



HAL
open science

Numerical and experimental characterizations of structural defects in multilayer superconducting tapes by using eddy current thermography

Walid Dirahoui

► **To cite this version:**

Walid Dirahoui. Numerical and experimental characterizations of structural defects in multilayer superconducting tapes by using eddy current thermography. Electric power. Université de Lorraine, 2022. English. NNT: 2022LORR0124 . tel-03994531

HAL Id: tel-03994531

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-03994531>

Submitted on 17 Feb 2023

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

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



**UNIVERSITÉ
DE 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)

THESE

Présentée et soutenue publiquement pour l'obtention du titre de

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

par **Walid DIRAHOU**

**Caractérisations numérique et expérimentale de défauts
structuraux dans les rubans supraconducteurs
multicouches par thermographie inductive**

Soutenance publique le 05/10/2022

Membres du jury :

<u>Président :</u>	Jean-Philippe LECOINTE	Professeur, LSEE, Université d'Artois
<u>Rapporteurs :</u>	Gérard BERTHIAU	Professeur, IREENA, Nantes Université
	Yann LE BIHAN	Professeur, GeePs, Université Paris-Saclay
<u>Examineurs :</u>	Melika HINAJE	Professeur, GREEN, Université de Lorraine (directeur)
	Hocine MENANA	Maître de Conférences, GREEN, Université de Lorraine (co-directeur)

Groupe de Recherche en Energie Electrique de Nancy (GREEN)

Faculté des Sciences & Technologies, BP 239

54506 Vandœuvre-lès-Nancy Cedex

À mes chers parents

À ma femme Oumâima

À la mémoire de mes grands parents

Avant-Propos

Tout d'abord, je tiens à remercier M. Nourredine TAKORABET, Professeur à l'Université de Lorraine et directeur du GREEN, pour son accueil au sein du laboratoire.

Je tiens à exprimer mes remerciements les plus sincères à M. Hocine MENANA et Mme. Melika HINAJE, maître de conférences et professeur à l'Université de Lorraine, pour m'avoir encadré lors de ces travaux de thèse. Je tiens à les remercier pour leur disponibilité et pour leurs précieux conseils qui m'ont permis de progresser tout au long de ce travail de recherche.

Mes remerciements à M. Jean-Philippe LECOINTE, Professeur à l'Université d'Artois, pour m'avoir fait l'honneur d'accepter de présider mon jury de soutenance.

Je remercie également M. Gérard BERTHIAU et M. Yann LE BIHAN, respectivement Professeur à Nantes Université et Professeur à l'Université Paris-Saclay, pour avoir accepté d'examiner le présent travail.

Je tiens également à exprimer mes remerciements aux collègues du laboratoire GREEN pour l'agréable ambiance de travail. Je remercie Jean Lévêque, Kévin Berger, Smail Mezani, Thierry Lubin, Lamia Belguerras, Bruno Douine, Simon Chauviere, Quentin Nouailhetas, Sara Fawaz, Yazid Statra, Rémi Dorget, Ghazi Hajiri, Sajjad Ahmadi, Rayane Hamidouche, Jakub Kapek, Yanis Laib, Thomas Marcand, Isabelle Schwencker et Stéphanie Lamane. Que tous ceux qui n'ont pas été cités nommément trouvent ici l'expression de mes remerciements et de ma sincère gratitude.

Mes plus profonds remerciements vont à mes parents qui, tout au long de mon cursus, m'ont toujours soutenu, encouragé et aidé. Ils ont su me donner toutes les chances pour réussir. Qu'ils trouvent, dans la réalisation de ce travail, l'aboutissement de leurs efforts ainsi que l'expression de ma plus affectueuse gratitude. Un grand merci également à mon frère et à ma sœur pour leur soutien.

Mon dernier remerciement s'adresse à ma femme Oumaïma, pour la patience et le soutien inconditionnel dont elle a fait preuve pendant toute la durée de cette thèse.

Table des matières

Introduction générale.....	1
Chapitre I : Etat de l'art.....	5
I.1. Introduction.....	7
I.2. Rappels sur les supraconducteurs, leurs propriétés et applications.....	7
I.1.1. Les propriétés des supraconducteurs	8
I.1.1. Application des SHT aux dispositifs électriques de puissance	12
I.3. Les rubans SHT-2G	15
I.3.1. Structure.....	15
I.3.2. Procédés d'élaboration	16
I.3.3. Défauts et problèmes d'homogénéité de la couche supraconductrice	17
I.4. Techniques de contrôle potentiellement applicables aux rubans SHT-2G	18
I.4.1. Cartographie du champ à température cryogénique	19
I.4.2. Méthodes de contrôle à température ambiante	20
I.5. Conclusion	23
Chapitre II : Etude de faisabilité du contrôle des rubans SHT-2G par thermographie inductive	24
II.1. Introduction.....	26
II.2. Approche de modélisation magnétothermique	26
II.2.1. Système modélisé	26
II.2.2. Formulation du modèle électromagnétique	28
II.2.3. Formulation du modèle thermique.....	31
II.3. Résultats et validation.....	34
II.4. Application à la caractérisation de défauts.....	39
II.5. Conclusion	41
Chapitre III : Développement d'une stratégie de contrôle de rubans SHT-2G par thermographie inductive.....	42
III.1. Introduction.....	44
III.2. Description du dispositif expérimental	44
III.3. Modèle magnétothermique 3D	46
III.3.1. Système modélisé	46
III.3.2. Formulation du problème électromagnétique	47

III.3.3. Formulation du modèle thermique	50
III.3.4. Discrétisation du problème magnétothermique	51
III.4. Résultats et validation.....	54
III.4.1. Résultats de simulation électromagnétique.....	54
III.4.2. Validation des résultats de simulation magnétothermique	56
III.4.3. Caractérisation de défauts.....	57
III.4.4. Caractérisation numérique des défauts dans le ruban SHT-2G.....	61
III.5. Evaluation des contraintes mécaniques exercées sur le ruban contrôlé	68
III.6. Conclusion	72
Conclusions et perspectives	73
Annexes	77
Références Bibliographiques	84
Résumé.....	93

Introduction générale

Les rubans supraconducteurs à haute température critique de deuxième génération (SHT-2G) à base de terres rares (REBCO), présentent une densité de courant critique élevée et des tolérances élevées aux champs magnétiques appliqués et aux contraintes mécaniques, par rapport aux rubans SHT de première génération (1G) à base de bismuth (BSCCO). Ces avantages rendent les rubans SHT-2G prometteurs pour les applications de puissance. Cependant, en raison de leurs procédés de fabrication spécifiques, ces rubans peuvent présenter des inhomogénéités et des défauts qui peuvent dégrader leurs performances.

La caractérisation en temps réel pour la détection d'inhomogénéités et de défauts structurels, est cruciale pour le contrôle de la qualité des rubans SHT-2G, au niveau du processus de fabrication. Plusieurs techniques de mesure de cartes d'induction ont été développées pour la caractérisation des performances supraconductrices pour des rubans de grande longueur. L'imagerie magnéto-optique (IMO), le magnéto-scan, et la mesure avec une matrice de sondes à effet Hall ont été utilisés avec succès pour le contrôle non-destructif (CND) de ce type de rubans. L'une des méthodes les plus efficaces est la mesure avec une matrice de sondes à effet Hall. En effet, Cette technique permet la mesure de l'induction magnétique en plusieurs points simultanément d'un ruban plongé dans un champ magnétique statique localisé. Le profil du champ magnétique permet de calculer la distribution spatiale de la densité de courant critique locale dans le ruban SHT. A partir de cette distribution, des défauts d'homogénéités peuvent être détectés.

Les techniques de mesure de cartes d'induction permettent de caractériser uniquement la couche supraconductrice des SHT-2G et à température cryogénique. Cependant, les autres couches des rubans SHT-2G peuvent également présenter des défauts structurels qui affectent leurs performances thermiques et mécaniques, augmentant la probabilité d'apparition de points chauds, conduisant à des quenches même en dessous des seuils critiques de courant et de température. La détection et la caractérisation de ces défauts est donc très importantes pour assurer un bon fonctionnement de ces rubans. A ce jour, quelques tentatives ont été développées pour contrôler les autres couches des SHT-2G en utilisant l'IMO. En effet, la très faible épaisseur de ces rubans limite la possibilité de mise en œuvre de CND avec les méthodes conventionnelles.

Dans ce contexte, le travail présenté dans cette thèse consiste en une étude numérique et expérimentale de la caractérisation des couches non-supraconductrices des rubans SHT-2G en utilisant la thermographie inductive, à température ambiante, pour un contrôle qualité à leur fabrication. Cette technique combine les avantages du contrôle conventionnel par courants de Foucault et du contrôle par ondes thermiques. Elle a notamment montré ses performances pour la caractérisation des défauts de délaminage dans fibres de carbone (CFRP).

Ce mémoire de thèse est structuré en trois chapitres :

Le premier chapitre constitue un rappel sur les supraconducteurs, leurs propriétés et applications, en se focalisant notamment sur les rubans SHT-2G. Les propriétés physiques ainsi que les procédés de fabrication et de contrôle de ces rubans sont décrites de manière non exhaustive. Le chapitre décrit également les techniques de contrôle non destructif appliquées à ces rubans. Enfin il présente une description du principe de contrôle par thermographie inductive

qui est la méthode retenue dans ce travail pour le contrôle de l'intégrité structurelle des rubans SHT-2G.

Le second chapitre traite de la mise en évidence numérique de la possibilité de caractérisation des couches non-supraconductrices des rubans SHT-2G en utilisant la thermographie inductive, à température ambiante. Une approche de modélisation magnétothermique 2D est développée. Un modèle intégral, dans le domaine fréquentiel, est développé pour la modélisation des courants de Foucault dans les différentes couches du ruban, associé à une modélisation thermique dans le domaine temporel, en utilisant la méthode des différences finies. Une stratégie d'homogénéisation des propriétés thermiques et mécaniques de la structure multicouche du ruban est proposée pour réduire le temps de calcul. Les résultats sont comparés à ceux obtenus par modélisation par éléments finis (MEF) à l'aide de COMSOL Multiphysics®, à des fins de validation. Les cartographies thermiques obtenues permettent de mettre en évidence la détectabilité des défauts introduits dans la section transversale du ruban.

Le troisième chapitre présente une approche de caractérisation s'appuyant sur une modélisation tridimensionnelle et des mesures expérimentales pour des situations plus réalistes sur la caractérisation par thermographie infrarouge des défauts structurels dans les rubans SHT-2G, en tenant compte de la structure de l'inducteur. Un dispositif expérimental a été mis au point, dans lequel un inducteur en forme de roue aimantée tournante est utilisé. Une approche rapide de modélisation magnétothermique tridimensionnelle est également développée pour la validation des résultats expérimentaux et la simulation de situations qui ne peuvent être reproduites expérimentalement, en particulier la vérification des limites de détection en fonction de la forme et de la localisation du défaut, d'autant plus qu'il est difficile de réaliser des défauts structurels de formes contrôlées dans les rubans SHT-2G.

Finalement, une conclusion générale résume les principaux résultats obtenus soulevant les verrous et les difficultés rencontrés, annonçant la suite envisagée pour ce travail.

Chapitre I : Etat de l'art

Sommaire

I.1. Introduction.....	7
I.2. Rappels sur les supraconducteurs, leurs propriétés et applications.....	7
I.1.1. Les propriétés des supraconducteurs.....	8
I.1.1. Application des SHT aux dispositifs électriques de puissance.....	12
I.3. Les rubans SHT-2G	15
I.3.1. Structure	15
I.3.2. Procédés d'élaboration.....	16
I.3.3. Défauts et problèmes d'homogénéité de la couche supraconductrice	17
I.4. Techniques de contrôle potentiellement applicables aux rubans SHT-2G	18
I.4.1. Cartographie du champ à température cryogénique	19
I.4.2. Méthodes de contrôle à température ambiante.....	20
I.4.2.1. Le CND par courants de Foucault	20
I.4.2.2. Le CND par radiographie.....	20
I.4.2.3. Le CND par ultrasons	21
I.4.2.4. Le CND par thermographie infrarouge	22
I.5. Conclusion	23

I.1. Introduction

Ce premier chapitre constitue un rappel sur les supraconducteurs, leurs propriétés et applications, en se focalisant notamment sur les rubans supraconducteurs à haute température critique de deuxième génération (SHT-2G). Les propriétés physiques ainsi que les procédés de fabrication et de contrôle de ces rubans sont décrites de manière non exhaustive. Ce chapitre décrit également les techniques de contrôle non destructif appliquées à ces matériaux. Enfin il présente une description du principe de contrôle par thermographie inductive qui est la méthode retenue dans ce travail pour le contrôle de l'intégrité structurelle des rubans SHT-2G.

I.2. Rappels sur les supraconducteurs, leurs propriétés et applications

La supraconductivité est un phénomène physique qui apparaît dans certains matériaux en dessous d'une température dite « critique » (T_c). Elle est caractérisée par l'absence complète de résistance électrique accompagnée d'un diamagnétisme parfait, à faible champ (jusqu'à 80 mT dans le Plomb), appelé « effet Meissner » (Figure I-1). Elle fut découverte en 1911 par le chercheur néerlandais Kamerlingh Onnes et son équipe, après avoir réussi à liquéfier l'hélium à 4,2 K, ils ont découvert que la résistivité du mercure tombait brusquement à une valeur non mesurable, à 4,15 K. À température ambiante, ces matériaux peuvent présenter des résistivités plus élevées que celles des bons conducteurs (Figure I-2).

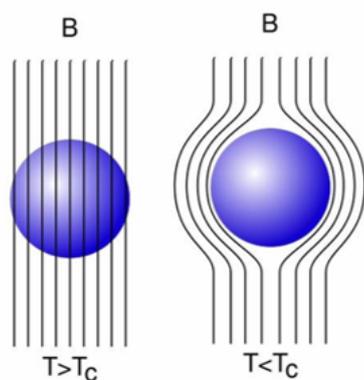


Figure I-1 Effet Meissner.

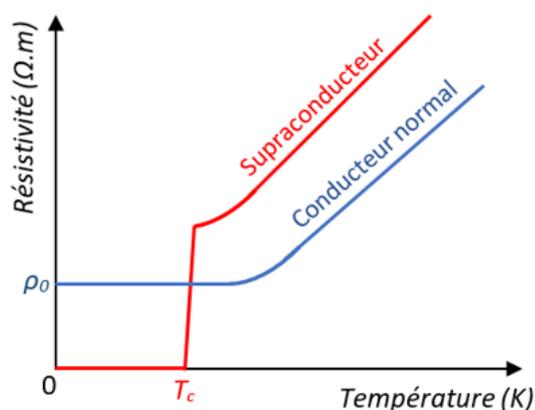


Figure I-2 La résistivité en fonction de la température dans un conducteur normal et dans un supraconducteur.

L'apparition en 1986 des céramiques supraconductrices à base de terres rare (REBCO¹) a permis de franchir la barrière des 30 K : c'est la découverte des supraconducteurs à haute température critique (SHT). Par la suite, d'autres matériaux supraconducteurs ont été découverts comme le MgB₂.

¹ Rare Earth Barium Copper Oxide

La Figure I-3 présente quelques matériaux avec les températures en dessous desquelles ils sont supraconducteurs en fonction de l'année de leur découverte.

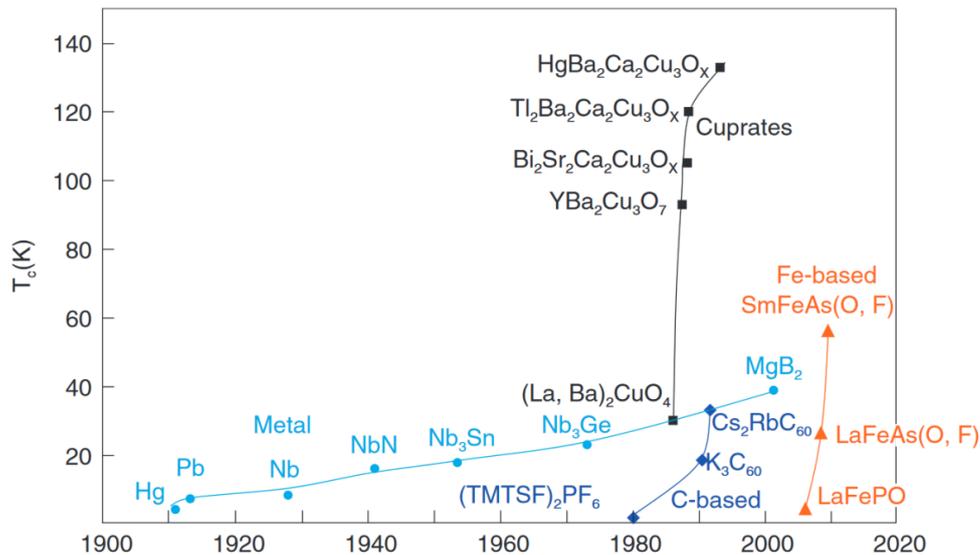


Figure I-3 Température critique T_c des principaux supraconducteurs en fonction de l'année de découverte [Len17].

I.1.1. Les propriétés des supraconducteurs

Chaque matériau supraconducteur est caractérisé par des grandeurs critiques : à savoir la température critique T_c , le courant critique J_c et le champ magnétique critique H_c , au-dessus desquelles il perd ses propriétés supraconductrices. Ces trois grandeurs critiques définissent une surface pour laquelle le matériau est dans un état supraconducteur, à l'intérieur, et dans un état normal à l'extérieur (Figure I-4).

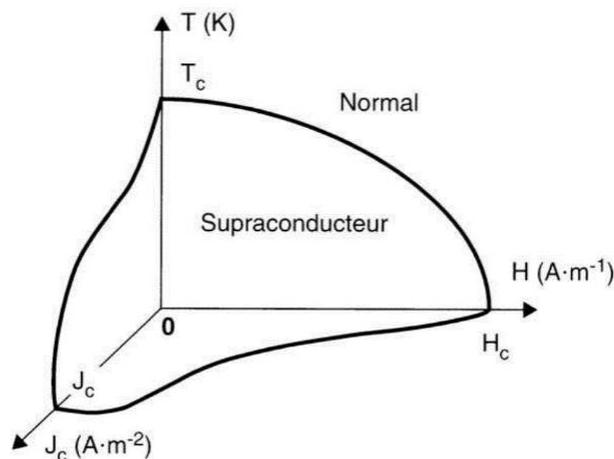


Figure I-4 Surface critique d'un supraconducteur.

Le champ magnétique H_c , permet de définir le type du matériau supraconducteur. En effet, un supraconducteur est dit de type I lorsqu'il possède un seul champ magnétique critique H_{c1} (Figure I-5). Une fois cette valeur dépassée, le matériau perd ses propriétés supraconductrices. En

dessous du champ magnétique H_{c1} , le champ magnétique est écarté par des courants qui circulent à la surface du matériau : c'est l'effet Meissner. Le fait que le champ magnétique critique H_{c1} soit très faible, fait que l'utilisation de ce type de matériaux n'est pas adaptée aux applications de génie électrique.

Les supraconducteurs de type II possèdent un second champ magnétique critique H_{c2} . Contrairement aux supraconducteurs de type I, ces derniers présentent un état intermédiaire entre les deux champs magnétiques H_{c1} et H_{c2} appelé état mixte (Figure I-5). Il est caractérisé par la présence simultanément de zones à l'état supraconducteur et d'autres à l'état normal. Le champ magnétique traverse ces dernières via des canaux appelés « vortex » (Figure I-6). Le nombre de vortex augmente avec l'augmentation du champ magnétique jusqu'à une valeur critique H_{c2} au-dessus de laquelle, le matériau transite complètement vers l'état normal. Ces matériaux présentent un potentiel d'utilisation en génie électrique du fait de la valeur très élevée de H_{c2} .

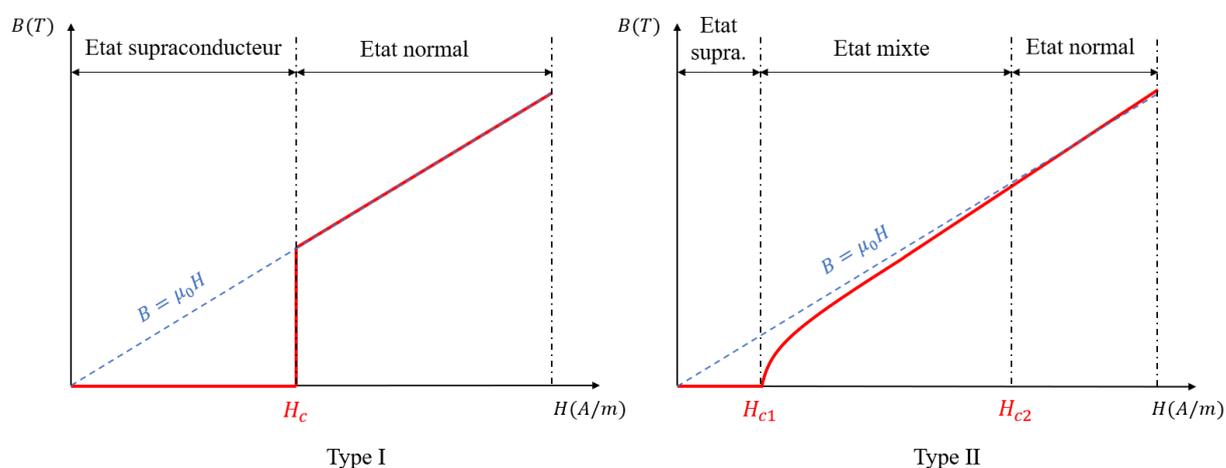


Figure I-5 Comportement des supraconducteurs de type I et II.

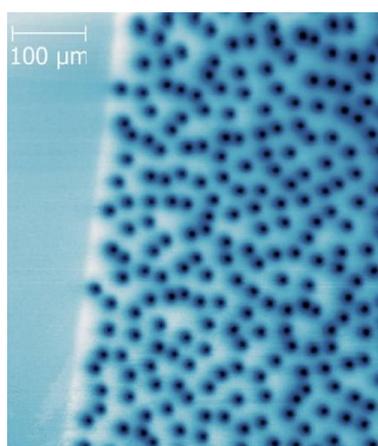


Figure I-6 Images de vortex dans un supraconducteur de type II [Wel15].

La densité de courant critique correspond à la valeur maximale au-delà de laquelle un champ électrique, d'une certaine valeur, apparaît dans le matériau supraconducteur. Cependant, elle n'est pas définie de la même manière pour les deux types de supraconducteurs. Pour le type I,

c'est la densité de courant maximum que peut supporter un matériau avant de perdre son état supraconducteur. Pour le type II, cela correspond à la densité de courant qui amorce le désancrage des vortex créant des échauffements dans le supraconducteur. En effet, les vortex sont ancrés sur des imperfections du matériau et le passage d'un courant de transport crée une force de Lorentz qui tend à faire déplacer ces vortex. Leur déplacement au sein du matériau génère un champ électrique et une dissipation pouvant faire transiter le matériau de l'état supraconducteur à l'état normal. La densité de courant critique J_C peut être définie comme la densité de courant pour laquelle les forces de Lorentz agissant sur les vortex deviennent plus importantes que les forces d'ancrage des vortex F_p [Tix03].

La température critique permet d'identifier deux familles de supraconducteurs : les supraconducteurs à basse température critique (SBT) et les supraconducteurs à haute température critique (SHT). Les SBT sont les premiers matériaux fabriqués et utilisés industriellement et se présentent sous forme de composites multi-filamentaires ou de films minces. Malgré leurs excellentes propriétés électromagnétiques (un bon J_C , faibles pertes en courant alternatif) et leur facilité de mise en forme, ils sont pénalisés par le coût de refroidissement par l'hélium liquide à 4,2 K. Néanmoins, les SBT restent les matériaux supraconducteurs les plus utilisés, comme le Niobium titane (NbTi) et le Niobium étain (NbSn), pour la réalisation de bobines à fort champ magnétique utilisées dans l'imagerie médicale ou encore dans les accélérateurs de particules. La Figure I-7 montre la section d'un conducteur SBT à base de Nb₃Sn.

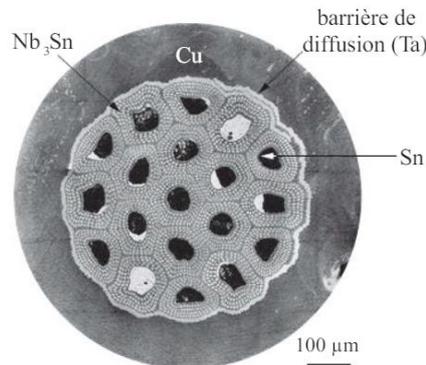


Figure I-7 Section d'un brin Nb₃Sn [Man18].

La découverte des cuprates (oxydes de cuivre), en 1986, a donné naissance à des matériaux supraconducteurs possédant des températures critiques supérieures à 77 K ce qui a permis d'utiliser un refroidissement par l'azote liquide qui est facile à produire et surtout peu coûteux. C'est la naissance des supraconducteurs à haute température critique (SHT). Ces derniers se présentent sous forme massive ou bien sous forme de composites multi-filamentaires ou multicouches. En raison de leurs propriétés mécaniques proches d'une céramique, leur mise en forme s'est avérée particulièrement délicate pour des applications de génie électrique. Il a fallu attendre le début des années 2000 pour voir les travaux de recherche et aboutir à la commercialisation de rubans susceptibles d'être intégrés dans des aimants supraconducteurs ou

utilisés dans des lignes de transport de courant. Il y a eu d'abord la première génération en forme de composites multi-filamentaires à base de BSCCO (Oxydes de bismuth, strontium, calcium et cuivre) puis la seconde génération ayant une architecture multicouche, où la couche supraconductrice est généralement à base de REBCO (Oxyde mixte de baryum, de cuivre et de terre rare). Les Figures I-8 et I-9 montrent, respectivement, la structure des rubans SHT de première (1G) et de deuxième génération (2G).

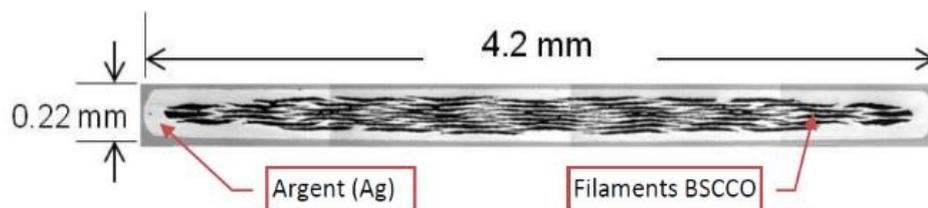


Figure I-8 Structure type de ruban SHT-1G en BSCCO [Ben12].

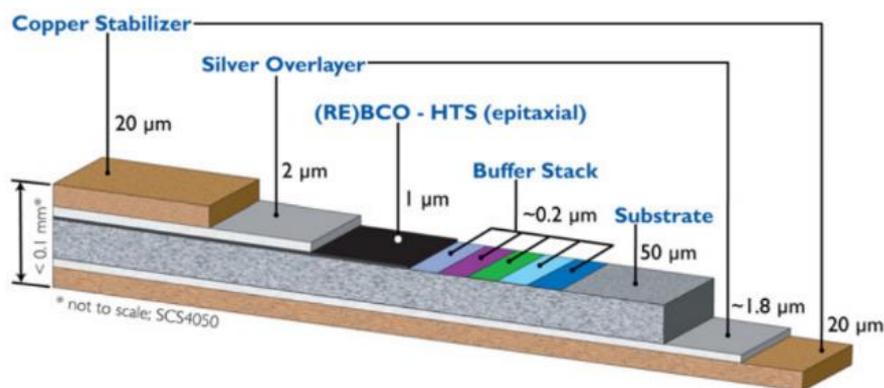


Figure I-9 Structure type de ruban SHT-2G en REBCO [Zha14].

Le Tableau I-1 présente les supraconducteurs les plus répandus et leurs températures critiques.

Tableau I-1 Classification des SHT et SBT les plus utilisés.

Catégorie	Matériau	Composition	Température critique (K)
SHT	BSCCO	Oxydes de bismuth, strontium, calcium et cuivre	110
	YBCO	Oxydes d'yttrium, baryum et cuivre	93
	MgB ₂	Diborure de magnésium	39
SBT	NbSn	Niobium étain	18,3
	NbTi	Niobium titane	10

La caractéristique électrique d'un supraconducteur de type II est non-linéaire tel que le montre la Figure I-10, et, elle est souvent représentée par une loi de puissance donnée par la relation I-1, où E est le champ électrique et E_c sa valeur critique, J est la densité de courant et J_c

sa valeur critique, et, n est le coefficient de fluage qui caractérise la raideur de la courbe $E(J)$. La densité de courant critique et le coefficient de fluage dépendent de la température (T) et du champ magnétique (B) appliqué au matériau, souvent de manière anisotrope. Les caractéristiques $J_c(B, T)$ et $n(B, T)$ dépendent du matériau considéré et sont déterminées par caractérisation expérimentale.

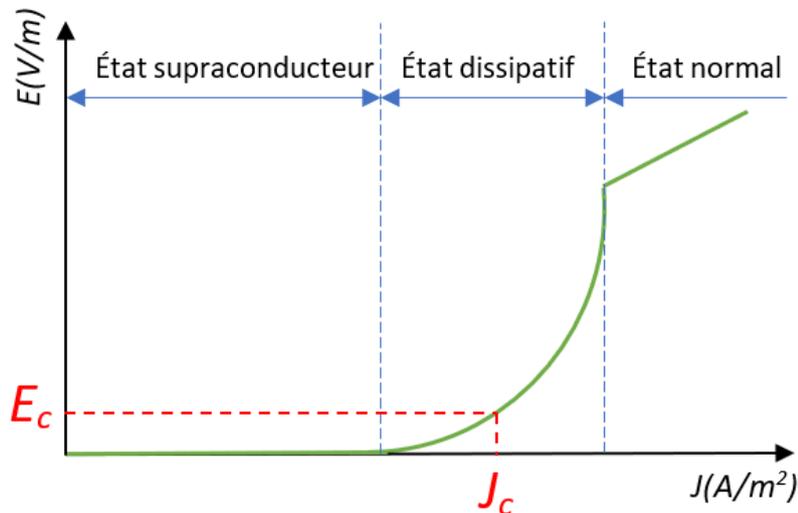


Figure I-10 Caractéristique $E(J)$ d'un supraconducteur de type II.

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

1.1.1. Application des SHT aux dispositifs électriques de puissance

Le développement des SHT a permis d'envisager d'étendre les applications des supraconducteurs aux systèmes de puissance électriques. En effet, les supraconducteurs peuvent apparaître comme les matériaux parfaits pour la conception de dispositifs électriques grâce à des densités de courant bien supérieures (facteur 10 à 100) par rapport aux conducteurs classiques, et l'absence de pertes Joule, laissent entrevoir des bonds en avant dans les performances massiques et volumiques associées à des rendements exceptionnels. Les supraconducteurs apportent aussi des fonctions nouvelles, inaccessibles par les techniques classiques, comme le stockage d'énergie dans une bobine supraconductrice court-circuitée. Cependant, deux contraintes importantes sont à considérer pour le dimensionnement des applications électriques, à savoir le système cryogénique et les pertes AC (courant alternatif). Parmi les applications de puissance où l'intégration des SHT fait l'objet de nombreuses études à l'heure actuelle, on peut citer :

- Les câbles de transport de l'énergie électrique :

Le domaine du transport d'énergie électrique est en pleine évolution avec l'augmentation de la demande en énergie à l'échelle mondiale. De plus, certaines lignes électriques nécessitent d'être renforcées et les projets de réseaux électriques doivent désormais tenir compte de nouvelles contraintes socio-économiques et environnementales. Pour ces raisons, les câbles supraconducteurs représentent une solution sérieuse dans des zones fortement urbanisées où les contraintes d'espace limitent l'extension des réseaux classiques. A titre d'exemple, la Figure I-11 donne une vue schématique d'un câble supraconducteur triphasé développé par NEXANS [Nex].

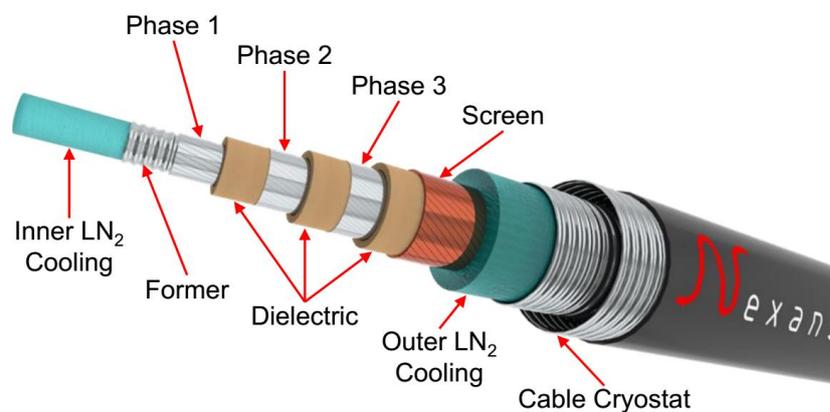


Figure I-11 Exemple de structure de câble supraconducteur utilisant des SHT [Nex].

- Les machines électriques :

Les machines électriques classiques sont assez compactes et possèdent un bon rendement où les parties actives composant ces machines, sont utilisées de manière optimale afin de fournir les meilleures performances possibles. Cependant, aujourd'hui de nouvelles applications embarquées, telles que la propulsion marine ou l'éolien, exigent un gain en rendement supplémentaire et une compacité qui sont difficilement atteignables avec les machines conventionnelles. L'utilisation des matériaux supraconducteurs permet d'envisager de meilleures performances en termes de densité de puissance offrant des gains sur la masse et la taille des machines. De plus, l'utilisation de matériaux supraconducteurs réduit considérablement les pertes de l'inducteur ce qui améliore le rendement de la machine même en considérant sa partie cryogénique. Les machines synchrones, qui peuvent tolérer des entrefers assez élevés (Figure I-12), semblent être les plus propices à l'intégration des SHT [Jen13].

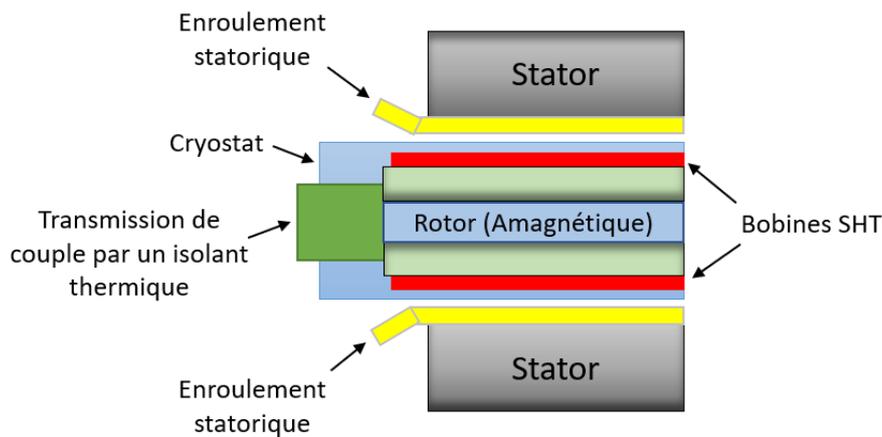


Figure I-12 Exemple de structure d'une machine synchrone à rotor supraconducteur [Jen13].

- Les limiteurs de courant de défaut :

Une autre application des SHT est le limiteur de courant supraconducteur. En effet, La caractéristique fortement non linéaire du champ électrique en fonction du courant dans un supraconducteur est à la base du limiteur supraconducteur des courants de défaut dans les réseaux électriques [Car08]. En régime normal, les pertes dans l'élément supraconducteur sont très faibles (pertes AC), voire pratiquement nulles en DC. Par contre, dès que le courant dépasse un certain seuil, l'élément supraconducteur développe instantanément un fort champ électrique qui le fait transiter à l'état normal, permettant ainsi d'enclencher d'autres éléments passifs dans le circuit (Figure I-13) afin de limiter la valeur du courant à une valeur prédéterminée. Un disjoncteur est généralement associé à l'élément supraconducteur pour l'isolation du défaut. Une fois le défaut isolé, le supraconducteur récupère son état non dissipatif et peut être remis en service sur la ligne. Il existe plusieurs types de limiteurs de courant supraconducteurs [Coi07], et la Figure I-13 donne un exemple d'une structure de limiteur résistif (à l'état normal, la résistance R_p est court-circuitée par le supraconducteur qui présente une résistance beaucoup plus faible).

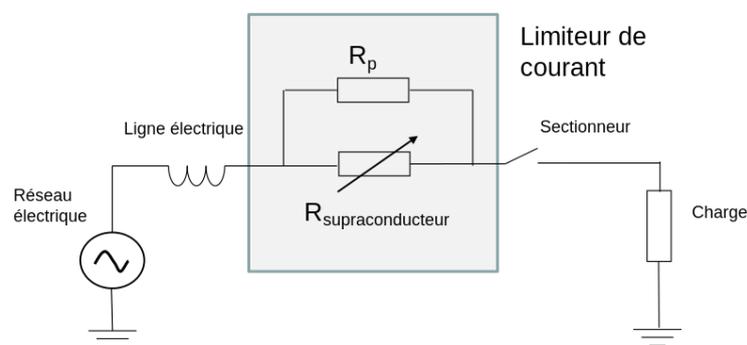


Figure I-13 Exemple de structure d'un limiteur de courant supraconducteur résistif.

I.3. Les rubans SHT-2G

Les performances des SHT-2G (REBCO) sont supérieures à celles des SHT-1G (BSSCO) en termes de densité de courant en fonction du champ magnétique mais aussi au regard des coûts de production qui sont plus faibles. Ainsi ces derniers sont des candidats à fort potentiel d'application dans le secteur d'énergie électrique à grande échelle. Ils retiennent de plus en plus d'intérêt de la communauté scientifique et des industriels, et, ont retenu notre intérêt dans ce travail, en proposant une approche de contrôle de leur intégrité structurelle à leur fabrication dans un contexte de contrôle qualité. Nous présentons dans cette section plus de détails sur leurs structures, procédés de fabrication et des éventuels défauts inhérents à ces procédés.

I.3.1. Structure

Les structure et méthodes de fabrication des SHT-2G sont différentes de celles des rubans de première génération. En effet, une structure type est réalisée en déposant une couche mince de REBCO de quelques micromètres sur un substrat métallique par des procédés physico-chimiques. Le substrat est en général un alliage de Nickel, sur lequel vient s'ajouter une couche tampon sur laquelle est déposé la couche supraconductrice par croissance épitaxiée [Car08]. Une couche d'argent puis une couche de cuivre sont ajoutés pour protéger le ruban de son environnement mais également pour des raisons de stabilisation thermique. Les rubans obtenus ont une épaisseur comprise entre 0,1 et 0,2 mm et une largeur comprise entre 4 et 12 mm [Odi15]. Chacune de ces différentes couches, illustrées dans la Figure I-9, joue un rôle et présente des dimensions bien spécifiques que nous allons présenter ci-dessus :

1) *Le substrat :*

Le substrat est la base du conducteur et permet d'initier la texture de toute l'architecture du ruban et doit supporter les contraintes mécaniques pour permettre la fabrication de câbles flexibles sur des longueurs considérables (autour de 1000 m). Généralement, le substrat est une couche d'Hastelloy d'une épaisseur allant de 50 à 100 μm [Man18].

2) *Les couches tampons :*

Les couches tampons ont comme double fonction de protéger la couche supraconductrice de toute pollution chimique et d'engendrer une texture biaxiale. Une texture est biaxiale quand les cristallites du solide sont orientées selon deux directions principales : dans le plan du ruban et dans une direction perpendiculaire [Odi15]. La composition et l'épaisseur de ces couches dépendent du procédé de fabrication du ruban.

3) *Couche supraconductrice :*

Tout l'intérêt des rubans supraconducteurs réside dans la qualité supraconductrice du matériau choisi. Ainsi, le matériau supraconducteur le plus communément utilisé est l'YBCO (Yttrium Barium Copper Oxide), en raison de ses très bonnes caractéristiques supraconductrices. L'épaisseur de cette est de l'ordre de 1 μm , soit 1 à 2% de l'épaisseur totale du ruban. Cette faible épaisseur est due aux contraintes de réalisation et de dissipation de la chaleur [Tix04].

4) Le shunt :

Les précédentes couches (substrat, REBCO et couche tampon) sont recouvertes d'un shunt métallique afin de garantir une protection à la fois mécanique, chimique et électrique. Cette couche a une épaisseur moyenne de $2\ \mu\text{m}$ et possède une faible résistivité afin de faciliter, en cas de transition de l'état supraconducteur vers l'état normal, l'absorption et la dissipation de l'énergie transmise dans le supraconducteur. Généralement, cette couche est composée de métaux nobles comme l'or ou l'argent [Man18, Tix04].

5) Couche stabilisatrice :

Finalement une feuille de cuivre d'une épaisseur d'environ $20\ \mu\text{m}$, est déposée par électroplacage ou par simple enrobage, afin de stabiliser électriquement, thermiquement et mécaniquement le ruban [Man18, Zha14].

1.3.2. Procédés d'élaboration

Les techniques de fabrication des rubans SHT-2G peuvent varier d'un constructeur à un autre, mais le principe reste le même : faire croître une couche REBCO, à travers une couche tampon, sur un support texturé pour une croissance par épitaxie [Tix04]. Deux techniques sont principalement utilisées par les fabricants de ruban de deuxième génération, à savoir la méthode RABiTS (Rolling Assisted Biaxially Textured Substrates) et IBAD (Ion Beam Assisted Deposition). La première consiste à initier la texturation biaxiale sur le substrat métallique, à travers une couche tampon, en procédant à des dépôts par voie chimique [Lar01]. La seconde, utilise un procédé métallurgique de déformation et recuit de re-cristallisation permettant l'obtention de rubans à texture biaxiale. Le transfert de texture vers les couches tampons déposées sur sa surface est aussi fait par épitaxie. Dans les deux cas, la couche supraconductrice est déposée par des méthodes comme l'ablation laser (PLD), la pulvérisation, l'évaporation thermique ou des méthodes chimiques à pression ambiante comme la MOD (Metal Organic Decomposition) [Shi09]. Quelle que soit la méthode, la couche REBCO doit avoir une texture biaxiale afin d'obtenir les meilleures propriétés supraconductrices (courant critique). La Figure I-14 présente la structure des rubans YBCO obtenue par la technique RABiTS et IBAD.

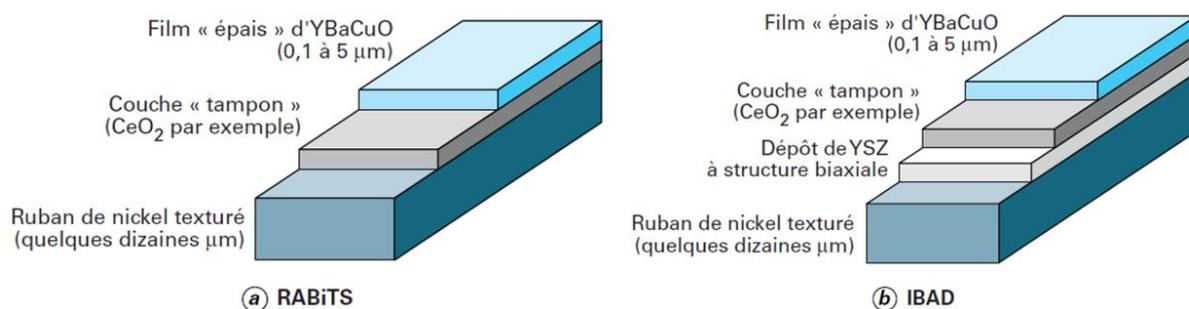


Figure I-14 Structures RABiTS et IBAD d'un conducteur YBCO [Tix04].

La Figure I-15 illustre le procédé de fabrication des rubans SHT-2G en utilisant la technique RABiTS. Cette méthode consiste à texturer le substrat lui-même par une succession de laminages, suivi d'un recuit à haute température. Ce procédé est depuis longtemps utilisé en métallurgie pour induire une microstructure texturée dans de nombreux métaux de structure cubique à faces centrées (Ni, Cu, Ag, Au).

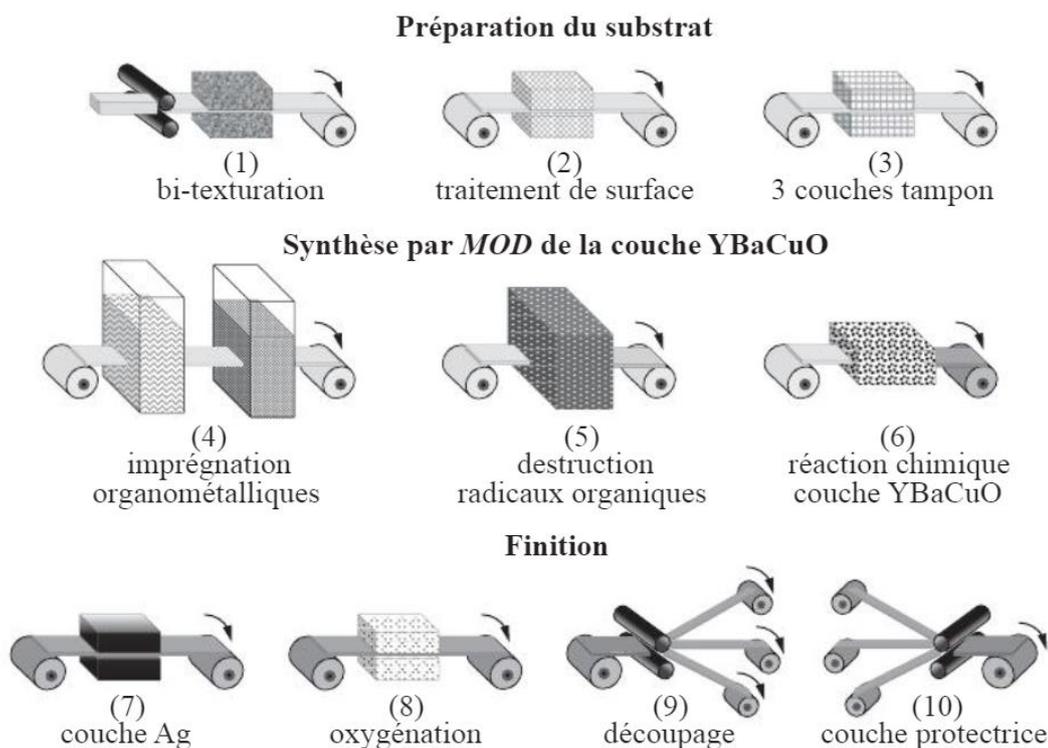


Figure I-15 Procédé de fabrication des rubans SHT-2G basé sur la méthode RABiTS [Man18].

I.3.3. Défauts et problèmes d'homogénéité de la couche supraconductrice

En raison de leurs processus de fabrication spécifiques et de leur structure multicouche, les rubans SHT-2G peuvent présenter des défauts structuraux tels que des inhomogénéités dans la couche supraconductrice [Rud12, Nak14, Li17, Göm19] et des délaminages entre les différentes couches [Maj13, Shi14, Gor15, Gao20], conduisant à la dégradation de leurs performances. Les défauts structuraux sont généralement causés par les forces de Lorentz générés par l'interaction entre les courants d'écranage et le champ magnétique [Yan20, Tak20, Kol21], ou par des contraintes thermiques résultant du refroidissement depuis la température ambiante à la température cryogénique ; et ce, en raison de la différence des coefficients de dilatation thermique des matériaux qui composent ces rubans [Gor15, Gao20].

Quelle que soit la technique utilisée pour la fabrication des SHT-2G, l'obtention d'une croissance cristalline homogène reste difficile et cela a un impact direct sur les performances du ruban. Ainsi, les variations du courant critique I_c sur la longueur du ruban sont systématiquement

mesurées par le fabricant, à température cryogénique sous champ propre. Un tel contrôle de qualité révèle parfois des inhomogénéités locales significatives. La Figure I-16 présente les variations typiques de I_c sur la longueur d'un SHT-2G.

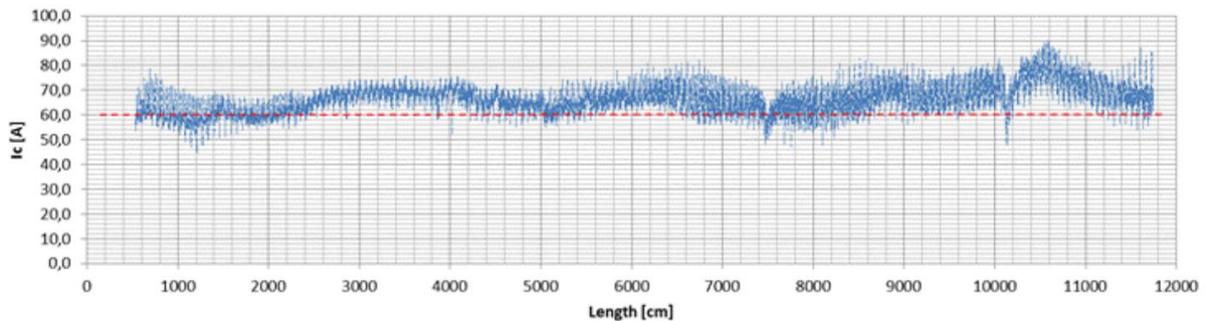


Figure I-16 Variation du courant critique I_c suivant la longueur d'un ruban SHT-2G [Obr14].

La structure des SHT-2G en conducteurs déposés les rend particulièrement sensibles au délaminage [Laa07]. Généralement, c'est la couche supraconductrice qui est arrachée du substrat ce qui détruit définitivement le ruban. La Figure I-17 montre un délaminage d'un ruban SHT-2G obtenue par microscope.



Figure I-17 Image microscopique d'un délaminage dans un ruban SHT-2G [Maj13].

I.4. Techniques de contrôle potentiellement applicables aux rubans SHT-2G

Le contrôle en temps réel des rubans SHT-2G, lors du process de fabrication, est cruciale afin de s'assurer de la qualité et de la fiabilité des rubans destinés à la commercialisation. Les différentes méthodes de contrôle et de caractérisation des propriétés supraconductrices des rubans SHT-2G qui sont déjà appliquées à température cryogénique, ainsi que les méthodes qui sont potentiellement applicables à température ambiante, sont présentées ci-dessous.

I.4.1. Cartographie du champ à température cryogénique

Les méthodes de contrôle doivent être non destructives et s'adapter au processus de fabrication des rubans afin d'assurer une continuité de production. L'approche qui répond le mieux à ces contraintes est le contrôle par mesure de carte de champ (field mapping). Cette technique de caractérisation consiste à cartographier le champ magnétique produit par le courant circulant dans le ruban supraconducteur [Hig12]. La présence d'inhomogénéités produit une diminution ou une déviation du courant, ce qui impacte directement l'allure du champ magnétique. Une autre manière de procéder consiste à reproduire la répartition des courants à partir de la carte du champ magnétique (calcul inverse). Ainsi, en se basant sur les valeurs du courant en tout point, les régions défectueuses peuvent être détectées.

Les courants sont généralement induits dans la couche supraconductrice (étant à température cryogénique, et donc à l'état supraconducteur) par un inducteur électromagnétique ou par le mouvement relatif d'un aimant permanent et du ruban. Le champ est mesuré en utilisant soit une matrice de capteurs à effet Hall assemblée en un seul composant, permettant de mesurer le champ magnétique en plusieurs points au même moment [Fur04], soit un balayage par un seul capteur à effet Hall [Car11, Amo19, Hig20]. La sonde utilisée doit être adaptée à une caractérisation à température cryogénique. Lorsque l'aimant se déplace avec la sonde à effet Hall, cette méthode est appelée « MagnetoScan » [Zeh07].

Cette technique a notamment été utilisée par l'entreprise THEVA pour le contrôle de qualité des rubans qu'elle produit [Fur04]. Un schéma de principe du dispositif expérimental est décrit dans la Figure I-18. Le ruban supraconducteur est plongé dans l'azote liquide et transite entre deux bobines de stockage. Une fois le ruban refroidi, il est soumis à un champ magnétique engendrant des courants induits dans ce dernier. Une matrice de sondes à effet Hall, placée au-dessus du ruban défilant, détecte en continu le champ magnétique produit par les courants induits dans le ruban. Ainsi, à partir de la carte de champ, une évaluation de la répartition du courant permet de détecter d'éventuelles inhomogénéités dans le ruban. Par la suite, le ruban est réchauffé à température ambiante grâce à des lampes halogènes afin d'éviter la condensation de moisissures.

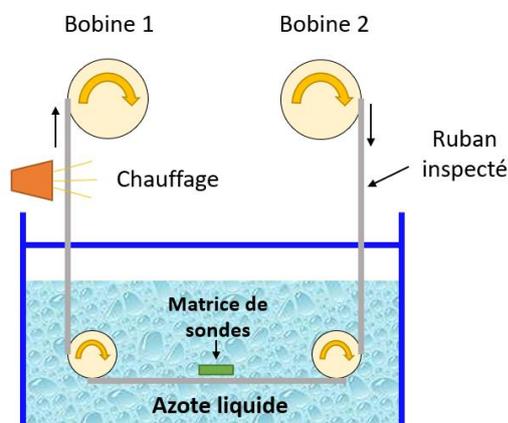


Figure I-18 Schéma du dispositif de contrôle par sondes à effet Hall [Fur04].

1.4.2. Méthodes de contrôle à température ambiante

Différentes techniques de contrôle non destructif (CND) sont utilisées pour vérifier l'intégrité structurelles de matériaux, et la méthode utilisée dépend de la structure et des propriétés physiques des matériaux contrôlés. L'objectif est la mise en évidence de défauts susceptibles de dégrader leurs performances ou d'altérer leur conformité. Étant donné leur structure et leurs propriétés électromagnétiques, parmi les techniques conventionnelles de CND qui sont potentiellement applicables au contrôle des rubans SHT-2G, on peut citer les courants de Foucault, la radiographie, les ultrasons et la thermographie infrarouge.

1.4.2.1. Le CND par courants de Foucault

Le CND par courants de Foucault consiste à générer des courants induits dans un matériau conducteur au moyen d'un inducteur [Lib71, Wu16]. Ces courants circulent localement dans le matériau (Figure I-19) et ont une distribution spatiale qui dépend de la fréquence du champ magnétique d'excitation, de la géométrie et des caractéristiques électromagnétiques de l'échantillon inspecté. En présence d'une irrégularité dans la pièce contrôlée, la distribution spatiale des courants induits est perturbée, entraînant ainsi une variation de l'impédance apparente du capteur, qui va dépendre de la nature de l'anomalie et de ses dimensions. C'est l'analyse de cette variation d'impédance, par le biais de mesures adaptées, qui fournit des indications sur l'intégrité structurelle du matériau inspecté. L'analyse des mesures reste cependant délicate, et, l'inversion de ces données est nécessaire pour caractériser un éventuel défaut, ce qui n'est pas compatible avec une inspection en temps réel.

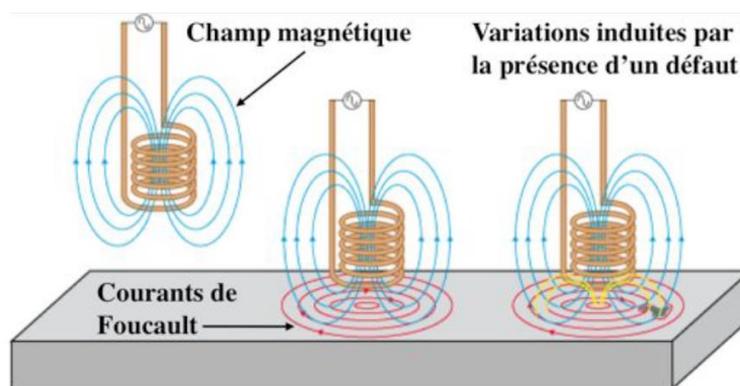


Figure I-19 Schéma de principe du contrôle par courants de Foucault [Lel12].

1.4.2.2. Le CND par radiographie

La radiographie consiste à faire passer un rayonnement électromagnétique de très courte longueur d'onde (X ou gamma) à travers l'objet à contrôler et récupérer l'image, de la zone traversée, sur un film radiographique donnant une image en négatif de la pièce examinée [Rav08]. Cette méthode de CND permet de détecter essentiellement des défauts internes mais peut être utilisée pour inspecter des surfaces [Lel12]. Le schéma de principe de cette technique est donné dans la Figure I-20. L'utilisation d'une telle technique reste complexe, en particulier à cause de la

mise en place de procédures de protection contre les rayons ionisants, engendrant un coût de mise en œuvre important.

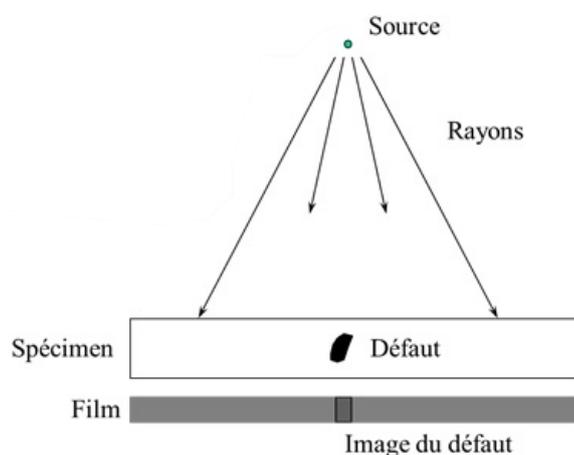


Figure I-20 Schéma de principe du contrôle par radiographie.

I.4.2.3. Le CND par ultrasons

Le contrôle par ultrasons est basé sur la transmission, la réflexion et l'absorption d'une onde ultrasonore se propageant dans la pièce à contrôler. L'analyse et l'interprétation des ondes réfléchies par la surface de la pièce, permet de positionner les éventuels défauts et de définir leurs dimensions [Cha01, Bra03] (Figure I-21). Son application aux rubans SHT-2G semble cependant très délicate, car, d'une part, l'épaisseur du ruban est très inférieure à la zone de champ proche du capteur-transmetteur, et, même si une ligne de retard est utilisée, la résolution ne permettrait pas de distinguer un défaut dans l'épaisseur du ruban. Des ondes de surface (Lamb) pourraient être utilisées [Alk17], cependant, l'utilisation d'un gel couplant est souvent nécessaire entre la pièce et le capteur, et la structure très légère des rubans ne supporterait pas un tel procédé.

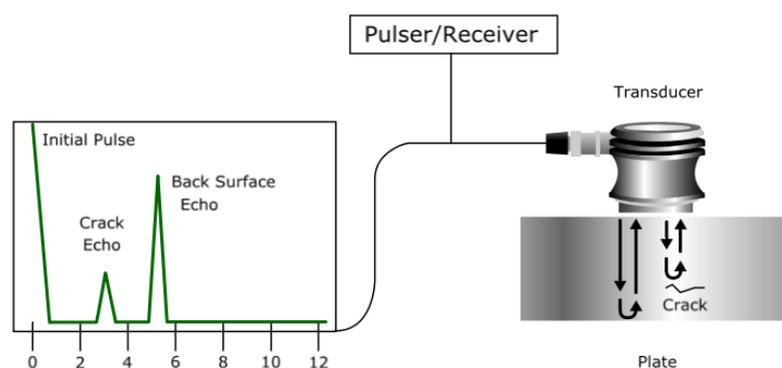


Figure I-21 Schéma de principe du contrôle par ultrasons [NDE-Ed].

I.4.2.4. Le CND par thermographie infrarouge

La thermographie infrarouge active fait partie des méthodes de contrôle non destructif utilisées pour détecter les défauts dans les matériaux et structures métalliques et composites [Thé14]. Elle consiste à faire chauffer le matériau inspecté et mesurer la température résultante avec une caméra infrarouge. La présence de défauts perturbe le flux thermique et se traduit généralement par un échauffement local autour du défaut [Paj13]. Les images infrarouges de l'échantillon défectueux peuvent être comparées aux images des régions saines afin de mettre en évidence le contraste de température qui permet, dans certains cas, d'améliorer la détection. Le type de thermographie infrarouge est caractérisé par la source utilisée pour chauffer l'objet contrôlé qui peut être optique (flashes ou lampes halogènes), laser, ultrasons ou induction (courants de Foucault).

Dans la thermographie infrarouge par induction, l'injection des courants dans l'échantillon testé se fait exactement de la même manière que pour le CND par courants de Foucaults. Ces derniers entraînent un échauffement du matériau par effet Joule [Yan16]. La présence de défauts perturbe à la fois la circulation des courants induits et le flux thermique ; ce qui augmente les possibilités de détection [Che11]. La distribution de la température, sur la surface de l'échantillon inspecté, est visualisée à l'aide d'une caméra infrarouge où des informations sur la localisation et la nature des défauts peuvent être obtenues en analysant les images thermiques. Cette méthode a déjà été appliquée avec succès pour la détection de défauts structurels dans les polymères renforcés de fibres de carbone (CFRP) [He15, Bui15, Bui16] et présente l'avantage d'être non destructive, non intrusive, sans contact, rapide, et de haute résolution. Le principe de fonctionnement de l'ECT est décrit dans la Figure I-22.

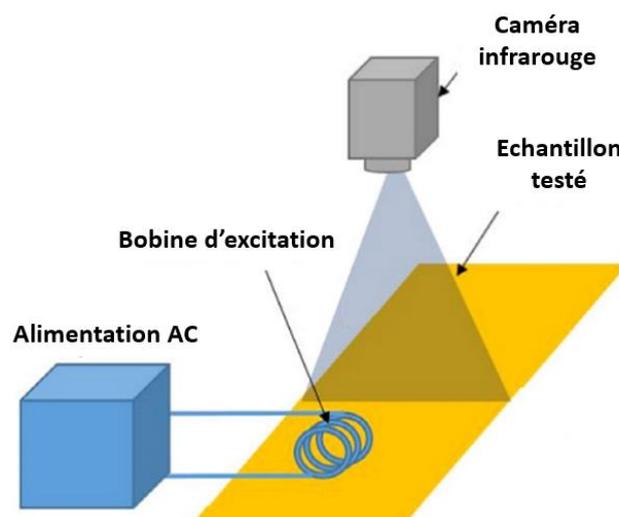


Figure I-22 Schéma de principe du contrôle par thermographie inductive (courants de Foucault) [He17].

1.5. Conclusion

Ce chapitre donne une brève description des matériaux supraconducteurs et leurs propriétés, en particulier, les structures et les procédés de fabrication des rubans SHT-2G. Nous n'avons pas détaillé les propriétés supraconductrices de ces matériaux, car, elles ne font pas l'objet d'étude dans ce travail. Actuellement, les techniques de contrôle par cartographie du champ sont les plus utilisées pour leur contrôle des rubans SHT-2G, ne permettant de caractériser que la couche supraconductrice, et à température cryogénique. Or, les autres couches, qui constituent les rubans SHT-2G, peuvent également présenter des défauts structurels débouchant sur la dégradation de leurs performances thermiques et mécaniques, augmentant la probabilité d'apparition de points chauds, conduisant à des « quenches » même en dessous des seuils critiques. La détection et la caractérisation des défauts dans les autres couches des rubans SHT-2G est donc très importante pour assurer un bon fonctionnement des applications utilisant ces rubans.

La très faible épaisseur des rubans SHT-2G limite les possibilités de contrôle par des techniques de CND comme les courants de Foucault, la radiographie ou bien les ultrasons. Ainsi, la thermographie infrarouge par induction apparaît comme étant la technique la mieux adaptée pour leur contrôle à température ambiante. Cette méthode combine les avantages du contrôle par courants de Foucault et de la thermographie. C'est, de ce fait, cette méthode qui est retenue, et son potentiel d'application au contrôle des rubans SHT-2G fera l'objet d'études numériques et expérimentales dans la suite de ce travail.

**Chapitre II : Etude de faisabilité du contrôle
des rubans SHT-2G par thermographie
inductive**

Sommaire

II.1. Introduction.....	26
II.2. Approche de modélisation magnétothermique	26
II.2.1. Système modélisé	26
II.2.2. Formulation du modèle électromagnétique	28
II.2.2.1. Discrétisation du problème électromagnétique	30
II.2.3. Formulation du modèle thermique.....	31
II.2.3.1. Discrétisation du problème thermique	31
II.3. Résultats et validation.....	34
II.4. Application à la caractérisation de défauts.....	39
II.5. Conclusion	41

II.1. Introduction

Ce chapitre traite de la mise en évidence numérique de la possibilité de caractérisation des couches non-supraconductrices des rubans SHT-2G en utilisant la thermographie inductive, à température ambiante, avant d'entreprendre une campagne de caractérisation expérimentale. Pour ce faire, une approche de modélisation magnétothermique est développée en 2D. Un modèle intégral (MI) est utilisé pour la modélisation des courants de Foucault, dans le domaine fréquentiel, et à température ambiante, dans les différentes couches du ruban, associé à une modélisation thermique dans le domaine temporel, en utilisant la méthode des différences finies (MDF). Une stratégie d'homogénéisation des propriétés thermiques et mécaniques (masse volumique) de la structure multicouche du ruban, est proposée pour réduire le temps de calcul. Les cartographies thermiques obtenues permettent de vérifier la détectabilité des défauts introduits dans la section transversale du ruban.

Le système modélisé est présenté dans la section suivante, suivi par la modélisation magnétothermique bidimensionnelle de la section du ruban SHT-2G, soumise à un champ magnétique externe uniforme à variation sinusoïdale dans le temps. Vient ensuite une section de validation, où les résultats du modèle sont comparés à ceux obtenus par modélisation par éléments finis (MEF) à l'aide de COMSOL Multiphysics®. Une application à la caractérisation des défauts est ensuite présentée dans la dernière section.

II.2. Approche de modélisation magnétothermique

L'approche de modélisation bidimensionnelle est basée sur un modèle intégral (MI) pour le calcul des courants induits associée à une modélisation thermique pour le calcul de la température, basée sur la méthode des différences finies (MDF), à température ambiante. L'association des deux modèles est appelée modèle intégral-différences finies (IDF). Comme les constantes de temps liées aux phénomènes thermiques sont supérieures à celles des phénomènes électromagnétiques, la modélisation électromagnétique est réalisée dans le domaine fréquentiel, alors que la modélisation thermique est réalisée dans le domaine temporel.

II.2.1. Système modélisé

Le système modélisé est une section transversale d'un ruban SHT-2G type (Figure II-1) de largeur a et d'épaisseur b , décrite dans la Figure II-2, soumise à un champ magnétique externe à variation sinusoïdale dans le temps, à la fréquence f , et homogène sur toute la largeur de la section. Le ruban est constitué de deux couches stabilisatrices en cuivre (Cu), deux couches shunt en argent (Ag), une couche de substrat en Hastelloy (C 276 alloy) et d'une couche supraconductrice en Yttrium Barium Copper Oxide (YBCO). En raison de sa faible épaisseur ($0.2 \mu\text{m}$), la couche tampon n'influence pas de manière significative le comportement électromagnétique et thermique du ruban SHT-2G ; elle est alors assimilée avec le substrat afin de réduire le temps de calcul. Chaque couche du ruban est caractérisée par une conductivité électrique σ , une conductivité thermique λ , une capacité thermique massique C_p , une masse volumique γ et une épaisseur notée e . L'ensemble des parties du système modélisé est caractérisé par la perméabilité magnétique du vide μ_0 . Le ruban SHT-2G est supposée à

température ambiante ce qui nous amène à considérer une conductivité électrique de l'YBCO à cette température [Bag14].

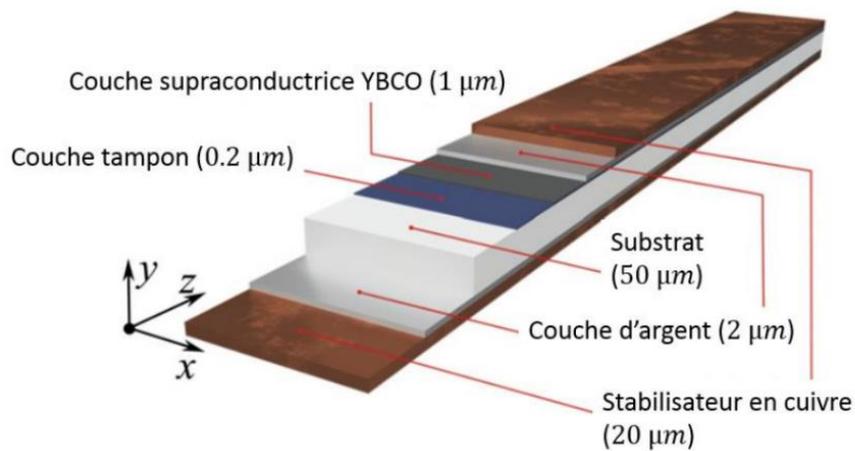


Figure II-1 Structure type d'un ruban SHT-2G.

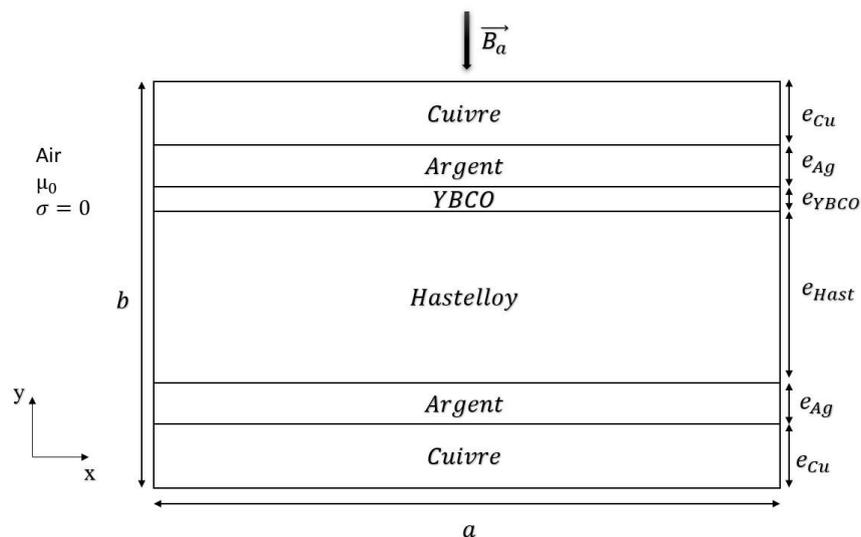


Figure II-2 Système modélisé.

Pour réduire le temps de calcul lié à la contrainte sur le pas temporel qui dépend de la discrétisation spatiale et des propriétés physiques, une stratégie d'homogénéisation est adoptée dans la modélisation thermique, où les couches de propriétés thermiques similaires (du même ordre) sont assemblées comme le montre la Figure II-3. Ainsi, les couches de cuivre et d'argent sont ainsi assimilées à une couche nommée Cu-Ag, et les couches d'YBCO et d'Hastelloy sont assimilées à une couche nommée Hast-YBCO.

La propriété "X", qui peut représenter la résistivité thermique, la densité massique ou la capacité thermique spécifique, des nouvelles couches est déterminée en pondérant les propriétés des couches initiales par leurs épaisseurs, comme suit :

$$X_{1-2} = (X_1 e_1 + X_2 e_2) / (e_1 + e_2) \quad (\text{II-1})$$

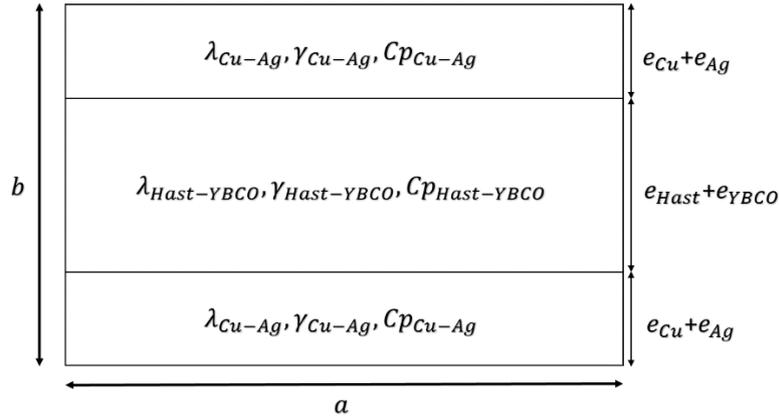


Figure II-3 Section homogénéisée du ruban SHT-2G.

II.2.2. Formulation du modèle électromagnétique

Une approche bidimensionnelle est développée en coordonnées cartésiennes $(0, \vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$. Le ruban SHT-2G est supposée infiniment long dans la direction z et sa section transversale est modélisée dans le plan $x - y$ (Fig. II-2). Le champ magnétique appliqué \vec{B}_a et les courants induits dans la section du ruban \vec{J} , sont orientés respectivement, suivant les directions y et z et son donnés par (II-2) :

$$\begin{cases} \vec{B}_a(t) = B_m \sin(2\pi f t) \vec{e}_y \\ \vec{J} = J(x, y, t) \vec{e}_z \end{cases} \quad (\text{II-2})$$

Le modèle de Brandt [Bra96], qui représente une alternative simple pour résoudre ce type de problème et permet la discrétisation des parties actives du systèmes uniquement, est adapté à la modélisation des courants induits dans le domaine fréquentiel et à température ambiante. En effet, la relation $E(J)$, où E est le champ électrique et J la densité de courant électrique, est alors modélisée par la loi d'Ohm linéaire $E = \rho J$, où ρ est la résistivité électrique. La densité de courant $\vec{J} = J(x, y, t) \vec{e}_z$ génère à son tour un champ magnétique \vec{H} qui n'a pas de composante suivant z .

A partir des équations de Maxwell, on a :

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (\text{II-3})$$

Où $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$ est l'induction magnétique et $\vec{A} = A(x, y) \vec{e}_z$ le potentiel vecteur magnétique. On peut donc écrire :

$$\vec{J} = \nabla \times \vec{H} = \mu_0^{-1} \nabla \times (\nabla \times \vec{A}) = \mu_0^{-1} (\nabla \nabla \cdot \vec{A} - \nabla^2 \vec{A}) \quad (\text{II-4})$$

Afin d'assurer l'unicité de la solution, on utilise la jauge de Coulomb $\nabla \cdot \vec{A} = \vec{0}$, la relation (II-4) devient :

$$\vec{j} = -\mu_0^{-1} \nabla^2 \vec{A} \quad (\text{II-5})$$

En tenant compte de la source, la formulation électromagnétique est donnée par (II-6), impliquant la composante z du potentiel vecteur magnétique réduit $\vec{A} = A \vec{e}_z$ (le terme source étant exprimé en fonction du champ magnétique appliqué B_a).

$$\nabla^2(A - xB_a) = -\mu_0 J \quad (\text{II-6})$$

Cette formulation impose de mettre ($x = 0$) au centre du ruban (à $a/2$). La solution de (II-6) est donnée par (II-7), où S représente la section du ruban SHT-2G et G la fonction de Green. r et r' représentent, respectivement, le point de calcul et le point source.

$$\begin{cases} A(\vec{r}) - x B_a = -\mu_0 \iint_S G(\vec{r}, \vec{r}') J(\vec{r}') dS \\ G(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{\ln|\vec{r} - \vec{r}'|}{2\pi} \\ \vec{r} = (x, y); \quad \vec{r}' = (x', y'); \quad (x, y, x', y') \in S \end{cases} \quad (\text{II-7})$$

A partir des équations de Maxwell, on a également :

$$\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\vec{E} + \vec{\nabla} V \quad (\text{II-8})$$

Où, V est le potentiel scalaire électrique. Le terme $\vec{\nabla} V$ tient compte de la source de tension, et permet d'assurer la conservation du courant et du potentiel vecteur magnétique entre des régions de conductivités électriques différentes. Comme aucun courant ou tension de transport n'est appliqué dans le ruban, et que la modélisation est réalisée en 2 dimensions avec le courant induit perpendiculaire au plan $x - y$, ce terme peut être négligé. Ainsi, dans les milieux conducteurs, nous avons :

$$\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\rho \vec{j} \quad (\text{II-9})$$

A partir des équation (II-7) et (II-9), on obtient l'équation intégrale suivante, reliant les courants induits au champ magnétique appliqué :

$$\rho J(\vec{r}) + x \frac{\partial B_a}{\partial t} = \mu_0 \iint_S G(\vec{r}, \vec{r}') \frac{\partial J(\vec{r}')}{\partial t} dS \quad (\text{II-10})$$

Dans le domaine fréquentiel, où $\omega = 2\pi f$ est la pulsation, l'équation (II-10) devient :

$$\rho J(\vec{r}) - j\omega\mu_0 \iint_S G(\vec{r}, \vec{r}') J(\vec{r}') dS = -j\omega x B_a \quad (\text{II-11})$$

II.2.2.1. Discrétisation du problème électromagnétique

La section du ruban est discrétisée en $N_e = N \times M$ surfaces élémentaires, respectivement, suivant les directions x et y , qui ont pour centres les coordonnées suivantes :

$$\begin{aligned} x_n &= -a/2 + \Delta x/2 + (n-1)\Delta x, & n &= 1, \dots, N \\ y_m &= -b/2 + \Delta y/2 + (m-1)\Delta y, & m &= 1, \dots, M \end{aligned}$$

On définit également les symboles suivants :

- N_e : le nombre total de points de discrétisation de la section ;
- Δx et Δy : les pas spatiaux suivants les axes x et y ;
- Les indices d'espace i et j qui indiquent les positions du centre d'une surface élémentaire de coordonnées (x_i, y_j) .

Pour simplifier l'écriture des algorithmes, il est possible de combiner les indices i et j afin d'obtenir un indice de numérotation global p défini comme suit :

$$p = i + (j-1)N, \quad \text{pour } (1 \leq i \leq N, 1 \leq j \leq M) \quad (\text{II-12})$$

Les quantités électromagnétiques sont considérées comme constantes dans chaque élément, et une méthode de collocation simple est utilisée pour la discrétisation du problème :

$$J(\vec{r}_i) = \sum_{i=1}^{N_e} J(\vec{r}) \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \quad (\text{II-13})$$

La discrétisation de (II-11) aboutit au système matriciel suivant :

$$\{\bar{R} - j\omega\mu_0\bar{Q}\}\bar{J} = -j\omega\bar{X}\bar{B}_a \quad (\text{II-14})$$

Où :

- \bar{J} : le vecteur des courants induits de dimension N_e ;
- \bar{Q} : est la matrice intégrale de dimension $N_e \times N_e$;
- \bar{R} : est une matrice diagonale $N_e \times N_e$, regroupant les résistivités de chaque élément ;
- \bar{X} : est une matrice diagonale de dimension $N_e \times N_e$, regroupant les coordonnées x de chaque centre d'élément ;
- \bar{B}_a : est le vecteur du champ magnétique appliqué de dimension N_e .

La résolution de (II-14), donne la répartition des courants induits dans la section du ruban SHT-2G, qu'on peut écrire de façon simplifiée, comme suit :

$$\bar{A}\bar{J} = \bar{S} \quad (\text{II-14-bis})$$

Il existe plusieurs méthodes de résolution de l'équation (II-14-bis). Etant donné la taille réduite de la matrice $\bar{\bar{A}}$ en 2 dimensions, nous avons adopté une résolution directe : $\bar{J} = \bar{\bar{A}}^{-1}\bar{S}$.

II.2.3. Formulation du modèle thermique

La résolution de l'équation (II-14) donne la répartition des courants induits dans la section du ruban. Ces derniers, vont générer des pertes Joules \mathcal{P} calculées localement comme suit :

$$\mathcal{P} = \rho J^2 \quad (\text{II-15})$$

Les phénomènes thermiques résultants des pertes Joules sont régis par l'équation de diffusion de la chaleur exprimées en 2D comme suit [Ma20] :

$$\gamma C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \mathcal{P} \quad (\text{II-16})$$

Où, λ , γ et C_p sont respectivement la conductivité thermique (en W/(m.K)), la masse volumique (en kg/m³) et la capacité thermique massique (en J/(kg.K)).

Les échanges thermiques avec le milieu extérieur sont modélisés par un flux thermique convectif aux frontières de la région constituant la section du ruban SHT-2G, exprimé comme suit :

$$-\lambda \vec{\nabla} T \cdot \vec{n} = h(T - T_e), \text{ sur } \Gamma \quad (\text{II-17})$$

Où, h , T_e , Γ et \vec{n} sont, respectivement, le coefficient de convection, la température du milieu extérieur, la frontière de la section du ruban et le vecteur normal à cette frontière.

Dans (II-16), l'équation de diffusion de la chaleur est utilisée pour les points à l'intérieur et à l'extérieur du domaine (l'air) de la section du ruban, tandis que la condition aux limites (II-17), est adoptée pour les points à l'interface entre le domaine de la section du ruban et l'air.

II.2.3.1. Discrétisation du problème thermique

Pour l'analyse numérique, les équations (II-16) et (II-17) sont discrétisées en utilisant la méthode des différences finies.

Des schémas explicites et implicites peuvent être utilisés pour la discrétisation temporelle de (II-16). Dans le schéma explicite, la dérivée spatiale est évaluée à l'instant t , et la dérivée temporelle est évaluée en utilisant la différence entre la valeur à l'instant $t+\Delta t$ et l'instant t . Aucune inversion de matrice n'est donc nécessaire pour déterminer la solution de (II-16), ce qui implique une mise en œuvre simple. La solution à l'instant suivant $t+\Delta t$ est directement évaluée en utilisant la valeur à l'instant t . Cependant, le principal inconvénient d'un tel schéma est que les solutions stables sont obtenues uniquement lorsque la relation (II-18) est satisfaite [Özi17] (où $\alpha = \lambda/(\gamma C_p)$ est la diffusivité thermique), ce qui rend cette approche assez coûteuse en temps de calcul lorsque le pas spatial est très petit, ce qui est le cas dans le présent travail.

$$\Delta t \leq \frac{5(\Delta x^2 \Delta y^2)}{11\alpha(\Delta x^2 + \Delta y^2)} \quad (\text{II-18})$$

Comme ça a été rapporté dans la littérature, les problèmes diffusifs sont mieux traités implicitement [Pre92]. Un schéma implicite est donc utilisé pour la discrétisation temporelle de (II-16), où la solution est calculée à chaque pas de temps t en utilisant la solution à $t-\Delta t$. Le principal avantage de la méthode implicite est que le schéma est inconditionnellement stable. Néanmoins, cela ne garantit pas une solution précise dans tous les cas. En effet, l'utilisation d'un pas temporel inadapté à la discrétisation spatiale, peut conduire à une solution imprécise. Il est donc recommandé de vérifier la convergence du modèle en diminuant le pas de temps jusqu'à ce que la solution ne change plus. Une autre approche, consiste à partir du critère de stabilité pour un schéma explicite (II-18) et d'augmenter la valeur du pas temporel tant que la solution n'est pas affectée.

La discrétisation adoptée pour le modèle thermique est la même que celle du modèle électromagnétique, à laquelle on ajoute la discrétisation de l'air autour de la section du ruban. A cela, on ajoute :

- N_t : le nombre total d'instantants de calcul ;
- Δt : le pas temporel ;
- t : l'indice de temps tel que : $0 \leq t \leq N_t$;
- N_c : le nombre total de points de discrétisation de la section du ruban et de la région d'air.

En utilisant l'indice de numérotation global p défini dans (II-12), les dérivées en chaque nœud d'indice p , sont évaluées par la méthode des différences finies centrées comme suit :

- Dérivée première :

$$\frac{\partial(\cdot)_p}{\partial x} = \frac{(\cdot)_{p+1} - (\cdot)_{p-1}}{2\Delta x} \quad (\text{II-19})$$

$$\frac{\partial(\cdot)_p}{\partial y} = \frac{(\cdot)_{p+M} - (\cdot)_{p-M}}{2\Delta y}$$

- Dérivée seconde :

$$\frac{\partial^2(\cdot)_p}{\partial x^2} = \frac{(\cdot)_{p+1} - 2(\cdot)_p + (\cdot)_{p-1}}{\Delta x^2} \quad (\text{II-20})$$

$$\frac{\partial^2(\cdot)_p}{\partial y^2} = \frac{(\cdot)_{p+M} - 2(\cdot)_p + (\cdot)_{p-M}}{\Delta y^2}$$

La Figure II-4 illustre la stratégie de discrétisation par la méthode des différences finies.

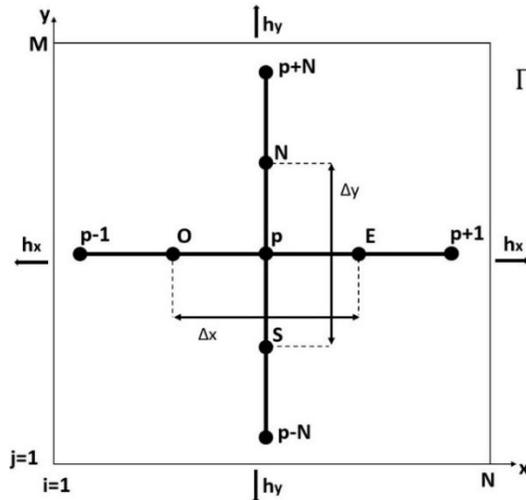


Figure II-4 Le schéma de discrétisation par MDF.

Un schéma de différence finie centré est utilisé, et la conductivité thermique d'un point intermédiaire est définie comme la moyenne entre le point précédent et le suivant. Ainsi, le terme $\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right)$ est discrétisé suivant l'axe x , comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) &= \left\{ \lambda_E \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_E - \lambda_O \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_O \right\} \frac{1}{\Delta x} \\ &= \frac{\lambda_{p+1} + \lambda_p}{2\Delta x^2} (T_{p+1} - T_p) - \frac{\lambda_{p-1} + \lambda_p}{2\Delta x^2} (T_p - T_{p-1}) \end{aligned} \quad (\text{II-21})$$

Le terme $\frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)$ est discrétisé suivant l'axe y , comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) &= \left\{ \lambda_N \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_N - \lambda_S \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_S \right\} \frac{1}{\Delta y} \\ &= \frac{\lambda_{p+N} + \lambda_p}{2\Delta y^2} (T_{p+N} - T_p) - \frac{\lambda_{p-N} + \lambda_p}{2\Delta y^2} (T_p - T_{p-N}) \end{aligned} \quad (\text{II-22})$$

Lorsque les points "E, O, N, S" appartiennent à la frontière Γ , les points $p-1, p+1, p-N, p+N$ appartiendront soit à la section transversale du ruban, soit à la région de l'air. En appliquant les conditions aux limites de Neumann sur les frontières de la section transversale, on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} -\lambda_O \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_O = h_x(T - T_e) = h_x(T_p - T_{p-1}) \\ \lambda_E \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_E = -h_x(T - T_e) = -h_x(T_{p+1} - T_p) \\ -\lambda_S \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_S = h_y(T - T_e) = h_y(T_p - T_{p-N}) \\ \lambda_N \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_N = -h_y(T - T_e) = -h_y(T_{p+N} - T_p) \end{array} \right. \quad (\text{II-23})$$

Pour conserver la symétrie des équations, les échanges par convection sont donc considérés en remplaçant simplement les conductivités thermiques par leurs coefficients de convection équivalents comme suit :

$$\lambda_O = -h_x \Delta x, \lambda_E = h_x \Delta x, \lambda_S = -h_y \Delta y, \lambda_N = h_y \Delta y \quad (\text{II-24})$$

En appliquant la méthode des différences finies pour la discrétisation de la dérivée temporelle de l'équation (II-16), on obtient l'équation matricielle suivante :

$$\left\{ \frac{1}{\Delta t} \bar{\gamma} \bar{C}_p - \bar{D} \right\} \bar{T}^{(t)} = \bar{P}^{(t)} + \frac{1}{\Delta t} \bar{\gamma} \bar{C}_p \bar{T}^{(t-\Delta t)} \quad (\text{II-25})$$

Où :

- \bar{T} : est le vecteur température de dimension N_c ;
- \bar{D} : est une matrice de dimension $N_c \times N_c$, intégrant les dérivées spatiales et les conductivités thermiques, et tenant compte des échanges convectifs aux frontières de la section du SHT-2G ;
- \bar{C}_p : est la matrice capacité thermique massique de dimension $N_c \times N_c$;
- $\bar{\gamma}$: est la matrice masse volumique de dimension $N_c \times N_c$;
- \bar{P} : est le vecteur puissance de dimension N_c .

II.3. Résultats et validation

Pour des fins de validation, le modèle (IDF) développé est comparé à la modélisation par éléments finis (MEF) utilisant COMSOL Multiphysics®. Les spécifications du système modélisé sont données dans le Tableau II-1.

Un ruban avec une section sans défaut est d'abord modélisé pour apprécier les performances de l'approche de modélisation. La température ambiante est fixée à 300 K. La Figure II-5 montre la répartition des courants induits dans les différentes couches de la section du ruban SHT-2G. Sous l'effet d'un champ magnétique externe, et d'après la loi de Lenz, des courants qui s'opposent aux variations du champ magnétique, se développent à partir des extrémités vers l'intérieur du conducteur. Qualitativement, cela se traduit par des valeurs de courant plus importantes sur les extrémités du ruban et qui ont tendance à diminuer à mesure qu'on se rapproche de l'axe vertical du ruban (effet de peau). D'un point de vue quantitatif, on constate que la densité des courants induits est plus importante dans les couches qui présentent les conductivités électriques les plus élevées. La variation des courants induits dans la largeur de la section du SHT-2G, dépend évidemment de la fréquence.

Tableau II-1 Valeurs numériques des paramètres du système modélisé.

Paramètre	Description	Valeur
Propriétés géométrique et mécanique		
$a \mid b$	Largeur de la section Epaisseur de la section	5 mm 0,1 mm
e_{Cu}	Epaisseur de la couche de cuivre	20 μm
e_{Ag}	Epaisseur de la couche d'argent	2 μm
e_{YBCO}	Epaisseur de la couche supraconductrice	1 μm
e_{Hast}	Epaisseur du substrat	55 μm
γ_{Cu}	Masse volumique du cuivre	8960 kg/m ³
γ_{Ag}	Masse volumique de l'argent	10630 kg/m ³
γ_{YBCO}	Masse volumique de l'YBCO	6380 kg/m ³
γ_{Hast}	Masse volumique de l'Hastelloy (C 276 alloy)	8890 kg/m ³
γ_{Air}	Masse volumique de l'air	1,25 kg/m ³
Propriétés électromagnétiques		
μ_0	Perméabilité du vide	$4\pi \times 10^{-7}$ H/m
σ_{Cu}	Conductivité électrique du cuivre	$5,6 \times 10^7$ S/m
σ_{Ag}	Conductivité électrique de l'argent	$6,3 \times 10^7$ S/m
σ_{YBCO}	Conductivité électrique de l'YBCO à température ambiante [Sah20]	5×10^5 S/m
σ_{Hast}	Conductivité électrique de l'Hastelloy (C 276 alloy)	$7,94 \times 10^5$ S/m
B_m	Champ magnétique appliqué (valeur crête)	40 mT
f	Fréquence du champs magnétique	7 kHz
Propriétés thermiques		
λ_{Cu}	Conductivité thermique du cuivre	386 W/(m·K)
λ_{Ag}	Conductivité thermique de l'argent	418 W/(m·K)
λ_{YBCO}	Conductivité thermique de l'YBCO à température ambiante [Bag14]	20 W/(m·K)
λ_{Hast}	Conductivité thermique de l'Hastelloy (C 276 alloy)	10,2 W/(m·K)
λ_{Air}	Conductivité thermique de l'air	$2,62 \cdot 10^{-2}$ W/(m·K)
Cp_{Cu}	Capacité thermique massique du cuivre	385 J/(kg·K)
Cp_{Ag}	Capacité thermique massique de l'argent	236 J/(kg·K)
Cp_{YBCO}	Capacité thermique massique de l'YBCO	254 J/(kg·K)
Cp_{Hast}	Capacité thermique massique de l'Hastelloy (C 276 alloy)	427 J/(kg·K)
Cp_{Air}	Capacité thermique massique de l'air	1005 J/(kg·K)
h_x, h_y	Coefficients de convection	10 W/(m ² ·K)
Discrétisation		
N	Discrétisation suivant l'épaisseur de la section	51
M	Discrétisation suivant la largeur de la section	101

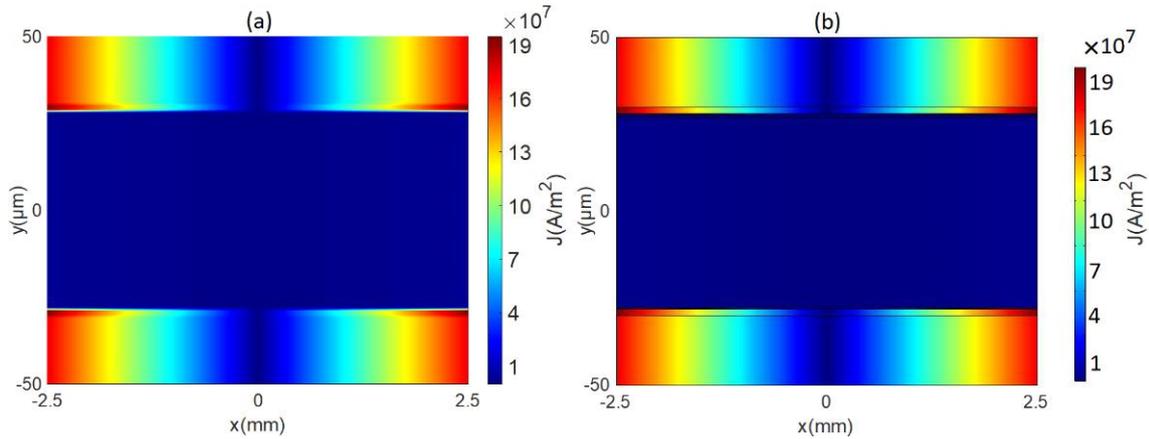


Figure II-5 Distribution des courants induits dans la section du SHT-2G : (a) Modèle intégrale (MI), (b) Modèle éléments finis (MEF).

Pour une comparaison qualitative, la Figure II-6 montre l'évolution spatiale des courants induits dans chaque couche de la section du SHT-2G obtenue par la MI et la MEF. En se basant sur les résultats présentés dans les figures II-5 et II-6, une très bonne concordance est obtenue entre la méthode intégrale (MI) et la MEF.

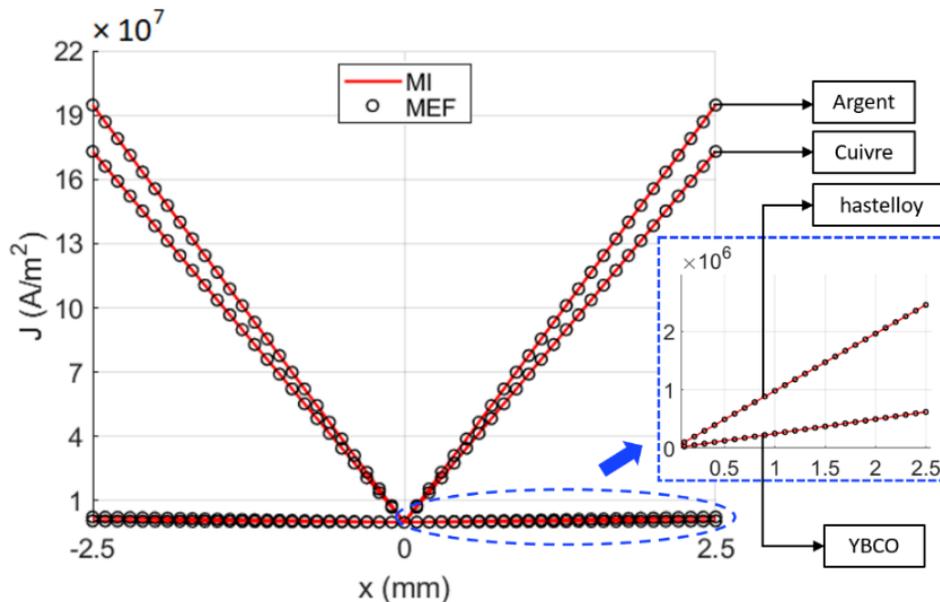


Figure II-6 Profils d'évolution spatiale des courants induits dans chaque couche de la section du ruban.

La Figure II-7 représente une comparaison entre l'évolution temporelle de la température en un point de la section du ruban ($x = -2 \text{ mm}$, $y = -40 \text{ µm}$), obtenue par le modèle IDF et la MEF. L'évolution de la température est assimilable à une réponse du premier ordre caractérisée par une phase de chauffage et une phase de régime permanent. Un bon accord est trouvé avec le résultat obtenu par la MEF.

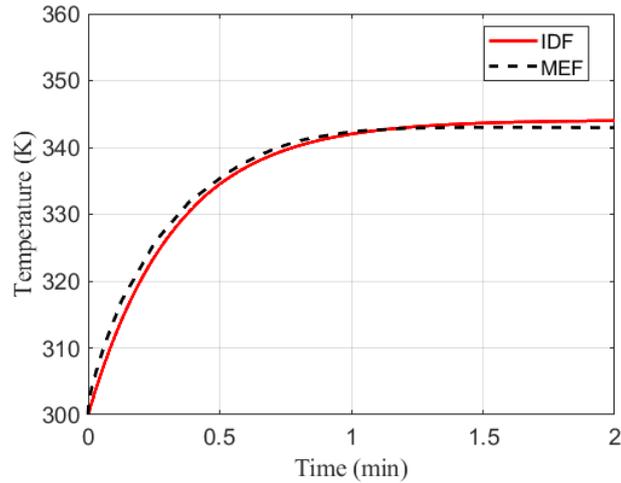


Figure II-7 Evolution temporelle de la température au point ($x = -2 \text{ mm}$, $y = -40 \text{ } \mu\text{m}$).

La Figure II-8 montre une comparaison entre les cartographies thermiques de la section du SHT-2G obtenues par IDF et MEF ainsi qu'un comparatif des profils de température le long de l'épaisseur ($x = -2 \text{ mm}$) et de la largeur ($y = 30 \text{ } \mu\text{m}$), de la section. Sur la base des résultats présentés dans la Figure II-8, un bon accord est également obtenu entre le modèle proposé (IDF) et la MEF.

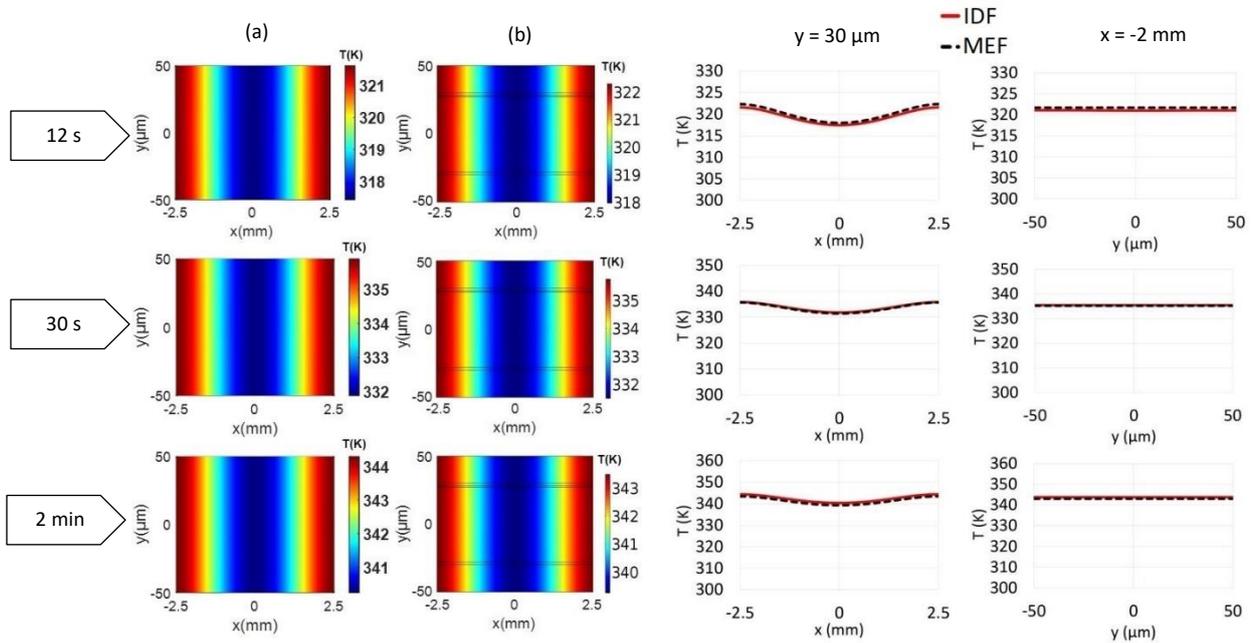


Figure II-8 Comparaison des cartographies thermiques et des profils de températures à différents instants de la section du SHT-2G obtenus par (a) IDF et (b) MEF.

Afin de valider l'approche d'homogénéisation, en utilisant le modèle IDF, une comparaison entre les cartographies thermiques et les profils de températures est effectuée entre la section homogénéisée et celle non-homogénéisée du ruban, dans les phases de chauffe et de relaxation caractérisée par l'arrêt de la source du champ magnétique (Figure II-9). Une simulation sur 3 min est effectuée où la source du champ est coupée à 1.5 min (régime établi atteint).

Qualitativement, la distribution de température dans la section homogénéisée est similaire à celle de la section non-homogénéisée pour les différents instants (Figure II-9(a)). Quantitativement, la comparaison des profils de température suivant l'épaisseur ($x = -2$ mm) et la largeur ($y = 30$ μm) de la section du ruban SHT-2G (Figure II-9(b)), montre que ces derniers sont identiques dans la phase de chauffage. Cependant, on constate une petite différence d'environ 3 K à 1,6 min et 0,8 K à 2,6 min, entre les résultats des modèles thermiques original et homogénéisé dans la phase de relaxation (refroidissement). Cette différence de température dans la phase de relaxation se traduit par un refroidissement plus rapide dans la section homogénéisée qui peut être dû à la réduction du nombre de couches, ce qui entraîne une légère augmentation du transfert de chaleur suivant l'épaisseur de la section du ruban SHT-2G. Néanmoins, la forme des profils de température est préservée et la différence reste insignifiante sur la majeure partie de la plage de variation de la température. Le modèle homogénéisé est donc utilisé dans la suite du travail, notamment pour la caractérisation numérique des défauts.

La résolution dans le domaine temporel du modèle thermique nécessite un certain pas de temps lié à la discrétisation spatiale, contraint par la partie la plus mince dans le modèle non-homogène. L'homogénéisation permet un gain de temps considérable dans le calcul, tout en conservant le même comportement spatio-temporel de la température dans le ruban. Ceci laisse présager une future approche de modélisation 3D où l'intérêt de l'homogénéisation sera encore plus important.

Il est possible d'utiliser les résultats de la Figure II-9, obtenus pour le modèle non-homogénéisé, pour corriger la relation d'homogénéisation (II-1), pour une meilleure reconstruction des propriétés thermiques du modèle homogénéisé. Cependant, comme seule une petite divergence est observée, nous n'avons pas investi dans une telle reconstruction.

Tableau II-2 Valeurs numériques des paramètres de la section homogénéisée.

Paramètre	Description	Valeur
Propriétés géométriques et mécaniques homogènes		
e_{Cu-Ag}	Epaisseur de la couche Cu-Ag	22 μm
$e_{Hast-YBCO}$	Epaisseur de la couche Hast-YBCO	56 μm
γ_{Cu-Ag}	Masse volumique de la couche Cu-Ag	9112 kg/m^3
$\gamma_{Hast-YBCO}$	Masse volumique Hast-YBCO	8845 kg/m^3
Propriétés thermiques homogènes		
λ_{Cu-Ag}	Conductivité thermique de la couche Cu-Ag	389 $\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$
$\lambda_{Hast-YBCO}$	Conductivité thermique de la couche Hast-YBCO	10 $\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$
Cp_{Cu-Ag}	Capacité thermique massique de la couche Cu-Ag	371 $\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$
$Cp_{Hast-YBCO}$	Capacité thermique massique de la couche Hast-YBCO	424 $\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$

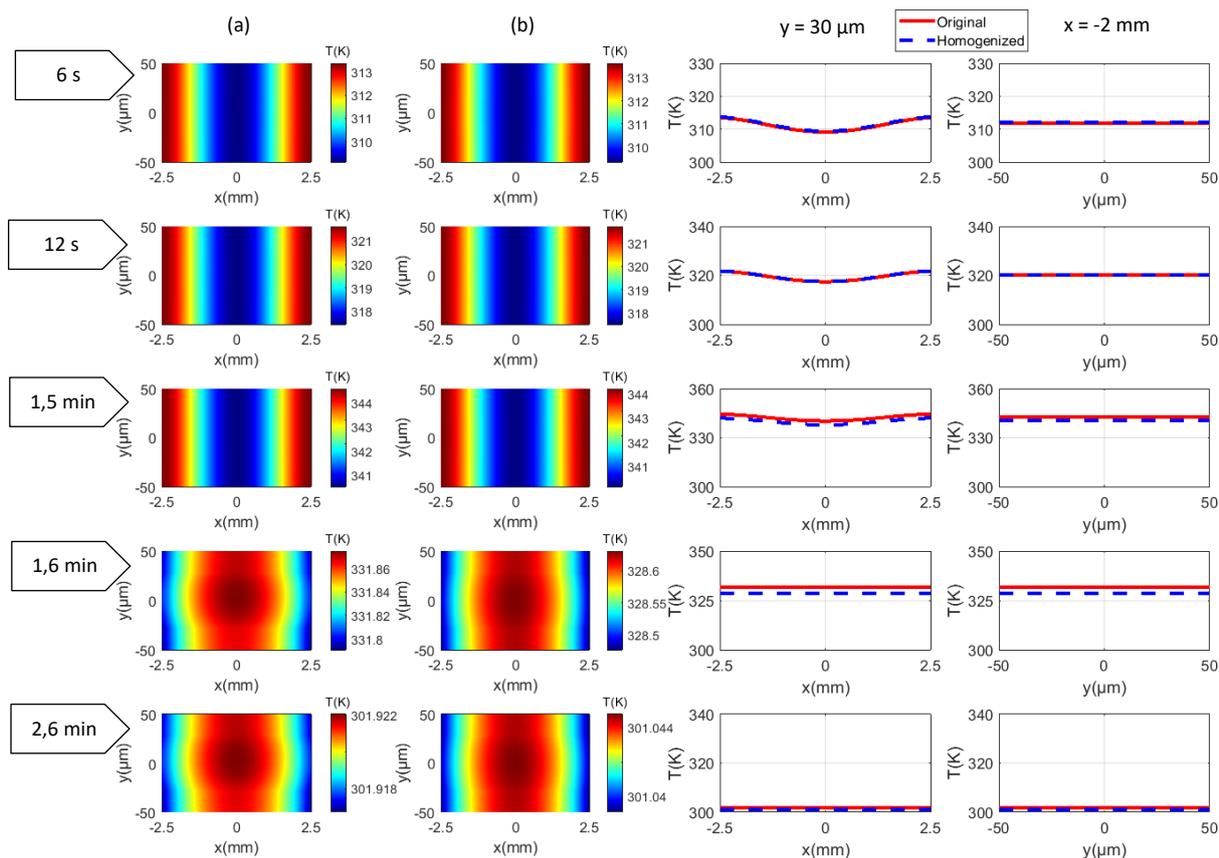


Figure II-9 Comparaison des cartographies thermiques et des profils de température de la section du ruban SHT-2G : (a) Section non-homogénéisée, (b) Section homogénéisée.

II.4. Application à la caractérisation de défauts

En raison de leur structure multicouche, le délaminage (ou délamination) est le défaut le plus susceptible d'apparaître dans les rubans SHT-2G [Maj13, Miy13, Gor15]. Afin d'étudier la possibilité de caractériser ce type de défaut à l'aide de la thermographie inductive, deux défauts de délamination de $4 \mu\text{m}$ d'épaisseur sont introduits séparément entre les couches Cu-Ag et Hast-YBCO, sur les interfaces supérieure et inférieure, comme le montre la Figure II-10. Les courants induits ne circulant pas le long de l'épaisseur du ruban, ils ne sont donc pas très affectés par le délaminage, ce qui permet de modéliser ce type de défaut par une approche bidimensionnelle. Les zones de délaminage sont caractérisées par les propriétés électromagnétiques et thermiques de l'air.

Comme nous pouvons le remarquer sur la Figure II-11, la signature du défaut est visible à la fois dans les phases de chauffage et de refroidissement, affectant la distribution de la température dans la section du ruban SHT-2G. Pour chaque défaut, "délamination supérieure" ou "délamination inférieure", la couche isolée "Cu-Ag" est plus chauffée que les autres au début de la phase de chauffe, en raison de la forte densité de courant développée dans cette dernière. La situation s'inverse ensuite en raison des échanges thermiques plus rapides avec le milieu extérieur (air). Cette tendance reste constante en régime établi ainsi que dans la phase de relaxation. Les contrastes de température causés par la présence de ces défauts de délamination sont d'environ 4 K en régime permanent, et peuvent donc être détectés par une caméra infrarouge. La zone d'air

est affichée dans les résultats de la Figure II-11 afin de mettre en évidence les échanges thermiques avec le milieu extérieur qui se fait essentiellement suivant l'épaisseur de la section du ruban SHT-2G.

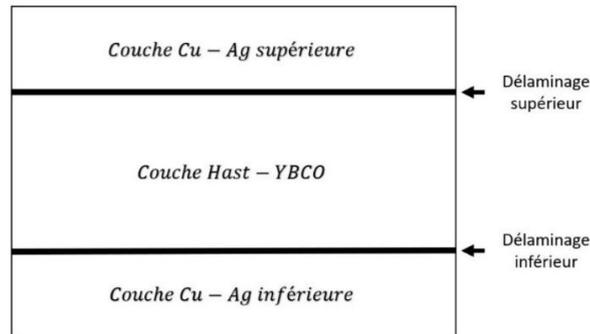


Figure II-10 Mise en évidence des deux défauts de délaminage introduits dans la section du SHT-2G.

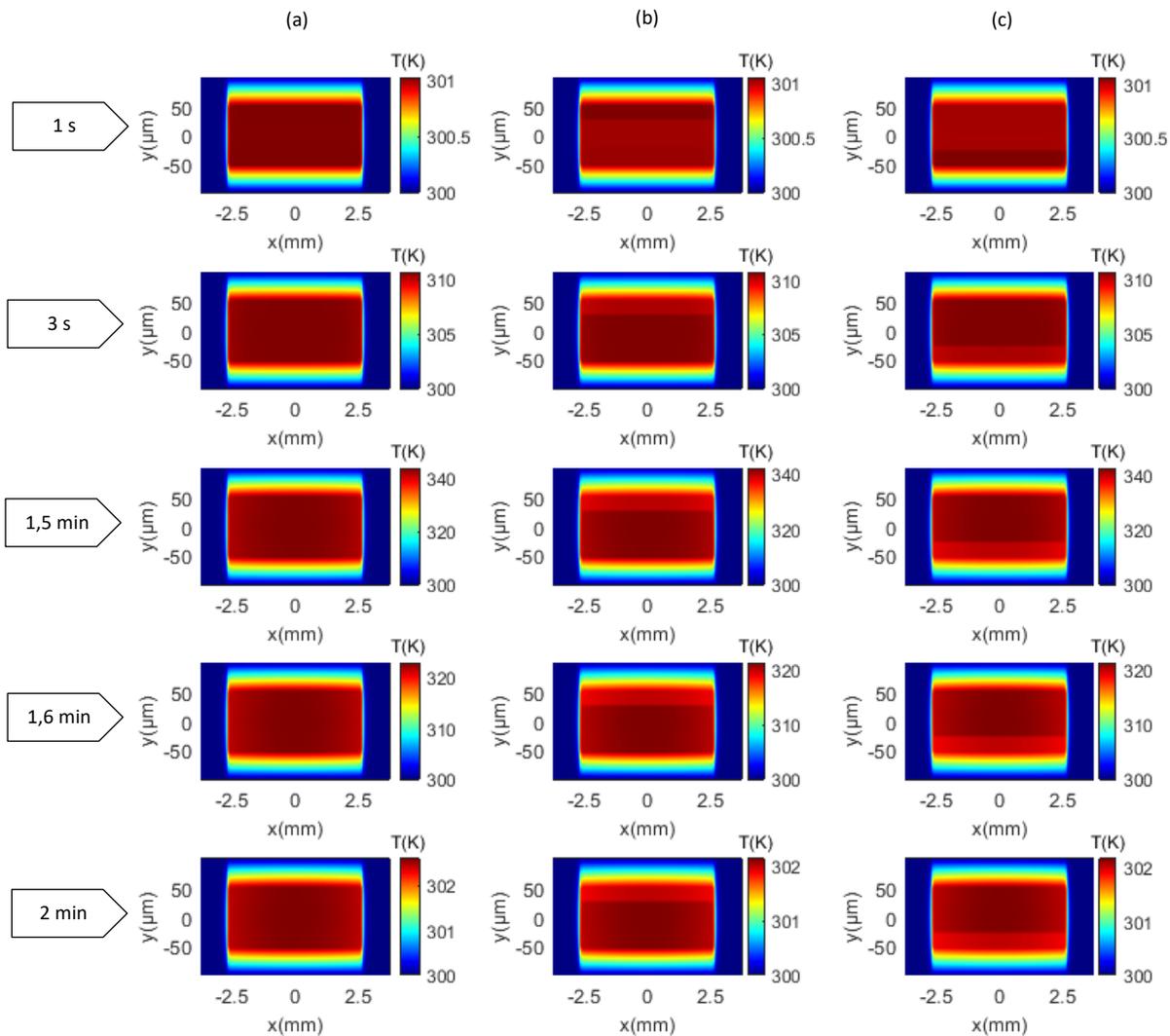


Figure II-11 Cartographies thermiques de la section du ruban à différents instants : (a) Section sans défaut. (b) Présence du délaminage supérieur. (c) Présence du délaminage inférieur.

II.5. Conclusion

Dans le présent chapitre, une modélisation magnétothermique bidimensionnelle a été développée pour évaluer numériquement l'efficacité du contrôle par thermographie infrarouge inductive des défauts structurels dans les rubans SHT-2G, à température ambiante. Le système modélisé ainsi que les formations, électromagnétiques et thermiques, ont été présentées. Une approche d'homogénéisation a été proposée pour réduire le temps de calcul tout en conservant le même comportement spatio-temporel de la température dans le ruban. Enfin, la caractérisation numérique de deux défauts de délaminage a permis de mettre en évidence l'efficacité d'une telle technique pour le contrôle des rubans SHT-2G.

Dans le prochain chapitre présente une approche de caractérisation s'appuyant sur une modélisation tridimensionnelle et des mesures expérimentales pour des situations plus réalistes sur la caractérisation par thermographie infrarouge des défauts structurels dans les rubans SHT-2G, en tenant compte de la structure de l'inducteur. La section homogénéisée du ruban rubans SHT-2G sera utilisée dans l'approche de modélisation 3D afin de réduire les temps de calcul.

**Chapitre III : Développement d'une stratégie
de contrôle de rubans SHT-2G par
thermographie inductive**

Sommaire

III.1. Introduction.....	44
III.2. Description du dispositif expérimental	44
III.3. Modèle magnétothermique 3D	46
III.3.1. Système modélisé	46
III.3.2. Formulation du problème électromagnétique	47
III.3.2.1. Approximation des couches minces.....	48
III.3.2.2. Modèle de charges surfaciques.....	48
III.3.3. Formulation du modèle thermique.....	50
III.3.4. Discrétisation du problème magnétothermique	51
III.4. Résultats et validation.....	54
III.4.1. Résultats de simulation électromagnétique	54
III.4.2. Validation des résultats de simulation magnétothermique	56
III.4.3. Caractérisation de défauts	57
III.4.4. Caractérisation numérique des défauts dans le ruban SHT-2G	61
III.4.4.1. Etude des effets de la variation de la fréquence.....	63
III.4.4.2. Etude de l'influence de la taille des défauts par rapport à la taille des aimants	64
III.4.4.3. Contrôle de l'intégrité des filaments dans les rubans SHT-2G striés.....	66
III.5. Evaluation des contraintes mécaniques exercées sur le ruban contrôlé	68
III.6. Conclusion	72

III.1. Introduction

Après l'étude de faisabilité bidimensionnelle présentée dans le chapitre précédent, une approche de caractérisation innovante est développée dans cette partie du travail, s'appuyant sur une modélisation tridimensionnelle et des mesures expérimentales pour des situations plus réalistes sur la caractérisation par thermographie infrarouge des défauts structurels dans les rubans SHT-2G, en tenant compte de la structure de l'inducteur.

A la suite d'une première tentative de réalisation d'inducteurs électromagnétiques (bobines dans l'air, bobines à noyau en ferrite), nous avons constaté que l'échauffement de ces derniers perturbe la mesure thermique par caméra infrarouge, ce qui rend d'autant plus difficile la détection d'éventuels défauts. Une solution a été adoptée qui consiste à utiliser des inducteurs « froids » basés sur des aimants permanents, afin d'éviter toute perturbation thermique. Ainsi, dans ce chapitre, l'utilisation de la thermographie infrarouge à température ambiante pour le contrôle des défauts structurels dans les rubans SHT-2G, est étudiée numériquement et expérimentalement, où un dispositif expérimental a été mis au point, dans lequel un inducteur en forme de roue aimantée rotative est utilisé. Une approche rapide de modélisation magnétothermique tridimensionnelle est également développée pour la vérification des résultats expérimentaux et la simulation de situations qui ne peuvent être reproduites expérimentalement, en particulier la vérification des limites de détection en fonction de la forme et de la localisation du défaut, d'autant plus qu'il est difficile de réaliser des défauts structurels de formes contrôlées dans les rubans SHT-2G.

La modélisation magnétothermique est basée sur une formulation intégral-différentielle en termes de potentiel vecteur électrique pour l'évaluation des courants induits dans le ruban SHT-2G qui est soumis à un champ magnétique externe variable dans le temps généré par une roue polaire rotative et calculé en utilisant le modèle de charges magnétiques surfaciques, combiné à un modèle thermique basé sur la méthode des différences finies.

Le dispositif expérimental est présenté dans la section suivante, suivi par la modélisation magnétothermique tridimensionnelle. Les résultats de validation et de caractérisation des défauts sont ensuite présentés. Enfin, une évaluation des contraintes mécaniques générées par la rotation de la roue aimantée dans le ruban inspecté est présentée, suivie par une conclusion.

III.2. Description du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental pour le contrôle des rubans SHT-2G par thermographie infrarouge, à température ambiante, dont le design de la structure a été développé puis réalisé à l'aide d'une imprimante 3D, est présenté dans la Figure III-1. Un ruban multicouche à base de REBCO (Rare Earth Barium Copper Oxide), dont la structure type est donnée par la Figure III-2, est soumis à un champ magnétique variable dans le temps généré par une roue polaire rotative composée d'aimants permanents, placés en alternant entre les pôles nord et les pôles sud, entraînée par un moteur à courant continu. Cette structure d'inducteur a été développée pour éviter les

perturbations thermiques provoqués par les inducteurs électromagnétiques alimentés par des courants. Le champ magnétique variable produit par la roue polaire en rotation génère des courants de Foucault qui conduisent au chauffage du ruban inspecté par effet Joule. À l'aide d'une caméra infrarouge, on relève puis on analyse la cartographie thermique de la surface de l'échantillon testé.

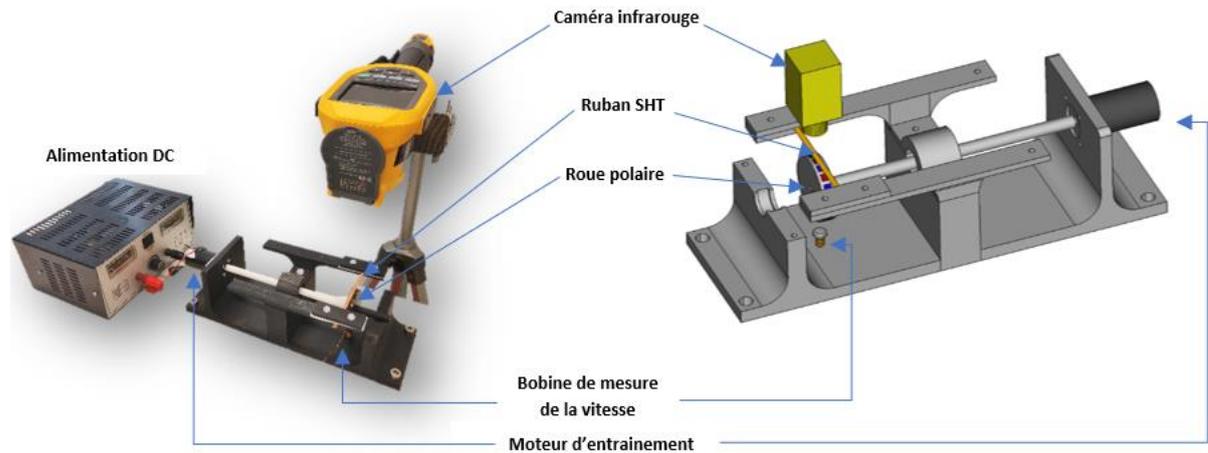


Figure III-1 Structures réelle et conceptuelle du dispositif expérimental pour le contrôle des rubans SHT-2G par thermographie infrarouge.

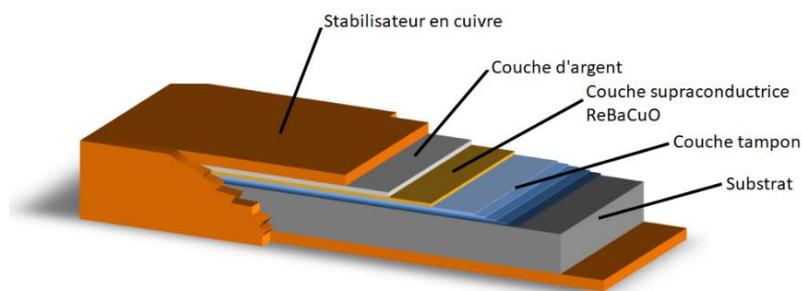


Figure III-2 Structure type d'un ruban SHT-2G à base de ReBaCuO (dimensions pas à l'échelle) [Bar15].

En raison de la faible émissivité thermique de la surface en cuivre du ruban SHT-2G qui peut compromettre la précision de la mesure de température, une couche mince de surface mate a été ajoutée sur le ruban, de sorte à augmenter son émissivité. Une bobine de cuivre est placée sous la roue polaire afin d'évaluer sa vitesse angulaire à partir de la fréquence de la tension induite dans cette dernière.

III.3. Modèle magnétothermique 3D

Afin de vérifier et d'interpréter les résultats expérimentaux, et, pour dimensionner le système, une modélisation magnétothermique en 3D a été développée. Pour le calcul des courants induits, nous avons repris un modèle développé par [Men11] pour la modélisation des fibres de carbone et nous l'avons adapté pour la modélisation des rubans SHT-2G multicouche. Le modèle est basé sur une formulation intégral-différentielle en potentiel vecteur électrique \vec{T} , car elle tient compte naturellement de la conservation du courant électrique et de la densité de flux magnétique dans ce cas, vu que tout le système est caractérisé par la perméabilité magnétique du vide. De plus, la partie intégrale de cette formulation, permet de limiter le domaine d'étude aux parties actives du système ; ce qui permet la prise en compte facile des dimensions multi-échelles de la structure multicouche du ruban SHT-2G. Plus encore, vu la structure en couches minces des rubans SHT-G, cette formulation peut se réduire à un cas quasi-bidimensionnel n'impliquant que la composante normale du potentiel vecteur électrique, réduisant d'une manière considérable, la taille du système à résoudre ; ce qui représente un gain conséquent en temps de calcul [Men09]. Un modèle thermique, basé sur la méthode des différences finies (MDF), est associé au modèle électromagnétique, pour le calcul de la température dans le ruban SHT-2G.

Etant donné les faibles gammes et intervalles de températures considérées, les problèmes électromagnétiques et thermique ne sont couplés qu'à travers les pertes Joules, et, les propriétés physiques (électromagnétiques et thermiques) sont supposées demeurer constantes. Un couplage faible est dans ce cas considéré. Le problème électromagnétique est évalué dans le domaine temporel, en raison de la structure de l'inducteur qui n'impose pas une variation sinusoïdale du champ magnétique source au niveau du ruban SHT-2G.

III.3.1. Système modélisé

Le système modélisé est décrit dans la Figure III-3. Il est constitué d'un ruban SHT-2G multicouche occupant un domaine Ω_c , soumis à un champ magnétique \vec{B} généré par une roue polaire en rotation dans le plan $y - z$, occupant un domaine Ω_s . Le volume du ruban SHT-2G est délimité par la frontière Γ , et \vec{n} est son vecteur normal dirigé vers le milieu extérieur représentant l'air s'étendant à l'infini et qui est caractérisé par une conductivité électrique nulle. L'ensemble des parties du système modélisé est caractérisé par la perméabilité magnétique du vide μ_0 .

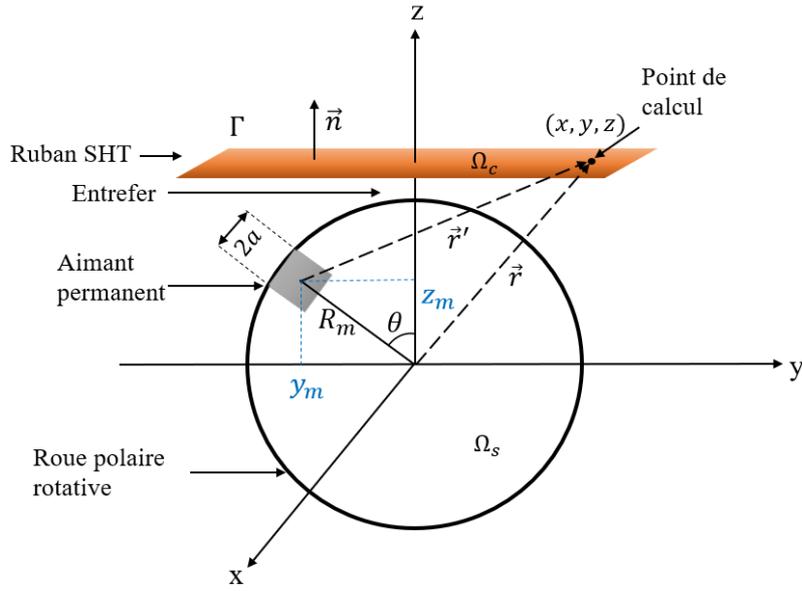


Figure III-3 Système modélisé.

III.3.2. Formulation du problème électromagnétique

Les formulations en potentiel vecteur électrique \vec{T} sont basées sur la loi de conservation du courant électrique :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0 \Leftrightarrow \vec{j} = \nabla \times \vec{T} \quad (\text{III-1})$$

En remplaçant la relation (III-1) dans l'équation Maxwell-Faraday, on obtient :

$$\vec{\nabla} \times \bar{\sigma}^{-1} \vec{\nabla} \times \vec{T} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B} \quad (\text{III-2})$$

Où $\bar{\sigma}$ représente la conductivité électrique.

En séparant le champ magnétique \vec{B} en ses termes source \vec{B}^s et induit \vec{B}^r et en évaluant ce dernier par une équation intégrale (Biot et Savart), on obtient :

$$\vec{B}(r) = \vec{B}^s(r) + \vec{B}^r(r) = \vec{B}^s(r) + \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\Omega_c} \frac{\vec{\nabla} \times \vec{T}(r)}{r^3} d\Omega_c \quad (\text{III-3})$$

En introduisant (III-3) dans (III-2), nous obtenons la formulation intégréo-différentielle suivante :

$$\vec{\nabla} \times \bar{\sigma}^{-1} \vec{\nabla} \times \vec{T} = -\frac{\partial}{\partial t} \left(\vec{B}^s + \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\Omega_c} \frac{\vec{\nabla} \times \vec{T} \times \vec{r}}{r^3} d\Omega_c \right) \quad (\text{III-4})$$

La composante normale des courants induits doit s'annuler à la frontière Γ délimitant la structure du ruban SHT-2G (Figure III-3). Le potentiel vecteur doit ainsi satisfaire la condition aux limites suivante :

$$\vec{n} \times \vec{T} = \vec{0}|_{\Gamma} \quad (\text{III-5})$$

III.3.2.1. Approximation des couches minces

Etant donnée la très faible épaisseur des rubans SHT-2G et celles de ses couches (entre 1 et 20 μm), et, si pour les fréquences utilisées, l'épaisseur d'une couche se trouve très inférieure à l'épaisseur de peau, nous pouvons négliger les variations des grandeurs électromagnétiques suivant cette épaisseur, et considérer que les courants induits ne sont générés que par la composante normale du champ magnétique et circulent dans des plans parallèles aux surfaces des couches (Figure III-4). Dans ce cas, seule la composante normale du potentiel vecteur électrique est retenue $\vec{T} = T_n \vec{n}$, et :

$$\vec{J} = \begin{bmatrix} J_{t_1} \\ J_{t_2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \partial_{t_2} T_n \\ -\partial_{t_1} T_n \end{bmatrix} \quad (\text{III-6})$$

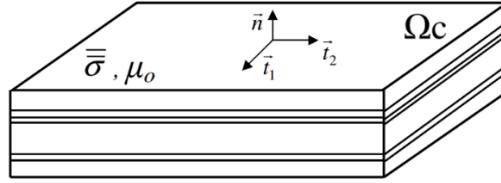


Figure III-4 Structure multicouche du ruban SHT-2G.

En coordonnées cartésiennes, avec z l'axe orienté suivant l'épaisseur du ruban, La formulation (III-4), devient :

$$\vec{\nabla} \times \bar{\sigma}^{-1} \vec{\nabla} \times \vec{T}_z = -\frac{\partial}{\partial t} \left(\vec{B}_z^s + \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\Omega_c} \frac{\vec{\nabla} \times \vec{T}_z \times \vec{r}}{r^3} d\Omega_c \right) \quad (\text{III-7})$$

Pour satisfaire la relation (III-5), nous devons imposer $\vec{T}_z = \vec{0}$ sur les frontières latérales dirigées suivant les axes x et y du ruban.

III.3.2.2. Modèle de charges surfaciques

Pour le calcul du champ magnétique produit par les aimants permanents de la roue polaire, nous avons opté pour le modèle de charges surfaciques [Ako84]. Cette approche consiste à représenter l'aimantation (\vec{M}) des aimants par une répartition de charges magnétiques volumiques ($\rho_m = -\nabla \cdot \vec{M}$) et surfaciques ($\sigma_m = \vec{M} \cdot \vec{n}$). L'expression du champ magnétique

produit par un aimant permanent est dérivée à partir des équations de Maxwell, en supposant que la perméabilité relative est $\mu_r = 1$ à l'intérieur et à l'extérieur de l'aimant. Plus encore, l'aimantation \vec{M} est supposée être confinée au volume V de l'aimant permanent de surface S , et égale à zéro en dehors de V . L'expression du champ magnétique est alors donnée par l'équation (III-8), \vec{n} étant la normale à la surface de l'aimant.

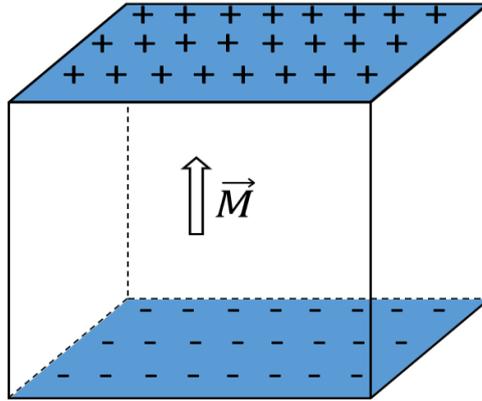


Figure III-5 Représentation des charges surfaciques d'un aimant cubique dont l'aimantation est dirigée vers le haut.

$$\begin{cases} \vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\rho_m(\vec{r}')(\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dV + \frac{\mu_0}{4\pi} \int_S \frac{\sigma_m(\vec{r}')(\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dS \\ \rho_m = -\nabla \cdot \vec{M} \\ \sigma_m = \vec{M} \cdot \vec{n} \end{cases} \quad (\text{III-8})$$

Pour un aimant permanent de forme cubique (Figure III-5), avec une aimantation uniforme (i.e., $\vec{\nabla} \cdot \vec{M} = 0$), on ne considère que la densité de charges surfacique σ_m , et la relation (III-8) peut se développer comme suit [Jan09] :

$$\begin{cases} \vec{B}_x^S = \frac{B_r}{4\pi} \sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 \sum_{k=0}^1 (-1)^{i+j+k} \log(R - T) \vec{e}_x \\ \vec{B}_y^S = \frac{B_r}{4\pi} \sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 \sum_{k=0}^1 (-1)^{i+j+k} \log(R - S) \vec{e}_y \\ \vec{B}_z^S = \frac{B_r}{4\pi} \sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 \sum_{k=0}^1 (-1)^{i+j+k} \text{atan } 2(ST - RU) \vec{e}_z \end{cases} \quad (\text{III-9})$$

Où, B_r est le champ magnétique rémanent des aimants permanents, et « atan2 » est la fonction arctangente quatre-quadrant. Conformément au schéma de la Figure III-3, les coordonnées relatives sont données comme suit :

$$\begin{cases} S = x - (-1)^i a \\ T = (y + R_m \sin \theta) - (-1)^j a \\ U = (z - R_m \cos \theta) - (-1)^k a \\ R = \sqrt{S^2 + T^2 + U^2} \\ \theta = \Omega t \end{cases} \quad (\text{III-10})$$

Avec, a la demi-longueur du côté de l'aimant permanent, R_m la distance entre le centre de l'aimant et le centre de la roue polaire. Les coordonnées (x, y, z) et (x_m, y_m, z_m) , représentent respectivement, les coordonnées du point de calcul et celles du centre de l'aimant considéré. Le champ magnétique en un point est ensuite obtenu en sommant les champ magnétiques produits par tous les aimants de la roue en ce point. La fréquence du fondamental du champ magnétique est liée à la vitesse de rotation Ω de la roue polaire où la position angulaire des aimants est $(\theta = \Omega t)$, où, t représente le temps. En se basant sur la configuration du système présenté dans la Figure III-3, on considère que les courants induits ne sont générés que par la composante du champ magnétique normale à la surface du ruban SHT-2G (\vec{B}_z).

III.3.3. Formulation du modèle thermique

Le modèle électromagnétique est utilisé pour le calcul des pertes par effet Joule (\mathcal{P}) qui sont injectées par la suite dans l'équation de diffusion thermique (III-11).

$$\begin{cases} \gamma C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \mathcal{P} \\ -\lambda \vec{\nabla} T \cdot \vec{n} = h(T - T_e), \quad \text{sur } \Gamma \end{cases} \quad (\text{III-11})$$

Les échanges thermiques au niveau des frontières du ruban sont traités différemment dans cette approche tridimensionnelle. En effet, dans l'approche bidimensionnelle développée dans le chapitre précédent, l'air autour du ruban a été considéré et les échanges thermiques aux frontières de ce dernier ont été modélisés par une conduction thermique équivalente à la convection (eq I-23). En 3D, la prise en compte de l'air va engendrer une augmentation considérable de la taille du système à résoudre, d'autant plus que la matrice intégrales \bar{M} est une matrice pleine ; ce qui va considérablement augmenter le temps de calcul et l'espace mémoire nécessaires à la résolution du problème thermique. Ainsi, un échange par flux convectif est imposé

sur la frontière (Γ) du ruban avec T_e la température du milieu extérieur (température ambiante). L'approche d'homogénéisation des propriétés thermiques de la section du ruban SHT-2G (eq I-1) est utilisée pour le modèle magnétothermique tridimensionnel, afin de réduire le temps de calcul numérique. Ainsi, on procède à une homogénéisation des propriétés électromagnétiques et thermique en fusionnant les couches qui présentent des paramètres équivalents. La stratégie de discrétisation est détaillée dans ce qui suit.

III.3.4. Discrétisation du problème magnétothermique

Une association entre la méthode des différences finies (MDF) et la méthode de collocation est utilisé pour la discrétisation de la formulation électromagnétique. Ainsi, le terme différentiel est discrétisé par la MDF et le terme intégral est discrétisé en utilisant la méthode de collocation.

Le ruban SHT-2G est discrétisé en $N_e = N \times M \times L$ volumes élémentaires, respectivement, suivant les axes x, y et z . Les grandeurs électromagnétiques sont considérées comme constantes par élément. On définit les symboles suivants :

- N_e : le nombre total de points de discrétisation de la structure du supraconducteur ;
- $\Delta x, \Delta y$ et Δz : les pas spatiaux suivant les axes x, y et z ;
- N_t : nombre total des instants de calcul ;
- Δt : le pas temporel ;
- i, j et k : sont des indices d'espaces indiquant les positions du centre d'un élément de volume élémentaire v_{c_i} .

Comme pour l'approche bidimensionnelle, on utilise un indice global p pour la numérotation des volumes élémentaires :

$$p = i + (j - 1)N + (k - 1)MN \text{ pour } (1 \leq i \leq N, 1 \leq j \leq M, 1 \leq k \leq L) \quad (\text{III-12})$$

En utilisant l'indice global p , les dérivées suivant les axes x, y et z , sont approximées par la MDF comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial(\cdot)_p}{\partial x} = \frac{(\cdot)_{p+1} - (\cdot)_{p-1}}{2\Delta x} \\ \frac{\partial(\cdot)_p}{\partial y} = \frac{(\cdot)_{p+N} - (\cdot)_{p-N}}{2\Delta x} \\ \frac{\partial(\cdot)_p}{\partial z} = \frac{(\cdot)_{p+MN} - (\cdot)_{p-MN}}{2\Delta z} \end{array} \right. \quad (\text{III-13})$$

Nous avons utilisé la méthode de collocation dans sa version la plus simple, et qui consiste à considérer une fonction constante par sous domaine. Appliquée à la partie intégrale de la formulation (III-7) (champ magnétique induit), nous avons :

$$\vec{B}_z^r = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\Omega_c} \frac{\vec{\nabla} \times \vec{T}_z \times \vec{r}}{r^3} d\Omega_c \approx \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{i=1}^{N_e} v_{c_i} \left(\frac{\vec{\nabla}^i \times \vec{T}_z \times \vec{r}}{r^3} \right) \quad (\text{III-14})$$

Où les centres des volumes élémentaires v_{c_i} , coïncident avec le maillage différences finies de la partie différentielle. En appliquant la méthode des différences finie, la formulation (III-7) s'écrit alors sous forme matricielle comme suit :

$$\left(\bar{\bar{C}} \bar{\bar{R}} \bar{\bar{C}} + \frac{1}{\Delta t} (\bar{\bar{M}} \bar{\bar{C}}) \right) \bar{T}_z = -\frac{1}{\Delta t} \bar{B}_z^s \quad (\text{III-15})$$

Où :

- $\bar{\bar{C}}$: est la matrice rotationnel de dimension $N_e \times N_e$;
- $\bar{\bar{R}}$: est la matrice résistivité de dimension $N_e \times N_e$;
- $\bar{\bar{M}}$: est la matrice comprenant les termes intégraux de dimension $N_e \times N_e$;
- \bar{B}_z^s : est le vecteur champ magnétique source de dimension N_e ;
- \bar{T}_z : est le vecteur potentiel vecteur électrique normal à la surface du SHT-2G de dimension N_e .

A partir de (III-15), le système à résoudre est le suivant :

$$\left(\bar{\bar{C}} \bar{\bar{R}} \bar{\bar{C}} + \frac{1}{\Delta t} (\bar{\bar{M}} \bar{\bar{C}}) \right) \bar{T}_z^{(t)} = \left\{ \frac{1}{\Delta t} (\bar{B}_z^{s(t-\Delta t)} - \bar{B}_z^{s(t)}) + \frac{1}{\Delta t} \bar{\bar{M}} \bar{\bar{C}} \bar{T}_z^{(t-\Delta t)} \right\} \quad (\text{III-16})$$

La Figure III-6 illustre la stratégie de discrétisation du problème thermique par la MDF, où chaque volume élémentaire est numéroté par l'indice global p donné par (III-12).

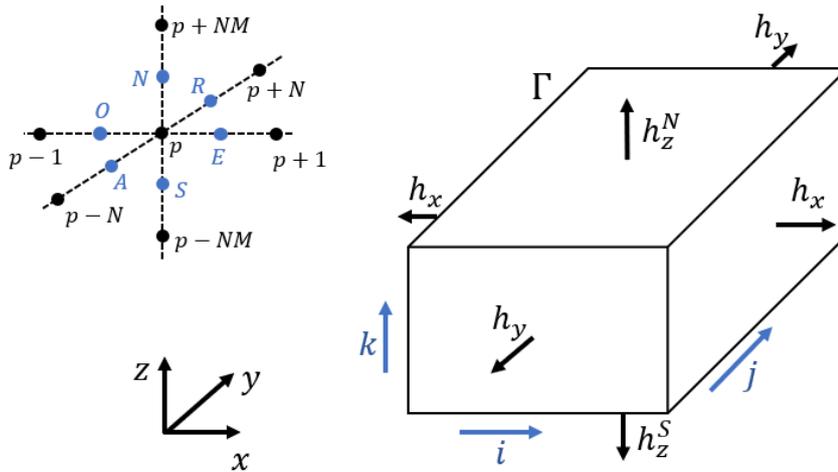


Figure III-6 Stratégie de discrétisation par la MDF en 3D.

En se basant sur le schéma de la Figure III-6, la discrétisation de l'équation (III-11) est réalisée de la manière suivante :

- Suivant l'axe x , le terme $\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right)$ est discrétisé comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) &= \frac{1}{\Delta x} \left\{ \lambda_E \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_E - \lambda_O \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_O \right\} \\ &= \frac{\lambda_{p+1} + \lambda_p}{2\Delta x^2} (T_{p+1} - T_p) - \frac{\lambda_{p-1} + \lambda_p}{2\Delta x^2} (T_p - T_{p-1}) \end{aligned} \quad (III-17)$$

- Suivant l'axe y , le terme $\frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)$ est discrétisé comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) &= \frac{1}{\Delta y} \left\{ \lambda_R \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_R - \lambda_A \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_A \right\} \\ &= \frac{\lambda_{p+N} + \lambda_p}{2\Delta y^2} (T_{p+N} - T_p) - \frac{\lambda_{p-N} + \lambda_p}{2\Delta y^2} (T_p - T_{p-N}) \end{aligned} \quad (III-18)$$

- Suivant l'axe z , le terme $\frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right)$ est discrétisé comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) &= \frac{1}{\Delta z} \left\{ \lambda_N \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_N - \lambda_S \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_S \right\} \\ &= \frac{\lambda_{p+NM} + \lambda_p}{2\Delta z^2} (T_{p+NM} - T_p) - \frac{\lambda_{p-NM} + \lambda_p}{2\Delta z^2} (T_p - T_{p-NM}) \end{aligned} \quad (III-19)$$

Lorsque les points intermédiaires "E, O, R, A, N, S" appartiennent à la frontière (Γ) du ruban SHT-2G (car les points d'indice p se situent au centre des volumes élémentaires), selon (III-11) et le schéma de la Figure III-6, les échanges thermiques par convection sur les frontières du ruban sont donnés par (III-20). Il est à noter que suivant l'épaisseur du ruban SHT-2G (axe z), une distinction est faite entre les coefficients de convection des surfaces supérieures (h_z^N) et inférieures (h_z^S), car la surface inférieure est soumise à l'aérodynamisme de la roue polaire en rotation, et qui peut être assimilé à une convection forcée.

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda_O \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_O = h_x (T_p - T_e) \\ -\lambda_E \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_E = h_x (T_p - T_e) \\ \lambda_A \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_A = h_y (T_p - T_e) \\ -\lambda_R \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_R = h_y (T_p - T_e) \\ \lambda_S \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_S = h_z^S (T_p - T_e) \\ -\lambda_N \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_N = h_z^N (T_p - T_e) \end{array} \right. \quad (III-20)$$

III.4. Résultats et validation

Les principaux résultats de la modélisation électromagnétique et thermique ainsi que des mesures expérimentales, sont présentés dans cette partie. Les paramètres du système modélisé (Figure III-3), sont présentés dans le Tableau III-1.

Tableau III-1 Spécifications du système modélisé

Paramètre	Description	Valeur
Propriétés géométriques et mécaniques		
L_t	Longueur du ruban SHT-2G	50 mm
W_t	Largeur du ruban SHT-2G	4 mm
T_t	Épaisseur du ruban SHT-2G	0,1 mm
w_g	Épaisseur des rainures entre les filaments	430 μm
a	Demi-longueur du côté des aimants permanent	2,5 mm
θ_{N-S}	Ouverture angulaire entre deux aimants successifs	$\pi/10$
R_m	Distance entre le centre d'un aimant et celui de la roue polaire	22,5 mm
γ_{Al}	Masse volumique de l'aluminium	2,710 kg/m ³
Propriétés électromagnétiques		
σ_{Cu-Ag}	Conductivité électrique de la couche Cu-Ag	5,66×10 ⁷ S/m
$\sigma_{Hast-YBCO}$	Conductivité électrique de la couche Hast-YBCO	7,86×10 ⁵ S/m
σ_{Al}	Conductivité électrique de l'aluminium	3,7×10 ⁷ S/m
B^r	Champ magnétique rémanent des aimants permanent	1,4 T
Ω	Vitesse angulaire de la roue polaire	826,73 rad/s
Propriétés thermiques		
λ_{Al}	Conductivité thermique de l'aluminium	239 W/(m·K)
Cp_{Al}	Capacité thermique massique de l'aluminium	900 J/(kg·K)
h_x, h_y	Coefficient de convection suivant les axes x et y	15 W/(m ² ·K)
h_z^N	Coefficient de convection de la surface supérieure suivant l'axe z	30 W/(m ² ·K)
h_z^S	Coefficient de convection de la surface inférieure suivant l'axe z	210 W/(m ² ·K)
Discrétisation		
$N M L$	Discrétisations suivant x, y et z	29 71 11

III.4.1. Résultats de simulation électromagnétique

La Figure III-7 montre l'évolution du champ magnétique B_z dans la couche Hast-YBCO, en fonction de la position (θ) de la roue polaire (voir Figure III-3). Comme indiqué dans la figure, les trois positions correspondent respectivement aux situations où un pôle sud fait face à la surface du SHT-2G, l'interface entre les pôles nord et sud fait face à la surface du SHT-2G et le pôle nord fait face à la surface du SHT-2G. Le champ magnétique B_z diminue en fonction de l'éloignement des aimants par rapport au ruban. Comme les aimants ont une largeur quasi-similaire à celle du ruban SHT-2G, B_z varie légèrement du centre vers les bords du ruban suivant la largeur, comme le montre la Figure III-7(b).

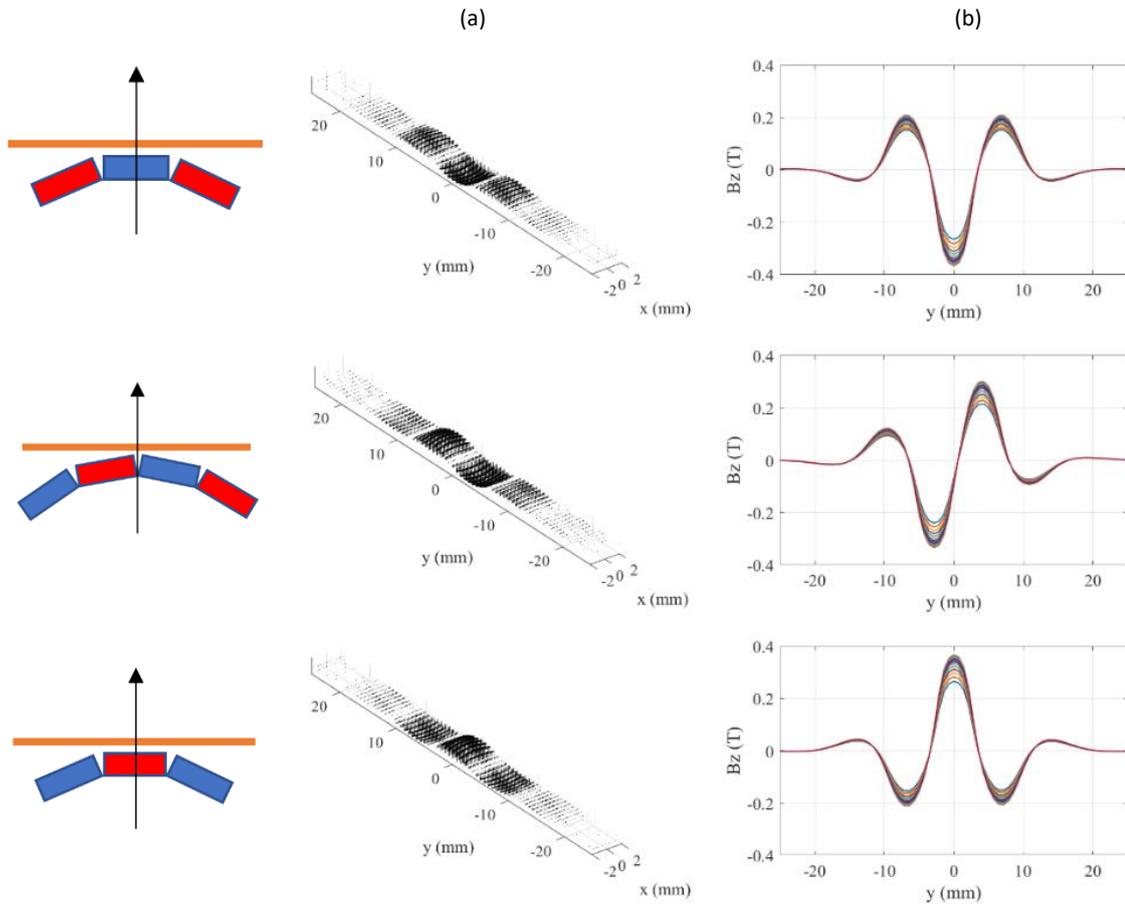


Figure III-7 Evolution du champ magnétique B_z dans la couche Hast-YBCO en fonction de la position de la roue polaire : (a) Répartition spatiale du champ, (b) Profils du champ magnétique suivant la longueur du ruban pour différentes positions suivant la largeur (x).

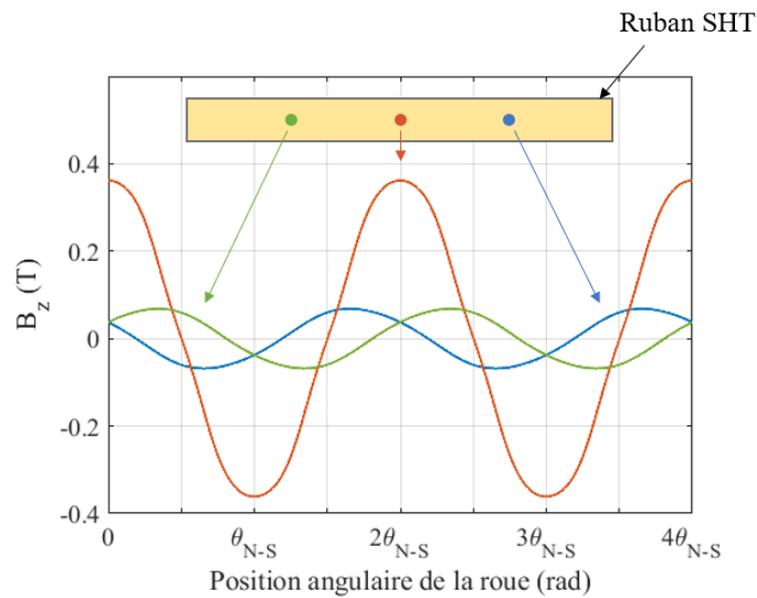


Figure III-8 Evolution du champ magnétique B_z en trois points de la surface du ruban SHT-2G en fonction de la position de la roue polaire.

La Figure III-8 donne l'évolution du champ magnétique B_z en trois points du ruban SHT-2G en fonction de la rotation de la roue polaire. Comme on peut le remarquer, en raison de la distance un peu élevée entre la roue et le ruban (de l'ordre de la demi-épaisseur d'un aimant), l'évolution en un point est quasi sinusoïdale. Le décalage spatial engendre une variation du module et de la phase du champ B_z .

La Figure III-9 montre l'évolution des courants induits dans la couche Hast-YBCO et dans la couche Cu-Ag, en fonction de la position de la roue polaire. Dans la couche Hast-YBCO les courants induits sont plus faibles que ceux dans la couche Cu-Ag, et sont étirés vers l'extrémité du ruban, borné par une couche de cuivre qui présente une conductivité électrique beaucoup plus élevée que celle de l'Hastelloy (Figure III-9(a)). Les courants induits se développent avec une périodicité spatiale équivalente à la largeur des aimants permanents, et sont orientés de telle sorte à s'opposer à la variation du champ magnétique produits par ces derniers (Figure III-9(b)).

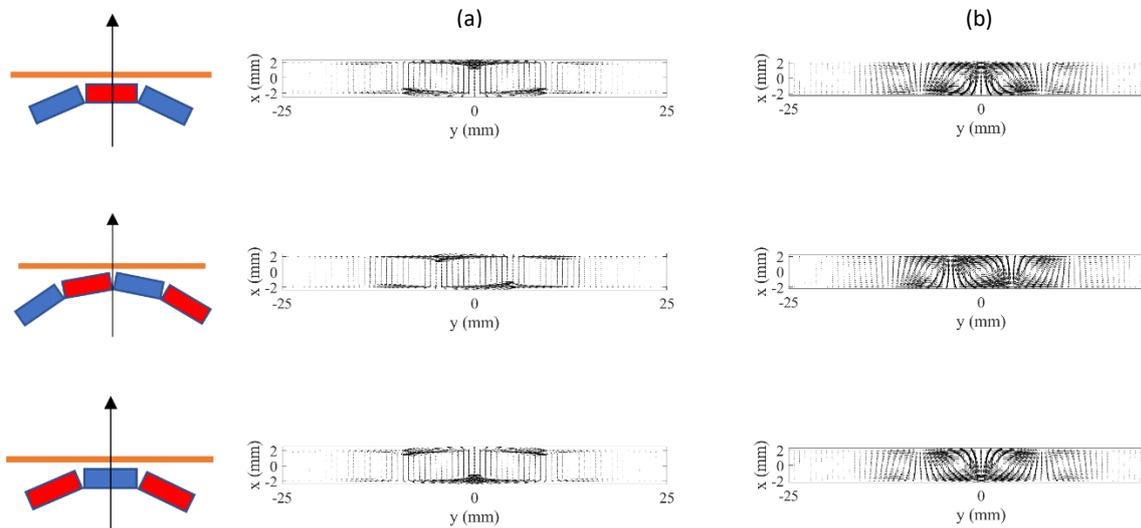


Figure III-9 Evolution spatiale des courants induits en fonction de la position de la roue polaire : (a) Dans la couche Hast-YBCO, (b) Dans la couche Cu-Ag.

III.4.2. Validation des résultats de simulation magnétothermique

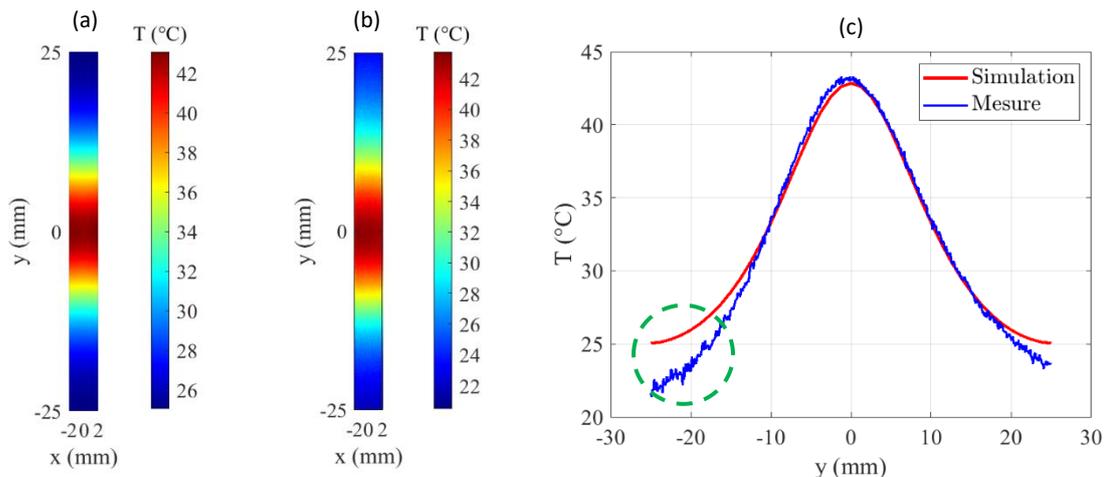
Pour vérifier la validité de l'approche de modélisation, les résultats sont comparés aux données expérimentales mesurées sur la surface du ruban SHT-2G présenté dans la Figure III-10. Les Figures III-11(a) et III-11(b) montrent une comparaison qualitative entre la simulation et les résultats expérimentaux, de la cartographie thermique de la surface du ruban SHT-2G en régime permanent. Une comparaison quantitative des profils de température sur la longueur du ruban (à $x = 0$ mm) est présentée dans la Figure III-11(c). Nous remarquons une dissymétrie du profil de température le long du ruban SHT-2G pour la mesure expérimentale, qui se traduit par une différence de température d'environ 3°C avec la simulation au niveau de la zone entourée sur la Figure III-11(c). Cette dissymétrie est due à la disparité du refroidissement imposé par la rotation

de la roue polaire. En effet, dans un sens la roue aspire de l'air et dans l'autre elle le refoule. Ce phénomène n'est pas pris en compte dans la modélisation, qui prévoit uniquement une augmentation symétrique du coefficient de convection. Cette constatation a été vérifiée en inversant le sens de rotation de la roue.

Les résultats de mesures et de simulation s'accordent, et les écarts sont dus à la non prise en compte des effets aérodynamiques de la roue polaire dans la modélisation, car la différence n'est pas considérable, et dans une configuration de contrôle d'un long ruban en translation au-dessus de la roue polaire, ces effets peuvent être négligés.



Figure III-10 Photographie du ruban SHT 2G fourni par Shanghai Superconductor.



III.4.3. Caractérisation de défauts

Nous avons essayé d'introduire des défauts avec des formes maîtrisées sur des rubans SHT-2G non défectueux, mais malheureusement, nous n'y sommes pas parvenus, et ces derniers (i.e. des rubans avec des défauts localisés) ne sont pas disponibles sur le marché. Comme alternative, nous avons fabriqué des structures multicouches en utilisant des films d'aluminium, dans lesquels nous avons introduit des défauts de délaminage et de pores (absence de matière).

Le film d'aluminium utilisé pour la réalisation des structures multicouches a une épaisseur de 0.018 mm et 5 mm de large. En empilant 6 couches du film d'aluminium, on obtient une épaisseur

équivalente à celle d'un ruban SHT-2G type (Figure III-12). Un défaut de délaminage localisé d'une épaisseur d'environ 20 μm , ainsi que des défauts de manque de matière localisé d'une épaisseur de 30 μm , sont introduits dans les rubans multicouches à base d'aluminium. Le défaut de délaminage est introduit entre la cinquième et la sixième couche à partir du bas et le défaut de manque de matière est introduit dans la troisième couche par enlèvement de matière. Les défauts sont modélisés par les propriétés électromagnétiques et thermiques de l'air.

Pour la modélisation des défauts de délaminage, aucune condition aux limites n'est imposée sur ses frontières. En effet, il est supposé qu'un tel défaut ne s'oppose pas à la circulation des courants induits. En revanche, pour les défauts de matière, la composante normale des courants induits doit être annulée à la frontière Γ_d délimitant la forme du défaut. Le potentiel vecteur électrique \vec{T} doit donc satisfaire la condition aux limites suivante : $\vec{n} \times \vec{T} = \vec{0}|_{\Gamma_d}$.

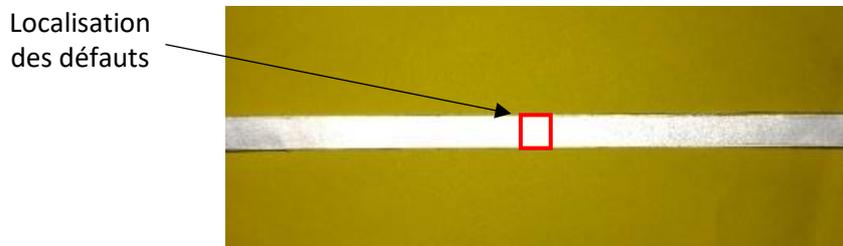


Figure III-12 Photographie du ruban d'aluminium multicouche.

La structure de l'inducteur ne permet pas une distribution homogène de la température sur la surface des rubans, ce qui rend la détection de potentiels défauts, plus difficile. Pour améliorer la détection des défauts, une analyse de la différence de température entre le ruban défectueux et le ruban non-défectueux ($\Delta T = T_{\text{défectueux}} - T_{\text{non-défectueux}}$) est donc réalisée. Les résultats expérimentaux et numériques pour les rubans en aluminium, non-défectueux et défectueux, ainsi que les résultats de la différence de température, sont présentés ci-dessous.

La Figure III-13 montre la comparaison entre les distributions de température à la surface du ruban d'aluminium non-défectueux, obtenues par mesures et par simulation. Qualitativement, la cartographie thermique mesurée est en accord avec le résultat de la modélisation. Pour une évaluation quantitative, une comparaison entre les profils de température le long du ruban (à $x = 0$ mm) est effectuée. Un bon accord est obtenu entre les profils de température mesurés et simulés. Les résultats expérimentaux montrent la même dissymétrie que celle observée pour le ruban SHT-2G (Figure III-11), avec une différence moins significative. Cela peut être dû à l'augmentation de la diffusion thermique dans ruban d'aluminium (en comparaison à la couche d'Hastelloy présente dans les rubans SHT-2G, et qui possède une conductivité thermique plus faible).

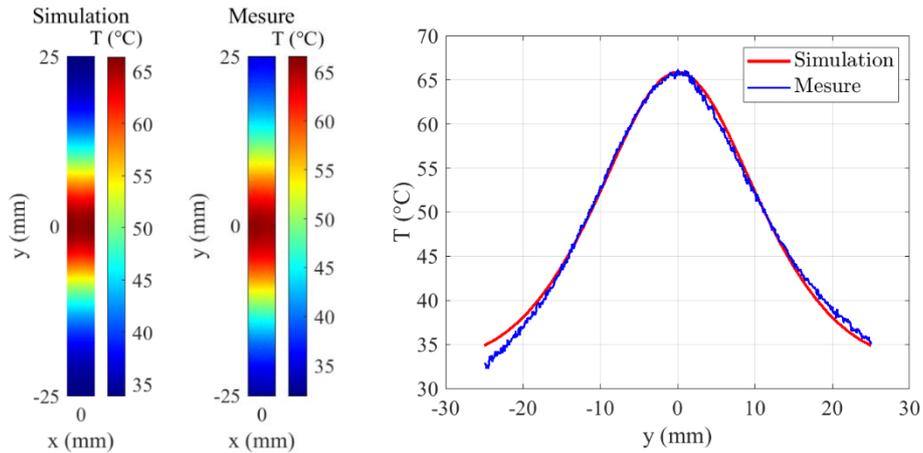


Figure III-13 Répartitions et profils de la température suivant la longueur du ruban d'aluminium non-défectueux, à $x=0$.

Les résultats expérimentaux et numériques pour un défaut de délaminage sont présentés dans les Figures III-14 et III-15, respectivement, en termes de répartition de la température (T) et de variation de la température (ΔT) entre le ruban saint et défectueux. La présence du défaut de délaminage affecte le passage du flux thermique entre les différentes couches suivant l'épaisseur du ruban. Il en résulte une diminution de la température par rapport à celle du ruban non-délaminé (Figure III-13), avec une diminution locale plus significative de la température au niveau de la localisation du défaut, comme le montre la Figure III-15. La diminution locale de la température est d'environ 5°C , ce qui est significatif pour que le défaut soit détecté même si la forme réelle du défaut n'est pas clairement visible. Une différence constante entre les résultats de la simulation et la mesure est obtenue, ce qui peut être dû à une erreur dans la prise en compte de l'épaisseur de la délamination introduite dans le ruban.

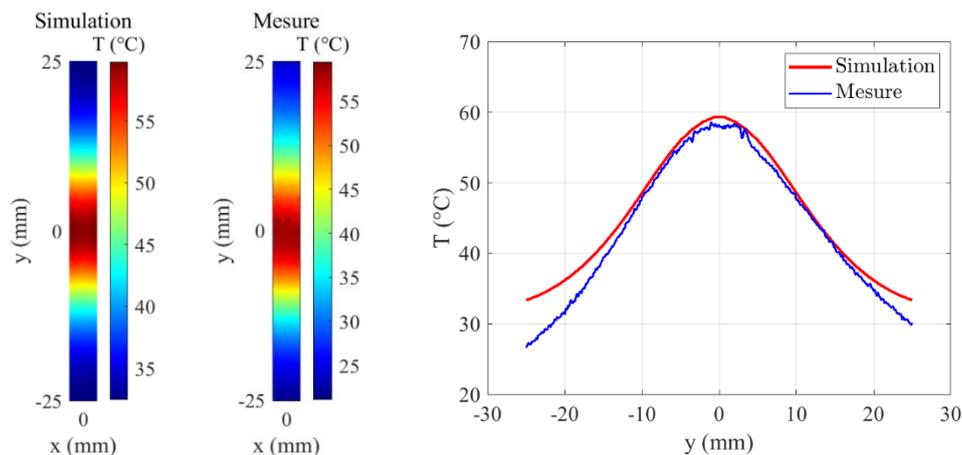


Figure III-14 Répartitions et profils de la température (suivant la longueur du ruban à $x=0$ mm) dans le ruban d'aluminium présentant un défaut de délaminage situé à $(-2,25 \text{ mm} < x < 2,25 \text{ mm}, -2,5 \text{ mm} < y < 2,5 \text{ mm}, 20 \mu\text{m} < z < 40 \mu\text{m})$.

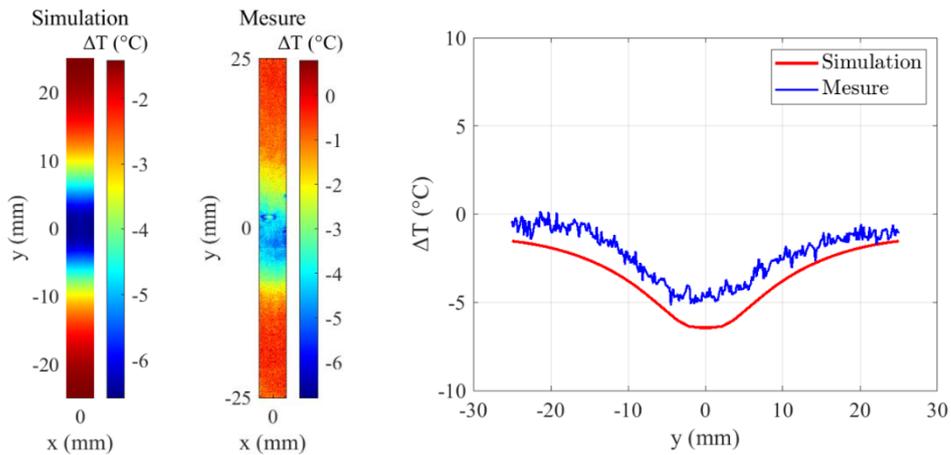


Figure III-15 Répartitions et profils en termes de variation de la température ΔT (suivant la longueur du ruban à $x=0$ mm) dans le ruban d'aluminium présentant un défaut de délaminage situé à $(-2,25 \text{ mm} < x < 2,25 \text{ mm}, -2,5 \text{ mm} < y < 2,5 \text{ mm}, 20 \text{ }\mu\text{m} < z < 40 \text{ }\mu\text{m})$.

Les résultats expérimentaux et numériques pour un défaut de manque de matière sont présentés dans les Figures III-16 et III-17, respectivement, en termes de répartition de la température (T) et de la variation de température (ΔT) entre le ruban sain et défectueux. La présence du défaut de manque de matière affecte localement la circulation des courants induits et le flux de chaleur dans les différentes directions. Il en résulte une diminution de la température par rapport à la température du ruban non-défectueux (Figure III-13) avec une diminution locale significative de la température au niveau du défaut comme le montre la Figure III-17. La diminution locale de la température est d'environ 10°C , ce qui est conséquent pour une détection à l'aide d'une caméra infrarouge. La forme du défaut est également visualisable. Une différence entre les résultats de la simulation et la mesure est observée au niveau de la localisation du défaut ($-5 \text{ mm} < y < 5 \text{ mm}$), ce qui peut être dû à des imperfections dans la réalisation du défaut dans le ruban d'aluminium.

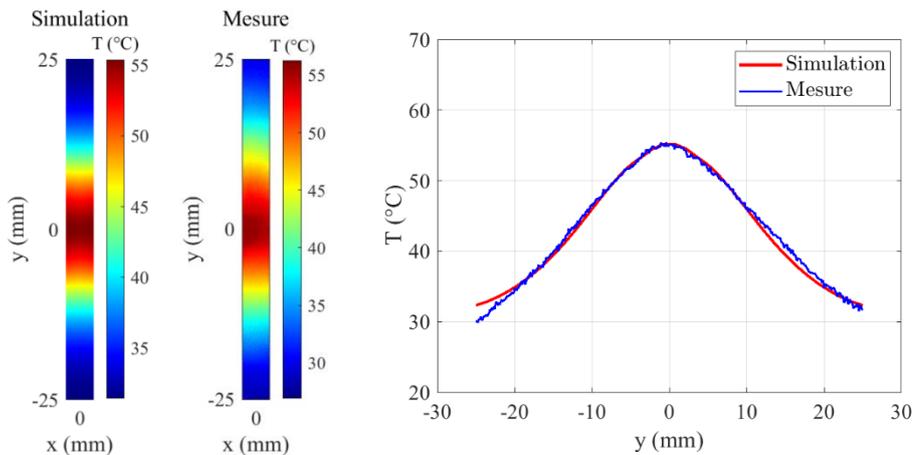


Figure III-16 Répartitions et profils de la température (suivant la longueur du ruban à $x=0$ mm) dans le ruban d'aluminium présentant un défaut de manque de matière situé à $(-2,25 \text{ mm} < x < 2,25 \text{ mm}, -2,5 \text{ mm} < y < 2,5 \text{ mm}, -5 \text{ }\mu\text{m} < z < 25 \text{ }\mu\text{m})$.

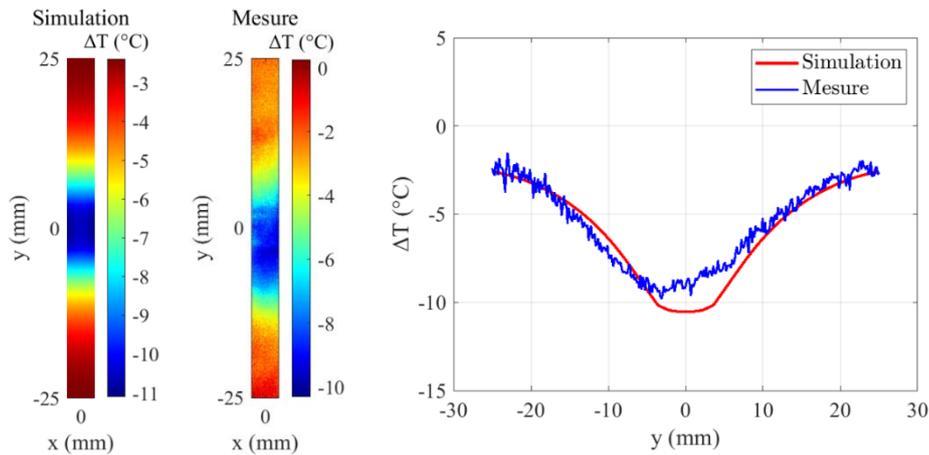


Figure III-17 Répartitions et profils en termes de variation de la température (suivant la longueur du ruban à $x=0$ mm) dans le ruban d'aluminium présentant un défaut de matière situé à $(-2,25 \text{ mm} < x < 2,25 \text{ mm}, -2,5 \text{ mm} < y < 2,5 \text{ mm}, -5 \text{ }\mu\text{m} < z < 25 \text{ }\mu\text{m})$.

III.4.4. Caractérisation numérique des défauts dans le ruban SHT-2G

Le modèle magnétothermique développé reproduit les résultats expérimentaux, ce qui permet d'introduire des défauts et les caractériser numériquement, sans les réaliser expérimentalement pour les raisons évoquées précédemment.

Au regard de la différence structurelle (couches présentant des épaisseurs et des propriétés physiques différentes) entre le ruban SHT-2G et le ruban d'aluminium, il serait pertinent de modéliser un défaut de délaminage en considérant une structure réelle de ruban SHT-2G. Ainsi, un défaut de délaminage est introduit numériquement entre les couches homogénéisées Hast-YBCO et Cu-Ag du ruban SHT-2G présenté dans la Figure III-10, afin de simuler un délaminage au niveau de la couche supraconductrice.

Les résultats de la simulation thermique pour le défaut de délaminage sont présentés dans la Figure III-18, en termes de température (T) et de variation de température (ΔT) entre les structures saine et défectueuse du ruban SHT-2G. Comme pour le ruban d'aluminium, la présence du délaminage dans le ruban SHT-2G affecte le couplage électromagnétique entre les différentes couches et le flux thermique suivant l'épaisseur. Pour une évaluation quantitative, le profil de la variation de température (ΔT) le long de la longueur du ruban (à $x = 0$ mm) est donné dans la Figure 18(c). Il en résulte une diminution de la température par rapport à celle obtenue dans le ruban non-délaminé (Figure III-11(a)), avec une diminution locale significative de la température au niveau de la localisation du défaut, comme le montrent les Figures III-18(b) et III-18(c). La diminution locale de la température est d'environ 3°C , ce qui est significatif pour être détecté par une caméra infrarouge même si la forme réelle du défaut n'est pas visualisée. Afin d'améliorer la détection de la forme du défaut, un décalage de ce dernier, par rapport à l'axe polaire, est effectué pour éviter les perturbations thermiques dans la zone qui fait face à la roue polaire. La Figure III-19 montre la répartition de la température (T) ainsi que la variation de température (ΔT), sur la surface du ruban présentant un défaut de délaminage décalé. Un profil en termes de

variation de la température, est également tracé dans la Figure III-19(c). Nous remarquons une diminution de la température d'environ 2°C par rapport à la distribution de température du ruban non-délimité (Figure III-11(a)). Cette variation de la température est inférieure à celle obtenue avec une délimitation située au centre du ruban (3°C) ; en raison du déplacement du défaut par rapport à l'axe polaire (diminution des courants induits au niveau du défaut). Néanmoins, la forme du défaut devient visible (Figure 19(b)). Le profil de température suivant la longueur (à $x = 0$ mm) montre que la signature du défaut est clairement visible avec une diminution plus prononcée de la température au niveau de la localisation du défaut.

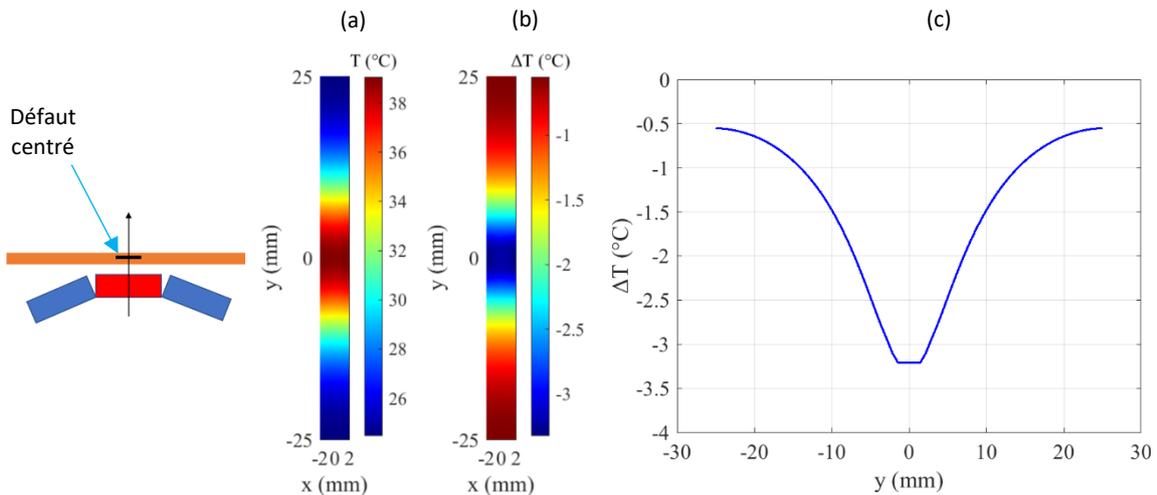


Figure III-18 Répartitions de la température dans le ruban SHT-2G présentant un défaut de délimitation situé à $(-2 \text{ mm} < x < 2 \text{ mm}, -2,5 \text{ mm} < y < 2,5 \text{ mm}, -5 \mu\text{m} < z < 25 \mu\text{m})$: (a) Cartographie thermique de la température (T), (b) Cartographie thermique de la différence de température (ΔT), (c) Profil de la différence de température (ΔT).

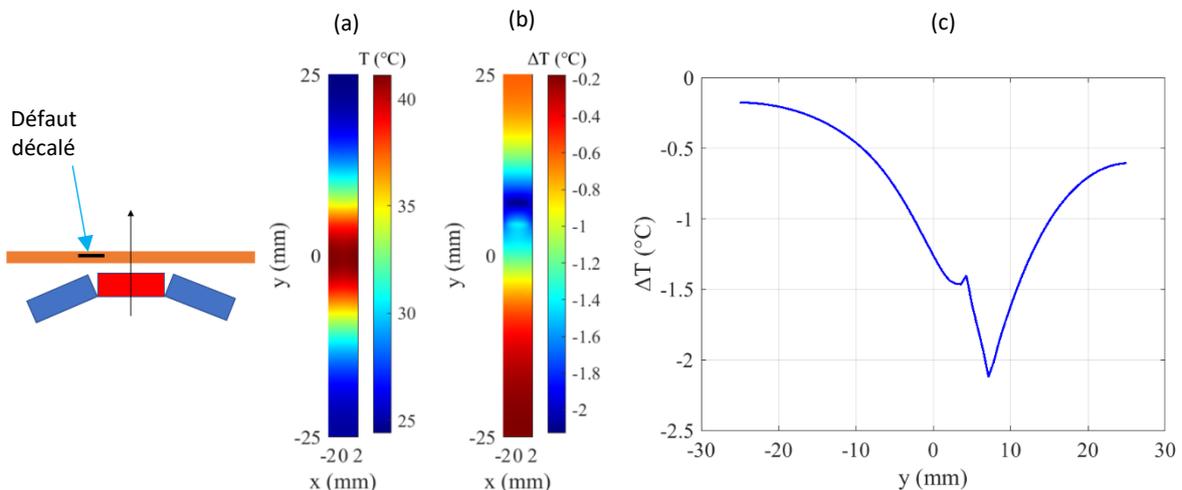


Figure III-19 Répartitions de la température dans le ruban SHT-2G présentant un défaut de délimitation situé à $(-2 \text{ mm} < x < 2 \text{ mm}, 5 \text{ mm} < y < 10 \text{ mm}, -5 \mu\text{m} < z < 25 \mu\text{m})$: (a) Cartographie thermique de la température (T), (b) Cartographie thermique de la différence de température (ΔT), (c) Profil de la différence de température (ΔT).

III.4.4.1. Etude des effets de la variation de la fréquence

Une étude des effets de la variation de la fréquence du champ magnétique, sur la détectabilité des défauts, est effectuée dans cette partie. En effet, l'augmentation de la fréquence du champ magnétique, se traduit par l'augmentation des courants induits mais avec une accentuation du phénomène d'effet de peau, ce qui engendre une répartition de la température qui n'est pas homogène dans l'échantillon inspecté. Par conséquent, la zone du défaut n'est pas chauffée d'une manière uniforme, ce qui complique sa détection. En revanche, la diminution de la fréquence du champ magnétique se traduit par un effet de peau moins important avec des courants induits plus faibles mais permet une répartition plus homogène de la température avec des valeurs moins importantes. Ainsi, un compromis doit être trouvé entre la fréquence du champ magnétique et la répartition de la température afin d'optimiser le processus de détection des défauts.

Les résultats de simulation du défaut de délaminage présenté précédemment, pour deux vitesses de rotation de la roue polaire, sont présentées ci-dessous.

En se basant sur les résultats des Figures III-20 et III-21, en plus de ceux obtenus pour la fréquence (vitesse de rotation) maximale (Figure III-18), on constate que plus la fréquence diminue et plus la différence de température (ΔT) diminue et ce à cause de la diminution de la valeur des courants induits ; ce qui réduit la possibilité de détection du défaut par une caméra infrarouge, à cause du faible contraste de température entre la zone du défaut et les zones non-défectueuses. De ce fait, la fréquence maximale du champ magnétique appliqué sera conservée pour la suite du travail.

- $\Omega = 698,13 \text{ rad/s}$

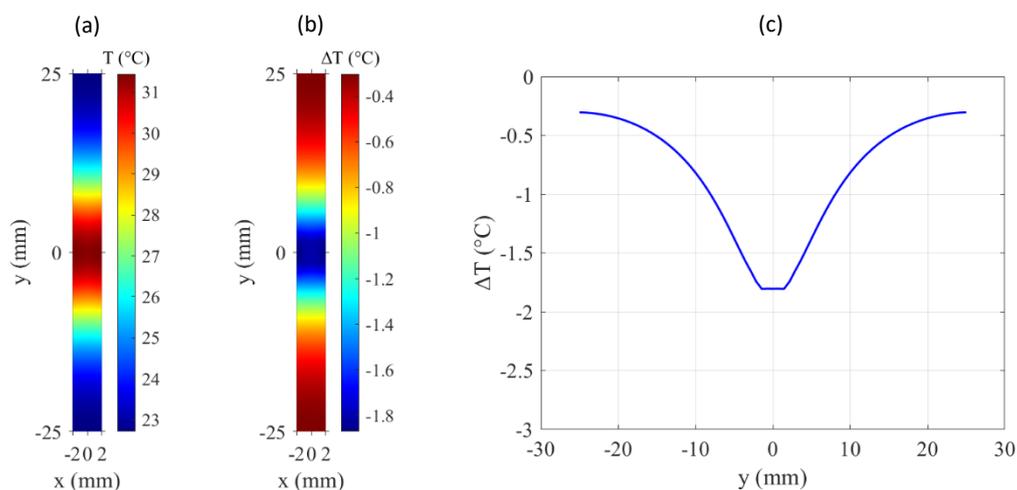


Figure III-20 Répartitions de la température dans le ruban SHT-2G présentant un défaut de délaminage à $(-2 \text{ mm} < x < 2 \text{ mm}, -2,5 \text{ mm} < y < 2,5 \text{ mm}, -5 \text{ }\mu\text{m} < z < 25 \text{ }\mu\text{m})$ pour $\Omega=698,13 \text{ rad/s}$: (a) Cartographie thermique de la température (T), (b) Cartographie thermique de la différence de température (ΔT), (c) Profil de la différence de température (ΔT).

- $\Omega = 455,3 \text{ rad/s}$

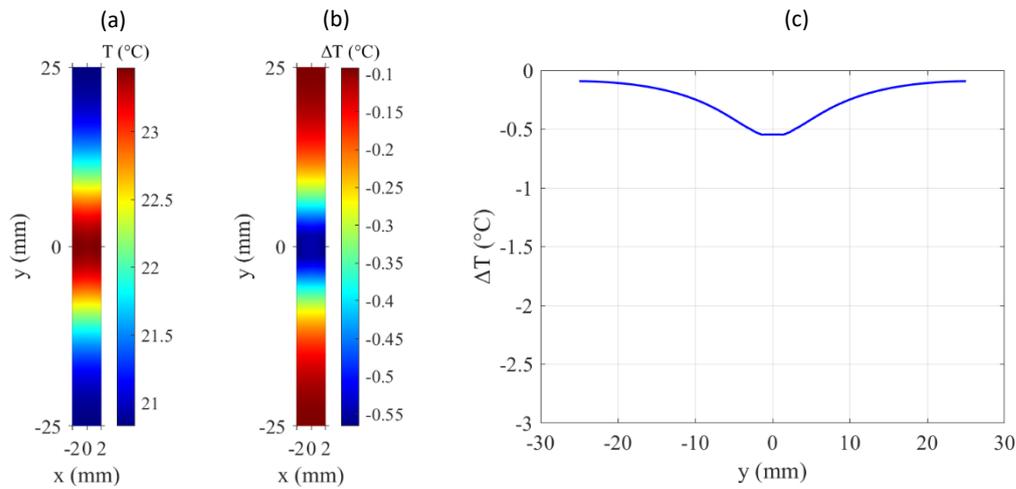


Figure III-21 Répartitions de la température dans le ruban SHT-2G présentant un défaut de délaminage à $(-2 \text{ mm} < x < 2 \text{ mm}, -2,5 \text{ mm} < y < 2,5 \text{ mm}, -5 \text{ }\mu\text{m} < z < 25 \text{ }\mu\text{m})$ pour $\Omega=455,3 \text{ rad/s}$: (a) Cartographie thermique de la température (T), (b) Cartographie thermique de la différence de température (ΔT), (c) Profil de la différence de température (ΔT).

III.4.4.2. Etude de l'influence de la taille des défauts par rapport à la taille des aimants

Tous les défauts caractérisés précédemment (expérimentalement et numériquement), ont des dimensions similaires à celles des aimants. Il serait intéressant de caractériser des défauts qui ont des dimensions différentes à celles des aimants, afin de voir l'influence de l'évolution des courants induits sur la répartition de la température, notamment autour du défaut. Ainsi, dans cette partie un défaut de manque de matière ainsi qu'une fissure, dans la couche Hast-YBCO, sont caractérisés numériquement. Les dimensions des aimants sont conservées, et les défauts caractérisés sont de tailles moins importantes que celles des aimants (les dimensions sont indiquées dans les titres des figures présentant les résultats correspondant à chaque défaut).

Les cartographies thermiques, en termes de température (T) et de variation de température (ΔT) ainsi que le profil de la variation de la température (à $x = 0 \text{ mm}$), pour un défaut de manque de matière dans la couche Hast-YBCO, sont présentés dans la Figure III-22. En analysant la cartographie thermique de la surface du ruban (Figure III-22(a)), on constate une légère diminution de la température comparée au ruban non-défectueux (Figure III-11) sans que la forme du défaut ne soit visible. Cependant, la localisation du défaut est clairement identifiable dans la cartographie thermique et le profil en termes de différence de température (ΔT) avec un refroidissement local d'environ $0,5^\circ\text{C}$ (Figures III-22(b) et III-22(c)). Cette variation de température reste faible et la détection du défaut dépendra de la sensibilité et la résolution de la caméra infrarouge utilisée.

La Figure III-23 présente les cartographies thermiques, en termes de température (T) et de variation de température (ΔT) ainsi que le profil de la variation de la température (à $x = 0$), pour le défaut de fissure sur toute la largeur de la couche Hast-YBCO, situé à $y = 0$. En analysant les

différentes cartographies thermiques ainsi que le profil en termes de variation de température, on arrive au même constat que pour le défaut de manque de matière (Figure III-22) ; i.e. que la fissure conduit à une légère diminution de la température au niveau du défaut (1°C environ) et sa détection est conditionnée par la résolution et la sensibilité de la caméra infrarouge.

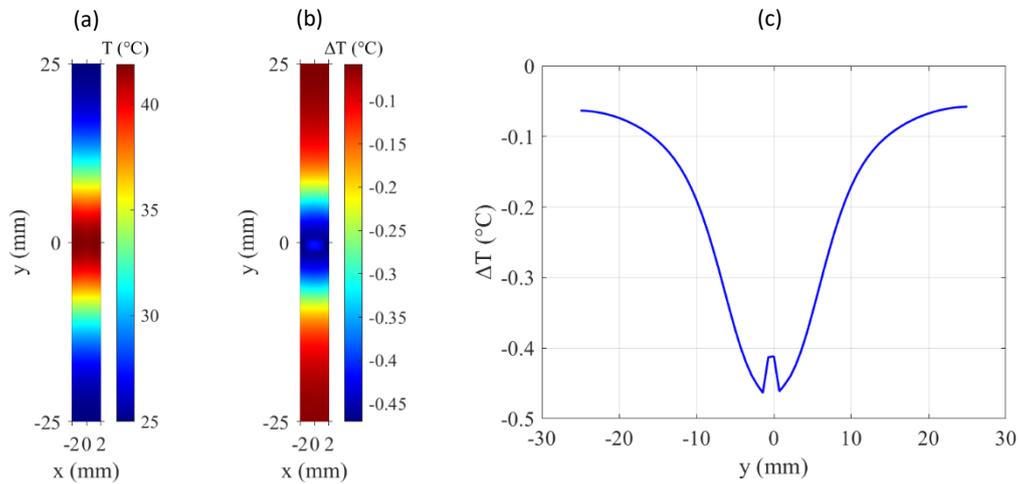


Figure III-22 Répartitions de la température dans le ruban SHT-2G présentant un défaut de manque de matière à $(-1,5 \text{ mm} < x < 1,5 \text{ mm}, -1 \text{ mm} < y < 1 \text{ mm}, -10 \text{ }\mu\text{m} < z < 30 \text{ }\mu\text{m})$: (a) Cartographie thermique de la température (T), (b) Cartographie thermique de la différence de température (ΔT), (c) Profil de la différence de température (ΔT).

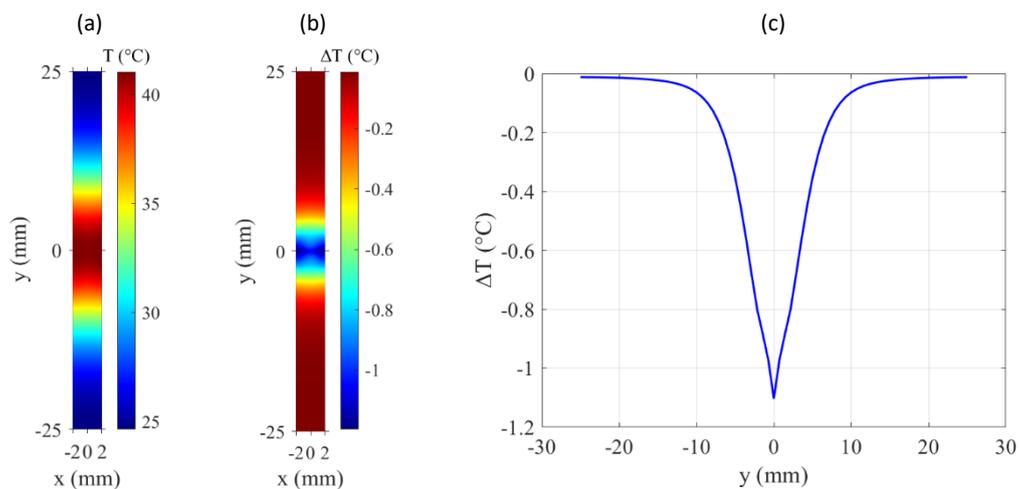


Figure III-23 Répartitions de la température dans le ruban SHT-2G présentant une fissure à $(-2 \text{ mm} < x < 2 \text{ mm}, -0,25 \text{ mm} < y < 0,25 \text{ mm}, 0 \text{ }\mu\text{m} < z < 20 \text{ }\mu\text{m})$: (a) Cartographie thermique de la température (T), (b) Cartographie thermique de la différence de température (ΔT), (c) Profil de la différence de température (ΔT).

III.4.4.3. Contrôle de l'intégrité des filaments dans les rubans SHT-2G striés

Pour certaines applications de puissance, la striation des rubans SHT-2G en plusieurs filaments permet de réduire les pertes AC. Or, des défauts de court-circuit peuvent apparaître entre les filaments après le processus de striation, ce qui peut réduire leur efficacité [Hat11]. Ainsi, la détection par thermographie infrarouge, à température ambiante, des courts-circuits entre les filaments dans les rubans SHT-2G striés, est étudiée numériquement dans cette partie. Comme pour les défauts de manque de matière, la composante normale des courants induit doit être annulée à la frontière délimitant la forme des rainures (stries). Ces derniers, sont modélisés par les propriétés électromagnétiques et thermiques de l'air. Un exemple de ruban contenant trois stries (4 filaments) est considéré dans cet exemple d'étude (Figure III-24).

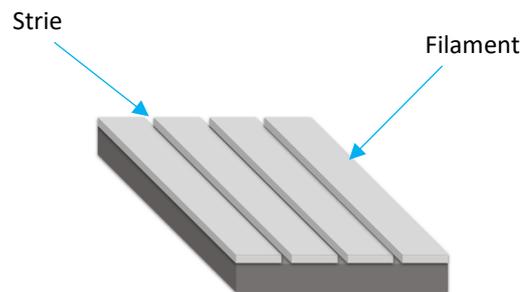


Figure III-24 Représentation schématique d'un ruban SHT-2G strié.

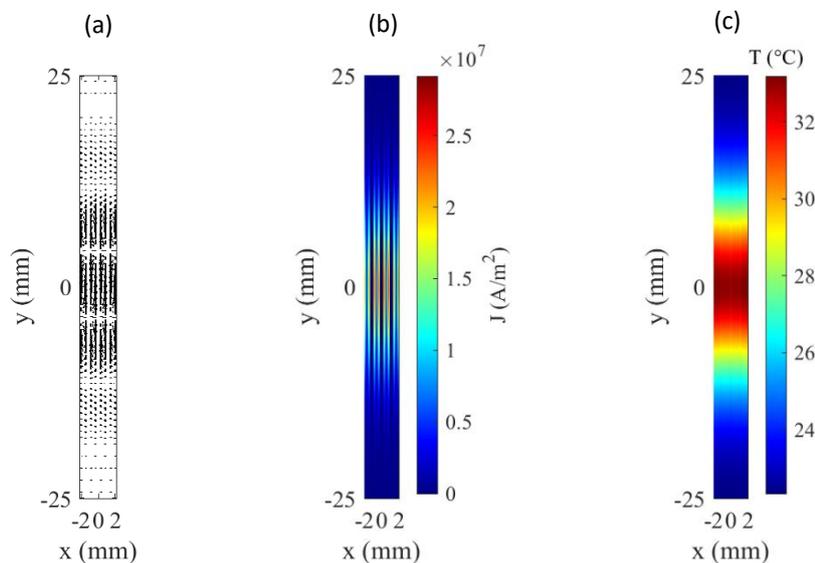


Figure III-25 Résultats de simulation magnétothermique d'un ruban strié non-défectueux : (a) Répartition spatiale des courants induits, (b) Cartographie des courants induits, (c) Cartographie thermique de la surface du ruban.

La répartition spatiale des courants induits et leur cartographie ainsi que la cartographie thermique de la surface d'un ruban SHT-2G strié non-défectueux, sont présentées dans la Figure III-25. Les filaments se distinguent à la fois sur la répartition spatiale et sur la cartographie

des courants induits (Figures III-25(a) et III-25(b)), où ces derniers se rebouclent dans les filaments. Un effet de peau au niveau des filaments est également observé sur la cartographie des courants induits. La Figure III-25(c) montre la cartographie thermique de la surface du ruban SHT-2G strié non-défectueux, où les 4 filaments sont facilement observables. Une différence de température d'environ 10°C est observée lorsque l'on compare la cartographie thermique de la surface du ruban strié à celle du ruban non-strié (Figure III-11), pour le même champ appliqué. Ceci est dû à la diminution des courants induits suite à la striation.

Trois défauts de court-circuit entre les filaments, d'une longueur de 1,4 mm, sont introduits à différentes positions (Figure III-26). La figure III-27 montre la répartition spatiale (Figure III-27(a)) et la cartographie des courants induits (Figure III-27(b)), sur la surface du ruban strié présentant trois défauts de court-circuit entre les filaments. La présence des défauts entraîne une augmentation locale des courants induits par rapport aux résultats du ruban non-défectueux (Figure III-25(b)). Tant pour la distribution spatiale que pour la cartographie des courants induits, le défaut de court-circuit entre les filaments 2 et 3, plus proche de la roue polaire, est facilement distinguable, alors que celui entre les filaments 1 et 2 est à peine visible. Le défaut à l'extrémité inférieure du ruban HTS (entre les filaments 3 et 4) est invisible en raison des faibles courants induits dans cette région du ruban.

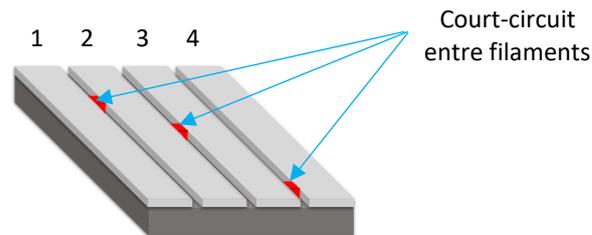


Figure III-26 Localisation des défauts de court-circuit dans ruban SHT-2G strié.

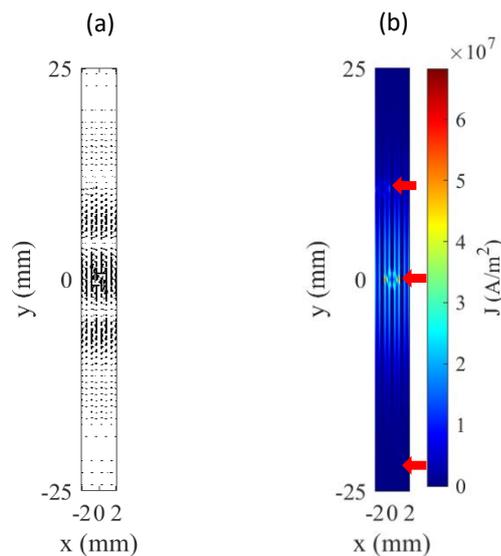


Figure III-27 Evolution des courants induits à la surface du ruban strié défectueux : (a) Répartition spatiale, (b) Cartographie.

Les résultats de la simulation thermique pour les défauts de court-circuit sont présentés dans la Figure III-28, en termes de température (T) (Figure III-28(a)) et de variation de température (ΔT) (Figure III-28(b)). La tendance observée pour les courants induits est confirmée pour les résultats thermiques. En effet, la température augmente significativement au niveau des courts-circuits conduisant à l'apparition de points chauds. La cartographie thermique, en termes de variation de la température, élimine les perturbations causées par la roue magnétique et améliore donc le processus de détection des défauts, notamment pour le défaut situé entre les filaments 1 et 2. La zone optimale pour la détection de ce genre de défauts, est dans ce cas celle qui fait face à la roue polaire.

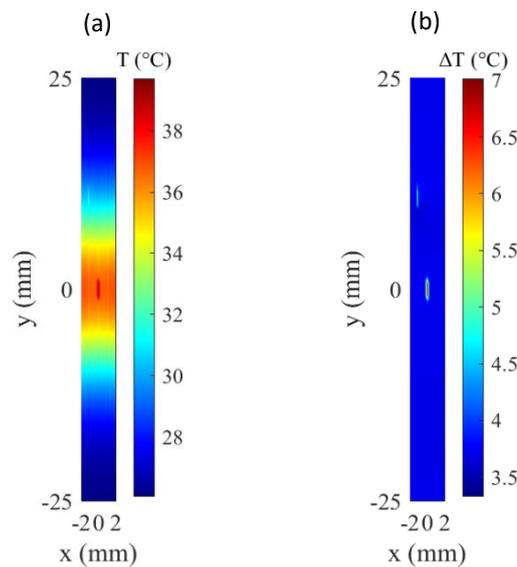


Figure III-28 Répartition de la température à la surface du ruban strié défectueux : (a) Cartographie de la température (T), (b) Cartographie de la différence de température (ΔT).

III.5. Evaluation des contraintes mécaniques exercées sur le ruban contrôlé

Dans le dispositif expérimental mis en place pour le contrôle des rubans SHT-2G, le champ magnétique \vec{B} créé par la rotation de la roue polaire, combiné aux courants induits, exerce des forces de Lorentz locales, données par (III-21), sur la structure du ruban SHT-2G inspecté ; engendrant des contraintes mécaniques qui peuvent déformer le ruban en raison de sa structure très mince. L'évaluation de ces contraintes est primordiale afin d'éviter la détérioration du ruban lors de son contrôle. En effet, la connaissance des contraintes maximales que peuvent supporter les rubans contrôlés, permet de limiter les valeurs des grandeurs électromagnétiques appliquées.

$$d\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B} \quad (\text{III-21})$$

En introduisant les composantes du champ magnétique et celles des courants induits, (III-21) devient :

$$d\vec{F} = (J_y B_z) \vec{e}_x - (J_x B_z) \vec{e}_y + (J_x B_y - J_y B_x) \vec{e}_z \quad (\text{III-22})$$

Les composantes locales des forces de Lorentz, suivant les axes x, y et z , sont alors les suivantes :

$$\begin{cases} d\vec{F}_x = (J_y B_z) \vec{e}_x \\ d\vec{F}_y = -(J_x B_z) \vec{e}_y \\ d\vec{F}_z = (J_x B_y - J_y B_x) \vec{e}_z \end{cases} \quad (\text{III-23})$$

La force totale exercée sur le ruban SHT-2G suivant un axe u ($u \equiv x, y, z$) est donné comme suit :

$$\vec{F}_u = \sum_{i=0}^{Ne} d\vec{F}_u^{(i)} v c_i \quad (\text{III-24})$$

Afin d'identifier les régions où les contraintes mécaniques sont les plus susceptibles de dégrader le ruban, la répartition des densités de forces $d\vec{F}_x$, $d\vec{F}_y$ et $d\vec{F}_z$, sont analysées séparément. On fait également le choix de considérer les contraintes dans la couche la plus proche de la roue polaire (couche Cu-Ag inférieure) où les grandeurs électromagnétiques (champ magnétique et courants induits) sont maximales.

La Figure III-29 présente la répartition des courants induits, des forces suivant l'axe x ainsi que leurs profils suivant la largeur et la longueur du ruban. On constate que la composante de la force suivant l'axe x , exerce des contraintes de cisaillement sur la surface du ruban (suivant la largeur) en fonction de l'orientation de la circulation des courants induits, avec une périodicité égale à la largeur des aimants. Les zones où les profils ont été tracés sont indiquées sur la Figure III-29(b). Le profil suivant la largeur du ruban est représenté dans la Figure III-29(c) et montre la force locale qui s'exerce sur la couche Cu-Ag du ruban. Le second profil montre l'amplitude des forces s'exerçant le long du bord de la couche Cu-Ag (Figure III-29(d)). Comme attendu, les valeurs maximales des forces de cisaillement, sont localisées au centre du ruban i.e. la partie faisant face à la roue polaire.

En se basant sur le profil suivant la longueur du ruban, on constate que les forces de cisaillement ont des amplitudes identiques et leur intégration sur le volume du ruban donne une force globale nulle ($\vec{F}_x = \vec{0}$). Le calcul de l'une des forces de cisaillement peut être réalisé localement, en limitant la relation III-24 à la zone où cette force est appliquée (la zone l_y indiquée dans la Figure III-29), puis en la multipliant par deux pour tenir compte de la force exercée dans l'autre sens.

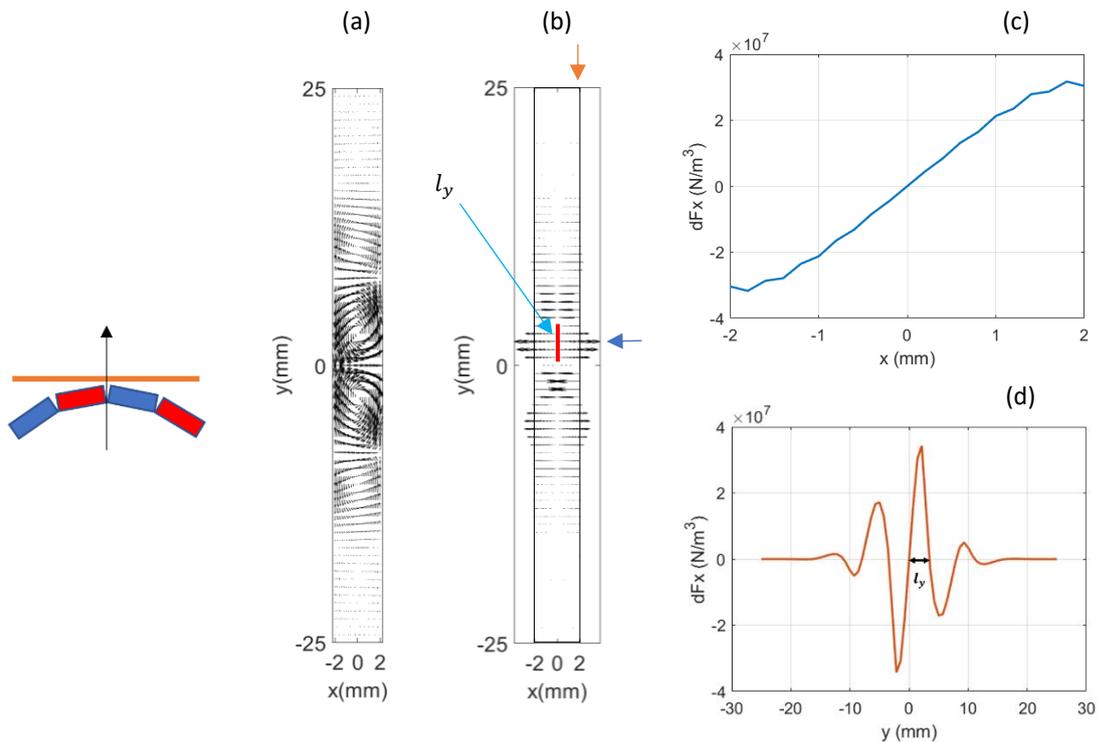


Figure III-29 Evolution des forces suivant l'axe x : (a) Répartition spatiale des courants induits, (b) Répartition spatiale des forces suivant l'axe x , (c) Profil des forces suivant la largeur de la couche Cu-Ag, (d) Profil des forces suivant la longueur de la couche Cu-Ag.

La Figure III-30 présente la répartition des courants induits, des forces suivant l'axe y ainsi que leurs profils à la fois suivant la largeur et la longueur du ruban. On constate que la composante de la force suivant l'axe y , a tendance à entrainer le ruban dans le sens de rotation de la roue (comme dans une machine asynchrone). Les contraintes suivant l'axe y sont maximales lorsque l'axe interpolaire fait face au ruban et peuvent se transformer en forces de flexion si l'échantillon inspecté est fixé sur le banc de test (comme pour le banc développé dans ce travail). En revanche, dans le cas où le ruban contrôlé est en mouvement (contrôle d'un long ruban) cette contrainte dépendra de la vitesse relative entre la translation du ruban et la vitesse tangentielle de la roue polaire. Les zones où les profils ont été tracés sont indiquées sur la Figure III-30(b). Le profil suivant la largeur du ruban est représenté dans la Figure III-30(c) et montre la force locale qui s'exerce sur la couche Cu-Ag du ruban. Le second profil montre l'amplitude des forces s'exerçant le long du bord de la couche Cu-Ag (Figure III-30(d)). Comme pour les forces de cisaillement (forces suivant l'axe x), la valeur maximale de la force de traction est située au centre du ruban (face aux aimants). L'évaluation de cette force est nécessaire afin d'identifier les valeurs limites du champ électromagnétique appliqué et sa fréquence.

Le Tableau III-2 donne les valeurs numériques des composantes x et y des forces (force de cisaillement, suivant x , et force de traction suivant y) exercées sur le ruban. En connaissant les valeurs limites des forces que peut supporter le ruban à la fois sur la largeur et la longueur, on peut ainsi identifier les valeurs des grandeurs électromagnétiques à ne pas dépasser pour ce type de contrôle.

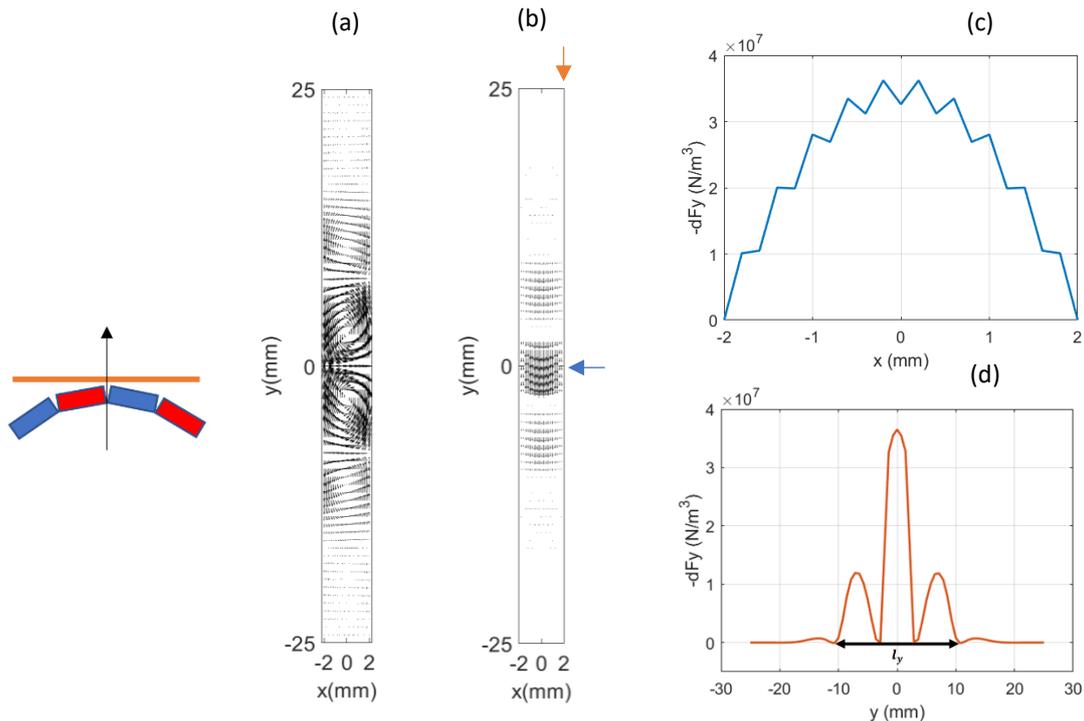


Figure III-30 Evolution des forces suivant l'axe y au niveau de la couche Cu-Ag : (a) Répartition spatiale des courants induits, (b) Répartition spatiale des forces suivant l'axe y, (c) Profil des forces suivant la largeur, (d) Profil des forces suivant la longueur.

Tableau III-2 Valeurs numériques des forces suivant les axes x et y.

Force maximale	Valeur numérique (N)
F_x	$6,4 \times 10^{-4}$
F_y	$1,26 \times 10^{-3}$

La Figure III-31 présente la répartition des courants induits, des forces suivant l'axe z, ainsi que leurs profils à la fois suivant la largeur et la longueur du ruban. Les zones où les profils ont été tracés sont indiquées par des flèches sur la Figure III-31(b). Le profil suivant la largeur du ruban est représenté dans la Figure III-31(c) et montre que la couche Cu-Ag est soumise à des forces de flexion suivant la largeur (les forces aux extrémités sont de signe opposé à celles au centre du ruban). Le second profil montre l'amplitude des forces s'exerçants le long du ruban, au milieu de la couche Cu-Ag (Figure III-31(d)). Des contraintes de cisaillement sont observées, mais, en faisant la moyenne des forces sur la longueur de la couche Cu-Ag, on constate que les forces ne se compensent pas et c'est la composante qui a tendance à repousser le ruban par rapport à la roue polaire, qui est la plus importante. Ces contraintes peuvent également engendrer des vibrations du ruban lors de son contrôle.

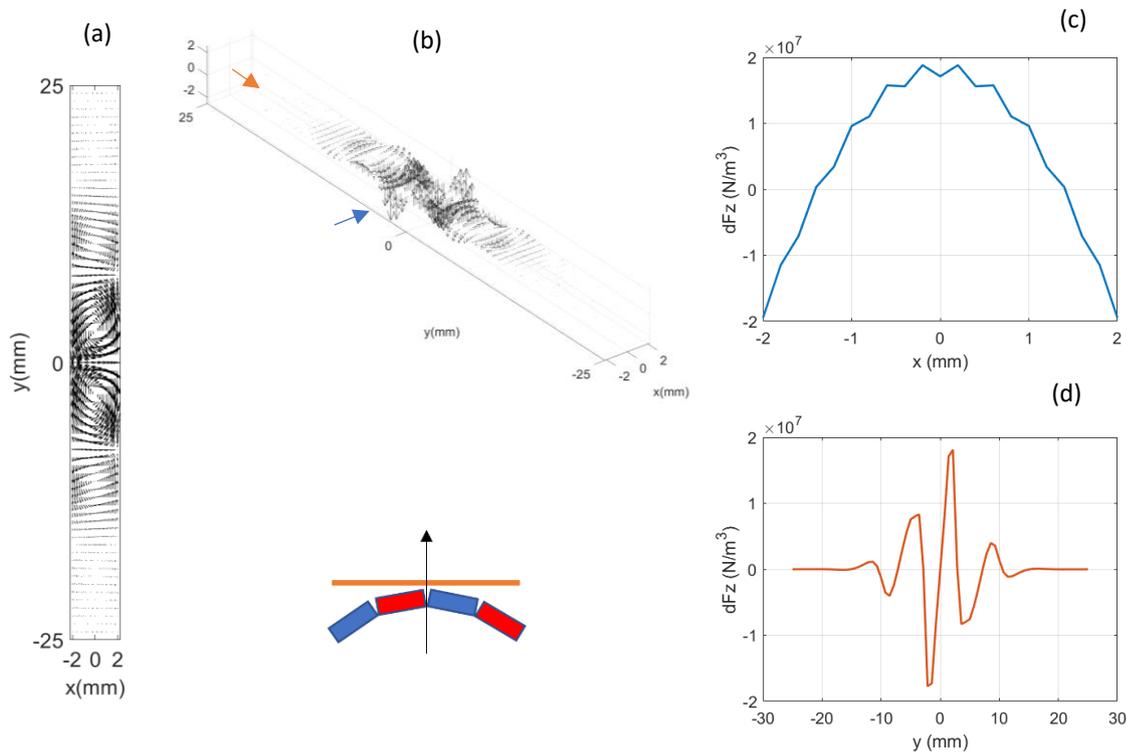


Figure III-31 Evolution des forces suivant l'axe z au niveau de la couche Cu-Ag : (a) Répartition spatiale des courants induits, (b) Répartition spatiale des forces suivant l'axe z, (c) Profil des forces suivant la largeur, (d) Profil des forces suivant la longueur.

III.6. Conclusion

Dans ce chapitre, des études numériques et expérimentales sur le contrôle structurel des rubans SHT-2G par thermographie infrarouge à température ambiante, ont été menées. Les problèmes d'un tel contrôle sont mis en évidence et une approche de contrôle originale utilisant un inducteur rotatif, au lieu d'inducteurs électromagnétiques, a été développée. Une approche de modélisation rapide a également été implémentée pour vérifier et confirmer les résultats des mesures qui sont un peu délicats à obtenir et à interpréter. Il a été en particulier nécessaire d'ajouter une couche matte sur la surface du ruban afin d'améliorer l'émissivité et avoir une meilleure qualité des mesures à l'aide de la caméra infrarouge. La modélisation est également utile pour la simulation de situations qui ne peuvent pas être reproduites expérimentalement, en particulier parce qu'il est difficile de réaliser des défauts structurels de forme contrôlés dans les rubans SHT-2G. Dans ce contexte, pour la caractérisation des défauts, nous avons dû remplacer le SHT-2G par une structure multicouche en aluminium sur laquelle des défauts de porosité et de délaminage ont été introduits. A la suite de la validation des résultats avec le ruban en aluminium, une campagne de caractérisation numérique a été menée sur des structures de rubans SHT-2G afin de vérifier la détection des défauts de délaminage ainsi que la détection des courts-circuits entre filaments des rubans striés. Les effets de la fréquence du champ magnétique appliqué sur la détectabilité des défauts a également été étudiée. Enfin, les contraintes mécaniques engendrées par ce type de contrôle ont été investiguées. Les résultats obtenus sont très prometteurs, soulignant la possibilité d'un tel contrôle sur des rubans SHT multicouche.

Conclusions et perspectives

Les travaux de recherche menés dans le cadre cette thèse concernent la caractérisation de défauts structurels, à température ambiante, dans les rubans supraconducteurs de deuxième génération, dans une démarche contrôle de qualité et de fiabilité des systèmes.

Outre les travaux expérimentaux et de modélisation, nous avons débuté ce travail par une recherche bibliographique sur les propriétés physiques des supraconducteurs d'une manière générale, suivies par la présentation des rubans supraconducteurs notamment ceux de la deuxième génération qui présentent des propriétés électromagnétiques très intéressantes pour des applications de génie électrique. Les recherches menées ont révélé des problèmes d'homogénéités ainsi qu'une sensibilité des rubans SHT-2G aux défauts structurels tels que le délaminage, limitant à la fois la fabrication de rubans de grande longueur mais aussi leur intégration dans les systèmes de puissance. Les principales techniques de contrôle de ces rubans, présentées dans le premier chapitre, se limitent à la caractérisation de la couche supraconductrice à température cryogénique ce qui nécessite l'intégration d'un système de refroidissement. Quelques techniques de contrôle non destructif, à température ambiante, sont potentiellement applicables au contrôle des rubans SHT-2G telles que les courants de Foucault, la radiographie, les ultrasons ou encore la thermographie infrarouge. Du fait de la structure très fine des rubans SHT-2G, la thermographie infrarouge par induction s'est avérée la mieux adaptée pour le contrôle de ces rubans. De plus, cette technique permet de contrôler les autres couches (la couche stabilisatrice, le shunt et le substrat) qui composent ces rubans, ce qui permet de compléter le contrôle de la couche supraconductrice par les techniques de carte de champ, effectué à température cryogénique.

Dans un premier temps, nous avons développé un modèle magnétothermique bidimensionnel pour étudier la possibilité d'appliquer le contrôle par thermographie infrarouge par induction sur les autres couches des rubans SHT-2G. Nous avons associé un modèle intégral pour le calcul des courants induits dans le domaine fréquentiel, à un modèle thermique dans le domaine temporel basé sur la méthode des différences finies à température ambiante. Une stratégie d'homogénéisation des couches présentant des propriétés thermiques et mécaniques similaires, a été développée afin de réduire le temps de calcul numérique. Par la suite, les résultats du modèle développé ont été validés en les comparant avec ceux obtenus par modélisation par éléments finis. La caractérisation de défauts de délaminage a démontré que la thermographie infrarouge par induction était applicable pour le contrôle des rubans SHT-2G

Par la suite, nous avons développé une approche de caractérisation utilisant un inducteur tournant afin d'éviter la perturbation thermique des inducteurs alimentés par des courants. Une modélisation magnétothermique tridimensionnelle et des mesures expérimentales, ont été développés pour la détection des défauts structurels dans les rubans SHT-2G. Le calcul des courants induits dans le ruban SHT-2G, est basé sur une formulation intégral-différentielle en termes de potentiel vecteur électrique, tandis que le champ magnétique source, créé par les aimants tournants, est calculé en utilisant le modèle de charges magnétiques surfaciques. Le modèle électromagnétique a été combiné avec un modèle thermique basé sur la méthode des différences finies. Concernant la partie expérimentale, du fait de la faible émissivité de la surface en cuivre du rubans SHT-2G et des problèmes de précision de la mesure thermique que ça peut

engendrer, nous avons ajouté une couche matte sur la surface du ruban afin d'améliorer son émissivité. Nous avons commencé des résultats de l'approche de modélisation par des mesures sur un ruban SHT-2G ne présentant pas de défauts, par la suite n'ayant pas pu obtenir ou réaliser des défauts structurels maîtrisés sur ce type de rubans, nous avons élaboré des rubans multicouches en aluminium, de structures équivalentes à celle des rubans SHT-2G, dans lesquels nous avons introduit plusieurs défauts que nous avons pu caractériser. Ainsi, les résultats de caractérisation, numériques et expérimentaux, de délaminages et de défauts de matière ont été concluants et ont démontré l'efficacité du contrôle par thermographie infrarouge sur ce type de rubans. La modélisation a permis d'une part, de caractériser numériquement des défauts avec des dimensions différentes qui n'ont pas pu être reproduits expérimentalement et d'autre part, d'étudier les effets de la fréquence du champ magnétique appliqué, sur leur détectabilité.

Enfin, une évaluation des contraintes mécaniques, générées par la rotation de la roue aimantée dans les rubans inspectés, a été effectuée afin d'identifier les valeurs limites des grandeurs électromagnétiques à appliquer pour éviter de les détériorer.

Dans de futurs travaux, nous envisageons d'explorer les méthodes permettant de réaliser des défauts structurels maîtrisés dans ces rubans et les caractériser par le contrôle par thermographie inductive. L'amélioration de la structure de l'inducteur s'inscrit également dans les perspectives de ces travaux. En effet, l'utilisation d'un inducteur aimanté translatif favorisant une répartition homogène de la température permettrait d'optimiser le processus de détection des défauts. Il serait également intéressant d'explorer les régimes transitoires thermiques et leur influence sur la détection des défauts, notamment pour une éventuelle réduction des temps d'inspection, ce qui serait plus compatible avec un contrôle en temps réel.

Annexes

Dans les annexes suivantes, nous présentons quelques rappels sur le rayonnement thermique ainsi que le matériel et les différents logiciels utilisés dans ce travail.

A. Transfert par rayonnement thermique

Le rayonnement thermique est d'origine électromagnétique, généré par l'agitation moléculaire de la matière. Le spectre de ce rayonnement s'étend du domaine des micro-ondes à l'ultra-violet incluant le domaine du visible [Thi17]. La thermographie infrarouge couvre la gamme allant de 2 à 14 μm [Paj13]. La Figure A-1 présente le spectre des rayonnements électromagnétiques.

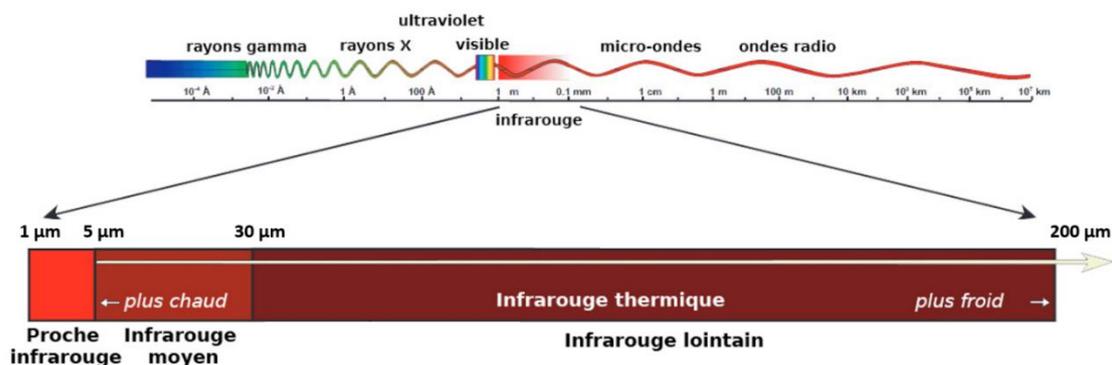


Figure A-1 Spectre électromagnétique.

Le rayonnement enregistré par une caméra infrarouge se compose de l'émission, de la réflexion et de la transmission du rayonnement infrarouge émis par les objets inspectés (Figure A-2). La réflectivité d'un matériau exprime sa capacité à réfléchir un rayonnement infrarouge tandis que la transmissivité détermine sa capacité à laisser passer ce rayonnement. Quant à l'émissivité, elle exprime la capacité d'un corps à absorber et à émettre l'énergie rayonnée. Sa valeur est donnée par un ratio compris 0 et 1 (corps noir théorique). En règle générale, les surfaces à forte réflectivité, présentent de faibles valeurs d'émissivité : c'est le cas de la plupart des métaux à surface polie.

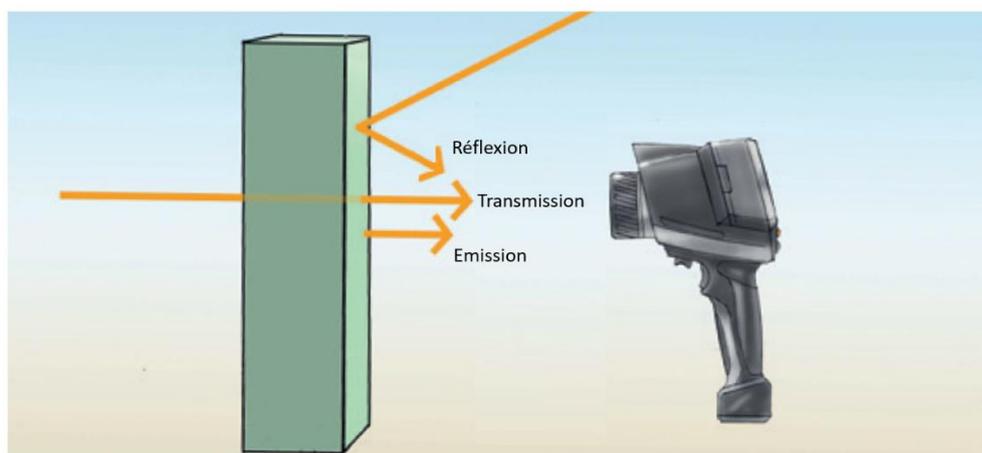


Figure A-2 Les différents types de rayonnements qui caractérisent la mesure infrarouge.

La caméra infrarouge s'adapte à la valeur de l'émissivité du matériau inspecté afin d'évaluer la température d'une manière précise. Toutefois, si le ratio d'émissivité du matériau est inférieur à une certaine valeur (0,60 pour la caméra utilisée dans ce travail), cela affecte de manière significative la détermination de la température réelle. En effet, plus l'émissivité est faible, plus grand est le potentiel d'erreur car la plus grande partie de l'énergie atteignant la caméra est due au rayonnement réfléchi par le matériau et son environnement.

Le cuivre fait partie des matériaux présentant une faible émissivité (entre 0.02 et 0.05 selon le degré de polissage de la surface). Etant donné que la surface du ruban SHT-2G caractérisé dans ce travail est à base de cuivre, nous avons alors ajouté un film mat sur sa surface présentant une meilleure émissivité. Afin de nous assurer de la précision des températures mesurées, nous avons déterminé le coefficient d'émissivité en calibrant la caméra infrarouge par comparaisant aux mesures obtenues à l'aide d'un thermomètre.

B. Matériel utilisé

Caméra infrarouge

La Figure B-2 présente la caméra infrarouge utilisée pour la mesure de la température à la surface des rubans testés (Fluke Ti 401 Pro). La caméra affiche des images thermiques sur un écran et peut enregistrer des images sur la mémoire interne, une carte mémoire amovible ou bien sur un périphérique de stockage USB. Les images infrarouges enregistrées peuvent être transférées vers un PC pour faire du post-traitement de données.

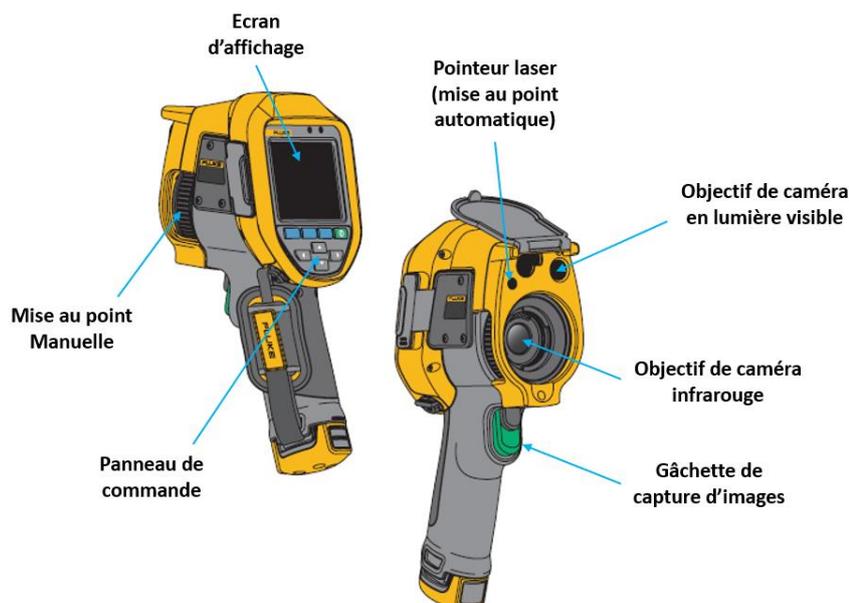


Figure B-1 Caméra infrarouge Fluke Ti 401 Pro.

Le Tableau B-1 présente les différents menus accessibles depuis le menu principal de la caméra.

Tableau B-1 Menu de la caméra infrarouge Fluke Ti401 Pro.

Menu	Description
Mesure	Permet de définir la gamme de température, l'émissivité du matériau inspecté, la température d'arrière-plan, le pourcentage de transmission de la fenêtre infrarouge et d'activer ou désactiver les marqueurs sur l'écran.
Image	Permet de définir les fonctions utilisées pour afficher les images infrarouges sur l'écran de la caméra.
Caméra	Permet de définir les options pour les fonctions secondaires de la caméra comme l'activation de la lampe torche, la mise au point automatique ainsi que les paramètres de rétro-éclairage.
Mémoire	Permet de consulter les images capturées.
Paramètres	Permet de définir le format des fichiers enregistrés, l'unité de la température et l'emplacement du stockage mémoire (interne ou sur un périphérique).

Logiciel Fluke Connect™

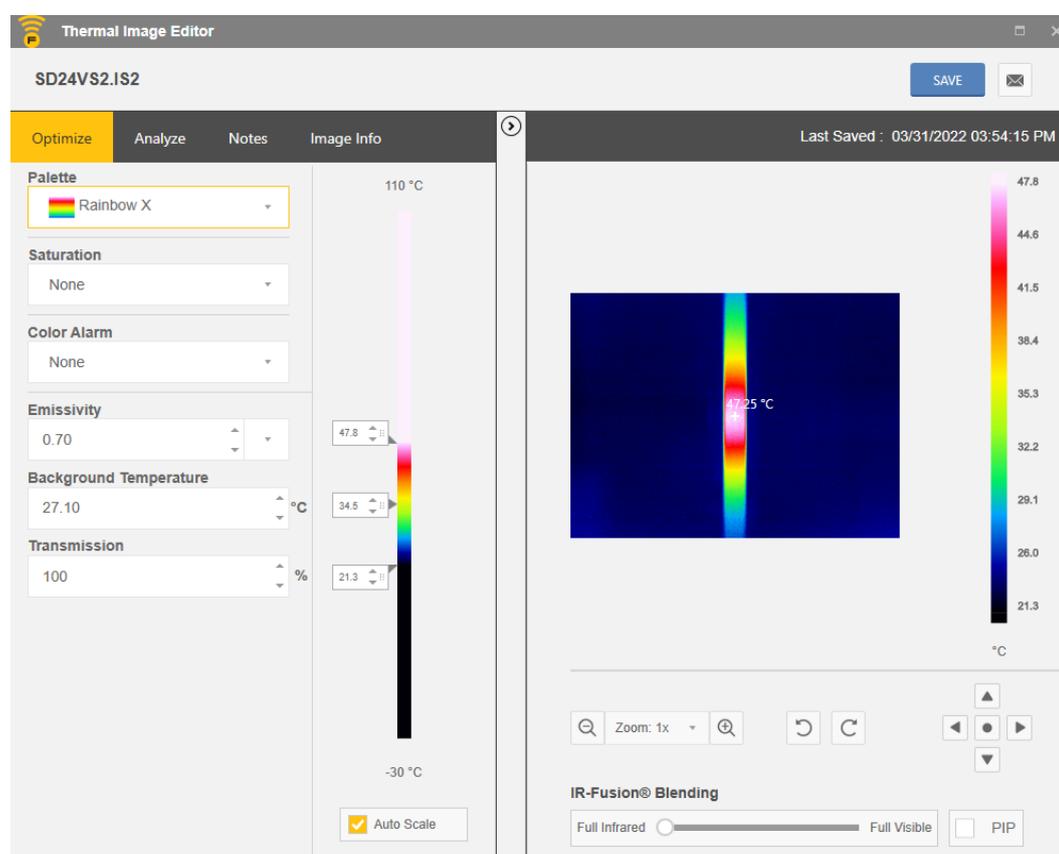


Figure B-2 Exemple de traitement d'images infrarouges sur Fluke Connect™.

Le logiciel Fluke Connect™ permet de visualiser, d'optimiser et d'analyser des images infrarouges capturées par la caméra. Il permet également de générer des tableaux de données contenant tous les pixels des images infrarouges. Par la suite, ces tableaux peuvent être exploités par des logiciels de traitements de données comme Matlab. Dans le cadre de ce travail, ces données ont été utilisées pour tracer des profils de température afin de faire une comparaison quantitative avec les résultats de simulation mais aussi, de procéder à des soustractions entre les cartographies thermiques des rubans non-défectueux et celles des rubans présentant des défauts afin de mettre en évidence le refroidissement provoqué par ces derniers. La Figure B-2 montre un exemple de traitement d'images infrarouges avec le logiciel Fluke Connect™.

Réalisation de la maquette sur FreeCAD

Nous avons utilisé le logiciel FreeCAD pour la conception des différentes pièces de la maquette expérimentale. FreeCAD est un logiciel libre et open source, de conception assistée par ordinateur (CAO) en 3D paramétrique. La Figure B-3 montre l'interface de conception de ce logiciel.

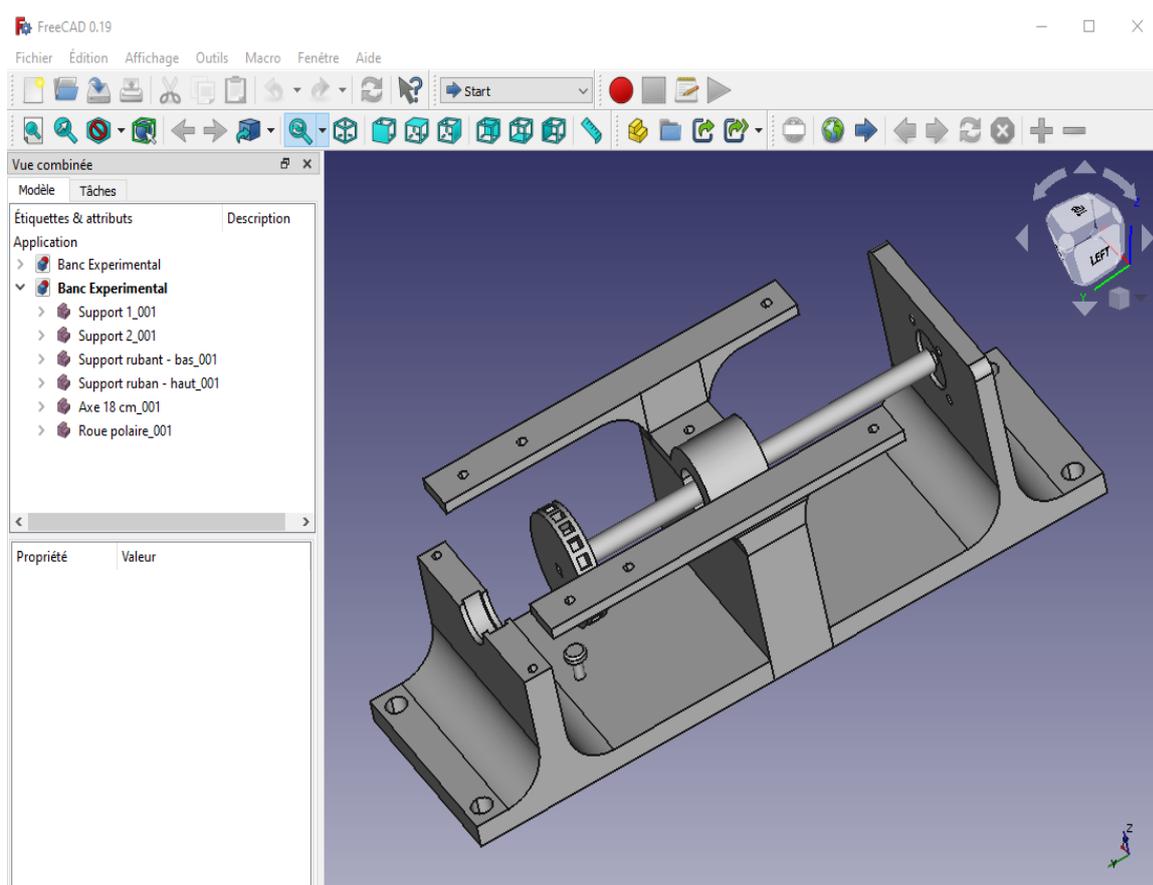


Figure B-3 Exemple d'environnement de travail sur FreeCAD.

Une fois la conception de la maquette terminée, nous avons imprimé chaque pièce qui la compose, à l'aide d'une imprimante 3D, que nous avons assemblée par la suite. Afin d'entraîner la roue aimantée, nous avons utilisé un moteur à courant continu délivrant 8000 tr/min à 24V (Figure B-4).



Figure B-4 Moteur à courant continu utilisé pour l'entraînement de la roue aimantée.

Références Bibliographiques

- [Ako84] : G. Akoun and J-P. Yonnet, "3D analytical calculation of the forces exerted between two cuboidal magnets," in *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 20, no. 5, pp. 1962-1964, September 1984.
- [Alk17] : Yassin Alkassar, V.K. Agarwal, Eman Alshrihi, "Simulation of Lamb Wave Modes Conversions in a Thin Plate for Damage Detection," *Procedia Engineering*, vol 173, pp. 948-955, 2017.
- [Amo19] : Jaume Amorós, Arnau Duran, Miquel Carrera, Josep López and Xavier Granados, "Singular spectrum analysis filtering and Fourier inversion: an efficient and fast way to improve resolution and quality of current density maps with low-cost Hall scanning systems," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 30, pp. 015010, 2019.
- [Bag14] : Nadezda Bagrets, Wilfried Goldacker, Sonja I. Schlachter, Christian Barth, Klaus-Peter Weiss, "Thermal properties of 2G coated conductor cable materials," *Cryogenics*, vol 61, pp. 8-14, 2014.
- [Bar15] : C. Barth, G. Mondonico and C. Senatore, "Electro-Mechanical Properties of REBCO Coated Conductors from Various Industrial Manufacturers at 77 K, Self-Field and 4.2 K, 19 T," *Supercond. Sci. Technol*, vol. 28, no. 4, Art. no 045011, Feb. 2015
- [Ben12] : S. Bendali, "Dimensionnement d'un moteur supraconducteur HTc", Thèse de doctorat, Université de Lorraine, Décembre 2012.
- [Bra03] : D. E. Bray. *Ultrasonic Nondestructive Evaluation Engineering and Biological Material Characterization*. CRC Press, 2003.
- [Bra96] : E. H. Brandt, "Superconductors of finite thickness in a perpendicular magnetic field: Strips and slabs," *Phys. Rev. B.*, vol. 54, no. 6, pp. 4246-4264, Aug. 1996.
- [Bui15] : H. K. Bui, G. Wasselynck, D. Trichet and G. Berthiau, "Performance Assessment of Induction Thermography Technique Applied to Carbon-Fiber-Reinforced Polymer Material," in *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 51, no. 3, pp. 1-4, March 2015.
- [Bui16] : Huu Kien Buia, Guillaume Wasselynck, Didier Trichet and Gérard Berthiau, "Study on flaw detectability of NDT induction thermography technique for laminated CFRP composites," *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, vol. 73, no. 1, January 2016.
- [Car08] : T. Caroff, "Développement de conducteurs à base d'YBaCuO sur des substrats flexibles par MOCVD", Thèse de doctorat, Institut polytechnique de Grenoble, Novembre 2008.
- [Cha01] : J. P. Charlesworth, J. A. G. Temple. *Engineering Applications of Ultrasonic Time-ofFlight Diffraction*"Second Edition. Research Studies Press LTD, 254 pages, 2001.

- [Che11] : L. Cheng and G. Y. Tian, "Surface Crack Detection for Carbon Fiber Reinforced Plastic (CFRP) Materials Using Pulsed Eddy Current Thermography," *IEEE Sens. J.*, vol. 11, no. 12, pp. 3261-3268, Dec. 2011.
- [Coi07] : Y. Cointe, "Limiteur supraconducteur de courant continu," Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, Décembre 2007.
- [Fur04] : S. Furtner R. Nemetschek, R. Semerad, G. Sigl and W. Prusse, "Reel-to-reel critical current measurement of coated conductors," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 17, no. 5, Mar. 2004.
- [Gao20] : P. Gao, H. Zhang and X. Wang, "Numerical Investigation on Delamination Induced by Thermal Mismatch in Epoxy Impregnated REBCO Pancake Coils," in *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 30, no. 4, pp. 1-5, Art no. 4603005, June 2020.
- [Göm19] : Fedor Gömöry, Ján Šouc, Miroslav Adámek, Asef Ghabeli, Mykola Solovyov and Michal Vojenčiak, "Impact of critical current fluctuations on the performance of a coated conductor tape," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 32, art. no 124001, 2019.
- [Gor15] : A. Gorospe, M. J. Dedicataria and H. Shin, "Delamination Characteristics in Wide REBCO Coated Conductor Tapes Under Transverse Loading," in *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 25, no. 3, pp. 1-5, Art no. 7200205, June 2015.
- [Hat11] : T. Hato, S. Adachi, T. Machi *et al.*, "Non-Destructive Testing of Each Layer in GdBCO IBAD-PLD Coated Conductor by Using a High-Speed Scanning Laser Observation System," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 21, no. 3, pp. 3381-3384, June 2011.
- [He17] : Min He, Laibin Zhang, Wenpei Zheng, Yijing Feng, "Crack detection based on a moving mode of eddy current thermography method," *Measurement*, vol. 109, pp. 119-129, 2017.
- [Hig12] : Kohei Higashikawa, Kei Shiohara, Yoshihiro Komaki *et al.*, "High-speed scanning Hall-probe microscopy for two dimensional characterization of local critical current density in long-length coated conductor," *Physics Procedia*, vol. 27, pp. 228-231, 2012.
- [Hig20] : Kohei Higashikawa, Masayoshi Inoue, Shujun Ye, Akiyoshi Matsumoto, Hiroaki Kumakura, Ryuji Yoshida, Takeharu Kato, Takato Machi, Akira Ibi, Teruo Izumi and Takanobu Kiss, "Scanning Hall-probe microscopy for site-specific observation of microstructure in superconducting wires and tapes for the clarification of their performance bottlenecks," *Supercond. Sci. Technol.* Vol. 33, Art. no 064005, 2020.

- [Jan09] : J.W. Jansen, J.L.G. Janssen, J.M.M. Rovers, J.J.H. Paulides and E.A. Lomonova, "(Semi-) analytical models for the design of high-precision permanent magnet actuators", *International Compumag Society Newsletter*, vol. 16, no. 2, pp. 4-17, 2009.
- [Jen13] : Bogi B. Jensen, Nenad Mijatovic, and Asger B. Abrahamsen, "Development of superconducting wind turbine generators," *Journal of Renewable and Sustainable Energy*, vol. 5, art. no 023137, 2013.
- [Kol21] : D. Kolb-Bond, M. Bird, I. R. Dixon, T. Painter, J. Lu, K. L. Kim, K. M. Kim, R. Walsh and F. Grilli, "Screening current rotation effects: SCIF and strain in REBCO magnets," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 34, Art. no. 095004, 2021.
- [Laa07] : D. C. van der Laan, J. W. Ekin, C. C. Clickner and T. C. Stauffer, "Delamination strength of YBCO coated conductors under transverse tensile stress," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 20, Art. no 765, 2007.
- [Lar01] : D. Larbalestier, A. Gurevich, D. M. Feldmann, and A. Polyanskii, "High-Tc superconducting materials for electric power applications," *Nature*, vol. 414, pp. 368–377, 2001.
- [Lel12] : Alban Leleux, "Contrôle non destructif de composites par ondes ultrasonores guidées, générées et détectées par multiélément", Thèse de doctorat, Université Bordeaux 1, Novembre 2012.
- [Len17] : Gilles Lenoir, "Caractérisation et modélisation du comportement mécanique de matériaux supraconducteurs", Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay, Juillet 2017.
- [Li17] : X. Li, A. B. Yahia, G. Majkic, M. Kochat, S. Kar and V. Selvamanickam, "Reel-To-Reel Critical Current Measurement of REBCO Coated Conductors," in *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 27, no. 4, pp. 1-5, Art no. 3800205, June 2017.
- [Lib71] : H. L. Libby. "Introduction to Electromagnetic Nondestructive Test Methods. WileyInterscience," New York, 1971.
- [Ma20] : Jun Ma, Jianzhao Geng, Wan Kan Chan, Justin Schwartz, and Tim Coombs, "A temperature-dependent multilayer model for direct current carrying HTS coated-conductors under perpendicular AC magnetic fields," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 33, Art. no 045007, 2020.

- [Maj13] : G. Majkic, E. Galstyan, Y. Zhang and V. Selvamanickam, "Investigation of Delamination Mechanisms in IBAD-MOCVD REBCO Coated Conductors," *in IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 23, no. 3, Art no. 6600205, June 2013.
- [Man18] : P. Mangin and R. Kahn, "Fils et câbles supraconducteurs à haute température critique (HTS)," *Applications magnétoélectriques des supraconducteurs*, 1th ed., Les Ulis, France: EDP Sciences, pp. 81-114, 2017.
- [Men09] : H. Menana, "Modélisation 3d simplifiée pour l'évaluation non destructive des matériaux composites anisotropes", Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2009.
- [Men11] : H. Menana and M. Féliachi, "An Integro-Differential Model for 3-D Eddy Current Computation in Carbon Fiber Reinforced Polymer Composites," *IEEE Trans. Magn*, vol. 47, no. 4, pp. 756-763, April 2011.
- [Miy13] : A. Miyazoe, Z. Zhang, S. Matsumoto and T. Kiyoshi, "The Critical Current of REBCO Coated Conductors and Experimental Observation of Delamination Due to the Screening Current at 4.2 K," *in IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 23, no. 3, Art no. 6602904, June 2013.
- [Nak14] : T. Nakamura, Y. Takamura, N. Amemiya, K. Nakao, T. Izumi, "Longitudinal inhomogeneity of DC current transport properties in Gd-system HTS tapes – Statistical approach for system design," *Cryogenics*, vol. 63, pp. 17-24, 2014.
- [NDE-Ed] : www.nde-ed.org
- [Nex] : www.nexans.fr
- [Obr14] : Xavier Obradors and Teresa Puig, "Coated conductors for power applications: materials challenges," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 27, Art. no 044003, 2014.
- [Özi17] : M. N. Özisik et al., "Finite Difference Methods in Heat Transfer," 2nd ed., Boca Raton, USA: CRC Press, pp. 208-210, 2017.
- [Paj13] : D. Pajani, "Thermographie - Principes et mesure", *Techniques de l'ingénieur*, issu de : Mesures - Analyses | Contrôle non destructif, Réf. : R2740 V2, 2013.
- [Pre92] : W. H. Press et al., "Partial Differential Equations," *in Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing*, 2nd ed., New York, NY, USA: Press Syndicate of the University of Cambridge, pp. 847–856, 1992.

- [Rav08] : C. Ravat, "Conception de multicapteurs à courants de Foucault et inversion des signaux associés pour le contrôle non destructif", Thèse de doctorat, Université Paris-Sud 11, décembre 2008.
- [Rud12] : I. A. Rudnev, S. V. Pokrovskiy and A. I. Podlivaev, "An Application of Magnetic Measurements for Study of Local Transport Characteristics of Modern Superconducting Materials," in *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 22, no. 3, Art no 9001304, June 2012.
- [Sah20] : Bibekananda Sahoo, Dhruvananda Behera, "Study of transport and elastic properties of YBCO superconductor by inclusion of GnPs," *Physica C: Superconductivity and its Applications*, vol. 578, Art. no 1353748, 2020.
- [Shi09] : Junsoo Shin, Amit Goyal, Stephen Jesse, and Dae Ho Kim, "Single-crystal-like, *c*-axis oriented BaTiO₃ thin films with high-performance on flexible metal templates for ferroelectric applications," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 94, Art. no 252903, 2009.
- [Shi14] : Hyung-Seop Shin, and Alking Gorospe, "Characterization of transverse tensile stress response of critical current and delamination behaviour in GdBCO coated conductor tapes by anvil test," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 27, Art. no 025001, 2014.
- [Tak20] : S. Takahashi et al., "Hoop Stress Modification, Stress Hysteresis and Degradation of a REBCO Coil Due to the Screening Current Under External Magnetic Field Cycling," in *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 30, no. 4, pp. 1-7, Art no. 4602607, June 2020
- [Thé14] : Louis-Daniel Théroux, "Thermographie et Shearographie appliquées au contrôle non-destructif d'interfaces entre de l'adhésif époxy et du CFRP", Maitrise en génie électrique, Université Laval, 2014.
- [Thi17] : Abdoulahad Thiam, "Contribution à l'étude et à l'optimisation du procédé de thermographie active appliquée à la détection de défauts surfaciques", Thèse de doctorat, Université de Bourgogne Franche-Comté, Octobre 2017.
- [Tix03] : P. Tixador et Y. Brunet, "Supraconducteurs - Bases théoriques", *Techniques de l'ingénieur*, Issu de : Matériaux | Matériaux fonctionnels, Réf. : D2701, 2004.
- [Tix04] : P. Tixador et Y. Brunet, "Supraconducteurs - Environnement et applications", *Techniques de l'ingénieur*, Issu de : Matériaux | Matériaux fonctionnels - Matériaux biosourcés, Réf. : D2703 V1, 2004.

- [Wel15] : F. Wells, A. Pan, X. Renshaw Wang, S. Fedoseev and H. Hilgenkamp "Analysis of low-field isotropic vortex glass containing vortex groups in YBa₂Cu₃O_{7-x} thin films visualized by scanning SQUID microscopy", *Nature*, 2015.
- [Wu16] : Tao Wu, "The theory of eddy current nondestructive evaluation by using the volume integral equation method", Thèse de doctorat, Iowa State University, 2016.
- [Yan16] : Ruizhen Yang, Yunze He, "Optically and non-optically excited thermography for composites: A review," *Infrared Physics & Technology*, vol. 75, pp. 26-50, 2016.
- [Yan20] : Yufan Yan, Canjie Xin, Mingzhi Guan, Huajun Liu, Yunfei Tan and Timing Qu, "Screening current effect on the stress and strain distribution in REBCO high-field magnets: experimental verification and numerical analysis," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 33, Art no. 05LT02, 2020.
- [Zeh07] : M. Zehetmayer et al., "Modified magnetoscan technique for assessing inhomogeneities in the current flow of coated conductors – Theory and experiment," *Physica C: Supercond. Appl.*, vol. 460–462, pp. 158-161, Sep. 2007.
- [Zha14] : Y. Zhang, T. F. Lehner, T. Fukushima, H. Sakamoto and D. W. Hazelton, "Progress in Production and Performance of Second Generation (2G) HTS Wire for Practical Applications," in *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 24, no. 5, pp. 1-5, Art no. 7500405, Oct. 2014.

Résumé

Les travaux de recherche menés dans le cadre cette thèse concernent la caractérisation de défauts structurels, à température ambiante, dans les rubans supraconducteurs de deuxième génération, dans une démarche contrôle de qualité et de fiabilité. Dans un premier temps, une modélisation magnétothermique bidimensionnelle a été développée pour étudier la possibilité d'appliquer le contrôle par thermographie inductive sur les rubans SHT-2G. Par la suite, un banc expérimental est confectionné pour le contrôle des défauts structurels dans les rubans SHT-2G où un inducteur tournant a été préféré aux inducteurs alimentés par des courants afin d'éviter la perturbation thermique générées par ces derniers. Les mesures expérimentales sont soutenues par une modélisation tridimensionnelle à la fois pour des fins de validation mais aussi pour simuler des situations qui ne peuvent pas être reproduites expérimentalement. Le calcul des courants induits dans le ruban SHT-2G, est basé sur une formulation intégral-différentielle en termes de potentiel vecteur électrique, tandis que le champ magnétique source, créé par les aimants tournants, est calculé en utilisant le modèle de charges magnétiques surfaciques. Un modèle thermique, basé sur la méthode des différences finies, est associé au modèle électromagnétique pour le calcul de la température à la surface des échantillons inspectés. Plusieurs types de défauts sont caractérisés numériquement et expérimentalement. Enfin, une évaluation des contraintes mécaniques, générées par la rotation de la roue aimantée dans les rubans inspectés, est effectuée.

Mots clés : rubans SHT-2G, modélisation magnétothermique, défauts structurels, température ambiante, thermographie inductive, caractérisation expérimentale.

Abstract

The research work carried out in this thesis concerns the characterization of structural defects, at room temperature, in the second generation superconducting tapes, in a quality control and reliability control approach. First, a two-dimensional magnetothermal model has been developed to study the possibility of applying the eddy current thermography for the control of the 2G-HTS tapes. Then, an experimental bench is built for the control of structural defects in the 2G-HTS tapes where a rotating inductor has been preferred to current supplied inductors in order to avoid the thermal disturbance generated by the latter. The experimental measurements are supported by three-dimensional modeling both for validation purposes and to simulate situations that cannot be reproduced experimentally. The calculation of the eddy currents in the 2G-HTS tapes is based on an integro-differential formulation in terms of electric vector potential, while the source magnetic field, created by the rotating magnetic wheel, is calculated using the magnetic surface charge model. A thermal model, based on the finite difference method, is associated to the electromagnetic model for the calculation of the surface temperature of the inspected samples. Several types of defects are characterized numerically and experimentally. Finally, an evaluation of the mechanical stresses, generated by the rotation of the magnetized wheel in the inspected tapes, is performed.

Key words: 2G-HTS tapes, magnetothermal modelling, structural defects, room temperature, eddy current thermography, experimental characterization.