemment, l'écart tore-spire est réglé par l'ajout d'écarteurs d'épaisseur  $\delta_s$ . L'impédance de la bobine est donc représentée par une fonction  $Z_{L\mu C}$  des cinq variables de conception à savoir  $R, r, h, N$  et  $\delta_s$ .

#### 4.2.1.5 Contraintes sur le composant

Le composant bobiné doit aussi respecter quelques contraintes géométriques et physiques, qui sont définies ci-après.

**Faisabilité du noyau :** La première contrainte concerne l'obtention d'un noyau réalisable physiquement qui est garantie par

$$R > r. \quad (4.18)$$

**Simple couche de bobinage (SL) :** La seconde contrainte géométrique concerne le nombre maximum de tours insérables sur la fraction  $\beta$  du demi-périmètre interne du noyau (la bobine de mode commun a ici deux enroulements), en prenant en compte l'espace tore-spire  $\delta_{tc} + \delta_s$  et l'espace inter-spire  $\zeta_r$ , comme montré dans la figure 4.17. Cette contrainte est appelée simple couche (*single layer*) (SL) et elle est linéarisée pour un nombre de tours suffisamment grand par

$$\beta\pi \cdot \left(r - \frac{d_o}{2} - \delta_{tc} - \delta_s\right) \geq N \cdot (d_o + \zeta_r). \quad (4.19)$$

En effet pour  $N > 10$ , il vient que  $\sin(\beta\pi/N) \approx \beta\pi/N$ .

**Non saturation du noyau (NS) :** Enfin la dernière contrainte est la non saturation (NS) du matériau magnétique. Ici l'inductance de fuite est négligée, seul le courant de mode commun est à l'origine de la saturation. En effet, même si des saturations partielles du noyau sont possibles, elles ne semblent pas majoritaires dans le phénomène de saturation d'après [Zai19]. Cet aspect pouvant dépendre des applications, la prise en compte de la part de champ  $B$  due aux courants de mode différentiel fait partie des perspectives de ces travaux. Le niveau d'induction  $B$  est

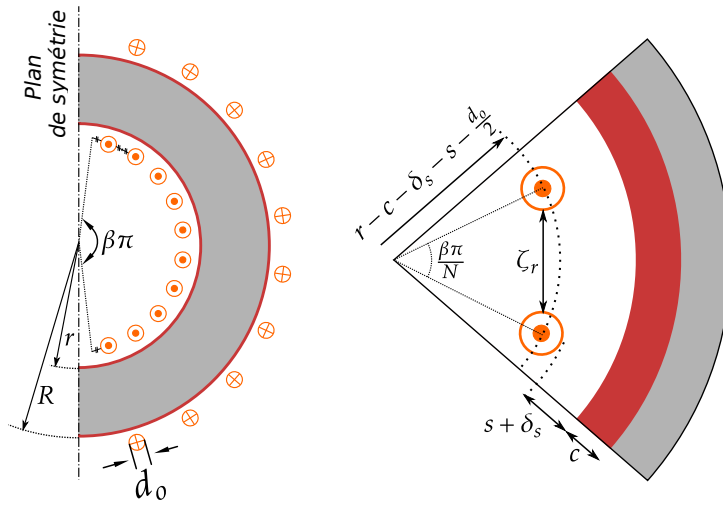


FIGURE 4.17 – Schéma de la contrainte de simple couche, avec zoom sur une paire de spires le long du périmètre interne.

alors maximal sur le rayon interne du composant en vertu du théorème d'Ampère. Dans ces travaux, il est considéré que le cycle majeur à la fréquence de commutation  $f_{sw}$  provoque la plus grande part de la saturation (cette hypothèse est valable pour une application de type *Buck*, mais demande à être revue pour des applications de type onduleur [Vid17]). C'est pour cette raison que le niveau d'induction maximal est défini avec la perméabilité magnétique relative primaire à la fréquence de commutation  $\mu'_r(f_{sw})$ . Afin de garder une marge de sécurité, le niveau d'induction maximale  $B_{max}$ , qui correspond à la part  $k_B$  du niveau de saturation  $B_{sat}$ , est défini, avec  $I_{max}$  le courant maximal en temporel, soit

$$B_{max} = \mu_0 \cdot \mu'_r(f_{sw}) \cdot \frac{N \cdot I_{max}}{2\pi r} \leq k_B \cdot B_{sat}. \quad (4.20)$$

Le courant  $I_{max}$  en question est la part du courant due à la partie magnétique de la bobine. En effet, les courants à HF qui passent par les couplages capacitifs du bobinage n'excitent pas le noyau. Ainsi pour calculer le courant  $I_{max}$ , le courant de mode commun  $I_{MC,L\mu}$  avec filtre mais sans la CPE est calculé en injectant équation (4.17) dans l'équation (4.8), soit

$$\forall f \in \mathcal{H}, I_{MC,L\mu}(f) = I_{MC}(f, Z_{L\mu}(f)). \quad (4.21)$$

Le courant  $I_{max}$  en est alors déduit grâce à une transformation de Fourier inverse sur le bruit  $I_{MC,L\mu}$ , soit

$$I_{max} = \max_t (|\mathcal{F}^{-1}(I_{MC,L\mu})(t)|). \quad (4.22)$$

D'un point de vue pratique, cette opération est réalisée de manière numérique par une transformation de Fourier rapide inverse (*Inverse Fast Fourier Transform*) (IFFT) sur l'ensemble des harmoniques compris dans l'ensemble  $\mathcal{H}$ .

#### 4.2.1.6 Formalisme de l'optimisation

Le problème décrit précédemment est réécrit grâce au formalisme des problèmes d'optimisation numérique dans (4.23) pour plus de clarté et pour rassembler toutes les équations du problème au même endroit. L'objectif du problème est de minimiser le volume bobiné (4.23a) en utilisant les variables réelles positives  $(R, r, h, \delta_s)$  et entière naturelle non nulle  $N$ . La plupart de ces variables de conception se trouvent dans l'expression du volume bobiné (4.23a), mais aussi dans la contrainte du respect de la norme (4.23b) à travers l'impédance de la bobine  $Z_{L\mu C}$  calculée avec l'équation (4.17). Les autres contraintes permettent de réaliser un composant faisable (4.23c), à deux bobinages à une seule couche sur son périmètre interne (4.23d), et qui ne fait pas saturer son matériau magnétique (4.23e). Il est intéressant de rappeler que  $I_{max}$  dépend lui aussi de l'impédance de la bobine (cf. équation (4.22)) et indirectement des variables de conception.

$$\min_{(R, r, h, \delta_s) \in \mathbb{R}_+^4, N \in \mathbb{N}^*} V_b = \pi(R + d_o + \delta_{tc} + \delta_s)^2 \cdot (h + 2 \cdot (d_o + \delta_{tc} + \delta_s)) \quad (4.23a)$$

$$\text{soumis à } 0 > \max_{f \in \mathcal{H}_N} E_N(f, Z_{L\mu C}(f, R, r, h, N, \delta_s)) \quad (\text{Norme}) \quad (4.23b)$$

$$r < R \quad (\text{faisabilité}) \quad (4.23c)$$

$$r \geq \frac{N \cdot (d_o + \zeta_r)}{\beta\pi} + \frac{d_o}{2} + \delta_{tc} + \delta_s \quad (\text{SL}) \quad (4.23d)$$

$$r \geq \mu_0 \cdot \mu'_r(f_{sw}) \cdot \frac{N \cdot I_{max}}{2\pi k_B B_{sat}} \quad (\text{NS}) \quad (4.23e)$$

#### 4.2.1.7 Stratégie de résolution

Le problème (4.23) est relativement complexe à résoudre car une des variables de conception est entière, la continuité et la dérivabilité de la contrainte de la norme ne sont pas assurées, la modélisation semi-analytique de la CPE introduit du bruit numérique, et d'après [Zai18; Zai19] des minimums locaux du volume peuvent exister. Ce genre de problème est habituellement résolu avec un algorithme de résolution numérique global sans gradient tel que l'algorithme génétique [Mar22]. Il est aussi possible de considérer un espace de conception idéal et continu dans un premier temps afin d'utiliser des méthodes basées sur les gradients [Tou13; Del16; Vol21b; Del22], puis de réaliser une discrétisation finale [Vol21b; Del22]. Mais ces approches purement numériques rendent complexe l'interprétation du résultat et sont gourmandes en calcul.

La stratégie d'optimisation adoptée ici est semi-analytique, dédiée au problème (4.23) et tirée des travaux entrepris au *L2EP* par Bilel Zaïdi et décrits dans [Zai18; Zai19]. Cette stratégie sera adaptée au nouveau modèle de la CPE notamment. Les grandes étapes de cette stratégie sont :

- la détermination de l'impédance minimale requise (coefficient géométrique minimal et CPE maximale) pour le respect de la norme (cf. section 4.2.2),
- le dimensionnement de la bobine pour le coefficient géométrique minimal  $A_{min}$  (cf. section 4.2.3),
- la détermination du volume optimal en autorisant une valeur d'inductance (ou un coefficient géométrique  $A$ ) plus grande que le requis minimal pour respecter la norme (cf. section 4.2.4),
- la prise en compte du comportement capacitif du bobinage dans le dimensionnement (cf. section 4.2.5).

Cette stratégie sera validée expérimentalement dans la section 4.2.6. La connaissance des équations issues de cette stratégie permettra de proposer dans la section 4.3 des indicateurs pour le choix du matériau magnétique qui minimise le volume d'une application donnée.

Dans un souci de clarté et de cohérence du manuscrit, certaines étapes clés de la stratégie sont directement reprises de [Zai18; Zai19]. Elles sont alors synthétisées et légèrement modifiées pour correspondre aux notations de cette thèse, et prendre en compte l'écartement tore-spire modulable  $\delta_s$ . Ces étapes sont :

- le calcul du coefficient géométrique minimal  $A_{min}$  de la bobine requis pour passer la norme (cf. section 4.2.2.1),
- le calcul de la CPE maximale pour passer la norme pour le coefficient géométrique  $A_{min}$  (cf. section 4.2.2.2),
- la détermination par une méthode semi-analytique des dimensions du noyau et du nombre de tours optimaux pour un coefficient géométrique  $A$  et un courant  $I_{max}$  donnés (cf. section 4.2.3.2),
- et la recherche du coefficient géométrique  $A \geq A_{min}$ , qui donne dans certains cas un volume bobiné plus petit que lorsque  $A_{min}$  est imposé, ce «meilleur» (*best*) coefficient géométrique est nommé  $A_{best}$  (cf. section 4.2.4).

Les nouveaux développements proposés dans cette thèse sont :

- la détermination par une méthode de type parcours de BDD des dimensions du noyau et du nombre de tours optimaux pour un coefficient géométrique  $A$  et un courant  $I_{max}$  donné (cf. section 4.2.3.3), afin de pouvoir fabriquer les bobines avec des composants disponibles sur le marché;
- l'utilisation du modèle de la CPE du chapitre 3 pour vérifier le respect de la norme à HF (cf. section 4.2.5) et dans le cas contraire l'augmentation de l'écart tore-spire pour diminuer la CPE;
- et enfin l'utilisation d'un indicateur du volume final du composant pour le tri des matériaux magnétiques avant optimisation (cf. section 4.3), mis au point grâce à une simplification de la résolution semi-analytique de [Zai18].

Le traitement de la CPE arrive après la recherche du coefficient géométrique  $A_{best}$ , car la CPE dépend de la longueur de la spire et de l'écartement de celle-ci au noyau, comme cela a été vu dans le chapitre 3. Or, la longueur de la spire étant indirectement liée au volume du noyau, il est intéressant de minimiser ce dernier en premier lieu, puis seulement si nécessaire de prendre en compte un plus grand écartement tore-spire pour minimiser la capacité. Ces sous-problèmes sont détaillés dans les sections suivantes.

## 4.2.2 Détermination de l'impédance minimale requise pour le respect de la norme

Le respect de la norme CEM est assurée lorsque l'équation (4.23b) est vérifiée. Il est intéressant de remarquer que l'écart à la norme ne dépend pas directement des variables de conception  $(R, r, h, \delta_s, N)$ . En effet  $Z_{bob}$  dépend du coefficient géométrique  $A$  de la bobine et de la CPE, soit en écrivant à nouveau  $Z_{L\mu C}$

$$Z_{L\mu C}(f, A, CPE) = \frac{j \cdot \omega \cdot \bar{\mu}(f) \cdot A}{1 - \omega^2 \cdot CPE \cdot \bar{\mu}(f) \cdot A}, \quad (4.24)$$

avec

$$A = \mu_0 \cdot \frac{h}{2\pi} N^2 \ln\left(\frac{R}{r}\right). \quad (4.25)$$

Il est donc possible de découpler la contrainte du respect de la norme, du dimensionnement de la bobine de mode commun à géométrie connue, et à CPE connu. L'équation (4.15) est alors écrite à nouveau, mais en valeur linéaire (avant la transformation vers le gain en dB  $\mu$ A) afin de simplifier les calculs, soit

$$\forall f \in \mathcal{H}_N, \quad \left| I_{MC}(f, Z_{L\mu C}(f, A, CPE)) \right| - \text{Nor}(f) \leq 0, \quad (4.26)$$

avec

$$\text{Nor}(f) = \sqrt{2} \cdot 10^{\frac{\text{Nor}_\mu(f)}{20}} \cdot 10^{-6} \quad (4.27)$$

la valeur crête linéaire de la norme convertie depuis sa valeur en gain  $\text{Nor}_\mu$  grâce à l'opération inverse à  $G_{rec}$  de l'équation (4.9) (les récepteurs CEM mesurent la valeur efficace, cf. section 1.2.2.3). Pour trouver les valeurs limites qui respectent l'équation (4.26), l'inégalité doit être vérifiée pour chaque fréquence  $f \in \mathcal{H}$ . Or il y a deux inconnues  $A$  et  $CPE$ . Mais sachant qu'en basse fréquence c'est le comportement inductif de la bobine qui domine, et en haute fréquence le comportement capacitif du bobinage, le coefficient géométrique minimal qui permet de respecter la norme sera d'abord calculé seul (sans CPE), puis la CPE maximale sera déterminée en fonction du coefficient géométrique.

#### 4.2.2.1 Détermination du coefficient géométrique minimal

Pour déterminer le coefficient géométrique  $A_{min}$  qui permet de respecter la norme sans la CPE (soit  $CPE = 0$ , et donc  $Z_{L\mu C}(f, A, 0) = Z_{L\mu}(f, A)$ ), l'inégalité suivante doit être respectée, soit

$$\forall f \in \mathcal{H}_N, \quad A > A_{min}, \quad \left| I_{MC}(f, Z_{L\mu}(f, A)) \right| \leq \text{Nor}(f). \quad (4.28)$$

La méthode de résolution employée ici a été développée précédemment au L2E dans la thèse de Bilel Zaïdi [Zaï18] (les détails des calculs sont disponibles dans l'annexe D). Le calcul commence par exprimer cette inéquation sous la forme d'un polynôme du second degré en  $A$ , après avoir utilisé la forme rectangulaire des impédances complexes  $Z_{RSIL}, Z_{Th}, Z_{Cy}$  et  $Z_{L\mu}$ . Lorsque le discriminant de polynôme est négatif ou nul cela implique que l'inégalité est déjà validée et que les condensateurs  $C_Y$  seuls sont suffisants pour filtrer le bruit. A l'opposé pour un discriminant positif, une des deux solutions, qui donne un  $A$  positif est retenue et appelée  $A_{sol}$ . Ce calcul est réalisé pour tout  $f \in \mathcal{H}_N$ , et il en déduit  $A_{min}$  tel que

$$A_{min} = \max_{f \in \mathcal{H}_N} A_{sol}(f). \quad (4.29)$$

À titre d'exemple, le calcul de  $A_{min}$  est appliqué à la chaîne de conversion présentée dans la section 4.1, avec les condensateurs  $C_Y$  dont les paramètres RLC série sont résumés dans le tableau 4.2, et avec deux matériaux différents dont la perméabilité complexe est modélisée avec le modèle de Debye de l'équation (2.28). Le premier matériau est le N30 ( $\mu_{ri} = 4300$ ,  $f_{rel} = 1,5$  MHz) et le résultat est montré dans la figure 4.18(a). Pour ce matériau, le coefficient géométrique dimensionnant est au début de la plage de fréquences de la norme, au-delà de 15 MHz le bruit est déjà filtré en grande partie par  $C_Y$ . C'est pour cette raison que  $A_{sol} = 0$ . Le second matériau est le 3E6 ( $\mu_{ri} = 20000$ ,  $f_{rel} = 120$  kHz) pour lequel le résultat est montré dans la figure 4.18(b). La fréquence de dimensionnement est à environ 8,2 MHz. Le coefficient géométrique minimal  $A_{min}$  de la bobine étant déterminé, la CPE maximale est calculée dans la sous-section suivante.

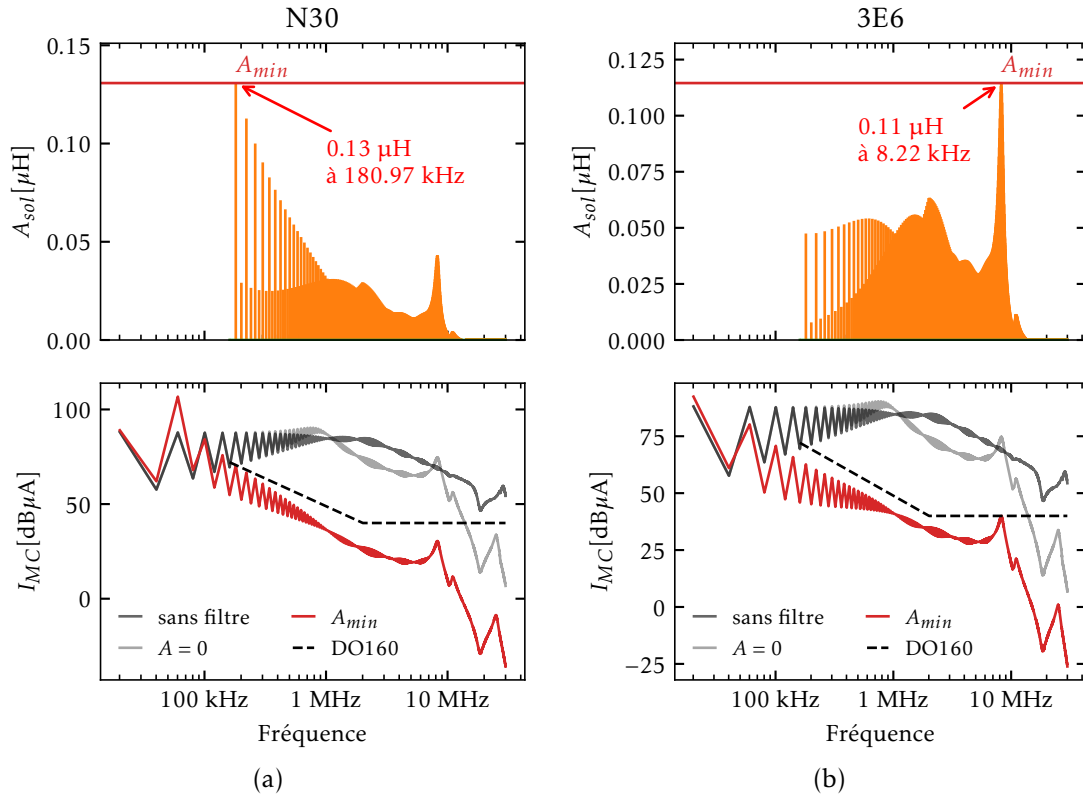


FIGURE 4.18 – Détermination du coefficient géométrique minimal pour deux matériaux : (a) N30, (b) 3E6.

#### 4.2.2.2 Détermination de la CPE maximale

La CPE maximale est maintenant déterminée pour un coefficient géométrique  $A$  connu. De la même manière que précédemment, la CPE maximale  $C_{max}$  est la CPE maximale qui respecte l'inégalité suivante, soit

$$\forall f \in \mathcal{H}_N, \quad \left| I_{MC}(f, Z_{L\mu C}(f, A, C_{max})) \right| \leq \text{Nor}(f). \quad (4.30)$$

Et comme précédemment, la méthode de résolution a été développée au  $L2EP$  dans la thèse de Bilel Zaïdi [Zaï18] (les détails des calculs sont disponibles dans l'annexe E). L'expression de l'inégalité est retravaillée jusqu'à obtenir un polynôme du second degré en  $C$ . Lorsque son

Paramètre	Symbole	Valeur
Capacité	$C_Y$	4,1 nF
Inductance série équivalente	$esl$	6 nH
Résistance série équivalente	$esr$	75 mΩ

TABEAU 4.2 – Paramètres  $RLC$  série des condensateurs  $C_Y$

discriminant est négatif ou nul cela implique que les condensateurs  $C_Y$  sont suffisants pour filtrer seuls le bruit. La solution positive lorsque le discriminant est positif est retenue, et appelée  $C_{sol}$ . Ce calcul est réalisé pour toutes les fréquences  $f \in \mathcal{H}_N$ . La capacité  $C_{max}$  qui est la limite haute de la CPE pour le coefficient géométrique  $A \geq A_{min}$  est donc définie comme le minimum des capacités solutions, soit

$$C_{max} = \min_{f \in \mathcal{H}_N} C_{sol}(f). \quad (4.31)$$

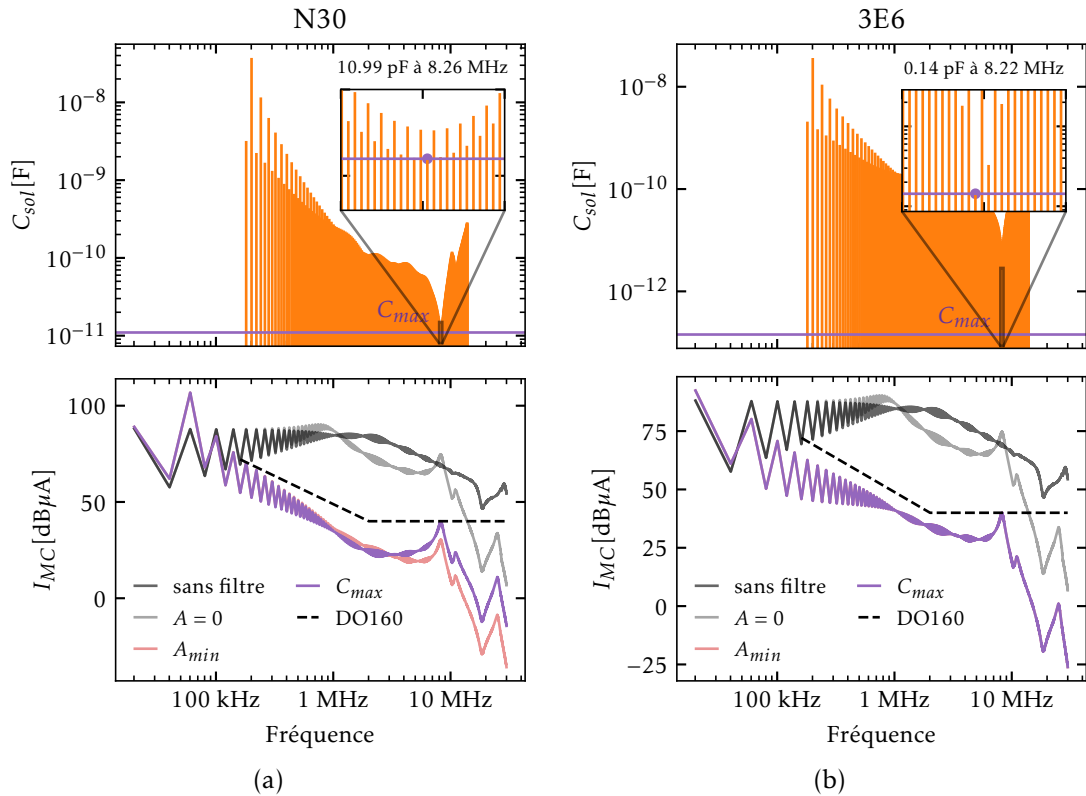
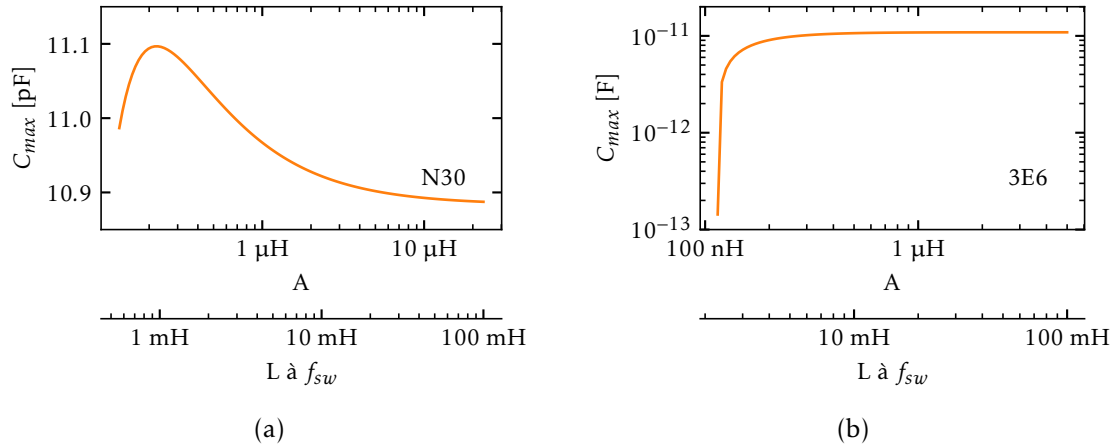


FIGURE 4.19 – Détermination de la CPE maximale pour deux matériaux : (a) N30 et (b) 3E6.

A titre d'exemple les deux cas précédents sont repris dans la figure 4.19. La figure 4.19(a) montre le résultat pour le matériau N30. La valeur maximale de la CPE est de 11 pF, et elle ramène le niveau de bruit au niveau de la norme à la fréquence de 8,26 MHz. Pour le matériau 3E6 dans la figure 4.19(b) cette valeur est beaucoup plus faible car le niveau de bruit est déjà au niveau de la norme à la fréquence de 8,22 MHz. La valeur de  $C_{max}$  dépend de la valeur de  $A$  comme le montrent les figures 4.20(a) et 4.20(b) pour respectivement les matériaux N30 et 3E6 (l'axe supplémentaire en dessous est issu d'une simple conversion de  $A$  vers  $L = \mu_{f_{sw}} \cdot A$ ). Dans le cas du N30 cette variation est très faible et l'hypothèse de découplage du calcul de  $A_{min}$  et  $C_{max}$  est validée. Dans le cas du 3E6 cette hypothèse n'est plus valable car  $A_{min,3E6}$  a été dimensionné pour la partie haute fréquence du spectre. Ainsi quand  $A$  devient suffisamment grand, l'hypothèse de découplage est validée et la même valeur que pour le N30 est retrouvée, à savoir 10,9 pF.

FIGURE 4.20 – Évolution de la CPE maximale en fonction de  $A$ .

La connaissance de  $A_{min}$ , du courant  $I_{max}$  associé (issu de l'application de l'équation (4.22) avec  $L_{min} = \mu_0 \mu_r'(f_{sw}) \cdot A_{min}$ ) et de la CPE maximale permet ensuite de dimensionner une bobine de mode commun pour ce cahier des charges sans faire appel au modèle de mode commun de la chaîne de conversion.

### 4.2.3 Dimensionnement de la bobine pour le coefficient géométrique requis

Le coefficient géométrique minimal pour respecter la norme a été défini à la section précédente. La bobine de mode commun est maintenant dimensionnée de manière optimale pour un coefficient géométrique donné  $A$ , avec le courant  $I_{max}$  associé. Dans cette sous-section le dépassement de la valeur  $C_{max}$  par la CPE n'est pas abordé, il sera détaillé dans un second temps dans la section 4.2.5.

#### 4.2.3.1 Description du problème d'optimisation

Le problème d'optimisation du volume bobiné de la bobine de mode commun pour un coefficient géométrique  $A$  (et donc une inductance  $L$  à la fréquence  $f_{sw}$ ) et un courant  $I_{max}$  associé est décrit dans le problème (4.32), soit

$$\min_{(R, r, h) \in \mathbb{R}_+^3, N \in \mathbb{N}^*} V_b = \pi (R + d_o + \delta_{tc} + \delta_s)^2 \cdot (h + 2 \cdot (d_o + \delta_{tc} + \delta_s)), \quad (4.32a)$$

$$\text{soumis à } L = \mu_{f_{sw}} \cdot A = \mu_{f_{sw}} \frac{hN^2}{2\pi} \ln\left(\frac{R}{r}\right) \quad (\text{Inductance}), \quad (4.32b)$$

$$r < R \quad (\text{faisabilité}), \quad (4.32c)$$

$$r \geq \frac{N \cdot (d_o + \zeta_r)}{\beta\pi} + \frac{d_o}{2} + \delta_{tc} + \delta_s \quad (\text{SL}), \quad (4.32d)$$

$$r \geq \mu_{f_{sw}} \cdot \frac{N \cdot I_{max}}{2\pi k_B B_{sat}} \quad (\text{NS}), \quad (4.32e)$$

avec pour plus de lisibilité

$$\mu_{f_{sw}} = \mu_0 \cdot \mu_r'(f_{sw}). \quad (4.33)$$



la perméabilité magnétique à la fréquence de commutation.

Ce sous problème est résolu ci-après de deux manières différentes. La première est une méthode semi-analytique démontrée dans [Zai18; Zai19]. La seconde est une méthode de type parcours de base de donnée qui servira de référence et qui est inspirée notamment de [Dos19; Sat20]. En effet, la première méthode peut donner des géométries optimales non présentes dans les catalogues fournisseurs, et la fabrication de noyaux magnétiques sur-mesures n'est pas le but de cette thèse.

#### 4.2.3.2 Résolution semi-analytique

La résolution semi-analytique issue de [Zai18] est rappelée brièvement ici, et le détail des calculs est présenté dans l'annexe F. Pour une inductance donnée  $L$ , la hauteur  $h$  est redéfinie grâce à l'équation (4.32b) et injectée dans l'équation (4.32a) pour donner la nouvelle expression du volume bobiné, soit

$$V_b = \pi \left( \frac{2\pi L}{\mu_{fsw} \cdot N^2 \ln\left(\frac{R}{r}\right)} + 2 \cdot (d_o + \delta_{tc} + \delta_s) \right) \cdot (R + d_o + \delta_{tc} + \delta_s)^2. \quad (4.34)$$

La dérivée de cette expression par rapport au rayon interne  $r$  montre que le volume minimal est contraint par le rayon interne  $r$  qui satisfait les deux contraintes de NS et de SL, exprimées respectivement dans les équations (4.32e) et (4.32d). Le rayon minimal  $r_{min}$  est alors le plus grand parmi  $r_{min,NS}$  et  $r_{min,SL}$ . Ces deux contraintes respectivement affine et linéaire sont généralisées de la manière suivante

$$r_{minNS,SL} = K_1 \cdot N + K_2, \quad (4.35)$$

avec  $K_1$  et  $K_2$  des paramètres réels positifs définis dans le tableau 4.3 selon la contrainte considérée. Dans le cas où  $r_{min,NS} = r_{min,SL}$ , les deux contraintes NS et SL sont appliquées, et ce cas est appelé *Both* dans la suite. Pour ce cas particulier, le nombre de tour est connu et appelé  $N_{Both}$ . Il est défini en fonction des paramètres des deux contraintes comme montré dans le tableau 4.3.

Contrainte	Expression	$K_1$	$K_2$
Non-saturation (NS)	$r \geq r_{min,NS} = K_{1NS} \cdot N + K_{2NS}$	$\frac{\mu_{fsw} \cdot I_{max}}{2\pi k_B B_{sat}}$	0
Simple-couche (SL)	$r \geq r_{min,SL} = K_{1SL} \cdot N + K_{2SL}$	$\frac{\zeta_r + d_o}{\beta\pi}$	$\frac{d_o}{2} + \delta_{tc} + \delta_s$
NS et SL appelée Both	$r = r_{min,NS} = r_{min,SL}$	$N_{Both} = \frac{K_{2SL}}{K_{1NS} - K_{1SL}}$	

TABLEAU 4.3 – Contraintes pour assurer la non saturation et le bobinage simple couche.

Le problème d'optimisation sous contraintes (4.32) à quatre variables est alors transformé en deux sous-problèmes d'optimisation à deux variables. L'expression de ces sous-problèmes est similaire et présentée ici dans le cas SL dans (4.36). Le volume bobiné de l'équation (4.34) est alors exprimé uniquement en fonction de  $R$  et  $N$  et pour la contrainte SL appliquée dans l'équation (4.36a). Il doit alors vérifier les contraintes de faisabilité (4.36b) et de NS (4.36c).

Paramètre	Symbole	Valeur
Bobinage		
Diamètre du cond. avec isolant	$d_o$	0,56 mm
Espace tore nu-spire	$\delta_{tc}$	0,2 mm
Épaisseur de l'écarteur	$\delta_s$	0 mm
Espace inter-spices interne	$\zeta_r$	0,1 mm
Fraction de demi-périmètre couverte par le bobinage	$\beta$	0,98
Matériau magnétique		
Nom		N30
Perméabilité rel. réelle à la fréq. de commutation	$\mu'_r(f_{sw})$	4300
Champ d'induction à saturation	$B_{sat}$	380 mT
Coeff. pour le champ d'induction max.	$k_B$	0,9
Application		
Fréq. de commutation	$f_{sw}$	20 kHz
Inductance	$L$	1 mH
Courant maximal	$I_{max}$	110 mA

TABLEAU 4.4 – Cahier des charges pour le dimensionnement d'une bobine de mode commun.

$$\min_{(R, N) \in \mathbb{R}^2_+} V_b = \pi \left( \frac{2\pi L}{\mu_{f_{sw}} \cdot N^2 \ln\left(\frac{R}{K_{1SL} \cdot N + K_{2SL}}\right)} + 2 \cdot (d_o + \delta_{tc} + \delta_s) \right) (R + d_o + \delta_{tc} + \delta_s)^2 \quad (4.36a)$$

$$\text{soumis à } R > r_{min,SL} = K_{1SL} \cdot N + K_{2SL} \quad (\text{faisabilité}) \quad (4.36b)$$

$$r_{min,SL} \geq r_{min,NS} = K_{1NS} \cdot N + K_{2NS} \quad (\text{NS}) \quad (4.36c)$$

Pour la cas où la contrainte NS est appliquée, l'expression du sous-problème est identique à part pour les paramètres  $K_{1SL}$  et  $K_{2SL}$  qui deviennent  $K_{1NS}$  et  $K_{2NS}$  et vice versa. La méthode de résolution est donc la même pour les deux sous-problèmes. L'un, l'autre ou les deux en même temps disposent alors de la solution au problème d'optimisation (4.32).

Afin d'expliquer la démarche de résolution, la figure 4.21 montre l'évolution du volume bobiné  $V_b$  en fonction du couple  $(R, N)$  pour les deux sous-problèmes. Le cahier des charges défini dans le tableau 4.4 est utilisé pour réaliser les calculs. Dans les deux cas, SL et NS, la figure 4.21 montre que le volume bobiné n'est pas défini au-delà de la limite  $R = K_1 \cdot N + K_2$  car cela impliquerait que le rayon externe du tore  $R$  soit plus petit que son rayon interne  $r$ . Le minimum pour chacun des cas se trouve à l'intersection de l'annulation des dérivées partielles de  $V_b$  par rapport à  $N$  et par rapport à  $R$ . Dans le cas SL, ce minimum est appelé  $V_{bSL}$ , dans le cas de NS il est appelé  $V_{bNS}$ . Néanmoins, il ne peut y avoir qu'un seul minimum  $V_{b,min}$  commun au deux cas. Dans le cas où le noyau est dimensionné avec la contrainte SL appliquée, la contrainte NS doit quand même être vérifiée. Cette contrainte est exprimée dans le plan  $(R, N)$  et tracée en orange hachuré. Tous les points en dessous de cette droite valident NS, en plus de valider SL. Ici  $V_{bSL}$  n'est donc pas la solution du problème. Par contre le volume bobiné minimum  $V_{bNS}$  avec la contrainte NS appliquée, valide dans le cas présent la contrainte SL. C'est donc ce point qui est la solution du problème de dimensionnement. Il y a donc bien a priori un minimum au problème (4.36), et ce quel que soit la contrainte appliquée.

Afin de déterminer le couple  $(R_{opt}, N_{opt})$  qui minimise  $V_b$ , les dérivées partielles de  $V_b$  sont

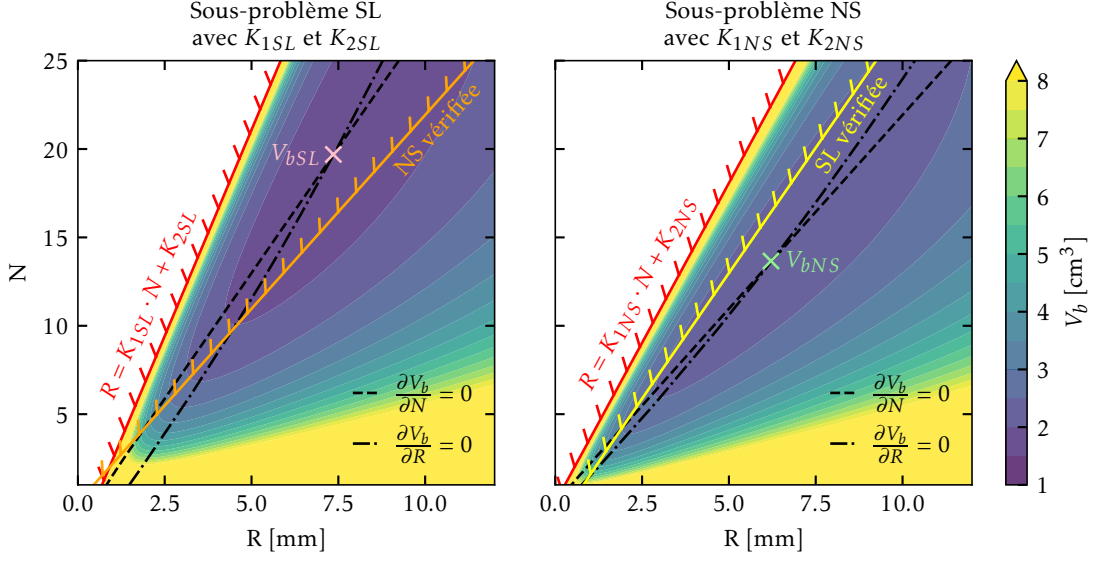


FIGURE 4.21 – Évolution de  $V_b$  en fonction de  $(R, N)$  lorsque la contrainte  $SL$  est appliquée et lorsque la contrainte  $NS$  est appliquée, pour le cahier des charges du tableau 4.4.

alors étudiées. Leur annulation en zéro permet de définir le système d'équations (4.37). Le détail des calculs est présenté dans l'annexe F.

$$\left( \frac{K_1 N_{opt}}{K_1 N_{opt} + K_2} \right)^2 + \frac{2\pi K_1}{\mu_{fsw} (d_o + \delta_{tc} + \delta_s)} L - \frac{2\pi L}{\mu_{fsw} \cdot N_{opt}^2} \left( \frac{1}{d_o + \delta_{tc} + \delta_s} + \frac{\exp\left(\frac{-K_1 N_{opt}}{2 \cdot (K_1 N_{opt} + K_2)}\right)}{K_1 N_{opt} + K_2} \right) = 0, \quad (4.37a)$$

$$R_{opt} = \exp\left(\frac{K_1 N_{opt}}{2 \cdot (K_1 N_{opt} + K_2)}\right) \cdot r_{opt}, \quad (4.37b)$$

$$r_{opt} = K_1 N_{opt} + K_2, \quad (4.37c)$$

$$h_{opt} = \frac{4\pi L}{\mu_{fsw} K_1 N_{opt}^3} r_{opt}. \quad (4.37d)$$

La contrainte  $R_{opt} > r_{opt}$  est respectée pour tout  $N > 0$ . L'équation (4.37a) est résolue numériquement pour  $N_{opt}$ , et la fonction associée  $opt_N$  en est déduite, soit

$$\begin{aligned} opt_N: \quad & \mathbb{R}_+^7 \rightarrow \mathbb{R}_+ \\ & K_1, K_2, L, \mu_{fsw}, d_o, \delta_{tc}, \delta_s \mapsto N_{opt}. \end{aligned} \quad (4.38)$$

Les autres variables sont alors déduites de  $N_{opt}$  et des équations (4.37b) à (4.37d). Enfin pour résoudre le problème d'optimisation (4.32) les étapes de l'algorithme de résolution, appelé  $opt_{bob}$  et présenté dans la figure 4.22, sont appliquées. Tout d'abord, les données concernant le cahier des charges et le matériau magnétique sont entrées, puis les paramètres  $(K_1, K_2)$  de chacune des contraintes  $SL$  et  $NS$  sont pré-calculés. La résolution démarre en imposant la condition  $SL$ . L'arrondi supérieur du nombre optimal de tours  $N_{SL}$  est calculé, et la géométrie  $(R_{SL}, r_{SL}, h_{SL})$  pour  $SL$  est obtenue grâce aux équations (4.37b) à (4.37d). Puis la contrainte  $NS$  est vérifiée

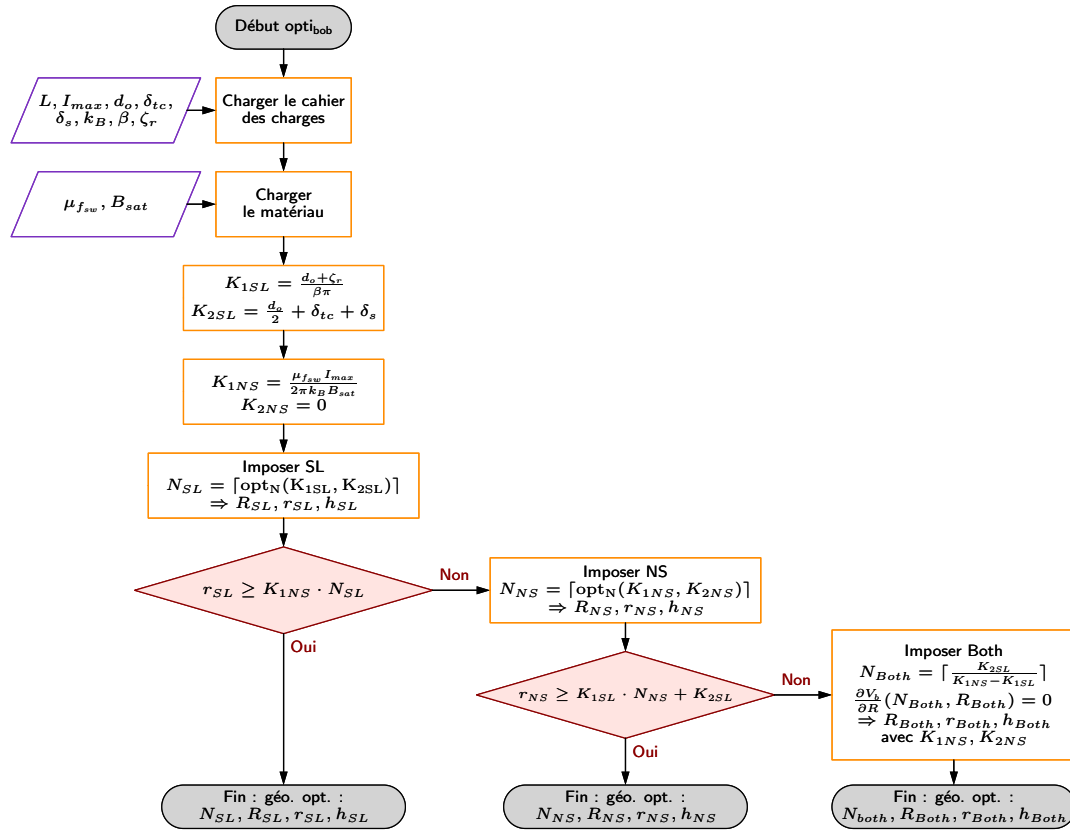


FIGURE 4.22 – Organigramme de l’algorithme  $\text{opti}_{\text{bob}}$  de résolution semi-analytique du dimensionnement d’une bobine de mode commun.

sur le rayon interne  $r_{SL}$ . Si la condition est respectée alors la géométrie optimale est obtenue. Dans le cas contraire la condition  $NS$  est imposée, et l’arrondi supérieur du nombre optimal de tours  $N_{NS}$  est calculé et la géométrie optimale  $(R_{NS}, r_{NS}, h_{NS})$  pour  $NS$  est obtenue grâce aux équations (4.37b) à (4.37d). Puis la condition  $SL$  est vérifiée. Si la condition est respectée alors la géométrie optimale est obtenue, sinon les deux contraintes  $NS$  et  $SL$  sont appliquées en même temps, ce qui correspond au cas *Both*. En effet, d’après [Zai18; Zai19], il existe des cas où  $r_{\min,SL} = r_{\min,NS}$  pour lesquels un nombre de tours optimal pour les deux conditions  $N_{Both}$  existe, soit

$$N_{Both} = \left\lceil \frac{K_{2SL}}{K_{1NS} - K_{1SL}} \right\rceil = \left\lceil \frac{d_o + 2 \cdot (\delta_{tc} + \delta_s)}{2 \cdot \left( \frac{\mu_{fsw} I_{max}}{2\pi k_B B_{sat}} - \frac{d_o + \zeta_r}{\beta\pi} \right)} \right\rceil. \quad (4.39)$$

Le rayon externe optimal  $R_{Both}$  est alors normalement déduit numériquement de  $\partial V_b / \partial R(R_{Both}, N_{Both}) = 0$  (voir l’équation (F.7) en annexe pour plus de détails). La géométrie optimale  $(R_{Both}, r_{Both}, h_{Both})$  est alors déduite de  $N_{Both}$  grâce aux équations (4.37b) à (4.37d), en prenant le cas de  $NS$ .

Le système d’équations équation (4.37) n’a pas de solutions analytiques, mais dans le cas

particulier du sous-problème NS,  $K_{2NS} = 0$ . Il est alors possible d'exprimer la solution du système d'équations équation (4.37), soit

$$N_{NS} = \left( \frac{2\pi L}{\mu_{f_{sw}} \cdot K_{1NS}} \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \right)^{\frac{1}{3}} = \left( \frac{4\pi^2 k_B B_{sat} L}{\mu_{f_{sw}}^2 I_{max}} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{6}\right), \quad (4.40a)$$

$$r_{NS} = \left( \frac{2\pi L \cdot K_{1NS}^2}{\mu_{f_{sw}}} \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \right)^{\frac{1}{3}} = \left( \frac{\mu_{f_{sw}} L I_{max}^2}{2\pi k_B^2 B_{sat}^2} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{6}\right), \quad (4.40b)$$

$$R_{NS} = r_{NS} \cdot \exp\left(\frac{1}{2}\right) = \left( \frac{\mu_{f_{sw}} L I_{max}^2}{2\pi k_B^2 B_{sat}^2} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \exp\left(\frac{1}{3}\right), \quad (4.40c)$$

$$h_{NS} = 2 \cdot R_{NS} = \left( \frac{4\mu_{f_{sw}} L I_{max}^2}{\pi k_B^2 B_{sat}^2} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \exp\left(\frac{1}{3}\right). \quad (4.40d)$$

L'expression du volume bobiné n'est pas facilement interprétable, mais le volume cylindrique du noyau non bobiné pour le sous-problème NS défini par

$$V_{NS} = \pi R_{NS}^2 \cdot h_{NS} = 2\pi \cdot \exp\left(\frac{3}{2}\right) \cdot r_{NS}^3 = \frac{\mu_{f_{sw}} L I_{max}^2}{k_B^2 B_{sat}^2} \exp(1), \quad (4.41)$$

est beaucoup plus facile à exploiter. Ainsi en condition de NS le volume du noyau est environ proportionnel à l'énergie magnétique stockée dans la bobine, et inversement proportionnel au rapport  $B_{sat}^2/\mu_{f_{sw}}$ .

#### 4.2.3.3 Résolution par parcours d'une base de données de noyaux

La résolution du problème de dimensionnement (4.32) à partir d'une BDD de noyaux toriques permet de réaliser des bobines avec des noyaux sur catalogue. Pour ce faire l'algorithme  $\text{opti}_{BDD}$  qui est décrit dans la figure 4.23 est appliqué. Tout d'abord le cahier des charges du dimensionnement de la bobine ainsi que les paramètres du matériau magnétique sont entrés. Puis une base de données de  $n$  noyaux représentés par l'ensemble  $T$  est entrée dans la procédure d'optimisation, chaque noyau  $t_i$  étant représenté par le triplet de ses dimensions  $(R_i, r_i, h_i)$ . Ensuite le volume bobiné de chaque noyau est calculé grâce à l'équation (4.32a). Les noyaux sont ensuite triés par ordre de volume bobiné croissant. Puis pour chaque noyau  $j$ , le nombre entier de tours requis  $N_j$  pour atteindre l'inductance  $L$  est calculé en exprimant  $N$  à partir de l'équation (4.32b). Il vient alors que

$$N_j = \left\lceil \sqrt{\frac{2\pi L}{\mu_{f_{sw}} \cdot h_j \cdot \ln\left(\frac{R_j}{r_j}\right)}} \right\rceil. \quad (4.42)$$

L'arrondi supérieur est retenu afin de garantir au moins l'inductance requise. Puis le nombre maximal de tours autorisé  $N_{SL,j}$  par la contrainte SL est calculé grâce à l'équation (4.32d). Cette fois l'arrondi inférieur est retenu afin de garantir la simple couche sur le périmètre interne. Il vient alors que

$$N_{SL,j} = \left\lfloor \beta\pi \frac{r_j - \delta_{tc} - \delta_s - \frac{d_o}{2}}{d_o + \zeta_r} \right\rfloor. \quad (4.43)$$

De la même manière le nombre maximal de tours autorisé  $N_{NS,j}$  par la contraintes NS est calculé à partir de l'équation (4.32e). Il en est déduit que

$$N_{NS,j} = \left\lfloor \frac{2\pi k_B \cdot B_{sat} \cdot r_j}{\mu_{fsw} \cdot I_{max}} \right\rfloor. \quad (4.44)$$

Le premier tore à respecter les deux contraintes sur le nombre de tours, soit

$$N_j \leq N_{NS,j} \quad \text{et} \quad N_j \leq N_{SL,j}, \quad (4.45)$$

est le tore optimal de la BDD considérée. Dans le cas où aucun noyau ne répond au cahier des charges, plusieurs actions sont possibles : changer la BDD ou changer de matériau.

#### 4.2.3.4 Comparaison des résolutions

Afin de comparer les deux algorithmes de résolution présentés précédemment, le cahier des charges du tableau 4.4 est retenu. Pour observer la bonne prise en compte des contraintes NS et SL, le courant  $I_{max}$  sera balayé pour plusieurs valeurs, et les grandeurs d'intérêt tel que le volume bobiné, le champ d'induction maximum et la géométrie seront observées. Pour l'algorithme  $opti_{BDD}$  la base de donnée de noyaux toriques de l'annexe G a été utilisée.

**Résultats de l'algorithme  $opti_{bob}$**  Les résultats de l'algorithme d'optimisation  $opti_{bob}$  sont montrés dans la figure figure 4.24 pour le cas où  $N$  est un réel positif et le cas où  $N$  est un entier naturel. Pour des courants  $I_{max} < 95$  mA la contrainte SL est active. En effet, l'autre contrainte NS est largement respectée car le champ d'induction maximum  $B_{max}$  est bien plus petit que le champ autorisé  $k_B \cdot B_{sat}$ . Ainsi, le bobinage présenté sur la figure 4.25 rempli presque l'entiereté du périmètre interne du noyau ( $\beta = 0,98$ ). Les noyaux ont alors un facteur de forme qui les rend plutôt plats. À 97 mA le cas *Both* est actif, le champ d'induction maximal a atteint la valeur limite. Le facteur de forme des noyaux change alors. Ils deviennent plus haut que précédemment à rayon externe égal. Enfin, pour un courant plus grand, la contrainte NS est pleinement active et limite le remplissage du périmètre interne pour empêcher la saturation du noyau. Le facteur de forme des noyaux tend à les faire rentrer dans un cube, et le bobinage ne couvre pas l'entiereté du périmètre interne. En ce qui concerne l'inductance après optimisation  $L_{opt}$ , elle est bien atteinte par l'optimisation quelque soit les cahiers des charges. Enfin la discrétisation de  $N$  adoptée dans figure 4.22 donne des résultats très proches du cas continu tout en assurant les contraintes.

**Résultat de l'algorithme  $opti_{BDD}$**  Les résultats pour l'algorithme d'optimisation  $opti_{bob}$  sont montrés dans la figure figure 4.26. Pour cette méthode, les résultats sont très crénelés car l'ensemble des noyaux disponibles est discret et relativement peu nombreux (voir l'annexe G). Une BDD plus grande avec des facteurs de forme plus divers permettrait d'affiner les résultats. De la même manière que précédemment pour des courants inférieurs à 95 mA la contrainte SL domine car  $N_{opt} = N_{SL}$ , et le champ maximal d'induction est plus faible que le champ limite autorisé. Au-delà c'est plutôt la contrainte NS qui domine, car comme le montre la figure 4.27 pour  $I_{max} = 110$  mA, le périmètre intérieur n'est pas entièrement recouvert de spires. Les facteurs de forme des noyaux ne changent pas car ils sont imposés par les fabricants. Enfin la valeur cible de l'inductance est légèrement surestimée  $\approx 10\%$  sur l'ensemble de la plage de  $I_{max}$ .

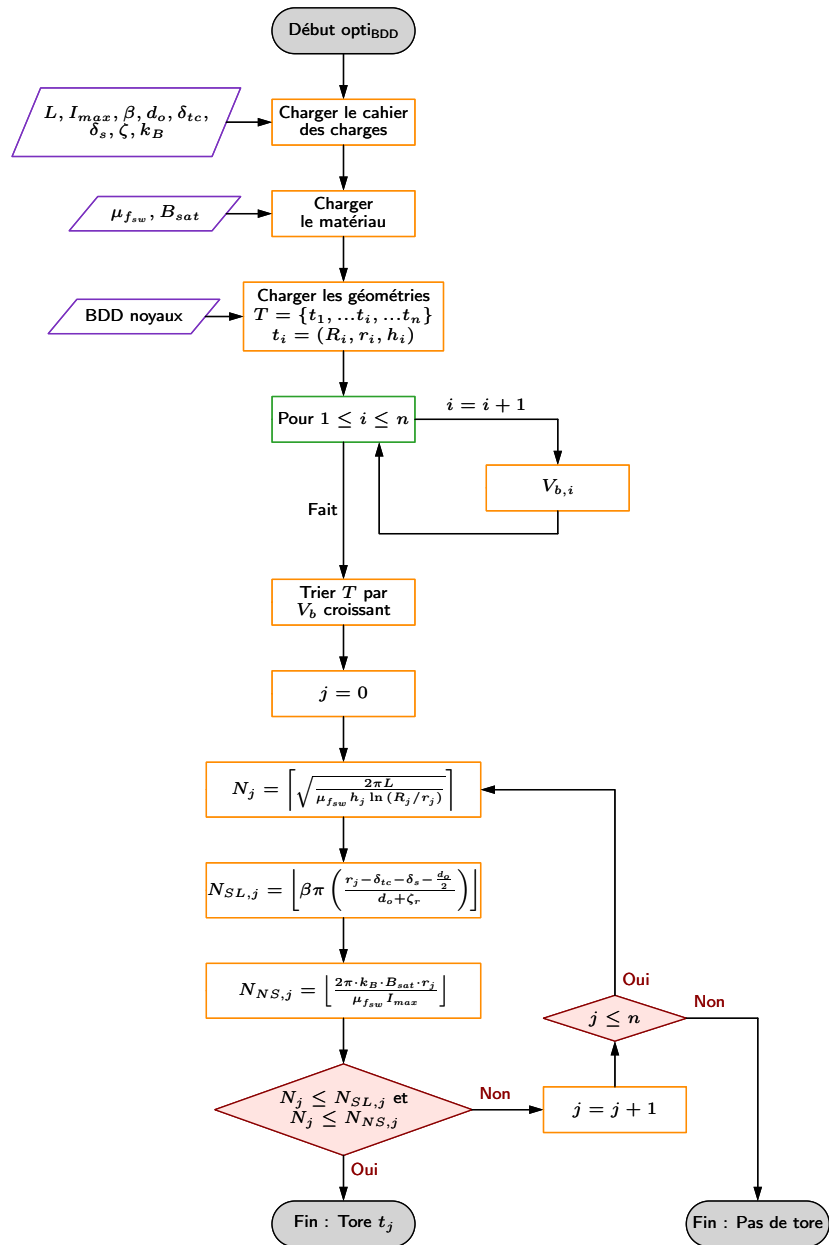


FIGURE 4.23 – Organigramme de l'algorithme optiBDD de dimensionnement d'une bobine de mode commun par balayage d'une base de données de noyaux toriques.

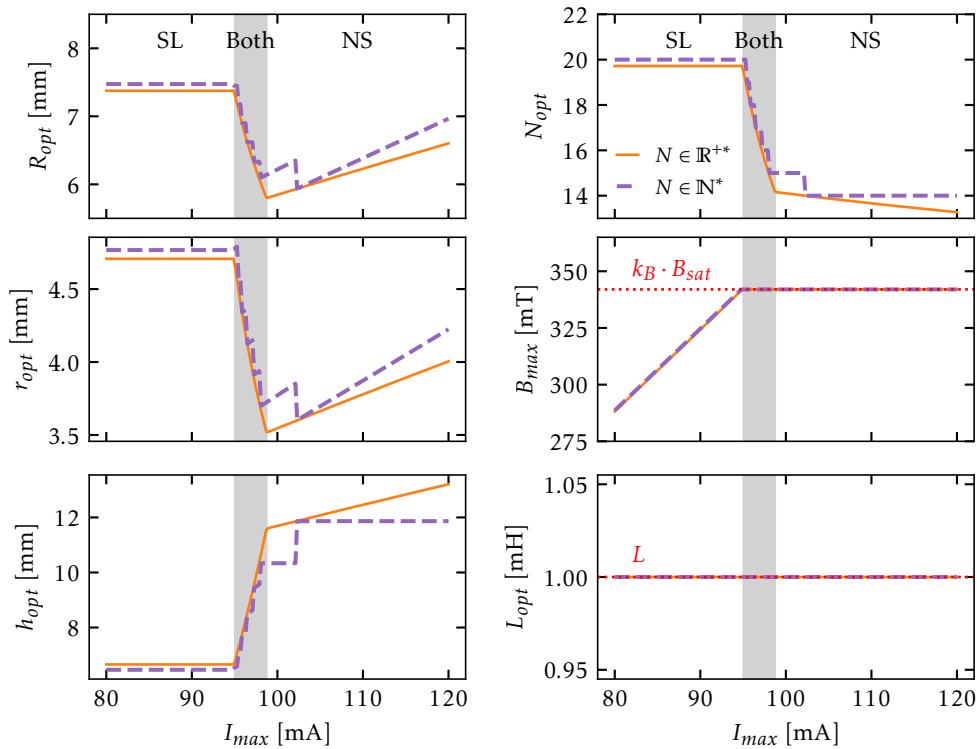


FIGURE 4.24 – Résultats de l’optimisation avec l’algorithme  $\text{opti}_{\text{bob}}$  pour le cahier des charges du tableau 4.4 : les paramètres géométriques  $R_{\text{opt}}$ ,  $r_{\text{opt}}$ ,  $h_{\text{opt}}$  et  $N_{\text{opt}}$ , ainsi que la vérification du respect de l’induction maximale  $B_{\text{max}}$  et de la valeur de l’inductance  $L_{\text{opt}}$  après optimisation sont montrés. Le cas où  $N$  est une variable continue est comparé avec sa discrétisation nécessaire à la fabrication de la bobine.

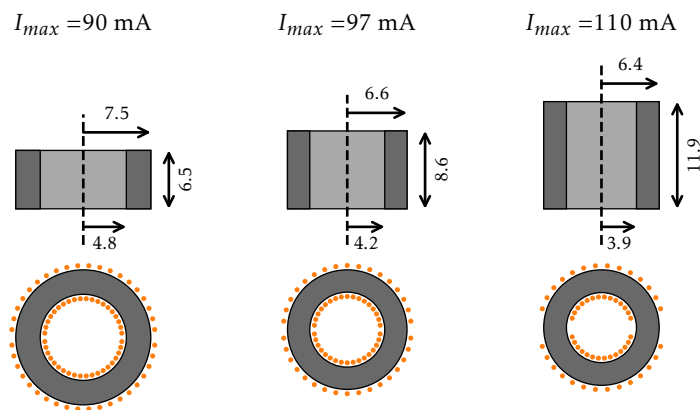


FIGURE 4.25 – Schémas des bobines optimisées avec  $\text{opti}_{\text{bob}}$  pour trois courants  $I_{\text{max}}$ , avec les dimensions en mm.



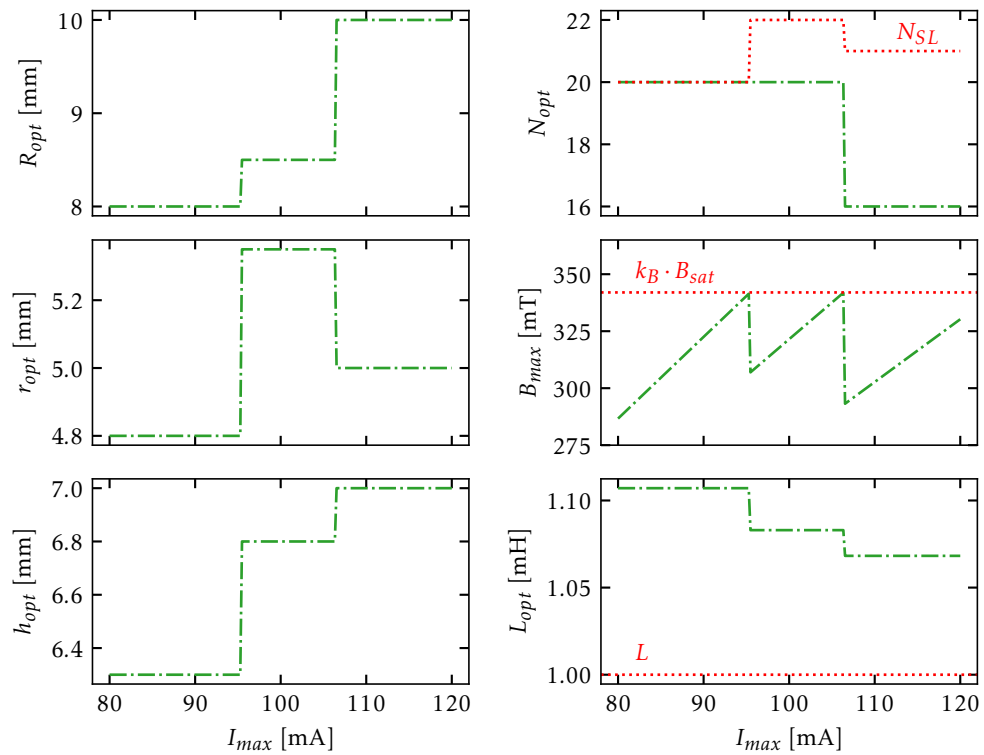


FIGURE 4.26 – Résultats de l'optimisation avec l'algorithme  $opti_{BDD}$  pour le cahier des charges du tableau 4.4 : les paramètres géométriques  $R_{opt}$ ,  $r_{opt}$ ,  $h_{opt}$  et  $N_{opt}$ , ainsi que la vérification du respect de l'induction maximale  $B_{max}$  et de la valeur de l'inductance  $L_{opt}$  après optimisation sont montrés.

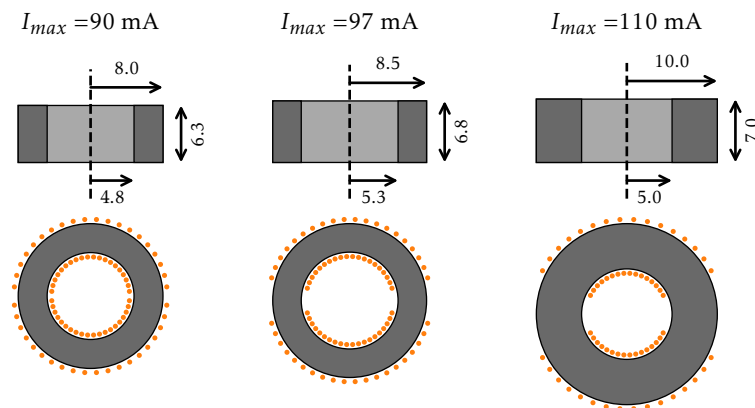


FIGURE 4.27 – Schémas des bobines optimisées avec  $opti_{BDD}$  pour trois courants  $I_{max}$ , avec les dimensions en mm.

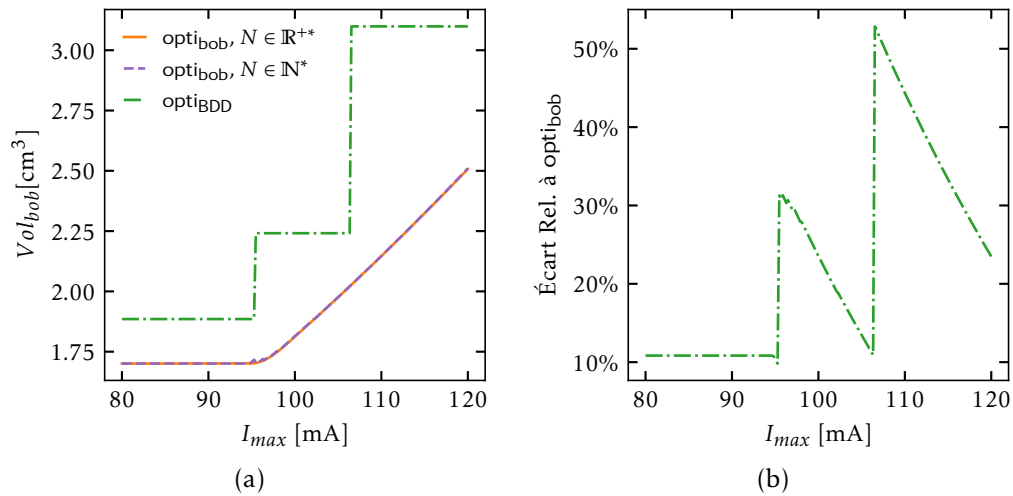


FIGURE 4.28 – Comparaison du volume bobiné du composant pour les deux méthodes d’optimisations : (a) en , (b) écart relatif du volume  $opti_{BDD}$  par rapport au volume de  $opti_{bob}$ .

**Comparaison sur l’objectif de volume** L’évolution des volumes est montré dans la figure 4.28(a). Pour la méthode  $opti_{bob}$  les volumes sont constants jusqu’à environ 95 mA, car la contrainte  $SL$  étant active et  $L$  étant constant le volume du noyau ne change pas. Ensuite au-delà de 95 mA la contrainte  $NS$  devient active. Ainsi pour un courant plus grand et les autres paramètres constants, le volume augmente, comme cela est montré dans l’équation (4.41). La discrétisation de  $N$  adoptée ici n’a pas d’effet sur le volume optimal, mais plutôt sur le rapport de forme comme le montre la figure 4.24, où un  $N_{opt}$  discret plus grand entraîne une légère augmentation du rayon interne  $r_{opt}$  et une légère diminution de la hauteur  $h_{opt}$ . Pour la méthode  $opti_{BDD}$ , la même évolution du volume semble arriver, mais avec un volume plus grand que pour  $opti_{bob}$ . La comparaison des volumes pour les deux approches d’optimisation sur la figure 4.28(b) montre que l’algorithme  $opti_{BDD}$  entraîne une augmentation du volume de 10 % à plus de 50 % par rapport à l’algorithme  $opti_{bob}$ . La fabrication de noyaux sur mesure permet donc d’atteindre un volume plus petit qu’avec des composants prêts sur étagère. Pour répondre à ce problème, les fabricants pourraient aussi proposer des noyaux pour les applications de filtrage avec les facteurs de forme observés pour la résolution  $opti_{bob}$ , soit des tores dont le rapport  $R/r$  tend vers  $\exp(1/2)$ .

Ces méthodes prennent en entrée un coefficient géométrique donné. Celui déterminé pour le respect de la norme, soit  $A_{min}$ , ne garantit pas forcément le volume minimal de la bobine. Il est en effet possible d’augmenter le coefficient géométrique, pour produire plus d’atténuation et ainsi diminuer la valeur du courant qui passe dans la bobine. La détermination d’un tel coefficient géométrique est étudiée dans la section suivante.

#### 4.2.4 Détermination du coefficient géométrique $A_{best}$ pour le volume optimal

La méthode présentée précédemment permet la détermination du coefficient géométrique minimal  $A_{min}$  garantissant le respect de la norme, mais pas le volume optimal du composant. Dans cette section le cahier des charges du tableau 4.4 est utilisé, mais cette fois la valeur de  $L_{min}$  à la fréquence de commutation  $f_{sw}$  (ou  $A_{min}$ ) requise et le courant  $I_{max}$  sont calculés grâce au modèle de mode commun de la chaîne de conversion présentée dans la section 4.1. Puis les évolutions de  $I_{max}$  et du volume en fonction de  $L$  seront étudiées pour définir l'inductance  $L_{best}$  qui donne le volume optimal. Les développements présentés dans les deux sous-sections suivantes sont issus de la thèse de Bilel Zaïdi [Zaï18]. Ils sont présentés à nouveau et synthétisés dans ce manuscrit car ils seront étendus avec la détermination de  $L_{best}$  par optimisation numérique dans la sous-section section 4.2.4.3. L'algorithme qui en sera issu servira dans la suite comme base à la méthode de dimensionnement qui prend en compte la CPE (grâce aux modèles proposés dans le chapitre 3) et qui sera présentée dans la section 4.2.5.

##### 4.2.4.1 Évolution du courant $I_{max}$ en fonction de l'inductance

Le courant  $I_{max}$  n'a pas d'expression analytique exploitable en fonction de  $L$  à la fréquence  $f_{sw} = 20$  kHz, mais il est possible d'expliquer son évolution présentée dans la figure 4.29(a) en regardant la transformée de Fourier de  $V_{Th}$  et la valeur de l'admittance équivalente de la chaîne de conversion  $Y_{MC}$ , toutes deux présentées dans la figure 4.29(b), et ce pour trois valeurs de  $L$ . En effet, les maximums de  $I_{max}$  de la figure 4.29(a) sont dus au balayage des harmoniques de  $V_{Th}$  par la fréquence de résonance de  $Y_{MC}$ , due à la valeur de l'inductance, aux condensateurs  $C_Y$  et au comportement capacitif de la chaîne de conversion sans filtre. Ainsi pour  $A_{min}$  (ou  $L_{min}$ ), la résonance de  $Y_{MC}$  est proche de l'harmonique de rang 3 (60 kHz), d'où le courant  $I_{max}$  supérieur à 100 mA. Pour  $L_1 = 1$  mH, la résonance de  $Y_{MC}$  se trouve entre deux harmoniques, d'où le creux observé dans  $I_{max}$ . Et enfin pour  $L_2 = 5,59$  mH la résonance de  $Y_{MC}$  est très proche de l'harmonique de rang 1 d'où le pic de courant  $I_{max}$  à plus de 1 A.

##### 4.2.4.2 Évolution du volume du composant en fonction de l'inductance

La figure 4.30(a) montre l'évolution du courant  $I_{max}$  et du volume bobiné  $V_b$  en fonction de  $L$ . L'optimisation du volume du composant est réalisé avec l'algorithme  $opti_{bob}$  en considérant un  $N$  continu. Pour  $L_{min}$  le courant  $I_{max}$  est suffisamment grand pour entraîner le dimensionnement par la contrainte  $NS$ . Lorsque  $L$  augmente, le courant diminue, les contraintes appliquées sont alors successivement  $Both$  puis  $SL$ . Mais le courant augmente de nouveau lorsque l'inductance atteint environ 5,6 mH et que la résonance de  $Y_{MC}$  excite le fondamental à 20 kHz, ce qui entraîne de nouveau l'application de la contrainte  $NS$ . La figure 4.30(b) montre le détail autour de  $L_{min}$  et du changement d'application de la contrainte. Le volume évolue bien en fonction du produit  $L \cdot I_{max}^2$  comme indiqué par l'équation (4.41), dans les cas où les contraintes  $NS$  ou  $Both$  sont actives. Pour le cas où  $SL$  est active le volume semble proportionnel à  $L$ . Le volume optimal se trouve ici proche de la démarcation entre l'application des contraintes  $Both$  et  $SL$ , à une inductance 817,2  $\mu$ H, et pour un courant  $I_{max} = 97,4$  mA. Cela fait sens car c'est la zone pour laquelle un noyau est proche du niveau d'induction maximal autorisé et pour laquelle son périmètre interne est complètement couvert de spires, soit la définition du cas  $Both$ .

Il peut donc exister à matériau donné une valeur d'inductance plus grande que  $L_{min}$  qui conduit à une réduction du volume de la bobine par diminution du courant qui la traverse. Cette valeur d'inductance est qualifiée de *best* dans la suite, car elle permet d'atteindre un volume optimal.

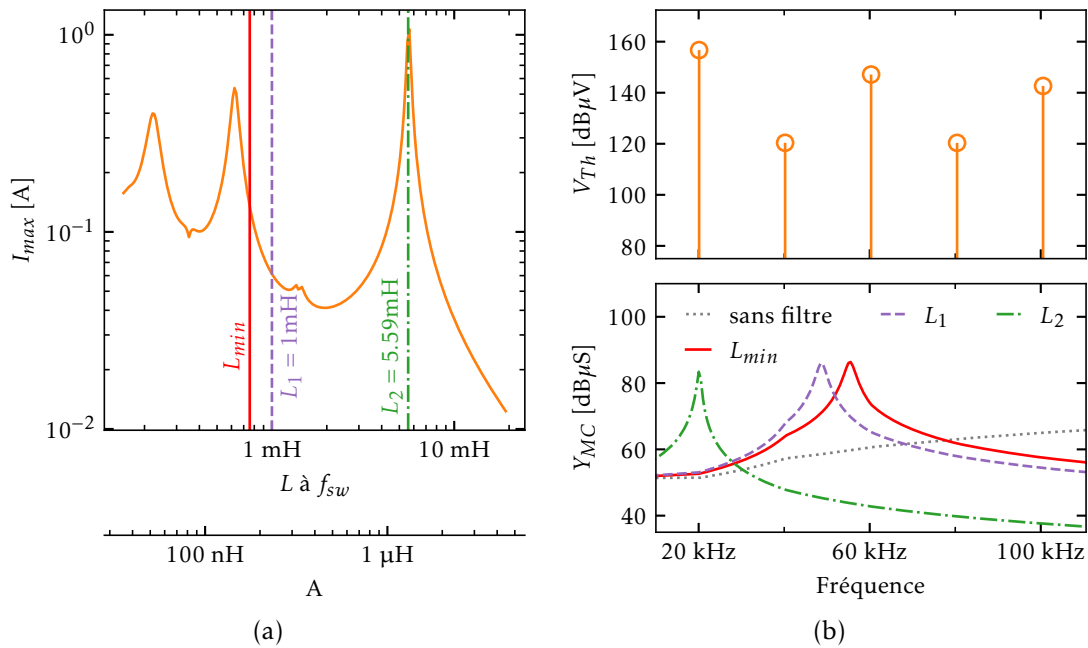


FIGURE 4.29 – Évolution du courant  $I_{max}$  (a) en fonction du coefficient géométrique  $A$  et de la valeur de  $L$  à  $f_{sw} = 20$  kHz, et (b) mise en relation de  $V_{Th}$  et  $Y_{MC}$  en fonction de la fréquence.

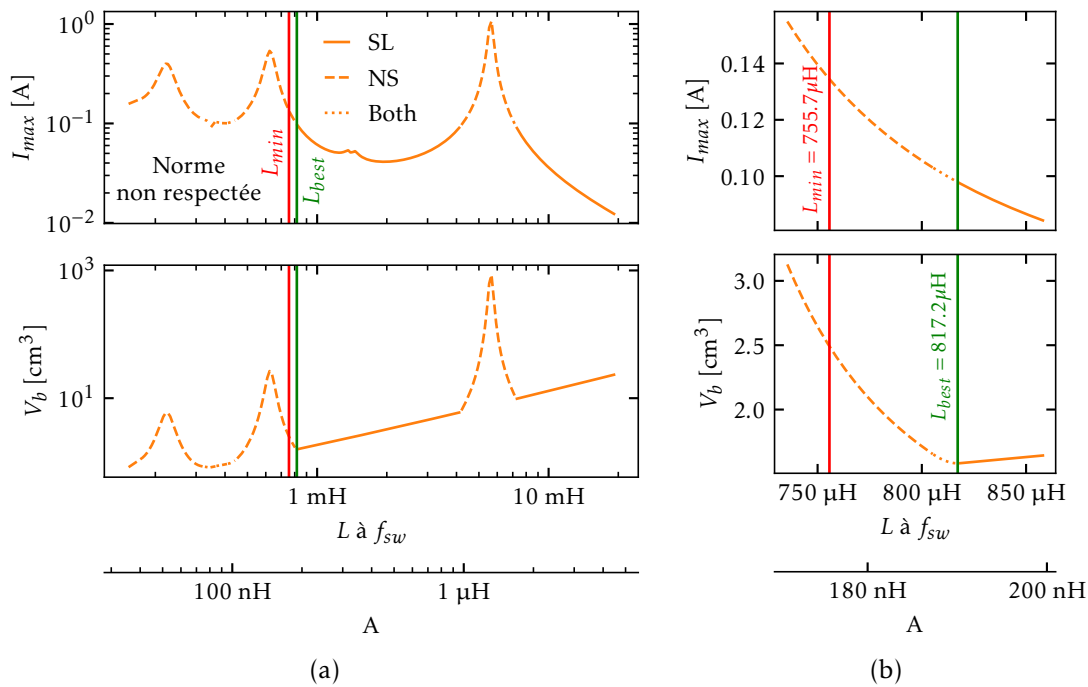


FIGURE 4.30 – Recherche du volume optimal : (a) balayage de plusieurs décades de  $L$ , (b) détails autour de la valeur optimale.

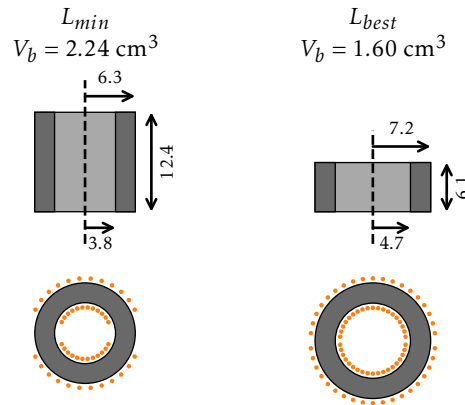


FIGURE 4.31 – Schémas des sections des composants issus de l’optimisation à  $L_{min}$  et à  $L_{best}$

Ainsi, pour le cahier des charges du tableau 4.4, le volume du composant bobiné à  $L_{min}$  est de  $2,24\text{cm}^3$ , et passe à  $1,60\text{cm}^3$  pour  $L_{best}$ , soit une diminution d’environ 28,6%. Les sections de ces deux composants sont montrées dans la figure 4.31. Le rapport de forme a changé car les contraintes appliquées ne sont pas les mêmes. La détermination analytique de  $L_{best}$  ne semble pas possible car le cas de dimensionnement  $SL$  ne possède pas de solution analytique. Mais une résolution numérique est possible et montrée dans la sous-section suivante.

#### 4.2.4.3 Algorithme pour le dimensionnement de la bobine de mode commun

La sous-section précédente a montré qu’il peut exister une valeur d’inductance  $L_{best} \geq L_{min}$  qui permet de réduire le volume du composant bobiné. Afin de bénéficier de ce fait dans le dimensionnement des bobines de mode commun, l’algorithme présenté dans la figure 4.32 et appelé  $\text{dim}_{\text{bob}}$  est utilisé.

La procédure de dimensionnement commence avec le chargement des données nécessaires au dimensionnement de la bobine : les vecteurs d’impédances complexes mesurées de la chaîne de conversion, les requis du bobinage, et les paramètres matériau magnétique. En effet, ici et dans [Zai18] le choix du matériau est fait avant l’optimisation. La question du choix du matériau pour minimiser le volume de la bobine sera abordée dans la section 4.3. Puis le paramètre de dimensionnement  $A_{min}$  est déterminé grâce au niveau de la norme Nor et avec la démarche de la section 4.2.2.1. Le courant  $I_{max}$  associé est calculé grâce à l’équation (4.22). Puis une boucle d’optimisation numérique est appliquée avec pour objectif la minimisation du volume du composant bobiné, et comme variable de conception le coefficient géométrique  $A$ . Dans cet exemple, l’algorithme  $\text{opti}_{\text{bob}}$  est utilisé pour dimensionner la bobine,  $A$  est donc un paramètre continu, et le volume bobiné a priori aussi. Mais l’algorithme  $\text{opti}_{\text{BDD}}$  pourrait aussi être utilisé, et dans ce cas  $A$  est discret et le volume bobiné aussi. Il faut donc un algorithme d’optimisation numérique qui ne fait pas appel au calcul du gradient pour rester général. Il est aussi tout à fait possible de ne pas faire appel à l’optimisation numérique, et de faire des cartographies du volume [Zai18] grâce au faible temps de calcul de la méthode semi-analytique proposée. Le concepteur de bobine peut ainsi explorer des points proches de l’optimal, comme dans la figure 4.30(b). Cela peut permettre de bénéficier d’un surcroît d’atténuation sans dégrader de beaucoup le volume, ou d’intégrer des contraintes non exprimées dans la méthode. Mais ici le cas général est retenu, et l’optimisation numérique est utilisée. Le paramètre optimal  $A_{best}$  et la

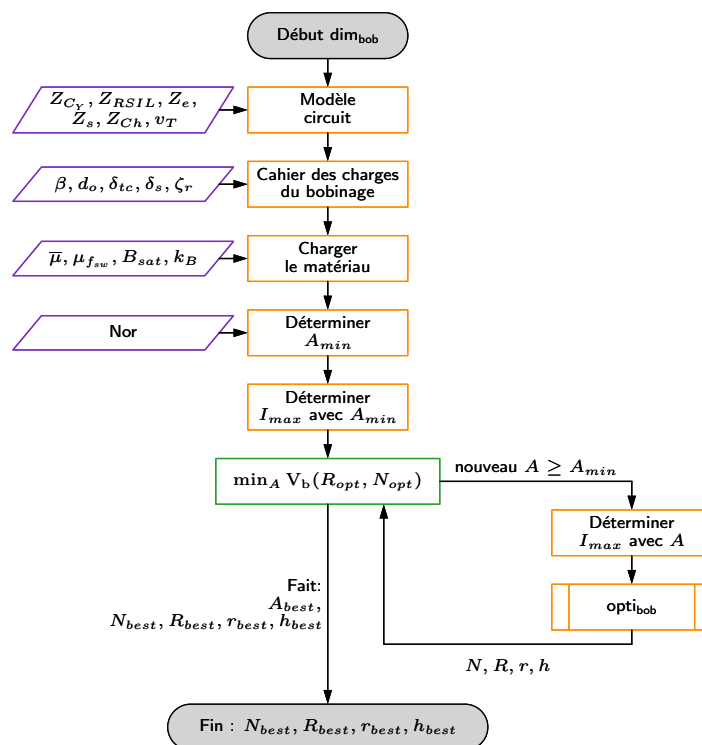


FIGURE 4.32 – Organigramme de l’algorithme du dimensionnement de la bobine de mode commun dim<sub>bob</sub> avec recherche du volume optimal.

géométrie obtenue  $N_{best}, R_{best}, r_{best}, h_{best}$  donnent alors le volume optimal pour l'association du matériau et de la chaîne de conversion considérés.

La prochaine étape est de prendre en compte le comportement capacitif de la bobine de mode commun afin de vérifier si le dimensionnement réalisé est toujours validé en haute fréquence, et dans le cas contraire proposer une action pour réduire son impact.

#### 4.2.5 Prise en compte du comportement capacitif dans le dimensionnement

Dans la section précédente, l'inductance  $L_{best}$  à la fréquence de commutation  $f_{sw}$  (ou le coefficient  $A_{best}$ ) qui permet de minimiser le volume du composant bobiné est déterminée. L'intérêt second de cette démarche est de réduire indirectement la CPE. En effet, d'après le chapitre 3, la CPE dépend entre autres, de la longueur et du nombre de spires, donc sur un noyau plus petit, il y aurait a priori une CPE plus petite. Néanmoins, il peut y avoir des cas où la CPE est encore trop grande et la norme n'est alors pas respectée. Pour pallier ce problème l'action proposée ici est d'augmenter l'écart tore-spire  $\delta_s$  comme cela a été proposé dans la section 3.4.2.

##### 4.2.5.1 Algorithme pour le dimensionnement de la bobine de mode commun avec la CPE

La procédure de dimensionnement est alors décrite dans la figure 4.34 et appelée  $\text{dim}_{\text{CPE}}$ . La première partie de l'algorithme est la même que précédemment dans la figure 4.32, mais avec des paramètres d'entrée supplémentaires. Les paramètres concernant l'enrobage (l'épaisseur  $c$ , et la permittivité relative  $\epsilon_{rc}$ ), et le conducteur (l'épaisseur de l'isolant  $e_w$  et sa permittivité relative  $\epsilon_w$ ), ainsi que l'espace tore-spire ajouté maximal  $s_{max}$  sont déclarés initialement. Les autres paramètres sont laissés inchangés. Les premières étapes impliquent, comme précédemment, de calculer le paramètre  $A_{min}$  et  $I_{max}$  associé, puis d'optimiser le volume du composant en fonction de  $A$ . Le paramètre  $A_{best}$  issu de cette optimisation, est alors utilisé avec l'équation (4.31) pour déterminer le paramètre  $C_{max}$ . Le modèle de la CPE développé au chapitre 3 est alors utilisé pour évaluer la CPE du composant dimensionné pour  $A_{best}$ . Les étapes à suivre pour appliquer le modèle sont rassemblées dans la figure 3.21. Ainsi après la compensation de l'isolant de la spire, la courbure de l'épaisseur d'enrobage est compensée pour obtenir l'épaisseur équivalente d'enrobage  $c_{eq}$  (si nécessaire, sinon  $c_{eq} = c$ ). Après cette étape, la géométrie décrite par la figure 4.33(a) est obtenue. Ensuite, la courbure de la spire est elle aussi compensée. Mais à la

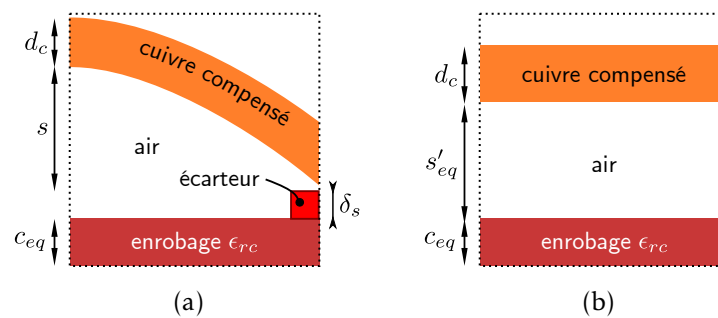


FIGURE 4.33 – Schéma du quart de section bobinée pour la simulation de la CPE  $\text{dim}_{\text{CPE}}$  : (a) après la compensation de l'épaisseur d'enrobage, (b) après la compensation de la courbure de la spire.

différence de l'équation (3.21), la distance équivalente tore-spires est définie cette fois-ci avec

l'épaisseur  $\delta_s$  de l'écarteur, soit

$$s'_{eq} = \frac{2\sqrt{(s_c + \delta_s)(s_c - s_e)}}{\ln\left(\frac{\sqrt{s_c + \delta_s} + \sqrt{s_c - s_e}}{\sqrt{s_c + \delta_s} - \sqrt{s_c - s_e}}\right)}. \quad (4.46)$$

La permittivité de l'écarteur est considérée ici négligeable, car l'écarteur en PLA ne couvre qu'une faible portion du périmètre et a une faible permittivité relative (environ  $\epsilon_{PLA} = 5$ ). La figure 4.33(b) montre la géométrie prête pour les simulations EF 2-D. Une fois cette transformation réalisée, et après la compensation du coin si nécessaire, la CPE est simulée grâce à l'algorithme décrit dans la figure 3.21. Dans le cas où la valeur issue du modèle est plus petite que la valeur maximale autorisée, le composant est gardé comme tel et la procédure s'arrête. Dans le cas contraire, l'écart  $\delta_s$  est augmenté et l'optimisation de la bobine pour  $A_{opt}$  et ce nouveau  $\delta_s$  est relancée. Cela est fait en boucle tant que  $CPE > C_{max}$  et tant que  $\delta_s < s_{max}$  (cette boucle peut être implémentée avec de l'optimisation numérique ou une méthode dédiée selon les contraintes de fabrication des écarteurs de spires). Dans le cas où le paramètre  $s_{max}$  est atteint, et que  $CPE > C_{max}$ , il n'y a pas de solution pour ce matériau. L'action proposée est alors de changer de matériau, en espérant trouver un nouveau matériau avec les paramètres  $\bar{\mu}_2, \mu_{fsw2}, B_{sat2}$  et  $k_{B2}$  qui entraîne un volume optimal plus faible que pour le premier matériau.

La question du choix du matériau qui minimise le volume, et qui en même temps permet de respecter la norme CEM dans la partie HF du spectre se pose alors. Comme expliqué précédemment la minimisation du volume bobiné entraîne indirectement la diminution de la valeur de la CPE. Le choix du matériau qui minimise le volume de la bobine, devrait donc aussi minimiser la CPE. Dans la section 4.3 des indicateurs du volume de la bobine en fonction du matériau seront étudié pour apporter des éléments de réponse à ce problème.

## 4.2.6 Validation expérimentale

La validation expérimentale de la procédure de dimensionnement décrite dans l'algorithme de la figure 4.34 est présentée ci-après. Premièrement les données d'entrée sont résumées, puis la procédure de dimensionnement  $\text{dim}_{CPE}$  avec l'algorithme  $\text{opti}_{bob}$  est appliquée, ensuite afin de pouvoir fabriquer le composant l'algorithme  $\text{opti}_{BDD}$  est utilisé. Enfin la méthode est validée grâce à la mesure du spectre de mode commun de la chaîne de conversion équipé du filtre ainsi fabriqué.

### 4.2.6.1 Données d'entrée

L'algorithme de la figure 4.34 est appliqué sur la même chaîne de conversion que dans la section 4.1. Les condensateurs  $C_Y$  utilisés ont les paramètres décrits dans le tableau 4.2. Les paramètres d'entrée supplémentaires sont rassemblés dans le tableau 4.5. Ils ont trait notamment aux informations sur l'enrobage du noyau, et sur le bobinage avec notamment l'isolant du conducteur, et les espaces tore-spire détaillés. L'ensemble étant nécessaire à la simulation de la CPE. Les espaces tore-spire crêtes et minimales sont augmentés tous les deux de l'épaisseur des écarteurs de spires au besoin. Pour des raisons liées au procédé utilisé, l'épaisseur minimale de ces supports est  $e_{min} = 0,8$  mm, et l'incrément de cette épaisseur est de 0,4 mm (la largeur de la buse de l'imprimante 3D). L'incrément de l'espace tore-spire est alors fixée ici à  $\Delta_s = 0,8$  mm pour simplifier. Il vient alors que  $\delta_s = k \cdot \Delta_s$  avec  $k \in \mathbb{N}^*$ . Et d'après les résultats de la section 3.4.2,  $\delta_{s,max}$  est fixé à 3 mm. Les paramètres du matériau magnétique, ici le N30 y sont aussi rappelés. Le spectre de perméabilité magnétique complexe  $\bar{\mu}_r$  est modélisé grâce au modèle de Debye (voir équation (2.28)).



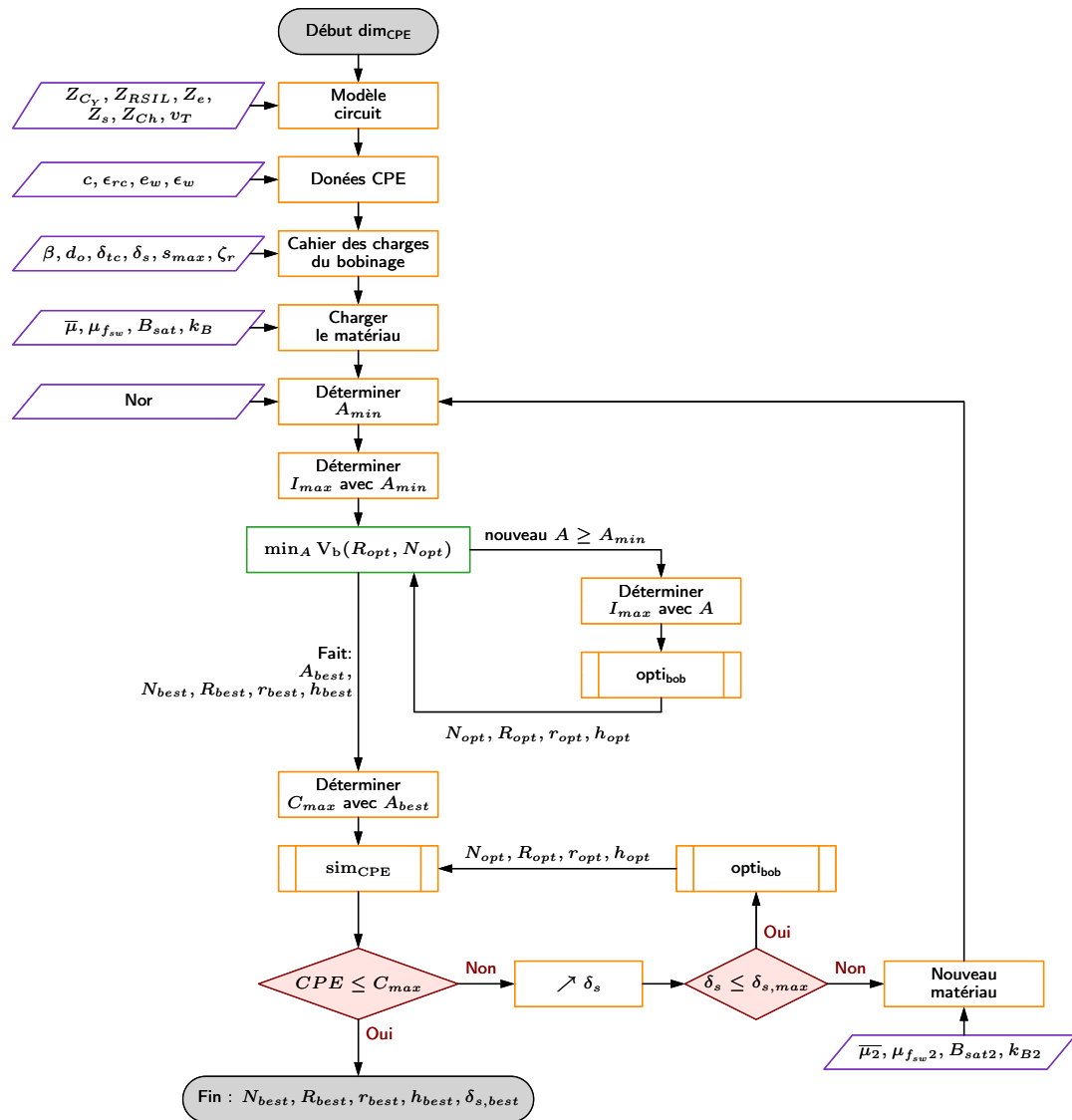


FIGURE 4.34 – Organigramme de l’algorithme du dimensionnement de la bobine de mode commun avec la prise en compte de la CPE  $\text{dim}_{CPE}$ .

Paramètres	Symbole	Valeur
Enrobage du Noyau		
Épaisseur	$c_R = c_r = c_h$	0,2 mm
Permittivité relative	$\epsilon_{rc}$	3
Bobinage		
Diamètre du cond. avec isolant	$d_o$	0,56 mm
Épaisseur de l'isolant du cond.	$e_w$	30 $\mu$ m
Permittivité rel. de l'isolant du cond.	$\epsilon_{rw}$	5
Espace tore enrobé-spire crête	$s_R = s_r = s_h$	0,1 mm
Épaisseur d'écarteur minimale	$\delta_s$	0 mm
Incrément d'espace tore-spire	$\Delta_s$	0,8 mm
Épaisseur d'écarteur maximale	$\delta_{s,max}$	3 mm
Espace inter-spires interne	$\zeta_r$	0,1 mm
Fraction de demi-périmètre couverte par le bobinage	$\beta$	0,98
Matériau magnétique		
Nom	-	N30
Perméabilité relative initiale	$\mu_{ri}$	4300
Fréquence de relaxation	$f_{rel}$	1,5 MHz
Champ d'induction à saturation	$B_{sat}$	380 mT
Coeff. pour le champ d'induction max.	$k_B$	0,9

TABLEAU 4.5 – Sous-ensemble des paramètres d'entrée pour la procédure dim<sub>CPE</sub>.

#### 4.2.6.2 Solutions calculées

Les résultats de l'application de la procédure dim<sub>CPE</sub> sont rassemblés dans le tableau 4.6. Le requis pour la bobine de mode commun est exprimé avec l'inductance  $L_{best}$  et la CPE maximale. Ensuite, un premier noyau est dimensionné pour respecter ce requis avec l'algorithme opti<sub>bob</sub>. Les dimensions du noyau sont présentées avec l'épaisseur d'enrobage (indiquées  $c$ ) car la géométrie sans enrobage n'est pas mesurable. Ce noyau présente un volume bobiné de 1,60 cm<sup>3</sup>, une inductance de 818,1  $\mu$ H égale à l'inductance cible  $L_{best}$  et une CPE simulée de 2,49 pF. Ce noyau n'existant pas dans les catalogues des fournisseurs, la procédure est relancée avec l'algorithme opti<sub>BDD</sub>. Le composant obtenu est légèrement plus volumineux avec un volume bobiné plus grand de 19,2%. Le noyau commercial a pour référence B64290L0045X830 chez TDK. Ce dernier est utilisé pour fabriquer le composant, qui est présenté installé dans le filtre dans la figure 4.35. L'inductance du composant fabriqué est de 868,6  $\mu$ H, soit 3,1% de moins que l'inductance modélisée. Cela est dû à l'incertitude sur la perméabilité magnétique ( $\pm 25\%$  d'après la fiche technique du fabricant). La CPE mesurée est aussi proche de la CPE modélisée, avec un écart de  $-2,2\%$ . La comparaison, dans la figure 4.36, de l'impédance modélisée du composant avec celle mesurée du même composant, confirme la bonne adéquation du modèle de Debye avec la mesure. L'utilisation de la perméabilité mesurée de ce noyau en particulier permet bien de rattraper les écarts de modélisation dus à Debye. Le volume mesuré est légèrement plus grand que le volume modélisé (6,6%) car l'espace tore-spire sur le rayon externe  $s_R$  est plus grand que la valeur paramétrée. Il est en de même sur le rayon interne pour  $s_r$ . Et pour le dessus et le dessous l'écart tore spire  $s_h$  est plus petit que celui paramétré car le noyau B64290L0045X830 est légèrement arrondi sur le dessus, chose qui n'est pas modélisée. Malgré ces légères différences, le composant obtenu est très proche du composant modélisé ce qui confirme la justesse des

Grandeur	Requis	Algo. opti <sub>bob</sub>	Algo. opti <sub>BDD</sub>	Mesure
$L_{best}$	817,2 $\mu$ H	817,2 $\mu$ H	896,7 $\mu$ H	868,6 $\mu$ H
CPE	< 7,77 pF	2,49 pF	2,72 pF	2,66 pF
$R_c$	-	7,19 mm	8,2 mm	8,23 mm
$r_c$	-	4,68 mm	4,6 mm	4,61 mm
$h_c$	-	6,12 mm	6,7 mm	6,86 mm
$N$	-	19	18	18
$s$	-	0,1 mm	0,1 mm	$s_R = 0,25$ mm $s_r = 0,37$ mm $s_h = 0,03$ mm
$\delta_s$	-	0 mm	0 mm	0 mm
$V_b$	-	1,598 cm <sup>3</sup>	1,978 cm <sup>3</sup>	2,110 cm <sup>3</sup>

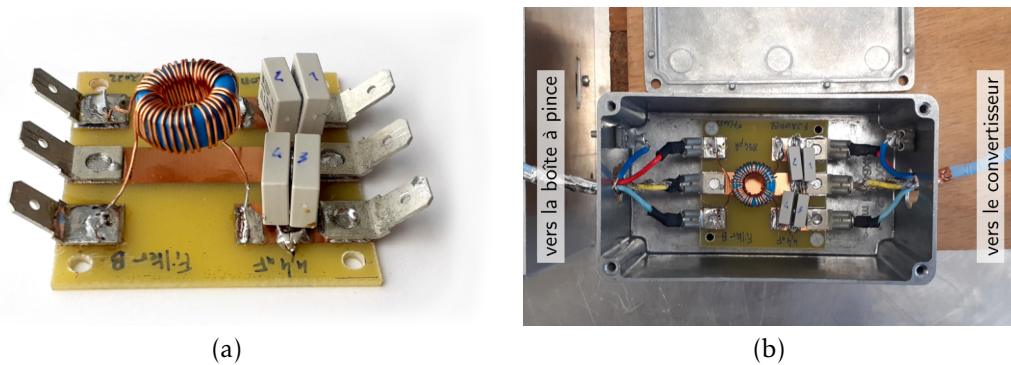
TABLEAU 4.6 – Résultats du dimensionnement de la bobine de mode commun avec dim<sub>CPE</sub>.

FIGURE 4.35 – Photographie du filtre réalisé pour la validation expérimentale : (a) seul, (b) dans la boîte à filtre et inséré dans la chaîne de conversion.

modèles utilisés pour le composant bobiné.

Le noyau ainsi optimisé est associé avec des condensateurs  $C_Y$  dont les paramètres sont décrits dans le tableau 4.2 pour former un filtre  $LC$ . Ce filtre est ensuite inséré dans la chaîne de conversion et le bruit de mode commun mesuré est comparé au bruit modélisé dans la section suivante.

#### 4.2.6.3 Validation expérimentale du respect de la norme

Le spectre du courant de mode commun filtré est montré dans la figure 4.37 avec le niveau limite fixé par la norme *DO160*. Tout d'abord, comme attendu les niveaux de bruit mesurés et modélisés sont bien sous la limite définie par la norme de CEM. Le spectre modélisé affiché en noir transparent est proche du bruit mesuré jusqu'à environ 1 MHz. Au-delà un écart d'environ 5 dB  $\mu$ A est constaté jusqu'à une fréquence de 8 MHz. Cet écart est dû en faible partie au modèle de l'impédance caractéristique du noyau qui, faisant appel à un modèle de type Debye, ne prend pas en compte l'effet capacitif du noyau. C'est pourquoi l'impédance mesurée du composant bobiné est légèrement plus faible que l'impédance modélisée dans la figure 4.36. Ainsi, le spectre du courant de mode commun calculé avec la mesure de perméabilité du noyau utilisé pour faire

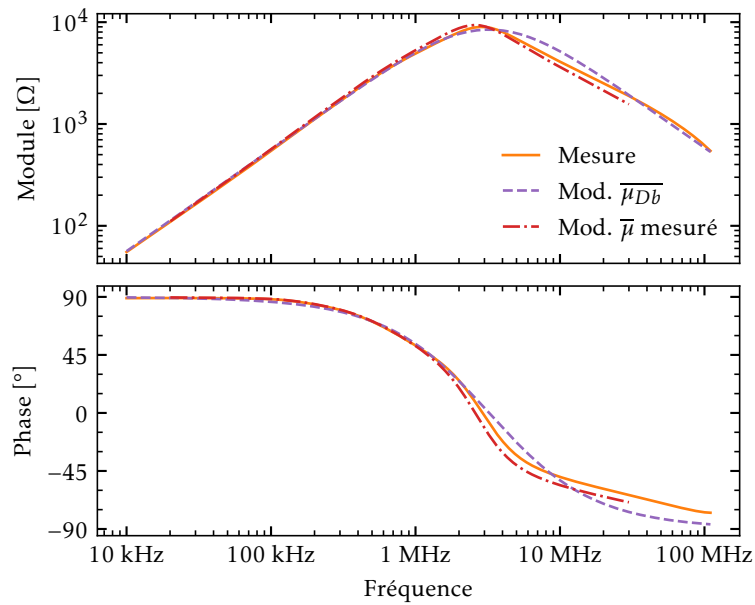


FIGURE 4.36 – Comparaison de l'impédance modélisée et mesurée de la bobine de mode commun *best*.

ce filtre est bien un peu plus élevé entre 4 MHz et 10 MHz (courbe en magenta transparent). Néanmoins, dans ce cas le fait de négliger la capacité du matériau est validé. Pour les fréquences plus grandes le modèle et la mesure divergent, et l'impédance seule de la bobine ne peut pas l'expliquer. La partie restante de l'écart est due à d'autres phénomènes.

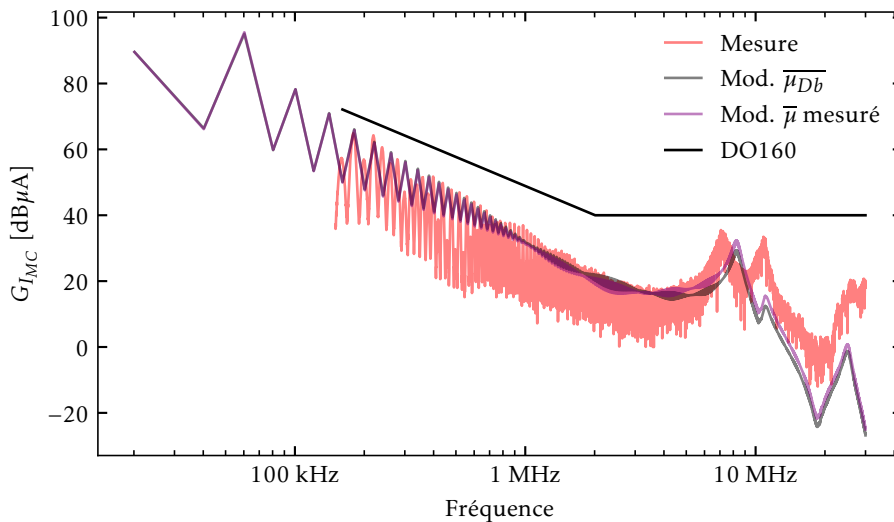


FIGURE 4.37 – Comparaison entre la mesure et le modèle du spectre du bruit de mode commun avec le filtre.

Ces résultats confirment la justesse de la méthode de dimensionnement mais montre aussi la faiblesse de la modélisation de mode commun de la chaîne de conversion dans la partie haute fréquence du spectre. Quelques investigations quant aux raisons des écarts constatés entre le modèle et la mesure sont proposées ci-après.

#### 4.2.6.4 Sources des écarts avec la mesure

Les sources des écarts entre la mesure du courant de mode commun et son modèle sont explorées dans cette sous-section, afin de proposer des axes d'étude pour la modélisation des chemin de propagation de mode commun de la chaîne de conversion en perspective de ces travaux. En premier lieu la chaîne de conversion et son environnement sont modélisées par un système bifilaire avec le blindage et le plan de masse qui sont confondus et tous deux reliés à la terre (voir le schéma de la figure 4.1). Cette hypothèse est valable si le couplage capacitif entre les phases et le plan de masse est négligeable par rapport au couplage capacitif entre les phases et le blindage. Dans le cas contraire un courant parcourt le plan de masse et contourne le filtre, d'où la hausse du niveau de bruit HF constaté sur la figure 4.37. Afin de confirmer cette hypothèse, un noyau de ferrite (équivalent à un filtre  $L$ ) est inséré sur les trois conducteurs (les deux phases et le blindage) pour augmenter l'impédance du chemin empruntant le plan de masse et ainsi en réduire la contribution sur le bruit mesuré. Le bruit mesuré avec ce noyau de ferrite supplémentaire est montré dans la figure 4.38. Le noyau a bien eu pour effet de diminuer la circulation de ce courant dans le plan de masse en amortissant la résonance à 10 MHz. À 20 MHz, le plancher de bruit du récepteur de mesure CEM est trop haut et masque le courant de mode commun. Un autre moyen de mesure doit être utilisé pour améliorer le modèle dans cette plage de fréquences. Mais au-delà de 20 MHz, il y a toujours un écart entre le modèle et la mesure qui nécessite des investigations supplémentaires. Les couplages inter-composants dans le filtre, le transfert de mode dans la chaîne de conversion, ou encore la modélisation de l'impédance de mode commun de la cellule de commutation sont autant de pistes à explorer. L'amélioration du modèle de mode commun de la chaîne de conversion et du filtre de CEM pour des fréquences supérieures à 10 MHz fait partie des perspectives de la thèse.

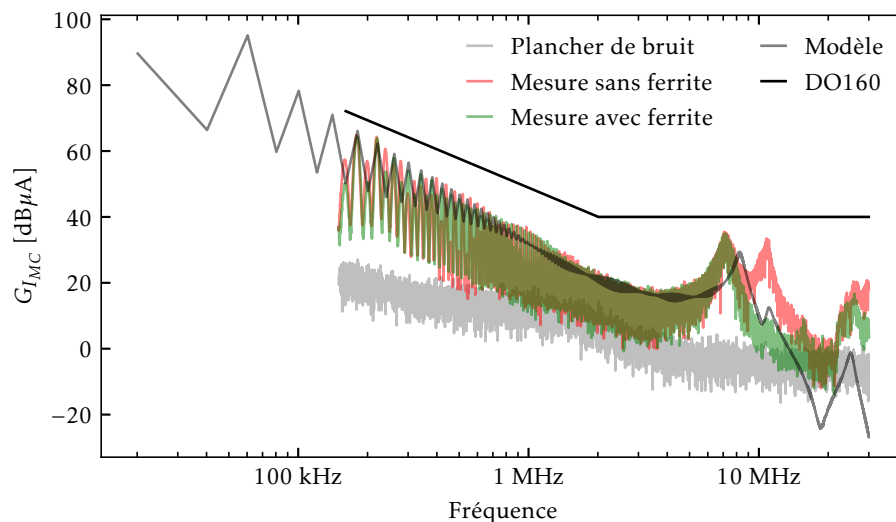


FIGURE 4.38 – Spectre du bruit de mode commun avec le filtre et un noyau de ferrite supplémentaire.

### 4.3 Choix du matériau pour un volume du composant proche optimal

Pour la fin de ce chapitre et du manuscrit, une première approche permettant de déterminer les caractéristiques du matériau qui optimise le volume de la bobine est présentée. Ici le choix du matériau est étudié sachant que la bobine réalisée avec doit avoir pour inductance  $L$  et véhiculer le courant  $I_{max}$ . Ces informations sont ici des entrées constantes et considérées indépendantes l'une de l'autre. Ces données peuvent bien sûr être calculées par le concepteur de filtre pour une chaîne de conversion donnée avec les sections 4.2.2.1 et 4.2.2.2. Mais leur lien avec la chaîne de conversion n'est pas étudié ici. Les résultats de cette section sont alors valables dans le cas où les matériaux considérés possèdent une fréquence de relaxation  $f_{rel} \gg f_{sw}$  (voir la section 2.2.4 sur la limite de Snoek, et la figure 2.32 pour choisir des matériaux qui correspondent à cette hypothèse). Autrement dit le filtrage des premiers harmoniques des perturbations est principalement réalisé dans la plage de fréquence où la bobine est purement inductive.

Dans le cadre de ces hypothèses, l'évolution du volume avec les paramètres du matériau est étudiée dans un premier temps. Puis dans un second temps, un indicateur du volume de la bobine avant optimisation est proposé grâce à une simplification du dimensionnement semi-analytique de la bobine. Enfin cet indicateur est comparé à ceux de la littérature.

#### 4.3.1 Évaluation du volume de la bobine en fonction des paramètres du matériau magnétique

Dans la méthode de dimensionnement  $opti_{bob}$  le matériau magnétique est représenté par deux grandeurs, à savoir le champ magnétique  $B_{sat}$  à saturation et la perméabilité magnétique relative à la fréquence de commutation  $\mu'_r(f_{sw})$ . Le plan  $(B_{sat}, \mu'_r(f_{sw}))$  est alors balayé afin d'étudier l'impact de ces grandeurs sur le volume de la bobine  $V_b$  pour une application donnée définie par un couple  $(L, I_{max})$  et par un cahier des charge du bobinage  $(k_B, d_o, \zeta_r, \beta, \delta_{tc}, \delta_s)$ . Les valeurs sont rassemblées dans le tableau 4.7. L'abaque obtenu est présenté dans la figure 4.39(a). Sur

Paramètre	Symbole	Valeur
Inductance	$L$	817,2 $\mu$ H
Courant dans la bobine	$I_{max}$	95,5 mA
Diamètre du cond. avec isolant	$d_o$	0,56 mm
Espace tore-spire avec l'enrobage	$\delta_{tc}$	0,1 mm
Épaisseur d'écarteur	$\delta_s$	0 mm
Espace inter-spices interne	$\zeta_r$	0,1 mm
Fraction de demi-périmètre couverte par le bobinage	$\beta$	0,98
Coeff. pour le champ d'induction max.	$k_B$	0,9

TABLEAU 4.7 – Données d'entrée pour l'étude du choix du matériau magnétique.

cette figure, le volume bobiné  $V_b$  est calculé avec  $opti_{bob}$  pour chaque couple  $(B_{sat}, \mu'_r(f_{sw}))$ . Les lignes en pointillés blancs indiquent des iso-volumes. Une partition du plan apparaît avec à gauche les volumes calculés sous la contrainte SL. Dans ce cas le volume des bobines est alors presque inversement proportionnel à la valeur de  $\mu'_r(f_{sw})$ . À droite de la partition se trouvent les volumes calculés sous la contrainte NS. Dans ce cas le volume des bobines évolue en fonction du rapport  $\mu'_r(f_{sw})/B_{sat}^2$ , comme montré dans l'équation (4.41). Une troisième zone qui correspond aux volumes calculés sous la contrainte *Both* est présente entre les zones sous SL et NS. La

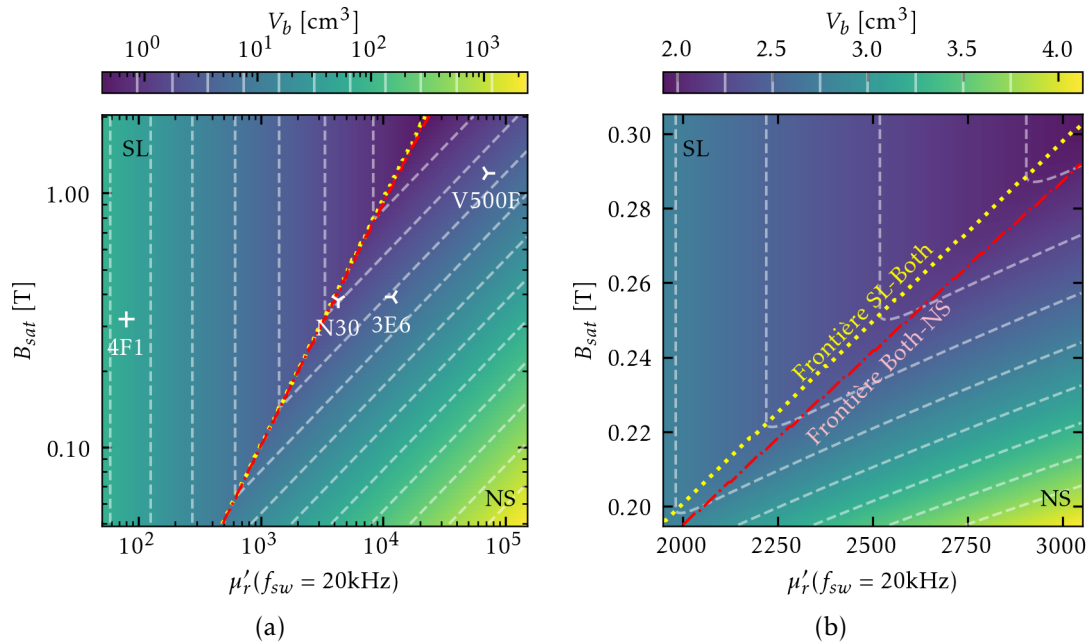


FIGURE 4.39 – Évolution du volume de la bobine dimensionnée avec  $\text{opti}_{\text{bob}}$  en fonction de  $\mu'_r(f_{sw})$  et de  $B_{sat}$  : (a) vue d'ensemble, (b) détail de la zone où la bobine est dimensionnée sous la contrainte *Both* encadrée à gauche par SL et à droite par NS.

Nom	Type	Fabricant	$\mu'_r$ à 20 kHz	$B_{sat}$ [mT]
3E6	Ferrite Mn-Zn	Ferroxcube	11970	390
4F1	Ferrite Ni-Zn	Ferroxcube	80	320
N30	Ferrite Mn-Zn	TDK	4300	380
V500F	Nanocristallin	Vacuumschmelze	70334	1200

TABLEAU 4.8 – Caractéristiques de quelques matériaux magnétiques.

figure 4.39(b) montre un sous-ensemble de points de la figure 4.39(a). La zone *Both* est bien visible entre les deux frontières.

Tous les points du plan  $(B_{sat}, \mu'_r(f_{sw}))$  ne correspondent pas à un matériau qui existe. Ainsi le concepteur de bobine peut y ajouter les points spécifiques d'un ensemble de matériaux pour en choisir un en particulier. A titre d'exemple quatre matériaux sont ajoutés sur l'abaque : un de type nanocristallin, le *Vitroperm 500F* de chez *Vacuumschmelze*; un ferrite de type Ni-Zn, le *4F1* de chez *Ferroxcube*; et deux ferrites de type Mn-Zn, le *N30* de chez *TDK* et le *3E6* de chez *Ferroxcube*. Le champ d'induction à saturation et la perméabilité magnétique relative à 20 kHz de chacun de ces matériaux sont indiqués dans le tableau 4.8. Les volumes les plus petits sont proches de la zone de partition entre SL et NS. Les iso-volumes permettent de discriminer et de classer les matériaux par volume bobiné croissant. Ainsi l'ordre obtenu est : *N30*, *V500F*, *3E6*, et enfin *4F1*. Ainsi ce ne sont pas nécessairement les matériaux qui ont la plus grande perméabilité relative et la plus grande induction à saturation qui permettent d'obtenir le volume le plus petit. Le *N30* et le *3E6* ont des niveaux d'induction à saturation comparable, mais le *N30* est meilleur

car sa perméabilité étant plus basse que celle du  $3E6$ , la bobine peut accepter un plus grand courant avant la saturation. De fait, son rayon interne est plus petit que si du  $3E6$  avait été utilisé. La bobine faite de  $V500F$  a un volume intermédiaire pour des raisons similaires. Par contre le  $4F1$  ayant une perméabilité plutôt basse, il faut un grand rayon interne pour faire passer un nombre de tours conséquent en simple couche et ainsi atteindre l'inductance requise  $L$ .

L'abaque présentée dans la figure 4.39 permet de trier et de choisir un matériau magnétique dans un ensemble prédéfini. Mais elle requiert d'appliquer la procédure de dimensionnement  $\text{opti}_{\text{bob}}$  pour l'ensemble des matériaux envisagés. Grâce au faible coût de calcul de la résolution semi-analytique de la section 4.2.3.2, il est facile de balayer toutes les possibilités. Néanmoins, un indicateur de volume plus simple permettrait de réaliser un choix du matériau magnétique avant l'application de la procédure  $\text{opti}_{\text{bob}}$ , et donc sans devoir l'implémenter à l'étape de pré-conception. C'est pourquoi dans la sous-section suivante une résolution analytique approximative du dimensionnement de la bobine est proposée afin de définir des indicateurs du volume de la bobine simples et rapides à calculer en fonction des paramètres des matériaux.

### 4.3.2 Définition d'un indicateur du volume de la bobine

L'objectif de cette sous-section est de définir un indicateur analytique du volume de la bobine en fonction du cahier des charges de l'application et du bobinage et des paramètres matériaux, pour permettre le tri de ces derniers.

Comme indiqué précédemment dans la section 4.2.3.2, lorsque le dimensionnement est réalisé sous la contrainte NS il dispose d'une solution analytique (voir le système d'équations (4.40)). L'exploitation du volume bobiné sous la contrainte NS est fastidieuse, mais celle du volume cylindrique du noyau non bobiné (volume d'encombrement du noyau)

$$V = \pi \cdot R^2 \cdot h \quad (4.47)$$

permet d'obtenir une expression relativement simple et proche du volume bobiné en valeur. Cette expression est rappelée ici, soit le volume sous la contrainte NS

$$V_{NS} = \frac{\mu_{f_{sw}} L I_{max}^2}{k_B^2 B_{sat}^2} \exp(1). \quad (4.48)$$

Dans le cas où la bobine est dimensionnée sous la contrainte SL, ou sous la contrainte *Both*, il n'y a pas de solution analytique au problème de dimensionnement. Mais en remarquant que

$$K_{2SL} = \frac{d_o}{2} + \delta_{tc} + \delta_s \ll r, \quad (4.49)$$

il vient que

$$r_{min,SL} \approx K_{1SL} \cdot N. \quad (4.50)$$

Cette approximation permet d'utiliser la solution décrite par le système d'équations (4.40), en remplaçant  $K_{1NS}$  par  $K_{1SL}$ . De la même manière que pour le volume  $V_{NS}$ , l'approximation du volume  $V_{SL}$  est alors obtenue, soit

$$V_{SL} \approx \frac{4 \cdot (\zeta_r + d_o)^2 L}{\beta^2 \mu_{f_{sw}}} \cdot \exp(1). \quad (4.51)$$



La bobine est alors dimensionnée sous la contrainte SL lorsque la condition suivante est remplie

$$r_{min,SL} > r_{min,NS}, \quad (4.52)$$

soit ici

$$K_{1SL} \cdot N > K_{1NS} \cdot N. \quad (4.53)$$

Il en est déduit que SL est appliquée pour

$$I_{max} < \frac{2k_B \cdot B_{sat} \cdot (\zeta_r + d_o)}{\mu_{fsw} \cdot \beta} = I_{mat}. \quad (4.54)$$

Le paramètre  $I_{mat}$  dépend alors uniquement du matériau choisi et des paramètres du bobinage et il permet de décider quand utiliser les expressions de  $V_{NS}$  ou de  $V_{SL}$  pour déterminer approximativement le volume de la bobine. Le cas *Both* se réduit maintenant à l'égalité des contraintes NS et SL dans sa forme linéaire, soit  $K_{1SL} \cdot N = K_{1NS} \cdot N$ . Le volume du noyau non bobiné sous la contrainte *Both* est alors égal à  $V_{NS}$  ou l'approximation de  $V_{SL}$ , eux même égaux en ce point particulier.

La figure 4.40 montre l'évolution du volume approximatif du noyau non bobiné en fonction de  $\mu'_r(f_{sw})$  et de  $B_{sat}$ . La figure est très similaire à la figure 4.39(a). Le volume  $V$  du noyau non bobiné est comme attendu un peu plus petit que le volume bobiné  $V_b$ . Et la partition est ici une droite qui correspond aux cas où  $I_{mat} = I_{max}$ . Mais le résultat sur le choix du matériau n'en est pas changé pour autant. Le N30 est toujours le meilleur matériau pour le cas présenté ici. L'approximation de la contrainte SL est donc validée.

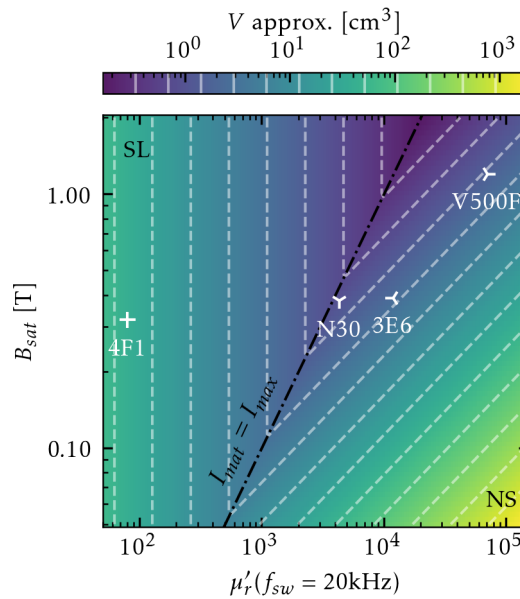


FIGURE 4.40 – Évolution du volume approximatif du noyau non bobiné en fonction de  $\mu'_r(f_{sw})$  et de  $B_{sat}$ .

Comme  $V_{NS}$  et l'approximation de  $V_{SL}$  sont tous les deux proportionnels à  $L \cdot \exp(1)$ , l'indicateur de volume est défini comme suit, soit

$$k_{Vol} = \begin{cases} \frac{4 \cdot (\zeta_r + d_o)^2}{\beta^2 \mu_{fsw}}, & I_{mat} > I_{max} \quad (SL) \\ \frac{\mu_{fsw} I_{max}^2}{k_B^2 B_{sat}^2}, & I_{mat} \leq I_{max} \quad (NS) \end{cases} \quad (4.55)$$

Il est intéressant de remarquer que cet indicateur ne dépend pas de la valeur de l'inductance de la bobine mais uniquement de la valeur du courant qui y passe, ainsi que des paramètres matériaux et du bobinage. Il est suffisamment simple et précis pour être utilisé dans une phase de pré-conception de la bobine pour choisir le matériau magnétique qui donne le volume le plus petit.

Cet indicateur de volume est comparé à ceux relevés dans la littérature dans la sous-section suivante.

### 4.3.3 Comparaison aux indicateurs rencontrés dans la littérature

L'indicateur proposé  $k_{Vol}$  est comparé aux autres indicateurs rencontrés dans la littérature et présentés dans la section 1.4.3.2. Ces indicateurs sont ici adaptés pour prendre en compte le champ d'induction maximal  $B_{max} = k_B \cdot B_{sat}$  (pour rappel  $k_B$  permet d'avoir une marge de sécurité par rapport à la valeur du champ à saturation) et non  $B_{sat}$  afin de pouvoir les comparer à  $k_{Vol}$  et au calcul du volume bobiné optimal  $V_b$  réalisé avec l'algorithme  $opti_{bob}$ .

Le premier indicateur est celui défini par le produit de la perméabilité magnétique initiale et du champ d'induction maximal [Roc12b], soit

$$\mu_i \cdot k_B \cdot B_{sat} \quad (4.56)$$

La figure 4.40 montre en effet que le volume du noyau tend à diminuer lorsque des matériaux à grande perméabilité et à grand champ d'induction maximal sont utilisés. Mais comme le montre les iso-volume cette définition ne semble pas assez précise. En effet sous la contrainte SL une augmentation de  $B_{sat}$  ne permet pas un gain sur le volume.

Le deuxième indicateur est défini par le rapport du champ d'induction maximal avec la racine carré de la valeur absolue de la perméabilité magnétique complexe [Hel11],

$$\frac{k_B \cdot B_{sat}}{\sqrt{|\mu(f_{sw})|}} \quad (4.57)$$

Ce rapport apparaît dans une forme proche dans le coefficient  $k_{Vol}$  sous la contrainte de NS. Cet indicateur semble donc plus approprié que le premier pour juger du volume final du composant, mais il ne prend pas en compte le cas où les composants sont dimensionnés sous la contrainte SL.

Partant de l'hypothèse que ces indicateurs ont un lien de proportionnalité avec le volume du composant optimisé, le rapport de deux valeurs d'un même indicateur pour deux matériaux différents doit être similaire au rapport des volumes des composants optimisés pour ces deux mêmes matériaux. La figure 4.41 montre donc les valeurs des indicateurs pour les quatre matériaux identifiés dans le tableau 4.8, après normalisation en les rapportant à la valeur d'un matériau de référence, ici le N30 (choisi ici comme référence car il donne le volume bobiné  $V_b$  le plus petit).

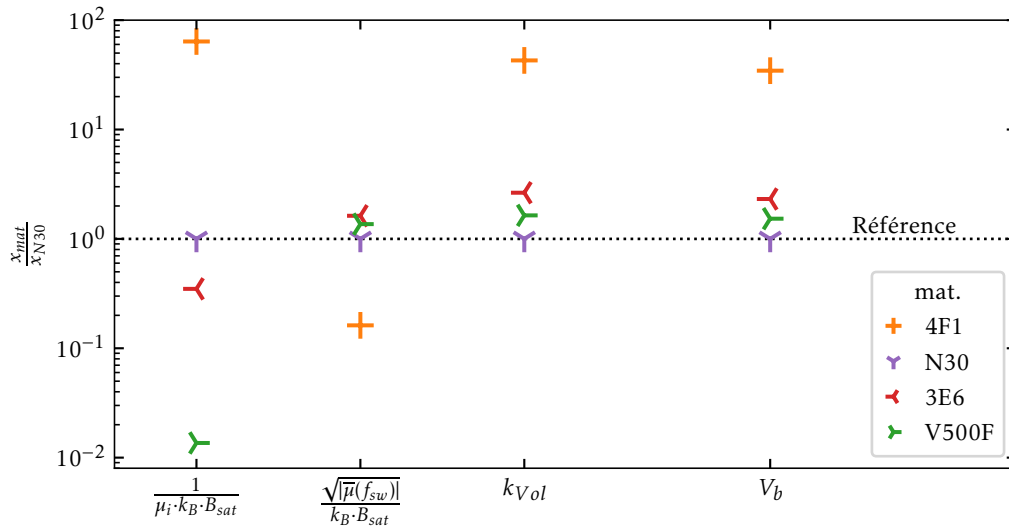


FIGURE 4.41 – Comparaison des rapports des indicateurs de volume, aux rapports des volumes bobinés optimisés pour un cahier des charges ( $L - I_{max}$ ), pour différents matériaux.

Dans le cas où le rapport est plus grand que un cela doit idéalement pouvoir s'interpréter comme le fait que le matériau donnera un composant au volume plus grand que celui de référence, et inversement dans le cas où le rapport est inférieur à un. L'intérêt de comparer les indicateurs de cette manière est de vérifier s'ils donnent ou non un ordre de grandeur du volume en plus d'un ordonnancement pour sélectionner les meilleurs matériaux.

Les indicateurs de la littérature ont été définis pour être inversement proportionnels au volume du composant. Ils sont donc présentés inversés dans la figure 4.41 afin de pouvoir les comparer directement au nouvel indicateur  $k_{Vol}$  ainsi qu'au volume bobiné  $V_b$  présenté plus à droite sur la figure, et lui-même normalisé par rapport au volume obtenu avec le matériau N30 (volumes exacts optimisés par  $opti_{bob}$ , cf. section 4.2.3.2). Le premier indicateur n'indique pas le bon ordonnancement des matériaux par rapport à  $V_b$ , ni les bons rapports par rapport au matériau de référence. Cela confirme qu'il n'est pas assez précis pour choisir un matériau lors d'une étape de pré-dimensionnement. Le deuxième indicateur donne le bon ordonnancement par rapport à  $V_b$  pour tous les matériaux sauf le 4F1. Ce résultat est attendu car cet indicateur ne prend en compte que les cas de dimensionnement où le matériau utilisé donne un composant proche de la saturation (contrainte NS active). Les ordres de grandeurs des rapports sont corrects mais différents des ordres de grandeurs des volumes bobinés. Enfin l'indicateur proposé  $k_{Vol}$  donne à la fois le bon ordonnancement et des rapports au matériau de référence proches des rapports des volumes bobinés. Ce résultat confirme la pertinence de l'indicateur proposé qui est donc utilisable dans le cas d'une étude de pré-dimensionnement pour choisir un matériau presque optimal.

## 4.4 Conclusion du chapitre

Le dimensionnement de la bobine de mode commun d'un filtre de CEM a été étudié dans ce chapitre. En premier lieu un modèle de mode commun de la chaîne de conversion est créé à partir de la caractérisation des chemins de propagation et de la source des perturbations. Ce modèle sert d'entrée à des procédures de dimensionnement qui dans un premier temps définissent le requis minimal en inductance et en CPE pour respecter le niveau de bruit de la norme pour des condensateurs  $C_Y$  prédéfinis. Ensuite les algorithmes de dimensionnement permettent de définir un noyau optimal en autorisant dans certains cas une inductance plus grande que l'inductance minimale requise. La prise en compte de la CPE dans la méthode de dimensionnement permet de dimensionner le composant bobiné avec le respect de la norme dans la partie haute fréquence du spectre. Le dimensionnement réalisé avec cette méthode dépend de la valeur des condensateurs  $C_Y$  retenues. L'ajout du dimensionnement des condensateurs  $C_Y$  dans la procédure pour arriver à une optimisation globale des composants du filtre CEM fait partie des perspectives de ce travail de thèse. Il est intéressant de noter à ce sujet que les travaux de [Zai18; Zai19] montrent que l'usage de la plus grande valeur possible (limitée par les normes de sécurité) pour les condensateurs  $C_Y$  aide à réduire les contraintes sur la bobine, et donc son volume.

Les écarts constatés entre le spectre modélisé et le spectre mesuré ne sont pas dus aux modèles de la bobine de mode commun, mais à ceux notamment de la chaîne de conversion. Ainsi, l'amélioration du modèle de mode commun de la chaîne de conversion dont dépend la justesse du dimensionnement fait partie des perspectives de la thèse.

Il a été aussi montré que les bobines de mode commun réalisées avec des composants sur étagère sont sous-optimales en volume comparées aux bobines dimensionnées avec la procédure semi-analytique. Ce résultat nécessite néanmoins une confirmation expérimentale avec la fabrication de noyau non disponibles sur catalogue.

Enfin un indicateur du volume bobiné du composant permettant de comparer les matériaux magnétiques avant dimensionnement a été proposé. Cet indicateur en plus de donner le bon ordonnancement des matériaux par rapport au volume final du composant bobiné, est suffisamment précis pour estimer le gain de volume d'un matériau par rapport à un autre.



# Conclusion générale et perspectives

A FIN de répondre à la problématique de la miniaturisation des convertisseurs d'énergie embarqués, le dimensionnement des filtres de CEM a été étudié en détail dans ces travaux de thèse, et notamment celui de la bobine de mode commun.

L'étude de la CEM dans le contexte de l'électronique de puissance a montré que le volume des bobines de mode commun était impactant. De plus, les degrés de liberté sur la fabrication et la valeur de l'inductance de la bobine en comparaison de ceux des condensateurs confirment que les efforts doivent être portés en priorité sur le dimensionnement de la bobine de mode commun. L'état de l'art sur le sujet a montré qu'une modélisation circuit à l'échelle du composant était nécessaire. Ce modèle est ensuite utilisé dans les méthodes de dimensionnement. Parmi ces méthodes, celle du *L2EP* est retenue, car elle permet d'explorer des dimensions qui ne sont pas proposées par les fournisseurs de composants. Mais une méthode de type parcours de base de données BDD est aussi mise au point pour la conception et la fabrication des bobines.

Le deuxième chapitre présente alors la modélisation de l'impédance du noyau. En premier lieu, afin de mesurer la perméabilité magnétique des noyaux de différentes tailles pour la modélisation de leur impédance caractéristique, un dispositif de mesure est mis au point. Il permet des mesures aussi fiables que le dispositif commercial, mais avec des noyaux de plus grandes dimensions. Les caractérisations ainsi réalisées ont montré que certains noyaux de Mn-Zn ne sont pas modélisés fidèlement par le modèle de Debye de la perméabilité magnétique. En effet le comportement à HF de type condensateur avec pertes n'y est pas retranscrit. Des simulations éléments finis en 3-D ont permis de proposer une explication physique du phénomène observé. De cette compréhension a été déduit un modèle de la capacité avec pertes du matériau magnétique. Cette pseudo-capacité a une phase constante avec la fréquence. Elle a alors été modélisée par un élément circuit à phase constante, aussi appelée capacité d'ordre fractionnaire. Grâce à ces modèles un moyen simple de modélisation du comportement à HF de l'impédance d'un noyau a été proposé. Il suffit en effet de mesurer cette capacité sur un noyau d'une famille de noyaux du même matériau, pour en déduire grâce à un coefficient géométrique l'impédance caractéristique des autres noyaux de la famille.

Afin de compléter le modèle de l'impédance du noyau bobiné, le comportement capacitif dû au bobinage est étudié dans le troisième chapitre. Plusieurs transformations géométriques ont été utilisées pour modéliser la capacité parallèle équivalente CPE. En premier, chaque spire du bobinage est vue comme une boucle à un potentiel électrique constant qui se couple avec le noyau par une capacité tore-spire, et aux autres spires par une capacité inter-spices. En bord de bobinage, la contribution du champ électrique qui a davantage de place pour se déployer vers la surface du noyau est modélisée par une capacité de frange. Les capacités inter-spices de deuxième rang ne sont pas prises en compte car négligeables comme cela a été montré par la simulation. Le réseau capacitif ainsi créé est simplifié par une approche énergétique en remarquant que la tension de chaque spire est imposée par le comportement magnétique du noyau et répartie linéairement le long du bobinage. Ces capacités sont ensuite modélisées par

la méthode des éléments finis en 2-D, car c'est la méthode la plus robuste pour prendre en compte les espaces tore-spire et inter-spices en comparaison des méthodes analytiques de la littérature. La méthode à 2-D retenue est peu coûteuse en temps de calcul mais nécessite des transformations 2-D supplémentaires de la géométrie intrinsèquement 3-D d'une spire. Ainsi après compensation de l'épaisseur d'isolant des spires, il est possible de prendre en compte la courbure de la spire de telle manière que les capacités équivalentes tore-spire avant et après transformation soient les mêmes. Ces transformations ont été validées par la simulation en 3-D d'un quart de spire, puis lors de la mesure de la CPE d'un tore bobiné sur un noyau de matériau de type nanocristallin, en prenant en compte les incertitudes liées à l'irrégularité du bobinage. L'hypothèse principale de ce modèle est de considérer que le noyau est un conducteur parfait, ce qui est vérifié dans le cas des matériaux de type nanocristallin. Or, les noyaux faits de matériaux ferrites de type Mn-Zn possèdent une grande permittivité relative apparente, qui provoque un comportement électrique du noyau proche du conducteur parfait. Un test non destructif de cette hypothèse a été proposé et validé sur un noyau de type Mn-Zn pour lequel le modèle de la CPE a été validé expérimentalement. L'hypothèse n'est pas validée pour un noyau de type Ni-Zn à la permittivité plus faible. Le modèle de la CPE permet ainsi de reproduire fidèlement l'impédance d'un noyau bobiné de matériau nanocristallin ou ferrite de type Mn-Zn.

Le modèle de l'impédance de la bobine est alors utilisé en conjonction avec le modèle circuit de mode commun de la chaîne de conversion dans le dernier chapitre, pour proposer une procédure de dimensionnement de la bobine de mode commun, avec pour objectif de réduire son volume. La procédure de dimensionnement développée dans les travaux précédents du *L2EP* a donc été reprise et étendue avec le nouveau modèle de la CPE. Cette méthode ne faisant pas d'hypothèse sur les dimensions des noyaux, les résultats d'optimisation ne sont pas toujours directement réalisables avec des noyaux disponibles sur le marché. Afin de pouvoir réaliser les bobines ainsi dimensionnées, une deuxième méthode de dimensionnement par parcours de BDD a été proposée. Les deux méthodes ont été comparées, et il a été démontré que l'utilisation de la méthode du *L2EP* permet de proposer des composants bobinés plus petits que pour la méthode de type BDD. Les méthodes de dimensionnement ont été validées expérimentalement sur une chaîne de conversion. Les résultats ont montré notamment que les modèles de la bobine de mode commun permettent bien de la dimensionner en prenant en compte son comportement capacitif. Les écarts constatés entre le spectre de bruit modélisé et le spectre de bruit mesuré ont très certainement pour origine la modélisation incomplète de la chaîne de conversion et les phénomènes de transfert de mode et de couplage inter-composants qui peuvent apparaître tout au long de la chaîne de conversion et en particulier dans le filtre. Enfin la méthode de dimensionnement semi-analytique du *L2EP* a permis de définir un indicateur du volume des composants bobinés. Cet indicateur permet un tri des matériaux magnétiques avant optimisation. Et en comparaison des autres indicateurs de la littérature, il est capable de donner en relatif à un matériau de référence les bons rapports de volume bobiné final, en plus de l'ordonnement des matériaux par ordre de volume.

Finalement les travaux présentés dans cette thèse ont permis de dimensionner une bobine de mode commun en prenant en compte son comportement à HF. Mais ils ont aussi ouvert de nouvelles questions, les perspectives sont alors multiples.

L'ajout de la contribution de la capacité matériau dans la procédure de dimensionnement permettrait de dimensionner de manière plus robuste les bobines faites en ferrite de type Mn-Zn.

Pour étendre la validité de la procédure de dimensionnement à d'autres matériaux, le modèle de la CPE demande à être étendu aux ferrites de type Ni-Zn. En effet avec la montée en fréquence des convertisseurs, ces matériaux sont les seuls à proposer une atténuation suffisante en haute fréquence. La difficulté est alors d'étudier la contribution à la CPE du champ électrique dans le noyau, et la répartition du potentiel en surface du noyau.

L'amélioration des modèles de mode commun des chaînes de conversion est aussi nécessaire. Il est aussi possible de généraliser l'étude proposée dans cette thèse à des convertisseurs triphasés qui disposent de plus de degrés de liberté pour la réduction des perturbations à la source grâce aux lois de commande, en comparaison avec un convertisseur continu-continu.

Par ailleurs, l'ajout comme variables de décision des paramètres du matériau magnétique permettrait d'optimiser le volume du composant avec le matériau pour une application donnée. L'usage de l'indicateur proposé dans cette thèse fournit une première approche et combiné avec la limite de Snoek pour la tenue en fréquence, il devrait créer des pistes intéressantes pour le choix du matériau optimal à différentes fréquences de commutation.

Pour clore, le matériau magnétique est aussi à l'origine de pertes magnétiques, et de l'échauffement du composant. Or le comportement thermique de la bobine n'a pas été pris en compte dans cette thèse. Une étude thermique approfondie est nécessaire, notamment pour les applications à fort courant. Dans le cadre de la minimisation du volume, il sera certainement intéressant de tirer parti de l'augmentation de la perméabilité magnétique avec la température de certains matériaux de type ferrite, pour obtenir des solutions robustes face aux variations de températures inhérentes aux convertisseurs embarqués.





# Liste des publications

## Article en revue avec comité de relecture

- SALOMEZ, Florentin, VIDET, Arnaud et IDIR, Nadir. “Modeling and Minimization of the Parasitic Capacitances of Single-Layer Toroidal Inductors”. *IEEE Transactions on Power Electronics* 37.10 (2022), p. 12426-12436. DOI : 10.1109/TPEL.2022.3177642.

## Communications en congrès international avec actes

- SALOMEZ, Florentin, VIDET, Arnaud et IDIR, Nadir. “Modelling and minimization of the parasitic capacitance of ring core inductors”. *2021 23rd European Conference on Power Electronics and Applications (EPE'21 ECCE Europe)*. 2021, p. 1-10. DOI : 10.23919/EPE21ECCEurope50061.2021.9570557.
- SALOMEZ, Florentin, VIDET, Arnaud et IDIR, Nadir. “Semi-Analytical Model of Parasitic Capacitance of Inductor with Conductive Core”. *PCIM Europe digital days 2021 ; International Exhibition and Conference for Power Electronics, Intelligent Motion, Renewable Energy and Energy Management*. 2021, p. 1-8. URL : <https://ieeexplore.ieee.org/document/9472479>.

## Communications en congrès national avec actes

- SALOMEZ, Florentin, VIDET, Arnaud et IDIR, Nadir. “Méthode de détermination des capacités parasites des bobines toriques nanocristallins”. *Compatibilité Electromagnétique 2020*. Lyon, France, avr. 2021.
- SALOMEZ, Florentin, VIDET, Arnaud et IDIR, Nadir. “Dimensionnement d’un filtre de mode commun avec prise en compte du comportement haute fréquence du composant magnétique”. *Jeunes Chercheurs en Génie Électrique (JCGE2022)*. Juin 2022.

## Communications en colloque

- SALOMEZ, Florentin, VIDET, Arnaud et IDIR, Nadir. *Modélisation et Minimisation des Capacités Parasites des Bobines Toriques Simple Couche pour les filtres CEM*. 9ème Conférence Plénière du Groupe de Recherche Ondes. Poster. Déc. 2021.
- SALOMEZ, Florentin, VIDET, Arnaud et IDIR, Nadir. *Modélisation et Minimisation des Capacités Parasites des Bobines Toriques Simple Couche pour les filtres CEM*. Journée des Électroniques de Puissance (JEP22). Poster. Mars 2022.

# Bibliographie

- [Agi99] AGILENT. *Agilent 4294A Precision Impedance Analyzer, Operation Manual, Third Edition*. Agilent Technologies, 1999 (cf. p. 117).
- [Ala16] ALA, G., GIACONIA, G. C., GIGLIA, G., DI PIAZZA, M. C., LUNA, M., VITALE, G. et ZANCHETTA, P. "Computer aided optimal design of high power density EMI filters". *2016 IEEE 16th International Conference on Environment and Electrical Engineering (EEEIC)*. 2016, p. 1-6. DOI : 10.1109/EEEIC.2016.7555572 (cf. p. 29).
- [Ali12] ALI, Marwan. "Nouvelles architectures intégrées de filtre CEM hybride". Thèse de Doctorat. École normale supérieure de Cachan - ENS Cachan, fév. 2012. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00847144> (cf. p. 14).
- [Ali13] ALI, Marwan, LABOURÉ, Eric et COSTA, François. "Integrated hybrid EMI filter : Study and realization of the active part". *2013 15th European Conference on Power Electronics and Applications (EPE)*. 2013, p. 1-8. DOI : 10.1109/EPE.2013.6634697 (cf. p. 14).
- [Bai10] BAISDEN, Andrew Carson, BOROYEVICH, Dushan et WANG, Fei. "Generalized Terminal Modeling of Electromagnetic Interference". *IEEE Transactions on Industry Applications* 46.5 (2010), p. 2068-2079. DOI : 10.1109/TIA.2010.2058836 (cf. p. 34).
- [Bak16] BAKRI, Reda, NGOUA TEU, Jean Sylvio, MARGUERON, Xavier, LE MOIGNE, Philippe et IDIR, Nadir. "Planar transformer equivalent thermal resistance variation with ambient temperature and power losses". *2016 18th European Conference on Power Electronics and Applications (EPE'16 ECCE Europe)*. 2016, p. 1-9. DOI : 10.1109/EPE.2016.7695431 (cf. p. 25).
- [Bro50] BROCKMAN, Frank G., DOWLING, P. H. et STENECK, Walter G. "Dimensional Effects Resulting from a High Dielectric Constant Found in a Ferromagnetic Ferrite". *Phys. Rev.* 77 (1 jan. 1950), p. 85-93. DOI : 10.1103/PhysRev.77.85 (cf. p. 62).
- [Bus88] BUSH, Gary G. "Generalization of Snoek's limit for modeling initial permeability of magnetic materials". *Journal of Applied Physics* 63.8 (1988), p. 3765-3767. DOI : 10.1063/1.340661 (cf. p. 61).
- [Cap02] CAPONET, M.C. et PROFUMO, F. "Devices for the separation of the common and differential mode noise : design and realization". *APEC. Seventeenth Annual IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition (Cat. No.02CH37335)*. T. 1. 2002, 100-105 vol.1. DOI : 10.1109/APEC.2002.989233 (cf. p. 12).
- [Cas12] CASPERS, F. "RF engineering basic concepts : S-parameters". (2012). DOI : 10.48550/ARXIV.1201.2346. URL : <https://arxiv.org/abs/1201.2346> (cf. p. 47).
- [Cha19a] CHAFI, Ammar. "Conception et réalisation des bobines PCB à base de matériau magnétique souple pour des convertisseurs HF". 2019LILUI054. Thèse de doct. 2019. URL : <http://www.theses.fr/2019LILUI054> (cf. p. 25).

- [Cha19b] CHAGAS, Natalia Braun et MARCHESAN, Tiago Bandeira. "Analytical Calculation of Static Capacitance for High-Frequency Inductors and Transformers". *IEEE Transactions on Power Electronics* 34.2 (2019), p. 1672-1682. DOI : 10.1109/TPEL.2018.2829716 (cf. p. 90).
- [Cha21] CHAFI, Ammar, IDIR, Nadir, VIDET, Arnaud et MAHER, Hassan. "Design Method of PCB Inductors for High-Frequency GaN Converters". *IEEE Transactions on Power Electronics* 36.1 (2021), p. 805-814. DOI : 10.1109/TPEL.2020.3000438 (cf. p. 25).
- [Cos05] COSTA, F., VOLLAIRE, C. et MEURET, R. "Modeling of conducted common mode perturbations in variable-speed drive systems". *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 47.4 (2005), p. 1012-1021. DOI : 10.1109/TEMC.2005.857365 (cf. p. 27, 34).
- [Cue13] CUELLAR QUISPE, Carlos Enrique. "HF characterization and modeling of magnetic materials for the passive components used in EMI filters". 2013LIL10061. Thèse de doct. 2013. URL : <http://www.theses.fr/2013LIL10061/document> (cf. p. 23, 64, 72).
- [Cue14] CUELLAR, Carlos et IDIR, Nadir. "EMI filter design methodology taking into account the static converter impedance". *2014 16th European Conference on Power Electronics and Applications*. 2014, p. 1-10. DOI : 10.1109/EPE.2014.6910940 (cf. p. 27).
- [Cue16] CUELLAR, Carlos, IDIR, Nadir et BENABOU, Abdelkader. "High-Frequency Behavioral Ring Core Inductor Model". *IEEE Transactions on Power Electronics* 31.5 (2016), p. 3763-3772. DOI : 10.1109/TPEL.2015.2460374 (cf. p. 23, 65, 72, 77, 80).
- [Cue17] CUELLAR, Carlos et IDIR, Nadir. "Stray capacitances determination methods of EMI filter inductors". *IECON 2017 - 43rd Annual Conference of the IEEE Industrial Electronics Society*. 2017, p. 7040-7045. DOI : 10.1109/IECON.2017.8217231 (cf. p. 90).
- [Dal07] DALESSANDRO, Luca, SILVEIRA CAVALCANTE, Fabiana da et KOLAR, Johann W. "Self-Capacitance of High-Voltage Transformers". *IEEE Transactions on Power Electronics* 22.5 (2007), p. 2081-2092. DOI : 10.1109/TPEL.2007.904252 (cf. p. 86, 90).
- [Del16] DELHOMMAIS, M., DADANEMA, G., AVENAS, Y., COSTA, F., SCHANEN, J. L. et VOLLAIRE, C. "Design by optimization of power electronics converter including EMC constraints". *2016 International Symposium on Electromagnetic Compatibility - EMC EUROPE*. 2016, p. 182-187. DOI : 10.1109/EMCEurope.2016.7739226 (cf. p. 28, 148).
- [Del18] DELHOMMAIS, Mylène, SCHANEN, Jean-Luc, WURTZ, Frédéric, RIGAUD, Cécile, CHARDON, Sylvain et VIGHETTI, Stéphane. "Thermal model of Litz wire toroidal inductor based on experimental measurements". *2018 IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC)*. 2018, p. 2658-2665. DOI : 10.1109/APEC.2018.8341392 (cf. p. 25).
- [Del22] DELHOMMAIS, Mylène, DELAFORGE, Timothé, SCHANEN, Jean-Luc, WURTZ, Frédéric et RIGAUD, Cécile. "A Predesign Methodology for Power Electronics Based on Optimization and Continuous Models : Application to an Interleaved Buck Converter". *Designs* 6.4 (2022). ISSN : 2411-9660. DOI : 10.3390/designs6040068 (cf. p. 148).
- [Dia13] DIAHAM, S et LOCATELLI, M-L. "Dielectric properties of polyamide-imide". *Journal of Physics D : Applied Physics* 46.18 (avr. 2013), p. 185302. DOI : 10.1088/0022-3727/46/18/185302 (cf. p. 114).

- [Don19a] DONG, Guangdong et ZHANG, Fanghua. "A Study on Stray Capacitance of Ferrite Common Mode Chokes for EMI Filters". *2019 10th International Conference on Power Electronics and ECCE Asia (ICPE 2019 - ECCE Asia)*. 2019, p. 2101-2106. doi : 10.23919/ICPE2019-ECCEAsia42246.2019.8797349 (cf. p. 87).
- [Don19b] DONG, Guangdong, ZHANG, Fanghua, LIU, Yan, MENG, Wuji et XU, Ce. "Analytical Method for Extraction of Stray Capacitance in Single-Layer CM Chokes". *2019 IEEE Energy Conversion Congress and Exposition (ECCE)*. 2019, p. 3185-3191. doi : 10.1109/ECCE.2019.8912846 (cf. p. 86, 87, 90, 91, 102, 103, 105).
- [Dos19] DOS SANTOS, Victor. "Modélisation des émissions conduites de mode commun d'une chaîne électromécanique : Optimisation paramétrique de l'ensemble convertisseur filtres sous contraintes CEM". Thèse de doctorat dirigée par Sareni, Bruno et Roux, Nicolas Génie Electrique Toulouse, INPT 2019. Thèse de doct. 2019. url : <http://www.theses.fr/2019INPT0021> (cf. p. 9, 28, 154).
- [Dow66] DOWELL, P. L. "Effects of Eddy Currents in Transformer Windings". *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers* 113.8 (août 1966), p. 1387-1394. issn : 2053-7891. doi : 10.1049/piee.1966.0236 (cf. p. 24).
- [Fer13] FERROXCUBE. *Soft Ferrites and Accessories, Data Handbook*. 2013. url : <https://www.ferroxcube.com/en-global/download/download/11> (visité le 19/04/2022) (cf. p. 21, 23, 66, 119).
- [For09] FOREST, François, LABOURÉ, Eric, MEYNARD, Thierry A. et SMET, Vanessa. "Design and Comparison of Inductors and Intercell Transformers for Filtering of PWM Inverter Output". *IEEE Transactions on Power Electronics* 24.3 (2009), p. 812-821. doi : 10.1109/TPEL.2008.2007900 (cf. p. 21, 126).
- [Fre13] FREEBORN, Todd J. "A Survey of Fractional-Order Circuit Models for Biology and Biomedicine". *IEEE Journal on Emerging and Selected Topics in Circuits and Systems* 3.3 (2013), p. 416-424. doi : 10.1109/JETCAS.2013.2265797 (cf. p. 77).
- [Fri94] FRICKEY, D.A. "Conversions between S, Z, Y, H, ABCD, and T parameters which are valid for complex source and load impedances". *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 42.2 (1994), p. 205-211. doi : 10.1109/22.275248 (cf. p. 47).
- [Fur17] FURUYA, Atsushi, UEHARA, Yuji, SHIMIZU, Koichi, FUJISAKI, Jun, ATAKA, Tadashi, TANAKA, Tomohiro et OSHIMA, Hirotaka. "Magnetic Field Analysis for Dimensional Resonance in Mn-Zn Ferrite Toroidal Core and Comparison With Permeability Measurement". *IEEE Transactions on Magnetics* 53.11 (2017), p. 1-4. doi : 10.1109/TMAG.2017.2713416 (cf. p. 23).
- [Ger10] GERBAUD, Laurent, TOURÉ, Baidy-Birame, SCHANEN, Jean-Luc et CARAYON, Jean-Pierre. "MODELLING PROCESS AND OPTIMISATION OF EMC FILTERS FOR POWER ELECTRONICS APPLICATIONS". *XI-th International Workshop on Optimization and Inverse Problems in Electromagnetism*. Sofia, Bulgaria, sept. 2010, ISBN 978-954-438-855-3. url : <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00520027> (cf. p. 28).
- [Ham13] HAMILTON, N.C. "Electrical circuit models of the HF initial permeability spectra of soft ferrite lead to revised definition of fundamental material properties". *1st Annual Active and Passive RF Devices Seminar*. 2013, p. 59-62. doi : 10.1049/ic.2013.0239 (cf. p. 55).

- [Han16] HANSON, Alex J., BELK, Julia A., LIM, Seungbum, SULLIVAN, Charles R. et PERREAULT, David J. "Measurements and Performance Factor Comparisons of Magnetic Materials at High Frequency". *IEEE Transactions on Power Electronics* 31.11 (2016), p. 7909-7925. DOI : 10.1109/TPEL.2015.2514084 (cf. p. 29, 32).
- [Han17] HAN, Di, LI, Silong, WU, Yujiang, CHOI, Wooyoung et SARLIOGLU, Bulent. "Comparative Analysis on Conducted CM EMI Emission of Motor Drives : WBG Versus Si Devices". *IEEE Transactions on Industrial Electronics* 64.10 (2017), p. 8353-8363. DOI : 10.1109/TIE.2017.2681968 (cf. p. 5).
- [Hel09] HELDWEIN, Marcelo Lobo et KOLAR, Johann W. "Impact of EMC Filters on the Power Density of Modern Three-Phase PWM Converters". *IEEE Transactions on Power Electronics* 24.6 (2009), p. 1577-1588. DOI : 10.1109/TPEL.2009.2014238 (cf. p. 5, 27-29).
- [Hel11] HELDWEIN, Marcelo Lobo, DALESSANDRO, Luca et KOLAR, Johann W. "The Three-Phase Common-Mode Inductor : Modeling and Design Issues". *IEEE Transactions on Industrial Electronics* 58.8 (2011), p. 3264-3274. DOI : 10.1109/TIE.2010.2089949 (cf. p. 29, 31, 179).
- [Hör12] HÖRMAIER, Klaus, ZANGL, Hubert et ZOJER, Herbert. "An EMI receiver model to evaluate electromagnetic emissions by simulation". *2012 IEEE International Instrumentation and Measurement Technology Conference Proceedings*. 2012, p. 2558-2562. DOI : 10.1109/I2MTC.2012.6229516 (cf. p. 12, 13).
- [Hua07] HUANG, Ruifeng et ZHANG, Daming. "Experimentally Verified Mn-Zn Ferrites' Intrinsic Complex Permittivity and Permeability Tracing Technique Using Two Ferrite Capacitors". *IEEE Transactions on Magnetics* 43.3 (mars 2007), p. 974-981. ISSN : 1941-0069. DOI : 10.1109/TMAG.2006.888739 (cf. p. 119).
- [Hur18] HURLEY, William Gerard, MERKIN, Tim et DUFFY, Maeve. "The Performance Factor for Magnetic Materials Revisited : The Effect of Core Losses on the Selection of Core Size in Transformers". *IEEE Power Electronics Magazine* 5.3 (2018), p. 26-34. DOI : 10.1109/MPPEL.2018.2848738 (cf. p. 32).
- [Hur98] HURLEY, W.G., WOLFLE, W.H. et BRESLIN, J.G. "Optimized transformer design : inclusive of high-frequency effects". *IEEE Transactions on Power Electronics* 13.4 (1998), p. 651-659. DOI : 10.1109/63.704133 (cf. p. 32).
- [Idi06] IDIR, Nadir, BAUSIERE, Robert et FRANCHAUD, Jean Jacques. "Active gate voltage control of turn-on di/dt and turn-off dv/dt in insulated gate transistors". *IEEE Transactions on Power Electronics* 21.4 (2006), p. 849-855. DOI : 10.1109/TPEL.2007.876895 (cf. p. 13).
- [Inc07] INCROPERA, Frank P. et INCROPERA, Frank P., éd. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. 6th ed. Hoboken, NJ : John Wiley, 2007. ISBN : 978-0-471-45728-2 (cf. p. 25).
- [Joh90] JOHNSON, M.T. et VISSER, E.G. "A coherent model for the complex permeability in polycrystalline ferrites". *IEEE Transactions on Magnetics* 26.5 (1990), p. 1987-1989. DOI : 10.1109/20.104592 (cf. p. 61).
- [Kaç19] KAÇKI, Marcin, RYŁKO, Marek S., HAYES, John G. et SULLIVAN, Charles R. "A Study of Flux Distribution and Impedance in Solid and Laminar Ferrite Cores". *2019 IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC)*. 2019, p. 2681-2687. DOI : 10.1109/APEC.2019.8722252 (cf. p. 75).

- [Kaç20] KAÇKI, Marcin, RYŁKO, Marek S., HAYES, John G. et SULLIVAN, Charles R. "A Practical Method to Define High Frequency Electrical Properties of MnZn Ferrites". *2020 IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC)*. 2020, p. 216-222. DOI : 10.1109/APEC39645.2020.9124101 (cf. p. 77).
- [Kaç22] KAÇKI, Marcin, RYŁKO, Marek S., HAYES, John G. et SULLIVAN, Charles R. "Measurement Methods for High-Frequency Characterizations of Permeability, Permittivity, and Core Loss of Mn-Zn Ferrite Cores". *IEEE Transactions on Power Electronics* 37.12 (2022), p. 15152-15162. DOI : 10.1109/TPEL.2022.3189671 (cf. p. 66, 77).
- [Kar15] KARACA, Timuçin, DEUTSCHMANN, Bernd et WINKLER, Gunter. "EMI-receiver simulation model with quasi-peak detector". *2015 IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC)*. 2015, p. 891-896. DOI : 10.1109/ISEMC.2015.7256283 (cf. p. 13).
- [Ken99] KENNELLY, A. E. "The Equivalence of Triangles and Three-Pointed Stars in Conducting Networks." *Electrical World and Engineer* 34.12 (1899), p. 413-414. URL : [https://archive.org/details/sim\\_electrical-world\\_1899-09-16\\_34\\_12/page/412/mode/2up](https://archive.org/details/sim_electrical-world_1899-09-16_34_12/page/412/mode/2up) (visité le 23/01/2021) (cf. p. 87).
- [Ker03] KERADEC, J.P., FOUASSIER, P., COGITORE, B. et BLACHE, F. "Accounting for resistivity and permittivity in high frequency permeability measurements : application to MnZn ferrites". *Proceedings of the 20th IEEE Instrumentation Technology Conference (Cat. No.03CH37412)*. T. 2. 2003, 1252-1256 vol.2. DOI : 10.1109/IMTC.2003.1207952 (cf. p. 77).
- [Key16] KEYSIGHT TECHNOLOGIES. *Impedance Measurement Handbook, A guide to measurement technology and techniques*. 6e Édition. 2016 (cf. p. 45, 48, 54).
- [Khe21] KHELLADI, S., SACI, K., HADJADJ, A. et ALES, A. "A Hybrid Common Mode Choke Optimization Method for Input Line EMI Filter Design". *Advanced Electromagnetics* 10.2 (juill. 2021), p. 56-66. DOI : 10.7716/aem.v10i2.1677 (cf. p. 29).
- [Kol10] KOLAR, J. W., BIELA, J., WAFFLER, S., FRIEDLI, T. et BADSTUEBNER, U. "Performance trends and limitations of power electronic systems". *2010 6th International Conference on Integrated Power Electronics Systems*. 2010, p. 1-20 (cf. p. 5, 14).
- [Kol16] KOLAR, J. W., BORTIS, D. et NEUMAYR, D. "The ideal switch is not enough". *2016 28th International Symposium on Power Semiconductor Devices and ICs (ISPSD)*. 2016, p. 15-22. DOI : 10.1109/ISPSD.2016.7520767 (cf. p. 5, 14).
- [Kot14] KOTNY, J. L., DUQUESNE, T. et IDIR, N. "Modeling and design of the EMI filter for DC-DC SiC-converter". *2014 International Symposium on Power Electronics, Electrical Drives, Automation and Motion*. 2014, p. 1195-1200. DOI : 10.1109/SPEEDAM.2014.6872003 (cf. p. 28).
- [Kot16] KOTNY, J.L., DUQUESNE, T. et IDIR, N. "Filter design method for GaN-Buck converter taking into account of the common-mode propagation paths". *2016 IEEE 20th Workshop on Signal and Power Integrity (SPI)*. 2016, p. 1-4. DOI : 10.1109/SaPIW.2016.7496297 (cf. p. 28).
- [Kov12] KOVAČIĆ, Marinko, HANIĆ, Zlatko, STIPETIĆ, Stjepan, KRISHNAMURTHY, Shashank et ŽARKO, Damir. "Analytical Wideband Model of a Common-Mode Choke". *IEEE Transactions on Power Electronics* 27.7 (2012), p. 3173-3185. DOI : 10.1109/TPEL.2011.2182060 (cf. p. 23, 25, 26, 64, 86, 90, 102, 103).



- [Kov15a] KOVAČIĆ, Marinko, STIPETIĆ, Stjepan, HANIĆ, Zlatko et ŽARKO, Damir. "Small-Signal Calculation of Common-Mode Choke Characteristics Using Finite-Element Method". *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 57.1 (2015), p. 93-101. DOI : 10.1109/TEMC.2014.2362998 (cf. p. 25).
- [Kov15b] KOVAČIĆ, Marinko, STIPETIĆ, Stjepan, HANIĆ, Zlatko et ŽARKO, Damir. "Small-Signal Calculation of Common-Mode Choke Characteristics Using Finite-Element Method". *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 57.1 (2015), p. 93-101. DOI : 10.1109/TEMC.2014.2362998 (cf. p. 86).
- [Laf11] LAFON, Frédéric. "Développement de techniques et de méthodologies pour la prise en compte des contraintes CEM dans la conception d'équipements du domaine automobile. : Etude de l'immunité, du composant à l'équipement". Thèse de doct. 2011, 289 p. URL : <http://www.theses.fr/2011ISAR0004> (cf. p. 48).
- [Leb05] LEBOURGEOIS, Richard. "Ferrites doux pour l'électronique de puissance". *Matériaux | Matériaux fonctionnels*. Techniques de l'ingénieur N3260 V1 (oct. 2005) (cf. p. 24, 29, 30).
- [Leb14] LEBOURGEOIS, Richard. "Ferrites faibles pertes pour applications fréquentielles". (2014), p. 31 (cf. p. 24, 29).
- [Leb22] LEBOURGEOIS, Richard. "Ferrites doux pour l'électronique de puissance". *Techniques de l'Ingénieur*. Techniques de l'ingénieur D2160 V2 (mai 2022) (cf. p. 24, 29, 30).
- [Lév14] LÉVY, Pierre-Etienne, COSTA, François, GAUTIER, Cyrille et REVOL, Bertrand. "Analytical calculation of the magnetic field radiated by a CM coil using conformal mapping methods". *2014 International Symposium on Electromagnetic Compatibility*. 2014, p. 246-251. DOI : 10.1109/EMCEurope.2014.6930911 (cf. p. 64, 126).
- [Li01] LI, Jieli, ABDALLAH, T. et SULLIVAN, C.R. "Improved calculation of core loss with nonsinusoidal waveforms". *Conference Record of the 2001 IEEE Industry Applications Conference. 36th IAS Annual Meeting (Cat. No.01CH37248)*. T. 4. 2001, 2203-2210 vol.4. DOI : 10.1109/IAS.2001.955931 (cf. p. 24).
- [Li21] LI, Yiming et WANG, Shuo. "Modeling and Increasing the High-Frequency Impedance of Single-Layer Mn-Zn Ferrite Toroidal Inductors With Electromagnetic Analysis". *IEEE Transactions on Power Electronics* 36.6 (2021), p. 6943-6953. DOI : 10.1109/TPEL.2020.3039809 (cf. p. 23, 64, 65, 72, 80, 86, 90, 102, 103, 105).
- [Lin19] LIN, Siqi, BRINKER, Tobias, FAUTH, Leon et FRIEBE, Jens. "Review of Dimensional Resonance Effect for High Frequency Magnetic Components". *2019 21st European Conference on Power Electronics and Applications (EPE '19 ECCE Europe)*. 2019, P.1-P.10. DOI : 10.23919/EPE.2019.8915152 (cf. p. 23).
- [Liu20] LIU, Bo, REN, Ren, WANG, Fei, COSTINETT, Daniel et ZHANG, Zheyu. "Winding Scheme With Fractional Layer for Differential-Mode Toroidal Inductor". *IEEE Transactions on Industrial Electronics* 67.2 (2020), p. 1592-1604. DOI : 10.1109/TIE.2019.2903768 (cf. p. 90).
- [Luo10] LUO, Fang, WANG, Shuo, WANG, Fei, BOROYEVICH, Dushan, GAZEL, Nicolas, KANG, Yong et BAISDEN, Andrew Carson. "Analysis of CM Volt-Second Influence on CM Inductor Saturation and Design for Input EMI Filters in Three-Phase DC-Fed Motor Drive Systems". *IEEE Transactions on Power Electronics* 25.7 (2010), p. 1905-1914. DOI : 10.1109/TPEL.2010.2043541 (cf. p. 29).

- [Mai10] MAINALI, Krishna et ORUGANTI, Ramesh. "Conducted EMI Mitigation Techniques for Switch-Mode Power Converters : A Survey". *IEEE Transactions on Power Electronics* 25.9 (2010), p. 2344-2356. DOI : 10.1109/TPEL.2010.2047734 (cf. p. 13, 14).
- [Mar12] MARLIER, C., VIDET, A., IDIR, N., MOUSSA, H. et MEURET, R. "Modeling of switching transients for frequency-domain EMC analysis of power converters". *2012 15th International Power Electronics and Motion Control Conference (EPE/PEMC)*. 2012, DS1e.1-1-DS1e.1-8. DOI : 10.1109/EPEPEMC.2012.6397241 (cf. p. 33, 34).
- [Mar13a] MARLIER, C., VIDET, A., IDIR, N., MOUSSA, H. et MEURET, R. "Hybrid time-frequency EMI noise sources modeling method". *2013 15th European Conference on Power Electronics and Applications (EPE)*. 2013, p. 1-9. DOI : 10.1109/EPE.2013.6634675 (cf. p. 34).
- [Mar13b] MARLIER, Clément. "Modélisation des perturbations électromagnétiques dans les convertisseurs statiques pour des applications aéronautiques". Thèse de doctorat dirigée par Idir, Nadir et Videt, Arnaud Génie électrique Lille 1 2013. Thèse de doct. 2013. URL : <http://www.theses.fr/2013LIL10145> (cf. p. 33, 34, 139).
- [Mar22] MARTINS, Joaquim R. R. A. et NING, Andrew. *Engineering Design Optimization*. Cambridge University Press, jan. 2022. ISBN : 9781108833417 (cf. p. 148).
- [Mas18] MASSARINI, Antonio. "Analytical Approach to the Calculation of Parasitic Capacitance Between Winding Turns". *2018 IEEE 4th International Forum on Research and Technology for Society and Industry (RTSI)*. 2018, p. 1-4. DOI : 10.1109/RTSI.2018.8548511 (cf. p. 90).
- [Mas97] MASSARINI, A. et KAZIMIERCZUK, M.K. "Self-capacitance of inductors". *IEEE Transactions on Power Electronics* 12.4 (1997), p. 671-676. DOI : 10.1109/63.602562 (cf. p. 23, 86, 87, 90).
- [Mee19] MEEKER, D. C. *Finite Element Method Magnetics, ver. 4.2, (21 April 2019 build)*. 2019. URL : <https://www.femm.info> (cf. p. 97, 100, 108, 114).
- [Mid14] MIDDELSTÄDT, Lars, SKIBIN, Stanislav, DÖBBELIN, Reinhard et LINDEMANN, Andreas. "Analytical determination of the first resonant frequency of differential mode chokes by detailed analysis of parasitic capacitances". *2014 16th European Conference on Power Electronics and Applications*. 2014, p. 1-10. DOI : 10.1109/EPE.2014.6910734 (cf. p. 90).
- [Mor19] MORYA, Ajay Kumar, GARDNER, Matthew C., ANVARI, Bahareh, LIU, Liming, YEPES, Alejandro G., DOVAL-GANDOY, Jesús et TOLİYAT, Hamid A. "Wide Bandgap Devices in AC Electric Drives : Opportunities and Challenges". *IEEE Transactions on Transportation Electrification* 5.1 (2019), p. 3-20. DOI : 10.1109/TTE.2019.2892807 (cf. p. 5).
- [Müh11] MÜHLETHALER, J., KOLAR, J. W. et ECKLEBE, A. "Loss modeling of inductive components employed in power electronic systems". *8th International Conference on Power Electronics - ECCE Asia*. 2011, p. 945-952. DOI : 10.1109/ICPE.2011.5944652 (cf. p. 24).
- [Nak00] NAKAMURA, Tatsuya. "Snoek's limit in high-frequency permeability of polycrystalline Ni-Zn, Mg-Zn, and Ni-Zn-Cu spinel ferrites". *Journal of Applied Physics* 88.1 (2000), p. 348-353. DOI : 10.1063/1.373666 (cf. p. 59, 62).
- [Ott09] OTT, Henry W. *Electromagnetic Compatibility Engineering*. John Wiley & Sons, 2009 (cf. p. 6).

- [Pas15] PASKO, Szymon Wojciech, KAZIMIERCZUK, Marian K. et GRZESIK, Bogusław. “Self-Capacitance of Coupled Toroidal Inductors for EMI Filters”. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 57.2 (2015), p. 216-223. DOI : 10.1109/TEM.2014.2378535 (cf. p. 87, 90).
- [Pér19] PÉREZ, J.-Ph., CARLES, R. et FLECKINGER, R. *Electromagnétisme Fondements et application*. 4e édition. ISBN 987-2-10-080665-2. Malakoff : Dunod, 2019 (cf. p. 19, 20, 24, 61, 87).
- [PER97] PERRON, Jean-Claude. “Matériaux ferromagnétiques amorphes et nanocristallins”. *Techniques de l'ingénieur Matériaux magnétiques* base documentaire : TIB537DUO.ref. article : d2150 (1997). DOI : 10.51257/a-v2-d2150 (cf. p. 113).
- [Pet96] PETKOV, R. “Optimum design of a high-power, high-frequency transformer”. *IEEE Transactions on Power Electronics* 11.1 (1996), p. 33-42. DOI : 10.1109/63.484414 (cf. p. 32).
- [Pia21] PIAT, Arthur, SATHLER, Hans H., GALLARD, Francois et COUGO, Bernardo. “A Multidisciplinary Design Optimization Approach for EMC Filters Design For More Electric Aircraft Applications”. *2021 23rd European Conference on Power Electronics and Applications (EPE'21 ECCE Europe)*. 2021, P.1-P.10 (cf. p. 29).
- [Rag10] RAGGL, Klaus, NUSSBAUMER, Thomas et KOLAR, Johann W. “Guideline for a Simplified Differential-Mode EMI Filter Design”. *IEEE Transactions on Industrial Electronics* 57.3 (2010), p. 1031-1040. DOI : 10.1109/TIE.2009.2028293 (cf. p. 29).
- [Rei01] REINERT, J., BROCKMEYER, A. et DE DONCKER, R.W.A.A. “Calculation of losses in ferro- and ferrimagnetic materials based on the modified Steinmetz equation”. *IEEE Transactions on Industry Applications* 37.4 (2001), p. 1055-1061. DOI : 10.1109/28.936396 (cf. p. 24).
- [Rev06] REVOL, Bertrand, COSTA, François, ECRABEY, Jacques et BAUDESSON, Philippe. “Dimensionnement des inductances de mode commun mono- couches”. *Electronique de Puissance du Future (EPF)*. Grenoble, France, juill. 2006. URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01689460> (cf. p. 28, 29).
- [Rev11] REVOL, Bertrand, ROUDET, James, SCHANEN, Jean-Luc et LOIZELET, Philippe. “EMI Study of Three-Phase Inverter-Fed Motor Drives”. *IEEE Transactions on Industry Applications* 47.1 (2011), p. 223-231. DOI : 10.1109/TIA.2010.2091193 (cf. p. 27, 34, 138).
- [Roc09] ROC'H, Anne, IANNARELLI, Riccardo et LEFERINK, Frank. “New materials for inductors”. *2009 International Symposium on Electromagnetic Compatibility - EMC Europe*. 2009, p. 1-4. DOI : 10.1109/EMCEUROPE.2009.5189700 (cf. p. 29, 31).
- [Roc12a] ROC'H, Anne. “Behavioural Models for Common Mode EMI Filters”. Thèse de doct. Enschede : University of Twente [Host, 2012 (cf. p. 30).
- [Roc12b] ROC'H, Anne et LEFERINK, Frank. “Nanocrystalline Core Material for High-Performance Common Mode Inductors”. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 54.4 (2012), p. 785-791. DOI : 10.1109/TEM.2012.2188103 (cf. p. 29-31, 179).
- [RTC10] RTCA. *Section 21.0 – Emission of Radio Frequency Energy | DO-160*. Déc. 2010. URL : <https://do160.org/emission-of-radio-frequency-energy/> (cf. p. 9).
- [Ryl11] RYLKO, Marek S., LYONS, Brendan J., HAYES, John G. et EGAN, Michael G. “Revised Magnetics Performance Factors and Experimental Comparison of High-Flux Materials for High-Current DC-DC Inductors”. *IEEE Transactions on Power Electronics* 26.8 (2011), p. 2112-2126. DOI : 10.1109/TPEL.2010.2103573 (cf. p. 29, 32).

- [Sai18] SAINI, Dalvir K., AYACHIT, Agasthya, REATTI, Alberto et KAZIMIERCZUK, Marian K. "Analysis and Design of Choke Inductors for Switched-Mode Power Inverters". *IEEE Transactions on Industrial Electronics* 65.3 (2018), p. 2234-2244. DOI : 10.1109/TIE.2017.2740847 (cf. p. 28).
- [Sal21] SALOMEZ, Florentin, VIDET, Arnaud et IDIR, Nadir. "Semi-Analytical Model of Parasitic Capacitance of Inductor with Conductive Core". *PCIM Europe digital days 2021 ; International Exhibition and Conference for Power Electronics, Intelligent Motion, Renewable Energy and Energy Management*. 2021, p. 1-8. URL : <https://ieeexplore.ieee.org/document/9472479> (cf. p. 87).
- [Sat20] SATHLER, Hans H., COUGO, Bernardo, CARAYON, Jean-Pierre, COSTA, François et LABROUSSE, Denis. "Modeling of Common-Mode Voltage Source for Multilevel Inverter Topologies". *2020 International Symposium on Electromagnetic Compatibility - EMC EUROPE*. 2020, p. 1-3. DOI : 10.1109/EMCEUROPE48519.2020.9245681 (cf. p. 29, 34, 138, 154).
- [Sch14] SCHROTH, Sebastian, KRISMER, Florian, KOLAR, Johann W. et ERTL, Hans. "Analysis and practical relevance of CM/DM EMI noise separator characteristics". *2014 16th European Conference on Power Electronics and Applications*. 2014, p. 1-10. DOI : 10.1109/EPE.2014.6910867 (cf. p. 12).
- [Sem19] SEMARY, Mourad S., FOUDA, Mohammed E., HASSAN, Hany N. et RADWAN, Ahmed G. "Realization of fractional-order capacitor based on passive symmetric network". *Journal of Advanced Research* 18 (2019), p. 147-159. ISSN : 2090-1232. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.jare.2019.02.004> (cf. p. 77).
- [She19] SHEN, Zhan, WANG, Huai, SHEN, Yanfeng, QIN, Zian et BLAABJERG, Frede. "An Improved Stray Capacitance Model for Inductors". *IEEE Transactions on Power Electronics* 34.11 (2019), p. 11153-11170. DOI : 10.1109/TPEL.2019.2897787 (cf. p. 90).
- [Sku96] SKUTT, G.R. et LEE, F.C. "Characterization of dimensional effects in ferrite-core magnetic devices". *PESC Record. 27th Annual IEEE Power Electronics Specialists Conference*. T. 2. 1996, 1435-1440 vol.2. DOI : 10.1109/PESC.1996.548770 (cf. p. 62).
- [Sne69] SNELLING, E. "Soft ferrites : properties and applications". Iliffe Books Ltd, 1969. Chap. 11 (cf. p. 23, 62, 64, 119).
- [Sno48] SNOEK, J.L. "Dispersion and Absorption in Magnetic Ferrites at Frequencies above One Mc/s". *Physica* 14.4 (1948), p. 207-217. ISSN : 0031-8914. DOI : 10.1016/0031-8914(48)90038-X (cf. p. 61).
- [Sta10] STADLER, Alexander, ALBACH, Manfred et LINDNER, Andreas. "A Practical Method to Measure Electrical AC Conductivity of MnZn Ferrites Using Conventional Toroids". *IEEE Transactions on Magnetics* 46.2 (fév. 2010), p. 678-681. ISSN : 1941-0069. DOI : 10.1109/TMAG.2009.2030157 (cf. p. 119).
- [Ste84] STEINMETZ, Chas.P. "On the law of hysteresis". *Proceedings of the IEEE* 72.2 (1984), p. 197-221. DOI : 10.1109/PROC.1984.12842 (cf. p. 32).
- [Sto17] STOJANOVIC, Marine, LAFON, Frédéric, PERDRIAU, Richard et RAMDANI, Mohamed. "Determination of the coupling model of common mode chokes using a TEM cell". *2017 International Symposium on Electromagnetic Compatibility - EMC EUROPE*. 2017, p. 1-6. DOI : 10.1109/EMCEurope.2017.8094656 (cf. p. 17).

- [Sto19] STOJANOVIC, Marine, LAFON, Frédéric, PERDRIAU, Richard et RAMDANI, Mohamed. "Accurate Analytical Prediction of EMI Filter Attenuation by Considering Intercomponent Coupling Phenomena". *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 61.4 (2019), p. 1042-1051. DOI : 10.1109/TEMC.2018.2850964 (cf. p. 17).
- [Sun15] SUN, Bingyao, BURGOS, Rolando, ZHANG, Xuning et BOROYEVICH, Dushan. "Differential-mode EMI emission prediction of SiC-based power converters using a mixed-mode unterminated behavioral model". *2015 IEEE Energy Conversion Congress and Exposition (ECCE)*. 2015, p. 4367-4374. DOI : 10.1109/ECCE.2015.7310277 (cf. p. 34).
- [Swi] SWIHART, Mark. A. *Inductor Cores - Material and Shape Choices* (cf. p. 25).
- [Tak19] TAKAHASHI, Shotaro, OGASAWARA, Satoshi, TAKEMOTO, Masatsugu, ORIKAWA, Koji et TAMATE, Michio. "Experimental Evaluation of the Relationship between Filter Inductor Impedances and Dimensional Resonances of MnZn Ferrites". *2019 IEEE 4th International Future Energy Electronics Conference (IFEEEC)*. 2019, p. 1-8. DOI : 10.1109/IFEEEC47410.2019.9015169 (cf. p. 23, 75, 76).
- [Tan12] TAN, Wenhua, MARGUERON, Xavier et IDIR, Nadir. "Analytical modeling of parasitic capacitances for a planar common mode inductor in EMI filters". *2012 15th International Power Electronics and Motion Control Conference (EPE/PEMC)*. 2012, DS3f.2-1-DS3f.2-6. DOI : 10.1109/EPEPEMC.2012.6397368 (cf. p. 23, 66, 119).
- [TDK13] TDK. *Ferrites and Accessories, EPCOS Data Book 2013*. 2013 (cf. p. 21, 215).
- [TDK17] TDK. *Ferrites and Accessories, SIFERRIT Material N30*. 2017. URL : <https://www.tdk-electronics.tdk.com/download/528848/11a3ca92549b8d3b7cce210eace3dc3c/pdf-n30.pdf> (cf. p. 20, 22).
- [TDK22] TDK. *TDK Product Catalog : Ferrites and Accessories*. 2022. URL : <https://www.tdk-electronics.tdk.com/en/ferrites> (cf. p. 21).
- [Thé83] THÉVENIN, Léon. "Sur un nouveau théorème d'électricité dynamique." *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences* 97 (1<sup>er</sup> juill. 1883), p. 159-161. URL : <https://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k3053w/f161.item.langFR> (cf. p. 141).
- [Tod18a] TODOROVA, Teodora Plamenova, VAN DEN BOSSCHE, Alex et VALCHEV, Vencislav Cekov. "A Procedure for the Extraction of Intrinsic AC Conductivity and Dielectric Constant of N87 Mn-Zn Ferrite Samples Based on Impedance Measurements and Equivalent Electrical Circuit Modeling". *IEEE Transactions on Power Electronics* 33.12 (2018), p. 10723-10735. DOI : 10.1109/TPEL.2018.2802787 (cf. p. 23, 77).
- [Tod18b] TODOROVA, Teodora Plamenova, VAN DEN BOSSCHE, Alex et VALCHEV, Vencislav Cekov. "A Procedure for the Extraction of Intrinsic AC Conductivity and Dielectric Constant of N87 Mn-Zn Ferrite Samples Based on Impedance Measurements and Equivalent Electrical Circuit Modeling". *IEEE Transactions on Power Electronics* 33.12 (déc. 2018), p. 10723-10735. ISSN : 1941-0107. DOI : 10.1109/TPEL.2018.2802787 (cf. p. 119).
- [Tou13] TOURÉ, Baïdy, SCHANEN, Jean-Luc, GERBAUD, Laurent, MEYNARD, Thierry, ROUDET, James et RUELLAND, Régis. "EMC Modeling of Drives for Aircraft Applications : Modeling Process, EMI Filter Optimization, and Technological Choice". *IEEE Transactions on Power Electronics* 28.3 (2013), p. 1145-1156. DOI : 10.1109/TPEL.2012.2207128 (cf. p. 25, 28, 148).

- [Tra15] TRAUB, Felix, WUNSCH, Bernhard et SKIBIN, Stanislav. "A high frequency model of toroidal chokes for EMC filtering". *2015 IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC)*. 2015, p. 902-907. DOI : 10.1109/ISEMC.2015.7256285 (cf. p. 25, 26).
- [Tré00] TRÉMOLET DE LACHEISSERIE (DU), Etienne. *Magnétisme - Tome II Matériaux et Applications*. EDP Sciences, 2000 (cf. p. 21, 30).
- [Tsu03] TSUTAOKA, Takanori. "Frequency dispersion of complex permeability in Mn-Zn and Ni-Zn spinel ferrites and their composite materials". *Journal of Applied Physics* 93.5 (2003), p. 2789-2796. DOI : 10.1063/1.1542651 (cf. p. 59).
- [Ven02] VENKATACHALAM, K., SULLIVAN, C.R., ABDALLAH, T. et TACCA, H. "Accurate prediction of ferrite core loss with nonsinusoidal waveforms using only Steinmetz parameters". *2002 IEEE Workshop on Computers in Power Electronics, 2002. Proceedings*. 2002, p. 36-41. DOI : 10.1109/CIPE.2002.1196712 (cf. p. 24).
- [Vid17] VIDET, Arnaud, MESSAOUDI, Mehdi, IDIR, Nadir, BOULHARTS, Hocine et VANG, Heu. "PWM Strategy for the Cancellation of Common-Mode Voltage Generated by Three-Phase Back-to-Back Inverters". *IEEE Transactions on Power Electronics* 32.4 (2017), p. 2675-2686. DOI : 10.1109/TPEL.2016.2573831 (cf. p. 13, 34, 138, 147).
- [Vie19] VIENOT, Stephane, VIDET, Arnaud, IDIR, Nadir, KONE, Lamine, WEISS, Stéphane et LAFON, Frédéric. "Modélisation des détecteurs crête, quasi-crête et moyenne pour la simulation des émissions en large bande". (2019) (cf. p. 13).
- [Vie20] VIENOT, Stephane, VIDET, Arnaud, IDIR, Nadir, KONE, Lamine, WEISS, Sébastien et LAFON, Frederic. "Frequency-domain simulation of power electronic systems based on multi-topology equivalent sources modelling method". *2020 22nd European Conference on Power Electronics and Applications (EPE'20 ECCE Europe)*. 2020, P.1-P.10. DOI : 10.23919/EPE20ECCEurope43536.2020.9215867 (cf. p. 34).
- [Vie21] VIENOT, Stéphane. "Méthodes de Modélisation CEM de l'électronique de Puissance Appliquées Au Domaine Automobile". Thèse de doct. Université de Lille (2018-2021), mai 2021. URL : <http://www.theses.fr/2021LILUI033> (cf. p. 12, 13, 33, 34, 48).
- [Vol21a] VOLDOIRE, Adrien, SCHANEN, Jean-Luc, FERRIEUX, Jean-Paul, SARRAZIN, Benoit et GAUTIER, Cyrille. "Predesign Methodology of Voltage Inverters Using a Gradient-Based Optimization Algorithm". *IEEE Journal of Emerging and Selected Topics in Power Electronics* 9.5 (2021), p. 5895-5905. DOI : 10.1109/JESTPE.2021.3092576 (cf. p. 21, 126).
- [Vol21b] VOLDOIRE, Adrien, SCHANEN, Jean-Luc, FERRIEUX, Jean-Paul, SARRAZIN, Benoit et GAUTIER, Cyrille. "Predesign Methodology of Voltage Inverters Using a Gradient-Based Optimization Algorithm". *IEEE Journal of Emerging and Selected Topics in Power Electronics* 9.5 (2021), p. 5895-5905. DOI : 10.1109/JESTPE.2021.3092576 (cf. p. 148).
- [Wae10] WAECKERLÉ, Thierry. "Matériaux Magnétiques Doux Cristallins Magnétisme et Métallurgie Appliqués". *Matériaux magnétiques en électrotechnique*. Techniques de l'ingénieur TIB259DUO.d2121 (2010) (cf. p. 29, 30).
- [Wan04] WANG, Shuo, LEE, F.C., CHEN, D.Y. et ODENDAAL, W.G. "Effects of parasitic parameters on EMI filter performance". *IEEE Transactions on Power Electronics* 19.3 (2004), p. 869-877. DOI : 10.1109/TPEL.2004.826527 (cf. p. 17).

- [Wan05] WANG, Shuo, LEE, F.C. et ODENDAAL, W.G. "Characterization, evaluation, and design of noise Separator for conducted EMI noise diagnosis". *IEEE Transactions on Power Electronics* 20.4 (2005), p. 974-982. DOI : 10.1109/TPEL.2005.850978 (cf. p. 12).
- [Wan12] WANG, Ruxi, BOROYEVICH, Dushan, BLANCHETTE, Handy Fortin et MATTAVELLI, Paolo. "High power density EMI filter design with consideration of self-parasitic". *2012 Twenty-Seventh Annual IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC)*. 2012, p. 2285-2289. DOI : 10.1109/APEC.2012.6166141 (cf. p. 28).
- [Wat89] WATSON, J.K. et AMONI, S. "Using parallel complex permeability for ferrite characterization". *IEEE Transactions on Magnetics* 25.5 (sept. 1989), p. 4224-4226. ISSN : 1941-0069. DOI : 10.1109/20.42576 (cf. p. 39).
- [Yu01] YU, Qin et HOLMES, T.W. "A study on stray capacitance modeling of inductors by using the finite element method". *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 43.1 (2001), p. 88-93. DOI : 10.1109/15.917948 (cf. p. 90).
- [Zai17a] ZAIDI, Bilel, VIDET, Arnaud et IDIR, Nadir. "Design Method for the Minimization of CM Inductor Volume with Consideration of Core Saturation in EMI Filters". *PCIM Europe 2017; International Exhibition and Conference for Power Electronics, Intelligent Motion, Renewable Energy and Energy Management*. 2017, p. 1-8 (cf. p. 29).
- [Zai17b] ZAIDI, Bilel, VIDET, Arnaud et IDIR, Nadir. "Design method for the minimization of common-mode inductor volume taking into account saturation issues in EMI filters for variable duty cycle applications". *2017 19th European Conference on Power Electronics and Applications (EPE'17 ECCE Europe)*. 2017, P.1-P.10. DOI : 10.23919/EPE17ECCEurope.2017.8099336 (cf. p. 29).
- [Zai17c] ZAIDI, Bilel, VIDET, Arnaud et IDIR, Nadir. "Influence of switching frequency and saturation of the magnetic material on the volume of common-mode inductors used in power converter EMI filters". *2017 IEEE Energy Conversion Congress and Exposition (ECCE)*. 2017, p. 887-894. DOI : 10.1109/ECCE.2017.8095879 (cf. p. 29).
- [Zai18] ZAIDI, Bilel. "Méthode d'optimisation du volume des bobines de mode commun pour la conception des filtres CEM". Thèse de doct. Université de Lille, 30 nov. 2018. URL : <http://www.theses.fr/2018LILUI065> (cf. p. 5, 12, 27-29, 32, 134, 148-151, 154, 157, 164, 166, 181, 210, 213).
- [Zai19] ZAIDI, Bilel, VIDET, Arnaud et IDIR, Nadir. "Optimization Method of CM Inductor Volume Taking Into Account the Magnetic Core Saturation Issues". *IEEE Transactions on Power Electronics* 34.5 (2019), p. 4279-4291. DOI : 10.1109/TPEL.2018.2861620 (cf. p. 27, 29, 32, 34, 146, 148, 149, 154, 157, 181).
- [Zha18] ZHAO, Hui, LI, Yiming, LIN, Qiang et WANG, Shuo. "The Parasitic Capacitance of Magnetic Components with Ferrite Cores Due to Time-Varying Electromagnetic (EM) Field". *2018 IEEE Energy Conversion Congress and Exposition (ECCE)*. 2018, p. 3534-3541. DOI : 10.1109/ECCE.2018.8558125 (cf. p. 65, 66, 72).
- [Zha21a] ZHAO, Hongbo, DALAL, Dipen Narendra, BJØRN JØRGENSEN, Asger, JØRGENSEN, Jannick Kjær, WANG, Xiongfei, BĘCZKOWSKI, Szymon, MUNK-NIELSEN, Stig et UHRENFELDT, Christian. "Physics-Based Modeling of Parasitic Capacitance in Medium-Voltage Filter Inductors". *IEEE Transactions on Power Electronics* 36.1 (2021), p. 829-843. DOI : 10.1109/TPEL.2020.3003157 (cf. p. 87, 90).

- [Zha21b] ZHAO, Hongbo, LUAN, Shaokang, SHEN, Zhan, HANSON, Alex J, GAO, Yuan, DALAL, Dipen Narendra, WANG, Rui, ZHOU, Shuhan et MUNK-NIELSEN, Stig. "Rethinking Basic Assumptions for Modeling Parasitic Capacitance in Inductors". *IEEE Transactions on Power Electronics* (2021), p. 1-1. DOI : 10.1109/TPEL.2021.3139682 (cf. p. 86, 87).





## Précision de l'analyseur d'impédance

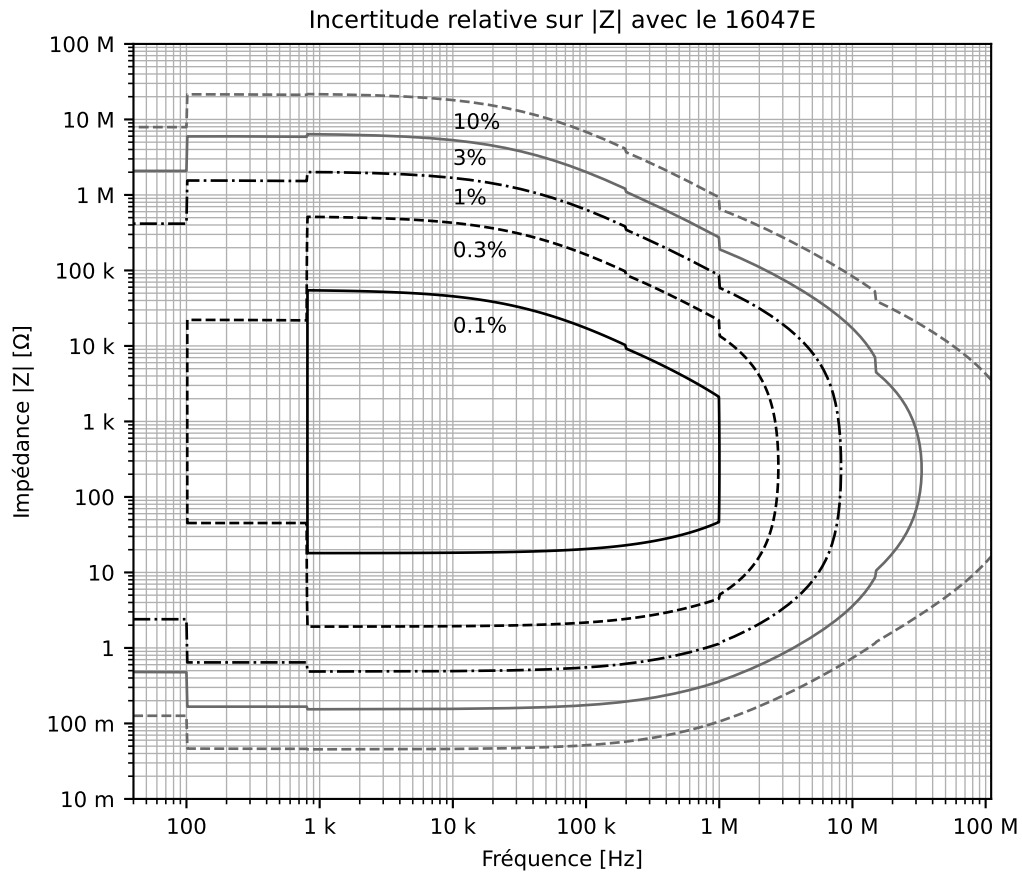


FIGURE A.1 – Précision sur le module de l'impédance mesurée à l'analyseur d'impédance HP4294A, équipé du socket 1647E, et avec les réglages  $V_{osc} = 500\text{mV}$ ,  $bw = 5$ .



## Réglages utilisés sur le receveur CEM pour le test de pré-conformité

Les paramètres utilisés pour les mesures au receveur CEM sont résumés dans le tableau B.1.

Paramètre	Intitulé sur l'appareil	Valeur
Mode de balayage	<i>Step Mode</i>	LOG
Début de la plage	<i>Start</i>	150 kHz
Fin de la plage	<i>Stop</i>	30 MHz
Taille relative du pas	<i>Step Size</i>	0,1 %
Bande Passante de Résolution	<i>Res BW</i>	9 kHz
Temps de mesure	<i>Meas Time</i>	150 µs
Sélection Automatique de l'Atténuation	<i>Auto Ranging</i>	OFF
Atténuation	<i>RF Attn</i>	sans filtre : 20 dB
-	-	avec : 10 dB
Préamplification	<i>Preamp</i>	OFF
Préamplification automatique	<i>Auto Preamp</i>	OFF

TABLEAU B.1 – Réglages du receveur CEM pour le test de pré-conformité.



# Impédance de transfert de la pince de courant

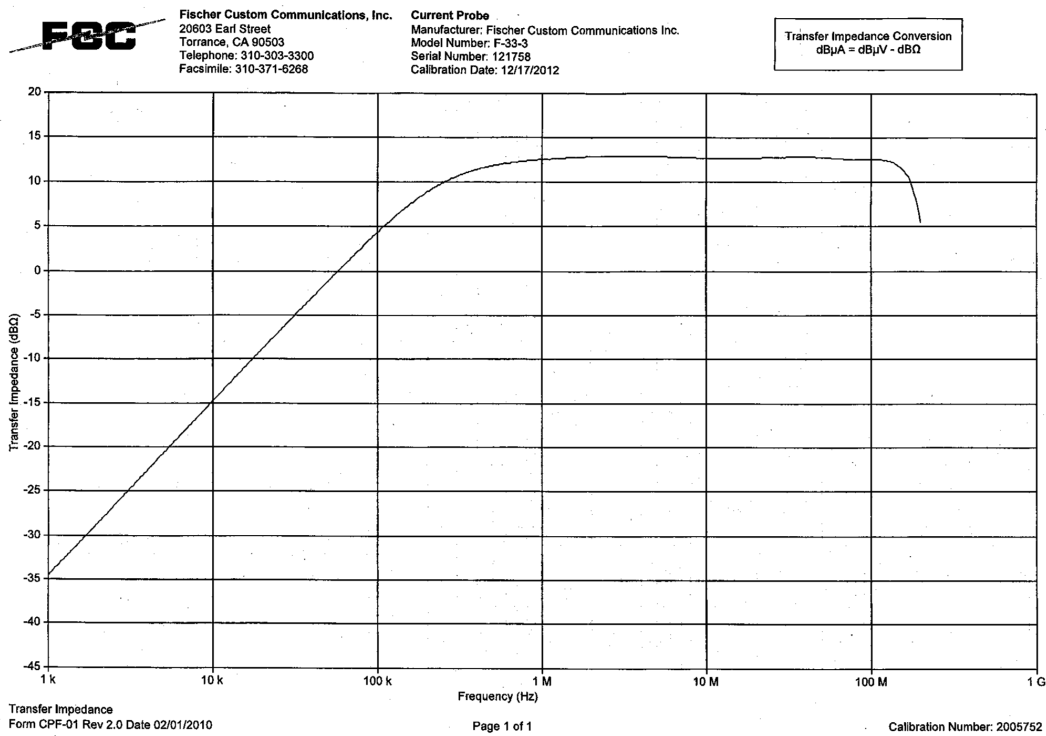


FIGURE C.1 – Fonction de transfert de la pince de courant FCC-33-3.



## Calcul du coefficient géométrique $A_{min}$

La forme rectangulaire des impédances de la chaîne de conversion est utilisée. Les équations

$$Z_{RSIL}(f) = a + j \cdot b, \quad (D.1)$$

$$Z_{Th}(f) = x + j \cdot y, \quad (D.2)$$

$$Z_{Cy}(f) = u + j \cdot v, \quad (D.3)$$

et

$$Z_{L\mu}(f, A) = j \cdot 2\pi f \cdot \overline{\mu_r}(f) \cdot A = j \cdot 2\pi f \cdot (\mu'_r - j\mu''_r) \cdot A \quad (D.4)$$

sont injectées dans l'équation (4.7). Il vient alors que

$$I_{MC} = \frac{u + jv}{M_1 \cdot A + N_1 + j(P_1 \cdot A + Q_1)} \cdot V_{Th}, \quad (D.5a)$$

$$\text{avec } M_1 = 2\pi f \cdot ((u + x) \cdot \mu''_r - (v + y) \cdot \mu'_r), \quad (D.5b)$$

$$N_1 = u \cdot (a + x) - v \cdot (b + y) + x \cdot a - y \cdot b, \quad (D.5c)$$

$$P_1 = 2\pi f \cdot ((u + x) \cdot \mu'_r + (v + y) \cdot \mu''_r), \quad (D.5d)$$

$$Q_1 = u \cdot (b + y) + v \cdot (a + x) + x \cdot b + y \cdot a. \quad (D.5e)$$

En injectant l'équation (D.5a) dans l'équation (4.28), il en est déduit que

$$|I_{MC}| = \sqrt{\frac{u^2 + v^2}{(M_1 \cdot A + N_1)^2 + (P_1 \cdot A + Q_1)^2}} \cdot |V_{Th}| \leq \text{Nor}(f). \quad (D.6)$$



Cette inégalité est présentée sous la forme suivante,

$$\alpha_1 \cdot A^2 + \beta_1 \cdot A + \gamma_1 \geq 0, \quad (\text{D.7a})$$

$$\text{avec } \alpha_1 = M_1^2 + P_1^2, \quad (\text{D.7b})$$

$$\beta_1 = 2 \cdot (M_1 \cdot N_1 + P_1 \cdot Q_1), \quad (\text{D.7c})$$

$$\gamma_1 = N_1^2 + Q_1^2 - (u^2 + v^2) \cdot \left( \frac{|V_{Th}|}{\text{Nor}(f)} \right)^2, \quad (\text{D.7d})$$

afin de faire apparaître dans le terme de gauche une équation du second degré en  $A$  dont le discriminant est

$$\Delta_1 = \beta_1^2 - 4 \cdot \alpha_1 \cdot \gamma_1. \quad (\text{D.8})$$

Lorsque  $\Delta_1$  est négatif, ou égal à 0, cela implique que  $\forall A \in \mathbb{R}_+, |I_{MC}| \leq \text{Nor}(f)$ , autrement dit que les condensateurs  $C_Y$  seuls sont suffisants pour faire passer le niveau de bruit sous le niveau de la norme, d'où le facteur de forme solution

$$A_{sol} = \begin{cases} 0, & \Delta_1 \leq 0 \\ \frac{-\beta_1 \pm \sqrt{\Delta_1}}{2 \cdot \alpha_1}, & \Delta_1 > 0 \end{cases}. \quad (\text{D.9})$$

D'après [Zai18] il peut exister de rares cas où les deux solutions sont positives ( $C_Y$  très grand). Dans les autres cas seule une solution est positive. Cette solution est appliquée pour tous les harmoniques compris dans la plage de la norme et permet d'obtenir

$$\forall f \in \mathcal{H}_N, A_{sol}(f) = \frac{-\beta_1(f) + \sqrt{\Delta_1(f)}}{2 \cdot \alpha_1(f)}. \quad (\text{D.10})$$

Sachant que  $\Delta_1(f) > 0$ , que  $\alpha_1(f) > 0$  alors l'équation du second degré dans (D.8) est croissante pour  $A > 0$  pour chaque  $f$  et donc  $A_{min}$  est le facteur de forme le plus grand qui permet de respecter la norme sur l'ensemble du spectre, soit

$$A_{min} = \max_{f \in \mathcal{H}_N} A_{sol}(f). \quad (\text{D.11})$$

## Calcul de la capacité parallèle équivalente maximale $C_{max}$

Les impédances de la chaîne de conversion sont toujours représentées avec leur forme rectangulaire comme dans les équations (D.1) à (D.3). L'impédance de la bobine avec la CPE exprimé dans l'équation (4.24) est elle aussi exprimée de manière rectangulaire. Ces équations sont injectée dans l'équation (4.7) pour donner

$$I_{MC} = \frac{u - C \cdot M_2 + j \cdot (v - C \cdot N_2)}{P_2 - C \cdot Q_2 + j \cdot (R_2 + C \cdot S_2)} V_{Th}, \quad (\text{E.1a})$$

$$\text{avec } M_2 = A \cdot 4\pi^2 f^2 \cdot (\mu'_r \cdot u + \mu''_r \cdot v), \quad (\text{E.1b})$$

$$N_2 = A \cdot 4\pi^2 f^2 \cdot (\mu'_r \cdot v - \mu''_r \cdot u), \quad (\text{E.1c})$$

$$P_2 = N_1 + A \cdot M_1, \quad (\text{E.1d})$$

$$Q_2 = A \cdot 4\pi^2 f^2 \cdot (\mu'_r \cdot N_1 + \mu''_r \cdot Q_1), \quad (\text{E.1e})$$

$$R_2 = Q_1 + A \cdot P_1, \quad (\text{E.1f})$$

$$S_2 = A \cdot 4\pi^2 f^2 \cdot (-\mu'_r \cdot Q_1 + \mu''_r \cdot N_1). \quad (\text{E.1g})$$

Les paramètres  $M_1, N_1$  et  $Q_1$  sont définis respectivement dans les équations (D.5b), (D.5c) et (D.5e)

Il est déduit de (E.1a) et de (4.30) que

$$|I_{MC}| = \sqrt{\frac{(u - C \cdot M_2)^2 + (v - C \cdot N_2)^2}{(P_2 \cdot C + Q_2)^2 + (R_2 \cdot C + S_2)^2}} \cdot |V_{Th}| \leq \text{Nor}(f). \quad (\text{E.2})$$

Cette inégalité est réécrite afin de faire apparaître l'équation du second degré suivante

$$\alpha_2 \cdot C^2 + \beta_2 \cdot C + \gamma_2 \leq 0, \quad (\text{E.3a})$$

$$\text{avec } \alpha_2 = M_2^2 + N_2^2 - \left( \frac{\text{Nor}(f)}{|V_{Th}|} \right)^2 (Q_2^2 + S_2^2), \quad (\text{E.3b})$$

$$\beta_2 = 2 \cdot \left( \frac{\text{Nor}(f)}{|V_{Th}|} \right)^2 \cdot (P_2 \cdot Q_2 - R_2 \cdot S_2) - 2 \cdot (N_2 \cdot v + M_2 \cdot u), \quad (\text{E.3c})$$

$$\gamma_2 = u^2 + v^2 - \left( \frac{\text{Nor}(f)}{|V_{Th}|} \right)^2 (P_2^2 + R_2^2), \quad (\text{E.3d})$$

dont le discriminant est

$$\Delta_2 = \beta_2^2 - 4 \cdot \alpha_2 \cdot \gamma_2. \quad (\text{E.4})$$

De même que précédemment, lorsque  $\Delta_2 \leq 0$  cela implique que  $\forall (A, C) \in \mathbb{R}_+, |I_{MC}| \leq \text{Nor}(f)$ , autrement dit que les condensateurs  $C_Y$  seuls sont suffisants pour filtrer le bruit. La capacité solution de (E.2) est donc définie pour les  $\Delta_2 \geq 0$ , en ne conservant que la solution positive de l'équation du second degré, soit

$$\forall f \in \mathcal{H}_N \mid \Delta_2(f) \geq 0, \quad C_{\text{sol}}(f) = \frac{-\beta_2(f) + \sqrt{\Delta_2(f)}}{2 \cdot \alpha_2(f)}. \quad (\text{E.5})$$

La capacité  $C_{max}$  qui est la limite haute de la CPE pour la facteur de forme  $A \geq A_{min}$  est donc définie comme le minimum des capacités solutions, soit

$$C_{max} = \min_{f \in \mathcal{H}_N \mid \Delta_2(f) \geq 0} C_{\text{sol}}(f). \quad (\text{E.6})$$

## Méthode de résolution semi-analytique de l'optimisation du volume de la bobine

Cette méthode a été développée au *L2EP* dans la thèse de Bilel Zaïdi [Zaï18]. Elle est rappelée ici avec les notations du présent manuscrit dans un souci de cohérence et de clarté. Pour de plus amples détails sur la méthode en question, le lecteur est invité à lire la thèse [Zaï18].

Pour une inductance donnée  $L$  la hauteur  $h$  est redéfinie grâce à l'équation (4.32b) et injectée dans l'équation (4.32a) pour donner la nouvelle expression du volume bobiné, soit

$$V_b = \pi \left( \frac{2\pi L}{\mu_{fsw} \cdot N^2 \ln\left(\frac{R}{r}\right)} + 2 \cdot (d_o + \delta_{tc} + \delta_s) \right) \cdot (R + d_o + \delta_{tc} + \delta_s)^2. \quad (\text{F.1})$$

Il est alors intéressant de remarquer que la dérivée de  $V_b$  par rapport à  $r$

$$\frac{\partial V_b}{\partial r} = \frac{2\pi^2 L}{\mu_{fsw} \cdot N^2 \cdot \ln^2\left(\frac{R}{r}\right) \cdot r} \cdot (R + d_o + \delta_{tc} + \delta_s)^2 \quad (\text{F.2})$$

est positive pour tout  $r > 0$ , autrement dit le volume minimal est contraint par le plus petit rayon interne  $r_{min}$  qui satisfait les contraintes des équations (4.32d) ( $r_{min,SL}$ ) et (4.32e) ( $r_{min,NS}$ ), le plus grand des deux l'emportant. Ces deux contraintes respectivement affine et linéaire sont généralisées de la manière suivante

$$r_{minNS,SL} = K_1 \cdot N + K_2, \quad (\text{F.3})$$

avec  $K_1$  et  $K_2$  des paramètres réels positifs définis dans le tableau 4.3 selon la contrainte considérée.

Afin de déterminer le couple  $(R_{opt}, N_{opt})$  qui minimise  $V_b$  de l'équation (4.36a), les dérivées

partielles de  $V_b$  sont étudiées. La dérivée de  $V_b$  par rapport à  $N$  est

$$\frac{\partial V_b}{\partial N} = \frac{2\pi^2 L \cdot (R + d_o + \delta_{tc} + \delta_s)^2}{\mu_{f_{sw}} \cdot N^3 \cdot \ln^2\left(\frac{R}{K_1 \cdot N + K_2}\right)} \cdot \left( \frac{K_1 \cdot N}{K_1 \cdot N + K_2} - 2 \cdot \ln\left(\frac{R}{K_1 \cdot N + K_2}\right) \right). \quad (\text{F.4})$$

Elle s'annule pour deux valeurs de  $R$ , soit

$$\frac{\partial V_b}{\partial N} = 0 \iff R = \begin{cases} -(d_o + \delta_{tc} + \delta_s) \\ (K_1 \cdot N + K_2) \cdot \exp\left(\frac{K_1 \cdot N}{2 \cdot (K_1 \cdot N + K_2)}\right) \end{cases}. \quad (\text{F.5})$$

La première solution de (F.5) est négative et n'est pas conservée dans la suite. La deuxième dérivée partielle par rapport à  $R$  est alors étudiée, soit

$$\frac{\partial V_b}{\partial R} = \frac{2\pi(R + d_o + \delta_{tc} + \delta_s)}{\ln^2\left(\frac{R}{K_1 N + K_2}\right)} \left[ 2 \cdot (d_o + \delta_{tc} + \delta_s) \cdot \ln^2\left(\frac{R}{K_1 N + K_2}\right) + \frac{2\pi L}{\mu_{f_{sw}} \cdot N^2} \cdot \ln\left(\frac{R}{K_1 N + K_2}\right) - \frac{(d_o + \delta_{tc} + \delta_s) \cdot \pi L}{\mu_{f_{sw}} \cdot N^2} \left( \frac{1}{d_o + \delta_{tc} + \delta_s} + \frac{1}{R} \right) \right], \quad (\text{F.6})$$

et elle s'annule en  $R = -(d_o + s)$ , qui comme précédemment est une solution non physique, et en

$$2 \cdot (d_o + \delta_{tc} + \delta_s) \cdot \ln^2\left(\frac{R}{K_1 N + K_2}\right) + \frac{2\pi L}{\mu_{f_{sw}} \cdot N^2} \ln\left(\frac{R}{K_1 N + K_2}\right) - \frac{(d_o + \delta_{tc} + \delta_s) \cdot \pi L}{\mu_{f_{sw}} \cdot N^2} \left( \frac{1}{d_o + \delta_{tc} + \delta_s} + \frac{1}{R} \right) = 0. \quad (\text{F.7})$$

En y injectant l'équation (F.5), la solution générale du problème de dimensionnement (4.36) est donnée dans l'équation (4.37).

## Base de données de noyaux toriques

La base de donnée de noyau utilisée dans cette thèse est extraite du catalogue [TDK13].

R [mm]	r [mm]	h [mm]
1.25	0.75	1.00
1.25	0.75	1.30
1.27	0.64	1.27
1.52	0.64	1.27
1.52	0.64	2.54
1.52	0.89	2.03
1.72	0.89	1.78
1.72	0.89	2.03
1.72	0.89	2.11
1.97	0.89	1.78
1.97	1.12	1.30
1.97	1.12	2.30
2.00	1.20	1.60
2.00	1.20	1.80
2.92	1.52	1.52
2.92	1.52	3.00
3.15	1.90	2.50
4.00	2.00	4.00
4.77	2.38	3.17
5.00	3.00	4.00
5.00	3.00	7.00
6.25	3.75	5.00
6.35	3.95	6.35
6.65	4.15	5.00
7.00	4.50	5.00
7.50	5.20	5.30
7.90	4.45	4.70
8.00	4.80	6.30

---

8.50	5.35	6.80
9.20	2.95	5.90
10.00	5.00	7.00
11.05	6.85	6.35
11.05	6.85	7.90
11.05	6.85	12.50
11.30	7.35	9.20
12.65	7.40	10.00
12.65	7.40	15.00
12.65	7.40	20.00
14.75	9.50	14.90
15.25	10.00	12.50
17.00	10.25	10.00
17.00	10.25	12.50
18.00	11.50	15.00
19.05	9.53	12.70
20.00	12.00	16.00
20.90	13.10	12.50
25.00	15.00	20.00
29.15	16.00	18.00
29.15	20.40	17.60
29.15	20.40	20.20
31.50	19.00	25.00
34.00	24.00	13.00
43.50	27.15	13.50
51.00	32.90	15.00
70.00	51.50	25.00
101.00	76.50	25.00

---

# Index

- aimantation, 19
  - à saturation, 20
- analyseur
  - d'impédance, 39, 41
  - de réseau vectoriel, 41, 46
- bobines
  - de mode commun, 15
  - de mode différentiel, 15
  - couplées, 15
- champ
  - d'excitation magnétique, 19
  - d'induction magnétique, 19
  - magnétique coercitif, 20, 29
- contrainte
  - de non saturation, 146
  - de simple couche, 146
  - normative, 145
- convertisseur
  - Buck, 135
- couplages
  - capacitifs, 7
  - inductifs, 7
  - inter-composants, 17
  - parasites, 8
- cycle
  - d'hystérésis, 20
- céramique, 30
- ferrimagnétisme, 30
- ferrite, 30
  - Mn-Zn, 30
  - Ni-Zn, 30
- filtre, 13
  - actif, 14
  - hybride, 14
  - passif, 14
- flux
  - magnétique, 15, 20
- fréquence
  - de relaxation, 56, 61
- indicateurs
  - de volume, 31
- inductance, 15, 20
  - d'un noyau torique, 21
  - de fuite, 21, 126
  - mutuelle, 15
- induction
  - maximale, 28, 147
  - à saturation, 20, 30, 31, 147
- interférence, 6
- limite
  - de Snoek, 61
- matériaux magnétiques
  - doux, 29
  - durs, 29
- mesure
  - à deux pointes, 44
  - à quatre pointes, 45
- paramètres
  - d'admittance  $Y$ , 47
  - d'impédance  $Z$ , 46
  - de diffusion  $S$ , 47
- parois de domaine, 59
- perméabilité magnétique
  - absolue, 19
  - complexe
    - parallèle, 39
    - série, 22, 38
  - du vide, 19
  - relative, 19



- complexe, 22, 40
- initiale, 55, 62
- pertes
  - fer, 30
- pince
  - de courant, 12
- quadripôle, 46
- récepteur
  - CEM, 136
- saturation, 15
- susceptibilité magnétique, 19
- séparation
  - des modes
    - théorique, 9
    - à la mesure, 11
- température
  - de Curie, 24
- transfert
  - de mode, 9
- volume
  - bobiné, 144
  - d'encombrement, 158, 177

# Table des matières

Résumé	xi
Remerciements	xiii
Acronymes	xv
Symboles	xix
Notations	xxiii
Sommaire	xxv
Liste des tableaux	xxvii
Table des figures	xxix
Introduction	1
<b>1 Perturbations conduites en électronique de puissance</b>	<b>3</b>
1.1 Contexte technique et scientifique	4
1.1.1 Convertisseurs embarqués à haute densité de puissance	4
1.1.2 Axes scientifiques développés	5
1.2 Perturbations électromagnétiques conduites en électronique de puissance	5
1.2.1 Compatibilité électromagnétique en électronique de puissance	6
1.2.1.1 Sources de perturbation	6
1.2.1.2 Chemins de propagation	6
1.2.1.3 Modes de propagation des PEMC	8
1.2.2 Mesures et quantification des PEMC	9
1.2.2.1 Normes de CEM	9
1.2.2.2 Mesures des PEMC	9
1.2.2.3 Type de détection	12
1.2.3 Moyens de réduction des PEMC	13
1.2.3.1 Etat de l'art	13
1.2.3.2 Filtrage passif des PEMC	14
1.2.3.3 Fonction de transfert d'un filtre de mode commun	17
1.3 Modélisation de la bobine de mode commun	19
1.3.1 Aspects magnétiques	19
1.3.1.1 Perméabilité magnétique	19
1.3.1.2 Cycle d'hystérésis	20

1.3.1.3	Induction à saturation . . . . .	20
1.3.1.4	Inductance . . . . .	20
1.3.1.5	Représentation complexe de type petits signaux . . . . .	21
1.3.2	Aspects électriques . . . . .	22
1.3.2.1	Couplages capacitifs dus aux enroulements . . . . .	23
1.3.2.2	Comportement diélectrique du matériau magnétique . . . . .	23
1.3.3	Aspects thermiques . . . . .	24
1.3.3.1	Pertes . . . . .	24
1.3.3.2	Transfert thermique . . . . .	25
1.3.4	Circuits Équivalents . . . . .	25
1.3.4.1	À l'échelle de la spire . . . . .	25
1.3.4.2	A l'échelle du composant . . . . .	26
1.3.5	Modèles développés dans la thèse . . . . .	26
1.4	Méthodes de dimensionnement du filtre de mode commun . . . . .	27
1.4.1	Détermination des paramètres circuits limites de la bobine de mode commun . . . . .	27
1.4.1.1	Détermination de l'inductance minimale requise . . . . .	27
1.4.1.2	Prise en compte de la CPE . . . . .	27
1.4.2	Dimensionnement de la bobine de mode commun . . . . .	28
1.4.2.1	Par des méthodes d'optimisation numérique . . . . .	28
1.4.2.2	Par la méthode du produit des aires . . . . .	28
1.4.2.3	Par des méthodes de résolution dédiées . . . . .	29
1.4.3	Sélection du matériau magnétique optimal . . . . .	29
1.4.3.1	Matériaux magnétiques doux pour l'électronique de puissance . . . . .	29
1.4.3.2	Indicateur de volume . . . . .	31
1.4.4	Méthode développée dans la thèse . . . . .	32
1.5	Modélisation de la chaîne de conversion . . . . .	32
1.5.1	Domaine de simulation . . . . .	33
1.5.1.1	Simulation temporelle . . . . .	33
1.5.1.2	Simulation Fréquentielle . . . . .	33
1.5.2	Modélisation des chemins de propagation . . . . .	33
1.5.2.1	Modélisation par Sources Équivalentes à Topologies Multiples . . . . .	34
1.5.2.2	Modélisation par terminaux équivalents . . . . .	34
1.5.2.3	Modélisation par identification des chemins de propagation . . . . .	34
1.5.3	Modèle retenu dans la thèse . . . . .	35
1.6	Conclusions du chapitre . . . . .	36
<b>2</b>	<b>Caractérisation et modélisation du noyau magnétique torique</b> . . . . .	<b>37</b>
2.1	Caractérisation petits signaux de la perméabilité . . . . .	38
2.1.1	Perméabilité complexe . . . . .	38
2.1.2	Principe de mesure . . . . .	39
2.1.3	Conception d'un dispositif de mesure pour les grands noyaux . . . . .	40
2.1.3.1	Cahier des charges . . . . .	41
2.1.3.2	Conception et fabrication . . . . .	41
2.1.3.3	Configurations de mesure . . . . .	43
2.1.4	Mesure à l'analyseur d'impédance . . . . .	43
2.1.4.1	Mesure à deux pointes . . . . .	44
2.1.4.2	Mesure à quatre pointes . . . . .	45
2.1.5	Mesure à l'analyseur de réseau vectoriel . . . . .	46
2.1.5.1	Rappels sur la théorie des quadripôles . . . . .	46

2.1.5.2	Configurations de mesures à l'analyseur de réseau vectoriel . . . .	47
2.1.5.3	Mesure de type parallèle . . . . .	49
2.1.5.4	Mesure de type série . . . . .	51
2.1.6	Comparaison des moyens de mesure . . . . .	54
2.1.7	Interprétation de l'impédance caractéristique d'un noyau de Mn-Zn . . .	55
2.2	Modèle de Debye de la perméabilité complexe . . . . .	55
2.2.1	Description du modèle . . . . .	55
2.2.2	Équivalence à un circuit $R_p L_p$ parallèle . . . . .	56
2.2.3	Application du modèle aux ferrites Mn-Zn et Ni-Zn . . . . .	57
2.2.3.1	Ajustement de la fréquence de relaxation sur le Ni-Zn 4F1 . . . .	58
2.2.3.2	Ajustement de la fréquence de relaxation sur le Mn-Zn N30 . . . .	60
2.2.3.3	Utilisation et limites du modèle de Debye . . . . .	60
2.2.4	Limite de Snoek pour une famille de matériaux . . . . .	61
2.3	Comportement haute fréquence des noyaux en Mn-Zn . . . . .	62
2.3.1	Caractérisation du comportement HF sur un noyau bobiné . . . . .	63
2.3.1.1	Couplages capacitifs dus au bobinage . . . . .	63
2.3.1.2	Comportement diélectrique du matériau magnétique . . . . .	64
2.3.2	Simulation EF de l'impédance caractéristique du noyau . . . . .	65
2.3.2.1	Géométrie, maillage et matériau . . . . .	66
2.3.2.2	Résultats de simulation . . . . .	68
2.3.3	Expression approchée de la pseudo-capacité matériau $C_{mat}$ . . . . .	72
2.3.4	Validation de l'effet de la taille du noyau sur $C_{mat}$ . . . . .	72
2.3.5	Prise en compte du comportement capacitif dans le modèle circuit . . . .	77
2.3.5.1	Capacité d'ordre fractionnaire . . . . .	78
2.3.5.2	Modèle circuit de l'impédance caractéristique d'une série de noyaux Mn-Zn . . . . .	78
2.3.6	Conditions pour négliger l'effet pseudo-capacitif du noyau . . . . .	80
2.4	Conclusion du chapitre . . . . .	82
<b>3</b>	<b>Modélisation circuit des effets capacitifs du bobinage</b>	<b>83</b>
3.1	Réseau capacitif créée par l'enroulement . . . . .	85
3.1.1	Identification des couplages capacitifs élémentaires . . . . .	85
3.1.2	Approche électrostatique à deux dimensions . . . . .	86
3.1.3	Couplage électromagnétique et répartition de la tension . . . . .	87
3.1.4	Calcul de la CPE par l'énergie électrostatique . . . . .	88
3.2	Modélisation des capacités élémentaires . . . . .	89
3.2.1	État de l'art de la modélisation des capacités élémentaires . . . . .	90
3.2.2	Transformation de la géométrie pour un calcul 2D . . . . .	91
3.2.2.1	Description de la géométrie d'une paire de spires . . . . .	91
3.2.2.2	Simplification de l'isolant conducteur . . . . .	93
3.2.2.3	Simplification de la courbure de la spire et de l'enrobage . . . . .	95
3.2.2.4	Prise en compte du coin dans le modèle . . . . .	97
3.2.3	Simulation grâce à la méthode des éléments finis 2D . . . . .	100
3.2.3.1	Extraction des capacités élémentaires . . . . .	100
3.2.3.2	Évolution des capacités élémentaires en fonction des espaces tore- spires, et inter-spires . . . . .	100
3.2.3.3	Comparaison de la méthode EF 2-D aux approches analytiques . .	102
3.2.4	Détermination des capacités élémentaires pour la géométrie complète . .	106
3.2.5	Comparaison à une simulation éléments finis 3D . . . . .	108

3.2.6	Vérification de l'hypothèse des capacités inter-spires de rang 2 négligeables	110
3.3	Validation expérimentale du modèle de la capacité parallèle équivalente	113
3.3.1	Mesure de la CPE d'un noyau bobiné	113
3.3.2	Validation pour un noyau conducteur, type Nanocristallin	113
3.3.2.1	Données d'entrée mesurées et calculées	114
3.3.2.2	Transformation 2-D de la géométrie	115
3.3.2.3	Comparaison de la CPE modélisée à la CPE mesurée sur l'impédance	116
3.3.2.4	Comparaison des différentes hypothèses de compensation de la courbure des spires	118
3.3.3	Validation pour un noyau à haute permittivité, type ferrite Mn-Zn	119
3.3.3.1	Caractérisation du comportement diélectrique du noyau	119
3.3.3.2	Comparaison du modèle à la mesure	122
3.4	Réduction de la valeur de la capacité parallèle équivalente	123
3.4.1	Étude de sensibilité de la CPE	123
3.4.2	Augmentation de l'écart tore-spire	124
3.4.2.1	Écarteurs de spire	124
3.4.2.2	Évolution de la CPE en fonction de l'épaisseur de l'écarteur	124
3.4.2.3	Validation du modèle	126
3.4.2.4	Effet sur l'inductance de fuite	126
3.4.2.5	Réglage de la valeur de la CPE	126
3.4.3	Diminution de l'écart inter-spires par un changement de la forme du noyau	127
3.4.3.1	Tore oblong	127
3.4.3.2	Évolution de la CPE avec le rayon de courbure de l'oblong	128
3.4.3.3	Validation expérimentale	129
3.5	Conclusions du chapitre	130
<b>4</b>	<b>Dimensionnement de la bobine de mode commun</b>	<b>133</b>
4.1	Modèle de mode commun de la chaîne de conversion	135
4.1.1	Description de la chaîne de conversion	135
4.1.2	Caractérisation de MC du RSIL	136
4.1.3	Caractérisation de MC du convertisseur	137
4.1.3.1	Caractérisation des chemins de propagation dans le convertisseur	137
4.1.3.2	Représentation moyenne de la source des PEMC	138
4.1.4	Caractérisation de MC du câble chargé	140
4.1.5	Expression analytique des PEMC de MC mesurées au RSIL	140
4.1.5.1	Expression de $I_{MC}$ sans filtre	141
4.1.5.2	Expression de $I_{MC}$ avec filtre	142
4.1.6	Validation expérimentale du modèle de mode commun sans filtre	143
4.1.6.1	Mesures des PEMC au récepteur CEM	143
4.1.6.2	Comparaison des mesures au modèle	143
4.2	Dimensionnement de la bobine à matériau connu	144
4.2.1	Description du problème	144
4.2.1.1	Variables de conception	144
4.2.1.2	Objectif de minimisation du volume bobiné	144
4.2.1.3	Contrainte Normative	145
4.2.1.4	Impédance de la bobine	146
4.2.1.5	Contraintes sur le composant	146
4.2.1.6	Formalisme de l'optimisation	148
4.2.1.7	Stratégie de résolution	148

4.2.2	Détermination de l'impédance minimale requise pour le respect de la norme	149
4.2.2.1	Détermination du coefficient géométrique minimal . . . . .	150
4.2.2.2	Détermination de la CPE maximale . . . . .	151
4.2.3	Dimensionnement de la bobine pour le coefficient géométrique requis . .	153
4.2.3.1	Description du problème d'optimisation . . . . .	153
4.2.3.2	Résolution semi-analytique . . . . .	154
4.2.3.3	Résolution par parcours d'une base de données de noyaux . . . . .	158
4.2.3.4	Comparaison des résolutions . . . . .	159
4.2.4	Détermination du coefficient géométrique $A_{best}$ pour le volume optimal .	164
4.2.4.1	Évolution du courant $I_{max}$ en fonction de l'inductance . . . . .	164
4.2.4.2	Évolution du volume du composant en fonction de l'inductance .	164
4.2.4.3	Algorithme pour le dimensionnement de la bobine de mode commun	166
4.2.5	Prise en compte du comportement capacitif dans le dimensionnement . .	168
4.2.5.1	Algorithme pour le dimensionnement de la bobine de mode commun avec la CPE . . . . .	168
4.2.6	Validation expérimentale . . . . .	169
4.2.6.1	Données d'entrée . . . . .	169
4.2.6.2	Solutions calculées . . . . .	171
4.2.6.3	Validation expérimentale du respect de la norme . . . . .	172
4.2.6.4	Sources des écarts avec la mesure . . . . .	174
4.3	Choix du matériau pour un volume du composant proche optimal . . . . .	175
4.3.1	Évaluation du volume de la bobine en fonction des paramètres du matériau magnétique . . . . .	175
4.3.2	Définition d'un indicateur du volume de la bobine . . . . .	177
4.3.3	Comparaison aux indicateurs rencontrés dans la littérature . . . . .	179
4.4	Conclusion du chapitre . . . . .	181
	<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>183</b>
	<b>Liste des publications</b>	<b>187</b>
	Article en revue avec comité de relecture . . . . .	187
	Communications en congrès international avec actes . . . . .	187
	Communications en congrès national avec actes . . . . .	187
	Communications en colloque . . . . .	188
	<b>Bibliographie</b>	<b>189</b>
	<b>A Précision de l'analyseur d'impédance</b>	<b>203</b>
	<b>B Réglages utilisés sur le receveur CEM pour le test de pré-conformité</b>	<b>205</b>
	<b>C Impédance de transfert de la pince de courant</b>	<b>207</b>
	<b>D Calcul du coefficient géométrique <math>A_{min}</math></b>	<b>209</b>
	<b>E Calcul de la capacité parallèle équivalente maximale <math>C_{max}</math></b>	<b>211</b>
	<b>F Méthode de résolution semi-analytique de l'optimisation du volume de la bobine</b>	<b>213</b>
	<b>G Base de données de noyaux toriques</b>	<b>215</b>

<b>Index</b>	<b>217</b>
<b>Table des matières</b>	<b>219</b>





## MODÉLISATION DES EFFETS CAPACITIFS DES BOBINES SIMPLE COUCHE ET CHOIX DU MATÉRIAU MAGNÉTIQUE DU NOYAU POUR LE DIMENSIONNEMENT DES FILTRES CEM

### Résumé

Le sujet de thèse porte sur l'étude des composants magnétiques utilisés dans les filtres de perturbations électromagnétiques des convertisseurs d'électronique de puissance. Il est bien connu que les convertisseurs statiques sont des sources de perturbations conduites qu'il faut réduire afin de respecter les normes de compatibilité électromagnétique (CEM). Une des solutions couramment utilisée pour réduire ces perturbations est l'installation de filtres CEM entre le convertisseur et le réseau électrique. La première partie du manuscrit est dédiée à la présentation du contexte de la thèse, avec la problématique de la CEM et les solutions de filtrage. Dans la seconde partie, nous présentons la modélisation de l'impédance de la bobine de mode commun du filtre CEM, avec la prise en compte des comportements à haute fréquence, pour son dimensionnement. Ainsi, un modèle des propriétés magnétiques basé sur l'équation de Debye est proposé, auquel est ajouté pour les ferrites, de type Mn-Zn, un modèle de capacité matériau d'ordre fractionnaire. Dans la troisième partie, la capacité parallèle équivalente (CPE) est calculée à partir des capacités élémentaires, tore-spire et inter-spices, déterminées par la méthode des éléments finis en deux dimensions, en tenant compte de la courbure des spires. Dans la dernière partie, le modèle de l'impédance de la bobine de mode commun est utilisé pour le dimensionnement d'un filtre de mode commun. Les résultats obtenus montrent que la conception à l'aide des modèles proposés permet l'optimisation du volume de la bobine. Finalement, l'application de cette méthode a permis de définir un indicateur permettant le choix du matériau magnétique qui minimise le volume de la bobine.

**Mots clés :** électronique de puissance, compatibilité électromagnétique, filtre CEM, bobine de mode commun, capacités parasites, optimisation du volume

---

## MODELLING OF CAPACITIVE EFFECTS OF SINGLE LAYER CHOKES AND CHOICE OF MAGNETIC CORE MATERIAL FOR EMC FILTER DESIGN

### Abstract

This thesis is about the study of the magnetic components used in the electromagnetic interference filters of power electronics converters. It is well known that static converters are sources of conducted disturbances that must be reduced in order to comply with electromagnetic compatibility (EMC) standards. One of the solutions commonly used to reduce these disturbances is the installation of EMI filters between the converter and the power network. The first part of the manuscript is dedicated to the presentation of the context of the thesis, with the EMI problematic and the filtering solutions. In the second part, we present the modelling of the impedance of the common mode choke of the EMC filter, taking into account the high frequency behaviour, for its sizing. Thus, a model of the magnetic properties based on the Debye equation is proposed, to which a fractional order capacitance is added to model the material capacitance of Mn-Zn ferrites. In the third part, the equivalent parallel capacitance (EPC) is calculated from the elementary turn-core and inter-turns capacitances, determined by the two-dimensional Finite Element Method (FEM), taking into account the turn curvature. In the last part, the common mode choke impedance model is used to design a common mode filter. The results obtained show that the design using the proposed models allows the optimisation of the choke volume. Finally, the application of this method has made it possible to define indicators for the choice of magnetic material that minimises the choke volume.

**Keywords:** power electronics, electromagnetic compatibility, EMC filter, common mode choke, parasitic capacitances, volume optimization

---