



HAL
open science

Études numériques et expérimentales de bobines supraconductrices HTC pour des applications en énergie électrique

Sara Fawaz

► **To cite this version:**

Sara Fawaz. Études numériques et expérimentales de bobines supraconductrices HTC pour des applications en énergie électrique. Energie électrique. Université de Lorraine, 2023. Français. NNT : 2023LORR0167 . tel-04607571

HAL Id: tel-04607571

<https://theses.hal.science/tel-04607571v1>

Submitted on 10 Jun 2024

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

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



**UNIVERSITÉ
DE LORRAINE**

**BIBLIOTHÈQUES
UNIVERSITAIRES**

AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact bibliothèque : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr
(Cette adresse ne permet pas de contacter les auteurs)

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

Ecole Doctorale IAEM (Informatique Automatique Electronique -
Electrotechnique Mathématiques)

THÈSE

Pour l'obtention du titre de

**Docteur de l'Université de Lorraine
en Génie Électrique**

par **Sara FAWAZ**

Etudes numériques et expérimentales de bobines supraconductrices HTC pour des applications en énergie électrique

Soutenance publique le 03 octobre 2023

Composition du jury

Présidente	Prof. Françoise PALADIAN	Université Clermont Auvergne, CNRS
Rapporteurs	Prof. Benoît VANDERHEYDEN	Université de Liège, Institut Montefiore
	Dr - HDR. Abelin KAMENI	Université Paris Saclay, GEEPS
Directeurs de thèse	Prof. Bruno DOUINE	Université de Lorraine, GREEN
	Dr. Hocine MENANA	Université de Lorraine, GREEN

Remerciements

Je tiens à remercier tout premièrement M. Nourredine Takorabet, professeur à l'Université de Lorraine et directeur du GREEN, pour son accueil au sein du laboratoire.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude envers mes directeurs de thèse M. Hocine Menana et M. Bruno Douine, maître de conférences et professeur à l'Université de Lorraine. Merci pour votre disponibilité, vos remarques et conseils précieux, votre écoute attentive, votre patience et vos encouragements constants qui ont été d'une valeur inestimable tout au long de ces trois années. C'est avec grand honneur que j'ai eu la chance de travailler avec vous, et je suis profondément reconnaissante d'avoir été votre doctorante.

Je remercie respectueusement Mme. Françoise Paladian, professeure à l'Université Clermont Auvergne pour avoir accepté d'examiner le présent travail. J'adresse mes sincères remerciements à M. Benoît Vanderheyden, professeur à l'Université de Liège ainsi qu'à M. Abelin Kameni, Maître de Conférences - HDR, à l'Université Paris Saclay pour avoir accepté de rapporter sur ma thèse.

Je tiens à remercier toutes les secrétaires et en particulier mon amie Stéphanie Lamane pour sa disponibilité et son aide incontournable, merci pour les moments agréables que nous avons partagés lors de nos séances de sport. Mes remerciements vont également aux techniciens et en particulier à mon amie Isabelle Schwenker pour son soutien lors des expérimentations, notamment pour son implication dans la réalisation des bobines supraconductrices.

Mon amicale reconnaissance s'adresse aux collègues du laboratoire GREEN pour la formidable ambiance de travail. Mes remerciements vont à Lamia Belguerras, Thierry Lubin, Smail Mezani, Kévin Berger, Jean Lévêque, Yazid Statra, Thomas Marcand, Walid Dirahoui, Yanis Laib, Ghazi Hajiri, Rémi Dorget, Quentin Nouailhetas, Boussad Moualek, Rayane Hamidouche et Simon Chauviere. À tous ceux qui n'ont pas été mentionnés individuellement, je tiens à exprimer ma reconnaissance et ma gratitude.

Je souhaite également transmettre mes sentiments les plus chaleureux à mes amies Assil, Nagham, Aya, Asma, Roua et Chaza pour leurs encouragements. J'aimerais exprimer une gratitude particulière envers Amira qui a été constamment présente à mes côtés, merci pour son soutien inconditionnel, sa patience et son écoute attentive.

Ces remerciements seraient incomplets si je n'exprimais pas ma profonde gratitude envers mon fiancé, Ahmad, pour son soutien affectif et moral inestimable. Je tiens à te remercier du fond du cœur pour tout ce que tu as fait pour moi. Tes encouragements, ta présence constante ont été une source de force tout au long de cette période intense. Je ne saurais exprimer à quel point ta présence a fait une différence dans ma vie et dans le succès de cette thèse.

Enfin, je tiens à exprimer ma gratitude envers ma famille, mon père Ali, ma mère Manal, ainsi que mes sœurs Farah et Nagham, pour leur soutien indéfectible et leurs encouragements. Je suis profondément reconnaissante de les avoir à mon écoute et de pouvoir compter sur eux dans les moments de doute et de succès.

Table des matières

Table des matières	i
Nomenclature	iv
Introduction générale	1
I Les supraconducteurs et leurs applications en génie électrique	7
I.1 Introduction	9
I.2 Propriétés générales des supraconducteurs	9
I.2.1 Historique et découvertes	9
I.2.2 Grandeurs critiques	12
I.2.2.1 Température critique	12
I.2.2.2 Champ magnétique critique	13
I.2.2.3 Densité de courant critique	15
I.2.3 Matériaux supraconducteurs	15
I.2.3.1 Supraconducteurs à basse température critique (SBTC)	15

I.2.3.2	Supraconducteurs à haute température critique (SHTC)	16
I.2.3.3	Cas particulier : MgB ₂	19
I.2.4	Modèles représentant le comportement électrique des supraconducteurs de type II	19
I.2.4.1	Modèle de l'état critique de Bean	20
I.2.4.2	Modèle de la loi en puissance	20
I.2.4.3	Dépendance du courant critique au champ magnétique et à la température	21
I.2.5	Pertes dans les supraconducteurs HTC	24
I.3	Applications des bobines supraconductrices HTC en génie électrique	26
I.4	Caractérisation expérimentale des propriétés électromagnétiques des supraconducteurs	33
I.4.1	Détermination du courant critique	33
I.4.2	Mesure des pertes AC	34
I.5	Modélisation électromagnétique des supraconducteurs HTC	36
I.5.1	Rappel des équations de Maxwell	37
I.5.2	Différentes approches de modélisation	37
I.5.2.1	Modèles analytiques	37
I.5.2.2	Modèles numériques	38
I.5.2.3	Modèles semi-analytiques	41
I.6	Conclusion	42
II	Caractérisation expérimentale des bobines supraconductrices HTC	45
II.1	Introduction	47
II.2	Contraintes liées aux mesures des propriétés électromagnétiques des supraconducteurs HTC	48
II.3	Réalisation des bobines supraconductrices HTC	49
II.3.1	Description des rubans HTC utilisés	49

II.3.1.1	Ruban de première génération (1G)	49
II.3.1.2	Ruban de deuxième génération (2G)	51
II.3.2	Description du dispositif de bobinage	52
II.3.3	Description des bobines réalisées	54
II.4	Caractérisation expérimentale	56
II.4.1	Caractérisation en courant continu	57
II.4.1.1	Description du banc expérimental	57
II.4.1.2	Résultats expérimentaux en DC	59
II.4.2	Caractérisation en régime variable périodique	62
II.4.2.1	Description du banc expérimental	62
II.4.2.2	Mesure des pertes AC	63
II.4.2.3	Mesure de l'inductance	65
II.4.2.4	Résultats expérimentaux en AC	66
II.4.2.4.1	Mesures des pertes AC	66
II.4.2.4.2	Mesures de l'inductance	71
II.4.2.5	Caractérisation en régime AC+DC	73
II.5	Conclusion	76
III	Caractérisation par grandeurs locales, associant modélisation et mesures	77
III.1	Introduction	79
III.2	Système modélisé	79
III.3	Approches de modélisation	81
III.3.1	Expression du potentiel vecteur magnétique	81
III.3.2	Expression de l'induction magnétique	83
III.3.3	Modèle DC simplifié pour des régimes proches du courant critique	84
III.3.4	Modélisation AC	86

III.4 Application à la caractérisation de bobines supraconductrices HTC	87
III.4.1 Détermination du courant critique et des paramètres de la loi de Kim	88
III.4.1.1 Cas d'une bobine inductive	89
III.4.1.2 Cas d'une bobine non-inductive	91
III.4.2 Détermination des pertes AC	95
III.4.2.1 Cas d'une bobine non-inductive en BSCCO de grande taille	96
III.4.2.2 Cas d'une bobine inductive	108
III.4.3 Caractérisation de l'évolution de l'inductance d'une bobine supracon- ductrice en fonction du courant	111
III.5 Conclusion	115
Conclusion générale	117
Bibliographie	135
Résumé	150

Nomenclature

A	Potentiel vecteur magnétique	[Wb/m]
B	Induction magnétique	[T]
B_{\perp}	Induction magnétique perpendiculaire au ruban	[T]
$B_{//}$	Induction parallèle au ruban supraconducteur	[T]
B_0	Paramètre du modèle de KIM pour $J_c(B)$	[T]
B_{n0}	Paramètre du modèle de KIM pour $n(B)$	[T]
B_r	Induction magnétique radiale	[T]
B_z	Induction magnétique axiale	[T]
E	Champ électrique	[V/m]
E_c	Champ électrique critique	[V/m]
f	Fréquence	[Hz]
F_L	Force de Laplace	[N]
F_p	Force d'ancrage	[N]
G	Fonction de Green	-
H	Champ magnétique	[A/m]
H_c	Champ magnétique critique	[A/m]
H_{c1}	Premier champ magnétique critique	[A/m]
H_{c2}	Deuxième champ magnétique critique	[A/m]
H_t	Largeur du ruban supraconducteur	[m]
$i(t)$	Courant de transport instantané	[A]
$i_{AC}(t)$	Courant instantané sinusoïdal	[A]
I_a	Courant appliqué	[A]
I_c	Courant critique	[A]
I_{c0}	Courant critique sous champ magnétique nul	[A]
I_{DC}	Courant continu	[A]
I_{eff}	Courant efficace	[A]
$I_{max(AC)}$	Amplitude du courant alternatif sinusoïdal	[A]
J	Densité de courant	[A/m ²]
J_c	Densité de courant critique	[A/m ²]
J_{c0}	Densité de courant critique sous champ magnétique nul	[A/m ²]

k	Paramètre d'anisotropie du ruban supraconducteur	-
L	Inductance propre du supraconducteur	[H]
L_{bobine}	Longueur du ruban constituant une bobine	[m]
L_{pp}	Distance entre les prises de potentiel	[m]
M	Inductance mutuelle	[H]
n	Exposant de fluage	-
n_0	Exposant de fluage sous champ magnétique nul	-
N_e	Nombre d'éléments discrétisés dans une bobine	-
N_r	Nombre d'éléments discrétisés suivant l'axe r	-
N_z	Nombre d'éléments discrétisés suivant l'axe z	-
N_t	Nombre de spires	-
P	Pertes de puissance	[W]
P_{AC}	Pertes AC	[W]
P_{DC}	Pertes DC	[W]
P_{AC+DC}	Pertes AC+DC	[W]
Q	Pertes spécifiques	[J/cycle]
r_p	Coordonnée radiale du point cible	[m]
r_q	Coordonnée radiale du point source	[m]
R	Résistance électrique	[Ω]
R_{SPF}	Résistance électrique du stabilisateur supraconducteur	[Ω]
R_{int}	Rayon interne de la bobine	[m]
R_{ext}	Rayon externe de la bobine	[m]
t	Temps	[s]
T	Période	[s]
T_c	Température critique	[K]
u_{pertes}	Tension résistive aux bornes du supraconducteur	[V]
U	Tension aux bornes de la bobine	[V]
U_c	Tension critique	[V]
U_{eff}	Tension efficace	[V]
U_{moy}	Tension moyenne mesurée avec le nano-voltmètre	[V]

W_m	Energie magnétique	[J]
w_t	Épaisseur du ruban supraconducteur	[m]
z_p	Coordonnée axiale du point cible	[m]
z_q	Coordonnée axiale du point source	[m]
μ	Perméabilité magnétique	[H/m]
μ_0	Perméabilité magnétique du vide	[H/m]
ρ	Résistivité électrique	[$\Omega.m$]
β	Paramètre du modèle de KIM pour $J_c(B)$	-
ΔS	Section élémentaire	[m ²]
γ	Multiplicateur de lagrange	[V/(A.m)]

Introduction générale

Les matériaux supraconducteurs suscitent un vif intérêt de la part de la communauté scientifique et industrielle en raison de leurs propriétés physiques fascinantes, comme l'absence de résistivité électrique en dessous d'une certaine température, dite critique, leur permettant d'aller au-delà des limites des conducteurs classiques en termes de densités de courants supportées. Cela a donné lieu à de nombreuses applications, comme les bobines à fort champ magnétique utilisant des supraconducteurs à basse température critique, que l'on retrouve dans de nombreux dispositifs, tels que l'imagerie par résonance magnétique et les accélérateurs de particules, et, constituent les principaux éléments des futurs réacteurs nucléaires à fusion. La découverte des supraconducteurs à haute température critique (HTC), à la fin des années 80, a marqué une avancée majeure dans la recherche, ouvrant de nouvelles possibilités d'applications, notamment, dans le domaine de l'énergie électrique, grâce à leur faible coût cryogénique. Autorisant des densités de courants élevées avec des pertes relativement faibles, ces matériaux permettent de développer des systèmes plus compacts et énergétiquement plus efficaces, tant que la puissance de la partie cryogénique demeure très inférieure à la puissance utile du système. Ils permettent d'augmenter les capacités de transport et de conversion de l'énergie électrique répondant aux contraintes d'encombrement rencontrées dans les grandes agglomérations, ou encore les contraintes d'encombrement et de masse rencontrées dans les systèmes embarqués. La non linéarité de leurs propriétés électromagnétiques est également exploitée pour le développement de systèmes de protection et de stabilisation des réseaux de transport d'énergie électrique, notamment en courant continu. Leur propriété d'écraner le champ magnétique, sous certaines conditions, permet également d'envisager des structures originales de machines électriques.

L'utilisation des supraconducteurs à haute température critique dans le domaine de l'énergie électrique se heurte cependant à de nombreux verrous scientifiques et techniques à lever, comme la diminution de la densité de courant critique avec l'augmentation du champ magnétique qui leur est appliqué et les pertes en régimes variable qui peuvent être considérables. Les structures parfois fragiles de ces matériaux limitent également les possibilités de conception des systèmes. S'agissant essentiellement de structures céramiques à base d'oxydes de cuivre, ces matériaux sont souvent associés à de bons conducteurs tels que l'argent et le cuivre, pour leur conférer une certaine consistance mécanique et une stabilité thermique, soulevant parfois des contraintes économiques, liées aux prix des matériaux utilisés ou à leurs procédés de fabrication. Ainsi, les recherches liées aux applications des matériaux supraconducteurs HTC en énergie électrique visent, d'une part, la caractérisation de leurs propriétés électromagnétiques qui ne sont déterminées qu'après leur fabrication, et, pouvant varier considérablement d'un échantillon à l'autre, et, d'autre part, le contournement de leurs limites en termes de tenue au champ magnétique et des pertes en régimes variable dans la conception des systèmes les intégrant. Les contraintes de coût peuvent également se poser.

Dans ce contexte, cette thèse s'inscrit dans la continuité des travaux entrepris au Groupe de Recherche en Energie Electrique de Nancy (GREEN) sur la caractérisation des supraconducteurs HTC en vue de leur intégration dans les systèmes de puissance. Son objectif principal est la caractérisation de bobines supraconductrices HTC qui constituent les éléments de base de nombreux dispositifs (machines électriques, limiteurs de courant . . .) Dans cette optique, nos études visent à développer des approches de caractérisation réalistes associant mesures et

modélisation à grandeurs locales pour étudier les phénomènes mis en jeu lors de l'alimentation des bobines sous différentes conditions d'utilisation, notamment, des structures de bobines non inductives répondant à des cahiers des charges de limiteurs stabilisateurs de courant dans un réseau électrique à courant continu. Outre l'application considérée, l'originalité des travaux menés réside dans la caractérisation à différents régimes d'alimentation, notamment ceux qui associent les régimes continu et variable (AC+DC), et dans la finesse des modèles développés, allant jusqu'à considérer la forme exacte de la partie supraconductrice dans les rubans supraconducteurs formant les bobines caractérisées.

La caractérisation expérimentale permet de déterminer les paramètres globaux face aux défis liés à la mesure des grandeurs électromagnétiques dans les supraconducteurs HTC. En effet, les expérimentations impliquent l'application de forts courants (plusieurs dizaines d'ampères) et la mesure de très faibles tensions, de l'ordre du nano ou du micro volt, dans un environnement électromagnétique perturbé. Cela exige certaines précautions et un certain savoir-faire pour une utilisation adéquate des équipements de mesure et savoir prédire une mesure erronée et retrouver les causes. La structure fragile des supraconducteurs exige également une délicatesse de manipulation à chaque étape (réalisation de bobines, réalisation des liaisons avec les amenées de courants, et le soudage des prises de potentiels...)

Pour évaluer les grandeurs locales nous avons développé des approches de modélisation rapides et réalistes qui prennent en compte les contraintes spécifiques associées aux supraconducteurs HTC telles que les propriétés non conventionnelles de ces matériaux, qui se caractérisent par des anisotropies et des fortes non-linéarités. Nous avons opté pour les méthodes intégrales de volume, qui offrent plusieurs avantages pour la modélisation de ces systèmes (bobines HTC) qui se présentent comme un ensemble distribué de conducteurs, présentant des problèmes d'échelle.

Le présent mémoire de thèse est structuré en trois chapitres :

Chapitre 1 : Les supraconducteurs et leurs applications en génie électrique

Dans ce chapitre, après une brève introduction à la supraconductivité, nous décrivons les propriétés générales des matériaux supraconducteurs et de leurs applications. Ce chapitre présente également un état de l'art des principales méthodes de caractérisation des supraconducteurs HTC (courant critique et des pertes AC), ainsi que des approches de modélisation électromagnétique appliquées aux supraconducteurs HTC.

Chapitre 2 : Caractérisation expérimentale des bobines supraconductrices HTC

Ce chapitre est dédié à la caractérisation expérimentale des bobines supraconductrices HTC, refroidies à la température de l'azote liquide (77K). Pour cela, nous avons réalisé en Laboratoire plusieurs structures de bobines à partir de rubans de première et deuxième génération. Nous mettons en évidence les défis techniques liés à la réalisation de différentes structures de bobines ainsi qu'à la délicatesse des mesures effectuées. Ensuite, nous présentons la méthode électrique utilisée pour la caractérisation en courant continu et en courant variable des rubans et des bobines HTC, sous champ propre. Le but de cette caractérisa-

tion est de déterminer le courant critique, les pertes AC dissipées et l'inductance des bobines réalisées, sous différents régimes d'alimentation (DC, AC, AC+DC).

Chapitre 3 : Caractérisation par grandeurs locales, associant modélisation et mesures

Dans ce chapitre, nous présentons une approche de modélisation semi-analytique pour le calcul des grandeurs électromagnétiques locales dans une bobine supraconductrice HTC, dans une configuration 2D axisymétrique. La section réelle du supraconducteur dans le ruban utilisé est prise en compte dans le but d'avoir une modélisation plus réaliste. Une modélisation par méthodes d'intégrales de volume est développée, associée à des stratégies de réduction de modèles afin de faciliter la modélisation des systèmes multi-échelles ou de grandes tailles tout en réduisant considérablement le temps de calcul. Par la suite, nous procédons à une comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux afin de valider les modèles élaborés et d'interpréter les résultats de mesures obtenus à partir de l'analyse de la répartition des grandeurs locales.

Chapitre I

Les supraconducteurs et leurs applications en génie électrique

I.1 Introduction

La supraconductivité est considérée comme l'un des phénomènes physiques les plus remarquables et fascinants. L'intérêt des matériaux supraconducteurs réside dans leurs propriétés magnétiques et électriques exceptionnelles, qui leur permettent d'écranter ou de piéger de forts champs magnétiques, et de transporter des densités de courant électrique beaucoup plus élevées que celles dans les conducteurs classiques, avec des pertes de puissance très faibles. Ces propriétés remarquables des supraconducteurs permettent d'envisager une révolution dans la conception des systèmes électriques.

Ce chapitre bibliographique donne un état de l'art des supraconducteurs dans leurs applications en énergie électrique. Dans un premier temps, nous allons présenter un bref historique et quelques généralités sur la supraconductivité, en décrivant notamment les propriétés des matériaux supraconducteurs, ainsi que la classification de ces matériaux en termes de leur comportement magnétique, leur température d'utilisation et leur composition. Nous allons également présenter les différentes applications des supraconducteurs à haute température critique (HTC) dans le domaine du génie électrique, notamment sous forme de bobines. La deuxième partie sera consacrée aux méthodes de caractérisation du courant critique et des pertes en courant alternatif des supraconducteurs HTC. La dernière partie portera sur les approches de modélisation électromagnétique de ces matériaux.

I.2 Propriétés générales des supraconducteurs

I.2.1 Historique et découvertes

Après avoir réussi à liquéfier de l'hélium en 1908 [Onnes, 1913], Kamerlingh Onnes et son équipe ont pu réaliser des mesures pour étudier le comportement des métaux à des températures pouvant atteindre des valeurs proches du zéro absolu. Lors d'une expérience visant à caractériser un barreau de mercure (Hg) en mesurant sa résistivité électrique, Kamerlingh Onnes et son élève Gilles Holst découvrirent que cette dernière chute brutalement et s'annule aux alentours de 4.2 K (Figure I.1) [Wysokinski, 2011]. Le même phénomène a été observé plus tard pour l'étain et le plomb, qui sont fondamentalement de mauvais conducteurs à température ambiante, lorsqu'ils sont refroidis en dessous de 3,7 K et 6 K respectivement. L'absence de résistivité d'un matériau en dessous d'une certaine température appelée température critique est le phénomène fascinant de la supraconductivité.

En 1933, une deuxième caractéristique importante a été découverte par les deux physiciens allemands Walter Meissner et Robert Ochsenfeld. Ils ont découvert qu'un matériau supraconducteur refroidi en dessous de sa température critique expulse le champ de son volume, tant que la valeur du champ magnétique reste faible, grâce à des courants supraconducteurs de surface (Figure I.2). Ce phénomène de diamagnétisme parfait est appelé « Effet Meissner » [Pippard, 1987].

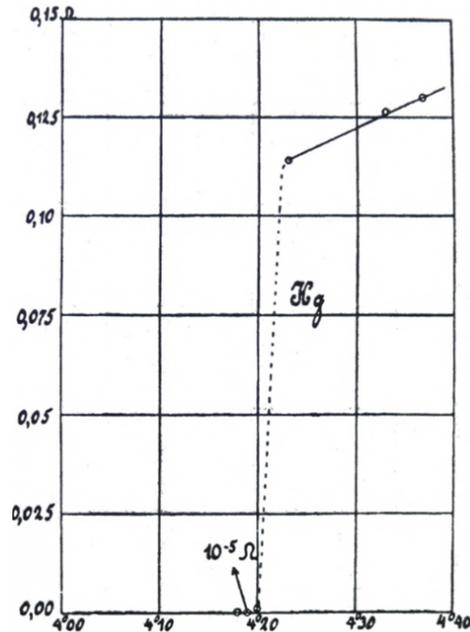


FIGURE I.1 – Le graphe historique de la variation de la résistivité électrique du mercure en fonction de la température : découverte de la supraconductivité par K. Onnes en 1911 [Wysokinski, 2011].

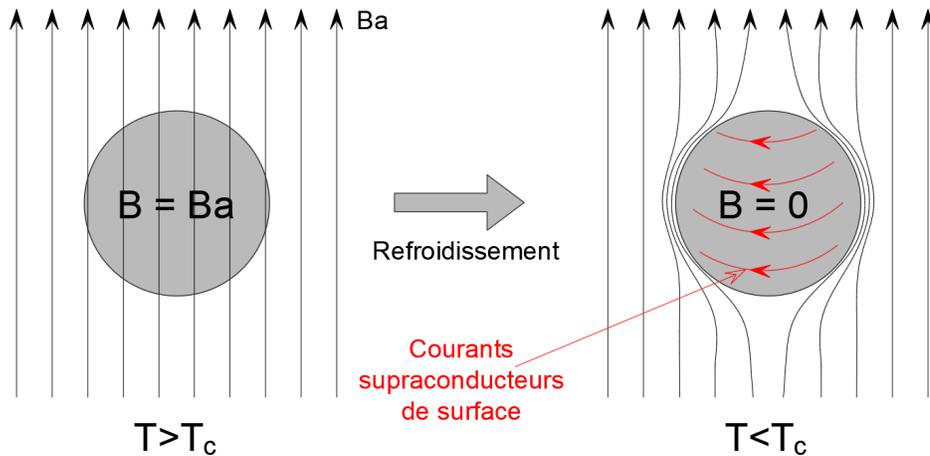


FIGURE I.2 – Effet Meissner : expulsion du champ magnétique de l'intérieur du supraconducteur, due à l'apparition des courants supraconducteurs de surface.

En 1957, une théorie proposée par Bardeen, Cooper et Schrieffer (BCS) a permis d'expliquer le principe fondamental de la supraconductivité par la formation de paires d'électrons appelées « paires de Cooper » [Bardeen, 1957]. Cette théorie stipule que les électrons s'associent par paires à basse température et se déplacent dans le réseau atomique sans frottement. Cette théorie prédit une limite supérieure de la température critique à 29K.

En 1986, une révolution dans le monde de la supraconductivité apparut avec la découverte des supraconducteurs à haute température critique (HTC), fonctionnant à des températures supérieure à 29K (limite prédite par la théorie BCS). Les physiciens Johannes Georg Bednorz et Alex Muller ont reçu le prix Nobel en 1987 pour leur découverte d'un matériau supracon-

ducteur constitué d'un alliage de Baryum Lanthane Cuivre et Oxygène (Ba-La-Cu-O) ayant une température critique de 35 K, un record pour l'époque [Bednorz, 1986]. L'année suivante, le lanthane a été remplacé par l'Yttrium exhibant un état supraconducteur à une température pouvant atteindre 92 K [Wu, 1987]. Plusieurs recherches ont été menées par la suite sur les matériaux céramiques réalisant des progrès sur les températures critiques pouvant approcher 115 K tels que le BSCCO (Bi-Sr-Ca-Cu-O) et l'YBCO (Y-Ba-Cu-O). Ces matériaux peuvent être refroidis à l'azote liquide (77 K) réduisant considérablement le coût de refroidissement.

En 2001, le diborure de magnésium (MgB_2) a été découvert comme étant le seul supraconducteur HTC non basé sur des oxydes de cuivre, ayant une température critique de 39 K. En 2008, une nouvelle classe de supraconducteurs a été découverte : les pnictures de fer de type R-OFeAs (où R est une terre rare) ayant une température critique maximale d'environ 56 K.

Les recherches sur les matériaux supraconducteurs continuent à progresser pour rendre leurs performances plus tolérantes au champ magnétique et fonctionnant à des températures critiques plus élevées. Récemment, l'objectif longtemps recherché du développement d'un matériau supraconducteur fonctionnant à température ambiante a été atteint ; le composé de carbone, d'hydrogène et de soufre est devenu supraconducteur à une température d'environ 288 K ou 15 °C, mais l'inconvénient est qu'il ne fonctionne qu'à des fortes pressions, excédant les 155 GPa [Extance, 2020].

Les principaux matériaux supraconducteurs et leur découverte au cours du temps sont présentés dans la figure I.3 .

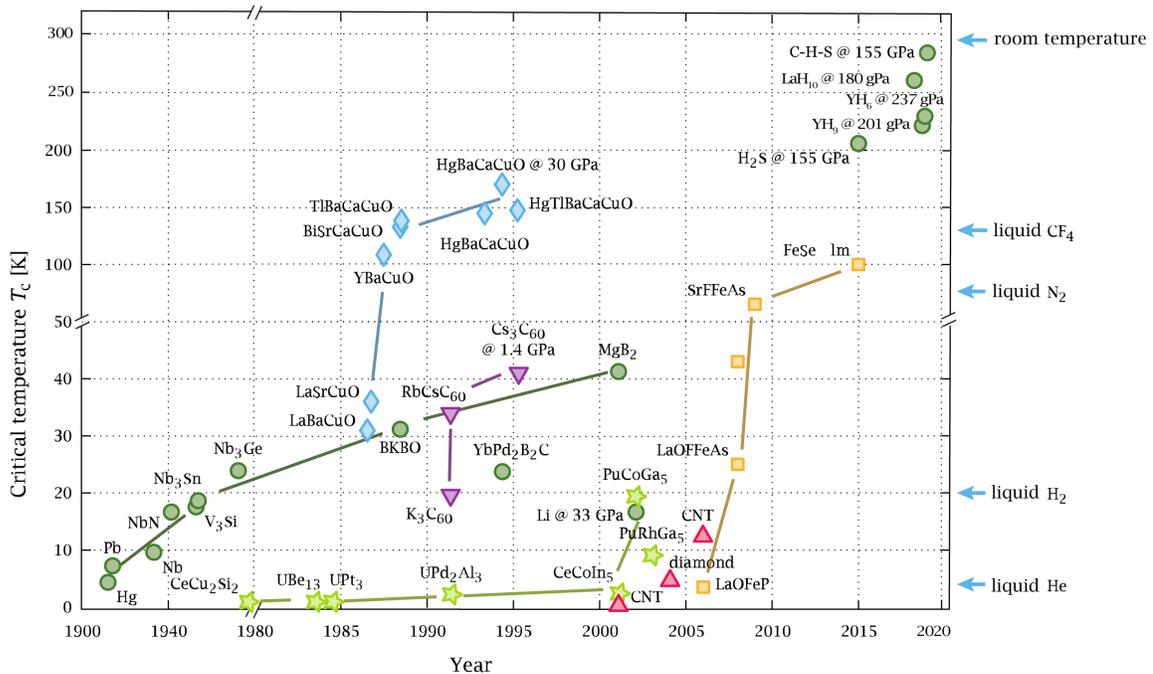


FIGURE I.3 – Evolution des supraconducteurs au cours du temps [Extance, 2020].

I.2.2 Grandeurs critiques

Un matériau supraconducteur est caractérisé par trois grandeurs critiques : la température critique (T_c), le champ magnétique critique (H_c) et la densité de courant critique (J_c). Ces grandeurs sont fortement interdépendantes, formant ainsi une surface critique (figure I.4). Un matériau est dans son état supraconducteur lorsqu'il est soumis à une température, un champ magnétique et une densité de courant inférieures à leurs valeurs critiques, se situant en dessous de la surface critique.

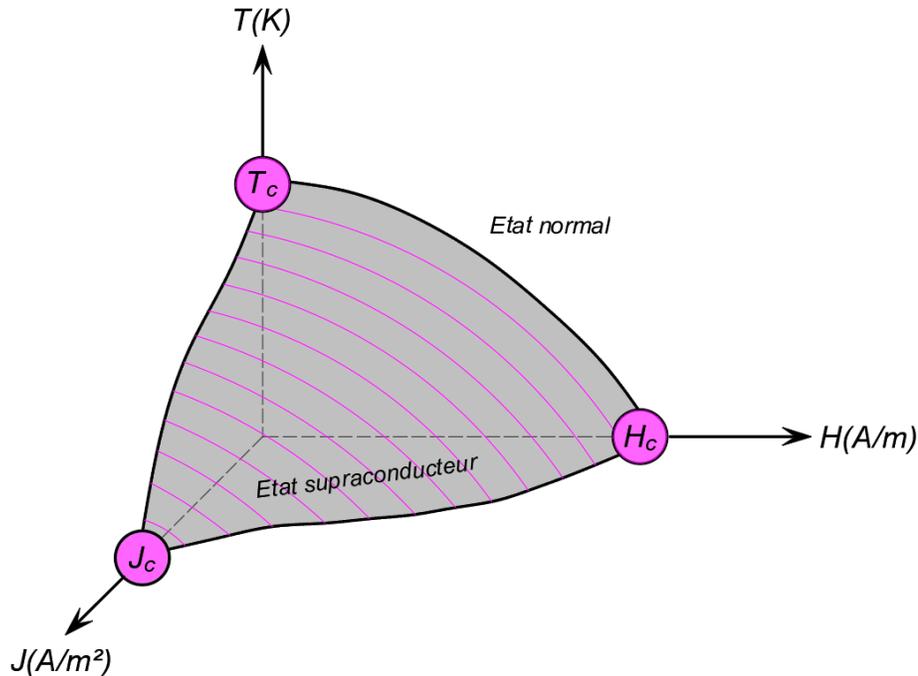


FIGURE I.4 – Surface critique formée par la température critique T_c , le champ magnétique critique H_c et la densité de courant critique J_c , délimitant l'état supraconducteur de l'état normal.

I.2.2.1 Température critique

La température critique (T_c) est la température caractéristique de transition de l'état supraconducteur à l'état normal. La résistivité électrique du matériau disparaît et devient « nulle » au-dessous de cette température, cela signifie que le matériau n'a pas de pertes par effet Joule lorsqu'un courant électrique est appliqué. Au-delà de T_c , le matériau supraconducteur transite à l'état normal avec une résistivité assez importante et même supérieure à celle d'un conducteur normal comme le montre la figure I.5.

Nous pouvons distinguer deux familles des supraconducteurs selon leur température critique : les supraconducteurs à basse température critique (SBTC) et haute température critique (SHTC). Les SBTC ont une température critique ne dépassant pas 29 K, comme le niobium titane (NbTi) ayant une température critique de 10 K, et le niobium étain (Nb₃Sn)

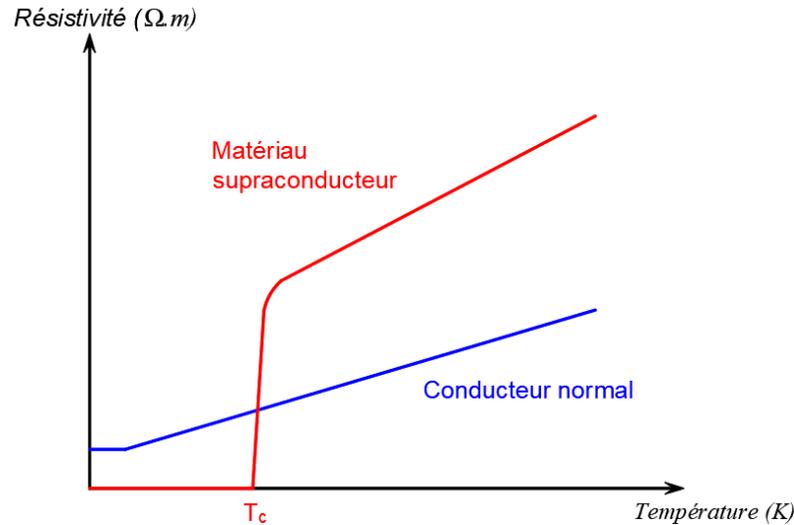


FIGURE I.5 – Evolution de la résistivité d'un matériau supraconducteur et celle d'un conducteur normal en fonction de la température.

ayant une température critique de l'ordre de 18 K. Parmi les SHTC les plus connus dans les applications d'électrotechnique, nous avons les oxydes mixtes de baryum, de cuivre et d'yttrium (YBCO) et les oxydes mixtes de bismuth, de calcium, de cuivre et de strontium (BSSCO) ayant des températures critiques de 93 K et 110 K respectivement.

I.2.2.2 Champ magnétique critique

Maintenir un supraconducteur en dessous de sa température critique n'est pas suffisant pour conserver l'état supraconducteur, nous trouvons une autre grandeur importante appelée champ magnétique critique (H_c). Un matériau supraconducteur peut être soumis à son propre champ magnétique lorsqu'il transporte un courant, ou soumis à un champ magnétique extérieur.

Au-delà d'une certaine valeur de champ magnétique, le matériau perd ses propriétés supraconductrices et transite à l'état normal. Le champ magnétique critique H_c dépend fortement de la température. Selon ce critère de transition, nous pouvons identifier deux types de supraconducteurs :

- **Supraconducteurs de type I**

Les supraconducteurs de type I n'ont qu'un seuil critique de champ magnétique noté H_c , où $\mu_0 H_c$ est inférieur à l'ordre de 100 mT [Dolisy, 2015]. Lorsque le champ magnétique externe est inférieur à H_c , ces matériaux sont des diamagnétiques parfaits. Le champ magnétique ne pénètre le matériau que dans une épaisseur appelée longueur de pénétration de London λ_L où se forment des courants supraconducteurs d'écrantage [Douine, 2001]. Au-delà de H_c , le matériau transite brutalement à l'état normal comme le montre la figure I.6(a). Le fait que les supraconducteurs de type I aient une faible valeur de champ critique, leur utilisation ne présente aucun intérêt pratique en électrotechnique.

• Supraconducteurs de type II

Ces matériaux sont caractérisés par deux champs magnétiques critiques notés H_{c1} et H_{c2} et représentés sur la figure I.6(b). Lorsque le champ magnétique externe est inférieur au premier champ critique H_{c1} , le matériau est purement supraconducteur et son comportement est similaire à celui d'un supraconducteur de type I où tout le champ magnétique contourne le matériau. Pour les champs entre H_{c1} et H_{c2} , le matériau se trouve dans un état mixte [Van der Beek, 2012]. Cet état intermédiaire est caractérisé par une pénétration partielle du flux magnétique dans le matériau sous forme de tubes de flux appelés fluxons ou vortex, entourés de supracourants (Figure I.7). Le nombre des vortex augmente avec le champ magnétique jusqu'à atteindre le second champ critique H_{c2} où le matériau transite vers l'état normal. L'induction magnétique μH_{c2} est de l'ordre de dizaine de Tesla pour les SBTC et d'une centaine de Tesla pour les SHTC [Scanlan, 2004]. Vu que la valeur de H_{c2} est très élevée, les supraconducteurs de type II ont un potentiel d'application en énergie électrique.

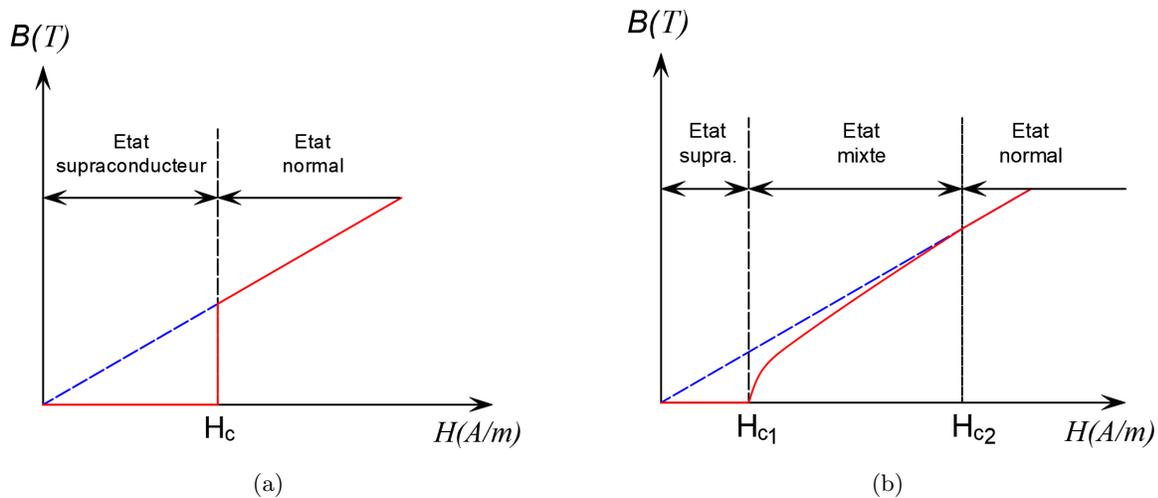


FIGURE I.6 – Les deux types des supraconducteurs (a) Type I (b) Type II.

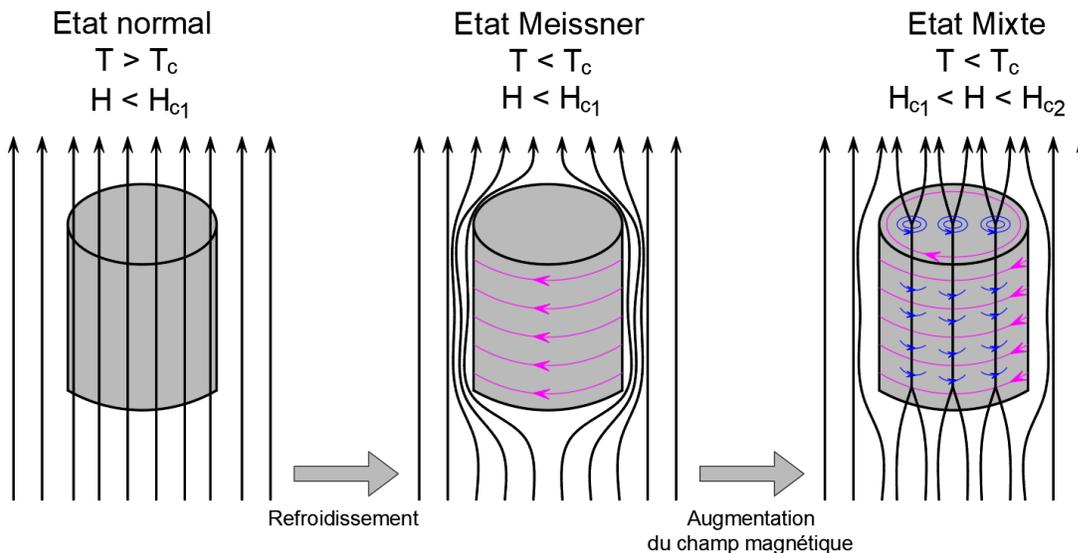


FIGURE I.7 – Illustration des différents états dans un supraconducteur de type II.

I.2.2.3 Densité de courant critique

Une troisième grandeur critique pour les supraconducteurs est la densité de courant critique J_c qui dépend du champ magnétique et de la température. En effet, la présence d'un courant de transport crée un champ magnétique propre qui s'ajoute au champ externe appliqué contribuant ainsi à une diminution de la densité de courant critique. La définition de la valeur de J_c dépend du type de matériaux supraconducteurs.

Pour les supraconducteurs de type I, la valeur de J_c correspond à la densité de courant qui produit le champ H_c à la surface du matériau (Règle de Silsbee) [Tixador, 2003].

Pour les supraconducteurs de type II, à l'état mixte, il y a une pénétration partielle du champ magnétique à l'intérieur du matériau qui va interagir avec le courant de transport en générant une force de Laplace ($\vec{F}_L = \vec{J} \times \vec{B}$) qui s'exerce sur les vortex pour les mettre en mouvement [Berger, 2006]. Cependant, les défauts existants dans le matériau (dislocations, impuretés...) vont créer une force d'ancrage ($\vec{F}_P = \vec{J}_c \times \vec{B}$) bloquant ainsi le mouvement des vortex. La valeur de J_c est donc liée à l'ancrage des vortex [Duron, 2006]. Elle correspond à la densité de courant nécessaire pour atteindre l'équilibre ($F_L = F_P$). Lorsque la densité de courant dépasse J_c ($F_L > F_P$), les vortex se mettent en mouvement « Flux Flow » et induisent ainsi un champ électrique E conduisant à un état dissipatif. La caractéristique électrique $E - J$ d'un supraconducteur de type II est représentée dans la figure I.8(b). La zone située en dessous de J_c correspond au fluage des vortex « Flux Creep » où la courbe $E(J)$ a une forme quasi exponentielle.

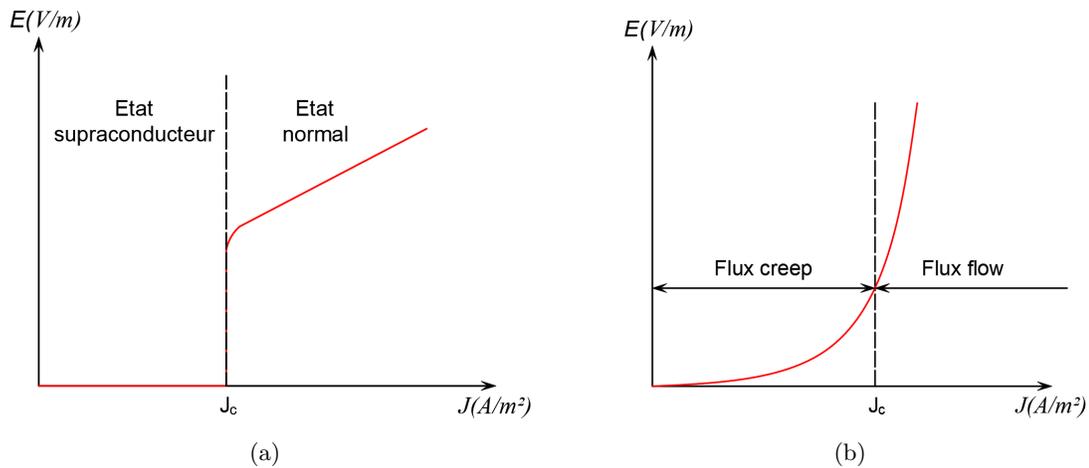


FIGURE I.8 – Caractéristique $E(J)$ des supraconducteurs (a) de type I et (b) de type II.

I.2.3 Matériaux supraconducteurs

I.2.3.1 Supraconducteurs à basse température critique (SBTC)

Les SBTC ont été les premiers à être utilisés dans le domaine du génie électrique [Turck, 1991]. Ils sont généralement utilisables à la température de l'hélium liquide (4.2 K) puisqu'ils

possèdent une basse température critique ($T_c < 20$ K). Ils sont composés des alliages métalliques, parmi les plus répandus, nous avons le niobium titane (NbTi) et le niobium étain (Nb_3Sn). Le tableau I.1 présente les propriétés intrinsèques des principaux SBTC à 4.2 K. Le NbTi est le plus utilisé en raison de sa disponibilité plus élevée, de sa meilleure ductilité ainsi que de ses bonnes propriétés électriques et mécaniques. Il est utilisé pour la fabrication des électro-aimants supraconducteurs dans diverses applications telles que les appareils d'imagerie par résonance magnétique (IRM) et les accélérateurs de particules. Le Nb_3Sn est particulièrement adapté aux applications nécessitant des forts champs magnétiques, comme les bobines à base de Nb_3Sn utilisées dans les réacteurs nucléaires à fusion (tels que ITER). Cependant, en raison de sa fragilité, sa fabrication présente des défis qui entraînent une augmentation des coûts de production [Colle, 2020]. La figure I.9 montre des sections d'un fil en NbTi et d'un fil en Nb_3Sn .

TABLEAU I.1 – Grandeurs critiques des SBTC les plus couramment utilisés [Colle, 2020].

Matériaux	$T_c(K)$	$B_c(T)$ à 4.2 K	$J_c(A/mm^2)$ à 4.2 K
NbTi	10	< 10	1200
Nb_3Sn	18.3	< 25	5000

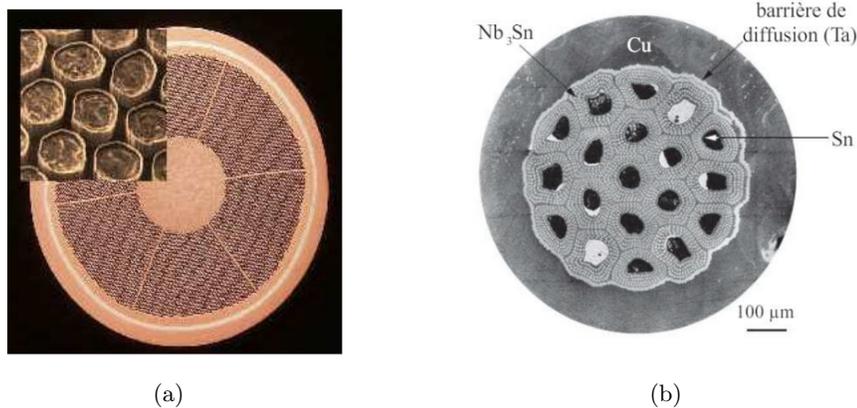


FIGURE I.9 – (a) Fil NbTi [Moulin, 2010] (b) Fil Nb_3Sn [Mangin, 2017].

I.2.3.2 Supraconducteurs à haute température critique (SHTC)

Les matériaux supraconducteurs à haute température critique sont généralement basés sur des oxydes de cuivre. Parmi les plus utilisés en énergie électrique, nous distinguons le BSCCO (Bismuth Strontium Calcium Copper Oxide) et l'YBCO (Yttrium Barium Copper Oxide). Les matériaux peuvent se présenter sous forme massive (bulks) ou sous forme de rubans composites multifilamentaires (BSCCO), dits de première génération, ou multicouches (YBCO) dits de seconde génération.

Les matériaux massifs peuvent être utilisés pour le piégeage du champ magnétique pour la conception des aimants supraconducteurs [Tomita, 2003], ou comme écrans magnétiques

[Kiyoshi, 2009] (figure I.10(a)). Ils sont également utilisés comme des amenées de courant supraconductrices ayant des pertes Joules réduites comparées aux amenées de courant en cuivre (figure I.10(b)) [CAN], [Shi, 1995].



FIGURE I.10 – Structures de supraconducteurs massives de CAN Superconductors (a) Pastilles (b) Amenées de courant [CAN].

Les fils SHTC possèdent une structure plus fragile que les SBTC. Ces fils sont utilisés sous forme de câbles pour le transport d'énergie électrique, et sous forme de bobines pour le stockage et la conversion d'énergie, tels que les moteurs électriques.

Le fil BSCCO est constitué de poudre compressée par la technique PIT (Powder In Tube) [Heine, 1989]. Ce processus de fabrication consiste à introduire de la poudre de bismuth dans un tube en argent, appelé aussi matrice, pour avoir un fil monobrin, ensuite laminer et étirer plusieurs fils monobrin pour obtenir finalement un conducteur multibrins composé de filaments très fins immergés dans une matrice en argent. La matrice d'argent constitue une grande partie du fil supraconducteur pour assurer son bon fonctionnement, ce qui le rend coûteux. Des longueurs de fil dépassant 1.8 km peuvent être produites [Sato, 2011]. Ces conducteurs existent principalement sous deux types (figure I.11) : $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ (Bi-2212) et $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+x}$ (Bi-2223). Ils se distinguent par les proportions stœchiométriques des matériaux qui les constituent. Le premier (Bi-2212) est plus robuste, plus performant en champ magnétique mais présente une faible capacité de transport de courant à haute température comparé au Bi-2223. Il offre de meilleures performances à basse température, tandis que le Bi-2223 est plus adapté aux applications nécessitant des températures plus élevées [Kametani, 2015].

La structure et le processus de fabrication d'un ruban YBCO sont plus complexes. Il est fabriqué en déposant une couche extrêmement fine d'alliage YBCO sur un substrat métallique. La figure I.12 montre un exemple d'un ruban YBCO commercialisé par SUPERPOWER [SuperPower]. En régime sous-critique, le courant ne circule que dans la couche supraconductrice ayant une épaisseur de quelques micromètres représentant environ 1% de la section du ruban. L'YBCO est plus fragile que le BSCCO, ce qui rend la manipulation de ce ruban plus délicate. Cependant, il est plus performant en termes de densité de courant critique [Tinkham, 2004].

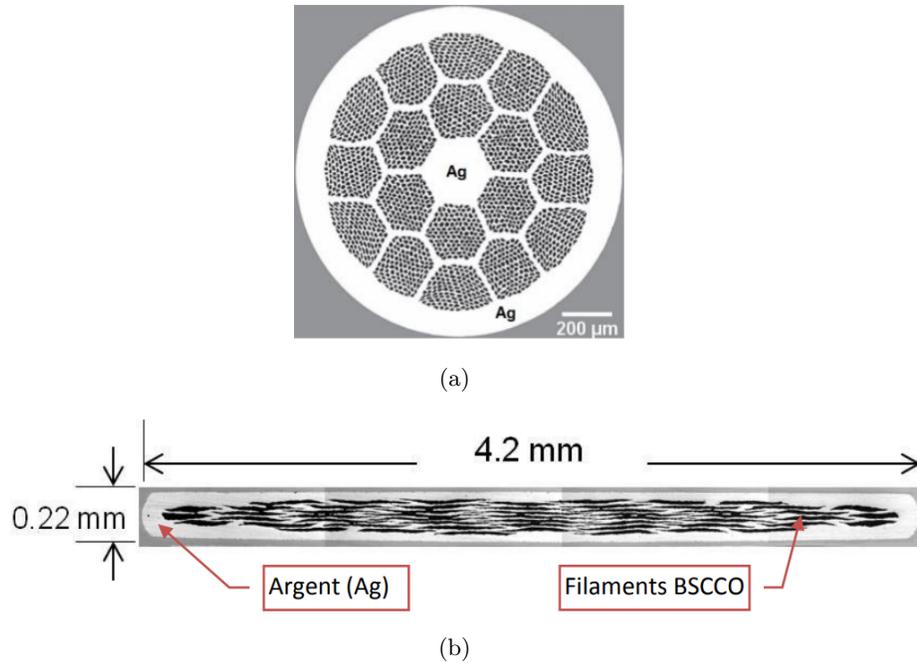
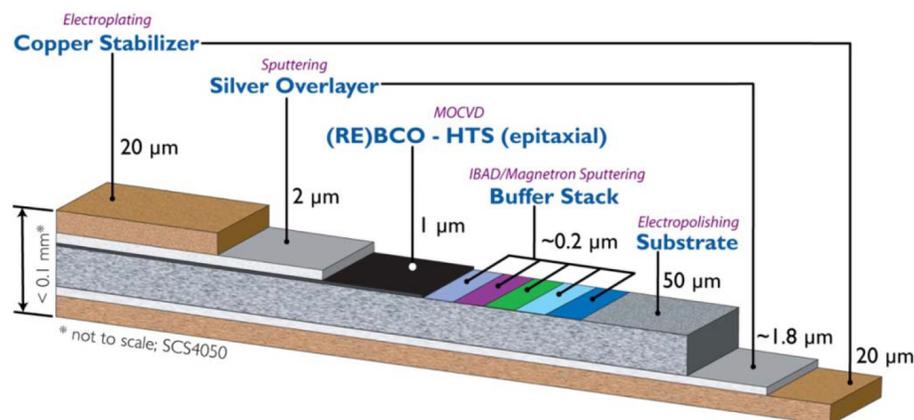


FIGURE I.11 – Sections de fils conducteurs en BSCCO a) Bi-2212 b) Bi-2223 [Colle, 2020], [Dolisy, 2015].

FIGURE I.12 – Structure d'un ruban YBCO commercialisé par SUPERPOWER [Zhang, 2014].



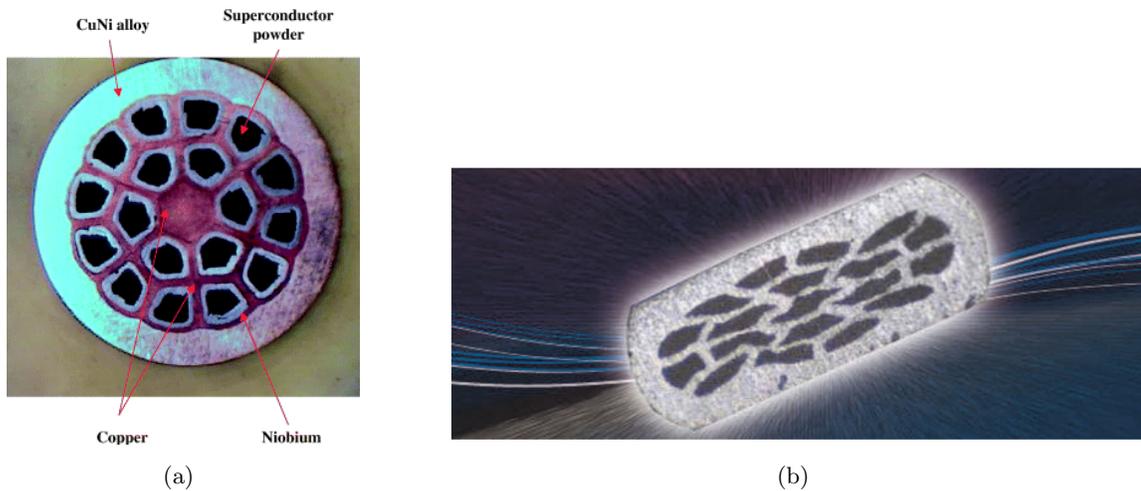
Les SHTC peuvent être refroidis avec de l'azote liquide parce qu'ils possèdent une température critique supérieure à 77 K, ce qui représente un énorme avantage en raison du faible coût et de la facilité à produire l'azote liquide. Cependant, ils présentent des longueurs de rubans limitées. A titre d'exemple, le tableau I.2 montre une comparaison des performances de rubans SHTC de première et deuxième génération.

TABLEAU I.2 – Grandeurs critiques des SHTC les plus couramment utilisés [Robinson].

Rubans	$T_c(K)$	$I_c(A)$ à 30 K et 2T	$I_c(A)$ à 77.5 K et 0.1 T
Bi-2212 (Nexans)	85	15.93(B_{\perp}), 94.39($B_{//}$)	0.01(B_{\perp}), 0.04($B_{//}$)
Bi-2223 (Sumitomo type H)	110	240(B_{\perp}), 455($B_{//}$)	87(B_{\perp}), 130($B_{//}$)
YBCO (AMSC Amperium)	93	296(B_{\perp}), 1000($B_{//}$)	142.54(B_{\perp}), 131.64($B_{//}$)

I.2.3.3 Cas particulier : MgB_2

Le diborure de magnésium (MgB_2) est un matériau supraconducteur qui possède une température critique de 39 K, supérieure à la limite des 29 K définie par la théorie BCS et inférieure à la température de l'azote liquide (77 K). Ce matériau se situe donc entre les SBTC et les SHTC. Il se trouve sous forme massive et sous forme de fils ou de rubans. Le processus de fabrication du MgB_2 le plus utilisé est la méthode PIT, permettant d'obtenir une structure multi-filamentaire immergée dans une matrice métallique (figure I.13). Cette dernière est souvent constituée de cuivre, de fer ou de nickel, ce qui rend le MgB_2 économique [Tomsic, 2007]. Le fil MgB_2 est également robuste et peut être facilement utilisé pour la fabrication des bobines.

FIGURE I.13 – Section (a) d'un fil MgB_2 [Tomsic, 2007] (b) d'un ruban MgB_2 [Leclerc, 2013].

I.2.4 Modèles représentant le comportement électrique des supraconducteurs de type II

Il existe plusieurs modèles décrivant le comportement électrique des SHTC. Les plus utilisés sont le modèle de l'état critique (modèle de Bean) et le modèle en puissance, qui sont décrits dans ce qui suit.

I.2.4.1 Modèle de l'état critique de Bean

Le modèle de l'état critique a été introduit en 1962 par Charles P. Bean pour étudier le phénomène d'hystérésis lors de l'application d'un courant de transport ou d'un champ magnétique variable dans les supraconducteurs de type II [Bean, 1964]. Le modèle stipule que tout champ électrique local dans un matériau supraconducteur provoque une densité de courant locale qui égale à $\pm J_c$ ou nulle (figure I.14). La densité de courant critique est supposée être indépendante du champ magnétique. Le modèle de Bean prévoit une transition instantanée entre l'état supraconducteur et l'état normal. Malgré la discontinuité de ce modèle qui le rend peu exploitable dans les développements numériques, il s'avère utile dans la description des pertes AC dans les SBTC et SHTC par des modèles analytiques [Douine, 2008].

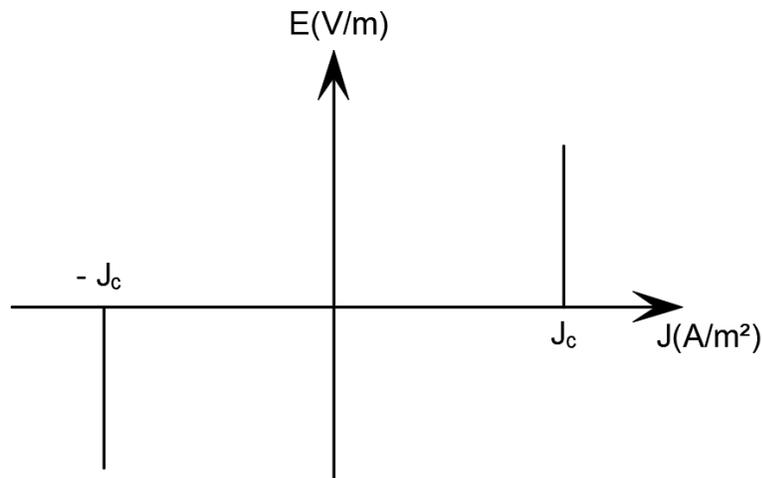


FIGURE I.14 – Modèle de Bean.

I.2.4.2 Modèle de la loi en puissance

Contrairement au modèle de Bean, le modèle de la loi en puissance est continu et permet de reproduire correctement l'évolution non-linéaire de $E(J)$. Ce modèle est plus réaliste et prend également en compte la dépendance de la densité de courant en champ magnétique et en température. Le champ électrique local E est exprimé en fonction de la densité de courant locale J comme suit :

$$\vec{E}(\vec{J}) = E_c \left(\frac{\|\vec{J}\|}{J_c(\vec{B}, T)} \right)^{n(\vec{B}, T)} \frac{\vec{J}}{\|\vec{J}\|} \quad (\text{I.1})$$

Où E_c est le champ électrique critique, J_c est la densité de courant critique et l'exposant n est le coefficient de fluage. La valeur du champ électrique critique est fixée à $0.1 \mu\text{V/cm}$ pour les SBTC et $1 \mu\text{V/cm}$ pour les SHTC [Glowacki, 1997]. Le coefficient de fluage désigne la vitesse de transition du matériau de son état supraconducteur à son état normal comme illustré dans la figure I.15. Pour une valeur de $n = 1$, le comportement suit la loi d'Ohm linéaire d'un

conducteur normal avec $\rho = E_c/J_c$. Lorsque n est très élevé ($n \rightarrow \infty$), la transition entre l'état supraconducteur et normal est brusque se rapprochant du modèle de Bean.

Il convient de noter que la valeur de n pour les SHTC est inférieure à 35, et elle est plus importante pour les SBTC (plusieurs dizaines) [Le Naour, 1996].

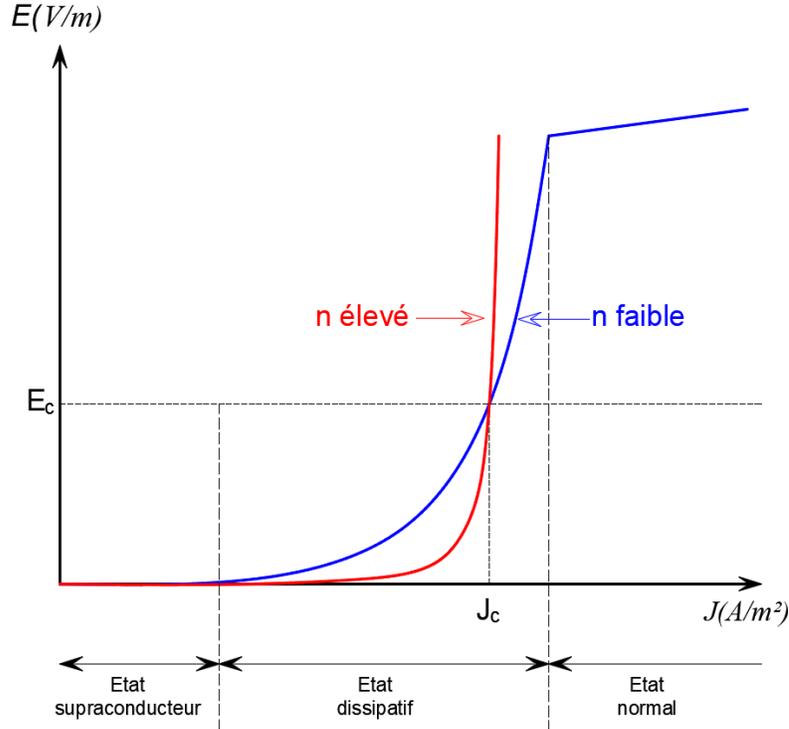


FIGURE I.15 – Caractéristique électrique $E(J)$ type d'un ruban supraconducteur HTC.

I.2.4.3 Dépendance du courant critique au champ magnétique et à la température

La densité de courant critique et le coefficient de fluage dépendent de la température de refroidissement et du champ magnétique auxquels le matériau supraconducteur est soumis.

Nous avons vu précédemment que le déplacement des vortex est engendré par les forces de Laplace. Ce déplacement induit un champ électrique E . Par conséquent, une augmentation de l'induction magnétique B va engendrer, pour une densité de courant J donnée, une augmentation des forces de Laplace, puisqu'elles sont proportionnelles à J et B . Cela entraîne une diminution de la densité de courant critique J_c . La diminution de J_c avec B est importante, surtout pour les SHTC. Depuis les années 1960, de nombreux travaux ont été consacrés à l'étude de la dépendance de la densité de courant critique au champ des matériaux supraconducteurs. En 1962, Y. KIM a proposé le premier modèle décrivant la caractéristique $J_c(B)$ [Kim, 1962] :

$$J_c(\vec{B}) = \frac{J_{c0}}{1 + \|\vec{B}\|/B_0} \quad (\text{I.2})$$

Où J_{c0} est la densité de courant critique sous champ nul, B_0 est une constante caractérisant le matériau et $\|\vec{B}\|$ l'amplitude de l'induction magnétique.

Ce modèle ne prend pas en considération le comportement anisotrope des rubans SHTC vis-à-vis du champ magnétique. Plusieurs travaux dans la littérature ont été dédiés à l'étude de l'orientation du champ magnétique qui a une influence significative sur J_c et n [Dutoit, 1999], [Stavrev, 2002], [Willis, 2010]. Le modèle le plus utilisé est le modèle de Kim-Anderson. Il implique les composantes parallèles et perpendiculaire du champ magnétique au plan supraconducteur (plan ab dans les cuprates) qui coïncide généralement avec la surface la plus large dans les rubans supraconducteurs HTC (figure I.16) [Safran, 2010], [Gömöry, 2006] :

$$\begin{cases} J_c(B_{\perp}, B_{//}) = \frac{J_{c0}}{\left(1 + B_0^{-1} \sqrt{k^2 B_{//}^2 + B_{\perp}^2}\right)^{\beta}} \\ n(B_{\perp}, B_{//}) = \frac{n_0}{\left(1 + B_{n0}^{-1} \sqrt{k^2 B_{//}^2 + B_{\perp}^2}\right)} \end{cases} \quad (\text{I.3})$$

Avec :

- $B_{//}$ et B_{\perp} : les composantes de l'induction magnétique parallèle et perpendiculaire respectivement à la surface la plus large du ruban.
- J_{c0} et n_0 sont respectivement la densité de courant critique et l'exposant de fluage à champ magnétique nul.
- B_0 , B_{n0} et β sont des paramètres physiques dépendant du matériau supraconducteur considéré.
- k est un paramètre d'anisotropie.

La figure I.16 montre l'orientation des composants de l'induction magnétique $B_{//}$ et B_{\perp} appliqué sur un ruban supraconducteur.

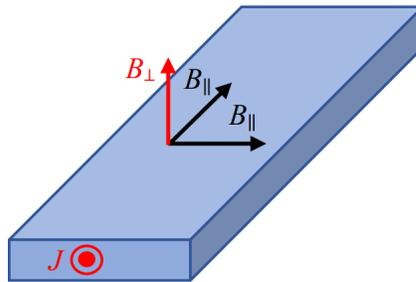


FIGURE I.16 – Composantes de l'induction magnétique parallèle et perpendiculaire à la surface d'un ruban supraconducteur HTC.

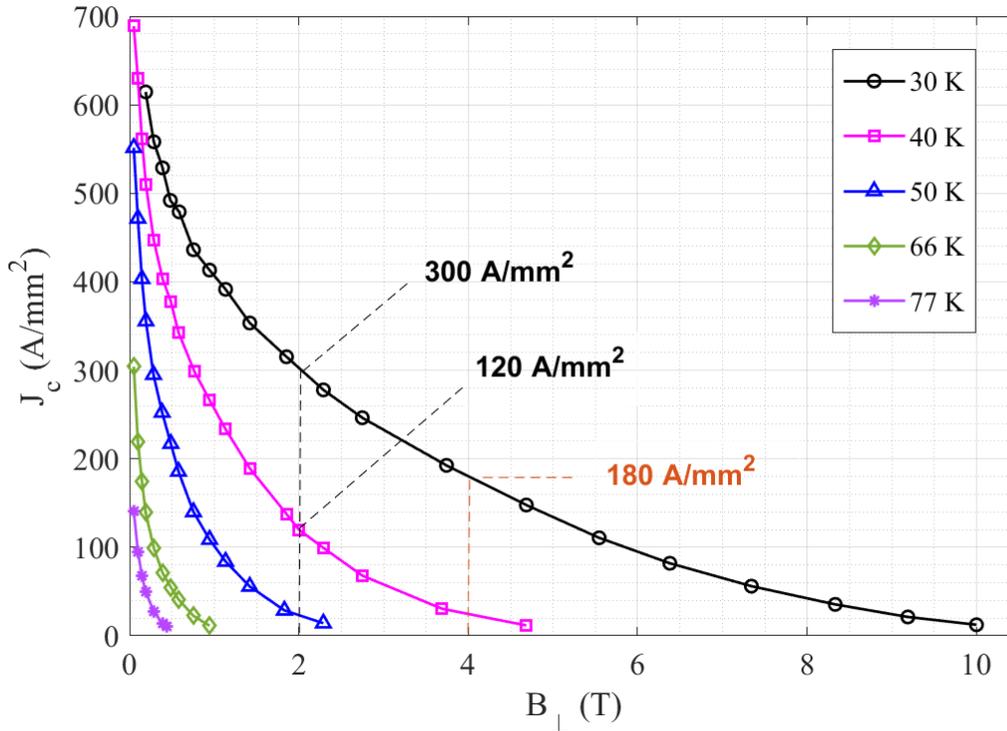
Le modèle le plus couramment utilisé pour décrire la dépendance de J_c et n à la température est linéaire et s'exprime comme suit [Ambegaokar, 1963], [Braeck, 2002] :

$$\begin{aligned}
 J_c(T) &= J_c(T_0) \left(\frac{1 - T/T_c}{1 - T_0/T_c} \right)^\alpha \quad \text{pour } T_0 \leq T \leq T_c \\
 n(T) &= n(T_0) \frac{T_0}{T}
 \end{aligned}
 \tag{I.4}$$

Où α est un paramètre d'adaptation aux données expérimentales, T_0 est une constante correspondant à la température de l'enceinte cryogénique, $J_c(T_0)$ et $n(T_0)$ sont les valeurs de la densité de courant critique et du coefficient de fluage n à T_0 .

Les caractéristiques $J_c(B, T)$ et $n(B, T)$ varient d'un matériau à un autre ; elles peuvent être identifiées expérimentalement par des méthodes électriques ou magnétiques [Senoussi, 1992], [Watson, 1968]. La figure I.17 présente la caractéristique expérimentale $J_c(B, T)$ pour un ruban DI-BSCCO (dynamically innovative Bi-2223) de type H (high current density type) commercialisé par SUMITOMO ELECTRIC [Ayai, 2008], [Wimbush, 2016], [Wimbush, 2019]. Comme le montre la figure I.17, la densité de courant critique dépend de l'orientation de l'induction magnétique appliquée. Nous remarquons que l'influence de la composante perpendiculaire est plus significative. Ainsi, plusieurs travaux dans la littérature ne considèrent que l'effet de B_\perp sur J_c en champ propre [Vinot, 2000].

La diminution de la température augmente la tenue au champ magnétique. Ainsi, pour des applications à forts champs, les supraconducteurs HTC sont généralement refroidis à des températures bien inférieures à leurs valeurs critiques.



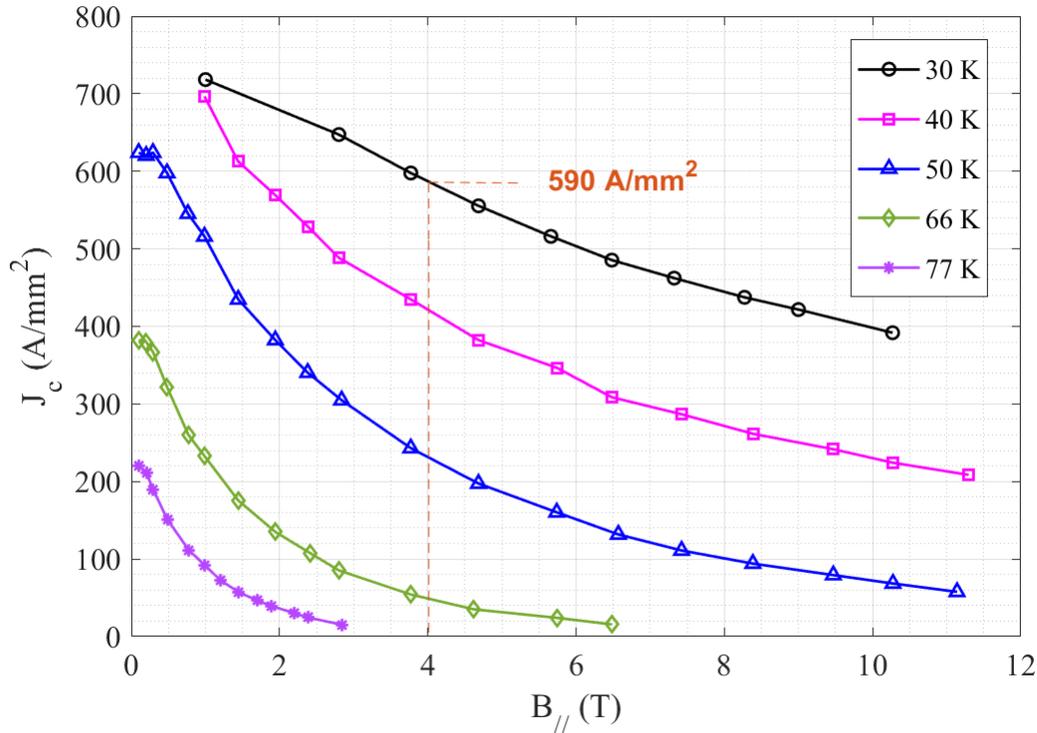


Figure I.17: Dépendance de la densité de courant critique au champ magnétique et à la température pour un ruban DI-BSCCO commercialisé par SUMITOMO ELECTRIC.

I.2.5 Pertes dans les supraconducteurs HTC

L'application d'un courant de transport ou d'un champ magnétique variable dans le temps à un matériau supraconducteur entraîne des pertes. Celles-ci sont dues au déplacement des vortex qui induit une variation de l'induction magnétique locale B , ce qui engendre par la suite la création d'un champ électrique E ($\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t$). Ce dernier associé au courant donne lieu à des pertes dont la densité volumique (P_v) s'exprime comme suit :

$$P_v = \vec{E} \cdot \vec{J} \quad (I.5)$$

Selon la structure du matériau et le régime de fonctionnement, les pertes dans les SHTC ont différentes origines.

En DC, ces pertes sont très faibles, voire négligeables en régime sous critique ($J < J_c$). Ces pertes augmentent à l'approche du régime critique, en raison du mouvement des vortex. Au-delà du régime critique, les pertes deviennent considérables et le matériau transite à l'état normal [Douine, 2001].

En fonctionnement alternatif, les pertes sont beaucoup plus élevées, et elles ont différents mécanismes d'occurrence [Zhang, 2021] :

- **Pertes par hystérésis**

Ces pertes sont produites par l'existence d'un champ magnétique variable et/ou un courant de transport variable. Comme mentionné dans la section I.2.2, les lignes de champ magnétique pénètrent dans un supraconducteur de type II dans ce qu'on appelle des vortex de supra courants. Tant que le champ magnétique ne varie pas et que le matériau est à l'état supraconducteur, les vortex sont bloqués dans le volume du matériau par les défauts existants et ne provoquent aucune dissipation. Cependant, dans un champ magnétique variable, les courants d'écrantage se développent de manière à induire un champ magnétique qui repoussera le champ appliqué, ainsi les vortex doivent se réarranger pour suivre la variation du champ magnétique, ce qui donne lieu à des pertes par hystérésis [Douine, 2001]. Comme dans le cas des matériaux ferromagnétiques, le phénomène d'aimantation en fonction du champ magnétique appliqué suit un cycle d'hystérésis dans les matériaux supraconducteurs [Fiorillo, 2009]. La figure I.18 présente un cycle d'hystérésis d'aimantation pour le supraconducteur NbTi à 5 K.

Ces pertes sont proportionnelles à la fréquence et aux dimensions du supraconducteur [Thakur, 2011]. Pour réduire les pertes hystérétiques, une diminution de l'épaisseur du fil supraconducteur est nécessaire [Oomen, 2001]; c'est notamment l'une des raisons pour lesquelles les supraconducteurs se présentent sous forme multifilamentaire avec des diamètres très faibles.

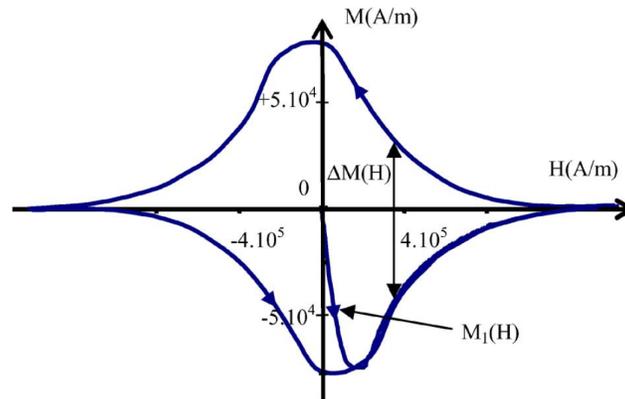


Figure I.18 – Cycle d'hystérésis mesuré d'un échantillon NbTi Douine [2010].

- **Pertes résistives**

Les pertes résistives existent en DC et en AC. Elles se produisent dans les matériaux supraconducteurs lorsque le courant de transport se rapproche du courant critique, ce qui engendre un déplacement plus important des vortex. Un conducteur ayant un faible coefficient de fluage, comme le montre la figure I.15, aura des pertes résistives même à des niveaux de densité de courant inférieurs à J_c . Au-delà du courant critique, le courant circule également dans les autres parties conductrices formant le supraconducteur (la matrice d'argent pour les

rubans supraconducteurs de première génération, et les autres couches pour les rubans supraconducteurs de deuxième génération). Dans ce cas, les pertes sont dissipées par effet Joule et sont déterminées par la résistance électrique du supraconducteur, et celles des différents matériaux constituant le fil supraconducteur.

- **Pertes par courants de Foucault**

Ces pertes représentent la dissipation d'énergie ohmique générée par les courants de Foucault dans les parties métalliques normales des SHTC sous l'effet d'un champ magnétique variable appliqué. Ces pertes sont proportionnelles au carré de la fréquence ($P \propto f^2$). Aux basses fréquences (inférieures à 200 Hz), les pertes par courant de Foucault sont généralement faibles par rapport aux pertes totales dissipées et sont considérées négligeables dans de nombreuses études [Majoros, 2007], [Grilli, 2013].

- **Pertes de couplage**

Les pertes de couplage sont similaires aux pertes par courants de Foucault, typiques des rubans multifilamentaires (1G) en BSCCO, où des courants induits par un champ magnétique variable appliqué circulent entre les filaments SHTC et se rebouclent à travers la matrice [Oomen, 2001].

Pour réduire ces pertes, il est nécessaire de diminuer la surface du flux induit en torsadant les filaments SHTC à l'intérieur du matériau et en les rendant électromagnétiquement découplés. Une isolation électrique des filaments conduit également à une diminution des pertes par couplage [Zola, 2004].

I.3 Applications des bobines supraconductrices HTC en génie électrique

L'intérêt des matériaux SHTC dans les systèmes de puissance électrique réside dans leurs propriétés exceptionnelles à transporter, avec de faibles pertes, des densités de courant plus élevées que celles des conducteurs classiques. Ils ont notamment l'avantage de fonctionner à des températures élevées nécessitant un système de refroidissement moins coûteux tel que l'azote liquide, ce qui freine l'utilisation des SBTC refroidis à l'hélium liquide qui est plus onéreux. Les SHTC sont utilisés sous différentes formes, et, notamment sous forme de bobines dans le domaine de l'énergie électrique. Ces dernières années, l'intégration des bobines supraconductrices HTC dans les applications industrielles de puissance a évolué, parmi lesquelles nous pouvons citer :

- **Les limiteurs de courant**

L'augmentation de la demande en énergie électrique entraîne souvent une augmentation de la puissance des équipements installés dans les réseaux de distribution et de transmission d'électricité. Cela peut entraîner une augmentation de la puissance de court-circuit, ce qui peut rendre plus difficile la coupure des courants de défaut en cas de surcharge ou de défaut dans le réseau. En cas de défaut dans un réseau de distribution électrique, la puissance du

courant de court-circuit peut atteindre jusqu'à 30 fois la valeur du courant assignée comme le montre la figure I.19. Pour protéger les équipements du réseau contre les dommages causés par ces courants de court-circuit extrêmes, tout le réseau doit être surdimensionné électriquement et mécaniquement, ce qui peut être contraignant et coûteux. Pour réduire ces coûts et simplifier la conception des réseaux électriques, il est nécessaire d'utiliser des limiteurs de courant de court-circuit [Caroff, 2008].

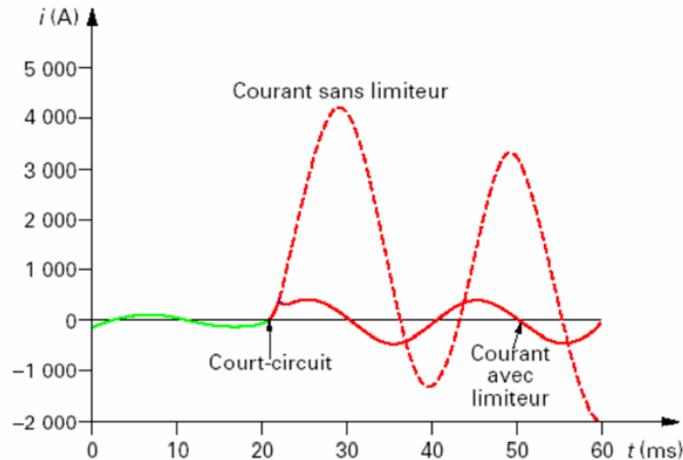


Figure I.19 – Comparaison de l'évolution du courant de court-circuit avec et sans limiteur [Cointe, 2007].

Les limiteurs de courant supraconducteurs (SFCL *Superconducting fault current limiter*) sont des dispositifs prometteurs pour la limitation de courant de défaut dans les réseaux électriques [Tixador, 2018]. En effet, ils présentent de nombreux avantages par rapport aux autres dispositifs de limitation de courant. Ils sont extrêmement rapides et peuvent réagir en quelques millisecondes [Song, 2020]. Ils sont également autonomes et ne nécessitent pas de commande externe pour fonctionner, ce qui les rend faciles à utiliser et à intégrer dans le réseau. En outre, les SFCL utilisent l'effet de transition brutale des supraconducteurs pour introduire rapidement une forte réactance en série avec le réseau en cas de défaut, ce qui permet de limiter le courant de manière efficace. Les supraconducteurs HTC sont particulièrement adaptés pour cette application en raison de leur forte non-linéarité et de leur capacité à passer rapidement de l'état supraconducteur à l'état normal lorsqu'un seuil de courant est atteint.

Les bobines supraconductrices HTC sont souvent intégrées dans les SFCL [Boenig, 1983]. Selon leur impédance de limitation de courant, on peut distinguer deux types : les SFCL résistifs et les SFCL inductifs [Shirai, 2008]. Les SFCL inductifs (L-SFCL) sont mieux adaptés aux réseaux à haute tension et à haute fréquence, car ils permettent de limiter la composante alternative du courant de défaut et de réduire la chute de tension aux défauts [Heidary, 2020], [Ahn, 2011]. En revanche, les SFCL résistifs (R-SFCL) sont plus adaptés aux réseaux à basse tension et à basse fréquence, car ils permettent de consommer l'énergie excédentaire aux défauts et de réduire la chute de tension aux défauts [Song, 2020], [Dommerque, 2010].

Au cours des dernières années, de nombreux projets ont exploité des SFCL résistifs. Les

SFCL à base de BSCCO (Bi-2212) sont les plus puissants dans cette catégorie de dispositifs [Cointe, 2007]. Nexans Superconductors a développé le limiteur de courant le plus puissant nommé CURL 10, un démonstrateur triphasé de 10 kV/ 10 MVA (figure I.20), en utilisant des enroulements bifilaires de Bi-2212 [Elschner, 2003], qui a été installé et éprouvé avec succès en 2004 sur le réseau de distribution RWE en Allemagne [Bock, 2005], [Kreutz, 2005].



Figure I.20 – Limiteur de courant supraconducteur résistif 10 kV/ 10 MVA développé par Nexans Superconductors [Bock, 2005].

• Stabilisateur de réseau DC

Les réseaux électriques embarqués sont souvent soumis à des problèmes de stabilité [Ricobono, 2012]. Nous avons réalisé au sein du laboratoire GREEN un nouveau dispositif de stabilisation passive de réseau DC appelé stabilisateur supraconducteur (SPF *Superconducting Power Filter*) [Douine, 2022], [Queval, 2017], [Trillaud, 2021]. Il présente l'avantage d'avoir une masse réduite par rapport à un stabilisateur conventionnel, pour son intégration dans un système de puissance embarqué, tels que les systèmes aéronautiques. La figure I.21 montre le circuit équivalent d'un réseau DC avec une charge de puissance constante, intégrant un stabilisateur supraconducteur représenté par une résistance effective (R_{SPF}), en série avec un filtre RLC. La stabilité du réseau DC peut être étudiée par la théorie de stabilité de Lyapunov [Goldhirsch, 1987], qui conduit à l'expression I.6 où la limite de la puissance transmise à la charge (P) s'exprime comme suit [Huang, 2016]:

$$P < \frac{(R + R_{SPF}) \cdot C}{L} U_C^2 \quad (I.6)$$

Avec, $(R + R_{SPF})$ est la résistance totale du réseau, y compris la résistance du stabilisateur, L est l'inductance totale du réseau (celle du filtre et du stabilisateur), C est la capacité du filtre et U_C est la tension aux bornes de la charge.

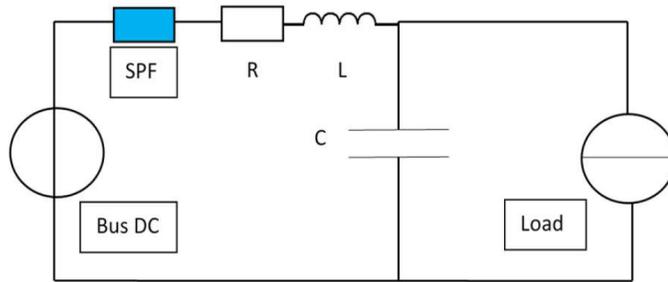
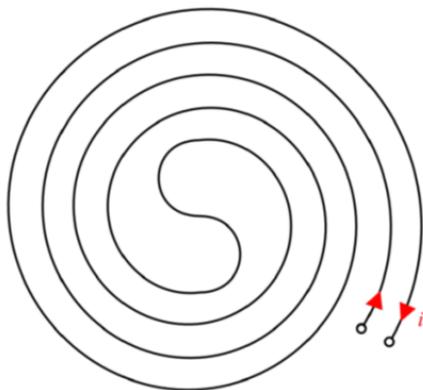


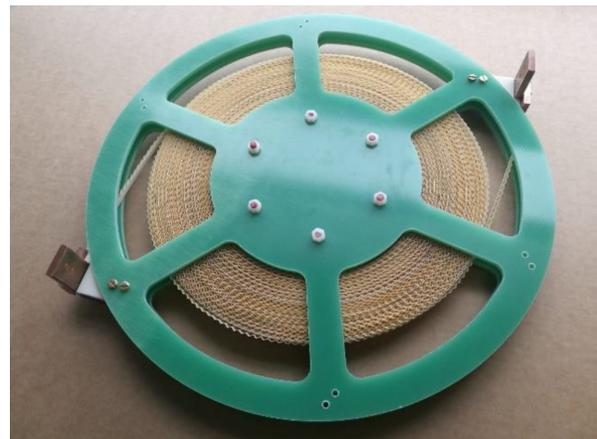
Figure I.21 – Réseau DC constitué d’une source alimentant une charge de puissance constante par l’intermédiaire d’un filtre et d’un stabilisateur supraconducteur [Douine, 2022].

Lorsque la charge augmente au-delà d’un seuil limite, toute composante alternative qui apparaît se trouve amplifiée et s’ajoute à la composante continue dans le système, le réseau devient alors instable [Huang, 2016].

Lorsque le courant est inférieur au courant critique du stabilisateur supraconducteur, les pertes dans ce dernier sont négligeable et il est complètement transparent pour le réseau. Cependant, lorsqu’une composante AC apparaît, le courant AC+DC augmente, il y a une augmentation des pertes dans le supraconducteur, et, une transition abrupte se produit autour de I_c où le supraconducteur passe à son état normal résistif, ce qui augmente sa résistance effective et stabilise ainsi le réseau (selon I.6). Il est donc important d’estimer les pertes du supraconducteur afin de dimensionner correctement ce type de dispositif. D’autre part, selon (I.6), l’inductance du système doit être minimisée. Le stabilisateur doit alors avoir l’inductance la plus faible possible. Le SPF est alors constitué d’une bobine supraconductrice non inductive, où le courant circule en sens inverse dans deux spires consécutives. Les figures I.22(a) et I.22(b) montrent respectivement une vue schématique et une photographie du SPF [Douine, 2022].



(a)



(b)

Figure I.22 – (a) Structure et (b) photographie de la bobine non-inductive HTC utilisée comme stabilisateur supraconducteur [Douine, 2022].

- **Les machines électriques**

Les machines supraconductrices occupent une place considérable dans le domaine de recherche pour les applications des supraconducteurs HTC en électrotechnique. Elles offrent de meilleures performances en termes de densité de puissance comparées aux machines électriques classiques, ce qui répond parfaitement aux besoins des systèmes embarqués en terme de compacité.

Les matériaux supraconducteurs HTC sont intégrés dans les machines électriques, sous forme de massives pour écranter ou piéger le champ magnétique, et/ou sous forme de fils bobinés pour transporter des densités de courant élevées avec des faibles pertes. En ce qui concerne l'intégration des bobines supraconductrices dans les machines, la technologie la plus répandue est la machine partiellement supraconductrice, qui s'appuie sur la structure des machines synchrones conventionnelles, à flux radial [Lévêque, 2018]. Une comparaison entre une machine synchrone classique et une machine synchrone à inducteur supraconducteur est présentée dans la figure I.23 [Dolisy, 2015].

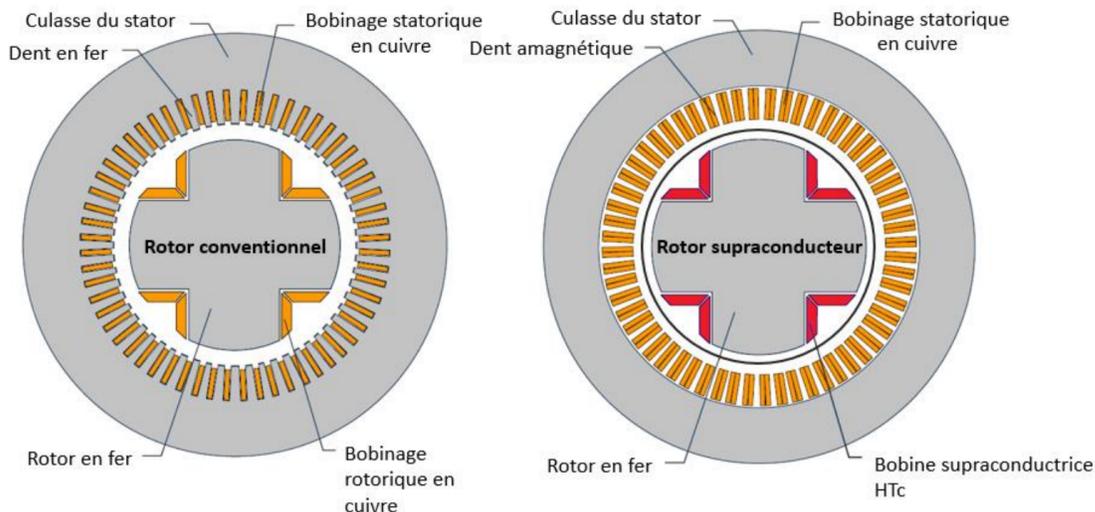


Figure I.23 – Comparaison entre une machine classique et une machine supraconductrice [Dolisy, 2015].

Dans cette structure de machine synchrone supraconductrice, le bobinage en cuivre au rotor est remplacé par un bobinage supraconducteur, et les dents ferromagnétiques par des dents amagnétiques au stator. Cela entraîne une réduction importante des pertes Joules au rotor (quasi nulles) et une diminution des pertes fer au stator. De plus, l'augmentation du champ magnétique créé par l'inducteur dans l'entrefer (augmentation de 1 T à 2 T), et l'absence de dents ferromagnétiques permettant d'augmenter la charge linéique et ainsi d'augmenter la densité de puissance de la machine, ce qui la rend plus compacte pour la même puissance (un facteur 4 de gain de compacité) [Dolisy, 2015]. Tant que la puissance de la partie cryogénique demeure très faible devant la puissance de la machine, le rendement de la machine supraconductrice est supérieur à celui d'une machine conventionnelle équivalente en puissance, car les pertes dissipées dans la machine supraconductrice, y compris celles

qui découlent du système de cryogénie, restent inférieures aux pertes de puissance dans une machine conventionnelle.

Un exemple de cette technologie est le moteur de propulsion de navire le plus puissant construit par la compagnie American Superconductors (AMSC) [Gamble, 2010]. Ce moteur possède une puissance de 36,5 MW à 120 tr/min (figure I.24). Comparé aux moteurs classiques, ce moteur a un rendement élevé et un gain de compacité (en termes de poids et de volume) supérieur à 50 %.



Figure I.24 – Le moteur supraconducteur HTC de 36.5 MW construit par AMSC [Gamble, 2010].

Les supraconducteurs offrent également la possibilité de construire de nouvelles topologies de machines électriques. Ainsi, plusieurs machines non conventionnelles ont été réalisées et testées au sein du laboratoire GREEN en utilisant des bobines supraconductrices combinées avec des massifs supraconducteurs, pour moduler ou dévier le flux magnétique [Masson, 2002], [Ailam, 2006], [Moulin, 2010], [Alhasan, 2015]. Dans le but d'aller vers le développement de machines toutes supraconductrices, un récent travail mené au GREEN [Statra, 2021] a consisté à concevoir un prototype de machine synchrone à flux axial où l'induit est composé des bobines supraconductrices HTC en BSCCO (figure I.25). La machine a été testée avec succès en mode générateur.

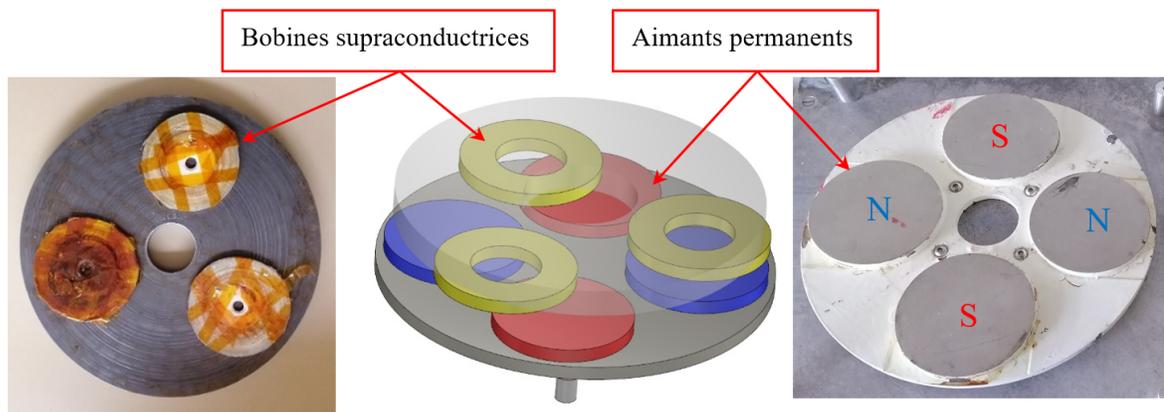


Figure I.25 – Prototype d'une machine avec un induit composé des bobines supraconductrices HTC et un inducteur à aimants permanents [Statra, 2021].

• Les systèmes de stockage d'énergie SMES

Un système de stockage d'énergie magnétique supraconducteur (SMES *Superconducting Magnetic Energy Storage*) est un dispositif utilisant les supraconducteurs pour stocker de l'énergie magnétique. Ils sont généralement constitués des bobines supraconductrices et d'un système de commande permettant de charger et décharger le SMES [Han, 2013].

Pour stocker de l'énergie dans un SMES, un courant électrique continu est injecté dans la bobine supraconductrice, ce qui permet de créer un champ magnétique qui est stocké dans la bobine qui est mise en court-circuit après l'injection du courant. En raison de l'absence de résistivité électrique, le courant ne diminue pas dans la bobine supraconductrice lorsqu'elle est chargée. Pour restituer l'énergie stockée, le champ magnétique stocké est converti en courant électrique grâce à un dispositif de commande, pour alimenter les appareils électriques. Le processus de charge et de décharge d'un SMES est très rapide, ce qui est particulièrement utile dans les applications nécessitant une réponse rapide [Morandi, 2015].

Les SMES peuvent s'intégrer dans des diverses applications, notamment dans les systèmes de régulation de fréquence et de stabilisation de tension des réseaux électriques [Ngamroo, 2007]. Ils présentent de nombreux avantages par rapport aux autres technologies de stockage d'énergie, en particulier une faible perte d'énergie, une durée de vie longue, un rendement élevé et une grande capacité de charge/décharge [Morandi, 2015].

Un exemple d'un démonstrateur SMES composé de deux bobines supraconductrices contenant 28 galettes enroulées avec du ruban BSCCO (Bi-2212) est présenté dans la figure I.26. Ce SMES a été réalisé dans le cadre d'un projet en partenariat entre la Délégation Générale pour l'Armement (DGA) et Nexans [Badel, 2010].

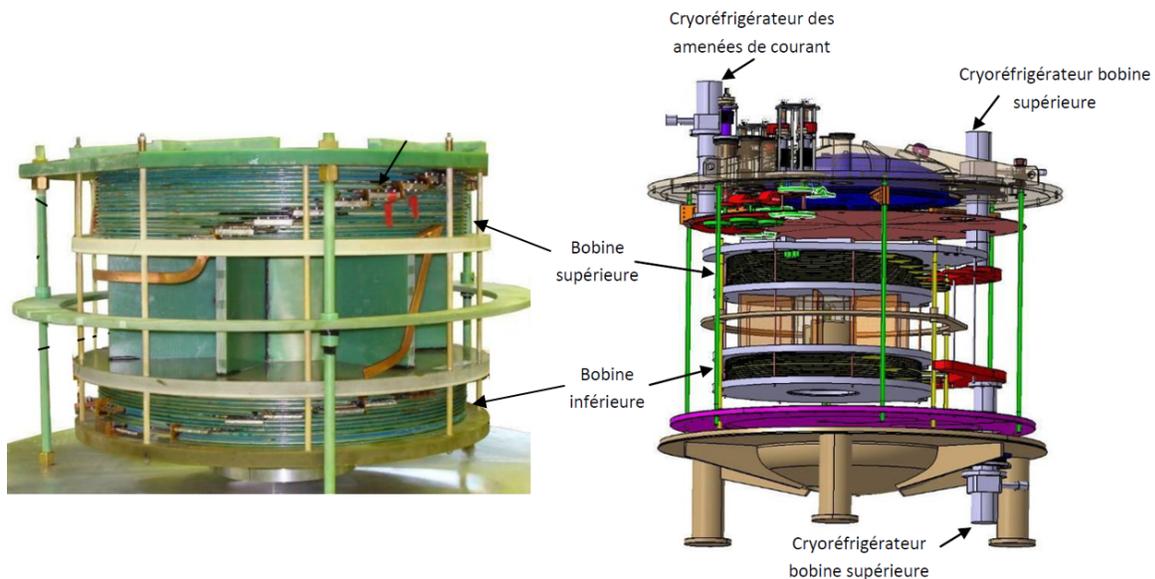


Figure I.26 – Démonstrateur SMES ayant deux bobines supraconductrices HTC [Badel, 2010].

I.4 Caractérisation expérimentale des propriétés électromagnétiques des supraconducteurs

La caractérisation des matériaux supraconducteurs HTC pour leur intégration dans les systèmes de puissance est cruciale. Elle concerne la détermination des propriétés électromagnétiques locales et globales telles que le courant critique et les pertes dissipées en courant alternatif (AC) dans différentes configurations. Cela permet de comprendre le comportement du matériau dans différentes situations et de l'utiliser de manière optimale dans un système de puissance.

Il existe deux principales méthodes pour mesurer le courant critique et les pertes AC dans les supraconducteurs : la méthode électrique et la méthode magnétique. Cette partie fournit une brève description des caractéristiques, des avantages et des inconvénients de chaque méthode. La méthode électrique est décrite plus en détails dans le chapitre II.

I.4.1 Détermination du courant critique

- **Méthode électrique**

La méthode de mesure à quatre points est la plus fréquemment utilisée pour mesurer le courant critique I_c d'un élément supraconducteur immergé dans un bain cryogénique [Kikegawa, 2005], [Zhu, 2013]. Elle consiste à alimenter le supraconducteur par un courant de transport continu (I) et mesurer la différence de potentiel (U) à ses bornes à l'aide d'un nano voltmètre. On trouve ainsi une relation $U(I)$, c'est pourquoi cette technique de mesure est aussi appelée méthode résistive [Matsushita, 2007]. Le courant critique est mesuré à partir de la courbe $U(I)$, en se basant sur un critère de champ électrique critique ($E_c = 1\mu V/cm$ pour les SHTC) [Statra, 2020], [Statra, 2022].

Cette méthode est simple et facile à mettre en œuvre. Cependant, elle repose sur l'hypothèse que la densité de courant critique J_c et le champ électrique critique E_c sont uniformément répartis dans la section du supraconducteur pour déterminer la loi $E(J)$; les résultats obtenus, à partir de ces mesures, ne correspondent, de ce fait, pas aux valeurs locales réelles des grandeurs E et J [Leclerc, 2013].

- **Méthode magnétique**

La méthode magnétique permet de déterminer la densité de courant critique d'un supraconducteur. Elle consiste à appliquer un champ magnétique (H) à un échantillon supraconducteur, et à mesurer le moment magnétique (M). Cette mesure permet de tracer la courbe d'aimantation $M(H)$ en utilisant un dispositif de mesure de champ magnétique telle qu'un magnétomètre à SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) [Zhang, 2010] ou un magnétomètre à échantillon vibrant VSM (vibrating sample magnetometer) [Staines, 1998].

La relation entre M et H est généralement décrite par le modèle de Bean. Il établit une relation entre $J_c(H)$ et $\Delta M(H)$, ce qui permet d'identifier la densité critique de l'échantillon J_c en fonction du champ magnétique comme suit :

$$J_c(B = \mu_0 \cdot H) = k \cdot \Delta M(H) \quad (\text{I.7})$$

Où $\Delta M(H)$ correspond à la différence entre l'aimantation du supraconducteur dans le cas d'un champ magnétique décroissant et dans le cas d'un champ croissant (figure I.18), et k est une constante dépendante de la forme géométrique de l'échantillon [Douine, 2010], [Ntichi, 2009]. Cependant, certaines hypothèses sont faites dans le cadre de la méthode magnétique, telles que, J_c est supposé être constant et indépendant de H [Bean, 1964], ce qui n'est pas réaliste en raison de la variation du champ local dans la section du supraconducteur. En outre, cette méthode est limitée aux forts champs magnétiques où le courant pénètre complètement dans le supraconducteur, ce qui n'est pas valable à des faibles valeurs de champ [Leclerc, 2013].

L'un des principaux avantages de la méthode magnétique pour déterminer la densité de courant critique J_c d'un supraconducteur est qu'elle ne nécessite pas de contact électrique avec l'échantillon, ce qui permet d'éviter d'apporter de la chaleur à l'échantillon et de perturber son état de supraconductivité. En plus, elle peut être également utilisée pour mesurer J_c dans des champs magnétiques externes très élevés grâce aux dispositifs de mesure utilisés. Cependant, la méthode magnétique présente plusieurs inconvénients tels que sa limite d'applicabilité aux échantillons de faible taille et les hypothèses fortes qu'elle nécessite pour déterminer J_c . De plus, elle peut être relativement lente, particulièrement lorsqu'elle est utilisée avec des dispositifs de mesure de champ ayant une haute sensibilité, qui peuvent nécessiter des temps de mesure plus longs pour atteindre une précision suffisante [Matsushita, 2007].

I.4.2 Mesure des pertes AC

• Méthode électrique

La méthode électrique est généralement utilisée pour mesurer les pertes dissipées dans un matériau supraconducteur en champ propre, c'est à dire lorsqu'elles sont causées par le passage d'un courant de transport. Ces pertes sont obtenues en multipliant le courant de transport et la tension mesurée aux bornes du supraconducteur, et en moyennant le résultat sur une période de temps.

Les pertes sont identifiées à l'aide de deux types de mesures selon la forme du signal courant appliqué :

- Par l'utilisation d'un amplificateur à détection synchrone

Les pertes AC dissipées dans le supraconducteur sont déterminées à l'aide d'un voltmètre à détection synchrone, dans le cas où la source d'alimentation fournit un courant à variation

sinusoïdale dans le temps. Seule la composante fondamentale de la tension mesurée (U_{1eff}) contribue aux pertes AC. La détection synchrone utilise le courant de transport comme signal de référence et produit, à sa sortie, les composantes en phase ($U_{1eff} \cos \varphi_1$) et en quadrature ($U_{1eff} \sin \varphi_1$) de la tension fondamentale. Les pertes AC sont alors calculées comme suit :

$$P = I_{eff} U_{1eff} \cos \varphi_1 \quad (I.8)$$

Cette méthode est la plus adoptée dans la littérature [Jang, 2005], [Grilli, 2007], [Nguyen, 2009]. Elle est simple à mettre en œuvre et fiable pour la mesure des signaux de très faible amplitude car elle permet d'amplifier le signal à mesurer (pertes AC) tout en filtrant le bruit de fond qui peuvent interférer avec la précision de la mesure. Cependant, il faut tenir compte de certaines précautions pour garantir la qualité de la mesure, comme s'assurer que le cryostat et l'espace autour de l'élément supraconducteur sont exempts de pièces conductrices qui pourraient interférer avec la mesure [Daffix, 1996].

- Par l'utilisation d'un oscilloscope

Les pertes AC peuvent être mesurées à l'aide d'un oscilloscope quelque soit la forme du signal courant de transport (sinusoïdal ou pas) [Fukui, 2011], [De Bruyn, 2017]. La valeur moyenne des pertes AC est obtenue tout en intégrant numériquement le produit du courant avec la tension comme suit :

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T u(t) \times i(t) dt \quad (I.9)$$

• Méthode magnétique

Des pertes électriques appelées pertes de magnétisation se produisent dans les matériaux supraconducteurs lorsqu'ils sont exposés à des champs magnétiques variables. Ces pertes sont proportionnelles à la surface de l'hystérésis parcourue. Il est de ce fait possible de mesurer ces pertes en étudiant la magnétisation dans le matériau supraconducteur. Dans ce qui suit est décrite une méthode de mesure basée sur l'utilisation de deux bobines de même géométrie : une bobine de détection (pick-up coil) et une bobine de compensation (figure I.27). La bobine de détection est généralement placée à côté de l'échantillon supraconducteur, c'est-à-dire dans le champ magnétique proche de l'échantillon. Elle détecte la variation du champ magnétique total, qui représente la somme du champ magnétique externe appliqué ($\mu_0 H_a$) et du champ magnétique interne ou champ de magnétisation dans le supraconducteur ($\mu_0 M$). La bobine de compensation est placée à une distance suffisante de l'échantillon supraconducteur, de manière à détecter uniquement la variation du champ magnétique appliqué ($\mu_0 H_a$). En soustrayant la tension mesurée par la bobine de compensation à celle mesurée par la bobine de détection, nous obtenons la tension due à la variation de la magnétisation dans le supraconducteur [Martínez, 2010] :

$$B - \mu_0 H_a = \mu_0 M \quad (I.10)$$

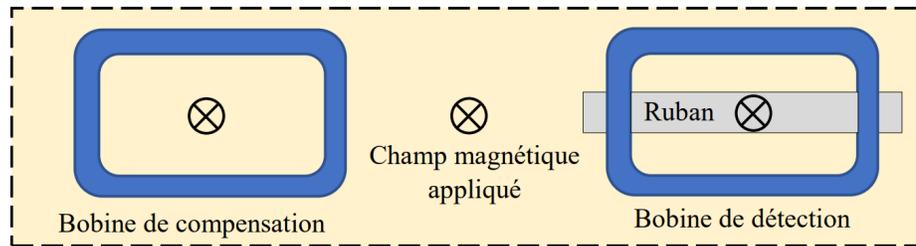


Figure I.27 – Méthode magnétique pour la mesure des pertes en utilisant des bobines de détection et de compensation [Martínez, 2010].

Pour garantir une mesure précise des pertes par hystérésis dans un matériau supraconducteur, il est nécessaire de calibrer le système. Pour ce faire, le supraconducteur est retiré du banc d'essai. Cela permet de constater que le champ de magnétisation dans l'échantillon est nul et que la tension mesurée par la bobine de détection est uniquement due au champ magnétique appliqué ($\mu_0 H_a$). En comparant les tensions mesurées par les deux bobines, nous pouvons vérifier si le système est correctement calibré en obtenant une tension nulle [Oomen, 2001].

La méthode de mesure de la magnétisation dans les matériaux supraconducteurs permet d'obtenir des informations supplémentaires sur les propriétés physiques de ces matériaux. En utilisant des champs magnétiques externes de différentes intensités et en mesurant la magnétisation dans l'échantillon, nous pouvons déterminer les valeurs des champs critiques et de densité de courant critiques [Gömöry, 1997], [Kirsch, 2013].

La combinaison des méthodes magnétique et électrique est souvent utilisée pour quantifier les pertes dans un ruban supraconducteur en courant alternatif et exposé à un champ magnétique externe. Cette combinaison permet de mesurer les pertes électriques qui se produisent dans le ruban, ainsi que les pertes par hystérésis liées aux variations du champ magnétique externe [Wang, 2014], [Rabbers, 1999].

I.5 Modélisation électromagnétique des supraconducteurs HTC

Pour prédire avec précision les performances des matériaux supraconducteurs HTC dans les dispositifs de puissance, il est crucial de développer des approches de modélisation réalistes et fiables pour analyser leur comportement, dimensionner et optimiser les systèmes qui les intègrent.

En raison de leurs propriétés électromagnétiques et structurales complexes, la modélisation des matériaux supraconducteurs HTC est particulièrement délicate, et nécessite souvent des approches numériques, sauf pour les cas les plus simples où une modélisation analytique est possible.

Cette partie donne un aperçu des différentes approches de modélisation électromagnétique des matériaux supraconducteurs HTC dans leurs systèmes.

I.5.1 Rappel des équations de Maxwell

Les équations de Maxwell relient les grandeurs électriques et magnétiques pour décrire tous les phénomènes électromagnétiques, y compris ceux observés dans les matériaux supraconducteurs. Dans le régime quasi-statique où les courants de déplacement sont négligeables devant les courants de conduction, les équations de Maxwell s'expriment comme suit :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I.11})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} \quad (\text{I.12})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{I.13})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0 \quad (\text{I.14})$$

Les lois constitutives qui définissent les propriétés des supraconducteurs permettent de décrire leur comportement électromagnétique. En les associant aux équations de Maxwell, nous pouvons élucider la façon dont ces matériaux interagissent macroscopiquement avec les champs électriques et magnétiques :

La variation non-linéaire du champ électrique \vec{E} en fonction de la densité de courant \vec{J} dans les supraconducteurs HTC est généralement représentée par la loi en puissance (relation I.1).

Au dessus du premier champ magnétique critique (H_{c1}), la perméabilité des supraconducteurs de type II est souvent considérée comme égale à celle du vide : $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$.

I.5.2 Différentes approches de modélisation

Il existe différentes approches pour la modélisation des supraconducteurs HTC. Dans cette partie, nous allons examiner de manière non exhaustive les différentes approches qui peuvent être classées en trois catégories : analytiques, semi-analytiques et numériques.

I.5.2.1 Modèles analytiques

Sous certaines hypothèses simplificatrices, et pour des géométries simples, des modèles analytiques, à grandeurs globales ou locales, ont été développés pour l'évaluation de la pénétration du champ électromagnétique dans les supraconducteurs afin d'évaluer les pertes en champs propre et appliqué [Norris, 1970], [Campbell, 1982], [Carr Jr, 2001], [Lehtonen, 1999],

[Mangin, 2017] ... La caractéristique électrique du supraconducteur est représentée par le modèle de Bean, où la transition entre l'état supraconducteur et l'état normal est brutale (discontinuité à $J = J_c$), ce qui n'est pas vraiment représentatif des supraconducteurs HTC, caractérisés par une transition continue mais fortement non-linéaire. Cependant, l'expérience montre qu'ils sont assez représentatifs de la réalité, notamment pour ce qui est de l'évaluation des pertes en champ propre dans les rubans supraconducteurs données par les modèles de Norris que nous avons largement exploités dans nos travaux et que nous rappelons dans cette partie.

Norris a proposé deux formules analytiques pour estimer les pertes par hystérésis dans un ruban supraconducteur de type II de longueur infinie, de sections elliptique et rectangulaire. Ces formules sont données par I.15 et I.16 [Norris, 1970].

- **Supraconducteur de section elliptique**

$$P_{ellipse} = f \left(\frac{\mu_0 I_c^2}{\pi} \right) \left[(1-i) \ln(1-i) + (2-i) \frac{i}{2} \right] \quad (\text{I.15})$$

- **Supraconducteur de section rectangulaire**

$$P_{rectangle} = f \left(\frac{\mu_0 I_c^2}{\pi} \right) \left[(1-i) \ln(1-i) + (1+i) \ln(1+i) - i^2 \right] \quad (\text{I.16})$$

Avec $i = I_m/I_c$ où I_m est l'amplitude du courant de transport et I_c est le courant critique du supraconducteur. Les pertes sont exprimées en [W/m].

- **Supraconducteur de section cylindrique**

Dans le même esprit, une autre formule analytique (équation I.17) a été développée dans [Douine, 2001] pour le calcul des pertes AC en champ propre, dans un cylindre supraconducteur de longueur L , de rayon R et de section S .

$$P_{cylindre} = f \mu_0 S L R^2 J_c^2 \left[i - \frac{i^2}{2} + (1-i) \ln(1-i) \right] \quad (\text{I.17})$$

Ces trois formules sont valides en champ propre lorsque l'amplitude du courant de transport est inférieur au courant critique.

I.5.2.2 Modèles numériques

Les modèles analytiques n'ont que des applications limitées à des échantillons de formes simples, et, la modélisation numérique est souvent incontournable pour la conception des dispositifs supraconducteurs HTC en raison de la complexité des géométries et des phénomènes physiques impliqués. Elle permet d'étudier le comportement électromagnétique et thermique

de ces matériaux en régime transitoire et permanent, en utilisant des équations aux dérivées partielles issues des formulations électromagnétiques avec une grande précision. La plupart des modèles numériques des supraconducteurs HTC ont principalement été développés dans le but de calculer les pertes AC dans diverses conditions de fonctionnement. Ces modèles prennent en compte la relation non-linéaire de la loi en puissance et l'inhomogénéité de la densité de courant dans le matériau, ainsi que la dépendance de la densité de courant au champ magnétique et à la température qui peuvent avoir un impact significatif sur le comportement électromagnétique des dispositifs. Contrairement aux modèles analytiques, les modèles numériques permettent de représenter de manière précise les géométries réelles des systèmes modélisés en 2D ou 3D.

La méthode des éléments finis est l'une des méthodes numériques la plus couramment utilisée pour la modélisation des supraconducteurs HTC, car elle permet de représenter efficacement les géométries complexes et les conditions aux limites [Grilli, 2005] [Sirois, 2015], [Sizov, 2011].

Il existe plusieurs formulations électromagnétiques pour modéliser les supraconducteurs HTC basées sur les équations de Maxwell [Grilli, 2016]. Dans cette section, les formulations les plus fréquemment utilisées dans la communauté et adaptées aux applications des supraconducteurs HTC, sont présentées. Le choix de la formulation appropriée dépend des exigences spécifiques du modèle, telles que sa complexité, sa rapidité, la précision recherchée, la taille du système modélisé, entre autres.

- **Formulation $A - V$**

La formulation $A - V$ est la plus répandue pour la modélisation du champ électromagnétique dans les dispositifs électrotechniques. Elle utilise le potentiel vecteur magnétique \vec{A} et le potentiel scalaire électrique V [Coulomb, 1981], [Biro, 1989] définis par :

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad ; \quad \vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{\nabla} V \quad (\text{I.18})$$

En combinant les équations exprimées dans I.18 avec l'équation de Maxwell-Ampère I.12, on obtient les équations suivantes :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \times \vec{A} \right) + \sigma(E) \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \vec{\nabla} V \right) &= \vec{0} \\ \vec{\nabla} \cdot \left\{ \sigma(E) \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \vec{\nabla} V \right) \right\} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{I.19})$$

Elle est basée sur une propriété fondamentale de l'électromagnétisme qui est la conservation du flux magnétique ($\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$). Elle prend également en compte la source de tension. Elle est particulièrement adaptée pour résoudre les problèmes 2D, car elle permet de simplifier le champ vectoriel \vec{A} en utilisant une quantité scalaire. Cependant, la formulation $A - V$ présente certaines contraintes, notamment pour les problèmes en 3D où l'imposition explicite

de la conservation du courant peut entraîner des difficultés de convergence pour certains cas.

Lorsque la courbe de loi en puissance est très raide où les valeurs de l'exposant n sont importantes ($n \geq 25$), des instabilités numériques peuvent survenir, notamment lors du calcul de la dérivée du potentiel vecteur magnétique par rapport au temps ($\frac{\partial A}{\partial t}$) [Vinot, 2000]. En outre, cette formulation utilise une loi $J(E) = \sigma E$ qui est moins courante que la loi $E(J) = \rho J$, ce qui peut également causer des problèmes de convergence [Vinot, 2000], [Costa, 2003].

- **Formulation en H**

La formulation en champ magnétique \vec{H} est la plus couramment utilisée pour la modélisation des supraconducteurs HTC, en raison de sa capacité à conserver de manière naturelle le courant électrique et à utiliser une loi $E(J)$, ce qui facilite la convergence [Brambilla, 2006], [Song, 2018]. Cependant, la conservation du flux magnétique doit être imposée explicitement. En combinant l'équation de Maxwell – Faraday (I.11) avec Maxwell – Ampère (I.12), nous obtenons la relation suivante :

$$\vec{\nabla} \times (\rho(J)\vec{\nabla} \times \vec{H}) + \mu \left(\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{H}_0}{\partial t} \right) = \vec{0} \quad (\text{I.20})$$

Avec H_0 est le champ magnétique appliqué au matériau. La mise en œuvre de la formulation H est relativement simple et est disponible dans différents types de logiciels de calcul numérique comme Comsol Multiphysics.

Cette formulation présente un inconvénient majeur dans le traitement des régions non conductrices. Ainsi, pour éviter tout problème de convergence, il est nécessaire de modéliser l'air avec une résistivité très élevée, généralement d'environ $1 \Omega m$ ou $0.001 \Omega m$ [Stenvall, 2014]. Cependant, cette résistivité finie entraîne des conséquences importantes sur la modélisation, notamment l'apparition des courants non-physiques dans l'air en 2D (lorsqu'un champ magnétique et un courant de transport sont appliqués) et en 3D, où la répartition du courant est incontrôlable à l'intérieur du domaine [Stenvall, 2014].

- **Formulation $T - \phi$**

La formulation $T - \phi$ est basée sur l'utilisation du potentiel vecteur électrique \vec{T} et du potentiel scalaire magnétique ϕ [Bouillault, 1990], [Bouillault, 1992], [Stenvall, 2010].

$$\vec{J} = \vec{\nabla} \times \vec{T} \quad ; \quad \vec{H} = \vec{T} - \vec{\nabla} \phi + \vec{T}_0 \quad (\text{I.21})$$

Cette formulation, comme la formulation en H, assure la conservation du courant électrique de manière naturelle, tandis que la conservation du flux magnétique doit être imposée explicitement. En combinant les équations dans I.21 avec Maxwell-Faraday I.11 et Maxwell-Gauss I.13, nous obtenons :

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \left(\rho(J) \vec{\nabla} \times \left(\vec{T} + \vec{T}_0 \right) \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left(\mu \left(\vec{T} - \vec{\nabla} \phi + \vec{T}_0 \right) \right) &= \vec{0} \\ \vec{\nabla} \cdot \left(\mu \left(\vec{T} - \vec{\nabla} \phi + \vec{T}_0 \right) \right) &= 0\end{aligned}\tag{I.22}$$

Avec \vec{T}_0 est le potentiel vecteur électrique lié à la source de courant.

Cette formulation est particulièrement appropriée pour modéliser les propriétés électromagnétiques des supraconducteurs HTC où la non-linéarité électrique peut devenir importante (jusqu'à $n = 500$) [Pratap, 2015]. Elle se base sur une loi $E(J)$ plutôt que $J(E)$, ce qui améliore la convergence. En utilisant cette formulation, il est possible de limiter les variables à résoudre dans les régions non conductrices, en ne considérant que le potentiel scalaire magnétique, ce qui permet de simplifier les calculs et d'optimiser les performances. Néanmoins, elle est plus complexe à mettre en œuvre par rapport aux autres formulations.

- **Formulation $T - A$**

La formulation $T - A$ combine les avantages de la formulation en potentiel vecteur électrique \vec{T} dans les régions supraconductrices et de la formulation en potentiel vecteur magnétique \vec{A} dans tout l'espace [Albanese, 1985], [Liang, 2017].

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad ; \quad \vec{J} = \vec{\nabla} \times \vec{T}\tag{I.23}$$

A partir de ces relations et des équations de Maxwell, nous obtenons:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \times \vec{A} \right) &= \vec{J} \\ \vec{\nabla} \times \left(\rho(J) \vec{\nabla} \times \vec{T} \right) &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\end{aligned}\tag{I.24}$$

Cette formulation garantit la conservation naturelle du courant et du champ magnétique, améliorant ainsi la convergence des calculs. Elle est également adaptée pour les problèmes 3D et pour les cas où la non-linéarité électrique est importante. Cependant, elle est plus complexe à mettre en œuvre car elle requiert la résolution simultanée de deux systèmes d'équations pour les deux potentiels vectoriels, ce qui rend les calculs plus coûteux en temps et en mémoire.

I.5.2.3 Modèles semi-analytiques

Face aux limites des modèles analytiques et à la complexité des modèles numériques, les modèles semi-analytiques offrent souvent un meilleur compromis entre précision et temps de calcul. Ils permettent de traiter des problèmes plus complexes que les modèles analytiques mais en étant plus rapides et moins coûteux en termes de temps de calcul que les modèles numériques. Les méthodes intégrales qui font partie des méthodes semi-analytiques, sont

utilisées pour évaluer les champs et les potentiels.

Elles exploitent le noyau de Green [Green, 1889], qui est une solution élémentaire d'une équation aux dérivées partielles (EDP) linéaire à coefficients constants, avec une source impulsionnelle. Pour l'équation de Laplace, l'EDP est souvent de la forme : $\Delta G(\vec{r}, \vec{r}') = \delta(\vec{r}, \vec{r}')$. L'expression du noyau de Green dépendra alors de l'opérateur différentiel appliqué, ainsi que des coordonnées spatiales utilisées. Une fois le noyau de Green obtenu, la solution d'une équation de type : $\Delta X(\vec{r}, \vec{r}') = s(\vec{r}, \vec{r}')$, où X est la variable recherchée, et s la source, s'écrit comme suit :

$$X(\vec{r}) = \int_{\Omega} G(\vec{r}, \vec{r}') s(\vec{r}') d\Omega \quad (\text{I.25})$$

Elles sont plus appropriées que les méthodes différentielles dans le cas de systèmes multi-échelles ou avec des sources distribuées, comme les bobines supraconductrices HTC, car elles limitent la discrétisation aux parties actives du système [Statra, 2019]. Cependant, ces méthodes peuvent entraîner des problèmes de matrices pleines et des singularités à la source, requérant un traitement spécifique. Toutefois, ces matrices intégrales ne dépendent que de la géométrie du système, leur génération n'est effectuée qu'une seule fois et elles peuvent ensuite être directement réutilisées pour tous les calculs ultérieurs.

Les modèles semi-analytiques sont utilisées pour résoudre des problèmes en DC ou AC pour des systèmes en 1D, 2D ou 3D. Un des exemples est le modèle de Brandt qui est un modèle semi-analytique basé sur une méthode intégrale qui permet d'évaluer les propriétés électromagnétiques des supraconducteurs telles que la répartition du courant et les pertes AC en 2D, en prenant compte la non-linéarité de la loi $E(J)$ [Brandt, 1994]. Cependant la principale limitation de cette approche est le manque de flexibilité pour traiter des géométries complexes, puisqu'elle repose sur une discrétisation des supraconducteurs en éléments rectangulaires. Pour contourner cette limitation, un nouveau modèle basé sur une discrétisation en éléments triangulaires en 2D a été proposé dans [Sirois, 2007]. Une comparaison entre cette dernière approche avec la méthode des éléments finis est présentée dans [Sirois, 2009].

Des formulations intégro-différentielles basées sur le potentiel vecteur électrique ont été également proposées dans le but de traiter l'anisotropie électrique et la non-linéarité dans les problèmes 3D [Menana, 2009], [Menana, 2020].

I.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons abordé les propriétés fondamentales des supraconducteurs, en mettant l'accent sur les supraconducteurs HTC et leur potentiel d'utilisation en énergie électrique. La caractérisation de ces matériaux, qui consiste de déterminer leurs propriétés électromagnétiques, est cruciale pour la conception des dispositifs et leur intégration dans les systèmes de puissance. En conséquence, il est primordial de développer des techniques et des modèles performants et réalistes pour la caractérisation des supraconducteurs HTC.

Dans ce contexte, cette thèse vise à étudier en profondeur la caractérisation et la modélisation des bobines supraconductrices HTC pour des applications en énergie électrique.

Le deuxième chapitre porte alors sur la caractérisation expérimentale de différentes structures de bobines supraconductrices HTC réalisées à base de 1G et 2G sous différentes conditions d'utilisation. La méthode électrique est adoptée pour caractériser ces bobines afin de déterminer leurs paramètres électromagnétiques en DC et AC.

Chapitre II

Caractérisation expérimentale des bobines supraconductrices HTC

II.1 Introduction

Les bobines supraconductrices sont les structures de base de la plupart des applications des SHTC en énergie électrique (moteurs, stockage d'énergie, limiteurs de courants ...). La capacité des supraconducteurs HTC à supporter des densités de courant élevés sans pertes électriques significatives, permet la conception des bobines plus compactes et plus légères, améliorant ainsi les performances énergétiques des dispositifs utilisant ces bobines. Cependant, pour pouvoir dimensionner efficacement un dispositif, il est nécessaire de connaître les propriétés électromagnétiques des matériaux supraconducteurs utilisés, au sein même des structures qu'ils constituent (bobines dans ce cas), car, la forme géométrique influe sur la répartition du champ magnétique qui influe à son tour sur la densité de courant critique.

Le courant critique est un paramètre clé pour évaluer les performances des bobines supraconductrices, notamment pour les applications en électrotechnique. Les facteurs tels que le champ magnétique, la température, la géométrie de la bobine et les contraintes mécaniques peuvent avoir un impact significatif sur le courant critique de ces bobines. Il est donc crucial de prendre en compte ces facteurs lors de la conception et de l'optimisation des systèmes supraconducteurs pour maximiser leurs performances. Il est alors important de disposer de méthodes de mesure précises et fiables pour la détermination du courant critique.

La détermination des pertes électromagnétiques en régime variable est un aspect essentiel de la caractérisation des bobines supraconductrices HTC. Ces dernières peuvent présenter des pertes relativement importantes lorsqu'elles sont alimentées par des courants variables dans le temps ou soumises à des champs magnétiques variables. Il existe plusieurs facteurs qui peuvent avoir un impact sur les pertes AC de ces bobines, notamment les propriétés électromagnétiques des supraconducteurs, la géométrie des filaments constituant les rubans supraconducteurs HTC de première génération, ainsi que le type des matériaux utilisés pour la matrice ou couches conductrices normales pour les rubans 1G et 2G. Les pertes AC dépendent également de l'amplitude et de la fréquence du courant de transport et du champ magnétique. Les pertes entraînent une augmentation de la puissance nécessaire au refroidissement, c'est pourquoi il est crucial de comprendre le mécanisme du développement des pertes pour optimiser le dimensionnement cryogénique des dispositifs supraconducteurs. La mesure précise des pertes AC est alors nécessaire pour optimiser les performances de ces dispositifs et pour évaluer leur efficacité énergétique.

Il est également important de caractériser le comportement non-linéaire de paramètres globaux tels que l'inductance des bobines supraconductrices, car cela peut avoir une influence significative sur les performances dynamiques des systèmes de puissance. Il existe peu de travaux consacrés à ce type de caractérisation.

Dans ce chapitre, nous allons dans un premier temps, présenter les verrous techniques liés à la réalisation de bobines supraconductrices et au caractère délicat des mesures effectuées. Nous présentons ensuite l'environnement expérimental et la démarche adoptée pour la réalisation et la caractérisation de différentes structures de bobines supraconductrices refroidies à la température de l'azote liquide (77K), en soulignant les précautions à prendre lors de

la réalisation des bobines. Il s'en suit une description de la méthode électrique utilisée pour caractériser les bobines, sous différents régimes d'alimentation (DC, AC, AC+DC) et à différentes fréquences. Les résultats de caractérisation en champ propre sont alors présentés et analysés.

II.2 Contraintes liées aux mesures des propriétés électromagnétiques des supraconducteurs HTC

L'utilisation des matériaux supraconducteurs HTC nécessite des précautions spécifiques en raison de leur relative fragilité et leur sensibilité à l'environnement. Ainsi, il est important de tenir compte des contraintes mécaniques (rayon de courbure maximal) et thermiques lors de la réalisation des bobines supraconductrices. Il est notamment très délicat de réaliser des soudures au niveau des amenées de courants et celles aux niveaux des prises de potentiels.

La première spécificité de mesures en supraconductivité est la cryogénie qui un élément clé pour maintenir les matériaux à des températures extrêmement basses, souvent atteintes en utilisant des liquides cryogéniques tels que l'azote liquide ou l'hélium liquide.

Les supraconducteurs possèdent une résistivité négligeable à basse température, par conséquent, il est nécessaire d'utiliser une instrumentation spécifique pour mesurer ces faibles tensions avec précision. Les nano-voltmètres sont souvent utilisés en raison de leur sensibilité élevée et leur faible bruit de fond pour les mesures à faible tension.

En outre, les niveaux de courant sont généralement élevés, ce qui peut causer des perturbations par rayonnement électromagnétique générées par les alimentations de puissance dans les mesures de tension aux bornes du matériau supraconducteur. Pour limiter ces effets, des stratégies de mesure, telles que le torsadage des fils, le blindage des câbles et des équipements, doivent être mises en œuvre. Les sources de bruit électromagnétique ne se limitent pas aux alimentations de puissance, le réseau et les appareils électriques peuvent également en émettre affectant ainsi les mesures de tension.

Pendant la caractérisation DC, plusieurs phénomènes perturbent la mesure du courant critique. Tout d'abord l'effet thermoélectrique dit effet Seebeck s'ajoute à la tension moyenne mesurée. De plus, lorsque le courant appliqué dépasse significativement le courant critique du matériau supraconducteur, les effets thermiques peuvent entraîner des pertes dans le matériau et des échauffements à la jonction entre le ruban supraconducteur et les amenées de courant en cuivre. Ces pertes peuvent affecter les mesures en supraconductivité, prévenir des mesures isothermes et même endommager le supraconducteur. La résistance de contact supra-cuivre peut également contribuer à ces effets thermiques en ajoutant une résistance supplémentaire à la jonction. Il est donc crucial de minimiser la résistance de contact en utilisant des amenées de courant adaptées.

Lors de la caractérisation en courant alternatif, il est nécessaire de prendre en compte les différents facteurs qui peuvent influencer sur les mesures. La présence des matériaux ferromagnétiques est un facteur important car ils peuvent interférer avec les mesures en créant

des pertes supplémentaires lorsqu'ils sont à proximité de l'élément supraconducteur. Il est donc préférable de les éloigner pour éviter ce problème. Un autre facteur qui peut améliorer la précision des mesures est d'éviter la mesure à la fréquence de 50 Hz (fréquence du réseau) et de ces multiples du fait de la présence du bruit 50 Hz. Lors de la mesure des pertes par une détection synchrone, la partie de la tension mesurée en phase avec le courant appliqué est quelques centaines de fois inférieure à sa partie inductive, ce qui impose parfois l'utilisation d'un système de compensation de cette dernière.

II.3 Réalisation des bobines supraconductrices HTC

Dans cette partie, nous présentons la méthode utilisée pour la fabrication de différentes structures de bobines supraconductrices HTC pour leur caractérisation. Elles sont réalisées à partir de rubans de première génération (1G) et de deuxième génération (2G).

II.3.1 Description des rubans HTC utilisés

II.3.1.1 Ruban de première génération (1G)

Les rubans supraconducteurs HTC de première génération ayant des filaments de BSCCO immergés dans une matrice d'argent sont de plus en plus populaires et présentent des propriétés supraconductrices exceptionnelles, notamment une température critique élevée et une densité de courant élevée.

Dans ce travail, nous avons utilisé deux types de rubans 1G fournis par le fabricant Sumitomo Electric : Le Dynamically Innovative BSCCO (DI-BSCCO) type H (High current density) et le type AC (AC use). Le DI-BSCCO type H est le plus répandu et possède un courant critique élevé de 218 A à 77 K [Ayai, 2008]. Les rubans DI-BSCCO de type H sont largement utilisés pour les applications requérant une forte densité de courant, telles que les aimants supraconducteurs et les câbles électriques à haute performance [Nakashima, 2012]. Le DI-BSCCO type AC a des pertes AC plus faibles comparé à d'autres types de rubans DI-BSCCO (un tiers de moins que le type H [Kagiyama, 2011]) grâce à la subdivision en des filaments plus fins, ce qui réduit les interactions entre les filaments [Kawasaki, 2014]. De plus, les filaments supraconducteurs sont torsadés ce qui réduit les pertes par couplage [Kikuchi, 2008].

La figure II.1 illustre l'influence de la longueur du ruban sur son courant critique, mesuré à l'aide de la méthode électrique à quatre points à 77 K, pour les rubans DI-BSCCO de type H et AC [Ayai, 2008]. Le courant critique décroît pour se stabiliser à une certaine valeur après une longueur d'environ 1000 m [Ayai, 2008].

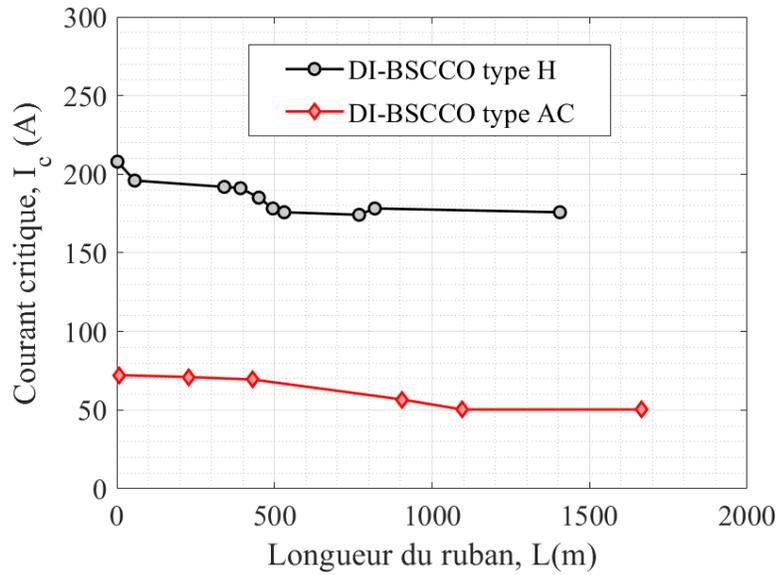


Figure II.1 – Le courant critique mesuré sur des rubans DI-BSCCO type H et AC de différentes longueurs.

Nous avons utilisé dans ce travail le DI-BSCCO type ACT (AC with Toughness) qui est une version renforcée du DI-BSCCO type AC par des rubans métalliques. Les propriétés mécaniques ont alors été considérablement améliorées grâce à la technique de renforcement avec des rubans métalliques fins des deux côtés du ruban supraconducteur (figure II.2) [Kazuhiko, 2014]. Ce ruban est facile à manipuler, offrant un grand avantage lorsqu'il est utilisé dans des systèmes supraconducteurs compacts.

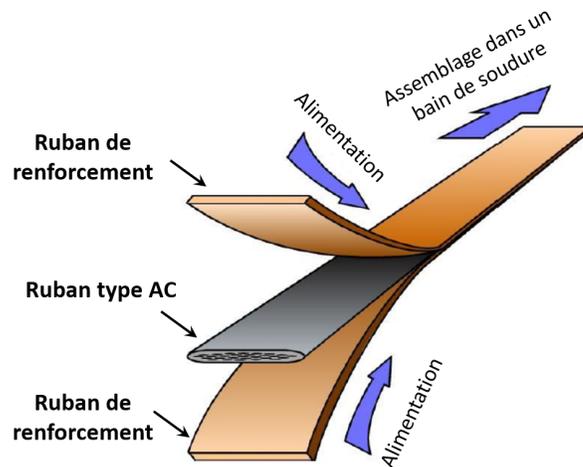


Figure II.2 – Processus de laminage avec des rubans de renforcement pour le DI-BSCCO type ACT [Kazuhiko, 2014].

La figure II.3 montre la section transversale des rubans DI-BSCCO type H et type ACT utilisés dans ce travail.

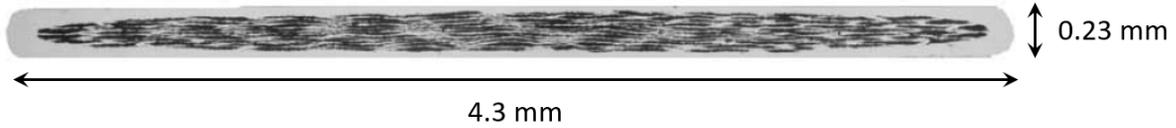
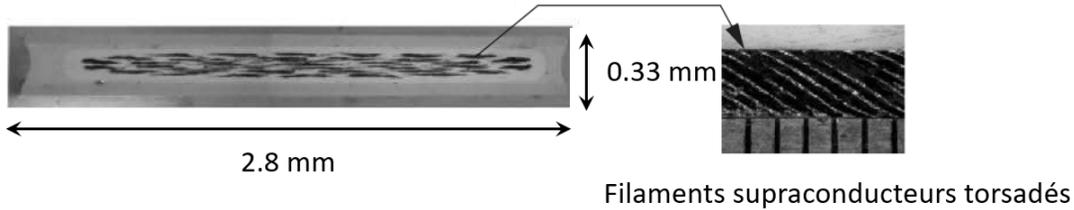
(a) Ruban DI-BSCCO type H**(b) Ruban DI-BSCCO type ACT**

Figure II.3 – Sections des rubans DI-BSCCO (a) type H [Kinoshita, 2014] (b) type ACT [Ohya, 2010].

Les spécifications de ces rubans sont données dans le tableau II.1.

TABLEAU II.1 – Spécifications des rubans de première génération utilisés [Kawasaki, 2014].

Type du ruban DI-BSCCO	Type H	Type ACT-CA
Largeur moyenne (mm)	4.3	2.8
Épaisseur moyenne (mm)	0.23	0.33
Ruban de renforcement	-	Alliage de cuivre
I_c (A) sous champ propre (77 K)	170-200	60-70
Résistance à la traction admissible à 77 K (MPa)	130	270
Diamètre de courbure critique (mm)	80	40

II.3.1.2 Ruban de deuxième génération (2G)

Les rubans supraconducteurs HTC de deuxième génération ont une meilleure tenue au champ magnétique et à la température comparés aux rubans 1G. Néanmoins, leur production requiert une technologie plus avancée et plus coûteuse que celle des rubans supraconducteurs 1G. Il est également difficile de produire des structures homogènes sur de grandes longueurs.

Dans ce travail, nous avons utilisé des rubans REBCO (Rare Earth Barium Copper Oxide) produits par le fabricant Shanghai Superconductor [Shanghai]. Ce ruban a gagné en popularité en raison de ses performances exceptionnelles pour la réalisation de bobines, ce qui en fait un choix courant dans les applications d'énergie électrique.

Le ruban est doté d'une structure multicouche (figure II.4), formée par l'application d'une couche mince de REBCO sur un substrat métallique à l'aide des procédés physico-chimiques [Barth, 2015]. Le substrat est essentiel pour initier la texture de l'ensemble de la structure du ruban supraconducteur et supporter les contraintes mécaniques, ce qui en fait la base du conducteur. Des couches tampons sont ensuite ajoutées sur ce substrat pour faciliter la

croissance de la couche supraconductrice en favorisant une texture biaxiale et en protégeant la couche supraconductrice contre toute pollution chimique indésirable. Une couche d'argent suivie d'une couche de cuivre est ajoutée de chaque côté du ruban, pour assurer la stabilité électrique, thermique et mécanique.

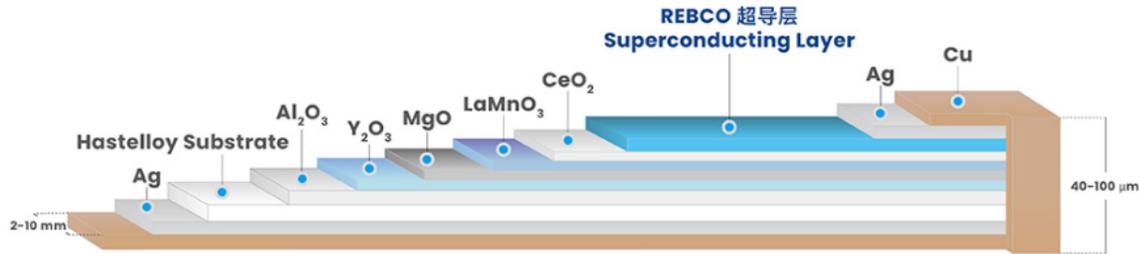


FIGURE II.4 – Structure du ruban REBCO utilisé [SuperPower].

Les spécifications du ruban supraconducteur REBCO sont présentées dans le tableau II.2.

TABLEAU II.2 – Spécifications du ruban de deuxième génération utilisé.

Paramètre	Ruban REBCO
Courant critique sous champ propre (77K)	114 – 160A
Épaisseur du ruban	92 µm
Épaisseur de la couche supraconductrice	3.4 µm
Largeur du ruban	4 mm
Résistance à la traction admissible à 77 K (MPa)	>100
Diamètre de courbure critique	15 mm

II.3.2 Description du dispositif de bobinage

Nous décrivons dans cette partie le processus de fabrication de différentes structures de bobines supraconductrices (inductive et non-inductive) ayant chacune une seule couche (pancake coil).

Le dispositif de bobinage est présenté dans la figure II.5. Il est constitué de deux bobines nourricières du ruban supraconducteur de même longueur, deux bobines enroulées avec un isolant électrique, et d'un support central pour maintenir la bobine à réaliser. La technique de bobinage implique l'enroulement du ruban supraconducteur ainsi que l'isolant autour d'un support. Pour la réalisation d'une bobine non-inductive, où le courant circule dans des sens opposés dans deux spires consécutives (figure II.6(b)), le support possède une structure « Ying Yang », respectant le rayon de courbure minimal du ruban utilisé, comme le montre la figure II.6(a). Deux amenées de courant en cuivre peuvent être fixées ou soudées aux extrémités de la bobine réalisée pour l'alimenter en courant, et deux prises de potentiel sont soudées à ses extrémités pour mesurer la tension à ses bornes.

Pour la réalisation d'une bobine inductive, le dispositif de bobinage est le même, sauf qu'une seule bobine nourricière est requise. Les figures II.7(a) et II.7(b) montrent respective-

ment le support et la structure d'une bobine inductive.

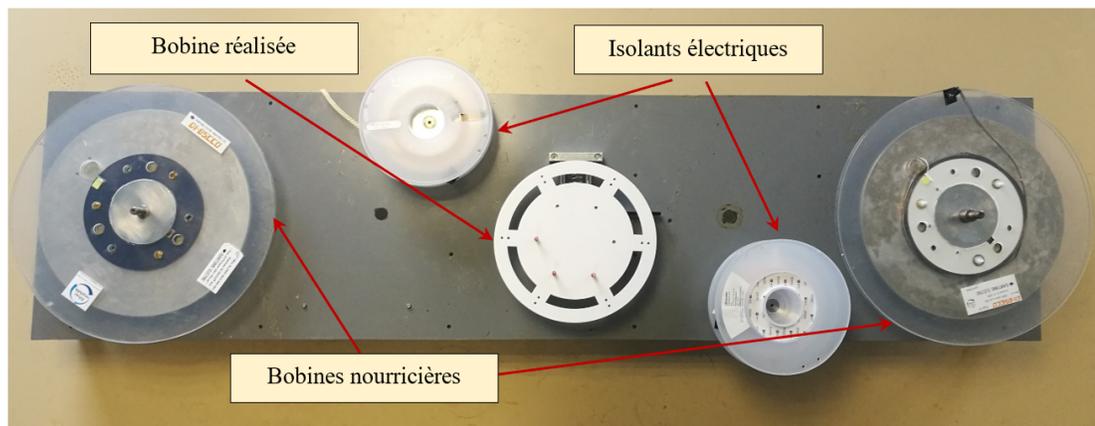
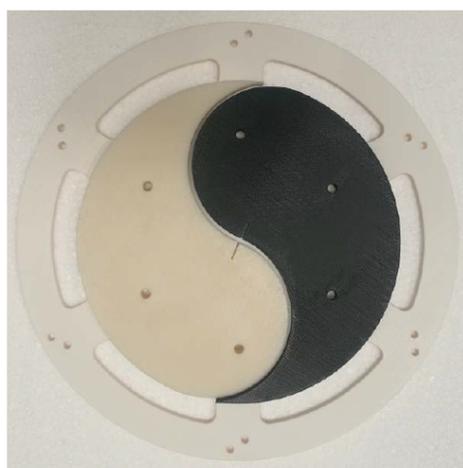
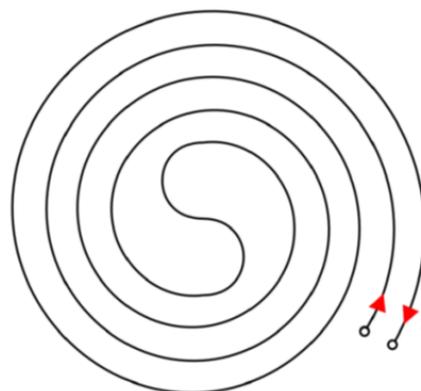


FIGURE II.5 – Dispositif de bobinage.



(a)

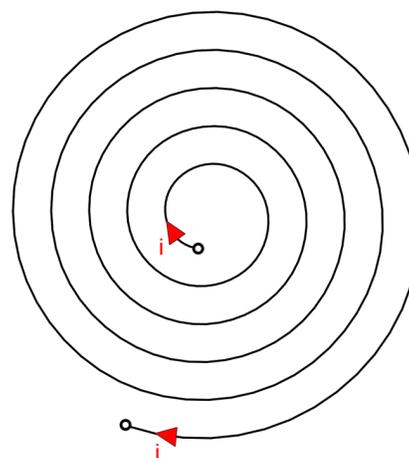


(b)

FIGURE II.6 – (a) Support de forme « Ying Yang », (b) Structure d'une bobine non inductive.



(a)



(b)

FIGURE II.7 – (a) Support et (b) Structure d'une bobine inductive.

II.3.3 Description des bobines réalisées

Nous avons réalisé plusieurs bobines supraconductrices HTC. Les supports des bobines non-inductives ayant une grande dimension sont fabriqués en utilisant le matériau G11, un composite en fibre de verre amagnétique et non conducteur, que nous avons découpé pour la réalisation du support. Le choix du G11 comme matériau de support pour ces bobines de grande taille repose sur sa capacité à maintenir une résistance mécanique à des températures extrêmement basses, sans subir de déformation ni de dégradation mécanique.

En revanche, les supports des bobines inductives ayant une petite dimension sont fabriqués en utilisant le matériau thermoplastique CPE, qui est facile à imprimer. Bien que le CPE soit moins robuste que le G11, il est parfaitement adapté comme matériau de support pour les bobines de petite taille. La conception de ces derniers a été réalisée à l'aide d'un logiciel CAO (Conception Assistée par Ordinateur) et produite par une imprimante 3D, en respectant la contrainte du diamètre de courbure minimal du ruban HTC utilisé.

- **Bobines non-inductives**

Nous avons réalisé deux bobines non-inductives à partir du ruban DI-BSCCO type H, dans le but de les étudier en tant que dispositifs de stabilisation de réseau DC. Les pertes AC élevées du ruban utilisé est dans ce cas un avantage. Un ruban plastique ondulé, est inséré entre les spires de la bobine pour assurer un bon refroidissement à la température de l'azote liquide. La Figure II.8 montre la photographie d'une bobine de 102 m de ruban. Deux amenées de courant en cuivre ont été fixées aux extrémités de la bobine pour l'alimenter en courant.

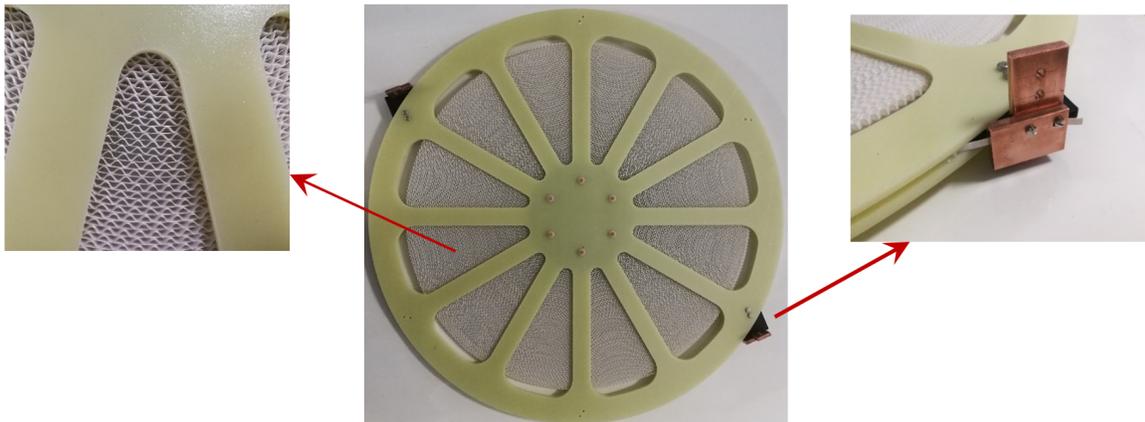


FIGURE II.8 – Photographie de la bobine non-inductive réalisée avec le ruban DI-BSCCO type H.

- **Bobines inductives**

Nous avons réalisé deux bobines inductives. Une est réalisée à base d'un ruban DI-BSCCO type ACT-CA (Figure II.9), et l'autre à base d'un ruban REBCO (figure II.10).

Le support donné dans la figure II.7(a) est utilisé pour la fabrication de la bobine inductive à l'aide du ruban DI-BSCCO type ACT-CA et isolé avec un film en Kapton. La structure de

la bobine présente un défi quant à l'emplacement des amenées de courant, qui ont néanmoins été prévues avec un logement dans le support. Nous avons employé des tresses en cuivre qui sont directement soudées sur la matrice en argent du ruban 1G pour assurer la transmission du courant à la bobine immergée dans l'azote liquide. La tension aux bornes de la bobine est mesurée avec deux prises de potentiel soudées à ses extrémités qui doivent être indépendantes des amenées de courant afin d'éviter toute mesure des chutes de tension qui peuvent survenir dans les connexions (soudures et amenées de courant), et qui ont tendance à être plus élevées que les tensions utiles mesurées aux bornes de la bobine supraconductrice.

La bobine obtenue est imprégnée avec de la résine époxy (connue sous le nom d'Araldite) pour renforcer sa structure. Lors de l'utilisation, un durcisseur est ajouté à la résine, ce qui provoque une réaction chimique qui la fait polymériser en un matériau solide et durable. Le séchage de la résine sur la bobine prend environ 24 heures en condition d'air libre. La figure II.9 présente une photographie de la bobine réalisée.

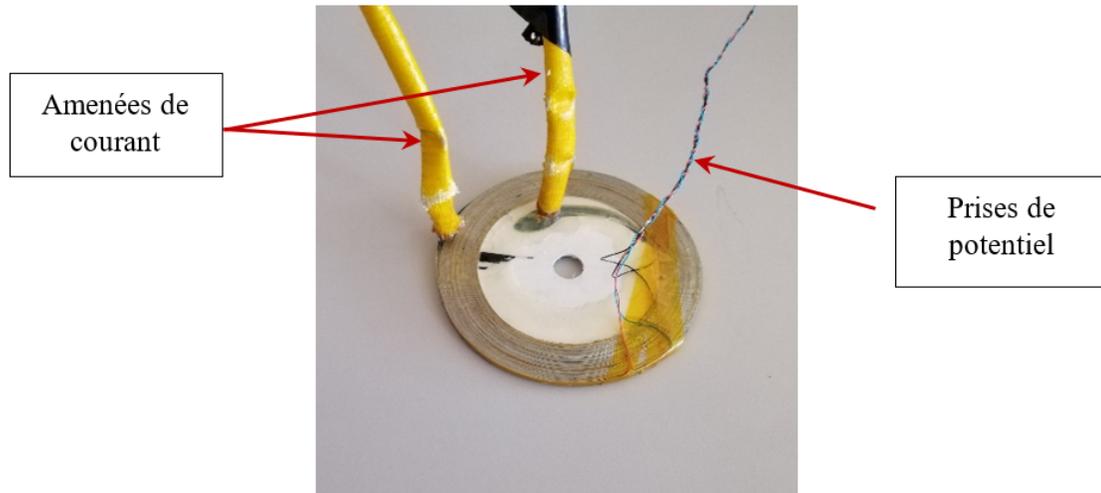


FIGURE II.9 – Photographie de la bobine inductive réalisée avec le ruban DI-BSCCO type ACT-CA.

Pour la réalisation de la bobine REBCO, nous avons adopté une approche différente pour le support de la bobine et l'emplacement des amenées de courant, en raison de la fragilité du ruban 2G utilisé. La figure II.10 montre le support de la bobine, avec une amenée de courant intérieure en cuivre en forme circulaire pour garantir une soudure solide du ruban supraconducteur sur cette amenée. L'amenée de courant extérieure est quant à elle placée suffisamment loin de la bobine pour permettre la fixation du ruban HTC à la fin du processus de bobinage.

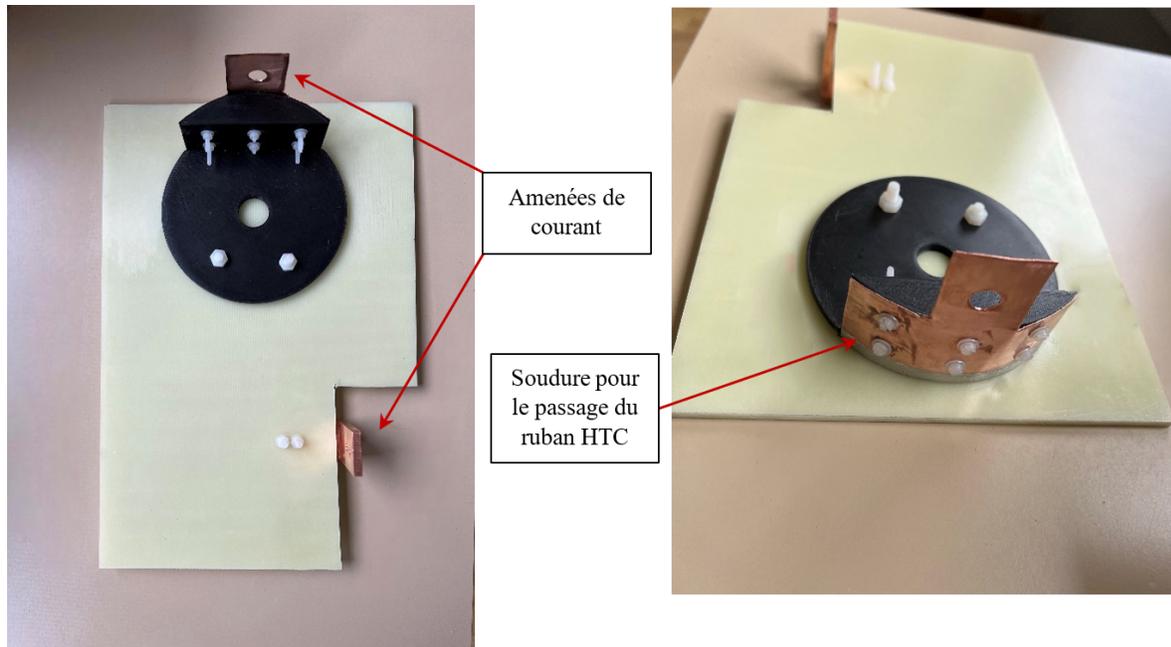


FIGURE II.10 – Support de la bobine inductive réalisée à base de REBCO et emplacement des amenées de courant.

Les spécifications des bobines caractérisées sont décrites dans le tableau II.3.

TABLEAU II.3 – Spécifications des bobines supraconductrices HTC réalisées.

	Bobine B1	Bobine B2	Bobine B3	Bobine B4
Nature de la bobine	Non-inductive	Non-inductive	Inductive	Inductive
Ruban utilisé	DI-BSCCO type H	DI-BSCCO type H	DI-BSCCO type ACT-CA	REBCO
Longueur du ruban	102 m	26.3 m	10.15 m	2.26 m
Épaisseur du ruban	0.23 mm	0.23 mm	0.33 mm	0.092 mm
Largeur du ruban	4.3 mm	4.3 mm	2.8 mm	4 mm
Rayon interne	9 cm	9 cm	3.5 cm	6 cm
Rayon externe	27 cm	14.5 cm	5 cm	6.2 cm
Nombre de spires	92	34	38	6

II.4 Caractérisation expérimentale

Nous présentons dans cette partie la méthode électrique utilisée pour les caractérisations en courant continu et variable des rubans et bobines supraconductrices HTC, ainsi que les résultats expérimentaux. Le dispositif expérimental est décrit dans la figure II.11.

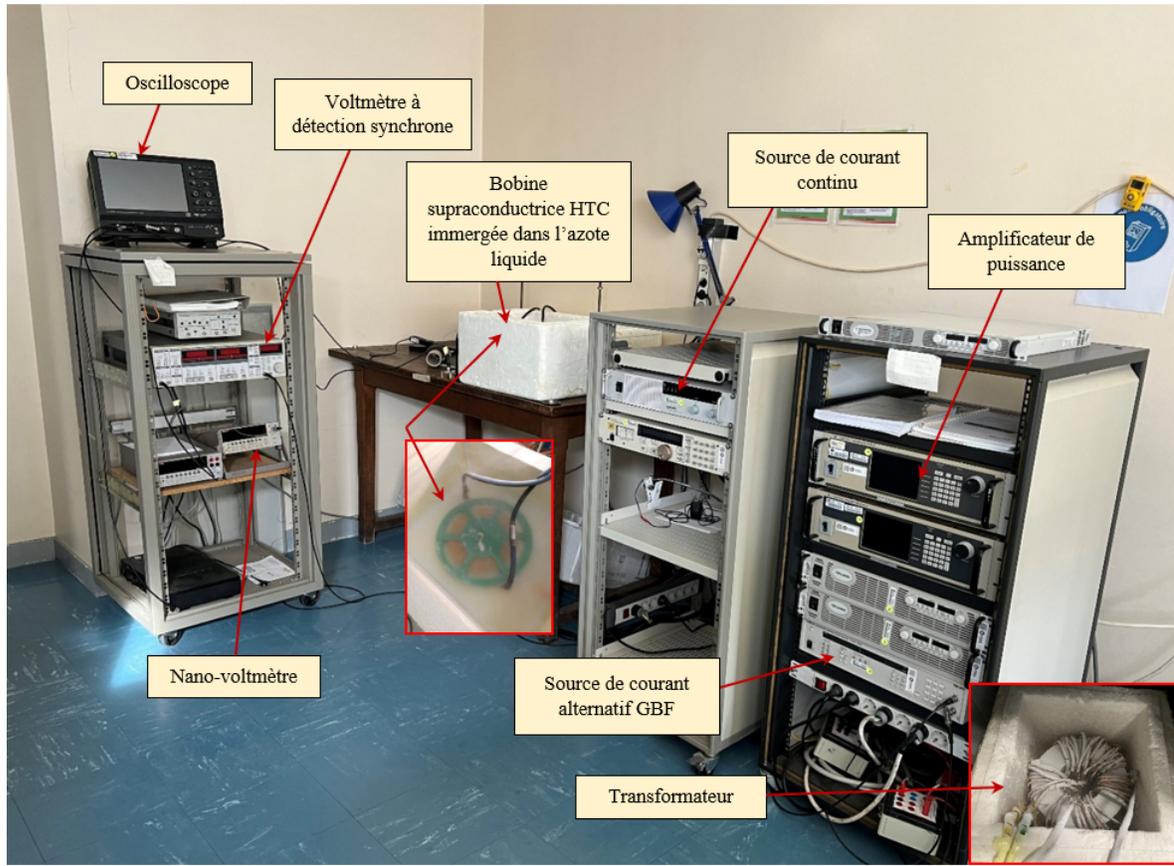


FIGURE II.11 – Dispositif expérimental.

II.4.1 Caractérisation en courant continu

La caractérisation en courant continu (DC) consiste à déterminer la relation entre le courant et la tension $U(I)$ qui est une caractéristique globale fortement non-linéaire, à partir de laquelle sont déterminés les paramètres de la loi en puissance décrite par la relation I.1. La méthode électrique est utilisée pour étudier la caractéristique $U(I)$ et trouver ainsi le courant critique de l'élément supraconducteur HTC correspondant à un champ électrique critique de $1\mu\text{V}/\text{cm}$.

Nous allons décrire dans cette section le banc expérimental permettant de mesurer la courbe $U(I)$ d'un élément supraconducteur HTC plongé dans l'azote liquide. Nous présentons par la suite les résultats obtenus pour les bobines décrites dans le tableau II.3, et leur analyse confirmant la loi en puissance.

II.4.1.1 Description du banc expérimental

Le dispositif de mesure est représenté sur la figure II.12 et est constitué d'une source d'alimentation DC pouvant varier de 0 à 300 A alimentant le supraconducteur (ruban ou bobine) en courant continu (I) et d'un nano-voltmètre mesurant la différence de potentiel (U)

à ses bornes. Des informations supplémentaires sur les équipements utilisés sont fournies dans l'Annexe A.

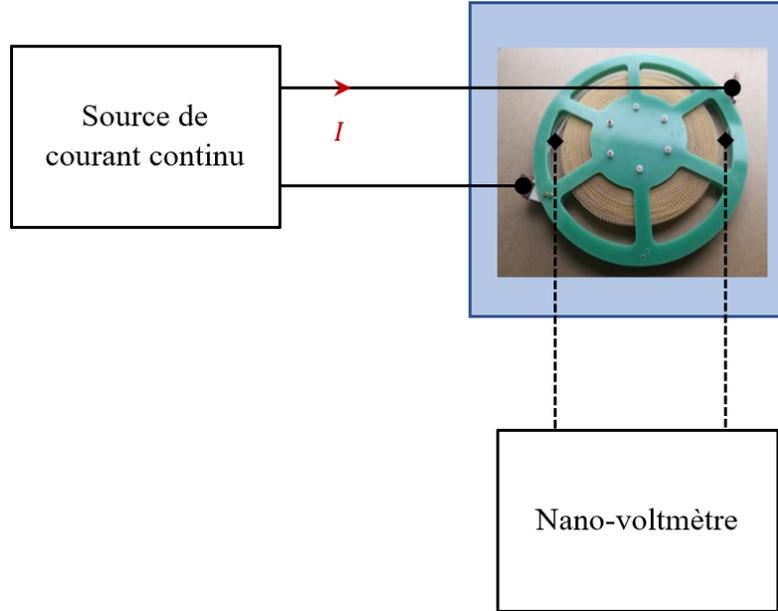


FIGURE II.12 – Schéma du dispositif de la mesure de la caractéristique $U(I)$ d'un élément supraconducteur.

On considère que le champ électrique (E) et la densité de courant (J) se répartissent de manière uniforme sur la longueur et dans la section (S) du ruban, ce qui permet d'écrire les relations suivantes :

$$\begin{cases} U = E \times L_{pp} \\ I = J \times S \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} U_c = E_c \times L_{pp} \\ I_c = J_c \times S \end{cases} \quad (\text{II.1})$$

avec L_{pp} est la distance entre les prises de potentiel et $E_c = 1 \mu\text{V}/\text{cm}$ est le champ électrique critique.

Cependant, il convient de noter que les relations de l'équation II.1 ne sont théoriquement valides que si la densité de courant a pénétré entièrement la section de l'élément supraconducteur. Autrement dit, ces relations ne sont valides que lorsque le courant qui traverse l'élément est proche du courant critique.

A partir de la courbe tension-courant $U(I)$ mesurée, la caractéristique $E(J)$ représentée par une loi en puissance impliquant la densité de courant critique J_c et le coefficient de fluage n , peut être déduite comme suit :

$$U = U_c \left(\frac{I}{I_c} \right)^n \Rightarrow E = E_c \left(\frac{J}{J_c} \right)^n \quad (\text{II.2})$$

II.4.1.2 Résultats expérimentaux en DC

Nous avons effectué des mesures en DC sur un ruban seul sous son champ propre au début afin de vérifier les données du fabricant. Ensuite, nous avons procédé à une caractérisation DC de chaque bobine pour déterminer leur courant critique et confirmer leur bon fonctionnement après leur construction. Nous décrivons dans cette partie des résultats expérimentaux des courbes $U(I)$ des rubans HTC utilisés et des bobines réalisées.

Les figures II.13 et II.14 montrent les courbes $U(I)$ mesurées à l'aide de la méthode volt-ampèremétrique comparées avec la courbe obtenue par la loi en puissance du ruban DI-BSCCO type H et des bobines non-inductives B1 et B2. Le ruban utilisé avait une distance de **22 cm** entre les prises de potentiel, ce qui donne une tension critique de **0.022 mV**. Le courant critique correspondant à cette tension est de **173 A**, en accord avec celui fourni par le constructeur dans le tableau II.1 ($170 A < I_c < 200 A$). Les caractéristiques tension-courant des bobines non-inductives B1 et B2, construites respectivement avec **102 m** et **26.3 m** de ruban DI-BSCCO type H, ont été également relevées. La tension critique de la bobine B1 vaut **10.2 mV** et celle de la bobine B2 est **2.63 mV**, correspondant à des courants critiques mesurés de **167 A** et **154 A**, respectivement.

Les caractéristiques $E(J)$ des bobines non-inductives sont proches de celles des rubans qui les constituent, car, les niveaux de champ magnétique appliqués aux rubans sont proches. La distance entre spires est plus réduite dans la bobine B2 engendrant un couplage plus important entre les spires, ce qui explique l'écart plus important entre les caractéristiques de la bobine et du ruban.

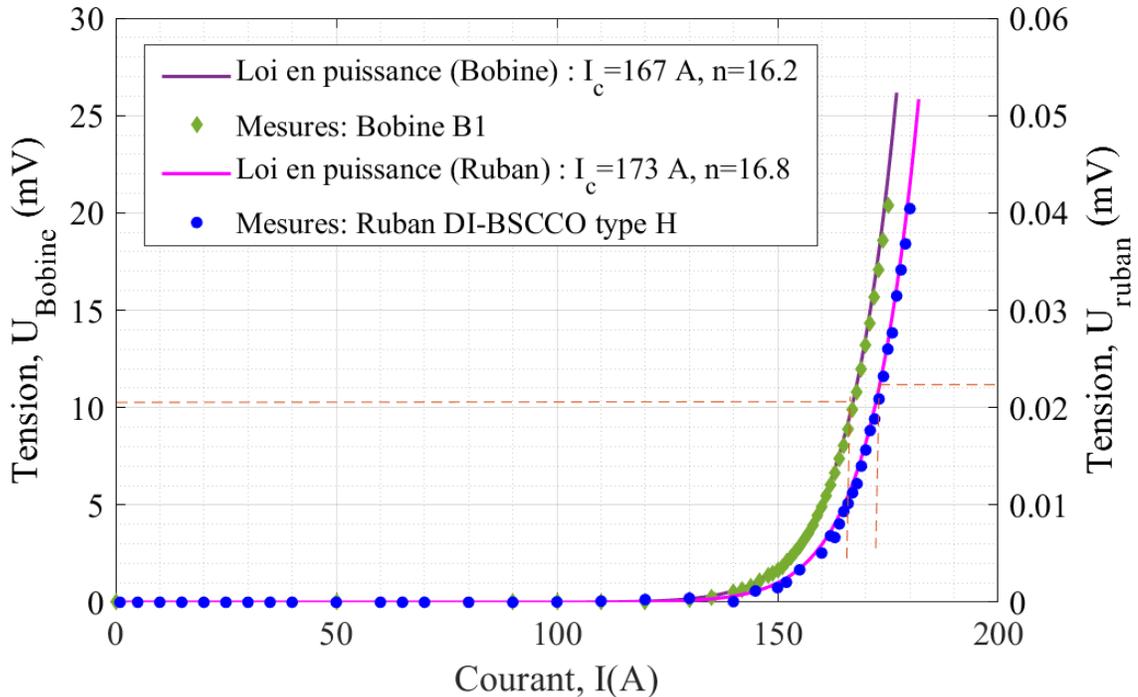


FIGURE II.13 – Courbes $U(I)$ mesurées et interpolées par la loi en puissance de la bobine B1 et du ruban DI-BSCCO type H.

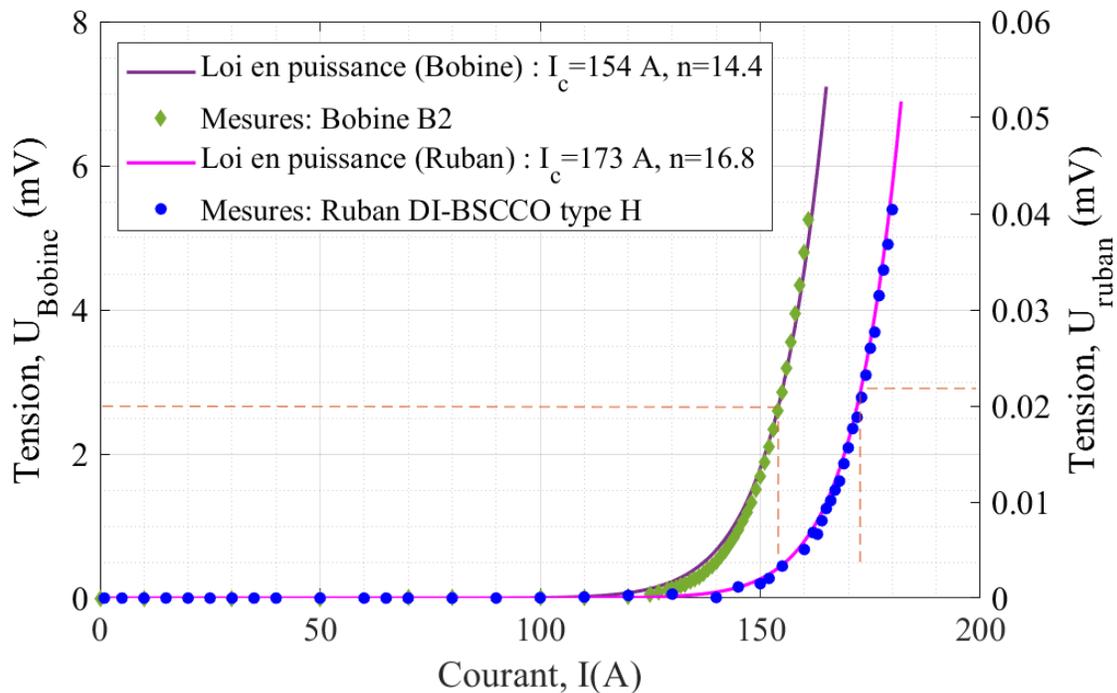


FIGURE II.14 – Courbes $U(I)$ mesurées et interpolées par la loi en puissance de la bobine B2 et du ruban DI-BSCCO type H.

Les courbes $U(I)$ mesurées sur **20 cm** du ruban DI-BSCCO type ACT-CA et sur la bobine B3 construite avec **10.15 m** du même ruban, sont présentées dans la figure II.15. Le courant critique mesuré pour le ruban vaut **69.5 A**, ce qui correspond à la plage de valeurs fournies par le fabricant dans le tableau II.2 ($60 A < I_c < 70 A$). Par ailleurs, la bobine B3 a un courant critique de **44.5 A**, nettement inférieur à celui du ruban, en raison de sa structure inductive qui influe sur la densité de courant critique.

La figure II.16 montre les courbes $U(I)$ obtenues par mesure et interpolation par la loi en puissance de **20 cm** du ruban REBCO et d'une bobine de **2.26 m** du même ruban. Le constructeur du ruban indique une plage de valeurs pour le courant critique, qui va de 114 A à 160 A (tableau II.3). La mesure effectuée donne une valeur de **138.2 A**, confirmant ainsi sa validité. Finalement, le courant critique mesuré sur la bobine B4 vaut **114.7 A**.

Le tableau II.4 récapitule les courants critiques mesurés pour les différentes bobines, comparés au courant critique du ruban supraconducteur utilisé dans chaque bobine en champ propre (I_{c0}). Nous remarquons que le courant critique de chaque bobine est inférieur à I_{c0} . En effet, plusieurs facteurs tels que le champ magnétique et la géométrie de la bobine influencent le courant critique. Dans le cas d'une bobine non-inductive, sa géométrie est telle que le champ magnétique est très faible à l'intérieur de la bobine, ce qui signifie que son courant critique est plus proche de I_{c0} . En revanche, dans le cas d'une bobine inductive, le champ magnétique appliqué sur chaque spire composant la bobine est plus important, ce qui a un impact significatif sur son courant critique.

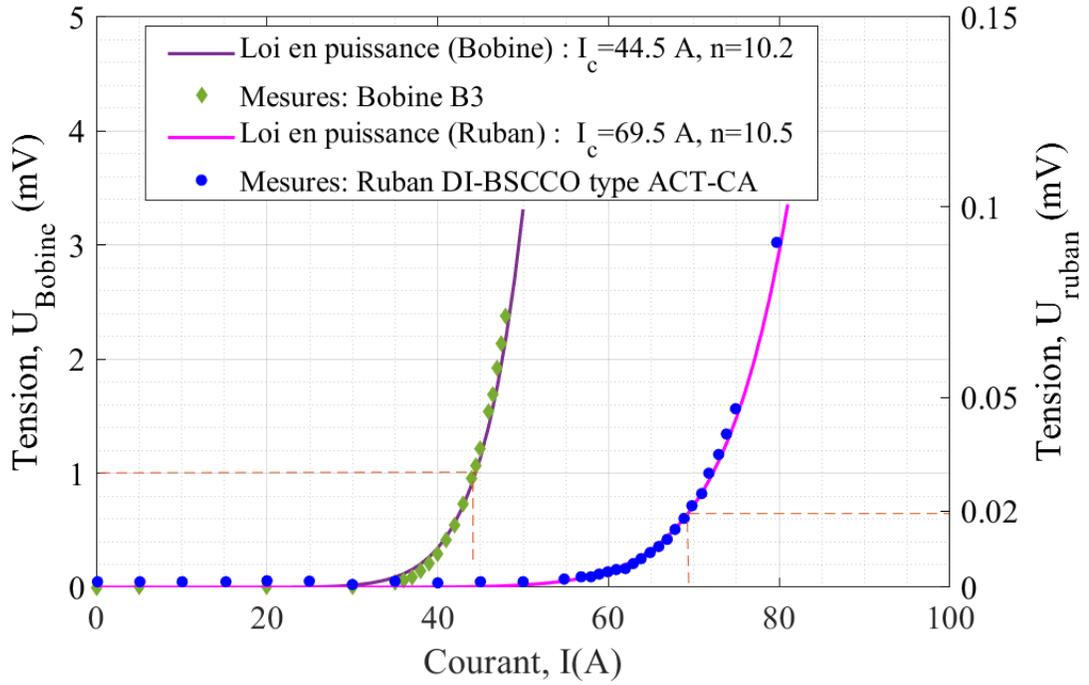


FIGURE II.15 – Courbes $U(I)$ mesurées et interpolées par la loi en puissance de la bobine B3 et du ruban DI-BSCCO type ACT-CA.

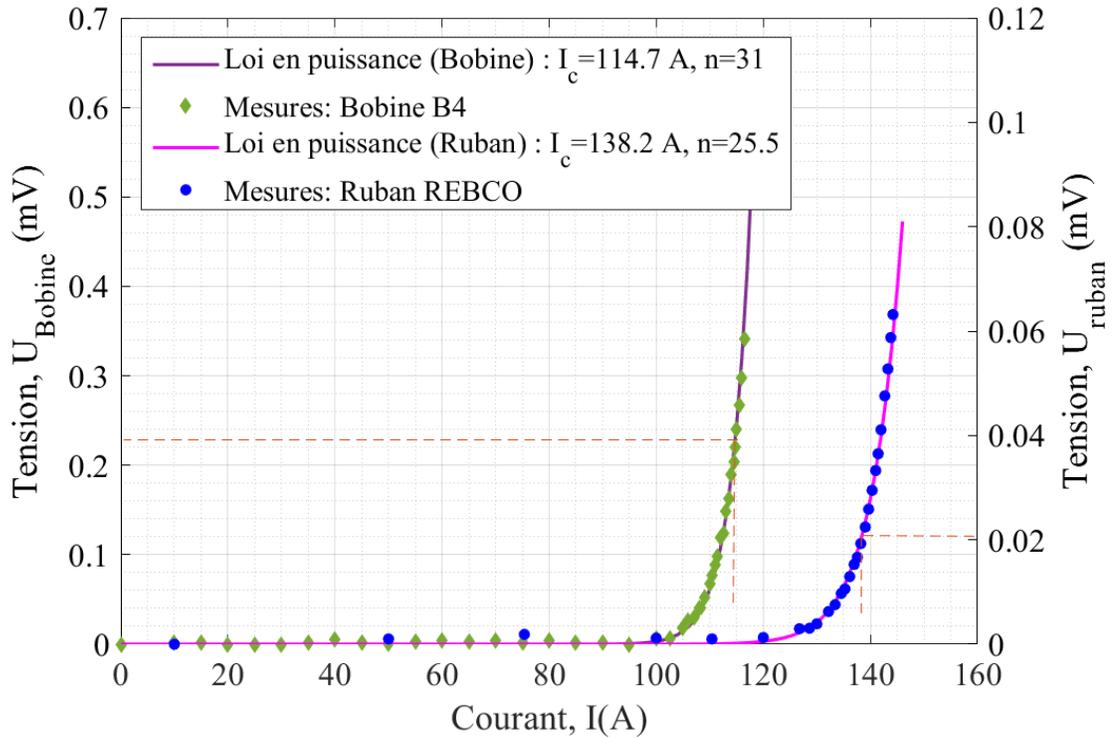


FIGURE II.16 – Courbes $U(I)$ mesurées et interpolées par la loi en puissance de la bobine B4 et du ruban REBCO.

TABLEAU II.4 – Courants critiques mesurés des rubans et bobines caractérisés.

Rubans / Bobines	Courant critique (A)	% par rapport à I_{c0} du ruban
Ruban DI-BSCCO type H	173	I_{c01}
Bobine B1 (Non-inductive)	167	96.5 % de I_{c01}
Bobine B2 (Non-inductive)	154	89 % de I_{c01}
Ruban DI-BSCCO type ACT-CA	69.5	I_{c02}
Bobine B3 (Inductive)	44.5	64 % de I_{c02}
Ruban REBCO	138.2	I_{c03}
Bobine B4 (Inductive)	114.7	83 % de I_{c03}

D'après les données du tableau, il ressort que le courant critique de la bobine B3 (64% de I_{c02}) est plus affecté par son champ magnétique que celui de la bobine B4 (83% de I_{c03}). Ce phénomène peut être attribué, d'une part, à la géométrie respective de ces bobines inductives, en particulier au nombre de spires. En effet, le champ magnétique dans la bobine B3 est plus important car elle est constituée de 38 spires, tandis que le champ magnétique dans la bobine B4 est relativement faible, en raison de sa géométrie qui se compose uniquement de 6 spires. D'autre part, comparé au ruban en BSCCO, le courant critique dans le ruban en REBCO diminue de façon moins significative en fonction du champ appliqué.

II.4.2 Caractérisation en régime variable périodique

La caractérisation en régime variable périodique est cruciale pour étudier et dimensionner les supraconducteurs HTC, ainsi que pour optimiser leur utilisation dans les applications en énergie électrique. Les propriétés électriques complexes des supraconducteurs HTC nécessitent des méthodes de mesure avancées pour la caractérisation en régime variable afin de mieux comprendre leur comportement en conditions réelles.

Nous présentons dans cette partie les bancs d'expérimentation ainsi que les résultats des mesures effectuées sur les rubans et bobines HTC refroidis à l'azote liquide, sous différentes conditions d'alimentation. Les mesures ont été effectuées par la méthode électrique en raison de sa simplicité et de sa robustesse lorsqu'il s'agit d'attribuer les pertes au courant de transport circulant dans l'élément supraconducteur soumis à son propre champ magnétique [Statra, 2020], [Zhu, 2013].

II.4.2.1 Description du banc expérimental

Le montage expérimental pour mesurer les pertes en courant alternatif d'un élément supraconducteur (ruban ou bobine HTC) immergé dans l'azote liquide à 77 K et soumis à son champ propre est illustré dans la figure II.17. Pour cette mesure, nous avons utilisé la méthode électrique, consistant à mesurer le courant traversant le supraconducteur, la tension à ses bornes et le déphasage entre eux [Daffix, 1996], [Jansak, 1999].

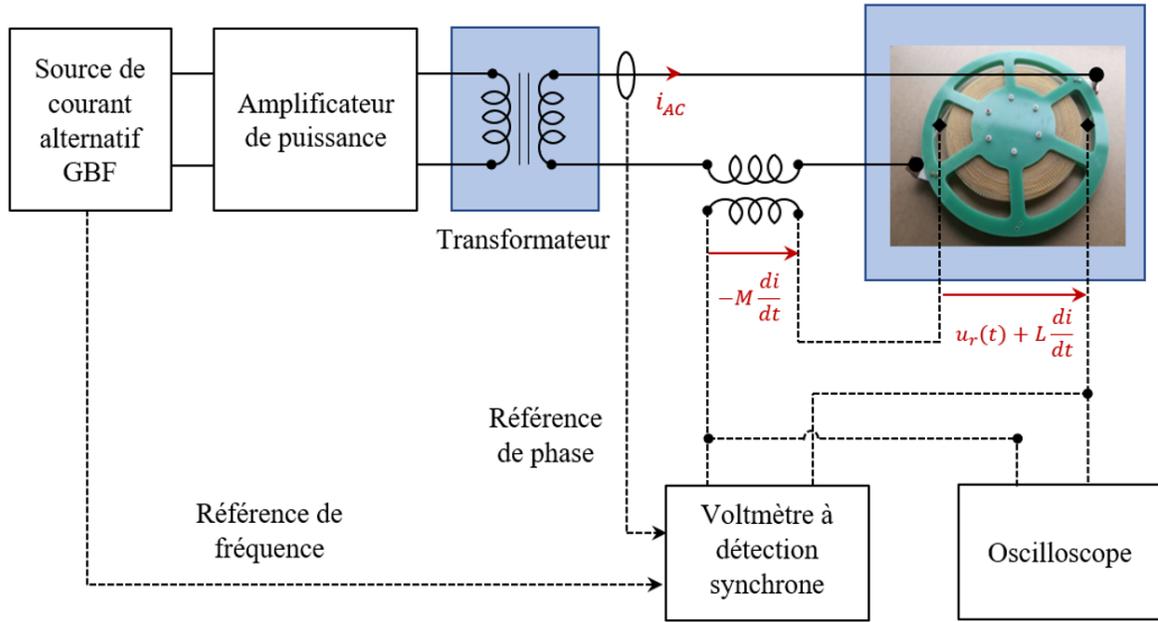


FIGURE II.17 – Schéma du dispositif de la mesure des pertes AC d'un élément supraconducteur.

Un générateur basse fréquence (GBF) génère un courant alternatif périodique qui peut avoir différentes formes (sinusoïdale, carrée, triangulaire...). Ce signal est utilisé comme entrée de référence à l'amplificateur de puissance qui alimente le supraconducteur HTC à travers un transformateur abaisseur plongé dans l'azote liquide.

Ce transformateur ayant un double rôle, sert d'une part à amplifier le courant et, d'autre part, à assurer une isolation galvanique entre la partie de puissance et la partie de mesure ce qui permet de prévenir les problèmes de référence de tension et de terre entre l'amplificateur et les systèmes de mesures de tensions. Pour mesurer la forme et la valeur efficace du courant d'alimentation, nous avons utilisé une sonde à effet Hall au niveau du secondaire du transformateur. Ensuite, le courant et la tension aux bornes de l'élément supraconducteur sont mesurés à l'aide d'un amplificateur à détection synchrone et d'un oscilloscope.

II.4.2.2 Mesure des pertes AC

La tension mesurée aux bornes du ruban ou bobine HTC est composée d'une partie résistive ($u_r(t)$) et d'une partie inductive, où l'inductance propre du supraconducteur est représentée par L , comme suit :

$$u(t) = u_r(t) + L \frac{di(t)}{dt} \quad (\text{II.3})$$

La composante résistive représentant les pertes de puissance est généralement beaucoup plus faible que la partie inductive, et, cela peut engendrer des erreurs et des imprécisions au

niveau des mesures de ces pertes. Pour pallier ce problème, une technique courante consiste à utiliser une bobine de compensation branchée en série avec le circuit de mesure pour compenser totalement ou partiellement la partie inductive de la tension mesurée ($L di/dt$). Cette technique permet de mesurer avec plus de précision la partie résistive de la tension, qui représente les pertes de puissance. La bobine de compensation est positionnée près du câble d'alimentation et son orientation est choisie de sorte que l'inductance mutuelle (M) s'oppose à l'inductance propre (L) du supraconducteur. La distance entre la bobine de compensation et l'élément supraconducteur est ajustée de manière à ce que M soit du même ordre de grandeur que L . En utilisant cette méthode, il n'est pas nécessaire de calibrer l'appareil de mesure à un niveau de tension plus élevé, ce qui peut améliorer la précision des mesures [Douine, 2001]. La tension mesurée est alors exprimée comme suit :

$$u(t) = u_{pertes}(t) + (L - M) \frac{di(t)}{dt} \quad (\text{II.4})$$

Remarque : Dans le cas d'une bobine supraconductrice non-inductive, une mutuelle de compensation n'est pas forcément nécessaire.

La valeur moyenne des pertes AC peut être déterminée à l'aide de deux techniques de mesure :

- **Utilisation d'un amplificateur à détection synchrone**

La mesure des pertes AC dissipées dans un matériau supraconducteur, par la méthode électrique, présente des difficultés à obtenir de bonnes précisions de la mesure de tensions, qui sont relativement faibles et qui peuvent être perturbées par le bruit électromagnétique environnant. Néanmoins, en utilisant un amplificateur à détection synchrone, il est possible de mesurer des valeurs aussi faibles que des nanovolts tout en améliorant considérablement la précision de la mesure, en filtrant tous les signaux et bruits qui ne sont pas en phase avec le signal de référence, isolant ainsi le signal utile [Bendali, 2012]. Le voltmètre à détection synchrone n'est utilisé dans cette thèse que lorsque le courant d'alimentation est sinusoïdal. Ce courant est utilisé comme signal de référence pour la détection, et celle-ci est capable de séparer les valeurs efficaces du fondamental des composantes en phase ($U_{1eff} \cos \varphi_1$) et en quadrature de phase ($U_{1eff} \sin \varphi_1$) de la tension mesurée. La valeur moyenne des pertes AC s'exprime comme suit :

$$P = I_{eff} U_{1eff} \cos(\varphi_1) \quad (\text{II.5})$$

avec I_{eff} est la valeur efficace du courant d'alimentation.

- **Utilisation d'un oscilloscope**

Nous pouvons également mesurer les pertes AC avec un oscilloscope indépendamment de la forme du courant, mais avec une précision moindre qu'avec la détection synchrone. A l'aide de l'oscilloscope, nous pouvons visualiser les signaux de courant et tension du supraconducteur

qui sont échantillonnés avec une période d'échantillonnage T_e et filtrés numériquement [Statra, 2021]. Finalement, la valeur moyenne des pertes est obtenue en effectuant une intégration numérique du produit des deux signaux comme suit :

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T u(t) \times i(t) dt = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N u(kT_e) i(kT_e) \quad \text{avec } T = N \times T_e \quad (\text{II.6})$$

A titre d'exemple, la figure II.18 montre les résultats des pertes AC, en fonction du courant et pour différentes fréquences, mesurées en utilisant les deux méthodes sur la bobine B3. Comme nous pouvons le remarquer, les deux méthodes donnent sensiblement les mêmes résultats sur toute les plages de mesure considérées.

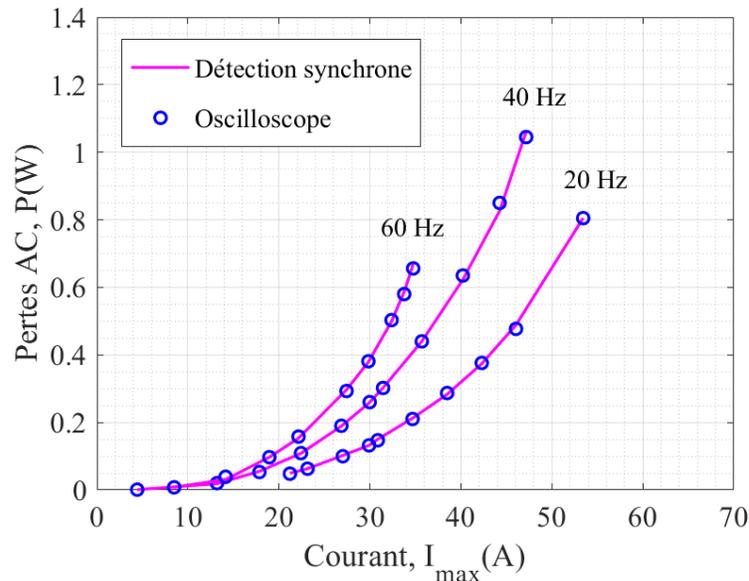


FIGURE II.18 – Comparaison des pertes mesurées sur la bobine B3 en fonction de I_{max} pour différentes fréquences en utilisant le voltmètre à détection synchrone et l'oscilloscope.

II.4.2.3 Mesure de l'inductance

La caractérisation des bobines supraconductrices HTC concerne généralement la détermination des propriétés électromagnétiques telles que le courant critique et les pertes AC dissipées. Peu de travaux ont été consacrés à la caractérisation du comportement non linéaire de l'inductance qui peut avoir une influence significative sur la performance dynamique des systèmes de puissance [Song, 2011], [Deng, 2014], [Chen, 2019]. Nous nous intéressons dans ce travail à la mesure de l'inductance d'une bobine supraconductrice, et, sa variation avec le courant et la fréquence. Pour y parvenir, nous avons adopté la méthode électrique décrite précédemment et avons mis en place le schéma du dispositif de mesure décrit dans la figure II.17, mais sans avoir recours à une bobine de compensation. Nous nous concentrons plutôt sur la partie inductive mesurée à l'aide du voltmètre à détection synchrone, permettant ainsi d'exprimer l'inductance de la manière suivante :

$$L = \frac{U_{1eff} \sin(\varphi_1)}{2\pi f I_{eff}} \quad (\text{II.7})$$

Avec : I_{eff} et $U_{1eff} \sin(\varphi_1)$ sont respectivement la valeur efficace du courant et du fondamental de la tension en quadrature de phase avec le signal de référence (le courant), mesurée par le voltmètre à détection synchrone et f est la fréquence.

II.4.2.4 Résultats expérimentaux en AC

II.4.2.4.1 Mesures des pertes AC

Cette partie présente les résultats des mesures de pertes AC en champ propre pour les rubans HTC utilisés et les bobines supraconductrices réalisées, pour des amplitudes de courant et des fréquences différentes.

Dans un premier temps, nous allons exposer les résultats des mesures de pertes AC sur le ruban de type DI-BSCCO type H, réalisées à l'aide d'un voltmètre à détection synchrone. Nous avons opté pour cette méthode de mesure car elle offre une plus grande précision lorsque le courant de transport est sinusoïdal. Les pertes spécifiques (pertes par cycle) ont été mesurées sur ce ruban à différentes fréquences, en fonction du rapport $i = I_{max}/I_c$, et les résultats sont représentées sur la figure II.19. Les pertes spécifiques obtenues ont ensuite été comparées à la théorie à l'aide des formules analytiques des pertes AC, par cycle, développées par Norris pour un ruban supraconducteur de longueur L ayant une section elliptique et une section rectangulaire, données par les équations I.15 et I.16.

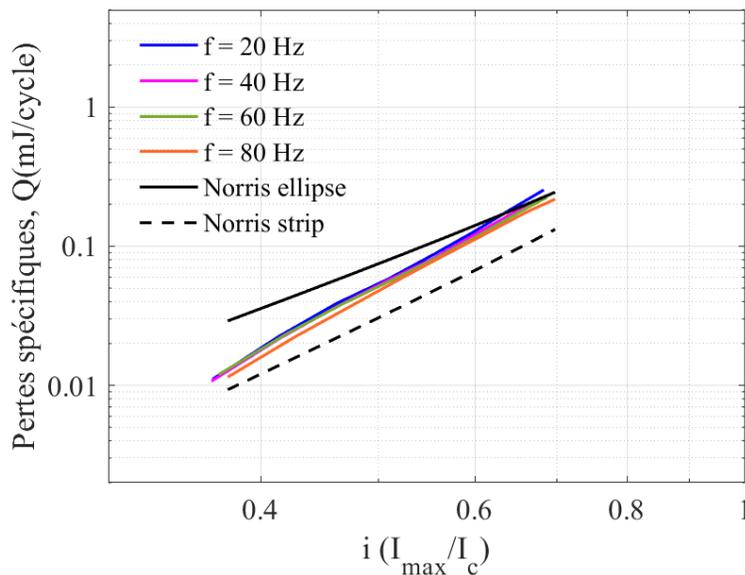


FIGURE II.19 – Evolution des pertes spécifiques mesurées et calculées avec les formules de Norris sur le ruban DI-BSCCO type H, en fonction du courant et pour différentes fréquences.

Bien que les formules de Norris ne prennent pas en compte l'effet du champ magnétique sur le courant critique et soient principalement utilisées pour caractériser les pertes AC d'un ruban supraconducteur en champ propre, elles peuvent être également appliquées pour évaluer les pertes AC dans une bobine non-inductive où le champ magnétique est compensé entre spires. Les spires de la bobine sont alors soumises à un champ magnétique proche du champ propre d'un échantillon de ruban.

Dans ce contexte, la figure II.20 présente les résultats de mesures de pertes AC effectuées sur la bobine non-inductive B2, constituée du même ruban DI-BSCCO type H, et sont comparés avec les pertes de Norris.

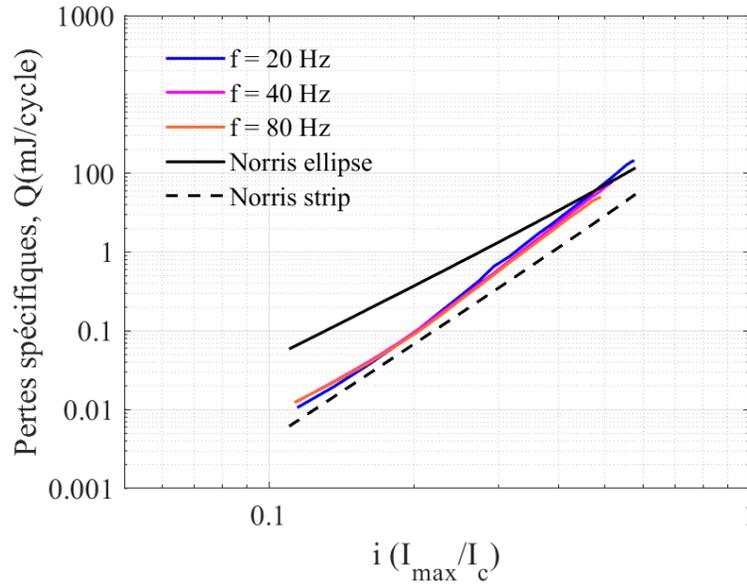


FIGURE II.20 – Evolution des pertes spécifiques expérimentales et calculées avec les formules de Norris sur la bobine non-inductive B2, en fonction du courant et pour différentes fréquences.

D'après les résultats des pertes AC obtenus sur le ruban DI-BSCCO type H et la bobine non-inductive B2, nous pouvons conclure que les pertes AC mesurées sont situées entre les courbes théoriques obtenues par l'application des formules de Norris pour des sections elliptique et rectangulaire du ruban. Pour des faibles valeurs de courant, les pertes expérimentales se rapprochent de la courbe de Norris rectangle, mais se rapprochent plutôt de la courbe de Norris ellipse lorsque les niveaux de courant augmentent. Par ailleurs, il convient de souligner que les pertes spécifiques diminuent avec la fréquence. Cette tendance est mise en évidence, de manière plus claire, dans l'exemple présenté ci-dessous.

La figure II.21 présente les pertes AC et les pertes spécifiques en champ propre de la bobine inductive B3, en fonction de la fréquence et pour un courant sinusoïdal d'amplitude maximale $I_{max} = 30 A$. Nous remarquons que les pertes augmentent avec la fréquence tandis que les pertes spécifiques (Q) ($Q = P/f$) diminuent avec la fréquence, ce qui signifie que les pertes par hystérésis sont prédominantes. En effet, en régime sous-critique, les pertes de puissance dans un supraconducteur HTC sont composées des pertes par hystérésis et par courants de Foucault. Il est couramment rapporté dans la littérature [Zhao, 2001], [Bogdanov, 2018], [Ash-

worth, 1994] que les pertes par hystérésis (Q_{hys}) diminuent avec la fréquence car Q_{hys} sont proportionnelles à la profondeur de pénétration du flux magnétique dans le ruban qui diminue lorsque la fréquence augmente. Par ailleurs, les pertes par courants de Foucault (Q_{CF}) sont proportionnelles au carré de la fréquence. A des basses fréquences (généralement <200 Hz pour les supraconducteurs 1G [Yuan, 2005]), les pertes par hystérésis sont prédominantes, ce qui entraîne une diminution des pertes spécifiques totales (Q_{tot}) avec la fréquence [Sander, 2010], [Thakur, 2011]. Cependant, à des valeurs de fréquences relativement élevées (dépendant du matériau supraconducteur utilisé, longueur du ruban, géométrie de la bobine...), l'augmentation des pertes Q_{CF} devient plus importante que la diminution des pertes Q_{hys} , ce qui fait que Q_{tot} augmente avec la fréquence [Yuan, 2005], [Li, 2016], [De Bruyn, 2017], [Liu, 2019]. Toutefois, en raison des limitations de tension des sources d'alimentation utilisées, les mesures n'ont pas pu être effectuées au-delà de 70 Hz.

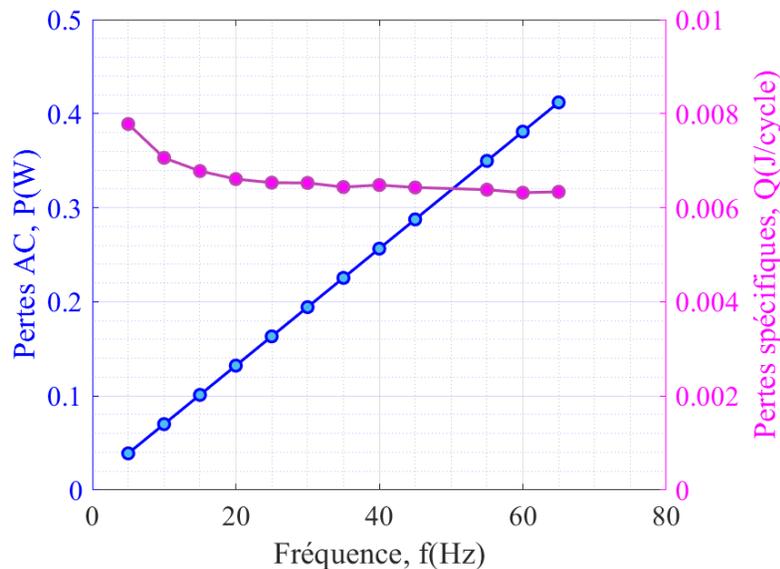
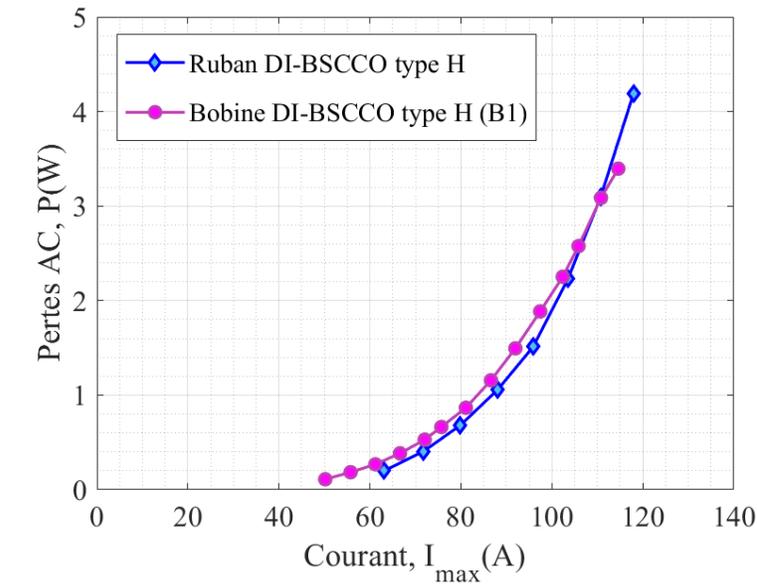
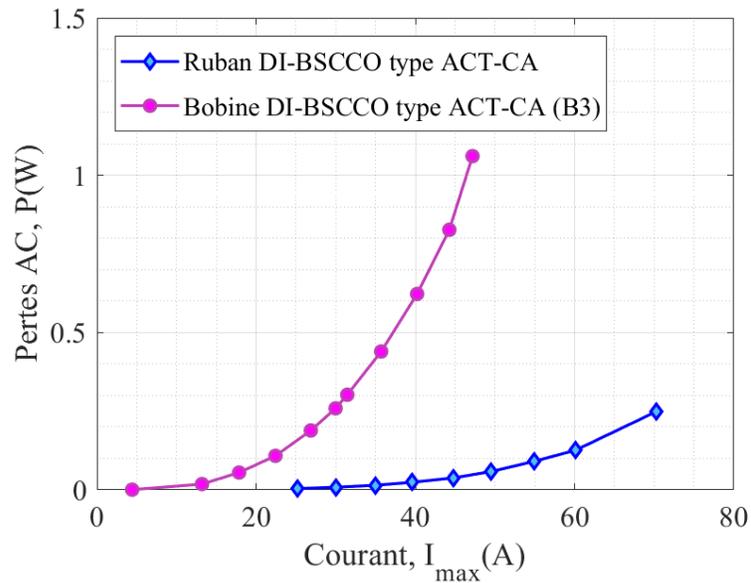


FIGURE II.21 – Pertes AC et pertes spécifiques mesurées sur la bobine B3 en fonction de la fréquence et pour un courant d'amplitude $I_{max} = 30$ A.

Les figures II.22(a) et II.22(b) illustrent les mesures des pertes AC en champ propre pour une bobine non-inductive et une bobine inductive, comparées aux pertes AC calculées pour un échantillon de ruban de même longueur que celui constituant les bobines, pour une fréquence de 40 Hz. Les pertes du ruban sont obtenues en multipliant les pertes mesurées par unité de longueur, sur un échantillon de ruban, par la longueur du ruban qui compose la bobine. Comme mentionné précédemment, les propriétés électromagnétiques des supraconducteurs HTC dépendent de plusieurs facteurs, notamment du champ magnétique. Ainsi, le comportement d'un ruban varie lorsqu'il est intégré dans un système, tel qu'une bobine. Les courbes des pertes de la figure II.22(a) sont proches, car l'effet de $J_c(B)$ est négligeable en raison de la compensation du champ magnétique entre les spires adjacentes dans une bobine non-inductive. Toutefois, dans le cas d'une bobine inductive, le champ magnétique est plus important à l'intérieur de la bobine, et la différence entre les courbes de la figure II.22(b) est significative en raison de l'influence considérable du champ magnétique sur les performances du ruban HTC.



(a)



(b)

FIGURE II.22 – Comparaison des pertes AC en champ propre mesurées à 40 Hz dans la bobine (a) non-inductive B1 avec celles calculées dans un ruban DI-BSCCO type H de même longueur (b) inductive B3 avec celles calculées dans un ruban DI-BSCCO type ACT-CA de même longueur.

Les figures II.23 et II.24 montrent les pertes AC mesurées pour différentes fréquences en fonction de l'amplitude d'un courant sinusoïdal appliqué (I_{max}), pour deux structures de bobines (bobine non-inductive B1 et inductive B4). Nous remarquons que les pertes évoluent avec le courant et avec la fréquence. En effet, lorsque la bobine est parcourue par un courant de transport variable, cela engendre la création d'un champ magnétique variable, entraînant

ainsi la dissipation d'énergie. Par conséquent, les pertes AC augmentent en fonction du courant appliqué. De plus, à ces niveaux de fréquences, ces pertes sont principalement attribuables à l'hystérésis magnétique, ce qui signifie que les pertes augmentent également avec la fréquence, comme cela a été démontré précédemment.

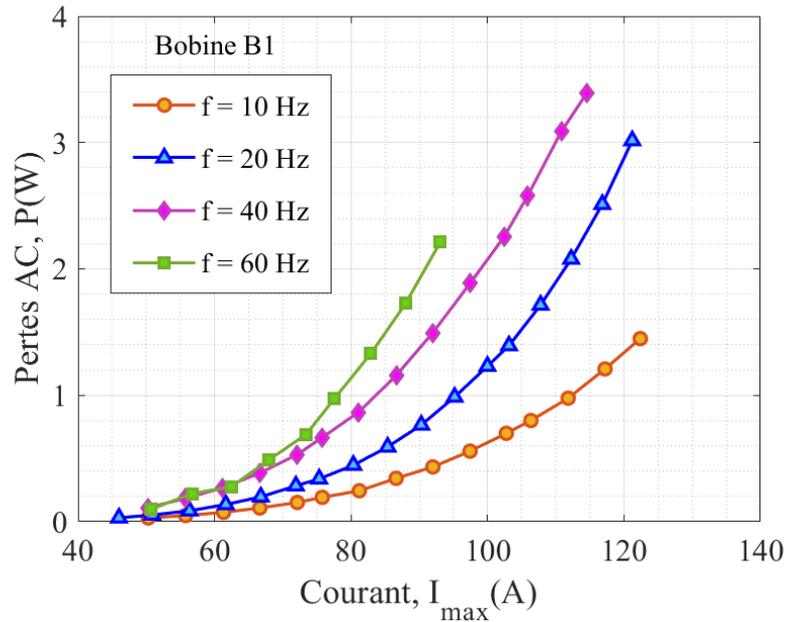


FIGURE II.23 – Pertes AC sous champ propre de la bobine non-inductive B1 en fonction du courant pour différentes fréquences.

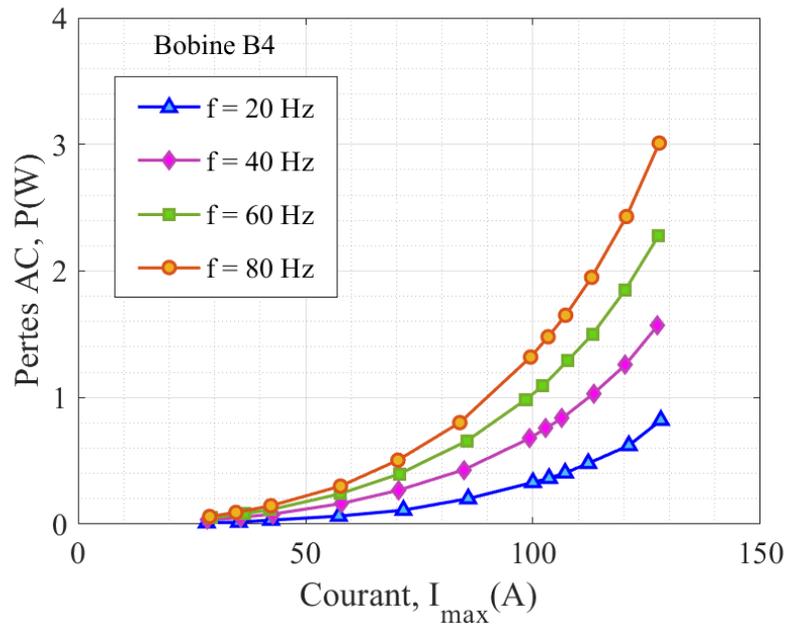


FIGURE II.24 – Pertes AC sous champ propre de la bobine inductive B4 en fonction du courant pour différentes fréquences.

II.4.2.4.2 Mesures de l'inductance

En effectuant des caractérisations expérimentales en AC, nous avons trouvé que l'inductance des bobines supraconductrices HTC varie avec le courant de transport. La figure II.25 montre l'évolution de l'inductance de la bobine inductive B3 mesurée en fonction de l'amplitude du courant I_{max} pour différentes fréquences. Des incertitudes peuvent être observées dans la mesure de l'inductance à des faibles valeurs de courant, en particulier à une fréquence de 5 Hz, en raison des faibles valeurs de tensions mesurées à ces niveaux de courants. Cependant, pour les fréquences considérées, il est à noter que l'effet de la fréquence est insignifiant sur l'inductance, qui demeure pratiquement constante avec une variation de seulement 0,06%, comme le démontre la figure II.26.

La variation de l'inductance des bobines supraconductrices HTC avec le courant de transport a été rapporté dans certains travaux de la littérature [Song, 2011], [Deng, 2014], [Chen, 2019]. Cette variation est due à l'impact du champ magnétique sur la distribution du courant, ce qui entraîne une modification significative de leur « géométrie électrique ». Cette situation diffère des bobines conventionnelles, dont la « géométrie électrique » est presque équivalente à leur géométrie physique, ce qui se traduit par une inductance constante quel que soit le courant. Pour concevoir avec précision des bobines supraconductrices HTC, il est donc crucial de prendre en compte l'évolution de leur inductance en fonction du courant de transport qui peut aller jusqu'à 20 %.

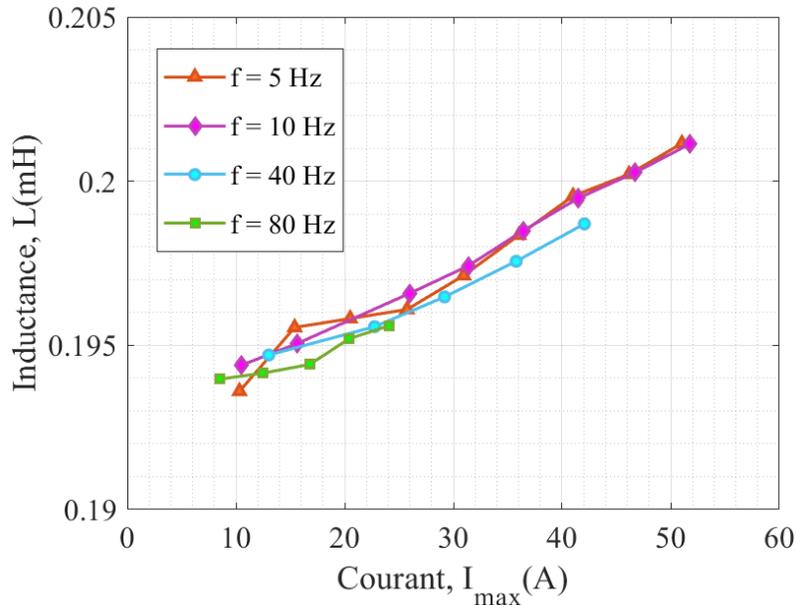


FIGURE II.25 – Evolution de l'inductance de la bobine inductive B3 en fonction du courant I_{max} pour différentes fréquences.

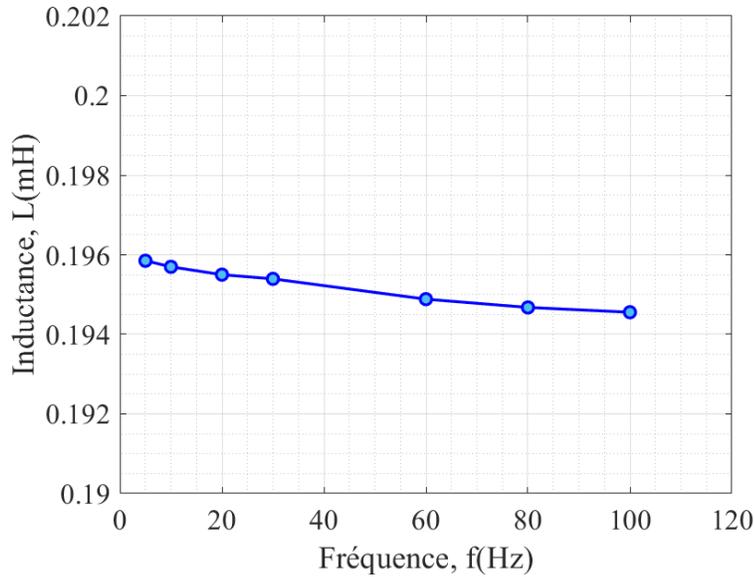


FIGURE II.26 – Variation de l'inductance de la bobine B3 en fonction de la fréquence ($I_{max} = 21.21$ A).

Les figures II.27 et II.28 montrent l'évolution de l'inductance des bobines B1 et B4 mesurée en fonction du courant I_{max} pour différentes fréquences. Nous observons une augmentation de l'inductance des bobines B1 et B4 de 12% et 6,5% respectivement, avec l'augmentation du courant de transport à une fréquence de 40 Hz. De plus, il est remarqué que l'inductance de la bobine B4 (bobine REBCO) dépend davantage de la fréquence, avec une diminution de 2,75% en fonction de celle-ci. Cette variation peut être expliquée par le fait que la distribution du courant à l'intérieur de la bobine peut être plus fortement modifiée, ce qui entraîne une légère variation de l'inductance avec la fréquence.

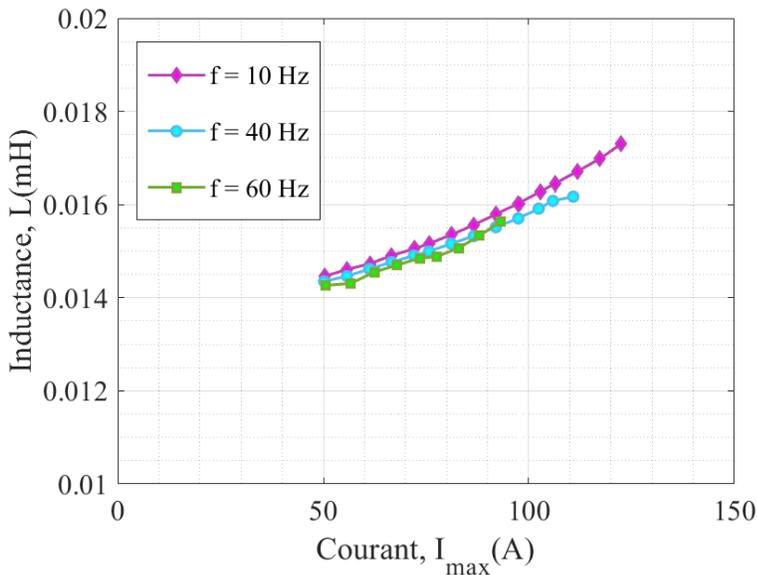


FIGURE II.27 – Evolution de l'inductance de la bobine B1 en fonction du courant I_{max} pour différentes fréquences.

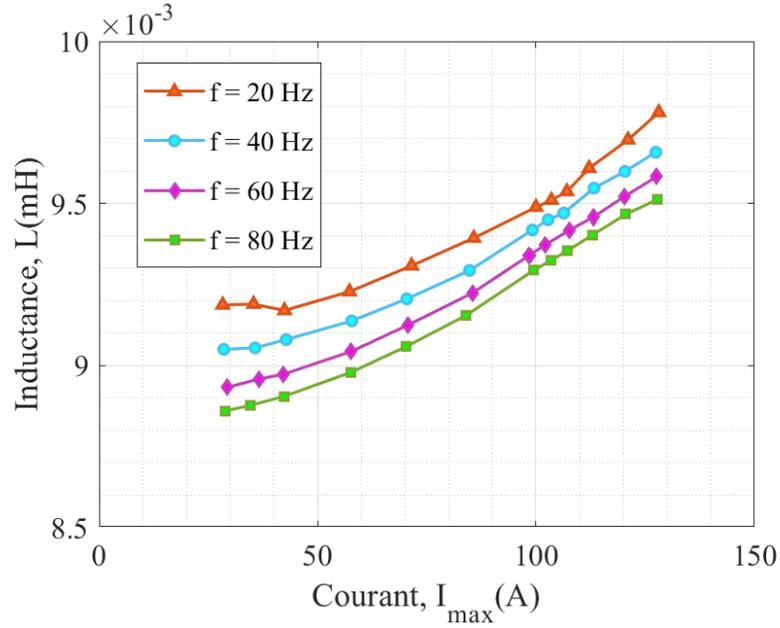


FIGURE II.28 – Evolution de l'inductance de la bobine B4 en fonction du courant I_{max} pour différentes fréquences.

II.4.2.5 Caractérisation en régime AC+DC

Cette partie traite la mesure des pertes qui se produisent lorsque l'on applique un courant AC+DC à une bobine supraconductrice HTC non-inductive. Une telle situation peut se présenter lorsque la bobine est utilisée comme stabilisateur dans des réseaux électriques DC [Douine, 2022]. Comme présenté dans le chapitre état de l'art (section I.3), lorsque le réseau DC est instable, une composante alternative du courant apparaît et se rajoute à la composante continue du réseau. Des pertes de puissance se produisent dans la bobine lorsque le courant augmente et se rapproche du courant critique de la bobine HTC. Ces pertes augmentent la résistance effective de la bobine, et contribuant ainsi à la stabilisation du réseau, selon le critère donné par la relation I.6. Il est donc crucial de mesurer les pertes AC+DC dans la bobine supraconductrice dans le contexte de la conception de dispositifs de puissance.

La figure II.29 présente le schéma du dispositif utilisé pour mesurer les pertes AC+DC. Pour ce faire, nous avons recouru à une méthode électrique similaire à celle employée pour mesurer les pertes AC, en ajoutant une alimentation continue branchée en parallèle avec l'alimentation alternative. Il convient de souligner que la bobine supraconductrice étant non-inductive, l'utilisation d'une bobine de compensation n'est pas nécessaire pour cette mesure. Le courant qui alimente la bobine est donc exprimé par :

$$i_{AC+DC}(t) = i_{AC}(t) + I_{DC} = I_{eff}\sqrt{2}\sin(2\pi ft) + I_{DC} \quad (\text{II.8})$$

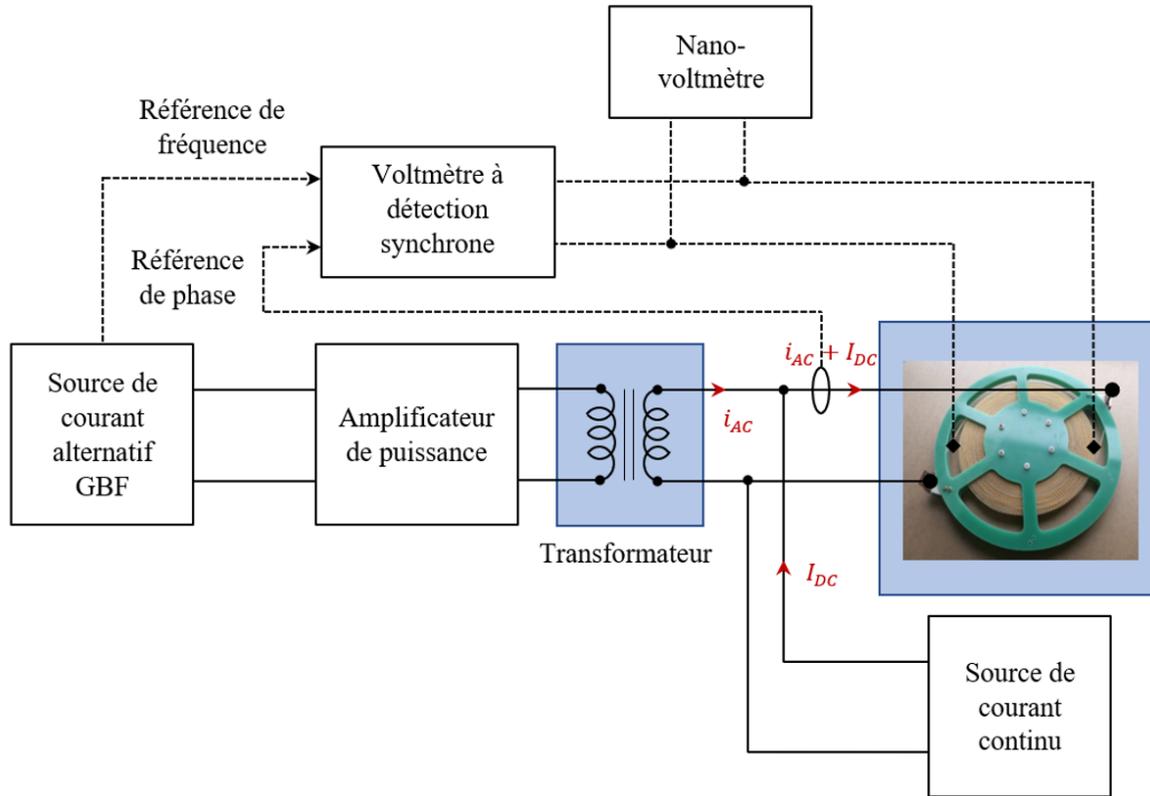


FIGURE II.29 – Schéma du dispositif de la mesure des pertes AC+DC d'une bobine supraconductrice.

Les pertes AC+DC ont été déterminées par la somme des pertes AC et des pertes DC, telles que définies par l'équation II.9. Les pertes DC (P_{DC}) correspondent au produit du courant de l'alimentation continue par la valeur moyenne de la tension mesurée aux bornes de la bobine en utilisant un nano-voltmètre (U_{moy}). Les pertes AC (P_{AC}) ont été mesurées en multipliant le courant alternatif (i_{AC}), utilisé comme signal de référence à la détection synchrone, par la valeur efficace du fondamental de la composante résistive mesurée avec un voltmètre à détection synchrone ($U_{1eff} \cos(\varphi_1)$).

$$P_{AC+DC} = I_{DC}U_{moy} + I_{eff} U_{1eff} \cos(\varphi_1) = P_{DC} + P_{AC} \quad (\text{II.9})$$

Les mesures des pertes AC+DC ont été effectuées sur la bobine non-inductive B2 ayant un courant critique $I_c = 154$ A. Dans la mesure AC+DC, nous avons choisi la forme de courant $i(t)$ illustrée dans la figure II.30, où la valeur du courant continu est égale à l'amplitude du courant alternatif sinusoïdal ($I_{\max(AC)} = I_{DC}$). Les résultats de ces mesures des pertes sont présentés dans la figure II.31, en fonction du courant maximal $I_{\max} = I_{\max(AC)} + I_{DC}$ pour différentes fréquences.

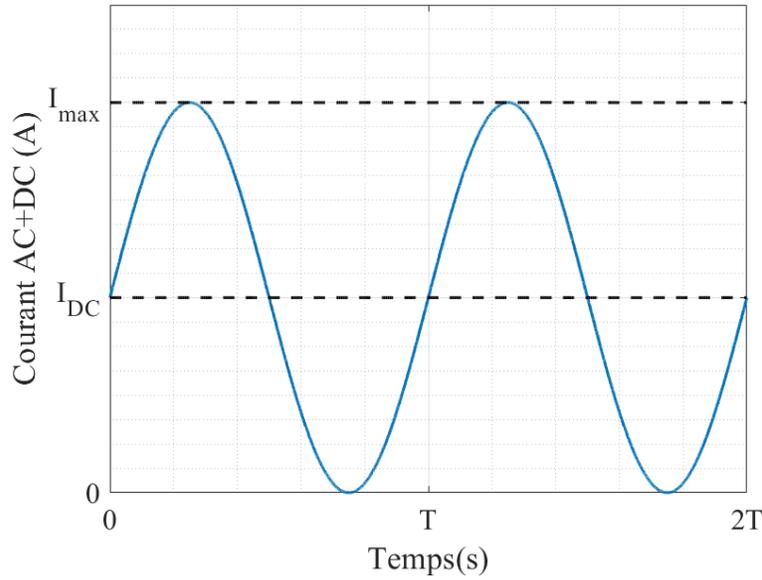


FIGURE II.30 – Allure du courant $i(t)$ choisi dans les mesures en régime AC+DC.

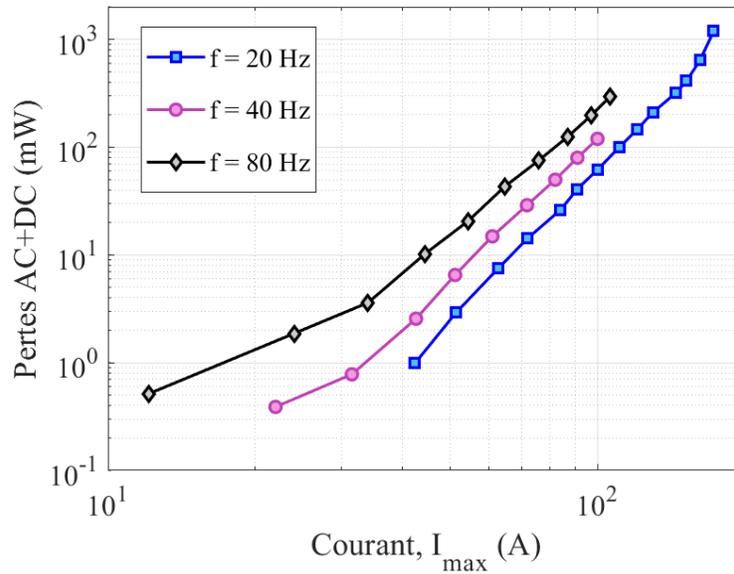


FIGURE II.31 – Pertes AC+DC dans la bobine B2 en fonction de l'amplitude du courant maximal AC+DC (I_{max}) pour différentes fréquences.

La figure II.32 montre les mesures des pertes AC, DC et AC+DC dissipées dans la bobine B2 à une fréquence de 20 Hz, obtenues en utilisant le montage expérimental de la caractérisation AC+DC (figure II.29). Nous pouvons observer que lorsque la valeur maximale du courant appliqué est inférieure au courant critique de la bobine ($I_{max} < I_c$), les pertes AC+DC et les pertes AC sont égales ($P_{(AC+DC)} = P_{AC}$), et les pertes DC (P_{DC}) sont nulles. Cependant, lorsque $I_{max} > I_c$, les pertes DC ne sont plus négligeables. Il est important de souligner que les pertes AC mesurées en utilisant le schéma du dispositif de mesure des pertes AC (figure II.17) sont différentes des pertes AC mesurées avec le schéma de la caractérisation des pertes AC+DC.

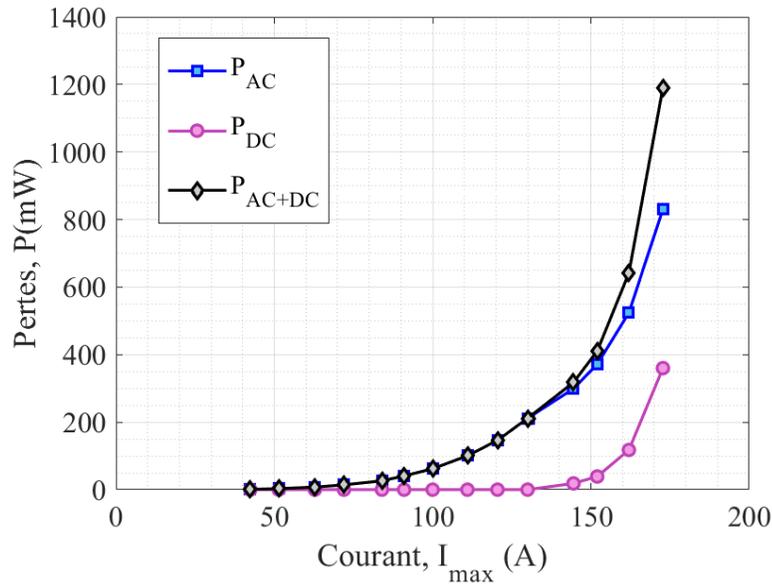


FIGURE II.32 – Pertes AC+DC mesurées dans la bobine B2 à 20 Hz en séparant les pertes AC (P_{AC}) et les pertes DC (P_{DC}), en fonction de l'amplitude du courant maximal AC+DC (I_{max}).

II.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons abordé les difficultés rencontrées lors de l'utilisation de rubans supraconducteurs HTC (1G et 2G) pour fabriquer des bobines en raison des contraintes mécaniques telles que la fragilité des rubans et le rayon de courbure limité, ainsi que des mesures délicates de faibles tensions dans un environnement électromagnétique bruité. Nous avons présenté la caractérisation de différentes structures de bobines refroidies à l'azote liquide soumises à leurs champs propres en utilisant la méthode électrique en courant continu (DC) et variable (AC et AC+DC). Les résultats ont montré l'impact de la structure des bobines supraconductrices sur leur comportement et leurs performances. Aux fréquences considérées, les mesures des pertes ont révélé une relation linéaire avec la fréquence et ont indiqué que les pertes de transport en régime variable se produisent principalement dans les filaments supraconducteurs pour le BSCCO et dans la couche supraconductrice pour l'YBCO, plutôt que dans les autres matériaux constituant le ruban, lorsque le courant est inférieur au courant critique de la bobine.

La caractérisation expérimentale et les formules théoriques utilisées sont basées sur l'évaluation de grandeurs globales, supposant une répartition uniforme de la densité de courant dans la section du ruban supraconducteur. Or la répartition de la densité de courant dans un supraconducteur est loin d'être uniforme, et, sa valeur locale peut atteindre et même excéder la densité de courant critique, alors que la mesure globale du courant indique une valeur inférieure au courant critique. Une évaluation des grandeurs locales est alors cruciale, et, le recours à la modélisation numérique est nécessaire. Ainsi le chapitre suivant traite de la caractérisation de bobines supraconductrices à grandeurs locales combinant modélisation numérique et mesures.

Chapitre III

Caractérisation par grandeurs locales, associant modélisation et mesures

III.1 Introduction

La caractérisation expérimentale des propriétés électromagnétiques des supraconducteurs HTC est une étape cruciale et indispensable pour comprendre le comportement de ces matériaux. Cependant, elle ne fournit pas les informations nécessaires sur les grandeurs physiques locales. Pour une compréhension des phénomènes électromagnétiques qui se produisent localement à l'intérieur du matériau, la modélisation des supraconducteurs HTC est nécessaire.

Dans ce chapitre, des approches expérimentales et numériques ont été combinées dans le processus de caractérisation des bobines supraconductrices HTC afin d'étudier les phénomènes mis en jeu lors de leur alimentation sous différentes conditions d'utilisation.

Des approches de modélisation en courant continu et en régime variable basées sur des méthodes intégrales de volume ont été développées. Ces méthodes sont utilisées en raison de leur avantage de limiter la discrétisation aux parties actives du système. Elles s'adaptent parfaitement aux systèmes multiconducteurs distribués. Dans cette optique, les approches de modélisation sont appliquées à différentes structures de bobines supraconductrices circulaires en forme de galette (pancake) présentant une symétrie axiale, dans le but d'évaluer leur courant critique, les pertes AC ainsi que la variation d'inductance avec le courant qui peut être d'une importance majeure pour certaines applications en énergie électrique.

Afin d'améliorer la rapidité des modèles, tout en gardant un degré de réalisme acceptable, nous avons associé des stratégies de modélisation aux approches développées. Pour une modélisation rapide et réaliste en courant continu, nous avons mis en place une stratégie pour prendre en compte la répartition non uniforme de la densité de courant et du champ électrique, à l'approche du régime critique, basée sur un critère de minimisation de la puissance. Nous avons également mis en œuvre des stratégies de réduction de modèles pour les bobines de grande taille (grand nombre de spires).

Le système modélisé ainsi que les hypothèses de travail sont présentés dans la section suivante, suivis par le développement des équations intégrales permettant l'évaluation des grandeurs magnétiques (champ magnétique, potentiel vecteur magnétique) en tout point de l'espace, en 2D axisymétrique. Les approches de modélisation DC et AC de bobines supraconductrices impliquant ces équations sont alors développées, suivies d'exemples d'applications associant modélisation et mesures.

III.2 Système modélisé

Le système modélisé est constitué d'une bobine supraconductrice circulaire de forme spirale, composée de N_t spires isolées d'un ruban supraconducteur HTC ayant une largeur H_t et une épaisseur W_t (III.1). Elle est caractérisée par une symétrie axiale. Le domaine d'étude peut alors être réduit à une représentation 2D axisymétrique comme le montre la figure III.1. Les coordonnées cylindriques (r, θ, z) sont de ce fait utilisées pour modéliser la configuration axisymétrique de la bobine ayant un rayon interne R_{int} et un rayon externe R_{ext} .

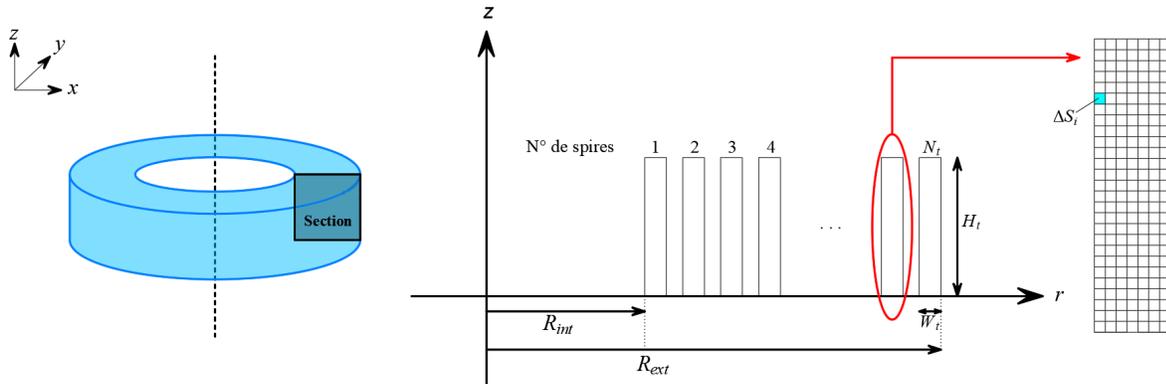


FIGURE III.1 – Système modélisé

Le comportement électrique du matériau supraconducteur HTC est modélisé par une loi en puissance $E - J$ donnée par la relation I.1, associée à la loi de Kim pour tenir compte de la dépendance de la densité de courant critique (J_c) et de l'exposant de fluage (n) en champ magnétique (B) décrite par la relation I.3.

L'utilisation d'équations intégrales pour évaluer les quantités électromagnétiques permet de ne discrétiser que les parties actives (régions conductrices) du système modélisé. Chaque ruban a été discrétisé en $N_r \times N_z$ sections élémentaires rectangulaires (ΔS) dans les directions r et z , conduisant à $N_e = N_t \times N_r \times N_z$ éléments pour la bobine.

Différentes structures de bobines fabriquées à partir de rubans HTC de première et deuxième génération seront modélisées. Les rubans commerciaux de première génération (1G) sont constitués de filaments BSCCO noyés dans une matrice d'argent. La section multifilamentaire de ces rubans dans la bobine peut être considérée comme elliptique. En revanche, pour une bobine composée d'un ruban YBCO, seule la couche supraconductrice est prise en compte dans la modélisation, car elle est la seule région active traversée par un courant.

Les bobines supraconductrices objet d'étude ont été maintenues à une température inférieure à la température critique, en étant refroidies à l'azote liquide. À cette température, les grandeurs caractéristiques des supraconducteurs constituant les bobines sont supposées ne pas varier en réponse aux changements de température.

Étant donné la configuration axisymétrique du système modélisé, les caractéristiques électromagnétiques du matériau supraconducteur sont invariables le long du ruban HTC (invariables suivant l'angle θ dans un repère cylindrique). Cela permet de simplifier les calculs électromagnétiques en se concentrant uniquement sur les variations radiales et axiales, ce qui réduit considérablement la complexité des calculs, sans compromettre la précision des résultats.

Dans une configuration axisymétrique et en utilisant les coordonnées cylindriques (r, θ, z) , lorsque la densité de courant \mathbf{J} circule dans la section de la bobine suivant la direction θ , le potentiel vectoriel magnétique \mathbf{A} résultant n'a qu'une seule composante orienté aussi suivant la direction θ . L'induction magnétique \mathbf{B} présente dans ce cas deux composantes indépendantes

de l'angle θ et orientées respectivement selon les directions radiale et axiale.

$$\begin{aligned}\vec{J} &= J(r, z)\vec{e}_\theta \\ \vec{A} &= A(r, z)\vec{e}_\theta \\ \vec{B} &= B_r(r, z)\vec{e}_r + B_z(r, z)\vec{e}_z\end{aligned}\tag{III.1}$$

Tout le domaine d'étude est caractérisé par la perméabilité magnétique du vide $\mu = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$.

III.3 Approches de modélisation

Nous présenterons dans cette partie les approches de modélisation développées en courant continu et alternatif, basées sur un calcul par méthodes intégrales des grandeurs électromagnétiques dans les bobines supraconductrices HTC.

L'approche de modélisation est basée sur l'intégration de l'équation de Biot-Savart pour calculer la distribution du champ magnétique. Les expressions du potentiel vecteur magnétique A et de l'induction magnétique B en un point de l'espace, générées par une densité de courant J sont données par [Otten, 2019] :

$$\begin{cases} \vec{A}(\vec{r}) = \mu_0 \iiint_{\Omega_s} \vec{J}(\vec{r}') G(\vec{r}, \vec{r}') d\Omega_s \\ \vec{B}(\vec{r}) = \mu_0 \iiint_{\Omega_s} \vec{J}(\vec{r}') \wedge \vec{\nabla} G(\vec{r}, \vec{r}') d\Omega_s \end{cases}\tag{III.2}$$

Où Ω_s est la région source et $G(\vec{r}, \vec{r}')$ est la fonction de Green exprimée en fonction du vecteur r qui identifie le point de calcul, ainsi que du vecteur r' qui identifie le point source.

III.3.1 Expression du potentiel vecteur magnétique

Nous considérons deux points de l'espace, à savoir p et q , représentant respectivement le point calcul et le point source, appartenant au plan (r, z) comme présenté dans la figure III.2. Notons que les points p et q peuvent appartenir au même domaine ou peuvent être de deux domaines différents.

Le potentiel vecteur magnétique calculé au point p par une densité de courant située au point q peut s'écrire comme suit :

$$A(p) = G_A(p, q)J(q)\tag{III.3}$$

Où $G_A(p, q)$ que nous désignons dans ce qui suit par « noyau de Green » représente l'intégration de la fonction de Green sur l'élément source contenant la densité de courant.

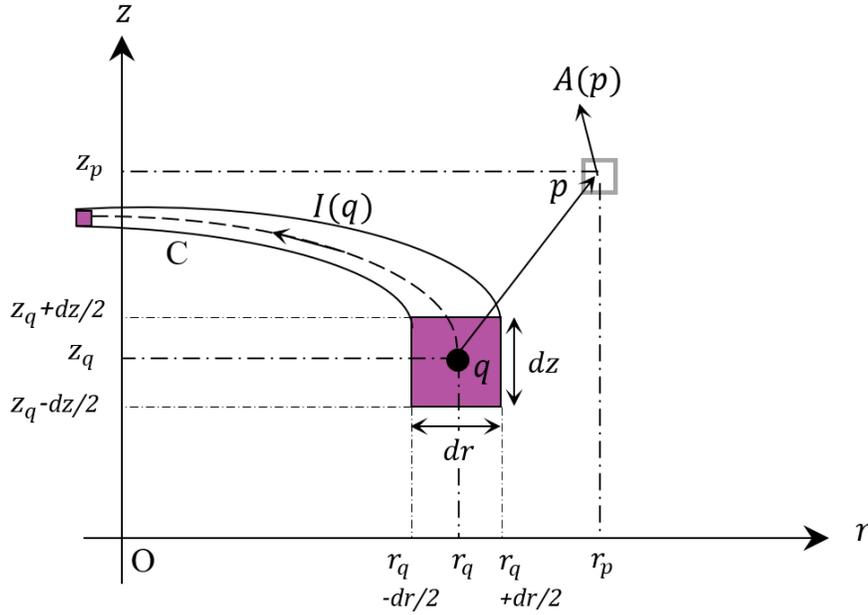


FIGURE III.2 – Illustration de la stratégie d'évaluation des équations intégrales de volume en 2D axisymétrique.

Sans tenir compte de la forme de l'élément source, l'expression de $G_A(p, q)$ prend en compte l'interaction entre un point source transportant une densité de courant et un point cible, est donnée par III.4 [Durand, 1968], [Coombs, 2001].

$$\left\{ \begin{array}{l} G_A(p, q) = \frac{\mu_0 \Delta S}{2\pi} \sqrt{\frac{r_q}{r_p}} k^{-1} [(2 - k^2) E_1(k) - 2E_2(k)] \\ k = \frac{2\sqrt{r_p r_q}}{\sqrt{[r_p + r_q]^2 + [z_p - z_q]^2}} \end{array} \right. \quad (\text{III.4})$$

Où, ΔS est la section de l'élément source ($\Delta S = dr \cdot dz$), (r_p, z_p) sont les coordonnées du point cible et (r_q, z_q) sont les coordonnées du point source.

E_1 et E_2 sont respectivement les intégrales elliptiques complètes de première et de seconde espèce qui s'expriment comme suit :

$$\begin{aligned} E_1(k) &= \int_0^{\pi/2} \frac{1}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2(\varphi)}} d\varphi \\ E_2(k) &= \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \sin^2(\varphi)} d\varphi \end{aligned} \quad (\text{III.5})$$

Plus de détails sur le développement de ces équations sont fournis dans l'annexe B.

Il convient de noter que si les points sont très proches, cette expression du noyau de Green peut entraîner des erreurs numériques, et présente des problèmes de singularités à la source

(lorsque le point de calcul coïncide avec le point source). Pour remédier à ces problèmes, une expression plus élaborée du noyau de Green, où l'intégrale III.2 est évaluée en tenant compte de la forme géométrique de l'élément source, a été utilisée. L'expression du noyau de Green est alors donnée comme suit (figure III.2) [Otten, 2019] :

$$G_A(p, q) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\pi \int_{r_q - dr/2}^{r_q + dr/2} \times \ln \left(\frac{z_p - (z_q - \frac{dz}{2}) + \sqrt{r_p^2 + r'^2 - 2r_p r' \cos(\theta') + (z_p - (z_q - \frac{dz}{2}))^2}}{z_p - (z_q + \frac{dz}{2}) + \sqrt{r_p^2 + r'^2 - 2r_p r' \cos(\theta') + (z_p - (z_q + \frac{dz}{2}))^2}} \right) \cos(\theta') r' dr' d\theta' \quad (\text{III.6})$$

Plus de détails sur le développement de l'équation III.5 sont fournis dans l'annexe B.

L'intégrale III.5 est évaluée numériquement, et, entraîne une augmentation du temps de calcul. Mais elle offre une meilleure précision dans le calcul du potentiel vecteur magnétique.

III.3.2 Expression de l'induction magnétique

En utilisant III.4, les composantes radiales et axiales de l'induction magnétique sont calculées à partir de sa relation avec le potentiel vecteur magnétique ($\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$) :

$$\begin{cases} B_r(r, z) = -\frac{\partial A(r, z)}{\partial z} \\ B_z(r, z) = \frac{1}{r} \frac{\partial(rA(r, z))}{\partial r} \end{cases} \quad (\text{III.7})$$

En écrivant :

$$\begin{cases} B_r(p) = G_{BR}(p, q)J(q) \\ B_z(p) = G_{BZ}(p, q)J(q) \end{cases} \quad (\text{III.8})$$

On a [Durand, 1968] :

$$\begin{cases} G_{BR}(p, q) = \frac{\Delta S \mu_0 k (z_p - z_q)}{4\pi r_p \sqrt{r_p r_q}} \left[\frac{r_q^2 + r_p^2 + (z_p - z_q)^2}{(r_p - r_q)^2 + (z_p - z_q)^2} E_2 - E_1 \right] \\ G_{BZ}(p, q) = \frac{\Delta S \mu_0 k}{4\pi \sqrt{r_p r_q}} \left[\frac{r_q^2 - r_p^2 - (z_p - z_q)^2}{(r_p - r_q)^2 + (z_p - z_q)^2} E_2 + E_1 \right] \end{cases} \quad (\text{III.9})$$

Sous forme matricielle, les composantes du potentiel vecteur magnétique et de l'induction magnétique peuvent être exprimés comme suit :

$$\left\{ \overline{A} = \overline{\overline{G_A}} \overline{J}; \quad \overline{B_r} = \overline{\overline{G_{BR}}} \overline{J}; \quad \overline{B_z} = \overline{\overline{G_{BZ}}} \overline{J} \right\} \quad (\text{III.10})$$

Les modèles développés n'impliquent pas une inversion des matrices $\overline{\overline{G_{BR}}}$ et $\overline{\overline{G_{BZ}}}$, de ce fait, nous avons ignoré la singularité à la source. Les diagonales de ces deux matrices sont alors nulles.

Selon le problème traité, la génération des matrices intégrales peut prendre du temps, mais elles ne sont calculées qu'une seule fois, ne dépendant que de la géométrie du système modélisé.

III.3.3 Modèle DC simplifié pour des régimes proches du courant critique

Les modèles DC rencontrés dans la littérature utilisent simplement les équations III.2 pour l'évaluation du potentiel vecteur magnétique et du champ magnétique, à partir d'une densité de courant appliquée et supposée homogène [Choi, 2005], [Voccio, 2008], [Leclerc, 2011] [Belguerras, 2014] [Statra, 2019]... Ils ne tiennent, de ce fait, pas compte de l'influence du champ magnétique sur la répartition de la densité de courant, en raison de la forte dépendance de la densité de courant critique à ce dernier. Cette influence n'est alors considérée que dans l'évaluation du champ électrique par une loi $E(J)$ impliquant une variation de la densité de courant critique en fonction du champ magnétique (loi en puissance et loi de Kim).

Il est à noter que la répartition de la densité de courant dans un supraconducteur satisfait des critères de minimisation d'énergies électrique et magnétique. Aux faibles courants, c'est l'énergie magnétique qui l'emporte, et, la densité de courant se répartie de telle sorte à minimiser essentiellement cette dernière. A l'approche du courant critique, l'énergie électrique (dissipations par effet Joule) tend à être prédominante. Dans ce cas, nous avons développé un modèle simplifié qui tient compte de l'influence du champ magnétique sur la répartition de la densité de courant.

Les distributions du potentiel vectoriel magnétique \overline{A} et des composantes radiale et axiale de l'induction magnétique $(\overline{B_r}, \overline{B_z})$, dans la section du ruban, sont évalués par les équations décrites précédemment.

Ces expressions ont été combinées avec une stratégie considérant une distribution non uniforme de la densité de courant et du champ électrique, basée sur un critère de minimisation de la puissance, que nous développerons dans ce qui suit.

La bobine supraconductrice est alimentée par un courant continu I_a . La section « S_t » de chaque ruban la constituant est subdivisé en un certain nombre d'éléments de surface ΔS . En utilisant un diviseur de courant tel que représenté dans la figure III.3, le courant (I_i)

circulant dans une section élémentaire (ΔS_i) est donné par la relation (III.11), où R représente la résistance électrique du ruban à l'exclusion de l'élément ΔS_i , et R_i représente celle du circuit élémentaire de section ΔS_i situé à une coordonnée radiale r_i , comme décrit par l'équation (III.12).

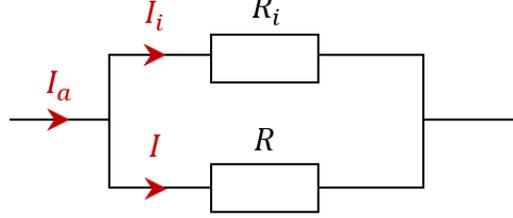


FIGURE III.3 – Illustration des distributions de courant dans un ruban.

$$I_i = \frac{R}{R_i + R} I_a \quad (\text{III.11})$$

$$\left\{ R_i = 2\pi \frac{r_i \rho_i}{\Delta S_i}; \quad R = 2\pi \frac{\langle r \rangle_t \rho}{S_t - \Delta S_i} \right\} \quad (\text{III.12})$$

$$\left\{ \rho_i = \frac{E_c}{J_c^n(B_i)} J_i^{n-1}; \quad \rho = \frac{E_c}{\langle J_c(B) \rangle_t^n} J^{n-1} \right\} \quad (\text{III.13})$$

Avec, $\langle r \rangle_t$ est le rayon moyen dans la section du ruban (S_t), ρ et ρ_i sont, respectivement, les résistivités électriques équivalentes du ruban et celle du circuit élémentaire de section ΔS_i évaluées en utilisant la loi en puissance. Dans l'équation (III.13), B_i et $J_c(B_i)$ sont respectivement l'induction magnétique et la densité de courant critique évaluée au centre de ΔS_i , et $\langle J_c(B) \rangle_t$ est la valeur moyenne de la densité de courant critique dans le ruban. Notons que : $J_i = I_i / \Delta S_i$ et $J = (I_a - I_i) / (S_t - \Delta S_i)$.

En supposant que $S_t \gg \Delta S_i$, $R_i \gg R$ et $I_a \gg I_i$, nous obtenons la relation (III.14) donnant l'expression du courant élémentaire (I_i) en fonction du courant appliqué (I_a), où $\alpha = |I_a| / \sum |I_i|$ est un facteur de correction assurant la conservation du courant dans le ruban.

$$I_i = \frac{R}{R_i} I_a = \alpha \frac{\Delta S_i \langle r \rangle_t J_c(B_i)}{S_t r_i \langle J_c(B) \rangle_t} I_a \quad (\text{III.14})$$

L'équation III.14 est résolue itérativement jusqu'à convergence en suivant le schéma présenté dans la figure III.4 [Fawaz, 2021]. Après l'initialisation des paramètres, nous considérons d'abord une distribution uniforme du courant dans la section du ruban. Ensuite, les composantes de l'induction magnétique sont évaluées dans chaque section élémentaire en utilisant les expressions III.8 et III.9. La densité de courant critique est alors réévaluée, et une nouvelle

distribution du courant est obtenue en résolvant (III.14). Le critère d'arrêt est basé sur la minimisation de la puissance (P) dissipée dans la bobine, exprimée comme suit :

$$P = 2\pi \sum_{i=1}^{N_e} E_i J_i r_i \Delta S_i \quad (\text{III.15})$$

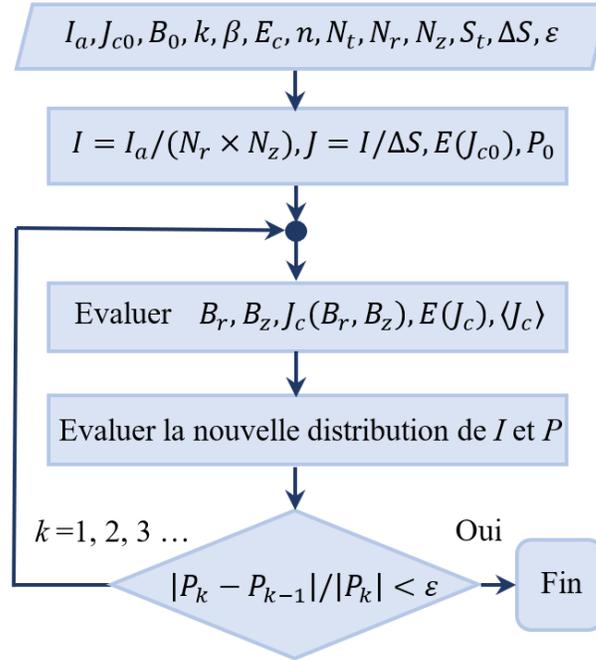


FIGURE III.4 – Organigramme de l'approche de modélisation en courant continu.

III.3.4 Modélisation AC

En partant des équations de Maxwell, le champ électrique E peut être exprimé à n'importe quel point du système en fonction du vecteur magnétique et du potentiel scalaire électrique (\vec{A}, V) comme suit :

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{\nabla} V \quad (\text{III.16})$$

Le comportement électrique du matériau supraconducteur HTC est modélisé par la loi en puissance $E - J$ donnée par la relation I.1, nous obtenons alors la relation suivante :

$$\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + E_c \left| \frac{J}{J_c} \right|^n \frac{\vec{J}}{\|\vec{J}\|} + \vec{\nabla} V = \vec{0} \quad (\text{III.17})$$

En 2D, et dans le cas d'une alimentation en courant, le potentiel scalaire électrique est

inutile, et l'équation III.17 se réduit comme suit [Otten, 2019] :

$$\frac{\partial A}{\partial t} + E_c \left| \frac{J}{J_c} \right|^n = 0 \quad (\text{III.18})$$

Avec la contrainte :

$$\iint_{S_t} J dS = I_a \quad (\text{III.19})$$

Où I_a le courant appliqué et S_t est la section du ruban.

Étant donné que le potentiel vecteur magnétique est exprimé en fonction de la densité de courant J dans la forme intégrale de l'équation III.18, l'ajout de l'équation III.19 dans le système matriciel n'est pas possible, car il n'y a qu'une seule inconnue (J). Ainsi, nous avons opté pour l'utilisation d'une méthode qui s'apparente à la méthode du multiplicateur de Lagrange afin de satisfaire simultanément les équations III.18 et III.19. La forme matricielle de III.17 peut donc être réécrite comme suit :

$$\overline{\overline{G}}_A \frac{\partial \overline{J}}{\partial t} + E_c \left\{ \frac{\overline{J}}{\overline{J}_c} \right\}^n + \gamma \overline{\overline{S}} \{ \overline{J} - \overline{J}_a \} = 0 \quad (\text{III.20})$$

où γ est le multiplicateur de Lagrange, pris comme constant (dans ce travail, nous avons choisi une valeur $\gamma = 100V/(A.m)$ [Otten, 2019]), et $\overline{\overline{S}}$ est une matrice contenant les sections élémentaires. Les vecteurs \overline{J} et \overline{J}_a de taille $N_r \times N_z$ contiennent respectivement les densités de courant électrique induites et les densités de courant électrique appliquées dans le ruban (t).

Le système matriciel III.20 est résolu par intégration temporelle numérique pour obtenir la distribution de la densité de courant dans la bobine, en utilisant le solveur ODE « ode15s » de Matlab. Il est important de noter que ce modèle ne peut être utilisé en DC, en considérant une répartition uniforme du courant.

III.4 Application à la caractérisation de bobines supraconductrices HTC

Après avoir exposé les approches de modélisation par méthodes intégrales de volume, cette section se concentre sur l'application de ces méthodes à la caractérisation de différentes bobines supraconductrices HTC.

Les champs perpendiculaires et parallèles à la surface du ruban constituant la bobine (relation I.3) correspondent respectivement à :

$$\begin{aligned} B_{\perp} &= B_r \\ B_{//} &= B_z \end{aligned} \quad (\text{III.21})$$

La caractéristique globale $U(I)$ d'une bobine sera obtenue en calculant la tension totale à ses bornes. Cette tension sera la somme des tensions par spire (U_t) calculée à partir de la puissance dissipée (P_t) dans chaque spire (t) de la bobine, exprimée comme suit :

$$P_t = U_t I_a = \iiint_{\Omega_t} E_t J_t d\Omega \quad (\text{III.22})$$

Où I_a est le courant appliqué, Ω_t est le volume de la spire t , E_t est le champ électrique exprimé à partir de la loi de puissance (I.1) et J_t désigne la densité de courant dans la spire t .

En prenant en compte les paramètres géométriques de la bobine, la tension U_t peut être calculée de la manière suivante :

$$U_t = \frac{2\pi}{I_a} \int_0^{H_t} \int_{R_{int}^t}^{R_{ext}^t} E_t(r, z) \cdot J_t(r, z) r dr dz \quad (\text{III.23})$$

où R_{int}^t et R_{ext}^t sont respectivement les rayons interne et externe de la spire t .

La tension totale aux bornes de la bobine correspond à la somme des tensions de toutes les spires :

$$U = \sum_{t=1}^{N_t} U_t = \frac{2\pi}{I_a} \sum_{t=1}^{N_t} \int_0^{H_t} \int_{R_{int}^t}^{R_{ext}^t} E_t(r, z) \cdot J_t(r, z) r dr dz \quad (\text{III.24})$$

Elle est déduite de la puissance totale dissipée dans la bobine :

$$P = U I_a = 2\pi \sum_{t=1}^{N_t} \int_0^{H_t} \int_{R_{int}^t}^{R_{ext}^t} E_t(r, z) \cdot J_t(r, z) r dr dz \quad (\text{III.25})$$

Le courant critique de chaque bobine sera obtenu en trouvant l'intersection de la courbe $U(I)$ avec la tension critique. Cette tension critique est obtenue en multipliant le champ électrique critique E_c par la longueur du ruban HTC constituant la bobine ($U_c = E_c \times L_{bobine}$), selon la définition couramment utilisée pour la détermination expérimentale du courant critique.

III.4.1 Détermination du courant critique et des paramètres de la loi de Kim

Nous allons déterminer le courant critique ainsi que les paramètres de la loi de Kim-Anderson (I.3), pour deux types de bobines (inductives et non-inductives) soumises à leur champ magnétique propre. Les paramètres de Kim donnant $J_c(B)$ et $n(B)$ pour chaque bobine sont obtenus en utilisant une méthode de moindres carrés, minimisant l'écart entre les résultats de modélisation et de mesures.

III.4.1.1 Cas d'une bobine inductive

Les paramètres du modèle de Kim pour une bobine inductive ayant une structure donnée dans la figure II.7, sont déterminés à partir des courbes expérimentales fournies par le fabricant, donnant l'évolution du courant critique et de l'exposant de fluage en fonction du champ magnétique $I_c(B_{//})$, $I_c(B_{\perp})$ et $n(B_{\perp})$ mesurées à 77 K sur un échantillon du même ruban supraconducteur que celui utilisé pour la fabrication de la bobine. Ces données ont été utilisées pour extraire les paramètres (J_{c0} , B_0 , β et k) de $J_c(B_{\perp}, B_{//})$ et les paramètres (n_0 et B_{n0}) de $n(B_{\perp})$, tels que définis par la relation (I.3), en utilisant une méthode des moindres carrés (figure III.5). Pour ce faire, la courbe $J_c(B_{\perp})$ permet d'obtenir les valeurs des paramètres J_{c0} , B_0 et β , qui, une fois identifiées, permettent d'utiliser la courbe $J_c(B_{//})$ pour déterminer la constante k . En ce qui concerne la détermination de n_0 et B_{n0} , la courbe $n(B_{\perp})$ est utilisée où un seul calcul est nécessaire [Belguerras, 2014].

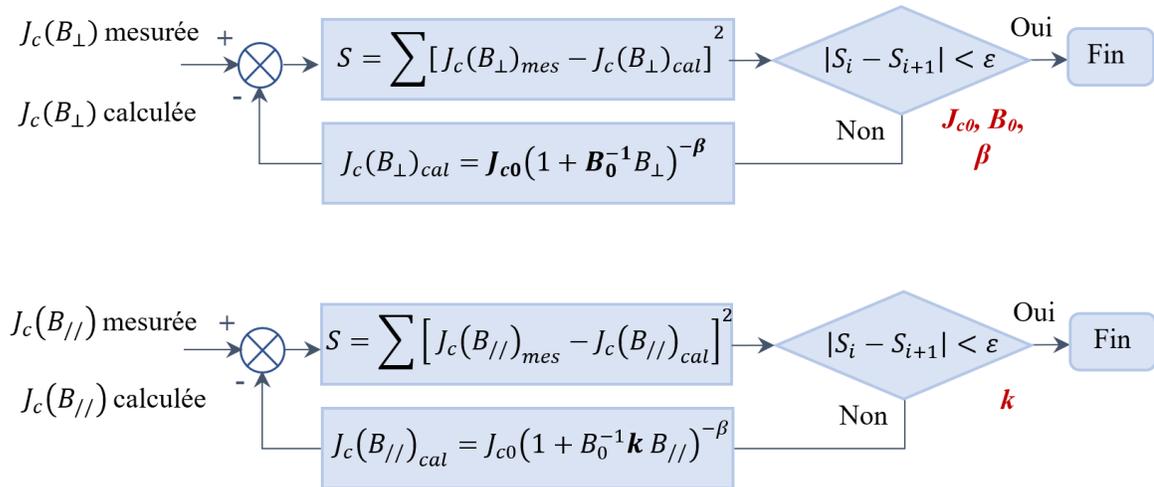


FIGURE III.5 – Identification des paramètres de Kim pour une bobine inductive en minimisant l'écart entre modélisation et mesures.

Le tableau III.1 montre les résultats de l'identification des paramètres de Kim pour la bobine inductive B3. Le ruban utilisé est de type DI-BSCCO de type ACT-CA [Sumitomo]. Les courbes expérimentales et celles obtenues en utilisant les modèles avec les paramètres identifiés pour représentées respectivement sur la figure III.6 pour $I_c(B_{\perp}, B_{//})$ et sur la figure III.7 pour $n(B_{\perp})$.

TABLEAU III.1 – Paramètres du modèle de Kim pour la bobine inductive B3.

Paramètre	J_c				n		
	J_{c0} (A/mm^2)	B_0 (T)	β	k	n_0	B_{n0} (mT)	k
Valeur	78.7	0.14	2.28	0.14	11	59.7	0.14

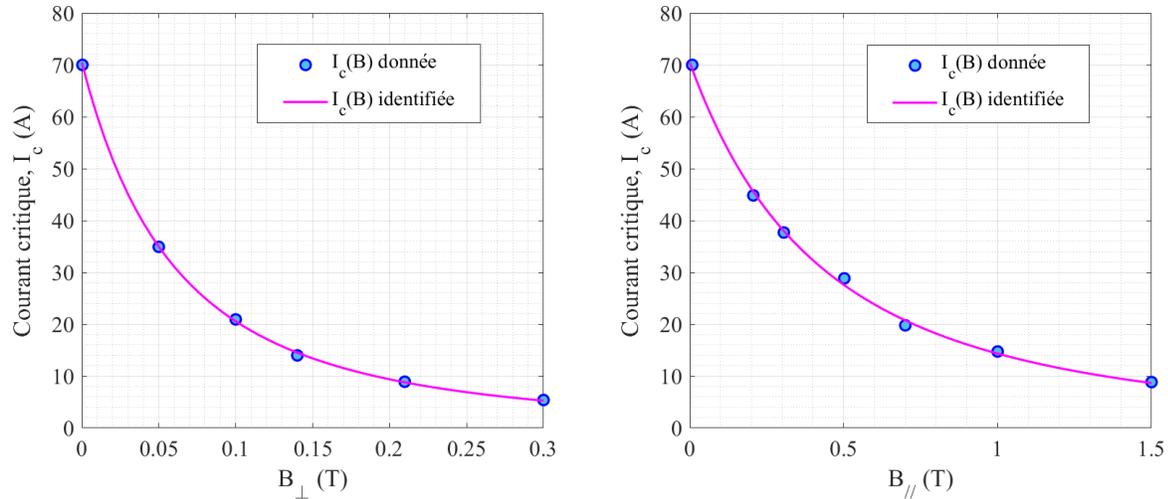


FIGURE III.6 – Comparaison des courbes expérimentales et calculées de $I_c(B_{\perp})$ et $I_c(B_{//})$ pour un ruban DI-BSCCO type ACT-CA à 77 K.

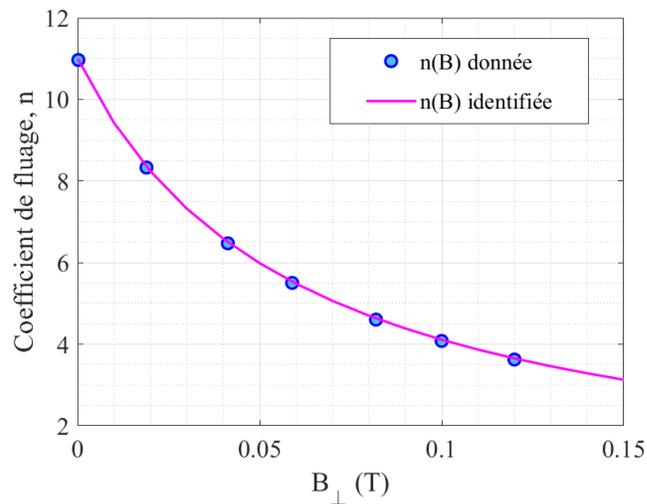
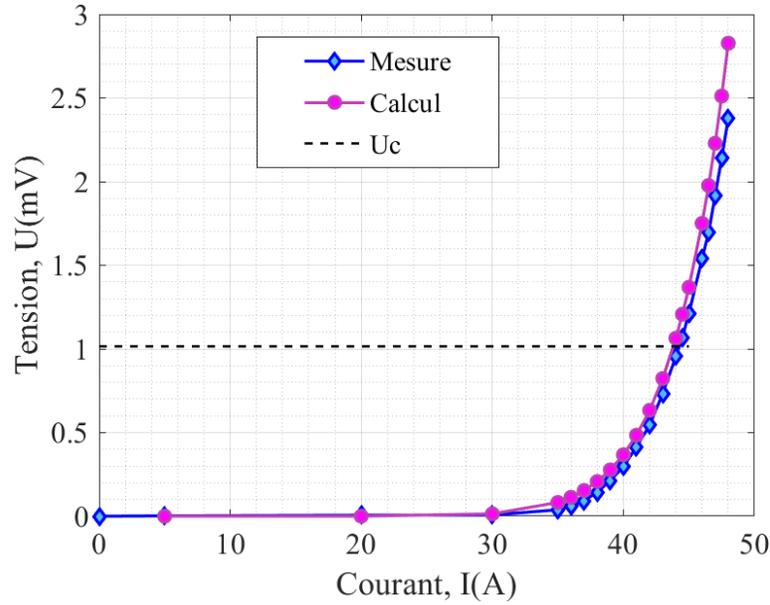


FIGURE III.7 – Comparaison des courbes expérimentale et calculée de $n(B_{\perp})$ pour un ruban DI-BSCCO de type ACT-CA à 77 K.

Une fois les paramètres de Kim déterminés, il est possible de calculer la caractéristique $U - I$ de la bobine B3 en utilisant l'expression (III.24). La figure III.8 illustre la comparaison entre la courbe $U(I)$ mesurée et celle calculée. Nous notons que le courant critique mesuré est de 44.5 A tandis que celui calculé est de 43.8 A. Cette différence peut être attribuée à un certain écart entre les courbes expérimentales et identifiées de $I_c(B_{\perp}, B_{//})$ et $n(B_{\perp})$, qui n'a pas été complètement minimisé. Cet écart a une influence subtile sur les paramètres de Kim identifiés, expliquant ainsi une légère différence observée entre les courbes calculées et mesurées de $U(I)$ pour la bobine B3.

FIGURE III.8 – Courbes $U - I$ calculées et mesurées pour la bobine B3.

III.4.1.2 Cas d'une bobine non-inductive

Dans le cas d'une bobine non-inductive (figure II.6), une telle structure de bobine présente un champ magnétique local faible, proche du champ propre d'un ruban [Leclerc, 2013], [Zermeño, 2017] et inférieur aux valeurs considérées dans les données expérimentales donnant $J_c(B)$. Nous avons constaté que l'extrapolation de ces données, pour calculer les paramètres de Kim de la bobine, ne fournit pas de résultats satisfaisants. Pour surmonter ce problème, une méthode de caractérisation est proposée.

L'approche de modélisation en courant continu développé dans la section III.3.3 est associée à une méthode des moindres carrés permettant de déterminer les paramètres du modèle représentant la relation $E(J, B)$ d'une bobine non-inductive, en utilisant la courbe $U - I$ expérimentale, tel que présenté dans la figure III.9. La tension aux bornes de la bobine supraconductrice est calculée à l'aide de l'expression (III.24). Bien que nous ayons pris en compte la dépendance de la densité de courant en fonction du champ magnétique $J_c(B)$, nous avons supposé que l'exposant de fluage n est constant.

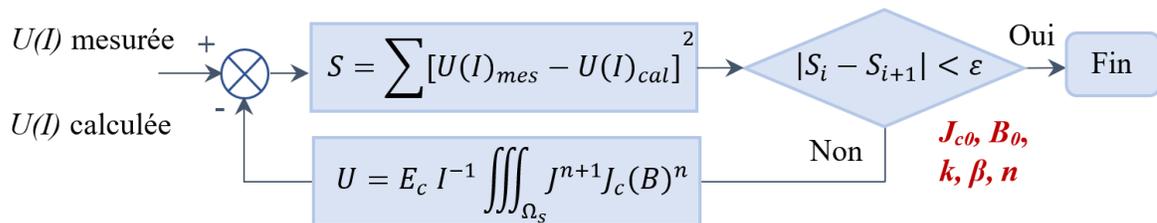


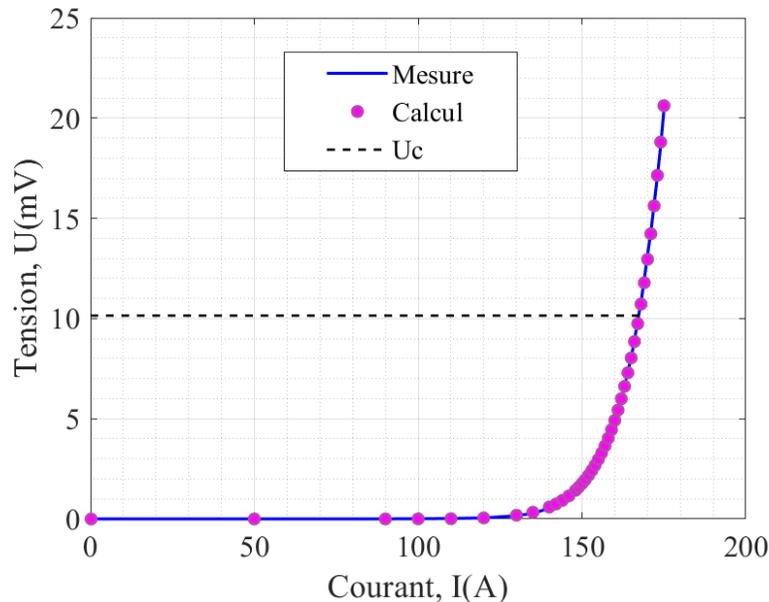
FIGURE III.9 – Identification des paramètres de Kim pour une bobine non-inductive en minimisant l'écart entre modélisation et mesures.

Dans la suite, nous allons exposer les résultats de modélisation de la bobine B1 obtenus après avoir appliqué la méthode de caractérisation développée pour déterminer ses paramètres J_{c0} , B_0 , k , β et n . Les paramètres identifiés pour une distribution uniforme et non uniforme de la densité de courant dans la section de cette bobine sont répertoriés dans le tableau III.2. Nous remarquons que le courant critique sous champ nul J_{c0} est davantage affecté par la distribution non uniforme de J , alors que les autres paramètres restent relativement stables. La distribution non uniforme de J entraîne une répartition non uniforme du champ magnétique à l'intérieur de la bobine, avec des zones présentant un champ magnétique plus élevé que d'autres, ce qui peut influencer la valeur de J_{c0} , étant donné que le courant critique dépend de la répartition du champ magnétique dans la bobine.

TABLEAU III.2 – Coefficients du modèle de Kim pour la bobine non-inductive B1.

	J_{c0} (A/mm^2)	B_0 (T)	β	k	n
J uniforme dans la section de la bobine	189.59	0.15	2.16	0.14	14
J non uniforme dans la section de la bobine	186.56	0.14	2.25	0.14	15

Les courbes $U - I$ obtenues par les mesures et la modélisation considérant une distribution non uniforme du courant, sont présentées dans la figure III.10. La modélisation donne un courant critique de 167.4 A, en accord satisfaisant avec la valeur expérimentale de 167 A. Cependant, le courant critique du ruban est établi à 170 A, ce qui indique une diminution non significative de I_c dans B1, ce qui suggère que le champ magnétique appliqué à un ruban dans la bobine non-inductive est proche du champ propre d'un échantillon de ruban.

FIGURE III.10 – Courbes $U - I$ calculées et mesurées pour la bobine B1.

La distribution radiale et axiale des composantes de l'induction magnétique B_r et B_z , ainsi que celle de la densité de courant J dans la première spire pour un courant appliqué de 150 A,

sont représentées dans la figure III.11. Nous remarquons que B_r affecte plus significativement la distribution de J . Les régions centrales, soumises à des valeurs plus faibles de B_r , transportent des courants plus importants, tandis que sur les bords des rubans, la situation est inversée, où B_r est maximal et le courant est minimal. La figure III.12 montre la distribution de B_r et J dans la section de la bobine pour un courant appliqué de 150 A.

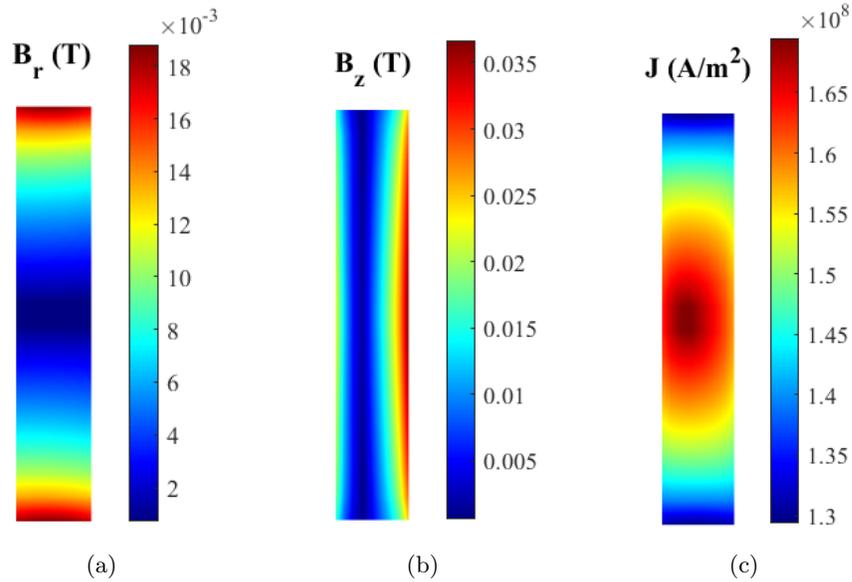
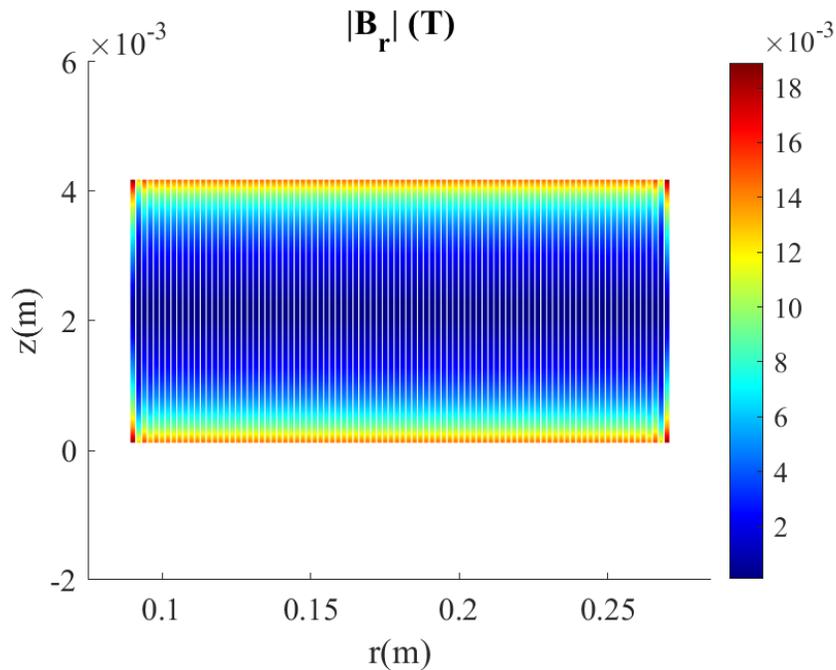


FIGURE III.11 – Distributions, dans la section de la première spire, de : (a) la composante radiale de l'induction magnétique, (b) la composante axiale de l'induction magnétique, (c) la densité de courant électrique ($I_a = 150$ A).



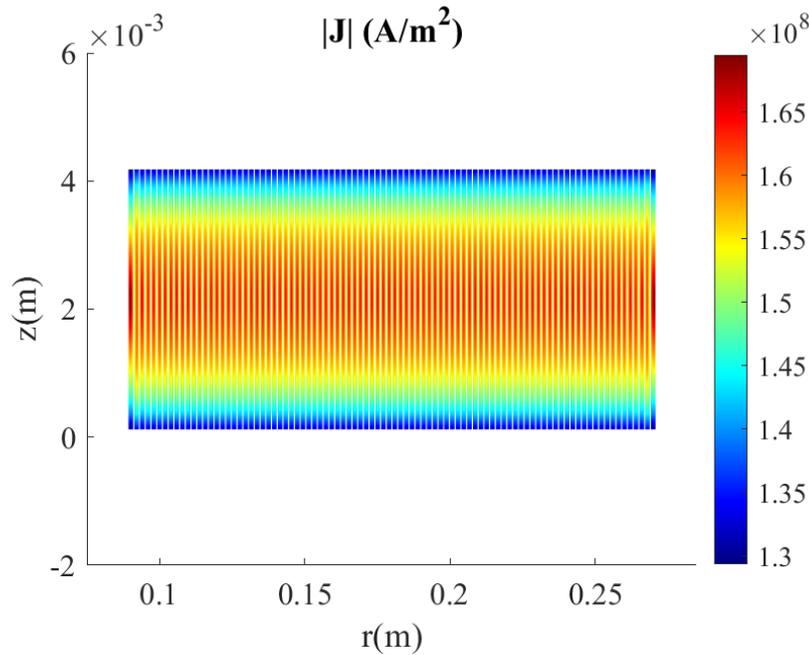


Figure III.12: Distributions de la composante radiale de l'induction magnétique et de la densité de courant électrique respectivement dans la section de la bobine B1 ($I_a = 150 A$).

Nous avons trouvé que la densité de courant critique J_c a une répartition spatiale très similaire à celle de J . La figure III.13 représente la densité de courant normalisée (J/J_c) pour un ruban, à différentes valeurs du courant appliqué I_a . Nous pouvons remarquer que la distribution du courant normalisé est relativement uniforme dans tous les cas, avec une légère augmentation vers le côté intérieur du ruban (diminution de r_i dans l'équation III.14). Ce résultat est attribuable au critère de minimisation de la puissance.

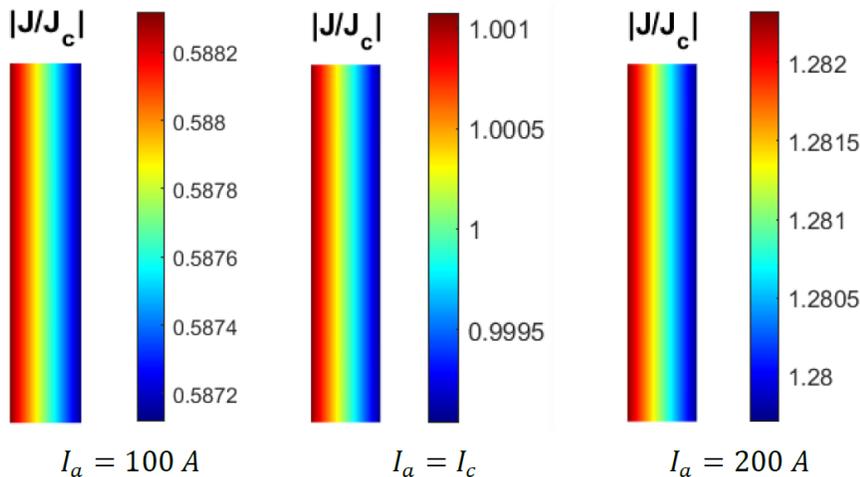


FIGURE III.13 – Distribution, dans la section de la première spire, de $|J/J_c|$ pour différents I_a .

La figure III.14 illustre la variation des pertes de puissance (P) dans la procédure itérative décrite dans la figure III.4, pour un courant appliqué de 150 A. La première valeur est obtenue en utilisant la densité de courant critique à zéro champ magnétique (J_{c0}), tandis que la seconde est obtenue en considérant une distribution uniforme de courant dans la section du ruban. Cette dernière est la valeur maximale atteinte lors de la résolution itérative. Après la troisième itération, la puissance commence à diminuer, se stabilise et converge à un critère d'erreur de 10^{-8} après 10 itérations.

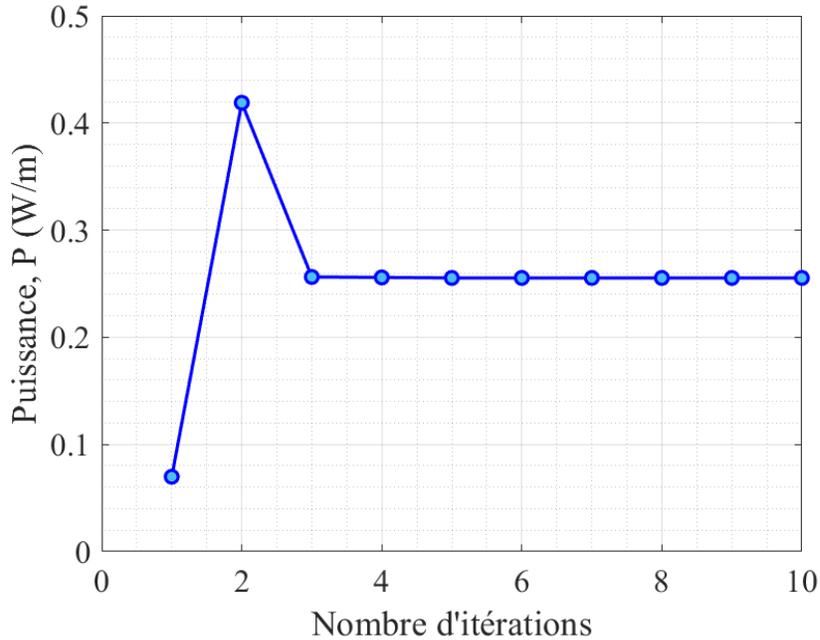


FIGURE III.14 – Évolution de la puissance dissipée dans la bobine B1 pendant la résolution itérative ($\epsilon = 10^{-8}$).

III.4.2 Détermination des pertes AC

Les bobines supraconductrices HTC ont été utilisées pour leur intérêt dans diverses applications de l'énergie électrique, telles que les machines électriques, les stabilisateurs supraconducteurs et les systèmes de stockage d'énergie. Ces dispositifs sont conçus pour fonctionner en courant continu et/ou alternatif, ce qui entraîne des pertes d'hystérésis en régime permanent et transitoire. Ainsi, l'estimation de ces pertes par une modélisation est importante pour l'évaluation des performances et la conception de la bobine. Nous présentons dans cette partie les résultats des pertes AC obtenus sur deux structures de bobines, inductives et non-inductives, sous différents régimes d'alimentation.

Pour une modélisation plus réaliste, la section réelle du supraconducteur dans le ruban considéré est prise en compte. Des stratégies de réduction de modèles sont adoptées pour les bobines de grandes tailles (grand nombre de spires).

III.4.2.1 Cas d'une bobine non-inductive en BSCCO de grande taille

La complexité du calcul des pertes AC dans les bobines de grande taille, en raison des propriétés non-linéaires des supraconducteurs HTC, entraîne une demande importante en termes de temps de calcul et d'espace mémoire. Ainsi, plusieurs approches ont été développées pour modéliser ces bobines supraconductrices de grande taille. Certaines études ont utilisé des stratégies d'homogénéisation [Cavallucci, 2021]. Cependant, il convient de noter que la méthode d'homogénéisation n'est pas applicable aux bobines non-inductives, où le courant circule en sens opposé dans deux spires adjacentes. Lorsque les bobines sont constituées du ruban de seconde génération, la limitation de chaque ruban à sa partie supraconductrice, modélisée par une seule couche d'éléments en raison de sa structure très fine, permet une économie substantielle de l'espace mémoire et du temps de calcul requis [Quéval, 2016].

Dans ce travail, une stratégie d'approximation des rubans éloignés a été développée et combinée avec le modèle intégral AC précédemment développé (section III.3.4), afin d'analyser la répartition de la densité de courant et d'évaluer les pertes dans de bobines non-inductives de grandes tailles enroulées avec un ruban supraconducteur en BSCCO.

La structure multifilamentaire du supraconducteur dans le ruban 1G peut être considérée comme un noyau elliptique avec des demi-axes a et b que nous illustrons dans la figure III.15 [Fujiwara, 2000], [Carlier, 2012]. La résistivité de l'argent à 77 K est imposée à l'extérieur de la section elliptique avec une valeur de $\rho_{Ag(77K)} = 0.27 \times 10^{-8} \Omega.m$ [Ekin, 2006]. En revanche, la résistivité électrique du matériau supraconducteur HTC est modélisée par la loi de puissance $E - J$, associée à la loi de Kim pour tenir compte de dépendance de la densité de courant critique par rapport à l'amplitude et l'orientation de l'induction magnétique $J_c(B)$.

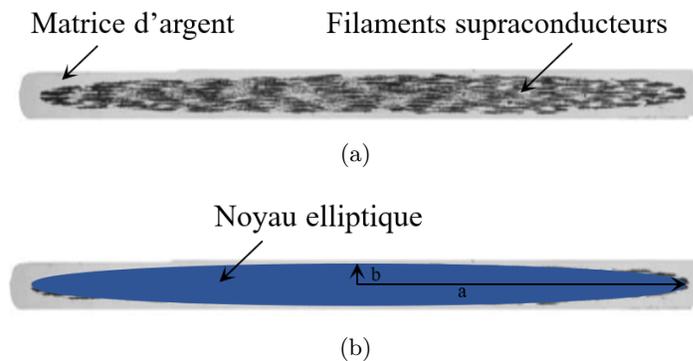


FIGURE III.15 – (a) Micrographie en coupe transversale d'un ruban Bi-2223/Ag [Nibbio, 2001], (b) modèle en noyau elliptique.

Pour réduire la taille des matrices intégrales, il est possible de négliger ou regrouper simplement les effets des éléments situés loin du point où le potentiel vecteur magnétique et le champ magnétique sont calculés (point cible). Ces éléments éloignés sont regroupés pour être considérés comme un seul élément depuis le point cible. Dans notre cas, le courant est imposé dans la bobine, et étant donné que cette dernière est non-inductive, nous utilisons une approximation des rubans éloignés où l'impact des rubans distants sur les rubans d'intérêt est

négligé. Cette stratégie permet de transformer la modélisation de la bobine entière en une modélisation successive d'un nombre pair de spires consécutives (n_t), où les pertes sont évaluées dans les deux spires centrales pour maintenir un certain équilibre magnétique. Le processus est répété pour prendre en compte tous les rubans de la bobine en déplaçant les paires de spires consécutives (n_t) de deux tours à chaque itération (figure III.16). Ainsi, la discrétisation ne nécessite qu'un nombre déterminé ($N_e = n_t \times N_r \times N_z$) de sections élémentaires (ΔS) pour chaque séquence de calcul [Fawaz, 2023].

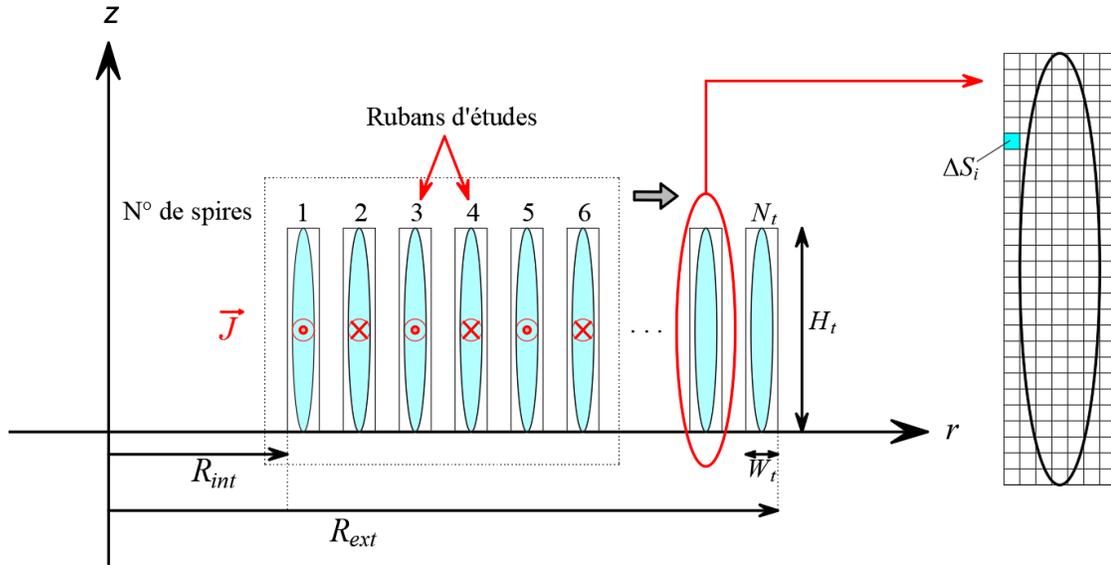


FIGURE III.16 – Géométrie de la section transversale de la bobine non-inductive et sa discrétisation.

L'approche de modélisation développée a été appliquée aux deux bobines non-inductives B1 et B2, qui ont été caractérisées expérimentalement dans le chapitre II. Nous présenterons tout d'abord les résultats d'évaluation de la densité de courant et des pertes dans la bobine B1 sous différentes alimentations en courant (AC et AC+DC). Cependant, nous rappelons les spécifications des paramètres de la bobine B1, qui sont récapitulés dans le tableau III.3. Les paramètres du modèle représentant $E(J, B)$ dans cette bobine sont déterminés en utilisant l'approche développée dans la section III.4.1.2 avec une distribution de densité de courant non uniforme.

TABLEAU III.3 – Spécifications des paramètres de la bobine B1.

Paramètre	Valeur	Description
$I_c(77K)$	170 A	Courant critique du ruban sous champ propre donné par le constructeur
L	102 m	Longueur du ruban supraconducteur
W_t/H_t	0.23 / 4.3 mm	Épaisseur / Largeur du ruban
a/b	1.895 / 0.0875 mm	Axes du noyau elliptique
R_{ext}/R_{int}	27 / 9 cm	Rayon externe / Rayon interne
N_t	92	Nombre de spires

d	1.7 cm	Distance entre les rubans
N_r/N_z	9 / 13	Nombre des éléments suivant les axes r et z
E_c	1 μ V/cm	Champ électrique critique
n	15	Exposant de fluage
I_{c0}	184.51 A	Courant critique de la bobine sous champ nul
$k/B_0/\beta$	0.14 / 0.14 T / 2.25	Constantes utilisées dans (I.3)

Idéalement, la modélisation et les mesures auraient été réalisées à la fréquence du réseau (50 Hz). Toutefois, il est courant d'éviter les mesures à cette fréquence en raison des multiples perturbations de l'équipement environnant, ce qui peut entraîner des erreurs de mesure. Par conséquent, les calculs et les mesures que nous allons présenter dans ce qui suit, sont effectués à une fréquence de 40 Hz.

• Régime AC

Les pertes AC dissipées dans la bobine B1, pour un courant alternatif d'une fréquence de 40 Hz, sont présentées dans la figure III.17, comparées aux mesures et aux pertes calculées avec les formules de Norris. L'utilisation des formules de Norris (I.15 et I.16) est justifiée par le fait que les rubans sont soumis à un champ magnétique proche du champ propre d'un échantillon de ruban, la bobine étant non-inductive. Les pertes utilisant les formules de Norris sont calculées avec le courant critique du ruban donné par le fabricant ($I_c = 170$ A), et avec le courant critique à champ nul ($I_{c0} = 184.51$ A) identifié à l'aide l'approche de modélisation considérant une distribution de J non uniforme (tableau III.2).

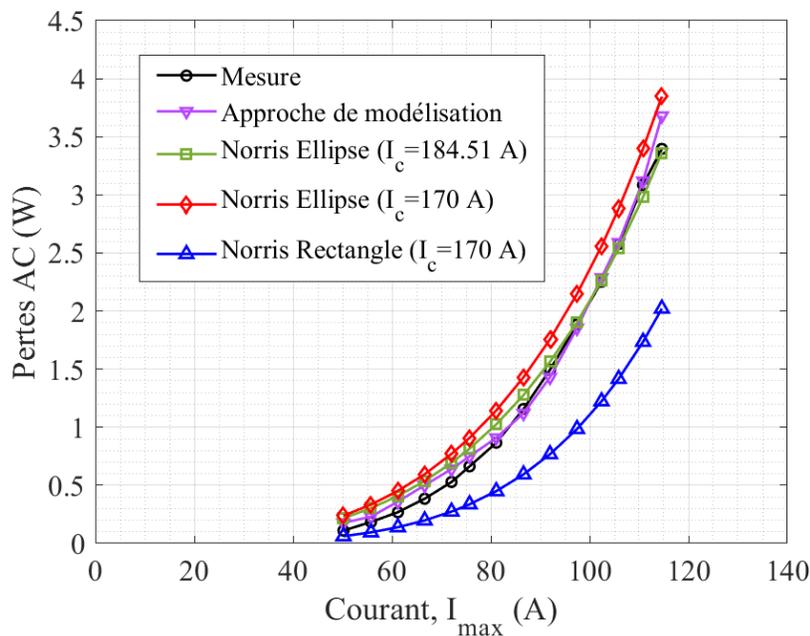


FIGURE III.17 – Comparaison entre les pertes AC numériques et expérimentales et les pertes calculées avec les formules de Norris dans la bobine B1 pour une fréquence de 40 Hz.

Il est remarquable que les résultats numériques présentent un bon accord avec les résultats expérimentaux et ceux obtenus avec la formule de Norris ellipse, tandis que les résultats obtenus avec la formule de Norris pour une section rectangulaire du supraconducteur diffèrent significativement de la modélisation et des résultats expérimentaux, mettant en évidence l'importance de la prise en compte de la section elliptique du supraconducteur dans le ruban. Il convient de noter que la concordance entre les résultats numériques et expérimentaux avec le modèle de Norris ellipse est meilleure à des niveaux de courant élevés, où l'effet du champ magnétique sur le courant critique devient négligeable en raison de la compensation magnétique entre les conducteurs adjacents. Ces constatations sont corroborées par les résultats obtenus avec le modèle de Norris ellipse en utilisant le champ propre et les courants critiques à champ nul d'un ruban, où les résultats se superposent à des valeurs de courant élevées. Les pertes calculées à de faibles valeurs de courant à l'aide de l'approche de modélisation sont légèrement supérieures aux résultats expérimentaux, se rapprochant de ceux obtenus par le modèle de Norris avec ($I_c = I_{c0}$), ce qui pourrait être attribuable à l'incertitude dans l'estimation des paramètres du modèle de Kim.

Nous pouvons également remarquer que les pertes calculées par le modèle de Norris ellipse avec le courant critique à champ nul se rapprochent davantage des résultats expérimentaux et numériques, ce qui suggère que le champ magnétique appliqué aux rubans dans la bobine non-inductive est légèrement inférieur au champ propre d'un échantillon de ruban.

La figure III.18 présente une comparaison entre les pertes AC numériques et expérimentales, dissipées dans la bobine B1 en fonction de la fréquence et pour un courant sinusoïdal d'amplitude $I_{max} = 86.66$ A. Les résultats montrent une bonne concordance, ce qui valide l'approche de modélisation développée. Nous observons une évolution linéaire des pertes en fonction de la fréquence, ce qui indique que les pertes par hystérésis sont prédominantes, comme déjà évoqué dans le chapitre II. La modélisation a permis d'aller au-delà des limites des essais expérimentaux en termes de fréquence d'alimentation, en raison de la limite en tension des sources utilisées.

La figure III.19 montre la distribution de la densité de courant dans la dernière séquence (les six dernières spires de la bobine), pour un courant sinusoïdal appliqué, d'amplitude 120 A et de fréquence 40 Hz, à trois instants différents : $t = T/4$, $t = T/2$, et $t = 3T/4$, où T est la période. Sur les graphiques, l'épaisseur des rubans supraconductrices a été augmentée dans la direction radiale pour mieux mettre en évidence la répartition du courant. Étant donné que la bobine est non-inductive, nous pouvons remarquer que le courant circule dans des sens opposés dans deux spires consécutives et pénètre dans la section elliptique du supraconducteur jusqu'à une distance dépendant du courant critique. Lorsque le courant diminue, un courant inverse est induit à partir de la surface extérieure de la section elliptique du supraconducteur afin de minimiser l'énergie magnétique, de sorte que lorsque le courant appliqué est nul (à $t = T/2$), la densité de courant dans chaque spire n'est pas localement nulle, mais son intégrale sur la surface est nulle. À $t = 3T/4$, nous avons une situation inverse par rapport à celle obtenue à $t = T/4$.

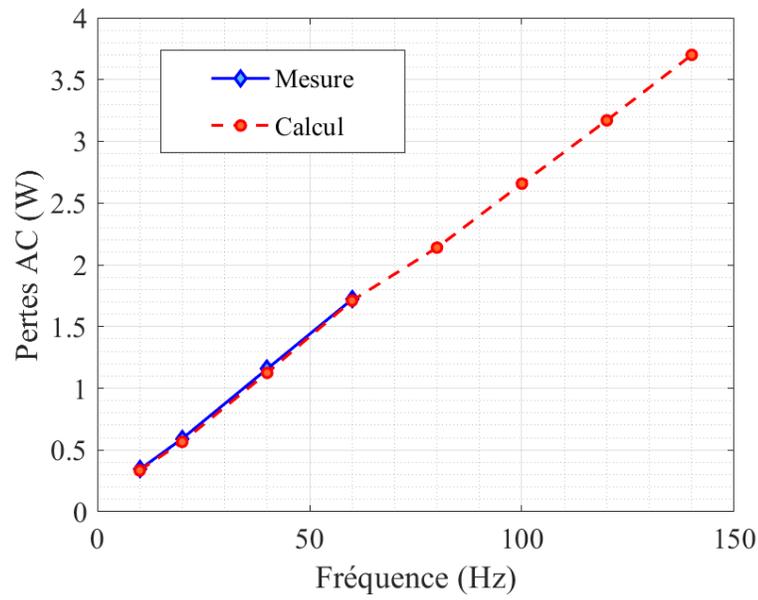
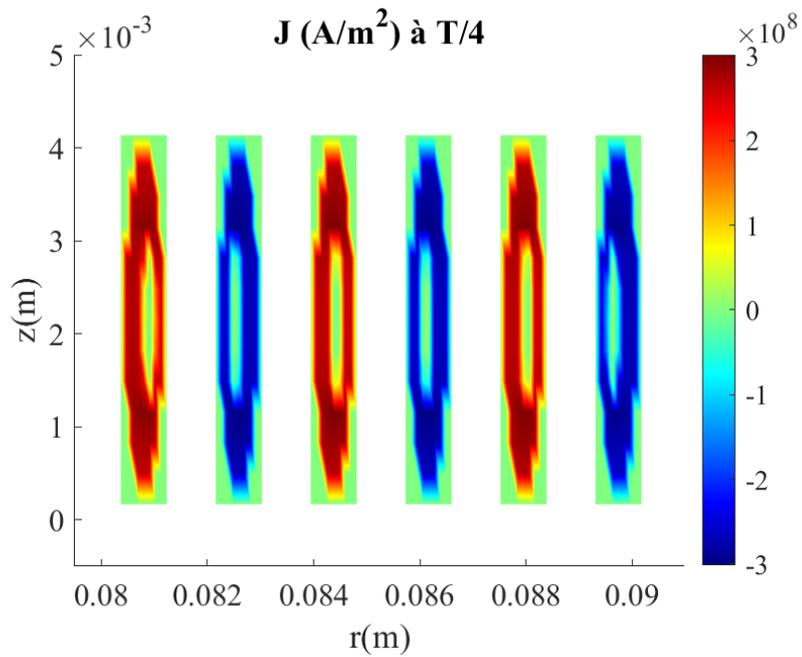


FIGURE III.18 – Evolution des pertes AC dissipées dans B1 avec la fréquence pour $I_{max} = 86.66$ A.



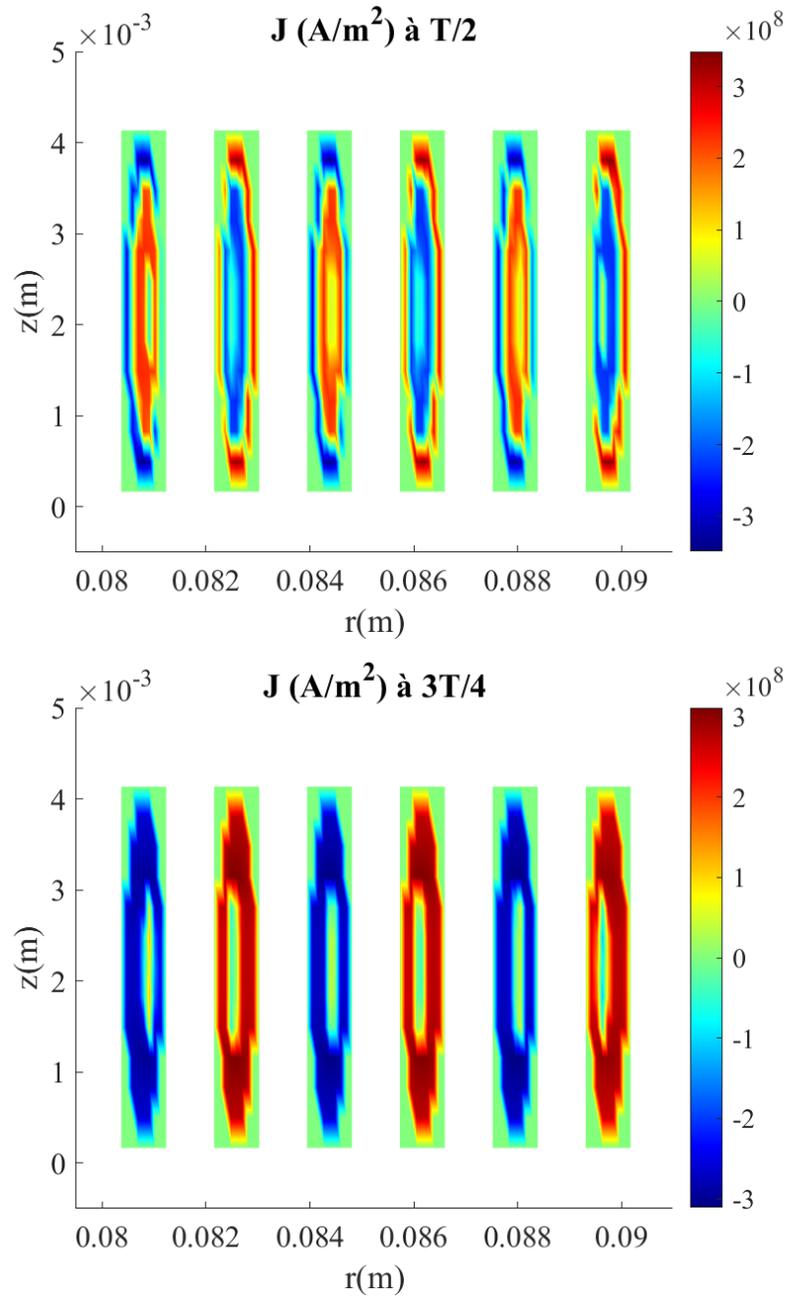


Figure III.19: Distribution de la densité de courant électrique dans la section des six dernières spires, pour un courant appliqué $i(t) = 120 \sin(80\pi t)$ [A], à trois instants différents.

Les pertes AC instantanées de la bobine pour un courant sinusoïdal appliqué d'amplitude 120 A et d'une fréquence de 40 Hz, sont représentées dans la figure III.20. Les pertes moyennes sont évaluées dans la seconde demi-période où le régime permanent est établi. Le temps de calcul en utilisant la stratégie de modélisation basée sur la subdivision par secteurs est d'environ 30 minutes, alors que la modélisation de la bobine entière, avec la même discrétisation spatiale, prend 12 heures.

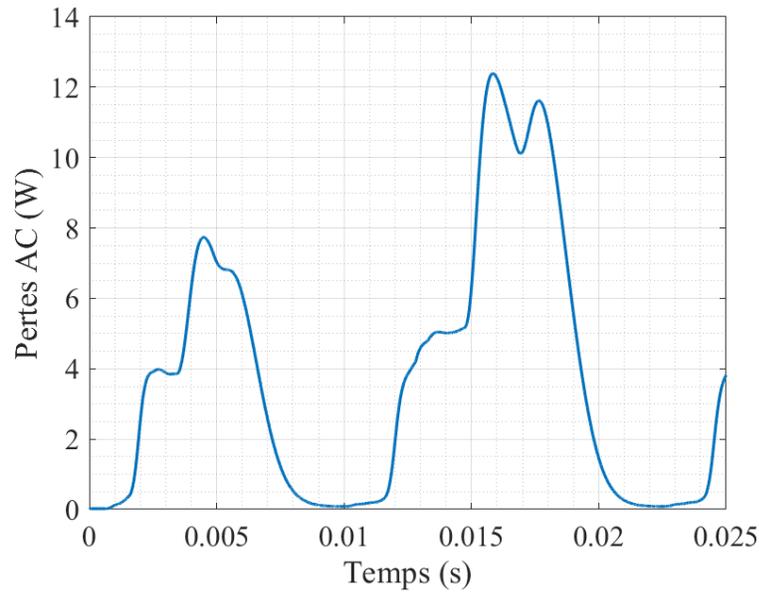


FIGURE III.20 – Pertes AC instantanées de la bobine pour un courant appliqué $i(t) = 120 \sin(80\pi t)$ [A].

La figure III.21 met en évidence une situation intéressante où, à de faibles valeurs de courants, deux rubans adjacents se comportent comme un seul ruban à ($T = T/2$) afin de minimiser l'énergie magnétique du système, (cette situation prédomine à de faibles courants). Les pertes instantanées pour un courant sinusoïdal d'amplitude de 60 A et une fréquence de 40 Hz sont présentées dans la figure III.22.

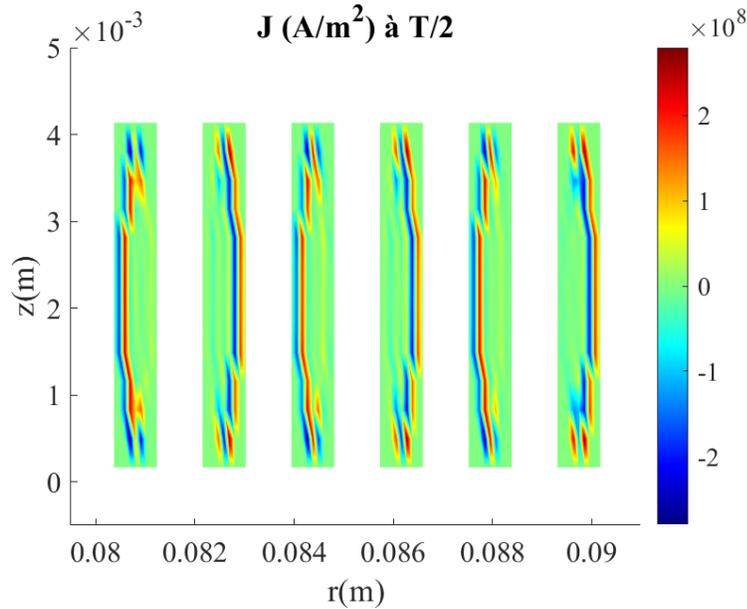


FIGURE III.21 – Distribution de la densité de courant dans les six dernières spires de la bobine pour un courant appliqué $i(t) = 60 \sin(80\pi t)$ [A], à $T/2$.

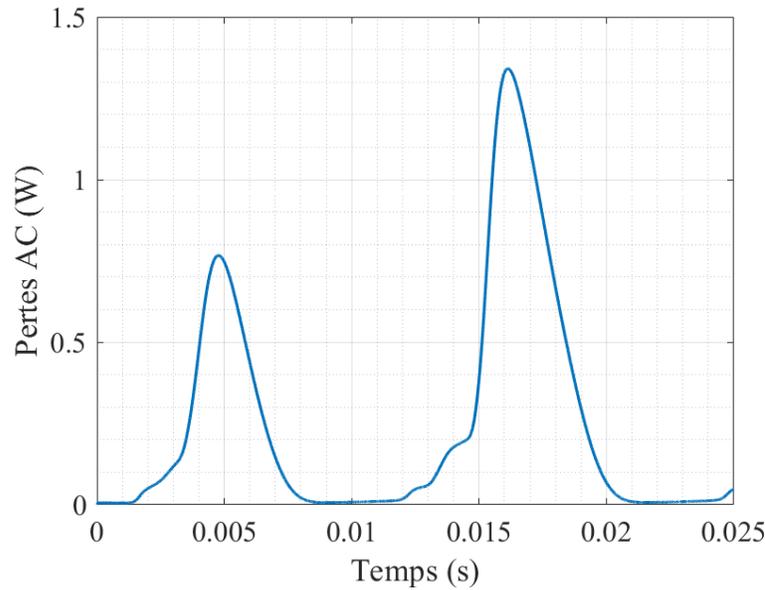


FIGURE III.22 – Pertes AC instantanées de la bobine pour un courant appliqué $i(t) = 60 \sin(80\pi t)$ [A].

• Régime AC+DC

L'avantage de l'approche de modélisation basée sur la stratégie de réduction de modèle réside dans sa capacité à modéliser des bobines non-inductives soumises à différentes alimentations en courant. Dans cette section, un courant AC+DC est appliqué à la bobine B1 afin de déterminer les pertes et la distribution de la densité de courant. Une telle situation peut se présenter lors de l'utilisation d'une bobine non-inductive en tant que stabilisateur dans des réseaux électriques DC [Douine, 2022]. L'expression du courant appliqué est donnée par (III.26), où $I_{\max(AC)}$ est l'amplitude du courant sinusoïdal et I_{DC} est le courant continu. Une forme typique de ce courant est tracée sur trois périodes dans la figure III.23, mettant en évidence quelques instants clés.

$$i_{AC+DC}(t) = I_{\max(AC)} \sin(2\pi ft) + I_{DC} \quad (\text{III.26})$$

Deux cas d'étude sont considérés, où soit la composante AC soit la composante DC est prédominante.

Il convient de noter que les calculs sont effectués sur trois périodes, et les pertes AC+DC sont obtenues en moyennant les pertes de puissance sur la troisième période, où le régime permanent est considéré comme atteint. En effet, il a été trouvé que le régime transitoire dure plus longtemps que dans le cas d'une alimentation par un courant à variation sinusoïdale dans le temps. Les temps de calcul pour évaluer les pertes AC+DC sont d'environ 100 minutes.

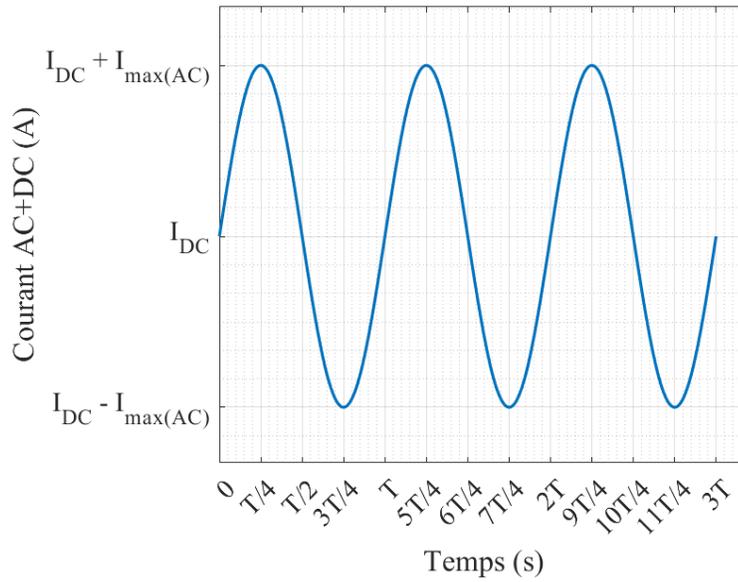


FIGURE III.23 – Forme du courant $i_{AC+DC}(t)$ en régime AC+DC.

- Composante AC prédominante ($I_{\max(AC)} \gg I_{DC}$)

La figure III.24 montre une comparaison entre les résultats numériques des pertes AC+DC (P_{AC+DC}) et de la somme des pertes AC (P_{AC}) et des pertes DC (P_{DC}), calculées à l'aide de la relation III.15, pour différentes valeurs de $I_{\max(AC)}$ avec une valeur fixe de $I_{DC} = 20$ A. Nous constatons que les pertes P_{DC} sont négligeables dans ce cas, en raison de la faible valeur de I_{DC} et du fait qu'elles se situent en dessous du régime sous-critique, bien en dessous du courant critique. Par conséquent, I_{DC} n'affecte pas les pertes, ce qui nous conduit à l'approximation : $P_{AC+DC} \approx P_{AC} + P_{DC} \approx P_{AC}$.

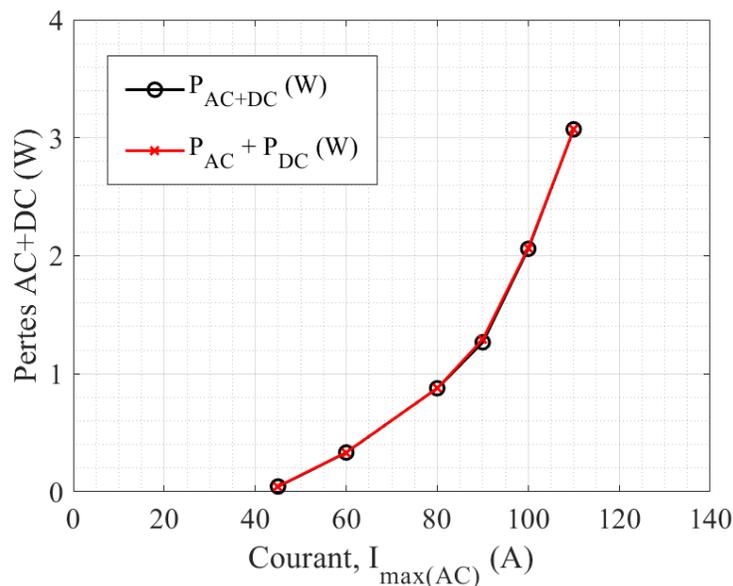


FIGURE III.24 – Comparaison entre l'évolution de P_{AC+DC} et $P_{AC} + P_{DC}$ en fonction de $I_{\max(AC)}$, pour $I_{DC} = 20$ A ($f = 40$ Hz).

Un exemple des pertes instantanées dissipées dans la bobine B1 pour $I_{\max(AC)} = 100$ A et $I_{DC} = 20$ A, tracé sur trois périodes, est présenté dans la figure III.25. Nous remarquons que le régime permanent est atteint à partir de la deuxième période dans ce cas.

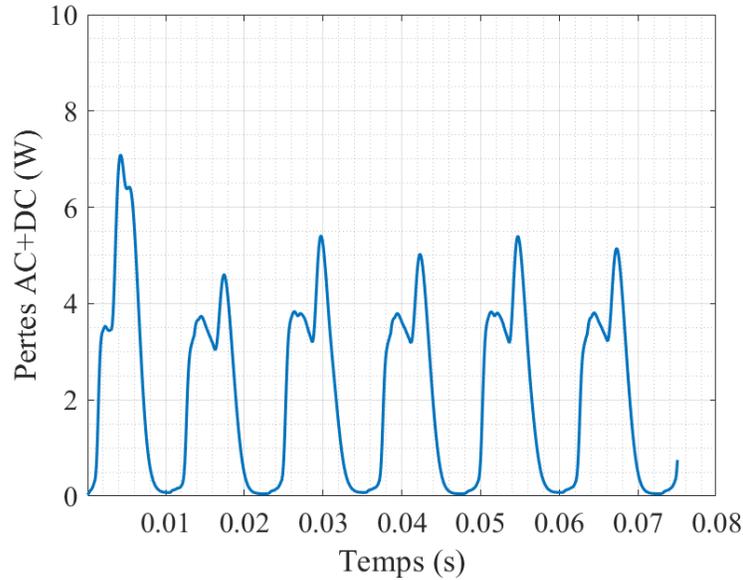


FIGURE III.25 – Pertes instantanées AC+DC de la bobine B1 pour un courant appliqué $i(t) = 100 \sin(80\pi t) + 20$ [A].

La figure III.26 montre la distribution de la densité de courant dans la dernière séquence, à deux instants de la troisième période : $t = 9T/4$ où le courant appliqué est maximal, et $t = 11T/4$ où le courant appliqué est minimal. À mesure que le courant appliqué diminue, il est observé qu'à $11T/4$, en raison de I_{DC} , une partie du courant continu persiste au centre du ruban, tandis que les niveaux de densité de courant inverse à la périphérie augmentent. Cela entraîne la dissymétrie observée sur les pertes instantanées présentées dans la figure III.25.

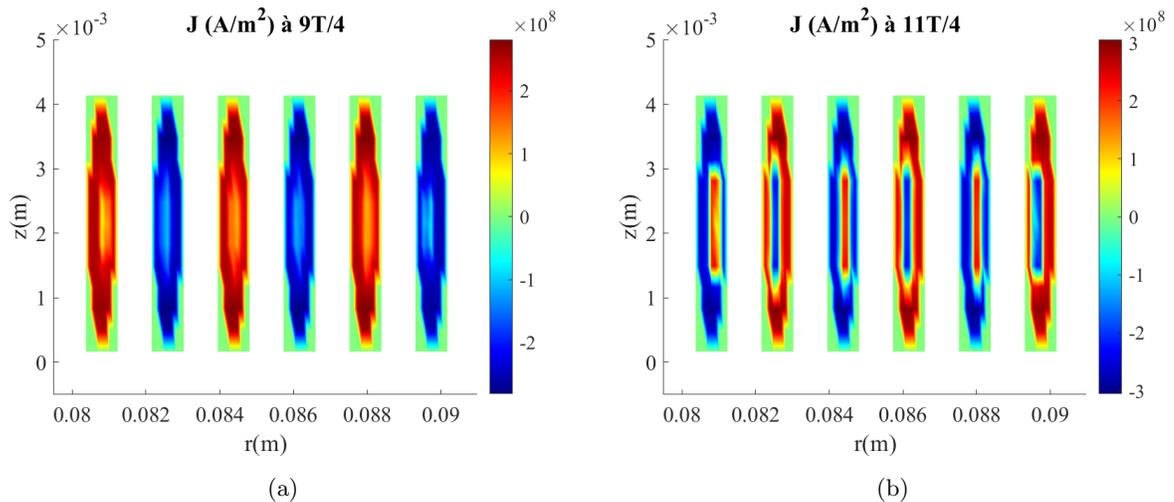


FIGURE III.26 – Distribution de la densité de courant électrique dans la section des 6 derniers rubans, pour un courant appliqué $i(t) = 100 \sin(80\pi t) + 20$ [A], à : (a) $t = 9T/4$, (b) $t = 11T/4$.

◦ Composante DC prédominante ($I_{DC} \gg I_{\max(AC)}$)

Les pertes AC+DC (P_{AC+DC}) sont calculées en variant I_{DC} pour $I_{\max(AC)} = 20$ A, et sont comparées à la somme $P_{AC} + P_{DC}$. Comme illustré dans la figure III.27, lorsque I_{DC} est inférieur à 60% de I_c , les pertes AC+DC présentent une tendance d'augmentation quasi linéaire et sont assez similaires à $P_{AC} + P_{DC}$. Au-delà de cette valeur, les pertes P_{AC+DC} augmentent de manière spectaculaire et deviennent nettement plus élevées que $P_{AC} + P_{DC}$. Nous pouvons conclure que la petite composante AC a un effet significatif sur les pertes P_{AC+DC} pour des valeurs élevées de I_{DC} .

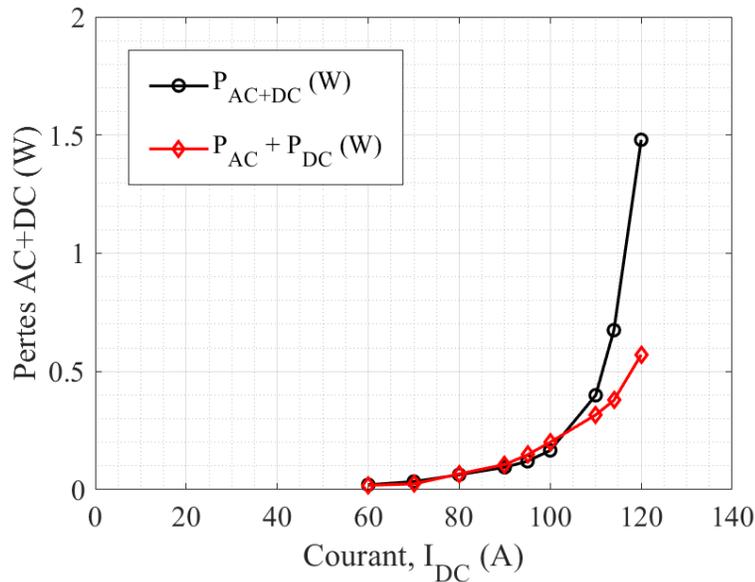


FIGURE III.27 – Comparaison entre l'évolution de P_{AC+DC} et $P_{AC} + P_{DC}$ en fonction de I_{DC} , pour $I_{\max(AC)} = 20$ A ($f = 40$ Hz).

La figure III.28 présente un exemple des pertes instantanées de la bobine B1 pour $I_{DC} = 80$ A et $I_{\max(AC)} = 20$ A. Le pic des pertes de puissance observé dans le premier cycle est dû à l'effet transitoire numérique qui persiste plus longtemps que dans le cas précédent, en raison de la valeur élevée de I_{DC} . Cet effet transitoire aurait pu être éliminé en utilisant une rampe pour l'évolution de I_{DC} .

Deux exemples de distribution de la densité de courant sont donnés dans la figure III.29 et la figure III.30 pour $I_{DC} = 80$ A et $I_{DC} = 120$ A, en maintenant $I_{\max(AC)} = 20$ A. Nous pouvons observer une pénétration plus importante de la densité de courant lorsque I_{DC} est élevé. Seul un faible courant inverse induit apparaît à partir de l'extérieur sur les bords du ruban à 11T/4, car la composante DC reste prédominante.

Nous avons également appliqué l'approche de modélisation basée sur la stratégie de subdivision par secteurs de bobines, à la bobine non-inductive B2 qui mesure 26.3 m, afin d'évaluer les pertes AC. La figure III.31 présente une comparaison entre les pertes calculées à l'aide de cette approche à une fréquence de 40 Hz, comparées aux mesures et aux pertes calculées avec les formules de Norris. Les pertes utilisant les formules de Norris sont calculées avec le

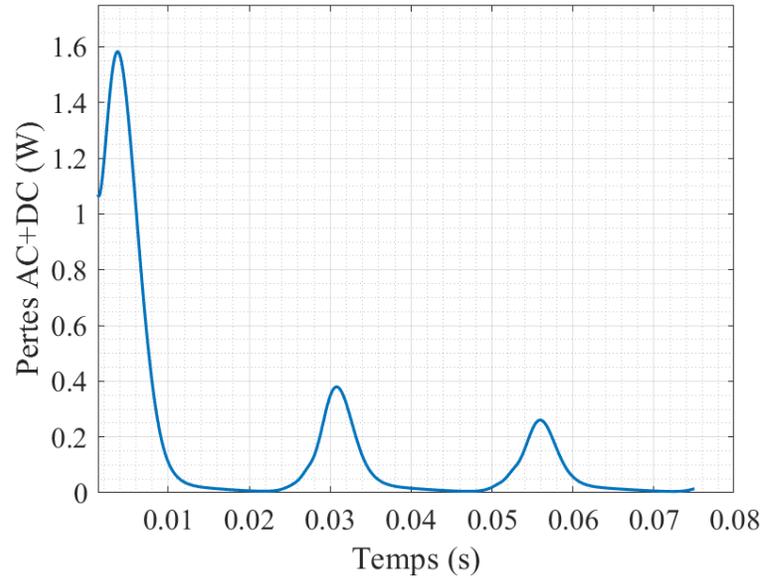


FIGURE III.28 – Pertes instantanées AC+DC de la bobine B1 pour un courant appliqué $i(t) = 20 \sin(80\pi t) + 80$ [A].

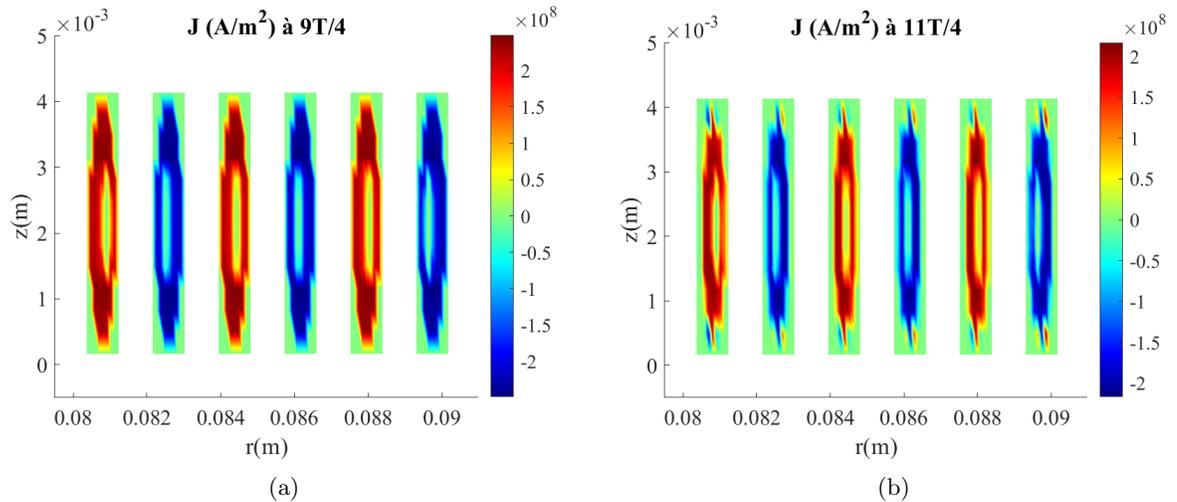


FIGURE III.29 – Distribution de la densité de courant électrique dans la section des 6 derniers rubans, pour un courant appliqué $i(t) = 20 \sin(80\pi t) + 80$ [A], à : (a) $t = 9T/4$, (b) $t = 11T/4$.

courant critique à champ nul I_{c0} identifié à l'aide de l'approche de modélisation considérant une distribution de J non uniforme.

Nous constatons une corrélation satisfaisante entre les pertes numériques et les pertes mesurées. Cependant, nous observons une légère différence entre ces pertes et celles calculées à l'aide du modèle de Norris ellipse. Cette différence peut être attribuée à la distance plus réduite entre les spires dans la bobine B2 (1.4 cm) par rapport à la bobine B1 (1.7 cm). En d'autres termes, cela signifie que l'effet du ruban sur les autres spires est plus prononcé dans la bobine B2.

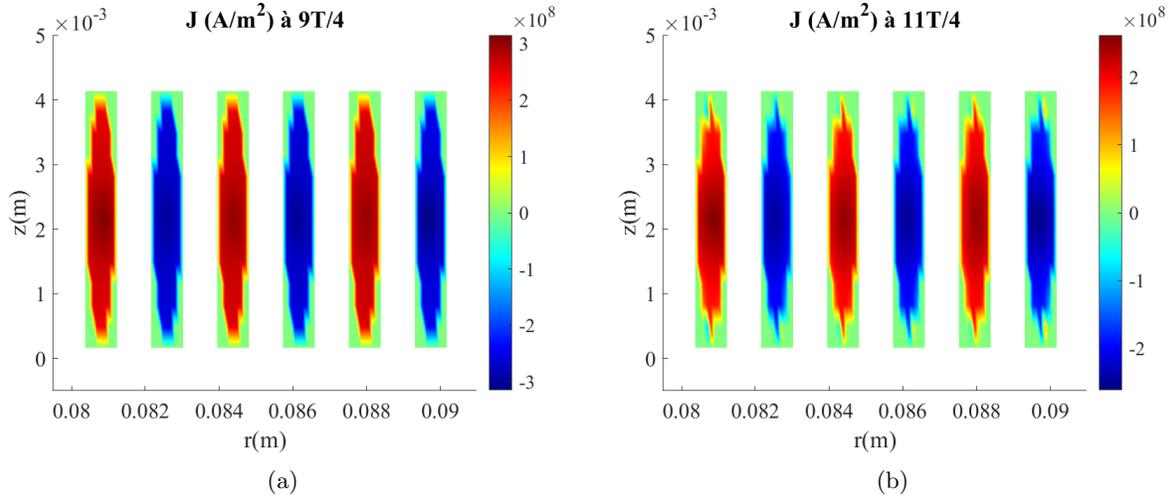


FIGURE III.30 – Distribution de la densité de courant électrique dans la section des 6 derniers rubans, pour un courant appliqué $i(t) = 20 \sin(80\pi t) + 120$ [A], à : (a) $t = 9T/4$, (b) $t = 11T/4$.

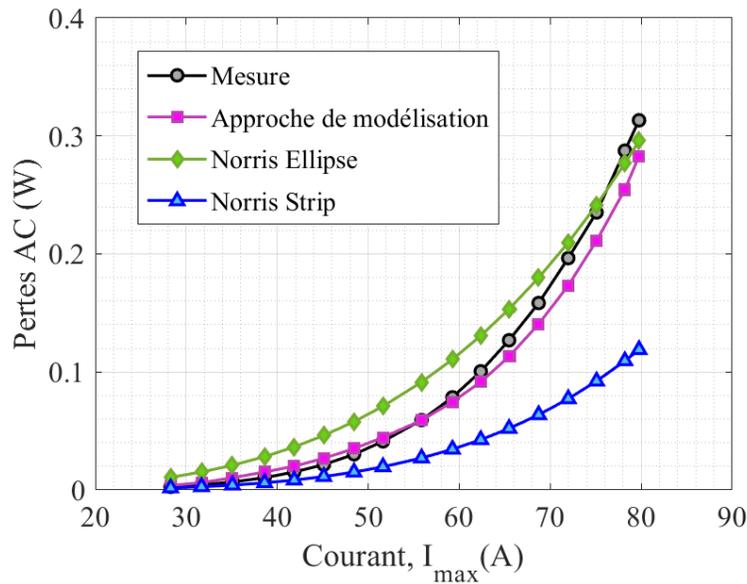


FIGURE III.31 – Comparaison entre les pertes AC numériques et expérimentales et les pertes calculées avec les formules de Norris dans la bobine B2 pour une fréquence de 40 Hz.

III.4.2.2 Cas d'une bobine inductive

Nous présentons dans cette partie les résultats des pertes AC dissipées dans les bobines inductives B3 et B4 en utilisant le modèle intégral développé dans la partie III.3.4, comparées aux mesures expérimentales réalisées dans le chapitre II.

Nous commencerons par présenter les résultats de l'évaluation des pertes AC ainsi que la distribution de la densité de courant dans la bobine B3 composée d'un ruban Bi-2223/Ag. Nous rappelons les spécifications des paramètres de cette bobine, qui sont récapitulées dans

le tableau III.4. Contrairement aux bobines non-inductives, la composante radiale du champ magnétique revêt une plus grande importance. Par conséquent, une discrétisation plus fine dans la direction axiale est requise.

TABLEAU III.4 – Spécifications des paramètres de la bobine B3.

Paramètre	Valeur	Description
$I_c(77K)$	70 A	Courant critique du ruban sous champ propre donné par le constructeur
L	10.15 m	Longueur du ruban supraconducteur
W_t/H_t	0.33 / 2.8 mm	Epaisseur / Largeur du ruban
R_{ext}/R_{int}	5 / 3.5 cm	Rayon externe / Rayon interne
N_t	38	Nombre de spires
N_r/N_z	5 / 20	Nombre des éléments suivant les axes r et z
I_{c0}	72.72 A	Courant critique de la bobine sous champ nul
$k/B_0/\beta$	0.14 / 0.14 T / 2.28	Constantes utilisées dans (I.3)
n_0/B_{n0}	11 / 0.0597 T	Constantes utilisées dans (I.3)

La figure III.32 montre une comparaison entre les pertes AC calculées avec et sans la prise en compte de la section elliptique du supraconducteur dans le ruban, et mesurées en fonction du courant pour une fréquence de 40 Hz. Les résultats illustrent l'importance de la prise en compte de la section elliptique dans la section du ruban supraconducteur.

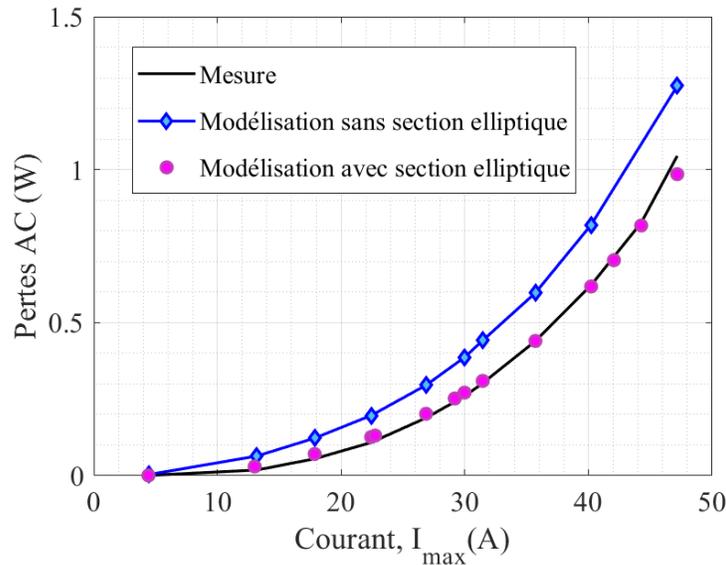


FIGURE III.32 – Comparaison entre les pertes AC numériques et expérimentales dissipées dans la bobine B3 pour une fréquence de 40 Hz.

La figure III.33 illustrent la répartition de la densité de courant dans la section de la bobine B3, avec et sans la prise en compte de la section elliptique dans le supraconducteur, pour un courant sinusoïdal d'amplitude 40 A et d'une fréquence de 40 Hz, à trois instants différents : $t = T/4$, $t = T/2$ et $t = 3T/4$. Nous pouvons observer que le courant pénètre chaque ruban

depuis l'extérieur jusqu'à une certaine distance en fonction du courant critique. Lorsque le courant diminue, un courant inverse est induit, de sorte que lorsque le courant appliqué est nul à $t = T/2$, la densité de courant dans chaque ruban n'est pas nulle localement, mais l'intégrale de cette densité de courant sur la surface de chaque ruban est nulle. A $t = 3T/4$, nous observons une situation inverse par rapport à celle obtenue à $t = T/4$.

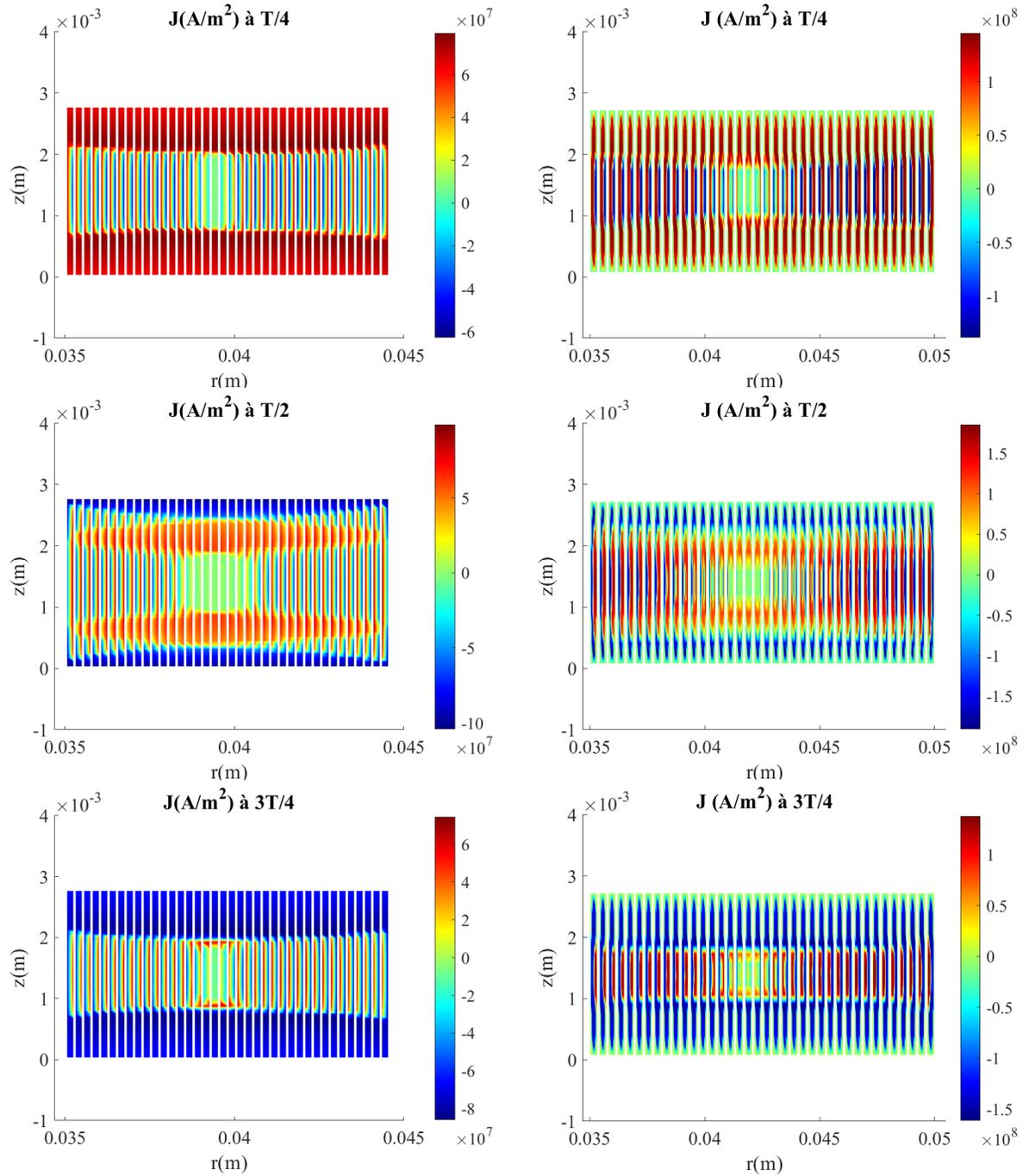


FIGURE III.33 – Distributions, à différents instants, de la densité de courant électrique dans la section de la bobine B3 sans et avec la prise en compte de la section elliptique du supraconducteur, pour un courant appliqué $i(t) = 40 \sin(80\pi t)$ [A].

Nous avons également calculé les pertes AC dissipées dans la bobine inductive B4 composée d'un ruban REBCO, en utilisant l'approche de modélisation AC développée dans la partie III.3.4. Cependant, nous avons modélisé uniquement la couche supraconductrice de la bobine B4, en imposant le courant exclusivement dans cette couche.

La figure III.34 présente une comparaison entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux. Nous constatons que les résultats obtenus sont en accord satisfaisant, notamment pour de faibles valeurs de courant. Cependant, à mesure que le courant augmente, les pertes numériques sont inférieures aux pertes mesurées. Cette disparité s'explique par le fait que les pertes mesurées tiennent compte des pertes provenant des autres couches du ruban REBCO, qui n'ont pas été prises en compte dans la modélisation. De plus, à des valeurs élevées du courant appliqué au-delà du courant critique, la couche supraconductrice présente une résistance électrique supérieure à celle des autres couches conductrices. Étant donné que le courant est imposé uniquement dans la couche supraconductrice, les pertes numériques deviennent supérieures aux pertes réelles mesurées. Afin de mieux prendre en compte ces effets, il serait opportun dans le futur de considérer toutes les couches composant le ruban 2G dans la modélisation.

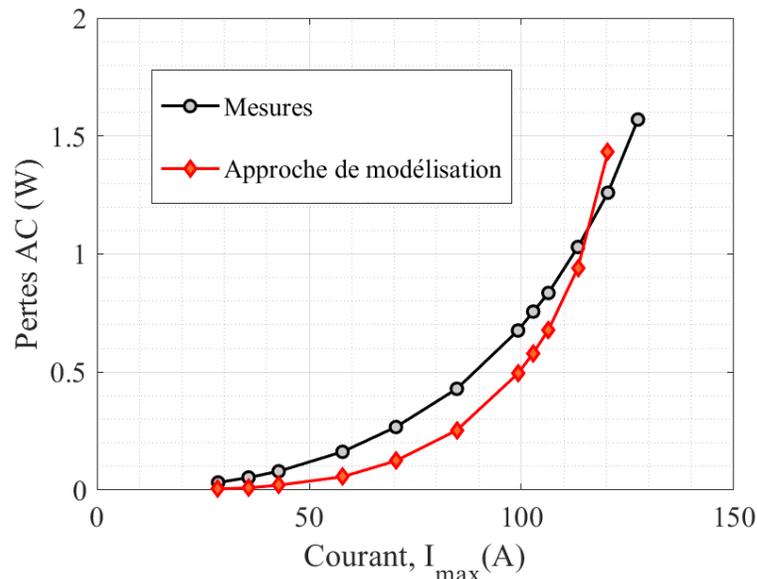


FIGURE III.34 – Comparaison entre les pertes AC numériques et expérimentales dissipées dans la bobine B4 pour une fréquence de 40 Hz.

III.4.3 Caractérisation de l'évolution de l'inductance d'une bobine supraconductrice en fonction du courant

La caractérisation des supraconducteurs HTC implique principalement la détermination des propriétés électromagnétiques locales telles que le courant critique et les pertes AC dissipées. Il existe peu d'études dédiées à la caractérisation du comportement non-linéaire des paramètres globaux tels que l'inductance, bien que ceux-ci puissent avoir une influence im-

portante sur les performances dynamiques des systèmes de puissance.

Comme mentionné dans le chapitre II, les caractérisations expérimentales réalisées en courant alternatif ont révélé une variation de l'inductance des bobines supraconductrices HTC en fonction du courant de transport. Ainsi, pour une conception précise des bobines supraconductrices, il est crucial de considérer l'évolution de leur inductance en fonction du courant appliqué. Des tentatives ont été réalisées pour quantifier cette variation en utilisant des approches de modélisation en courant continu approximatives, basées sur l'évaluation du flux magnétique [Chen, 2019], ou basées sur la variation de la perméabilité magnétique relative entre les états supraconducteur et normale [Song, 2011]. Cependant, ces approches négligent la dépendance de la densité de courant critique par rapport au champ magnétique $J_c(B)$.

Nous avons d'abord utilisé l'approche de modélisation simplifiée en courant continu, développée dans la partie III.3.3, pour analyser la variation de l'inductance en fonction du courant en prenant en compte de $J_c(B)$. Ensuite, afin de considérer l'effet dynamique de la pénétration du champ magnétique dans la bobine, qui influence la répartition de la densité de courant, nous avons utilisé l'approche de modélisation en courant alternatif basée sur la formulation A-V, développée dans la partie III.3.4.

L'inductance d'une bobine est calculée à partir de l'énergie magnétique, obtenue soit en intégrant le produit $(A.J)$ sur le volume du supraconducteur Ω_s , ou en intégrant le produit $(B.H)$ sur un volume spatial tronqué Ω incluant le supraconducteur et l'air environnant, comme indiqué dans l'expression III.27, où i est le courant appliqué.

$$L = i^{-2} \int_{\Omega_s} A.J d\Omega_s = i^{-2} \int_{\Omega} B.H d\Omega \quad (\text{III.27})$$

En régime continu, i représente le courant appliqué à la bobine (I_a), et donc l'évolution de l'inductance est déterminée à différentes valeurs de I_a .

En régime alternatif, i représente le courant sinusoïdal instantané $i(t) = I_a \sin(2\pi ft)$. Dans ce cas, pour une valeur efficace donnée du courant (I_{eff}), l'inductance s'exprime sous cette forme : $L = W_m/I_{eff}^2$, où W_m est l'énergie magnétique maximale.

Les résultats que nous allons présenter sont obtenus pour la bobine inductive BSCCO B3, où les spécifications des paramètres de cette bobine sont données dans le tableau III.4.

L'approche de modélisation DC est appliquée à la bobine B3 pour déterminer la répartition de la densité de courant et évaluer ensuite l'inductance pour chaque valeur du courant appliqué. Les résultats du calcul de l'inductance en DC sont présentés dans la figure III.35, comparés aux résultats expérimentaux obtenus à une fréquence de 10 Hz. Les résultats expérimentaux montrent une augmentation de 3,3 % de l'inductance de la bobine, tandis que la simulation en DC prédit seulement une augmentation de 0,7 %. Cette disparité peut s'expliquer par l'effet dynamique de l'évolution du courant dans la section de la bobine, qui n'a pas été prise en compte dans la modélisation et qui affecte la variation de l'inductance.

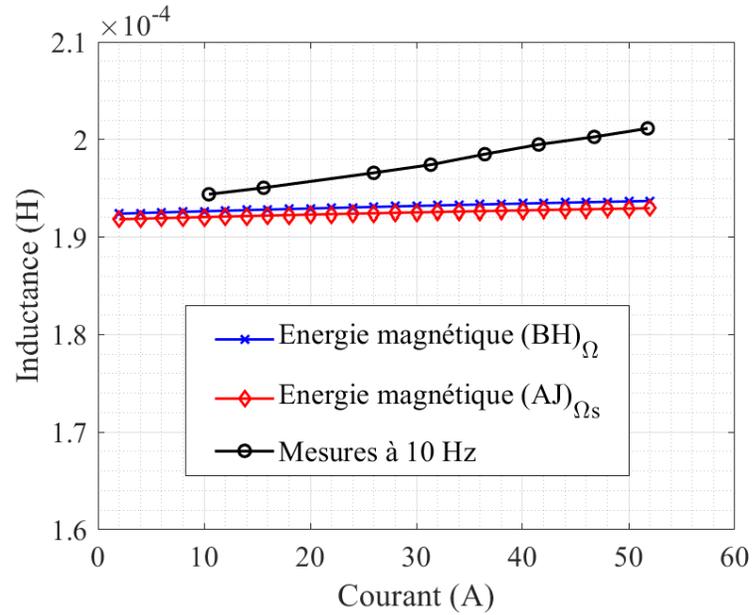
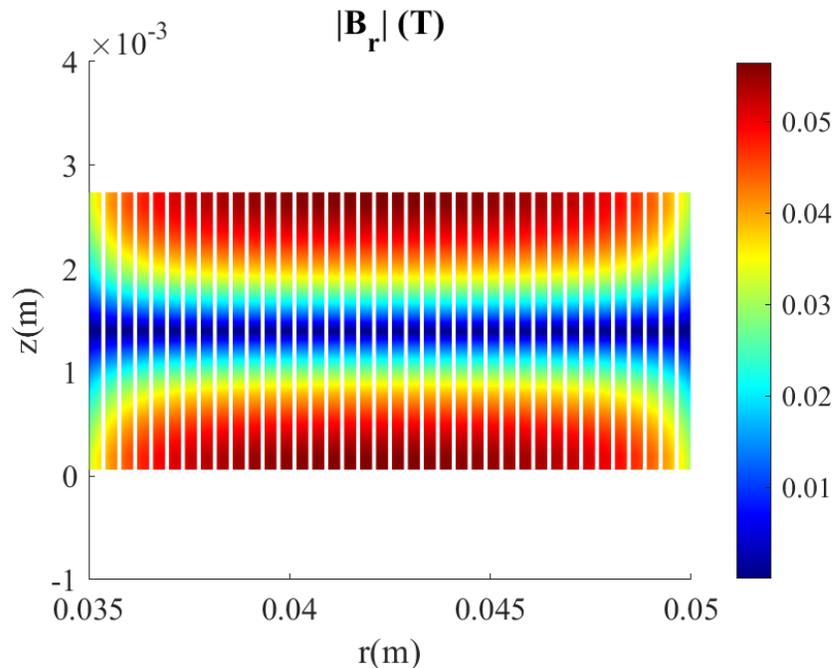


FIGURE III.35 – Comparaison entre la variation de l'inductance mesurée et calculée de la bobine B3 en DC.

La distribution des composantes radiales B_r et axiales B_z de l'induction magnétique, ainsi que la distribution de la densité de courant J dans la section de la bobine, pour un courant appliqué de 40 A, sont présentées dans la figure III.36. Comme nous pouvons le remarquer, J est principalement affecté par la composante B_r . Les régions centrales, exposées à des valeurs plus faibles de B_r , transportent des courants plus importants. La situation est inversée aux extrémités du ruban, avec une valeur maximale de B_r et minimale de J .



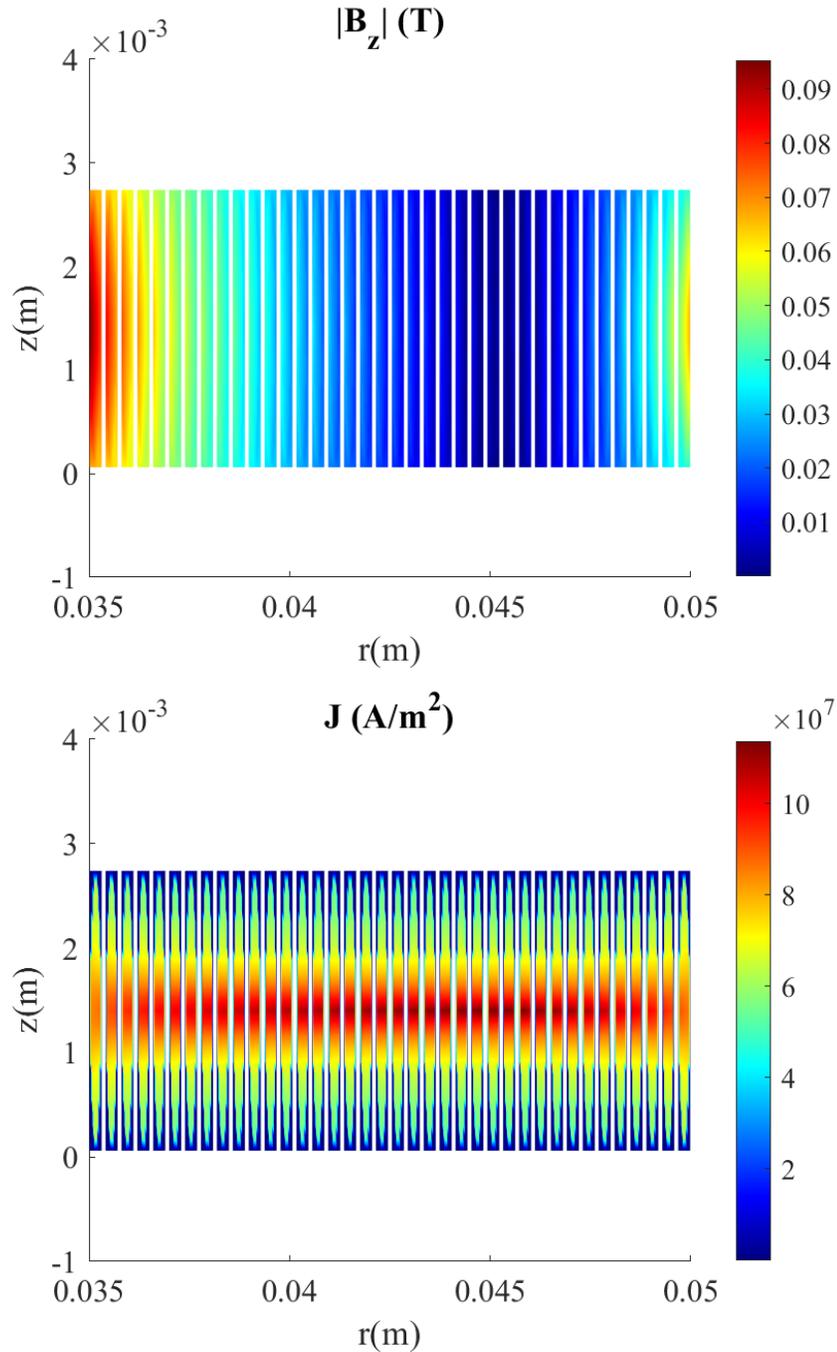


Figure III.36: Répartition de la composante radiale et axiale de l'induction magnétique et de la densité de courant électrique dans la section de la bobine B3 ($I_a = 40$ A).

Les résultats du calcul de l'inductance en AC, à une fréquence de 40 Hz, sont présentés dans la figure III.37, comparés aux résultats expérimentaux obtenus à la même fréquence. Les résultats numériques et les mesures sont en bon accord, avec une erreur relative maximale

d'environ 1.5% observée à des faibles valeurs du courant appliqué. Cela suggère que la différence peut être principalement due à des erreurs de mesure, qui sont plus délicates à ces niveaux de courant.

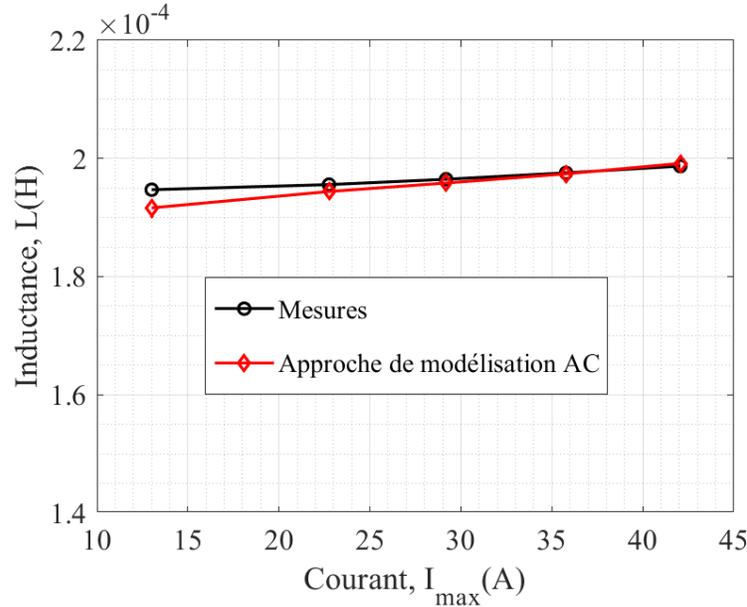


FIGURE III.37 – Comparaison de la variation de l'inductance obtenue par le biais de l'approche de modélisation AC et de l'expérimentation à 40 Hz.

III.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons introduit une approche de modélisation semi-analytique pour calculer le potentiel vecteur magnétique et l'induction magnétique dans une bobine supraconductrice HTC ayant une configuration 2D axisymétrique. Cette modélisation repose sur l'utilisation des équations intégrales qui permet de discrétiser uniquement les parties actives du système modélisé, ce qui facilite la modélisation des systèmes multi-échelles ou de grandes tailles, grâce à une stratégie de réduction de modèles adaptée notamment aux bobines de grandes dimensions.

Nous avons procédé à une comparaison entre les résultats numériques obtenus, tels que le courant critique, les pertes et l'inductance, et les résultats expérimentaux. Cette comparaison nous a permis de mettre en évidence les performances des approches de modélisation développées en termes de temps de calcul et de précision dans l'estimation des quantités électromagnétiques locales et globales par rapport aux mesures expérimentales.

L'approche de caractérisation combinant mesures et modélisation à grandeur locales a permis une meilleure compréhension des phénomènes mis en jeu.

Conclusion générale

Les travaux menés dans le cadre de cette thèse portent sur la caractérisation de bobines supraconductrices à haute température critique (HTC), sous différentes configurations et à différents régimes d'alimentation, en vue de leur intégration dans les systèmes de puissance. En effet, plusieurs systèmes supraconducteurs, en énergie électrique, intègrent ces derniers sous forme de bobines (moteurs, systèmes de stockage, limiteurs de courant...) et leur caractérisation est essentielle pour prédire leur comportement au sein des systèmes qui les intègrent. Des approches expérimentales et numériques ont été combinées pour une caractérisation basée sur l'évolution des grandeurs globales et locales.

Différentes structures de bobines supraconductrices HTC (inductives et non-inductives) composées des rubans multi-filamentaires à base de Bismuth (BSCCO) et des rubans multicouches (REBCO) ont été réalisées et caractérisées sous champ propre. L'objectif de cette caractérisation était d'évaluer le courant critique, les pertes AC dissipées et l'inductance des différentes bobines réalisées lors de leurs alimentations sous différents régimes (DC, AC, AC+DC).

La fragilité structurelle des rubans supraconducteurs HTC requiert des précautions particulières lors de leur manipulation et limite les possibilités de fabrication de bobines (limitation du rayon de courbure), et exige des stratégies de bobinage particulières. Pour la caractérisation expérimentale, nous avons utilisé la méthode électrique. Cette méthode de caractérisation appliquée aux supraconducteurs est également délicate à mettre en œuvre car elle implique l'application de courants élevés et la mesure de faibles niveaux de tension dans un environnement électromagnétique bruyant.

Nous avons développé une approche de modélisation semi-analytique performante permettant d'évaluer les grandeurs électromagnétiques locales et globales dans les supraconducteurs HTC. Elle repose sur l'utilisation des méthodes intégrales de volume qui présentent de nombreux avantages pour la modélisation des systèmes multi-échelles. Pour une modélisation plus réaliste, nous avons pris en compte la forme exacte de la partie supraconductrice présente dans les rubans utilisés pour constituer les bobines étudiées. Les approches de modélisation développées ont été associées à des stratégies de réduction de modèles lorsqu'il s'agit de modéliser des bobines de grandes tailles. Les modèles développés sont relativement faciles à mettre en œuvre, et ont montré leur performance en termes de précision et de rapidité d'exécution. En courant continu, et, au voisinage du courant critique, nous avons également proposé un modèle original pour simplifier les calculs, tout en prenant en compte la répartition non uniforme de la densité de courant.

L'association de la modélisation et des mesures a permis une caractérisation plus réaliste, exploitant des grandeurs globales et locales. Parmi les résultats les plus significatifs obtenus, nous citons la mise en évidence de l'importance de la prise en compte de la section réelle du supraconducteur dans les rubans en BSCCO, la mise en évidence de la nécessité d'une modélisation AC pour caractériser la variation de l'inductance d'une bobine supraconductrice en fonction du courant, et la caractérisation AC+DC d'une bobine non-inductive montrant l'influence de chaque composante sur les pertes. Nous avons montré que les niveaux de champ dans les bobines non-inductives invalident les modèles fournis par les constructeurs donnant

les variations de la densité de courant critique en fonction du champ magnétique. Une identification préalable des paramètres de ces modèles a été nécessaire en vue de leur exploitation. Quelques phénomènes intéressants liés aux répartitions des densités de courant à certains régimes d'alimentation ont été également illustrés.

Comme perspectives à ce travail, plusieurs axes de développement prometteurs peuvent être envisagés :

- Dans un système de puissance, les supraconducteurs peuvent se situer à proximité de matériaux actifs (matériaux conducteurs et les matériaux ferromagnétiques) qui pourraient affecter leur comportement électromagnétique et qu'il serait intéressant de prendre en compte dans le processus de caractérisation dans des configurations adéquates.
- Il serait également pertinent d'étendre la caractérisation à des alimentations non sinusoïdales ; des situations qui peuvent se rencontrer dans des systèmes alimentés par des convertisseurs de puissance.
- Les bobines non isolées ou isolées métalliquement présentent des avantages en termes de stabilité thermique et de protection contre les points chauds. De ce fait, il serait intéressant d'explorer plus en détail les caractéristiques et les performances de ces bobines dans différents contextes d'application. Pour cela, des approches de modélisation électromagnétique et thermique tridimensionnelles sont nécessaires. Une caractérisation expérimentale prenant en compte des champs magnétiques appliqués est également requise ...

Annexes

Annexe A : Matériels utilisés

1. Caractérisation DC

Le dispositif de mesure représenté sur la figure II.12, utilisé pour mesurer la caractéristique $U(I)$ d'un élément supraconducteur est constitué d'une source d'alimentation DC et d'un nano-voltmètre :

- **Source de courant continu**

La source de courant continu est constituée de deux éléments : une source d'alimentation (XFR7.5-300 DC Power Supply) capable de délivrer un courant continu allant jusqu'à 300 A avec une tension de sortie de 7.5 V, et un programmeur d'alimentation (Power Supply Programmer) qui permet de programmer et de contrôler la source d'alimentation afin de gérer les montées de courant, également appelées rampes.



(a)



(b)

FIGURE A.1 – Source de courant continu composée de : (a) XFR7.5-300 DC Power Supply, 0-7.5 V, 0-300 A, 2250 W et (b) Model 420 Power Supply Programmer.

- **Nano-voltmètre**

Pour la mesure, un nano-voltmètre de type « Keithley Model 2000 multimeter » a été utilisé. Ce dispositif offre la possibilité d'effectuer diverses mesures et d'afficher ultérieurement les données statistiques des résultats stockés. Les tensions mesurées avec ce nano-voltmètre présentent une précision de 0.1 μ V.



FIGURE A.2 – Nano-voltmètre « Keithley Model 2000 multimeter ».

2. Caractérisation AC

Le montage expérimental illustré dans la figure II.17 permet de mesurer les pertes en courant alternatif d'un élément supraconducteur. Pour cette mesure, nous avons utilisé les appareils suivants :

- **Générateur basse fréquence**

Le générateur basse fréquence (GBF) utilisé est le « PM 5191 Programable Synthesizer ». Il offre la possibilité de générer des signaux de différentes formes d'onde telles que sinusoïdales, triangulaires, carrées et en dents de scie, sur une plage de fréquences allant de 0.1 à 20 MHz, avec une tension de sortie maximale de 20V crête à crête.



FIGURE A.3 – PM 5191 Programable Synthesizer.

- **Amplificateur de puissance**

L'amplificateur de puissance utilisé est le « Kepco Power Supply Bop 20-50 MG ». Il sert de source d'alimentation électrique, capable de délivrer un signal de tension ou de courant avec une puissance de 1 kW, une plage de tension de ± 20 V et une plage de courant de ± 50 A. Sa forme d'onde est contrôlée par le GBF pour une sortie précise et contrôlée.



FIGURE A.4 – Kepco Power Supply.

- Voltmètre à détection synchrone

Le voltmètre à détection synchrone utilisé est le « Model SR 830 DSP Lock-in Amplifier ».



FIGURE A.5 – Model SR 830 DSP Lock-in Amplifier.

La figure A.6 montre le principe de la détection synchrone.

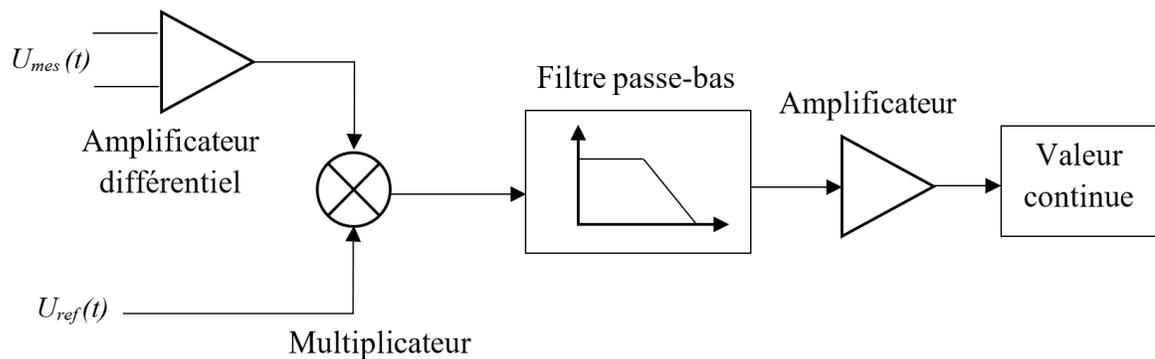


FIGURE A.6 – Principe de la détection synchrone.

Considérons un signal utile mesuré et un signal de référence qui sont respectivement représentés comme suit :

$$\begin{aligned}u_{mes}(t) &= U_{mes}\sqrt{2} \sin(2\pi f_m t - \varphi_m) \\u_{ref}(t) &= U_{ref}\sqrt{2} \sin(2\pi f_r t - \varphi_r)\end{aligned}$$

En multipliant ces deux signaux, nous obtenons :

$$u_{mes}(t) \times u_{ref}(t) = U_{mes}U_{ref} [\cos(2\pi(f_m - f_r)t + (\varphi - \varphi_r)) - \cos(2\pi(f_m + f_r)t + (\varphi + \varphi_r))]$$

Le signal résultant est ensuite filtré à l'aide d'un filtre passe-bas à une fréquence de coupure très basse, ce qui donne une sortie de : $U_{mes}U_{ref} \cos(\varphi_m - \varphi_r)$. Le voltmètre à détection synchrone fournit directement la tension $U_{mes} \cos(\varphi_m - \varphi_r)$. Cette valeur est proportionnelle à la valeur efficace de la tension mesurée U_{mes} et au cosinus du déphasage entre le signal mesuré et le signal de référence. Toutefois, lorsque $f_m \neq f_r$, la valeur moyenne en sortie de la détection synchrone devient négligeable.

En prenant le courant traversant le supraconducteur comme signal de référence, les bruits qui ne sont pas en phase avec ce courant seront filtrés, ce qui entraîne la réduction significative du bruit dans le signal utile. Par conséquent, les pertes dissipées dans l'élément supraconducteur seront donc :

$$P = I_{eff} U_{mes} \cos(\varphi_m - \varphi_r)$$

Annexe B : Développement de la fonction de Green en 2D axisymétrique

Les fonctions de Green jouent un rôle crucial dans les formulations électromagnétiques basées sur des méthodes intégrales, car elles permettent de décrire les interactions électromagnétiques entre les sources et les observateurs dans des problèmes électromagnétiques complexes. L'expression du potentiel vecteur magnétique \mathbf{A} en un point de l'espace, générées par une densité de courant \mathbf{J} est donnée par :

$$\vec{A}(\vec{r}) = \mu_0 \iiint_{\Omega_s} \vec{J}(\vec{r}') G(\vec{r}, \vec{r}') d\Omega_s \quad (\text{B.1})$$

Où Ω_s est la région source et $G(\vec{r}, \vec{r}')$ est la fonction de Green exprimée en fonction du vecteur r qui identifie le point de calcul, ainsi que du vecteur r' qui identifie le point source.

La fonction de Green (*Green Kernel*) représentant la réponse impulsionnelle de l'équation de Laplace sur un domaine tridimensionnel est exprimée comme suit :

$$G_{3D}(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}'|} \quad (\text{B.2})$$

Dans cette section, nous rappelons le calcul analytique du potentiel vecteur magnétique dans une configuration 2D axisymétrique [Durand, 1968]. À partir d'une géométrie tridimensionnelle illustrée dans la figure ci-dessous, nous considérons un point P situé dans le plan xOz . Le potentiel vecteur en ce point est déterminé en effectuant une intégration analytique le long du contour C de la manière suivante :

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} I(\vec{r}) \int_C \frac{d\vec{l}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \quad (\text{B.3})$$

En considérant l'élément $d\vec{l}$ associé à son élément symétrique par rapport à Ox , nous pouvons observer que le potentiel élémentaire résultant sera parallèle à Oy . Cette caractéristique se reflète également dans le potentiel total \vec{A} .

En coordonnées cylindriques (r, θ, z) , nous avons $A_y = A_r \sin(\theta) + A_\theta \cos(\theta)$. De plus, en raison de la symétrie axiale du système, le potentiel vectoriel magnétique A ne possède qu'une seule composante, orientée dans la direction θ . Ainsi, il suffit de calculer $A_\theta(r, \theta, z) = A_\theta(r, 0, z)$ au point P du plan xOz :

$$A_\theta = A_y = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{dl_y}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \quad (\text{B.4})$$

La figure B.1 représente deux vecteurs, \vec{r} et \vec{r}' , qui permettent d'identifier respectivement

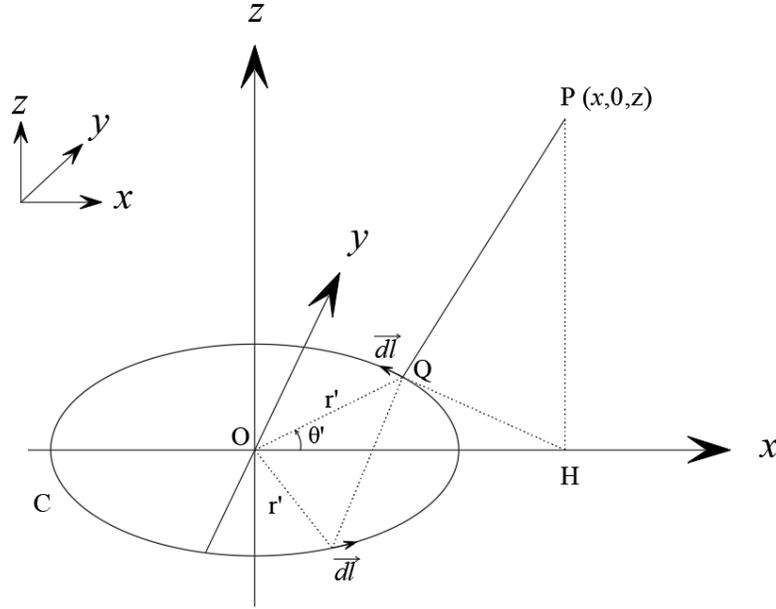


FIGURE B.1 – Géométrie 3D en illustrant les points source et cible.

le point calcul P et le point source Q de l'espace. Les coordonnées cartésiennes de ces vecteurs sont fournies ci-dessous :

$$\begin{aligned}\vec{r}' &= x' \cdot \vec{e}_x + y' \cdot \vec{e}_y + z' \cdot \vec{e}_z \\ \vec{r} &= x \cdot \vec{e}_x + y \cdot \vec{e}_y + z \cdot \vec{e}_z\end{aligned}$$

En coordonnées cylindriques (r, θ, z) , nous avons :

$$\left\{ \begin{array}{l} x = r \cos(\theta) = r \\ y = r \sin(\theta) = 0 \\ z = z \end{array} \right\} \quad \left\{ \begin{array}{l} x' = r' \cos(\theta') \\ y' = r' \sin(\theta') \\ z' = z' \end{array} \right\}$$

La distance $|\vec{r} - \vec{r}'|$ en coordonnées (r, θ, z) vaut :

$$\begin{aligned}D = \overline{QP} &= |\vec{r} - \vec{r}'| = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2} \\ &= \sqrt{(r - r' \cos(\theta'))^2 + (r' \sin(\theta'))^2 + (z - z')^2} \\ &= \sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\theta') + (z - z')^2}\end{aligned}$$

La distance D entre les points P et Q peut être aussi trouvée à partir de l'expression suivante :

$$D = \overline{QP} = \sqrt{QH^2 + PH^2}$$

Avec $\overline{PH} = \sqrt{(z - z')^2}$ et $\overline{QH} = \sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\theta')}$ (Pythagore généralisé dans le triangle OQH).

L'expression du potentiel vecteur magnétique en 2D axisymétrique dans (B.4) devient :

$$A_\theta = \mu_0 I G_{2Daxi}$$

Avec :

$$G_{2Daxi} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{r' \cos(\theta') d\theta'}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\theta') + (z - z')^2}}$$

Nous allons utiliser les notation (r_p, z_p) et (r_q, z_q) pour représenter les coordonnées du point calcul P et du point source Q respectivement.

En posant $\theta' = 2\varphi + \pi$, ce qui implique $d\theta' = 2d\varphi$, la distance D peut donc être exprimé comme suit :

$$D = \sqrt{M^2 (1 - k^2 \sin^2(\varphi))}$$

Avec :

$$\begin{cases} M^2 = (r_q + r_p)^2 + (z_p - z_q)^2 \\ k^2 = \frac{4r_p r_q}{M^2} \end{cases} \quad (\text{B.5})$$

En effectuant une intégration par changement de variable :

$$G_{2Daxi} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{r' \cos(\theta') d\theta'}{D} = \frac{r_q}{2\pi M} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\cos(2\varphi + \pi)}{\sqrt{(1 - k^2 \sin^2(\varphi))}} d\varphi$$

En définissant la fonction f comme étant :

$$f : \varphi \rightarrow \frac{\cos(2\varphi + \pi)}{\sqrt{(1 - k^2 \sin^2(\varphi))}}$$

La fonction f est une fonction paire car $f(\varphi) = f(-\varphi)$, par conséquent, nous pouvons écrire :

$$\int_{-\pi/2}^{\pi/2} f(\varphi) d\varphi = 2 \int_0^{\pi/2} f(\varphi) d\varphi$$

En utilisant les identités trigonométriques, nous pouvons remplacer $\cos(2\varphi + \pi)$ par :

$$\cos(2\varphi + \pi) = -\cos(2\varphi) = -(1 - 2\sin^2(\varphi))$$

La fonction de Green en 2D axisymétrique peut donc s'écrire sous cette forme :

$$G_{2Daxi} = \frac{r_q}{\pi M} \int_0^{\pi/2} \frac{-(1 - 2\sin^2(\varphi))}{\sqrt{(1 - k^2 \sin^2(\varphi))}} d\varphi$$

Donc :

$$\begin{aligned} G_{2Daxi} &= \frac{r_q}{\pi M} \int_0^{\pi/2} \frac{-1}{\sqrt{(1 - k^2 \sin^2(\varphi))}} d\varphi + \frac{2r_q}{\pi M} \int_0^{\pi/2} \frac{\sin^2(\varphi)}{\sqrt{(1 - k^2 \sin^2(\varphi))}} d\varphi \\ &= \frac{r_q}{\pi M} \int_0^{\pi/2} \frac{-1}{\sqrt{(1 - k^2 \sin^2(\varphi))}} d\varphi + \frac{2r_q}{\pi M k^2} \int_0^{\pi/2} \frac{k^2 \sin^2(\varphi) + 1 - 1}{\sqrt{(1 - k^2 \sin^2(\varphi))}} d\varphi \\ &= \frac{-r_q}{\pi M} \int_0^{\pi/2} \frac{1}{\sqrt{(1 - k^2 \sin^2(\varphi))}} d\varphi - \frac{2r_q}{\pi M k^2} \int_0^{\pi/2} \frac{1 - k^2 \sin^2(\varphi)}{\sqrt{(1 - k^2 \sin^2(\varphi))}} d\varphi \\ &\quad + \frac{2r_q}{\pi M k^2} \int_0^{\pi/2} \frac{1}{\sqrt{(1 - k^2 \sin^2(\varphi))}} d\varphi \\ &= \frac{-r_q}{\pi M} \int_0^{\pi/2} \frac{1}{\sqrt{(1 - k^2 \sin^2(\varphi))}} d\varphi - \frac{2r_q}{\pi M k^2} \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \sin^2(\varphi)} d\varphi \\ &\quad + \frac{2r_q}{\pi M k^2} \int_0^{\pi/2} \frac{1}{\sqrt{(1 - k^2 \sin^2(\varphi))}} d\varphi \\ &= \frac{r_q}{\pi M} \left[-1 + \frac{2}{k^2} \right] \int_0^{\pi/2} \frac{1}{\sqrt{(1 - k^2 \sin^2(\varphi))}} d\varphi - \frac{2r_q}{\pi M k^2} \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \sin^2(\varphi)} d\varphi \\ &= \frac{r_q}{\pi M} \left[\left(\frac{2}{k^2} - 1 \right) E_1(k) - \frac{2}{k^2} E_2(k) \right] \end{aligned}$$

Avec E_1 et E_2 sont respectivement les intégrales elliptiques de Legendre et sont exprimées comme suit :

$$E_1(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{1}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2(\varphi)}} d\varphi \quad E_2(k) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \sin^2(\varphi)} d\varphi \quad (\text{B.6})$$

Finalement, l'expression de la fonction de Green en 2D axisymétrique est la suivante :

$$G_{2Daxi} = \frac{r_q}{\pi M k^2} [(2 - k^2) E_1(k) - 2E_2(k)]$$

$$G_{2Daxi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{r_q}{r_p}} k^{-1} [(2 - k^2) E_1(k) - 2E_2(k)]$$

Finalement, nous exprimons le potentiel vecteur magnétique au point p sous forme matricielle comme suit :

$$A(p) = G_A(p, q)J(q) \quad (\text{B.7})$$

Avec

$$G_A(p, q) = \frac{\mu_0 \Delta S}{2\pi} \sqrt{\frac{r_q}{r_p}} k^{-1} [(2 - k^2) E_1(k) - 2E_2(k)] \quad (\text{B.8})$$

- **Expression du potentiel vecteur magnétique tenant compte de la forme géométrique de l'élément source**

En considérant un élément du système modélisé délimité par $a < r < b$ et $c < z < d$, le potentiel vecteur magnétique \mathbf{A} engendré par une densité de courant électrique \mathbf{J} peut être exprimé par [Otten, 2019] :

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_c^d \int_a^b \frac{J(\vec{r}') \vec{e}_\theta}{|\vec{r} - \vec{r}'|} r' dr' dz' d\theta' \quad (\text{B.9})$$

L'unité vectorielle dans la direction azimutale est définie par $\cos(\theta') \vec{e}_x + \sin(\theta') \vec{e}_y$, l'expression du potentiel vecteur devient :

$$\vec{A}(r, z) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_c^d \int_a^b \frac{J(\vec{r}') \cos(\theta') \vec{e}_x + \sin(\theta') \vec{e}_y}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\theta') + (z - z')^2}} r' dr' dz' d\theta'$$

Puisque nous avons considéré que le potentiel vecteur est dans le plan xOz , le terme $\sin(\theta')$ s'annule lors de l'évaluation de l'intégrale. En définissant la fonction f comme étant :

$$f : \theta' \rightarrow \frac{\cos(\theta')}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\theta') + (z - z')^2}}$$

Comme $f(\varphi) = f(-\varphi)$, la fonction f est donc paire, nous pouvons donc écrire :

$$\int_0^{2\pi} f(\theta') d\theta' = 2 \int_0^\pi f(\theta') d\theta'$$

Le potentiel vecteur peut être réécrit :

$$A_\theta(r, z) = \frac{\mu_0 J(\vec{r}')}{2\pi} \int_0^\pi \int_c^d \int_a^b \frac{\cos(\theta') r' dr' dz' d\theta'}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\theta') + (z - z')^2}}$$

La fonction de Green peut donc s'écrire sous cette forme :

$$G_A(p, q) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\pi \int_{z_q - dz/2}^{z_q + dz/2} \int_{r_q - dr/2}^{r_q + dr/2} \frac{\cos(\theta') r' dr' dz' d\theta'}{\sqrt{r_p^2 + r'^2 - 2r_p r' \cos(\theta') + (z_p - z')^2}}$$

Avec, p est le point calcul ayant comme coordonnées (r_p, z_p) où l'équation différentielle doit être résolue ; et q est le point source où $r_q - dr/2 < r' < r_q + dr/2$ et $z_q - dz/2 < z' < z_q + dz/2$.

En intégrant par rapport à z' , nous obtenons l'expression de la fonction de Green en symétrie axiale [Ottén, 2019]:

$$G_A(p, q) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\pi \int_{r_q - dr/2}^{r_q + dr/2} \times \ln \left(\frac{z_p - (z_q - \frac{dz}{2}) + \sqrt{r_p^2 + r'^2 - 2r_p r' \cos(\theta') + (z_p - (z_q - \frac{dz}{2}))^2}}{z_p - (z_q + \frac{dz}{2}) + \sqrt{r_p^2 + r'^2 - 2r_p r' \cos(\theta') + (z_p - (z_q + \frac{dz}{2}))^2}} \right) \cos(\theta') r' dr' d\theta'$$

Pour résoudre numériquement cette expression dans l'équation (B.7), nous effectuons le calcul au centre de chaque élément p , en prenant en compte tous les éléments de la bobine.

• Expression de l'induction magnétique

En utilisant B.8, les composantes radiales et axiales de l'induction magnétique sont calculées à partir de sa relation avec le potentiel vecteur magnétique ($\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$) :

$$\begin{cases} B_r(r, z) = -\frac{\partial A(r, z)}{\partial z} \\ B_z(r, z) = \frac{1}{r} \frac{\partial(rA(r, z))}{\partial r} \end{cases} \quad (\text{B.10})$$

En introduisant la fonction k , telle que définie dans l'équation B.5 dans les expressions de l'équation B.10, on a [Zerguini, 2017] :

$$\begin{cases} B_r(r, z) = -\frac{\partial k}{\partial z} \frac{\partial A(r, z)}{\partial k} \\ B_z(r, z) = \frac{A}{r} + \frac{\partial k}{\partial r} \frac{\partial A(r, z)}{\partial k} \end{cases}$$

Avec :

$$\frac{\partial A(r, z)}{\partial k} = \frac{\mu_0}{2\pi k^2} \sqrt{\frac{r_q}{r_p}} \left(\frac{2-k^2}{1-k^2} E_2(k) - 2E_1(k) \right)$$

En utilisant les intégrales elliptiques de Legendre données dans B.6, et leurs dérivées suivantes :

$$\begin{cases} \frac{dE_1(k)}{dk} = \frac{1}{k} \left(\frac{E_2(k)}{1-k^2} - E_1(k) \right) \\ \frac{dE_2(k)}{dk} = \frac{1}{k} (E_2(k) - E_1(k)) \end{cases}$$

En tenant compte des dérivées de k :

$$\begin{cases} \frac{\partial k}{\partial r_p} = \frac{k}{2r_p} - \frac{k^3}{4} \frac{r_p + r_q}{r_p r_q} \\ \frac{\partial k}{\partial z_p} = -\frac{z_p - z_q}{4r_p r_q} k^3 \end{cases}$$

Finalement, nous parvenons aux expressions suivantes sous forme matricielle pour l'induction magnétique :

$$\begin{cases} B_r(p) = G_{BR}(p, q) J(q) \\ B_z(p) = G_{BZ}(p, q) J(q) \end{cases}$$

On a Durand [1968] :

$$\begin{cases} G_{BR}(p, q) = \frac{\Delta S \mu_0 k (z_p - z_q)}{4\pi r_p \sqrt{r_p r_q}} \left[\frac{r_q^2 + r_p^2 + (z_p - z_q)^2}{(r_p - r_q)^2 + (z_p - z_q)^2} E_2 - E_1 \right] \\ G_{BZ}(p, q) = \frac{\Delta S \mu_0 k}{4\pi \sqrt{r_p r_q}} \left[\frac{r_q^2 - r_p^2 - (z_p - z_q)^2}{(r_p - r_q)^2 + (z_p - z_q)^2} E_2 + E_1 \right] \end{cases}$$

Bibliographie

- [Ahn 2011] AHN, Min C.; JANG, Jae Y.; KO, Tae K. : Characteristics of an HTS coil with a reversely magnetized core for the smart fault current controller. In : *IEEE transactions on applied superconductivity* 22 (2011), Nr. 3, p. 5601905–5601905
- [Ailam 2006] AILAM, El H. and others : *Machine synchrone à plots supraconducteurs : Etude et réalisation*, Nancy 1, Thèse, 2006
- [Albanese 1985] ALBANESE, R; MARTONE, R; MIANO, G; RUBINACCI, G : AT formulation for 3D finite element eddy current computation. In : *IEEE Transactions on Magnetics* 21 (1985), Nr. 6, p. 2299–2302
- [Alhasan 2015] ALHASAN, Rada : *Étude et Réalisation d'une Nouvelle Structure d'un Moteur synchrone supraconducteur*, Thèse, 2015
- [Ambegaokar 1963] AMBEGAOKAR, Vinay; BARATOFF, Alexis : Tunneling between superconductors. In : *Physical Review Letters* 10 (1963), Nr. 11, p. 486
- [Ashworth 1994] ASHWORTH, SP : Measurements of AC losses due to transport currents in bismuth superconductors. In : *Physica C : Superconductivity* 229 (1994), Nr. 3-4, p. 355–360
- [Ayai 2008] AYAI, N; KOBAYASHI, S; KIKUCHI, M; ISHIDA, T; FUJIKAMI, J; YAMAZAKI, K; YAMADE, S; TATAMIDANI, K; HAYASHI, K; SATO, K and others : Progress in performance of DI-BSCCO family. In : *Physica C : Superconductivity* 468 (2008), Nr. 15-20, p. 1747–1752
- [Badel 2010] BADEL, Arnaud : *Superconducting magnetic energy storage haute température critique comme source impulsionnelle*, Institut National Polytechnique de Grenoble-INPG, Thèse, 2010

- [Bardeen 1957] BARDEEN, John ; COOPER, Leon N. ; SCHRIEFFER, John R. : Theory of superconductivity. In : *Physical review* 108 (1957), Nr. 5, p. 1175
- [Barth 2015] BARTH, Christian ; MONDONICO, Giorgio ; SENATORE, Carmine : Electro-mechanical properties of REBCO coated conductors from various industrial manufacturers at 77 K, self-field and 4.2 K, 19 T. In : *Superconductor Science and Technology* 28 (2015), Nr. 4, p. 045011
- [Bean 1964] BEAN, Charles P. : Magnetization of high-field superconductors. In : *Reviews of modern physics* 36 (1964), Nr. 1, p. 31
- [Bednorz 1986] BEDNORZ, J G. ; MÜLLER, K A. : Possible highT_c superconductivity in the Ba- La- Cu- O system. In : *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter* 64 (1986), Nr. 2, p. 189–193
- [Van der Beek 2012] BEEK, Kees Van der ; LÉVY-BERTRAND, Florence : Les vortex dans les supraconducteurs-Une matière molle au sein de la matière dure. In : *Reflèts de la physique* (2012), Nr. 28, p. 4–9
- [Belguerras 2014] BELGUERRAS, Lamia : *Études théoriques et expérimentales d'accouplements magnétiques supraconducteurs*, Université de Lorraine, Thèse, 2014
- [Bendali 2012] BENDALI, Sofiane : *Dimensionnement d'un moteur supraconducteur HTc*, Université de Lorraine, Thèse, 2012
- [Berger 2006] BERGER, Kévin : *Etude des phénomènes couplés magnétothermiques dans les supraconducteurs à haute température*, Université Henri Poincaré-Nancy 1, Thèse, 2006
- [Biro 1989] BIRO, Oszkar ; PREIS, Kurt : On the use of the magnetic vector potential in the finite-element analysis of three-dimensional eddy currents. In : *IEEE Transactions on magnetics* 25 (1989), Nr. 4, p. 3145–3159
- [Bock 2005] BOCK, Joachim ; BREUER, Frank ; WALTER, Heribert ; ELSCHNER, Steffen ; KLEIMAIER, Martin ; KREUTZ, Ronald ; NOE, Mathias : CURL 10 : development and field-test of a 10 kV/10 MVA resistive current limiter based on bulk MCP-BSCCO 2212. In : *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 15 (2005), Nr. 2, p. 1955–1960
- [Boenig 1983] BOENIG, H ; PAICE, D : Fault current limiter using a superconducting coil. In : *IEEE Transactions on Magnetism* 19 (1983), Nr. 3, p. 1051–1053
- [Bogdanov 2018] BOGDANOV, IV ; KASHTANOV, EM ; KOZUB, SS ; POKROVSKY, VA ; TKACHENKO, LM ; SHCHERBAKOV, PA ; SHIRSHOV, LS ; SHUVALOV, VI : AC losses measurements in HTS coils. In : *mH* 2 (2018), p. 6–3
- [Bouillault 1992] BOUILLAULT, F : T Omega formulation by hybrid FEM-BIM and its gauges for 3D electromagnetic calculations. In : *IEEE transactions on magnetics* 28 (1992), Nr. 2, p. 1208–1211
- [Bouillault 1990] BOUILLAULT, F ; REN, Z ; RAZEK, A : Calculation of 3D eddy current problems by an hybrid T-Omega method. In : *IEEE transactions on magnetics* 26 (1990), Nr. 2, p. 478–481

- [Braeck 2002] BRAECK, S; SHANTSEV, DV; JOHANSEN, TH; GALPERIN, YM : Superconducting trapped-field magnets : Temperature and field distributions during pulsed-field activation. In : *Journal of applied physics* 92 (2002), Nr. 10, p. 6235–6240
- [Brambilla 2006] BRAMBILLA, Roberto; GRILLI, Francesco; MARTINI, Luciano : Development of an edge-element model for AC loss computation of high-temperature superconductors. In : *Superconductor Science and Technology* 20 (2006), Nr. 1, p. 16
- [Brandt 1994] BRANDT, Ernst H. : Thin superconductors in a perpendicular magnetic ac field : General formulation and strip geometry. In : *Physical Review B* 49 (1994), Nr. 13, p. 9024
- [Campbell 1982] CAMPBELL, AM : A general treatment of losses in multifilamentary superconductors. In : *Cryogenics* 22 (1982), Nr. 1, p. 3–16
- [CAN] CAN, Superconductors : *High Temperature Superconductors for Future of Industry*. www.can-superconductors.com, (Consulté en Janvier 2023)
- [Carlier 2012] CARLIER, Madeleine : *Modèle intégral axisymétrique pour le calcul des pertes AC dans les bobinages supraconducteurs*, École Polytechnique de Montréal, Thèse, 2012
- [Caroff 2008] CAROFF, Tristan : *Développement de conducteurs à base d'YBaCuO sur des substrats flexibles par MOCVD*, Institut National Polytechnique de Grenoble-INPG, Thèse, 2008
- [Carr Jr 2001] CARR JR, WJ : *AC loss and macroscopic theory of superconductors*. CRC press, 2001
- [Cavallucci 2021] CAVALLUCCI, Lorenzo; BRESCHI, Marco; RIBANI, Pier L.; ZHANG, Qingbo; YANG, Yifeng : Quench in a pancake coil wound with REBCO Roebel cable : model and validation. In : *Superconductor Science and Technology* 34 (2021), Nr. 10, p. 105002
- [Chen 2019] CHEN, Siwei; GU, Chen; LI, Yi; LAI, Lingfeng; QU, Timing; HU, Nannan; SONG, Meng; ZOU, Shengnan; YUE, Yubin : Inductance of low-frequency small-scale high-temperature superconducting coils. In : *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 29 (2019), Nr. 5, p. 1–4
- [Choi 2005] CHOI, Young-Sun; YIM, Seong-Woo; SIM, Jungwook; KIM, Hye-Rim; SOHN, Song-Ho; HWANG, Si-Dole : Application of IPTs to HTS cable conductor for uniform current distribution between their layers. In : *IEEE transactions on applied superconductivity* 15 (2005), Nr. 2, p. 1739–1742
- [Cointe 2007] COINTE, Yannick : *Limiteur supraconducteur de courant continu*, Institut National Polytechnique de Grenoble-INPG, Thèse, 2007
- [Colle 2020] COLLE, Alexandre : *Étude d'une machine supraconductrice à flux axial pour une application aéronautique*, Université de Lorraine, Thèse, 2020

- [Coombs 2001] COOMBS, TA ; CAMPBELL, AM ; MURPHY, A ; EMMENS, M : A fast algorithm for calculating the critical state in superconductors. In : *COMPEL-The international journal for computation and mathematics in electrical and electronic engineering* 20 (2001), Nr. 1, p. 240–252
- [Costa 2003] COSTA, M ; MARTINEZ, E ; BEDUZ, C ; YANG, Y ; GRILLI, F ; DUTOIT, B ; VINOT, E ; TIXADOR, P : 3D modeling of coupling between superconducting filaments via resistive matrix in AC magnetic field. In : *IEEE transactions on applied superconductivity* 13 (2003), Nr. 2, p. 3634–3637
- [Coulomb 1981] COULOMB, Jean-Louis : *Analyse tridimensionnelle des champs électriques et magnétiques par la méthode des éléments finis*, Institut National Polytechnique de Grenoble-INPG ; Université Joseph-Fourier . . . , Thèse, 1981
- [Daffix 1996] DAFFIX, Hervé : *Etude d'une machine entièrement supraconductrice de 150 kW à 400 tr/min*, Institut National Polytechnique Grenoble (INPG), Thèse, 1996
- [De Bruyn 2017] DE BRUYN, BJH ; JANSEN, JW ; LOMONOVA, EA : AC losses in HTS coils for high-frequency and non-sinusoidal currents. In : *Superconductor Science and Technology* 30 (2017), Nr. 9, p. 095006
- [Deng 2014] DENG, X ; TANG, Y ; ZHANG, Y ; REN, L ; LIU, H ; GONG, Y ; LI, J : An experimental and numerical study on the inductance variation of HTS magnets. In : *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 25 (2014), Nr. 3, p. 1–5
- [Dolisy 2015] DOLISY, Bastien : *Étude d'un moteur supraconducteur à flux axial avec une transmission magnétique supraconductrice intégrée*, Université de Lorraine, Thèse, 2015
- [Dommerque 2010] DOMMERQUE, Robert ; KRÄMER, Siegfried ; HOBL, Achim ; BÖHM, René ; BLUDAU, Meike ; BOCK, Joachim ; KLAUS, D ; PIEREDER, Herbert ; WILSON, A ; KRÜGER, Thomas and others : First commercial medium voltage superconducting fault-current limiters : production, test and installation. In : *Superconductor Science and Technology* 23 (2010), Nr. 3, p. 034020
- [Douine 2001] DOUINE, Bruno : *Etude des pertes dans les supraconducteurs à haute température critique*, Université Henri Poincaré-Nancy 1, Thèse, 2001
- [Douine 2008] DOUINE, Bruno ; BERGER, Kévin ; PIENKOS, Jules E. ; LÉVÊQUE, Jean ; NETTER, Denis : Analytical Calculation of the Instantaneous Power in a Current Carrying Superconducting Tube With $J_c(B)$. In : *IEEE transactions on applied superconductivity* 18 (2008), Nr. 3, p. 1717–1723
- [Douine 2010] DOUINE, Bruno ; LEVEQUE, Jean ; MEZANI, Smaïl : $J_c(B)$ Determination Method With the Help of the Virgin Magnetization Curve of a Superconducting Cylinder. In : *IEEE transactions on applied superconductivity* 20 (2010), Nr. 2, p. 82–86
- [Douine 2022] DOUINE, Bruno ; QUEVAL, Loïc ; TRILLAUD, Frederic ; FAWAZ, Sara ; MENANA, H ; SCHWENKER, Isabelle ; DESPOUYS, Olivier ; IVANOV, Nickolay : Characterization of a Superconducting Power Filter for Embedded Electrical Grid Application. In : *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 32 (2022), Nr. 4, p. 1–4

-
- [Durand 1968] DURAND, Emile : *Magnétostatique*. Elsevier Masson, 1968
- [Duron 2006] DURON, Joseph : *Modélisation de matériaux supraconducteurs : application à un limiteur de courant*, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), Thèse, 2006
- [Dutoit 1999] DUTOIT, Bertrand ; SJOSTROM, Marten ; STAVREV, Svetlomidir : Bi (2223) Ag sheathed tape Ic and exponent n characterization and modelling under DC applied magnetic field. In : *IEEE transactions on applied superconductivity* 9 (1999), Nr. 2, p. 809–812
- [Ekin 2006] EKIN, Jack : *Experimental techniques for low-temperature measurements : cryostat design, material properties and superconductor critical-current testing*. Oxford university press, 2006
- [Elschner 2003] ELSCHNER, Steffen ; BREUER, Frank ; NOE, Mathias ; RETTELBACH, Thomas ; WALTER, Heribert ; BOCK, Joachim : Manufacturing and testing of MCP 2212 bifilar coils for a 10 MVA fault current limiter. In : *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 13 (2003), Nr. 2, p. 1980–1983
- [Extance 2020] EXTANCE, Andy : *Room temperature superconductivity finally claimed by mystery material*. www.chemistryworld.com, (Consulté en Janvier 2023). 2020
- [Fawaz 2021] FAWAZ, Sara ; MENANA, Hocine ; DOUINE, Bruno ; QUEVAL, Loïc : DC modeling and characterization of HTS coils with non uniform current density distribution. In : *Superconductor Science and Technology* 34 (2021), Nr. 12, p. 124001
- [Fawaz 2023] FAWAZ, Sara ; MENANA, Hocine ; DOUINE, Bruno ; QUEVAL, Loïc : Fast modeling approach of large-scale non-inductive HTS coils under different current supply. In : *Physica Scripta* 98 (2023), Nr. 4, p. 045503
- [Fiorillo 2009] FIORILLO, Fausto ; MAZALEYRAT, Frédéric : Mesures magnétiques- Mesurage des propriétés magnétiques des matériaux. (2009)
- [Fujiwara 2000] FUJIWARA, Hiroyuki : The fast multipole method for solving integral equations of three-dimensional topography and basin problems. In : *Geophysical Journal International* 140 (2000), Nr. 1, p. 198–210
- [Fukui 2011] FUKUI, Satoshi ; SHIBAYAMA, Makoto ; OGAWA, Jun ; OKA, Tetsuo ; SATO, Takao ; TAKAO, Tomoaki ; TSUKAMOTO, Osami : Measurement and numerical analysis of AC loss in high temperature superconducting coil. In : *IEEE transactions on applied superconductivity* 22 (2011), Nr. 3, p. 4704904–4704904
- [Gamble 2010] GAMBLE, Bruce ; SNITCHLER, Greg ; MACDONALD, Tim : Full power test of a 36.5 MW HTS propulsion motor. In : *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 21 (2010), Nr. 3, p. 1083–1088
- [Glowacki 1997] GLOWACKI, BA ; ROBINSON, EA ; ASHWORTH, SP : An apparatus for the transport current versus magnetic field measurements in LN₂ in the temperature range 77–124 K. In : *Cryogenics* 37 (1997), Nr. 3, p. 173–175

- [Goldhirsch 1987] GOLDHIRSCH, Isaac ; SULEM, Pierre-Louis ; ORSZAG, Steven A. : Stability and Lyapunov stability of dynamical systems : A differential approach and a numerical method. In : *Physica D : Nonlinear Phenomena* 27 (1987), Nr. 3, p. 311–337
- [Gömöry 2006] GÖMÖRY, F ; KLINČOK, B : Self-field critical current of a conductor with an elliptical cross-section. In : *Superconductor Science and Technology* 19 (2006), Nr. 8, p. 732
- [Gömöry 1997] GÖMÖRY, Fedor : Characterization of high-temperature superconductors by AC susceptibility measurements. In : *Superconductor Science and Technology* 10 (1997), Nr. 8, p. 523
- [Green 1889] GREEN, George : *An essay on the application of mathematical analysis to the theories of electricity and magnetism*. vol. 3. author, 1889
- [Grilli 2007] GRILLI, F ; ASHWORTH, Stephen P. : Measuring transport AC losses in YBCO-coated conductor coils. In : *Superconductor Science and Technology* 20 (2007), Nr. 8, p. 794
- [Grilli 2016] GRILLI, Francesco : Numerical modeling of HTS applications. In : *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 26 (2016), Nr. 3, p. 1–8
- [Grilli 2013] GRILLI, Francesco ; PARDO, Enric ; STENVALL, Antti ; NGUYEN, Doan N. ; YUAN, Weijia ; GÖMÖRY, Fedor : Computation of losses in HTS under the action of varying magnetic fields and currents. In : *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 24 (2013), Nr. 1, p. 78–110
- [Grilli 2005] GRILLI, Francesco ; STAVREV, Svetlomidir ; LE FLOCH, Yann ; COSTA-BOUZO, Marta ; VINOT, Emmanuel ; KLUTSCH, Izabela ; MEUNIER, Gérard ; TIXADOR, Pascal ; DUTOIT, Bertrand : Finite-element method modeling of superconductors : From 2-D to 3-D. In : *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 15 (2005), Nr. 1, p. 17–25
- [Han 2013] HAN, YH ; PARK, BJ ; JUNG, SY ; HAN, SC ; LEE, WR ; BAE, YC : The improved damping of superconductor bearings for 35 kWh superconductor flywheel energy storage system. In : *Physica C : Superconductivity* 485 (2013), p. 102–106
- [Heidary 2020] HEIDARY, Amir ; RADMANESH, Hamid ; ROUZBEHI, Kumars ; MEHRIZI-SANI, Ali ; GHAREHPETIAN, Gevork B. : Inductive fault current limiters : A review. In : *Electric Power Systems Research* 187 (2020), p. 106499
- [Heine 1989] HEINE, K ; TENBRINK, J ; THÖNER, M : High-field critical current densities in Bi₂Sr₂Ca₁Cu₂O_{8+x}/Ag wires. In : *Applied Physics Letters* 55 (1989), Nr. 23, p. 2441–2443
- [Huang 2016] HUANG, Guan B. ; DOUINE, Bruno ; BERGER, Kévin ; DIDIER, Gaetan ; SCHWENKER, Isabelle ; LÉVÊQUE, Jean : Increase of stability margin in embedded DC electric grid with superconducting stabilizer. In : *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 26 (2016), Nr. 4, p. 1–4
- [Jang 2005] JANG, Mi-Hye ; WONG-NG, Winnie : Transport AC losses of Ag-sheathed Bi-2223 tapes with different twist-pitch using electrical methods. In : *Superconductor Science and Technology* 19 (2005), Nr. 1, p. 72

- [Jansak 1999] JANSAK, Lubomil : AC self-field loss measurement system. In : *Review of scientific instruments* 70 (1999), Nr. 7, p. 3087–3091
- [Kagiyama 2011] KAGIYAMA, T ; YAMAZAKI, K ; KIKUCHI, M ; YAMADE, S ; NAKASHIMA, T ; KOBAYASHI, S ; HAYASHI, K ; SATO, K ; SHIMOYAMA, J ; INOUE, M and others : Recent progress in high performance Ag-sheathed Bi2223 wire (DI-BSCCO®). In : *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering* vol. 18 IOP Publishing (Veranst.), 2011, p. 152001
- [Kametani 2015] KAMETANI, F ; JIANG, J ; MATRAS, M ; ABRAIMOV, D ; HELLSTROM, EE ; LARBALESTIER, DC : Comparison of growth texture in round Bi2212 and flat Bi2223 wires and its relation to high critical current density development. In : *Scientific reports* 5 (2015), Nr. 1, p. 8285
- [Kawasaki 2014] KAWASAKI, Kanagawa : *Feature Article : Progress in Superconducting Wire Technology - Current Status of DI-BSCCO Wires and the Prospects for 2014*. https://www.tia-nano.jp/ascot/tyoudendou/pdf/14_07/E-all.pdf. Juli 2014
- [Kazuhiko 2014] KAZUHIKO, Hayashi : *Recent progress of coil applications using DI-BSCCO wires at Sumitomo Electric*. https://indico.cern.ch/event/319762/contributions/740326/attachments/616138/847798/WAMHTS-2_Sumitomo_Hayashi.pdf. November 2014
- [Kikegawa 2005] KIKEGAWA, TS ; SASAKI, H ; TADA, H ; KUDO, T ; KIKUCHI, H ; KONNO, K ; MURALIDHAR, M ; MURAKAMI, M ; NOTO, K ; AWAJI, S and others : Measurement of critical current for bulk superconductors by transport method. In : *Physica C : Superconductivity* 426 (2005), p. 649–653
- [Kikuchi 2008] KIKUCHI, Masashi ; AYAI, Naoki ; ISHIDA, Tomonobu ; TATAMIDANI, Kazuaki ; HAYASHI, Kazuhiko ; KOBAYASHI, Shinichi ; UENO, Eisaku ; YAMAZAKI, Kouhei ; YAMADE, Satoru ; TAKAAZE, Hideo and others : Development of new types of DI-BSCCO wire. In : *SEI TECHNICAL REVIEW-ENGLISH EDITION*- 66 (2008), p. 73
- [Kim 1962] KIM, YB ; HEMPSTEAD, CF ; STRNAD, AR : Critical persistent currents in hard superconductors. In : *Physical Review Letters* 9 (1962), Nr. 7, p. 306
- [Kinoshita 2014] KINOSHITA, K : HTS wire development and industrialization at Sumitomo. In : *1st Workshop on Accelerator Magnets in HTS, DESY, Hamburg* vol. 5, 2014
- [Kirsch 2013] KIRSCH, Sébastien ; FAGNARD, Jean-François ; VANDERBEMDEN, Philippe ; VANDERHEYDEN, Benoît : Semi-analytical study of AC losses in an infinitely long superconducting cylinder surrounded by a metallic sheath : magnetic field dependent critical current density and generation of harmonics. In : *Superconductor Science and Technology* 26 (2013), Nr. 11, p. 115001
- [Kiyoshi 2009] KIYOSHI, T ; CHOI, S ; MATSUMOTO, S ; ASANO, T ; UGLIETTI, D : Magnetic flux concentrator using Gd-Ba-Cu-O bulk superconductors. In : *IEEE transactions on applied superconductivity* 19 (2009), Nr. 3, p. 2174–2177

- [Kreutz 2005] KREUTZ, Ronald ; BOCK, Joachim ; BREUER, Frank ; JUENGST, K-P ; KLEI-MAIER, Martin ; KLEIN, H-U ; KRISCHEL, Detlef ; NOE, Mathias ; STEINGASS, Ralph ; WECK, K-H : System technology and test of CURL 10, a 10 kV, 10 MVA resistive high-Tc superconducting fault current limiter. In : *IEEE transactions on applied superconductivity* 15 (2005), Nr. 2, p. 1961–1964
- [Le Naour 1996] LE NAOUR, Sandrine : *Pertes en champ propre et longitudinal dans les conducteurs supraconducteurs 50Hz*, Besançon, Thèse, 1996
- [Leclerc 2013] LECLERC, Julien : *Méthodes et outils de caractérisation électrique et magnétique des supraconducteurs*, Université de Lorraine, Thèse, 2013
- [Leclerc 2011] LECLERC, Julien ; BERGER, Kévin ; DOUINE, Bruno ; LEVEQUE, Jean : Enhancement of the $E(J, B)$ Power Law Characterization for Superconducting Wires from Electrical Measurements on a Coil. In : *IEEE transactions on applied superconductivity* 22 (2011), Nr. 3, p. 6400504–6400504
- [Lehtonen 1999] LEHTONEN, J ; KORPELA, A ; PAASI, J ; PITEL, J ; KOVÁČ, P : Computational comparison of magnetization losses in HTS solenoids wound of tape conductors having different aspect ratios. In : *Superconductor Science and Technology* 12 (1999), Nr. 7, p. 450
- [Lévêque 2018] LÉVÊQUE, Jean ; BERGER, Kévin ; LUBIN, Thierry ; DOUINE, Bruno : Moteurs et générateurs supraconducteurs. In : *La Revue 3 E. I* 94 (2018), p. 34–35
- [Li 2016] LI, Guangxi ; LIU, Hongwei ; WANG, Yinshun ; ZHANG, Huiyuan : Frequency-dependence and anisotropy of AC losses of Bi2223/Ag and YBCO-coated conductors. In : *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 26 (2016), Nr. 4, p. 1–4
- [Liang 2017] LIANG, Fei ; VENUTURUMILLI, Sriharsha ; ZHANG, Huiming ; ZHANG, Min ; KVITKOVIC, Jozef ; PAMIDI, Sastry ; WANG, Yawei ; YUAN, Weijia : A finite element model for simulating second generation high temperature superconducting coils/stacks with large number of turns. In : *Journal of Applied Physics* 122 (2017), Nr. 4, p. 043903
- [Liu 2019] LIU, Guole ; ZHANG, Guomin ; JING, Liwei : Experimental and numerical study of the frequency-dependent transport ac losses of the YBa₂Cu₃O_{7- δ} coil with and without flux diverters. In : *Superconductor Science and Technology* 32 (2019), Nr. 5, p. 055002
- [Majoros 2007] MAJOROS, M ; YE, L ; VELICHKO, AV ; COOMBS, TA ; SUMPTION, MD ; COLLINGS, EW : Transport AC losses in YBCO coated conductors. In : *Superconductor Science and Technology* 20 (2007), Nr. 9, p. S299
- [Mangin 2017] MANGIN, Philippe ; KAHN, Rémi : *Fils et câbles supraconducteurs à haute température critique (HTS)*. EDP sciences, 2017. – 81–114 p.
- [Martínez 2010] MARTÍNEZ, José María Ceballos : *Analysis of AC losses in superconducting electrical components for application in the design of electrical systems*, Universidad de Extremadura, Thèse, 2010

- [Masson 2002] MASSON, Philippe : *Etude d'écrans supraconducteurs à haute température critique massifs : application à la réalisation d'une machine électrique de conception originale*, Université Henri Poincaré-Nancy 1, Thèse, 2002
- [Matsushita 2007] MATSUSHITA, Teruo and others : *Flux pinning in superconductors*. vol. 164. Springer, 2007
- [Menana 2009] MENANA, Hocine : *Modélisation 3D simplifiée pour l'évaluation non destructive des matériaux composites anisotropes*, Université de Nantes (FR), Thèse, 2009
- [Menana 2020] MENANA, Hocine ; FARHAT, Mohamad ; HINAJE, Melika ; DOUINE, Bruno : An integro-differential time-domain scheme for electromagnetic field modeling in HTS materials. In : *IEEE Transactions on Magnetics* 56 (2020), Nr. 3, p. 1–4
- [Morandi 2015] MORANDI, Antonio ; GHOLIZAD, Babak ; FABBRI, Massimo : Design and performance of a 1 MW-5 s high temperature superconductor magnetic energy storage system. In : *Superconductor Science and Technology* 29 (2015), Nr. 1, p. 015014
- [Moulin 2010] MOULIN, Renaud : *Dimensionnements et essais de moteurs supraconducteurs*, Nancy 1, Thèse, 2010
- [Nakashima 2012] NAKASHIMA, T ; KOBAYASHI, S ; KAGIYAMA, T ; YAMAZAKI, K ; KIKUCHI, M ; YAMADE, S ; HAYASHI, K ; SATO, K ; OSABE, G ; FUJIKAMI, J : Overview of the recent performance of DI-BSCCO wire. In : *Cryogenics* 52 (2012), Nr. 12, p. 713–718
- [Ngamroo 2007] NGAMROO, Issarachai ; TAERATANACHAI, Chanin ; DECHANUPAPRITTHA, Sanchai ; MITANI, Yasunori : Enhancement of load frequency stabilization effect of superconducting magnetic energy storage by static synchronous series compensator based on H control. In : *Energy Conversion and Management* 48 (2007), Nr. 4, p. 1302–1312
- [Nguyen 2009] NGUYEN, Doan N. ; GRILLI, Francesco ; ASHWORTH, Stephen P. ; WILLIS, Jeffrey O. : AC loss study of antiparallel connected YBCO coated conductors. In : *Superconductor Science and Technology* 22 (2009), Nr. 5, p. 055014
- [Nibbio 2001] NIBBIO, Nadia ; STAVREV, Svetlomidir : Effect of the geometry of HTS on AC loss by using finite element method simulation with B-dependent EJ power law. In : *IEEE transactions on applied superconductivity* 11 (2001), Nr. 1, p. 2627–2630
- [Norris 1970] NORRIS, WT : Calculation of hysteresis losses in hard superconductors carrying ac : isolated conductors and edges of thin sheets. In : *Journal of Physics D : Applied Physics* 3 (1970), Nr. 4, p. 489
- [Ntichi 2009] NTICHI, Kameni ; SIMPLICE, Abelin : *Etude par des méthodes analytiques et numériques de la répartition des champs induits dans les supraconducteurs à haute température critique*, Nancy 1, Thèse, 2009
- [Ohya 2010] OHYA, Masayoshi ; YUMURA, Hiroyasu ; WATANABE, Michihiko ; ASHIBE, Yui-chi ; TAKIGAWA, Hiroshi ; ITO, Hideki ; MINAMINO, Tadahiko ; NISHIMURA, Takashi ; MASUDA, Takato ; HONJO, Shoichi and others : Japan's first operation of high-temperature

- superconducting cable systems in live grids (high-temperature superconducting cable demonstration project). In : *SEI Technical Review* 70 (2010), p. 84–93
- [Onnes 1913] ONNES, Heike K. : Investigations into the properties of substances at low temperatures, which have led, amongst other things, to the preparation of liquid helium. In : *Nobel lecture* 4 (1913), p. 306–336
- [Oomen 2001] OOMEN, Marijn P. : AC loss in superconducting tapes and cables. (2001)
- [Otten 2019] OTTEN, Simon ; GRILLI, Francesco : Simple and fast method for computing induced currents in superconductors using freely available solvers for ordinary differential equations. In : *IEEE transactions on applied superconductivity* 29 (2019), Nr. 8, p. 1–8
- [Pippard 1987] PIPPARD, A : Early superconductivity research (except Leiden). In : *IEEE Transactions on Magnetics* 23 (1987), Nr. 2, p. 371–375
- [Pratap 2015] PRATAP, Siddharth ; HEARN, Clay S. : 3-D transient modeling of bulk high-temperature superconducting material in passive magnetic bearing applications. In : *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 25 (2015), Nr. 5, p. 1–10
- [Queval 2017] QUEVAL, Loic ; TRILLAUD, Frédéric ; DOUINE, Bruno : DC grid stabilization using a resistive superconducting fault current limiter. In : *International Conference on Components and Systems for DC grids (COSYS-DC 2017)*, 2017
- [Quéval 2016] QUÉVAL, Loïc ; ZERMEÑO, Víctor MR ; GRILLI, Francesco : Numerical models for ac loss calculation in large-scale applications of HTS coated conductors. In : *Superconductor Science and Technology* 29 (2016), Nr. 2, p. 024007
- [Rabbers 1999] RABBERS, JJ ; LAAN, DC Van der ; HAKEN, Bernard ten ; KATE, Herman H. ten : Magnetisation and transport current loss of a BSCCO/Ag tape in an external AC magnetic field carrying an AC transport current. In : *IEEE transactions on applied superconductivity* 9 (1999), Nr. 2, p. 1185–1188
- [Riccobono 2012] RICCOBONO, Antonino ; SANTI, Enrico : Comprehensive review of stability criteria for DC distribution systems. In : *2012 IEEE Energy Conversion Congress and Exposition (ECCE)* IEEE (Veranst.), 2012, p. 3917–3925
- [Robinson] ROBINSON, Research I. : *Robinson High-temperature superconducting wire critical current database*. <https://htsdb.wimbush.eu/>, (Consulté en Juin 2023)
- [Safran 2010] SAFRAN, Serap ; VOJENCIAK, Michal ; GENCER, Ali ; GOMORY, Fedor : Critical current and AC loss of DI-BSCCO tape modified by the deposition of ferromagnetic layer on edges. In : *IEEE transactions on applied superconductivity* 20 (2010), Nr. 5, p. 2294–2300
- [Sander 2010] SANDER, M ; GRILLI, F : FEM-calculations on the frequency dependence of hysteretic losses in coated conductors. In : *Journal of Physics : Conference Series* vol. 234 IOP Publishing (Veranst.), 2010, p. 022030

- [Sato 2011] SATO, Ken-ichi ; KOBAYASHI, Shin-ichi ; NAKASHIMA, Takayoshi : Present status and future perspective of bismuth-based high-temperature superconducting wires realizing application systems. In : *Japanese Journal of Applied Physics* 51 (2011), Nr. 1R, p. 010006
- [Scanlan 2004] SCANLAN, Ronald M. ; MALOZEMOFF, Alexis P. ; LARBALESTIER, David C. : Superconducting materials for large scale applications. In : *Proceedings of the IEEE* 92 (2004), Nr. 10, p. 1639–1654
- [Senoussi 1992] SENOUSI, S : Review of the critical current densities and magnetic irreversibilities in high T_c superconductors. In : *Journal de physique III* 2 (1992), Nr. 7, p. 1041–1257
- [Shanghai] SHANGHAI : *Shanghai Superconductor : Second generation high temperature superconducting tape*. <http://www.shsctec.com/index.php?m=list&a=index&classid=62>, (Consulté en Février 2023)
- [Shi 1995] SHI, Donglu : *High-temperature superconducting materials science and engineering : new concepts and technology*. Elsevier, 1995
- [Shirai 2008] SHIRAI, Y ; FURUSHIBA, K ; SHOUNO, Y ; SHIOTSU, M ; NITTA, T : Improvement of power system stability by use of superconducting fault current limiter with ZnO device and resistor in parallel. In : *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 18 (2008), Nr. 2, p. 680–683
- [Sirois 2015] SIROIS, Frédéric ; GRILLI, Francesco : Potential and limits of numerical modelling for supporting the development of HTS devices. In : *Superconductor Science and Technology* 28 (2015), Nr. 4, p. 043002
- [Sirois 2009] SIROIS, Frederic ; ROY, François ; DUTOIT, Bertrand : Assessment of the computational performances of the semi-analytical method (SAM) for computing 2-D current distributions in superconductors. In : *IEEE transactions on applied superconductivity* 19 (2009), Nr. 3, p. 3600–3604
- [Sirois 2007] SIROIS, Frederic ; ROY, Francois : Computation of 2-D current distribution in superconductors of arbitrary shapes using a new semi-analytical method. In : *IEEE Transactions on applied superconductivity* 17 (2007), Nr. 3, p. 3836–3845
- [Sizov 2011] SIZOV, Gennadi Y. ; IONEL, Dan M. ; DEMERDASH, Nabeel A. : Modeling and parametric design of permanent-magnet ac machines using computationally efficient finite-element analysis. In : *IEEE Transactions on Industrial Electronics* 59 (2011), Nr. 6, p. 2403–2413
- [Song 2011] SONG, Meng ; CAO, Kunan ; TANG, Yuejin ; WANG, Dada ; ZHOU, Nianrong ; ZHANG, Shaoquan ; LI, Jingdong : Research on the inductance variation of Bi2223/Ag magnet. In : *IEEE transactions on applied superconductivity* 22 (2011), Nr. 3, p. 4905004–4905004
- [Song 2018] SONG, Wenjuan ; JIANG, Zhenan ; ZHANG, Xingyou ; STAINES, Mike ; BADCOCK, Rodney A. ; FANG, Jin ; SOGABE, Yusuke ; AMEMIYA, Naoyuki : AC loss simulation in a HTS 3-Phase 1 MVA transformer using H formulation. In : *Cryogenics* 94 (2018), p. 14–21

- [Song 2020] SONG, Wenjuan; PEI, Xiaoze; XI, Jiawen; XIANG, Bin; LIU, Zhiyuan : Experimental AC loss analysis of braid type non-inductive coil for superconducting fault current limiter. In : *Journal of Physics : Conference Series* vol. 1559 IOP Publishing (Veranst.), 2020, p. 012101
- [Staines 1998] STAINES, Michael; RUPP, Stephan; POOKE, Donald; FLESHLER, Steven; DEMORANVILLE, Ken; CHRISTOPHERSON, Craig : AC loss measurements on model Bi-2223 conductors. In : *Physica C : Superconductivity* 310 (1998), Nr. 1-4, p. 163–167
- [Statra 2021] STATRA, Yazid : *Contribution à la modélisation et à la caractérisation des supraconducteurs HTC pour leur intégration dans les machines électriques*, Université de Lorraine, Thèse, 2021
- [Statra 2022] STATRA, Yazid; FAWAZ, Sara; MENANA, Hocine; DOUINE, Bruno : Experimental Electromagnetic Characterization of High Temperature Superconductors Coils Located in Proximity to Electromagnetically Active Materials. In : *Fluid Dynamic and Material Process* 18 (2022), Nr. 5, p. 1529–1537
- [Statra 2019] STATRA, Yazid; MENANA, Hocine; BELGUERRAS, Lamia; DOUINE, Bruno : A volume integral approach for the modelling and design of HTS coils. In : *COMPEL- The international journal for computation and mathematics in electrical and electronic engineering* (2019)
- [Statra 2020] STATRA, Yazid; MENANA, Hocine; DOUINE, Bruno : Contribution to the experimental characterization of the electromagnetic properties of HTS. In : *Progress In Electromagnetics Research M* 93 (2020), p. 137–144
- [Stavrev 2002] STAVREV, Svetlomir; DUTOIT, Bertrand; NIBBIO, Nadia : Geometry considerations for use of Bi-2223/Ag tapes and wires with different models of $J_{\text{sub } c}/(B)$. In : *IEEE transactions on applied superconductivity* 12 (2002), Nr. 3, p. 1857–1865
- [Stenvall 2014] STENVALL, Antti; LAHTINEN, Valtteri; LYLÿ, Mika : An H-formulation-based three-dimensional hysteresis loss modelling tool in a simulation including time varying applied field and transport current : the fundamental problem and its solution. In : *Superconductor Science and Technology* 27 (2014), Nr. 10, p. 104004
- [Stenvall 2010] STENVALL, Antti; TARHASAARI, Timo : Programming finite element method based hysteresis loss computation software using non-linear superconductor resistivity and T- φ formulation. In : *Superconductor Science and Technology* 23 (2010), Nr. 7, p. 075010
- [Sumitomo] SUMITOMO, Electric : *Sumitomo Electric*. <https://sumitomelectric.com/>, (Consulté en Janvier 2021)
- [SuperPower] SUPERPOWER : *SuperPower : 2G HTS Wire Specification*. <https://superpower-inc.com/specification.aspx>, (Consulté en Décembre 2022)
- [Thakur 2011] THAKUR, Kailash P.; RAJ, Ashish; BRANDT, Ernst H.; KVITKOVIC, Jozef; PAMIDI, Sastry V. : Frequency-dependent critical current and transport ac loss of superconductor strip and Roebel cable. In : *Superconductor science and technology* 24 (2011), Nr. 6, p. 065024

- [Tinkham 2004] TINKHAM, Michael : *Introduction to superconductivity*. Courier Corporation, 2004
- [Tixador 2018] TIXADOR, Pascal : *Superconducting fault current limiter : innovation for the electric grids*. vol. 3. World Scientific, 2018
- [Tixador 2003] TIXADOR, Pascal ; BRUNET, Yves : Supraconducteurs - Bases théoriques. (2003), November
- [Tomita 2003] TOMITA, Masaru ; MURAKAMI, Masato : High-temperature superconductor bulk magnets that can trap magnetic fields of over 17 tesla at 29 K. In : *Nature* 421 (2003), Nr. 6922, p. 517–520
- [Tomsic 2007] TOMSIC, Michael ; RINDFLEISCH, Matthew ; YUE, Jinji ; MCFADDEN, Kevin ; PHILLIPS, John ; SUMPTION, Michael D. ; BHATIA, Mohit ; BOHNENSTIEHL, Scot ; COLLINGS, Edward W. : Overview of MgB2 superconductor applications. In : *International journal of applied ceramic technology* 4 (2007), Nr. 3, p. 250–259
- [Trillaud 2021] TRILLAUD, Frederic ; DOUINE, Bruno ; QUEVAL, Loic : Superconducting power filter for aircraft electric DC grids. In : *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 31 (2021), Nr. 5, p. 1–5
- [Turck 1991] TURCK, B : Recent developments in superconducting conductors. In : *Fusion Engineering and Design* 14 (1991), Nr. 1-2, p. 135–154
- [Vinot 2000] VINOT, Emmanuel : *Modélisation des supraconducteurs HTC Applications au calcul des pertes AC*, Institut National Polytechnique de Grenoble-INPG, Thèse, 2000
- [Voccio 2008] VOCCIO, John P. ; SNITCHLER, Gregory L. : Self-consistent current density calculation for HTS coils. In : *IEEE transactions on applied superconductivity* 18 (2008), Nr. 2, p. 1553–1556
- [Wang 2014] WANG, Yinshun ; GUAN, Xiaojin ; DAI, Jingshu : Review of AC Loss Measuring Methods for HTS Tape and Unit. In : *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 24 (2014), Nr. 5, p. 1–6
- [Watson 1968] WATSON, JHP : Magnetization of synthetic filamentary superconductors. B. The dependence of the critical current density on temperature and magnetic field. In : *Journal of Applied Physics* 39 (1968), Nr. 7, p. 3406–3413
- [Willis 2010] WILLIS, Jeffrey O. ; COULTER, J Y. ; RUPICH, Martin W. : n-Value analysis of position-dependent property variability in long-length coated conductors. In : *IEEE transactions on applied superconductivity* 21 (2010), Nr. 3, p. 2988–2991
- [Wimbush 2019] WIMBUSH, S. C. ; STRICKLAND, N. M. : *Critical current characterisation of InnoST 1G HTS superconducting wire*. <https://doi.org/10.6084/m9.figshare.10025303.v1>. 2019
- [Wimbush 2016] WIMBUSH, Stuart C. ; STRICKLAND, Nicholas M. : A public database of high-temperature superconductor critical current data. In : *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 27 (2016), Nr. 4, p. 1–5

- [Wu 1987] WU, Maw-Kuen ; ASHBURN, Jo R. ; TÖRNG, Clj ; HOR, Pei-Herng ; MENG, Rl L. ; GAO, Lo ; HUANG, Z J. ; WANG, YQ ; CHU, aCW : Superconductivity at 93 K in a new mixed-phase Y-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure. In : *Physical review letters* 58 (1987), Nr. 9, p. 908
- [Wysokinski 2011] WYSOKINSKI, Karol I. : Remarks on the first hundred years of superconductivity. In : *arXiv preprint arXiv :1111.5318* (2011)
- [Yuan 2005] YUAN, Jing ; FANG, Jin ; QU, Peng ; SHEN, Gary X. ; HAN, Z-H : Study of frequency dependent AC loss in Bi-2223 tapes used for gradient coils in magnetic resonance imaging. In : *Physica C : Superconductivity* 424 (2005), Nr. 1-2, p. 72–78
- [Zerguini 2017] ZERGUINI, Sakina ; LATRECHE, Mohamed El H. : Elaboration de modèles électromagnétiques caractérisant le contrôle non destructif par courant de Foucault. (2017)
- [Zermeño 2017] ZERMEÑO, Víctor MR ; HABELOK, Krzysztof ; STĘPIEŃ, Mariusz ; GRILLI, Francesco : A parameter-free method to extract the superconductor's $J_c(B, \theta)$ field-dependence from in-field current–voltage characteristics of high temperature superconductor tapes. In : *Superconductor Science and Technology* 30 (2017), Nr. 3, p. 034001
- [Zhang 2021] ZHANG, Hongye ; WEN, Zezhao ; GRILLI, Francesco ; GYFTAKIS, Konstantinos ; MUELLER, Markus : Alternating current loss of superconductors applied to superconducting electrical machines. In : *Energies* 14 (2021), Nr. 8, p. 2234
- [Zhang 2010] ZHANG, Yifei ; DUCKWORTH, Robert C. ; HA, Tam T. ; LIST, Frederick A. ; GOUGE, Michael J. ; CHEN, Yimin ; XIONG, Xuming ; SELVAMANICKAM, Venkat ; POLYANSKII, Anatolii : AC loss reduction in filamentized YBCO coated conductors with virtual transverse cross-cuts. In : *IEEE transactions on applied superconductivity* 21 (2010), Nr. 3, p. 3301–3306
- [Zhang 2014] ZHANG, Yifei ; LEHNER, Traute F. ; FUKUSHIMA, Toru ; SAKAMOTO, Hisaki ; HAZELTON, Drew W. : Progress in production and performance of second generation (2G) HTS wire for practical applications. In : *IEEE Transactions on applied superconductivity* 24 (2014), Nr. 5, p. 1–5
- [Zhao 2001] ZHAO, Yong ; CHENG, CH ; SORRELL, CC : Frequency dependent behavior of ac loss in high temperature superconductors. In : *Physica C : Superconductivity* 357 (2001), p. 614–616
- [Zhu 2013] ZHU, Jiahui ; ZHANG, Zhenyu ; ZHANG, Huiming ; ZHANG, Min ; QIU, Ming ; YUAN, Weijia : Electric measurement of the critical current, AC loss, and current distribution of a prototype HTS cable. In : *IEEE transactions on applied superconductivity* 24 (2013), Nr. 3, p. 1–4
- [Zola 2004] ZOLA, D ; GÖMÖRY, F ; POLICHETTI, M ; STRÝČEK, F ; SEILER, E ; HUŠEK, I ; KOVÁČ, P ; PACE, S : A study of coupling loss on bi-columnar BSCCO/Ag tapes through ac susceptibility measurements. In : *Superconductor Science and Technology* 17 (2004), Nr. 3, p. 501

Résumé

Ce mémoire de thèse présente des travaux de recherche portant sur la caractérisation expérimentale et numérique de bobines à base de supraconducteurs à haute température critique (HTC) sous différentes configurations et à différents régimes d'alimentation, en vue de leur intégration dans les systèmes de puissance.

Différentes structures de bobines supraconductrices HTC ont été réalisées en utilisant des rubans de première et deuxième génération. Une caractérisation expérimentale a été menée pour déterminer les paramètres globaux des bobines fabriquées tels que le courant critique en courant continu, les pertes dissipées et l'inductance en courant alternatif. Cette étude a mis en évidence les défis rencontrés lors de la fabrication et de la caractérisation de ces bobines.

Parallèlement, des approches de modélisation ont été développées et combinées aux approches de caractérisation expérimentales. Une attention particulière a été accordée à l'utilisation des méthodes intégrales de volume, qui offrent de nombreux avantages pour la modélisation des bobines. Les approches développées ont été associées à des stratégies de modélisation visant à simplifier les calculs et à réduire le temps nécessaire, tout en maintenant une bonne précision. L'association de la modélisation et des mesures a permis une caractérisation plus réaliste, exploitant des grandeurs globales et locales.

Mots clés : bobines supraconductrices HTC, caractérisation expérimentale, modélisation électromagnétique, méthodes intégrales de volume.

Abstract

This thesis presents research work on the experimental and numerical characterization of high-temperature superconductors (HTS) based coils under different configurations and operating conditions, aiming at their integration into power systems.

Different structures of HTS coils were fabricated using first and second generation tapes. An experimental characterization was conducted to determine the global parameters of the fabricated coils, such as the critical current in DC mode, the dissipated losses and inductance in AC mode. This study highlighted the challenges encountered in manufacturing and characterizing these coils.

In parallel, modeling approaches were developed and combined with experimental characterization approaches. Particular attention was given to the use of volume integral methods, which offer numerous advantages for coil modeling. The developed approaches were combined with modeling strategies aimed at simplifying calculations and reducing the time required, while maintaining good accuracy. The combination of modeling and measurements has enabled more realistic characterization, exploiting both global and local quantities.

Key words : HTS coils, experimental characterization, electromagnetic modeling, volume integral methods.