

# THÈSE

présentée en vue d'obtenir le grade de

## DOCTEUR

en

## Génie Électrique

par

## Bilel ZAIDI

Doctorat délivré par l'Université de Lille

# Méthode d'optimisation du volume des bobines de mode commun pour la conception des filtres CEM

Soutenue le 30 novembre 2018 devant le jury composé de :

---

M. Thierry MEYNARD	Président	Directeur de Recherche au CNRS, LAPLACE, Toulouse
M. François COSTA	Rapporteur	Professeur à l'Université Paris Est Créteil
M. Jean-Luc SCHANEN	Rapporteur	Professeur à INP Grenoble
Mme Marie-Ange RAULET	Examinatrice	Maître de conférences HDR à l'Université Lyon 1
M. Nadir IDIR	Directeur de thèse	Professeur à l'Université de Lille
M. Arnaud VIDET	Co-encadrant	Maître de conférences à l'Université de Lille
M. Carlos CUELLAR	Invité	Docteur, Ingénieur R&D chez ALSTOM

---



# Remerciements

Je commence tout d'abord par remercier toutes les personnes qui ont contribué, même avec de simples encouragements, à la réussite de ces trois années de thèse passées avec un immense plaisir au sein du Laboratoire d'Électrotechnique et d'Électronique de Puissance de Lille (L2EP).

J'adresse ma plus profonde gratitude à messieurs Nadir IDIR, Professeur à l'Université de Lille et Arnaud VIDET, Maître de conférences à l'Université de Lille de m'avoir encadré avec justesse tout au long de ces trois années. Je ne vous remercierai jamais assez de m'avoir accepté pour préparer cette thèse. L'aboutissement de ce travail, c'est à vous que je le dois essentiellement. Vous étiez constamment présents pour me conseiller et pour discuter des différentes idées et des différents problèmes que j'ai rencontrés. Je me rappelle des heures, parfois des journées, que vous avez généreusement consacrées pour vérifier les différents résultats, pour débloquer les problèmes et pour corriger les erreurs lors de la rédaction des papiers et du manuscrit (parfois jusqu'à l'aube!). Je suis conscient du progrès que j'ai fait les trois dernières années, mais le chemin est encore très long devant moi avant d'atteindre votre professionnalisme, vos expériences et surtout votre pédagogie.

J'adresse également mes sincères remerciements à l'ensemble des membres de mon jury de soutenance, en commençant par Thierry MEYNARD, Directeur de Recherche au CNRS au laboratoire LAPLACE, qui a accepté de présider ce jury. Je remercie François COSTA, Professeur à l'Université Paris Est Créteil, et Jean-Luc SCHANEN, Professeur à INP Grenoble, qui ont eu la lourde tâche de rapporter sur ce mémoire. Je leur suis reconnaissant pour les critiques très constructives qu'ils ont apportées et qui ne manqueront pas d'être examinées attentivement dans la suite. Je remercie également Marie-Ange RAULET, Maître de conférences HDR à l'Université Lyon 1, pour ses remarques en qualité d'examinatrice. Je remercie Carlos Cuellar, Ingénieur R&D chez ALSTOM et ancien doctorant au L2EP, pour avoir accepté notre invitation pour participer au jury. Je tiens à noter ici que je me suis inspiré plusieurs fois de ses travaux de recherche au L2EP sur la caractérisation des matériaux magnétiques.

J'aimerais remercier l'ensemble du personnel du laboratoire pour les bonnes conditions dans lesquelles j'y ai travaillé durant trois ans. Je tiens à souligner ici la disponibilité et la bonne humeur de Thierry DUQUESNE, ingénieur d'étude au laboratoire L2EP, et de Olivier FERLA, technicien au laboratoire L2EP, dont l'aide était toujours précieuse pour les différents essais expérimentaux que j'ai effectués.

Je souhaite également remercier mes collègues et mes amis avec qui j'ai partagé cette période de ma vie. Je remercie Antoine, Céline et Lydéric pour m'avoir toujours soutenu. Je remercie Loris et Ammar avec qui j'ai partagé bien plus qu'un café. Je remercie Joëlle, Virginie et Audrey pour leur gentillesse et le soutien qu'elles m'ont apporté pendant la soutenance. Je remercie mes collègues modélisateurs, Sylvain, Meryeme, Emna, Guillaume et Kévin. Je remercie également mes collègues de l'équipe commande, Anatole et Abdoulaye; et bien d'autres que j'oublie probablement mais sans mauvaise intention.

Je remercie la région Hauts de France et l'Université de Lille pour avoir co-financé ce travail de thèse.

Enfin, je remercie ma famille, et plus particulièrement mes parents Souad et Bouali, pour leur soutien dans l'ensemble de mes choix.

# Sommaire

Table des figures	vii
Liste des tableaux	xv
Glossaire	xvii
Introduction générale	1

## Chapitre 1

### Les PEM conduites et la CEM

1.1	Les PEM conduites en électronique de puissance . . . . .	4
1.1.1	Les sources des PEM . . . . .	6
1.1.2	Les chemins de propagation des PEM . . . . .	6
1.1.2.1	Le convertisseur . . . . .	6
1.1.2.2	La charge et le câble blindé . . . . .	7
1.1.3	Les victimes . . . . .	8
1.2	Analyse et réduction des PEM conduites . . . . .	9
1.2.1	Mesure des perturbations électromagnétiques conduites . . . . .	9
1.2.1.1	Le RSIL . . . . .	9
1.2.1.2	Les normes CEM . . . . .	11
1.2.1.3	Les types des détecteurs . . . . .	12
1.2.2	Les types des PEM conduites . . . . .	13
1.2.2.1	Le mode différentiel . . . . .	13
1.2.2.2	Le mode commun . . . . .	14
1.2.3	Les techniques de réduction des PEM conduites . . . . .	14
1.2.3.1	La topologie du convertisseur . . . . .	14
1.2.3.2	Technique de commande dédiée à la réduction des PEM . . . . .	15

1.2.3.3	Le filtrage actif . . . . .	16
1.2.3.4	Le filtrage passif . . . . .	17
1.3	Méthodes de dimensionnement des filtres de mode commun . . . . .	20
1.3.1	Les matériaux magnétiques pour le filtrage CEM . . . . .	21
1.3.1.1	Les matériaux ferromagnétiques doux . . . . .	21
1.3.1.2	La perméabilité des matériaux ferromagnétiques . . . . .	22
1.3.1.3	Mesure de la perméabilité complexe . . . . .	24
1.3.1.4	Propriétés diélectriques des noyaux magnétiques . . . . .	25
1.3.1.5	Estimation des capacités parasites de la bobine MC . . . . .	27
1.3.2	Détermination des éléments du filtre de mode commun . . . . .	27
1.3.2.1	Modèle de mode commun de la chaîne de conversion . . . . .	27
1.3.2.2	Détermination de l'atténuation du filtre de mode commun . . . . .	29
1.3.2.3	Influence de l'environnement du filtre sur son atténuation . . . . .	31
1.3.3	Détermination de la géométrie de la bobine MC . . . . .	32
1.3.3.1	Les paramètres influents sur le dimensionnement . . . . .	32
1.3.3.2	Les méthodes analytiques pour le dimensionnement . . . . .	34
1.3.3.3	Les méthodes numériques pour le dimensionnement . . . . .	35
1.4	Conclusion du premier chapitre . . . . .	36

<b>Chapitre 2</b>
-------------------

<b>Optimisation du volume de la bobine de mode commun</b>
---

2.1	Détermination analytique des éléments du filtre . . . . .	39
2.1.1	Modèle de mode commun de la chaîne de conversion . . . . .	39
2.1.1.1	Expression analytique de la tension de mode commun . . . . .	39
2.1.1.2	Expression analytique des perturbations MC . . . . .	41
2.1.2	Dimensionnement analytique simplifié des éléments du filtre MC . . . . .	43
2.1.2.1	Calcul proposé des éléments du filtre . . . . .	43
2.1.2.2	Validation du calcul proposé avec des simulations . . . . .	45
2.1.2.3	Comparaison avec la méthode classique . . . . .	48
2.1.3	Prise en compte des vraies impédances de la chaîne de conversion . . . . .	49
2.1.3.1	Définition des impédances du circuit équivalent . . . . .	50
2.1.3.2	Intégration des impédances MC dans le dimensionnement . . . . .	52
2.1.3.3	Validation de la méthode proposée avec un exemple . . . . .	53
2.1.4	Généralisation de la méthode proposée entre 150 kHz et 2 MHz . . . . .	55
2.1.4.1	Généralisation du calcul proposé . . . . .	55

---

2.1.4.2	Validation de la méthode proposée . . . . .	56
2.1.5	Détermination de la fréquence de résonance du filtre . . . . .	58
2.2	Optimisation du volume de la bobine MC . . . . .	60
2.2.1	Contraintes prises en compte lors de l'optimisation . . . . .	61
2.2.1.1	La contrainte de la non saturation ( <i>NS</i> ) . . . . .	61
2.2.1.2	Contrainte sur le nombre de couches de la bobine . . . . .	62
2.2.2	Détermination du volume optimal de la bobine de mode commun . . . . .	64
2.2.2.1	Expression analytique du volume de la bobine . . . . .	64
2.2.2.2	Évolution du volume de la bobine MC avec <i>R</i> et <i>N</i> . . . . .	66
2.2.2.3	Détermination de la géométrie optimale de la bobine . . . . .	68
2.2.3	Dimensionnement par optimisation du filtre MC proposée . . . . .	70
2.2.3.1	Paramètres d'entrée de la procédure d'optimisation . . . . .	70
2.2.3.2	Procédure d'optimisation du volume . . . . .	71
2.3	Validation expérimentale . . . . .	73
2.3.1	Dimensionnement avec un matériau de type nanocristallin . . . . .	75
2.3.1.1	Dimensionnement avec la contrainte de la non saturation . . . . .	75
2.3.1.2	Dimensionnement avec la contrainte <i>SL</i> . . . . .	80
2.3.2	Dimensionnement du filtre MC avec un matériau de type ferrite . . . . .	82
2.3.2.1	Dimensionnement avec la contrainte de la non saturation . . . . .	82
2.3.2.2	Dimensionnement avec la contrainte <i>SL</i> . . . . .	84
2.4	Conclusion du deuxième chapitre . . . . .	86

<b>Chapitre 3</b>
-------------------

<b>Effet de la saturation sur le dimensionnement de la bobine MC</b>
--

3.1	Effet de la saturation sur la valeur de l'inductance . . . . .	90
3.1.1	Application de la méthode de dimensionnement proposée . . . . .	90
3.1.1.1	Inductance minimale et meilleur volume de la bobine . . . . .	91
3.1.1.2	Meilleures géométries de la bobine de mode commun . . . . .	96
3.1.2	Validation expérimentale des résultats présentés . . . . .	101
3.1.2.1	Dimensionnement avec l'inductance minimale $L_{BF}^{\min}$ . . . . .	101
3.1.2.2	Dimensionnement avec les meilleures inductances $L_{BF}^{\text{best}}$ . . . . .	104
3.1.2.3	Mesure de la température à la surface des noyaux . . . . .	105
3.1.3	Comparaison avec la méthode du produit des aires . . . . .	107
3.1.3.1	Présentation de la méthode . . . . .	108
3.1.3.2	Application de la méthode du produit des aires . . . . .	110

3.1.3.3	Prise en compte de critères communs aux méthodes . . . . .	112
3.1.3.4	Adaptation du produit des aires aux contraintes . . . . .	113
3.2	Influence des paramètres de la chaîne sur la bobine MC . . . . .	115
3.2.1	Effet du rapport cyclique sur le volume de la bobine MC . . . . .	116
3.2.1.1	Dimensionnement du filtre MC pour $D = 50\%$ . . . . .	116
3.2.1.2	Dimensionnement du filtre MC pour $D$ variable . . . . .	120
3.2.1.3	Validation expérimentale des résultats présentés . . . . .	123
3.2.2	Optimisation de la bobine en fonction de $F_s$ . . . . .	125
3.2.2.1	Détermination de $L_{BF}^{\min}$ en fonction de $F_s$ . . . . .	125
3.2.2.2	Dimensionnement de la bobine MC en fonction de $F_s$ . . . . .	129
3.2.2.3	Validation expérimentale . . . . .	134
3.3	Conclusion du troisième chapitre . . . . .	136

<b>Chapitre 4</b>
-------------------

<b>Prise en compte du comportement HF de la bobine MC</b>
---

4.1	Détermination de la capacité parasite de la bobine MC . . . . .	141
4.1.1	Méthode de détermination des permittivités relatives . . . . .	142
4.1.1.1	Présentation de la méthode . . . . .	142
4.1.1.2	Influence de l'épaisseur de la résine et de la géométrie . . . . .	145
4.1.2	Estimation de la capacité parasite de la bobine MC . . . . .	147
4.1.2.1	Estimation de la distance entre le noyau et les spires . . . . .	147
4.1.2.2	Présentation de la méthode . . . . .	148
4.1.3	Validation expérimentale de la méthode . . . . .	150
4.1.3.1	Présentation des mesures effectuées . . . . .	150
4.1.3.2	Influence de l'espacement spire-noyau . . . . .	152
4.1.3.3	Effet de la non prise en compte de l'anisotropie . . . . .	153
4.2	Détermination de la capacité parasite maximale de la bobine . . . . .	155
4.2.1	Présentation de la méthode analytique . . . . .	155
4.2.1.1	Nouvelle expression analytique du courant MC . . . . .	155
4.2.1.2	Calcul de la capacité parasite maximale . . . . .	156
4.2.2	Validation de la méthode de calcul de $C_{\max}$ . . . . .	159
4.2.2.1	Premier exemple d'application . . . . .	160
4.2.2.2	Deuxième exemple d'application . . . . .	161
4.2.2.3	Troisième exemple d'application . . . . .	162
4.3	Prise en compte du comportement HF de la bobine MC . . . . .	164



---

4.3.1	Étude de la capacité parasite équivalente de la bobine MC . . . . .	165
4.3.1.1	Effet de $s$ sur $C_{\text{par}}$ pour une inductance donnée . . . . .	166
4.3.1.2	Variation de $C_{\text{par}}$ avec $N$ pour une inductance donnée . . .	170
4.3.1.3	Variation de $C_{\text{par}}$ avec $R$ pour une inductance donnée . . .	173
4.3.2	Intégration de la contrainte HF dans le dimensionnement . . . . .	176
4.3.2.1	Discussion sur les résultats présentés . . . . .	176
4.3.2.2	Extension de l'organigramme de dimensionnement . . . . .	179
4.3.2.3	Effet de l'augmentation de $N$ sur les contraintes . . . . .	182
4.4	Conclusion du quatrième chapitre . . . . .	186
	<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>189</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>193</b>



# Table des figures

1.1	Présentation d'une chaîne de conversion. . . . .	5
1.2	(a) : Cellule de commutation; (b) : Forme d'une tension trapézoïdale; (c) : Courant capacitif issu d'un signal trapézoïdal. . . . .	5
1.3	Spectre d'un exemple d'un signal trapézoïdal. . . . .	6
1.4	Modèle haute fréquence simplifié d'une cellule de commutation en fonction de l'état des interrupteurs. . . . .	7
1.5	(a) : Présentation d'un câble blindé bifilaire; (b) : Modèle d'un câble blindé bifilaire. . . . .	7
1.6	Technique de mesure des impédances MD et MC du câble bifilaire connecté à la charge. . . . .	8
1.7	Impédances de mode différentiel et de mode commun mesurées d'un câble blindé de 28 mètres connecté à une charge R-L. . . . .	9
1.8	RSIL intercalé entre la source d'énergie et la chaîne de conversion. . . . .	10
1.9	Exemples de deux RSIL. . . . .	10
1.10	Exemples d'impédances entre chaque phase et la terre des RSIL coté équi- pement sous test. . . . .	10
1.11	Norme EN55022 pour les PEM conduites. . . . .	11
1.12	Norme DO-160 pour les PEM conduites dans le domaine aéronautique. . . . .	12
1.13	(a) : Traitement du signal mesuré avec le récepteur de mesure; (b) : Circuit équivalent simplifié d'un détecteur Quasi-Crête. . . . .	12
1.14	Chemins empruntés par les PEM conduites dans la chaîne de conversion DC-DC. . . . .	13
1.15	Filtre CEM pour la protection de la source d'énergie. . . . .	17
1.16	(a) : Exemple d'un filtre de mode différentiel; (b) : Exemple d'un filtre de mode commun. . . . .	17
1.17	(a) : Exemple d'une bobine MC monophasée; (b) : Circulation du flux magnétique dans le noyau de la bobine MC. . . . .	19
1.18	Impédance de la bobine de mode commun comparée à celle d'un seul en- roulement. . . . .	19
1.19	Impédances à l'entrée/sortie sur un exemple de filtre LC monophasé. . . . .	20
1.20	Exemple d'un cycle d'hystérésis d'un matériau ferromagnétique excité avec un signal basse fréquence. . . . .	21
1.21	(a) : Représentation géométrique d'un noyau torique; (b) : Circuit équi- valent simplifié de la bobine. . . . .	24

---

1.22	Analyseur d'impédance avec le dispositif commercial pour la mesure de la perméabilité complexe. . . . .	25
1.23	Perméabilité complexe mesurée avec le dispositif Keysight d'un noyau magnétique type ferrite N30 fabrique par EPCOS. . . . .	26
1.24	(a) : Exemple d'une chaîne de conversion ; (b) : Schéma équivalent de mode commun de la chaîne considérée. . . . .	28
1.25	Exemples de structures de filtres de mode commun ainsi que leurs circuit équivalent MC. . . . .	29
1.26	(a) : Courant de mode commun sans filtre ; (b) : Atténuation requise pour le dimensionnement d'un filtre LC. . . . .	30
1.27	(a) : Éléments parasites dans un filtre LC ; (b) : Effets des éléments parasites sur l'atténuation du filtre. . . . .	32
1.28	Synthèse de la méthode d'optimisation proposée dans [1]. . . . .	35
2.1	Présentation de la chaîne de conversion DC-DC considérée avec un filtre de mode commun. . . . .	38
2.2	(a) : Modèle MC de la chaîne de conversion sans filtre ; (b) : Hacheur série avec le transistor au potentiel positif ; (c) : Hacheur série avec le transistor au potentiel nul. . . . .	40
2.3	(a) : Mesure de l'impédance MC d'entrée du convertisseur $C_{S1}$ ; (b) : Mesure de l'impédance MC de sortie du convertisseur $C_{S2}$ ; (c) Circuit équivalent de Thevenin du modèle MC proposé. . . . .	41
2.4	Circuit équivalent de mode commun de la chaîne de conversion avec filtre. . . . .	42
2.5	Circuit équivalent de mode commun simplifié de la chaîne de conversion avec filtre . . . . .	43
2.6	Spectre de la tension de mode commun $V_{TH}$ . . . . .	45
2.7	Courant de mode commun $I_{MC}$ sans et avec les éléments calculés du filtre. . . . .	46
2.8	Valeurs minimales d'inductances $L_1^{\min}$ et $L_2^{\min}$ en fonction de la capacité équivalente $C_Y$ . . . . .	46
2.9	Effet du choix de la valeur de l'inductance sur le courant MC pour une capacité équivalente de filtrage tel que $C_Y (L_1^{\min} = 0) < C_{Y0} < C_Y (\Delta = 0)$ . . . . .	47
2.10	Détermination de la fréquence de résonance du filtre avec la méthode classique. . . . .	48
2.11	Comparaison entre la méthode classique et celle proposée pour le calcul des éléments du filtre. . . . .	49
2.12	Dispositif proposé pour la mesure de la perméabilité complexe des matériaux magnétiques. . . . .	51
2.13	Les perméabilités complexes mesurées avec les deux dispositifs. . . . .	51
2.14	Tension de mode commun $V_{TH}$ avec prise en compte des capacités MC du convertisseur. . . . .	53
2.15	Impédances MC du câble blindé connecté à une charge R-L et du RSIL utilisées dans la simulation. . . . .	54
2.16	Perméabilité complexe mesurée du matériau magnétique nanocristallin utilisé dans le calcul. . . . .	54

---

2.17	Courant de mode commun sans et avec filtre MC calculé avec la méthode proposée. . . . .	55
2.18	Inductances minimales qui permettent de respecter la norme CEM à $f_0 = 150$ kHz pour diverses valeurs de $C_Y$ . . . . .	55
2.19	Évolution de la valeur de $A^{\min}$ avec la fréquence pour deux valeurs de $C_Y$ . . . . .	56
2.20	Courant de mode commun avec filtre pour deux valeur de $C_Y$ . . . . .	57
2.21	Évolution des valeurs minimales de $L_{150\text{kHz}}^{\min}$ et de la fréquence de dimensionnement $f_{\text{dim}}$ avec la capacité équivalente $C_Y$ . . . . .	58
2.22	Détermination de la fréquence de résonance pour le nanocristallin. . . . .	59
2.23	Caractéristiques géométriques d'une bobine de mode commun. . . . .	60
2.24	Relation entre $r$ et $N$ dans une bobine avec une seule couche. . . . .	63
2.25	Limite de la linéarisation de la relation (2.27) pour $\beta = 1$ . . . . .	64
2.26	Volume minimal pour une valeur de $R$ donnée et selon la contrainte imposée	66
2.27	Volume minimal pour une valeur de $N$ donnée. . . . .	67
2.28	Évolution du volume de la bobines de mode commun avec $R$ et $N$ quand les contraintes $NS$ ou $SL$ sont imposées. . . . .	68
2.29	Procédure d'optimisation du volume de la bobine de mode commun. . . . .	71
2.30	Différentes étapes de l'optimisation du volume de la bobine de mode commun.	72
2.31	Chaîne de conversion utilisée pour la validation expérimentale. . . . .	74
2.32	Courant de mode différentiel mesuré et le courant de mode commun sans filtre mesuré et calculé. . . . .	76
2.33	Évolution de l'inductance minimale, du volume optimal et de la géométrie optimale de la bobine de mode commun en fonction de la capacité équivalente $C_Y$ . . . . .	77
2.34	(a) : Filtre de mode commun réalisé; (b) : Comparaison entre le courant de mode commun mesuré et calculé pour deux valeur de $V_{\text{DC}}$ pour $D = 20\%$ .	78
2.35	Variation du courant $I_{\text{MC}}$ et de la tension $V_{\text{L}}$ aux bornes de la bobine réalisée pour $D = 20\%$ . . . . .	79
2.36	Effet de la variation du rapport cyclique $D$ sur le spectre du courant MC. . . . .	80
2.37	(a) : Courant de mode commun calculé et mesuré avec est sans filtre $D = 20\%$ ; (b) : Filtre de mode commun réalisé. . . . .	81
2.38	(a) : Variation du courant $I_{\text{MC}}$ et de la tension $V_{\text{L}}$ aux bornes de la bobine réalisée; (b) : Effet de la variation du rapport cyclique $D$ sur le spectre du courant MC. . . . .	82
2.39	Perméabilité complexe du ferrite T35 utilisé pour la validation expérimentale.	83
2.40	(a) : Courant de mode commun mesuré et calculé avec et sans filtre pour $D = 20\%$ ; (b) : Filtre de mode commun réalisé. . . . .	83
2.41	(a) : Variation du courant $I_{\text{MC}}$ et de la tension $V_{\text{L}}$ aux bornes de la bobine réalisée; (b) : Effet de la variation du rapport cyclique $D$ sur le niveau du courant MC. . . . .	84
2.42	(a) : Courant de mode commun mesuré et calculé avec et sans filtre pour $D = 20\%$ ; (b) : Filtre de mode commun réalisé. . . . .	85
2.43	(a) : Variation du courant $I_{\text{MC}}$ et de la tension $V_{\text{L}}$ aux bornes de la bobine réalisée; (b) : Effet de la variation du rapport cyclique $D$ sur le niveau du courant MC. . . . .	86

3.1	(a) : Chaîne de conversion étudiée; (b) : Circuit équivalent MC correspondant.	91
3.2	Inductances minimales qui permettent de respecter la norme pour différentes valeurs de $C_Y$ .	92
3.3	Volume optimal de $L_{BF}^{\min}$ pour différentes valeurs de $C_Y$ .	92
3.4	Évolution du courant maximal $I_{\max}$ en fonction de différentes valeurs de $L_{BF} \geq L_{BF}^{\min}$ pour $C_Y = 136$ nF.	93
3.5	Évolution du volume optimal de la bobine MC avec l'inductance $L_{BF}$ pour $C_Y = 136$ nF.	94
3.6	Évolution du volume optimal de la bobine MC pour différentes inductances autorisées $L_{BF}$ et diverses capacités $C_Y$ .	94
3.7	Évolution des valeurs minimales $L_{BF}^{\min}$ et meilleures inductances $L_{BF}^{\text{best}}$ avec la capacité équivalente $C_Y$ .	95
3.8	Volume optimal de la bobine pour les différentes valeurs de $L_{BF}^{\min}$ et $L_{BF}^{\text{best}}$ .	95
3.9	Évolution de la géométrie optimale de la bobine de mode commun avec $L_{BF}$ pour $C_Y = 136$ nF et quand les deux contraintes $NS$ et $SL$ sont imposées simultanément.	96
3.10	Évolution du facteur de forme du noyau magnétique avec $L_{BF}$ pour $C_Y = 136$ nF.	97
3.11	Les différentes géométries optimales de la bobine MC aux points A, B, C, D et E (même échelle).	98
3.12	Les différentes étapes du calcul du volume optimal pour une inductance donnée.	99
3.13	Évolution de $V_{\text{fer}}$ et $S_{\text{core}}$ avec $L_{BF}$ entre les points C et E pour $C_Y = 136$ nF.	100
3.14	Bobines de mode commun réalisées.	101
3.15	Courant de mode commun avec et sans filtre réalisé au point B.	102
3.16	Les impédances de mode commun des bobines réalisées.	102
3.17	Évolution dans le temps du courant MC avec les trois bobine réalisées ( $D = 20\%$ ).	103
3.18	Spectres du courant MC avec les bobines réalisées aux points D et E.	105
3.19	Température mesurée avec la meilleure bobine réalisée au point D.	106
3.20	Température mesurée avec la bobine réalisée au point E.	106
3.21	Définitions des aires et répartition du champ magnétique dans le fer.	108
3.22	Première comparaison entre la méthode proposée et celle du produit des aires.	111
3.23	Comparaison entre la méthode proposée et le produit des aires en incluant les premières adaptations.	113
3.24	Comparaison entre la méthode proposée et le produit des aires adapté avec la prise en compte des contraintes $NS$ et $SL$ .	115
3.25	Évolution du volume optimal de la bobine MC avec différents couples ( $L_{BF}$ , $C_Y$ ) autorisés pour $D = 50\%$ .	117
3.26	Évolution de la fréquence de résonance du filtre dimensionné avec l'augmentation de $L_{BF}$ pour $D = 50\%$ .	118
3.27	Évolution de la fréquence de résonance du filtre dimensionné avec l'augmentation de $L_{BF}$ pour différentes valeurs de $D$ .	120

---

3.28	Évolution du volume optimal de la bobine MC avec $L_{BF}$ pour deux exemples du rapport cyclique. . . . .	121
3.29	Évolution du volume optimal de la bobine MC avec $L_{BF}$ pour différentes valeurs du rapport cyclique. . . . .	121
3.30	Évolution du volume optimal de la bobine MC avec $L_{BF}$ pour les pires valeurs de $D$ . . . . .	122
3.31	Mesures du courant de mode commun avec la bobine d'inductance $L_{BF}^I$ . . .	123
3.32	Mesures du courant de mode commun avec la bobine d'inductance $L_{BF}^{II} = L_{BF}^{best}$ . . . . .	124
3.33	Impédance de mode commun $Z_{TH}$ pour des câbles blindés de 5 et 50 mètres. . . . .	126
3.34	Spectre du courant MC avec et sans filtre pour un câble de 5 mètres et pour deux fréquences de commutation différentes. . . . .	126
3.35	Évolution des pertes d'insertion du filtre pour deux fréquence de commutation et un câble de 5 mètres. . . . .	127
3.36	Évolution des pertes d'insertion du filtre pour deux fréquence de commutation différentes et un câble de 50 mètres. . . . .	128
3.37	Évolution de l'inductance minimale $L_{BF}^{min}$ avec la fréquence de commutation du convertisseur pour deux câbles de longueurs différentes. . . . .	129
3.38	Évolution du volume optimal de la bobine MC avec la fréquence de commutation. . . . .	130
3.39	Évolution du volume optimal de la bobine MC avec $L_{BF}$ pour $F_s = 18$ kHz. . . . .	131
3.40	Évolution du volume optimal de la bobine MC pour différentes valeurs de $L_{BF}$ autorisées et $F_s$ . . . . .	132
3.41	Évolution de la meilleure inductance qui minimise le volume optimal de la bobine avec $F_s$ . . . . .	132
3.42	Évolution du meilleur volume de la bobine de mode commun avec $F_s$ . . . . .	133
3.43	Spectre du courant de mode commun avec filtre pour différentes fréquences de commutation. . . . .	135
3.44	Évolution du courant de mode commun avec filtre et de la tension aux bornes de la bobine pour trois fréquences de commutation. . . . .	136
4.1	Effet de la non prise en compte des capacité parasites dans le dimensionnement de la bobine MC. . . . .	140
4.2	Circuit équivalent HF utilisé pour la modélisation de la bobine MC. . . . .	141
4.3	(a) : Bobine de mode commun ; (b) : Coupe radiale dans le noyau. . . . .	142
4.4	Dispositifs pour les mesures des capacités $C_1$ , $C_2$ et $C_3$ . . . . .	143
4.5	Représentation simplifiée de l'effet de l'épaisseur du PCB sur les mesures effectuées. . . . .	143
4.6	Simulations FEMM reproduisant les mesures de la figure 4.4 pour le calcul des permittivités relatives du noyau magnétique. . . . .	144
4.7	Méthode proposée pour la détermination des permittivités relatives d'un noyau magnétique. . . . .	144
4.8	Effet de l'épaisseur de la résine sur le calcul des permittivités relatives du noyau magnétique. . . . .	145

4.9	Effet de l'arrondi des bords du noyau magnétique sur le calcul des permittivités relatives. . . . .	146
4.10	(a) : Coupe radiale du noyau bobiné; (b) : Approximation de l'espacement conducteur-noyau; (c) : Calcul de la surface d'une parabole. . . . .	148
4.11	(a) : Présentation des conditions de simulation de la capacité radiale $C_r$ pour un exemple de 6 spires (b) : Simulation avec FEMM de la capacité $C_r$ . . . . .	149
4.12	(a) : Présentation des conditions de simulation de la capacité radiale $C_l$ pour un exemple de 6 spires; (b) : Simulation avec FEMM de la capacité $C_l$ . . . . .	150
4.13	Comparaison entre les impédances mesurées et le modèle de la bobine de mode commun avec un seul tore. . . . .	151
4.14	Comparaison entre les mesures et le modèle de la bobine de mode commun avec deux tores empilés. . . . .	152
4.15	Effet de l'espacement $\eta_{mX}$ entre les spires et le noyau sur l'estimation de la capacité parasite ( $\eta_{mY} = 30 \mu\text{m}$ ). . . . .	153
4.16	Effet de l'espacement $\eta_{mY}$ entre les spires et le noyau sur l'estimation de la capacité parasite ( $\eta_{mX} = 150 \mu\text{m}$ ). . . . .	153
4.17	Effet de l'anisotropie diélectrique dans le noyau magnétique sur le calcul de la capacité parasite équivalente de la bobine MC. . . . .	154
4.18	Circuit équivalent HF de mode commun de la chaîne de conversion. . . . .	156
4.19	Détermination des solutions de l'inégalité (4.9). . . . .	158
4.20	Impédance du mode commun $Z_{TH}$ pour les différentes longueurs du câble. . . . .	160
4.21	Courant MC avec filtre et avec et sans la considération de la capacité parasite $C_{par}$ de la bobine MC pour un câble de 1 mètre. . . . .	160
4.22	Détermination de la capacité parasite $C_{max}$ pour un câble de 1 mètre. . . . .	161
4.23	Courant MC avec filtre et avec et sans la considération de la capacité parasite de la bobine MC pour un câble de 5 mètres. . . . .	161
4.24	Détermination de la capacité parasite $C_{max}$ pour un câble 5 mètres. . . . .	162
4.25	Courant MC avec filtre et avec et sans la considération de la capacité parasite de la bobine MC pour un câble de 28 mètres. . . . .	163
4.26	Détermination de la capacité parasite $C_{max}$ pour un câble 28 mètres. . . . .	163
4.27	Limite de l'hypothèse utilisée pour découpler le calcul de $L_{BF}^{min}$ et $C_{max}$ . . . . .	164
4.28	Évolution de la capacité parasite équivalente avec le nombre de spires pour une géométrie donnée du tore. . . . .	165
4.29	Évolution du volume optimal de la bobine MC et de la capacité parasite équivalente avec l'espacement entre les spires $s = s_{min}$ . . . . .	167
4.30	Évolution de la géométrie optimale de la bobine MC avec l'espacement entre les spires $s$ . . . . .	167
4.31	Évolution de la forme de la bobine de mode commun avec l'espacement entre les spires $s = s_{min}$ (même échelle) et son influence sur le volume optimal et $C_{par}$ . . . . .	168
4.32	Impédances MC mesurées des deux bobine pour $L \approx 2 \text{ mH}$ avec des espacements $s$ entre les spires différents. . . . .	168
4.33	Évolution du volume optimal du fer avec l'augmentation de l'espacement entre les spires $s$ . . . . .	169



---

4.34	Évolution de la longueur des conducteurs de la bobine $l_{\text{cond}}$ avec l'espace-ment entre les spires. . . . .	170
4.35	Évolution du volume de la bobine MC et de sa capacité parasite équivalente en fonction du nombre de spires pour $R = 12$ mm. . . . .	171
4.36	Évolution du rayon intérieur $r$ et de la hauteur $h$ de la bobine MC en fonction du nombre de spires pour $R = 12$ mm. . . . .	171
4.37	Évolution du volume de la bobine MC et de sa capacité parasite équivalente en fonction du nombre de spires pour différentes valeurs de $R$ . . . . .	172
4.38	Impédances MC mesurées pour la même inductance mais avec un nombre de spires différent. . . . .	173
4.39	Évolution du volume de la bobine MC et de sa capacité parasite équivalente en fonction du rayon extérieur pour $N = 17$ spires. . . . .	174
4.40	Évolution de la hauteur $h$ de la bobine MC en fonction du rayon extérieur $R$ pour trois différentes valeurs de $N$ . . . . .	174
4.41	Évolution du volume de la bobine MC et de sa capacité parasite équivalente en fonction du rayon extérieur pour $N = 27$ spires. . . . .	175
4.42	Évolution du volume de la bobine MC et de sa capacité parasite équivalente en fonction du rayon extérieur pour $N = 37$ spires. . . . .	175
4.43	Évolution du volume de la bobine MC et de sa capacité parasite équivalente en fonction du rayon extérieur pour différentes valeur de $N$ . . . . .	176
4.44	Évolution du volume optimal de la bobine MC et de sa capacité parasite équivalente en fonction du nombre de spires $N$ . . . . .	177
4.45	Évolution de la géométrie de la bobine de mode commun avec le nombre de spires $N$ . . . . .	178
4.46	Évolution de la forme de la bobine de mode commun avec le nombre de spires $N$ (même échelle). . . . .	178
4.47	Évolution du volume optimal du fer avec l'augmentation du nombre de spires $N$ . . . . .	179
4.48	Évolution de la longueur $l_{\text{cond}}$ des conducteurs de la bobine avec le nombre de spires. . . . .	180
4.49	Procédure de dimensionnement du filtre de mode commun en tenant compte de la contrainte HF. . . . .	181
4.50	Détermination du courant maximal lié à la saturation du noyau magnétique de la bobine MC. . . . .	182
4.51	Effet de l'application de la contrainte $NS$ sur le rayon intérieur pour $N$ donné. . . . .	183
4.52	Évolution du volume optimal et de $C_{\text{par}}$ de la bobine MC avec le nombre de spires $N$ en imposant la contrainte $NS$ . . . . .	184
4.53	Évolution de la géométrie optimale de la bobine MC avec le nombre de spires $N$ en imposant la contrainte $NS$ . . . . .	184
4.54	Évolution du volume optimal, de $C_{\text{par}}$ et de $B_{\text{max}}$ avec le nombre de spires $N$ en fonction de la contrainte imposée. . . . .	185
4.55	Évolution de la géométrie optimale de la bobine MC avec le nombre de spires $N$ en fonction de la contrainte imposée. . . . .	186



# Liste des tableaux

2.1	Les contraintes considérées sur la non saturation et sur le nombre de couches.	64
2.2	L'exemple de dimensionnement considéré. . . . .	66
2.3	Comparaison entre la géométrie optimale et réalisée de la bobine MC. . . .	78
2.4	Comparaison entre la géométrie optimale et réalisée de la bobine MC. . . .	81
2.5	Comparaison entre la géométrie optimale et réalisée de la bobine MC. . . .	83
2.6	Comparaison entre la géométrie optimale et réalisée de la bobine MC. . . .	85
3.1	Les géométries optimales et réelles des bobines MC réalisées. . . . .	102
3.2	Les géométries optimales et réelles des bobines MC réalisées. . . . .	123
3.3	Les géométries optimale et réelle de la bobine MC réalisée. . . . .	135
4.1	Capacités calculées et mesurées pour divers nombres de spires. . . . .	150
4.2	Capacités calculées et mesurées pour divers nombres de spires. . . . .	151



---

# Glossaire

$a$	: Épaisseur de l'enrobage diélectrique du noyau magnétique
$A^{\min}$	: Facteur géométrique minimal de la bobine MC calculé pour chaque fréquence
$A^{\dim}$	: Facteur géométrique minimal permettant de calculer l'inductance minimale de la bobine MC qui permet de respecter la norme
$a_r$	: Pourcentage de la forme arrondie du noyau par rapport à la différence entre les rayons intérieur et extérieur
$B_{\max}$	: Densité de flux maximale calculée au niveau du rayon intérieur de la bobine MC
$B_{\text{sat}}$	: Densité de flux de saturation du noyau magnétique (donnée par le constructeur)
$C_{\text{DC}}$	: Capacité à l'entrée du hacheur
$C_{\text{F1,2,3}}$	: Capacités calculées avec le logiciel FEMM pour la détermination des permittivités relatives du noyau magnétique
$C_1$	: Capacité parasite longitudinale calculée avec des simulations sur le logiciel FEMM
$C_{\max}$	: Capacité maximale de la bobine MC qui permet de respecter la norme
$C_{\text{par}}$	: Capacité parasite équivalente de la bobine de mode commun
$C_r$	: Capacité parasite radiale calculée avec des simulations FEMM
$C_{1,2,3}$	: Capacités mesurées pour la détermination des permittivités relatives du noyau magnétique
$D$	: Rapport cyclique
$f_{\text{dim}}$	: Fréquence de dimensionnement à laquelle le courant MC avec filtre touche le gabarit de la norme CEM
$f_{\text{dim}}^{\text{L}}$	: Fréquence de dimensionnement à laquelle le facteur géométrique $A^{\dim}$ est calculé
$f_{\text{dim}}^{\text{C}}$	: Fréquence de dimensionnement à laquelle la capacité maximale $C_{\max}$ est calculée
$F_{\text{opt}}$	: Fréquence de commutation optimale du convertisseur
$F_s$	: Fréquence de commutation du convertisseur
$h$	: Hauteur du noyau magnétique
$h_{\text{opt}}$	: Hauteur optimale du noyau magnétique
$I_{\text{L}}$	: Pertes d'insertion du filtre dans la chaîne de conversion
$I_{\max}$	: Valeur maximale du courant de mode commun
$I_{\text{MC}}$	: Courant de mode commun
$I_{\text{MD}}$	: Courant de mode différentiel
$K_1, K_2$	: Coefficient de la fonction
$L$	: Inductance
$L_{\text{BF}}$	: Inductance ramenée à une fréquence de référence dans les basses fréquences (1 kHz pour les matériaux de type nanocristallin et 10 kHz pour les ferrites)
$L_{\text{BF}}^{\text{best}}$	: Meilleure valeur d'inductance qui minimise le volume de la bobine MC
$L_{\text{BF}}^{\text{min}}$	: Inductance minimale qui permet de respecter la contrainte normative

$l_{\text{cond}}$	: Longueur des deux enroulements de la bobine de mode commun
$l_s$	: Inductance parasite série équivalente des condensateurs du filtre MC
$N$	: Nombre de spires
$N_{\text{opt}}$	: Nombre de spires optimal
$R$	: Rayon extérieur du noyau magnétique
$R_{\text{opt}}$	: Rayon extérieur optimal du noyau magnétique
$r$	: Rayon intérieur du noyau magnétique
$r_{\text{min1}}$	: Valeur minimale du rayon intérieur calculée à la limite de saturation noyau magnétique
$r_{\text{min2}}$	: Valeur minimale du rayon intérieur qui permet de fabriquer une bobine monocouche
$r_{\text{opt}}$	: Rayon intérieur optimal
$r_s$	: Résistance parasite série équivalente des condensateurs du filtre de mode commun
$s$	: Espacement entre les spires à l'intérieur de la bobine
$S_d$	: Section du conducteur de diamètre $d$ .
$s_{\text{min}}$	: Espacement minimal entre les spires à l'intérieur de la bobine
$t_f$	: Temps de descente de la tension aux bornes du transistor
$t_r$	: Temps de montée de la tension aux bornes du transistor
$V_{\text{fer}}$	: Volume du matériau magnétique (volume du tore creux)
$V_{\text{DC}}$	: Tension DC à l'entrée du convertisseur
$V_L$	: Tension aux bornes de la bobine MC
$V_{\text{MC}}$	: Tension de mode commun
$V_{\text{opt}}$	: Volume optimal de la bobine MC (volume du cylindre occupée par la bobine avec les deux enroulements)
$V_T$	: Tension aux bornes du transistor
$V_{\text{TH}}$	: Tension du générateur Thevenin du circuit équivalent de mode commun
$Z_{\text{AM}}, Z_{\text{SM}}$	: Impédances avec et sans noyau pour la détermination de la perméabilité complexe du matériau magnétique
$Z_{\text{CH}}$	: Impédance de mode commun de la charge + câble
$Z_{C_Y}$	: Impédance équivalente des condensateurs du filtre MC
$Z_{\text{eq}}$	: Impédance équivalente de la bobine MC en considérant la capacité parasite équivalente
$Z_L$	: Impédance de mode commun de la bobine MC sans considérer la capacité parasite équivalente
$Z_{\text{RSIL}}$	: Impédance de mode commun du RSIL
$Z_{S1}$	: Impédance de mode commun du convertisseur du côté de la source (entrée)
$Z_{S2}$	: Impédance de mode commun du convertisseur du côté de la charge (sortie)
$Z_{\text{TH}}$	: Impédance du circuit équivalent Thévenin de la chaîne de conversion
$\alpha$	: Marge de sécurité appliquée sur la densité de flux de saturation
$\beta$	: Pourcentage de l'ouverture angulaire de bobinage
$\Gamma$	: Produit des aires

---

$\varepsilon_{\text{lon}}$	:	Permittivité relative longitudinale du noyau magnétique
$\varepsilon_{\text{rad}}$	:	Permittivité relative radiale du noyau magnétique
$\varepsilon_{\text{res}}$	:	Permittivité relative de l'enrobage diélectrique du noyau magnétique
$\eta_{\text{mX}}$	:	Distance moyenne radiale entre les spires et le noyau magnétique.
$\eta_{\text{mY}}$	:	Distance moyenne longitudinale entre les spires et le noyau magnétique
$\mu_{\text{Fs}}$	:	Perméabilité relative déterminée à la fréquence de commutation du convertisseur
$\mu_r$	:	Perméabilité relative du noyau magnétique (déterminée 1 kHz pour les matériaux de type nanocristallin et 10 kHz pour les ferrites)
$\bar{\mu}_r$	:	Perméabilité complexe du matériau magnétique (égale à $\mu_r' - j\mu_r''$ )
$\mu_0$	:	Perméabilité du vide





---

# Introduction générale

L'ÉLECTRONIQUE de puissance occupe une place importante dans les milieux industriels et domestiques et ne cesse d'élargir son champ d'application : les énergies renouvelables, les véhicules électriques, l'avion de plus en plus électrique, le vaisseau spatial de demain, etc. Les commutations des interrupteurs de puissance permettent de maîtriser le transfert de l'énergie entre les différents éléments du système. Cependant, les convertisseurs statiques sont des sources d'interférences électromagnétiques conduites et rayonnées qui sont susceptibles de perturber le fonctionnement des équipements électriques dans le voisinage. Les émissions conduites se propagent dans les conducteurs (câbles, pistes de PCB, etc) selon deux modes : le mode différentiel (MD) et le mode commun (MC). Dans le cadre de cette étude, on s'intéressera uniquement aux émissions de mode commun.

Les normes de compatibilité électromagnétique (CEM) permettent d'assurer la cohabitation entre les différents équipements électriques interconnectés en imposant des limites sur les émissions électromagnétiques au niveau de chaque source de perturbations. Dans la plupart des cas, le respect des limites normatives nécessite le recours à des filtres CEM destinés à réduire ces émissions. Ceci représente un coût, une masse et un volume contraignants pour des systèmes qui tendent à devenir de plus en plus compacts. Par conséquent, l'optimisation des performances et des dimensions des composants passifs (bobines et condensateurs) des filtres CEM est une étape nécessaire durant la phase de conception du convertisseur. Ceci nécessite une connaissance "suffisante" des caractéristiques de la source des perturbations, des chemins de propagation et des éléments de filtrage utilisés. Il est bien connu que la bobine de mode commun occupe souvent le volume le plus important du filtre CEM à cause de la taille du matériau magnétique utilisé, ce qui représente un problème surtout pour les systèmes embarqués. En effet, le volume de la bobine de mode commun dépend non seulement de la valeur d'inductance mais aussi d'autres paramètres comme par exemple les capacités parasites qui impactent l'atténuation du filtre dans les hautes fréquences, et l'ondulation du courant en basses fréquences qui pourrait saturer le noyau magnétique et rendre le filtre inefficace. Dans ce contexte, cette thèse, structurée en quatre chapitres, propose une méthode d'optimisation du volume de la bobine de mode commun pour la conception des filtres CEM.

Le premier chapitre définit les perturbations électromagnétiques conduites en identifiant leurs sources, les chemins de propagation et les victimes associées. Ensuite, les différentes techniques de réduction des perturbations conduites sont détaillées. Un état de l'art sur les méthodes de dimensionnement des filtres de mode commun est présenté dans la suite du chapitre. Nous définissons alors les matériaux magnétiques utilisés pour la réalisation de la bobine de mode commun ainsi que les méthodes de calcul des différents éléments du filtre CEM. Nous finissons le chapitre par présenter les différentes techniques pour l'optimisation de la bobine de mode commun.

Le deuxième chapitre présente la méthode d'optimisation du volume de la bobine de mode commun, proposée dans ce travail de thèse. Nous commençons par décrire le modèle de mode commun basses fréquences adopté dans cette étude, et qui a permis de

calculer analytiquement les valeurs minimales des éléments du filtre de mode commun. Une fois l'inductance calculée, la détermination de la géométrie optimale de la bobine MC sera détaillée dans la deuxième section du chapitre. La méthode proposée permet de construire la bobine, à volume optimal, avec une seule couche de bobinage et en prenant en considération les problèmes de saturation du matériau magnétique. Enfin, la validation expérimentale de la méthode de dimensionnement et des différentes hypothèses considérées sera présentée dans la troisième section.

Dans le troisième chapitre, nous appliquons la méthode de dimensionnement proposée dans diverses situations, en mettant l'accent sur les problèmes de saturation de la bobine de mode commun en relation avec la valeur de l'inductance qui permet de respecter la contrainte normative. Nous présentons ensuite une étude comparative avec la technique du produit des aires afin de positionner notre méthode d'optimisation par rapport à la littérature. Enfin, l'influence de certains paramètres de la chaîne de conversion sur le volume de la bobine de mode commun sera étudiée dans la suite du chapitre. Ceci permettra d'établir des règles de dimensionnement en relation avec la variation du rapport cyclique et de la fréquence de commutation du convertisseur.

Le dernier chapitre de ce manuscrit est dédié à la prise en compte de la capacité parasite équivalente de la bobine de mode commun dans la procédure proposée pour le dimensionnement des filtres MC. Nous présentons ainsi une méthode pour la détermination des permittivités relatives du noyau magnétique utilisé pour la fabrication des bobines. La méthode proposée, appliquée sur un matériau de type ferrite, se base sur des simulations en éléments finis 2D et prend en considération les différents paramètres géométriques du noyau magnétique ainsi que sa possible anisotropie diélectrique. D'autres calculs en éléments finis 2D permettront ensuite d'estimer la capacité parasite équivalente de la bobine MC. Un calcul analytique, présenté dans la suite, détermine la valeur maximale de la capacité parasite équivalente qui permet de respecter la contrainte normative dans les hautes fréquences. Ceci permettra alors d'adapter la géométrie du noyau magnétique afin de minimiser la capacité parasite de la bobine de mode commun tout en optimisant son volume.

# Chapitre 1

## Les perturbations électromagnétiques conduites et la compatibilité électromagnétique

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Les PEM conduites en électronique de puissance . . . . .</b>	<b>4</b>
1.1.1	Les sources des PEM . . . . .	6
1.1.2	Les chemins de propagation des PEM . . . . .	6
1.1.2.1	Le convertisseur . . . . .	6
1.1.2.2	La charge et le câble blindé . . . . .	7
1.1.3	Les victimes . . . . .	8
<b>1.2</b>	<b>Analyse et réduction des PEM conduites . . . . .</b>	<b>9</b>
1.2.1	Mesure des perturbations électromagnétiques conduites . . . . .	9
1.2.1.1	Le RSIL . . . . .	9
1.2.1.2	Les normes CEM . . . . .	11
1.2.1.3	Les types des détecteurs . . . . .	12
1.2.2	Les types des PEM conduites . . . . .	13
1.2.2.1	Le mode différentiel . . . . .	13
1.2.2.2	Le mode commun . . . . .	14
1.2.3	Les techniques de réduction des PEM conduites . . . . .	14
1.2.3.1	La topologie du convertisseur . . . . .	14
1.2.3.2	Technique de commande dédiée à la réduction des PEM	15
1.2.3.3	Le filtrage actif . . . . .	16
1.2.3.4	Le filtrage passif . . . . .	17
<b>1.3</b>	<b>Méthodes de dimensionnement des filtres de mode commun .</b>	<b>20</b>
1.3.1	Les matériaux magnétiques pour le filtrage CEM . . . . .	21
1.3.1.1	Les matériaux ferromagnétiques doux . . . . .	21
1.3.1.2	La perméabilité des matériaux ferromagnétiques . . .	22
1.3.1.3	Mesure de la perméabilité complexe . . . . .	24

1.3.1.4	Propriétés diélectriques des noyaux magnétiques . . .	25
1.3.1.5	Estimation des capacités parasites de la bobine MC . . .	27
1.3.2	Détermination des éléments du filtre de mode commun . . . . .	27
1.3.2.1	Modèle de mode commun de la chaîne de conversion . . .	27
1.3.2.2	Détermination de l'atténuation du filtre de mode commun	29
1.3.2.3	Influence de l'environnement du filtre sur son atténuation	31
1.3.3	Détermination de la géométrie de la bobine MC . . . . .	32
1.3.3.1	Les paramètres influents sur le dimensionnement . . .	32
1.3.3.2	Les méthodes analytiques pour le dimensionnement . . .	34
1.3.3.3	Les méthodes numériques pour le dimensionnement . . .	35
<b>1.4</b>	<b>Conclusion du premier chapitre . . . . .</b>	<b>36</b>

---

LES avancées technologiques dans les composants semi-conducteurs ont permis aux convertisseurs statiques d'occuper une place importante dans les systèmes de conversion d'énergie électrique. Néanmoins, cette large utilisation des convertisseurs statiques est accompagnée par la génération de perturbations électromagnétiques susceptibles de provoquer des problèmes de dysfonctionnements dans des différents équipements sensibles, connectés à la source d'énergie. Ces perturbations peuvent se propager dans les conducteurs mais aussi sous forme d'ondes électromagnétiques rayonnées. Ce travail de recherche se focalise sur le premier mode de propagation (mode conduit).

Ce premier chapitre fait l'état de l'art des perturbations électromagnétiques (PEM) conduites et les techniques de réduction dédiées. D'abord, les différentes perturbations, leurs sources, leurs modes de propagation ainsi que les victimes associées seront présentés. La deuxième section du chapitre détaille les différentes techniques de réduction des PEM conduites, commençant par la structure du convertisseur jusqu'au dimensionnement des éléments passifs de filtrage CEM. Les études précédentes sur les filtres CEM de mode commun, l'objet de cette thèse, occupent la majeure partie de ce chapitre. Nous faisons alors l'état de l'art sur les matériaux magnétiques utilisés dans le filtrage CEM et les techniques de dimensionnement des différents éléments passifs utilisés pour le filtrage. Enfin, différentes méthodes dédiées à l'optimisation du volume de la bobine de mode commun seront présentées dans la dernière section.

## 1.1 Les perturbations électromagnétiques conduites en électronique de puissance

Une chaîne de conversion, présentée dans la figure 1.1, est un moyen pour transformer le spectre d'un signal électrique (amplitude, fréquence, nombre de phases, etc.) provenant d'une source d'énergie de  $n$  phases afin de pouvoir répondre aux besoins d'une charge électrique de  $m$  phases (moteur électrique DC ou AC, réseau électrique, etc). Cette chaîne est typiquement constituée d'un convertisseur statique et des câbles éventuellement blindés, qui assurent les liaisons source-convertisseur et convertisseur-charge. La plupart des

composants de la chaîne, notamment la carcasse métallique de la charge et le radiateur sur lequel sont fixés les interrupteurs de puissance, sont connectés à la terre de la source d'énergie afin d'assurer la protection électrique de l'utilisateur.

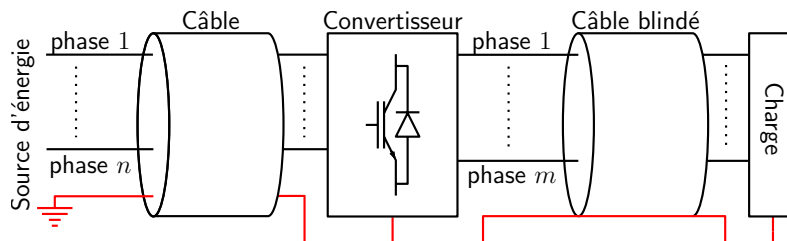


FIGURE 1.1 – Présentation d'une chaîne de conversion.

Un convertisseur statique est formé de un ou plusieurs interrupteurs commandés (thyristors ou transistors) ou/et non commandés (diodes). Quand c'est avec des transistors, le convertisseur est constitué d'un ensemble de cellules élémentaires appelées cellules de commutation. Chaque cellule, présentée dans la figure 1.2(a), est constituée d'une diode et d'un transistor qui changent régulièrement d'état à des fréquences de commutation élevées et avec un rapport cyclique  $D$ , défini en fonction des besoins de la charge. Ces commutations engendrent une tension hachée à la sortie de chaque cellule dont la forme est approximativement trapézoïdale de temps de montée  $t_r$  et de descente  $t_f$  comme le montre la figure 1.2(b).

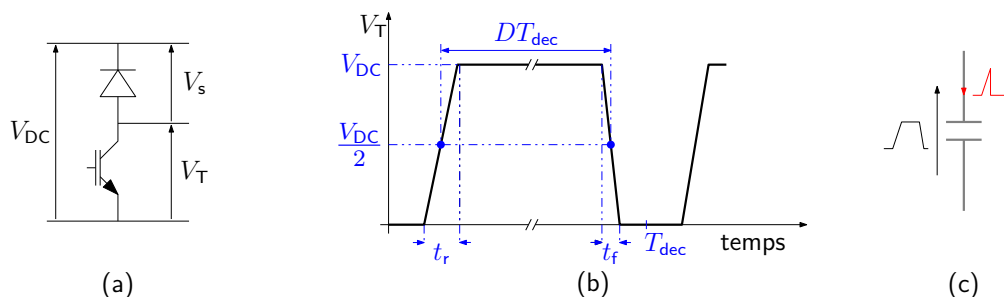


FIGURE 1.2 – (a) : Cellule de commutation ; (b) : Forme d'une tension trapézoïdale ; (c) : Courant capacitif issu d'un signal trapézoïdal.

Entre tous les conducteurs présents dans la chaîne de conversion, il existe des éléments de couplage de nature inductive et capacitive, appelés éléments parasites, en particulier dans les câbles et au niveau des radiateurs de refroidissement dans le convertisseur. La forme de la tension trapézoïdale à la sortie du convertisseur (figure 1.2(b)), quand elle est appliquée au niveau de ces capacités parasites, engendre des impulsions de courants *indésirables* à chaque commutation des interrupteurs présents dans le convertisseur comme le montre la figure 1.2(c). Le spectre de ces courants hautes fréquences (HF) couvre une large bande de fréquences qui s'étend de la fréquence de commutation du convertisseur jusqu'à au delà des mégahertz, formant ainsi la majeure partie des **Perturbations ÉlectroMagnétiques (PEM)** conduites.

### 1.1.1 Les sources des PEM

Les perturbations électromagnétiques conduites prennent naissance durant les commutations des composants de puissance. Ainsi, la **source des perturbations** peut être représentée par une combinaison de signaux trapézoïdaux liés aux commutations de ces interrupteurs. Le spectre d'un signal trapézoïdal commence à la fréquence de commutation du transistor  $F_s$  (fondamental) et s'étend indéfiniment vers les hautes fréquences. La figure 1.3 présente le spectre d'un exemple de signal trapézoïdal pour lequel les temps de montée  $t_r$  et de descente  $t_f$  sont égaux. Dans ce cas, l'amplitude des harmoniques du signal diminue avec la fréquence en suivant une enveloppe de -20dB par décade jusqu'à une fréquence définie par le temps de montée, à partir de laquelle l'enveloppe devient égale à -40dB par décade (courbe en bleue dans la figure 1.3).

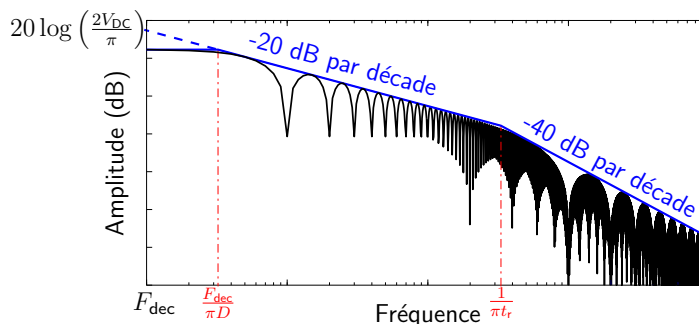


FIGURE 1.3 – Spectre d'un exemple d'un signal trapézoïdal.  
( $F_s = 10$  kHz,  $D = 0.1$ ,  $t_r = t_f = 100$  ns)

Les éléments parasites de nature capacitive présents dans la chaîne de conversion, quand ils sont excités par ce type de signal, représentent des **chemins de propagation** de faibles impédances, favorisant ainsi la circulation des PEM dans les différents équipements de la chaîne.

### 1.1.2 Les chemins de propagation des PEM

Les chemins de propagation des perturbations électromagnétiques conduites sont définis par tous les couplages parasites présents dans les différents éléments de la chaîne, en particulier : le convertisseur et la charge avec le câble.

#### 1.1.2.1 Le convertisseur

En plus d'être la source des perturbations électromagnétiques, le convertisseur statique présente aussi des couplages capacitifs indésirables. Ces couplages sont dus non seulement à la mise à la terre des dissipateurs thermiques sur lesquels les interrupteurs de puissance sont fixés, mais aussi à leurs éléments parasites intrinsèques.

Le convertisseur est un système fortement non linéaire. En effet, en fonction de l'état des

interrupteurs, les impédances équivalentes de chaque cellule de commutation dépendent de l'état du transistor comme le montre la figure suivante :

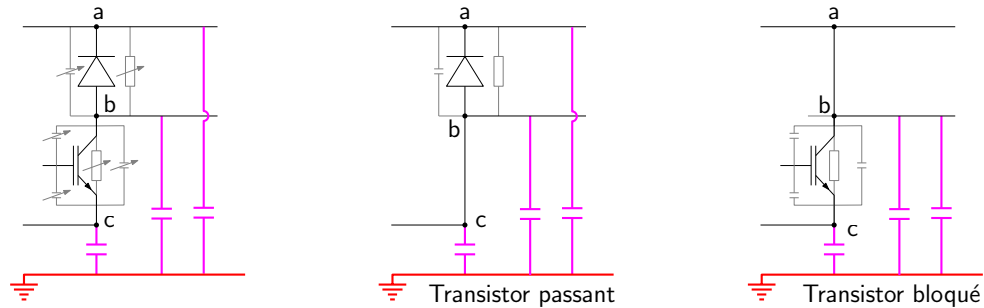


FIGURE 1.4 – Modèle haute fréquence simplifié d'une cellule de commutation en fonction de l'état des interrupteurs.

Les dynamiques liées à la commutation des transistors rendent la modélisation fréquentielle exacte des impédances du convertisseur difficile à mettre en place [2]. Néanmoins, des études ont montré qu'une linéarisation des modèles des interrupteurs de puissance, permet de prédire les PEM jusqu'à au moins 10 MHz avec des circuits équivalents à deux ou trois terminaux, paramétrés en effectuant des mesures sur le convertisseur en marche ou à l'arrêt [3, 4].

### 1.1.2.2 La charge et le câble blindé

La carcasse métallique de la charge est aussi reliée à la terre, occasionnant ainsi un autre couplage capacitif qui permet la circulation des perturbations électromagnétiques. Ce couplage est encore plus fort en présence d'un câble qui connecte la charge au convertisseur.

Les câbles blindés sont souvent utilisés pour connecter les éléments de la chaîne en raison de leur capacité à confiner les interférences électromagnétiques à l'intérieur du blindage. Ils sont constitués de deux ou plusieurs conducteurs isolés les uns des autres avec un matériau diélectrique (par exemple du PVC) et entourés par le blindage comme le montre la figure 1.5(a) pour un exemple d'un câble blindé bifilaire.

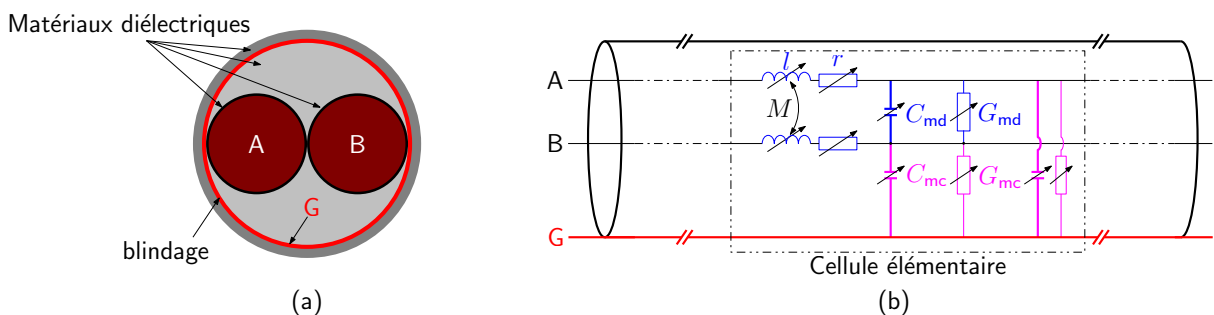


FIGURE 1.5 – (a) : Présentation d'un câble blindé bifilaire; (b) : Modèle d'un câble blindé bifilaire.

Le matériau diélectrique présent dans le câble rend le couplage capacitif entre les différents conducteurs encore plus fort. Aussi, le câble présente des résonances HF dues aux interactions entre ce couplage capacitif et le caractère inductif des conducteurs. Ces différents couplages, étudiés dans [2, 5], peuvent être déterminés en modélisant le câble avec des cellules élémentaires de type R-L-C-G et en prenant en considération la dépendance de chaque élément de la fréquence comme le montre la figure 1.5(b).

Quand le câble est connecté à la charge, deux types de chemins de propagation des PEM sont à distinguer. Le premier chemin, appelé de mode différentiel (MD), suit la direction de la circulation de la puissance dans la chaîne de conversion sans considérer ses couplages à la terre. Par exemple, dans le cas d'une charge monophasée, l'impédance du chemin MD dans le câble connecté à la charge peut être mesurée entre les deux conducteurs de puissance comme le montre la figure suivante :

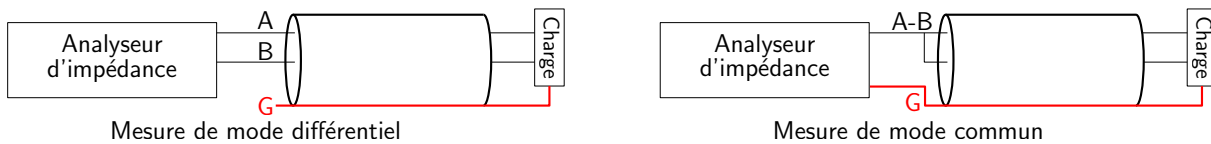


FIGURE 1.6 – Technique de mesure des impédances MD et MC du câble bifilaire connecté à la charge.

Le deuxième mode de propagation, appelé : mode commun (MC), représente le chemin de propagation des PEM dans le fil de terre. Dans le cas où les couplages par rapport à la terre sont considérés les mêmes pour toutes les phases du câble, l'impédance du chemin de propagation MC peut être mesurée entre le blindage les autres fils de puissance court-circuités à l'entrée du câble comme le montre la figure 1.6 (à droite) pour un exemple d'une charge monophasée

Les impédances MD et MC du câble blindé présentent des résonances HF à cause des interactions entre ses différents éléments parasites comme le montre la figure 1.7 pour un câble blindé bifilaire de 28 mètres connecté à une charge R-L. Ces résonances, d'autant plus présentes dans les basses fréquences que le câble est long, risquent d'induire plus de PEM quand elles sont excitées par les commutations du convertisseur.

### 1.1.3 Les victimes

Les perturbations électromagnétiques conduites circulent dans les différents éléments de la chaîne de conversion de la figure 1.1. Elles peuvent induire des dysfonctionnements non seulement au niveau de la charge et du convertisseur mais aussi dans les équipements connectés à la même source d'énergie. Des surtensions liées à la propagation des ondes électromagnétiques dans le câble apparaissent au niveau de la tension aux bornes de la charge [6]. Par exemple, ces surtensions accélèrent le vieillissement des isolants diélectriques des enroulements des moteurs électriques.

Aussi, les PEM, après avoir traversé toute la chaîne, se rebouclent dans les autres équipements connectés à la même source d'énergie. Ainsi, ces derniers représentent la victime



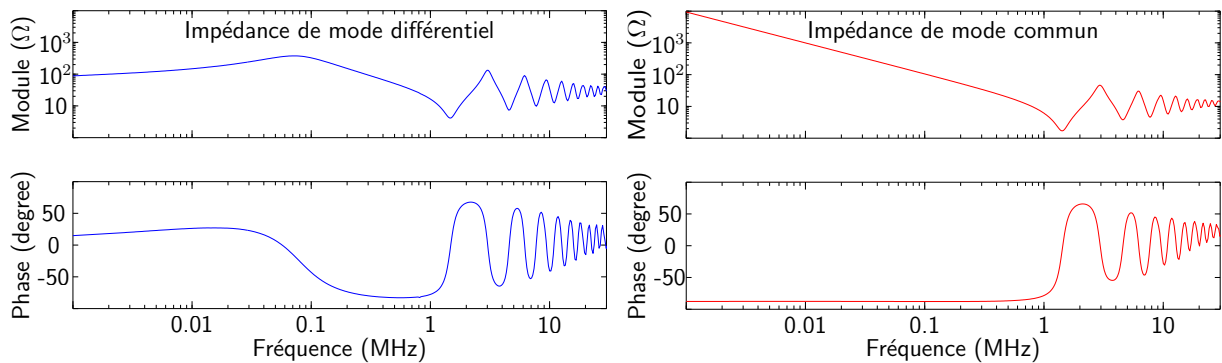


FIGURE 1.7 – Impédances de mode différentiel et de mode commun mesurées d’un câble blindé de 28 mètres connecté à une charge R-L.

principale qui doit être protégée et qui sera concernée par la réduction des perturbations électromagnétiques conduites à l’entrée de la chaîne de conversion dans ce travail de recherche.

## 1.2 Analyse et réduction des PEM conduites

Les perturbations électromagnétiques conduites circulent dans tous les éléments de la chaîne de conversion. Afin de mieux agir pour les réduire et protéger ainsi les équipements connectés à la source d’énergie, la phase de leur identification est primordiale. Dans la suite de cette section, nous présentons les différents types des PEM conduites et un état de l’art sur les techniques employées pour les réduire afin que les normes de compatibilité électromagnétiques soient respectées.

### 1.2.1 Mesure des perturbations électromagnétiques conduites

#### 1.2.1.1 Le RSIL

Les perturbations électromagnétiques conduites dépendent des impédances des chemins de propagation. Or, la source d’énergie présente une impédance variable qui dépend des équipements qui y sont connectés. Ainsi, une mesure directe des PEM à l’entrée de la chaîne de conversion dans la figure 1.1 ne peut pas être reproductible. Afin de remédier à ce problème, Un **Réseau Stabilisateur d’Impédance de Ligne** (RSIL) peut être inséré à l’entrée de la chaîne de conversion comme le montre la figure 1.8.

Le RSIL, dont l’impédance est connue et définie selon les règles normatives, garantit la reproductibilité de la mesure des PEM conduites. C’est essentiellement un filtre passe-bas constitué de composants passifs (des bobines, des condensateurs et des résistors avec un bon comportement HF) insérés dans un boîtier blindé. La figure 1.9 présente deux exemples de RSIL monophasés. Dans les deux exemples présentés, le RSIL a une faible impédance côté source d’énergie, dominée par les grandes valeurs des condensateurs, en

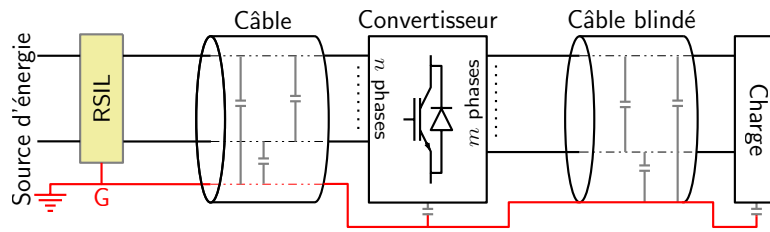


FIGURE 1.8 – RSIL intercalé entre la source d'énergie et la chaîne de conversion.

série avec une bobine qui a un bon comportement HF. Ceci empêche le passage des PEM conduites externes provenant des autres équipements connectés à la même source d'énergie vers la chaîne de conversion étudiée.

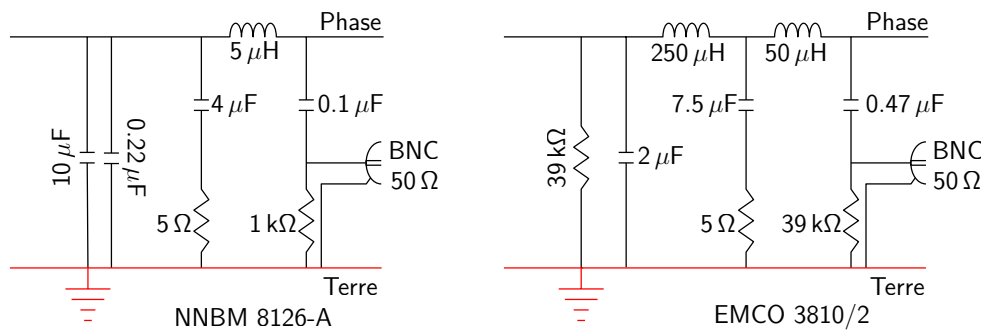


FIGURE 1.9 – Exemples de deux RSIL.

Aussi, le RSIL a une impédance coté équipement sous test (par exemple la chaîne de conversion) qui converge vers une valeur de  $50\ \Omega$  dans les hautes fréquences comme le montre la figure 1.10. Cette impédance est capable de confiner les PEM dans la chaîne de conversion sans modifier la circulation du courant utile (de puissance) de la source vers la charge.

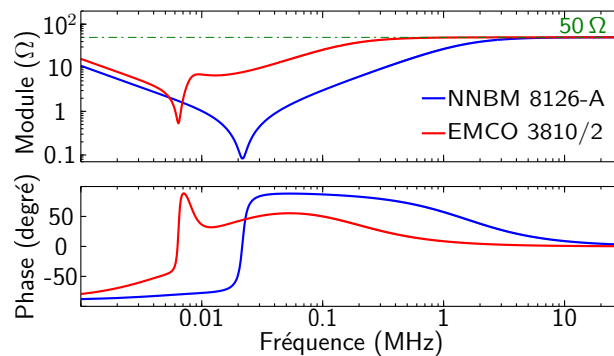


FIGURE 1.10 – Exemples d'impédances entre chaque phase et la terre des RSIL coté équipement sous test.

Les deux RSIL présentés dans la figure 1.9, ainsi que leurs impédances présentées dans la figure 1.10, sont définies en fonction des exigences des normes de **Compatibilité Élec-**

**troMagnétique** (CEM). Ces normes ont été mises en place afin de réduire les perturbations électromagnétiques et assurer la cohabitation électromagnétique entre les différents systèmes électriques.

### 1.2.1.2 Les normes CEM

Les normes CEM viennent pour assurer le bon fonctionnement des différents équipements au voisinage d'une (ou plusieurs) source(s) de perturbations. À l'origine, elle ont été créées par le *Comité International Spécial des Perturbations Radioélectriques* (C.I.S.P.R) afin de protéger la transmission et la réception des ondes radios [7]. Ensuite, leur domaine d'application s'est élargi pour couvrir d'autres applications dans le domaine industriel.

La norme CEM définit des niveaux maximums des émissions conduites à ne pas dépasser en fonction de la bande de fréquences étudiée. Elles définissent aussi les conditions et les moyens utilisés pour effectuer la mesure des PEM. Les vérifications normatives s'effectuent souvent au niveau du RSIL exigé par la norme. Par exemple pour la norme EN55022, le RSIL de type EMC0 présenté dans la figure 1.9 peut être utilisé. Le bruit doit être mesuré au niveau de la résistance  $50\ \Omega$  du RSIL (mesure d'une tension) et la limite normative est définie en  $\text{dB}\mu\text{V}$  qui est une unité dérivée du Volt exprimée dans l'équation suivante :

$$V_{\text{dB}} (\text{dB}\mu\text{V}) = 20 \log \left( \frac{V(\text{V})}{1\ \mu\text{V}} \right) \quad \text{et} \quad I_{\text{dB}} (\text{dB}\mu\text{A}) = 20 \log \left( \frac{I(\text{A})}{1\ \mu\text{A}} \right). \quad (1.1)$$

Pour la norme EN55022, les limites normative pour les PEM conduites sont définies entre 150 kHz et 30 MHz dans la figure 1.11. Ces limites sont divisées en deux classes A et B en fonction du domaine d'application : la classe A pour les vérifications normatives dans un milieu industriel et la classe B pour les applications résidentielles où le niveau des PEM doit être moins élevé. Aussi, le bruit doit être comparé à la norme en utilisant deux types de détecteurs : le détecteur *Moyen* et le *Quasi Crête* (en anglais Quasi-Peak QP).

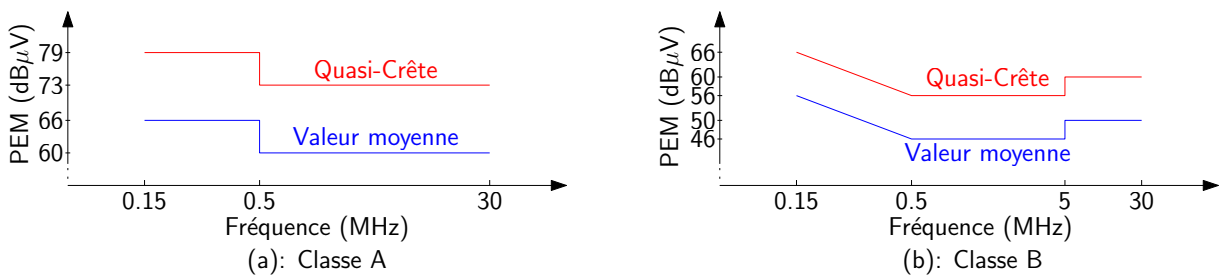


FIGURE 1.11 – Norme EN55022 pour les PEM conduites.

Contrairement à la norme EN55022, le gabarit de la norme aéronautique DO-160, présenté dans la figure 1.12 est définie en  $\text{dB}\mu\text{A}$  (équation (1.1)). Les perturbations électromagnétiques conduites entre 150 kHz et 152 MHz sont mesurées avec une pince de courant en utilisant un RSIL dédié (par exemple le NNBM 8126-A présenté dans la figure 1.9). Le

détecteur utilisé pour ce type de mesures est le détecteur *Peak* avec des spécifications définies dans [8]. Il existe plusieurs catégories de la norme DO-160, par exemple : la catégorie B pour les équipements qui peuvent émettre un niveau élevé des PEM et la catégorie H pour les équipements à l'extérieur de l'avion.

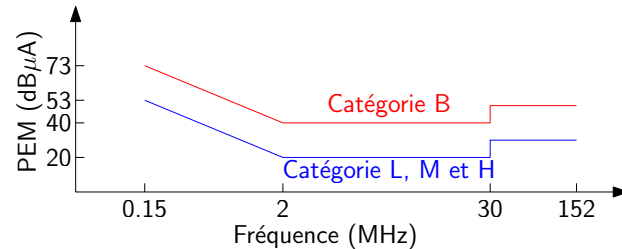


FIGURE 1.12 – Norme DO-160 pour les PEM conduites dans le domaine aéronautique.

En fonction de la norme CEM appliquée, les PEM conduites doivent être mesurées avec un détecteur bien spécifique. Le paragraphe suivant présente les caractéristiques des détecteurs présents dans les appareils de mesures utilisés dans les vérifications normatives.

### 1.2.1.3 Les types des détecteurs

Le récepteur de mesures CEM est l'un des appareils de mesure des perturbations électromagnétiques utilisés dans le cadre des essais normatifs. À partir d'un signal temporel au niveau du RSIL, le spectre de la tension s'affiche sur l'écran après avoir suivi une chaîne de traitement de signal présentée dans la figure 1.13(a).

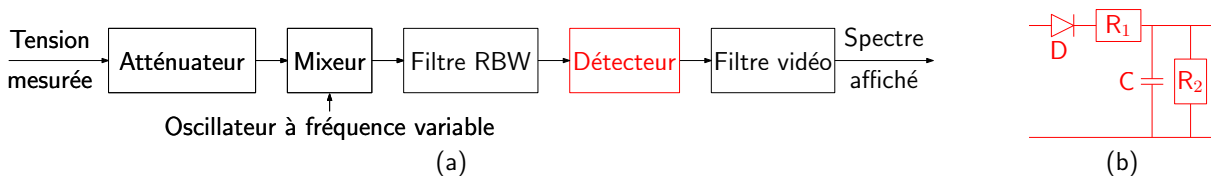


FIGURE 1.13 – (a) : Traitement du signal mesuré avec le récepteur de mesure ; (b) : Circuit équivalent simplifié d'un détecteur Quasi-Crête.

Il existe plusieurs détecteurs dans le récepteur de mesures, en particulier : RMS, Moyen, Quasi-Crête et Peak. Chaque mode de détection est défini avec son propre circuit qui peut être non linéaire comme le cas du détecteur QP présenté dans la figure 1.13(b).

► **Détecteur RMS** : Ce type de détection détermine la valeur efficace vraie du signal d'entrée.

► **Détecteur Moyen** : Ce détecteur est calibré pour déterminer la valeur efficace d'un signal sinusoïdal pur. Ainsi, dans le cas d'un signal arbitraire, le spectre obtenu est inférieur à celui mesuré avec le détecteur RMS.

► **Détecteur Quasi-Crête** : Beaucoup de normes CEM pour les PEM conduites sont définies avec ce mode de détection. Le détecteur QP est composé d'une diode en série

avec un circuit R-C comme le montre la figure 1.13(b). Les résistances  $R_1$  et  $R_2$  sont dimensionnées pour des temps de charge et de décharge du condensateur relativement grands, ce qui rend les mesures en Quasi-Crête lentes.

► **Détecteur Peak** : Comme pour le QP, le détecteur Peak peut être représenté avec le même circuit dans la figure 1.13(b) mais avec un temps de charge du condensateur  $C$  beaucoup plus court que celui du Quasi-Crête. Ainsi, la mesure avec un détecteur Peak se fait très rapidement. En règle générale, l'amplitude du bruit mesuré avec un détecteur Peak est toujours supérieure à celle obtenue avec un Quasi-Crête [9]. Alors, si le bruit mesuré avec ce type de détecteur est en dessous de la contrainte normative, les mesures en QP le seront aussi. Ainsi, afin de simplifier les calculs proposés dans ces travaux de thèse, les mesures des PEM conduites se feront toujours avec le détecteur Peak indépendamment du type de la norme.

Le respect des contraintes normatives requiert l'emploi des moyens spécifiques en fonction du type du convertisseur (filtrage passif, actif, commande, etc.). Afin de mieux agir pour répondre aux exigences normative, le paragraphe suivant présente les types des PEM conduites en fonction de leurs modes de propagation.

## 1.2.2 Les types des PEM conduites

Les perturbations électromagnétiques conduites circulent dans tous les conducteurs de la chaîne de conversion présentée dans la figure 1.1. On distingue deux modes de propagation des PEM : le mode différentiel (MD) et le mode commun (MC). Afin d'analyser les chemins empruntés par ces deux types de perturbations, un exemple d'une chaîne de conversion DC-DC est présenté dans la figure suivante :

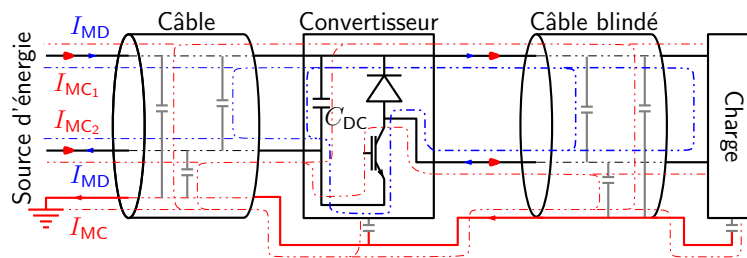


FIGURE 1.14 – Chemins empruntés par les PEM conduites dans la chaîne de conversion DC-DC.

### 1.2.2.1 Le mode différentiel

Le courant de mode différentiel  $I_{MD}$ , présenté en bleu dans la figure 1.14, circule dans l'un des conducteurs de puissance pour revenir dans l'autre. Ce type de perturbation est dû au découpage du courant à l'entrée du convertisseur et profite des couplages parasites entre les différentes phases de la chaîne de conversion pour former des boucles de courant HF.

Dans le cas d'un hacheur série (figure 1.14), la plupart des perturbations de mode différentiel reste, dans l'idéal, confinée dans la chaîne de conversion et n'atteint pas la source d'énergie. Ceci est possible grâce au condensateur  $C_{DC}$  à l'entrée du convertisseur qui a une grande valeur et qui présente une faible impédance HF et donc, un chemin facile pour les courants MD. Mais comme tous les condensateurs contiennent des éléments parasites qui augmentent leurs impédances par rapport à celle de la source d'énergie en HF, une partie du courant de mode différentiel de la chaîne de conversion se boucle par la source DC [10, 11].

### 1.2.2.2 Le mode commun

Les courants de mode commun  $I_{MC_1}$  et  $I_{MC_2}$ , présentés en rouge dans la figure 1.14, sont les courants qui circulent dans le fil de terre en empruntant le couplage capacitif des éléments de la chaîne par rapport à la terre. Contrairement au mode différentiel, ces courants circulent dans le même sens dans les fils de puissance pour se boucler par le fil de terre. Ces courants ont une large étendue spectrale et font la grande partie des interférences électromagnétiques [10]. Aussi, ils participent majoritairement aux PEM rayonnées [1, 12]. Ainsi, les courants de mode commun, représentant la majeure partie des PEM conduites, font l'objet de plusieurs études sur les techniques de réduction de ce mode de propagation.

## 1.2.3 Les techniques de réduction des PEM conduites

La réduction des perturbations électromagnétiques conduites est une problématique que le constructeur doit prendre en considération dès la phase de la conception afin de réduire le coût, le poids et le volume du convertisseur. Il existe plusieurs manières de réduire les PEM conduites. On peut agir sur la structure du convertisseur, sa commande ou bien ajouter un filtre actif ou passif dans la chaîne de conversion.

### 1.2.3.1 La topologie du convertisseur

Les principales sources des PEM conduites sont les variations rapides des tensions et des courants dans le convertisseur ( $\frac{dv}{dt}$  et  $\frac{di}{dt}$ ) qui sont en relation directe avec les commutations des transistors de puissance. Ainsi, réduire ces variations permet aussi de réduire les PEM conduites. Dans la suite, quelques exemples de convertisseurs qui permettent de réduire les perturbations électromagnétiques seront présentés.

Les convertisseurs multiniveaux sont des convertisseurs dont les tensions de sortie, contrairement aux convertisseurs classiques, passent par plusieurs niveaux (au moins trois niveaux). Cette famille de convertisseurs présente des caractéristiques avantageuses au niveau de la qualité spectrale de la tension de sortie. En effet, plus le nombre de niveaux est grand, plus les variations de la tension de sortie sont petites. Dans le cas d'un onduleur de tension multiniveaux de  $N$  niveaux, la variation de la tension commutée est égale à la tension du bus continu divisée par  $N-1$ , permettant ainsi de diminuer les échelons de

tension de mode commun (source des courants  $I_{MC}$ ) [6]. Ceci permet de diminuer l'amplitude de la tension de mode commun  $V_{MC}$  (source des PEM de mode commun), réduisant ainsi la taille de composants passifs de filtrage comme il sera expliqué dans la suite de ce manuscrit de thèse.

Le convertisseur multicellulaire série (*Flying Capacitors*) est une structure particulière des topologies multiniveaux. La fréquence de commutation "apparente" d'un convertisseur de  $p$  cellules (une cellule est constituée de deux transistors avec leurs diodes antiparallèles et un condensateur), dont les transistors commutent à une fréquence  $F_s$ , est égale à  $pF_s$ . Par conséquent, le contenu spectral de la tension de sortie est considérablement amélioré surtout dans les basses fréquences avec l'annulation de certains harmoniques. En plus, avec cette structure de convertisseur, les échelons de la tension de mode commun sont réduits, réduisant à leurs tours leurs influences sur le filtrage des PEM conduites (MD et MC) comparées aux structures de conversion classiques. Une étude dans [13] a montré qu'avec ce type de convertisseur, les perturbations conduites de mode différentiel diminuent considérablement avec l'augmentation du nombre de cellules qui constituent le convertisseur.

Comparés à d'autres types de variateurs de vitesses (convertisseurs AC/DC-DC/AC) avec lesquels la conversion doit forcément passer par un étage capacitif de stockage d'énergie, les convertisseurs matriciels (conversion AC/AC directe) permettent de réduire les perturbations électromagnétiques conduites. En effet, l'effet des commutations des transistors n'apparaît qu'à la sortie du convertisseur entraînant ainsi une faible source des PEM. L'étude présentée dans [14] montre que le convertisseur matriciel, comparé au variateurs de vitesse de deux et trois niveaux, permet de réduire les perturbations de mode commun et donc le volume des éléments de filtrage. Dans la référence [15], une autre comparaison entre deux structures de convertisseurs matriciel (direct et indirect) et les variateurs classiques a été présentée. Dans cette étude, l'atténuation nécessaire pour respecter la norme aéronautique est beaucoup plus faible avec la structure matricielle. Selon les résultats présentés, l'écart peut atteindre les 35 dB pour les perturbations de mode différentiel et 20 dB pour celle de mode commun.

### 1.2.3.2 Techniques de commande dédiées à la réduction des PEM conduites

Les perturbations électromagnétiques conduites sont directement liées aux états des interrupteurs constituant le convertisseur statique. Par exemple, dans le cas d'un onduleur triphasé, la tension de mode commun atteint sa valeur maximale quand tous les transistors du haut (ou du bas) sont à l'état bloqué. Ceci correspond à l'emploi du vecteur nul dans la stratégie de commande appliquée. Commander le convertisseur sans passer par ce vecteur nul permet de réduire considérablement l'amplitude de la source des perturbations électromagnétiques de mode commun.

Cela est rendu possible en remplaçant le vecteur nul par deux autres opposés comme expliqué dans la référence [16]. Néanmoins, dans certaines stratégies de commande qui permettent de diminuer le nombre de variations de la tension  $V_{MC}$  par période, l'amélioration obtenue avec cette technique n'est pas garantie car elle peut être altérée par l'utilisation

du temps mort, inévitable dans la commande afin d'éviter les éventuels court-circuits de la source d'énergie [16].

Des travaux présentés dans [17, 18] ont amélioré la technique précédente de réduction des PEM en prenant en considération l'effet du temps mort sur le niveau de la tension de mode commun. Les résultats expérimentaux ont montré une réduction de l'amplitude de la tension MC au tiers de celle du bus continu. Dans le cas d'un variateur de vitesse (redresseur + onduleur), une technique de commande présentée dans [19, 20], permet de synchroniser les fronts des commutations des deux convertisseurs afin d'annuler théoriquement la tension de mode commun.

Plusieurs autres stratégies de commandes dédiées à la réduction des perturbations électromagnétiques de mode commun ont été proposées. Dans [21, 22], de nouvelles stratégies de commande appliquées à un onduleur multiniveaux clampé par le neutre ont permis de réduire le courant de mode commun de quelques décibels.

La plupart des techniques de modulation dédiées à la réduction des PEM conduites ne requièrent aucun ajout de composants supplémentaires dans la chaîne de conversion. Néanmoins, leur efficacité est limitée aux basses fréquences (en dessous de 5 MHz) alors que les contraintes normatives s'étendent jusqu'à quelques dizaines de mégahertz [23]. Dans la plupart des cas, d'autres moyens doivent être employés afin de respecter les normes CEM.

### 1.2.3.3 Le filtrage actif

Les perturbations électromagnétiques conduites peuvent être réduites en ajoutant des circuits de compensation, en particulier les filtres actifs [24, 25]. Ces filtres génèrent des tensions dont le spectre est en opposition de phase par rapport à la tension de mode commun au niveau du convertisseur, ce qui permet sa réduction. Cette technique est souvent basée sur l'ajout d'interrupteurs qui commutent et génèrent à leurs tours des PEM conduites. Comme la synchronisation entre les commutations du filtre et du convertisseur ne peut pas être parfaite, le filtrage actif n'a pas d'effet sur les perturbations dans la bande des fréquences des mégahertz (au delà de 3 MHz) [23].

Une autre technique de filtrage actif appliquée à un onduleur triphasé a été proposée dans [26]. Elle est basée sur l'ajout d'un quatrième bras lié directement au neutre du filtre à la sortie de l'onduleur (non connecté à la charge). Ce quatrième bras est commandé en opposition de phase avec l'une des autres phases de l'onduleur afin d'annuler les variations de tension par rapport à la terre. Cette technique paraît très efficace dans les basses fréquences (autour de la fréquence de commutation du convertisseur) avec une réduction de 20 dB sur les niveaux des PEM de mode commun.

Comme pour les techniques de commande dédiées à la réduction des perturbations électromagnétiques conduites, l'efficacité des filtres actifs est limitée et ne peut pas couvrir toute la plage de fréquence contrainte par la norme CEM (jusqu'à quelques dizaines de mégahertz). En contrepartie, l'ajout des éléments passifs pour le filtrage CEM représente un autre moyen efficace pour la réduction des PEM conduites.



### 1.2.3.4 Le filtrage passif

Le filtrage passif est un moyen efficace pour la réduction des perturbations électromagnétiques sur une large bande de fréquence, pouvant ainsi répondre aux contraintes normatives. Le filtrage passif consiste à confiner les PEM dans de nouveaux chemins de propagation, créés par les composants ajoutés, sans passer par les victimes. La figure 1.15 montre un exemple où le filtre est mis en place pour limiter la propagation des perturbations vers la source d'énergie.

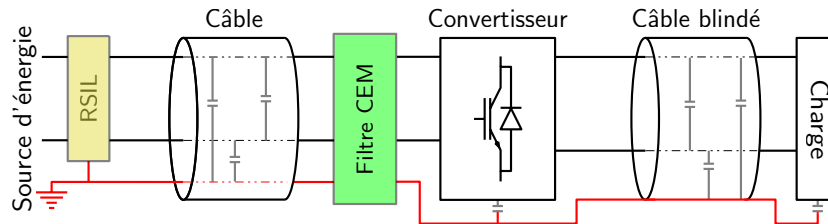


FIGURE 1.15 – Filtre CEM pour la protection de la source d'énergie.

Les filtres CEM sont généralement constitués de condensateurs et de bobines et forment deux familles : les filtres de mode différentiel (MD) et les filtres de mode commun (MC). La figure 1.16 montre un exemple de filtres MD et MC monophasés de type LC où les bobines utilisées sont constituées de deux enroulements *couplés* sur le même noyau magnétique.

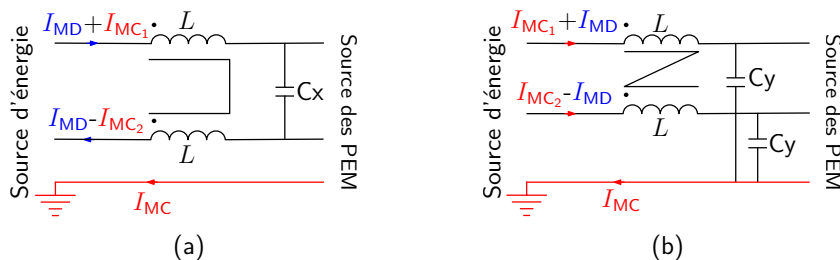


FIGURE 1.16 – (a) : Exemple d'un filtre de mode différentiel ; (b) : Exemple d'un filtre de mode commun.

Dans le cas d'un système monophasé, les valeurs des courants de mode différentiel sont les mêmes dans les deux conducteurs connectés à la source d'énergie. Par contre le courant de mode commun peut se partager d'une façon non équitable entre ces deux conducteurs. Ceci dépend des impédances MC de chaque phase de la chaîne de conversion. Les paragraphes suivants présentent les filtres MD et détaillent les filtres de mode commun qui font l'objet de ces travaux de thèse.

#### Les filtres de mode différentiel

Les condensateurs utilisés pour le filtrage MD sont insérés entre les phases d'alimentation du système afin de créer un nouveau chemin pour la propagation des PEM de mode différentiel. Ce nouveau chemin sera moins impédant que celui qui passe par la source d'énergie comme le montre la figure 1.16(a) pour l'exemple d'un filtre LC monophasé. Les

condensateurs de type X, dont la défaillance ne provoque pas des court-circuits, peuvent être utilisés dans ce mode de filtrage avec des valeurs qui peuvent atteindre les quelques microfarad, ce qui permet de réduire la valeur de l'inductance  $L$  et donc le volume de la bobine MD. Néanmoins, l'augmentation de la valeur de la capacité  $C_x$  est souvent pénalisée par la diminution de la fréquence de résonance du condensateur à cause de son inductance parasite série, ce qui limite l'efficacité du filtre dans les hautes fréquences.

La bobine de mode différentiel est utilisée afin d'augmenter l'impédance du chemin de propagation des PEM qui passent par la source d'énergie (figure 1.16(a)). Ces bobines sont construites avec des enroulements bobinés autour d'un matériau magnétique de faible perméabilité et/ou avec un entrefer à cause des éventuels problèmes de saturation. Les enroulements peuvent être couplés sur le même noyau magnétique afin de minimiser le volume des composants. Ceci permet aussi d'augmenter considérablement la valeur de l'inductance vue par les perturbations MD (idéalement égale à quatre fois l'inductance de chaque enroulement pour le cas monophasé), bien que cela accentue les problèmes de saturation du matériau magnétique.

Quand le type d'application le permet, on évite l'utilisation des bobines de mode différentiel et on se contente des condensateurs de filtrage type X de large valeur tout en profitant des inductances de fuite de la bobine utilisée dans les filtres de mode commun pour le filtrage MD [27–29].

### Les filtres de mode commun

Le filtre de mode commun est souvent l'élément le plus important dans les filtres CEM puisque les PEM conduites sont en grande partie de mode commun. Les condensateurs utilisés dans ce mode de filtrage sont insérés entre le potentiel de la terre et les différentes phases du système créant ainsi un nouveau chemin pour les PEM comme le montre la figure 1.16(b) pour un filtre LC monophasé. Les condensateurs type Y sont utilisés dans ce mode de filtrage afin d'éviter le risque des chocs électriques en cas de défaut de terre. En effet, le courant de fuite à la terre est limité pour ne pas altérer le déclenchement des équipements de protection différentielle en cas de défaut. Ainsi, la valeur des condensateurs  $C_y$  est généralement faible. La capacité des condensateurs de classe Y1 est inférieure à 10 nF. Quant aux condensateurs de classe Y2, la capacité peut atteindre quelques centaines de nanofarad [30]. Comme pour les  $C_x$ , les condensateurs  $C_y$  présentent des inductances parasites série qui augmentent leurs impédances en HF.

La bobine de mode commun est un élément essentiel pour ce mode de filtrage à cause des niveaux élevés des perturbations de mode commun et de la limitation sur la valeur des condensateurs  $C_y$ . Son inductance permet d'augmenter l'impédance du chemin de propagation des PEM qui passe par la source d'énergie mais elle ne doit en aucun cas modifier l'impédance du fil de terre relié aux équipements de protection (figure 1.16(b)). Ainsi, la bobine de mode commun est insérée sur les phases du système. Typiquement, elle est constituée d'enroulements bobinés dans le même sens et couplés sur le même noyau magnétique comme le montre la figure 1.17(a).

Les bobines couplées de mode commun permettent d'offrir une grande impédance MC

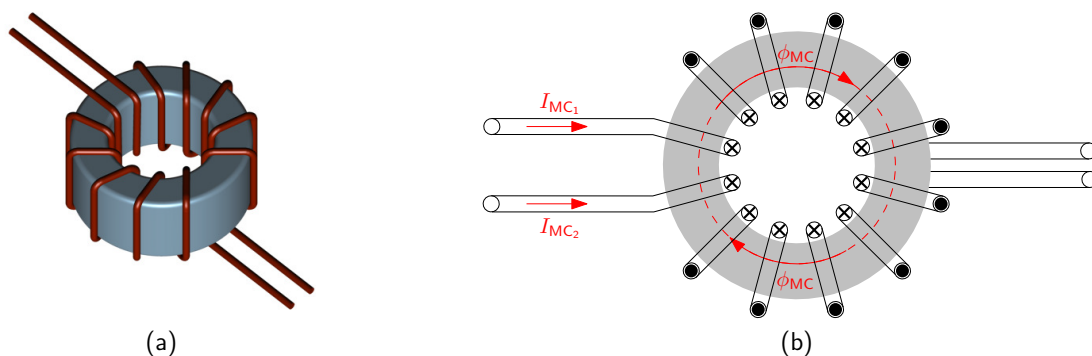


FIGURE 1.17 – (a) : Exemple d’une bobine MC monophasée; (b) : Circulation du flux magnétique dans le noyau de la bobine MC.

sans que le courant MD puisse participer, dans l’idéal, à la magnétisation du matériau magnétique. Dans le cas d’un système monophasé présenté dans la figure 1.17(b), où les fuites dans le noyau magnétique sont négligées, toutes les spires des deux enroulements embrassent le même flux magnétique (commun)  $\phi_{MC}$ . Il est égal dans ce cas au flux propre créé par chaque enroulement seul en appliquant la somme des deux courants ( $I_{MC_1} + I_{MC_2}$ ) :

$$\phi_{MC} = L(I_{MC_2} + I_{MC_1}) = LI_{MC} \quad (1.2)$$

Le résultat présenté dans l’équation(1.2) signifie que le courant de mode commun  $I_{MC}$  voit toute l’inductance  $L$  de chaque enroulement de la bobine et non pas la moitié (deux inductances en parallèle). Pour la vérification, l’impédance de chaque enroulement d’une bobine MC est mesurée et comparée à celle des deux enroulements (couplés sur le même sens sur le noyau) en parallèle. Le résultat présenté dans la figure 1.18 montre que ces deux impédances sont égales. La légère différence observée dans les hautes fréquences est due aux éléments parasites de la bobine qui sont différents dans les deux configurations présentées.

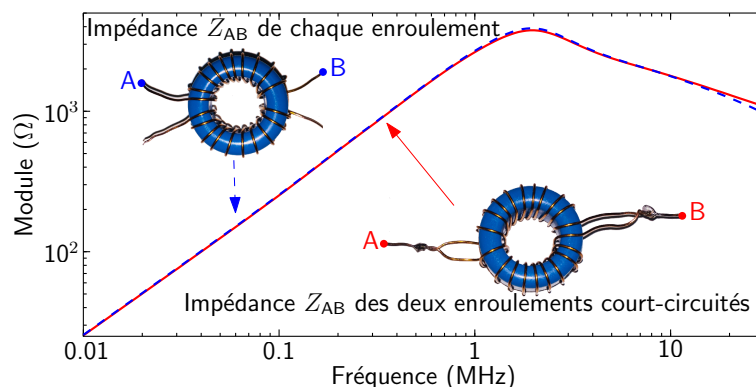


FIGURE 1.18 – Impédance de la bobine de mode commun comparée à celle d’un seul enroulement.

Le dimensionnement des filtres CEM est une étape sensible qui requiert une connaissance

suffisamment fine des différentes parties de la chaîne de conversion et également des différents éléments de filtrage afin de respecter la contrainte normative. Par contre, l'ajout des éléments passifs dans la chaîne représente un coût, un poids et un volume supplémentaires dans un système qui tend à devenir de plus en plus compact. L'enjeu est alors de satisfaire les normes CEM tout en minimisant la taille des éléments de filtrage. Plusieurs études dans la littérature ont montré que le filtre de mode commun, en particulier la bobine de mode commun, est l'élément le plus problématique à cause de sa taille dictée par les contraintes normatives HF et par les problèmes de saturation du matériau magnétique. C'est pour cette raison que nous nous focalisons dès la section suivante sur ce mode de filtrage.

### 1.3 Méthodes de dimensionnement des filtres de mode commun

Le dimensionnement des filtres de mode commun se fait typiquement en deux étapes. D'abord, il faut déterminer les valeurs des éléments de filtrage qui permettent de respecter la norme. Cette étape peut se faire directement sur la mesure du courant de mode commun. Néanmoins, l'établissement d'un modèle de mode commun de la chaîne de conversion permet de prendre en considération l'influence des impédances à l'entrée et à la sortie du filtre (appelées dans la suite les impédances à l'entrée/sortie du filtre). En effet, pour un exemple d'un filtre LC monophasé présenté dans la figure 1.19, si les impédances à l'entrée du filtre  $Z_{e1}$  et  $Z_{e2}$  (impédances équivalentes de la source d'énergie par rapport à la terre) sont beaucoup plus grandes que celle de la bobine MC, alors cette dernière deviendrait inutile. Dans ce cas, shunter ces impédances avec des condensateurs (filtre de type CLC) est la solution pour cette application. Aussi, si les impédances de mode commun équivalentes à la sortie  $Z_{s1}$  et  $Z_{s2}$  sont beaucoup plus petites par rapport à celles des condensateurs du filtre, alors ces derniers seraient pontés par les impédances de sortie du filtre. Dans ce cas, un filtre de type LCL serait la solution adéquate pour ce mode de filtrage.

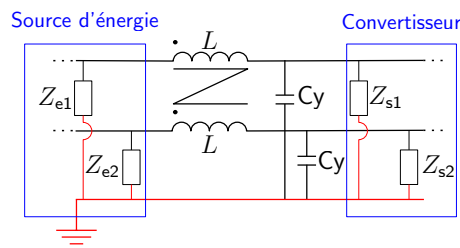


FIGURE 1.19 – Impédances à l'entrée/sortie sur un exemple de filtre LC monophasé.

Ensuite, arrive la phase de la fabrication du filtre, en particulier la bobine de mode commun. L'inductance de la bobine de mode commun et son volume dépendent fortement des caractéristiques du matériau magnétique utilisé qui varient avec plusieurs paramètres, en particulier la fréquence. Nous commençons alors dans cette section par présenter les

matériaux magnétiques utilisés dans le filtrage de mode commun. Ensuite, nous faisons l'état de l'art sur les modèles de mode commun de la chaîne de conversion et sur les techniques de dimensionnement de la bobine MC.

### 1.3.1 Les matériaux magnétiques pour le filtrage CEM

Les bobines de mode commun présentent souvent une grande valeur d'inductance. Elles sont fabriquées avec des noyaux magnétiques caractérisés par leur capacité à canaliser le champ magnétique généré et de limiter les fuites dans l'air. Les matériaux magnétiques peuvent être classés en trois familles selon la susceptibilité magnétique  $\chi$  : les matériaux paramagnétiques ( $\chi \geq 0$ ), les diamagnétiques ( $-1 < \chi \leq 0$ ) et les matériaux ferromagnétiques ou ferrimagnétiques ( $\chi \gg 1$ ). À l'échelle macroscopique, le comportement des matériaux ferromagnétiques et ferrimagnétiques peut être considéré identique [31]. Les matériaux ferromagnétiques doux de type Manganèse-Zinc (MnZn) et nanocristallin sont caractérisés par une grande perméabilité relative comparés à la poudre de fer et aux ferrites de type Nickel-Zinc (NiZn) [32]. Ces deux types de noyaux (MnZn et nanocristallin) couramment utilisés dans la fabrication des bobines de mode commun seront tous deux considérés dans ce travail de thèse.

#### 1.3.1.1 Les matériaux ferromagnétiques doux

Ce type de matériaux est caractérisé par une relation nonlinéaire entre le champ magnétique  $H$  et la densité de flux  $B$  [31]. Cette nonlinéarité, représentant la saturation du matériau magnétique, apparaît dans le cycle d'hystérésis  $B(H)$  présenté dans la figure suivante :

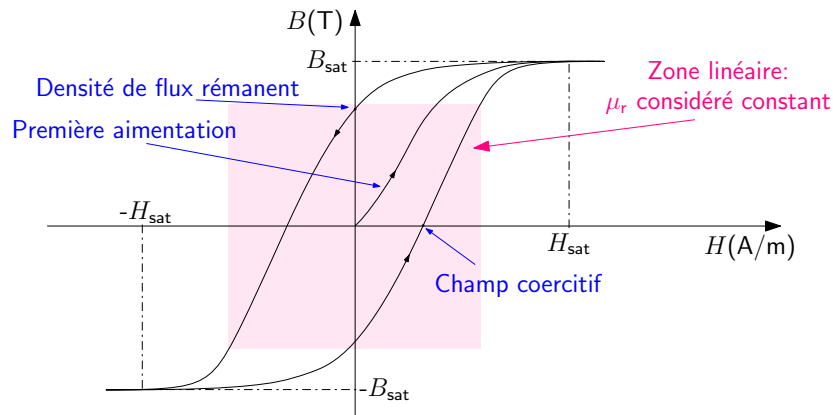


FIGURE 1.20 – Exemple d'un cycle d'hystérésis d'un matériau ferromagnétique excité avec un signal basse fréquence.

Quand le matériau magnétique est initialement *désaimanté* ( $B = H = 0$ ) et quand il est excité par un champ  $H$ , la densité de flux évolue en suivant la courbe de la *première aimantation* jusqu'à une valeur de  $H$ , appelée champ de saturation  $H_{\text{sat}}$ , à partir de

laquelle la densité de flux atteint une valeur maximale  $B_{\text{sat}}$  et le matériau est dit saturé. En diminuant le champ à partir de  $H_{\text{sat}}$ , l'évolution de  $B$  suit une deuxième courbe définie par une *densité de flux rémanent* non nulle quand  $H$  est égal à zéro. Enfin, en augmentant  $H$  à partir de  $-H_{\text{sat}}$ ,  $B$  s'annule à une valeur de champ non nulle dite *champ coercitif*.

Le cycle d'hystérésis d'un matériau magnétique peut être déterminé avec plusieurs techniques définies par des normes IEEE [33, 34]. Une méthode classique, dite méthode Volt-ampermétrique, consiste à bobiner deux enroulements de nombre de spires  $N_1$  et  $N_2$  autour d'un noyau magnétique, exciter le premier enroulement avec un courant sinusoïdal  $I$  (image du champ magnétique  $H$ ) et récupérer une tension  $V$  (image de la densité de flux  $B$ ) dans le deuxième enroulement.

En plus du champ et de la densité de flux de saturation ( $H_{\text{sat}}$  et  $B_{\text{sat}}$ ), la forme du cycle d'hystérésis donne des informations sur l'énergie dissipée par le matériau magnétique par cycle (période). Toutes ces informations dépendent de plusieurs paramètres en relation avec l'environnement du noyau, en particulier, le niveau, la forme et la fréquence du courant et la température [32, 35–37].

Les matériaux ferromagnétiques typiquement utilisés dans le filtrage CEM sont les ferrites (MnZn ou NiZn) et les nanocristallins. Les ferrites sont constitués de particules ferromagnétiques de l'ordre du  $\mu\text{m}$  collées entre elles avec un matériau isolant [38]. À l'échelle macroscopique, les ferrites ont une grande résistivité qui réduit les courants de Foucault, une perméabilité relative pouvant atteindre les quelques milliers et une densité de flux de saturation  $B_{\text{sat}}$  généralement inférieure à 500 mT.

Les nanocristallins sont des alliages de fer découverts à la fin des années 80 [39]. Ils sont caractérisés par une grande densité de flux de saturation (généralement supérieure à 1 T) et une perméabilité relative pouvant avoisiner  $10^5$ , très grande comparée à celle des ferrites [40]. Un noyau de type nanocristallin est constitué d'un ruban d'alliage ferromagnétique d'une épaisseur très fine mis sous pression dans un boîtier ou une résine en fonction du type de l'application.

Les informations fournies par les constructeurs sur les matériaux sont obtenues dans des conditions particulières qui ne correspondent pas forcément aux conditions d'utilisation du noyau magnétique. Par exemple, pour le ferrite N30 fabriqué par EPCOS, le  $B_{\text{sat}}$  est mesuré avec un signal sinusoïdal à 10 kHz, à 25 °C et à 100 °C [41]. Dans la plupart des cas, des marges de sécurité sont ajoutées aux données du constructeurs afin de rester loin des conditions limites de saturation du matériau. La deuxième information fournie par le constructeur est la perméabilité magnétique du matériau. Cette grandeur est nécessaire pour le dimensionnement de la bobine et pour l'évaluation de la saturation du noyau magnétique.

### 1.3.1.2 La perméabilité magnétique des matériaux ferromagnétiques

La perméabilité magnétique  $\mu$  définit la capacité d'un matériau à canaliser le flux magnétique pour un champ donné. En effet, La densité de flux magnétique  $B$  est non-linéairement liée au champ  $H$  par la relation présentée dans l'équation (1.3), où  $\mu_0$  est la

perméabilité du vide et  $\mu_r$  est la perméabilité relative du matériau magnétique, elle même fonction de  $H$  du fait de la nonlinéarité de la courbe  $B(H)$  dans la figure 1.20.

$$B(H) = \mu_0 \mu_r H. \quad (1.3)$$

Beaucoup de méthodes de dimensionnement des filtres CEM se basent sur la linéarisation de cette relation en négligeant la dépendance de la perméabilité relative au champ  $H$ . Afin de garder le matériau magnétique dans sa zone linéaire (quand  $\mu_r$  est constant dans la figure 1.20), on ajoute souvent une marge de sécurité  $\alpha$  sur les niveaux de saturation ( $B_{\text{sat}}$  et  $H_{\text{sat}}$ ) données par les constructeurs.

Il existe plusieurs formulations de la perméabilité relative du matériau magnétique selon la norme IEEE [34]. Pour dimensionner la bobine de mode commun, on utilise souvent la perméabilité initiale  $\mu_i$  pour le calcul de l'inductance de la bobine et la perméabilité complexe  $\bar{\mu}_r$  pour simuler son impédance en fonction de la fréquence. Ces deux grandeurs sont souvent présentes dans les datasheets données par les constructeurs.

La perméabilité complexe permet de créer une transition entre les relations mathématiques dans un circuit magnétique et une représentation en circuit électrique équivalent de la bobine dans le domaine fréquentiel. Il existe deux modes de représentation de la perméabilité complexe : le modèle série défini avec l'équation (1.4) et le modèle parallèle avec l'équation (1.5). La partie imaginaire  $\mu_r''$  de la perméabilité représente les pertes dans le noyau magnétique. Quant à sa partie réelle  $\mu_r'$ , elle est l'image de l'énergie magnétique dans le matériau [32].

$$\bar{\mu}_r = \mu_{rs}' - j\mu_{rs}''. \quad (1.4)$$

$$\frac{1}{\bar{\mu}_r} = \frac{1}{\mu_{rp}'} - j\frac{1}{\mu_{rp}''}. \quad (1.5)$$

Souvent, le constructeur donne l'évolution de la perméabilité complexe avec le modèle série sur une plage de fréquence qui ne dépasse pas les quelques mégahertz (généralement  $\leq 4$  MHz). Elle est mesurée en *petits signaux* avec une variation de la densité de flux autour de zéro qui ne dépasse pas les 25 mT comme le montre l'exemple dans [41]. Ainsi, dans la suite de ce manuscrit, nous adoptons le mode série de la perméabilité complexe qui permet de modéliser la bobine de mode commun avec la mise en série d'une résistance  $r(\mu_r''(\omega))$  et d'une inductance  $L(\mu_r'(\omega))$ . Néanmoins, les données présentées dans la datasheet sur la perméabilité, qui sont souvent limitées en fréquence, représentent des valeurs moyennes statistiques avec une dispersion de l'ordre de 25 % de la valeur donnée. Cette dispersion peut induire un sur-dimensionnement de la bobine qui peut être évité dans ce travail de thèse, surtout que la mesure de perméabilité complexe sur les noyaux toriques est relativement simple.

### 1.3.1.3 Mesure de la perméabilité complexe

Dans un noyau torique de section rectangulaire présenté dans la figure 1.21(a), de hauteur  $h$ , de rayon extérieur  $R$  et intérieur  $r$ , l'inductance  $L$  obtenue avec  $N$  spires peut être déterminée avec l'équation (1.6) en considérant la partie réelle  $\mu'_r$  de la perméabilité complexe à une fréquence donnée. L'impédance de la bobine  $Z_L$  est calculée avec l'équation (1.7) en utilisant cette fois la perméabilité complexe  $\bar{\mu}_r$ . Ainsi, la mesure de l'impédance  $Z_L$  de la bobine (le rectangle en trait interrompu dans la figure 1.21(b)), connaissant le nombre de spires  $N$  et la géométrie du noyau magnétique ( $R$ ,  $r$  et  $h$ ), permet de déterminer l'évolution de  $\bar{\mu}_r$  (à partir de la connaissance des valeurs de  $r(\mu''_r(\omega))$  et de  $L(\mu'_r(\omega))$  en rouge dans la figure 1.21(b)) sur toute la plage de fréquences dans laquelle  $Z_L$  a été mesurée.

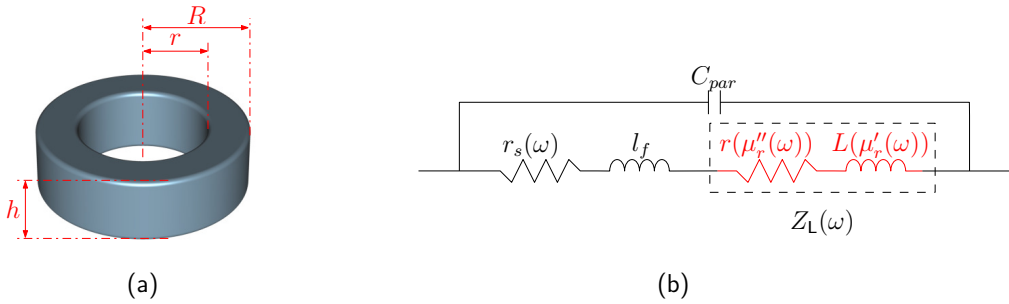


FIGURE 1.21 – (a) : Représentation géométrique d'un noyau torique ; (b) : Circuit équivalent simplifié de la bobine.

$$L = \mu_0 \mu'_r \frac{h N^2}{2\pi} \ln \left( \frac{R}{r} \right). \quad (1.6)$$

$$Z_L(\omega) = j \mu_0 \bar{\mu}_r \frac{h N^2}{2\pi} \ln \left( \frac{R}{r} \right) \omega. \quad (1.7)$$

Néanmoins, l'impédance de la bobine construite avec plusieurs spires ne dépend pas que de la perméabilité complexe  $\bar{\mu}_r$ . Elle contient aussi des informations sur la résistance  $r_s$  du conducteur qui dépend de la fréquence à cause des effets de peau et de proximité, sur l'inductance de fuite de la bobine  $l_f$  et surtout sur les capacité parasite équivalente de la bobine  $C_{par}$ , essentiellement liée aux couplages entre les spires, comme le montre le circuit équivalent simplifié de la bobine dans la figure 1.21(b). Ces éléments, qui s'ajoutent à la perméabilité complexe lors de la mesure de l'impédance de la bobine, sont difficiles à être compensés, en particulier la capacité parasite  $C_{par}$  qui peut masquer l'évolution de  $\bar{\mu}_r$  dans les hautes fréquences.

Il existe plusieurs méthodes pour la mesure de la perméabilité complexe des matériaux magnétiques [32]. Nous nous intéressons ici au dispositif commercial pour la mesure de  $\bar{\mu}_r$  fabriqué par Keysight (en anglais : KEYSIGHT 16454A MAGNETIC MATERIAL TEST FIXTURE) [42]. Ce dispositif est utilisé avec un analyseur d'impédance (dans notre cas le Keysight 4294A) comme le montre la figure 1.22. Il forme une seule spire qui couvre tout



le noyau afin de garantir une répartition égale du champ magnétique dans tout le matériau magnétique lors de la mesure tout en limitant le couplage capacitif inter-spaires (mesure d'impédance avec une seule spire) . Ainsi, la capacité parasite  $C_{par}$  dans le modèle simplifié présenté dans la figure 1.21(b) peut être négligée sur une large bande de fréquences.

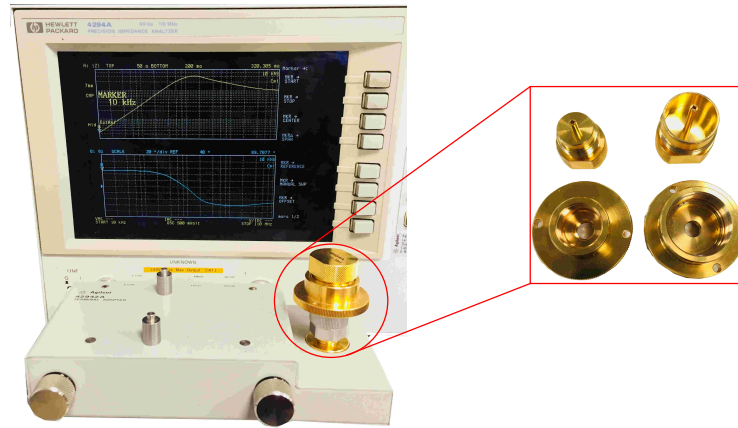


FIGURE 1.22 – Analyseur d'impédance avec le dispositif commercial pour la mesure de la perméabilité complexe.

La méthode décrite dans [42] consiste à effectuer deux mesures  $Z_{SM}$  et  $Z_{AM}$ , respectivement sans et avec le noyau magnétique. À partir de ces deux mesures, les parties réelles et imaginaires de la perméabilité complexe ( $\mu'_r$  et  $\mu''_r$ ) peuvent être déterminées avec l'équation suivante :

$$\bar{\mu}_r = \mu'_r - j\mu''_r = 1 - j \frac{2\pi (Z_{AM} - Z_{SM})}{\omega \mu_0 h \ln \left( \frac{R}{r} \right)}. \quad (1.8)$$

Contrairement aux données fournies dans les datasheets, qui sont des valeurs moyennes sur un ensemble d'échantillons, la mesure de la perméabilité complexe avec le dispositif Keysight couplé à l'analyseur d'impédance permet de mesurer la valeur exacte de la perméabilité complexe d'un échantillon donné du matériau magnétique. Aussi, la mesure peut s'étendre jusqu'à 110 MHz ce qui donne plus d'informations sur le matériau magnétique sur toute la plage de fréquence contrainte par la norme CEM comme le montre l'exemple présenté dans la figure 1.23 pour un ferrite de type N30.

#### 1.3.1.4 Propriétés diélectriques des noyaux magnétiques

Les noyaux magnétiques typiquement utilisés dans le filtrage CEM sont composés d'un ensemble de matériaux conducteurs (grains de fer ou ruban d'alliage ferromagnétique) et des isolants diélectriques (colle entre les grains de fer dans le ferrite, enrobage du noyau, etc.). Ce mélange, à l'échelle macroscopique, donne un caractère diélectrique au noyau magnétique dont la permittivité relative est non négligeable. Dans les datasheets, on trouve souvent des valeurs typiques concernant la conductivité du noyau magnétique,

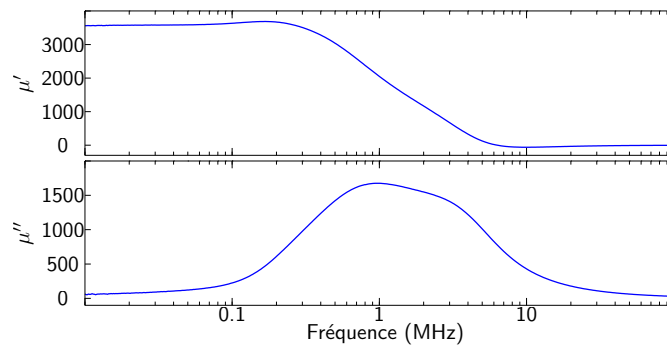


FIGURE 1.23 – Perméabilité complexe mesurée avec le dispositif Keysight d’un noyau magnétique type ferrite N30 fabrique par EPCOS.

mais la permittivité est souvent négligée malgré son importance pour la modélisation du comportement HF de la bobine. En effet, la non prise en compte de la permittivité relative du matériau engendre naturellement des erreurs sur l’estimation des capacités parasites  $C_{par}$  du noyau bobiné présentée dans la figure 1.21.

La permittivité relative des matériaux magnétiques utilisés dans le filtrage CEM est peu étudiée dans la littérature. Dans [38, 43], une méthode pour la mesure de la permittivité complexe du noyau magnétique a été proposée. Appliquée sur un ferrite de type MnZn, la méthode consiste à métalliser le noyau sous test afin d’obtenir deux électrodes directement collées sur ses parois, créant ainsi un contact électrique avec le noyau. Ensuite, la permittivité complexe est déterminée à partir d’une mesure impédance-métrique effectuée sur le matériau. Le résultat obtenu montre une très grande permittivité  $\epsilon_r$  de l’ordre de  $10^5$  qui évolue avec la fréquence. Néanmoins, ces valeurs de  $\epsilon_r$  sont largement grandes par rapport à celles déterminées avec la méthode proposée dans dernier chapitre de ce manuscrit (de l’ordre de 100 pour un ferrite de type MnZn, proches des résultats présentées dans [44]). Ceci pourrait être lié aux conditions des mesures effectuées qui ne correspondent pas à l’utilisation du noyau dans le filtrage CEM puisqu’il n’y a aucun contact électrique entre le matériau magnétique et les enroulements.

La méthode présentée dans [44], a mis en évidence l’anisotropie dans les propriétés diélectriques des matériaux ferromagnétiques avec des mesures impédance-métriques sur le noyau. Par contre, cette méthode détermine des permittivités effectives du noyau magnétique couvert de la couche extérieure isolante. Aussi, elle néglige le couplage entre les différentes composantes de la permittivité dans les mesures effectuées sur le noyau magnétique et les effets de bord éventuellement présents lors de la mesure. D’autres méthodes dans [45–47] sont basées sur l’extraction des paramètres  $S$  à partir des mesures sur le noyau avec un post-traitement, dans la plupart des cas, basé sur des calculs en éléments finis.

Dans le quatrième chapitre de ce manuscrit de thèse, une nouvelle méthode pour la détermination des permittivités relatives des matériaux magnétiques sera proposée. Cette méthode, basée sur des mesures associées à des modélisations inverses avec la méthode des éléments finis 2D, prend en considération l’éventuelle anisotropie dans le matériau

ferromagnétique.

### 1.3.1.5 Estimation des capacités parasites de la bobine de mode commun

La détermination des permittivités relatives des noyaux magnétiques est utile pour le calcul des capacités parasites de la bobine. Plusieurs études dans la littérature ont proposé des méthodes pour l'estimation de ces capacités. Dans [48–52], des calculs analytiques permettent d'identifier les différents couplages capacitifs dans les bobines avec une ou plusieurs couches, en particulier les capacités inter-spores et les capacités spire-noyau. Une autre approche analytique proposée dans [53] permet d'estimer la capacité parasite équivalente des bobines couplées utilisées dans le filtrage CEM. Néanmoins, cette méthode ne prend pas forcément en compte les permittivités du noyau magnétique.

L'estimation des capacités parasites des bobines en utilisant la méthode des éléments finis 2D et 3D a été évoquée dans la littérature [44, 54, 55]. Les calculs en éléments finis permettent de prendre en compte plusieurs contraintes difficiles à considérer dans les calculs analytiques comme l'espacement entre les spires et le matériau magnétique, les différentes permittivités du noyau, la couche isolante extérieure et l'éventuelle anisotropie dans le matériau magnétique. Pour cette raison, les simulations avec la méthode des éléments finis 2D basées sur les travaux présentés dans [44] ont été adoptées dans le quatrième chapitre de ce manuscrit.

La connaissance des différentes caractéristique du matériau magnétique dans une large bande de fréquences permet de mieux dimensionner les filtres CEM. La suite de ce chapitre fait l'état de l'art sur le dimensionnement de la bobine de mode commun.

## 1.3.2 Détermination des éléments du filtre de mode commun

Les valeurs des inductances et des capacités sont calculées afin que l'atténuation du filtre permette de respecter la contrainte normative dans toute sa bande de fréquence. La modélisation de la chaîne de conversion avec un circuit électrique équivalent de mode commun permet de prendre en compte plusieurs paramètres capables d'influencer l'efficacité du filtre comme : les impédances à l'entrée/sortie, la perméabilité relative du matériau magnétique et les différents éléments parasites des composants passifs de filtrage. Le circuit électrique équivalent de la chaîne de conversion permet aussi de simuler les PEM avant la phase de la conception du convertisseur et optimiser certains de ses paramètres en vue de réduire la taille du filtre.

### 1.3.2.1 Modèle de mode commun de la chaîne de conversion

Il existe deux approches pour la modélisation des PEM conduites : la modélisation dans le domaine fréquentiel et celle dans le domaine temporel. La modélisation dans le domaine temporel est une simulation de type circuit qui requiert la connaissance de toutes les dynamiques du convertisseur, en particulier celles des semi-conducteurs de puissance [56].

L'inconvénient majeur de ce type de modélisation est la lenteur de la simulation qui se fait avec un temps d'échantillonnage très court en plus de la convergence de la simulation qui n'est pas toujours garantie.

En comparaison, la modélisation fréquentielle des chaînes de conversion permet de réduire considérablement le temps de simulation puisqu'elle est basée sur une linéarisation du comportement des différents éléments du convertisseur en régime permanent [2–4, 57–61]. Ce type de simulations est basé sur une modélisation fréquentielle non seulement des impédances des chemins de propagation des PEM, mais aussi des sources de perturbations avec des générateurs équivalents. Dans de nombreuses études, les deux types de perturbations (mode commun et mode différentiel) peuvent être simulés dans deux circuits équivalents différents en séparant les modes de propagation [23, 62, 63]. Ceci permet d'effectuer un dimensionnement plus précis des deux filtres (MC et MD) pour le respect de la contrainte normative.

En réalité, les perturbations de mode commun et celles de mode différentiel prennent naissance, ensemble, au niveau de la cellule de commutation et peuvent circuler dans des chemins de propagations communs dans les différentes phases de la chaîne, jusqu'à atteindre des victimes communes (la charge et les équipement connectés à la même source d'énergie). Ainsi, sans considérer certaines hypothèses, il est difficile de paramétrer un circuit équivalent simple qui décrit l'évolution du courant de mode commun sur une large bande de fréquence.

L'hypothèse qui sera alors appliquée dans la suite de ce manuscrit consiste à séparer les modes de propagation en considérant que *tous les chemins de propagations des PEM dans toutes les phases de la chaîne de conversion sont symétriques par rapport à la terre*. Cela permet de considérer que les courants de mode commun sont pareils sur les phases de la chaîne de conversion présentée dans la figure 1.24, et ce, aussi bien à l'entrée qu'à la sortie du convertisseur. Néanmoins, cette hypothèse perd sa validité dans les hautes fréquences (au delà de 10 MHz pour le système étudié dans ce travail de thèse) à cause des problèmes de transferts de mode ce qui pourraient altérer la précision du modèle MC considéré.

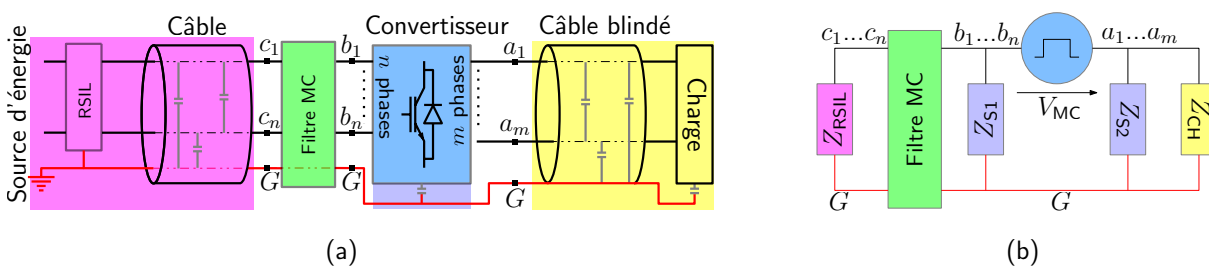


FIGURE 1.24 – (a) : Exemple d'une chaîne de conversion; (b) : Schéma équivalent de mode commun de la chaîne considérée.

En considérant l'hypothèse de la séparation des modes, la source de mode commun peut être définie comme étant la tension entre les deux potentiels moyens à la sortie et à l'entrée du convertisseur présenté dans la figure 1.24(a) [10, 20]. Ainsi la tension de mode commun

$V_{MC}$  (source des PEM de mode commun) peut être calculée avec l'équation suivante :

$$V_{MC} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m V_{a_i G} - \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n V_{b_i G} \quad (1.9)$$

Les impédances de mode commun des différents chemins de propagation sont mesurées entre la reprise de terre (point G dans la figure 1.24(a)) et les différentes phases court-circuitées. Ainsi, le circuit présenté dans la figure 1.24(b) représente le circuit équivalent de mode commun de la chaîne de conversion étudiée. Dans ce circuit,  $Z_{CH}$  correspond à l'impédance de mode commun mesurée à la sortie du convertisseur entre le blindage du câble ( relié à la terre au point G) et ses différentes phases aux points ( $a_1 \dots a_m$ ).  $Z_{RSIL}$  est l'impédance de mode commun à l'entrée du filtre de mode commun mesurée entre la reprise de terre du câble connectée au RSIL (point G) et ses différentes phases aux points ( $c_1 \dots c_n$ ). Les deux impédances  $Z_{S1}$  et  $Z_{S2}$  correspondent à celles de mode commun du convertisseur. Elles peuvent être déterminées quand les interrupteurs commutent en utilisant la méthode du *Terminal Modeling* présentée dans [64] ou bien quand le convertisseur ne fonctionne pas avec des simples mesures effectuées avec l'analyseur d'impédance [4].

### 1.3.2.2 Détermination de l'atténuation du filtre de mode commun

Le filtre de mode commun présenté dans la figure 1.24(b) est composé d'une combinaison de bobines et de condensateurs. Il peut prendre plusieurs formes (LC, CLC, LCL, LCLC etc) comme le montre la figure 1.25. Certains travaux de recherche dans la littérature ne considèrent pas l'environnement du filtre lors du calcul de ses éléments. Par exemple, l'influence des impédances à l'entrée/sortie du filtre sur son atténuation est négligée et les composants passifs de filtrage sont considérés parfaits. Dans ce cas, l'ordre  $n$  de l'atténuation du filtre dépend du nombre de capacités et d'inductances dans le circuit équivalent (figure 1.25).

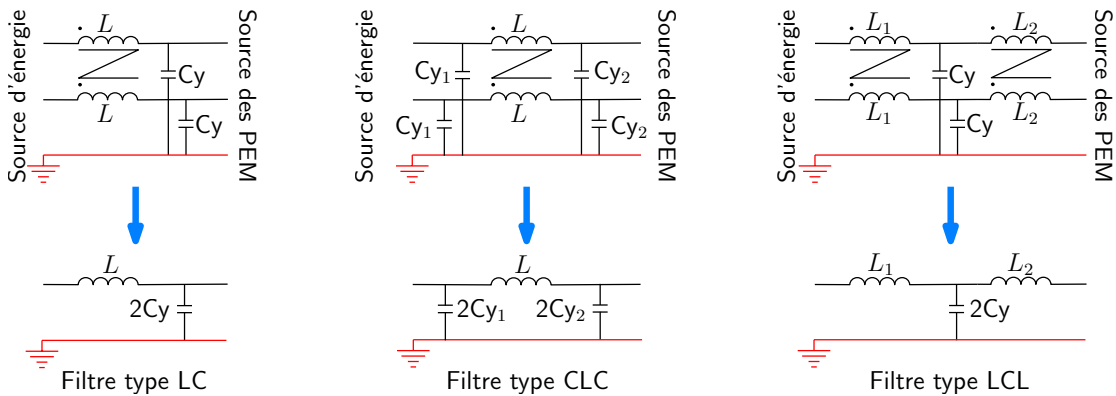


FIGURE 1.25 – Exemples de structures de filtres de mode commun ainsi que leurs circuit équivalent MC.

Par exemple, pour un filtre LC, son ordre est égal à 2 et son atténuation est de 40 dB par décade. D'une manière générale, l'atténuation d'un filtre d'ordre  $n$  vaut  $nx20$  dB par décade.

La première fréquence de résonance du filtre  $F_{\text{res}}$  représente la fréquence à partir de laquelle le filtre commence à atténuer l'amplitude des harmoniques. Dans le cas d'un filtre LC, cette fréquence de résonance est égale à  $1/2\pi\sqrt{LC}$ . À partir de la valeur de  $F_{\text{res}}$ , les éléments du filtre (inductance et capacités) peuvent être déterminés.

L'objectif de l'utilisation d'un tel filtre est d'avoir une tension (ou un courant) au niveau du RSIL inférieure au gabarit de la norme CEM. L'atténuation du filtre correspond dans le cas du filtrage CEM au rapport entre les tensions avec filtre  $V_{\text{AF}}$  et sans filtre  $V_{\text{SF}}$  (ou bien les courants avec et sans filtre  $I_{\text{AF}}$  et  $I_{\text{SF}}$ ) au niveau du RSIL, ( $\frac{V_{\text{AF}}}{V_{\text{SF}}} = \frac{I_{\text{AF}}}{I_{\text{SF}}}$ ). Ainsi :

$$\left\{ \begin{array}{l} V_{\text{AF}} \leq \text{Norme} \Rightarrow \frac{V_{\text{AF}}}{V_{\text{SF}}} \leq \frac{\text{Norme}}{V_{\text{SF}}} \Rightarrow \text{Atténuation} \leq \frac{\text{Norme}}{V_{\text{SF}}} \\ \text{ou bien} \\ I_{\text{AF}} \leq \text{Norme} \Rightarrow \frac{I_{\text{AF}}}{I_{\text{SF}}} \leq \frac{\text{Norme}}{I_{\text{SF}}} \Rightarrow \text{Atténuation} \leq \frac{\text{Norme}}{I_{\text{SF}}} \end{array} \right. \quad (1.10)$$

À l'échelle logarithmique en dB, l'équation (1.10) devient :

$$\left\{ \begin{array}{l} -\text{Atténuation}^{\text{dB}} \geq V_{\text{SF}}^{\text{dB}} - \text{Norme}^{\text{dB}} \\ \text{ou bien} \\ -\text{Atténuation}^{\text{dB}} \geq I_{\text{SF}}^{\text{dB}} - \text{Norme}^{\text{dB}} \end{array} \right. \quad (1.11)$$

L'étape suivante consiste à choisir l'ordre du filtre (2, 3, etc.). Ensuite, toujours sans considérer l'influence des impédances à l'entrée/sortie du filtre, il suffit de tracer la pente de cette atténuation au dessus du bruit ( $V_{\text{SF}}^{\text{dB}} - \text{Norme}^{\text{dB}}$  ou bien  $I_{\text{SF}}^{\text{dB}} - \text{Norme}^{\text{dB}}$ ) comme le montre la figure 1.26 pour un exemple de la norme aéronautique DO-160 catégorie B et d'un filtre LC (ordre 2). L'atténuation requise, déterminée à la fréquence  $F_{\text{att}}$  dans cette figure, correspond à l'atténuation minimale qui permet de respecter la norme sur toute la bande de fréquence. L'intersection de la pente de -40 dB par décades dans la figure 1.26(b) avec l'axe des abscisses correspond à la fréquence de résonance maximale  $F_{\text{res}}$  admissible du filtre de mode commun utilisé.

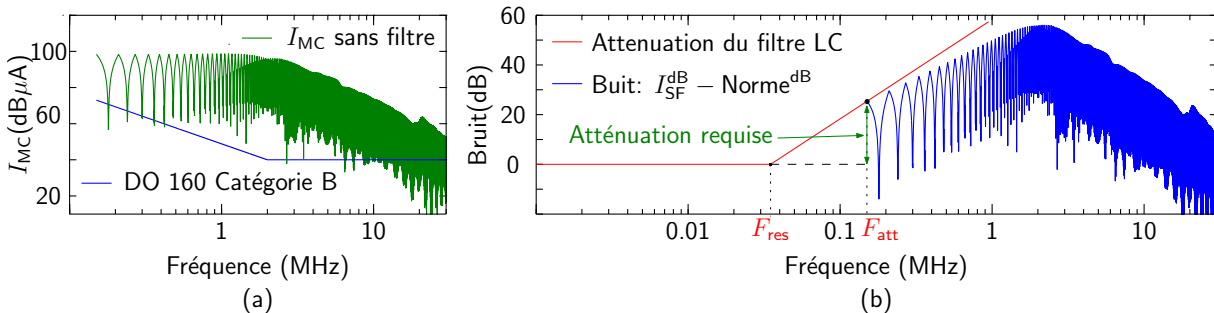


FIGURE 1.26 – (a) : Courant de mode commun sans filtre ; (b) : Atténuation requise pour le dimensionnement d'un filtre LC.

La relation entre les fréquences  $F_{\text{res}}$ ,  $F_{\text{att}}$  et l'atténuation requise du filtre est présentée

dans l'équation suivante :

$$F_{\text{res}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} = F_{\text{att}} 10^{-\frac{\text{atténuation requise}}{40}} \quad (1.12)$$

Une fois que la fréquence de résonance maximale du filtre est déterminée, les valeurs minimales des éléments du filtre (capacité et inductance) peuvent être déterminées avec la même équation [1]. Généralement, la capacité équivalente  $C$  est choisie égale à la valeur maximale tolérée par les normes de sécurité électrique. Ainsi, la seule inconnue qui reste à déterminer avec l'équation (1.12) est l'inductance minimale qui permet de respecter la norme. Nous verrons dans le troisième chapitre que cette valeur d'inductance pourrait ne pas conduire au volume optimal de bobine MC. Enfin, arrive la phase de la conception de la bobine de mode commun.

### 1.3.2.3 Influence de l'environnement du filtre sur son atténuation

La méthode classique présentée dans le paragraphe précédent, qui ne requiert pas de modèle de mode commun de la chaîne de conversion, ne prend pas en considération l'environnement du filtre ; par exemple : les éléments parasites des bobines et des condensateurs qui changent complètement l'atténuation, l'inductance de la bobine de mode commun qui diminue avec la fréquence tout comme la perméabilité relative de son matériau magnétique (figure 1.23) et les impédances à l'entrée/sortie du filtre. Ces éléments, négligés dans le calcul précédent, tendent à diminuer l'atténuation du filtre qui pourrait ne pas permettre le respect de la contrainte normative [65].

La prise en compte de l'environnement du filtre nécessite un modèle de mode commun qui permet d'identifier les différentes impédances de la chaîne. On parle alors d'une *atténuation du filtre dans le circuit* [66, 67]. Dans [68], une étude a montré l'effet des impédances d'entrée/sortie du filtre, ainsi que ses éléments parasites, sur l'atténuation requise. Les résultats de cette étude ont montré l'importance de la bonne connaissance de l'évolution des différents éléments du modèle de mode commun de la chaîne afin de dimensionner correctement le filtre.

Dans les hautes fréquences, le comportement du filtre change en particulier à cause des capacités parasites  $C_{par}$  parallèles des composants inductifs et des inductances parasites séries  $l_{par}$  des composants capacitifs présents dans exemple de circuit équivalent d'un filtre LC dans la figure 1.27(a) [69]. À cause de ces éléments parasites, l'atténuation du filtre possède au moins quatre résonances qui changent complètement son atténuation à des fréquences dépendantes des valeurs de  $C_{par}$  et  $l_{par}$  comme le montre la figure 1.27(b) pour une représentation simplifiée de l'atténuation d'un filtre LC (sans considérer les phénomènes de propagation liés aux enroulements de la bobines). Des études dans [70–72] ont proposé une méthode qui permet de prédire les valeurs des éléments parasites à ne pas dépasser lors de la construction du filtre en se basant sur la détermination de la résonance HF minimale du filtre (quatrième résonance dans la figure 1.27(b)) qui permet de garder son atténuation toujours au dessus du bruit de mode commun de la figure 1.26(b).

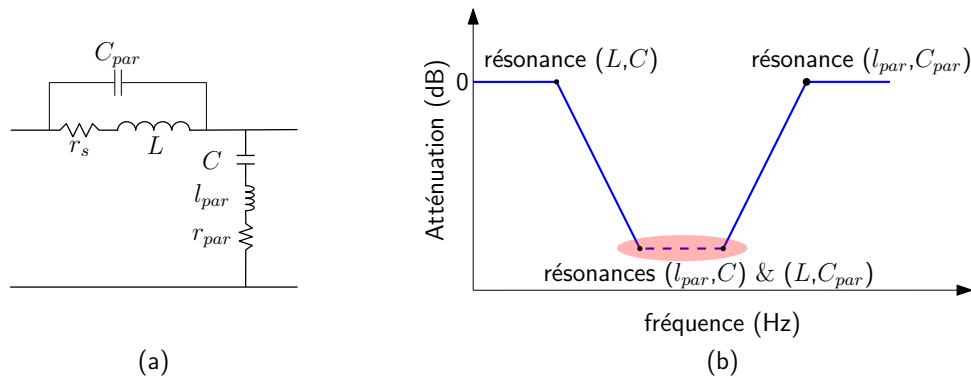


FIGURE 1.27 – (a) : Éléments parasites dans un filtre LC; (b) : Effets des éléments parasites sur l’atténuation du filtre.

L’environnement du filtre et les propriétés magnétiques des bobines utilisées mettent en question la validité de la relation dans l’équation (1.12) utilisée pour la détermination de la fréquence de résonance du filtre afin de dimensionner ses composants. Dans ce manuscrit de thèse, une nouvelle méthode sera détaillée dans les deuxième et quatrième chapitres. Elle se base sur un calcul analytique qui permet de dimensionner les composants du filtre (inductance et capacité) ainsi que les éléments parasites correspondants.

### 1.3.3 Détermination de la géométrie de la bobine MC

Une fois les valeurs des inductances et des capacités déterminées (généralement choisies à leurs valeurs minimales), la phase suivante est la construction du filtre. L’enjeu est toujours de dimensionner un filtre qui permet le respect de la norme CEM tout en minimisant son coût et son volume (et/ou sa masse). Les condensateurs de mode commun, connectés directement au fil de terre, sont limités en valeurs pour des contraintes de sécurité électrique et sont généralement issues des produits commerciaux prêts à être utilisés [23, 72]. Ainsi, la plus grande action lors de la procédure de dimensionnement est d’agir sur les dimensions de la bobine de mode commun qui occupe généralement un volume important dans le filtre.

#### 1.3.3.1 Les paramètres influents sur le dimensionnement de la bobine MC

Plusieurs contraintes doivent être prises en considération lors du dimensionnement de la bobine MC. En premier lieu, arrive la diminution de la perméabilité relative du matériau magnétique non seulement en fonction de l’amplitude du courant de mode commun mais aussi de la température. Ce dernier point peut faire perdre au noyau utilisé dans la bobine ses caractéristiques magnétiques. En effet, à cause des pertes générées dans le noyau et qui sont fonction du champ magnétique exercé, de l’échauffement des conducteurs de la bobine et de l’environnement du filtre, la température dans le noyau peut atteindre sa valeur de Curie faisant chuter sa perméabilité relative à 1 [73–75]. La surface d’échange avec l’air ambiant et les pertes volumiques dans le noyau magnétique sont alors des paramètres



importants à prendre en considération dans le calcul de la géométrie de la bobine [76].

Le matériau magnétique perd sa capacité de canaliser le flux quand la densité de flux maximale  $B_{\max}$  s'approche de celle de saturation  $B_{\text{sat}}$ . Ceci dépend de la géométrie du noyau (le rayon intérieur  $r$ ), du nombre de spires  $N$ , du courant maximal  $I_{\max}$  et de la perméabilité relative  $\mu_r$  comme le montre l'équation (1.13). Ainsi, un bon compromis entre ces paramètres doit être mis en place afin de respecter l'inégalité entre  $B_{\max}$  et  $B_{\text{sat}}$  et rester dans la zone linéaire du cycle d'hystérésis où  $\mu_r$  peut être considérée indépendante de  $H$ .

$$B_{\max} = \mu_0 \mu_r \frac{NI_{\max}}{2\pi r} \leq B_{\text{sat}} \quad (1.13)$$

La saturation du matériau magnétique utilisé dans la bobine de mode commun pourrait avoir lieu aussi à cause des inductances de fuite qui rendent le courant de mode différentiel consommé par la charge (composante DC ou AC) visible par le noyau [77]. Ces inductances de fuite peuvent être optimisées afin qu'elle puissent réduire les perturbations de mode différentiel tout en évitant la saturation de la bobine de mode commun [27].

Aussi, dans le cas où l'un des harmoniques BF de la source des perturbations MC coïncide avec la fréquence de résonance du filtre, le courant de mode commun à cette fréquence atteint de très grandes valeurs. Ceci pourrait induire des problèmes de saturation dans le matériau magnétique. Des travaux dans [78, 79] ont montré que dans certains cas, il faut surdimensionner le filtre de mode commun afin de réduire son volume. Cet aspect sera étudié dans le troisième chapitre de ce manuscrit.

Les éléments parasites sont aussi des paramètres essentiels à prendre en considération dans la réalisation de la bobine de mode commun puisque les capacités parasites dépendent du nombre de spires et de la géométrie du noyau. Le quatrième chapitre de ce manuscrit est dédié à l'étude de l'évolution de la capacité parasite équivalente de la bobine de mode commun en fonction des différents paramètres ; ce qui a permis de proposer une nouvelle méthode d'optimisation du volume de la bobine tout en réduisant sa capacité parasite équivalente.

Enfin, les couplages magnétiques (dues essentiellement aux flux de fuite à l'extérieur du noyau) entre la bobine de mode commun et les différents éléments du convertisseur, non étudiés dans ces travaux de recherche, réduisent les performances du filtre en HF [10, 80]. Ces couplages sont liés essentiellement à la technique de bobinage et à la position de la bobine par rapport aux condensateurs et aux pistes dans la carte du filtre [81, 82].

Dans la littérature, il existe plusieurs méthodes de dimensionnement de la bobine de mode commun qui prennent en considération tout ou partie des contraintes citées dans cette section. Ces méthodes seront classées dans la suite en deux parties : les méthodes analytiques et les méthodes numériques (ou semi-analytiques).

### 1.3.3.2 Les méthodes analytiques pour le dimensionnement de la bobine de mode commun

Une méthode analytique qui permet de minimiser le volume de la bobine de mode commun tout en tenant compte des contraintes thermiques, magnétiques et hautes fréquences est difficile à mettre en œuvre. Néanmoins, il existe quelques techniques qui permettent le dimensionnement de la bobine de mode commun. Une méthode facilement appliquée par les ingénieurs se base sur le choix a priori d'un noyau depuis les bases de données fournies par les constructeurs. Ensuite, la bobine est adaptée à l'inductance requise à travers le nombre de spires [83].

Cette méthode a été améliorée dans [84], en incluant des contraintes sur la saturation, sur le nombre de couches et sur la température. La méthode se base toujours sur le choix a priori d'un noyau relativement petit et une adaptation avec le nombre de spires. Ensuite, si l'une des contraintes n'est pas satisfaite la procédure recommence avec un noyau plus grand. Cette technique, limitée à une base de données des noyaux magnétiques commercialisés, n'étudie pas l'effet de la valeur de l'inductance sur le volume de la bobine et pourrait aboutir à de très grand noyaux quand, par exemple, la fréquence de commutation du convertisseur excite la résonance du filtre [78].

Les techniques de dimensionnement dédiées aux bobines de lissage et aux transformateurs ont été appliquées aux bobines de mode commun [85–88]. La technique du produit des aires permet d'exprimer l'énergie magnétique maximale  $E_M$  dans le noyau magnétique en fonction de sa géométrie et du courant comme le montre l'équation (1.14) pour un exemple de dimensionnement d'une bobine de lissage. La technique du produit des aires permet alors de définir une valeur minimale du coefficient géométrique  $A_{\text{fer}}W$  qui permet de supporter l'énergie  $E_M$  mais elle ne propose pas la géométrie optimale du noyau puisqu'il existe plusieurs triplets (rayon extérieur, rayon intérieur et hauteur) qui permettent de respecter cette contrainte.

$$\left\{ \begin{array}{l} E_M = \frac{1}{2}LI_{\text{max}}^2 = \frac{1}{2}K_B K_i B_{\text{max}} J_M A_{\text{fer}} W \\ \text{Avec :} \\ \quad I_{\text{max}} : \text{le courant maximal} \\ \quad K_B : \text{Coefficient de remplissage du bobinage} \\ \quad K_i : \text{Facteur de forme du courant} \\ \quad J_M : \text{Densité du courant maximale} \\ \quad A_{\text{fer}} : \text{Section du circuit magnétique} \\ \quad W : \text{Section de la fenêtre de bobinage} \end{array} \right. \quad (1.14)$$

Cette méthode a été améliorée dans [89–91] afin qu'elle soit applicable aux bobines de mode commun tout en incluant le nombre de spires  $N$  dans l'équation (1.14) afin d'imposer une contrainte sur le rayon intérieur de la bobine et donc sur le nombre de couches dans la procédure de dimensionnement. La méthode d'optimisation du volume de la bobine de mode commun, proposée dans ce travail de thèse, est comparée à celle présentée dans [90] dans le troisième chapitre de ce manuscrit.

### 1.3.3.3 Les méthodes numériques pour le dimensionnement de la bobine de mode commun

Contrairement aux méthodes analytiques, les calculs assistés par l'ordinateur peuvent aboutir à des optimums globaux du volume de la bobine de mode commun en utilisant des algorithmes d'optimisation dédiés. Les travaux de recherche dans [1,92] proposent une méthode d'optimisation du volume du filtre CEM sous contraintes. Ces contraintes sont définies à partir des exigences du cahier des charges sur les valeurs des condensateurs, les hauteurs des bobines, le nombre de spires et la densité du courant (le diamètre du conducteur).

L'optimisation se déroule dans des composants logiciels développés sous le système multiphysique CADES qui communiquent avec MATLAB. La méthode proposée, résumée dans la figure 1.28, permet de déterminer les géométries optimales des éléments du filtre. Elle propose aussi une étude de sensibilité sur les entrants de la phase d'optimisation. Néanmoins, le temps d'optimisation consommé peut être important (environ 7 heures pour un exemple traité dans [1]), et cette méthode n'est pas destinée à l'étude de l'évolution du volume du noyau avec sa géométrie et avec son inductance, en particulier quand la bobine est contrainte par la saturation. Ainsi, l'étude présentée dans [1,92] dimensionne la bobine pour une seule valeur d'inductance (valeur minimale qui permet de respecter la norme).

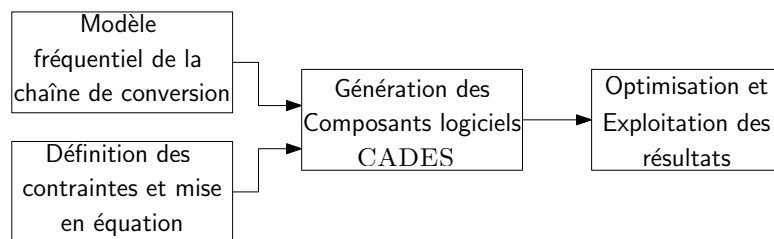


FIGURE 1.28 – Synthèse de la méthode d'optimisation proposée dans [1].

Une autre méthode d'optimisation sous une contrainte thermique du volume de la bobine de mode commun, basée sur un calcul itératif, a été proposée dans [9,87]. L'optimisation se fait sur une base de données de matériaux magnétiques utilisés dans le filtrage de mode commun. Une expression mathématique liant le nombre de spires à la géométrie du noyau et bornée par une contrainte de saturation a été établie. L'idée est de parcourir toute la base de données jusqu'à trouver un noyau qui répond aux exigences définies par le cahier des charges.

La troisième méthode proposée dans [93–97] a été matérialisée dans un environnement MATLAB. La méthode se base sur une détermination des différents éléments du filtre ainsi que sa structure à partir d'une base de données des noyaux magnétiques et des condensateurs. L'outil teste toutes les combinaisons possibles des composants présents dans la base de données afin de proposer la meilleure structure et les meilleurs éléments qui minimisent le volume (ou le poids) du filtre.

## 1.4 Conclusion du premier chapitre

Ce chapitre a fait l'état de l'art sur les perturbations électromagnétiques conduites dans les chaînes de conversion d'énergie. La première section présente ces perturbations qui se propagent selon le mode différentiel et le mode commun. La réduction de ces interférences peut être obtenue à l'aide de plusieurs méthodes en agissant sur la structure du convertisseur, la loi de commande des interrupteurs de puissance et les filtres actifs. Ces méthodes s'avèrent utiles pour atténuer les PEM conduites. Néanmoins, leur champ d'action est limité dans les basses fréquences alors que la contrainte normative de compatibilité électromagnétique s'étend jusqu'à plusieurs dizaines de mégahertz. La plupart des travaux présentés dans la littérature ont montré la nécessité de l'utilisation des éléments de filtrage passif malgré le coût et le volume supplémentaires qui s'ajoutent au convertisseur.

Le dimensionnement du filtre de mode commun représente la problématique la plus étudiée dans les travaux de recherche précédents sur le filtrage CEM. En effet, son volume et les valeurs de ses éléments dépendent de plusieurs paramètres, essentiellement la bobine de mode commun. Le volume de cette bobine est contraint non seulement par l'atténuation requise du filtre, mais aussi par les caractéristiques du matériau magnétique utilisé et par les capacités parasites des enroulements.

Dans le chapitre suivant, une nouvelle méthode d'optimisation du volume de la bobine de mode commun en tenant compte de la saturation du matériau magnétique sera présentée. Afin de simplifier la présentation de cette méthode, le calcul sera détaillé sur la structure LC des filtres de mode commun intégrés dans une chaîne de conversion DC-DC. L'approche proposée peut ensuite être étendue à d'autres structures de filtres CEM.

# Chapitre 2

## Optimisation du volume de la bobine de mode commun

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Détermination analytique des éléments du filtre . . . . .</b>	<b>39</b>
2.1.1	Modèle de mode commun de la chaîne de conversion . . . . .	39
2.1.1.1	Expression analytique de la tension de mode commun	39
2.1.1.2	Expression analytique des perturbations MC . . . . .	41
2.1.2	Dimensionnement analytique simplifié des éléments du filtre MC	43
2.1.2.1	Calcul proposé des éléments du filtre . . . . .	43
2.1.2.2	Validation du calcul proposé avec des simulations . . .	45
2.1.2.3	Comparaison avec la méthode classique . . . . .	48
2.1.3	Prise en compte des vraies impédances de la chaîne de conversion	49
2.1.3.1	Définition des impédances du circuit équivalent . . . .	50
2.1.3.2	Intégration des impédances MC dans le dimensionnement	52
2.1.3.3	Validation de la méthode proposée avec un exemple .	53
2.1.4	Généralisation de la méthode proposée entre 150 kHz et 2 MHz	55
2.1.4.1	Généralisation du calcul proposé . . . . .	55
2.1.4.2	Validation de la méthode proposée . . . . .	56
2.1.5	Détermination de la fréquence de résonance du filtre . . . . .	58
<b>2.2</b>	<b>Optimisation du volume de la bobine MC . . . . .</b>	<b>60</b>
2.2.1	Contraintes prises en compte lors de l'optimisation . . . . .	61
2.2.1.1	La contrainte de la non saturation ( <i>NS</i> ) . . . . .	61
2.2.1.2	Contrainte sur le nombre de couches de la bobine . . .	62
2.2.2	Détermination du volume optimal de la bobine de mode commun	64
2.2.2.1	Expression analytique du volume de la bobine . . . . .	64
2.2.2.2	Évolution du volume de la bobine MC avec $R$ et $N$ .	66
2.2.2.3	Détermination de la géométrie optimale de la bobine .	68
2.2.3	Dimensionnement par optimisation du filtre MC proposée . . .	70
2.2.3.1	Paramètres d'entrée de la procédure d'optimisation . .	70

2.2.3.2	Procédure d'optimisation du volume . . . . .	71
<b>2.3</b>	<b>Validation expérimentale . . . . .</b>	<b>73</b>
2.3.1	Dimensionnement avec un matériau de type nanocristallin . . .	75
2.3.1.1	Dimensionnement avec la contrainte de la non saturation	75
2.3.1.2	Dimensionnement avec la contrainte $SL$ . . . . .	80
2.3.2	Dimensionnement du filtre MC avec un matériau de type ferrite	82
2.3.2.1	Dimensionnement avec la contrainte de la non saturation	82
2.3.2.2	Dimensionnement avec la contrainte $SL$ . . . . .	84
<b>2.4</b>	<b>Conclusion du deuxième chapitre . . . . .</b>	<b>86</b>

Ce chapitre présente la méthode proposée dans ce travail de thèse pour l'optimisation du volume de la bobine de mode commun. Comme expliqué dans le chapitre précédent, on se focalise dans cette étude sur une chaîne de conversion DC-DC présentée dans la figure 2.1. Cette structure de conversion est constituée d'une source DC en amont d'un RSIL et d'un hacheur série qui alimente une charge R-L à travers un câble blindé. La tension d'entrée du convertisseur est stabilisée avec un condensateur de capacité  $C_{DC}$ . Le filtre de mode commun (MC) à dimensionner est de type LC placé à l'entrée du convertisseur et constitué d'une bobine MC couplée et de deux condensateurs reliés à la terre.

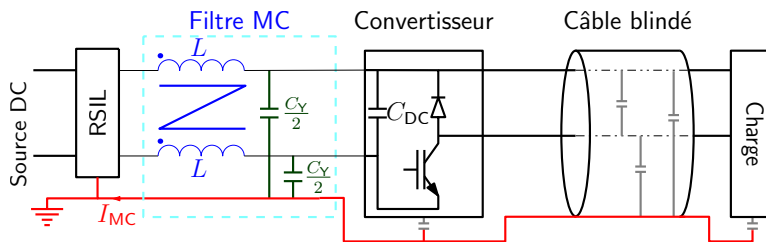


FIGURE 2.1 – Présentation de la chaîne de conversion DC-DC considérée avec un filtre de mode commun.

Ce chapitre commence par présenter un circuit électrique équivalent de mode commun de la chaîne de conversion étudiée. Le modèle proposé dans ce chapitre permet de représenter l'évolution du courant de mode commun jusqu'à au moins 2 MHz. Ainsi, il sera utilisé pour la détermination de la valeur minimale de l'inductance qui permet de respecter la contrainte normative pour chaque valeur de capacité des condensateurs de filtrage. Ensuite, une nouvelle méthode d'optimisation du volume de la bobine de mode commun en tenant compte de la saturation du noyau magnétique sera détaillée. Cette méthode, basée sur une approche analytique, est très rapide grâce aux résolutions qui sont effectuées a priori et qui seront détaillées le long de ce chapitre. Enfin, la troisième section de ce chapitre sera consacrée à la validation expérimentale de la méthode proposée. Des essais expérimentaux avec des matériaux magnétiques différents (ferrite et nanocristallin) permettent de valider les différentes étapes de la méthode proposée. Dans ces travaux de recherche, le courant de mode différentiel est considéré suffisamment faible pour être négligé devant celui de mode commun. L'hypothèse de la non prise en compte de l'effet

du courant MD dans la saturation du noyau magnétique de la bobine MC sera validé dans ce chapitre par des essais expérimentaux.

## 2.1 Détermination analytique des éléments du filtre de mode commun

Dans cette section, l'approche analytique proposée pour la détermination des éléments du filtre est présentée. Cette méthode permet de calculer la valeur de l'inductance minimale qui permet de respecter la norme pour une capacité  $C_Y$  donnée. Hormis les éléments parasites de la bobine MC, le calcul proposé prend en considération toutes les impédances de mode commun de tous les éléments de la chaîne de conversion de la figure 2.1, ainsi que les caractéristiques du matériau magnétique utilisé dans la bobine MC. Le calcul proposé se base sur un circuit électrique équivalent de mode commun qui met en équation le courant MC avec les différents éléments de la chaîne de conversion.

### 2.1.1 Modèle de mode commun de la chaîne de conversion

La norme CEM contraint le niveau des perturbations électromagnétiques conduites au niveau du RSIL présenté dans la figure 2.1. Cependant, la source de ces PEM est localisée au niveau des commutations des interrupteurs commandés dans le convertisseur. Le modèle de mode commun détaillé dans la section 3.2.1 du chapitre précédent permet de mettre en équation la tension (ou le courant) au niveau du RSIL avec la tension commutée au niveau du transistor. Il sera ainsi utilisé pour lier le niveau du courant MC aux éléments du filtre et aux caractéristiques de la chaîne de conversion.

#### 2.1.1.1 Expression analytique de la tension de mode commun

Le circuit équivalent de mode commun adopté est présenté dans la figure 2.2(a). La tension de mode commun  $V_{MC}$ , déterminée en utilisant l'équation (1.9) dans le chapitre précédent, dépend de la position du transistor dans le convertisseur mais elle a le même spectre dans les deux configurations. En effet, quand le *drain* du transistor est connecté au potentiel positif de la source comme le montre la figure 2.2(b), la tension  $V_{MC}$  est négative, de valeur égale à la moitié de la tension du transistor comme le montre l'équation (2.1).

$$V_{MC} = \frac{V_{bG} + V_{cG}}{2} - \frac{V_{aG} + V_{cG}}{2} = \frac{V_{bG} - V_{aG}}{2} = -\frac{V_T}{2}. \quad (2.1)$$

Quand la *source* du transistor est connectée au potentiel nul de la source DC comme présenté dans la figure 2.2(c), la tension de mode commun  $V_{MC}$  devient positive mais sa valeur reste toujours égale à la moitié de la tension aux bornes du transistor comme le montre l'équation (2.2). Le changement de signe dans les deux configurations ne modifie

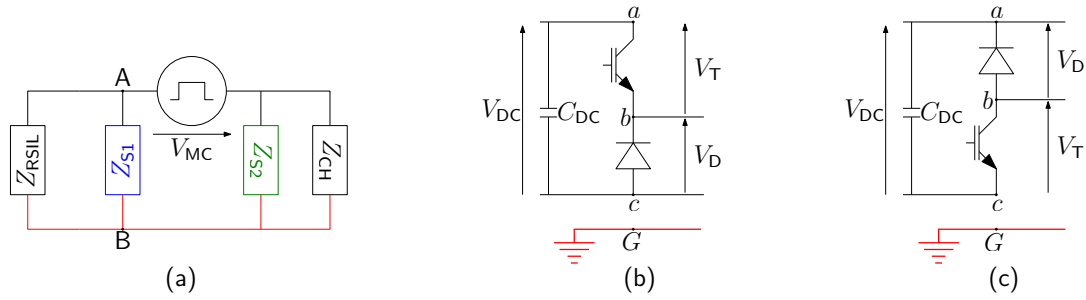


FIGURE 2.2 – (a) : Modèle MC de la chaîne de conversion sans filtre; (b) : Hacheur série avec le transistor au potentiel positif; (c) : Hacheur série avec le transistor au potentiel nul.

pas les amplitudes des harmoniques présents dans le spectre de la tension de mode commun, et par suite l'amplitude des harmonique des PEM à comparer à la norme. Dans la suite de ce travail de thèse, la structure de la figure 2.2(c) sera utilisée dans la procédure de dimensionnement proposée. La tension de mode commun utilisée est alors calculée avec l'équation (2.2).

$$V_{MC} = \frac{V_{aG} + V_{bG}}{2} - \frac{V_{aG} + V_{cG}}{2} = \frac{V_{bG} - V_{cG}}{2} = \frac{V_T}{2}. \quad (2.2)$$

Dans le modèle de la figure 2.2(a), les impédances de mode commun du convertisseur  $Z_{S1}$  et  $Z_{S2}$  sont difficiles à déterminer vu les variations dans le temps des différents éléments du transistor. Afin de simplifier le modèle, ces impédances sont considérées comme étant de simples capacités  $C_{S1}$  et  $C_{S2}$ . Ces capacités proviennent essentiellement du couplage capacitif entre les composants semi-conducteurs du convertisseur et le radiateur (dissipateur thermique) connecté à la terre. La mesure de ces capacités peut s'effectuer avec l'analyseur d'impédance en utilisant sa troisième électrode, appelée *guard*, comme le montre la figure 2.3. Cette technique permet de déterminer chacune des capacités tout en inhibant l'effet de l'autre sur la mesure [98]. Pour le modèle du convertisseur adopté dans ces travaux, l'impédance en série avec la source  $V_{MC}$  est négligée. Les limites de ces hypothèses simplificatrices du modèle MC du convertisseur seront définies dans le quatrième chapitre quand le circuit équivalent HF de la bobine de mode commun sera utilisé.

Les impédances de mode commun de la charge  $Z_{CH}$  et celle du RSIL  $Z_{RSIL}$ , connectées des deux cotés du convertisseur, sont mesurées et utilisées dans le modèle de la figure 2.2(a). Afin de simplifier le calcul dans la suite de ce chapitre, un circuit équivalent de Thevenin est appliqué entre les points A et B dans la figure 2.2(a). La tension et l'impédance de



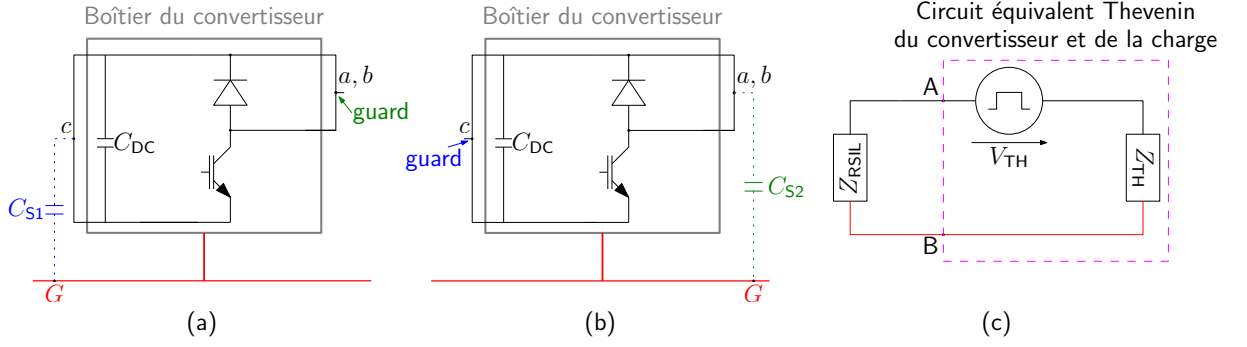


FIGURE 2.3 – (a) : Mesure de l'impédance MC d'entrée du convertisseur  $C_{S1}$  ; (b) : Mesure de l'impédance MC de sortie du convertisseur  $C_{S2}$  ; (c) Circuit équivalent de Thevenin du modèle MC proposé.

Thevenin,  $V_{TH}$  et  $Z_{TH}$  dans la figure 2.3(c), sont déterminés comme suit :

$$\begin{cases} V_{TH} = \frac{1 + \frac{Z_{CH}}{Z_{S2}}}{1 + Z_{CH} \left( \frac{1}{Z_{S1}} + \frac{1}{Z_{S2}} \right)} V_{MC} = \frac{1 + j\omega C_{S2} Z_{CH}}{1 + j\omega (C_{S1} + C_{S2}) Z_{CH}} V_{MC} \\ Z_{TH} = \frac{Z_{S1} Z_{S2} Z_{CH}}{Z_{CH} (Z_{S1} + Z_{S2}) + Z_{S1} Z_{S2}} = \frac{Z_{CH}}{1 + j\omega (C_{S1} + C_{S2}) Z_{CH}} \end{cases} \quad (2.3)$$

Une fois les éléments du circuit équivalent MC de la chaîne de conversion définis, l'expression analytique du courant de mode commun  $I_{MC}$  côté RSIL sera déterminée dans le paragraphe suivant. Cette formulation analytique de  $I_{MC}$  permettra par la suite de calculer les valeurs minimales des éléments du filtre MC à concevoir.

### 2.1.1.2 Expression analytique des perturbations de mode commun

Le filtre de mode commun étudié dans ces travaux de recherche est de type LC, constitué d'une bobine couplée MC d'inductance  $L$  et de deux condensateurs en parallèle de capacités  $\frac{C_Y}{2}$  (la capacité équivalente MC du filtre est égale à  $C_Y$ ). Le filtre est inséré à l'entrée du convertisseur comme le montre la figure 2.1. Le circuit équivalent de la chaîne de conversion est présenté dans la figure 2.4 où  $Z_{RSIL}$  représente l'impédance du RSIL, définie en fonction de la norme, qui masque celle de la source (voir section 1.2.1 du premier chapitre).  $Z_L$  et  $Z_{C_Y}$  représentent les impédances équivalentes MC des éléments du filtre étudié et  $V_L$  représente la tension aux bornes de la bobine dont l'intégrale (volts-secondes) est une image du flux de mode commun dans son noyau magnétique.

Ce circuit permet d'exprimer analytiquement le courant de mode commun  $I_{MC}$  :

$$I_{MC} = \frac{Z_{C_Y}}{Z_{C_Y} (Z_{RSIL} + Z_L) + Z_{TH} (Z_{C_Y} + Z_L + Z_{RSIL})} V_{TH}. \quad (2.4)$$

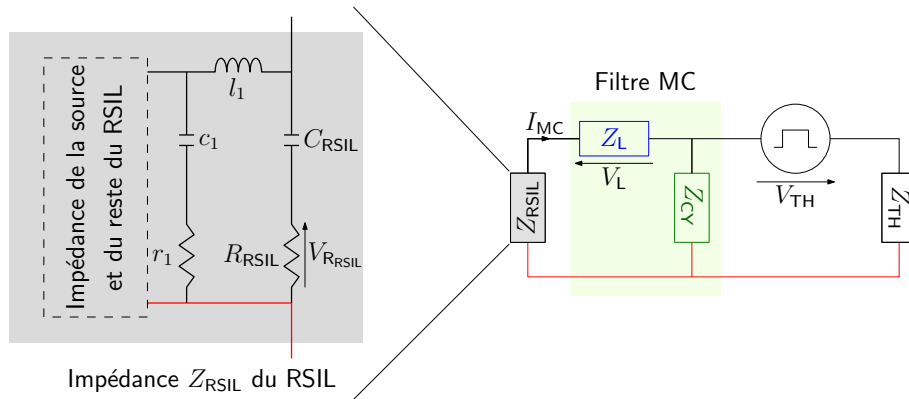


FIGURE 2.4 – Circuit équivalent de mode commun de la chaîne de conversion avec filtre.

Les normes CEM définissent les limites des émissions électromagnétiques en  $\text{dB}\mu\text{A}$  comme la norme aéronautique DO-160 ou bien en  $\text{dB}\mu\text{V}$  comme la EN55022. Pour la DO-160, le respect de la contrainte normative sera assuré dans ces travaux de recherche au niveau du courant  $I_{\text{MC}}$  calculé à la sortie du RSIL avec l'équation (2.4). Bien que la limite normative ne fait pas la différence entre les PEM de mode commun et de mode différentiel, l'étude présentée dans ces travaux de recherche ne prend pas en considération les perturbations MD et ne compare à la norme que celles de mode commun. La mesure du courant de mode commun s'effectue avec une pince de courant sur les deux conducteurs qui alimentent le convertisseur. Par contre, pour l'autre exemple de norme (EN55022), la comparaison du bruit au gabarit de la norme s'applique au niveau de la tension  $V_{\text{RSIL}}$  aux bornes de l'impédance caractéristique  $50\ \Omega$  de l'appareil de mesure connecté au RSIL. Dans le circuit équivalent de mode commun présenté dans la figure 2.4,  $V_{\text{RSIL}}$  correspond à la tension aux bornes de la résistance équivalente MC  $R_{\text{RSIL}}$  (égale à  $25\ \Omega$ ). Cette tension, tout comme pour le courant  $I_{\text{MC}}$ , peut se calculer en fonction des différentes impédances de la chaîne de conversion, en particulier les éléments du filtre  $L$  et  $C_Y$  :

$$\begin{aligned}
 V_{\text{RSIL}} &= \frac{R_{\text{RSIL}}}{R_{\text{RSIL}} + \frac{1}{j\omega C_{\text{RSIL}}}} Z_{\text{RSIL}} I_{\text{MC}} \\
 &= \frac{R_{\text{RSIL}}}{R_{\text{RSIL}} + \frac{1}{j\omega C_{\text{RSIL}}}} Z_{\text{RSIL}} \frac{Z_{\text{C}_Y}}{Z_{\text{C}_Y} (Z_{\text{RSIL}} + Z_{\text{L}}) + Z_{\text{TH}} (Z_{\text{C}_Y} + Z_{\text{L}} + Z_{\text{RSIL}})} V_{\text{TH}}.
 \end{aligned} \tag{2.5}$$

On rappelle ici que, dans la chaîne de conversion étudiée, le courant de mode différentiel est plus faible et plus facile à filtrer (il n'y a pas de limitation sur les valeurs des capacités de filtrage MD) comparé à celui de mode commun comme il sera démontré dans la suite de ce chapitre. Ainsi, les seules perturbations qui seront comparées à la limite normative dans cette étude sont celles de mode commun. Dans la suite de cette section, la méthode analytique proposée qui permet de déterminer les éléments du filtre sera développée pour le premier cas de figure où la norme est donnée en  $\text{dB}\mu\text{A}$ . Ainsi, l'équation (2.4), comparée

au gabarit de la norme, permet de déterminer la valeur minimale de l'inductance de mode commun du filtre qui permet de respecter la norme CEM pour chaque valeur de la capacité équivalente  $C_Y$ . Si la norme est appliquée au niveau de la tension  $V_{RSIL}$ , le calcul proposé sera facilement adapté à l'équation (2.5).

## 2.1.2 Dimensionnement analytique simplifié des éléments du filtre de mode commun

Le courant de mode commun déterminé avec l'équation (2.4) est une quantité complexe qui dépend de plusieurs paramètres. Dans un premier temps et afin de simplifier le calcul des éléments du filtre, les impédances MC dans la figure 2.4 sont idéalisées comme le montre la figure 2.5 : l'impédance MC du RSIL est considérée comme une résistance  $R_{RSIL}$  égale à  $25 \Omega$ , celle de la charge est remplacée par un capacité  $C_{TH}$ , les éléments parasites des condensateurs du filtre sont négligés et la bobine de mode commun est considérée parfaite d'inductance  $L$ . Cette première approche permettra de comparer le calcul proposé aux méthodes classiques basées sur la détermination de la fréquence de résonance du filtre dimensionné. Un modèle plus complet de l'ensemble des impédance sera considéré dans un second temps (section 2.1.3)

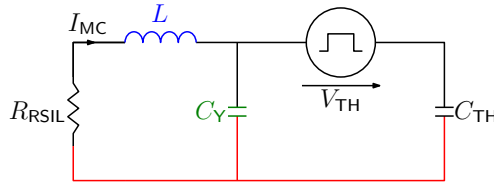


FIGURE 2.5 – Circuit équivalent de mode commun simplifié de la chaîne de conversion avec filtre

### 2.1.2.1 Calcul proposé des éléments du filtre

À partir du modèle MC simplifié dans la figure 2.5, le courant de mode commun  $I_{MC}$  est défini avec l'équation suivante :

$$I_{MC}(\omega) = \frac{V_{TH}(\omega)}{R_{RSIL} + jL\omega + \frac{C_Y}{C_{TH}} \left( \frac{1}{jC_Y\omega} + jL\omega + R_{RSIL} \right)} ; \quad \text{avec } \omega = 2\pi f. \quad (2.6)$$

L'objectif du calcul suivant est de trouver les couples  $(L, C_Y)$  qui permettent de respecter l'inégalité (2.7), où  $\text{Norme}(\omega)$  représente les valeurs limites des émissions électromagnétiques définies par la norme dans sa bande de fréquences d'application. Dans un premier temps et afin de simplifier encore plus le calcul, la relation (2.7) sera résolue à une seule fréquence  $f_0 \geq 150 \text{ kHz}$ . Dans la suite de la section, le calcul analytique sera étendu sur

une bande de fréquences plus large en fonction des limites du modèle MC considéré de la chaîne de conversion.

$$|I_{MC}(\omega_0)| = \frac{C_{TH}\omega_0 |V_{TH}(\omega_0)|}{\sqrt{(1 - L(C_Y + C_{TH})\omega_0^2)^2 + (R_{RSIL}(C_Y + C_{TH})\omega_0)^2}} \leq \text{Norme}(\omega_0). \quad (2.7)$$

Les valeurs minimales de l'inductance  $L^{\min}$  qui permettent de respecter l'inégalité (2.7) pour chaque capacité équivalente  $C_Y$  rendent le courant  $I_{MC}$  égal au niveau la norme CEM. Ceci revient à résoudre l'inégalité (2.8) qui représente une relation de second degré en  $L$  :

$$\begin{aligned} \alpha L^2 + \beta L + \gamma &\geq 0 \\ \text{avec : } \quad \alpha &= (C_Y + C_{TH})^2 \omega_0^4 \\ \beta &= -2(C_Y + C_{TH})\omega_0^2 \\ \gamma &= 1 + (R_{RSIL}(C_Y + C_{TH})\omega_0)^2 - \left( \frac{C_{TH}\omega_0 |V_{TH}(\omega_0)|}{\text{Norme}(\omega_0)} \right)^2. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Le discriminant  $\Delta$  de la relation (2.8) dépend de la valeur de la capacité équivalente du filtre  $C_Y$  comme le montre l'équation (2.9). Si, pour une valeur de  $C_Y$  donnée,  $\Delta$  est strictement négatif, alors la relation (2.8) est toujours positive. Ainsi, la chaîne de conversion n'a pas besoin d'une bobine de mode commun pour respecter l'inégalité (2.7). Ceci est possible quand  $C_Y$  est relativement grande pour pouvoir, à elle seule, confiner les PEM loin du RSIL comme le montre l'équation (2.10). Généralement, cette solution n'est pas faisable dans la pratique puisque la valeur  $C_Y$ , capacité équivalente de deux condensateurs reliés à la terre, est limitée par les normes de sécurité.

$$\Delta(\omega_0) = 4(C_Y + C_{TH})^2 \omega_0^4 \left( \left( \frac{C_{TH}\omega_0 |V_{TH}(\omega_0)|}{\text{Norme}(\omega_0)} \right)^2 - (R_{RSIL}(C_Y + C_{TH})\omega_0)^2 \right). \quad (2.9)$$

Quand  $\Delta$  est positif, il existe deux solutions  $L_1^{\min}$  et  $L_2^{\min}$  pour chaque valeur de  $C_Y$  :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{La norme CEM est respectée } \forall L & \text{si } C_Y > C_{TH} \left( \frac{|V_{TH}(\omega_0)|}{\text{Norme}(\omega_0) R_{RSIL}} - 1 \right) \\ L_1^{\min} = \frac{1 - \sqrt{\left( \frac{V_{TH}(\omega_0) C_{TH}\omega_0}{\text{Norme}(\omega_0)} \right)^2 - (R_{RSIL}\omega_0 (C_Y + C_{TH}))^2}}{\omega_0^2 (C_Y + C_{TH})} & \text{si } C_Y \leq C_{TH} \left( \frac{|V_{TH}(\omega_0)|}{\text{Norme}(\omega_0) R_{RSIL}} - 1 \right) \\ L_2^{\min} = \frac{1 + \sqrt{\left( \frac{V_{TH}(\omega_0) C_{TH}\omega_0}{\text{Norme}(\omega_0)} \right)^2 - (R_{RSIL}\omega_0 (C_Y + C_{TH}))^2}}{\omega_0^2 (C_Y + C_{TH})} & \text{si } C_Y \leq C_{TH} \left( \frac{|V_{TH}(\omega_0)|}{\text{Norme}(\omega_0) R_{RSIL}} - 1 \right). \end{array} \right. \quad (2.10)$$

Pour chaque valeur de la capacité équivalente  $C_Y$ , les solutions  $L_1^{\min}$  et  $L_2^{\min}$  représentent les valeurs limites pour lesquelles la norme CEM est respectée à la fréquence  $f_0$ . Pour toute valeur d'inductance  $L$  tel que  $L_1^{\min} < L < L_2^{\min}$ , la relation (2.7), et par suite la contrainte normative, n'est pas respectée. Quand  $L$  est inférieure à  $L_1^{\min}$  ou supérieure à  $L_2^{\min}$ , La norme CEM est respectée. Nous verrons dans la suite que la solution  $L_1^{\min}$  est, dans la plupart des cas, négative et que la seule solution retenue est  $L_2^{\min}$ .

### 2.1.2.2 Validation du calcul proposé avec des simulations

Afin de valider le calcul précédent, la tension de mode commun  $V_{TH}$  est choisie égale à 270 V avec des temps de montée et de descente respectivement égales à  $1 \mu\text{s}$  et 20 ns (la tension  $V_T$  est égale à 540 V et les impédances MC du convertisseur  $Z_{S1}$  et  $Z_{S2}$  sont négligées dans cet exemple de calcul). La fréquence de commutation du convertisseur  $F_s$  est arbitrairement choisie égale à 10 kHz et le rapport cyclique est égal à 50 %. Ainsi, le spectre de la tension de mode commun  $V_{TH}$  est présenté dans la figure 2.6. La capacité de la charge  $C_{TH}$  est égale à 17 nF. Elle correspond à une capacité équivalente de mode commun d'un câble blindé de 28 mètres (disponible au laboratoire). La norme CEM choisie est la norme aéronautique DO-160 catégorie B dont le gabarit est présenté dans la figure 2.7 (courbe en noir). Enfin, la fréquence de dimensionnement  $f_0$  pour la résolution de l'inégalité (2.7) est choisie égale à 150 kHz.

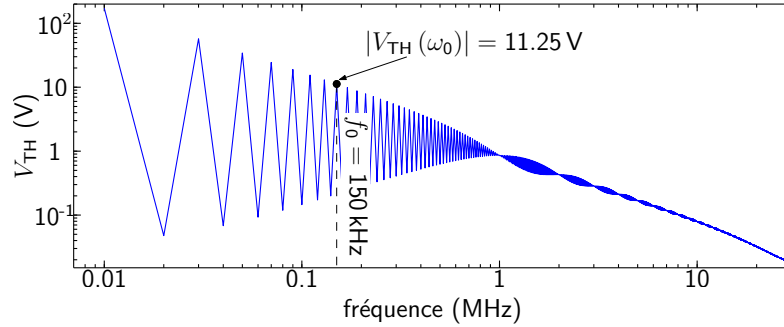
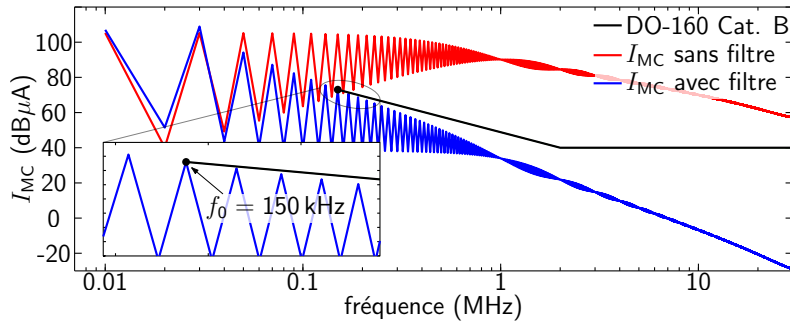
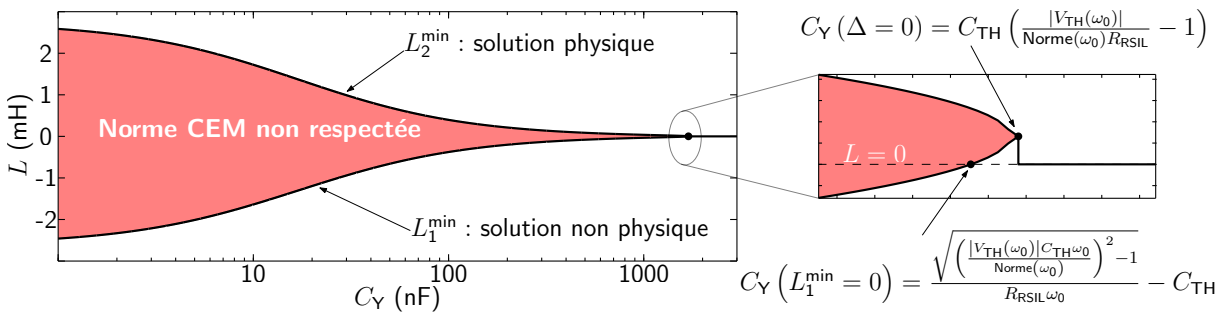


FIGURE 2.6 – Spectre de la tension de mode commun  $V_{TH}$ .

Avec le circuit équivalent MC considéré, le courant MC sans filtre dépasse largement la limite normative sur toute la bande de fréquences entre 150 kHz et 30 MHz comme le montre la courbe en rouge dans la figure 2.7. D'abord, une valeur de la capacité équivalente  $C_Y$  est choisie arbitrairement égale à 50 nF. Ensuite, l'équation (2.8) est résolue afin de déterminer les solutions  $L_1^{\min}$  et  $L_2^{\min}$  qui permettent d'égaliser le courant de mode commun  $I_{MC}$  à la norme à la fréquence  $f_0$  comme le montre la figure 2.7. Comme évoqué précédemment, la solution  $L_1^{\min}$  est négative égale à  $-0.65 \text{ mH}$ , correspondant à une solution non physique qu'on ne peut pas retenir. La deuxième solution  $L_2^{\min}$  est positive égale à  $0.7 \text{ mH}$ . Ainsi, le courant MC est simulé avec cette valeur d'inductance minimale pour  $C_Y = 50 \text{ nF}$  et il est présenté dans la figure 2.7 (courbe en bleue). Conformément au calcul proposé, le courant  $I_{MC}$  avec les éléments calculés du filtre est exactement égal à la limite normative à la fréquence  $f_0 = 150 \text{ kHz}$ , validant ainsi la méthode de dimensionnement proposée.


 FIGURE 2.7 – Courant de mode commun  $I_{MC}$  sans et avec les éléments calculés du filtre.

Pour cet exemple d'étude, le discriminant  $\Delta$  de l'équation (2.8) devient négatif à partir de  $C_Y (\Delta = 0) = 1.695 \mu\text{F}$ . Ainsi, à partir de cette valeur de capacité, la norme est respectée quelle que soit la valeur de l'inductance, et donc notamment en l'absence d'inductance : les solutions  $L_1^{\min}$  et  $L_2^{\min}$  s'annulent. Pour la vérification, la relation présentée dans l'équation (2.8) est résolue pour plusieurs capacités  $C_Y$  entre 1 nF et  $3 \mu\text{F}$  en utilisant la relation (2.10). Les solutions  $L_1^{\min}$  et  $L_2^{\min}$  sont présentés dans la figure 2.8. Pour ces valeurs de capacités  $C_Y$ , l'inductance  $L_2^{\min}$ , toujours positive, diminue avec l'augmentation de  $C_Y$ . Nous verrons dans la suite que cette diminution de l'inductance ne correspond pas à une fréquence de résonance de filtre constante quelle que soit  $C_Y$ , contrastant ainsi avec certaines méthodes classiques de dimensionnement des filtres (section 2.1.2.3).


 FIGURE 2.8 – Valeurs minimales d'inductances  $L_1^{\min}$  et  $L_2^{\min}$  en fonction de la capacité équivalente  $C_Y$ .

Les inductances  $L_1^{\min}$ , l'autre solution de la résolution proposée, sont négatives pour la plupart des capacités  $C_Y$ , ce qui correspond à des solutions non physiques. Par contre, il existe une valeur de capacité  $C_Y (L_1^{\min} = 0)$ , calculée dans l'équation (2.11), à partir de laquelle la solution  $L_1^{\min}$  devient positive. Dans l'exemple étudié,  $C_Y (L_1^{\min} = 0)$  est égale à  $1.694 \mu\text{F}$ , presque la même valeur de  $C_Y (\Delta = 0)$ . En effet, comme expliqué dans l'équation (2.12), quand le niveau du bruit MC est très grand devant la limite normative et en négligeant la résistance  $R_{RSIL}$  devant l'impédance de  $C_{TH}$  (dans l'exemple étudié, le courant sans filtre est presque 30 fois la limite de la norme à 150 kHz), la capacité

$C_Y (L_1^{\min} = 0)$  tend vers  $C_Y (\Delta = 0)$ .

$$L_1^{\min} = 0 \Leftrightarrow C_Y (L_1^{\min} = 0) = \frac{\sqrt{\left(\frac{|V_{TH}(\omega_0)| C_{TH} \omega_0}{\text{Norme}(\omega_0)}\right)^2 - 1}}{R_{RSIL} \omega_0} - C_{TH}. \quad (2.11)$$

$$|V_{TH}(\omega_0)| C_{TH} \omega_0 \gg \text{Norme}(\omega_0) \Rightarrow C_Y (L_1^{\min} = 0) \approx C_Y (\Delta = 0). \quad (2.12)$$

Quand la solution  $L_1^{\min}$  devient positive, elle ne représente pas une valeur minimale d'inductance qui permet de respecter la norme mais plutôt une valeur maximale à ne pas dépasser. En effet, pour toute capacité  $C_Y$  telle que  $C_Y (L_1^{\min} = 0) < C_Y < C_Y (\Delta = 0)$ , la valeur d'inductance  $L$  doit être inférieure à  $L_1^{\min} (C_Y)$  ou supérieure à  $L_2^{\min} (C_Y)$ . Sinon la norme CEM n'est pas respectée.

Afin de valider ce calcul, une capacité équivalente  $C_{Y0}$  est choisie égale à  $\frac{C_Y (L_1^{\min}=0) + C_Y (\Delta=0)}{2}$  ( $L_1^{\min} (C_{Y0}) = 0.25 \mu\text{H}$  et  $L_2^{\min} (C_{Y0}) = 1.06 \mu\text{H}$ ). Ensuite, le courant de mode commun  $I_{MC}$  est tracé dans la figure 2.9 pour quatre inductances différentes. Quand l'inductance de mode commun est égale à  $L_1^{\min} (C_{Y0})$  ou  $L_2^{\min} (C_{Y0})$ ,  $I_{MC}$  est exactement égal à la norme CEM à  $f_0 = 150 \text{ kHz}$ . Quand la valeur de l'inductance est nulle,  $I_{MC}$  respecte la contrainte normative à  $f_0$  avec une faible marge, validant ainsi le fait que  $L_1^{\min}$  est une borne supérieure des valeurs d'inductances qui permettent de respecter la norme. Par contre, quand  $L$  est égale à  $\frac{L_1^{\min} (C_{Y0}) + L_2^{\min} (C_{Y0})}{2}$ , la norme CEM n'est plus respectée. Par suite, l'intervalle  $[L_1^{\min} (C_{Y0}), L_2^{\min} (C_{Y0})]$  représente l'ensemble des valeurs d'inductances *interdites* quand  $L_1^{\min}$  est positive.

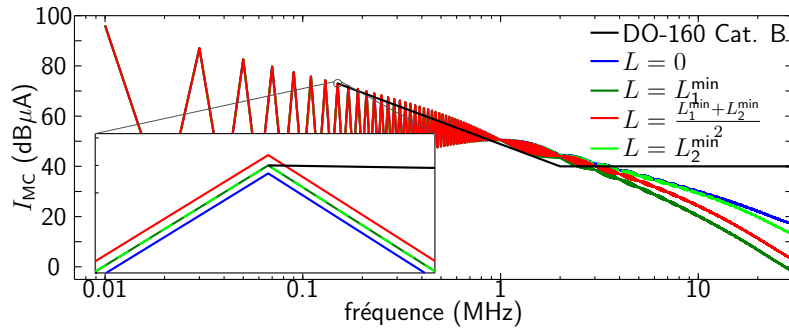


FIGURE 2.9 – Effet du choix de la valeur de l'inductance sur le courant MC pour une capacité équivalente de filtrage tel que  $C_Y (L_1^{\min} = 0) < C_{Y0} < C_Y (\Delta = 0)$ .

Ce résultat pourrait être lié à la fréquence de résonance *vue* du circuit équivalent de mode commun ( $f_{res} = 1/(2\pi\sqrt{(C_{Y0} + C_{CH})L})$ ). Cette résonance est *excitée* par un harmonique de la tension  $V_{TH}$  (le quinzième ici, correspondant à  $f_0 = 150 \text{ kHz}$ ) quand  $L$  est entre  $L_1^{\min} (C_{Y0})$  et  $L_2^{\min} (C_{Y0})$ , rendant ainsi le respect de la norme impossible dans cet intervalle d'inductances. En effet, quand  $L = L_1^{\min} (C_{Y0})$ ,  $f_{res}$  est égale à  $248 \text{ kHz}$ , supérieure à  $f_0$ . Par contre, quand  $L = L_1^{\min} (C_{Y0})$ ,  $f_{res}$  devient égale à  $117 \text{ kHz}$  qui est en dessous de  $f_0$ .

Par suite, il existe une valeur d'inductance entre ces deux valeurs limite de  $L$  pour laquelle  $f_{\text{res}}$  égale  $f_0$ .

Dans tous les cas, cette situation reste anecdotique car elle n'apparaît que pour de très grandes valeurs de capacités  $C_Y$  qui ne peuvent pas être utilisées à cause des contraintes de sécurité. Ainsi, dans la suite de ces travaux de recherche, seule la solution  $L_2^{\text{min}}$  sera retenue dans le calcul proposé. Elle sera appelée  $L^{\text{min}}$  et sera évaluée pour des capacités équivalentes  $C_Y$  qui ne dépassent pas les 300 nF.

### 2.1.2.3 Comparaison avec la méthode classique pour le calcul des éléments du filtre

La méthode classique la plus utilisée pour le dimensionnement d'un filtre est basée sur le calcul des valeurs possibles d'inductances et de capacités à partir de la fréquence de résonance maximale (autorisée) du filtre  $f_{\text{res-classique}}$  qui permet de respecter la norme CEM. Cette fréquence est souvent calculée sans prendre en considération les impédances de la chaîne de conversion ( $Z_{\text{TH}}$  et  $Z_{\text{RSIL}}$ ) [83]. La fréquence  $f_{\text{res-classique}} = 23$  kHz a été calculée pour l'exemple étudié dans le paragraphe précédent à partir du bruit MC sans filtre comme le montre la figure 2.10. Ainsi, quelle que soit la valeur de la capacité  $C_Y$ , l'inductance minimale qui permet de respecter la norme serait calculée avec la relation (2.13).

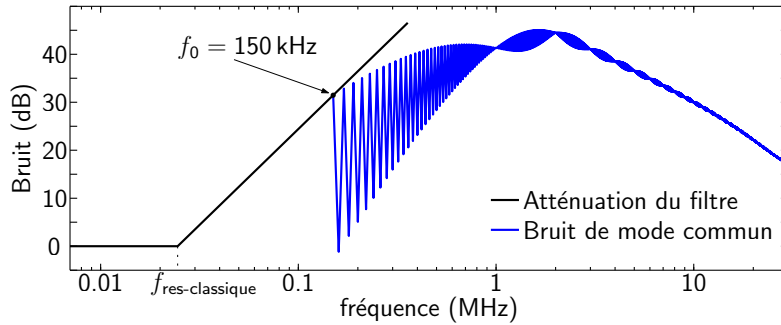


FIGURE 2.10 – Détermination de la fréquence de résonance du filtre avec la méthode classique.

$$L_{\text{classique}}^{\text{min}} = \frac{1}{4\pi^2 C_Y f_{\text{res-classique}}^2}. \quad (2.13)$$

Le calcul proposé dans ces travaux de recherche est comparé à la méthode classique utilisée pour le dimensionnement du filtre. La fréquence de résonance maximale du filtre  $f_{\text{res-nouveau}}$  a été calculée (indépendamment des impédances d'entrée/sortie du filtre) à partir des valeurs d'inductances minimales qui permettent de respecter la norme, présentées dans la figure 2.8. Le résultat obtenu a été comparé à  $f_{\text{res-classique}}$  dans la figure 2.11. Contrairement à la méthode classique, la fréquence de résonance calculée avec la méthode proposée  $f_{\text{res-nouveau}}$  n'est pas constante et dépend de la valeur de  $C_Y$ . Par contre, elle est toujours supérieure (ou égale) à  $f_{\text{res-classique}}$ , ce qui implique un possible sur-dimensionnement des éléments du filtres avec la méthode classique.



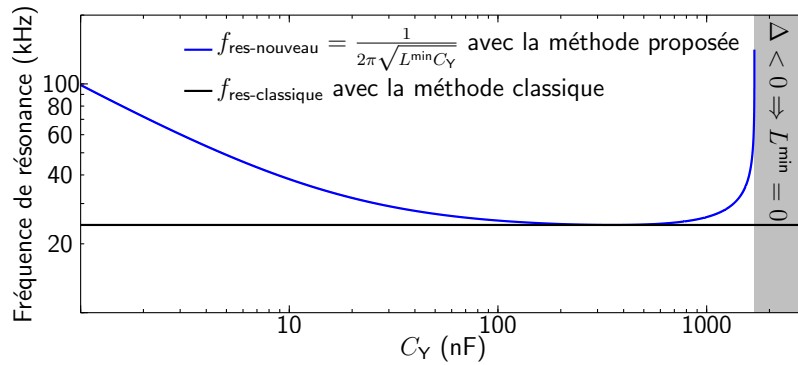


FIGURE 2.11 – Comparaison entre la méthode classique et celle proposée pour le calcul des éléments du filtre.

Ce résultat est lié à l'influence des impédances d'entrée/sortie du filtre, en particulier la capacité  $C_{TH}$  du câble, égale dans cet exemple de calcul à 17 nF. En effet, la *vraie* résonance vue par le courant  $I_{MC}$  dépend de la somme des deux capacités  $C_Y + C_{TH}$ . Ainsi, quand  $C_Y$  est de valeur comparable à  $C_{TH}$ , cette dernière participe à l'atténuation du courant  $I_{MC}$ , réduisant ainsi la valeur minimale de  $L$ . Ceci expliquant pourquoi dans la figure 2.11 quand  $C_Y \leq 20$  nF,  $f_{res-nouveau}$  est très grande devant  $f_{res-classique}$  qui est calculée sans considérer  $C_{TH}$ . Augmenter  $C_Y$  réduit l'influence de la capacité du câble devant  $C_Y$  sur l'atténuation du courant, réduisant ainsi l'écart entre les deux fréquences de résonance présentées dans la figure 2.11. Quand  $C_{TH}$  devient négligeable devant  $C_Y$  (pour des valeurs supérieures à 200 nF), les deux fréquences de résonance deviennent égales jusqu'à ce qu'une simple atténuation de 20dB/décades avec  $C_Y$  seule devienne suffisante pour respecter la norme. Après, la valeur de  $f_{res-nouveau}$  augmente rapidement avec  $C_Y$  avant de devenir infinie ( $L^{\min}$  devient nulle), augmentant de nouveau l'écart entre les deux fréquences de résonance.

Les condensateurs de filtrage MC sont connectés à la terre, ce qui réduit leurs valeurs généralement entre quelque nanofarads et quelques centaines de nanofarads à cause des contraintes de sécurité. Pour ces valeurs de  $C_Y$ , comme le montre la figure 2.11, la méthode proposée permet d'optimiser les valeurs des éléments du filtre de mode commun. Dans la suite de cette section, le calcul proposé devient plus complexe car en réalité, il est nécessaire de prendre en considération toutes les impédances MC de la chaîne de conversion ainsi que l'évolution avec la fréquence de la perméabilité complexe du matériau magnétique.

### 2.1.3 Prise en compte des vraies impédances de la chaîne de conversion

Le calcul précédent a été effectué en une fréquence  $f_0 \geq 150$  kHz en idéalisant toutes les impédances MC de la chaîne de conversion (RSIL, charge et les éléments du filtre). Dans la suite, le calcul sera toujours effectué en une seule fréquence de dimensionnement  $f_0$  mais en appliquant la méthode sur le circuit équivalent de mode commun présenté dans la figure 2.4. De plus, l'évolution de la perméabilité complexe du matériau magnétique

utilisé pour la construction de la bobine MC sera introduite dans le calcul proposé.

### 2.1.3.1 Définition des impédances du circuit équivalent de mode commun

Les impédances  $Z_{\text{RSIL}}$  et  $Z_{\text{TH}}$  dans la figure 2.4 sont considérées comme des nombres complexes dont les parties réelles et imaginaires sont définies dans l'équation (2.14). Elles sont déterminées à la fréquence  $f_0$  à partir des mesures de mode commun effectuées au niveau du RSIL et de la charge avec son câble. Les éléments parasites  $l_s$  et  $r_s$  des condensateurs de filtrage seront prises en compte dans le calcul qui suit et l'impédance équivalente  $Z_{C_Y}$  des deux condensateurs sera considérée comme un nombre complexe défini dans cette équation :

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_{\text{RSIL}}(\omega_0) = a + jb \\ Z_{\text{TH}}(\omega_0) = x + jy \\ Z_{C_Y}(\omega_0) = \frac{1}{jC_Y\omega_0} + jl_s\omega_0 + r_s = u + jv \end{array} \right. \Rightarrow C_Y = \frac{1}{\omega_0(l_s\omega_0 - v)}. \quad (2.14)$$

L'impédance MC de la bobine de mode commun  $Z_L$  varie avec plusieurs paramètres en particulier les capacités parasites de la bobine et la perméabilité complexe du matériau magnétique. Or, les capacités parasites, capables de changer l'impédance de la bobine MC dans les hautes fréquences (HF), ne sont pas prises en compte dans le calcul présenté dans ce chapitre. Pour cette raison, le dimensionnement proposé ici se base sur un modèle dont la validité s'arrête à une fréquence estimée égale à 2 MHz. Dans le quatrième chapitre, le comportement HF de la bobine MC sera étudié et la méthode de dimensionnement proposée sera appliquée sur une bande de fréquences plus large. Quant à la perméabilité complexe, dans ces travaux de recherche, le dimensionnement de la bobine de mode commun est effectué pour un type de matériau magnétique donné. Ainsi, l'évolution de la perméabilité complexe peut être connue à partir des données du constructeur ou bien à partir des mesures de perméabilité avec, par exemple, le dispositif commercial *Keysight* présenté dans le chapitre précédent.

Néanmoins, ce dispositif est limité en taille et ne peut être utilisé que sur des noyaux dont le diamètre extérieur est inférieur à 20 mm. Afin d'être capable d'extraire les perméabilités complexes des noyaux de tailles plus grandes, un nouveau dispositif expérimental (outil), présenté dans la figure 2.12, a été fabriqué au laboratoire. Ce dispositif, similaire à celui présenté dans la figure 1.22 du premier chapitre, permet d'extraire la perméabilité complexe des noyaux magnétiques de tailles plus grandes. Il permet aussi d'évaluer cette perméabilité sous contrainte d'un champ magnétique DC. Ceci s'avère utile lors du dimensionnement des bobines de mode différentiel qui fait partie des perspectives de ces travaux de recherche.

Les mesures obtenues avec le dispositif construit au laboratoire ont été comparées avec les courbes obtenues avec celui de Keysight pour deux tores de type ferrite N30 et N87 de diamètres extérieurs respectivement égaux à 20 et 16 mm. La figure 2.13 montre que les résultats obtenus avec les deux dispositifs sont les mêmes sur toute la plage de fréquence

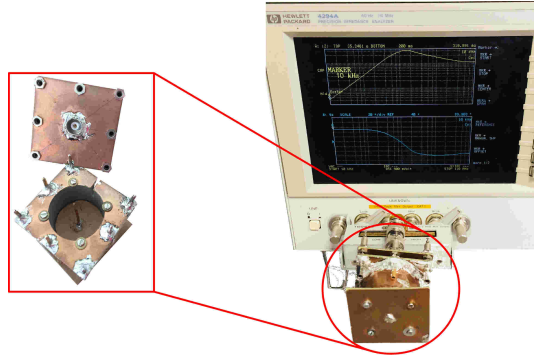


FIGURE 2.12 – Dispositif proposé pour la mesure de la perméabilité complexe des matériaux magnétiques.

jusqu'à 100 MHz. Dans les hautes fréquences, les deux dispositifs ont montré que la partie réelle de la perméabilité complexe devient négative. Selon [32], ce changement de signe est dû aux propriétés diélectriques du matériau magnétique qui engendre un comportement capacitif qui masque le comportement inductif du noyau magnétique.

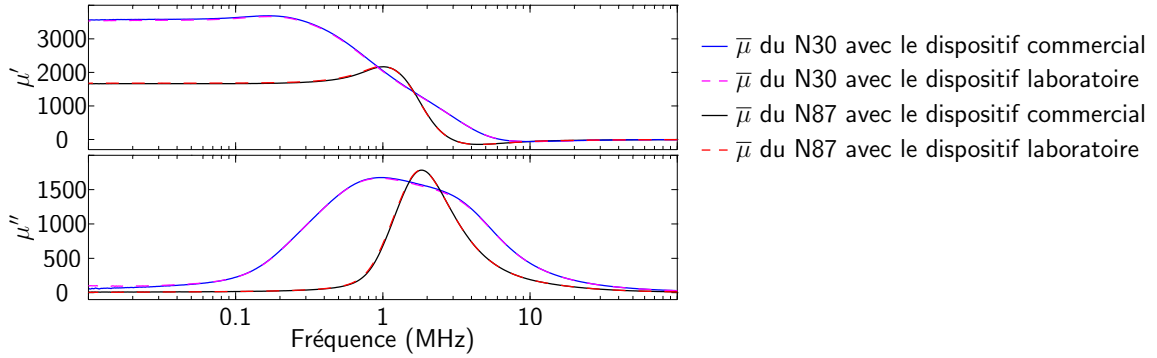


FIGURE 2.13 – Les perméabilités complexes mesurées avec les deux dispositifs.

L'impédance de la bobine de mode commun  $Z_L$  est alors exprimée en fonction de la perméabilité complexe et d'une constante  $A$  qui dépend de la géométrie du noyau (nombre de spires  $N$ , rayon extérieur  $R$ , rayon intérieur  $r$  et hauteur  $h$ ) comme suit :

$$\begin{aligned} Z_L(\omega_0) &= j\mu_0\bar{\mu}_r(\omega_0) \frac{N^2}{2\pi} h \ln\left(\frac{R}{r}\right)\omega_0 \\ &= (j\mu'_r(\omega_0) + \mu''_r(\omega_0))\omega_0 A \quad ; \quad \text{avec} \quad A = \mu_0 \frac{N^2}{2\pi} h \ln\left(\frac{R}{r}\right). \end{aligned} \quad (2.15)$$

On note que l'impédance  $Z_L$  de la bobine MC n'est pas purement inductive : elle contient une partie résistive, liée à  $\mu''_r$ , qui varie avec la fréquence. Son inductance  $L$ , liée à  $\mu'_r$ , varie également avec la fréquence :

$$L(\omega) = \mu'_r(\omega)A. \quad (2.16)$$

Dans ce cas, il est plus judicieux de ramener le problème à la résolution d'un paramètre constant quelle que soit la valeur de  $f_0$ . Ce paramètre n'est autre que la constante géométrique  $A$ , à partir de laquelle la valeur de l'inductance peut être déduite facilement.

De manière analogue au calcul de  $L^{\min}$  dans la section 2.1.2, l'objectif de la suite de cette section est alors de déterminer la valeur minimale  $A^{\min}$  qui permet de respecter la contrainte normative à la fréquence de dimensionnement  $f_0$  pour chaque capacité  $C_Y$ .

### 2.1.3.2 Intégration des impédances MC de la chaîne de conversion dans la méthode de dimensionnement proposée

Compte tenu des relations présentées dans les équations (2.14) et (2.15), Le courant  $I_{MC}$ , présenté dans l'équation (2.4), peut alors être exprimé comme suit :

$$I_{MC}(\omega_0) = \frac{u + jv}{M.A + N + j(P.A + Q)} V_{TH}(\omega_0)$$

avec :

$$\begin{aligned} M &= (u + x) \mu_r''(\omega_0) \omega_0 - (v + y) \mu_r'(\omega_0) \omega_0 \\ N &= u(a + x) - v(b + y) + x.a - y.b \\ P &= (u + x) \mu_r'(\omega_0) \omega_0 + (v + y) \mu_r''(\omega_0) \omega_0 \\ Q &= u(b + y) + v(a + x) + x.b + y.a. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Comme pour le cas simple présenté dans l'équation (2.7), les valeurs minimales de l'inductance  $L(f_0)$  qui permet de respecter la norme CEM à la fréquence  $f_0$  peuvent être déterminées en résolvant l'équation de second degré en  $A$  suivante :

$$(M^2 + P^2) A^2 + 2(M.N + P.Q) A + N^2 + Q^2 - (u^2 + v^2) \left( \frac{|V_{TH}(\omega_0)|}{\text{Norme}(\omega_0)} \right)^2 = 0. \quad (2.18)$$

Ainsi, le discriminant de cette équation permet de déterminer la valeur minimale  $A^{\min}$  et donc, la valeur minimale d'inductance  $L_{f_0}^{\min}$  qui permet de respecter la norme à la fréquence  $f_0$  comme le montre l'équation (2.19). Comme expliqué dans le paragraphe précédent, la solution négative de l'inductance minimale n'est pas considérée. De plus, la valeur de  $C_Y$  ( $\Delta = 0$ ) n'est plus étudiée puisque la capacité équivalente  $C_Y$  est limitée en valeur jusqu'à quelques centaines de nanofarads.

$$\begin{cases} \Delta = 4(M.N + P.Q)^2 - 4(M^2 + P^2) \left( N^2 + Q^2 - (u^2 + v^2) \left( \frac{|V_{TH}(\omega_0)|}{\text{Norme}(\omega_0)} \right)^2 \right) \\ A^{\min} = \frac{\sqrt{\Delta} - 2(M.N + P.Q)}{2(M^2 + P^2)} \\ L_{f_0}^{\min} = A^{\min} \mu_r'(\omega_0). \end{cases} \quad (2.19)$$

### 2.1.3.3 Validation de la méthode proposée avec un exemple d'application

L'application présentée dans le paragraphe précédent est utilisée pour valider la méthode proposée avec la prise en compte de toutes les impédances du circuit équivalent MC présenté dans la figure 2.4. La relation (2.18) est à nouveau résolue à une fréquence de dimensionnement  $f_0$  égale à 150 kHz. Les capacités de mode commun  $C_{S1}$  et  $C_{S2}$  du convertisseur qui sera utilisé dans la suite pour la validation expérimentale sont intégrées dans le calcul. Elles ont été mesurées avec la méthode présentée au début du chapitre afin de calculer les éléments de circuit équivalent de Thevenin  $V_{TH}$  et  $Z_{TH}$ . Les valeurs mesurées de  $C_{S1}$  et  $C_{S2}$ , d'environ 150 pF et 30 pF, sont très faibles comparées à la capacité équivalente  $C_Y$  du filtre (généralement de l'ordre de quelques nano à quelques centaines de nanofarads) et celle du câble blindé (de l'ordre de 17 nF pour la longueur de 28 mètres considérée). Ainsi, elles n'auront pas d'impact sur le niveau de la tension  $V_{TH}$  dans la bande de fréquences considérée entre 150 kHz et 2 MHz comme le montre la figure 2.14 comparée au niveau de  $V_{TH}$  dans la figure 2.6.

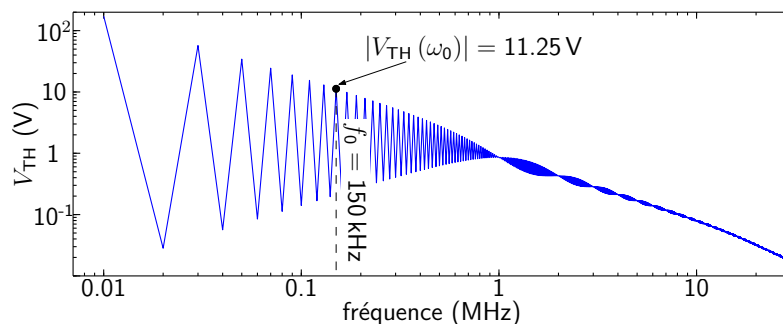


FIGURE 2.14 – Tension de mode commun  $V_{TH}$  avec prise en compte des capacités MC du convertisseur.

L'impédance MC de la charge (câble blindé de 28 mètres connecté à une charge R-L) qui sera utilisée dans la validation expérimentale de ce chapitre a été mesurée avec l'analyseur d'impédance. L'impédance  $Z_{TH}$  du circuit équivalent de Thevenin de la figure 2.3(c) a été calculée et est présentée dans la courbe en rouge de la figure 2.15. Les parties réelle  $x$  et imaginaire  $y$  de  $Z_{TH}$  à  $f_0 = 150$  kHz sont égales respectivement à  $2.36 \Omega$  et  $-69 \Omega$ . L'impédance MC du RSIL (NNBM 8126 A) pour la norme D0-160 est présentée dans la figure 2.15 (courbe en bleue) et la valeur de  $Z_{RSIL}$  à 150 kHz est égale à ( $a = 0.21 \Omega$  et  $b = 2.33 \Omega$ ), inférieure aux  $25 \Omega$  considérées dans le paragraphe précédent. Enfin, le matériau magnétique utilisée dans ce calcul est de type nanocristallin, fabriqué par APERAM dont la perméabilité complexe est présentée dans la figure 2.16. Les valeurs de  $\mu'_r$  et  $\mu''_r$  à  $f_0 = 150$  kHz sont égales respectivement à 6717 et 14 440.

Le calcul présenté dans les relations (2.18) et (2.19) a été effectué pour une capacité équivalente  $C_Y$  égale à 50 nF. Les valeurs des éléments parasites équivalents  $l_s$  et  $r_s$  des condensateurs de filtrage sont mesurées égales à 6 nH et 10 m $\Omega$ . Ainsi, l'inductance minimale  $L_{f_0}^{\min}$  qui permet de respecter la norme CEM à  $f_0 = 150$  kHz a été déterminée égale à 265  $\mu$ H. Par conséquent, ces éléments du filtre permettent d'égaliser le courant de mode commun au gabarit de la norme à la fréquence 150 kHz comme le montre la figure 2.17,

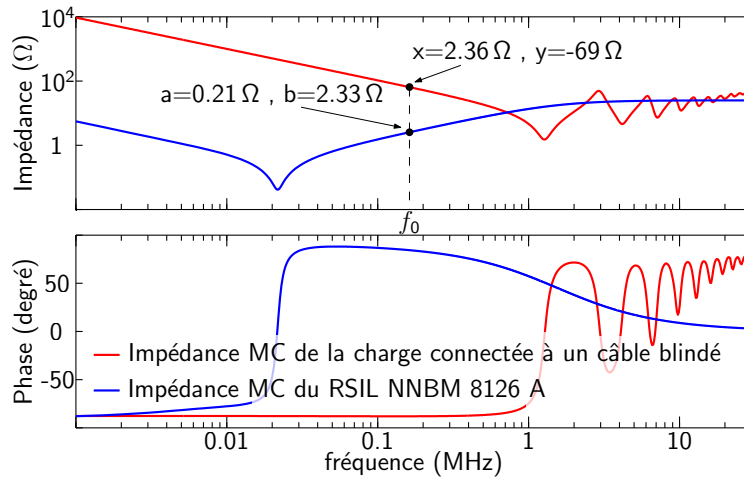


FIGURE 2.15 – Impédances MC du câble blindé connecté à une charge R-L et du RSIL utilisées dans la simulation.

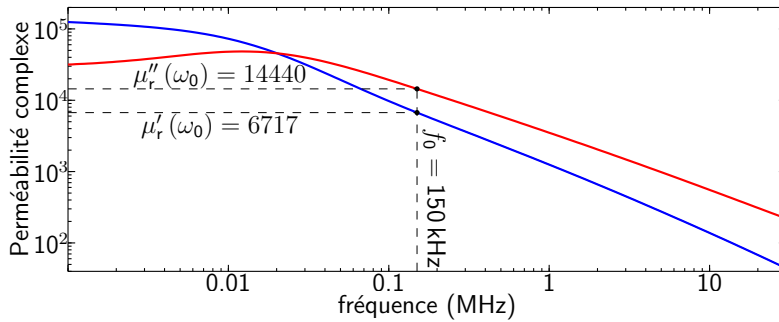


FIGURE 2.16 – Perméabilité complexe mesurée du matériau magnétique nanocristallin utilisé dans le calcul.

ce qui valide la méthode proposée.

Pour diverses capacités équivalentes  $C_Y$  comprises entre 1 nF et 300 nF, les inductances minimales  $L_{f_0}^{\min}$  qui permettent de respecter la norme à  $f_0$  sont calculées et présentées dans la figure 2.18. Afin de simplifier le calcul, les éléments parasites équivalents  $l_s$  et  $r_s$  sont maintenus constants pour toutes les valeurs de  $C_Y$ , étant donnée que le calcul ici est purement théorique. En outre, ces éléments parasites n'affectent pas le résultat présenté dans la bande de fréquences considérée dans ce chapitre.

Comme pour le cas où le calcul a été effectué en idéalisant les éléments de la chaîne de conversion, la fréquence de résonance du filtre n'est pas indépendante de la valeur de la capacité  $C_Y$ . Ceci montre encore une fois la nécessité de la prise en compte des impédances à l'entrée et à la sortie du filtre dans le processus de calcul de l'inductance minimale qui permet de respecter la norme CEM.

Le calcul précédent a été effectué à une fréquence  $f_0$  choisie arbitrairement égale à 150 kHz. Par contre, la norme CEM n'est pas respectée dans des fréquences supérieures à cause de l'impédance MC de la charge  $Z_{TH}$  qui contient des résonances HF (voir figure 2.17). Dans

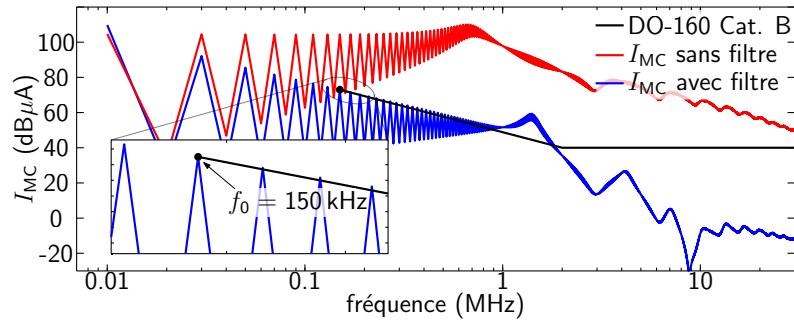


FIGURE 2.17 – Courant de mode commun sans et avec filtre MC calculé avec la méthode proposée.

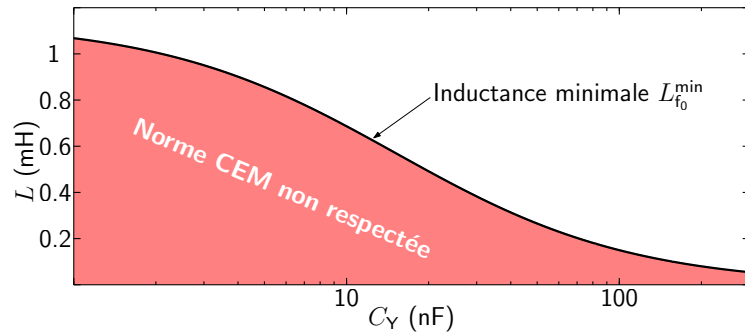


FIGURE 2.18 – Inductances minimales qui permettent de respecter la norme CEM à  $f_0 = 150$  kHz pour diverses valeurs de  $C_Y$ .

la suite de ce chapitre, la méthode proposée sera améliorée afin que la norme CEM soit respectée en tout point dans une bande de fréquences comprise entre 150 kHz et 2 MHz.

## 2.1.4 Généralisation de la méthode proposée entre 150 kHz et 2 MHz

### 2.1.4.1 Généralisation du calcul proposé

L’objectif de la méthode proposée ici est de déterminer, pour une capacité équivalente  $C_Y$  donnée, la valeur minimale de l’inductance qui permet de respecter la norme CEM entre 150 kHz et 2 MHz. L’idée proposée consiste à calculer, pour chaque harmonique de fréquence  $f$  du courant MC, la valeur minimale de  $A^{\min}(f)$  en utilisant la relation (2.20) qui étend l’équation (2.19) sur la plage de fréquence considérée. Ensuite, la valeur maximale de  $A^{\min}(f)$  est déterminée à la fréquence, dite de “dimensionnement”  $f_{\text{dim}}$ . Pour cette valeur maximale de  $A^{\min}(f)$ , appelée dans la suite  $A^{\text{dim}}$ , le courant MC respecte la contrainte normative entre 150 kHz et 2 MHz et touche le gabarit de la norme à la fréquence  $f_{\text{dim}}$ .

Ainsi, le calcul de la valeur minimale de l'inductance  $L^{\min} = L_{f_{\text{dim}}}^{\min}$  est donné comme suit :

$$\begin{cases} A^{\min}(f) = \frac{\sqrt{\Delta(f)} - 2(M(f) \cdot N(f) + P(f) \cdot Q(f))}{2(M^2(f) + P^2(f))} \quad \forall \quad 150 \text{ kHz} \leq f \leq 2 \text{ MHz} \\ A^{\text{dim}} = \max_{150 \text{ kHz} \leq f \leq 2 \text{ MHz}} A^{\min}(f) = A^{\min}(f_{\text{dim}}) \\ L_{f_{\text{dim}}}^{\min} = A^{\text{dim}} \mu'_r(f_{\text{dim}}). \end{cases} \quad (2.20)$$

L'inductance calculée varie avec la fréquence puisqu'elle dépend de la valeur de la perméabilité relative  $\mu'_r(\omega)$  comme le montre l'équation (2.16). Dans un premier temps,  $L^{\min}$  sera déterminée à une fréquence  $f_0$  qui sera choisie égale à  $f_{\text{dim}}$  à laquelle  $A^{\text{dim}}$  est calculée comme le montre l'équation (2.20) ( $L^{\min} = L_{f_{\text{dim}}}^{\min}$ ). Nous verrons dans la suite que  $f_{\text{dim}}$  varie avec la valeur de  $C_Y$  et que la solution la plus adéquate est de ramener l'expression de l'inductance à une fréquence de référence pour toutes les capacités équivalentes  $C_Y$ .

#### 2.1.4.2 Validation de la méthode proposée

L'exemple présenté dans la section 2.1.3.3 est utilisé pour valider cette méthode. Le calcul de l'équation (2.20) a été appliqué pour deux capacités équivalentes  $C_Y$  de valeurs 10 nF et 100 nF. Les valeurs minimales de  $A^{\min}$  calculées pour les fréquences situées entre 150 kHz et 2 MHz, sont présentées dans la figure suivante :

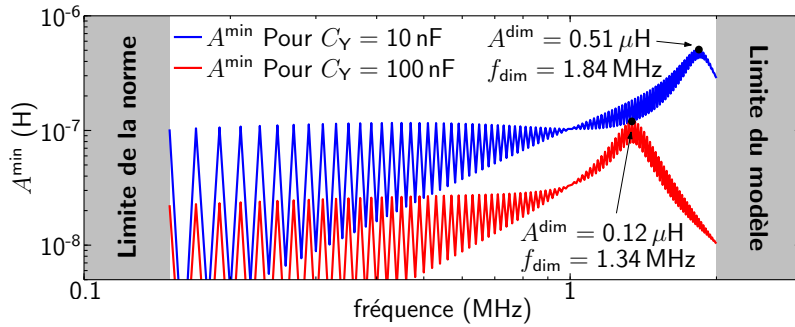
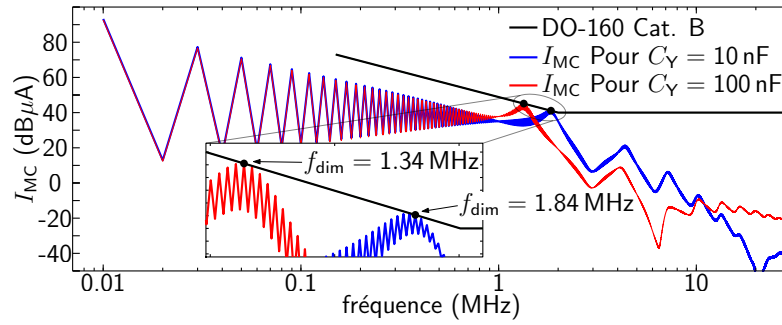


FIGURE 2.19 – Évolution de la valeur de  $A^{\min}$  avec la fréquence pour deux valeurs de  $C_Y$ .

Pour  $C_Y$  égale à 100 nF, la valeur maximale  $A^{\text{dim}}$ , égale à  $0.12 \mu\text{H}$ , est obtenue à la fréquence de dimensionnement  $f_{\text{dim}}$  égale à 1.34 MHz. Cette fréquence correspond à la première résonance (après 150 kHz) du courant  $I_{\text{MC}}$  globalement causée par l'impédance  $Z_{C_Y}$  en parallèle avec  $Z_{\text{TH}}$  comme le montre la figure 2.20 (courbe en rouge). Dans cette figure, la norme CEM est respectée sur la bande de fréquences considérée et  $I_{\text{MC}}$  est égal à la limite normative à la fréquence  $f_{\text{dim}}$ , validant ainsi la méthode de calcul proposée.

Diminuer la capacité  $C_Y$  jusqu'à 10 nF augmente naturellement le niveau de  $A^{\min}$  sur la bande de fréquences entre 150 kHz et 2 MHz définie par le modèle utilisé, en particulier la valeur de  $A^{\text{dim}}$  qui devient égale à  $0.51 \mu\text{H}$  (augmentation de l'inductance minimale à la




 FIGURE 2.20 – Courant de mode commun avec filtre pour deux valeur de  $C_Y$ .

nouvelle fréquence  $f_{\text{dim}}$ ). Pour cette valeur de capacité,  $A^{\text{dim}}$  est obtenue à une nouvelle fréquence de dimensionnement  $f_{\text{dim}}$ , cette fois égale à 1.84 MHz. La nouvelle valeur de  $f_{\text{dim}}$  est supérieure à celle obtenue avec  $C_Y$  égale à 100 nF et proche de la limite du modèle proposé. En effet, diminuer  $C_Y$  pousse la première résonance (après 150 kHz) du courant  $I_{\text{MC}}$  vers les hautes fréquences comme le montre la figure 2.20 (courbe en bleue). Dans la suite, afin d'éviter d'avoir un dimensionnement effectué à une fréquence  $f_{\text{dim}} \geq 2$  MHz, le calcul proposé sera effectué pour des capacités équivalentes  $C_Y \geq 10$  nF pour cette application.

Comme la fréquence de dimensionnement  $f_{\text{dim}}$  varie avec la valeur de  $C_Y$ , comparer les valeurs des inductances  $L_{f_{\text{dim}}}^{\text{min}} = A^{\text{dim}} \mu_r'(f_{\text{dim}})$  calculées avec l'équation (2.20) est délicat. En effet, la perméabilité  $\mu_r'$  du matériau magnétique varie avec la fréquence, en particulier dans la bande de fréquences contrainte par la norme. Ceci implique un calcul des deux inductances minimales avec deux valeurs de perméabilités à deux fréquences différentes, empêchant ainsi la comparaison. Puisque la valeur de  $A^{\text{dim}}$ , une fois calculée, est indépendante de la fréquence, alors les deux inductances calculées précédemment peuvent être ramenées à une fréquence de référence  $f_{\text{ref}}$ , choisie arbitrairement et qui reste toujours la même. Ainsi, en variant la capacité  $C_Y$ , les valeurs des inductances minimales qui permettent de respecter la norme peuvent être tracées sur la même courbe.

Pour le calcul de l'inductance qui permet de respecter la norme, nous avons choisis arbitrairement une fréquence de référence  $f_{\text{ref}}$  égale à 150 kHz ( $L^{\text{min}}$  est alors appelée  $L_{150 \text{ kHz}}^{\text{min}}$ ). Les valeurs minimales des inductances qui permettent de respecter la norme, ainsi que la fréquence de dimensionnement  $f_{\text{dim}}$ , sont présentées dans la figure 2.21 en fonction de la capacité équivalente  $C_Y$ . Conformément aux explications précédentes pour  $C_Y$  égale à 10 nF et 100 nF aux points A et B, augmenter  $C_Y$  permet de diminuer la valeur de  $L_{150 \text{ kHz}}^{\text{min}}$ , mais aussi la fréquence de dimensionnement  $f_{\text{dim}}$ .

Nous avons vu dans cette section que la valeur de l'inductance dépend de la fréquence tout comme la perméabilité relative du matériau magnétique, ce qui impose des contraintes sur la manière d'exprimer une valeur d'inductance unique et clairement définie. Une autre conséquence de la variation de l'inductance avec la fréquence est qu'elle rend le calcul de la fréquence de résonance du filtre plus complexe. Cette complexité apparaît particulièrement sur les matériaux de type nanocristallin pour lesquels la perméabilité commence à chuter dès les basses fréquences comme le montre la figure 2.16. Pourtant, la connais-

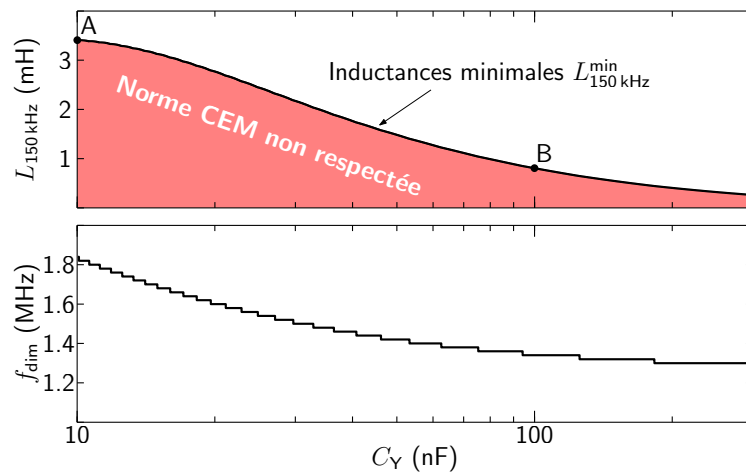


FIGURE 2.21 – Évolution des valeurs minimales de  $L_{150\text{kHz}}^{\text{min}}$  et de la fréquence de dimensionnement  $f_{\text{dim}}$  avec la capacité équivalente  $C_Y$ .

sance de cette fréquence est utile pour interpréter certains comportements liés aux choix des éléments du filtre et qui apparaîtront dans la suite de ce manuscrit, notamment au troisième chapitre. Ainsi, nous présentons dans le paragraphe suivant une méthode pour le calcul de la fréquence de résonance du filtre avec ce type de matériau magnétique.

### 2.1.5 Détermination de la fréquence de résonance du filtre

Quand le filtre de mode commun de type LC est considéré seul sans l'influence de ses impédances à l'entrée/sortie, sa fréquence de résonance  $f_{\text{res}}$  est égale à  $1/2\pi\sqrt{LC_Y}$ . Sa valeur est unique. Elle renseigne sur la fréquence à partir de laquelle le filtre commence à atténuer. Cependant, à cause de la perméabilité magnétique qui varie avec la fréquence,  $L$  n'est pas constante, surtout quand le matériau utilisé est le nanocristallin dont la perméabilité magnétique diminue rapidement même dans les basses fréquences comme le montre la figure 2.16. Ainsi, la fréquence de résonance du filtre ne peut pas être déterminée directement depuis les valeurs de  $L$  et de  $C_Y$ . Dans la suite, une fréquence "apparente"  $\nu$ , dépendant elle même de la fréquence, est définie comme suit :

$$\nu(f) = \frac{1}{2\pi\sqrt{L(f)C_Y}}. \quad (2.21)$$

Dans le résultat précédent (figure 2.21), quand  $C_Y = 10$  nF au point A, l'inductance minimale  $L_{150\text{kHz}}^{\text{min}}$  est égale à 3.4 mH. Dans ce cas, la valeur de  $\nu$  correspondante est  $\nu_A = 27.3$  kHz. Pour  $C_Y = 100$  nF au point B,  $L_{150\text{kHz}}^{\text{min}}$  est égale à 800  $\mu\text{H}$ . la valeur de  $\nu$  est alors  $\nu_B = 17.8$  kHz. A priori, les fréquences de résonances du filtre dans les deux cas semblent être supérieures à la fréquence de commutation du convertisseur ( $F_s = 10$  kHz). Néanmoins, le calcul simpliste précédent n'est pas correct parce que les deux inductances aux points A et B sont calculées à 150 kHz. Or, selon l'évolution de la perméabilité dans la figure 2.16, les valeurs de ces inductances ne sont pas les mêmes aux fréquences  $\nu_A$  et

$\nu_B$  calculées. S'agissant de fréquences plus faibles (27.3 kHz et 17.8 kHz), les valeurs d'inductance correspondantes sont beaucoup plus grandes que celles à 150 kHz. Ceci conduit alors à de nouvelles fréquences de résonances différentes de celles calculées avec les valeurs d'inductance présentées dans la figure 2.21.

Ce qui manque dans l'analyse précédente est dans la formulation de  $\nu_A$  (ainsi que celle de  $\nu_B$ ), qui doit s'écrire comme suit :  $\nu_A(150 \text{ kHz}) = 27.3 \text{ kHz}$  (ainsi que  $\nu_B(150 \text{ kHz}) = 17.8 \text{ kHz}$ ). Cette expression montre que les fréquences "apparentes" (27.3 kHz et 17.8 kHz) ne correspondent pas à la fréquence à laquelle l'inductance est considérée (150 kHz) [90]. Or, la résonance apparaît uniquement à la fréquence  $f_{\text{res}}$  à laquelle la valeur l'inductance  $L(f_{\text{res}})$  conduit à la même valeur de la fréquence "apparente"  $\nu = f_{\text{res}}$  :

$$f_{\text{res}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L(f_{\text{res}})C_Y}} = \nu(f_{\text{res}}). \quad (2.22)$$

Pour déterminer  $f_{\text{res}}$ , l'évolution de  $\nu$  en fonction de la fréquence est tracée dans la figure 2.22 pour les deux filtres aux points A et B. Les fréquences de résonance pour ces deux inductances sont obtenues respectivement à l'intersection de  $\nu_A(f)$  et  $\nu_B(f)$  avec l'identité  $\nu = f$ . Ainsi, la fréquence de résonance pour l'inductance du point B est égale à  $f_{\text{res}}^B = 4.67 \text{ kHz}$ , qui est beaucoup plus petite que la fréquence de commutation parce que la valeur de l'inductance à  $f_{\text{res}}^B$  est égale à 11.35 mH. De même pour le point A, la fréquence de résonance est égale à  $f_{\text{res}}^A = 7.86 \text{ kHz}$ . Contrairement aux résultats  $\nu_A$  et  $\nu_B$  obtenues par l'approche simpliste, ces deux fréquences de résonance sont inférieures à la fréquence de commutation du convertisseur. Comme nous le verrons au troisième chapitre, le positionnement de la fréquence de résonance par rapport à celle de découpage est une donnée qui peut être utile pour optimiser le volume du filtre.

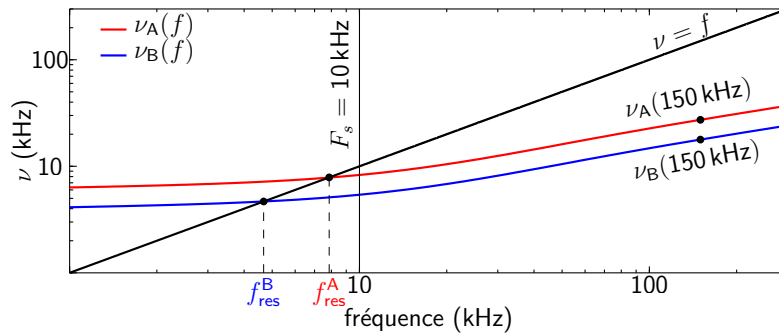


FIGURE 2.22 – Détermination de la fréquence de résonance pour le nanocristallin.

On remarque que la fréquence de résonance maximale du filtre, calculée avec la méthode proposée, n'est pas constante (7.86 kHz au point A et 4.67 kHz au point B). Elle varie avec la valeur de la capacité équivalente  $C_Y$ , montrant ainsi l'influence de l'environnement du filtre (impédances à l'entrée/sortie et perméabilité) sur le calcul de ses éléments. Cette étude montre l'effet de la non prise en compte de la perméabilité relative, variable avec la fréquence, dans le calcul de la résonance du filtre. Ceci pourrait engendrer une erreur dans le dimensionnement du filtre avec les méthodes classiques basées sur un calcul a priori

de la fréquence de résonance  $f_{\text{res}}$ . Ce problème ne se pose plus dans la méthode proposée puisque les éléments du filtre sont calculés directement sans passer par la fréquence  $f_{\text{res}}$ . Néanmoins, les constructeurs des noyaux magnétiques donnent une valeur d'inductance pour une seule spire  $A_L$  déterminée en basse fréquence, généralement à 10 kHz. Ainsi, dans la suite de ce manuscrit, l'inductance minimale qui permet de respecter la norme CEM, appelée dorénavant  $L_{\text{BF}}^{\text{min}}$ , sera exprimée en basse fréquence (10 kHz pour le ferrite et 1 kHz pour le nanocristallin).

Dans cette section, une nouvelle méthode analytique pour le calcul de l'inductance minimale est proposée. Cette méthode prend en considération toutes les impédances du circuit équivalent de mode commun de la chaîne de conversion DC-DC proposée dans le début de ce chapitre. Dans la suite de ce chapitre, en vue de réaliser une bobine d'inductance  $L \geq L_{\text{BF}}^{\text{min}}$  pour passer la norme, une nouvelle méthode pour le calcul de la géométrie optimale de la bobine de mode commun pour un volume minimal sera détaillée.

## 2.2 Optimisation du volume de la bobine MC

Une bobine de mode commun monophasée est constituée de deux enroulements bobinés dans le même sens autour d'un noyau généralement torique comme le montre la figure 2.23. L'objectif de cette section est de proposer une méthode qui permet d'optimiser le volume de la bobine pour une inductance donnée  $L$ .

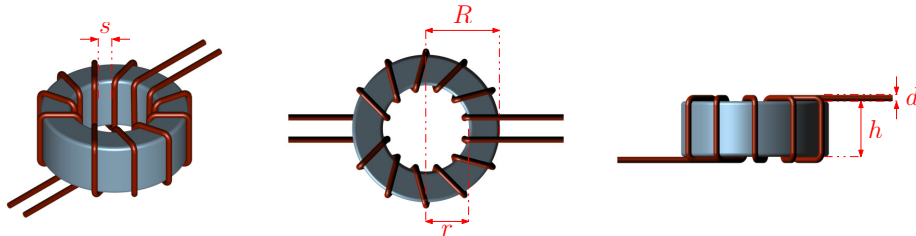


FIGURE 2.23 – Caractéristiques géométriques d'une bobine de mode commun.

Le volume de la bobine dépend de plusieurs paramètres géométriques : l'espacement entre les spires  $s$  (du côté intérieur de la bobine), le diamètre du conducteur  $d$ , l'espacement  $e$  entre les spires et le matériau magnétique (incluant l'enrobage qui couvre le noyau), les rayons interne  $r$  et externe  $R$  du noyau, ainsi que sa hauteur  $h$ . Les paramètres géométriques du noyau magnétique sont liés par l'expression de l'inductance dans l'équation (2.23), où  $N$  est le nombre de spires et  $\mu_r$  la perméabilité relative du matériau magnétique à la fréquence à laquelle l'inductance  $L$  est définie.

$$L = \mu_0 \mu_r N^2 \frac{h}{2\pi} \ln \left( \frac{R}{r} \right). \quad (2.23)$$

Le diamètre du conducteur  $d$  dépend de l'intensité du courant dans les conducteurs et donc de la puissance transmise de la source vers la charge. Sa détermination ne prend

pas en compte le courant MC (généralement faible comparé au courant nominal BF dans les conducteurs) et il est alors une entrée de la procédure de dimensionnement proposée. L'espacement  $e$  entre le noyau et les spires dépend de la technique de bobinage (à la main ou avec la bobineuse) et de l'épaisseur de l'enrobage diélectrique (résine) du noyau. Cet enrobage varie non seulement avec le type du noyau (ferrite ou nanocristallin) mais aussi en fonction du fabricant. Dans la suite, ce paramètre sera moyenné en fonction du type de matériau magnétique utilisé pour le dimensionnement. L'espacement minimal entre les spires  $s_{\min}$  est considéré dans un premier temps comme étant une entrée figée ( $s \geq s_{\min}$ ). Nous verrons dans le quatrième chapitre son influence sur le comportement HF de la bobine MC. Par ailleurs, le type du matériau magnétique est défini a priori. Ainsi, la perméabilité complexe  $\bar{\mu}_r = \mu'_r - j\mu''_r$  et la densité de flux de saturation  $B_{\text{sat}}$  du matériau sont supposées connues. Par la suite, les paramètres à optimiser sont : le nombre de spires  $N$ , les rayons intérieur  $r$  et extérieur  $R$  et la hauteur  $h$ .

Nous commençons cette section par présenter deux contraintes considérées pour l'optimisation du volume. Ensuite, ces contraintes permettront d'établir une expression mathématique simplifiée du volume de la bobine qui facilite la détermination de sa géométrie optimale.

## 2.2.1 Contraintes prises en compte lors de l'optimisation

L'objectif de la suite de ce chapitre est de présenter une méthode qui permet de construire la meilleure géométrie qui minimise le volume de la bobine de mode commun pour un filtre inséré dans une chaîne de conversion donnée. La bobine de mode commun dimensionnée doit respecter les deux contraintes suivantes en même temps :

- Elle **ne doit pas saturer**. Sinon, le filtre de mode commun perd son atténuation nécessaire pour le respect de la contrainte normative
- Elle doit être fabriquée avec **une seule couche** de bobinage afin de limiter les capacités inter-spires [72].

La suite de cette partie définira ces deux contraintes avec des expressions mathématiques qui permettront de calculer le volume optimal de la bobine.

### 2.2.1.1 La contrainte de la non saturation ( $NS$ )

L'amplitude du champ magnétique  $H$  dans la bobine torique de mode commun, ainsi que celle de la densité de flux magnétique correspondante  $B$ , varient selon l'axe radial du noyau magnétique (en négligeant les fuites). La densité de flux  $B$  est liée au flux magnétique traversant la section transversale du noyau et donc, à l'intégrale de la tension aux bornes de la bobine (les volts-secondes). Cependant, dans le fonctionnement linéaire du matériau magnétique, la valeur maximale de  $B$  dépend aussi directement du courant MC maximal  $I_{\max}$ , du nombre de spires  $N$ , de la perméabilité relative du matériau et de la distance à l'axe du noyau torique : elle est ainsi obtenue au niveau du rayon intérieur  $r$ . Le matériau magnétique est donc davantage sensible à la saturation au niveau du rayon

intérieur.

Comme nous avons vu précédemment pour certains matériaux magnétiques, la perméabilité complexe  $\bar{\mu}_r$  varie dès les basses fréquences. Alors nous faisons l'hypothèse que  $B_{\max}$  peut être calculé par l'équation (2.24) avec la valeur de la perméabilité  $\mu_{F_s}$  déterminée à la fréquence de commutation du convertisseur  $F_s$ , responsable de l'ondulation principale de  $B$  dans le noyau (cycle d'hystérésis majeur). Cette hypothèse sera validée dans les essais expérimentaux à la fin de ce chapitre.

$$B_{\max} = \mu_0 \mu_{F_s} \frac{NI_{\max}}{2\pi r} \quad \text{avec} \quad \mu_{F_s} = \mu'_r(F_s). \quad (2.24)$$

La saturation dans le matériau magnétique apparaît quand la densité de flux atteint sa valeur de saturation  $B_{\text{sat}}$  et induit une chute de la perméabilité relative. Afin de compenser la chute de la perméabilité à  $B = B_{\text{sat}}$ , le courant dans la bobine et par suite le champ  $H$  augmentent considérablement. Pour éviter la saturation du matériau magnétique, la densité de flux  $B$  doit être inférieure à la densité de flux de saturation  $B_{\text{sat}}$  en tout point du noyau. Ceci est possible si et seulement si la densité de flux maximale  $B_{\max}$  est inférieure à  $B_{\text{sat}}$  avec une marge de sécurité  $\alpha$  définie par l'utilisateur (par exemple  $\alpha = 75\%$ ). Ainsi, une borne inférieure du rayon intérieur, appelée  $r_{\min 1}$  dans ce manuscrit, peut être déterminée :

$$B_{\max} \leq \alpha B_{\text{sat}} \quad \Leftrightarrow \quad r \geq r_{\min 1} = \mu_0 \mu_{F_s} \frac{I_{\max}}{2\pi \alpha B_{\text{sat}}} N \quad \text{où} \quad 0 < \alpha \leq 1. \quad (2.25)$$

Pour un circuit électrique donné ( $L$  constante), la valeur minimale  $r_{\min 1}$  est une fonction linéaire en  $N$  de coefficients  $K_1$  défini comme suit :

$$r_{\min 1} = K_1 N \quad \text{avec} \quad K_1 = \mu_0 \mu_{F_s} \frac{I_{\max}}{2\pi \alpha B_{\text{sat}}}. \quad (2.26)$$

Cette relation sera utilisée dans la suite lors de la définition mathématique du volume de la bobine de mode commun.

### 2.2.1.2 Contrainte sur le nombre de couches de la bobine ( $SL$ pour "Single Layer")

Une bobine de mode commun peut éventuellement être composée de plusieurs couches de bobinage. Ceci pourrait réduire le volume du noyau qui sera compensé par le nombre élevé de spires  $N$  occupant toute la surface  $\pi r^2$  de la fenêtre de bobinage du tore. Néanmoins, augmenter le nombre de couches peut réduire considérablement les performances HF de la bobine en augmentant fortement les capacités parasites [72]. Dans ces travaux de recherche et pareillement aux méthodes de dimensionnement étudiées dans la littérature, le nombre de couche est limité à 1 comme le montre la figure 2.24. Ceci permet de créer une nouvelle

limite inférieure sur le rayon intérieur  $r$  appelée dans la suite  $r_{\min 2}$ . Cette contrainte doit aussi respecter l'éventuel espacement minimal entre les spires  $s \geq s_{\min}$ .

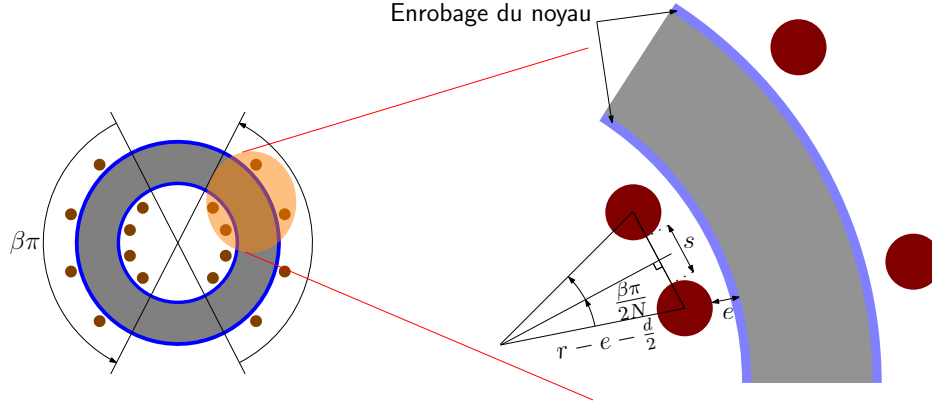


FIGURE 2.24 – Relation entre  $r$  et  $N$  dans une bobine avec une seule couche.

On note ici qu'en fonction de l'application et de la technique de l'enrobage du noyau (résine), l'utilisateur peut définir l'ouverture angulaire intérieure de la bobine avec le coefficient  $\beta$  comme le montre la figure 2.24. Par exemple, si  $\beta$  est égale à 1, alors les spires couvrent toute l'ouverture dans la fenêtre ( $2\pi r$ ). La contrainte sur le nombre de couches est défini par l'équation (2.27) qui met en relation la valeur minimale du rayon  $r_{\min 2}$  et le nombre de spires  $N$ . Cette équation prend en considération l'espacement  $e$  entre les spires et le noyau magnétique qui comprend aussi l'épaisseur de la matière isolante qui couvre le noyau comme le montre la figure 2.24.

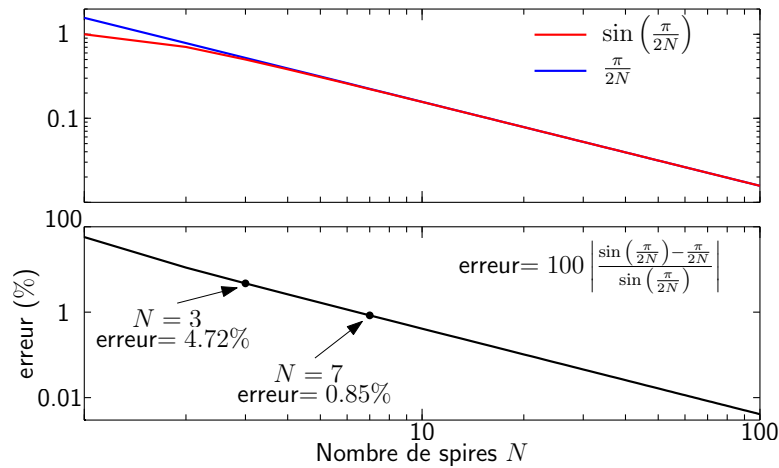
$$s \geq s_{\min} \quad \text{et une seule couche} \quad \Leftrightarrow \quad r \geq r_{\min 2} = \frac{s_{\min} + d}{2 \sin\left(\frac{\beta\pi}{2N}\right)} + \frac{d}{2} + e. \quad (2.27)$$

La relation (2.27) permet de lier  $r_{\min 2}$  à  $N$  avec une composante non linéaire ( $\sin\left(\frac{\beta\pi}{2N}\right)$ ) qui pourrait complexifier le calcul du volume optimal de la bobine. Or, comme le montre la figure 2.25 pour  $\beta = 1$  (pire cas), quand  $N$  est suffisamment grand,  $\sin\left(\frac{\pi}{2N}\right)$  tend vers  $\frac{\pi}{2N}$ . En effet, pour  $N$  égal à 3, l'erreur relative entre  $\sin\left(\frac{\pi}{2N}\right)$  et  $\frac{\pi}{2N}$  est inférieure à 5% et pour  $N = 7$ , l'erreur est inférieure à 1%. Nous verrons dans nos exemples par la suite que  $N$  est généralement supérieure à 10 quand  $r = r_{\min 2}$ .

Ce résultat permet alors de linéariser la relation (2.27) et d'exprimer le rayon intérieur  $r_{\min 2}$  avec une fonction affine qui ne dépend que de  $N$  comme suit :

$$r_{\min 2} = K_1 N + K_2 \quad \text{avec} \quad K_1 = \frac{s_{\min} + d}{\beta\pi} \quad \text{et} \quad K_2 = \frac{d}{2} + e. \quad (2.28)$$

La contrainte de la non saturation  $NS$  définie dans la relation (2.26) (dans ce cas  $K_2 = 0$ ), ainsi que celle sur le nombre de couche  $SL$  (équation (2.28)), sont résumées dans le tableau 2.1. Elle permettent d'exprimer la valeur minimale du rayon intérieur  $r_{\min 1,2}$  seulement en fonction du nombre de spires  $N$ . Nous verrons dans la suite de ce chapitre que


 FIGURE 2.25 – Limite de la linéarisation de la relation (2.27) pour  $\beta = 1$ .

l'optimisation de la géométrie de la bobine de mode commun requiert la minimisation de la valeur du rayon intérieur  $r$  du noyau magnétique, ce qui permet de simplifier l'expression analytique de son volume  $V$ .

Tableau 2.1 – Les contraintes considérées sur la non saturation et sur le nombre de couches.

Contrainte	Condition	$r_{\min 1,2} = K_1 N + K_2$
$NS$ : non saturation	$r \geq r_{\min 1} = \frac{\mu_0 \mu_{Fs} I_{\max}}{2\pi \alpha B_{\text{sat}}} N$	$K_1 = \frac{\mu_0 \mu_{Fs} I_{\max}}{2\pi \alpha B_{\text{sat}}}$ $K_2 = 0$
$SL$ : une seule couche	$r \geq r_{\min 2} = \frac{s_{\min} + d}{\beta \pi} N + \frac{d}{2} + e$	$K_1 = \frac{s_{\min} + d}{\beta \pi}$ $K_2 = \frac{d}{2} + e$

## 2.2.2 Détermination du volume optimal de la bobine de mode commun

Dans cette section, une nouvelle méthode de calcul du volume optimal de la bobine de mode commun est proposée. La méthode est basée sur les contraintes définies dans le paragraphe précédent et sur un calcul de dérivées de l'expression analytique du volume de la bobine par rapport à ses paramètres géométriques.

### 2.2.2.1 Expression analytique du volume de la bobine

Le volume total de la bobine présentée dans la figure 2.23 est défini dans l'équation (2.29) en fonction du rayon extérieur  $R$ , de la hauteur  $h$ , du diamètre du conducteur  $d$  et de l'espacement  $e$  entre les spires et le noyau. Il s'agit du volume du plus petit cylindre dans lequel s'inscrit la bobine avec ses spires, en comptabilisant aussi l'espace vide dans la



fenêtre comme volume occupé. Afin de simplifier le calcul, la distance  $e$  est considérée constante sur tous les cotés du noyau.

$$V = \pi (h + 2d + 2e) (R + d + e)^2. \quad (2.29)$$

Pour une inductance donnée  $L$ , définie dans la relation (2.23), la hauteur  $h$  du matériau magnétique peut être exprimée en fonction du nombre de spires  $N$  et des rayons intérieur  $r$  et extérieur  $R$ . Ainsi, comme le montre l'équation (2.30), le volume  $V$  est une fonction de trois variables :  $N$ ,  $R$  et  $r$ .

$$h = \frac{2\pi L}{\mu_0 \mu_r N^2 \ln\left(\frac{R}{r}\right)} \Rightarrow V = \pi \left( \frac{2\pi L}{\mu_0 \mu_r N^2 \ln\left(\frac{R}{r}\right)} + 2d + 2e \right) (R + d + e)^2. \quad (2.30)$$

La variation du volume  $V$  par rapport au rayon intérieur  $r$ , calculée dans l'équation (2.31), est toujours positive ( $V$  est une fonction croissante avec  $r$ ). Ainsi, la minimisation du volume requiert naturellement le rayon intérieur le plus petit possible.

$$\frac{\partial V}{\partial r} = \frac{2\pi^2 L}{\mu_0 \mu_r r N^2 \ln^2\left(\frac{R}{r}\right)} (R + d + e)^2 > 0 \quad \forall \quad r > 0. \quad (2.31)$$

Or, le rayon interne est borné par des valeurs minimales  $r_{\min 1}$  et  $r_{\min 2}$ , déterminées avec les contraintes de la non saturation  $NS$  et sur le nombre de couches  $SL$ . Ainsi, pour déterminer le volume optimal de la bobine de mode commun tout en respectant les deux contraintes  $NS$  et  $SL$ , le rayon intérieur  $r$  doit être égal à la plus grande des deux valeurs :  $r_{\min 1}$  ou  $r_{\min 2}$ . Dans tous les cas,  $r$  sera alors une fonction affine qui ne dépend que de  $N$  :  $r = K_1 N + K_2$  où  $K_1$  et  $K_2$  varient selon le tableau 2.1 en fonction de la contrainte imposée.

La représentation mathématique du rayon intérieur de la bobine MC en fonction du nombre de spires  $N$  permet de réduire le nombre de variables du volume  $V$  à seulement deux paramètres :  $N$  et  $R$ . Ainsi, le volume peut être exprimé dans la relation suivante :

$$V(R, N) = \pi \left( \frac{2\pi L}{\mu_0 \mu_r N^2 \ln\left(\frac{R}{K_1 N + K_2}\right)} + 2d + 2e \right) (R + d + e)^2. \quad (2.32)$$

Par conséquent, il suffit de trouver le bon couple  $(N, R)$  qui minimise l'expression de  $V$  tout en respectant simultanément les deux contraintes imposées.

### 2.2.2.2 Évolution du volume de la bobine de mode commun avec le rayon extérieur et le nombre de spires

Dans la suite, le nombre de spires  $N$ , ainsi que le rayon extérieur  $R$ , sont considérés comme des variables continues. Ceci permet de définir une méthode analytique qui détermine le volume optimal de la bobine MC. L'erreur engendrée par la discrétisation de  $N$ , qui ne peut physiquement être qu'un nombre entier naturel, sera évaluée à la fin du chapitre.

Afin d'étudier l'évolution du volume de la bobine avec  $R$  et  $N$  (exprimé dans la relation (2.32)), un exemple de dimensionnement est choisi dans le tableau 2.2. Le volume  $V$  sera ainsi étudié pour cet exemple en variant à chaque fois un seul paramètre ( $R$  ou  $N$ ) et en imposant l'une des deux contraintes ( $NS$  ou  $SL$ ). Dans le cas où la contrainte de la non saturation est imposée ( $K_1 = \mu_0 \mu_{Fs} \frac{I_{\max}}{2\pi\alpha B_{\text{sat}}}$  et  $K_2 = 0$ ), un courant MC maximal  $I_{\max}$  est choisi égal à 70 mA. L'ouverture angulaire de bobinage de chaque enroulement est arbitrairement choisie égale à  $\pi$  ( $\beta = 1$ ).

Tableau 2.2 – L'exemple de dimensionnement considéré.

$L = 3.4 \text{ mH}$	$d = 0.8 \text{ mm}$	$s_{\min} = 100 \mu\text{m}$	$e = 100 \mu\text{m}$
$B_{\text{sat}} = 1.2 \text{ T}$	$\alpha = 75 \%$	$\mu_r = 6717$	$\mu_{Fs} = 72000$

Le premier cas étudié consiste à fixer le rayon extérieur  $R$  à une valeur quelconque et étudier la variation du volume  $V$  avec le nombre de spires  $N$ . Quand la contrainte de la non saturation  $NS$  est imposée ( $K_1 = 1.1 \text{ mm/tour}$  et  $K_2 = 0$ ),  $R$  est choisi égal à 15 mm. Quant à la contrainte sur le nombre de couches  $SL$  ( $K_1 = 0.29 \text{ mm/tour}$  et  $K_2 = 0.5 \text{ mm}$ ),  $R$  est choisi égal à 10 mm. Dans les deux cas, il existe une valeur  $N_0$  qui minimise le volume de la bobine de mode commun comme le montre la figure suivante :

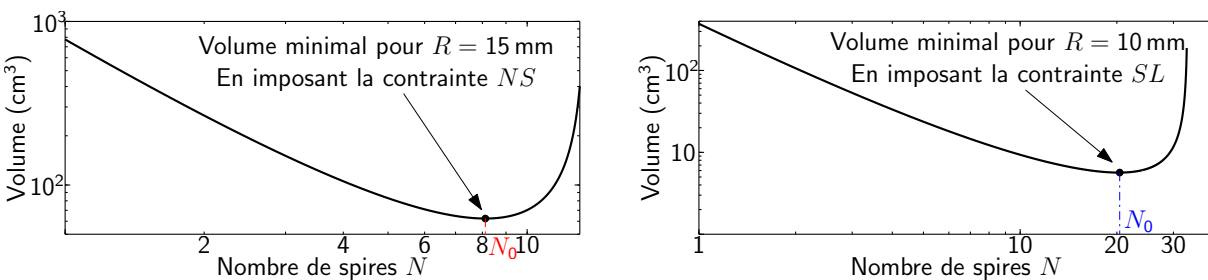


FIGURE 2.26 – Volume minimal pour une valeur de  $R$  donnée et selon la contrainte imposée

Le nombre de spires  $N_0$  dans la figure 2.26 peut être déterminé analytiquement. En effet, la dérivée de  $V$  par rapport à  $N$ , exprimée dans l'équation (2.33), s'annule pour une seule valeur de  $N$ . L'annulation de cette dérivée met en relation le nombre de spire  $N$  et le rayon extérieur  $R$  dans une équation (deuxième ligne de l'équation (2.33)) qui peut être résolue numériquement. Par suite, pour chaque rayon extérieur  $R$ , il existe une valeur de

$N$  qui minimise le volume de la bobine de mode commun.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial V(R, N)}{\partial N} = \frac{2\pi^2 L(R+d+e)^2}{\mu_0 \mu_r N^3 \ln^2\left(\frac{R}{K_1 N + K_2}\right)} \left( \frac{K_1 N}{K_1 N + K_2} - 2 \ln\left(\frac{R_0}{K_1 N + K_2}\right) \right) \\ \frac{\partial V(R, N)}{\partial N} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad R = (K_1 N + K_2) \exp\left(\frac{K_1 N}{2(K_1 N + K_2)}\right). \end{array} \right. \quad (2.33)$$

Le deuxième cas étudié consiste à fixer le nombre de spires à une valeur  $N$  et varier le rayon extérieur  $R$  dans la figure 2.27. L'évolution de  $V$  avec  $R$  pour les deux contraintes imposées ( $N = 6$  pour la contrainte  $NS$  et  $N = 13$  pour la contrainte  $SL$ ) montre l'existence d'un rayon  $R_0$  pour lequel le volume est minimal.

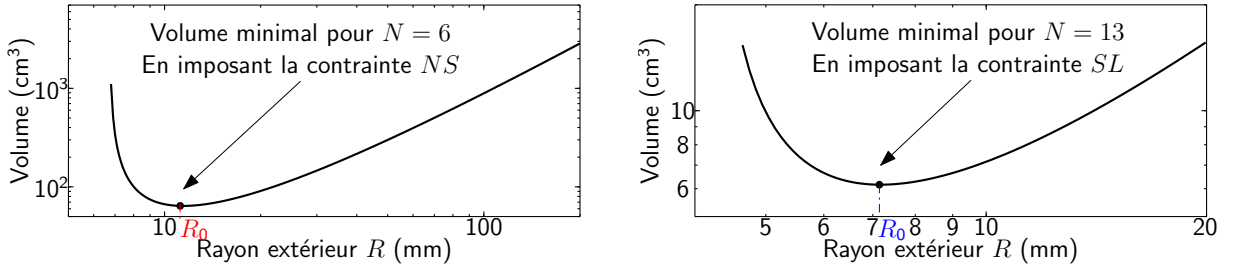


FIGURE 2.27 – Volume minimal pour une valeur de  $N$  donnée.

Comme pour le premier cas, la dérivée de  $V$  par rapport à  $R$  est exprimée dans l'équation suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial V(R, N)}{\partial R} = \frac{2\pi(R+d+e)}{\ln^2\left(\frac{R}{K_1 N + K_2}\right)} \left[ 2(d+e) \ln^2\left(\frac{R}{K_1 N + K_2}\right) \right. \\ \quad \left. + \frac{2\pi L}{\mu_0 \mu_r N^2} \ln\left(\frac{R}{K_1 N + K_2}\right) - \frac{(d+e)\pi L}{\mu_0 \mu_r N^2} \left(\frac{1}{d+e} + \frac{1}{R}\right) \right] \\ \frac{\partial V(R, N)}{\partial R} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad 2(d+e) \ln^2\left(\frac{R}{K_1 N + K_2}\right) + \frac{2\pi L}{\mu_0 \mu_r N^2} \ln\left(\frac{R}{K_1 N + K_2}\right) \\ \quad - \frac{(d+e)\pi L}{\mu_0 \mu_r N^2} \left(\frac{1}{d+e} + \frac{1}{R}\right) = 0. \end{array} \right. \quad (2.34)$$

Son annulation met en relation les deux paramètres  $R$  et  $N$  dans une équation qui peut se résoudre numériquement. Ainsi, pour chaque nombre de spires  $N$ , il existe un rayon extérieur  $R > r$  qui minimise le volume  $V$  de la bobine.

### 2.2.2.3 Détermination analytique de la géométrie optimale de la bobine

Pour les deux cas étudiés dans le paragraphe précédent, les évolutions du volume  $V$  de la bobine de mode commun en fonction de plusieurs valeurs de  $R$  et de  $N$  sont présentées dans la figure 2.28. Ces évolutions de  $V$  montrent clairement l'existence d'un couple  $(N_{\text{opt}}^{\text{NS}}, R_{\text{opt}}^{\text{NS}})$  ou  $(N_{\text{opt}}^{\text{SL}}, R_{\text{opt}}^{\text{SL}})$  selon la contrainte imposée (et donc, selon les valeurs de  $K_1$  et de  $K_2$  utilisées dans les équations) qui optimise le volume de la bobine.

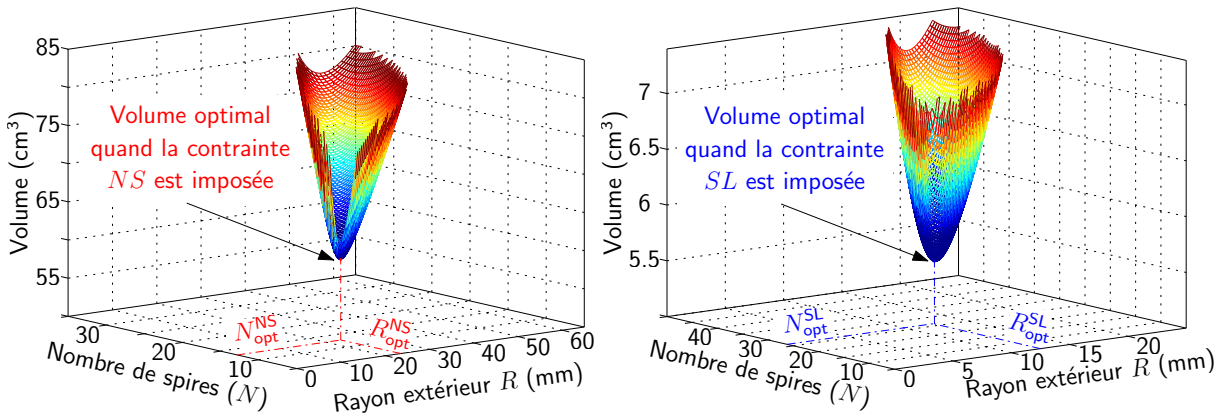


FIGURE 2.28 – Évolution du volume de la bobines de mode commun avec  $R$  et  $N$  quand les contraintes  $NS$  ou  $SL$  sont imposées.

Les valeurs de  $R_{\text{opt}}$  et  $N_{\text{opt}}$  peuvent être déterminées en résolvant le système d'équations (2.35), obtenu à partir l'égalité  $\frac{\partial V}{\partial N} = \frac{\partial V}{\partial R} = 0$ . Les valeurs de  $K_1$  et  $K_2$  sont déterminées à partir du tableau 2.1 en fonction de la contrainte imposée.

$$\left\{ \begin{array}{l} \left( \frac{K_1 N_{\text{opt}}}{K_1 N_{\text{opt}} + K_2} \right)^2 + \frac{2\pi L K_1}{\mu_0 \mu_r (d+e)} - \frac{2\pi L}{\mu_0 \mu_r N_{\text{opt}}^2} \left( \frac{1}{d+e} + \frac{\exp\left(\frac{-K_1 N_{\text{opt}}}{2(K_1 N_{\text{opt}} + K_2)}\right)}{K_1 N_{\text{opt}} + K_2} \right) = 0 \\ R_{\text{opt}} = (K_1 N_{\text{opt}} + K_2) \exp\left(\frac{K_1 N_{\text{opt}}}{2(K_1 N_{\text{opt}} + K_2)}\right) \\ r_{\text{opt}} = K_1 N_{\text{opt}} + K_2 \\ h_{\text{opt}} = \frac{2\pi L}{\mu_0 \mu_r N_{\text{opt}}^2 \ln\left(\frac{R_{\text{opt}}}{r_{\text{opt}}}\right)} = \frac{4\pi L (K_1 N_{\text{opt}} + K_2)}{\mu_0 \mu_r K_1 N_{\text{opt}}^3} \end{array} \right. \quad (2.35)$$

Ce système d'équation, qui n'est valable qu'à la valeur optimale du volume de la bobine de mode commun (voir figure 2.28), est déterminé en injectant la relation (2.33) entre  $R$  et  $N$  dans l'équation (2.34). Ceci permet définir une relation qui ne dépend que de  $N$  (première ligne de l'équation (2.35)) qui peut être résolue numériquement. Une fois la valeur de  $N_{\text{opt}}$  déterminée,  $R_{\text{opt}}$  peut être déduite de la deuxième ligne de la même équation. On note ici que la méthode d'optimisation proposée est très rapide (quasiment instantanée) grâce aux résolutions effectuées a priori.

### Cas particulier

Quand la contrainte de la non saturation  $NS$  est imposée lors du calcul du volume optimal de la bobine de mode commun, le coefficient  $K_2$  est nul. Ceci permet de simplifier le système d'équation (2.35), définissant ainsi de nouvelles relations, présentées dans l'équation (2.36), qui lient analytiquement les différents paramètres géométriques de la bobine. En effet, avec la contrainte  $NS$ , le rapport entre les rayons extérieur  $R_{\text{opt}}$  et intérieur  $r_{\text{opt}}$  est égal à  $e^{\frac{1}{2}}$  ( $K_2 = 0$  dans la deuxième ligne de l'équation (2.35)). Quant à la hauteur du noyau  $h_{\text{opt}}$ , elle est égale au double du rayon extérieur  $R_{\text{opt}}$ . Ceci est démontrable en introduisant  $h_{\text{opt}}$  et  $R_{\text{opt}}$  dans la première ligne de l'équation (2.35).

$$\left\{ \begin{array}{l} N_{\text{opt}} = \left( \frac{4\alpha\pi^2 B_{\text{sat}} L}{\mu_0^2 \mu_r \mu_{\text{Fs}} I_{\text{max}}} \right)^{\frac{1}{3}} \exp\left(-\frac{1}{6}\right) \\ r_{\text{opt}} = \left( \frac{\mu_0 \mu_{\text{Fs}}^2 L}{2\pi \mu_r \alpha^2 B_{\text{sat}}^2} I_{\text{max}}^2 \right)^{\frac{1}{3}} \exp\left(-\frac{1}{6}\right) \\ R_{\text{opt}} = r_{\text{opt}} \exp\left(\frac{1}{2}\right) = \left( \frac{\mu_0 \mu_{\text{Fs}}^2 L}{2\pi \mu_r \alpha^2 B_{\text{sat}}^2} I_{\text{max}}^2 \right)^{\frac{1}{3}} \exp\left(\frac{1}{3}\right) \\ h_{\text{opt}} = 2R_{\text{opt}} = \left( \frac{4\mu_0 \mu_{\text{Fs}}^2}{\pi \mu_r \alpha^2 B_{\text{sat}}^2} I_{\text{max}}^2 \right)^{\frac{1}{3}} \exp\left(\frac{1}{3}\right). \end{array} \right. \quad (2.36)$$

Ces nouvelles relations montrent l'effet de la contrainte de saturation sur la forme de la bobine de mode commun dont le noyau s'inscrit alors dans un cube ( $h_{\text{opt}} = 2R_{\text{opt}}$ ) et sur le rapport constant entre les deux rayons  $R_{\text{opt}}$  et  $r_{\text{opt}}$  ( $\frac{R_{\text{opt}}}{r_{\text{opt}}} = e^{\frac{1}{2}}$ ). Dans le chapitre suivant, nous démontrons que, quand le noyau est dimensionné avec la contrainte de la non saturation  $NS$ , il est préférable de surdimensionner la valeur de l'inductance afin de sortir de cette contrainte et réduire volume de la bobine de mode commun.

### 2.2.3 Méthode de dimensionnement par optimisation du filtre de mode commun

Le dimensionnement par optimisation du volume du filtre de mode commun avec la méthode proposée passe par deux phases : définition des paramètres d'entrée de la procédure de dimensionnement (calculs de la section 2.1) et détermination de la géométrie optimale de la bobine en respectant les deux contraintes  $NS$  et  $SL$  considérées (calculs de la section 2.2). Ces deux phases seront détaillées dans la suite de cette section.

#### 2.2.3.1 Paramètres d'entrée de la procédure d'optimisation

Comme expliqué dans la première section de ce chapitre, le type du matériau magnétique est une entrée de la procédure d'optimisation de la bobine du filtre mode commun. Ainsi, la perméabilité complexe  $\bar{\mu}_r = \mu'_r - j\mu''_r$  et la densité de flux de saturation du noyau magnétique  $B_{\text{sat}}$  sont supposées connues (par exemple, à partir des données fournies par le constructeur). La question du choix du matériau dans l'optimisation du volume de la bobine fait l'objet des perspectives de ces travaux de recherche.

Les “paramètres d'entrée” de la méthode proposée sont présentés en partie haute de la figure 2.29. Le circuit électrique équivalent de mode commun de la chaîne de conversion, présenté dans la section 2.1.1, permet de mettre le courant de mode commun  $I_{\text{MC}}$  en relation mathématique dans l'équation (2.4). Cette relation prend en considération toutes les impédances MC de la chaîne ainsi que l'évolution avec la fréquence de la perméabilité complexe du matériau magnétique. Elle permet ensuite de déterminer la valeur minimale de l'inductance  $L_{\text{BF}}^{\text{min}}$  qui permet de respecter la norme CEM pour chaque valeur de capacité équivalente  $C_Y$  avec les relations (2.19) et (2.20).

Pour une valeur donnée de capacité équivalente  $C_Y$  et une inductance  $L_{\text{BF}} \geq L_{\text{BF}}^{\text{min}}(C_Y)$ , le spectre du courant de mode commun  $I_{\text{MC}}$  peut être déterminé avec l'équation (2.4). Ainsi, sa valeur maximale  $I_{\text{max}}$  peut être déduite par une transformée de Fourier inverse (IFFT) comme suit :

$$I_{\text{max}} = \max |\text{IFFT}(I_{\text{MC}}(\omega))| \quad (2.37)$$

La procédure de dimensionnement du volume de la bobine de mode commun présentée dans cette section requiert deux valeurs de perméabilités : la perméabilité  $\mu_r$ , déterminée à la fréquence à laquelle l'inductance  $L_{\text{BF}}$  est calculée et la perméabilité  $\mu_{\text{Fs}}$ , obtenue à la fréquence de commutation  $F_s$ , avec laquelle la densité de flux maximale  $B_{\text{max}}$  est calculée. Les autres “paramètres d'entrée” de l'organigramme présenté dans la partie en haut de figure 2.29 sont  $d$ ,  $e$ ,  $s_{\text{min}}$ ,  $\alpha$  et  $\beta$ . Le diamètre  $d$  du conducteur, comme expliqué au début de la section 2.2, est déterminé à partir du courant différentiel. La distance  $e$  entre le noyau et la spire en prenant en considération l'épaisseur de l'isolant (enrobage diélectrique du noyau) est déterminée depuis les données du constructeur et choisie comme une entrée constante. L'espacement minimal entre les spires  $s_{\text{min}}$  est choisi constant. Son effet sur les capacités parasites de la bobine de mode commun sera étudié dans le quatrième chapitre.

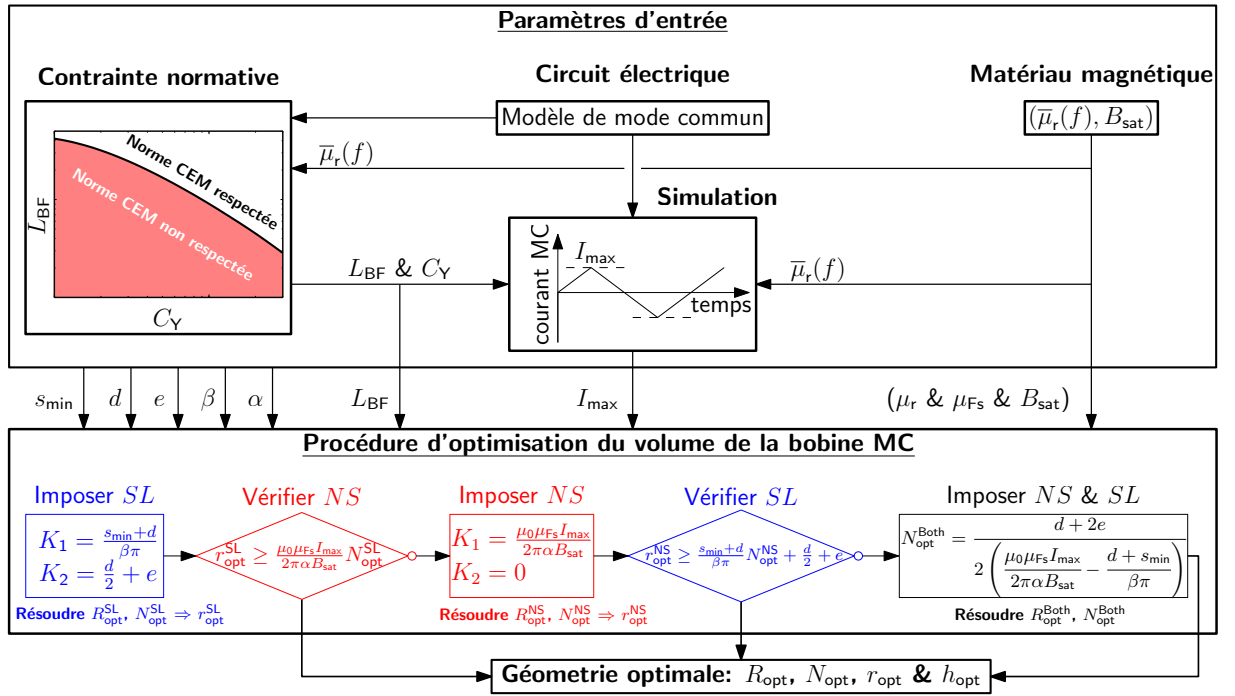


FIGURE 2.29 – Procédure d’optimisation du volume de la bobine de mode commun.

Enfin, le coefficient  $\beta$  de l’ouverture angulaire et la marge de sécurité par rapport à  $B_{\text{sat}}$  sont fixés par l’utilisateur en fonction des besoins de l’application. Ainsi, toutes les grandeurs nécessaires à la procédure d’optimisation du volume de la bobine MC sont définies et les étapes de la détermination de la géométrie optimale de la bobine seront présentées dans le paragraphe suivant.

### 2.2.3.2 Procédure d’optimisation du volume de la bobine de mode commun

La “procédure d’optimisation du volume de la bobine de mode commun” est présentée dans la partie basse de la figure 2.29. Cette méthode permet de déterminer le volume optimal de la bobine de mode commun tout en respectant les deux contraintes de la non saturation  $NS$  et celle sur le nombre de couches  $SL$ .

Le rayon intérieur  $r$  devant être égal à l’une des deux bornes inférieures définies par les contraintes  $NS$  et  $SL$  (tableau 2.1), le dimensionnement commence par supposer que le matériau n’est pas saturé ( $NS$  est satisfaite) et donc par imposer la contrainte sur le nombre de couches  $SL$ . Ainsi, le rayon intérieur est égal à  $r_{\text{min}2} = K_1 N + K_2$  qui est une fonction affine en  $N$ , déterminée dans la relation (2.28). Les valeurs optimales  $N_{\text{opt}}^{\text{SL}}$  et  $R_{\text{opt}}^{\text{SL}}$  sont alors déterminées avec la résolution du système d’équations de la relation (2.35).

Cependant, imposer la contrainte  $SL$  conduit à déterminer la géométrie optimale de la bobine sans considérer la valeur maximale du courant  $I_{\text{max}}$  ce qui pourrait engendrer des problèmes de saturation du noyau magnétique. Ainsi, la contrainte de la non saturation  $NS$  doit être vérifiée (test en rouge dans l’organigramme de la figure 2.29). Ceci est

possible en comparant le rayon intérieur  $r_{\text{opt}}^{\text{SL}} = r_{\text{min}2}(N_{\text{opt}}^{\text{SL}})$  à la fonction linéaire  $r_{\text{min}1}(N)$  définie dans l'équation (2.26) comme le montre la figure 2.30(a). Si  $r_{\text{opt}}^{\text{SL}} \geq r_{\text{min}1}(N_{\text{opt}}^{\text{SL}})$ , la contrainte  $NS$  est satisfaite. La procédure d'optimisation prend alors fin et le couple  $(N_{\text{opt}}^{\text{SL}}, R_{\text{opt}}^{\text{SL}})$  donne le volume optimal de la bobine.

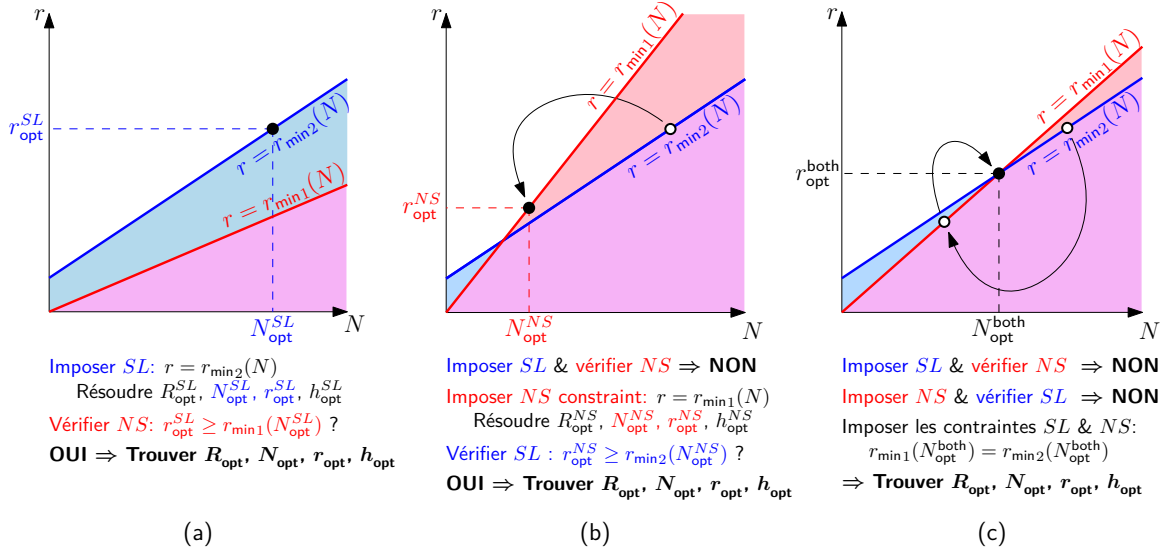


FIGURE 2.30 – Différentes étapes de l'optimisation du volume de la bobine de mode commun.

Dans le cas où la contrainte  $NS$  n'est pas respectée, la procédure de dimensionnement continue en imposant cette fois la contrainte de la non saturation  $NS$ . Le rayon intérieur est égal cette fois à  $r_{\text{min}1}$  qui est une fonction linéaire en  $N$  (relation (2.26)). Les valeurs optimales  $N_{\text{opt}}^{\text{NS}}$  et  $R_{\text{opt}}^{\text{NS}}$  sont alors calculées avec la même relation (2.35). Comme pour le premier cas, la géométrie de la bobine est déterminée en vérifiant une seule contrainte. Ainsi, la contrainte sur le nombre de couches  $SL$  doit être vérifiée en comparant cette fois  $r_{\text{opt}}^{\text{NS}} = r_{\text{min}1}(N_{\text{opt}}^{\text{NS}})$  à la fonction affine  $r_{\text{min}2}(N)$  comme le montre la figure 2.30(b).

Dans la plupart des cas, imposer la contrainte  $NS$  augmente naturellement l'espacement entre les spires  $s$  au dessus de sa valeur minimale  $s_{\text{min}}$ , satisfaisant ainsi la contrainte sur le nombre de couche ( $r_{\text{opt}}^{\text{NS}} \geq r_{\text{min}2}(N_{\text{opt}}^{\text{NS}})$ ). Néanmoins, dans le cas contraire présenté dans la figure 2.30(c), il est possible d'imposer les deux contraintes  $NS$  et  $SL$  en même temps. Ceci correspond à l'intersection entre les deux droites  $r_{\text{min}2}$  et  $r_{\text{min}1}$  en un nouveau nombre de spires optimal appelé  $N_{\text{opt}}^{\text{Both}}$  qui peut être déterminée analytiquement avec la relation suivante :

$$\begin{aligned}
 r_{\text{min}2}(N_{\text{opt}}^{\text{Both}}) = r_{\text{min}1}(N_{\text{opt}}^{\text{Both}}) &\Rightarrow \frac{s_{\text{min}} + d}{\beta\pi} N_{\text{opt}}^{\text{Both}} + \frac{d}{2} + e = \frac{\mu_0 \mu_{\text{Fs}} I_{\text{max}}}{2\pi\alpha B_{\text{sat}}} N_{\text{opt}}^{\text{Both}} \\
 &\Rightarrow N_{\text{opt}}^{\text{Both}} = \frac{d + 2e}{2 \left( \frac{\mu_0 \mu_{\text{Fs}} I_{\text{max}}}{2\pi\alpha B_{\text{sat}}} - \frac{d + s_{\text{min}}}{\beta\pi} \right)}. \tag{2.38}
 \end{aligned}$$



Ensuite, le rayon extérieur optimal, appelé  $R_{\text{opt}}^{\text{Both}}$ , est déterminé numériquement avec la relation (2.34). Bien que  $R_{\text{opt}}^{\text{Both}}$  ne puisse pas être calculé avec l'équation (2.35) ou (2.36), le rapport entre les rayons extérieur et intérieur optimaux, quand les deux contraintes sont imposées en même temps, reste quasiment égal à  $e^{\frac{1}{2}}$  car la dérivée de  $V$  par rapport à  $N$  est très proche de zéro pour la valeur de  $N_{\text{opt}}^{\text{Both}}$ , indiquant que le volume obtenu dans ce cas est approximativement le même lorsqu'on impose la contrainte  $NS$ . La figure 2.30 synthétise les différentes étapes de l'algorithme proposé pour l'optimisation du volume de la bobine MC.

Une fois le nombre de spires optimal  $N_{\text{opt}}$  et le rayon extérieur optimal  $R_{\text{opt}}$  déterminés avec l'organigramme de la figure 2.29, les autres paramètres géométriques de la bobine de mode commun peuvent être déduits avec la relation (2.39). Par conséquent, pour toute inductance  $L_{\text{BF}}$  qui permet de respecter la norme CEM, le volume optimal de la bobine de mode commun peut être déterminé tout en respectant le nombre de couches et l'influence du circuit électrique à travers  $I_{\text{max}}$  sur la saturation du matériau magnétique.

$$\left\{ \begin{array}{l} N_{\text{opt}} = N_{\text{opt}}^{\text{SL}} \quad \text{ou} \quad N_{\text{opt}}^{\text{NS}} \quad \text{ou} \quad N_{\text{opt}}^{\text{Both}} \\ R_{\text{opt}} = R_{\text{opt}}^{\text{SL}} \quad \text{ou} \quad R_{\text{opt}}^{\text{NS}} \quad \text{ou} \quad R_{\text{opt}}^{\text{Both}} \\ r_{\text{opt}} = K_1 N_{\text{opt}} + K_2 \\ h_{\text{opt}} = \frac{2\pi L_{\text{BF}}}{\mu_0 \mu_r N_{\text{opt}}^2 \ln \left( \frac{R_{\text{opt}}}{r_{\text{opt}}} \right)}. \end{array} \right. \quad (2.39)$$

Dans la section suivante, la méthode d'optimisation du volume de la bobine de mode commun proposée sera validée expérimentalement avec quatre exemples de dimensionnement, montrant ainsi l'effet de chaque contrainte sur la géométrie et le volume de la bobine de mode commun.

## 2.3 Validation expérimentale

Dans cette section, la méthode de dimensionnement proposée est appliquée sur une chaîne de conversion DC-DC, présentée dans la figure 2.31, pour plusieurs points de fonctionnements. Cette chaîne de conversion est composée d'un RSIL (NNBM 8126 A) dont l'impédance MC est présentée dans la figure 2.15 (courbe en bleu), un hacheur série fonctionnant à une fréquence de commutation  $F_s$  et un rapport cyclique  $D$  variables, et une charge R-L connectée au convertisseur à travers un câble blindé de longueur 28 mètres. L'impédance de mode commun de la charge connectée au câble est présentée dans la figure 2.15 (courbe en rouge). La norme CEM choisie est la norme aéronautique DO-160 catégorie B appliquée uniquement au courant de mode commun  $I_{\text{MC}}$  ( $I_{\text{MC}}$  est mesuré avec une pince de courant sur les deux fils, ensemble, qui connectent le RSIL à la chaîne de conversion).

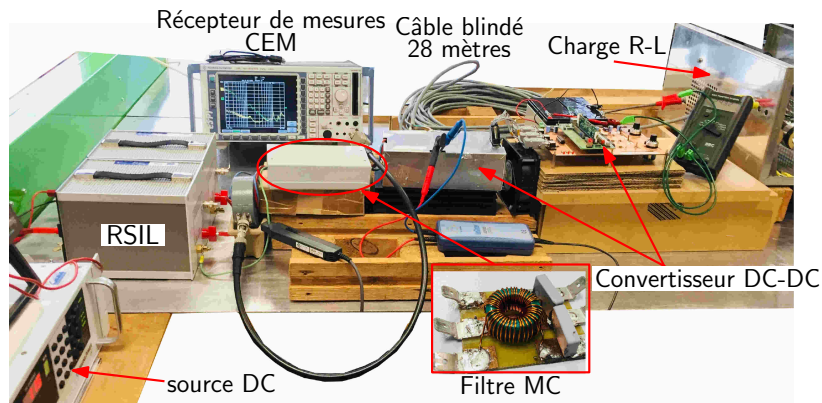


FIGURE 2.31 – Chaîne de conversion utilisée pour la validation expérimentale.

Les objectifs de cette section sont comme suit :

- Le modèle de mode commun proposé dans la section 2.1.1 doit être validé expérimentalement. Ainsi, pour chaque mesure du courant de mode commun  $I_{MC}$  dans le point de fonctionnement du convertisseur, le courant calculé devra suivre celui mesuré, en utilisant un récepteur de mesure CEM, avec une bonne précision jusqu'à au moins 2 MHz.
- Les essais expérimentaux doivent valider la méthode proposée dans la section 2.1.4 pour la détermination de la valeur d'inductance minimale  $L_{BF}^{\min}$  qui permet de respecter la contrainte normative pour chaque capacité équivalente  $C_Y$ .
- Les essais expérimentaux doivent valider la méthode proposée dans la section 2.2 pour le calcul du volume optimal de la bobine de mode commun en tenant compte de la saturation du matériau magnétique. Quand le noyau magnétique est dimensionné avec la contrainte de la non saturation  $NS$ , une augmentation modérée du courant maximal  $I_{\max}$  devra être suffisante pour saturer le matériau magnétique. Pour cette raison, tous les filtres réalisés seront dimensionnés pour un rapport cyclique égal à 20 % : c'est à dire que la norme CEM devra être respectée sans aucune marge à cette valeur de  $D$ . Afin de mettre en évidence le dimensionnement avec la contrainte  $NS$ , une légère augmentation du rapport cyclique  $D$  augmente le niveau du courant  $I_{MC}$  permettant ainsi de saturer le noyau magnétique.
- Les essais expérimentaux permettent de valider l'hypothèse selon laquelle la saturation de la bobine MC est due au courant MC et non pas à l'influence du courant MD lié aux champs de fuites. Ceci est possible grâce au choix du rapport cyclique dans le point précédent. En effet, le courant de mode commun est, dans l'idéal, le même pour  $D = 20\%$  et pour  $D = 80\%$  mais celui du mode différentiel est multiplié par quatre (en DC). Ainsi, il suffit de montrer que le noyau magnétique respecte la norme pour  $D = 20\%$  (courant MD relativement faible), sature pour une faible augmentation du rapport cyclique (courant MD relativement faible) et ne sature pas quand  $D = 80\%$  (courant MD multiplié par quatre).

Pour tous les points de dimensionnement choisis, l'ouverture angulaire de bobinage est choisie égale à  $\pi$  ( $\beta = 1$ ), le diamètre  $d$  du conducteur est égal à 0.8 mm et l'espa-

cement minimal entre les spires  $s_{\min}$  est fixé arbitrairement à 0.1 mm. La méthode de dimensionnement proposée sera appliquée avec deux types de matériaux magnétiques : un ferrite de type T35 fabriqué par EPCOS et un nanocristallin fabriqué par APERAM. La distance  $e$  entre le noyau et les spires est égale, en fonction des données du constructeur, à 0.2 mm pour le nanocristallin et 0.5 mm pour le ferrite. Pour chaque dimensionnement, la fréquence de commutation du convertisseur  $F_s$  est choisie afin de pouvoir faire des dimensionnements en appliquant des contraintes différentes ( $NS$  ou  $SL$ ). En effet, le troisième chapitre montrera l'influence de  $F_s$  sur l'optimisation du volume de la bobine de mode commun.

### 2.3.1 Dimensionnement avec un matériau magnétique de type nanocristallin

Le premier matériau magnétique choisi est un nanocristallin fabriqué par APERAM (Nanophy). Sa perméabilité complexe utilisée dans la procédure de calcul de l'inductance minimale  $L_{BF}^{\min}$  et du volume optimal de la bobine est présentée dans la figure 2.16. La densité de flux de saturation de ce matériau est  $B_{\text{sat}} = 1.2 \text{ T}$ . Une marge de sécurité de 25 % ( $\alpha = 75 \%$ ) sur  $B_{\text{sat}}$  est prise en compte lors du dimensionnement de la bobine.

Dans la suite, deux fréquences de commutation  $F_s$  du convertisseur sont choisies : 15 kHz et 20 kHz. La première fréquence permet de faire une optimisation du volume de la bobine avec la contrainte de la non saturation  $NS$ . Pour la deuxième fréquence de commutation, la bobine MC sera optimisée avec la contrainte sur le nombre de couches  $SL$ .

#### 2.3.1.1 Dimensionnement avec la contrainte de la non saturation

Le convertisseur de la chaîne de conversion présentée dans la figure 2.31 commute avec une fréquence  $F_s = 15 \text{ kHz}$  et un rapport cyclique  $D = 20 \%$ . Le spectre du courant de mode commun sans filtre ainsi que celui de mode différentiel sont mesurés avec un récepteur de mesure CEM et sont présentés dans la figure 2.32. Cette figure montre un écart d'environ 40 dB entre les deux courants mesurés dans la bande de fréquences entre 150 kHz et 2 MHz ( $I_{MC} \approx 100 I_{MD}$ ), ce qui valide le choix de concentrer les efforts de dimensionnement sur l'atténuation du courant MC. De plus, contrairement au niveau de  $I_{MC}$ , le courant de mode différentiel est légèrement au dessus du gabarit de la norme, ce qui permet de l'atténuer avec un simple condensateur Cx tout en exploitant l'inductance de fuite de la bobine MC.

Dans la figure 2.32, les courants de mode commun  $I_{MC}$  sans filtre, calculé et mesuré, montrent une bonne concordance entre eux dans une large bande de fréquences. Ce résultat valide alors le modèle proposé dans la première section de ce chapitre, ce qui permet de procéder au dimensionnement du filtre MC.

#### Calcul du volume optimal de la bobine MC

Le courant de mode commun, calculé avec l'équation (2.4) et comparé au gabarit de la

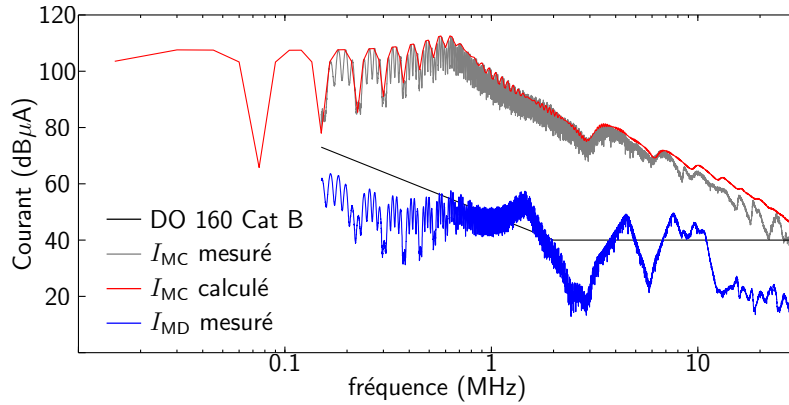


FIGURE 2.32 – Courant de mode différentiel mesuré et le courant de mode commun sans filtre mesuré et calculé.

norme DO-160 catégorie B, a permis de calculer les valeurs minimales de l'inductance  $L_{BF}^{\min}$  qui permettent de respecter la norme pour plusieurs valeurs de  $C_Y$  entre 10 nF et 300 nF en utilisant la méthode décrite dans la figure 2.29. Dans ce calcul, les éléments parasites équivalents de mode commun  $l_s$  et  $r_s$  associés aux capacités équivalentes  $C_Y$  dans l'équation (2.14) sont considérés constants égaux à 2.5 nH et 20 mΩ. Ensuite, pour chaque valeur de  $C_Y$ , l'inductance minimale  $L_{BF}^{\min}$  est calculée et présentée dans la figure 2.33 (courbe en haut à gauche). Les inductances minimales qui permettent de respecter la norme dans cette figure sont ramenées à une fréquence de référence, choisie égale à 1 kHz. Comme pour l'exemple présenté dans la figure 2.21, l'inductance  $L_{BF}^{\min}$ , déduite de la valeur de  $A^{\dim}$ , est déterminée à une fréquence de dimensionnement  $f_{\dim}$  qui varie de manière discontinue avec la valeur de la capacité équivalente  $C_Y$ , créant ainsi la forme en lobes observée dans cette évolution de  $L_{BF}^{\min}$  en fonction de  $C_Y$ .

La seconde étape consiste à appliquer la procédure d'optimisation du volume de la bobine MC, présentée dans la figure 2.29, sur toutes les inductances minimales qui permettent de respecter la contrainte normative. Pour toutes les valeurs de  $L_{BF}^{\min}$  dans cet exemple, la bobine MC ne peut pas être dimensionnée avec la contrainte sur le nombre de couches  $SL$  car celle de non saturation  $NS$  ne serait pas respectée. Ainsi, la procédure de dimensionnement décrite dans la figure 2.29 impose la contrainte  $NS$  ( $K_1 = \frac{\mu_0 \mu_{Fs} I_{\max}}{2\pi \alpha B_{\text{sat}}}$  et  $K_2 = 0$ ) pour toutes ces valeurs d'inductances. L'évolution du volume optimal de la bobine (courbe en rouge) qui diminue avec la diminution de  $L_{BF}^{\min}$  (augmentation de  $C_Y$ ), ainsi que sa géométrie optimale ( $N_{\text{opt}}$ ,  $R_{\text{opt}}$ ,  $r_{\text{opt}}$  et  $h_{\text{opt}}$ ) sont présentées dans la figure 2.33 (courbes en rouge).

### Effet de la discrétisation du nombre de spires

La méthode proposée dans la section 2.2 est basée sur un calcul des dérivées du volume  $V$  de la bobine par rapport au nombre de tours  $N$  et au rayon extérieur  $R$ . Ainsi,  $N$  est considéré comme une variable continue contrairement à la nature du nombre de spires qui ne peut être qu'un nombre entier positif. La méthode de dimensionnement a donc été adaptée afin que ses résultats soient physiquement réalisables : le nombre de spires optimal

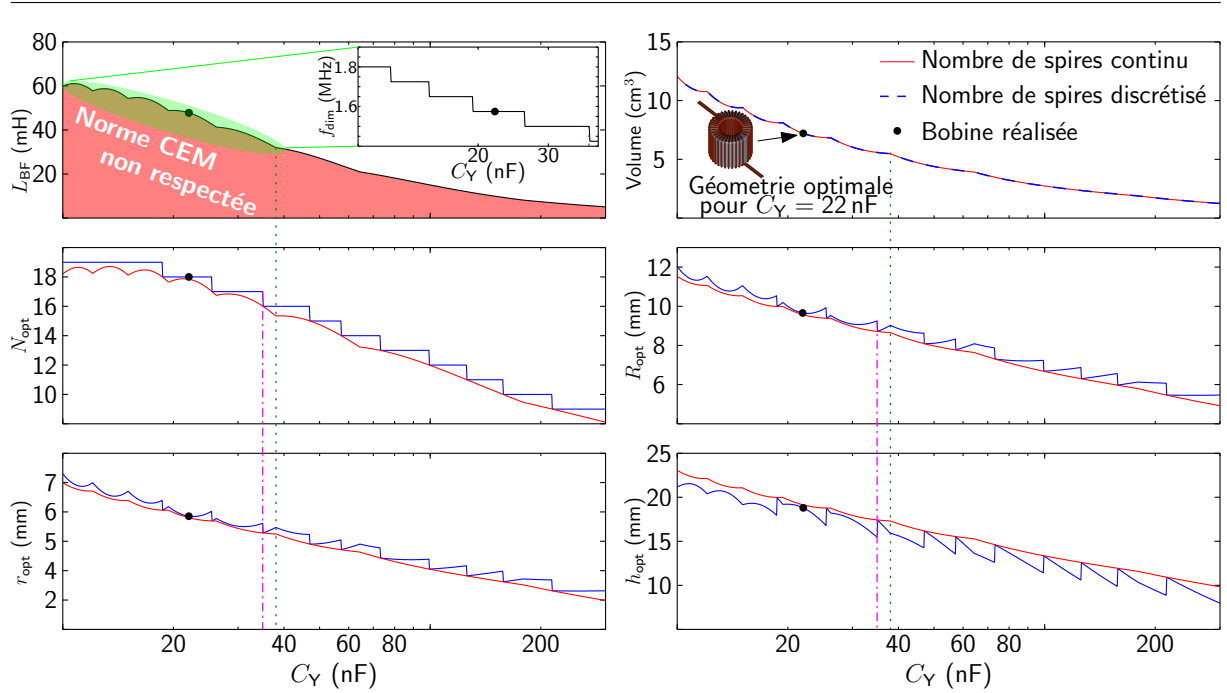


FIGURE 2.33 – Évolution de l’inductance minimale, du volume optimal et de la géométrie optimale de la bobine de mode commun en fonction de la capacité équivalente  $C_Y$ .

est choisi égal à la partie entière de celui calculé avec la première ligne de l’équation (2.35) plus 1 ( $N_{\text{opt}} \leftarrow \lfloor N_{\text{opt}} \rfloor + 1$ ). Ensuite, le rayon extérieur optimal  $R_{\text{opt}}$ , ainsi que  $h_{\text{opt}}$  et  $r_{\text{opt}}$ , sont calculés avec la même équation (2.35) et la nouvelle valeur de  $N_{\text{opt}}$ .

La nouvelle évolution de la géométrie optimale de la bobine de mode commun après la discrétisation de  $N_{\text{opt}}$  est présentée dans la figure 2.33 (courbes en bleu). Cette discrétisation de  $N_{\text{opt}}$  a engendré une augmentation de  $R_{\text{opt}}$  et  $r_{\text{opt}}$  avec une variation en fonction de  $C_Y$  qui dépend à la fois de la discontinuité du nombre de spires et de la variation  $L_{\text{BF}}^{\text{min}}$  liée à la fréquence de dimensionnement  $f_{\text{dim}}$  comme le montre la figure 2.33 (avec des trait interrompus aux variations de  $N_{\text{opt}}$  et  $f_{\text{dim}}$ ). Dans cet exemple de calcul, le volume de la bobine de mode commun est dimensionné avec la contrainte de la non saturation (et donc  $R_{\text{opt}} = r_{\text{opt}} e^{\frac{1}{2}}$ ). Ainsi, la variation de la hauteur optimale  $h_{\text{opt}}$  avec  $C_Y$  dépend uniquement de  $N_{\text{opt}}$  et  $L_{\text{BF}}^{\text{min}}$  ( $h_{\text{opt}} = \frac{4\pi L_{\text{BF}}^{\text{min}}}{\mu_0 \mu_r N_{\text{opt}}^2}$ ), expliquant ainsi la diminution de  $h_{\text{opt}}$  par rapport aux valeurs précédentes (courbe en rouge). Enfin, la discrétisation du nombre de spires  $N_{\text{opt}}$ , malgré son effet sur les paramètres géométriques de la bobine, n’a pas modifié l’évolution de son volume optimal avec  $C_Y$  dans le calcul présenté.

### Essais expérimentaux avec le filtre dimensionné

La bobine de mode commun réalisée pour la validation expérimentale a été choisie pour une valeur de capacité équivalente  $C_Y = 22 \text{ nF}$  (deux condensateurs de  $11 \text{ nF}$ ). L’inductance minimale qui permet de respecter la norme pour cette valeur de  $C_Y$  est  $L_{\text{BF}}^{\text{min}} = 47.8 \text{ mH}$ . Son volume optimal est égal à  $7.21 \text{ cm}^3$  et le courant MC maximal calculé est

$I_{\max} = 32$  mA. La géométrie optimale de la bobine de mode commun ainsi que celle réalisée à partir des tores commercialement disponibles (référence : 099 08 1 E3) sont données dans le tableau suivant :

Tableau 2.3 – Comparaison entre la géométrie optimale et réalisée de la bobine MC.

	$N_{\text{opt}}$	$R_{\text{opt}}$	$r_{\text{opt}}$	$h_{\text{opt}}$
Géométrie optimale	18 spires	9.65 mm	5.8 mm	18.8 mm
Géométrie réalisée	18 spires	10 mm	6.25 mm	16 mm

Le filtre de mode commun réalisé est présenté dans la figure 2.34(a). Au point de fonctionnement de la chaîne de conversion, c'est à dire pour une tension  $V_{\text{DC}} = 540$  V et  $D = 20\%$ , le spectre du courant de mode commun, présenté dans la figure 2.34(b) (courbe en bleu), est juste en dessous du gabarit de la norme à la fréquence de dimensionnement  $f_{\text{dim}}$  calculée égale à 1.58 MHz. Ceci valide alors le calcul de l'inductance minimale  $L_{\text{BF}}^{\min}$  qui permet de respecter la norme dans la bande de fréquences considérée, et ce malgré la variation rapide de la perméabilité relative du matériau magnétique utilisé. On note ici qu'à cause de cette diminution rapide de  $\mu_r$  avec la fréquence, la valeur de l'inductance  $L_{\text{BF}}^{\min} = 48.7$  mH (calculé à 1 kHz) ne vaut que  $600$   $\mu\text{H}$  à la fréquence de dimensionnement  $f_{\text{dim}} = 1.58$  MHz.

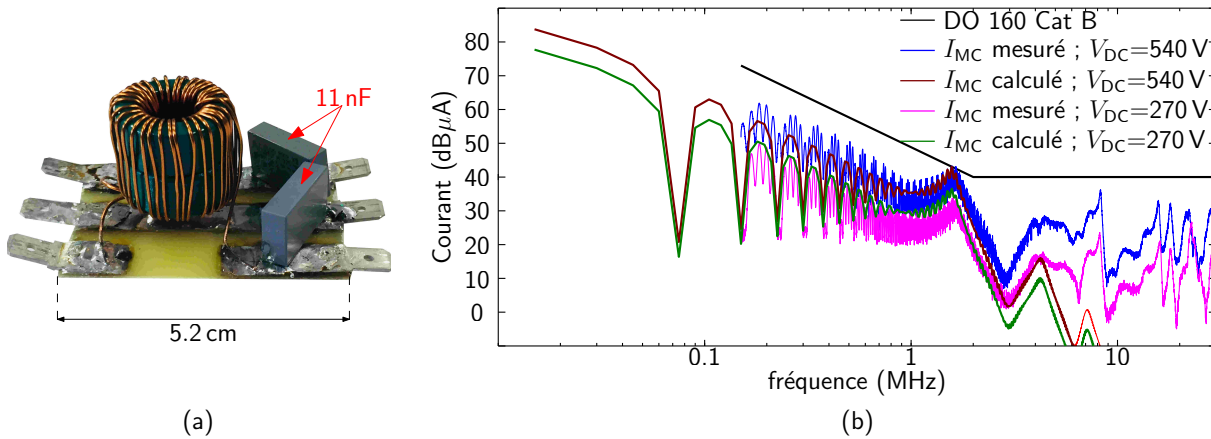


FIGURE 2.34 – (a) : Filtre de mode commun réalisé; (b) : Comparaison entre le courant de mode commun mesuré et calculé pour deux valeur de  $V_{\text{DC}}$  pour  $D = 20\%$ .

Le courant de mode commun calculé avec le modèle proposé suit le courant mesuré avec un faible écart de quelques décibels dans dans le début de la limite normative (courbe en marron par rapport à la mesure en bleu). Cet écart est directement lié à la densité de flux maximale  $B_{\max}$  dans le noyau magnétique qui est égale à  $\alpha B_{\text{sat}}$  puisque la bobine est dimensionnée avec la contrainte de la non saturation  $NS$ . La marge de sécurité appliquée à la densité de flux magnétique maximale  $B_{\max}$  par rapport à celle de saturation  $B_{\text{sat}}$  est choisie faible égale à 25%. Ainsi dans les basses fréquences, le noyau est sollicité par une grande variation de courant MC (champ magnétique MC) et sa densité de flux magnétique atteint de grandes valeurs sous l'effet de la tension  $V_L$  aux bornes de la bobine, ce qui engendre déjà un début de saturation lorsque le courant s'approche de sa valeur

maximale. Il en résulte localement une variation de la perméabilité du noyau et donc une diminution de la valeur de l'inductance. Ce début de saturation de la bobine est observé dans l'évolution non linéaire du courant de mode commun quand il atteint sa valeur maximale dans la figure 2.35. Cette figure présente également la tension  $V_L$  aux bornes de la bobine, dont l'intégrale sur une alternance (volts-secondes) est une image du flux maximal dans la bobine.

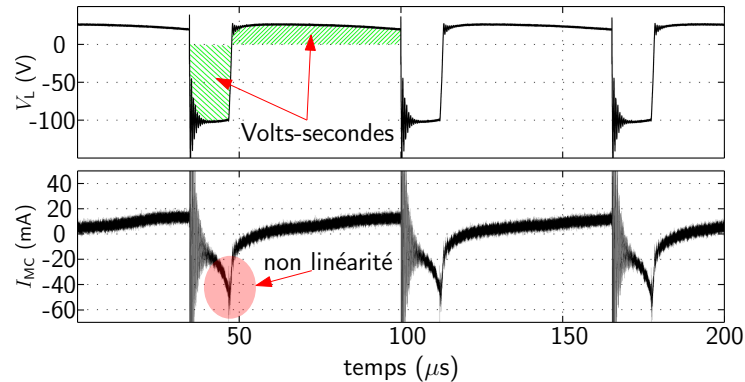


FIGURE 2.35 – Variation du courant  $I_{MC}$  et de la tension  $V_L$  aux bornes de la bobine réalisée pour  $D = 20\%$ .

Afin de valider que l'écart observé entre le modèle et la mesure est dû au début de la saturation du matériau magnétique observé sur le courant, une nouvelle comparaison entre le courant MC mesuré et calculé a été effectuée et présentée dans la figure 2.34(b) pour une tension  $V_{DC}$  plus faible, égale à 270 V (moitié de la tension d'entrée pour le point de dimensionnement du filtre). La diminution de la tension d'entrée du convertisseur engendre naturellement une diminution du flux magnétique et de la valeur maximale du courant MC, sortant ainsi le noyau de la zone de saturation. Dans cette situation et comme le montre la figure 2.34(b), le courant MC calculé (courbe en vert) suit correctement le courant mesuré (courbe en rose) dans la bande de fréquences définie par le modèle proposé (entre 150 kHz et 2 MHz) qui reste donc valide quand le filtre CEM est présent. Toutefois, le modèle, tel qu'il est proposé dans la première section, ne permet pas de reproduire l'évolution du courant MC dans les hautes fréquences, en particulier à cause de la non prise en compte des éléments parasites de la bobine.

### Mise en évidence de la saturation de la bobine MC

La bobine de mode commun du filtre présenté dans la figure 2.34(a) est dimensionnée avec la contrainte de la non saturation  $NS$ . Ainsi, une augmentation du niveau du courant de mode commun dans les basses fréquences (autour de la fréquence de commutation du convertisseur) engendre une saturation du matériau magnétique. Ceci est possible en approchant le rapport cyclique de 50 % qui constitue le pire cas de l'ondulation du courant MC et donc de sa valeur maximale. En effet, quand  $D$  est augmenté jusqu'à 27 % (son ancienne valeur est de 20 %), l'ondulation du courant de mode commun augmente et induit un flux magnétique plus grand pour un noyau qui est déjà dimensionné à la limite de la

saturation. L'essai expérimental, présenté dans la figure 2.36 (courbe en bleu), montre une saturation complète de noyau magnétique utilisé : la bobine de mode commun a perdu sa valeur d'inductance  $L_{BF}^{\min}$  et la norme CEM n'est plus respectée. Ce résultat valide alors que la bobine de mode commun réalisée est optimisée à la limite de saturation du matériau magnétique nanocristallin utilisé.

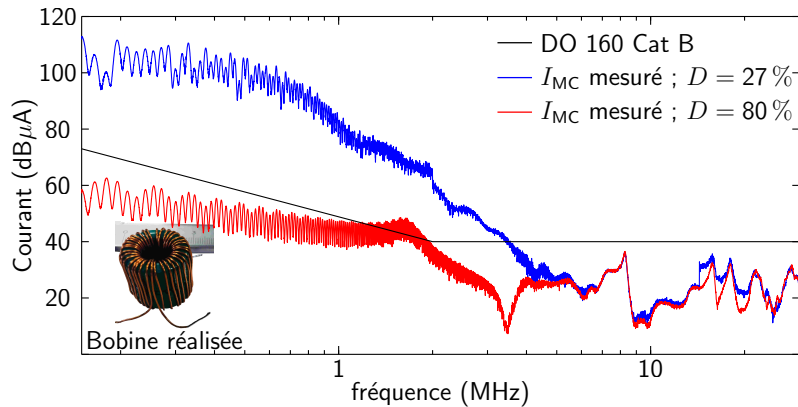


FIGURE 2.36 – Effet de la variation du rapport cyclique  $D$  sur le spectre du courant MC.

L'augmentation du rapport cyclique engendre à la fois une augmentation du courant de mode commun et de mode différentiel à cause de l'augmentation de la puissance transférée vers la charge. Ainsi, il peut être supposé que la saturation observée quand  $D$  est égal à 27 % soit causée par des saturations locales dans le noyau magnétique en relation avec le flux de fuite dans la bobine réalisée. Afin d'infirmer cette hypothèse et de prouver que la saturation observée est due à la variation du flux de mode commun et non pas celui de mode différentiel, un nouvel essai a été effectué pour un rapport cyclique égal à 80 %. Ce point de fonctionnement augmente le courant de mode différentiel d'un facteur quatre tout en gardant, théoriquement, la même ondulation du courant de mode commun que pour  $D = 20\%$ . Le résultat présenté dans la figure 2.36 (courbe en rouge) montre que le matériau magnétique n'est plus saturé et que le niveau du courant MC reprend presque les mêmes valeurs qu'à 20 % du rapport cyclique. L'écart observé par rapport à la mesure dans la figure 2.34(b) (courbe en bleu) peut être expliqué par la diminution du temps de montée de la tension à l'ouverture du transistor du hacheur utilisé du fait de la multiplication par quatre du courant commuté entre les deux mesures (20 % et 80 %). Ce résultat confirme alors les analyses précédentes et la méthode proposée pour le dimensionnement du filtre de mode commun quand il est à la limite de saturation.

### 2.3.1.2 Dimensionnement avec la contrainte sur le nombre de couches

Le second filtre est dimensionné pour le même point de fonctionnement que précédemment ( $V_{DC} = 540\text{ V}$  et  $D = 20\%$ ) et le même matériau magnétique dont la perméabilité complexe est présentée dans la figure 2.16. Cette fois, le hacheur commute à une fréquence plus grande, égale à 20 kHz, en vue de réduire les contraintes en ondulation maximale du flux atteinte dans le noyau (moins de volts-secondes). Sans filtre, le courant de mode



commun mesuré ainsi que celui calculé sont comparés dans la figure 2.37(a), montrent que  $I_{MC}$  calculé avec la méthode proposée suit correctement celui mesuré. Pour ce niveau de courant, l'inductance minimale qui permet de respecter la contrainte normative  $L_{BF}^{\min}$  est calculée pour la même capacité équivalente  $C_V = 22 \text{ nF}$  utilisée pour le premier filtre. Elle est égale à 62.8 mH avec un courant MC maximal  $I_{\max}$  calculé égal à 21 mA. Pour cette valeur d'inductance et ce courant maximal, la géométrie optimale de la bobine MC, présentée dans le tableau 2.4, est calculée selon la procédure décrite dans la figure 2.29 avec la contrainte sur le nombre de couches  $SL$  ( $s = s_{\min}$ ). Le dimensionnement n'est donc a priori pas contraint par la saturation du noyau magnétique. Le volume optimal de la bobine est égal à  $5.64 \text{ cm}^3$ .

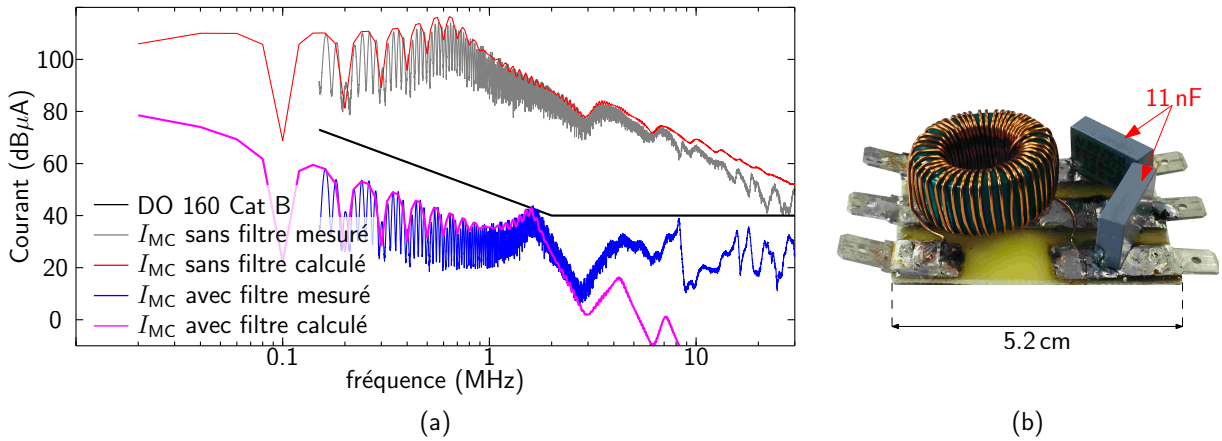


FIGURE 2.37 – (a) : Courant de mode commun calculé et mesuré avec et sans filtre  $D = 20\%$ ; (b) : Filtre de mode commun réalisé.

Tableau 2.4 – Comparaison entre la géométrie optimale et réalisée de la bobine MC.

	$N_{\text{opt}}$	$R_{\text{opt}}$	$r_{\text{opt}}$	$h_{\text{opt}}$
Géométrie optimale	24 spires	11.53 mm	7 mm	9.82 mm
Géométrie réalisée	24 spires	12.5 mm	8 mm	10 mm

Le filtre de mode commun réalisé est présenté dans la figure 2.37(b). La géométrie réelle de la bobine MC réalisée est présentée dans le tableau 2.4. Au point de dimensionnement du filtre ( $D = 20\%$ ), le courant de mode commun mesuré dans la figure 2.37(a) (courbe en bleu) respecte la norme CEM sans aucune marge, vérifiant ainsi le calcul théorique de  $L_{BF}^{\min}$  avec le modèle proposé qui suit correctement la mesure (courbe en rose).

La bobine MC est cette fois dimensionnée avec la contrainte sur le nombre de couches. Ainsi, la densité de flux maximale  $B_{\max}$  dans la bobine réalisée est inférieure à celle de saturation  $B_{\text{sat}}$ . Ceci peut être remarqué sur l'évolution du courant de mode commun dans la figure 2.38(a) où la non linéarité observée avec le premier filtre dans la figure 2.36(a) est atténuée. En outre, comme le montre la figure 2.38(b), l'augmentation du rapport cyclique jusqu'à 50%, quand l'ondulation du courant MC est maximale, n'a pas saturé le noyau magnétique, tout comme pour  $D = 80\%$ . Ce résultat démontre que le volume

de la bobine de mode commun réalisée a été optimisé avec la contrainte sur le nombre de couches  $SL$ .

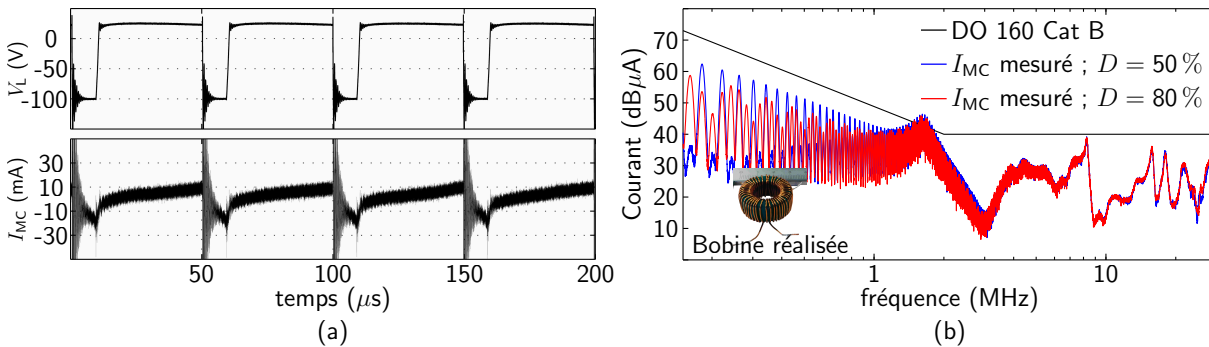


FIGURE 2.38 – (a) : Variation du courant  $I_{MC}$  et de la tension  $V_L$  aux bornes de la bobine réalisée; (b) : Effet de la variation du rapport cyclique  $D$  sur le spectre du courant MC.

Les essais expérimentaux présentés dans cette section ont été effectués avec le même type de matériau magnétique : un nanocristallin. Ce type de matériau est caractérisé par une grande perméabilité relative dans les basses fréquences qui favorise la saturation du matériau ( $B = \mu H$ ). Par contre, la densité de flux de saturation de ce type de noyau, généralement égale à 1.2 T, est élevée comparé aux ferrites. Afin de valider la méthode proposée indépendamment du type du matériau magnétique, d'autres essais sont présentés dans le paragraphe suivant avec un matériau magnétique de type ferrite.

### 2.3.2 Dimensionnement par optimisation du filtre MC avec un matériau magnétique de type ferrite

Le matériau magnétique choisi pour cet essai est un ferrite T35 fabriqué par EPCOS. La perméabilité complexe mesurée de ce matériau est présentée dans la figure 2.39 et la densité de flux de saturation donnée par le constructeur est égale à 0.39 T. La marge de sécurité considérée dans les premiers essais avec le nanocristallin ( $\alpha = 75\%$ ) a été également appliquée avec le ferrite utilisé. Les essais expérimentaux sont effectués avec le même dispositif expérimental utilisé précédemment (voir la figure 2.31) et avec la même contrainte normative.

Dans la suite, deux points de dimensionnement sont choisis : le premier avec une fréquence de commutation  $F_s = 25$  kHz et un rapport cyclique  $D = 20\%$  et le deuxième avec  $F_s = 30$  kHz et un rapport cyclique  $D = 20\%$ . Pour ces deux essais, la capacité équivalente des condensateurs de mode commun utilisés est choisie égale à 44 nF (deux condensateurs de 22 nF).

#### 2.3.2.1 Dimensionnement avec la contrainte de la non saturation

Quand le convertisseur de la figure 2.31 commute à une fréquence  $F_s$  égale à 25 kHz et un rapport cyclique  $D = 20\%$ , le niveau du courant MC sans filtre est présenté dans la

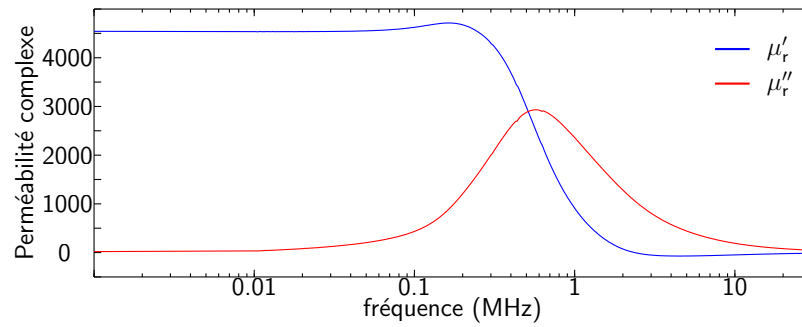


FIGURE 2.39 – Perméabilité complexe du ferrite T35 utilisé pour la validation expérimentale.

figure 2.40(a). Le courant calculé avec la méthode proposée, comme pour les configurations précédentes, suit correctement le courant mesuré dans la bande de fréquences définie par le modèle (courbe en rouge). Pour ce niveau de bruit MC, la valeur d'inductance minimale  $L_{BF}^{\min}$  qui permet de respecter la norme CEM pour la valeur de  $C_Y$  choisie (44 nF) est égale à 2.35 mH ( $L_{BF}^{\min}$  est calculée à une fréquence de référence égale à 10 kHz) et le courant MC maximal calculé  $I_{\max}$  est égal à 115 mA. Avec ce courant maximal, le volume optimal de la bobine MC est calculé en imposant la contrainte de la non saturation  $NS$ . Il est égal à 6.68 cm<sup>3</sup>, avec une géométrie optimale présentée dans le tableau 2.5.

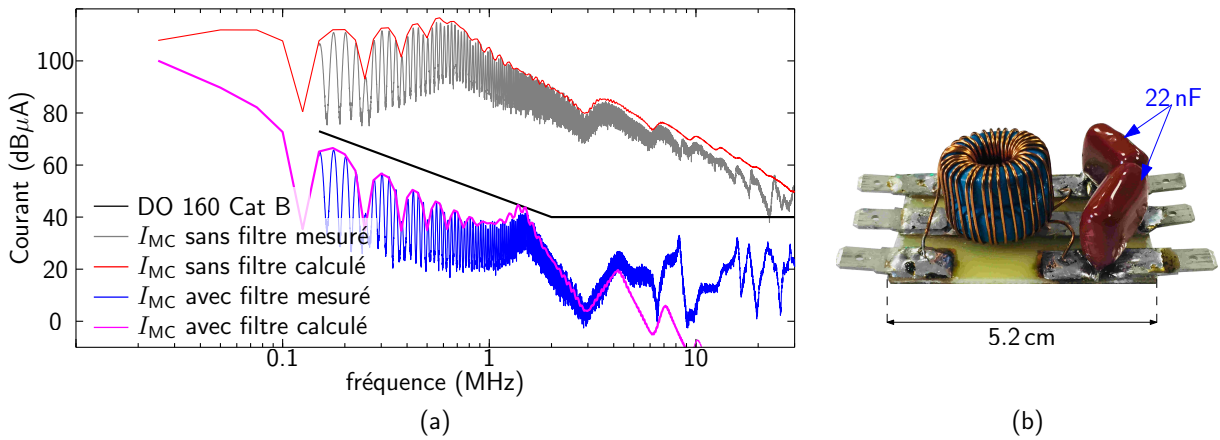


FIGURE 2.40 – (a) : Courant de mode commun mesuré et calculé avec et sans filtre pour  $D = 20\%$ ; (b) : Filtre de mode commun réalisé.

Tableau 2.5 – Comparaison entre la géométrie optimale et réalisée de la bobine MC.

	$N_{\text{opt}}$	$R_{\text{opt}}$	$r_{\text{opt}}$	$h_{\text{opt}}$
Géométrie optimale	17 spires	9.52 mm	5.7 mm	17.8 mm
Géométrie réalisée	17 spires	10.1 mm	5.1 mm	15.5 mm

Le filtre de mode commun réalisé est présenté dans la figure 2.40(b). La géométrie de la bobine réalisée avec les noyaux commercialisés disponibles est présentée dans le tableau 2.5.

L'écart entre la géométrie optimale et celle réalisée engendre une augmentation de la valeur d'inductance d'environ 17 % par rapport à la valeur minimale  $L_{BF}^{\min}$ . Comme le montre la mesure avec filtre dans la figure 2.40, le courant de mode commun mesuré (courbe en bleu) respecte la norme CEM tout en suivant le courant calculé avec la méthode proposée (courbe en rose) avec une bonne précision même au delà de 2 MHz, validant à nouveau le dimensionnement effectué avec la méthode proposée.

Contrairement au dimensionnement effectué avec le nanocristallin quand la contrainte  $NS$  est imposée, l'effet de la saturation du noyau magnétique utilisé n'est pas clairement distinguée sur l'évolution du courant MC dans la figure 2.41(a) à cause de l'erreur sur la valeur de l'inductance qui a baissé le niveau du courant autour de la fréquence de commutation. Néanmoins, la densité de flux maximale  $B_{\max}$  dans la bobine réalisée est toujours proche de celle de saturation  $B_{\text{sat}}$ . En effet, il suffit d'augmenter le rapport cyclique jusqu'à 28 % pour que le noyau sature et que la norme CEM ne soit plus respectée comme le montre la figure 2.41(b) (courbe en bleu). Ces résultats valident alors l'optimisation du volume de la bobine réalisée en imposant la contrainte de non saturation  $NS$ .

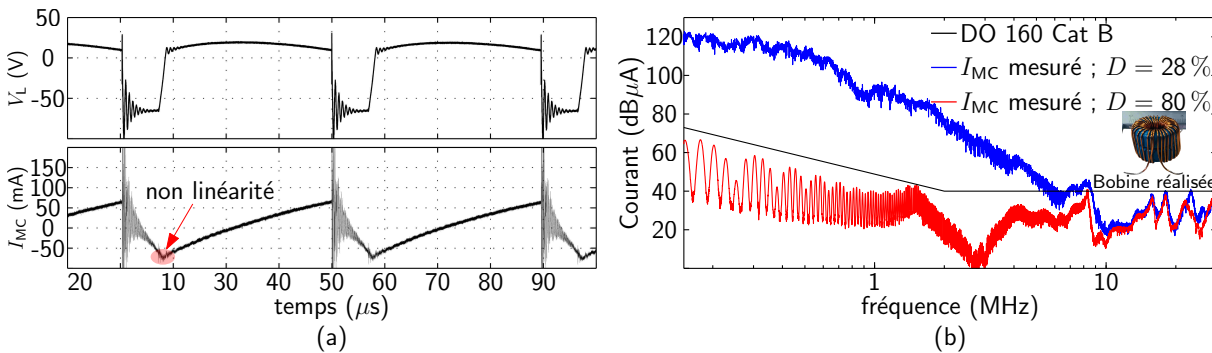


FIGURE 2.41 – (a) : Variation du courant  $I_{MC}$  et de la tension  $V_L$  aux bornes de la bobine réalisée ; (b) : Effet de la variation du rapport cyclique  $D$  sur le niveau du courant MC.

Comme pour les dimensionnement précédents, l'origine de la saturation observée a été vérifié en augmentant le rapport cyclique  $D$  jusqu'à 80 %. Comme le montre la figure 2.41(b), la saturation observée pour  $D = 28\%$  disparaît. Le courant MC reprend presque le même niveau qu'à 20 % du rapport cyclique avec un écart qui est dû à la diminution du temps de montée de la tension aux bornes du transistor avec l'augmentation de la puissance consommée par la charge. Ce résultat valide de nouveau l'optimisation du volume de la bobine MC en tenant compte de la contrainte de saturation liée au courant de mode commun autour de la fréquence de commutation du convertisseur.

### 2.3.2.2 Dimensionnement avec la contrainte sur le nombre de couches

Le dernier essai expérimental présenté dans ce chapitre a été effectué avec une fréquence de commutation  $F_s$  égale à 30 kHz. Les courants mesuré et calculé sont présentés dans la figure 2.42(a). Pour ce niveau de courant, l'inductance minimale qui permet de respecter la contrainte normative est égale à 2.82 mH pour  $C_Y = 44$  nF, engendrant un courant

MC maximal dans la bobine  $I_{\max} = 72 \text{ mA}$ . Le volume optimal de la bobine MC, égal à  $6 \text{ cm}^3$ , est calculé cette fois avec la contrainte sur le nombre de couches ( $s = s_{\min}$ ) avec une géométrie optimale présentée dans le tableau 2.6.

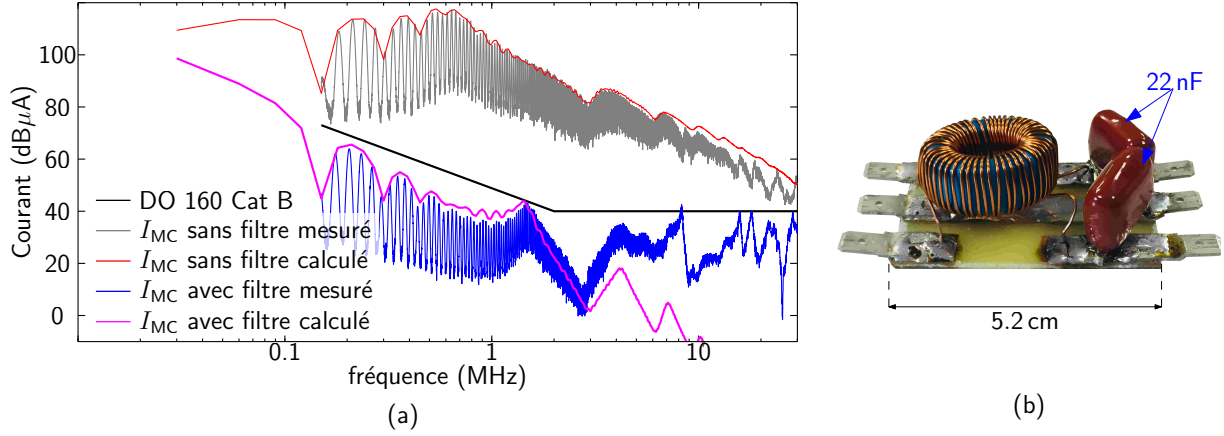


FIGURE 2.42 – (a) : Courant de mode commun mesuré et calculé avec et sans filtre pour  $D = 20 \%$ ; (b) : Filtre de mode commun réalisé.

Tableau 2.6 – Comparaison entre la géométrie optimale et réalisée de la bobine MC.

	$N_{\text{opt}}$	$R_{\text{opt}}$	$r_{\text{opt}}$	$h_{\text{opt}}$
Géométrie optimale	25 spires	11.97 mm	7.26 mm	9.8 mm
Géométrie réalisée	25 spires	12.5 mm	8 mm	10 mm

Le filtre de mode commun réalisé est présenté dans la figure 2.42(b) et la géométrie de la bobine réalisée est comparée à celle optimale dans le tableau 2.6. Avec ce filtre, le courant de mode commun est juste à la limite normative. La comparaison du courant  $I_{\text{MC}}$  calculé et mesuré, avec et sans filtre, dans la figure 2.42(a) montre une bonne concordance dans la bande de fréquences de validité du modèle considéré. La bobine de ce filtre est dimensionnée avec la contrainte sur le nombre de couche  $SL$ . De ce fait, la densité de flux maximale dans la bobine  $B_{\max}$  est inférieure à celle de saturation  $B_{\text{sat}}$ . L'évolution temporelle du courant, présentée dans la figure 2.43(a), ne montre aucune non linéarité (pas de saturation du noyau magnétique utilisé). En outre, comme le montre la figure 2.43(b), l'augmentation du rapport cyclique  $D$  jusqu'à  $50 \%$  n'est pas accompagné d'une saturation de la bobine MC, tout comme lorsque  $D = 80 \%$  (aucun effet du flux de fuite dans la bobine). Ce résultat confirme le dimensionnement par optimisation du volume de la bobine MC avec la contrainte sur le nombre de couches  $SL$ .

Avec les quatre essais expérimentaux effectués dans cette section, la plupart des différentes possibilités de dimensionnement présentées dans l'organigramme de la figure 2.29 (contraintes  $NS$  ou  $SL$ ) ont été évaluées. La méthode a été testée avec deux matériaux magnétiques différents (nanocristallin et ferrite) et les résultats expérimentaux, à chaque fois, reproduisent le calcul théorique avec une bonne précision.

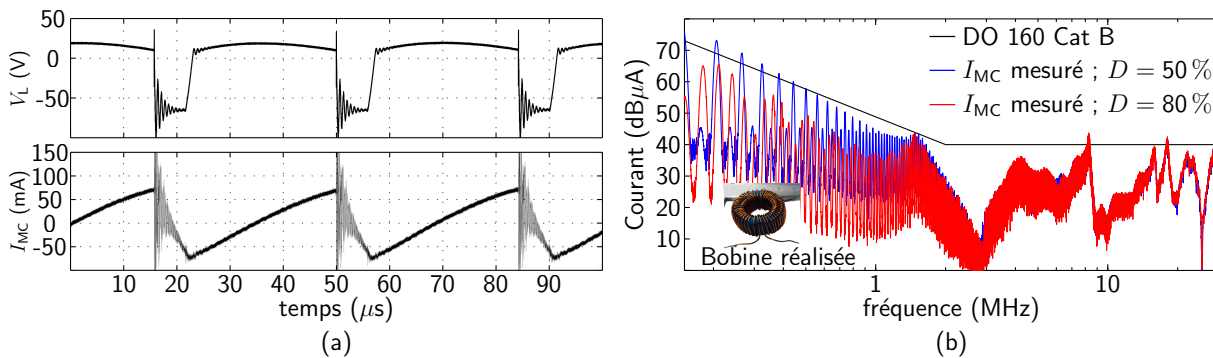


FIGURE 2.43 – (a) : Variation du courant  $I_{MC}$  et de la tension  $V_L$  aux bornes de la bobine réalisée; (b) : Effet de la variation du rapport cyclique  $D$  sur le niveau du courant MC.

Le dimensionnement avec les deux contraintes simultanément ( $NS$  et  $SL$ ) n'a pas été évoqué dans cette section puisque cela correspond à une situation bien spécifique où le noyau magnétique est à la fois à la limite de saturation mais avec une fenêtre de bobinage qui ne suffit pas pour rentrer toutes les spires en une seule couche en respectant  $s_{min}$  (voir le troisième graphe de la figure 2.30). Néanmoins, le dimensionnement avec les deux contraintes  $NS$  et  $SL$ , qui sera évalué et discuté dans le troisième chapitre de ce manuscrit, s'avèrera intéressant pour la détermination de la meilleure valeur de l'inductance qui permet de respecter la norme quand  $L_{BF}^{min}$  conduit à un dimensionnement avec la contrainte de la non saturation  $NS$ . En effet, rien n'interdit a priori de dimensionner une bobine d'inductance quelconque  $L_{BF} \geq L_{BF}^{min}$  qui passera d'autant mieux la norme avec une certaine marge tout en modifiant éventuellement les contraintes appliquées lors du dimensionnement.

## 2.4 Conclusion du deuxième chapitre

Ce chapitre présente une nouvelle méthode pour le dimensionnement des filtres de mode commun. Le modèle de mode commun proposé permet de calculer analytiquement la valeur minimale de l'inductance  $L_{BF}^{min}$  qui permet de respecter la contrainte normative pour chaque valeur des condensateurs de filtrage. Le calcul proposé prend en considération toutes les impédances de mode commun de la chaîne de conversion ainsi que l'évolution de la perméabilité complexe du matériau magnétique utilisé.

La deuxième partie du chapitre présente une nouvelle méthode d'optimisation du volume de la bobine de mode commun. La méthode proposée respecte deux contraintes : une contrainte de non saturation du matériau magnétique  $NS$  et une deuxième sur le nombre de couches  $SL$ . La première contrainte garantit une densité de flux maximale  $B_{max}$  dans le noyau magnétique inférieure à celle de saturation donnée par le constructeur  $B_{sat}$ . La deuxième contrainte permet de construire la bobine de mode commun avec une seule couche, limitant ainsi les capacités parasites de la bobine réalisée.

La méthode de dimensionnement par optimisation proposée a été validée expérimentalement avec deux types matériaux magnétiques différents : un nanocristallin et un ferrite.

Quatre essais ont permis de valider le modèle proposé, le calcul de  $L_{BF}^{\min}$  ainsi que la détermination de la géométrie optimale du noyau. Enfin, la saturation du noyau magnétique a été mise en évidence quand la bobine est dimensionnée avec la contrainte  $NS$  et l'hypothèse sur la non prise en compte de l'influence des perturbations de mode différentiel sur cette saturation a été validée expérimentalement.

Le chapitre suivant mettra l'accent sur la saturation de la bobine de mode commun en relation avec plusieurs paramètres de la chaîne de conversion étudiée (longueur du câble, fréquence de commutation et rapport cyclique). Nous démontrerons que, dans certaines situations, il est préférable d'augmenter la valeur de l'inductance  $L_{BF}$  au delà de sa valeur minimale  $L_{BF}^{\min}$  afin de réduire davantage le volume de la bobine de mode commun.





# Chapitre 3

## Effet de la saturation du matériau magnétique sur le dimensionnement de la bobine de mode commun

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Effet de la saturation sur la valeur de l'inductance . . . . .</b>	<b>90</b>
3.1.1	Application de la méthode de dimensionnement proposée . . .	90
3.1.1.1	Inductance minimale et meilleur volume de la bobine	91
3.1.1.2	Meilleures géométries de la bobine de mode commun .	96
3.1.2	Validation expérimentale des résultats présentés . . . . .	101
3.1.2.1	Dimensionnement avec l'inductance minimale $L_{BF}^{\min}$ . .	101
3.1.2.2	Dimensionnement avec les meilleures inductances $L_{BF}^{\text{best}}$	104
3.1.2.3	Mesure de la température à la surface des noyaux . .	105
3.1.3	Comparaison avec la méthode du produit des aires . . . . .	107
3.1.3.1	Présentation de la méthode . . . . .	108
3.1.3.2	Application de la méthode du produit des aires . . . .	110
3.1.3.3	Prise en compte de critères communs aux méthodes .	112
3.1.3.4	Adaptation du produit des aires aux contraintes . . .	113
<b>3.2</b>	<b>Influence des paramètres de la chaîne sur la bobine MC . . .</b>	<b>115</b>
3.2.1	Effet du rapport cyclique sur le volume de la bobine MC . . . .	116
3.2.1.1	Dimensionnement du filtre MC pour $D = 50\%$ . . . .	116
3.2.1.2	Dimensionnement du filtre MC pour $D$ variable . . . .	120
3.2.1.3	Validation expérimentale des résultats présentés . . .	123
3.2.2	Optimisation de la bobine en fonction de $F_s$ . . . . .	125
3.2.2.1	Détermination de $L_{BF}^{\min}$ en fonction de $F_s$ . . . . .	125
3.2.2.2	Dimensionnement de la bobine MC en fonction de $F_s$	129
3.2.2.3	Validation expérimentale . . . . .	134
<b>3.3</b>	<b>Conclusion du troisième chapitre . . . . .</b>	<b>136</b>

---

LA méthode de dimensionnement du filtre de mode commun, présentée dans le chapitre précédent, permet de déterminer l'inductance minimale de la bobine MC qui permet de respecter la contrainte normative, ainsi que le volume optimal correspondant. La détermination de la géométrie optimale de la bobine MC se base sur le respect de deux contraintes : un bobinage en une seule couche (contrainte  $SL$ ) et une densité de flux maximale  $B_{\max}$  inférieure à celle de saturation  $B_{\text{sat}}$ , tout en considérant une marge de sécurité  $\alpha$  (contrainte  $NS$ ).

Ce nouveau chapitre applique et étend les résultats précédents en analysant le volume optimal de la bobine MC en fonction de la valeur d'inductance, qui n'est donc plus obligatoirement restreinte à sa valeur minimale nécessaire au respect de la norme. L'influence des contraintes imposées lorsque la valeur d'inductance augmente est mise en évidence, en particulier la contrainte  $NS$  qui impacte considérablement le volume optimal. Une étude comparative est alors menée afin de situer l'approche proposée par rapport à une méthode de dimensionnement de la littérature. Enfin, l'influence de divers paramètres de la chaîne de conversion est étudiée afin d'établir des règles de dimensionnement pour les systèmes à rapport cyclique variable et d'analyser l'impact de la fréquence de découpage et de la longueur de câble sur le dimensionnement optimal de la bobine de mode commun.

### 3.1 Effet de la saturation du noyau magnétique sur la valeur de l'inductance de la bobine MC

Les matériaux magnétiques utilisés dans le filtrage CEM permettent d'augmenter la valeur de l'inductance afin de réduire le volume de la bobine. Cependant, ces matériaux risquent de saturer sous l'effet de plusieurs paramètres, notamment : la géométrie du noyau, le nombre de spires et surtout le courant MC qui circule dans les enroulements. Tous ces paramètres dépendent de la valeur de l'inductance  $L_{\text{BF}}$  de la bobine de mode commun. Dans cette section, une étude sur la relation entre la valeur de l'inductance de la bobine et sa géométrie sera présentée dans le but de minimiser le volume optimal de la bobine tout en respectant la contrainte normative.

#### 3.1.1 Application de la méthode de dimensionnement proposée

Cette étude est effectuée avec la chaîne de conversion présentée dans la figure 3.1. Le convertisseur DC-DC est alimenté avec une source DC de 540 V et commute à une fréquence  $F_s = 7.5$  kHz avec un rapport cyclique  $D = 20\%$ . On note ici que cette valeur de  $D$  ne correspond pas au pire cas de l'ondulation du courant MC : comme il sera présenté dans la prochaine section, le courant MC atteint sa valeur maximale pour  $D = 50\%$ . Ainsi, un dimensionnement pour un rapport cyclique variable devrait être effectué à la pire valeur de  $D$ . Le dimensionnement qui sera présenté ici n'est valable que pour  $D = 20\%$ . Le choix

d'un tel rapport cyclique permet de valider expérimentalement l'effet de la saturation du matériau magnétique sur le volume de la bobine MC.

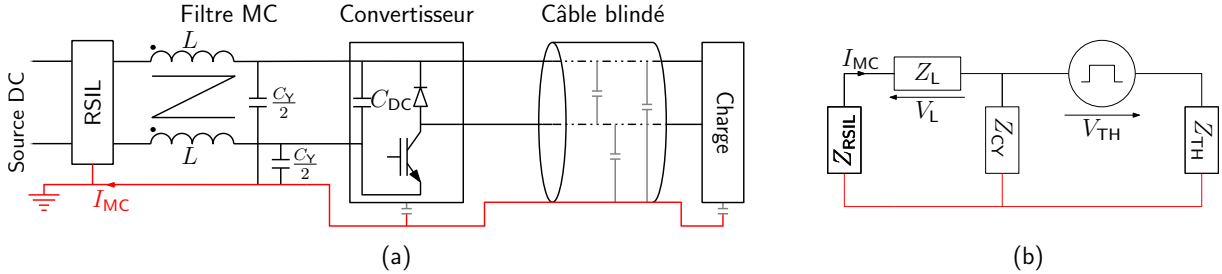


FIGURE 3.1 – (a) : Chaîne de conversion étudiée; (b) : Circuit équivalent MC correspondant.

La charge R-L est connectée au convertisseur à travers un câble blindé de 28 mètres. L'impédance  $Z_{TH}$  du circuit équivalent MC (figure 3.1 (b)) est présentée dans la figure 2.15 du chapitre précédent (courbe en rouge). La norme CEM considérée est la DO-160 catégorie B utilisée dans les application aéronautiques. Ainsi, le RSIL utilisé est le NNBM 8126-A dont l'impédance de mode commun  $Z_{RSIL}$  est présenté en bleu dans la figure 2.15. Le matériau magnétique utilisé dans cette étude est un nanocristallin, fabriqué par APERAM, avec une densité de flux de saturation  $B_{sat} = 1.2$  T et une perméabilité relative  $\mu'_r$  à 1 kHz égale à 126 000. La perméabilité complexe correspondante est mesurée et présentée dans la figure 2.16. Lors de la procédure de dimensionnement, une marge de sécurité de  $\alpha = 75\%$  est appliquée à la valeur de  $B_{sat}$  afin d'éviter la partie non linéaire du cycle d'hystérésis du matériau magnétique utilisé.

Les derniers paramètres d'entrée de la procédure de dimensionnement proposée sont le remplissage de la fenêtre de bobinage  $\beta$ , le diamètre du conducteur  $d$  et l'espacement minimal  $s_{min}$  entre les spires. Ce dernier est choisi égal à 0.1 mm, le diamètre  $d$  est égal à 0.8 mm selon le courant différentiel fourni par la source DC et  $\beta$  est choisi égal 1. Comme expliqué dans le chapitre précédent, la distance  $e$  entre le noyau et les spires est choisie égale, d'après les données du constructeur, à 0.2 mm pour le matériau nanocristallin utilisé.

### 3.1.1.1 Inductance minimale et meilleur volume de la bobine MC

La méthode d'optimisation du volume de la bobine MC est appliquée sur la chaîne de conversion présentée dans la figure 3.1. L'inductance minimale  $L_{BF}^{min}$  qui permet de respecter la contrainte normative est calculée pour plusieurs valeurs de la capacité équivalente  $C_Y$  du filtre entre 10 nF et 300 nF comme le montre la figure 3.2. Ensuite, le volume optimal de la bobine MC est calculé pour toutes les valeurs de  $L_{BF}^{min}$  en utilisant la méthode proposée au deuxième chapitre. Les résultats présentés dans les figures 3.2 et 3.3, montrent qu'en augmentant la valeur de  $C_Y$ , l'inductance  $L_{BF}^{min}$  qui permet de respecter la norme CEM diminue, tout comme le volume optimal correspondant.

Cependant, pour toutes les valeurs de  $L_{BF}^{min}$  dans cet exemple, le courant de mode commun autour de la fréquence de commutation  $F_s = 7.5$  kHz du convertisseur présente une

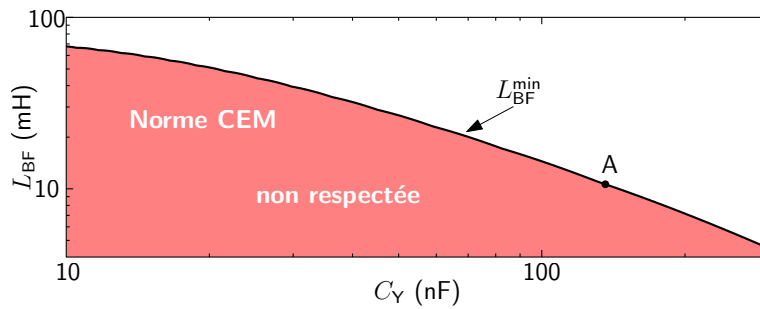


FIGURE 3.2 – Inductances minimales qui permettent de respecter la norme pour différentes valeurs de  $C_\gamma$ .

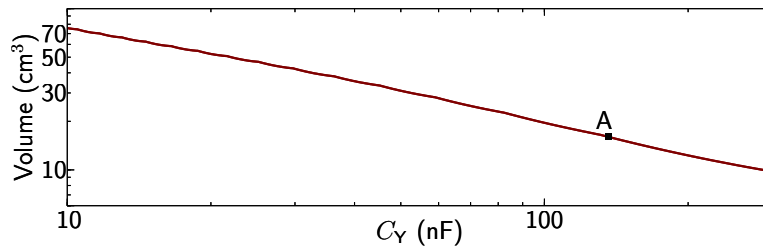


FIGURE 3.3 – Volume optimal de  $L_{BF}^{\min}$  pour différentes valeurs de  $C_\gamma$ .

grande ondulation due aux faibles valeurs de  $L_{BF}^{\min}$ . Ces grandes valeurs de  $I_{\max}$  qui en découlent conduisent à des valeurs importantes de flux qui est alors le facteur limitant à l'optimisation du volume de la bobine pour éviter la saturation du matériau magnétique. Ainsi, dans la procédure de dimensionnement, présentée dans la figure 2.29 du chapitre précédent, la tentative initiale de resserrer les spires au minimum ( $s = s_{\min}$  en imposant la contrainte  $SL$ ) ne permet pas de respecter la contrainte de la non saturation  $NS$ , et l'algorithme doit imposer  $NS$  pour déterminer la géométrie optimale de la bobine. En conséquence, le nombre de spires optimal  $N_{\text{opt}}$  est réduit (comparé à un dimensionnement avec la contrainte  $SL$  pour la même inductance) et la géométrie optimale ( $R_{\text{opt}}, r_{\text{opt}}, h_{\text{opt}}$ ), ainsi calculée, conduit à de larges valeurs du volume optimal de la bobine. Par exemple, pour  $C_\gamma = 136$  nF (deux condensateurs de 68 nF) au point A des figures 3.2 et 3.3, l'inductance minimale  $L_{BF}^{\min}$  est égale à 10.7 mH et le volume optimal correspondant est de  $15.94 \text{ cm}^3$  pour seulement 6 spires.

### Meilleure valeur d'inductance $L_{BF}^{\text{best}}$

Les résultats des figures 3.2 et 3.3 concernent l'inductance minimale  $L_{BF}^{\min}$  qui permet tout juste de respecter la norme (le courant MC touche le gabarit de la norme à la fréquence de dimensionnement  $f_{\text{dim}}$ , définie dans la section 2.1.4 du deuxième chapitre). Cependant, il est possible d'augmenter la valeur de l'inductance  $L_{BF}$  au delà de sa valeur minimale  $L_{BF}^{\min}$  ce qui permet, d'une part, d'améliorer les performances du filtre MC (atténuation plus grande, et donc apparition d'une marge entre le courant MC résultant et le gabarit de la norme, même à  $f_{\text{dim}}$ ). D'autre part, l'augmentation de l'inductance au delà de sa valeur minimale diminue le courant de mode commun dans les basses fréquences, et donc

sa valeur maximale  $I_{\max}$ , comme le montre la figure 3.4 pour une valeur de  $C_Y = 136$  nF, où  $I_{\max}$  est calculé à partir du point A dans la figure 3.2.

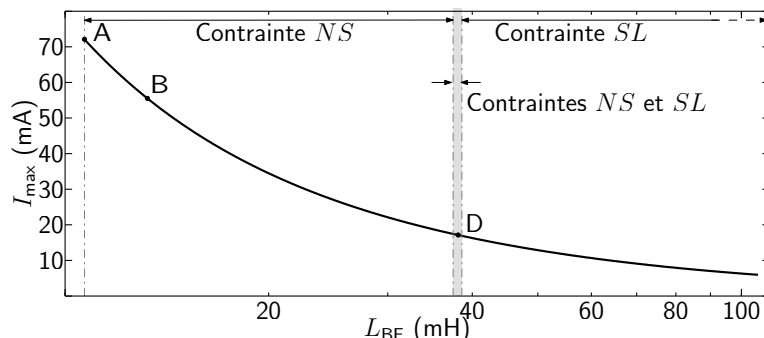


FIGURE 3.4 – Évolution du courant maximal  $I_{\max}$  en fonction de différentes valeurs de  $L_{BF} \geq L_{BF}^{\min}$  pour  $C_Y = 136$  nF.

La diminution de l'amplitude du courant MC avec l'augmentation de  $L_{BF}$  est susceptible de réduire l'influence de  $I_{\max}$  sur la saturation du matériau magnétique, et donc sur le volume optimal de la bobine. Afin de vérifier cette hypothèse, le volume optimal de la bobine est aussi calculé pour des valeurs autorisées de l'inductance  $L_{BF}$  supérieures à  $L_{BF}^{\min}$  à partir du point A (pour  $C_Y = 136$  nF). Le résultat, présenté dans la figure 3.5, confirme que l'augmentation de l'inductance  $L_{BF}$  au delà de sa valeur minimale  $L_{BF}^{\min}$  diminue le volume optimal de la bobine MC. Néanmoins, la contrainte *NS* reste imposée jusqu'au point C dans la figure 3.5. À partir de ce point et jusqu'au point E, les deux contraintes *NS* et *SL* sont imposées simultanément lors du calcul du volume optimal de la bobine (troisième branche de l'organigramme dans la figure 2.29 du deuxième chapitre). Dans cet intervalle d'inductances, la densité de flux maximale  $B_{\max}$  du noyau est donc maintenue égale à sa valeur maximale  $\alpha B_{\text{sat}}$  et la bobine est fabriquée avec un espacement  $s$  entre les spires égal à sa valeur minimale  $s_{\min}$ . L'évolution du volume en fonction de  $L_{BF}$  révèle l'existence d'une "meilleure" valeur d'inductance, nommée  $L_{BF}^{\text{best}}$ , qui minimise le volume optimal de la bobine MC au point D de la figure 3.5. Sa valeur  $L_{BF}^{\text{best}} = 38.12$  mH est presque égale à quatre fois l'inductance minimale qui permet de respecter la contrainte normative ( $L_{BF}^{\min} = 10.7$  mH). Par contre, le volume optimal de  $L_{BF}^{\text{best}}$ , égal à  $3.71$  cm<sup>3</sup>, diminue de plus de 75 % par rapport à sa valeur au point A où  $V = 15.94$  cm<sup>3</sup>.

Au delà du point E, l'ondulation du courant de mode commun est suffisamment faible pour qu'elle n'induit aucun problème de saturation ( $B_{\max} < \alpha B_{\text{sat}}$ ). La procédure de dimensionnement n'a plus besoin d'imposer la contrainte *NS* et le volume optimal est calculé en imposant la contrainte sur le nombre de couches *SL* seule. Ainsi, augmenter la valeur de l'inductance  $L_{BF}$  au delà du point E augmente le nombre de spires  $N_{\text{opt}}$  ce qui augmente à son tour le volume optimal de la bobine comme le montre la figure 3.5. Par conséquent, pour cette valeur de capacité équivalente ( $C_Y = 136$  nF), le meilleur volume optimal n'est pas obtenu pour la plus petite valeur d'inductance autorisée  $L_{BF}^{\min}$  mais pour une autre inductance beaucoup plus grande  $L_{BF}^{\text{best}}$ .

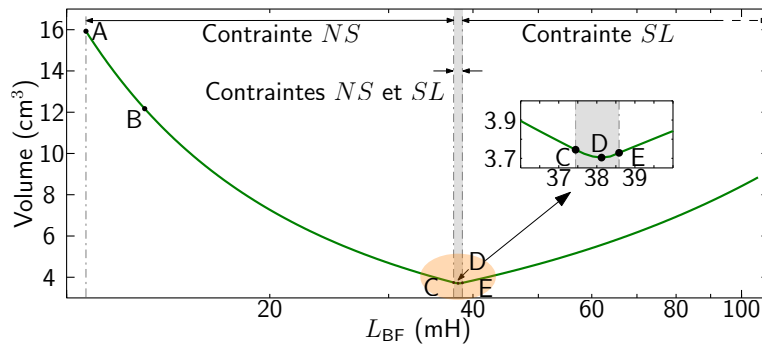


FIGURE 3.5 – Évolution du volume optimal de la bobine MC avec l'inductance  $L_{BF}$  pour  $C_Y = 136$  nF.

### Meilleure valeur d'inductance $L_{BF}^{best}$ en fonction de la capacité $C_Y$

L'analyse précédente peut être étendue à tout l'espace non coloré de la figure 3.2, pour des couples  $C_Y$ ,  $L_{BF}$  quelconques au delà de la limite  $L_{BF}^{min}$  de manière à respecter la contrainte normative. Ainsi, la procédure d'optimisation du volume de la bobine MC a été appliquée pour différentes valeurs d'inductance  $L_{BF}$  autorisées et diverses capacités équivalentes  $C_Y$  entre 10 nF et 300 nF. Le résultat est présenté dans la figure 3.6.

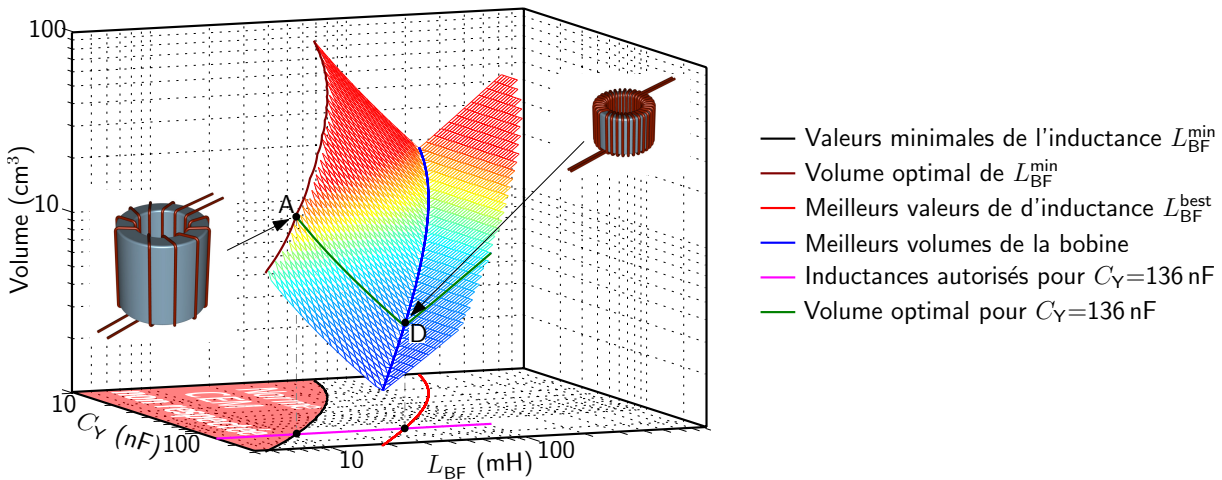


FIGURE 3.6 – Évolution du volume optimal de la bobine MC pour différentes inductances autorisées  $L_{BF}$  et diverses capacités  $C_Y$ .

Comme le montre la figure 3.7, pour toutes les valeurs des capacités équivalentes  $C_Y$ , les meilleures inductances  $L_{BF}^{best}$  (courbe en rouge) qui minimisent le volume optimal de la bobine sont plus grandes que les valeurs minimales autorisées  $L_{BF}^{min}$  (courbe en noir). Ces grandes valeurs d'inductance, en plus de réduire le volume de la bobine MC, offrent une marge supplémentaire entre le niveau du courant MC et la limite normative.

Les meilleures valeurs du volume de la bobine MC, calculées pour les inductances  $L_{BF}^{best}$ , sont présentées dans la figure 3.8 (courbe en bleu). Ce résultat montre comment l'augmentation de l'inductance jusqu'à  $L_{BF}^{best}$  permet de réduire considérablement le volume de la

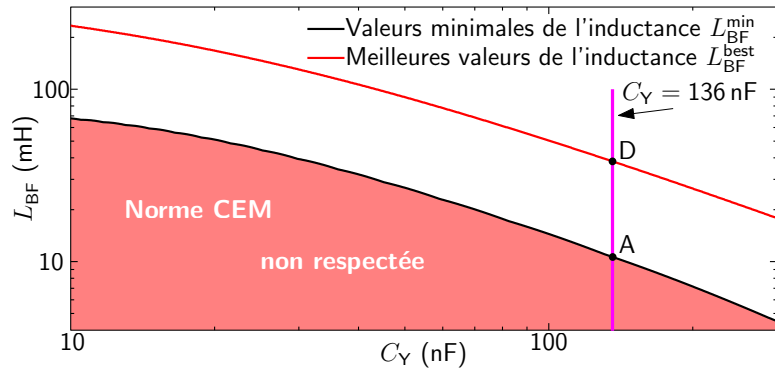


FIGURE 3.7 – Évolution des valeurs minimales  $L_{BF}^{\min}$  et meilleures inductances  $L_{BF}^{\text{best}}$  avec la capacité équivalente  $C_Y$ .

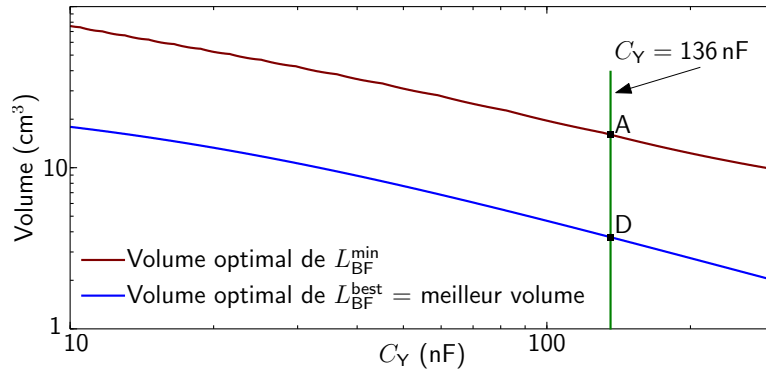


FIGURE 3.8 – Volume optimal de la bobine pour les différentes valeurs de  $L_{BF}^{\min}$  et  $L_{BF}^{\text{best}}$ .

bobine. Cette réduction du volume, par exemple du point A au point D pour  $C_Y = 136$  nF, est directement liée à la diminution du courant maximal  $I_{\max}$  avec l'augmentation de  $L_{BF}$  jusqu'à  $L_{BF}^{\text{best}}$  où le dimensionnement est effectué avec les contraintes  $NS$  et  $SL$  ensemble.

Ce résultat peut être généralisé de la manière suivante :

**Quand la bobine de mode commun est dimensionnée en imposant la contrainte de la non saturation  $NS$ , il est préférable d'augmenter la valeur de l'inductance jusqu'à  $L_{BF}^{\text{best}}$  afin de réduire son volume.**

### Remarques

Les meilleures valeurs de l'inductance  $L_{BF}^{\text{best}}$ , présentées en rouge dans la figure 3.7, diminuent d'une valeur supérieure à 200 mH jusqu'à environ 20 mH avec la variation de la capacité équivalente du filtre  $C_Y$  de 10 nF à 300 nF. Ces inductances peuvent paraître grandes pour un filtre de mode commun. Néanmoins, ces valeurs de  $L_{BF}$  sont calculées en basses fréquences (1 kHz pour cette étude) comme expliqué dans le deuxième chapitre. Or, la perméabilité relative du matériau magnétique utilisé diminue rapidement avec la fréquence comme le montre la figure 2.16. Ainsi, pour la meilleure inductance  $L_{BF}^{\text{best}}$  au point D par exemple (38.12 mH), sa valeur à 150 kHz est réduite à environ 2 mH, ce qui

représente une valeur usuelle pour un filtre de mode commun.

Pour les différentes capacités équivalentes  $C_Y$  du filtre dans la figure 3.7, les meilleures inductances  $L_{BF}^{best}$  sont beaucoup plus grandes que les  $L_{BF}^{min}$  autorisées pour le respect de la contrainte normative. Cette augmentation de  $L_{BF}$  au delà de ses valeurs minimales améliore l'atténuation du filtre en ajoutant une grande marge de sécurité par rapport au gabarit de la norme CEM. De ce fait, il pourrait paraître avantageux de réduire la valeur de  $C_Y$  lorsque  $L_{BF}^{best} > L_{BF}^{min}$ . Néanmoins, diminuer la capacité équivalente  $C_Y$  augmenterait le courant de mode commun, de sorte que le dimensionnement de la bobine MC serait alors effectué avec la contrainte  $NS$  qui ne pourrait être évitée que par l'augmentation de  $L_{BF}$  jusqu'à sa meilleure valeur  $L_{BF}^{best}$  comme le montre la figure 3.7. Ainsi, diminuer  $C_Y$  est pénalisé par l'augmentation de  $L_{BF}^{best}$ , et le meilleur volume correspondant s'en trouve accru comme le montre la figure 3.8 (diminution de  $C_Y$  de 300 nF à 10 nF).

Enfin, on peut remarquer que pour les valeurs d'inductance comprises entre les points C et E dans la figure 3.5, le volume optimal est presque constant et égal à sa meilleure valeur au point D. La suite de la section démontrera qu'il y a, dans cet intervalle, plusieurs possibilités pour la fabrication de la bobine de mode commun avec presque le même volume et la même inductance  $L_{BF}^{best}$  mais avec des facteurs de forme très différents.

### 3.1.1.2 Meilleures géométries de la bobine de mode commun

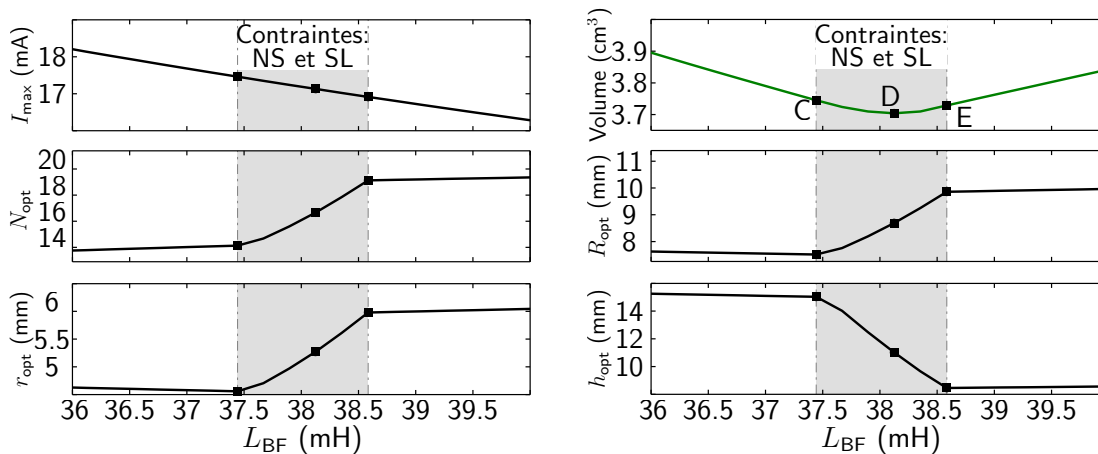


FIGURE 3.9 – Évolution de la géométrie optimale de la bobine de mode commun avec  $L_{BF}$  pour  $C_Y = 136$  nF et quand les deux contraintes  $NS$  et  $SL$  sont imposées simultanément.

Les valeurs de l'inductance entre les points C et E dans la figure 3.5 représentent une transition entre les deux contraintes  $NS$  et  $SL$ , qui sont alors imposées simultanément pour le calcul du volume optimal de la bobine MC. Dans cet intervalle,  $L_{BF}$  et le volume optimal correspondant ne varient quasiment pas. En effet,  $L_{BF}$  est comprise entre 37.44 mH et 38.58 mH tandis que son volume optimal varie entre 3.71 cm<sup>3</sup> et 3.75 cm<sup>3</sup>. Ainsi, comme le montre l'équation (3.1), qui n'est valable que lorsque les deux contraintes  $NS$  et  $SL$  sont imposées simultanément (entre les points C et E), tous les paramètres géométriques de la bobine ne dépendent que du courant maximal  $I_{max}$  ( $h_{opt}$  diminue quand  $I_{max}$  baisse



alors que  $N_{\text{opt}}$ ,  $r_{\text{opt}}$  et  $R_{\text{opt}}$  augmentent). Ce dernier diminue légèrement dans cet intervalle comme le montre la figure 3.9.

$$\left\{ \begin{array}{l} N_{\text{opt}} = \frac{d + 2e}{2 \left( \frac{\mu_0 \mu_{\text{Fs}} I_{\text{max}}}{2\pi\alpha B_{\text{sat}}} - \frac{d + s_{\text{min}}}{\pi} \right)} \\ r_{\text{opt}} = \frac{(d + 2e) \mu_0 \mu_{\text{Fs}} I_{\text{max}}}{2\mu_0 \mu_{\text{Fs}} I_{\text{max}} - 4\alpha B_{\text{sat}}(d + s_{\text{min}})} \\ R_{\text{opt}} \approx \frac{(d + 2e) \mu_0 \mu_{\text{Fs}} I_{\text{max}}}{2\mu_0 \mu_{\text{Fs}} I_{\text{max}} - 4\alpha B_{\text{sat}}(d + s_{\text{min}})} \exp\left(\frac{1}{2}\right) = r_{\text{opt}} \exp\left(\frac{1}{2}\right) \\ h_{\text{opt}} \approx \frac{16L_{\text{BF}} \left( \frac{\mu_0 \mu_{\text{Fs}} I_{\text{max}}}{2\alpha B_{\text{sat}}} - d - s_{\text{min}} \right)^2}{\mu_0 \mu_r \pi (d + 2e)^2}. \end{array} \right. \quad (3.1)$$

Le volume optimal de la bobine MC, ainsi que la géométrie optimale correspondante, sont présentées dans la figure 3.9 quand  $L_{\text{BF}}$  est entre les points C et E. Pour presque la même valeur de l'inductance et le même volume, les paramètres géométriques optimaux de la bobine varient fortement dans cet intervalle. En effet, au point C, la bobine est construite avec un petit rayon extérieur  $R_{\text{opt}} = 7.52$  mm et une grande hauteur  $h_{\text{opt}} = 15.03$  mm. À l'inverse, la géométrie optimale de la bobine au point E est déterminée avec un grand rayon extérieur  $R_{\text{opt}} = 9.86$  mm et une faible hauteur  $h_{\text{opt}} = 8.45$  mm. Ainsi, le facteur de forme du noyau magnétique, défini par le quotient  $\frac{h}{R}$  et présenté dans la figure 3.10, diminue brutalement d'un facteur de 2.3 entre les points C et E.

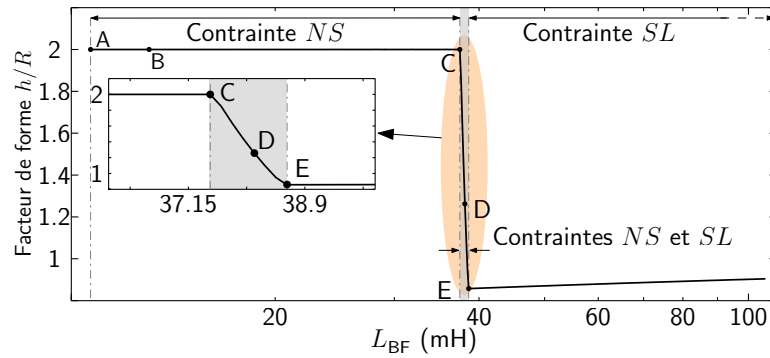


FIGURE 3.10 – Évolution du facteur de forme du noyau magnétique avec  $L_{\text{BF}}$  pour  $C_V = 136$  nF.

Comme expliqué dans l'équation (2.36) du deuxième chapitre, quand la contrainte  $NS$  est imposée (à gauche du point C), la hauteur  $h_{\text{opt}}$  du noyau magnétique est toujours égale au double de son rayon extérieur ( $h_{\text{opt}} = 2R_{\text{opt}}$ ). Par contre, quand la contrainte  $SL$  est imposée,  $h_{\text{opt}}$  devient plus petite que  $R_{\text{opt}}$  au point E de la figure 3.10 ( $h_{\text{opt}} = 0.86R_{\text{opt}}$ ).

Les meilleures géométries de la bobine MC aux points C, D et E sont présentées avec la même échelle dans la figure 3.11. On note ici que la différence entre les trois volumes correspondants est d'environ 1 % par rapport à la meilleure valeur au point D. Comme mentionné précédemment, la variation du facteur de forme est assez forte dans l'intervalle [C E] qui couvre une gamme étroite de valeurs d'inductance. Par contre, pour d'autres inductances plus faibles, le facteur de forme est constant, égal à 2, entre les points A et C. Pour constater la différence entre les deux situations, les formes de deux bobines dimensionnées avec la contrainte  $NS$  au points A et B de la figure 3.10 sont présentées toujours avec la même échelle dans la figure 3.11. Quant aux inductances supérieures au delà du point E (quand la contrainte  $SL$  est imposée), le facteur de forme  $\frac{h}{R}$  augmente lentement comme le montre la figure 3.10.

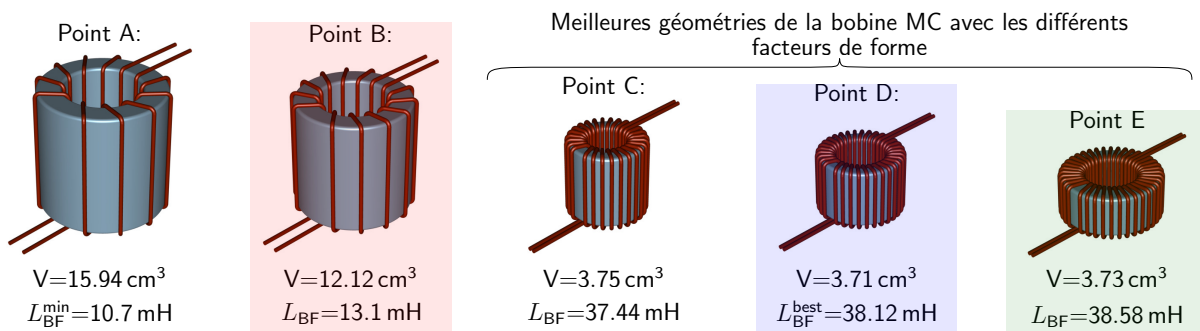


FIGURE 3.11 – Les différentes géométries optimales de la bobine MC aux points A, B, C, D et E (même échelle).

Cette variation du facteur de forme de la bobine MC offre un degré de liberté intéressant qui peut être exploité en fonction d'autres contraintes de dimensionnement (par exemple : la surface du noyau pour l'échange thermique avec l'air ambiant, la masse du noyau, l'espace disponible dans le boîtier du convertisseur, etc.). En effet, les concepteurs ont le choix entre plusieurs géométries optimales de la bobine MC tout en garantissant le même volume optimal et la même atténuation du filtre.

### Explication de la variation du facteur de forme de la bobine MC

Le changement rapide des paramètres géométriques de la bobine MC entre les points C et E peut être expliqué avec la figure 3.12. Cette figure présente la relation entre le rayon intérieur  $r$  du noyau magnétique et le nombre de spires  $N$  en fonction de la valeur du courant maximal  $I_{\max}$  et par conséquent, en fonction de la valeur de l'inductance  $L_{BF}$  ( $L_{BF}$  est liée à  $I_{\max}$  à travers la figure 3.4). Comme indiqué dans le tableau 2.1 du deuxième chapitre, le rayon intérieur  $r$  peut être exprimé avec une fonction affine de  $N$  :  $r = r_{\min 1}(N)$  ou bien  $r = r_{\min 2}(N)$  en imposant le fait que  $r$  ne peut être inférieur à aucune de ces deux fonctions ( $r = \max(r_{\min 1}(N), r_{\min 2}(N))$ ).

La figure 3.12 présente, d'une part, la droite  $r = r_{\min 2}(N)$  (en bleu) qui traduit le fait d'imposer la contrainte  $SL$  en resserrant au maximum les spires dans la fenêtre intérieure du noyau ( $s = s_{\min}$ ). Cette droite décrit une fonction affine invariante car sa pente ( $(s_{\min} + d)/\pi$ ) et son ordonnée à l'origine ( $d/2 + e$ ) ne dépendent que de paramètres constants.

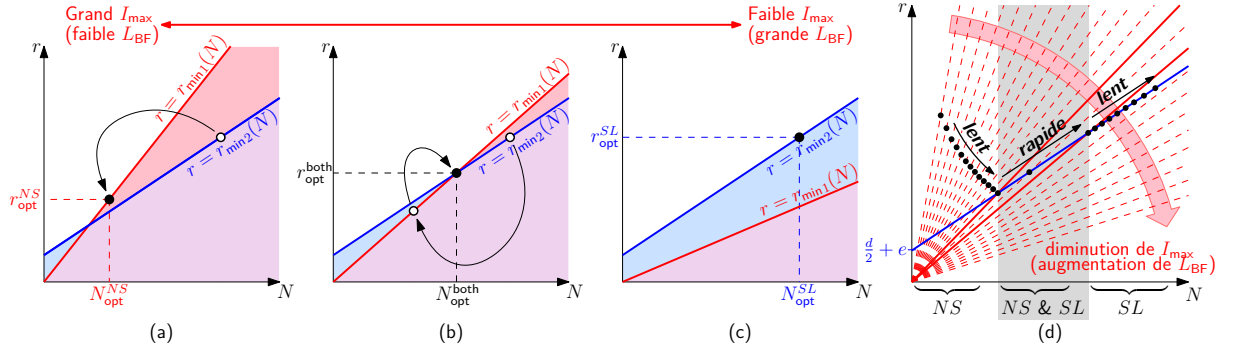


FIGURE 3.12 – Les différentes étapes du calcul du volume optimal pour une inductance donnée.

D'autre part, la droite en rouge  $r = r_{\min 1}(N)$  traduit le fait d'imposer la contrainte  $NS$  en contraignant la densité de flux maximale à la valeur limite préalablement fixée  $\alpha B_{\text{sat}}$ . Cette droite suit une fonction linéaire dont la pente ( $\frac{\mu_0 \mu_{\text{Fs}} I_{\text{max}}}{\alpha B_{\text{sat}}}$ ) dépend du courant de mode commun maximal, et donc de l'inductance  $L_{\text{BF}}$ . Pour cette raison, la pente diminue avec l'augmentation de  $L_{\text{BF}}$  (diminution de  $I_{\text{max}}$ ) dans les exemples de la figure 3.12 (a), (b) et (c).

La procédure d'optimisation du volume de la bobine MC (organigramme dans la figure 2.29 du deuxième chapitre) commence par imposer la contrainte  $SL$  en donnant au rayon intérieur  $r$  une évolution selon la droite  $r_{\min 2}(N)$ . Ensuite, la géométrie optimale de la bobine, en particulier  $r_{\text{opt}}^{\text{SL}}$  et  $N_{\text{opt}}^{\text{SL}}$ , est déterminée. Si la valeur de  $L_{\text{BF}}$  est suffisamment grande (figure 3.12(c)), alors la valeur de  $N_{\text{opt}}^{\text{SL}}$  (point noir) place  $r_{\text{opt}}^{\text{SL}}$  au dessus de  $r_{\min 1}(N_{\text{opt}}^{\text{SL}})$ . Ceci satisfait aux conditions de la contrainte  $NS$ , ce qui valide la géométrie optimale ainsi calculée et termine la procédure de dimensionnement.

Dans le cas contraire, si  $L_{\text{BF}}$  est faible (figure 3.12(a)), alors le résultat après avoir imposé  $SL$  (cercle blanc) ne permet pas de respecter la contrainte  $NS$  puisque  $r_{\text{opt}}^{\text{SL}} < r_{\min 1}(N_{\text{opt}}^{\text{SL}})$ . Les paramètres optimaux obtenus en imposant  $SL$  ne sont donc pas satisfaisants et la procédure d'optimisation du volume continue en imposant cette fois la contrainte  $NS$ , ce qui permet de déterminer un nouveau couple de valeurs optimales ( $N_{\text{opt}}^{\text{NS}}$ ,  $r_{\text{opt}}^{\text{NS}}$ ) (point noir). Si ce nouveau résultat permet de respecter la condition  $r_{\text{opt}}^{\text{NS}} \geq r_{\min 2}(N_{\text{opt}}^{\text{NS}})$ , alors la contrainte  $SL$  est naturellement respectée, ce qui valide la nouvelle géométrie optimale ainsi calculée et termine la procédure de dimensionnement.

Le cas où la nouvelle géométrie optimale (obtenue en imposant  $NS$ ) ne convient pas non plus ( $SL$  n'est plus respectée) est représenté dans la figure 3.12(b). Dans ce cas, les deux contraintes  $NS$  et  $SL$  sont imposées en même temps et  $N_{\text{opt}}^{\text{both}}$  est déterminée à l'intersection des deux droites  $r_{\min 1}(N)$  et  $r_{\min 2}(N)$ . Cette situation représente la transition entre les deux contraintes  $NS$  et  $SL$  lors de l'augmentation de la valeur de  $L_{\text{BF}}$ .

La dernière situation dans la figure 3.12(b) décrit le dimensionnement de la bobine entre les point C et E dans les figures 3.9 et 3.10. Comme  $r_{\min 2}(N = 0)$  est égale à  $\frac{d}{2} + e$  correspondant à la distance entre le centre du conducteur et le matériau magnétique, naturellement très petite devant le rayon intérieur du noyau magnétique au point d'intersection  $r_{\text{opt}}^{\text{both}}$ , les deux droites  $r_{\min 1}$  et  $r_{\min 2}$  deviennent "presque" parallèles. Ainsi, leur

intersection varie rapidement même avec une faible variation de  $I_{\max}$ , et donc de  $L_{\text{BF}}$ .

Cet effet est présenté dans la figure 3.12(d) quand la géométrie optimale (point noir) varie rapidement dans la région grisée (les deux contraintes sont imposées en même temps). Ceci explique la variation rapide du facteur de forme entre les points C et E. Ainsi, cet intervalle réduit de  $L_{\text{BF}}$  peut être exploité pour fabriquer plusieurs bobines MC avec différentes formes mais avec la même performance du filtre.

### Variation de la masse et de la surface du noyau avec $L_{\text{BF}}$

Le volume de la bobine de mode commun est le critère d'optimisation adopté dans ce travail de thèse. Néanmoins, d'autres critères comme la masse et la surface du noyau magnétique peuvent être considérés pour le choix de la géométrie optimale de la bobine dans l'intervalle [C E] de la figure 3.9.

La masse du noyau magnétique peut être déduite avec le volume du fer  $V_{\text{fer}}$  défini l'équation suivante :

$$V_{\text{fer}} = \pi (R_{\text{opt}}^2 - r_{\text{opt}}^2) h_{\text{opt}}. \quad (3.2)$$

L'évolution de  $V_{\text{fer}}$  avec  $L_{\text{BF}}$ , présentée dans la figure 3.13(a), montre que la meilleure masse du noyau est obtenue quand les deux contraintes sont imposées simultanément (entre les points C et E) au point E avec une faible différence de 1.2 % par rapport au  $V_{\text{fer}}$  obtenu au point D.

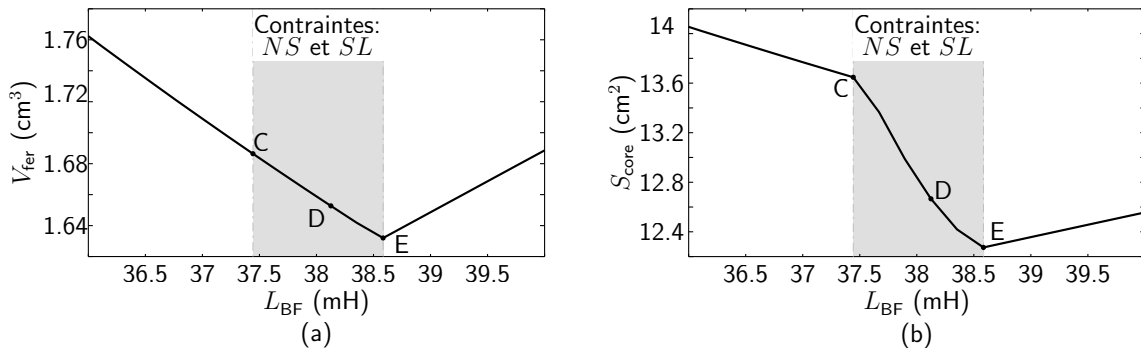


FIGURE 3.13 – Évolution de  $V_{\text{fer}}$  et  $S_{\text{core}}$  avec  $L_{\text{BF}}$  entre les points C et E pour  $C_{\text{Y}} = 136$  nF.

La surface  $S_{\text{core}}$  du noyau magnétique, calculée avec l'équation (3.3), est également un paramètre intéressant dans le dimensionnement de la bobine de mode commun car il conditionne la capacité du noyau magnétique de se refroidir naturellement. En effet, une grande surface facilite l'échange thermique entre le noyau magnétique et l'air ambiant.

$$S_{\text{core}} = 2\pi (R_{\text{opt}}^2 - r_{\text{opt}}^2) + 2\pi (R_{\text{opt}} + r_{\text{opt}}) h_{\text{opt}}. \quad (3.3)$$

Le résultat présenté dans la figure 3.13(b) montre que, pour les inductances entre les points C et E, la meilleure surface du noyau est obtenue au point C. Augmenter l'inductance

$L_{BF}$  jusqu'au point E fait diminuer  $S_{\text{core}}$  d'environ 10% par rapport au point C. Par conséquent, parmi les différents critères de dimensionnement (masse, auto-refroidissement, volume, espace libre dans le boîtier du convertisseur, etc.), les concepteurs peuvent choisir la meilleure géométrie du noyau calculée avec la méthode de dimensionnement proposée.

### 3.1.2 Validation expérimentale des résultats présentés

Afin de valider expérimentalement les résultats présentés, des mesures ont été effectuées sur la chaîne de conversion de la figure 2.31 du deuxième chapitre, qui correspond au modèle MC de la figure 3.1. Le point de fonctionnement du convertisseur est défini par un rapport cyclique  $D = 20\%$  et une fréquence de commutation  $F_s = 7.5 \text{ kHz}$ , qui sont des entrants de la procédure de dimensionnement. Ainsi, les filtres réalisés sont destinés à respecter la contrainte normative en ce point de fonctionnement, mais pourront s'avérer inefficaces dans d'autres conditions. Ce choix intentionnel permettra notamment de jouer sur le rapport cyclique pour augmenter l'ondulation du courant MC à la fréquence de découpage, et donc le courant  $I_{\text{max}}$ , afin de valider que les bobines dimensionnées avec la contrainte  $NS$  sont bien à la limite de saturation.

Dans la suite de cette section, trois filtres de mode commun sont réalisés avec trois bobines différentes choisies aux points B, D et E de la figure 3.11 et sont présentées dans la figure 3.14. À travers ces trois filtres, l'effet de la saturation du noyau magnétique sur le volume de la bobine, ainsi que les différents facteurs de forme de la meilleure inductance  $L_{BF}^{\text{best}}$  seront démontrés. Les géométries optimales ainsi que celle des noyaux utilisés sont présentées dans le tableau 3.1. La capacité équivalente  $C_Y$  des filtres réalisés vaut  $136 \text{ nF}$ . Elle comprend deux condensateurs de  $68 \text{ nF}$  occupant chacun un volume de  $0.85 \text{ cm}^3$ .

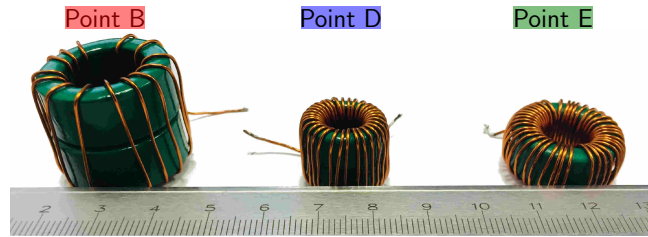


FIGURE 3.14 – Bobines de mode commun réalisées.

#### 3.1.2.1 Dimensionnement du filtre avec l'inductance minimale qui permet de respecter la norme CEM

La valeur de l'inductance de la première bobine, réalisée au point B de la figure 3.5, est proche de l'inductance minimale  $L_{BF}^{\text{min}}$  qui permet de respecter la limite normative. Cette bobine est dimensionnée avec la contrainte de non saturation  $NS$ . Ainsi, l'espacement  $s$  entre les spires, égal à  $2.16 \text{ mm}$ , est naturellement supérieur à sa valeur minimale  $s_{\text{min}} = 0.1 \text{ mm}$ . À  $20\%$  de rapport cyclique, le filtre dimensionné a permis de réduire le courant

Tableau 3.1 – Les géométries optimales et réelles des bobines MC réalisées.

Bobines	Point B	Point D	Point E
Inductance $L_{BF}$ (mH)	13.1	38.12	38.58
Nombre de spires optimal $N_{opt}$	7	17	20
$(R_{opt}, r_{opt}, h_{opt})$ calculées (mm)	(11.55, 7, 23.1)	(8.7, 5.27, 11.02)	(9.86, 5.98, 8.45)
$(R_{opt}, r_{opt}, h_{opt})$ utilisées (mm)	(12.5, 8, 20)	(8, 5, 12)	(10, 6.25, 8)
Référence APERAM	099 10 1 E3	099 06 1 E3	099 08 1 E3
Espacement minimal $s_{min}$ (mm)	0.1		
Section du conducteur (mm <sup>2</sup> )	0.5 ( $d = 0.8$ mm)		

MC (en marron dans la figure 3.15) jusqu'à un niveau juste au dessous du gabarit de la norme comme le montre la figure 3.15 (courbe en rouge).

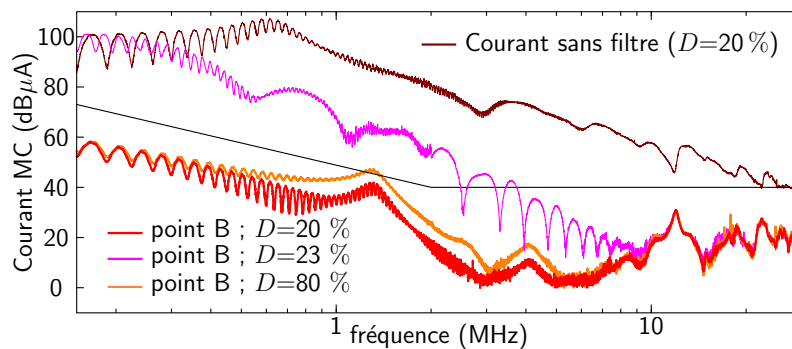


FIGURE 3.15 – Courant de mode commun avec et sans filtre réalisé au point B.

La faible marge par rapport à la limite normative est liée à la valeur de l'inductance au point B qui est légèrement plus grande que la valeur minimale au point A. Même dans les hautes fréquences, le filtre dimensionné permet de respecter la norme CEM grâce à la grande valeur de l'impédance de la bobine réalisé en HF comme le montre la figure 3.16 (courbe en rouge).

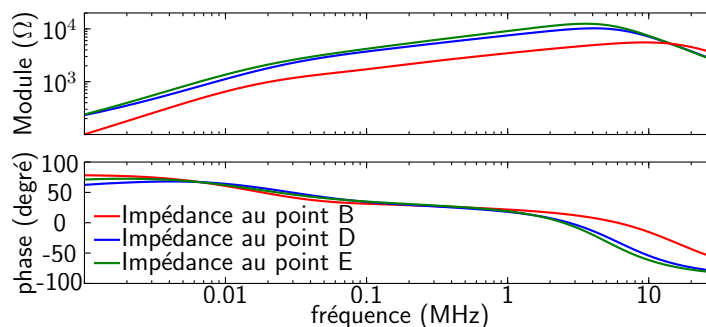


FIGURE 3.16 – Les impédances de mode commun des bobines réalisées.

Pour  $D = 20\%$ , la grande amplitude du courant de mode commun dans les basses fréquences a impacté le matériau magnétique utilisé en plaçant la densité de flux maximale

à la valeur de saturation margée par  $\alpha = 75\%$ . Ceci a généré des débuts de non-linéarités dans l'évolution en temporel du courant MC dans la figure 3.17 (courbe en rouge).

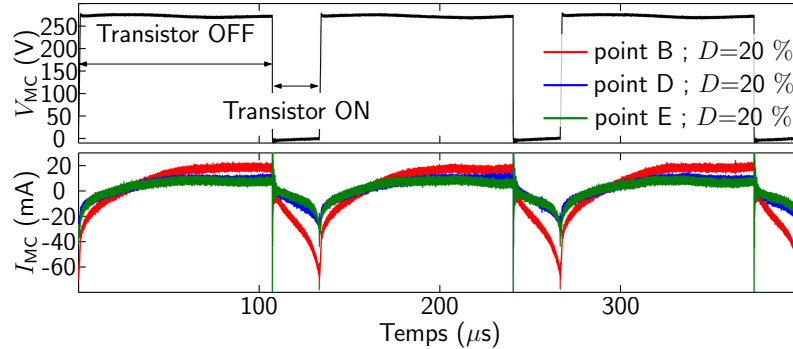


FIGURE 3.17 – Évolution dans le temps du courant MC avec les trois bobine réalisées ( $D = 20\%$ ).

Cette non-linéarité dans le courant indique que la bobine de mode commun est proche de la saturation et qu'une augmentation de l'ondulation du courant pourrait rapidement conduire à une saturation du matériau magnétique. En effet, une augmentation du rapport cyclique jusqu'à  $D = 23\%$  a entraîné l'augmentation de l'ondulation du courant, et donc de  $I_{\max}$  ce qui a engendré une saturation complète du matériau magnétique. Dans ces circonstances, l'atténuation du filtre est perdue avec la bobine réalisée et le niveau du courant MC dépasse largement la limite normative comme le montre le résultat expérimental de la figure 3.15 (courbe en rose).

On rappelle ici que même si la contrainte normative ne considère que des fréquences supérieures à 150 kHz, et que la valeur d'inductance nécessaire au respect de la norme ( $L_{BF}^{\min}$ ) est donc déterminée en fonction des harmoniques de courant MC à ces fréquences (précisément à  $f_{\text{dim}} \geq 150 \text{ kHz}$ ), c'est bien la fréquence de l'ondulation du courant (fréquence de découpage  $F_s \ll 150 \text{ kHz}$  ici) qui est déterminante pour les problèmes de saturation. Si cette ondulation basse fréquence conduit à une saturation du matériau, alors la non-linéarité est telle que c'est tout le spectre qui s'en trouve impacté et ne respecte plus la norme CEM au delà de 150 kHz.

### Cause de la saturation de la bobine MC

Comme expliqué dans le deuxième chapitre, la saturation observée avec ce filtre n'est pas liée au courant différentiel  $I_{MD}$  consommé par la charge R-L, dont l'augmentation avec le rapport cyclique  $D$  aurait engendré des saturations locales dans le noyau magnétique dues aux fuites. Si tel était le cas, la bobine MC devrait aussi saturer pour d'autres valeurs de  $D$  plus grandes, en particulier, quand  $D = 80\%$  ce qui multiplie par quatre le courant différentiel par rapport à sa valeur initiale. Quant au courant MC, pour cette valeur de  $D$  il devrait avoir théoriquement la même ondulation que lorsque  $D = 20\%$ .

Or, l'essai expérimental à 80% du rapport cyclique, présenté en orangé dans la figure 3.15, montre que le noyau magnétique n'est pas saturé et que le niveau du courant MC a presque

repris ses valeurs initiales lorsque  $D = 20\%$ , ce qui confirme que la bobine avait bien saturé sous l'effet du courant MC et non du courant de mode différentiel. Un faible écart est bien observé autour du mégahertz. Il est dû à la diminution du temps de montée de la tension aux bornes du transistor du convertisseur (turn-off) quand il commute plus de courant différentiel, engendrant ainsi plus de bruit de mode commun en HF. Ces conclusions déjà établies au deuxième chapitre sont donc à nouveau vérifiées ici avec une plus faible fréquence de découpage. Par conséquent, ces essais expérimentaux ont validé les analyses précédentes concernant le dimensionnement par optimisation de la bobine MC au point B avec la contrainte de la non saturation  $NS$ .

### 3.1.2.2 Dimensionnement avec les meilleures inductances qui permettent de respecter la norme CEM

La deuxième bobine réalisée au point D de la figure 3.5, possède la meilleure valeur de l'inductance  $L_{BF}^{best}$  qui minimise le volume optimal de la bobine MC. Elle est dimensionnée avec les deux contraintes  $NS$  et  $SL$  imposées simultanément. Par suite, la densité de flux maximale  $B_{max}$  dans le noyau magnétique est égale à sa valeur de saturation  $B_{sat}$ , modulée par la marge de sécurité  $\alpha = 75\%$ . Aussi, les spires couvrent toute la fenêtre de bobinage du noyau puisque l'espacement  $s$  entre les spires est égal à sa valeur minimale  $s_{min}$ . Le volume de la bobine réalisée est égal à  $3.71\text{ cm}^3$ , représentant ainsi seulement  $23\%$  du volume optimal de la bobine au point A (quand  $L_{BF} = L_{BF}^{min}$ ).

La grande impédance MC de la bobine réalisée, présentée en bleu dans la figure 3.16, a permis de respecter la contrainte normative avec une marge sur le courant MC pour  $D = 20\%$ , comme le montre la figure 3.18 (courbe en bleu). La valeur maximale du courant MC est réduite avec cette bobine, comparée à la précédente, comme le montre la figure 3.17 (courbe en bleu). Ceci a permis de réduire l'influence du flux magnétique dans le noyau magnétique sur le calcul des dimensions de la bobine pour respecter la contrainte  $NS$ . Néanmoins, le nombre de spires optimal  $N_{opt}$  est beaucoup plus grand comparé à la bobine réalisée au point B, ce qui maintient le champ magnétique proche de sa valeur de saturation. En effet, la nonlinéarité est toujours observée sur l'évolution temporelle du courant MC, confirmant que le noyau magnétique est toujours dimensionné avec la contrainte  $NS$  ( $B_{max} = \alpha B_{sat}$ ) en plus de celle sur le nombre de couches  $SL$  ( $s = s_{min}$ ). De fait, augmenter le rapport cyclique de seulement  $8\%$  par rapport à sa valeur initiale ( $20\%$ ) augmente  $I_{max}$  et engendre à nouveau une saturation complète du noyau magnétique de la bobine comme le montre la figure 3.18 (courbe en bleu clair).

La troisième bobine réalisée au point E de la figure 3.5 a presque la même inductance et le même volume que celle au point D, avec une faible différence de  $1.2\%$  sur la valeur de  $L_{BF}$  et de moins de  $1\%$  sur le volume optimal de la bobine. Cependant, la géométrie de la bobine a complètement changé avec une hauteur plus faible, un rayon extérieur et un nombre de spires plus grands (voir le tableau 3.1). Comme attendu, les performances du filtre MC avec cette bobine sont quasiment les mêmes qu'avec celle au point D comme le montrent les figures 3.17 et 3.18 (courbes en vert et vert clair). En effet, la contrainte normative est respectée à  $D = 20\%$  et le noyau magnétique sature avec l'augmentation



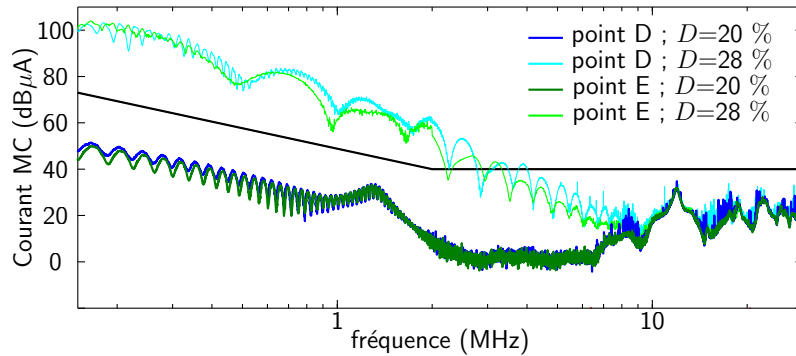


FIGURE 3.18 – Spectres du courant MC avec les bobines réalisées aux points D et E.

du rapport cyclique jusqu'à 28 %. Ce comportement du filtre au point E est exactement le même observé avec la meilleure valeur de l'inductance qui permet de respecter la norme CEM (point D). Même dans les hautes fréquences, le filtre réalisé au point E a gardé les mêmes performances que le précédent au point D comme le montre l'impédance MC de la bobine dans la figure 3.16 (courbes verte et bleue, respectivement).

En conséquence, ces résultats confirment que le meilleur volume de la bobine MC peut être obtenu avec différentes géométries tout en gardant les mêmes performances dans toute la bande de fréquences définie par la norme CEM. Ce résultat confirme le degré de liberté sur le choix de la forme de la bobine MC lors de l'intégration du filtre dans la chaîne de conversion.

### 3.1.2.3 Mesure de la température à la surface des noyaux magnétique réalisés

Les derniers essais expérimentaux présentés dans cette section, consistent à évaluer l'élévation de la température dans les meilleures bobines réalisées aux points D et E, en relation avec le résultat présenté dans la figure 3.13 concernant la surface du noyau magnétique. Les mesures ont été effectuées avec une caméra thermique infra-rouge et un thermocouple au point de fonctionnement de la chaîne de conversion ( $D = 20\%$ ) et quand le noyau magnétique sature ( $D = 28\%$ ). On précise ici que les mesures ont été extraites après 10 minutes de fonctionnement du convertisseur afin d'atteindre le régime thermique permanent.

Pour la meilleure bobine utilisée dans le filtre MC au point D, le résultat est présenté dans la figure 3.19. Quand le convertisseur commute au point de fonctionnement  $D = 20\%$ , l'élévation de la température à la surface du noyau magnétique est d'environ  $31\text{ }^\circ\text{C}$  avec une température ambiante égale à  $25\text{ }^\circ\text{C}$ . Quand le noyau magnétique est saturé pour  $D = 28\%$ , l'élévation de la température atteint  $70\text{ }^\circ\text{C}$  à cause de l'augmentation de l'ondulation BF du courant de mode commun, et donc de  $I_{\max}$ .

Quant à la bobine réalisée au point E, le résultat expérimental, présenté dans la figure 3.20, montre une élévation de température à la surface du noyau de  $35.5\text{ }^\circ\text{C}$ , qui est d'environ  $5\text{ }^\circ\text{C}$  plus grande qu'avec la meilleure bobine réalisée au point D. Quand le noyau magnétique est saturé pour  $D = 28\%$ , l'élévation de la température est d'environ  $81.6\text{ }^\circ\text{C}$ , qui

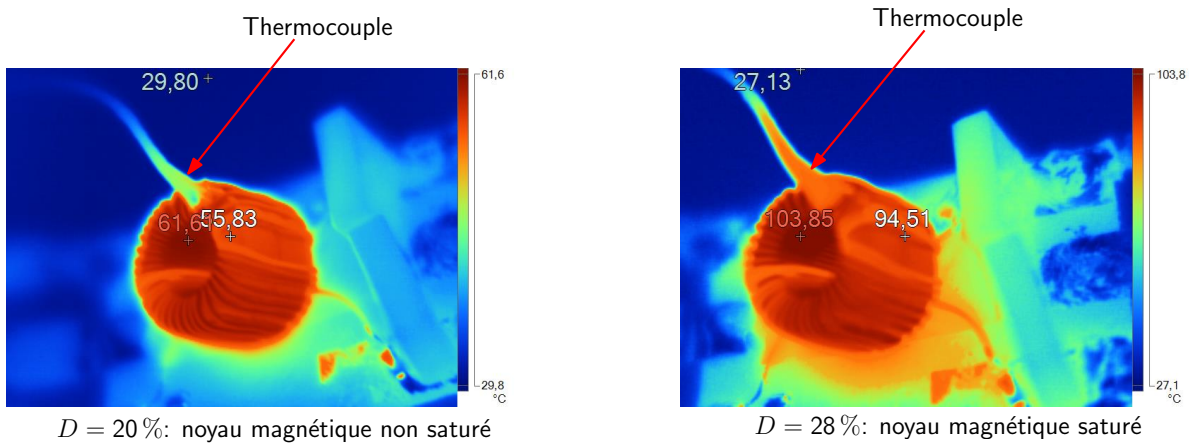


FIGURE 3.19 – Température mesurée avec la meilleure bobine réalisée au point D.

est aussi plus grande qu’avec la bobine au point D.

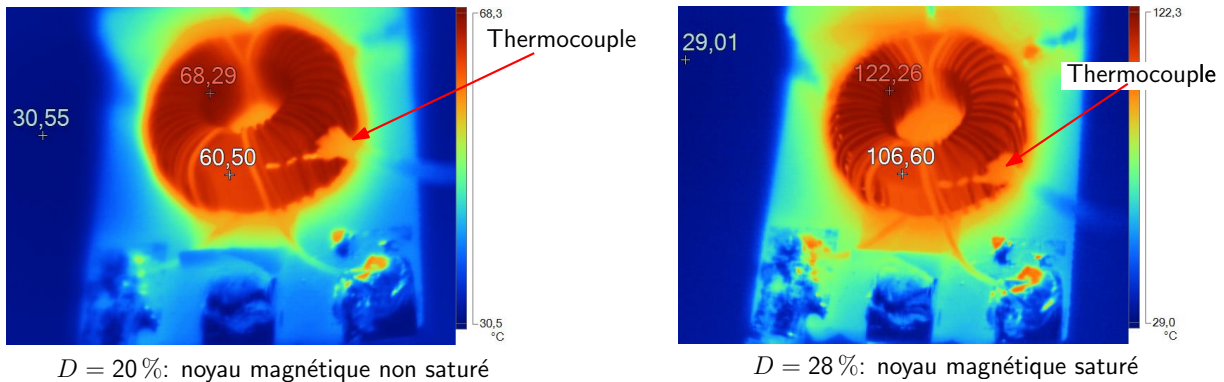


FIGURE 3.20 – Température mesurée avec la bobine réalisée au point E.

L’étude du comportement thermique de la bobine de mode commun requiert des analyses plus approfondies. En effet, dans les mesures présentées, le coefficient d’émissivité de l’isolant du noyau magnétique, inconnu, est ajusté en combinant les mesures avec un thermocouple. Aussi, l’effet de l’auto-échauffement à partir des enroulements qui couvrent différemment le noyau aux points D et E et le transfert thermique par convection sont des éléments à prendre en considération lors d’une étude thermique sur les bobines de mode commun. On peut tout de même observer que les mesures obtenues vont dans le sens du calcul théorique de la surface du noyau magnétique dans la figure 3.13(b). En effet la bobine au point D présente une surface d’échange thermique avec l’air ambiant plus grande que celle au point E, ce qui peut favoriser son refroidissement.

Dans cette section, l’étude présentée confirme la robustesse de la méthode proposée pour le dimensionnement par optimisation des filtres de mode commun en tenant compte de la saturation du matériau magnétique. L’application de la procédure de dimensionnement sur une chaîne de conversion donnée a montré que la meilleure réalisation de la bobine MC avec le volume le plus faible ne correspond pas toujours à la valeur minimale  $L_{BF}^{\min}$  de l’inductance qui permet de respecter la norme. En effet, augmenter la valeur de  $L_{BF}$

peut permettre de réduire l'effet du courant MC autour de la fréquence de commutation du convertisseur sur la saturation du noyau magnétique.

En général, quand la bobine de mode commun est dimensionnée avec la contrainte de non saturation  $NS$ , augmenter l'inductance jusqu'à sa meilleure valeur  $L_{BF}^{best}$  permet de minimiser considérablement le volume optimal de la bobine MC tout en améliorant l'atténuation du filtre. Les résultats obtenus ont montré que la meilleure bobine de mode commun peut être fabriquée avec différentes géométries de facteurs de forme différents, ce qui donne un degré de liberté supplémentaire aux concepteurs lors de l'intégration du filtre dans le convertisseur.

### 3.1.3 Comparaison avec la méthode du produit des aires

Les résultats obtenus précédemment à l'aide de la méthode d'optimisation proposée soulèvent la question du positionnement de ces travaux par rapport aux méthodes décrites dans la littérature. Comme expliqué dans le premier chapitre, plusieurs études sont consacrées au dimensionnement des filtres CEM, bien que peu permettent de déterminer les paramètres géométriques de la bobine sans recourir à une méthode numérique d'optimisation coûteuse en temps de calcul ou à un simple parcours d'une base de donnée de tores de dimensions prédéfinies par un fabricant, et donc non optimales. Nous avons choisi de situer l'approche proposée par rapport à une méthode analytique rapide qui peut être appliquée facilement, sans outil de programmation spécifique et qui se base sur les mêmes entrants : la valeur d'inductance  $L$  à réaliser, la perméabilité  $\mu_r$  du matériau préalablement choisi et sa densité de flux de saturation  $B_{sat}$ , le diamètre du conducteur  $d$  (lié au courant efficace  $I_{eff}$  et à la densité de courant  $J$ ), et le courant de mode commun maximal  $I_{max}$ .

La technique du produit des aires est une méthode largement utilisée pour le dimensionnement des bobines de lissage et des transformateurs. Elle consiste à déterminer, à partir des données électriques, un facteur géométrique  $\Gamma$  (généralement en  $cm^4$ ), qui représente le produit entre la section  $A_{fer} = h(R - r)$  du noyau magnétique et la surface  $W = \pi r^2$  de sa fenêtre de bobinage, présentées dans la figure 3.21. Ce produit des aires est alors une condition pour que le flux dans le matériau magnétique atteigne une valeur limite imposée par le concepteur afin d'éviter la saturation, en prenant en compte un facteur de remplissage du bobinage dans la fenêtre également imposé. L'utilisateur peut alors sélectionner le matériau magnétique à partir des catalogues donnés par les constructeurs en fonction de la valeur de  $\Gamma$  [85–88]. Comme la bobine couplée de mode commun peut être assimilée à un transformateur particulier (dont le courant MC serait le courant magnétisant), la méthode du produit des aires peut a priori être appliquée pour le dimensionnement des filtres CEM.

Cependant, la volonté de limiter la capacité parasite équivalente de la bobine MC en n'autorisant qu'une seule couche de bobinage contraint le remplissage de la fenêtre et rend le terme  $W$  du produit d'aires  $A_{fer}W$  peu adapté à cette spécificité. Ce problème est contourné dans les travaux présentés dans [89–91] en introduisant un facteur de remplissage dépendant du nombre de spires, dans l'objectif de dimensionner une bobine MC

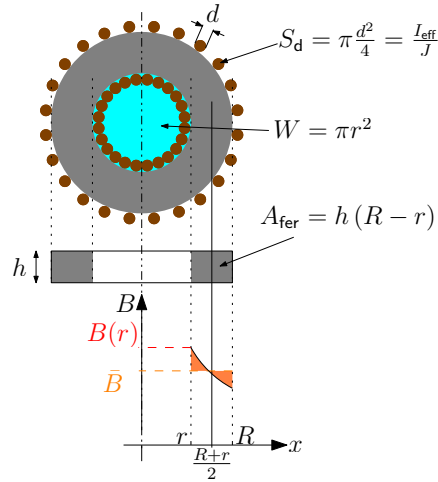


FIGURE 3.21 – Définitions des aires et répartition du champ magnétique dans le fer.

qui respecterait à la fois la contrainte de la non saturation  $NS$  et celle sur le nombre de couches  $SL$ . Ainsi, nous pouvons positionner notre méthode d'optimisation du volume de la bobine de mode commun par rapport à l'approche basée sur le produit des aires décrite dans [90].

### 3.1.3.1 Présentation de la méthode

L'inductance  $L$  de la bobine peut être liée au nombre de spires  $N$ , au courant de mode commun  $I$ , à la densité de flux moyenne  $\bar{B}$  dans le matériau magnétique ( $B$  varie selon la composante radiale dans le noyau toroïdal de la bobine comme le montre la figure 3.21) et à la section du noyau  $A_{\text{fer}}$  avec l'équation suivante :

$$LI = N\bar{B}A_{\text{fer}} \quad \text{avec} \quad \bar{B} = \frac{1}{R-r} \int_r^R B(x)dx \quad \text{et} \quad B(x) = \frac{\mu_0\mu_r NI}{2\pi x}. \quad (3.4)$$

On considère une valeur limite de la densité de flux qui garantit que le matériau ne sature pas, ce qui correspond à la contrainte  $NS$  dans nos travaux. On note alors  $B_{NS}$  cette valeur, que l'on rapproche de la valeur maximale autorisée de  $B$  dans l'équation (2.24) du deuxième chapitre :  $B_{NS} = \alpha B_{\text{sat}}$ .

La méthode décrite dans [90] traduit le fait d'imposer la contrainte  $NS$  par l'expression suivante lorsque le courant de mode commun est maximal :

$$LI_{\text{max}} \approx NB_{NS}A_{\text{fer}} \quad (3.5)$$

qui ne fait pas état de la variation de  $B$  selon l'axe  $x$  montré en figure 3.21. Cela revient, soit, à prendre une marge de sécurité supplémentaire dans le paramètre  $\alpha$  pour que  $B_{NS}$  corresponde approximativement à un champ moyen entre  $r$  et  $R$ , soit à considérer que la

densité de flux maximale autorisée  $B_{\text{NS}}$  est égale à sa valeur moyenne spatiale  $\bar{B}$  plutôt qu'à son maximum spatial  $B(r)$ , ce qui correspond à l'hypothèse d'un champ uniforme ou évoluant peu entre  $r$  et  $R$ , vérifiée lorsque le rapport  $R/r$  est proche de 1.

La deuxième contrainte imposée dans cette étude consiste à réaliser une bobine monocouche, telle qu'elle est présentée dans l'équation (2.27) du deuxième chapitre. Une approximation similaire à celle adoptée dans l'équation (2.28) du chapitre précédent a permis d'établir une relation qui lie la surface de la fenêtre  $W$  à la section du conducteur  $S_d$  :

$$\frac{4N}{\pi} \left(1 + \frac{N}{\pi}\right) S_d \approx W. \quad (3.6)$$

Un produit terme à terme des équations (3.5) et (3.6) a établi une relation entre le produit des aires  $\Gamma$  et le nombre de spires  $N$  comme suit :

$$\frac{4}{\pi} \left(1 + \frac{N}{\pi}\right) S_d L I_{\text{max}} = B_{\text{NS}} \overbrace{A_{\text{fer}} W}^{\Gamma} \Rightarrow \Gamma = \frac{4}{\pi} \left(1 + \frac{N}{\pi}\right) \frac{L I_{\text{max}} I_{\text{eff}}}{J B_{\text{NS}}}. \quad (3.7)$$

Une deuxième relation liant le produit des aires  $\Gamma$  au nombre de spires  $N$  est obtenue à partir d'une seconde approximation, effectuée sur la valeur de l'inductance  $L$ , et consistant à exprimer simplement la perméance du noyau à partir de sa section  $A_{\text{fer}}$  et de sa longueur moyenne au rayon  $\frac{R+r}{2}$  :

$$L \approx \mu_0 \mu_r N^2 \frac{A_{\text{fer}}}{\pi (R+r)} = \mu_0 \mu_r N^2 \frac{\lambda_2 (\lambda_1 - 1) r}{\pi (\lambda_1 + 1)} \quad \text{avec} \quad \lambda_1 = \frac{R}{r} \quad \text{et} \quad \lambda_2 = \frac{h}{r} \quad (3.8)$$

où  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont des facteurs de forme du noyau, préalablement fixés à des valeurs usuelles correspondant statistiquement aux caractéristiques des tores vendus par le constructeur des noyaux magnétique [90]. Par conséquent, la relation (3.8) permet de lier  $r$ , et donc  $\Gamma$ , au nombre de spires  $N$  comme suit :

$$\begin{cases} \Gamma = A_{\text{fer}} W = \pi r^4 \lambda_2 (\lambda_1 - 1) & \Rightarrow \quad N = \sqrt{L} K_v \Gamma^{-\frac{1}{8}} \\ \text{avec : } K_v = \sqrt{\frac{\pi K_{\text{CM}}}{\mu_0 \mu_r \lambda_2 (\lambda_1 - 1)}} & \text{et} \quad K_{\text{CM}} = (\lambda_1 + 1) \sqrt[4]{\pi \lambda_2 (\lambda_1 - 1)}. \end{cases} \quad (3.9)$$

Ainsi, les deux équations (3.7) et (3.9) permettent d'établir une relation qui ne dépend que du produit des aires  $\Gamma$  comme suit :

$$\Gamma - X_1 \Gamma^{-\frac{1}{8}} - X_2 = 0 \quad \text{avec : } X_1 = \frac{4 K_v L^{\frac{3}{2}} I_{\text{max}} S_d}{\pi^2 B_{\text{NS}}} \quad \text{et} \quad X_2 = \frac{4 L I_{\text{max}} S_d}{\pi B_{\text{NS}}}. \quad (3.10)$$

La valeur de  $\Gamma$  racine de cette équation est alors déterminée, permettant ensuite de calculer  $N$  et  $r$  grâce à l'équation (3.9). Compte tenu des facteurs de forme imposés, les autres paramètres géométriques de la bobine ( $R, h$ ) en sont déduits. Dans la suite, cette résolution sera appliquée sur les résultats présentés dans la section 3.1.1.1.

### 3.1.3.2 Application de la méthode du produit des aires

Dans un premier temps, la méthode du produit des aires décrite précédemment est appliquée sur les résultats obtenus dans la figure 3.5. Dans cette figure, le volume de la bobine est optimisé dans différentes situations : avec la contrainte  $NS$  seule,  $SL$  seule, et en les imposant en même temps.

Les entrants nécessaires pour la résolution de l'équation (3.10) sont :  $\lambda_1, \lambda_2, \mu_r, B_{\text{sat}}, \alpha, d, I_{\text{max}}$  et  $L_{\text{BF}}$ . Le diamètre du conducteur  $d$  est conservé égal à 0.8 mm.  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont moyennés à partir des données fournies par APERAM concernant les noyaux de type nanocristallin et sont respectivement égaux à 1.52 et à 1.15. La densité de flux de saturation  $B_{\text{sat}}$ , égale à 1.2 T, est margée par un facteur de sécurité  $\alpha = 75\%$ , tout comme pour le calcul effectué dans ce travail de thèse ( $B_{\text{NS}}$  est alors égale à 0.9 T). La perméabilité relative du noyau  $\mu_r$  est choisie égale à sa valeur à la fréquence de découpage du convertisseur ( $\mu_r = \mu_{\text{Fs}} = 83\,000$ ) afin de vérifier la saturation de la bobine MC de la même manière que dans l'étude présentée dans cette thèse (le choix de  $\mu_{\text{Fs}}$  est expliqué dans la section 2.2.1.1 du deuxième chapitre). Par conséquent, les valeurs d'inductance  $L_{\text{BF}}$ , exprimées à 1 kHz dans la figure 3.5, ont été recalculées à  $F_s$  et l'inductance considérée lors de l'application de la méthode du produit des aires est normalisée à cette fréquence :  $L'_{\text{BF}} = L_{\text{BF}} \frac{\mu_{\text{Fs}}}{\mu_r(1\text{ kHz})}$ . Enfin, le courant maximal  $I_{\text{max}}$  est déduit de la figure 3.4.

La résolution de l'équation (3.10) a permis de déterminer, pour chaque valeur d'inductance, le produit des aires  $\Gamma$  ainsi que le nombre de spires  $N$  et le rayon intérieur  $r$  comme le montre la figure 3.22 (à gauche). Il ne reste alors qu'à déterminer  $h$  et  $R$  à partir de  $\lambda_1$  et de  $\lambda_2$  pour connaître toute la géométrie de la bobine, et donc le volume correspondant pour chaque valeur de  $L_{\text{BF}}$ .

Le volume de la bobine de mode commun, calculé avec la méthode du produit des aires décrite dans [90] et résumée dans la section précédente, est présenté dans la figure 3.22 (en haut à droite). Comparé au résultat obtenu avec notre méthode dans la figure 3.5, le volume issu du produit des aires paraît beaucoup plus faible pour toutes les inductances considérées dans cette étude. En outre, contrairement aux résultats de notre étude, le volume de la bobine semble être une fonction strictement croissante de la valeur d'inductance, ce qui suggérerait de fabriquer le filtre avec l'inductance minimale  $L_{\text{BF}}^{\text{min}}$  permettant de respecter la contrainte normative. Ce résultat semble alors infirmer l'existence d'une meilleure inductance  $L_{\text{BF}}^{\text{best}} > L_{\text{BF}}^{\text{min}}$  minimisant le volume optimal de la bobine pour cet exemple d'étude comme expliqué dans la section 3.1.1.1.

Le respect des contraintes  $NS$  et  $SL$  avec la géométrie obtenue doit alors être vérifié. Pour cela, pour chaque valeur de  $r$  et de  $N$  dans la figure 3.22, la densité de flux maximale  $B_{\text{max}}$  est calculée avec l'équation (2.24) du deuxième chapitre (maximum spatial au niveau du

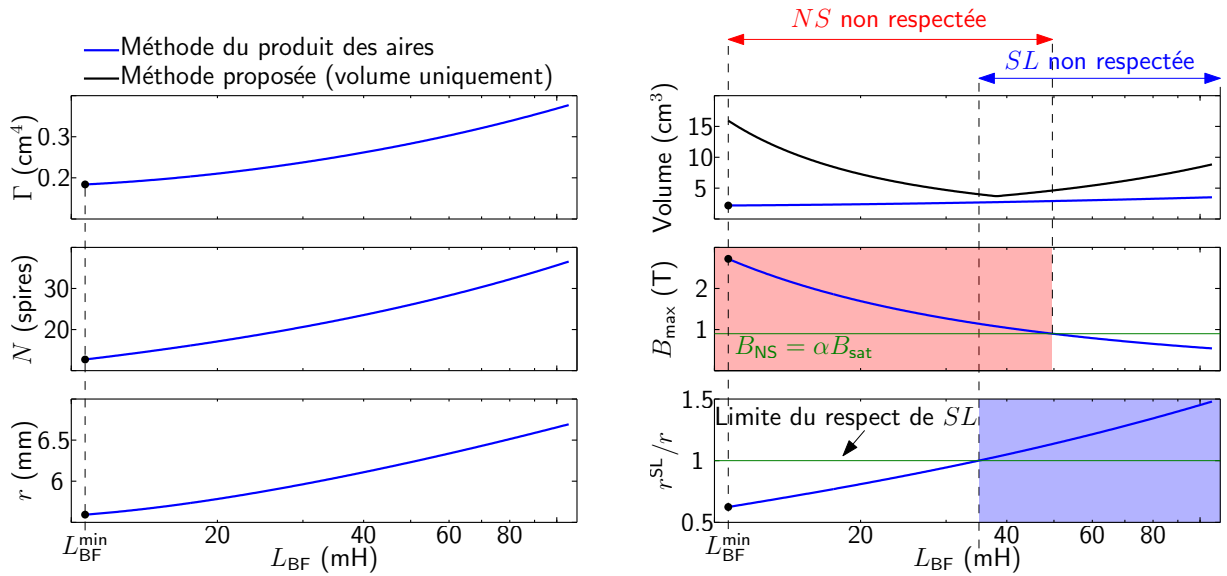


FIGURE 3.22 – Première comparaison entre la méthode proposée et celle du produit des aires.

rayon intérieur et temporel lorsque le courant de mode commun vaut  $I_{\max}$ ) et comparée à la limite  $B_{NS} = \alpha B_{\text{sat}}$ . Aussi, le nombre de couches (contrainte  $SL$ ) est vérifié en comparant  $r$  au rayon  $r^{\text{SL}}$ , calculé avec l'équation (2.27) du chapitre précédent ( $r_{\min 2}$  en considérant dans un premier temps  $s_{\min} = e = 0$ ). Ainsi,  $NS$  est vérifiée lorsque  $B_{\max} \leq B_{NS}$  et  $SL$  est respectée lorsque  $r^{\text{SL}}/r \leq 1$ .

Le résultat obtenu dans la figure 3.22 (à droite) montre que la géométrie de la bobine MC, calculée avec la méthode du produit des aires décrite dans [90], ne permet pas de respecter simultanément les contraintes  $NS$  et  $SL$ . En effet, pour de faibles valeurs d'inductance à partir de  $L_{\text{BF}}^{\min}$ , la contrainte  $SL$  est largement respectée puisque  $r > r^{\text{SL}}$ , mais la densité de flux maximale  $B_{\max}$  calculée est beaucoup plus grande que la limite imposée  $B_{NS}$ , impliquant alors la saturation de la bobine MC avec la géométrie obtenue. Augmenter la valeur de l'inductance diminue la densité de flux maximale  $B_{\max}$  mais elle reste toujours supérieure à  $B_{NS}$  jusqu'à une valeur de  $L_{\text{BF}}$  (autour de 35 mH), à partir de laquelle aucune des contraintes  $NS$  et  $SL$  n'est pas respectée ( $r$  devient inférieur à  $r^{\text{SL}}$ ). Augmenter davantage l'inductance au delà de 50 mH permet de libérer le noyau magnétique de la saturation ( $B_{\max}$  devient inférieure à  $B_{NS}$ ) mais le rayon intérieur  $r$  reste toujours insuffisant pour réaliser une bobine monocouche.

Ce résultat semble indiquer que la méthode du produit des aires, telle que présentée dans la section précédente, ne permet pas de dimensionner la bobine de mode commun tout en respectant les contraintes  $NS$  et  $SL$  en même temps. Toutefois, il faut remarquer que le critère de vérification de la non saturation ( $B_{\max}$  dans la figure 3.22) correspond à celui exprimé par la relation (2.24) du deuxième chapitre, qui considère le champ magnétique maximal au rayon intérieur  $r$ , alors que le champ utilisé dans l'équation (3.5) correspond plutôt à une valeur moyenne spatiale. Il est naturellement préférable d'établir une comparaison sur la base de critères communs, ce qui nécessite une légère adaptation présentée

dans le paragraphe suivant. De la même manière, la définition de l'inductance dans l'équation (3.8) ne correspond pas exactement à celle employée dans notre méthode et exprimée dans la relation (2.23) du deuxième chapitre. Là encore, une adaptation simple peut être réalisée afin que les définitions des grandeurs soient réellement comparables.

### 3.1.3.3 Prise en compte de critères communs aux méthodes comparées

En première hypothèse, le non respect des contraintes  $NS$  et  $SL$  dans le calcul précédent pourrait être lié aux approximations mentionnées dans la section 3.1.3.2. En effet, considérer un champ magnétique uniforme dans tout le noyau pourrait amener à une sous-estimation considérable de la densité de flux maximale, obtenue au niveau du rayon intérieur  $r$ , comme le montre la figure 3.21. Pour pallier à cette imprécision, le terme  $B_{NS}$  dans l'équation (3.5) doit être adapté afin de correspondre à une valeur moyenne du champ entre  $r$  et  $R$ , conformément à la formulation exacte de l'équation (3.4). Il suffit pour cela de remplacer  $B_{NS}$  dans l'équation (3.5) par une nouvelle valeur  $B'_{NS}$  exprimée en fonction de la limite imposée  $B_{NS}$  (qui sera bien considérée au niveau du rayon intérieur) et du facteur de forme  $\lambda_1$  :

$$B'_{NS} = B_{NS} \frac{\ln(\lambda_1)}{\lambda_1 - 1}. \quad (3.11)$$

La seconde approximation porte sur l'expression de l'inductance dans l'équation (3.8) qui peut être adaptée simplement pour correspondre à l'expression exacte donnée par l'équation (2.23) du chapitre 2 :

$$L = \mu_0 \mu_r N^2 \frac{A_{\text{fer}}}{\pi(R+r)} \times \frac{(\lambda_1 + 1) \ln(\lambda_1)}{2(\lambda_1 - 1)}. \quad (3.12)$$

Cette modification s'inclut en remplaçant  $K_v$  dans l'équation (3.9) par une nouvelle valeur  $K'_v$  définie par :

$$K'_v = \sqrt{\frac{2\pi K_{CM}}{\mu_0 \mu_r \lambda_2 (\lambda_1 + 1) \ln(\lambda_1)}}. \quad (3.13)$$

L'équation (3.10) est alors résolue à nouveau en utilisant les nouvelles formulations  $B'_{NS}$  et  $K'_v$ . Le résultat présenté dans la figure 3.23 montre que l'évolution des grandeurs est globalement similaire à la figure 3.22. Notamment, le volume est toujours croissant et  $B_{\text{max}}$  à  $L_{\text{BF}}^{\text{min}}$  est toujours au delà de la limite  $B_{NS}$ , tandis que les grandes valeurs d'inductance conduisent toujours à enfreindre la contrainte  $SL$ . Toutefois, les plages d'inductance  $L_{\text{BF}}$  respectant l'une ou l'autre des contraintes  $NS$  et  $SL$  ne sont plus disjointes, et une valeur particulière d'inductance apparaît à leur jonction autour de 38 mH. Pour cette valeur d'inductance ( $L_{\text{BF}} \approx L_{\text{BF}}^{\text{best}}$  déterminée dans la section 3.1.1.1), tout comme avec notre méthode (voir la figure 3.9), l'inductance est dimensionnée en respectant, en même temps,



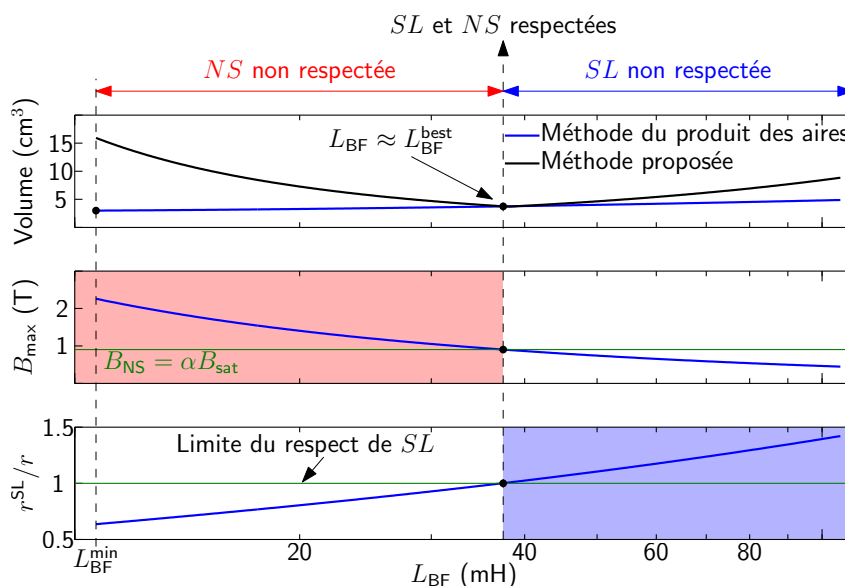


FIGURE 3.23 – Comparaison entre la méthode proposée et le produit des aires en incluant les premières adaptations.

la contrainte  $NS$  et  $SL$ . Dans ce cas, le volume de la bobine est quasiment le même avec les deux approches de dimensionnement comparées.

Ce résultat suggère que l'approche présentée dans [90] s'applique lorsque la valeur d'inductance nécessite de contraindre simultanément la densité de flux maximale et la réalisation monocouche, mais ne permet pas, pour d'autres valeurs d'inductance, de satisfaire simultanément aux contraintes  $NS$  et  $SL$ . La résolution de l'équation (3.10) permet de trouver la valeur de  $\Gamma$ , qui satisfait notamment l'équation (3.7) découlant de la mise en équation des deux contraintes. Néanmoins, l'exactitude de ce produit  $A_{\text{fer}}W$  ne garantit pas a priori que chacun de ses facteurs pris individuellement respecte la contrainte associée ( $NS$  pour  $A_{\text{fer}}$  et  $SL$  pour  $W$  via les équations (3.5) et (3.6), respectivement). Nous interprétons de cette manière l'obtention de résultats ne répondant pas à l'ensemble des équations initiales du système, dont les quatre inconnues ( $N$ ,  $r$ ,  $R$ ,  $h$ ) ne peuvent pas être contraintes à la fois par la valeur d'inductance à réaliser, deux facteurs de forme, et deux contraintes simultanées. Toutefois, il est possible a posteriori de déterminer la contrainte non satisfaite et de modifier la solution de manière à imposer cette contrainte dans un second temps.

### 3.1.3.4 Adaptation du produit des aires aux contraintes de dimensionnement

Afin de respecter les contraintes  $NS$  et  $SL$  en tout point lors de l'application de la méthode du produit des aires, nous proposons d'introduire ces contraintes d'une façon similaire à notre méthode présentée dans l'organigramme de la figure 2.29 du deuxième chapitre. La résolution des équations (3.10) et (3.9) permet de fixer le nombre de spires  $N$  pour chaque valeur de  $L_{\text{BF}}$ . Ensuite, le rayon intérieur peut être calculé en fonction de la contrainte imposée. Dans le cas où  $NS$  est prioritaire (pour de faibles valeurs de  $L_{\text{BF}}$ , et donc  $I_{\text{max}}$

grand),  $r$  doit être égal à  $r^{\text{NS}}$  qui peut être calculé avec l'équation (2.26) du deuxième chapitre. Sinon, si la valeur de  $N$  calculée nécessite d'imposer la contrainte  $SL$ , le rayon intérieur  $r$  doit devenir égal à  $r^{\text{SL}}$  en utilisant l'équation (2.28) du chapitre précédent. On ajoute ici que l'espacement minimal  $s_{\text{min}}$  entre les spires et la distance  $e$  entre les spires et le noyau sont prises en compte dans ce nouveau calcul en réactualisant l'équation (3.10) comme suit :

$$\Gamma - X_1 \Gamma^{-\frac{1}{8}} - X_2 = 0 \quad \text{avec : } X_1 = \frac{4K'_v L^{\frac{3}{2}} I_{\text{max}} S_d}{\pi^2 B'_{\text{NS}}} \left(1 + \frac{s_{\text{min}}}{d}\right)^2$$

$$X_2 = \frac{4L I_{\text{max}} S_d}{\pi B'_{\text{NS}}} \left(1 + 2\frac{e}{d}\right) \left(1 + \frac{s_{\text{min}}}{d}\right). \quad (3.14)$$

Le résultat obtenu avec ce nouveau calcul est présenté dans la figure 3.24 (courbes en bleu) où le volume de la bobine ainsi que  $N$  et  $r$  sont comparés avec les résultats proposés dans ce travail de thèse (courbes en noir). La nouvelle géométrie de la bobine, calculée avec la méthode du produit des aires adaptée, permet de respecter les contraintes  $NS$  et  $SL$  en tout point de la figure 3.24. On remarquera en particulier que la courbe de  $B_{\text{max}}$  est "saturée" à  $B_{\text{NS}}$  pour les petites valeurs d'inductance, traduisant la "correction"  $r = r^{\text{NS}}$  pour imposer cette contrainte. De manière similaire, la courbe représentative du remplissage du bobinage en une seule couche montre un maintien au rayon limite  $r = r^{\text{SL}}$  pour les plus grandes valeurs d'inductance.

Cette fois, le volume obtenu avec notre méthode (en noir) est toujours plus faible que celui calculé avec le produit des aires. Ceci provient, d'une part, de l'écart entre le nombre de spires optimal  $N_{\text{opt}}$  (en noir) et celui calculé à partir de  $\Gamma$  qui nécessite une fenêtre de bobinage plus importante afin d'imposer  $NS$  et  $SL$ . D'autre part, la méthode présentée dans [90] se base sur des facteurs de formes  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  fixés a priori qui ne correspondent pas aux allures des bobines optimales déterminées par la méthode proposée en section 3.1.1.1, ces dernières étant globalement plus "hautes" aux faibles valeurs de  $L_{\text{BF}}$  (contrainte  $NS$  imposée) et plus plates aux grandes valeurs ( $SL$  imposée). Enfin, la modification du rayon intérieur en faveur de  $r^{\text{NS}}$  ou  $r^{\text{SL}}$  a brisé la relation fixant la valeur  $L_{\text{BF}}$ , ce qui a engendré un sur-dimensionnement de la valeur de l'inductance des bobines réalisées comme le montre la figure 3.24 (en bas à gauche).

L'erreur induite sur la valeur de l'inductance  $L_{\text{BF}}$  pourrait être corrigée en libérant une contrainte et variant, par exemple,  $\lambda_2$ , et donc la hauteur  $h$  du noyau qui pourrait s'adapter a posteriori en fonction de la valeur de  $L_{\text{BF}}$ . Pour  $L_{\text{BF}} \approx L_{\text{BF}}^{\text{best}}$ , l'inductance obtenue à partir de la géométrie calculée n'a pas été surdimensionnée par rapport à la valeur de référence et le volume est proche avec les deux méthodes de calcul. Ceci concorde avec le résultat obtenu dans la section 3.1.1.2 selon lequel la bobine peut être construite avec plusieurs meilleures géométries de facteurs de forme différents, pouvant en particulier s'approcher des valeurs de  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ , et ce pour presque la même inductance  $L_{\text{BF}}^{\text{best}}$ .

Cette comparaison a permis de positionner la méthode proposée dans ce travail de thèse

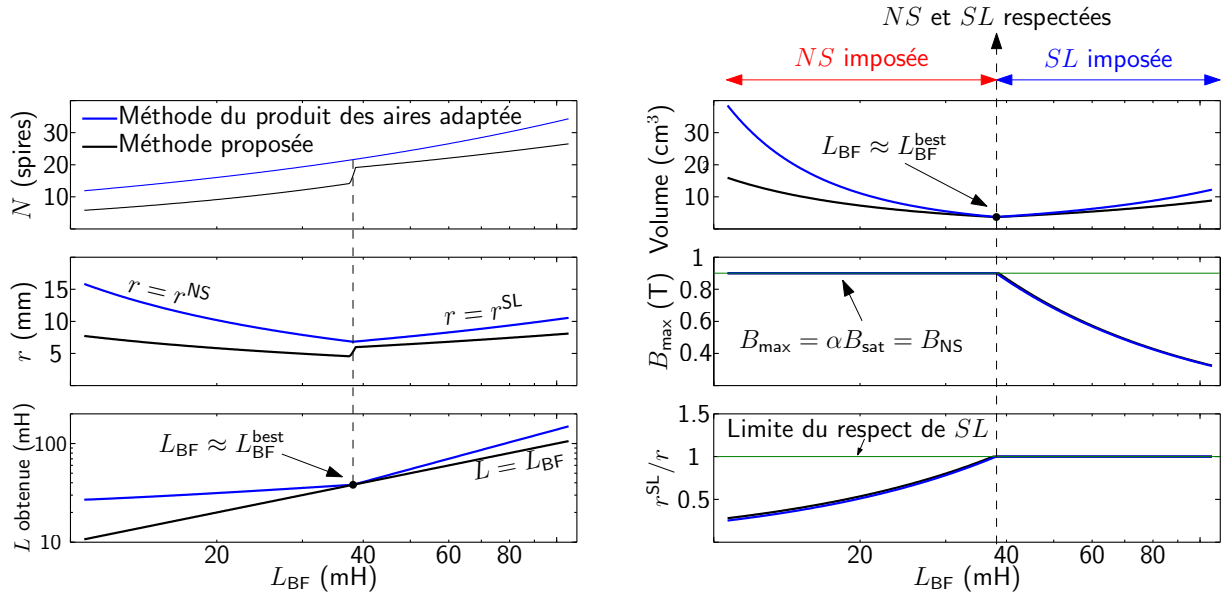


FIGURE 3.24 – Comparaison entre la méthode proposée et le produit des aires adapté avec la prise en compte des contraintes  $NS$  et  $SL$ .

par rapport à la méthode du produit des aires, souvent utilisée pour le dimensionnement des composants magnétiques. Pour réaliser cette comparaison, il a été nécessaire d'adapter l'approche présentée dans [90] pour satisfaire aux deux contraintes  $NS$  et  $SL$  en tout point, et ainsi mettre en évidence l'existence d'une valeur d'inductance minimisant son volume. La méthode du produit des aires ainsi adaptée permet de dimensionner une bobine de mode commun avec des géométries réalisables (facteurs de formes déduits des catalogues des fabricants) mais en surdimensionnant la valeur et le volume de l'inductance. Elle permet de proposer une géométrie optimale de la bobine MC avec la bonne inductance au point particulier pour lequel les deux contraintes sont naturellement satisfaites simultanément. En comparaison, la méthode proposée dans ce travail de thèse permet d'optimiser le volume de la bobine de mode commun avec la prise en compte des contraintes  $NS$  et  $SL$  et propose la géométrie optimale en tout point, sans altérer la valeur de l'inductance. Cependant, la géométrie issue de notre méthode pourrait être indisponible dans les catalogues des constructeurs. La prise en compte de cet aspect fait partie des perspectives de ce travail de thèse. Dans la suite de ce chapitre, nous étudions l'influence de la fréquence de commutation du convertisseur et de la longueur du câble sur le volume de la bobine de mode commun.

## 3.2 Influence des paramètres de la chaîne de conversion sur le volume de la bobine de mode commun

Le dimensionnement du filtre de mode commun doit prendre en considération les différents paramètres électriques de la chaîne de conversion. Le rapport cyclique, ainsi que la

fréquence de commutation du convertisseur, peuvent impacter le niveau du courant de mode commun. Aussi, la longueur du câble blindé qui connecte la charge au convertisseur modifie l'impédance du chemin de propagation des PEM et par conséquent, les éléments du filtre à dimensionner. Dans cette section, l'influence de ces trois paramètres sur le volume optimal de la bobine MC sera étudiée.

### 3.2.1 Effet de la variation du rapport cyclique du convertisseur sur le volume de la bobine de mode commun

L'étude présentée dans cette partie se base sur la même chaîne de conversion décrite dans les figures 3.1 et 2.31. Le convertisseur DC-DC commute toujours à  $F_s = 7.5$  kHz mais avec un rapport cyclique  $D$  variable. En effet dans diverses applications, ce rapport cyclique est susceptible de varier notablement en cours de fonctionnement (par exemple en variation de vitesse d'un moteur à courant continu) de sorte que le filtre CEM doit atténuer les perturbations quelle que soit la valeur de  $D$ . Ainsi, cette section vise à montrer l'influence du rapport cyclique sur le choix de l'inductance  $L_{BF}$  du filtre pour minimiser son volume. La charge R-L est connectée au convertisseur avec un câble blindé de 28 mètres, présenté dans la figure 2.15 du deuxième chapitre. Cette fois, le matériau magnétique est le ferrite T35, fabriqué par EPCOS, avec une densité de flux de saturation  $B_{sat} = 390$  mT et une perméabilité complexe présentée dans la figure 2.39 du deuxième chapitre.

Dans la suite de cette section, la méthode proposée, pour l'optimisation du volume de la bobine de mode commun, sera appliquée sur la chaîne de conversion présentée précédemment. D'abord, le dimensionnement est effectué pour un rapport cyclique  $D = 50\%$  qui engendre l'ondulation maximale du courant de mode commun, et donc du flux dans le matériau magnétique. Ensuite, les problèmes associés à la variation de la valeur de  $D$  et les règles à suivre lors du dimensionnement du filtre MC pour un rapport cyclique variable seront présentés.

#### 3.2.1.1 Dimensionnement du filtre de mode commun pour un rapport cyclique égal à 50%

Dans un premier temps, le rapport cyclique du convertisseur est fixé à 50%. La procédure de dimensionnement du filtre MC commence par calculer les valeurs minimales de l'inductance  $L_{BF}^{min}$  pour différentes valeurs de capacités équivalentes  $C_V$ . Ensuite, le volume optimal de la bobine MC est calculé pour ces valeurs de  $L_{BF}^{min}$ . Comme pour l'étude dans la section précédente, les inductances minimales  $L_{BF}^{min}$  engendrent un courant MC important autour de la fréquence de commutation du convertisseur. En conséquence, il n'est pas possible de rapprocher les spires jusqu'à l'espacement minimal  $s_{min}$  pour réduire le volume, car la densité de flux augmenterait jusqu'à faire saturer le matériau magnétique. Ainsi, le volume optimal de la bobine de mode commun est calculé en imposant la contrainte de la non saturation  $NS$  pour toutes les valeurs de  $L_{BF}^{min}$ . Dans ce cas, il est montré dans la section précédente qu'il est préférable d'augmenter la valeur de l'inductance au delà de sa valeur minimale afin de se libérer de la contrainte  $NS$ . Ainsi, la recherche de la meilleure

valeur de l'inductance  $L_{BF}^{best}$  qui minimise le volume optimal de la bobine est effectuée en appliquant la procédure de dimensionnement sur différents couples  $(L_{BF}, C_Y)$  autorisés et le résultat du calcul est présenté dans la figure 3.25.

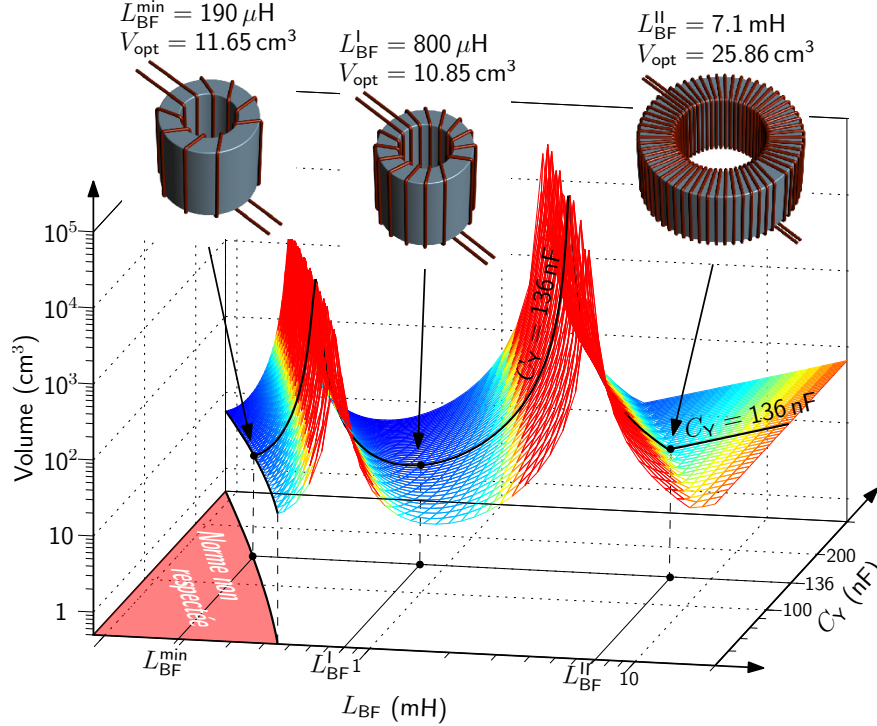


FIGURE 3.25 – Évolution du volume optimal de la bobine MC avec différents couples  $(L_{BF}, C_Y)$  autorisés pour  $D = 50\%$ .

Contrairement aux résultats obtenus dans la figure 3.6 où le matériau magnétique utilisé est le nanocristallin, l'augmentation de la valeur de l'inductance  $L_{BF}$  au delà de sa valeur minimale  $L_{BF}^{min}$  n'a pas permis de diminuer directement le volume de la bobine de mode commun comme le montre la figure 3.25. Au contraire, l'augmentation de  $L_{BF}$  est accompagnée par une augmentation considérable du volume optimal correspondant, toujours calculé avec la contrainte  $NS$ , jusqu'à atteindre un premier pic de volume. Ensuite, pour chaque valeur de  $C_Y$ , le volume optimal diminue jusqu'à une nouvelle limite minimale avant d'augmenter de nouveau jusqu'à un autre maximum du volume optimal. Augmenter encore davantage l'inductance de la bobine diminue le volume jusqu'à une nouvelle limite minimale, à partir de laquelle le volume optimal de la bobine se libère de la contrainte de la non saturation  $NS$  et la géométrie optimale est déterminée avec celle sur le nombre de couches  $SL$ . Le volume optimal augmente alors avec  $L_{BF}$  indépendamment de la valeur maximale  $I_{max}$  du courant de mode commun.

### Relation entre la fréquence de résonance du filtre et les harmoniques de la tension de mode commun

L'explication de cette évolution du volume optimal de la bobine MC avec l'augmentation de  $L_{BF}$  réside dans la position de la fréquence de résonance  $F_{res}$  du filtre dimensionné par

rapport aux harmoniques BF de la tension de mode commun et donc du courant MC. Afin de comprendre l'influence de  $F_{\text{res}}$  sur le volume de la bobine, une valeur de  $C_Y = 136 \text{ nF}$  est choisie, correspondant à la courbe en noir dans l'évolution du volume optimal de la bobine dans la figure 3.25.

L'inductance minimale  $L_{\text{BF}}^{\text{min}}$  qui permet de respecter la norme est alors égale à  $190 \mu\text{H}$  et de volume optimal égal à  $11.65 \text{ cm}^3$ . Cette faible valeur d'inductance conduit à une grande fréquence de résonance  $F_{\text{res}}$ , calculée en considérant les impédances à l'entrée/sortie du filtre et avec la méthode expliquée dans la section 2.1.5 du deuxième chapitre. Cette fréquence  $F_{\text{res}}$  est alors supérieure à la fréquence de découpage du convertisseur, et se situe plus précisément entre le quatrième et le troisième harmonique de la tension MC  $V_{\text{MC}}$  (et donc du courant  $I_{\text{MC}}$ ). La figure 3.26 montre, sur un axe de fréquences, la position de  $F_{\text{res}}$  par rapport aux harmoniques de la tension MC (dont le fondamental est à  $F_s$ ). L'amplitude des harmoniques d'une telle tension en créneaux suivent typiquement une fonction en sinus cardinal (lobes de la courbe en trait mixte). À 50 % de rapport cyclique (créneau symétrique), les harmoniques pairs sont nuls (passage par zéro de la fonction sinus cardinal) et les harmoniques impairs sont d'amplitude inversement proportionnelle à leur rang (décroissance en  $1/f$ , soit -20 dB par décade)

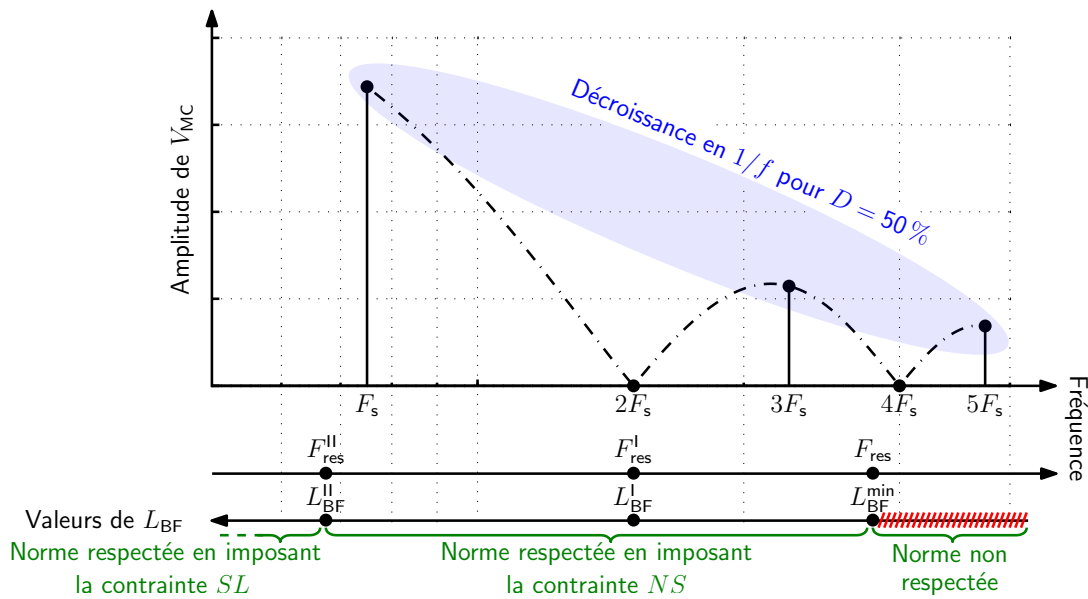


FIGURE 3.26 – Évolution de la fréquence de résonance du filtre dimensionné avec l'augmentation de  $L_{\text{BF}}$  pour  $D = 50 \%$ .

Augmenter l'inductance  $L_{\text{BF}}$  au delà de sa valeur minimale  $L_{\text{BF}}^{\text{min}}$  (en se déplaçant vers la gauche sur l'axe inversé en bas de la figure 3.26) diminue la fréquence de résonance du filtre et change sa position par rapport aux harmoniques de la tension  $V_{\text{MC}}$  comme le montre la figure 3.26. Ceci risque de provoquer une excitation de la résonance du filtre dans le circuit équivalent MC de la figure 3.1(b) par le troisième harmonique de  $V_{\text{MC}}$ , ce qui augmente considérablement l'amplitude du courant MC à cette fréquence et engendre une grande valeur de  $I_{\text{max}}$ . Par conséquent, l'ondulation énorme du flux magnétique requiert un

noyau magnétique de très larges dimensions avec un faible nombre de spires afin d'éviter la saturation comme le montre la figure 3.25 (le premier pic à gauche).

Diminuer davantage la fréquence de résonance du filtre en augmentant la valeur de  $L_{BF}$  permet de réduire le volume optimal de la bobine MC en éloignant la résonance du filtre du troisième harmonique du courant MC. Pour  $L_{BF} = L_{BF}^I = 800 \mu\text{H}$ , la fréquence de résonance du filtre  $F_{res}^I$  est égale à celle du deuxième harmonique de  $V_{MC}$ , et donc du courant MC comme le montre la figure 3.26. Cet harmonique pair étant théoriquement nul à 50 % de rapport cyclique, le courant MC maximal  $I_{max}$  est faible et le volume optimal de la bobine est à sa valeur minimale, égale à  $10.85 \text{ cm}^3$ . Néanmoins, la géométrie optimale du noyau magnétique est toujours contrainte par la densité de flux maximale dans le noyau ( $NS$  imposée).

Augmenter encore plus la valeur de  $L_{BF}$  approche la résonance du filtre de la fréquence du fondamental de  $V_{MC}$  ce qui augmente considérablement l'amplitude du fondamental du courant MC et conduit à de grandes valeurs du volume optimal de la bobine, avant qu'il diminue jusqu'à atteindre un nouvel optimum local, égal à  $25.86 \text{ cm}^3$  pour  $L_{BF} = L_{BF}^{II} = 7.1 \text{ mH}$ . Pour cette valeur de  $L_{BF}$ , la fréquence de résonance du filtre  $F_{res}^{II}$  est inférieure à celle de commutation (voir figure 3.26) et le volume est calculé en imposant les deux contraintes  $NS$  et  $SL$  en même temps. Au delà de  $L_{BF}^{II}$ , le courant MC est suffisamment faible en BF pour que la contrainte de la non saturation  $NS$  ne soit plus imposée. Par conséquent, la géométrie optimale de la bobine est calculée avec seulement la contrainte sur le nombre de couches  $SL$ .

Bien que la chaîne de conversion utilisée dans cette étude soit la même présentée dans la section précédente (excepté la valeur du rapport cyclique), l'évolution du volume optimal avec  $L_{BF}$  et  $C_Y$  dans la figure 3.25 (avec du ferrite) n'est pas la même dans la figure 3.6 (avec du nanocristallin). La différence réside dans le choix du matériau magnétique. En effet, avec le nanocristallin, la perméabilité complexe, ayant de grandes valeurs en BF, se dégrade rapidement avec la fréquence, en particulier au niveau de  $f_{dim}$  à laquelle  $A^{dim}$  (et donc  $L_{BF}^{min}$ ) est calculée. Par conséquent, la fréquence de résonance maximale (pour  $L_{BF}^{min}$ ), calculée avec la méthode présentée dans la section 2.1.5 du deuxième chapitre, est située dans la "descente" (à droite) de la résonance liée au fondamental de  $V_{MC}$  dans la figure 3.6 ( $F_{res} < F_s$  pour tous les couples  $(L_{BF}, C_Y)$  autorisés). En comparaison, avec le matériau de type ferrite où la perméabilité est "stable" à une valeur relativement faible en BF, les faibles valeurs de  $L_{BF}^{min}$  conduisent à de grandes fréquences de résonance supérieures au troisième harmonique de  $V_{MC}$  comme le montre la figure 3.26. Ceci justifie le choix de ce type de matériau magnétique pour montrer l'impact des harmoniques de découpage dans cette étude.

L'ondulation du courant de mode commun est maximale quand le rapport cyclique cyclique du convertisseur est égal à 50 %. Selon les résultats présentés dans la figure 3.25, le volume optimal de la bobine MC pour  $C_Y = 136 \text{ nF}$  atteint sa valeur minimale pour  $L_{BF} = L_{BF}^I$ . Néanmoins, la géométrie optimale de cette bobine (présentée dans la même figure) n'est pas suffisante pour respecter la contrainte normative pour d'autres valeurs de  $D$ .

### 3.2.1.2 Dimensionnement du filtre MC pour un rapport cyclique variable

Dans le paragraphe précédent, le dimensionnement de la bobine de mode commun est effectué à un rapport cyclique égal à 50 % qui correspond, a priori, au pire niveau du bruit MC. En effet, pour cette valeur de  $D$ , les harmoniques non nuls de la tension de mode commun  $V_{MC}$  touchent l'enveloppe maximale (en  $1/f$ ). Néanmoins, les harmoniques pairs sont nuls, ce qui explique pourquoi le volume optimal de la bobine est à sa valeur minimale pour  $L_{BF} = L_{BF}^I$  comparé à  $L_{BF}^{\min}$  ou bien  $L_{BF}^{II}$ . Quand le rapport cyclique change, même légèrement, les amplitudes des harmoniques impairs de la tension de mode commun diminuent en fonction de la valeur de  $D$  comme le montre la figure 3.27. Cependant, cette diminution des amplitudes des harmoniques impairs avec  $D$  est accompagnée par l'apparition des harmoniques pairs. La figure 3.27 illustre ce comportement en représentant, en traits mixtes, les fonctions sinus cardinal qui définissent l'amplitude des harmoniques, actualisées pour chaque valeur de  $D$ . Ainsi, la résonance du filtre dimensionné pour  $L_{BF} = L_{BF}^I$  se retrouve excitée par le deuxième harmonique de la tension MC. Ceci augmente considérablement l'ondulation du courant MC et induit des problèmes de saturation du matériau magnétique s'il est seulement dimensionné pour 50 % de rapport cyclique (la bobine construite pour  $L_{BF}^I$  dans la figure 3.25). Par exemple, le noyau magnétique déjà calculé pour  $L_{BF}^I$  ne permet pas de respecter la norme pour  $D = 40\%$  à cause des problèmes de saturation (quand  $F_{res} = 2F_s$ ), comme le montre la courbe en rouge dans la figure 3.28.

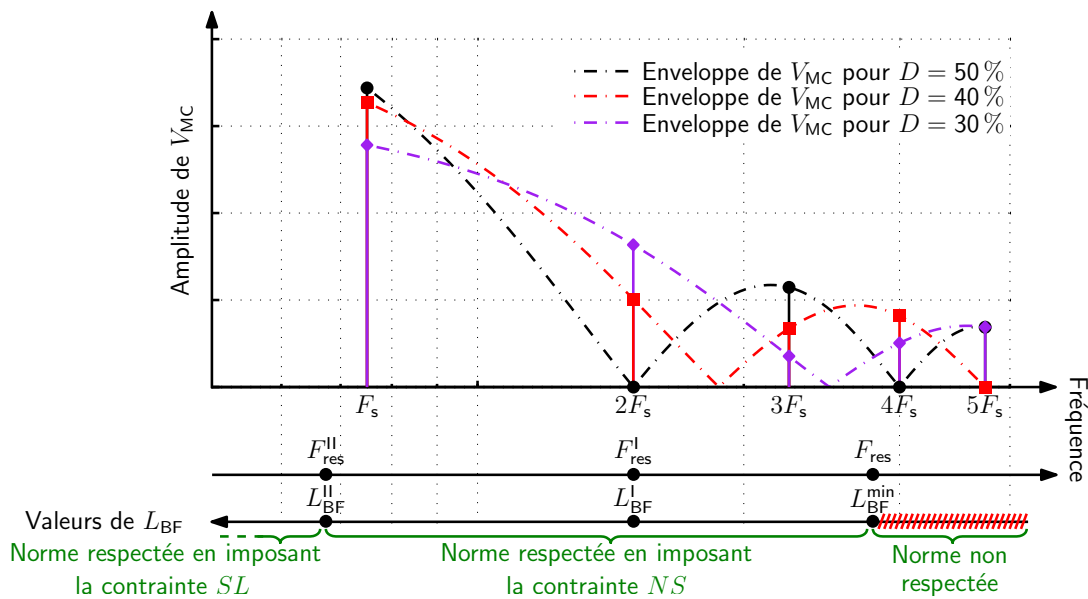


FIGURE 3.27 – Évolution de la fréquence de résonance du filtre dimensionné avec l'augmentation de  $L_{BF}$  pour différentes valeurs de  $D$ .

L'évolution du volume optimal de la bobine avec la valeur de l'inductance pour  $D = 40\%$  (courbe en rouge dans la figure 3.28) révèle de nouveaux problèmes de saturation du matériau magnétique. Ces problèmes sont directement liés à la position de la fréquence de résonance du filtre par rapport aux harmoniques de la tension de mode commun. Pour



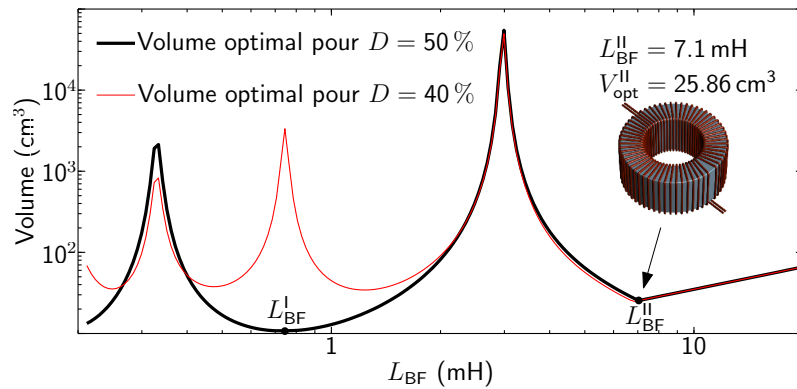


FIGURE 3.28 – Évolution du volume optimal de la bobine MC avec  $L_{BF}$  pour deux exemples du rapport cyclique.

cette raison, le volume optimal de la bobine MC est calculé pour différentes valeurs de  $L_{BF}$  et de  $D$ . Le résultat, présenté dans la figure 3.29, montre que le respect de la contrainte de la non saturation  $NS$  requiert un noyau magnétique de très larges dimensions, à chaque fois que la résonance du filtre dimensionné coïncide avec un harmonique non nul de la tension de mode commun.

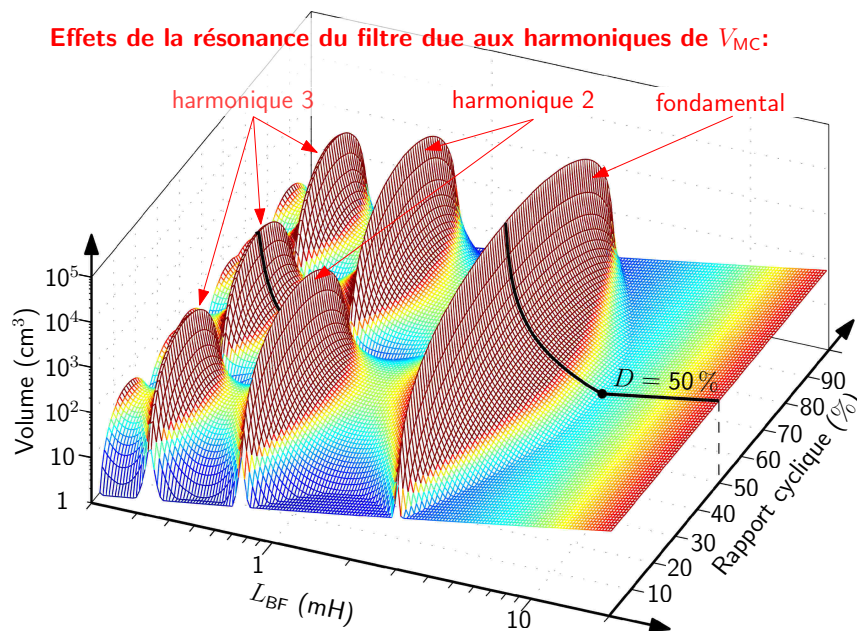


FIGURE 3.29 – Évolution du volume optimal de la bobine MC avec  $L_{BF}$  pour différentes valeurs du rapport cyclique.

Dans les applications où le rapport cyclique peut varier, comme la commande des moteurs à courant continu, le filtre de mode commun doit être capable de respecter la norme quelle que soit la valeur de  $D$ . Ainsi, le dimensionnement doit être effectué pour la pire valeur du rapport cyclique. Pour chaque inductance  $L_{BF} \geq L_{BF}^{\min}$ , le volume optimal de la bobine qui permet de respecter la norme CEM pour toutes les valeurs de  $D$  est alors tracé dans

la figure 3.30. Cette figure montre clairement que la bobine de volume  $10.85 \text{ cm}^3$  pour l'inductance  $L_{\text{BF}}^{\text{I}}$  ne permet pas de respecter la norme pour d'autres valeurs de  $D$ . Dans cet exemple, il apparaît qu'il est plus raisonnable de placer la fréquence de résonance du filtre au dessous de celle de commutation  $F_s$  du convertisseur quand  $D = 50\%$  et pour  $L_{\text{BF}} = L_{\text{BF}}^{\text{II}}$ . Ce nouveau point combine deux situations : la norme est vérifiée avec l'enveloppe maximale du spectre de courant MC et une fréquence de résonance du filtre au dessous de  $F_s$ . Aussi, cette valeur d'inductance  $L_{\text{BF}} = L_{\text{BF}}^{\text{II}} = 7.1 \text{ mH}$  permet de libérer le dimensionnement de la bobine MC de la contrainte de la non saturation  $NS$ .

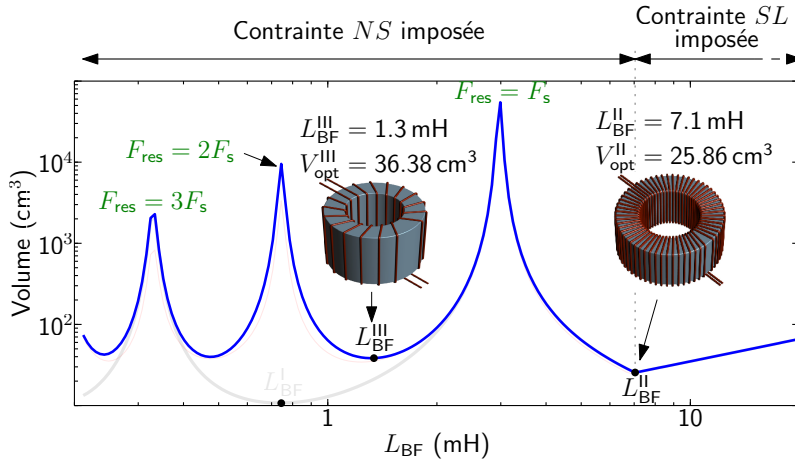


FIGURE 3.30 – Évolution du volume optimal de la bobine MC avec  $L_{\text{BF}}$  pour les pires valeurs de  $D$ .

Comme le montre la figure 3.30, le volume optimal de l'inductance  $L_{\text{BF}}^{\text{II}}$ , égal à  $V_{\text{opt}}^{\text{II}} = 25.86 \text{ cm}^3$ , est le volume le plus petit qu'on puisse obtenir pour un rapport cyclique variable. En effet,  $V_{\text{opt}}^{\text{II}}$  est plus petit que le volume optimal  $V_{\text{opt}}^{\text{III}} = 36.38 \text{ cm}^3$  de l'inductance  $L_{\text{BF}}^{\text{III}}$  qui représente un optimum local du volume avec une fréquence de résonance entre le premier et le deuxième harmonique de la tension MC. Par conséquent, l'inductance  $L_{\text{BF}}^{\text{II}}$  est la meilleure inductance  $L_{\text{BF}}^{\text{best}}$  de cette application pour un rapport cyclique variable. En fonction des besoins de l'application, elle permet aussi d'offrir un degré de liberté sur la fréquence de découpage du convertisseur, qui peut être librement augmentée (tant que la marge liée à  $L_{\text{BF}}^{\text{II}} > L_{\text{BF}}^{\text{min}}$  permet toujours de respecter la norme) sans craindre qu'un harmonique se déplace jusqu'à la fréquence de résonance du filtre (ce qui ne serait pas le cas avec  $L_{\text{BF}}^{\text{III}}$ ).

Cette étude permet de proposer la règle suivante :

**Pour une application à rapport cyclique variable, il est préférable de dimensionner le filtre MC avec une fréquence de résonance inférieure à celle de commutation, avec une valeur de  $D = 50\%$  et pour une valeur de  $L_{\text{BF}} = L_{\text{BF}}^{\text{best}}$  qui permet d'effectuer un dimensionnement avec les deux contraintes  $NS$  et  $SL$  imposées en même temps.**

### 3.2.1.3 Validation expérimentale

La validation expérimentale des résultats présentés en relation avec la variation du rapport cyclique du convertisseur est effectuée avec les deux inductances  $L_{BF}^I$  et  $L_{BF}^{II}$  de la figure 3.28. Les deux condensateurs des filtres dimensionnés sont de capacité égale à 68 nF ( $C_Y = 136$  nF). Le tableau 3.2 présente les géométries optimales et réalisées de chacune des deux bobines utilisées dans les essais expérimentaux qui suivent.

Tableau 3.2 – Les géométries optimales et réelles des bobines MC réalisées.

Inductance $L_{BF}$	$L_{BF}^I = 800 \mu\text{H}$	$L_{BF}^{II} = 7.1 \text{ mH}$
Nombre de spires optimal $N_{\text{opt}}$	9 spires	30 spires
$(R_{\text{opt}}, r_{\text{opt}}, h_{\text{opt}})$ calculées (mm)	(11.22, 6.5, 22.4)	(19.75, 11.66, 17.89)
$(R_{\text{opt}}, r_{\text{opt}}, h_{\text{opt}})$ utilisées (mm)	(12.5, 8, 22)	(20, 12, 17)
Volume optimal	10.85 cm <sup>3</sup>	25.86 cm <sup>3</sup>

La première bobine réalisée, d'inductance  $L_{BF}^I = 800 \mu\text{H}$ , est dimensionnée afin de respecter la contrainte normative pour 50 % du rapport cyclique dans la figure 3.25. La géométrie optimale de la bobine est calculée avec la contrainte de la non saturation  $NS$ . Ainsi, la densité de flux maximale  $B_{\text{sat}}$  du noyau est égale à sa valeur de saturation  $B_{\text{max}}$ , modulée par le facteur de sécurité  $\alpha = 75$  %. Le résultat expérimental, présenté dans la figure 3.31, montre que la norme CEM est largement respectée pour  $D = 50$  % grâce au grand écart entre  $L_{BF}^{\text{min}} = 190 \mu\text{H}$  et  $L_{BF}^I = 800 \mu\text{H}$  (courbe en noir).

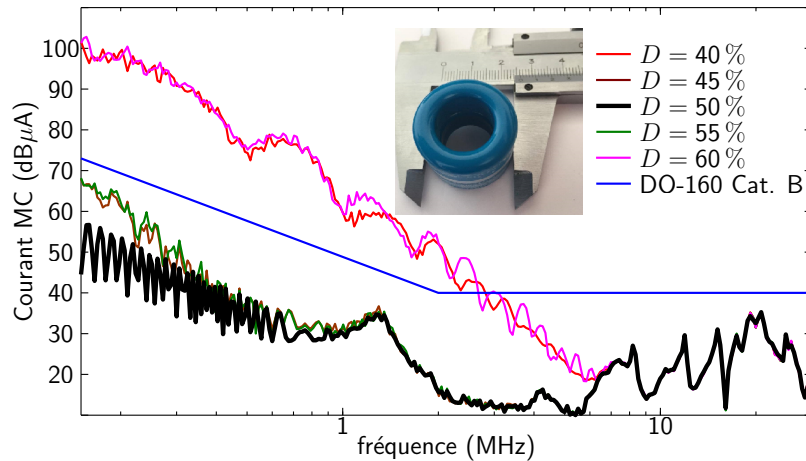


FIGURE 3.31 – Mesures du courant de mode commun avec la bobine d'inductance  $L_{BF}^I$ .

Cependant, changer le rapport cyclique d'un écart de seulement 5 % a induit l'apparition des harmoniques pairs ce qui augmente la valeur de  $I_{\text{max}}$ . L'atténuation du filtre dimensionnée se dégrade alors à cause de l'apparition des effets de saturation sur le noyau magnétique de la bobine utilisée. En effet, à 45 % (ou bien à 55 %) du rapport cyclique, le niveau du courant de mode commun dans la figure 3.31 (en vert et en marron) a augmenté comparé à son niveau initial pour  $D = 50$  %. Enfin, quand le rapport cyclique est écarté

de 10 % par rapport au point de dimensionnement ( $D$  est égal à 60 % ou bien 40 %), le niveau du courant de mode commun a largement dépassé la limite normative (courbe en rose et en rouge dans la figure 3.31). Ce résultat indique une saturation complète du matériau magnétique dimensionné et confirme alors les analyses précédentes.

La deuxième bobine est réalisée avec la meilleure inductance  $L_{BF}^{best} = L_{BF}^{II} = 7.1$  mH qui permet de respecter la contrainte normative pour toutes les valeurs de  $D$ . La grande valeur de  $L_{BF}^{best}$  a permis de réduire la fréquence de résonance  $F_{res}^{II}$  du filtre dimensionné au dessous de celle de commutation  $F_s$  du convertisseur. Ainsi,  $F_{res}^{II}$  n'est excitée par aucun harmonique de  $V_{MC}$  quelle que soit la valeur du rapport cyclique  $D$ . Le volume de la bobine réalisée, égal à  $25.86$  cm<sup>3</sup>, est le plus petit qu'on puisse avoir pour respecter la contrainte normative indépendamment de la valeur de  $D$ . La figure 3.32 confirme le dimensionnement effectué puisque la norme CEM est largement respectée pour les différentes valeurs de  $D$  entre 20 % et 80 %.

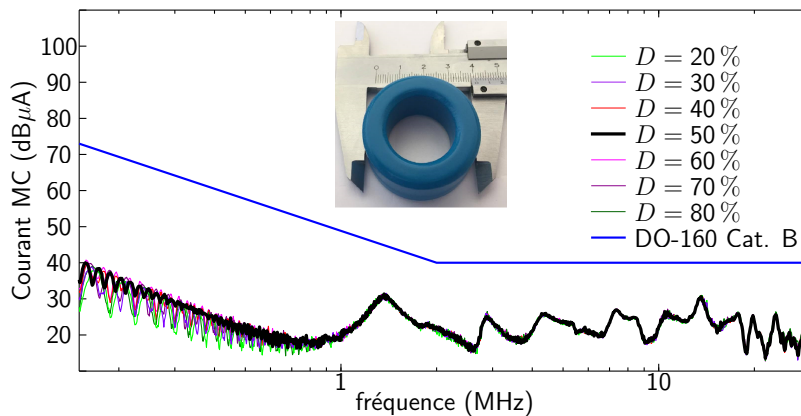


FIGURE 3.32 – Mesures du courant de mode commun avec la bobine d'inductance  $L_{BF}^{II} = L_{BF}^{best}$ .

Dans cette étude, l'influence du rapport cyclique sur le dimensionnement par optimisation du filtre de mode commun a été étudiée. Les filtres dimensionnés avec l'inductance  $L_{BF}$  égale à sa valeur minimale autorisée  $L_{BF}^{min}$  pourraient avoir une fréquence de résonance supérieure à celle de commutation du convertisseur. Dans ce cas, effectuer le calcul de la géométrie optimale de la bobine pour un rapport cyclique égal à 50 % ne garantit pas l'atténuation du filtre quand  $D$  change. En effet, l'apparition des harmoniques pairs de la tension de mode commun, initialement nuls pour  $D = 50$  %, peut altérer l'efficacité du filtre en excitant sa résonance, ce qui induit des problèmes de saturation du matériau magnétique.

La meilleure solution qui garantit le fonctionnement du système indépendamment de la valeur  $D$  consiste à diminuer la fréquence de résonance du filtre au dessous de  $F_s$ . La détermination de la géométrie optimale de la bobine de mode commun avec  $L_{BF}^{best}$  doit être effectuée, dans ce cas, pour un rapport cyclique  $D = 50$  %, correspondant à une vérification normative avec l'enveloppe maximale du spectre du courant MC. Dans la suite de ce chapitre, l'effet, sur le volume de la bobine MC, de la fréquence de commutation et de la longueur du câble blindé qui connecte la charge au convertisseur sera étudiée.

### 3.2.2 Optimisation du volume de la bobine de mode commun en fonction de la fréquence de commutation

Le filtre de mode commun, quand il est inséré dans la chaîne de conversion, permet de créer de nouveaux chemins de propagation des PEM afin de les confiner en aval du filtre CEM et ainsi d'éviter leur circulation dans le RSIL. Comme expliqué dans le deuxième chapitre, l'efficacité du filtre dépend de son environnement, notamment de la longueur du câble qui connecte la charge au convertisseur et de la fréquence de commutation  $F_s$ . Dans cette étude, l'influence de ces deux paramètres sur le dimensionnement par optimisation de la bobine de mode commun sera présentée. Pour cela, une capacité équivalente  $C_Y$  est arbitrairement choisie égale à 106 nF (les deux condensateurs du filtre sont de 53 nF). Dans cette partie, le rapport cyclique du convertisseur est choisi égal à 50 % pour les différentes valeurs de  $F_s$ , conformément aux préconisations issues de la partie précédente sur le rapport cyclique. Le RSIL utilisé est toujours défini par la norme aéronautique DO-160 catégorie B. Le matériau magnétique est encore le ferrite T35, fabriqué par EPCOS, avec une densité de flux de saturation  $B_{\text{sat}} = 390$  mT et une perméabilité complexe présentée dans la figure 2.39 du deuxième chapitre.

Comme expliqué au début de ce chapitre, l'étude est focalisée seulement sur la partie BF du courant de mode commun. Pour les exemples étudiés dans la suite, la fréquence de dimensionnement  $f_{\text{dim}}$ , à laquelle le facteur géométrique  $A^{\text{dim}}$  de la bobine MC (voir la première section du deuxième chapitre) est déterminée, est toujours inférieure 1 MHz. Ainsi, pour plus de clarté, les résultats de simulations concernant le courant MC seront présentés sur une plage de fréquences qui s'étend jusqu'à seulement 1 MHz.

#### 3.2.2.1 Détermination de l'inductance minimale $L_{\text{BF}}^{\text{min}}$ en fonction de la fréquence de commutation du convertisseur

Le courant de mode commun, calculé au niveau du RSIL, dépend de toutes les impédances de la chaîne de conversion, en particulier l'impédance  $Z_{\text{TH}}$  du circuit équivalent Thevenin de la figure 3.1(b) qui change en fonction de la longueur du câble blindé qui connecte la charge au convertisseur. Dans les basses fréquences,  $Z_{\text{TH}}$  a un caractère capacitif (voir figure 2.15 du deuxième chapitre) correspondant à une capacité équivalente dont la valeur dépend de la longueur du câble. Dans les hautes fréquences, le comportement de  $Z_{\text{TH}}$  change avec l'apparition de plusieurs résonances qui se déplacent vers les basses fréquences avec l'augmentation de la longueur du câble comme le montre l'exemple dans la figure 3.33 où la longueur du câble passe de 5 à 50 mètres [99]. Ces résonances changent complètement l'atténuation du filtre dont le dimensionnement dépend, dans plusieurs situations, de la première résonance du câble (par exemple la courbe en bleu dans la figure 3.33). Dans la suite de ce chapitre, deux exemples avec deux câbles de longueurs 5 et 50 mètres sont étudiés.

#### Étude avec un câble court

Quand le câble blindé est court, son impédance de mode commun est majoritairement

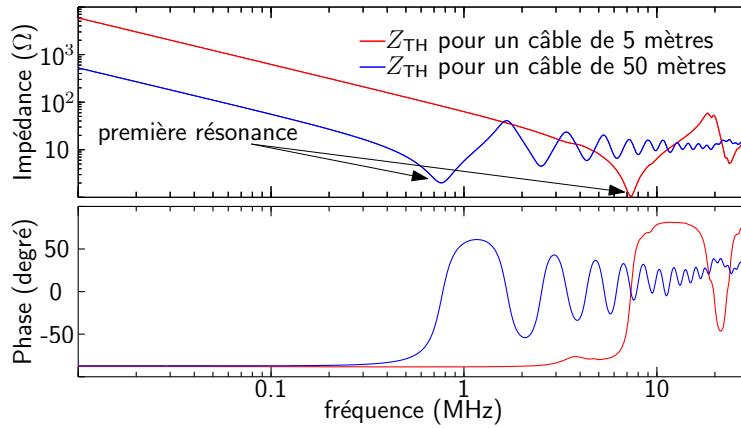


FIGURE 3.33 – Impédance de mode commun  $Z_{TH}$  pour des câbles blindés de 5 et 50 mètres.

capacitive et les résonances apparaissent dans les hautes fréquences. Par exemple pour un câble de 5 mètres, la première résonance de l'impédance équivalente  $Z_{TH}$  apparaît au delà de 7 MHz, comme le montre la courbe en rouge dans la figure 3.33. Pour cet exemple, l'inductance  $L_{BF}^{\min}$  est alors calculée au début de la limite normative. En effet, la figure 3.34 montre que si le courant de mode commun respecte la norme CEM en son premier harmonique non nul au delà 150 kHz, alors la contrainte normative est aussi respectée aux fréquences plus élevées jusqu'à au moins 1 MHz.

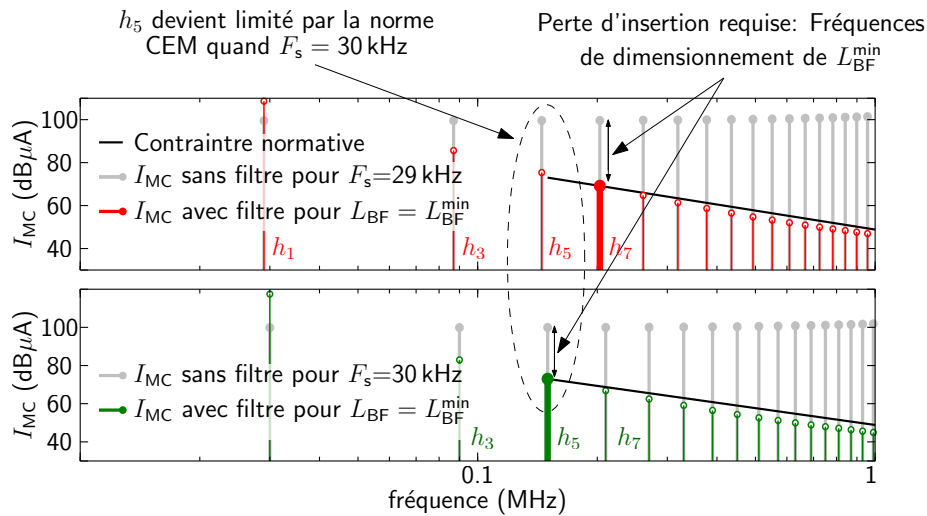


FIGURE 3.34 – Spectre du courant MC avec et sans filtre pour un câble de 5 mètres et pour deux fréquences de commutation différentes.

Afin d'analyser l'évolution de  $L_{BF}^{\min}$  avec la fréquence de commutation, les pertes d'insertion  $I_L$  du filtre, définies comme étant le rapport entre les courants MC sans et avec le filtre dans l'équation(3.15), sont calculées pour deux fréquences de commutations : 29 et 30 kHz.

$$I_L = -20 \log \left| \frac{Z_{C_Y}(Z_{RSIL} + Z_{TH})}{Z_L(Z_{C_Y} + Z_{TH}) + Z_{C_Y}(Z_{RSIL} + Z_{TH}) + Z_{TH}Z_{RSIL}} \right|. \quad (3.15)$$

Quand la fréquence de commutation  $F_s$  est égale à 29 kHz, la contrainte normative ne peut être appliquée qu'à partir du septième harmonique  $h_7$  à 203 kHz. En effet, le cinquième harmonique  $h_5$  du courant est à une fréquence, égale à 145 kHz, située avant le début du gabarit de la norme. L'inductance minimale  $L_{BF}^{\min}$  qui permet de respecter la norme est alors déduite à partir du facteur géométrique  $A^{\dim}$  (voir première section du deuxième chapitre), calculé à la fréquence de dimensionnement  $f_{\dim} = 203$  kHz comme le montre la figure 3.34 (en haut), correspondant au premier harmonique de fréquence supérieure à 150 kHz et de rang impair (du fait du rapport cyclique à 50 % appliqué ici). Par suite, les pertes d'insertion  $I_L$  sont, à la fréquence  $f_{\dim}$ , égales au rapport entre le courant MC sans filtre et le gabarit de la norme (plus précisément à leur différence sur l'échelle en dB), comme le montre la figure 3.35 (courbe en rose).

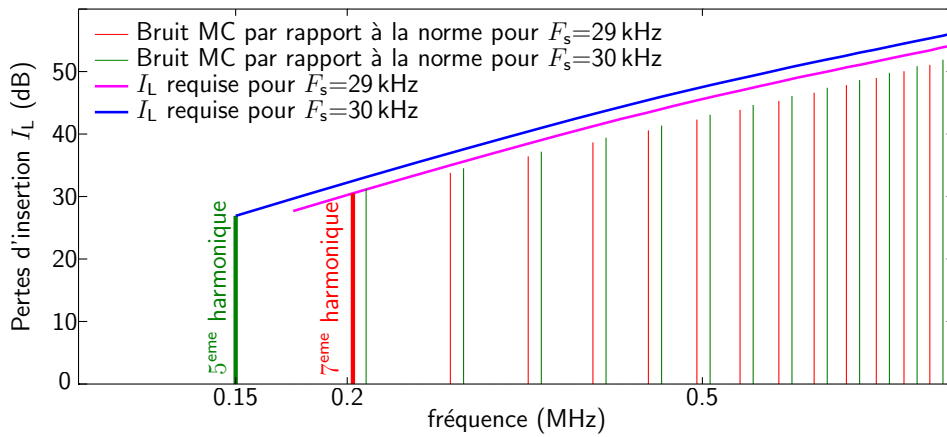


FIGURE 3.35 – Évolution des pertes d'insertion du filtre pour deux fréquences de commutation et un câble de 5 mètres.

Quand la fréquence de commutation  $F_s$  est égale à 30 kHz dans la figure 3.34, le cinquième harmonique  $h_5$  du courant, égal à 150 kHz, devient concerné par la contrainte normative. L'inductance  $L_{BF}^{\min}$ , calculée à cette fréquence, est de valeur plus grande que la précédente puisque  $h_5$  est de plus grande amplitude que le gabarit de la norme à 150 kHz lorsque  $h_7$  correspond à la fréquence de dimensionnement (haut de la figure 3.34). Ceci peut être observé dans l'augmentation du niveau des pertes d'insertion requises  $I_L$  dans la figure 3.35, image de l'inductance du filtre (étant donné que  $C_V$  est inchangée). En raison de ce comportement, varier la fréquence de découpage  $F_s$  engendre une discontinuité de la valeur d'inductance requise  $L_{BF}^{\min}$  à chaque fois qu'un nouvel harmonique atteint le début de la bande normative (150 kHz). Toutefois, ce comportement peut disparaître si la fréquence de dimensionnement  $f_{\dim}$  ne se situe pas au tout début de la bande normative, ce qui peut se produire en cas de résonance due à un câble long.

### Étude avec un câble long

L'augmentation de la longueur du câble diminue l'emplacement des fréquences de résonance de  $Z_{TH}$  vers les basses fréquences. Ainsi, le calcul de  $L_{BF}^{\min}$  au premier harmonique non nul au delà de 150 kHz peut être insuffisant pour respecter la contrainte normative

sur la bande de fréquences concernée. Par exemple, pour un câble blindé de 50 mètres, la première résonance de l'impédance  $Z_{TH}$  est aux alentours de 800 kHz comme le montre la figure 3.33 (courbe en bleu). Dans ce cas, le calcul de  $L_{BF}^{\min}$  est effectué autour de la première résonance du câble quelle que soit la fréquence de commutation  $F_s$  du convertisseur. La figure 3.36 montre l'évolution des pertes d'insertion du filtre avec  $L_{BF}^{\min}$  pour  $F_s$  égal à 29 et 30 kHz. Contrairement aux dimensionnements avec le câble de 5 mètres, le dimensionnement pour  $F_s = 29$  kHz est effectué au vingt-neuvième harmonique (841 kHz). Pareillement pour  $F_s = 30$  kHz,  $L_{BF}^{\min}$  est calculé au vingt-septième harmonique (810 kHz), toujours très proche de la résonance du câble blindé utilisé. Si le dimensionnement de l'inductance  $L_{BF}^{\min}$  avait été effectué à 150 kHz, la norme CEM n'aurait pas été respectée à des fréquences plus hautes, notamment autour de la fréquence de résonance du câble.

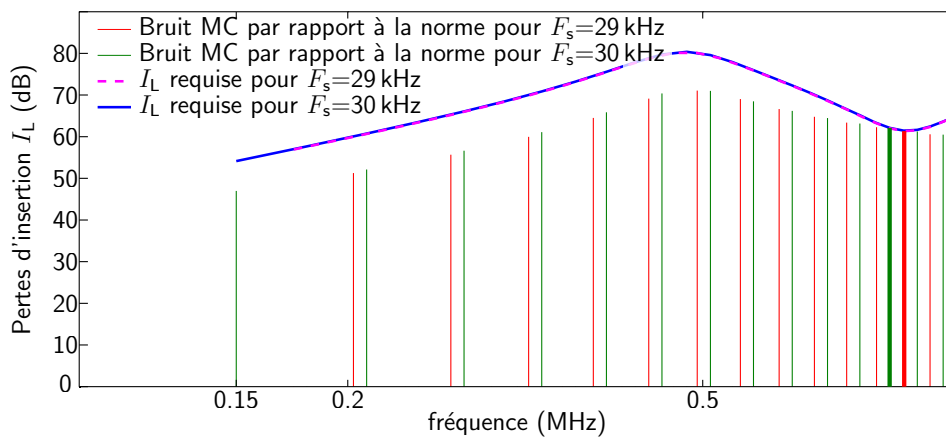


FIGURE 3.36 – Évolution des pertes d'insertion du filtre pour deux fréquences de commutation différentes et un câble de 50 mètres.

Contrairement à l'exemple de la figure 3.35, on note ici que les pertes d'insertion  $I_L$  requises n'ont pas subi de discontinuité au changement de fréquence de découpage, car l'harmonique qui est devenu dimensionnant (correspondant à  $f_{dim}$ ) était déjà situé dans la bande normative avant cela. Dans ce cas l'inductance requise  $L_{BF}^{\min}$  évolue donc continument avec la fréquence de découpage.

### Effet de l'augmentation de la fréquence de commutation du convertisseur sur le calcul de $L_{BF}^{\min}$

Quand la fréquence de commutation du convertisseur augmente, le niveau du bruit MC augmente à son tour et le calcul des éléments du filtre doit être actualisé. Afin d'étudier le comportement du filtre quand  $F_s$  augmente, l'inductance minimale  $L_{BF}^{\min}$  est calculée pour différentes fréquences de commutation  $F_s$  entre 10 kHz et 200 kHz et pour les deux longueurs de câble considérées précédemment : 5 et 50 mètres. Pour la même valeur de la capacité équivalente du filtre  $C_Y = 106$  nF, l'évolution de l'inductance  $L_{BF}^{\min}$  avec  $F_s$  et avec les deux câbles de longueurs différentes est présentée dans la figure 3.37.

Pour le câble court de 5 mètres (courbe en rouge dans la figure 3.37), l'augmentation de la fréquence de commutation du convertisseur engendre une augmentation discontinue de la



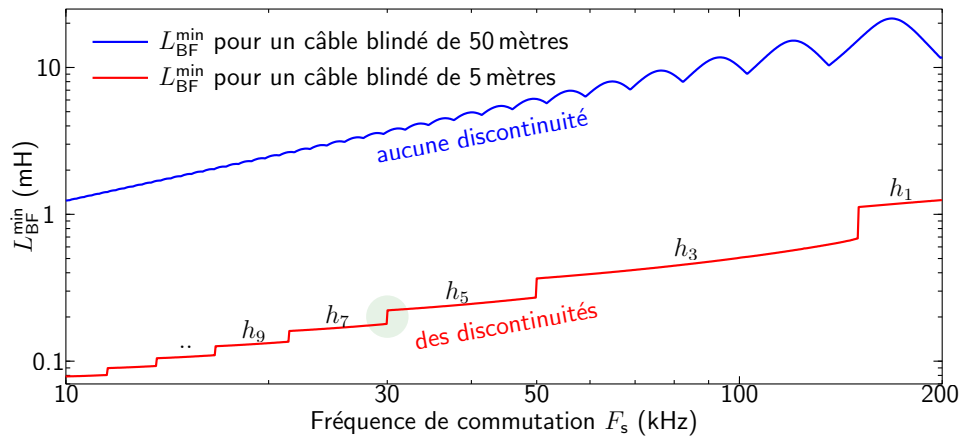


FIGURE 3.37 – Évolution de l’inductance minimale  $L_{BF}^{min}$  avec la fréquence de commutation du convertisseur pour deux câbles de longueurs différentes.

valeur de l’inductance  $L_{BF}^{min}$ . Comme annoncé précédemment, cette discontinuité apparaît à chaque fois qu’un harmonique non nul du courant MC est à une fréquence égale à 150 kHz. Par exemple, la discontinuité observée à  $F_s = 30$  kHz correspond à l’entrée du cinquième harmonique  $h_5$  sous la limite normative (voir la figure 3.34) qui requiert brusquement une inductance plus grande comme le montre le “saut” entouré dans la figure 3.37.

Ce phénomène disparaît comme attendu avec le câble de 50 mètres, où le dimensionnement s’effectue autour de sa première fréquence de résonance indépendamment de la valeur de  $F_s$  (voir la figure 3.36). Par conséquent, l’évolution de la valeur de l’inductance minimale  $L_{BF}^{min}$  avec la fréquence de commutation est continue et ne contient aucun saut comme le montre la courbe en bleu dans la figure 3.37.

La variation de  $L_{BF}^{min}$  avec  $F_s$  dépend de la position de la fréquence de dimensionnement  $f_{dim}$  par rapport à celle de la première résonance de  $Z_{TH}$  : chaque maximum local de l’évolution de  $L_{BF}^{min}$  avec  $F_s$  correspond à une fréquence  $f_{dim}$  (qui est aussi un harmonique multiple de  $F_s$ ) égale à celle de résonance  $Z_{TH}$ . On note ici que l’augmentation de la longueur du câble engendre plus de bruit de mode commun, ce qui requiert naturellement une valeur d’inductance  $L_{BF}^{min}$  beaucoup plus importante comparée une configuration avec un câble court de 5 mètres.

L’évolution discontinue de  $L_{BF}^{min}$  en fonction de  $F_s$ , pour les faibles longueurs du câble, a déjà été étudiée dans la littérature où le dimensionnement s’effectue généralement au premier harmonique non nul au delà de 150 kHz [100]. Dans la suite de ce chapitre, nous avons fait le choix de concentrer l’étude sur le câble blindé de longueur égale à 50 mètres.

### 3.2.2.2 Dimensionnement par optimisation de la bobine de mode commun en fonction de la fréquence de commutation pour un câble long

La procédure de dimensionnement de la bobine de mode commun, présentée dans ce travail de recherche, a été appliquée pour les différentes valeurs de  $L_{BF}^{min}$  de la figure 3.37 (courbe en bleu) à partir de  $F_s = 13$  kHz. En effet, pour des fréquences de commutation

inférieures, la fréquence de résonance du filtre dimensionnée peut être supérieure à  $F_s$  ce qui n'est pas conforme aux préconisations énoncées dans la section 3.2.1. Ainsi, le problème des résonances est évité et l'étude qui suit peut se concentrer uniquement sur l'effet de la fréquence de commutation du convertisseur.

### Volume optimal de la bobine MC pour les inductances $L_{BF}^{\min}$

L'évolution du volume optimal de l'inductance  $L_{BF}^{\min}$  avec la fréquence de commutation est présentée dans la figure 3.38. L'augmentation de la fréquence de commutation du convertisseur augmente naturellement le niveau du bruit MC, et donc la valeur de l'inductance minimale  $L_{BF}^{\min}$  comme le montre la figure 3.37. En première approche, on pourrait alors penser que le volume optimal de la bobine de mode commun augmente avec  $F_s$ . Cependant, le résultat obtenu dans la figure 3.38 montre d'abord une diminution du volume optimal de la bobine avec l'augmentation de  $F_s$  jusqu'à une fréquence optimale  $F_{opt}$ , égale à 26 kHz, au point A. Au delà de  $F_{opt} = 26$  kHz, le volume optimal de la bobine augmente en suivant la monotonie de  $L_{BF}^{\min}$  dans la figure 3.37.

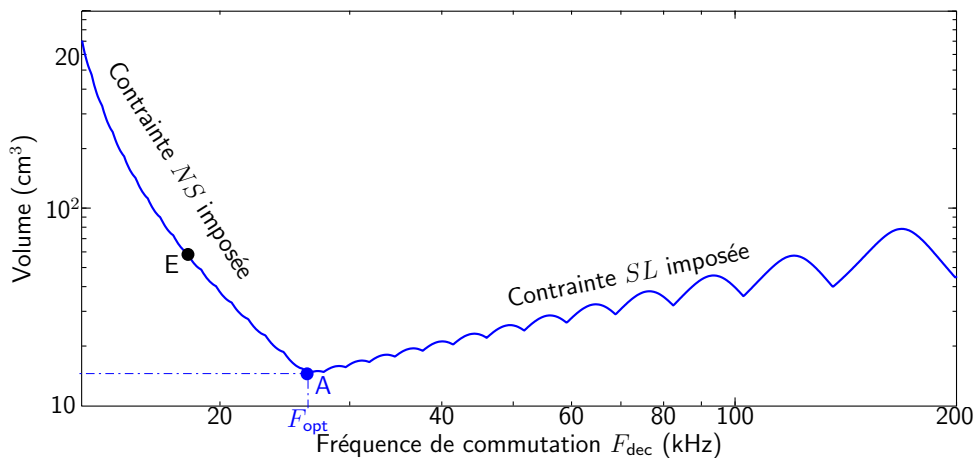


FIGURE 3.38 – Évolution du volume optimal de la bobine MC avec la fréquence de commutation.

Cette évolution du volume optimal de la bobine MC avec  $F_s$  est, comme pour les autres études dans ce chapitre, directement liée à la limitation de la densité de flux du matériau magnétique utilisé. En effet, quand la fréquence de commutation du convertisseur est faible, les harmoniques BF du courant  $I_{MC}$  induisent une grande ondulation de flux dans le noyau magnétique (intégrale de la tension  $V_L$  aux bornes de la bobine sur une demi-période qui est alors longue). En conséquence, la géométrie de la bobine ne peut pas être calculée avec la contrainte  $SL$  et la bobine MC est alors optimisée avec celle de la non saturation  $NS$ , ce qui induit de grands volumes de la bobine comme expliqué dans la section précédente.

Augmenter la fréquence de commutation du convertisseur permet une diminution progressive du flux magnétique maximal (échelons de tension  $V_L$  plus courts réduisant les volts-secondes associés), et donc un moindre impact du courant  $I_{max}$  sur la procédure de

dimensionnement de la géométrie optimale de la bobine MC. Ainsi, le volume optimal diminue malgré l'augmentation de  $L_{BF}^{\min}$  jusqu'à la fréquence  $F_{opt}$ , à laquelle le volume est optimisé avec les deux contraintes  $NS$  et  $SL$  simultanément. Au delà de  $F_{opt}$ , l'ondulation du flux dans le noyau est suffisamment faible pour que le volume optimal de la bobine puisse être calculé avec la contrainte  $SL$ , indépendamment de la valeur du courant MC maximal.

### Meilleure inductance $L_{BF}^{\text{best}}$ pour une fréquence de commutation fixe

Comme expliqué dans la section précédente, la valeur de l'inductance  $L_{BF}$  est également un paramètre susceptible de réduire  $I_{\max}$ , et donc le volume optimal de la bobine. Pour cette raison, une fréquence de commutation, à laquelle le volume de  $L_{BF}^{\min}$  est optimisé avec la contrainte  $NS$  (donc inférieure à  $F_{opt}$ ), est arbitrairement choisie au point E égale à  $F_s = 18$  kHz (voir la figure 3.38). Ensuite, la procédure d'optimisation du volume de la bobine MC a été appliquée sur diverses inductances  $L_{BF} \geq L_{BF}^{\min}$  en conservant la même fréquence de commutation  $F_s = 18$  kHz. Le résultat, obtenu dans la figure 3.39, confirme la diminution du volume optimal de la bobine avec l'augmentation de  $L_{BF}$  jusqu'à sa meilleure valeur  $L_{BF}^{\text{best}}$  au point C. Pour  $L_{BF} = L_{BF}^{\text{best}}$ , le volume optimal de la bobine MC est calculée avec les deux contraintes  $NS$  et  $SL$ , imposées en même temps. Pour des inductances supérieures à  $L_{BF}^{\text{best}}$ , le volume optimal, dimensionné avec seule la contrainte  $SL$ , augmente avec  $L_{BF}$  indépendamment de la valeur de  $I_{\max}$ .

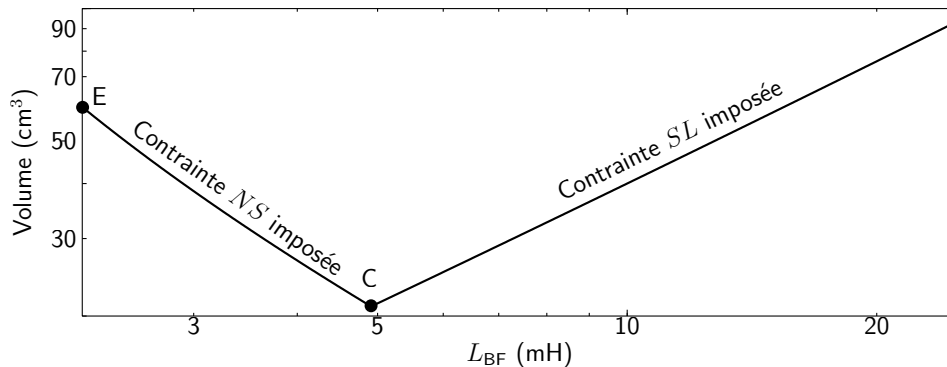


FIGURE 3.39 – Évolution du volume optimal de la bobine MC avec  $L_{BF}$  pour  $F_s = 18$  kHz.

### Meilleure inductance $L_{BF}^{\text{best}}$ pour différentes fréquences de commutation

La procédure du calcul dans le paragraphe précédent a été appliquée pour différentes fréquences de commutation entre 13 et 200 kHz. Le résultat obtenu est tracé en trois dimensions (volume fonction de  $F_s$  et de  $L_{BF}$ ) dans la figure 3.40. Pour toutes les valeurs de  $F_s$ , une meilleure inductance  $L_{BF}^{\text{best}}$ , qui minimise le volume optimal de la bobine MC, peut être déterminée. Les évolutions de la meilleure inductance  $L_{BF}^{\text{best}}$  ainsi que le volume optimal correspondant sont comparées, respectivement, à l'inductance minimale  $L_{BF}^{\min}$  dans la figure 3.41 et à son volume dans la figure 3.42 (courbes en trait rouge interrompu que la figure 3.40 représente aussi en 3D).

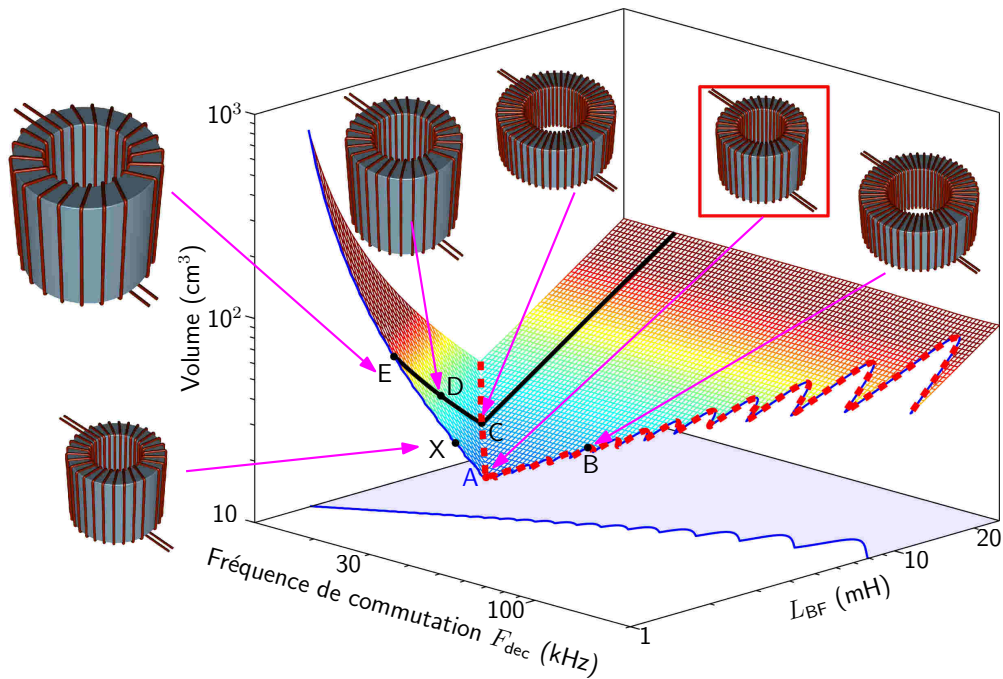


FIGURE 3.40 – Évolution du volume optimal de la bobine MC pour différentes valeurs de  $L_{BF}$  autorisées et  $F_s$ .

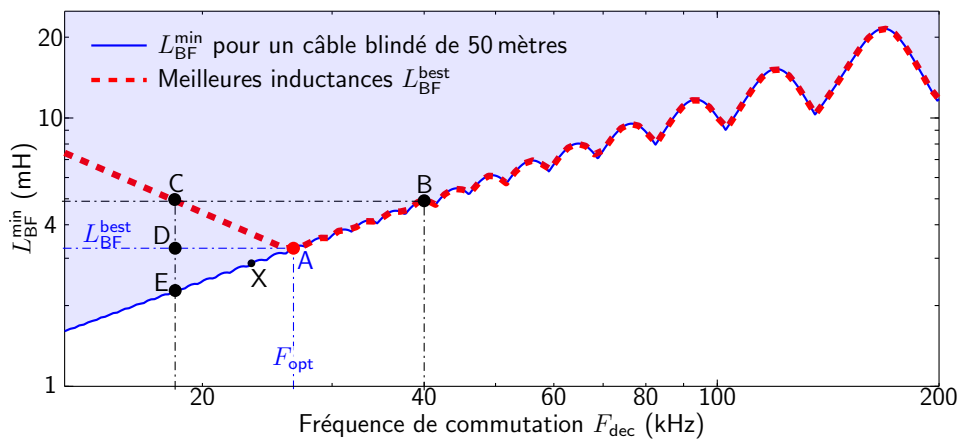
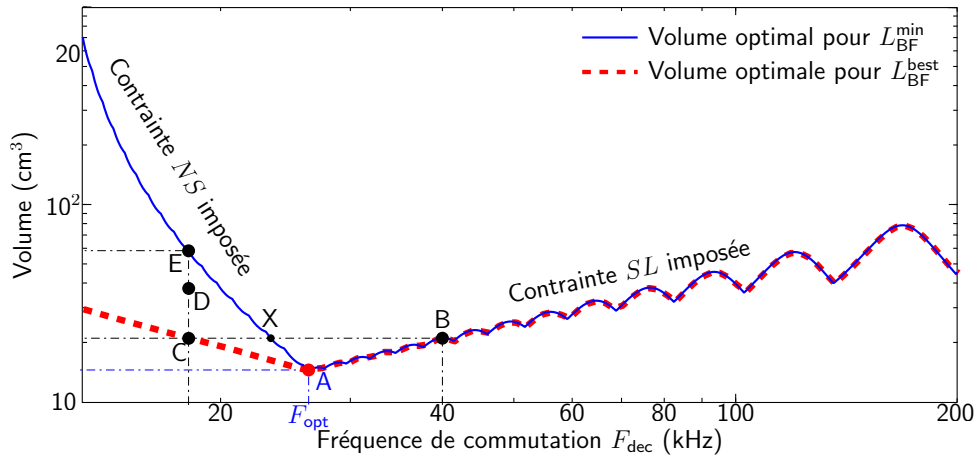


FIGURE 3.41 – Évolution de la meilleure inductance qui minimise le volume optimal de la bobine avec  $F_s$ .

Pour les fréquences de commutations inférieures à  $F_{opt} = 26$  kHz, les meilleurs volumes de la bobine MC diminuent avec l'augmentation de  $F_s$  dans la figure 3.42. Ceci est dû à la diminution de la meilleure valeur de l'inductance  $L_{BF}^{best}$  dans la figure 3.41. En effet, en augmentant la fréquence de commutation du convertisseur, l'ondulation du courant MC diminue naturellement. Ainsi, la procédure d'optimisation n'a pas besoin de "trop" augmenter la valeur de  $L_{BF}$  afin de se libérer de la contrainte de la non saturation  $NS$ .  $L_{BF}^{best}$  finit ainsi par rejoindre  $L_{BF}^{min}$  à la fréquence  $F_{opt}$ , conduisant au plus petit volume possible (point A).


 FIGURE 3.42 – Évolution du meilleur volume de la bobine de mode commun avec  $F_s$ .

Au delà de la fréquence de commutation optimale  $F_{\text{opt}}$  du convertisseur, le volume optimal de la bobine MC est calculé avec la contrainte sur le nombre de couches  $SL$ . Ainsi, l'inductance de la bobine n'a plus besoin d'être augmentée afin d'éviter les problèmes de saturation du noyau magnétique. Par suite, pour toutes les fréquences  $F_s \geq F_{\text{opt}}$ , la meilleure inductance  $L_{\text{BF}}^{\text{best}}$  qui minimise le volume optimal de la bobine n'est d'autre que l'inductance minimale  $L_{\text{BF}}^{\text{min}}$  qui permet de respecter la contrainte normative. Ceci est confirmé par la monotonie du meilleur volume optimal qui suit celui de  $L_{\text{BF}}^{\text{min}}$  dans les figures 3.40 et 3.42.

### Points particuliers

La figure 3.42 montre que le meilleur volume obtenu au point C pour  $F_s = 18$  kHz est exactement le même pour deux autres points X et B d'inductances égales à  $L_{\text{BF}}^{\text{min}}$  (courbe en bleu). Les fréquences de commutation du convertisseur aux points X et B sont respectivement 23 et 40 kHz. Même si le volume est le même dans ces trois points (C, X et B), la grande différence réside dans le niveau de la densité de flux dans les noyaux dimensionnés.

Au point C de la figure 3.42, le volume est calculé en imposant les deux contraintes  $NS$  et  $SL$  simultanément ( $B_{\text{max}} = \alpha B_{\text{sat}}$  et  $s = s_{\text{min}}$ ). Ainsi, la grande valeur de l'inductance  $L_{\text{BF}}^{\text{best}}$  permet d'améliorer l'atténuation du filtre tout en étant à la limite de saturation. Aussi, la bobine peut avoir plusieurs géométries différentes pour presque le même volume et la même inductance comme expliqué dans la section 3.1.1.2.

Au point B de la figure 3.42, le volume optimal de la bobine est calculé avec la contrainte sur le nombre de couches  $SL$  ( $s = s_{\text{min}}$  et  $B_{\text{max}} < \alpha B_{\text{sat}}$ ). En effet, l'inductance minimale  $L_{\text{BF}}^{\text{min}}(B)$  qui permet de respecter la contrainte normative (quasiment égale ici à la meilleure inductance  $L_{\text{BF}}^{\text{best}}$  au point C) est aussi la meilleure inductance pour  $F_s = 40$  kHz. Avec cette valeur d'inductance  $L_{\text{BF}}^{\text{min}}(B) = L_{\text{BF}}^{\text{best}}(B) \approx L_{\text{BF}}^{\text{best}}(C)$ , le noyau magnétique, optimisé au point B, ne risque aucun problème de saturation grâce à la faible ondulation du courant MC. Cependant, le courant MC avec filtre respecte la limite normative sans aucune marge, contrairement au filtre dimensionné au point C.

Contrairement aux points B et C, où l'espacement  $s$  entre les spires est fixé à sa valeur minimale  $s_{\min}$ , le volume optimal de la bobine MC au point X de la figure 3.42 ne peut qu'être calculé avec la contrainte  $NS$  pour la valeur de l'inductance minimale qui permet de respecter la contrainte normative ( $L_{\text{BF}}^{\min}(X) < L_{\text{BF}}^{\text{best}}(C) \approx L_{\text{BF}}^{\min}(B)$ ), à cause de la forte ondulation du courant MC. En effet, au point X, la fréquence de commutation est égale à 23 kHz, inférieure à  $F_{\text{opt}}$  au delà de laquelle le volume optimal de la bobine se libère de la contrainte  $NS$  comme le montre la figure 3.38. La procédure d'optimisation du volume de la bobine force alors la densité de flux maximale  $B_{\max}$  à être égale à la limite de saturation  $\alpha B_{\text{sat}}$  en augmentant le rayon intérieur optimal  $r_{\text{opt}}$  et en diminuant le nombre de spires optimal  $N_{\text{opt}}$ . Ainsi, au point X de la figure 3.42, même si le volume est le même qu'aux points B et C, la géométrie optimale de la bobine ainsi que la valeur de l'inductance sont différentes. Aussi, pour  $F_s = 23$  kHz, le meilleur volume optimal de la bobine (inférieur à celui au point X) peut être obtenu en augmentant la valeur l'inductance au delà de sa valeur minimale au point X comme le montre les figures 3.42 et 3.41.

La figure 3.40 positionne également les points mentionnés précédemment (A, B, C, D, E et X) et montre leurs géométries optimales correspondantes. À la fréquence de commutation optimale  $F_{\text{opt}} = 26$  kHz au point A, la meilleure inductance  $L_{\text{BF}}^{\text{best}}$  qui minimise le volume optimal de la bobine (égale aussi à  $L_{\text{BF}}^{\min}$ ) est égale à 3.26 mH. Le volume optimal correspondant est égal à 14.63 cm<sup>3</sup>. Pour la même valeur de l'inductance (3.26 mH), le volume optimal de la bobine est rapidement augmenté de 139 % pour atteindre 34.9 cm<sup>3</sup> lorsque  $F_s = 18$  kHz au point D. Pour cette fréquence de commutation (18 kHz), le meilleur volume de la bobine est égal à 20.9 cm<sup>3</sup> pour une meilleure inductance  $L_{\text{BF}}^{\text{best}}$ , égale à 4.94 mH au point C. Presque la même géométrie optimale de la bobine au point C permet de respecter la contrainte normative quand la fréquence de commutation est augmentée jusqu'à 40 kHz au point B. Néanmoins, pour le même volume optimal (20.9 cm<sup>3</sup>) qu'aux points B et C, la géométrie optimale de la bobine MC au point X change totalement à cause de la contrainte de la non saturation  $NS$  qui devient imposée comme expliqué précédemment.

### 3.2.2.3 Validation expérimentale

La validation expérimentale du dimensionnement de la bobine MC a été effectuée au point A de la figure 3.40 avec la fréquence de commutation optimale  $F_{\text{opt}} = 26$  kHz. Le filtre est composé de deux condensateurs de 53 nF ( $C_Y = 106$  nF) et de la bobine MC optimisée avec les deux contraintes  $NS$  et  $SL$  pour la meilleure inductance  $L_{\text{BF}}^{\text{best}} = 3.26$  mH. Par conséquent, le noyau magnétique est à la limite de saturation au point de fonctionnement du convertisseur. Ceci sera vérifié en variant la fréquence de commutation du convertisseur. Le tableau 3.3 montre les géométries optimale et réalisée de la bobine MC dimensionnée au point A.

Comme expliqué au début de ce chapitre, l'étude est concentrée sur les problèmes de la saturation du matériau magnétique. Ainsi, le dimensionnement appliqué ne prend pas en compte les éventuels dépassements de la limite normative dans les hautes fréquences à cause des éléments parasites de la bobine. Pour cette raison, le courant MC mesuré dans la figure 3.43 dépasse la limite normative au delà de 10 MHz.

Tableau 3.3 – Les géométries optimale et réelle de la bobine MC réalisée.

Nombre de spires optimal $N_{\text{opt}}$	18 spires
$(R_{\text{opt}}, r_{\text{opt}}, h_{\text{opt}})$ calculées (mm)	(13.37, 7.8, 21.6)
$(R_{\text{opt}}, r_{\text{opt}}, h_{\text{opt}})$ utilisées (mm)	(12.5, 8, 22)

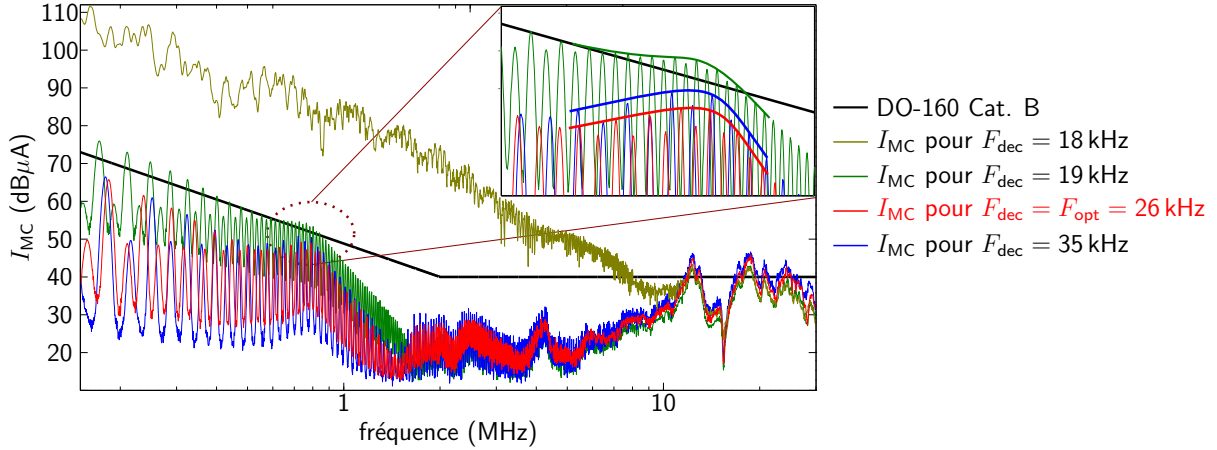


FIGURE 3.43 – Spectre du courant de mode commun avec filtre pour différentes fréquences de commutation.

Le résultat obtenu confirme le respect de la contrainte normative quand la fréquence de commutation du convertisseur est égale à sa valeur optimale  $F_{\text{opt}} = 26$  kHz (courbe en rouge). Augmenter la fréquence de commutation augmente naturellement le niveau du bruit comme le montre la courbe en bleu dans la figure 3.43. Conformément aux résultats obtenus dans la figure 3.40, diminuer la fréquence de commutation au dessous de  $F_{\text{opt}}$  augmente aussi le niveau du bruit. Ceci est directement lié aux problèmes de saturation du matériau magnétique qui dégradent les performances du filtre dimensionné. Par exemple, pour  $F_s = 19$  kHz, les effets du début de la saturation sur le noyau magnétique utilisé augmentent le niveau du courant MC (courbe en vert) et la norme n'est plus respectée. Ceci peut être observé dans l'évolution non-linéaire de l'ondulation du courant MC dans la figure 3.44 (courbe en vert), où la surface la tension  $V_L$  dans une demi-période, image du flux maximal dans le noyau, augmente avec la diminution de  $F_s$ .

Diminuer la fréquence de commutation jusqu'à 18 kHz fait perdre au filtre sa capacité à atténuer le bruit MC à cause de la saturation totale du noyau magnétique de la bobine MC, dimensionnée pour  $F_s = 26$  kHz, comme le montre la figure 3.43 (courbe en vert clair). Par conséquent, la fréquence de commutation  $F_{\text{opt}} = 26$  kHz et la meilleure inductance  $L_{\text{BF}}^{\text{best}} = 3.26$  mH représentent bien le point de fonctionnement optimal pour cette application comme le montre la partie agrandie du courant MC dans la figure 3.43, confirmant ainsi les analyses précédentes.

Dans cette section, l'étude s'est focalisée sur le dimensionnement de la bobine MC en fonction de la fréquence de commutation et de la longueur du câble blindé qui connecte la charge au convertisseur. Le câble peut être aussi long que le nécessite l'application.

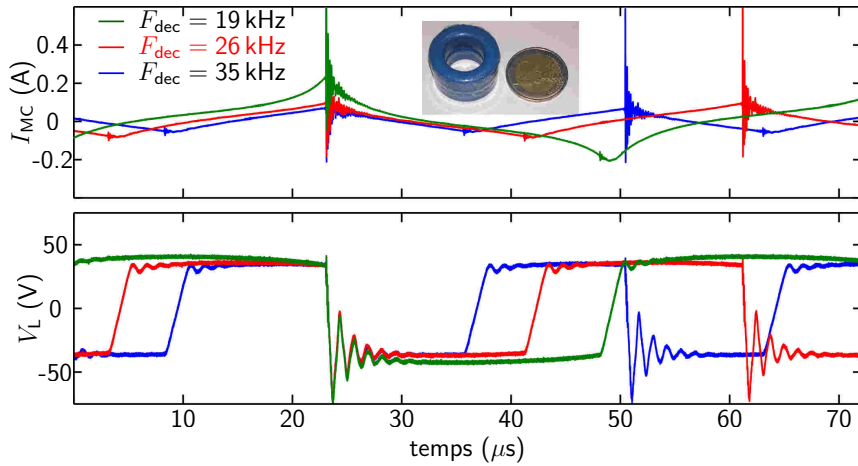


FIGURE 3.44 – Évolution du courant de mode commun avec filtre et de la tension aux bornes de la bobine pour trois fréquences de commutation.

Cependant, plus le câble est long, plus le niveau du bruit est élevé en raison de la diminution de l'impédance  $Z_{TH}$  côté charge. Ceci pourrait rendre le noyau magnétique de la bobine MC vulnérable aux problèmes de saturation qui augmentent son volume. De plus, la longueur du câble modifie la valeur de sa première fréquence de résonance qui se déplace vers la BF, ce qui influe fortement sur le calcul de l'inductance minimale qui permet de respecter la contrainte normative. Le second paramètre étudié est la fréquence de commutation du convertisseur en relation avec la longueur du câble. Quand le câble est long, augmenter  $F_s$  n'augmente pas forcément le volume optimal de la bobine MC à cause des problèmes de saturation basses fréquences. L'étude effectuée a montré l'existence d'une meilleure valeur de l'inductance qui permet de réduire au mieux le volume de la bobine MC pour chaque fréquence de commutation. Aussi, les résultats présentés montrent l'existence d'une fréquence de commutation optimale qui permet de minimiser le volume optimal de la bobine de mode commun pour l'exemple de l'application étudiée.

### 3.3 Conclusion du troisième chapitre

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'effet de la saturation du matériau magnétique sur le volume optimal de la bobine de mode commun. Quand la contrainte de la non saturation  $NS$  est le facteur déterminant dans la procédure de dimensionnement proposée, la géométrie optimale du noyau dimensionné conduit à de grandes valeurs du volume de la bobine. Dans ce cas, augmenter l'inductance  $L_{BF}$  au delà de sa valeur minimale permet de réduire l'ondulation du courant MC autour de la fréquence de découpage de convertisseur, et donc de réduire l'impact de la contrainte  $NS$  sur le volume optimal de la bobine. L'étude présentée dans ce chapitre montre l'existence d'une meilleure valeur de l'inductance  $L_{BF}^{best}$ , qui peut être supérieure à  $L_{BF}^{min}$  et qui permet de minimiser le volume optimal de la bobine MC. Il est aussi démontré que, lorsque le dimensionnement est effectué avec les deux contraintes  $NS$  et  $SL$  imposées en même temps, le volume optimal de la bobine peut être



obtenu avec plusieurs géométries de facteurs de forme différents. Ceci offrirait alors un degré de liberté supplémentaire lors du dimensionnement du volume du convertisseur.

La deuxième section de ce chapitre présente l'effet de l'environnement du filtre CEM sur la taille de la bobine MC. En fonction du niveau du bruit MC, l'inductance minimale qui permet de respecter la contrainte normative peut conduire à une fréquence de résonance  $F_{\text{res}}$  du filtre qui est supérieure à celle de commutation  $F_s$  du convertisseur. Dans ce cas, changer le rapport cyclique pourrait induire une saturation du matériau magnétique à cause de l'excitation de cette résonance par un harmonique de la tension MC. L'étude présentée suggère de toujours positionner  $F_{\text{res}}$  au dessous de  $F_s$  afin de respecter la contrainte normative indépendamment du rapport cyclique tout en optimisant le volume de la bobine MC.

L'effet de la longueur du câble et de la fréquence de commutation du convertisseur sur le volume de la bobine est aussi étudié dans ce chapitre. Quand l'application nécessite un câble long pour relier la charge au convertisseur, la contrainte principale pour le calcul de  $L_{\text{BF}}^{\text{min}}$  est la première fréquence de résonance du câble utilisé. L'augmentation de sa longueur augmente aussi le niveau des perturbations de mode commun et peut contraindre le dimensionnement de la bobine à la limite de la saturation de son matériau magnétique. Quant à la fréquence de commutation  $F_s$  du convertisseur, son augmentation augmente naturellement le niveau du courant de mode commun. Cependant, ceci ne signifie pas toujours une augmentation du volume à cause des problèmes de saturation du noyau magnétique. L'étude présentée montre l'existence d'une fréquence de commutation optimale qui permet de minimiser le volume optimal de la bobine MC.

Le modèle proposé jusqu'à ce chapitre permet de reproduire le spectre du courant de mode commun jusqu'à au moins 2 MHz. Au delà de cette fréquence, la précision du modèle n'est pas garantie, principalement à cause de la non prise en compte des capacités parasites de la bobine de mode commun. Ces capacités ont une influence majeure sur l'atténuation du filtre dans les hautes fréquences. Leur détermination n'est pas directe et dépend de plusieurs paramètres comme la géométrie de la bobine, le nombre de spires et la (ou les) permittivité(s) des matériaux qui constituent la bobine de mode commun. Ainsi, le chapitre suivant de ce manuscrit est consacré à la détermination des capacités parasites de la bobine MC et à l'adaptation de la méthode proposée pour un dimensionnement par optimisation d'un filtre mode commun pour restant efficace jusqu'à au moins 10 MHz.



# Chapitre 4

## Prise en compte du comportement HF de la bobine de mode commun dans le dimensionnement du filtre MC

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Détermination de la capacité parasite de la bobine MC . . .</b>	<b>141</b>
4.1.1	Méthode de détermination des permittivités relatives . . . . .	142
4.1.1.1	Présentation de la méthode . . . . .	142
4.1.1.2	Influence de l'épaisseur de la résine et de la géométrie . . . . .	145
4.1.2	Estimation de la capacité parasite de la bobine MC . . . . .	147
4.1.2.1	Estimation de la distance entre le noyau et les spires . . . . .	147
4.1.2.2	Présentation de la méthode . . . . .	148
4.1.3	Validation expérimentale de la méthode . . . . .	150
4.1.3.1	Présentation des mesures effectuées . . . . .	150
4.1.3.2	Influence de l'espacement spire-noyau . . . . .	152
4.1.3.3	Effet de la non prise en compte de l'anisotropie . . . . .	153
<b>4.2</b>	<b>Détermination de la capacité parasite maximale de la bobine</b>	<b>155</b>
4.2.1	Présentation de la méthode analytique . . . . .	155
4.2.1.1	Nouvelle expression analytique du courant MC . . . . .	155
4.2.1.2	Calcul de la capacité parasite maximale . . . . .	156
4.2.2	Validation de la méthode de calcul de $C_{\max}$ . . . . .	159
4.2.2.1	Premier exemple d'application . . . . .	160
4.2.2.2	Deuxième exemple d'application . . . . .	161
4.2.2.3	Troisième exemple d'application . . . . .	162
<b>4.3</b>	<b>Prise en compte du comportement HF de la bobine MC . . .</b>	<b>164</b>
4.3.1	Étude de la capacité parasite équivalente de la bobine MC . . . . .	165
4.3.1.1	Effet de $s$ sur $C_{\text{par}}$ pour une inductance donnée . . . . .	166
4.3.1.2	Variation de $C_{\text{par}}$ avec $N$ pour une inductance donnée . . . . .	170
4.3.1.3	Variation de $C_{\text{par}}$ avec $R$ pour une inductance donnée . . . . .	173

4.3.2	Intégration de la contrainte HF dans le dimensionnement . . .	176
4.3.2.1	Discussion sur les résultats présentés . . . . .	176
4.3.2.2	Extension de l'organigramme de dimensionnement . .	179
4.3.2.3	Effet de l'augmentation de $N$ sur les contraintes . . .	182
4.4	<b>Conclusion du quatrième chapitre . . . . .</b>	<b>186</b>

LE modèle de la bobine de mode commun utilisé dans les chapitres précédents ne se base que sur l'évolution en fonction de la fréquence de la perméabilité complexe du matériau magnétique utilisé. Cette perméabilité ne permet de déterminer l'impédance de la bobine MC que dans les basses fréquences (jusqu'à environ 2 mégahertz pour les exemples étudiés précédemment). Au delà de cette fréquence, d'autres phénomènes HF masquent le comportement inductif de la bobine et changent complètement l'atténuation du filtre dimensionné. Parmi ces phénomènes, on distingue les capacités inter-spires des enroulements de la bobine ainsi que d'autres effets liés à la longueur des conducteurs de la bobine. Ainsi, le calcul de l'inductance minimale, présenté dans l'équation (2.20) du deuxième chapitre et qui est basé sur le modèle MC de la figure 2.4, n'est pas suffisant pour dimensionner un filtre de mode commun qui respecte la norme CEM sur une bande de fréquences plus large. En effet, comme le montre l'exemple de la figure 4.1, la bobine MC réalisée présente une impédance de module (en rouge à droite) plus faible en HF que celui calculé avec la perméabilité complexe seule (en bleu à droite) à cause des effets des capacités parasites. Ceci pourrait engendrer des dépassements de la contrainte normative dans la partie HF comme le montre la figure 4.1 (en rouge à gauche).

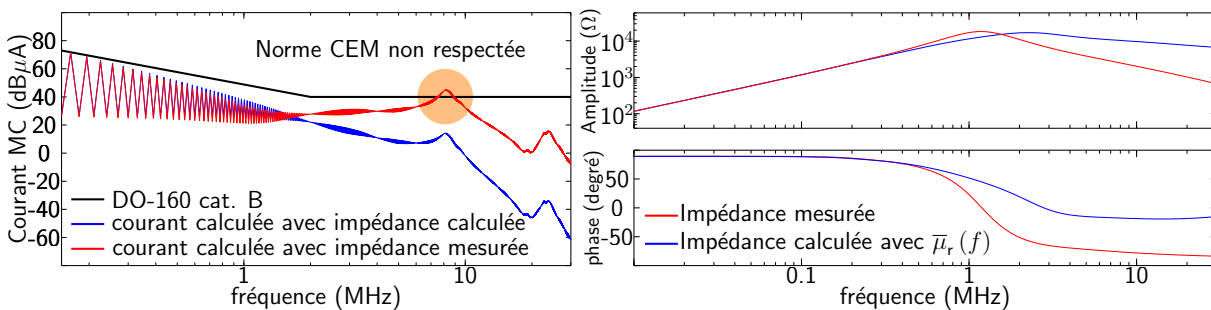


FIGURE 4.1 – Effet de la non prise en compte des capacité parasites dans le dimensionnement de la bobine MC.

Les études présentées dans ce chapitre se focalisent alors sur la détermination de la capacité parasite équivalente  $C_{\text{par}}$  de la bobine MC monophasée. L'objectif est de paramétrer un nouveau modèle, présenté dans la figure 4.2, qui estime l'impédance de la bobine de mode commun sur une bande de fréquences plus large. Ceci permettra de trouver la bonne géométrie de la bobine MC qui permet d'optimiser cette capacité parasite afin que l'atténuation du filtre de mode commun puisse respecter la contrainte normative jusqu'à au moins 10 MHz. Au delà de cette fréquence, d'autres phénomènes liés au transfert de mode et à la limitation en HF du modèle proposé de la bobine (apparition d'effets de ligne de transmission des conducteurs de la bobine) peuvent altérer la précision du modèle MC de la chaîne de conversion utilisé dans ce chapitre [10].

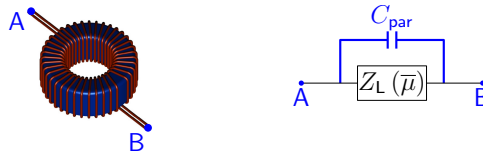


FIGURE 4.2 – Circuit équivalent HF utilisé pour la modélisation de la bobine MC.

Ce chapitre commence par présenter une méthode pour l'estimation de la capacité parasite équivalente  $C_{\text{par}}$  de la bobine MC, basée sur des calculs éléments finis 2D et incluant une étape de caractérisations des permittivités relatives des matériaux constitutifs de la bobine. La méthode proposée est appliquée sur des noyaux magnétiques de type ferrite, son adaptation sur ceux de type nanocristallin faisant partie des perspectives de ces travaux de recherche. Ensuite, nous présentons un nouveau calcul analytique de la capacité parasite maximale (à ne pas dépasser) de la bobine MC qui permet de respecter la contrainte normative. L'évolution de la capacité parasite équivalente en fonction des paramètres de réalisation de la bobine est alors étudiée afin d'établir des lois de comportement pouvant être exploitées pour ajuster la capacité parasite de la bobine MC. Enfin, la procédure de l'optimisation du volume de la bobine MC, présentée dans le deuxième chapitre, est étendue afin d'inclure le comportement HF dans les différentes étapes du dimensionnement.

## 4.1 Méthode de détermination de la capacité parasite équivalente de la bobine de mode commun

Les capacités parasites de la bobine de mode commun représentent le couplage électrique entre les différentes spires des enroulements. Elles dépendent des milieux traversés par les lignes du champ électrique généré. Or, les noyaux magnétiques toriques utilisés dans le filtrage CEM sont constitués de plusieurs matériaux de natures différentes qui peuvent être conducteurs du courant électrique (grains de fer) ou isolants (colle, résine, etc.).

Dans le cas d'un matériau de type ferrite, le noyau magnétique est composé de particules de fer collées avec un matériau diélectrique afin d'éviter la circulation des courants basses fréquences. L'isolant utilisé dans le procédé de fabrication possède sa propre permittivité qui influence la circulation des courants de déplacement en HF. En conséquence, tous les matériaux constituant le noyau magnétique présentent des caractéristiques diélectriques différentes. La détermination des permittivités relatives du noyau magnétique est alors un élément clé dans le dimensionnement HF des filtres CEM.

### 4.1.1 Méthode de détermination des permittivités relatives des noyaux magnétiques

Le noyau magnétique de la bobine de mode commun, présentée dans la figure 4.3(a), est constitué d'une couche fine d'isolant diélectrique (enrobage en bleu) autour du tore magnétique (le ferrite). L'enrobage (résine) du noyau possède sa propre permittivité relative, appelée  $\epsilon_{\text{res}}$  dans la coupe radiale du tore présentée dans la figure 4.3(b). Les constructeurs donnent des indications sur la valeur moyenne de l'épaisseur  $a$  de cet enrobage [101]. Par contre, ils ne proposent en général aucune information sur sa permittivité relative malgré sa possible influence sur le comportement HF de la bobine.

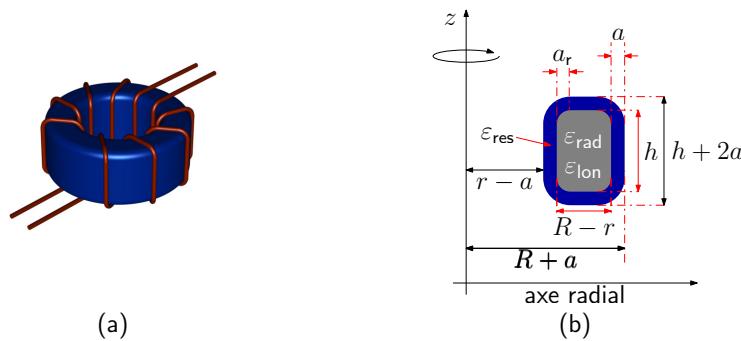


FIGURE 4.3 – (a) : Bobine de mode commun ; (b) : Coupe radiale dans le noyau.

L'anisotropie dans les noyaux magnétiques, étant évoquée dans [44], est prise en compte dans la méthode proposée dans ce travail de thèse. Ainsi, deux permittivités relatives qui caractérisent le noyau magnétique seront déterminées avec la méthode proposée : une permittivité radiale  $\epsilon_{\text{rad}}$  selon l'axe radial et une longitudinale  $\epsilon_{\text{lon}}$  selon l'axe  $z$  comme le montre la figure 4.3(b). La méthode décrite dans la suite permet de déterminer expérimentalement les trois permittivités relatives :  $\epsilon_{\text{rad}}$ ,  $\epsilon_{\text{lon}}$  et  $\epsilon_{\text{res}}$ .

#### 4.1.1.1 Présentation de la méthode

Les trois permittivités inconnues du noyau magnétique peuvent être déterminées par la résolution de trois équations indépendantes. Ces équations sont basées sur trois mesures de capacités ( $C_1$ ,  $C_2$  et  $C_3$ ) effectuées sur un noyau torique avec trois dispositifs différents décrits dans la figure 4.4. Les deux premiers dispositifs, présentés dans la figure 4.4(a), sont utilisés avec deux circuits imprimés (PCB) dont les épaisseurs d'époxy (FR4) sont de 0.4 et 0.8 mm. Ils permettent de mesurer deux capacités équivalentes ( $C_1$  et  $C_2$ ) liées à l'établissement d'un champ électrique essentiellement longitudinal dans le noyau et les PCBs.

En première approche, la capacité totale ainsi mesurée ( $C_1$  ou  $C_2$ ) peut être vue comme la mise en série de trois capacités : une capacité équivalente du matériau  $C_h$  qui est directement liée aux permittivités du noyau magnétique, et deux capacités  $C_t$  du PCB comme le montre la figure 4.5. La valeur de la capacité  $C_t$  dépend de l'épaisseur  $t$  de

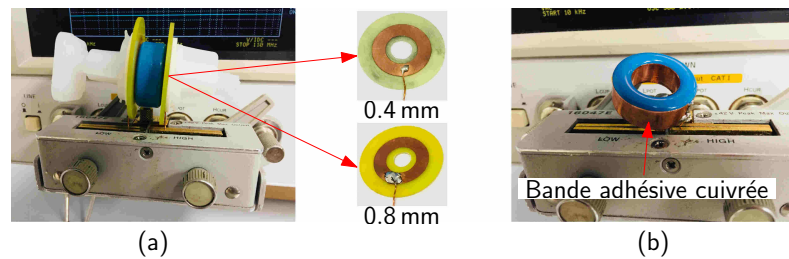


FIGURE 4.4 – Dispositifs pour les mesures des capacités  $C_1$ ,  $C_2$  et  $C_3$ .

l'époxy puisque sa permittivité relative est une constante donnée par le constructeur (fixée égale à 4.5) et sa surface est une constante choisie en fonction de la géométrie du noyau magnétique étudié.

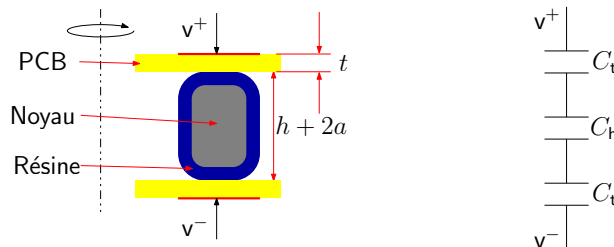


FIGURE 4.5 – Représentation simplifiée de l'effet de l'épaisseur du PCB sur les mesures effectuées.

Il est important de veiller à ce que l'épaisseur  $t$  soit à la fois bien maîtrisée et de petite valeur, pour éviter de trop faibles valeurs de  $C_t$  qui risqueraient de masquer la capacité utile  $C_h$  du noyau magnétique. En outre, une faible valeur de  $C_t$  réduirait d'autant la capacité totale mesurée ( $C_1$  et  $C_2$ ), conduisant à des incertitudes de mesure accrues. Ainsi, des PCBs fins (0.4 mm et 0.8 mm) ont été utilisés pour ces essais.

Le troisième dispositif, présenté dans la figure 4.4(b), permet de mesurer une capacité équivalente  $C_3$  en se servant d'une bande adhésive cuivrée de manière à produire un champ électrique essentiellement radial dans le noyau. En effectuant des simulations 2D axisymétriques avec le logiciel FEMM, ces deux types de mesures peuvent être reproduites sur le logiciel comme le montre la figure 4.6.

Contrairement aux formulations analytiques de type condensateur plan ou cylindrique qui sont peu précises en raison des effets de bords, les modélisations par éléments finis appliquées sur le noyau permettent de prendre en compte la cartographie réelle du champ électrique au sein des différents matériaux présents dans les dispositifs de la figure 4.4, en incluant les effets de bords et l'éventuelle anisotropie comme le montre la figure 4.6. L'objectif de ces simulations est de trouver le bon triplet ( $\varepsilon_{rad}$ ,  $\varepsilon_{lon}$  et  $\varepsilon_{res}$ ) qui minimise la fonction objectif  $F$  définie dans l'équation (4.1) par l'écart quadratique entre les capacités mesurées avec l'analyseur d'impédance ( $C_1$ ,  $C_2$  et  $C_3$ ) et celles calculées par FEMM ( $C_{F1}$ ,

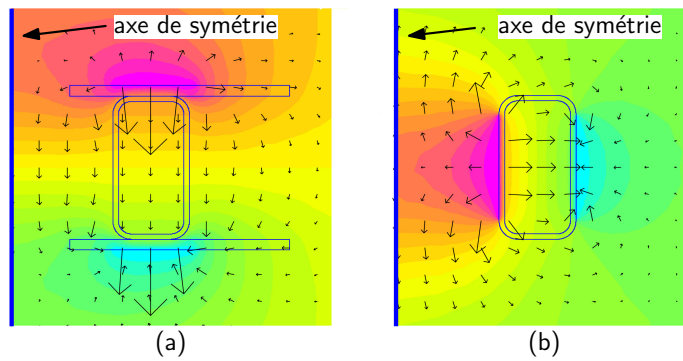


FIGURE 4.6 – Simulations FEMM reproduisant les mesures de la figure 4.4 pour le calcul des permittivités relatives du noyau magnétique.

$C_{F2}$  et  $C_{F3}$ ) :

$$F = 100 \sqrt{\sum_{i=1}^3 \left( \frac{C_i - C_{Fi}(\varepsilon_{rad}, \varepsilon_{lon}, \varepsilon_{res})}{C_i} \right)^2}. \quad (4.1)$$

Ceci est possible en utilisant un code d'optimisation sous MATLAB qui fait appel à chaque itération à un calcul des capacités avec FEMM en ajustant les permittivités introduites dans la simulation jusqu'à la minimisation de la fonction objectif  $F$ . La méthode proposée est décrite dans l'organigramme présenté dans la figure suivante :

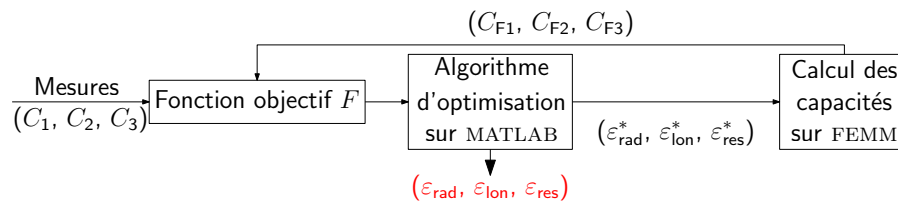


FIGURE 4.7 – Méthode proposée pour la détermination des permittivités relatives d'un noyau magnétique.

La méthode proposée a été appliquée à un noyau ferrite type T35, fabriqué par EPCOS, de dimensions :  $R + a = 13$  mm,  $r - a = 7.5$  mm et  $h + 2a = 10.7$  mm (on distingue ici la géométrie  $R$ ,  $r$ ,  $h$  du tore nu sans enrobage, des dimensions mesurées sur le tore enrobé comme le montre la figure 4.3(b)) Les capacités mesurées avec le noyau en utilisant les dispositifs décrits dans la figure 4.4 sont :  $C_1 = 5.71$  pF,  $C_2 = 4.76$  pF et  $C_3 = 44.35$  pF. Il est important de remarquer que la forme arrondie du noyau ne permet pas de coller parfaitement les armatures du dispositif (PCBs), décrit dans la figure 4.4(a), lors de la mesure des capacités  $C_1$  et  $C_2$ . À cause de l'arrondi des bords du noyau, certaines lignes du champ électrique produit par les armatures du dispositif expérimental passent dans l'air avant de traverser le ferrite. Ceci pourrait affecter la précision du calcul des permittivités si cet arrondi n'est pas correctement pris en compte dans les simulations de la figure 4.6. En effet, à cause des courbures dans le noyau, les équipotentiels (et par conséquent les



lignes de champs) sont modifiés au niveau des arrondis des bords, ce qui peut altérer le calcul des capacités  $C_{F1}$ ,  $C_{F2}$  et  $C_{F3}$ .

L'arrondi  $a_r$  est défini par son rayon tel que  $a_r = x(R - r)$ , où  $x$  représente la part de la portion arrondie par rapport à la largeur de la section du matériau magnétique (hors enrobage) selon l'axe radial (voir la figure 4.3(b)). Dans cet exemple  $x$  est estimé égal à 20 % avec une incertitude dont l'impact sera évalué dans la suite.

L'épaisseur  $a$  de la résine est choisie égale à une valeur moyenne de 0.4 mm déterminée à partir des informations données par le constructeur. Pour ce noyau, l'algorithme d'optimisation donne des valeurs optimales des permittivités relatives ( $\varepsilon_{rad}$  et  $\varepsilon_{lon}$ ) égales à (123.4 et 36.4) et celle de la résine ( $\varepsilon_{res}$ ) égale à 13.3. Ce résultat montre une forte anisotropie dans le matériau magnétique, avec une permittivité radiale ainsi calculée  $\varepsilon_{rad}$  presque trois fois supérieure à celle longitudinale  $\varepsilon_{lon}$ . Par ailleurs, la permittivité de la couche isolante  $\varepsilon_{res}$  n'est pas négligeable puisqu'elle est égale à 30 % de  $\varepsilon_{lon}$ .

Le calcul précédent est fait en figeant les valeurs de l'arrondi du noyau ainsi que celle de l'épaisseur de la résine. Ces deux paramètres, s'ils ne sont pas bien estimés, pourraient affecter la précision du résultat obtenu avec la méthode proposée. Ainsi, dans la suite, leurs influences sur la détermination des permittivités relatives du noyau magnétique seront étudiées.

#### 4.1.1.2 Influence de l'épaisseur de la résine et de la géométrie du noyau magnétique sur le calcul des permittivités

Afin d'étudier l'effet d'une erreur additionnée à l'épaisseur de la résine  $a$  sur les résultats présentés, la méthode d'estimation des permittivités présentée a été appliquée en variant l'épaisseur  $a$  dans un intervalle raisonnable entre 0.1 mm et 1 mm. Le calcul des permittivités est effectuée pour un pourcentage de l'arrondi des bords du noyau  $x$  fixé à 20 %. les permittivités calculées sont présentées dans la figure suivante :

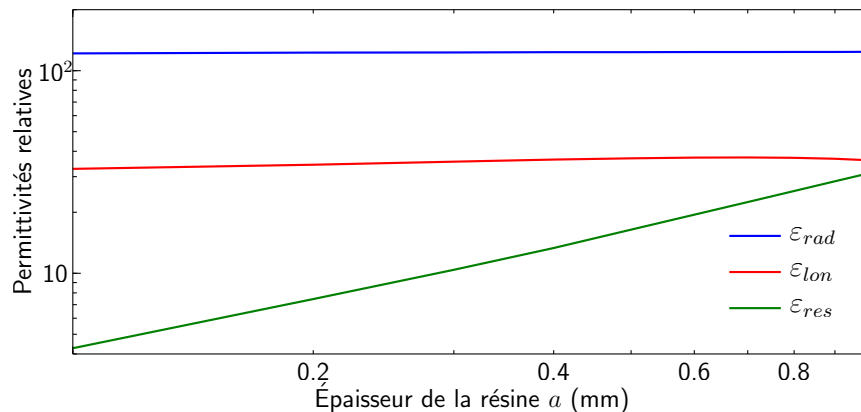


FIGURE 4.8 – Effet de l'épaisseur de la résine sur le calcul des permittivités relatives du noyau magnétique.

Ce résultat montre que les permittivités radiale et longitudinale calculées du noyau ma-

gnétique ( $\varepsilon_{rad}$ ,  $\varepsilon_{lon}$ ) ne sont quasiment pas affectées par la variation de  $a$ . En effet, l'erreur relative par rapport à la valeur de  $\varepsilon_{rad}$  quand  $a$  est égal à 0.4 mm est inférieure à 2%. Quant à la permittivité longitudinale  $\varepsilon_{lon}$ , l'erreur relative n'a pas dépassé 10%. Cette faible sensibilité du calcul de  $\varepsilon_{rad}$  et  $\varepsilon_{lon}$  à la variation de  $a$  peut être expliquée par l'augmentation linéaire de la permittivité relative  $\varepsilon_{res}$  observée sur la figure 4.8 (courbe en vert). En effet, comme pour la capacité série équivalente  $C_t$  du PCB dans la figure 4.5, l'effet de la résine peut être vu comme une capacité en série avec la capacité équivalente du ferrite dans les deux simulations présentées dans la figure 4.6. Ainsi, il est naturel que la valeur de  $\varepsilon_{res}$ , calculée avec l'algorithme de la figure 4.7, augmente avec  $a$  dans la figure 4.8, de sorte que le rapport  $\frac{\varepsilon_{res}}{a}$ , qui est une image de l'effet capacitif de la résine du noyau, reste constant.

Par conséquent, une imprécision éventuelle sur  $a$  est compensée par le  $\varepsilon_{res}$  calculé sans modifier les autres permittivités déterminées selon la méthode proposée. Ce résultat montre qu'il est raisonnable de déterminer  $a$  de manière simple sur la base des données fournies par les constructeurs, les permittivités calculées du matériau magnétique y étant relativement insensibles.

Le deuxième paramètre est la forme de l'arrondi des bords  $a_r$  du noyau. Sa valeur a été mesurée de sorte que  $x$  peut être bornée avec confiance entre 15% et 25% de la différence entre les deux rayons intérieur et extérieur ( $R - r$ ). L'impact de ce paramètre sur les résultats obtenus a été évalué en variant  $x$  dans un intervalle beaucoup plus large (entre 2% et 40%). Les résultats de simulation sont présentés dans la figure 4.9. Comme avec la variation de l'épaisseur de la résine, la permittivité relative radiale  $\varepsilon_{rad}$  calculé est quasiment insensible à la variation de  $a_r$ . Quant aux autres permittivités ( $\varepsilon_{lon}$  et  $\varepsilon_{res}$ ), lorsque l'arrondi considéré dans les simulations est très grand par rapport à la forme réelle du noyau, elles augmentent rapidement pour compenser l'impact de l'air entre les armatures du dispositif de mesure et le noyau lors des simulations (voir figure 4.6). Par contre, dans l'intervalle de confiance de  $a_r$ , à savoir quand la valeur  $x$  est entre 15% et 25%, l'erreur relative de  $\varepsilon_{lon}$  ne dépasse pas 8% et celle de  $\varepsilon_{res}$  est inférieure à 11%.

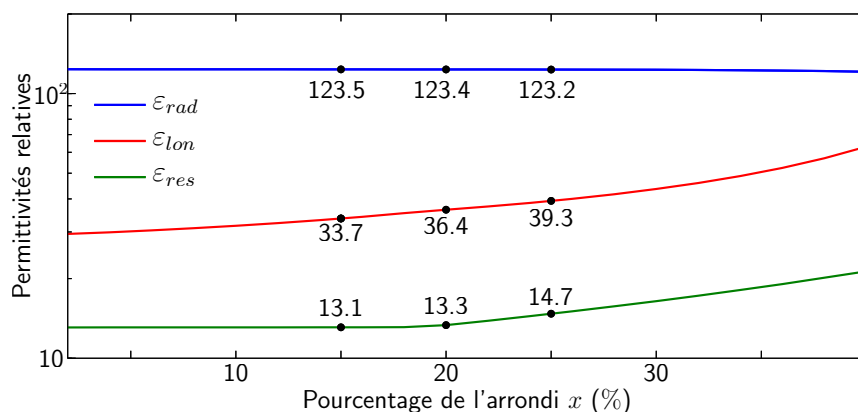


FIGURE 4.9 – Effet de l'arrondi des bords du noyau magnétique sur le calcul des permittivités relatives.

Ces résultats valident la méthode proposée qui permet de déterminer les permittivités

relatives d'un noyau ferrite en utilisant la méthode proposée qui est basée sur des mesures simples effectuées sur le noyau et des simulations éléments finis 2D. On précise que seuls les noyaux de ferrite ont été caractérisés ici ; l'application ou l'adaptation de cette méthode aux matériaux de type nanocristallin faisant partie des perspectives de cette thèse. Ainsi, les valeurs de permittivités présentées seront utilisées dans la partie suivante afin d'estimer la capacité parasite équivalente d'une bobine de mode commun réalisée avec différents nombres de spires autour d'un noyau ferrite.

## 4.1.2 Estimation de la capacité parasite équivalente de la bobine de mode commun

La bobine couplée utilisée dans le filtrage CEM en monophasé est constituée de deux enroulements de  $N$  spires bobinés autour d'un noyau magnétique torique. L'objectif de ces travaux est de pouvoir estimer l'impédance de la bobine de mode commun sur une large bande de fréquences qui peut aller jusqu'à 10 MHz. L'étude des différents types de couplages capacitifs entre les différentes spires de la bobine ne fait pas partie de ces travaux de thèse. Par conséquent, un circuit équivalent électrique simple de la bobine MC, présenté dans la figure 4.2, est adopté dans ce chapitre. Il est constitué d'une impédance  $Z_L$ , image de la perméabilité complexe du matériau magnétique utilisé, en parallèle avec une capacité équivalente  $C_{\text{par}}$  qui représente les couplages capacitifs parasites qui apparaissent dans la bande de fréquences étudiée (entre 150 kHz et 10 MHz). Dans la suite de cette section, une méthode basée sur des simulations éléments finis 2D pour l'estimation de la capacité parasite équivalente  $C_{\text{par}}$  sera présentée. Elle sera appliquée à des bobines MC dont la fenêtre de bobinage est égale à  $\pi$  (soit  $\beta = 1$ ).

### 4.1.2.1 Estimation de la distance entre le noyau et les spires

L'espacement  $\eta$  entre le noyau magnétique (avec son enrobage en résine) et les spires est un paramètre potentiellement influent dans l'estimation de la capacité parasite équivalente de la bobine. En effet, les lignes du champ, avant de traverser le noyau de permittivités relatives élevées, passent dans l'air de permittivité relative unitaire. De ce fait, la valeur de  $\eta$  pourrait affecter le calcul de  $C_{\text{par}}$ . Cet espacement dépend de plusieurs paramètres : La géométrie du noyau (dimensions et forme géométrique), le diamètre du conducteur  $d$  et la technique de bobinage (à la main ou bien avec une bobineuse). Aussi, l'espacement  $\eta$  est variable puisque la spire ne peut pas suivre parfaitement la forme du noyau. En effet, elle prend une forme d'allure ellipsoïdale et varie selon les composantes radiale et longitudinale du noyau comme le montre la figure 4.10(a).

Cette variation de l'espacement  $\eta$  ne peut pas être incluse dans une simulation 2D de la bobine. L'objectif est alors de déterminer deux espacements moyens  $\eta_{mX}$  et  $\eta_{mY}$  du côté radial et longitudinal respectivement du noyau, à partir de mesures simples des épaisseurs externes  $X$  et  $Y$  effectuées sur un noyau bobiné (figure 4.10(a) et (b)). Afin de simplifier le calcul, la forme du noyau est considérée rectangulaire dans la figure 4.10(b) et l'espacement entre la spire et le noyau est approché par une fonction parabolique sur chaque côté du

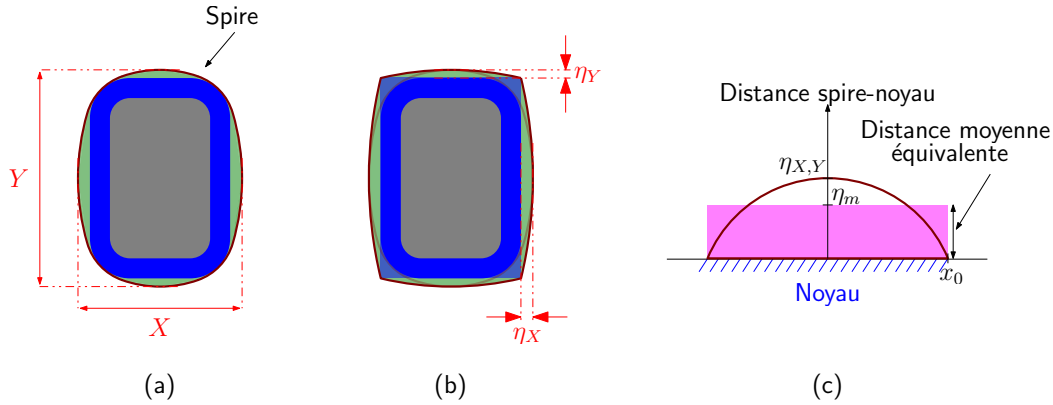


FIGURE 4.10 – (a) : Coupe radiale du noyau bobiné ; (b) : Approximation de l’espacement conducteur-noyau ; (c) : Calcul de la surface d’une parabole.

noyau comme le montre la figure 4.10(c). En calculant la surface  $S$  occupée par les formes paraboliques de la spire (figure 4.10(c)), les espacements moyens  $\eta_{mX}$  et  $\eta_{mY}$  des côtés radial et longitudinal du noyau peuvent être calculés de la manière suivante :

$$\begin{cases} \eta_X = \frac{X-R+r-2a-2d}{2} & \text{et} & \eta_Y = \frac{Y-h-2a-2d}{2} \\ S = 2x_0\eta_{X,Y} - 2\eta_{X,Y} \int_0^{x_0} \left(\frac{x}{x_0}\right)^2 dx = \frac{4}{3}\eta_{X,Y}x_0 = 2x_0\eta_{mX,Y} \\ \eta_{mX,Y} = \frac{2}{3}\eta_{X,Y}. \end{cases} \quad (4.2)$$

Ces deux espacements seront utilisés pour l’estimation de la capacité parasite équivalente de la bobine et l’erreur introduite dans le calcul des espacements moyens sera évaluée dans la suite.

#### 4.1.2.2 Présentation de la méthode proposée pour l’estimation de la capacité parasite équivalente de la bobine MC

Un calcul analytique de la capacité parasite équivalente  $C_{\text{par}}$  de la bobine MC qui tiendrait compte de toutes ses permittivités et de la forme géométrique de la bobine (noyau torique, épaisseur de l’isolant, spires et espacements  $\eta_{mX}$  et  $\eta_{mY}$ ) paraît difficile. C’est pour cette raison qu’une simulation éléments finis est adoptée dans la méthode proposée. Les simulations éléments finis 3D, en plus de leur complexité de mise en œuvre, nécessitent beaucoup de temps de calcul. Ainsi, décomposer ce problème 3D en deux problèmes 2D, permet de réduire le temps de simulation et facilite l’intégration de l’estimation des capacités parasites dans la méthode d’optimisation du volume de la bobine de mode commun proposée dans le deuxième chapitre.

L’estimation de la capacité  $C_{\text{par}}$  se fait alors avec deux simulations 2D avec FEMM. Ceci permet de calculer deux capacités radiale et longitudinale  $C_r$  et  $C_l$  à partir de deux énergies électrostatiques respectives  $W_r$  et  $W_l$  et de la différence de potentiels  $\Delta V$  appliquée aux bornes de chaque enroulement [44]. Ainsi, la capacité équivalente  $C_{\text{par}}$  est déterminée avec

l'équation (4.3) comme étant la somme des deux capacités  $C_r$  et  $C_l$ .

$$C_{\text{par}} = C_r + C_l = 2 \frac{W_r + W_l}{\Delta V^2} \quad (4.3)$$

L'espacement entre les spires est fixé en fonction du noyau choisi et du nombre de spires. Les distances moyennes  $\eta_{mX}$  et  $\eta_{mY}$  entre les spires et le noyau sont des entrées figées dans les simulations. La première simulation de la figure 4.11 présente la bobine comme étant un cylindre creux d'épaisseur  $R - r + 2a$  et de profondeur égale à la hauteur  $h$  du noyau. Dans ce cas, l'espacement  $\eta$  entre les spires et le noyau est égal à sa valeur radiale  $\eta_{mX}$ . Cette simulation calcule la capacité  $C_r$  qui est principalement liée à la permittivité radiale  $\epsilon_{\text{rad}}$  du noyau magnétique et celle de la résine  $\epsilon_{\text{res}}$ . Comme le montre la figure 4.11(a) pour un exemple de 6 spires, les enroulements sont représentés avec une répartition linéaire des potentiels ( $V_1, V_2 \dots V_{2N}$ ) où  $N$  est le nombre de spires.

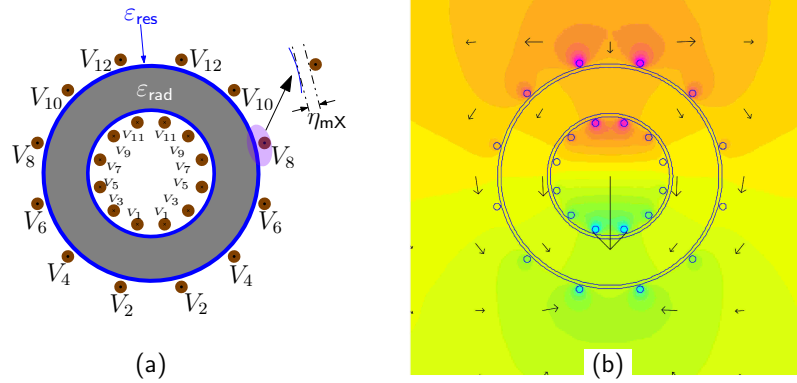


FIGURE 4.11 – (a) : Présentation des conditions de simulation de la capacité radiale  $C_r$  pour un exemple de 6 spires (b) : Simulation avec FEMM de la capacité  $C_r$ .

La deuxième simulation de la figure 4.12 présente la bobine avec un rectangle de longueur égale à une longueur moyenne équivalente du noyau ( $\pi(R + r)$ ) et de largeur égale à  $h + 2a$ . La profondeur de la simulation est égale à la différence entre les rayons extérieur et intérieur et l'espacement  $\eta$  est égal à  $\eta_{mY}$ . Cette simulation calcule la capacité  $C_l$  qui représente la contribution des permittivités du noyau combinées ( $\epsilon_{\text{lon}}$  et  $\epsilon_{\text{rad}}$ ) et de  $\epsilon_{\text{res}}$  dans le calcul de  $C_{\text{par}}$ . Des conditions limites de périodicité sont appliquées sur les deux cotés de la boîte de simulation afin de représenter la continuité dans le noyau magnétique. Comme dans la première simulation, les spires sont représentées avec la même répartition linéaire des potentiels comme le montre la figure 4.12(a).

Ainsi, les deux simulations permettent d'estimer la capacité parasite équivalente de la bobine de mode commun. Dans la section suivante, la validation expérimentale de la méthode proposée sera présentée pour deux géométries différentes du noyau magnétique et divers nombres de spires.

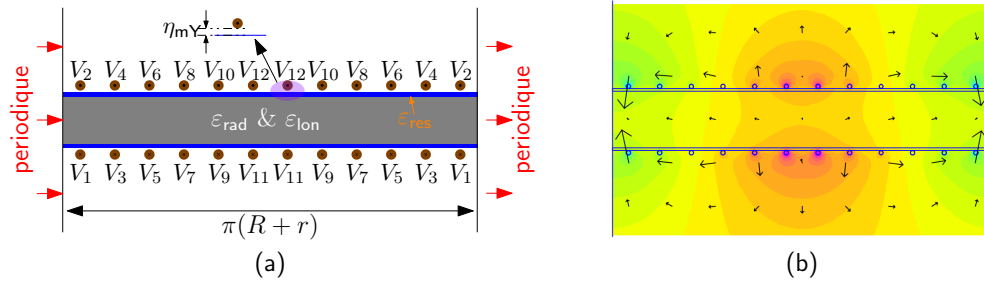


FIGURE 4.12 – (a) : Présentation des conditions de simulation de la capacité radiale  $C_l$  pour un exemple de 6 spires ; (b) : Simulation avec FEMM de la capacité  $C_l$ .

### 4.1.3 Validation expérimentale de la méthode

Afin de valider la méthode proposée, le noyau caractérisé dans la section précédente est utilisé (T35 fabriqué par EPCOS). Ainsi les permittivités relatives introduites dans les simulations sont :  $\varepsilon_{\text{rad}} = 123.4$ ,  $\varepsilon_{\text{lon}} = 36.4$  et  $\varepsilon_{\text{res}} = 13.3$ . Les essais expérimentaux présentés dans cette section consistent à montrer non seulement la précision de l'estimation de la capacité parasite équivalente  $C_{\text{par}}$  avec la méthode proposée, mais aussi la robustesse du calcul proposé vis-à-vis de la géométrie de la bobine. Aussi, le dernier paragraphe de cette section montrera la nécessité de la prise en compte de l'anisotropie diélectrique du noyau ferrite lors de l'estimation de la capacité  $C_{\text{par}}$ .

#### 4.1.3.1 Présentation des mesures effectuées

Dans un premier temps, le noyau magnétique a été bobiné et l'impédance mesurée a été comparée au modèle de la figure 4.2 après avoir calculé  $C_{\text{par}}$  avec la méthode proposée. Le procédé a été appliqué à plusieurs bobinages avec un nombre de spires différent (10, 15, 20 et 25 spires). Dans ce cas, les espacements moyens, déterminés avec la méthode décrite dans la figure 4.10, sont :  $\eta_{m\chi} = 150 \mu\text{m}$  et  $\eta_{m\gamma} = 30 \mu\text{m}$ . Pour chaque bobinage, les capacités  $C_r$  et  $C_l$  calculées avec les deux simulations proposées dans le paragraphe précédent, ainsi que les erreurs entre  $C_{\text{par}}$  et  $C_{\text{mes}}$  sont présentées dans le tableau suivant :

Tableau 4.1 – Capacités calculées et mesurées pour divers nombres de spires.

$N$	$C_r(\text{nF})$	$C_l(\text{nF})$	$C_{\text{par}}(\text{nF})$	$C_{\text{mes}}(\text{nF})$	erreur(%)
10	1.52	1.25	2.77	2.10	31.9
15	1.79	1.50	3.29	2.80	17.5
20	1.97	1.65	3.62	3.23	12.1
25	2.10	1.75	3.85	3.77	2.1

L'erreur relative par rapport à la mesure, présentée dans ce même tableau, diminue avec l'augmentation de  $N$ . Les impédances mesurées et calculées sont présentées dans la figure 4.13. Ce résultat montre que la simulation permet d'estimer la valeur de  $C_{\text{par}}$  et à

chaque fois, l'impédance de la bobine de mode commun calculée suit celle mesurée avec le pont d'impédance (jusqu'à au delà de 10 MHz) même quand l'erreur dans le calcul est grande pour  $N = 10$ . En effet, quand le nombre de spires est faible, l'effet de la capacité parasite de la bobine sur son impédance est masqué par l'effet résistif dans la perméabilité magnétique. Par conséquent, l'erreur associée au calcul de  $C_{\text{par}}$  n'apparaît pas dans l'évolution de l'impédance calculée avec la fréquence qui reste proche de la mesure (figure 4.13 pour  $N = 10$ ).

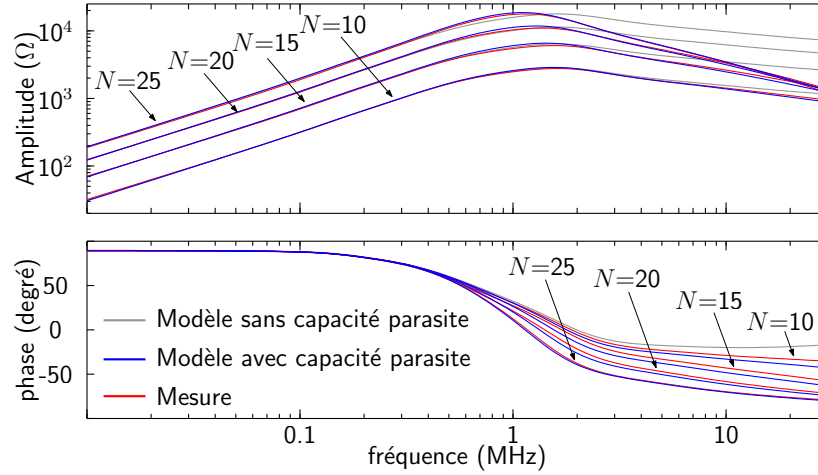


FIGURE 4.13 – Comparaison entre les impédances mesurées et le modèle de la bobine de mode commun avec un seul tore.

Étant donné que l'estimation de la capacité parasite avec la méthode proposée dépend de la géométrie du noyau magnétique, en particulier de la hauteur  $h$ , une deuxième bobine a été construite en empilant deux noyaux l'un au dessus de l'autre afin de doubler  $h$ . L'estimation de la capacité  $C_{\text{par}}$  a été à nouveau effectuée pour plusieurs nombres de spires entre 10 et 25. Les espacements moyens  $\eta_{mX}$  et  $\eta_{mY}$  valent pour ces essais  $25 \mu\text{m}$  et  $10 \mu\text{m}$ . Dans ce cas, les capacités calculées  $C_r$  et  $C_l$ , présentés dans le tableau 4.2, ne sont pas proches comparativement aux valeurs dans le tableau 4.1.

Tableau 4.2 – Capacités calculées et mesurées pour divers nombres de spires.

$N$	$C_r(\text{nF})$	$C_l(\text{nF})$	$C_{\text{par}}(\text{nF})$	$C_{\text{mes}}(\text{nF})$	erreur(%)
10	4.10	1.58	5.68	4.80	18.3
15	4.85	1.95	6.80	7.17	5.2
20	5.12	2.10	7.22	7.70	6.2
25	5.37	2.24	7.61	7.80	2.4

Les impédances de la bobine de mode commun mesurées et calculées sont présentées dans la figure 4.14. Ce résultat montre que la simulation avec le double de la hauteur permet aussi d'estimer la valeur de  $C_{\text{par}}$  et à chaque fois, l'impédance calculée de la bobine suit celle mesurée avec le pont d'impédance même au delà de 10 MHz.

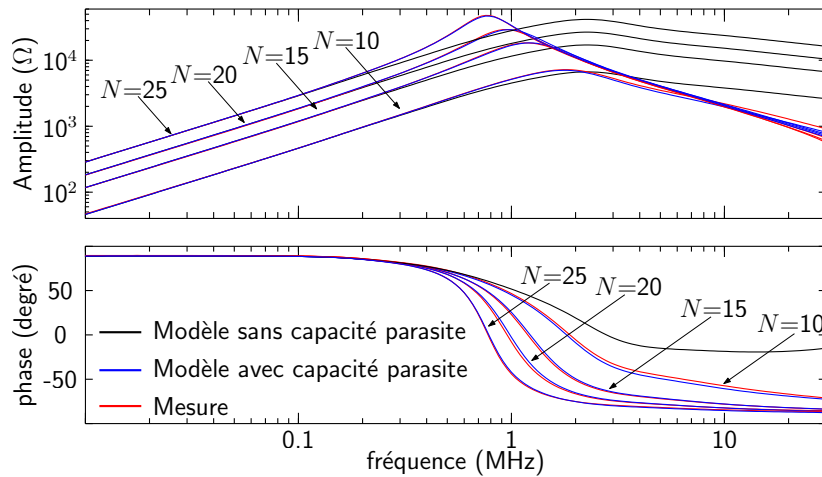


FIGURE 4.14 – Comparaison entre les mesures et le modèle de la bobine de mode commun avec deux tores empilés.

Les calculs présentés dans les tableaux 4.1 et 4.2 sont obtenus avec des espacement moyens calculés avec la relation (4.2) qui pourrait engendrer une erreur lors du calcul de  $\eta_{mX}$  et  $\eta_{mY}$ . Ainsi, une étude de sensibilité sur ces deux paramètres est présentée dans le paragraphe suivant.

#### 4.1.3.2 Influence de l'espacement spire-noyau sur l'estimation de la capacité parasite équivalente

Les paramètres évalués dans ce paragraphe sont les distances  $\eta_{mX}$  et  $\eta_{mY}$  entre le noyau et les spires. L'objectif est de quantifier l'effet d'une erreur de calcul de ces paramètres sur la détermination de la capacité parasite équivalente de la bobine. Cette étude est effectuée sur l'impédance calculée et mesurée de la bobine utilisée dans l'essai expérimental de la figure 4.13 avec un seul tore et 25 spires. Des simulations ont été effectuées en variant  $\eta_{mX}$  dans un intervalle raisonnable entre  $10 \mu\text{m}$  et  $500 \mu\text{m}$  autour de la valeur estimée dans la section précédente pour la bobine utilisée dans l'essai expérimental (la valeur initiale de  $\eta_{mX}$  est  $150 \mu\text{m}$ ) et en gardant  $\eta_{mY}$  constant égal à  $30 \mu\text{m}$ . Le résultat est présenté dans la figure 4.15.

Le résultat présenté montre que ce paramètre a une influence limitée sur le calcul de la capacité parasite  $C_{\text{par}}$ . En procédant avec la même méthode pour  $\eta_{mY}$ , des simulations ont été faites en variant ce paramètre entre  $5 \mu\text{m}$  et  $60 \mu\text{m}$  (la valeur initiale de  $\eta_{mY}$  est  $30 \mu\text{m}$ ) en gardant  $\eta_{mX} = 150 \mu\text{m}$ . Le résultat obtenu est présenté dans la figure 4.16. Le calcul effectué montre aussi l'effet restreint de ce paramètre sur le calcul de la capacité parasite  $C_{\text{par}}$ . Ces résultats confortent l'approximation utilisée dans le paragraphe 4.1.2.1 pour déterminer les espacements moyens entre le noyau et les spires, de manière suffisamment pertinente pour estimer l'impédance de la bobine au delà du mégahertz.



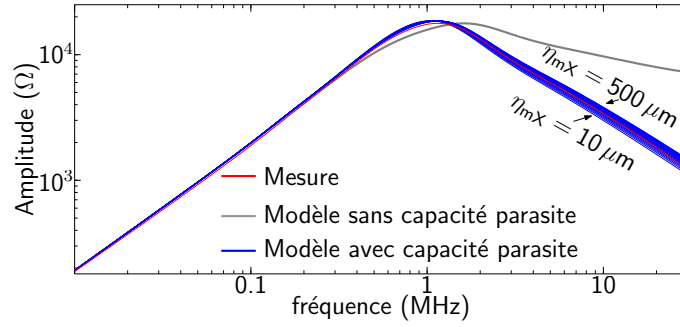


FIGURE 4.15 – Effet de l’espaceur  $\eta_{mX}$  entre les spires et le noyau sur l’estimation de la capacité parasite ( $\eta_{mY} = 30 \mu\text{m}$ ).

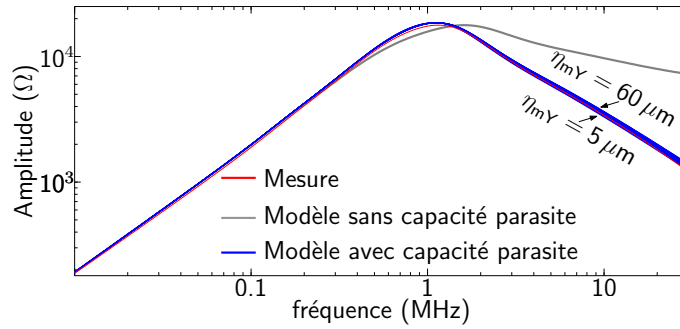


FIGURE 4.16 – Effet de l’espaceur  $\eta_{mY}$  entre les spires et le noyau sur l’estimation de la capacité parasite ( $\eta_{mX} = 150 \mu\text{m}$ ).

#### 4.1.3.3 Effet de la non prise en compte de l’anisotropie diélectrique des noyaux magnétiques dans le calcul de la capacité parasite

La dernière validation expérimentale consiste à évaluer l’importance de prendre en compte l’anisotropie diélectrique dans le noyau magnétique lors du calcul de la capacité parasite équivalente de la bobine MC. Pour cela, le noyau magnétique est considéré cette fois totalement isotrope en imposant  $\epsilon_{\text{lon}} = \epsilon_{\text{rad}} = \epsilon$ . En gardant la même valeur de la permittivité de l’enrobage diélectrique du noyau  $\epsilon_{\text{res}} = 13.3$ , la valeur de  $\epsilon$  est ajustée afin que la capacité parasite calculée avec la méthode proposée soit égale à celle mesurée pour une bobine témoin comme le montre la figure 4.17 (en haut à gauche). Cette permittivité  $\epsilon$ , égale à 85, est calculée pour le cas d’une bobine fabriquée avec un seul tore et 15 spires ( $C_{\text{mes}} = 2.8 \text{ pF}$  dans le tableau 4.1).

L’évaluation de la robustesse de la méthode proposée vis-à-vis de la non prise en compte de l’anisotropie diélectrique du matériau magnétique est effectuée en variant le nombre de spires et la géométrie de la bobine MC. Les résultats dans les hautes fréquences, quand la valeur de la capacité parasite de la bobine influence son impédance, sont présentés dans la figure 4.17. Avec une valeur de permittivité relative  $\epsilon = 85$  (isotrope), l’impédance de la bobine calculée suit correctement celle mesurée pour  $N = 15$ . Par contre, comme le montre la même figure en haut à droite, l’augmentation du nombre de spires à 25 a engendré une sous-estimation de la capacité parasite équivalente de la nouvelle bobine.

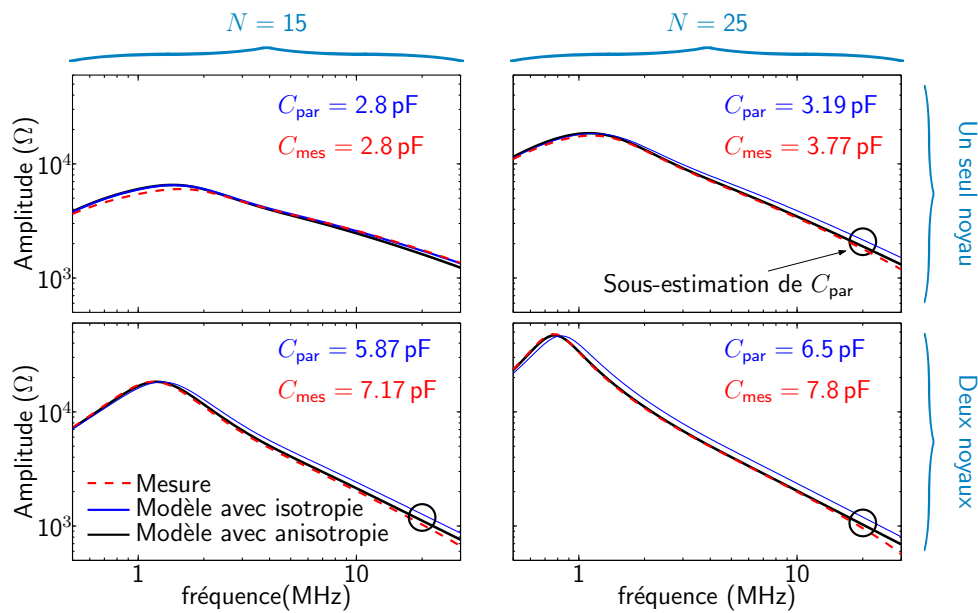


FIGURE 4.17 – Effet de l’anisotropie diélectrique dans le noyau magnétique sur le calcul de la capacité parasite équivalente de la bobine MC.

Cette disparité entre la nouvelle capacité calculée et celle mesurée n’a pas été observée lorsque l’anisotropie du noyau magnétique était prise en considération (courbe en noir).

Le deuxième test a été effectué en doublant la hauteur du noyau avec deux tores empilés. Pareillement au premier essai, la non prise en compte de l’anisotropie a engendré une sous-estimation de la capacité parasite des deux bobines aussi bien avec 15 qu’avec 25 spires comme le montre la partie inférieure de la figure 4.17. Ce comportement n’a pas été observé dans les résultats présentés dans les figures 4.13 et 4.14, lorsque l’anisotropie diélectrique du noyau magnétique était prise en compte dans le calcul de  $C_{\text{par}}$ . Cette observation prouve la nécessité de la prise en compte de ce phénomène dans la procédure de calcul de la capacité parasite équivalente de la bobine de mode commun.

La méthode proposée pour l’estimation de l’impédance de la bobine de mode commun sur une large bande de fréquences a été validée avec plusieurs nombres de spires et deux différentes formes géométriques du noyau magnétique. L’objectif final est de dimensionner un filtre de mode commun capable de respecter la contrainte normative sur une bande de fréquences qui s’étend jusqu’à au moins 10 MHz. La suite de ce chapitre présente une méthode permettant de déterminer une capacité parasite maximale  $C_{\text{max}}$  de la bobine, au delà de laquelle la norme n’est plus respectée, afin de pouvoir intégrer cette contrainte dans le dimensionnement de la bobine MC.

## 4.2 Détermination analytique de la capacité parasite équivalente maximale de la bobine MC

La méthode de détermination de l'inductance minimale qui permet de respecter la contrainte normative est présentée dans la première section du deuxième chapitre. Cette méthode est basée sur un calcul analytique qui prend en compte les différents éléments du circuit équivalent MC de la chaîne de conversion présenté dans la figure 2.4 (deuxième chapitre). En réalité, ce calcul ne détermine pas une inductance minimale de la bobine mais plutôt une valeur minimale du facteur géométrique  $A^{\text{dim}}$ , présenté dans l'équation (4.4). Dans la suite, un calcul similaire à celui de  $A^{\text{dim}}$  sera appliqué pour déterminer la valeur maximale de la capacité parasite équivalente qui permet de respecter la norme CEM.

### 4.2.1 Présentation de la méthode analytique

La méthode proposée pour le calcul de la capacité parasite maximale se base sur la mise en équation du courant de mode commun en fonction des différents éléments de la chaîne de conversion. Cette mise en équation traduit la circulation du courant MC dans un circuit équivalent de mode commun de la chaîne qui prend en considération le nouveau modèle de la bobine MC de la figure 4.2. Ensuite, la comparaison du courant MC au gabarit de la norme CEM permettra de trouver non seulement la valeur de l'inductance minimale de la bobine, mais aussi celle de la capacité parasite maximale correspondante.

#### 4.2.1.1 Nouvelle expression analytique du courant de mode commun

Le modèle de la bobine de mode commun présenté dans la figure 4.2 est basé sur la mise en parallèle de la capacité parasite équivalente  $C_{\text{par}}$  et de l'impédance  $Z_{\text{L}}$ . Cette dernière est calculée à partir de la perméabilité complexe du matériau magnétique  $\bar{\mu}_r = \mu'_r - j\mu''_r$  et du facteur géométrique  $A \geq A^{\text{dim}}$  qui dépend du nombre de spires  $N$  et de la géométrie du noyau ( $R$ ,  $r$  et  $h$ ) :

$$\begin{cases} Z_{\text{L}} = j\bar{\mu}_r A \omega & \text{avec} & A = \mu_0 \frac{N^2 h}{2\pi} \log\left(\frac{R}{r}\right) \geq A^{\text{dim}} \\ Z_{\text{eq}} = \frac{Z_{\text{L}}}{1 + jC_{\text{par}}\omega Z_{\text{L}}} \end{cases} \quad (4.4)$$

Le nouveau modèle de la bobine, quand il est intégré dans le circuit équivalent de mode commun de la chaîne de conversion qui est présenté dans la figure 4.18, modifie l'expression analytique du courant  $I_{\text{MC}}$ . La valeur de  $A \geq A^{\text{dim}}$  a déjà été fixée pour une capacité équivalente  $C_{\text{Y}}$  donnée avec les formulations analytiques du deuxième chapitre. Dans cette section, nous faisons l'hypothèse que le calcul, d'une part, de l'inductance minimale qui permet de respecter la norme  $L_{\text{BF}}^{\text{min}}$ , et d'autre part, de la valeur maximale de la capacité parasite équivalente  $C_{\text{par}}$  de la bobine, peuvent être découplés. Grâce à cette hypothèse, la

méthode de détermination de  $L_{BF}^{\min}$ , présentée dans le deuxième chapitre, reste applicable dans cette étude et l'expression du courant MC dans l'équation (4.5) ne dépend que de la capacité parasite équivalente  $C_{par}$  ( $Z_L$  est déjà calculée). Nous verrons la limite de cette hypothèse dans la section 4.2.2.3.

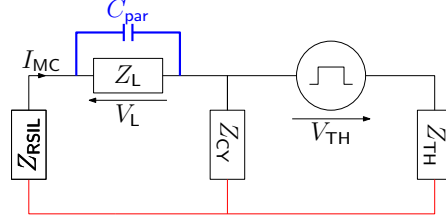


FIGURE 4.18 – Circuit équivalent HF de mode commun de la chaîne de conversion.

$$\begin{aligned}
 I_{MC} &= \frac{Z_{C_Y} V_{TH}}{Z_{C_Y} (Z_{eq} + Z_{RSIL}) + Z_{TH} (Z_{C_Y} + Z_{RSIL} + Z_{eq})} \\
 &= \frac{(1 + jC_{par}\omega Z_L) Z_{C_Y} V_{TH}}{Z_{C_Y} (Z_L + Z_{RSIL} (1 + jC_{par}\omega Z_L)) + Z_{TH} (Z_L + (Z_{C_Y} + Z_{RSIL}) (1 + jC_{par}\omega Z_L))}.
 \end{aligned} \tag{4.5}$$

Le paragraphe suivant présente alors un calcul analytique qui détermine la valeur maximale  $C_{max}$  de la capacité parasite équivalente  $C_{par}$  qui permet de respecter la contrainte normative. Pareillement à la résolution analytique présentée dans la première section du deuxième chapitre, ce calcul se base sur la comparaison du module du courant MC au gabarit de la norme CEM sur une bande de fréquences qui s'étend entre 150 kHz et 10 MHz.

#### 4.2.1.2 Calcul de la capacité parasite maximale

Les impédances du circuit équivalent MC de la chaîne de conversion présenté dans la figure 4.18 sont considérées comme étant des nombres complexes :

$$\begin{cases} Z_{RSIL}(\omega) = a + jb \\ Z_{TH}(\omega) = x + jy \\ Z_{C_Y}(\omega) = r_s + \frac{1}{jC_Y\omega} + jl_s\omega = u + jv. \end{cases} \tag{4.6}$$

L'expression du courant MC devient alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} I_{\text{MC}} = \frac{u - C_{\text{par}}M + j(v - C_{\text{par}}N)}{P - C_{\text{par}}Q + j(R + C_{\text{par}}S)} V_{\text{TH}} \\ \text{avec :} \\ M = (\mu'_r u + \mu''_r v) A\omega^2 \\ N = (\mu'_r v - \mu''_r u) A\omega^2 \\ P = I_1 + J_1 \\ Q = (\mu'_r I_1 + \mu''_r I_2) A\omega^2 \\ R = I_2 + J_2 \\ S = (\mu''_r I_1 - \mu'_r I_2) A\omega^2 \\ I_1 = x(u + a) - y(v + b) + ua - vb \\ I_2 = y(u + a) + x(v + b) + va + ub \\ J_1 = \mu''_r A\omega(u + x) - \mu'_r A\omega(v + y) \\ J_2 = \mu'_r A\omega(u + x) + \mu''_r A\omega(v + y). \end{array} \right. \quad (4.7)$$

L'objectif de ce calcul est de définir les limites sur les valeurs "autorisées" de la capacité parasite équivalente  $C_{\text{par}}$  afin de respecter la norme CEM entre 150 kHz et 10 MHz pour un couple  $(L_{\text{BF}}, C_{\text{Y}})$  déjà déterminé. Ceci est possible avec la résolution de l'inégalité suivante :

$$|I_{\text{MC}}(\omega)| = \sqrt{\frac{(u - C_{\text{par}}M)^2 + (v - C_{\text{par}}N)^2}{(P - C_{\text{par}}Q)^2 + (R + C_{\text{par}}S)^2}} |V_{\text{TH}}(\omega)| \leq \text{Norme}(\omega). \quad (4.8)$$

Pour une fréquence  $150 \text{ kHz} \leq f_0 \leq 10 \text{ MHz}$  donnée, le courant MC devient égal à la limite normative pour des valeurs  $C_{\text{par}}$  égales aux solutions de l'inégalité suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} E(C_{\text{par}}) = \alpha C_{\text{par}}^2 + \beta C_{\text{par}} + \gamma \leq 0 \\ \text{avec :} \\ \alpha = M^2 + N^2 - \left( \frac{\text{Norme}(\omega_0)}{|V_{\text{TH}}(\omega_0)|} \right)^2 (Q^2 + S^2) \\ \beta = 2 \left( \frac{\text{Norme}(\omega_0)}{|V_{\text{TH}}(\omega_0)|} \right)^2 (PQ - RS) - 2(Nv + Mu) \\ \gamma = u^2 + v^2 - \left( \frac{\text{Norme}(\omega_0)}{|V_{\text{TH}}(\omega_0)|} \right)^2 (P^2 + R^2). \end{array} \right. \quad (4.9)$$

La détermination des valeurs "autorisées" de  $C_{\text{par}}$  nécessite la connaissance de l'évolution de la trajectoire parabolique  $E$  dans la relation (4.9). Or, les signes des paramètres  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  ne peuvent pas être directement déduits depuis les équations (4.7) et (4.9). Cependant, comme le montre la figure 4.19, deux valeurs particulières de  $C_{\text{par}}$  ont permis de déduire la trajectoire de  $E$  :

- La détermination de l'inductance minimale  $L_{BF}^{\min}$  qui permet de respecter la norme a été effectuée avec la méthode présentée au deuxième chapitre sans considérer la capacité parasite équivalente de la bobine MC. Ainsi, pour  $C_{\text{par}} = 0$ , le courant MC calculé avec l'équation (4.8) répond à la contrainte normative. Par conséquent,  $E(C_{\text{par}} = 0) \leq 0$ , et donc  $\gamma \leq 0$ .

- Quand l'application nécessite une inductance  $L_{BF}^{\min} > 0$ , tendre la valeur de  $C_{\text{par}}$  vers l'infini fait tendre le module de l'impédance équivalente  $Z_{\text{eq}}$  de la bobine MC vers zéro et rend donc le respect de la contrainte normative impossible (ce qui signifie que  $E$  devient positive). Ainsi,  $\lim_{C_{\text{par}} \rightarrow +\infty} E(C_{\text{par}}) = +\infty$ , et donc  $\alpha \geq 0$ .

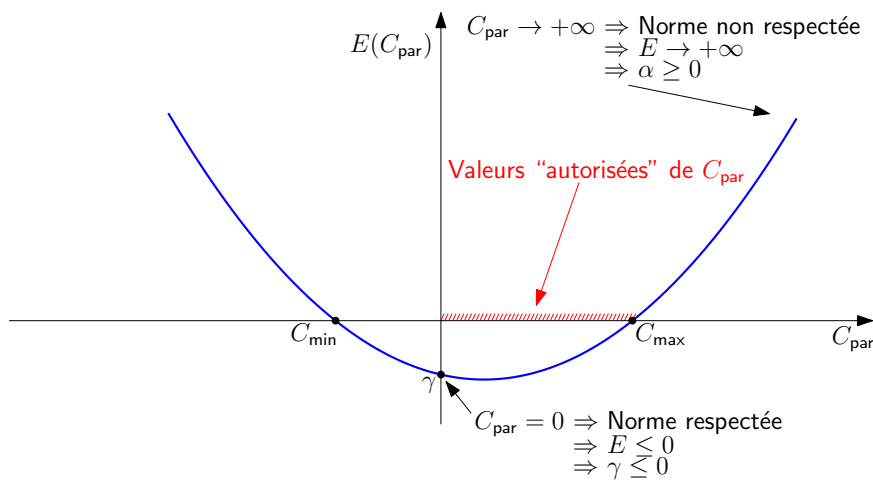


FIGURE 4.19 – Détermination des solutions de l'inégalité (4.9).

En conséquence, le discriminant  $\delta = \beta^2 - 4\alpha\gamma$  de l'équation  $E(C_{\text{par}}) = 0$  est positif. Comme  $E(0) \leq 0$ , il existe alors deux racines réelles  $C_{\min}$  et  $C_{\max}$  vérifiant  $C_{\min} \leq 0 \leq C_{\max}$  et qui peuvent être déterminées analytiquement comme suit :

$$\begin{cases} C_{\max} = \frac{-\beta + \sqrt{\beta^2 - 4\alpha\gamma}}{2\alpha} \geq 0 \\ C_{\min} = \frac{-\beta - \sqrt{\beta^2 - 4\alpha\gamma}}{2\alpha} \leq 0. \end{cases} \quad (4.10)$$

Ainsi, les valeurs "autorisées" de la capacité parasite, permettant de respecter la contrainte normative pour  $f = f_0$ , doivent être dans l'intervalle  $[0, C_{\max}]$  comme le montre la figure 4.19. Les calculs présentés dans les équations (4.9) et (4.10) sont appliqués en une seule fréquence  $f_0$  comprise entre 150 kHz et 10 MHz. L'idée est alors de trouver, pour chaque harmonique à la fréquence  $f$  du courant  $I_{MC}$  dans cette bande de fréquence, les valeurs de  $C_{\max}(f)$ . Ensuite, la valeur maximale  $C_{\max}$  de la capacité parasite équivalente à ne pas dépasser peut être déterminée à la fréquence  $f_{\text{dim}}^C$  qui correspond au pire cas

comme le montre le calcul suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} C_{\max}(f) = \frac{-\beta(f) + \sqrt{\beta^2(f) - 4\alpha(f)\gamma(f)}}{2\alpha(f)} \\ C_{\max} = \min_{150 \text{ kHz} \leq f \leq 10 \text{ MHz}} C_{\max}(f) = C_{\max}(f_{\text{dim}}^c). \end{array} \right. \quad (4.11)$$

L'hypothèse présentée dans la section 4.2.1.1 permet de découpler le calcul de  $C_{\max}$  par rapport à celui de  $L_{\text{BF}}^{\min}$  (de  $A^{\text{dim}}$ ). Par conséquent, la détermination de la capacité parasite  $C_{\max}$  de la bobine de mode commun représente une étape supplémentaire qui s'exécute après la détermination de la valeur minimale de l'inductance  $L_{\text{BF}}^{\min}$  présentée dans le deuxième chapitre. Ainsi, pour une capacité équivalente  $C_{\gamma}$  donnée, la bobine de mode commun à dimensionner est caractérisée avec deux paramètres à déterminer en deux temps :  $L_{\text{BF}} \geq L_{\text{BF}}^{\min}$  et  $C_{\max}$ . La valeur minimale de l'inductance  $L_{\text{BF}}^{\min}$  est calculée avec l'équation (2.20) du deuxième chapitre qui s'applique cette fois sur une nouvelle bande de fréquences entre 150 kHz et 10 MHz. L'extension du modèle jusqu'à 10 MHz est justifiée par la connaissance de la perméabilité complexe du matériau magnétique sur toute la bande de fréquences considérée et par l'amélioration du modèle de la bobine MC avec la définition d'une limitation maximale  $C_{\max}$  de  $C_{\text{par}}$ , en utilisant les calculs effectués dans ce chapitre.

Dans la suite de cette section, la nouvelle méthode de dimensionnement des éléments du filtre sera appliquée avec des simulations pour trois cas d'études différents permettant de montrer les limites et les conséquences de l'hypothèse présentée au paragraphe 4.2.1.1.

## 4.2.2 Validation de la méthode de calcul de $C_{\max}$

Afin de valider le calcul proposé dans cette section, l'exemple d'étude suivant est choisi : La chaîne de conversion DC-DC est alimentée avec une tension DC égale à 540 V. La contrainte normative choisie est la norme aéronautique DO-160 catégorie B. Le RSIL correspondant utilisé est le NNBM 8126 A dont l'impédance MC est présentée dans la figure 2.15 du deuxième chapitre. Les capacités MC du convertisseur  $C_{S1}$  et  $C_{S2}$  sont respectivement d'environ 150 pF et 30 pF. Ce convertisseur commute à une fréquence  $F_s$  égale à 30 kHz avec un rapport cyclique  $D = 50\%$  et des temps de montée  $t_r = 1 \mu\text{s}$  et descente  $t_f = 20 \text{ ns}$ . Le matériau magnétique utilisé lors du dimensionnement est un ferrite de type T35 (fabriqué par EPCOS) dont la perméabilité complexe est présentée dans la figure 2.39 du deuxième chapitre

La validation sera effectuée avec  $L_{\text{BF}} = L_{\text{BF}}^{\min}$  (ramenée à une fréquence de référence égale à 10 kHz), calculée pour trois situations différentes selon la longueur du câble blindé qui connecte le convertisseur à la charge. Pour le premier calcul, le convertisseur est connecté à la charge R-L à travers un câble de longueur égale à 1 mètre. Pour le deuxième exemple, la longueur du câble est égale à 5 mètres. Enfin, le troisième calcul, avec un câble de 28 mètres, permettra de montrer les limites de l'hypothèse de découplage du calcul de

$L_{BF}^{\min}$  et de  $C_{\max}$ . Selon la longueur du câble, les impédances  $Z_{TH}$  du circuit équivalent MC de la figure 4.18 sont présentées dans la figure 4.20.

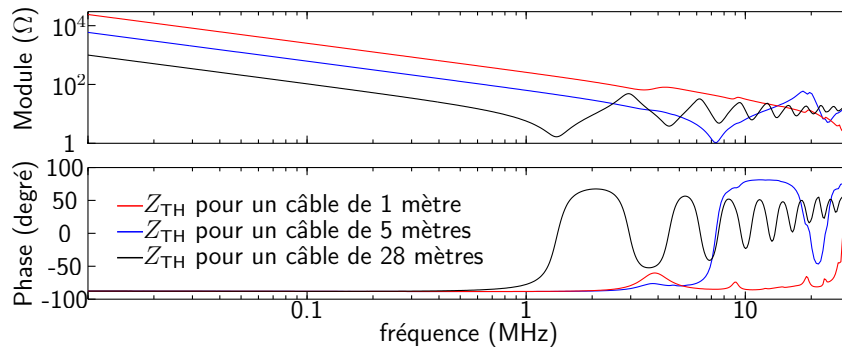


FIGURE 4.20 – Impédance du mode commun  $Z_{TH}$  pour les différentes longueurs du câble.

#### 4.2.2.1 Premier exemple d'application

Le premier calcul est effectué avec un câble blindé de 1 mètre qui engendre l'impédance  $Z_{TH}$  présentée dans la figure 4.20 (courbe en rouge). La capacité équivalente  $C_Y$  du filtre à dimensionner est choisie égale à 4 nF avec des éléments parasites  $l_s = 3.8$  nF et  $r_s = 90.5$  mΩ. L'inductance minimale  $L_{BF}^{\min}$ , égale à 1.3 mH, est calculée à la fréquence de dimensionnement  $f_{dim}^L = 150$  kHz comme le montre le spectre du courant MC en bleu dans la figure 4.21. Cette fréquence correspond en fait à la fréquence  $f_{dim}$  définie dans le chapitre 2, à laquelle le courant MC atteint la limite normative lorsque l'inductance du filtre MC vaut  $L_{BF}^{\min}$  sans prise en compte de la capacité parasite. Elle est simplement rebaptisée ici  $f_{dim}^L$  afin de la distinguer de la fréquence  $f_{dim}^C$  définie en section 4.2.1.2 à laquelle le courant MC atteint la limite normative lorsque le modèle d'inductance comporte une capacité parasite équivalente égale à  $C_{\max}$ . Ainsi, le courant dont le spectre est tracé en bleu dans la figure 4.21 est calculé sans considérer la capacité parasite équivalente de la bobine MC ( $C_{par} = 0$ ).

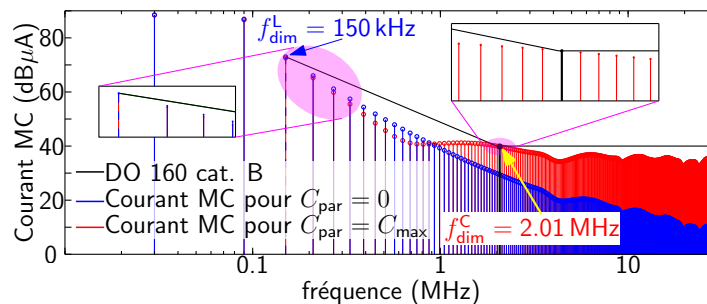


FIGURE 4.21 – Courant MC avec filtre et avec et sans la considération de la capacité parasite  $C_{par}$  de la bobine MC pour un câble de 1 mètre.

Une fois  $L_{BF}^{\min}$  calculée, la méthode proposée pour le calcul de la capacité parasite maximale  $C_{\max}$  est appliquée. L'évolution avec la fréquence des solutions de la résolution de



l'équation (4.10) pour cet exemple est présentée dans la figure 4.22. Comme expliqué dans le paragraphe précédent (figure 4.19), les solutions  $C_{\min}(f)$  (à droite) sont négatives dans la bande de fréquences considérée, et donc elles sont des solutions non physiques à ne pas considérer. Quant à  $C_{\max}(f)$ , toujours positive, elle atteint sa valeur minimale de  $C_{\max} = 34.53 \text{ pF}$  à la fréquence de dimensionnement  $f_{\text{dim}}^{\text{C}} = 2.01 \text{ MHz}$ .  $C_{\max}$  correspond alors à la capacité parasite équivalente à ne pas dépasser lors de la fabrication de la bobine MC (d'inductance  $L_{\text{BF}}^{\text{min}}$  égale à  $1.3 \text{ mH}$  ici) afin d'être capable de respecter la norme CEM dans la bande de fréquences considérée. On remarque que la fréquence  $f_{\text{dim}}^{\text{C}}$  est différente de la fréquence  $f_{\text{dim}}^{\text{L}}$  (égale à  $150 \text{ kHz}$ ) qui a permis de calculer  $L_{\text{BF}}^{\text{min}}$ . En effet, comme le montre la figure 4.21, le spectre du courant MC (en rouge) atteint la limite normative à la fois à  $150 \text{ kHz}$  et à  $2.01 \text{ MHz}$ , validant, ainsi, la méthode de calcul proposée et l'hypothèse sur le découplage du calcul de  $A^{\text{dim}}$  et de  $C_{\max}$ .

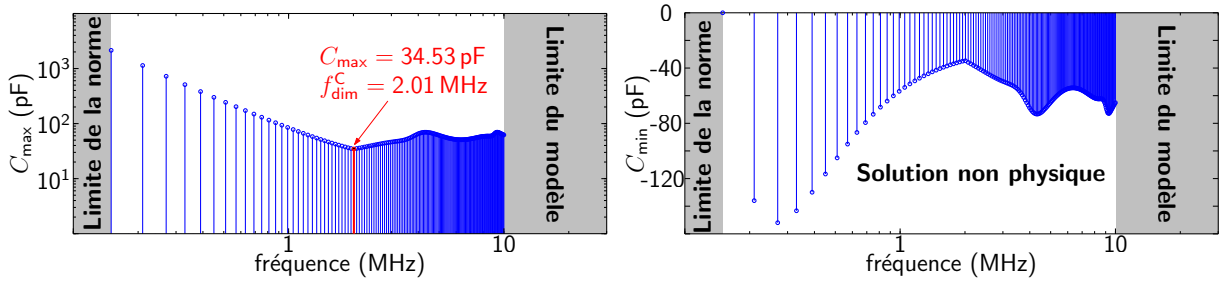


FIGURE 4.22 – Détermination de la capacité parasite  $C_{\max}$  pour un câble de 1 mètre.

#### 4.2.2.2 Deuxième exemple d'application

Le deuxième exemple d'application est traité avec un câble blindé de 5 mètres. L'impédance de mode commun  $Z_{\text{TH}}$  correspondante est présentée en bleu dans la figure 4.20. La capacité équivalente  $C_{\text{Y}}$  du filtre MC à dimensionner est choisie cette fois égale à  $C_{\text{Y}} = 44 \text{ nF}$  avec des éléments parasites  $l_s = 1.95 \text{ nH}$  et  $r_s = 12.8 \text{ m}\Omega$ . L'inductance minimale  $L_{\text{BF}}$  qui permet respecter la norme, égale à  $436 \mu\text{H}$ , est calculée à la fréquence  $f_{\text{dim}}^{\text{L}} = 150 \text{ kHz}$  comme le montre le spectre en bleu dans la figure suivante :

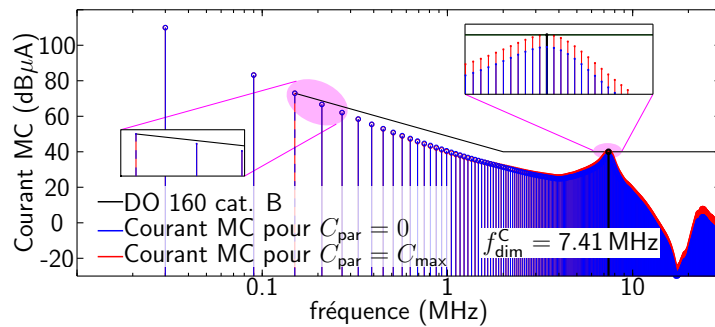


FIGURE 4.23 – Courant MC avec filtre et avec et sans la considération de la capacité parasite de la bobine MC pour un câble de 5 mètres.

Les solutions  $C_{\max}(f)$  et  $C_{\min}(f)$  de la résolution de l'équation (4.10) sont présentées dans la figure 4.24. Comme pour l'exemple précédent,  $C_{\min}(f)$  est toujours négative à ne pas considérer. Par contre, la solution  $C_{\max}(f)$  évolue positivement entre 150 kHz et 10 MHz.

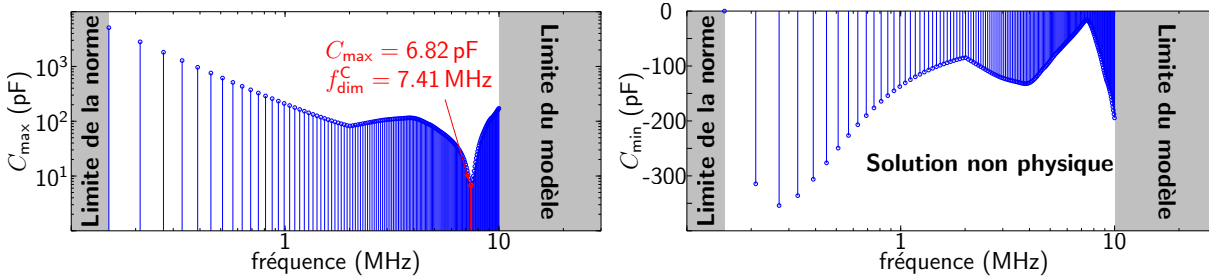


FIGURE 4.24 – Détermination de la capacité parasite  $C_{\max}$  pour un câble 5 mètres.

L'évolution de  $C_{\max}(f)$  atteint sa valeur minimale, égale à 6.82 pF, à la fréquence de dimensionnement  $f_{\text{dim}}^{\text{C}} = 7.41$  MHz. Ainsi, la capacité parasite maximale à ne pas dépasser lors de la fabrication de la bobine MC est  $C_{\max} = 6.82$  pF. Comme pour l'exemple précédent, la fréquence  $f_{\text{dim}}^{\text{C}}$  est différente de celle ayant permis de calculer  $L_{\text{BF}}^{\text{min}}$ . En effet, le courant MC calculé avec ces deux paramètres ( $L_{\text{BF}}^{\text{min}}$  et  $C_{\max}$ ) atteint la limite normative exactement à  $f_{\text{dim}}^{\text{L}}$  et à  $f_{\text{dim}}^{\text{C}}$  comme le montre le spectre du courant en rouge dans la figure 4.23, ce qui montre la robustesse du calcul proposé vis-à-vis de l'hypothèse présentée dans la section 4.2.1.1.

La capacité parasite maximale pour cet exemple de calcul est plus petite que celle avec un câble de 1 mètres (34.53 pF), tolérant ainsi moins de capacité parasite lors du choix de la géométrie de la bobine MC. Dans cette logique, augmenter davantage la longueur du câble diminue encore la valeur de  $C_{\max}$  comme le montre l'exemple du paragraphe suivant.

### 4.2.2.3 Troisième exemple d'application

Le dernier calcul de la capacité maximale qui permet de respecter la contrainte normative est effectué avec un câble blindé de 28 mètres. La capacité équivalente  $C_{\gamma}$  du filtre à dimensionner est choisie égale à 44 nF avec des éléments parasites équivalents  $l_{\text{s}} = 1.95$  nF et  $r_{\text{s}} = 12.8$  m $\Omega$  (la même que celle utilisée dans l'exemple précédent). L'inductance minimale  $L_{\text{BF}}^{\text{min}}$  qui permet de respecter la contrainte normative, égale à 3.35 mH, est calculée à la fréquence de dimensionnement  $f_{\text{dim}}^{\text{L}} = 1.53$  MHz. En effet, la figure 4.25 montre le spectre du courant de mode commun  $I_{\text{MC}}$  avec filtre, calculé sans considérer l'effet de la capacité  $C_{\text{par}}$  (spectre en bleue), touchant la limite normative à cette fréquence  $f_{\text{dim}}^{\text{L}}$ .

Les solutions  $C_{\max}(f)$  et  $C_{\min}(f)$  de l'équation (4.10) sont présentées dans la figure 4.26. La première solution  $C_{\min}(f)$ , toujours négative, est à ne pas considérer.  $C_{\max}(f)$ , toujours positive, atteint sa valeur minimale, égale à 2.1 pF, à la fréquence  $f_{\text{dim}}^{\text{C}} = 1.53$  MHz. Contrairement aux exemples précédent,  $f_{\text{dim}}^{\text{C}}$  est égale à la fréquence  $f_{\text{dim}}^{\text{L}}$  à laquelle  $L_{\text{BF}}^{\text{min}}$  a été calculée. En effet, le courant de mode commun, calculé en considérant cette valeur

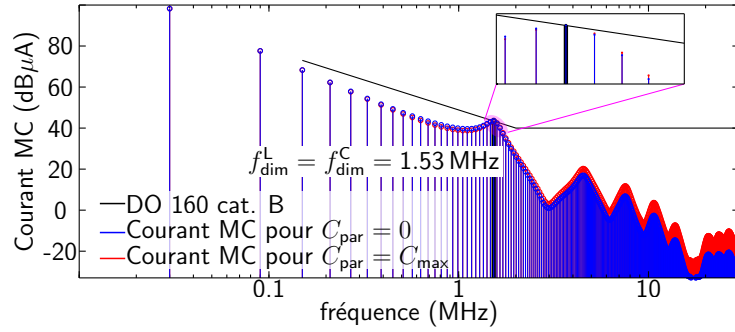


FIGURE 4.25 – Courant MC avec filtre et avec et sans la considération de la capacité parasite de la bobine MC pour un câble de 28 mètres.

de capacité parasite, atteint la limite normative à cette fréquence comme le montre la figure 4.25 (spectre en rouge).

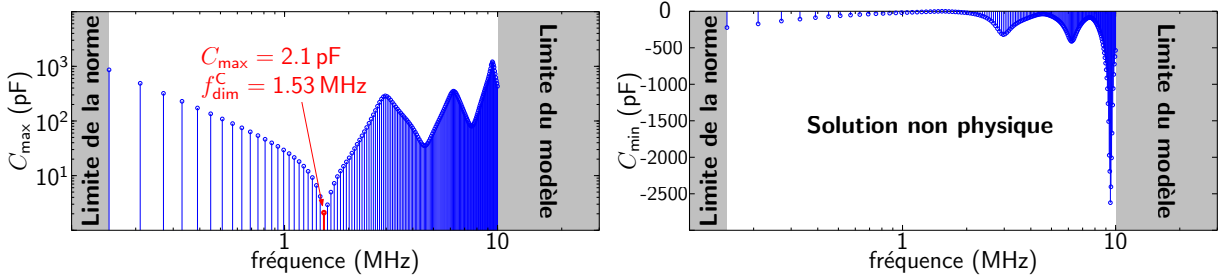


FIGURE 4.26 – Détermination de la capacité parasite  $C_{\max}$  pour un câble 28 mètres.

Généralement, la capacité parasite de la bobine tend à diminuer l'amplitude de son impédance en HF et à rendre son atténuation insuffisante. Ainsi, comme  $C_{\max}(f)$  atteint sa valeur minimale à  $f_{\text{dim}}^C = f_{\text{dim}}^L$ , on s'attendrait à ce que  $C_{\max}$  soit nulle du fait de l'absence de marge à cette fréquence. Pourtant, la bobine de mode commun tolère une capacité parasite non nulle tout en respectant la contrainte normative comme le montre la figure 4.25. Cette situation anecdotique correspond à une limite de l'hypothèse adoptée sur le découplage du calcul de  $C_{\max}$  par rapport à celui de  $L_{\text{BF}}^{\min}$  (qui revient à considérer que la présence d'une capacité parasite est toujours défavorable car réduisant l'impédance de la bobine MC). En effet, les fréquences de dimensionnement  $f_{\text{dim}}^C$  et  $f_{\text{dim}}^L$  se situent, pour cet exemple, autour de la résonance de l'impédance de la bobine de mode commun dimensionnée comme le montre la figure 4.27. Ainsi, au lieu de réduire l'impédance et d'augmenter le niveau du courant MC, augmenter la capacité  $C_{\text{par}}$  permet dans un premier temps d'augmenter l'impédance et de diminuer l'amplitude de  $I_{\text{MC}}$  à  $f_{\text{dim}}^L$  (voir la zone agrandie de la figure 4.27). La capacité parasite tolérée peut ainsi augmenter jusqu'à une valeur  $C_{\max}$  telle que la résonance de la bobine MC s'éloigne en deçà de la fréquence de dimensionnement  $f_{\text{dim}}^L$  comme le montre la courbe en rouge dans la figure 4.27.

D'après les constatations précédentes, la valeur d'inductance  $L_{\text{BF}}^{\min}$  aurait en fait pu être plus petite que le calcul qui en a été fait par application de la méthode du chapitre 2, car elle bénéficie ici, sous l'effet de la capacité parasite, d'une augmentation de son impédance

autour de la résonance. C'est en ce sens que l'hypothèse, énoncée en section 4.2.1.1, de découplage des calculs de  $L_{BF}^{\min}$  et de  $C_{\max}$ , trouve une limitation. Néanmoins, le léger surdimensionnement de  $L_{BF}^{\min}$  occasionné dans cette situation sera toléré dans la méthode proposée, puisqu'il ne se manifeste que dans des circonstances particulières (autour de la résonance) et n'affecte pas la suite de l'étude présentée dans ce chapitre.

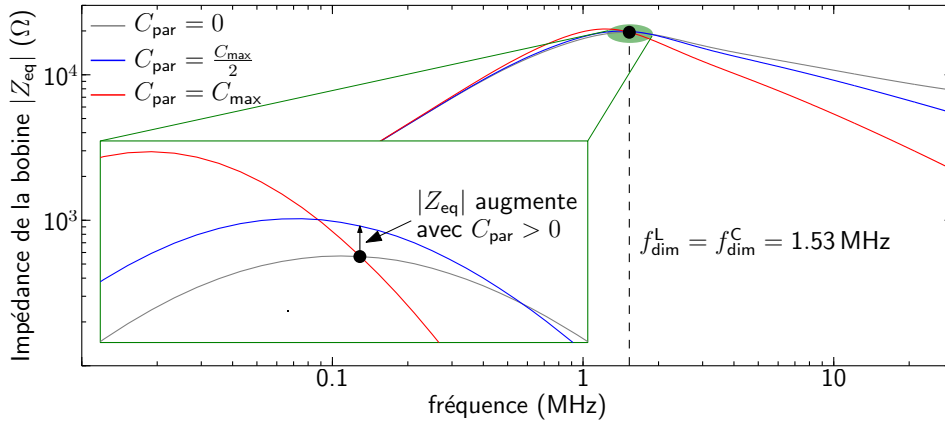


FIGURE 4.27 – Limite de l'hypothèse utilisée pour découpler le calcul de  $L_{BF}^{\min}$  et  $C_{\max}$ .

Par ailleurs, on rappelle que la valeur d'inductance  $L_{BF}$  retenue pour le dimensionnement du filtre peut tout à fait être délibérément plus grande que  $L_{BF}^{\min}$ , comme l'a montré le chapitre 3. Bien que les exemples d'application précédents aient été obtenus à  $L_{BF}^{\min}$ , la procédure de calcul de  $C_{\max}$  s'applique pareillement à toute valeur  $L_{BF} > L_{BF}^{\min}$ .

Dans cette section, le calcul présenté permet de définir une valeur limite  $C_{\max}$  de la capacité parasite équivalente  $C_{par}$  de la bobine de mode commun. Ainsi, lors de la détermination de la géométrie optimale de la bobine, il faudra veiller à ce que  $C_{par}$  soit inférieure à  $C_{\max}$ . La section suivante étend alors la méthode de dimensionnement de la bobine MC, proposée dans le deuxième chapitre, afin d'inclure la contrainte  $C_{par} \leq C_{\max}$  lors du calcul de sa géométrie optimale.

### 4.3 Prise en compte du comportement HF de la bobine MC dans le dimensionnement du filtre

La première section de ce chapitre a proposé une méthode pour estimer de la capacité parasite équivalente de la bobine de mode commun, tandis que la deuxième section a élaboré une méthode de calcul de la capacité parasite  $C_{\max}$  à ne pas dépasser pour respecter la norme. L'objectif de cette nouvelle section est de proposer une méthode pour déterminer la géométrie optimale de la bobine de mode commun qui permet de respecter la contrainte normative jusqu'à au moins 10 MHz. Dans certaines situations, la géométrie optimale, calculée avec la méthode présentée dans le deuxième chapitre, pourrait engendrer une capacité parasite  $C_{par}$  supérieure à la capacité  $C_{\max}$ , ce qui conduirait à un dépassement de la limite normative. Dans ce cas, comment déterminer la bonne géométrie de la bobine

qui permet de respecter la contrainte sur  $C_{\max}$  tout en occupant le volume le plus petit possible ?

Afin de répondre à cette question, cette section commence par étudier l'évolution de la capacité parasite  $C_{\text{par}}$  avec les différents paramètres géométriques de la bobine. Cette étude sera effectuée en utilisant les permittivités relatives calculées dans la section 4.1 ( $\varepsilon_{\text{rad}} = 123.4$ ,  $\varepsilon_{\text{lon}} = 36.4$  et  $\varepsilon_{\text{res}} = 13.3$ ) pour un matériau magnétique de type ferrite T35 (fabriqué par EPCOS). Étant donné que les espacements moyens entre les spires et le noyau magnétique ont une influence limitée sur le calcul de la capacité  $C_{\text{par}}$ , les valeurs de  $\eta_{\text{mX}}$  et  $\eta_{\text{mY}}$  sont considérées égales à  $10 \mu\text{m}$  afin de simplifier la présentation des nouveaux résultats. Une loi de variation de  $C_{\text{par}}$  sera alors déterminée et une adaptation de la méthode de dimensionnement proposée sera présentée dans la deuxième partie de cette section.

### 4.3.1 Étude de la capacité parasite équivalente de la bobine MC

La capacité parasite équivalente de la bobine de mode commun est une fonction qui dépend non seulement de la géométrie du noyau et de ses propriétés diélectriques, mais aussi du nombre de spires. Dans cette section, deux situations seront étudiées. D'abord, quand la géométrie du noyau est choisie a priori, la capacité parasite  $C_{\text{par}}$  ne dépend alors que du nombre de spires  $N$  (en considérant que la technique de bobinage est la même quel que soit  $N$ ). On considère ici un tore magnétique donné dont on ne fait pas varier les dimensions mais seulement le nombre de spires de la bobine réalisée à partir de ce tore. Dans ce cas, changer le nombre de spires change non seulement l'inductance  $L$  de la bobine, mais aussi la capacité parasite  $C_{\text{par}}$ . En effet, les tableaux 4.1 et 4.2 montrent que, quand la géométrie du noyau est fixée (dans ce cas un ou deux tores), augmenter le nombre de spires augmente la valeur de  $C_{\text{par}}$ . Ce résultat, démontré plusieurs fois dans la littérature (par exemple dans [51] et [44]), est confirmé avec la figure 4.28 qui montre l'évolution de la capacité parasite équivalente, en utilisant les simulations de la section 4.1, avec  $N$  variant entre 2 et 29 spires (valeur maximale pour assurer la contrainte sur le nombre de couches) pour un tore de géométrie suivante :  $R + a = 13 \text{ mm}$ ,  $r - a = 7.5 \text{ mm}$  et  $h + 2a = 10.7 \text{ mm}$ , où  $a$  est l'épaisseur de l'isolant diélectrique (résine) du noyau.

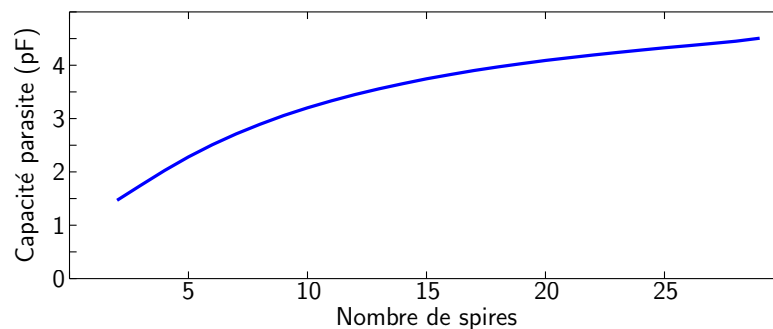


FIGURE 4.28 – Evolution de la capacité parasite équivalente avec le nombre de spires pour une géométrie donnée du tore.

L'augmentation du nombre de spires pour une géométrie fixe augmente l'inductance de la bobine couplée avec le carré de  $N$ . Or, dans une procédure de dimensionnement d'une bobine de mode commun, la valeur de l'inductance nécessaire au respect de la norme est déterminée a priori et la géométrie doit être adaptée pour respecter divers contraintes (saturation, nombre de couches, volume minimal, capacité parasite, etc.). Ainsi, le résultat présenté dans la figure 4.28 ne permet pas en l'état d'améliorer la procédure de dimensionnement proposée.

Dans la suite de ce chapitre, les dimensions du noyau magnétique de la bobine ne sont pas figées car c'est la valeur de l'inductance qui est considérée fixée. L'évolution de  $C_{\text{par}}$  avec le nombre de spires et le rayon extérieur sera alors étudiée afin de déduire une loi de variation de  $C_{\text{par}}$  qui permet d'améliorer la méthode de dimensionnement proposée dans ce travail de recherche. Dans le cas où  $C_{\text{par}} > C_{\text{max}}$ , la géométrie de la bobine pourra alors être adaptée afin que sa capacité parasite atteigne  $C_{\text{max}}$ , en dégradant le moins possible le volume optimal obtenu à partir de l'équation (2.32) du deuxième chapitre (avec  $e = a + \eta$  et  $\beta = 1$ ).

#### 4.3.1.1 Effet de l'espacement entre les spires sur la capacité parasite équivalente de la bobine pour une valeur d'inductance donnée

La procédure d'optimisation du volume de la bobine de mode commun, présentée dans le deuxième chapitre, requiert une valeur minimale  $s_{\text{min}}$  de l'espacement entre les spires  $s$ . Si la contrainte sur le nombre de couches  $SL$  est imposée, alors  $s = s_{\text{min}}$ . Par contre, si la bobine est dimensionnée avec la contrainte de la non saturation  $NS$ , alors  $s > s_{\text{min}}$ . Dans ce cas, la valeur de  $s$  n'est pas contrôlée et dépend de la relation entre la valeur du courant maximal  $I_{\text{max}}$  et celle du nombre de spires optimal  $N_{\text{opt}}$ .

Afin d'évaluer l'impact de l'espacement entre les spires  $s$  sur la valeur de la capacité parasite équivalente  $C_{\text{par}}$ , une inductance  $L = 2$  mH, dimensionnée avec la contrainte  $SL$  ( $s = s_{\text{min}}$ ), est choisie. La valeur de la perméabilité relative en BF (10 kHz) utilisée dans le calcul du volume est obtenue de la figure 2.39 du deuxième chapitre. Le diamètre  $d$  du conducteur est choisi égal à 0.8 mm. L'évaluation s'est effectuée sur le volume optimal de la bobine pour différentes valeurs de  $s = s_{\text{min}}$  entre 0.1 mm et 10 mm. Ainsi, pour chaque valeur de  $s$ , la géométrie optimale ( $N_{\text{opt}}$ ,  $R_{\text{opt}}$ ) est calculée. Ensuite, la capacité parasite correspondante est déterminée avec la méthode proposée. Le résultat de cette étude montre l'évolution du volume optimal de la bobine ainsi que de la capacité parasite équivalente  $C_{\text{par}}$  avec  $s = s_{\text{min}}$  dans la figure 4.29. L'augmentation de l'espacement minimal  $s_{\text{min}}$  entre les spires augmente naturellement le rayon intérieur  $r$  de la bobine, et donc la fenêtre de bobinage ( $\pi r^2$ ) du noyau magnétique à  $N$  donné, augmentant ainsi le volume de la bobine de mode commun.

L'augmentation de  $s$  augmente non seulement le volume optimal de la bobine de mode commun, mais aussi la capacité parasite  $C_{\text{par}}$  comme le montre la figure 4.29. Les discontinuités observées dans l'évolution de  $C_{\text{par}}$  avec  $s$  sont liées à la discrétisation du nombre de spires dans la figure 4.30 qui impacte les différentes dimensions optimales du noyau magnétique ( $R_{\text{opt}}$ ,  $h_{\text{opt}}$  et  $r_{\text{opt}}$ ). En effet, la procédure d'optimisation du volume de la bo-

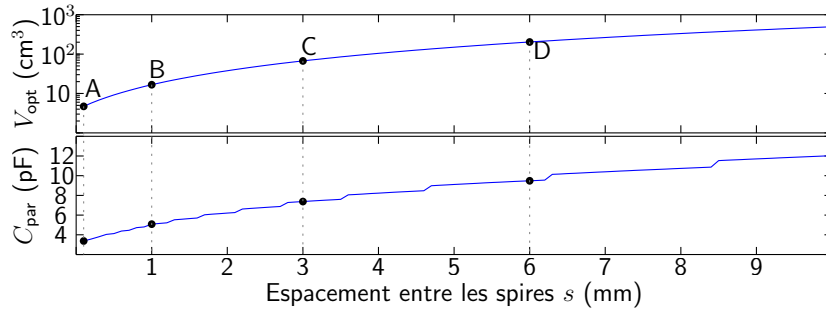


FIGURE 4.29 – Évolution du volume optimal de la bobine MC et de la capacité parasite équivalente avec l’espacement entre les spires  $s = s_{\min}$ .

bobine MC doit réduire le nombre de spires optimal  $N_{\text{opt}}$  lors de l’augmentation de  $s$  afin de construire une bobine avec le volume le plus petit possible comme le montre la figure 4.30.

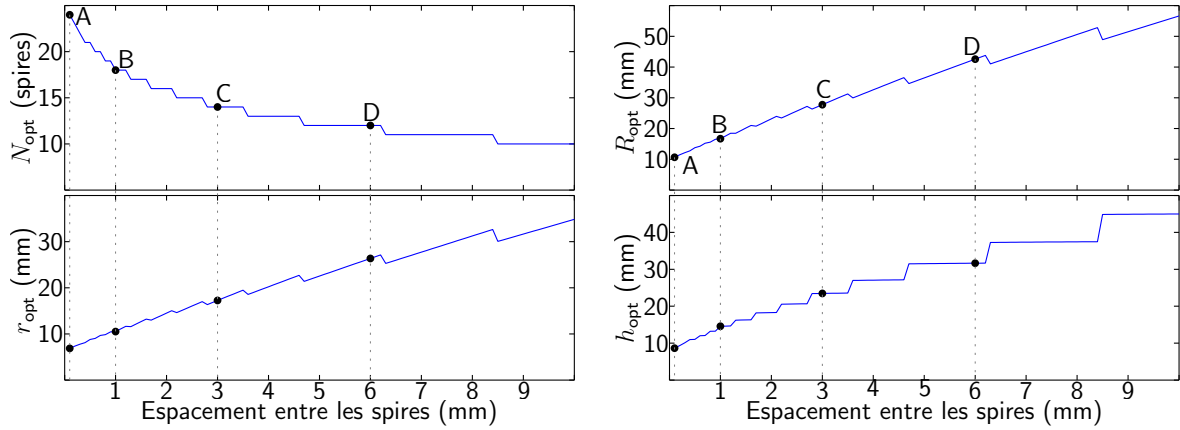


FIGURE 4.30 – Évolution de la géométrie optimale de la bobine MC avec l’espacement entre les spires  $s$ .

La figure 4.31 montre l’évolution géométrique de quelques points particuliers de la figure 4.29 sur la même échelle. Pour  $s_{\min} = 0.1$  mm au point A, le volume optimal est égal à  $4.71 \text{ cm}^3$  et  $C_{\text{par}} = 3.37 \text{ pF}$ . Quand  $s_{\min} = 1$  mm au point B,  $V_{\text{opt}}$  augmente jusqu’à  $16.66 \text{ cm}^3$  et  $C_{\text{par}}$  devient égale à  $5.08 \text{ pF}$ . Pareillement, le volume optimal de la bobine et la capacité parasite correspondante continuent leur augmentation avec l’espacement entre les spires  $s = s_{\min}$  aux point C et D. Par conséquent, l’optimisation du volume de la bobine de mode commun, tout en minimisant sa capacité parasite, requiert un espacement minimal  $s_{\min}$  entre les spires le plus faible possible.

Afin de valider expérimentalement l’effet de l’espacement  $s$  entre les spires sur le comportement HF de la bobine MC, deux noyaux de géométrie différente mais avec, presque, le même facteur de forme sont choisies (premier noyau :  $R = 10$  mm,  $r = 5$  mm et  $h = 7.4$  mm ; deuxième noyau :  $R = 12.5$  mm,  $r = 7.9$  mm et  $h = 9.9$  mm). Ceci permet de construire deux bobines avec la même inductance d’environ 2 mH et le même nombre de spires (20 spires) mais avec des espacements  $s$  différents.

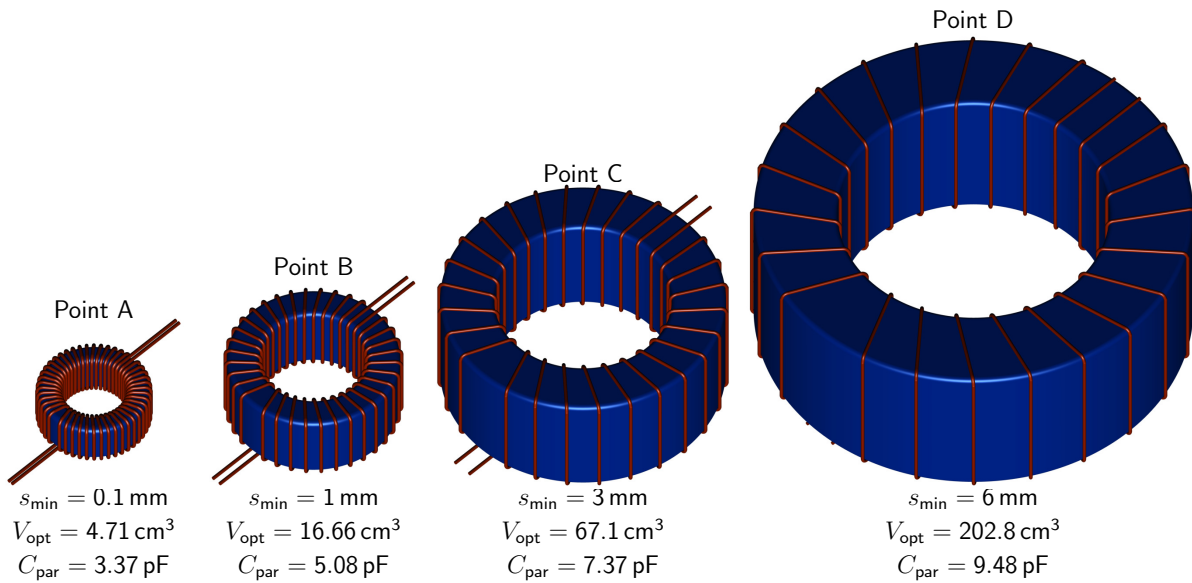


FIGURE 4.31 – Évolution de la forme de la bobine de mode commun avec l’espacement entre les spires  $s = s_{\min}$  (même échelle) et son influence sur le volume optimal et  $C_{\text{par}}$ .

La figure 4.32 montre que la bobine 1 ayant les spires collées ( $s$  est nul) présente un meilleur comportement HF comparé à celle avec  $s \approx 0.5$  mm où le rayon intérieur est plus grand d’environ 50 % que la première. L’effet de la capacité parasite apparaît clairement sur la phase de la bobine 2 qui se dégrade d’une façon plus rapide que l’autre (bobine 2). On en déduit alors qu’il est préférable de construire une bobine MC avec un rayon intérieur  $r$  le plus petit possible afin de minimiser son volume et améliorer son comportement HF. Ce résultat explique le choix de  $s = 0.1$  mm dans la validation expérimentale des résultats présentés dans le chapitre précédent, cette valeur très faible mais non nulle permettant simplement d’apporter un peu de jeu pour loger facilement les spires côte-à-côte dans la fenêtre de bobinage.

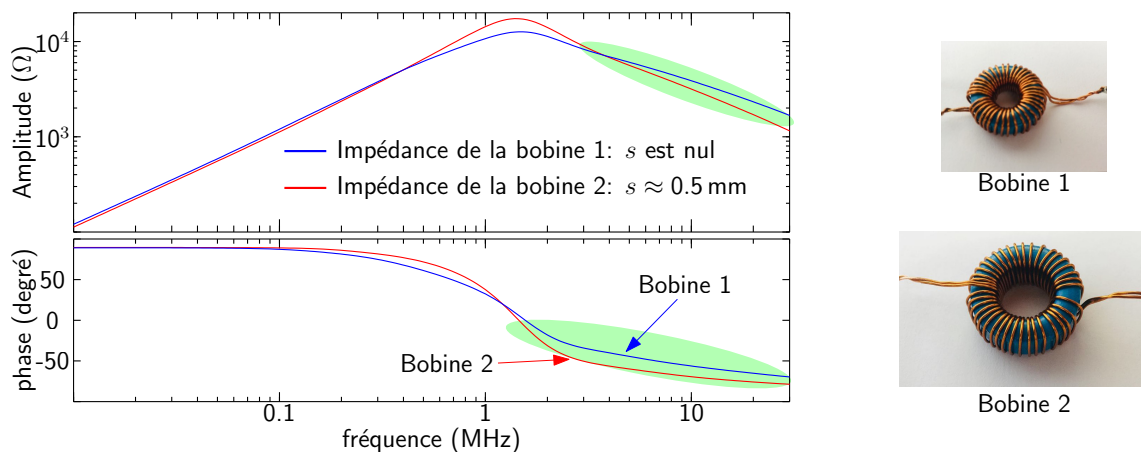


FIGURE 4.32 – Impédances MC mesurées des deux bobine pour  $L \approx 2$  mH avec des espacements  $s$  entre les spires différents.



### Évolution du volume du noyau magnétique avec $s$

L'augmentation de l'espacement  $s$  entre les spires modifie non seulement le volume optimal de la bobine (volume du cylindre occupé par le noyau et les spires) et sa capacité parasite, mais aussi la masse du noyau magnétique. En effet, l'évolution du volume du fer  $V_{\text{fer}}$ , calculé avec l'équation (3.2) du chapitre précédent et en utilisant l'évolution de la géométrie optimale dans la figure 4.30, est présentée dans la figure 4.33. Ce résultat montre une augmentation rapide de la masse du noyau magnétique avec  $s$ , augmentant à son tour le coût des éléments de filtrage CEM. Par suite, l'optimisation de la masse de la bobine MC nécessite aussi la minimisation de l'espacement entre les spires lors du dimensionnement du filtre de mode commun.

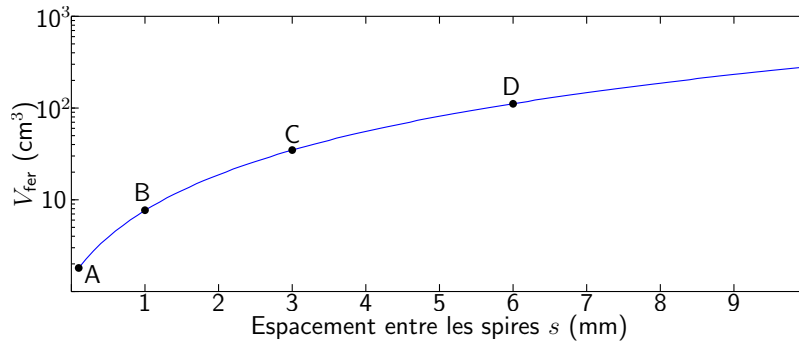


FIGURE 4.33 – Évolution du volume optimal du fer avec l'augmentation de l'espacement entre les spires  $s$ .

### Évolution de la longueur des conducteurs avec $s$

La masse de la bobine de mode commun dépend aussi de celle du cuivre du conducteur de ses deux enroulements. La longueur  $l_{\text{cond}}$  des deux enroulements peut être considérée comme étant l'image de la masse du cuivre. Une valeur approchée de  $l_{\text{cond}}$  peut être déterminée avec l'équation suivante :

$$l_{\text{cond}} = 4N(h + R - r + 2d + 4e). \quad (4.12)$$

Quand  $s$  augmente, le nombre de spires optimal  $N_{\text{opt}}$  diminue dans la figure 4.30, ce qui suggérerait une diminution de  $l_{\text{cond}}$ . Or, la diminution de  $N_{\text{opt}}$  est accompagnée d'une augmentation de tous les paramètres géométriques du noyau magnétique ( $R_{\text{opt}}$ ,  $r_{\text{opt}}$  et  $h_{\text{opt}}$ ) ce qui peut augmenter la longueur de chaque spire. En effet, l'évaluation présentée dans la figure 4.34, confirme l'augmentation de la longueur des conducteurs  $l_{\text{cond}}$  avec  $s$  malgré la diminution du nombre de spires optimal avec ce paramètre. Par conséquent, la minimisation de l'espacement entre les spires favorise la réduction du volume optimal de la bobine de mode commun, de sa masse, de sa capacité parasite équivalente et de la longueur des conducteurs formant les deux enroulements.

Néanmoins la réduction de l'espacement  $s$  entre les spires conduit à une couverture quasi-totale du noyau magnétique par les enroulements, ce qui pourrait provoquer une réduction

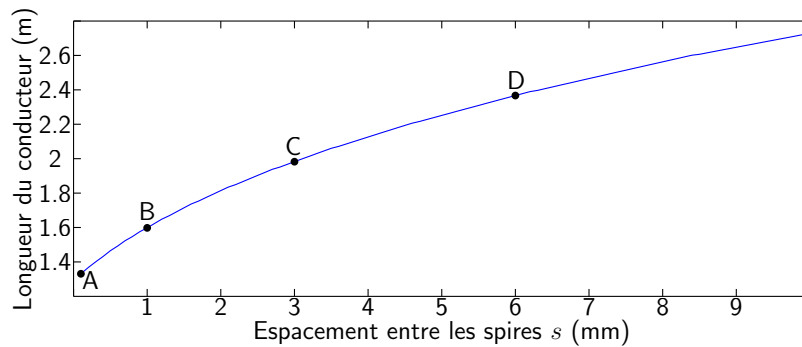


FIGURE 4.34 – Évolution de la longueur des conducteurs de la bobine  $l_{\text{cond}}$  avec l'espacement entre les spires.

de l'échange thermique entre le matériau magnétique et l'air ambiant. Il pourrait alors être envisagé de définir  $s_{\text{min}}$ , par exemple, avec une étude thermique approfondie sur la bobine de mode commun. Ceci fait partie des perspectives de ce travail de thèse. Dans la suite de chapitre, l'espacement entre les spires  $s_{\text{min}}$  sera considéré égal à une valeur minimale  $s_{\text{min}} = 0.1$  mm. L'évolution de la capacité parasite de la bobine MC sera alors étudiée en variant le nombre de spires  $N$  et le rayon extérieur  $R$  du noyau magnétique.

#### 4.3.1.2 Variation de la capacité parasite avec le nombre de spires pour une inductance donnée

La capacité parasite  $C_{\text{par}}$ , tout comme le volume de la bobine dans la figure 2.28, est une fonction du rayon extérieur  $R$  et du nombre de spires  $N$  pour une valeur d'inductance donnée. Afin d'étudier la variation de  $C_{\text{par}}$  avec ces deux paramètres, une valeur d'inductance  $L$  est choisie arbitrairement égale à 2 mH. L'étude sera ici effectuée avec la contrainte sur le nombre de couches  $SL$ . Appliquer la contrainte de la non saturation  $NS$  donnerait les mêmes tendances de  $C_{\text{par}}$  avec la géométrie de la bobine comme il sera démontré dans la suite de ce chapitre. Le volume optimal pour cette inductance est égal à  $4.71 \text{ cm}^3$  pour un rayon extérieur optimal  $R_{\text{opt}} = 10.66$  mm et un nombre de spires optimal  $N_{\text{opt}} = 24$  spires (bobine A dans la figure 4.31). La capacité parasite équivalente de la bobine avec cette géométrie optimale est estimée égale à  $3.37 \text{ pF}$  en utilisant la méthode de la section 4.1.

Afin d'étudier l'évolution de la capacité parasite de la bobine pour  $L = 2$  mH autour de son volume optimal, le rayon extérieur  $R$  est arbitrairement fixé égal à 12 mm. Le volume de la bobine est alors présenté dans la figure 4.35 pour plusieurs valeurs de  $N$  entre 5 et 39 spires. Au delà de 39 spires, la contrainte sur le nombre de couches  $SL$ , ainsi que la valeur de  $s = s_{\text{min}}$ , ne peuvent pas être respectées.

Pour cette valeur de  $R$ , l'augmentation du nombre de spires diminue le volume de la bobine jusqu'à une valeur minimale, égale à  $4.76 \text{ cm}^3$  et obtenue pour  $N = 27$  spires. Au delà de cette valeur de  $N$ , le volume augmente de nouveau jusqu'à ce que la contrainte sur le nombre de spires ne puisse plus être respectée. L'évolution avec  $N$  de la hauteur  $h$  et du rayon intérieur  $r$ , présentée dans la figure 4.36, montre que le volume est minimal

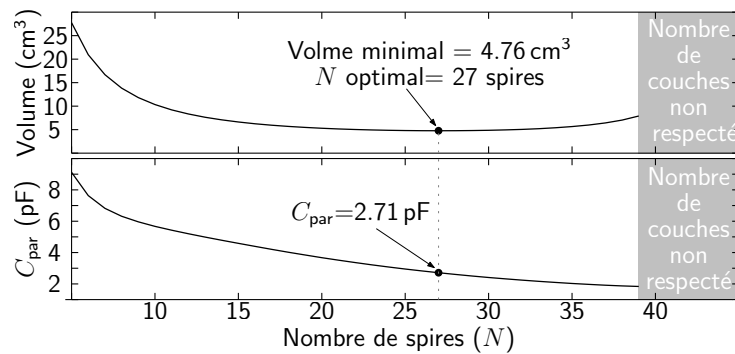


FIGURE 4.35 – Évolution du volume de la bobine MC et de sa capacité parasite équivalente en fonction du nombre de spires pour  $R = 12$  mm.

quand la hauteur est aussi minimale. Par contre, l'évolution de la capacité parasite  $C_{\text{par}}$ , présentée dans la figure 4.35, montre une monotonie décroissante de  $C_{\text{par}}$  avec le nombre de spires  $N$ . En effet, l'augmentation de  $N$  engendre une diminution de  $C_{\text{par}}$  même au delà du volume minimal de la bobine MC. Ce résultat, intéressant, en apparence contraire à celui présenté dans la figure 4.28, est lié au fait que les dimensions géométriques du noyau changent pour chaque valeur de  $N$ , de manière à maintenir constante la valeur de l'inductance, ce qui n'était pas le cas dans la figure 4.28. Il semble alors possible d'exploiter ce comportement afin d'adapter la géométrie d'une bobine d'inductance donnée à la contrainte sur la capacité parasite maximale  $C_{\text{max}}$ . En effet, au cas où  $C_{\text{par}}$  serait supérieure à  $C_{\text{max}}$  à la géométrie optimale de la bobine ( $N_{\text{opt}}, R_{\text{opt}}$ ), il suffirait d'augmenter le nombre de spires jusqu'à ce que  $C_{\text{par}}$  soit inférieure à  $C_{\text{max}}$ .

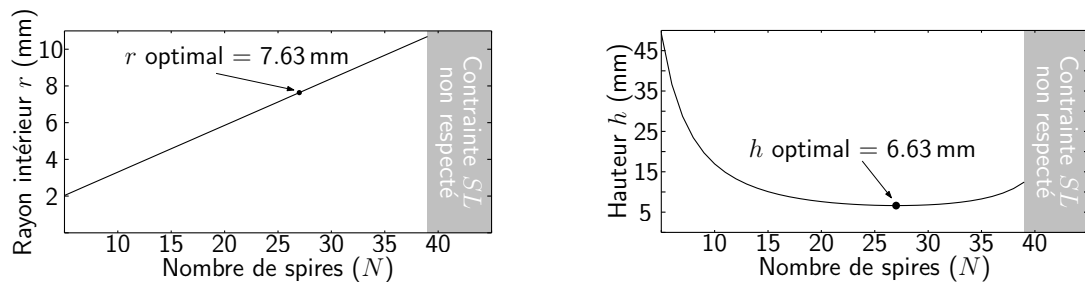


FIGURE 4.36 – Évolution du rayon intérieur  $r$  et de la hauteur  $h$  de la bobine MC en fonction du nombre de spires pour  $R = 12$  mm.

### Vérification de la diminution de $C_{\text{par}}$ avec l'augmentation de $N$ pour une inductance donnée

Afin de valider cette évolution de la capacité parasite avec le nombre de spires, plusieurs simulations ont été effectuées pour diverses valeurs de  $R$  entre 6 et 18 mm et sont présentées dans la figure 4.37. Pour toutes les valeurs du rayon extérieur considérées, la même décroissance de la capacité parasite équivalente  $C_{\text{par}}$  avec le nombre de spires a été observée, hormis quand le rayon extérieur est petit (courbe en bleu pour  $R = 6$  mm dans la

figure 4.37) devant le rayon optimal ( $R_{\text{opt}} = 10.66 \text{ mm}$ ) où un optimum de  $C_{\text{par}}$  apparaît pour  $N > N_{\text{opt}}$ . Le volume de la bobine augmentant rapidement aux petites valeurs de  $R$  et ces géométries conduisant à de grandes valeurs de  $C_{\text{par}}$  comme le montre la figure 4.37, cette particularité ne sera pas considérée. En effet, l'objectif est ici de jouer sur les paramètres géométriques de la bobine pour réduire  $C_{\text{par}}$  si nécessaire (afin de satisfaire la contrainte sur  $C_{\text{max}}$ ) tout en conservant le plus petit volume possible.

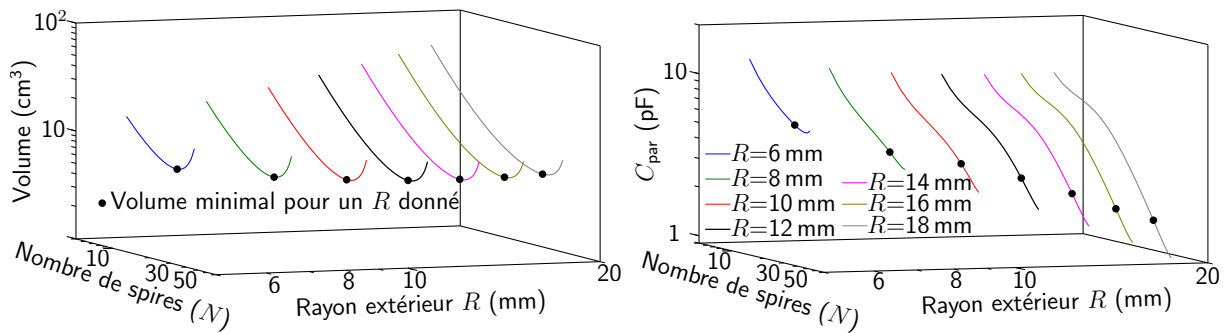


FIGURE 4.37 – Évolution du volume de la bobine MC et de sa capacité parasite équivalente en fonction du nombre de spires pour différentes valeurs de  $R$ .

Ces simulations confirment alors l'observation de la figure 4.35 et l'on retiendra par la suite que la capacité parasite équivalente de la bobine de mode commun diminue lorsque le spires augmente pour un rayon extérieur donné.

Cette tendance, contraire à l'évolution bien connue de la figure 4.28 selon laquelle  $C_{\text{par}}$  augmente avec  $N$  pour un tore donné, est justifiée par le fait que l'étude est ici menée à inductance constante plutôt qu'à noyau donné. Afin de conforter les simulations, la diminution de  $C_{\text{par}}$  avec l'augmentation de  $N$  pour une inductance donnée peut être observée expérimentalement en fabriquant deux bobines dont l'une possède le double de la hauteur de l'autre (deux noyaux empilés, ce qui conserve bien le même rayon extérieur) mais avec un nombre de spires divisée par  $\sqrt{2}$ . La figure 4.38 montre les impédances de deux bobines avec la même inductance mais fabriquée avec un nombre de spires différent (28 spires pour la bobine 3 avec un seul tore et 20 spires pour la bobine 4 à deux tores empilés). La bobine 3 (28 spires) contient moins de capacité parasite  $C_{\text{par}}$  offrant une meilleure atténuation du filtre dans les hautes fréquences (courbe en bleu) avec moins de volume que la bobine 4 fabriquée avec 20 spires (courbe en rouge). Bien que ce résultat ne traduise pas parfaitement les courbes présentées dans la figure 4.37 (dans laquelle le rayon intérieur et la hauteur s'ajustent aux différents  $N$  pour optimiser le volume), il va bien dans le sens de la diminution de la capacité parasite de la bobine MC avec l'augmentation du nombre de spires à une valeur d'inductance donnée. Dans le paragraphe suivant, une étude similaire sera effectuée mais en variant cette fois le rayon extérieur du noyau magnétique pour un nombre de spires  $N$  donné.

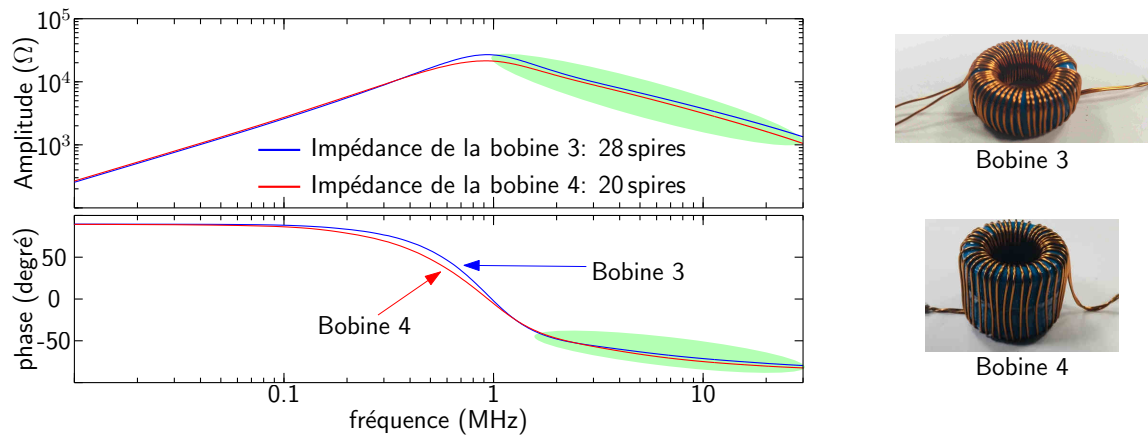


FIGURE 4.38 – Impédances MC mesurées pour la même inductance mais avec un nombre de spires différent.

#### 4.3.1.3 Variation de la capacité parasite avec le rayon extérieur pour une inductance donnée

La valeur d'inductance  $L$  choisie pour cette étude reste celle utilisée dans le paragraphe précédent ( $L = 2$  mH) et le volume est à nouveau calculé en imposant la contrainte sur le nombre de couches  $SL$ . Comme pour le calcul précédent, la valeur de la perméabilité relative est extraite de la figure 2.39 du deuxième chapitre, le diamètre du conducteur est égal à 0.8 mm et l'espacement minimal entre les spires  $s_{\min}$  est égal à 0.1 mm. Afin de mieux comprendre l'évolution de la capacité parasite avec le rayon extérieur  $R$ , l'étude sera effectuée sur trois valeurs différentes du nombre de spires  $N$  autour de sa valeur optimale ( $N_{\text{opt}} = 24$  spires) : 17, 27 et 37 spires.

Les premiers calculs sont effectués pour  $N = 17$  spires qui est relativement faible par rapport à  $N_{\text{opt}} = 24$  spires. La valeur minimale du rayon intérieur  $r$  qui permet de respecter la valeur minimale de l'espacement entre les spires ( $s = 0.1$  mm) est  $r_{\min 2} = 5.1$  mm. Ainsi, le calcul s'est effectué entre une plage de variation entre  $R = 5.7$  mm et  $R = 25$  mm afin d'éviter de tendre  $h$  vers l'infini quand  $R$  devient très proche de  $r$  (Dans ce calcul,  $r$  est égale à 90 % de la limite inférieure choisie de  $R$ ). Le résultat, présenté dans la figure 4.39, montre que le volume de la bobine MC atteint sa valeur minimale, égale à  $4.9$  cm<sup>3</sup>, à un rayon extérieur  $R = 8.4$  mm. Au delà de cette valeur de  $R$ , le volume de la bobine MC augmente pendant que la hauteur  $h$  diminue comme le montre la figure 4.40. Dans cet intervalle de variation de  $R$ , La capacité parasite équivalente de la bobine  $C_{\text{par}}$  diminue jusqu'à atteindre une valeur minimale. Cette valeur minimale de  $C_{\text{par}}$ , égale à 3.97 pF, est obtenue quasiment au point auquel le volume est aussi minimal comme le montre la figure 4.39. Au delà de ce point, la capacité parasite équivalente  $C_{\text{par}}$  augmente avec  $R$  mais très lentement. En effet, quand le volume atteint le double de sa valeur à  $R = 18.6$  mm, la capacité parasite  $C_{\text{par}}$  augmente de seulement 14 % pour atteindre 4.54 pF.

Cette faible variation de la capacité parasite avec le rayon extérieur  $R$  pour une inductance donnée pourrait amener à négliger l'influence de ce paramètre (le rayon extérieur) lors de

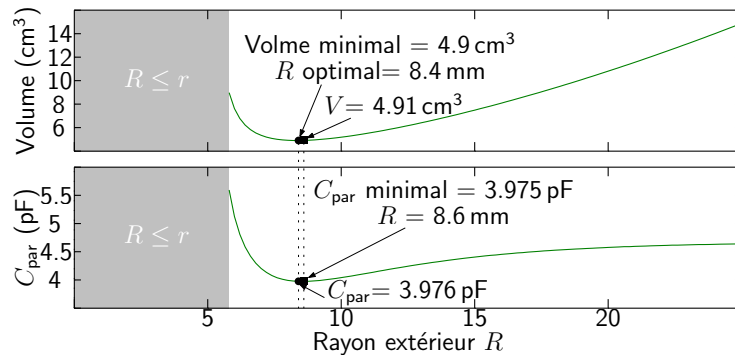


FIGURE 4.39 – Évolution du volume de la bobine MC et de sa capacité parasite équivalente en fonction du rayon extérieur pour  $N = 17$  spires.

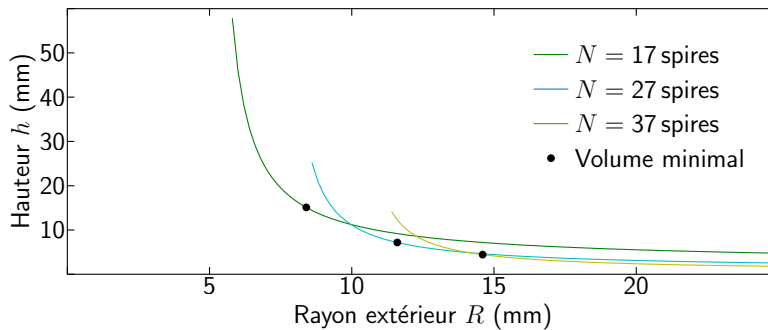


FIGURE 4.40 – Évolution de la hauteur  $h$  de la bobine MC en fonction du rayon extérieur  $R$  pour trois différentes valeurs de  $N$ .

l'optimisation du volume de la bobine MC en tenant compte de la contrainte HF. Afin de vérifier ce résultat, une autre valeur de  $N$  est choisie égale à 27 spires (proche du nombre de spires optimal) et la même procédure de calcul est effectuée et présentée dans la figure 4.41. Pour cette valeur de  $N$ , le calcul commence pour  $R = 8.4$  mm (correspondant à  $r_{\min 2}/0.9$ ) et le volume minimal de la bobine, égal à  $4.75 \text{ cm}^3$ , est obtenu pour  $R = 11.6$  mm. Dans ce cas, la capacité parasite  $C_{\text{par}}$  est égale à  $2.71 \text{ pF}$ . Au delà de cette valeur de  $R$ , le volume de la bobine MC augmente pendant que la hauteur  $h$  du noyau diminue comme le montre la figure 4.40.

Quant à la capacité parasite de la bobine de mode commun, son évolution avec le rayon extérieur  $R$  est différente de celle présentée dans la figure 4.39. En effet, un minimum local de  $C_{\text{par}}$ , égal à  $2.69 \text{ pF}$  est atteint pour  $R = 9.8$  mm comme le montre la figure 4.41. À cette valeur de  $R$ , le volume de la bobine MC est égal à  $5.31 \text{ cm}^3$ , faisant environ 12% de plus par rapport au volume minimal ( $4.75 \text{ cm}^3$ ). Par contre, la capacité parasite  $C_{\text{par}}$  n'a diminué que de moins de 1% par rapport au point optimal du volume de la bobine MC. L'augmentation de  $R$  au delà de la valeur minimal de  $C_{\text{par}}$  augmente cette dernière jusqu'à atteindre une valeur maximale avant de diminuer avec l'augmentation de  $R$ .

Néanmoins, la variation de la capacité parasite entre  $R = 9.8$  mm et  $R = 25$  mm est restée très faible comme le montre l'échelle très serrée de  $C_{\text{par}}$  dans la figure 4.41, et elle n'a pas

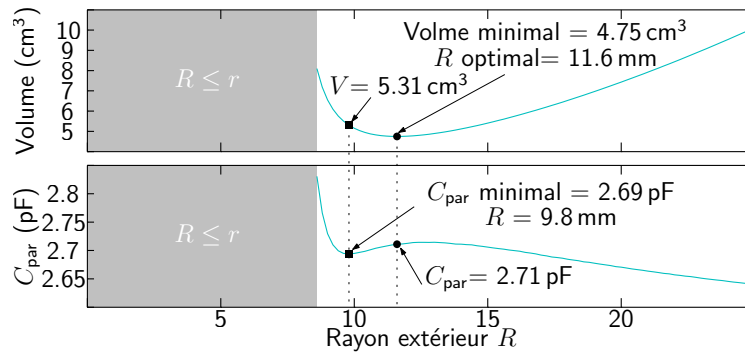


FIGURE 4.41 – Évolution du volume de la bobine MC et de sa capacité parasite équivalente en fonction du rayon extérieur pour  $N = 27$  spires.

dépassé les 2.6 % par rapport à sa valeur minimale (2.69 pF). Dans cette même plage de variation de  $R$  le volume de la bobine de mode commun augmente de plus de 113 % quand  $R = 25$  mm. Cette faible sensibilité de la capacité  $C_{\text{par}}$  à la variation du rayon extérieur du noyau magnétique renforce encore une fois l'idée de la non prise en compte du rayon extérieur lors de l'optimisation du volume de la bobine avec la contrainte HF.

Les dernières simulations sont effectuées avec un nombre de spires  $N = 37$  spires qui est largement plus grand que  $N_{\text{opt}}$ . Cette fois, le calcul commence pour  $R = 11.3$  mm (soit  $r_{\text{min}2}/0.9$ ) jusqu'à  $R = 25$  mm. La capacité parasite équivalente diminue avec l'augmentation du rayon extérieur du noyau magnétique comme le montre la figure 4.42. Le volume de la bobine MC atteint sa valeur minimale, égale à 5.13 cm<sup>3</sup>, pour  $R = 14.6$  mm, ce qui correspond à une valeur de  $C_{\text{par}} = 1.82$  pF.

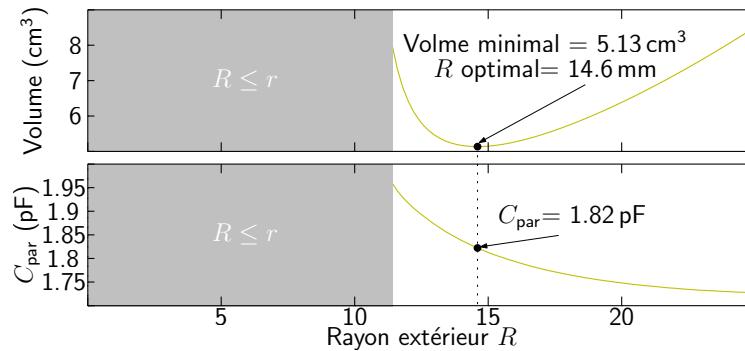


FIGURE 4.42 – Évolution du volume de la bobine MC et de sa capacité parasite équivalente en fonction du rayon extérieur pour  $N = 37$  spires.

Dans la plage de variation de  $R$  entre 14.6 mm et 25 mm, la capacité parasite équivalente diminue de seulement 5 % par rapport à sa valeur au point optimal de la bobine pendant que le volume augmente d'environ 66 %. Ce résultat montre à nouveau la faible variation de la capacité parasite équivalente de la bobine MC avec le rayon extérieur de son noyau magnétique. Le même résultat a été observé pour d'autres valeurs intermédiaires du nombre de spires  $N$  comme le montre la figure 4.43. Par la suite, l'approximation suivante sera alors retenue :

La capacité parasite équivalente  $C_{\text{par}}$  de la bobine MC est considérée invariable avec le rayon extérieur du noyau magnétique  $R$  et diminue avec le nombre de spires  $N$ .

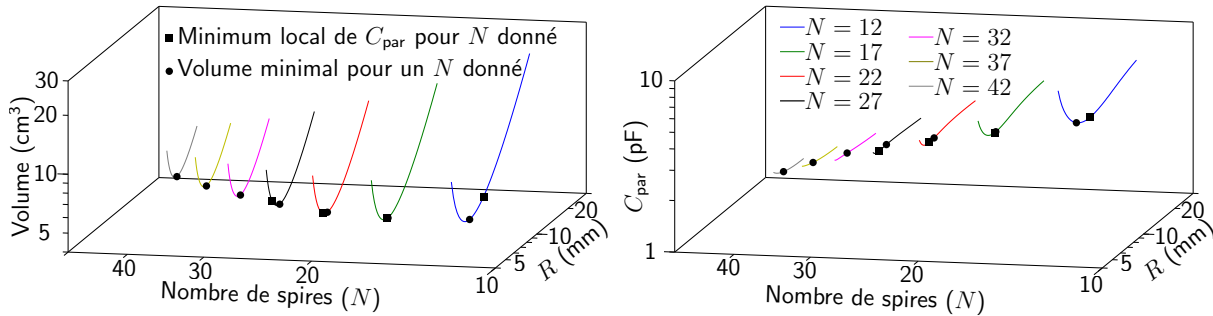


FIGURE 4.43 – Évolution du volume de la bobine MC et de sa capacité parasite équivalente en fonction du rayon extérieur pour différentes valeur de  $N$ .

Bien que ces observations n'aient pas pu être expliquées physiquement dans le cadre de cette étude, leur exploitation facilite considérablement la procédure d'optimisation du volume de la bobine de mode commun intégrant la prise en compte de sa capacité parasite équivalente comme il sera expliqué dans la suite de chapitre.

### 4.3.2 Intégration de la contrainte HF dans le dimensionnement du filtre MC

L'évolution de la capacité parasite équivalente  $C_{\text{par}}$  avec la géométrie de la bobine de mode commun a été étudiée dans la section précédente. Sa dépendance au nombre de spires  $N$  et son invariance avec le rayon extérieur  $R$  a été observée dans plusieurs situations. En exploitant ces deux résultats, cette section propose une démarche systématique afin d'optimiser le volume de la bobine MC tout en respectant la contrainte  $C_{\text{par}} \leq C_{\text{max}}$ .

#### 4.3.2.1 Discussion sur les résultats présentés

L'étude sur l'évolution de la capacité parasite équivalente de la bobine MC, présentée précédemment, vise à proposer une méthode qui permet de minimiser le volume de la bobine tout en respectant la valeur maximale  $C_{\text{max}}$  de la capacité parasite. L'étude est conclue avec trois résultats importants :

- L'augmentation de l'espacement minimal entre les spires  $s_{\text{min}}$  conduit non seulement à augmenter le volume optimal de la bobine mais aussi la valeur de sa capacité parasite  $C_{\text{par}}$ .

- Quelle que soit la valeur du nombre de spires  $N$ , la capacité parasite  $C_{\text{par}}$  est insensible à l'augmentation du rayon extérieur  $R$  au delà de sa valeur optimale  $R_{\text{opt}}$ .



• Quelle que soit la valeur du rayon extérieur  $R$ , la capacité parasite  $C_{\text{par}}$  diminue avec l'augmentation du nombre de spires  $N$ .

Par conséquent, à  $N$  donné, il est préférable de construire une bobine avec la valeur de  $R_0$  qui minimise son volume, cette valeur  $R_0(N)$  devant être réactualisée pour chaque  $N$  considéré. La diminution de la valeur de  $C_{\text{par}}$  sera alors gérée seulement par l'augmentation du nombre de spires au delà de sa valeur optimale  $N_{\text{opt}}$ . L'idée consiste alors à incrémenter, si nécessaire, le nombre de spires à des valeurs  $N > N_{\text{opt}}$  et déduire la valeur de  $R_0$  en résolvant pour chaque nouveau  $N$  l'équation (2.34) du deuxième chapitre. Les nouvelles valeurs du rayon intérieur  $r$  et de la hauteur  $h$  s'en déduisent alors à partir du tableau 2.1 et de l'équation (2.30), respectivement.

Pour illustrer l'idée, une inductance  $L = 2$  mH, dimensionnée avec la contrainte sur le nombre de couches  $SL$  et avec un espacement entre les spires  $s_{\text{min}} = 0.1$  mm et un diamètre de conducteur  $d = 0.8$  mm, est choisie. L'évolution du volume minimal  $V_0$  de la bobine MC (obtenu avec au rayon extérieur  $R_0$ ) et de sa capacité parasite  $C_{\text{par}}$  pour différents nombres de spires est présentée dans la figure 4.44.

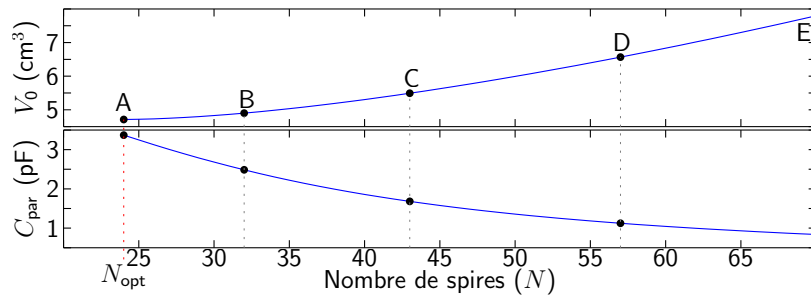


FIGURE 4.44 – Évolution du volume optimal de la bobine MC et de sa capacité parasite équivalente en fonction du nombre de spires  $N$ .

Quand le nombre de spires de la bobine est égal à sa valeur optimale  $N_{\text{opt}} = 24$  spires au point A, le volume optimal de la bobine est égal à  $4.71 \text{ cm}^3$  et la capacité  $C_{\text{par}} = 3.37 \text{ pF}$ . Augmenter le nombre de spires au delà de 24 spires, augmente le volume optimal de la bobine et modifie sa géométrie ( $R = R_0$  et  $r$  augmente tandis que  $h$  diminue avec  $N$ ) comme le montre la figure 4.45. Quant à la capacité parasite équivalente  $C_{\text{par}}$ , elle diminue avec l'augmentation de  $N$ , ce qui constitue le fondement de la méthode proposée.

Par exemple, si la valeur maximale de la capacité parasite  $C_{\text{max}}$  est égale à  $2.48 \text{ pF}$  (75 % de la valeur initiale de  $C_{\text{par}}$ ), alors il faut augmenter le nombre de spires jusqu'à 32 spires au point B dans les figures 4.44 et 4.45. La hauteur  $h$  de la bobine diminue afin de compenser l'augmentation de  $N$  et la forme de la bobine change du point A au point B comme le montre la figure 4.46. Dans cette figure, diminuer davantage  $C_{\text{par}}$  change encore plus la forme de la bobine de mode commun qui devient de plus en plus "aplatie" avec la diminution de la hauteur  $h$ . À 50 % de la valeur initiale de  $C_{\text{par}}$  au point C de la figure 4.44, le volume optimal de la bobine augmente de 16 % par rapport au point A et la hauteur  $h$  diminue jusqu'à 3.58 mm comme le montre la figure 4.45. Cette hauteur continue à diminuer avec la diminution de la capacité  $C_{\text{par}}$  (augmentation de  $N$ ) jusqu'à atteindre de très petites valeurs. Par exemple, pour construire une bobine avec seulement

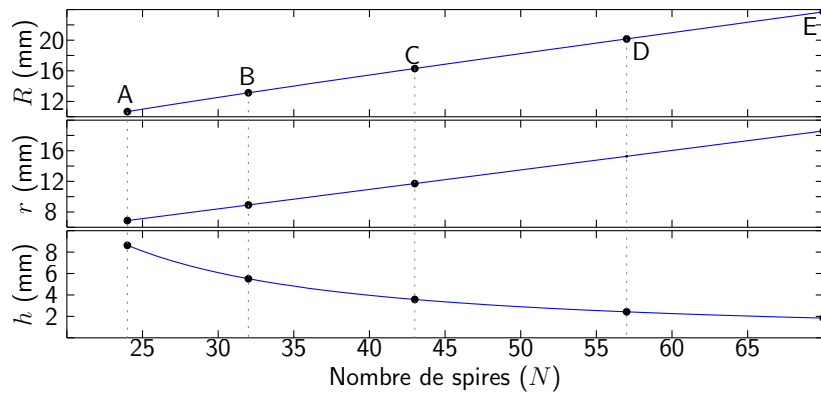


FIGURE 4.45 – Évolution de la géométrie de la bobine de mode commun avec le nombre de spires  $N$ .

25 % de la valeur initiale de  $C_{\text{par}}$  au point E de la figure 4.44, il faut diminuer la valeur de  $h$  jusqu'à 1.84 mm et construire une bobine de large dimension radiale ( $R = 23.7$  mm et  $r = 18.6$  mm).

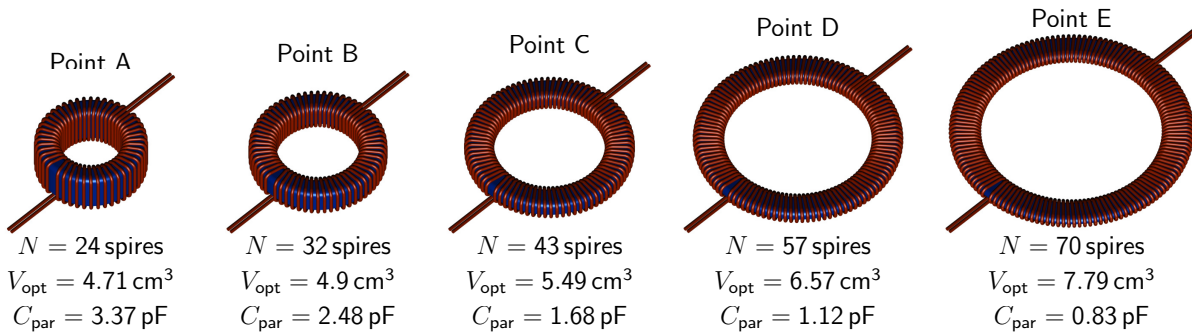


FIGURE 4.46 – Évolution de la forme de la bobine de mode commun avec le nombre de spires  $N$  (même échelle).

Ceci pourrait, dans certains cas, faciliter l'intégration du filtre dans le boîtier d'un convertisseur dans lequel les composants de grandes hauteurs ne seraient pas tolérés, mais au prix d'un encombrement radial augmenté. Néanmoins, des bobines "extra-larges" (par exemple au point D ou E de la figure 4.46) avec une faible hauteur ne sont pas toujours disponibles dans les catalogues proposés par les constructeurs des noyaux magnétiques de type ferrite, ce qui a rendu difficile la validation expérimentale des résultats présentés dans cette section. Cette étude pourrait alors suggérer aux fabricants de proposer des produits à ce type de géométries particulières, qui permettent d'optimiser le volume de la bobine de mode commun tout en respectant des contraintes hautes fréquences.

### Effet de l'augmentation du nombre de spires sur la masse de la bobine

La réduction de la capacité parasite équivalente  $C_{\text{par}}$  est accompagnée par une augmentation du nombre de spires et du volume de la bobine MC. Ceci pourrait conduire à une

augmentation de la longueur des conducteurs des deux enroulements ainsi que la masse du noyau magnétique, ce qui augmenterait le coût du filtre. Afin d'évaluer ce dernier paramètre, le volume  $V_{\text{fer}}$  du ferrite seul, calculé avec l'équation (3.2) en utilisant les paramètres géométriques de la figure 4.45, peut être considéré comme étant l'image de la masse du noyau magnétique. Ainsi, son augmentation avec  $N$  renseigne sur l'évolution de la masse du noyau lors de la procédure de réduction de  $C_{\text{par}}$ .

L'évolution de  $V_{\text{fer}}$  avec le nombre de spires  $N$ , présentée dans la figure 4.47, montre une décroissance de la masse du noyau magnétique avec  $N$ . Ceci pourrait être expliqué par la forte diminution de la hauteur  $h$  du noyau afin de compenser l'augmentation du nombre de spires. Par suite, l'augmentation du volume de la bobine MC afin de respecter la contrainte  $C_{\text{par}} \leq C_{\text{max}}$  n'engendre pas une masse supplémentaire du noyau magnétique.

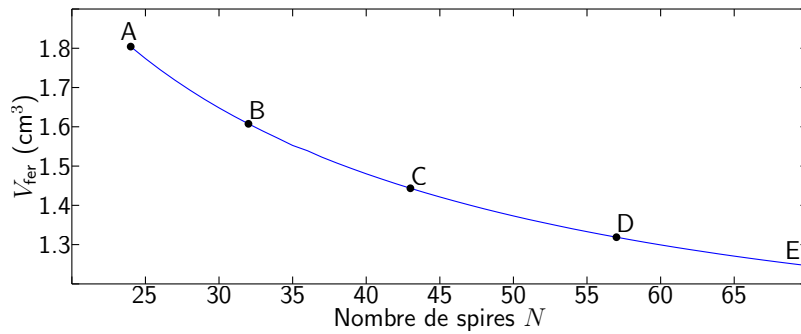


FIGURE 4.47 – Évolution du volume optimal du fer avec l'augmentation du nombre de spires  $N$ .

Quant à la longueur des conducteurs constituant les deux enroulements de la bobine, son évolution avec  $N$  est présentée dans la figure 4.48. Cette figure montre que la longueur  $l_{\text{cond}}$  de ces conducteurs augmente avec l'augmentation du nombre de spires. Néanmoins, cette augmentation n'est pas proportionnelle à  $N$  puisque la longueur de la spire, liée à la géométrie du noyau dans la figure 4.45, change avec  $N$ . En effet, au point A (figure 4.45) quand  $N = 24$  spires, la longueur des conducteurs est égale à  $l_{\text{cond}} = 1.33$  m. Tripler le nombre de spires au point E ( $N = 70$  spires) n'augmente la longueur des conducteurs que de 75% par rapport au point A ( $l_{\text{cond}} = 2.34$  m). Par conséquent, la masse globale de la bobine (noyau et conducteurs) ne subit pas forcément une augmentation dans les mêmes proportions que le volume de la bobine quand le nombre de spires augmente pour satisfaire les contraintes HF.

#### 4.3.2.2 Extension de l'organigramme de dimensionnement au contraintes HF dans le filtre de mode commun

La méthode de dimensionnement du filtre de mode commun, présentée dans la section 2.2.3 du deuxième chapitre, prend maintenant en compte les nouvelles considérations en relation avec la capacité parasite de la bobine MC. Le nouvel organigramme, présenté dans la figure 4.49, résume toutes étapes du dimensionnement à partir du calcul de l'inductance minimale  $L_{\text{BF}}^{\text{min}}$  qui permet de respecter la norme CEM jusqu'à la détermination de la

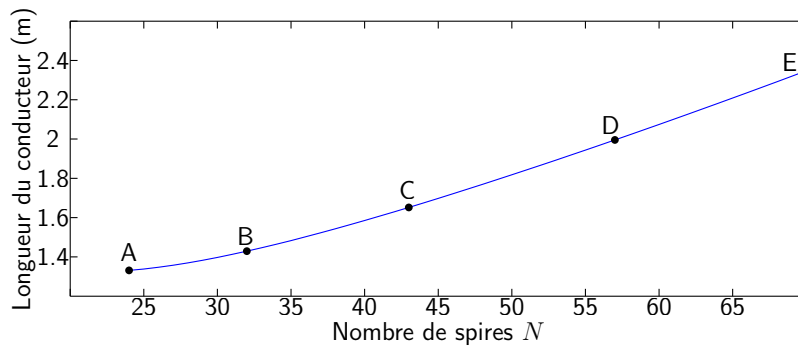


FIGURE 4.48 – Évolution de la longueur  $l_{\text{cond}}$  des conducteurs de la bobine avec le nombre de spires.

géométrie optimale de la bobine de mode commun respectant la norme jusqu’au moins 10 MHz.

Le matériau magnétique, considéré comme une entrée de la procédure de dimensionnement proposée, est défini cette fois avec ses propriétés non seulement magnétiques ( $\bar{\mu}_r(f)$  et  $B_{\text{sat}}$ ) mais aussi diélectriques ( $\varepsilon_{\text{rad}}$ ,  $\varepsilon_{\text{lon}}$ ,  $\varepsilon_{\text{res}}$  et l’épaisseur de l’isolant  $a$ ). À partir de la perméabilité complexe  $\bar{\mu}_r(f)$  et du circuit équivalent MC de la chaîne de conversion, l’inductance minimale qui permet de respecter la contrainte normative  $L_{\text{BF}}^{\text{min}}$  peut être calculée pour chaque capacité équivalente du filtre  $C_Y$ .

La valeur des capacités du filtre est généralement choisie en fonction des normes de sécurité électrique comme expliqué dans le premier chapitre. Alors, une fois la valeur de  $C_Y$  fixée, une inductance  $L_{\text{BF}} \geq L_{\text{BF}}^{\text{min}}$  peut être choisie. Ensuite, pour ce couple  $(L_{\text{BF}}, C_Y)$ , la capacité parasite maximale  $C_{\text{max}}$ , à ne pas dépasser lors de la construction de la bobine, peut être déterminée avec la méthode proposée dans la deuxième section de ce chapitre.

Le courant MC maximal  $I_{\text{max}}$ , nécessaire pour évaluer la saturation de la bobine MC, est calculé sans considérer la capacité parasite équivalente  $C_{\text{par}}$  de la bobine ( $C_{\text{par}}$  est considérée nulle dans le circuit équivalent MC de la figure 4.18). En effet, avec la prise en compte de  $C_{\text{par}}$  dans le modèle MC de la chaîne de conversion, le courant de mode commun  $I_{\text{MC}}$  ne serait pas totalement “vu” par le noyau magnétique car une partie du courant MC, liée aux variations rapides de la tension de mode commun ( $\frac{dv}{dt}$ ), passe uniquement par la capacité parasite  $C_{\text{par}}$ . Ce courant capacitif n’influence pas le flux qui circule dans le matériau magnétique, ce dernier étant essentiellement lié à la variation BF du courant autour de la fréquence de commutation du convertisseur. Ainsi, effectuer le calcul du courant maximal à partir de la totalité de  $I_{\text{MC}}$  pourrait engendrer une erreur considérable dans la valeur de  $I_{\text{max}}$  comme le montre la figure 4.50 pour un exemple de  $C_{\text{par}} = 10 \text{ pF}$  et  $L_{\text{BF}} = 2 \text{ mH}$ . En conséquence, une surestimation de la valeur de  $I_{\text{max}}$  pourrait engendrer un sur-dimensionnement du volume de la bobine MC quand la détermination de la géométrie optimale de la bobine est effectuée par la contrainte de la non saturation  $NS$  (quand la vérification  $NS$  en rouge dans la figure 4.49 échoue). Ces considérations justifient donc le calcul de  $I_{\text{max}}$  réalisé dans la méthode proposée.

Les autres entrées de la procédure de dimensionnement sont fixées comme suit : la marge

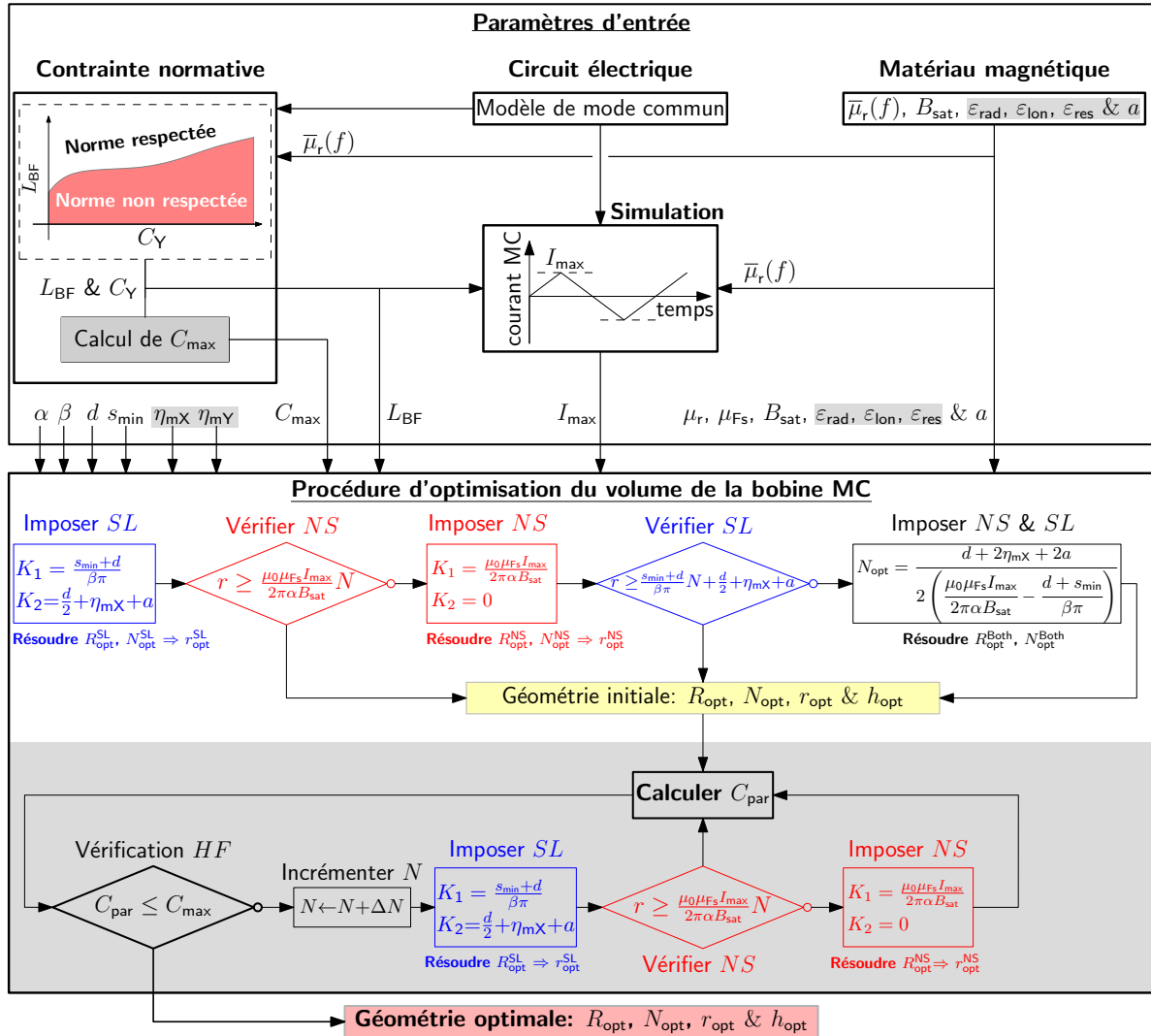


FIGURE 4.49 – Procédure de dimensionnement du filtre de mode commun en tenant compte de la contrainte HF.

de sécurité  $\alpha$  sur la valeur de  $B_{sat}$  ainsi que l'ouverture angulaire de bobinage  $\beta$  sont fixées par l'utilisateur en fonction de l'application. Le diamètre  $d$  du conducteur est déterminé à partir de la valeur du courant différentiel. L'espacement minimal  $s_{min}$  entre les spires est choisi, de préférence, à sa valeur la plus petite afin de minimiser la valeur de  $C_{par}$  comme expliqué dans l'étude précédente tout en permettant de rentrer toutes les spires dans le noyau magnétique (par exemple  $s_{min} = 0.1$  mm). Les espacements entre le noyau magnétique et les spires sont moyennés à des valeurs  $\eta_{mX}$  et  $\eta_{mY}$  comme expliqué dans la première section de ce chapitre afin d'estimer  $C_{par}$  et calculer le volume optimal de la bobine.

Une fois toutes les entrées déterminées, le calcul du volume optimal de la bobine commence avec toutes les étapes expliquées dans le deuxième chapitre. La satisfaction des différentes

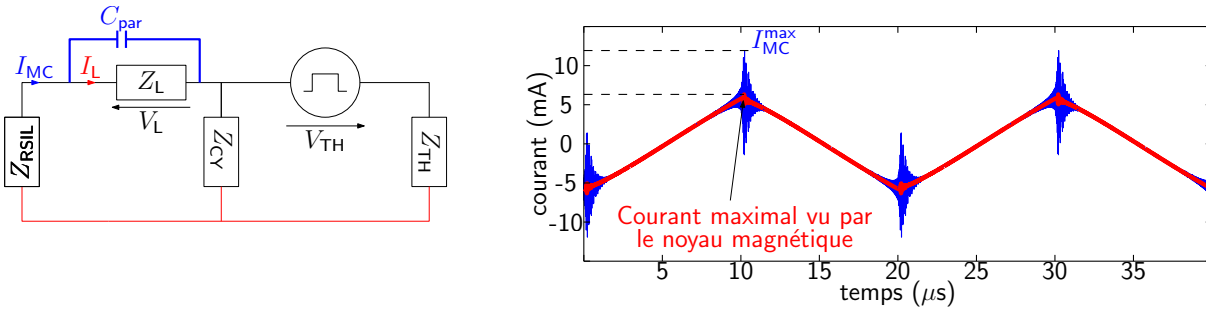


FIGURE 4.50 – Détermination du courant maximal lié à la saturation du noyau magnétique de la bobine MC.

contraintes conduit à une géométrie optimale, qualifiée “initiale” dans l’organigramme de la figure 4.49. Ensuite, le dimensionnement HF de la bobine MC peut commencer à partir de cette géométrie initiale, les ajouts concernant le dimensionnement HF par rapport à la figure 2.29 du chapitre 2 étant identifiés par un fond gris dans la figure 4.49.

D’abord, la capacité parasite équivalente de la bobine est calculée avec la méthode décrite dans la première section de ce chapitre. Dans le cas où  $C_{\text{par}} \leq C_{\text{max}}$ , la procédure d’optimisation se termine et la géométrie optimale ( $R_{\text{opt}}$ ,  $N_{\text{opt}}$ ,  $r_{\text{opt}}$  et  $h_{\text{opt}}$ ) est celle déjà calculée. Dans le cas contraire ( $C_{\text{par}} > C_{\text{max}}$ ), le nombre de spires est incrémenté par  $\Delta N$  ( $\Delta N$  peut être égal à 1 ou une autre loi de variation croissante permettant d’accélérer le calcul) afin de diminuer  $C_{\text{par}}$  progressivement. Pour chaque valeur de  $N$ , le dimensionnement commence alors par imposer la contrainte sur le nombre de couches  $SL$  afin de calculer la nouvelle valeur de  $R_{\text{opt}}^{\text{SL}}$ .

Si la géométrie de la bobine obtenue permet de respecter la contrainte de la non saturation  $NS$ , alors  $C_{\text{par}}$  est calculée de nouveau et la boucle de la vérification de la contrainte HF recommence. Dans le cas contraire, la géométrie optimale de la bobine de mode commun est recalculée en imposant la contrainte de la non saturation  $NS$  (détermination de la valeur de  $R_{\text{opt}}^{\text{NS}}$ ). L’augmentation du nombre de spires  $N$  s’arrête alors à sa valeur optimale  $N_{\text{opt}}$  quand  $C_{\text{par}}$  descend au dessous de la valeur de la capacité maximale  $C_{\text{max}}$  qui permet de respecter la contrainte normative.

#### 4.3.2.3 Effet de l’augmentation du nombre de spires sur les contraintes de dimensionnement imposées

Lors du dimensionnement de la bobine MC avec la vérification de la contrainte sur  $C_{\text{par}}$ , la possibilité d’imposer les deux contraintes  $NS$  et  $SL$  en même temps a disparu dans la partie ajoutée concernant le dimensionnement HF dans la figure 4.49 (cette étape vient juste après avoir imposé la contrainte  $NS$  dans le calcul de la géométrie initiale). Ceci est dû au fait que le nombre de spires est fixé a priori par la contrainte HF. En effet, pour que la bobine soit dimensionnée en imposant les deux contraintes simultanément, il faut calculer le nombre de spires  $N$  en résolvant l’équation  $r_{\text{min}1}(N) = r_{\text{min}2}(N)$  (voir la relation (2.38) du chapitre 2). Or, contrairement à la première phase de dimensionnement

où  $N_{\text{opt}}$  peut changer en fonction de la contrainte imposée (voir figure 2.30 du deuxième chapitre), le nombre de spires  $N$  est ici fixé (incrémenté progressivement pour réduire  $C_{\text{par}}$ ). Le seul paramètre à optimiser dans le calcul du volume est alors le rayon extérieur  $R$ .

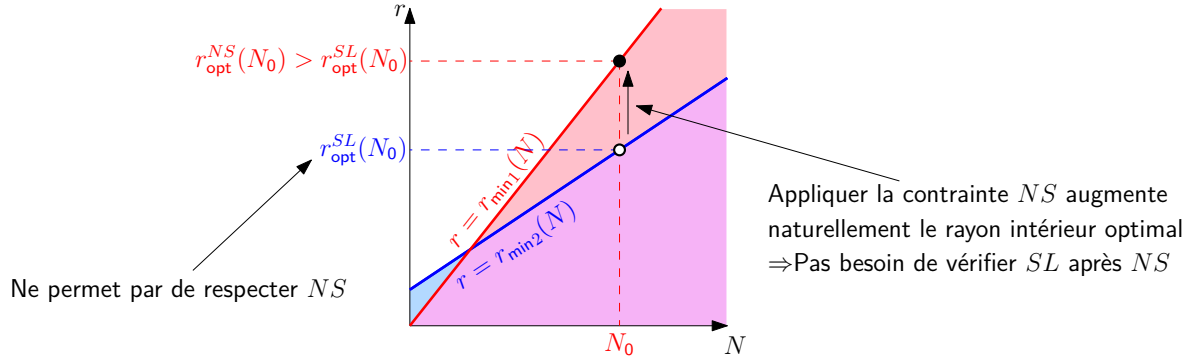


FIGURE 4.51 – Effet de l’application de la contrainte  $NS$  sur le rayon intérieur pour  $N$  donné.

La figure 4.51 présente un exemple où le rayon intérieur  $r_{\text{opt}}^{\text{SL}}(N_0)$ , calculé avec la contrainte  $SL$  pour  $N = N_0$ , ne permet pas de satisfaire celle de non saturation  $NS$  (point en blanc dans la même figure). Dans ce cas, imposer la contrainte  $NS$  augmente le rayon intérieur à une valeur  $r_{\text{opt}}^{\text{NS}}(N_0)$  supérieure à  $r_{\text{opt}}^{\text{SL}}(N_0)$  (point en noir dans la figure 4.51), ce qui satisfait naturellement la contrainte sur le nombre de couches. Par conséquent, il est inutile de révérifier  $SL$  et le dimensionnement de la bobine de mode commun n’a plus besoin d’imposer les deux contraintes  $NS$  et  $SL$  en même temps.

### Exemple de dimensionnement de la bobine MC avec la contrainte $NS$

Dans les exemples qui précèdent, les dimensionnements ont été réalisés en imposant la contrainte  $SL$ . Afin de valider que les conclusions obtenues et la méthode de dimensionnement présentée s’applique de la même manière avec la contrainte  $NS$ , une valeur d’inductance  $L = 2$  mH, un courant maximal  $I_{\text{max}} = 200$  mA et une densité de flux de saturation  $B_{\text{sat}} = 390$  mT sont choisis. Avec cette valeur de  $I_{\text{max}}$ , la bobine MC est initialement dimensionné avec la contrainte  $NS$  pour un volume optimal égal à  $14.8$  cm<sup>3</sup> et une capacité parasite équivalente  $C_{\text{par}} = 5.95$  pF, obtenus pour  $N = 14$  spires. Avec l’augmentation du nombre de spires  $N$  au delà de sa valeur optimale initiale, la figure 4.52 montre une diminution de la capacité parasite équivalente  $C_{\text{par}}$ , accompagnée par une augmentation du volume optimal de la bobine.

L’évolution de la géométrie optimale de la bobine, ainsi que celle de l’espacement entre les spires  $s$ , avec l’augmentation de  $N$  dans la figure 4.53, montre que le dimensionnement a été effectué avec la contrainte  $NS$  pour toutes les valeurs de  $N$ . En effet, l’espacement entre les spires est toujours supérieur à sa valeur minimale  $s_{\text{min}} = 0.1$  mm.

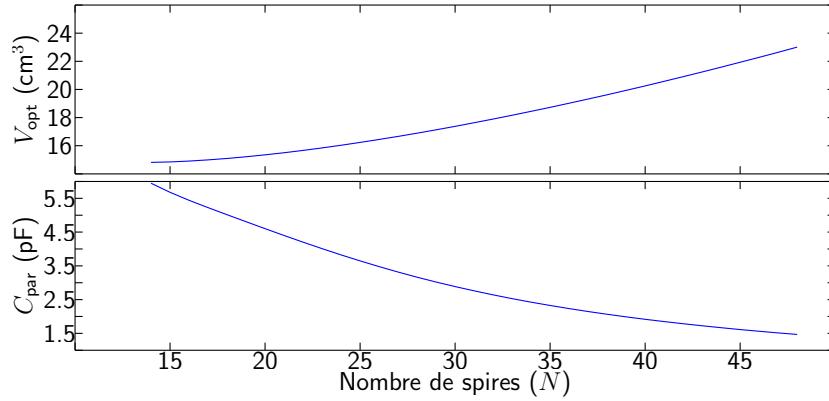


FIGURE 4.52 – Évolution du volume optimal et de  $C_{\text{par}}$  de la bobine MC avec le nombre de spires  $N$  en imposant la contrainte  $NS$ .

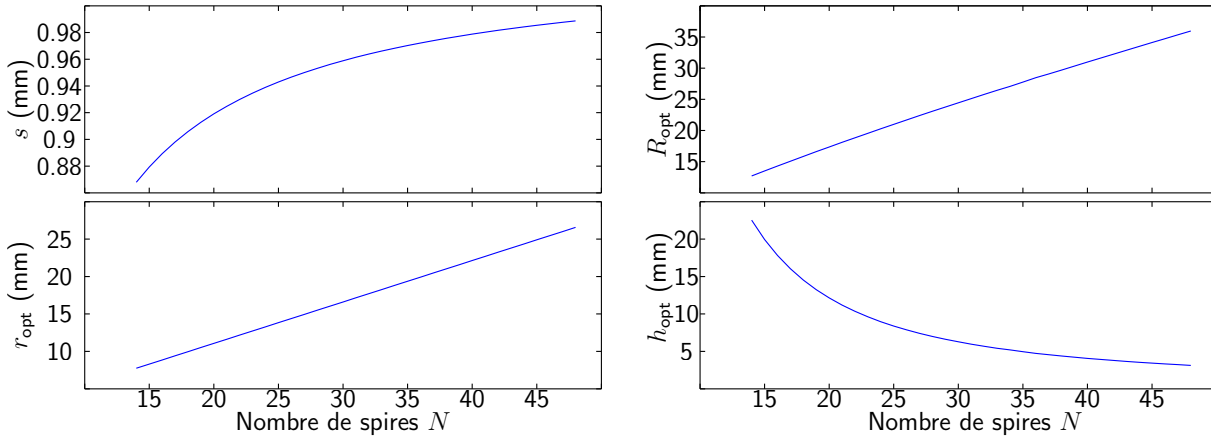


FIGURE 4.53 – Évolution de la géométrie optimale de la bobine MC avec le nombre de spires  $N$  en imposant la contrainte  $NS$ .

### Effet de l'augmentation du nombre de spires sur le dimensionnement avec la contrainte $SL$

Contrairement à la contrainte  $NS$ , quand la bobine MC est initialement dimensionnée avec la contrainte  $SL$ , incrémenter le nombre de spires augmente la valeur de  $B_{\text{max}}$  (initialement inférieure à  $B_{\text{sat}}$ ) qui est une fonction croissante en  $N$  comme le montre l'équation suivante, issue de la relation (2.24) du deuxième chapitre :

$$B_{\text{max}}(N) = \mu_0 \mu_{\text{Fs}} I_{\text{max}} \frac{N}{2\pi \left( \frac{s_{\text{min}} + d}{\beta\pi} N + \frac{d}{2} + \eta_{\text{mX}} + a \right)}. \quad (4.13)$$

En fonction de la valeur de  $I_{\text{max}}$ ,  $B_{\text{max}}$  peut atteindre sa valeur de saturation  $B_{\text{sat}}$  avec l'augmentation de  $N$ . Dans ce cas, lors de l'incrémentation du nombre de spires pour réduire  $C_{\text{par}}$ , la procédure de dimensionnement doit s'adapter à partir d'une certaine



valeur de  $N$  afin d'imposer la contrainte de la non saturation  $NS$ . Pour évaluer le volume de la bobine face à une telle situation, une inductance  $L = 2$  mH, un courant maximal  $I_{\max} = 100$  mA et une densité de flux de saturation  $B_{\text{sat}} = 390$  mT sont Considérées.

Initialement, le volume de la bobine MC est optimisé avec la contrainte  $SL$  comme le montre la figure 4.54 ( $B_{\max} < B_{\text{sat}}$  pour  $N = 24$  spires). Augmenter le nombre de spires augmente progressivement la densité de flux maximale  $B_{\max}$  (la contrainte  $SL$  est toujours imposée) jusqu'à ce qu'elle atteigne sa valeur de saturation pour  $N = 35$  spires. La procédure change alors la contrainte (impose  $NS$  au lieu de  $SL$ ) à partir de cette valeur de  $N$ . En conséquence, l'espacement  $s$  entre les spires augmente au delà de sa valeur minimale  $s_{\min} = 0.1$  mm comme le montre la figure 4.55. Cette augmentation de  $s$  (indiquant que le dimensionnement est effectué avec la contrainte  $NS$ ) a engendré une augmentation du volume optimal par rapport à un dimensionnement avec la contrainte sur le nombre de couche  $SL$  (courbe en bleu dans la figure 4.54) mais n'a quasiment pas changé l'évolution de la capacité  $C_{\text{par}}$  avec le nombre de spires  $N$ .

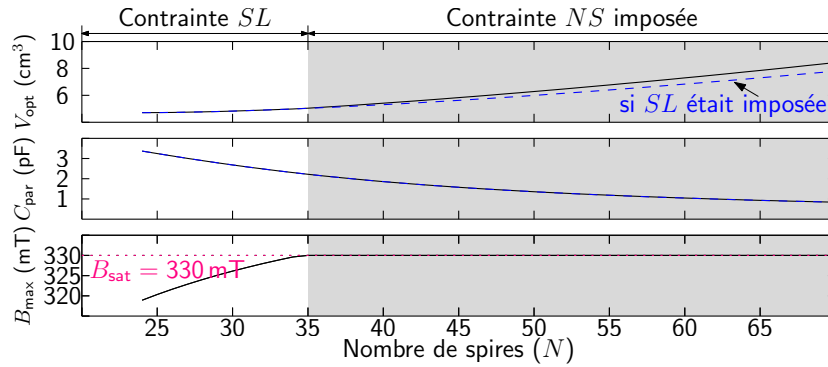


FIGURE 4.54 – Évolution du volume optimal, de  $C_{\text{par}}$  et de  $B_{\max}$  avec le nombre de spires  $N$  en fonction de la contrainte imposée.

Cette insensibilité de  $C_{\text{par}}$  au changement des contraintes (voir la figure 4.54) peut être expliqué par deux raisons. Premièrement, le passage à la contrainte  $NS$  a engendré une faible augmentation de l'espacement entre les spires qui n'a modifié que légèrement la géométrie optimale de la bobine comme le montre la figure 4.55. Deuxièmement, comme expliqué dans la section 4.3.1.3, la capacité parasite équivalente de la bobine MC est insensible à la variation du rayon extérieur  $R$  et ne dépend que du nombre de spires  $N$ .

Par conséquent, l'organigramme présenté dans la figure 4.49 permet bien d'effectuer un dimensionnement par optimisation du filtre de mode commun en tenant compte des contraintes sur la valeur de la capacité parasite  $C_{\text{par}} \leq C_{\max}$ , le nombre de couches  $SL$  et la non saturation  $NS$  du matériau magnétique utilisé.

L'étude présentée dans cette section a permis de clarifier plusieurs règles permettant un dimensionnement par optimisation de la bobine de mode commun. D'abord, le courant maximal  $I_{\max}$ , nécessaire pour évaluer la saturation du noyau magnétique lors de la procédure de dimensionnement, doit être calculé sans considérer les capacités parasites de la bobine. Ceci permet d'éviter des erreurs dans la valeur de  $I_{\max}$  qui pourraient fortement surdimensionner la géométrie optimale du noyau magnétique. Ensuite, il est préférable de

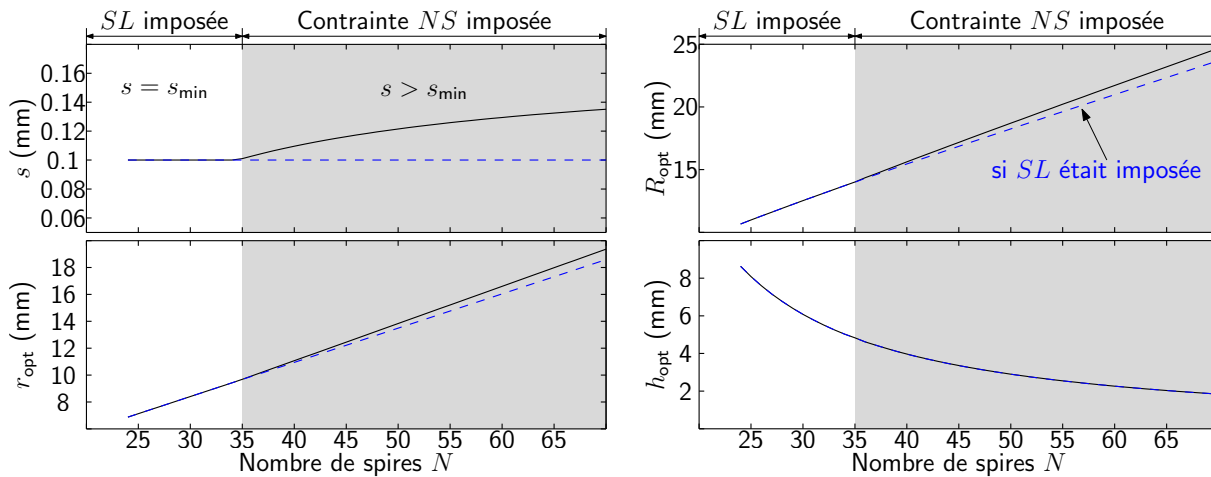


FIGURE 4.55 – Évolution de la géométrie optimale de la bobine MC avec le nombre de spires  $N$  en fonction de la contrainte imposée.

réduire l'écartement minimal  $s_{\min}$  entre les spires à la valeur la plus petite possible afin de minimiser non seulement le volume de la bobine mais aussi la valeur de  $C_{\text{par}}$ . Enfin, l'augmentation du nombre de spires, quand la géométrie du noyau est optimale, permet de réduire la capacité parasite équivalente de la bobine et atteindre la valeur de  $C_{\text{max}}$  qui permet de respecter la norme CEM.

### Problème rencontré lors de la validation expérimentale

Comme expliqué dans cette section, la diminution de la capacité parasite tout en optimisant le volume de la bobine MC nécessite l'augmentation du nombre de spires. Ceci pourrait conduire à des géométries des noyaux magnétiques non conventionnelles, impossibles à trouver dans les catalogues des fabricants des noyaux de type ferrite. Nous avons rencontré ce problème lors des réalisations de que nous avons voulu utiliser pour montrer expérimentalement, par l'application de l'algorithme de dimensionnement proposé, l'ajustement de  $C_{\text{par}}$  respectant la norme en HF par l'adaptation des paramètres géométriques de réalisation de la bobine. Par conséquent, nous sommes contraints de considérer la validation expérimentale de cette étude dans les perspectives de ce travail de thèse.

## 4.4 Conclusion du quatrième chapitre

Ce chapitre propose une méthode de dimensionnement de la bobine de mode commun en tenant compte de son comportement HF. Les capacités parasites de la bobine qui apparaissent en HF dégradent l'atténuation du filtre dimensionné et pourraient conduire à des situations où la norme CEM n'est pas respectée. Ces capacités parasites dépendent de la géométrie de la bobine, ce qui nécessite la prise en compte de cette contrainte lors de la détermination de la géométrie optimale de la bobine MC.

La première section de ce chapitre propose une nouvelle méthode pour l'estimation de la

capacité parasite équivalente  $C_{\text{par}}$  de la bobine en utilisant des simulations éléments finis 2D. Ces simulations requièrent une connaissance suffisante du comportement diélectrique du noyau magnétique. Ainsi, nous avons proposé une nouvelle méthode pour l'estimation des permittivités relatives du noyau magnétique de type ferrite en tenant compte de son anisotropie diélectrique. Cette méthode nécessite d'être complétée par une étude sur l'influence de la variation de la géométrie du noyau et du type du matériau magnétique sur les permittivités calculées. Ceci fait partie des perspectives de ce travail de recherche.

La deuxième section détaille un calcul analytique de la capacité parasite maximale  $C_{\text{max}}$ , à ne pas dépasser, qui permet de respecter la norme CEM dans les hautes fréquences jusqu'à au moins 10 MHz. La connaissance de la valeur de  $C_{\text{max}}$  permet d'adapter la géométrie du noyau magnétique afin que la capacité parasite équivalente de la bobine dimensionnée reste inférieure à  $C_{\text{max}}$ .

La dernière section propose une méthode systématique pour la détermination de la géométrie optimale de la bobine MC tout en tenant compte de la contrainte HF. L'étude sur l'évolution de  $C_{\text{par}}$  avec les différents paramètres géométriques de la bobine a permis de fixer plusieurs règles. D'abord, il est préférable de fixer l'espacement minimal entre les spires à la valeur la plus petite possible. Ensuite, la capacité parasite équivalente est quasiment insensible à la variation du rayon extérieur  $R$ . Enfin, l'augmentation du nombre de spires  $N$  au delà de sa valeur optimale permet de réduire la valeur de  $C_{\text{par}}$  pour une inductance donnée. Cette propriété est exploitée pour établir un algorithme de dimensionnement permettant d'adapter les paramètres géométriques de la bobine afin que sa capacité parasite équivalente ne dépasse pas  $C_{\text{max}}$ . Cependant, l'augmentation du nombre de spires conduit à une réduction considérable de la hauteur du noyau magnétique, nécessitant ainsi des géométries non conventionnelles du tore en ferrite que nous n'avons pas pu trouver dans les catalogues proposés par les constructeurs. La validation expérimentale de cette partie dans la méthode proposée constitue donc une perspective de ce travail de recherche.



---

## Conclusion générale et perspectives

CETTE thèse, effectuée pendant trois ans, a commencé par un état de l'art sur les perturbations électromagnétiques conduites dans les chaînes de conversion. Ces perturbations, se propageant selon le mode différentiel et le mode commun, doivent être réduites afin de respecter les limites imposées par les normes CEM. L'action sur la structure du convertisseur ou bien sur les lois de commande dédiées à la réduction des PEM conduites est limitée dans les basses fréquences. Ceci justifie, dans la plupart des cas, l'utilisation des éléments de filtrage passif. Comme la bobine de mode commun est souvent l'élément le plus volumineux du filtre CEM, nous avons concentré l'effort dans ce travail sur l'optimisation de son volume.

Le modèle de mode commun, présenté dans la première partie de cette étude, a permis de mettre en équation tous les éléments de la chaîne de conversion et ce, jusqu'à au moins 2 MHz. En effet, l'expression analytique du courant de mode commun, déduite à partir de ce modèle, prend en considération les différentes impédances du filtre, y compris les éléments parasites des condensateurs de filtrage et la perméabilité complexe du matériau magnétique, les différents chemins de propagations ainsi que la source des perturbations électromagnétiques MC. Par conséquent, la détermination de l'inductance minimale qui permet de respecter la contrainte normative pour chaque capacité équivalente du filtre s'effectue en comparant l'expression du courant MC à la limite normative dans la bande de fréquences définie par le modèle.

Ensuite, nous avons proposé une méthode qui permet d'optimiser le volume de la bobine MC. Deux contraintes sont considérées dans ce travail : la non saturation du matériau magnétique ainsi que la fabrication de la bobine avec une seule couche de bobinage. Ceci a conduit à une expression analytique du volume qui ne dépend que du nombre de spires  $N$  et du rayon extérieur  $R$  du noyau. Par conséquent, la géométrie optimale peut être déduite, en ne passant par aucun outil d'optimisation numérique coûteux en temps, à partir de l'expression mathématique du volume en fonction des deux paramètres  $R$  et  $N$ .

La précision du calcul analytique effectué et du modèle de mode commun adopté pour l'estimation du courant MC a été validée expérimentalement dans diverses situations avec deux types de matériaux magnétiques : le ferrite et le nanocristallin. La saturation du matériau magnétique a été mise en évidence expérimentalement, tout en démontrant son origine principale : le courant de mode commun.

Quand l'application nécessite de contraindre le noyau magnétique à la limite de saturation, la bobine de mode commun doit être fabriquée avec de larges paramètres géométriques et ce, en fonction de l'ondulation du courant de mode commun autour de la fréquence de commutation du convertisseur. Nous avons montré que dans cette situation, le surdimensionnement de l'inductance permet de réduire l'impact du courant de mode commun en BF sur le volume de la bobine. Par conséquent, il existe une meilleure valeur d'inductance qui permet de réduire au mieux le volume de la bobine de mode commun, qui peut être fabriquée avec plusieurs géométries de facteurs de forme différents. Ceci offrirait alors un degré de liberté supplémentaire lors du dimensionnement du volume du convertisseur.

Nous avons ensuite étudié l'effet de l'environnement du filtre sur le volume de la bobine MC. Dimensionner un filtre de mode commun avec une fréquence de résonance supérieure à celle de commutation risque de saturer le noyau magnétique quand le rapport cyclique varie, à cause de la possible excitation de cette résonance par un harmonique de la tension MC. Positionner la fréquence de résonance du filtre au dessous de celle de découpage, même en surdimensionnant l'inductance de la bobine MC, permet de respecter la contrainte normative indépendamment du rapport cyclique tout en optimisant le volume de la bobine MC.

L'étude effectuée sur l'effet de la longueur du câble et de la fréquence de commutation sur le volume de la bobine a révélé d'autres problèmes de saturation du matériau magnétique. L'augmentation de la longueur du câble, quand l'application le nécessite, déplace sa première résonance vers les basses fréquences tout en augmentant le niveau du bruit MC. Cette résonance peut être le facteur déterminant de la valeur minimale de l'inductance qui permet de respecter la contrainte normative. D'un autre côté, l'augmentation de la fréquence de commutation  $F_s$  du convertisseur augmente naturellement le niveau du courant de mode commun en HF. Cependant, ceci pourrait libérer le dimensionnement du noyau magnétique de la contrainte de saturation et conduit à une réduction du volume optimale de la bobine. L'étude présentée montre l'existence d'une fréquence de commutation optimale qui permet de minimiser le volume optimal de la bobine MC.

Dans le dernier chapitre de ce manuscrit, nous avons concentré l'effort sur l'extension de la méthode de dimensionnement proposée sur une bande de fréquences qui s'étend jusqu'à au moins 10 MHz pour la chaîne de conversion étudiée. Cet objectif nécessite la prise en considération des capacités parasites de la bobine de mode commun qui dégradent l'atténuation du filtre dans les hautes fréquences. Ceci a nécessité d'effectuer une étude sur le comportement diélectrique du matériau magnétique utilisé. Une méthode pour l'estimation des permittivités relatives du noyau magnétique, se basant sur des simulations en éléments finis 2D, a été alors proposée. D'autres calculs éléments finis 2D ont permis d'estimer la capacité parasite équivalente de la bobine. Ensuite, un calcul analytique de la capacité parasite maximale, tolérée par la contrainte normative, est détaillé. Le respect de cette limitation sur la valeur de la capacité parasite équivalente de la bobine nécessite, dans certains cas, d'adapter la géométrie du noyau magnétique, ce qui écarte le volume de la bobine de sa valeur optimale.

L'étude effectuée sur l'évolution de la capacité parasite équivalente avec les différents paramètres de la bobine a permis de proposer certaines règles, facilitant la prise en compte de la contrainte HF dans la procédure de dimensionnement proposée. D'abord, il est préférable de fixer l'espacement minimal entre les spires à la valeur la plus petite possible. Ensuite, la capacité parasite équivalente est peu insensible à la variation du rayon extérieur du noyau magnétique pour une inductance donnée. Enfin, l'augmentation du nombre de spires au delà de sa valeur optimale permet de réduire la valeur de la capacité parasite équivalente. Par conséquent, une adaptation de la procédure d'optimisation a permis de proposer, pour chaque valeur d'inductance, le volume le plus petit possible de la bobine MC tout en respectant les contraintes suivantes : la non saturation du noyau magnétique, une bobine monocouche et le respect de la limitation maximale sur la capacité parasite

---

équivalente.

La procédure systématique de dimensionnement du filtre CEM reste toujours incomplète et nécessite d'autres travaux de recherche dans le futur. Plusieurs paramètres ont été figés dans cette thèse, par exemple : le nombre de phases du convertisseur, la structure du filtre, le type de matériau, etc. Dans la suite, nous proposons quelques perspectives de ce travail de thèse.

Augmenter le nombre d'étages de filtrage de mode commun pourrait améliorer le volume global du filtre. La méthode analytique proposée pour la détermination de l'inductance minimale qui permet de respecter la contrainte normative pourrait être étendue afin de résoudre un système d'équations à plusieurs variables en fonction de l'atténuation du filtre dimensionné. Néanmoins, cette étude ne permet pas de décider, d'une façon rigoureuse, sur la meilleure structure du filtre tant que le matériau magnétique reste une entrée figée de la procédure d'optimisation. Par conséquent, utiliser le "meilleur" type de matériau magnétique pour chaque application permettrait peut-être de réduire davantage le volume de la bobine MC. Parmi les critères de choix du type de matériau magnétique, on pourrait rechercher le dimensionnement de la bobine juste à la limite de saturation tout en serrant au maximum les spires dans la fenêtre de bobinage, et sans être obligé de surdimensionner la valeur d'inductance.

La méthode proposée pour la détermination des permittivités relatives du noyau magnétique a été appliquée sur une seule géométrie d'un matériau de type ferrite. Étudier la dispersion des permittivités relatives en fonction de la géométrie du noyau et du type de ferrite est une étape nécessaire qui réactualiserait ou validerait les résultats présentés dans le quatrième chapitre en relation avec la dépendance de la capacité parasite équivalente aux différents paramètres géométriques de la bobine. D'un autre côté, il est aussi nécessaire d'adapter cette méthode afin de caractériser le comportement diélectrique des matériaux de type nanocristallin.

La bobine de mode commun, comme tout composant passif, engendre des pertes. En effet, les mesures thermiques effectuées dans le troisième chapitre ont montré que l'élévation de la température à la surface du noyau peut avoisiner les 100 °C. Une étude thermique approfondie paraît alors nécessaire pour compléter la procédure de dimensionnement. Les pertes dans les bobines MC sont aussi liées aux flux de fuites MD dans le matériau magnétique. Comme ces fuites pourraient être exploitées pour le filtrage de mode différentiel, les optimiser afin d'éviter l'échauffement et la saturation de la bobine de mode commun serait aussi une perspective de ce travail de recherche.

L'application de la méthode proposée à des convertisseurs triphasés permettra d'exploiter les techniques de commande dédiées à la réduction des perturbations électromagnétiques ainsi que la structure du convertisseur, afin d'éviter les problèmes de saturation du noyau magnétique. En effet, ces techniques pourraient réduire l'ondulation BF du flux magnétique et donc, permettre un dimensionnement sans être obligé d'imposer la contrainte de la non saturation. Par conséquent, pour chaque type d'application, on pourrait choisir la meilleure structure du convertisseur, et la meilleure technique de commande afin d'optimiser au mieux le volume du filtre CEM.

Enfin, avec les avancées technologiques des composants semi-conducteurs, les “nouveaux” convertisseurs statiques pourraient commuter à des fréquences élevées pour lesquelles le fondamental de la tension de mode commun pourrait être contraint par la limite normative. Dans ce cas, l’utilisation de modèles plus détaillés de la chaîne de conversion pourra s’avérer nécessaire afin de calculer avec précision les différents éléments du filtre.



# Bibliographie

- [1] B. B. Touré, “Modélisation haute-fréquence des variateurs de vitesse pour aéronefs : contribution au dimensionnement et à l’optimisation de filtres CEM,” These, Université de Grenoble, Jun. 2012.
- [2] C. Marlier, “Modélisation des perturbations électromagnétiques dans les convertisseurs statiques pour des applications aéronautiques,” These, Univ. Lille, 2013.
- [3] Q. Liu, F. Wang, and D. Boroyevich, “Modular-terminal-behavioral (MTB) model for characterizing switching module conducted EMI generation in converter systems,” *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 21, no. 6, pp. 1804–1814, Nov 2006.
- [4] F. Costa, C. Vollaire, and R. Meuret, “Modeling of conducted common mode perturbations in variable-speed drive systems,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 47, no. 4, pp. 1012–1021, Nov 2005.
- [5] Y. Weens, “Modélisation des câbles d’énergie soumis aux contraintes générées par les convertisseurs électroniques de puissance,” These, Univ. Lille, 2006.
- [6] A. Videt, “Variateur de vitesse à impact électromagnétique réduit : onduleur multiveaux et nouvelles stratégies de modulation,” These, Ecole Centrale de Lille, 2008.
- [7] J. Delaballe, “Cahier technique n 149 La CEM : la compatibilité électromagnétique,” 2001.
- [8] I. RTCA, “Environmental conditions and test procedures for airborne equipment,” *RTCA, Inc, Tech. Rep*, 2007.
- [9] M. L. Heldwein, “EMC filtering of three-phase PWM converters,” These, ETH Zurich, 2008.
- [10] A. Roc’h, “Behavioural models for common mode EMI filters,” These, Université de Twente, 10 2012.
- [11] S. Chen, “Generation and suppression of conducted emi from inverter-fed motor drives,” in *Conference Record of the 1999 IEEE Industry Applications Conference. Thirty-Forth IAS Annual Meeting*, vol. 3, 1999, pp. 1583–1589 vol.3.
- [12] C. R. Paul, “A comparison of the contributions of common-mode and differential-mode currents in radiated emissions,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 31, no. 2, pp. 189–193, May 1989.

- [13] T. Meynard, B. Cougo, and J. Brandelero, "Design of differential mode filters for two-level and multicell converters," in *Electronics, Control, Measurement, Signals and their application to Mechatronics (ECMSM), 2013 IEEE 11th International Workshop of*, June 2013, pp. 1–6.
- [14] B. Wen, X. Zhang, Q. Wang, R. Burgos, P. Mattavelli, and D. Boroyevich, "Comparison of three-phase ac-ac matrix converter and voltage dc-link back-to-back converter topologies based on EMI filter," in *2013 IEEE Energy Conversion Congress and Exposition*, Sept 2013, pp. 2698–2706.
- [15] T. Friedli, J. W. Kolar, J. Rodriguez, and P. W. Wheeler, "Comparative evaluation of three-phase ac-ac matrix converter and voltage dc-link back-to-back converter systems," *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, vol. 59, no. 12, pp. 4487–4510, Dec 2012.
- [16] Y.-S. Lai and F.-S. Shyu, "Optimal common-mode voltage reduction PWM technique for inverter control with consideration of the dead-time effects-part I : basic development," *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 40, no. 6, pp. 1605–1612, Nov 2004.
- [17] Y.-S. Lai, P.-S. Chen, H.-K. Lee, and J. Chou, "Optimal common-mode voltage reduction PWM technique for inverter control with consideration of the dead-time effects-part II : applications to IM drives with diode front end," *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 40, no. 6, pp. 1613–1620, Nov 2004.
- [18] Y.-S. Lai and F.-S. Shyu, "Optimal common-mode voltage reduction PWM technique for induction motor drives with considering the dead-time effects for inverter control," in *38th IAS Annual Meeting on Conference Record of the Industry Applications Conference, 2003.*, vol. 1, Oct 2003, pp. 152–159 vol.1.
- [19] M. Messaoudi, "Stratégie de modulation pour la réduction des perturbations conduites générées par un variateur de vitesse à redresseur MLI," These, Université Lille 1, 2015.
- [20] A. Videt, M. Messaoudi, N. Idir, H. Boulharts, and H. Vang, "PWM strategy for the cancellation of common-mode voltage generated by three-phase back-to-back inverters," *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 32, no. 4, pp. 2675–2686, April 2017.
- [21] H.-J. Kim, H.-D. Lee, and S.-K. Sul, "A new pwm strategy for common-mode voltage reduction in neutral-point-clamped inverter-fed ac motor drives," *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 37, no. 6, pp. 1840–1845, Nov 2001.
- [22] A. Videt, P. L. Moigne, N. Idir, P. Baudesson, and X. Cimetière, "A new carrier-based pwm providing common-mode-current reduction and dc-bus balancing for three-level inverters," *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, vol. 54, no. 6, pp. 3001–3011, Dec 2007.
- [23] D. Boroyevich, X. Zhang, H. Bishinoy, R. Burgos, P. Mattavelli, and F. Wang, "Conducted EMI and systems integration," in *Integrated Power Systems (CIPS), 2014 8th International Conference on*, Feb 2014, pp. 1–14.

- 
- [24] S. Wang, Y. Y. Maillet, F. Wang, D. Boroyevich, and R. Burgos, "Investigation of hybrid emi filters for common-mode emi suppression in a motor drive system," *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 25, no. 4, pp. 1034–1045, April 2010.
- [25] J. Biela, A. Wirthmueller, R. Waespe, M. L. Heldwein, K. Raggl, and J. W. Kolar, "Passive and active hybrid integrated emi filters," *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 24, no. 5, pp. 1340–1349, May 2009.
- [26] A. L. Julian, G. Oriti, and T. A. Lipo, "Elimination of common-mode voltage in three-phase sinusoidal power converters," *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 14, no. 5, pp. 982–989, Sep 1999.
- [27] M. J. Nave, "On modeling the common mode inductor," in *IEEE 1991 International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, Aug 1991, pp. 452–457.
- [28] R. Lai, Y. Maillet, F. Wang, S. Wang, R. Burgos, and D. Boroyevich, "An integrated EMI choke for differential-mode and common-mode noise suppression," *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 25, no. 3, pp. 539–544, March 2010.
- [29] Y. Maillet, R. Lai, S. Wang, F. Wang, R. Burgos, and D. Boroyevich, "High-density EMI filter design for DC-fed motor drives," *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 25, no. 5, pp. 1163–1172, May 2010.
- [30] EPCOS-TDK, "Film capacitors for industrial applications," 2012. [Online]. Available : [www.epcos.com](http://www.epcos.com)
- [31] R. Robutel, "Etude des composants passifs pour l'électronique de puissance à " haute température" : application au filtre CEM d'entrée," These, INSA de Lyon, 2011.
- [32] C. E. Cuellar Quispe, "HF characterization and modeling of magnetic materials for the passive components used in EMI filters," Ph.D. dissertation, Univ Lille 1, 2013.
- [33] "IEEE standard test procedure for toroidal magnetic amplifier cores (including core material data)," *IEEE Std 106-1972*, pp. 1–22, Nov 1972.
- [34] "IEEE standard for test procedures for magnetic cores," *IEEE Std 393-1991*, pp. 1–64, March 1992.
- [35] T. Chailloux, M. A. Raulet, C. Martin, C. Joubert, F. Sixdenier, and L. Morel, "Magnetic behavior representation taking into account the temperature of a magnetic nanocrystalline material," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 48, no. 2, pp. 455–458, Feb 2012.
- [36] S. Lizon-Martinez, B. Tellini, R. Giannetti, and G. Robles, "Measurement of asymmetric minor loops in soft ferrites up to medium frequencies," *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 58, no. 2, pp. 423–428, Feb 2009.
- [37] C. Cuellar, A. Benabou, and N. Idir, "Characterization and modeling of hysteresis for magnetic materials used in EMI filters of power converters," *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 29, no. 9, pp. 4911–4920, 2014.
- [38] P. Fouassier, "Modelisation électrique des composants magnetiques haute frequence : prise en compte de la temperature et caracterisation des ferrites," These, INP Grenoble, 1998.

- [39] B. V. Neamțu, “Nanocrystalline soft magnetic compacts obtained from Ni-Fe-X powder prepared by mechanosynthesis,” These, Université de Grenoble, Oct. 2010.
- [40] T. Chailloux, “Caractérisation et modélisation de matériaux magnétiques en hautes températures en vue d’une application au filtrage CEM.” These, Université Claude Bernard-Lyon, 2011.
- [41] A. EPCOS, “Ferrites and accessories-SIFERRIT material N30,” *Data Sheet*, May, 2017.
- [42] K. Technologies, “Keysight 16454A magnetic material test fixture operation and service manual,” *Keysight Technologies*, September 2017.
- [43] J. P. Keradec, P. Fouassier, B. Cogitore, and F. Blache, “Accounting for resistivity and permittivity in high frequency permeability measurements : application to MnZn ferrites,” in *Proceedings of the 20th IEEE Instrumentation Technology Conference*, vol. 2, May 2003, pp. 1252–1256 vol.2.
- [44] C. Cuellar and N. Idir, “Stray capacitances determination methods of emi filter inductors,” in *IECON 2017 - 43rd Annual Conference of the IEEE Industrial Electronics Society*, Oct 2017, pp. 7040–7045.
- [45] J. Xu, M. Y. Koledintseva, Y. Zhang, Y. He, B. Matlin, R. E. DuBroff, J. L. Drewniak, and J. Zhang, “Complex permittivity and permeability measurements and finite-difference time-domain simulation of ferrite materials,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 52, no. 4, pp. 878–887, Nov 2010.
- [46] R. Huang and D. Zhang, “Using a single toroidal sample to determine the intrinsic complex permeability and permittivity of MnZn ferrites,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 43, no. 10, pp. 3807–3815, Oct 2007.
- [47] S. Jing, Y. J. Zhang, J. Li, D. Liu, M. Y. Koledintseva, D. J. Pommerenke, J. Fan, and J. L. Drewniak, “Extraction of permittivity and permeability for ferrites and flexible magnetodielectric materials using a genetic algorithm,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 57, no. 3, pp. 349–356, June 2015.
- [48] G. Grandi, M. K. Kazimierczuk, A. Massarini, and U. Reggiani, “Stray capacitances of single-layer air-core inductors for high-frequency applications,” in *Industry Applications Conference, 1996. Thirty-First IAS Annual Meeting, IAS '96., Conference Record of the 1996 IEEE*, vol. 3, Oct 1996, pp. 1384–1388 vol.3.
- [49] A. Massarini and M. K. Kazimierczuk, “Self-capacitance of inductors,” *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 12, no. 4, pp. 671–676, Jul 1997.
- [50] G. Grandi, M. K. Kazimierczuk, A. Massarini, and U. Reggiani, “Stray capacitances of single-layer solenoid air-core inductors,” *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 35, no. 5, pp. 1162–1168, Sep 1999.
- [51] A. Mariscotti, “Determination of the stray capacitance of single layer solenoids,” in *2011 IEEE International Instrumentation and Measurement Technology Conference*, May 2011, pp. 1–5.
- [52] A. Ayachit and M. K. Kazimierczuk, “Self-capacitance of single-layer inductors with separation between conductor turns,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 59, no. 5, pp. 1642–1645, Oct 2017.

- 
- [53] S. W. Pasko, M. K. Kazimierczuk, and B. Grzesik, "Self-capacitance of coupled toroidal inductors for EMI filters," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 57, no. 2, pp. 216–223, April 2015.
- [54] Q. Yu and T. W. Holmes, "A study on stray capacitance modeling of inductors by using the finite element method," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 43, no. 1, pp. 88–93, Feb 2001.
- [55] S. Wang, L. Zeyuan, and Y. Xing, "Extraction of parasitic capacitance for toroidal ferrite core inductor," in *2010 5th IEEE Conference on Industrial Electronics and Applications*, June 2010, pp. 451–456.
- [56] M. Moreau, N. Idir, and P. L. Moigne, "Modeling of conducted EMI in adjustable speed drives," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 51, no. 3, pp. 665–672, Aug 2009.
- [57] A. C. Baisden, D. Boroyevich, and F. Wang, "Generalized terminal modeling of electromagnetic interference," *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 46, no. 5, pp. 2068–2079, Sept 2010.
- [58] H. Bishnoi, P. Mattavelli, R. Burgos, and D. Boroyevich, "EMI behavioral models of DC-fed three-phase motor drive systems," *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 29, no. 9, pp. 4633–4645, Sept 2014.
- [59] M. Foissac, J. Schanen, G. Frantz, D. Frey, and C. Vollaie, "System simulation for EMC network analysis," in *2011 Twenty-Sixth Annual IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC)*, March 2011, pp. 457–462.
- [60] J. Meng, W. Ma, Q. Pan, Z. Zhao, and L. Zhang, "Noise source lumped circuit modeling and identification for power converters," *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, vol. 53, no. 6, pp. 1853–1861, Dec 2006.
- [61] C. Marlier, A. Videt, and N. Idir, "Nif-based frequency-domain modeling method of three-wire shielded energy cables for emc simulation," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 57, no. 1, pp. 145–155, Feb 2015.
- [62] R. Scheich, J. Roudet, S. Bigot, and J. P. Ferrieux, "Common mode RFI of a HF power converter : phenomenon, its modelling and its measurement," in *1993 Fifth European Conference on Power Electronics and Applications*, Sept 1993, pp. 164–169 vol.7.
- [63] T. Guo, D. Y. Chen, and F. C. Lee, "Separation of the common-mode- and differential-mode-conducted emi noise," *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 11, no. 3, pp. 480–488, May 1996.
- [64] H. Bishnoi, A. C. Baisden, P. Mattavelli, and D. Boroyevich, "Analysis of EMI terminal modeling of switched power converters," *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 27, no. 9, pp. 3924–3933, Sept 2012.
- [65] A. Roc'h and F. Leferink, "Optimization of the in situ performance of common mode chokes for power drive systems using designable parameters," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 60, no. 2, pp. 529–535, April 2018.
- [66] F. Luo, D. Boroyevich, and P. Mattavelli, "Improving EMI filter design with in circuit impedance mismatching," in *2012 Twenty-Seventh Annual IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC)*, Feb 2012, pp. 1652–1658.

- [67] R. Wang, H. F. Blanchette, D. Boroyevich, and P. Mattavelli, “EMI noise attenuation prediction with mask impedance in motor drive system,” in *2012 Twenty-Seventh Annual IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC)*, Feb 2012, pp. 2279–2284.
- [68] C. Cuellar and N. Idir, “EMI filter design methodology taking into account the static converter impedance,” in *2014 16th European Conference on Power Electronics and Applications*, Aug 2014, pp. 1–10.
- [69] S. Wang, F. C. Lee, D. Y. Chen, and W. G. Odendaal, “Effects of parasitic parameters on EMI filter performance,” *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 19, no. 3, pp. 869–877, May 2004.
- [70] J. L. Kotny, X. Margueron, and N. Idir, “High-frequency model of the coupled inductors used in EMI filters,” *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 27, no. 6, pp. 2805–2812, June 2012.
- [71] J. L. Kotny, T. Duquesne, and N. Idir, “EMI filter design using high frequency models of the passive components,” in *2011 IEEE 15th Workshop on Signal Propagation on Interconnects (SPI)*, May 2011, pp. 143–146.
- [72] R. Wang, D. Boroyevich, H. F. Blanchette, and P. Mattavelli, “High power density EMI filter design with consideration of self-parasitic,” in *2012 Twenty-Seventh Annual IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC)*, Feb 2012, pp. 2285–2289.
- [73] M. Mu, F. Zheng, Q. Li, and F. C. Lee, “Finite element analysis of inductor core loss under DC bias conditions,” *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 28, no. 9, pp. 4414–4421, Sept 2013.
- [74] M. Mu, Q. Li, D. J. Gilham, F. C. Lee, and K. D. T. Ngo, “New core loss measurement method for high-frequency magnetic materials,” *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 29, no. 8, pp. 4374–4381, Aug 2014.
- [75] R. Wrobel, N. McNeill, and P. H. Mellor, “Performance analysis and thermal modeling of a high-energy-density prebiased inductor,” *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, vol. 57, no. 1, pp. 201–208, Jan 2010.
- [76] J. Muhlethaler, M. Schweizer, R. Blattmann, J. W. Kolar, and A. Ecklebe, “Optimal design of LCL harmonic filters for three-phase PFC rectifiers,” *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 28, no. 7, pp. 3114–3125, July 2013.
- [77] L. Fang, D. Boroyevich, P. Mattavelli, and N. Gazel, “A comprehensive design for high power density common mode EMI inductor,” in *2011 IEEE Energy Conversion Congress and Exposition*, Sept 2011, pp. 1861–1867.
- [78] F. Luo, S. Wang, F. Wang, D. Boroyevich, N. Gazel, Y. Kang, and A. C. Baisden, “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*, vol. 25, no. 7, pp. 1905–1914, July 2010.
- [79] X. Zhang, D. Boroyevich, and R. Burgos, “Analysis of dead time influence on common mode volt-second and inductor saturation in three-phase dc-fed motor

- 
- drive systems,” in *2015 IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC)*, March 2015, pp. 1177–1184.
- [80] S. Wang and F. C. Lee, “Effects of mutual inductance between inductors and capacitors on LC filter performance,” in *2008 IEEE Power Electronics Specialists Conference*, June 2008, pp. 2615–2620.
- [81] R. Wang, H. F. Blanchette, M. Mu, D. Boroyevich, and P. Mattavelli, “Influence of high-frequency near-field coupling between magnetic components on EMI filter design,” *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 28, no. 10, pp. 4568–4579, Oct 2013.
- [82] Y. Chu, S. Wang, J. Xu, and D. Fu, “EMI reduction with near field coupling suppression techniques for planar transformers and CM chokes in switching-mode power converters,” in *2013 IEEE Energy Conversion Congress and Exposition*, Sept 2013, pp. 3679–3686.
- [83] F.-Y. Shih, D. Y. Chen, Y.-P. Wu, and Y.-T. Chen, “A procedure for designing EMI filters for AC line applications,” *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 11, no. 1, pp. 170–181, Jan 1996.
- [84] D. Han, C. T. Morris, W. Lee, and B. Sarlioglu, “Three-phase common mode inductor design and size minimization,” in *2016 IEEE Transportation Electrification Conference and Expo (ITEC)*, June 2016, pp. 1–8.
- [85] T. McLyman, *Transformer and Inductor Design Handbook, third edition, revised and expanded*, M. D. New York, Ed., 2004.
- [86] B. Multon and E. d. C.-A. de Bretagne, “Composants passifs (magnétiques et capacitifs) de l’électronique de puissance,” *ENS Cachan*, 2006.
- [87] M. L. Heldwein, L. Dalessandro, and J. W. Kolar, “The three-phase common-mode inductor : Modeling and design issues,” *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, vol. 58, no. 8, pp. 3264–3274, Aug 2011.
- [88] D. K. Saini, A. Ayachit, A. Reatti, and M. K. Kazimierczuk, “Analysis and design of choke inductors for switched-mode power inverters,” *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, vol. 65, no. 3, pp. 2234–2244, March 2018.
- [89] F. Costa, C. Gautier, E. Labouré, and B. Revol, *La compatibilité en électronique de puissance*, ser. Sciences et Technologies de l’Energie Electrique, H. Science, Ed. Lavoisier, 2013.
- [90] B. Revol, F. Costa, J. Ecrabey, and P. Baudesson, “Dimensionnement des inductances de mode commun mono-couches,” in *Electronique de Puissance du Future (EPF)*, 2006.
- [91] B. Revol, “Filtrage des émissions conduites analyse et prédimensionnement des filtres de mode commun,” *3EI-SEE*, vol. 65, pp. 19–28, 2011.
- [92] B. Touré, J. L. Schanen, L. Gerbaud, T. Meynard, J. Roudet, and R. Ruelland, “EMC modeling of drives for aircraft applications : Modeling process, EMI filter optimization, and technological choice,” *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 28, no. 3, pp. 1145–1156, March 2013.

- [93] G. Giglia, "Power density optimization of EMI filters for power electronic converters," These, Université de Palerme, 2017.
- [94] G. Ala, G. C. Giaconia, G. Giglia, M. C. D. Piazza, M. Luna, G. Vitale, and P. Zanchetta, "Computer aided optimal design of high power density EMI filters," in *2016 IEEE 16th International Conference on Environment and Electrical Engineering (EEEIC)*, June 2016, pp. 1–6.
- [95] M. C. D. Piazza, M. Luna, G. Vitale, G. Ala, G. C. Giaconia, G. Giglia, and P. Zanchetta, "ODEF : An interactive tool for optimized design of emi filters," in *IECON 2016 - 42nd Annual Conference of the IEEE Industrial Electronics Society*, Oct 2016, pp. 4013–4019.
- [96] G. Ala, G. C. Giaconia, G. Giglia, M. C. D. Piazza, M. Luna, G. Vitale, and P. Zanchetta, "Optimized design of high power density emi filters for power electronic converters," in *2016 AEIT International Annual Conference (AEIT)*, Oct 2016, pp. 1–6.
- [97] G. Giglia, G. Ala, M. C. Di Piazza, G. C. Giaconia, M. Luna, G. Vitale, and P. Zanchetta, "Automatic emi filter design for power electronic converters oriented to high power density," *Electronics*, vol. 7, no. 1, p. 9, 2018.
- [98] K. Li, A. Videt, and N. Idir, "Characterization method of sic-JFET interelectrode capacitances in linear region," *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 31, no. 2, pp. 1528–1540, Feb 2016.
- [99] Y. Weens, N. Idir, R. Bausiere, and J. J. Franchaud, "Modeling and simulation of unshielded and shielded energy cables in frequency and time domains," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 42, no. 7, pp. 1876–1882, July 2006.
- [100] M. Delhommais, G. Dadanema, Y. Avenas, F. Costa, J. L. Schanen, and C. Vollaire, "Design by optimization of power electronics converter including EMC constraints," in *2016 International Symposium on Electromagnetic Compatibility - EMC EUROPE*, Sept 2016, pp. 182–187.
- [101] EPCOS-TDK, "Ferrites and accessorie : Toroids (ring cores) r 25.3 x 14.8 x 10.0," 2017. [Online]. Available : [www.epcos.com](http://www.epcos.com)



## Méthode d'optimisation du volume des bobines de mode commun utilisées dans la conception des filtres CEM

Les convertisseurs statiques utilisés en électronique de puissance sont des sources de perturbations électromagnétiques conduites dans les hautes fréquences. Souvent, le filtrage passif assure la compatibilité électromagnétique des chaînes de conversion d'énergie. Ce travail de thèse présente une méthode d'optimisation du volume de la bobine de mode commun qui est généralement l'élément le plus volumineux du filtre. Le manuscrit commence par faire l'état de l'art des perturbations électromagnétiques conduites en électronique de puissance et des moyens qui permettent leur réduction. Ensuite, un calcul analytique de l'inductance de mode commun minimale qui permet de respecter la contrainte normative est présenté. Ce calcul prend en considération la perméabilité complexe du matériau magnétique et les impédances des différents chemins de propagation des perturbations de mode commun dans la chaîne de conversion. Une fois l'inductance minimale calculée, une méthode d'optimisation du volume de la bobine de mode commun monocouche qui tient compte de la saturation du matériau magnétique est présentée. L'application de la méthode proposée dans diverses situations a montré l'existence d'une meilleure inductance, pouvant être supérieure à sa valeur minimale, qui permet de réduire au mieux le volume de la bobine. Par ailleurs, des règles de dimensionnement en relation avec la fréquence de commutation du convertisseur et de son rapport cyclique sont définies. La dernière partie de cette étude est dédiée à la prise en compte des effets hautes fréquences de la capacité parasite équivalente de la bobine dans la procédure de dimensionnement. D'abord, une méthode pour la détermination des permittivités relatives du noyau magnétique et pour l'estimation de la capacité parasite équivalente est proposée. Cette méthode, accompagnée d'un calcul analytique de la capacité parasite maximale autorisée, permet d'adapter la géométrie de la bobine de mode commun afin de respecter la contrainte normative dans les hautes fréquences tout en optimisant son volume.

- Mots-clés**
- Électronique de puissance
  - Filtrage
  - Dimensionnement
  - Saturation du noyau magnétique
  - Fréquence de commutation
  - Permittivités relatives
  - Compatibilité électromagnétique
  - Bobine de mode commun
  - Optimisation
  - Bobine monocouche
  - Rapport cyclique
  - Capacité parasite équivalente

## Optimization method of the volume of common mode inductors used in the design of EMI filters

Power electronic converters are source of high-frequency conducted electromagnetic interferences (EMI). Usually passive filters are used to respect electromagnetic compatibility standards. This work presents an optimization method of the common mode inductor volume which is generally the biggest element of the EMI filter. The manuscript starts by presenting the state of art of conducted electromagnetic interferences and techniques that allow their reduction. Then, an analytical calculation method of the minimal inductance value that allows to respect the normative constraint is presented. This calculation method takes into account the complex permeability of the magnetic material and the impedances of the different propagation paths of common mode disturbances in the conversion system. After that, an optimization method of the single-layer inductor volume with considering the magnetic core saturation issues is proposed. The application of the proposed method in different situations has shown the existence of a best inductance value that can be higher than its minimal value while reducing the optimal inductor volume. In addition, some rules that can be used in the design process in relation to the switching frequency of the converter and its duty cycle are defined. In the last chapter, the effect of the equivalent parasitic capacitance of the common mode inductor is discussed and introduced in the proposed optimization process. A determination method of magnetic core relative permittivities and of the equivalent parasitic capacitance is proposed. This method, in addition to the proposed analytical calculation of the maximal allowed parasitic capacitance, makes it possible to adapt common-mode inductor geometry in order to respect the normative constraint in the high frequencies while optimizing its volume.

- Keywords**
- Power electronics
  - Filtering
  - Design
  - Magnetic material saturation
  - Switching frequency
  - Relative permittivities
  - Electromagnetic compatibility
  - Common-mode inductor
  - Optimization
  - Single-layer inductor
  - Duty cycle
  - Equivalent parasitic capacitance

