

Sommaire

Sommaire.....	7
Glossaire des termes	11
Introduction générale.....	13
Chapitre 1 : Etude bibliographique.....	17
I.1 La supraconductivité	19
I.1.1 De la découverte à nos jours	19
I.1.2 Les principales propriétés pour les aimants	19
I.1.3 L'évolution des températures critiques au cours des années	20
I.1.4 Le coût cryogénique.....	21
I.2 Les matériaux supraconducteurs	21
I.2.1 Les matériaux supraconducteurs à haute température critique (SHTC)	22
I.2.2 Les SHTC : Une forte densité de courant sous forte induction magnétique.....	29
I.2.3 Récapitulatif des propriétés des SHTC	30
I.2.4 La limite de l'utilisation des SHTC	30
I.3 Les applications des supraconducteurs en magnétisme.....	34
I.3.1 Les outils scientifiques.....	34
I.3.2 Les SMES (Superconducting Magnetic Storage),	36
I.3.3 Les dipôles d'accélérateurs	40
I.4 Les éléments de conception des aimants supraconducteurs	41
I.4.1 Les aspects électriques, magnétiques et thermiques	41
I.4.2 Les aspects mécaniques	42
I.5 La transition résistive ou « quench »	43
I.5.1 Définition et caractéristiques	44
I.5.2 Les conséquences d'un quench sans protection.....	47
I.6 Fiabilité des aimants : stabilité et protection	50
I.6.1 La nécessité d'aimants très fiables.....	50
I.6.2 Eviter les quench : la stabilité	50
I.6.3 Empêcher la destruction des aimants en cas de défauts : la protection	53
I.7 Conclusion du chapitre	58

Chapitre 2 : Contexte scientifique et objectifs de la thèse	59
II.1 Projets de la thèse.....	61
II.1.1 Le projet SuperSMES.....	61
II.1.2 Le projet d'insert Eucard.....	63
II.2 Les objectifs de la thèse	65
II.2.1 Développer des outils numériques permettant de prévoir les comportements de défaut.....	65
II.2.2 Etudier les SHTC dans l'optique de la fabrication de bobine	66
II.2.3 Comprendre et maîtriser les problèmes menant à la destruction des SHTC	66
II.2.4 Construire et tester un aimant modèle représentatif des points critiques identifiés	66
Chapitre 3 : Caractérisation des rubans SHTC et modélisation de la surface critique.....	67
III.1 La mesure de courant critique des rubans SHTC	69
III.1.1 Caractérisation en champ parallèle au plan (ab)	70
III.2 La modélisation de la surface critique	73
III.2.1 La surface critique en champ parallèle	73
III.2.2 La surface critique en champ non parallèle	76
III.3 L'étude des jonctions entre les conducteurs	76
III.3.1 Objectifs.....	77
III.3.2 Etude sur bobinette	77
III.3.3 Etude des lap joints	80
III.3.4 Conclusion sur les jonctions et extrapolation aux futures bobines	84
III.3.5 Conclusion du chapitre	85
Chapitre 4 : Analyse et modélisation numérique	87
IV.1 Les objectifs des simulations.....	89
IV.2 Les propriétés thermiques des matériaux	90
IV.2.1 Les différents matériaux composant le ruban SCS4050-AP	90
IV.2.2 Les propriétés du ruban SCS4050-AP.....	91
IV.2.3 Les autres matériaux utilisés pour le bobinage.....	92
IV.2.4 Les effets de la délamination	92
IV.3 Les modèles électriques.....	92
IV.3.1 Le modèle de Wilson	92
IV.3.2 Le modèle loi de puissance.....	93
IV.3.3 Comparaison et choix du modèle pour les simulations	95

IV.4 La simulation éléments finis des galettes	95
IV.4.1 Le logiciel CASTEM	96
IV.4.2 Les hypothèses simplificatrices	96
IV.4.3 Les maillages types pour la simulation des transitions dans les galettes	99
IV.4.4 Les paramètres des simulations.....	101
IV.4.5 Exemple de résultats pour les trois maillages	105
IV.5 Conclusion du chapitre	111
Chapitre 5 : Etude expérimentale et résultats	113
V.1 La nécessité d'obtenir des données expérimentales et le choix du design.....	115
V.2 La station de test au LNCMI.....	116
V.3 Le prototype HTS1	117
V.3.1 La Conception	117
V.3.2 La fabrication	118
V.4 Le prototype HTS2	120
V.4.1 Les Objectifs.....	120
V.4.2 La Conception	120
V.4.3 La Fabrication.....	123
V.5 La caractérisation des aimants prototypes	125
VI.1.1 Les essais du prototype HTS1	125
VI.1.2 Les essais du prototype HTS2.....	127
V.6 Les résultats de propagation de quench dans les prototypes.....	129
Chapitre 6 : Discussion.....	131
VI.1 Adaptation de l'outil de simulation aux essais de bobines	133
VI.1.1 Précision des simulations et incertitudes de mesure	133
VI.1.2 Les hypothèses simplificatrices et leurs conséquences.....	138
VI.1.3 Optimisation de l'outil de simulation.....	139
VI.1.4 L'influence des paramètres technologiques dans le cadre de la protection	140
VI.2 Utilisation des résultats numériques et expérimentaux pour une optimisation de la conception des aimants	144
VI.2.1 L'inhomogénéité du courant critique	144
VI.2.2 La conception et la réalisation des jonctions	146
VI.2.3 La limite mécanique pour l'utilisation des SHTC	147
VI.3 Les autres paramètres limitant l'utilisation des SHTC dans les aimants.....	148
VI.3.1 La dégradation très rapide.....	148

VI.3.2 Transition localisée et progressive.....	150
VI.4 Proposition pour l'étude de la protection lors de la conception d'un aimant SHTC	150
VI.4.1 Le cahier des charges.....	150
VI.4.2 L'optimisation de la conception	151
VI.4.3 Le choix du conducteur et sa caractérisation	151
VI.4.4 L'optimisation de la conception en vue de la protection	151
VI.4.5 Le choix des paramètres de protection	152
VI.4.6 Détermination du choix du schéma de protection	152
Conclusion et perspectives	155
ANNEXES	159
ANNEXE 1	161
ANNEXE 2.....	165
1. Le logiciel CASTEM [127]	165
2. La procédure PASAPAS [107]	165
ANNEXE 3.....	167
ANNEXE 4.....	168
1. Détail de la fabrication d'un échantillon de jonction de type Bobinette	168
2. Détail de la fabrication d'un échantillon de type Lap Joint.....	170
ANNEXE 5.....	172
1. Description de la bobineuse à axe horizontal	172
2. Détail de la fabrication des galettes simples et des doubles galettes du prototype HTS1	173
3. Détail de la fabrication des galettes simples et des doubles galettes du prototype HTS2.....	175
Références	180

Glossaire des termes

AMSC : American Superconductor

ANR : Agence Nationale de la Recherche

CEA : Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives

CERN : Centre Européen de Recherche Nucléaire (Genève)

CNRS : Centre National de la Recherche Scientifique

CRETA : Consortium de Recherche pour l'Emergence de Technologies Avancées

FBML : Francis Bitter Magnet Laboratory

FNAL : Fermi National Accelerator Laboratory

IRM : Imagerie à Résonance Magnétique

KIT – ITP : Karlsruher Institut für Technologie – Institut für Theoretische Physik

LASA : Laboratorio Acceleratori e Superconduttività Applicata (INFN Milan)

LHC : Large Hadron Collider

LNCMI : Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses (Grenoble)

MIT : Massachusetts Institute of Technology

NHMFL : National High Magnetic Field Laboratory

NIMS : National Institute for Metals and Standards

NIST: National Institute of Standards and Technology

RMN : Résonance Magnétique Nucléaire

SACM : Service des Accélérateurs, de Cryogénie et de Magnétisme

SBTC : Supraconducteur à Basse Température Critique

SC : Supraconducteur

SHTC : Supraconducteur à Haute Température Critique

SMES : Superconducting Magnetic Energy Storage

TUT : Tampere University of Technology

UNIGE : Université de Genève

Glossaire des termes

VAMAS : Versailles project on Advanced Materials and Standards

Rapport-Gratuit.com

Introduction générale

La production de champs magnétiques est aujourd'hui un outil indispensable à la recherche scientifique et médicale. Si les aimants résistifs ont longtemps été, et sont encore, fortement utilisés pour les inductions intenses, les aimants supraconducteurs le sont de plus en plus pour réduire l'encombrement et les pertes énergétiques. Ils permettent aussi d'obtenir une stabilité de champ que les aimants résistifs ne peuvent pas atteindre, et qui est nécessaire pour certaines utilisations (IRM, RMN et accélérateurs de particules).

Les aimants utilisant des supraconducteurs dits « classiques » fonctionnant à très faible température (inférieure à 5 K) atteignent aujourd'hui la limite de leur fonctionnement (16 T pour les aimants d'accélérateur et 23,5 T pour les aimants de spectromètre). Les besoins grandissants pour la recherche fondamentale et appliquée en champ magnétique intense nécessitent donc l'utilisation de nouveaux matériaux plus performants. Un exemple est le LHC HE (High Energy) qui vise une induction de 18-20 T à l'horizon 2030. Les supraconducteurs dits « à haute température de transition » ou encore « à haute température critique » sont les seuls à présenter les performances nécessaires.

J. Bednorz et K. Müller ont marqué un tournant dans la recherche sur les matériaux supraconducteurs à haute température critique. Ils ont en effet découvert la supraconductivité à une température de 35 K dans des matériaux de structure pérovskite de cuivre à base de lanthane. Cette découverte leur a valu le prix Nobel de physique en 1987. Parmi les supraconducteurs à haute température critique les plus prometteurs, on trouve l'YBCO qui est disponible industriellement depuis quelques années.

L'utilisation de ces matériaux dans les aimants est très récente. Leur application dans des aimants haute performance n'en est actuellement qu'à l'étape de recherche. La première problématique qui est soulevée ici peut être formulée de la manière suivante : **les supraconducteurs à haute température critique peuvent-ils être utilisés dans des aimants très haute performance impliquant un fort champ magnétique, une forte densité de courant et de grandes contraintes mécaniques ?**

D'autre part, si ces matériaux sont intrinsèquement plus stables que les supraconducteurs classiques, il n'est actuellement pas possible de les protéger efficacement. Une seconde problématique se dégage donc : **est-il possible de protéger efficacement un aimant supraconducteur à haute température critique dans toutes les conditions de fonctionnement ?** La question de la protection nécessite une double approche : numérique pour comprendre et prédire le comportement lors d'une transition résistive et, technologique pour déterminer les moyens les plus adaptés. Cette thèse propose ainsi une modélisation thermoélectrique en trois dimensions des supraconducteurs à hautes températures critiques et des aimants utilisant ces matériaux.

Cette thèse s'articule selon deux axes majeurs. Le premier objectif est d'améliorer la compréhension du conducteur et des paramètres importants de son utilisation dans les aimants. Le deuxième objectif est d'utiliser les connaissances acquises pour dimensionner les systèmes de protection de ces aimants. Ces deux objectifs nécessitent une approche

Introduction générale

expérimentale très forte pour d'une part caractériser les matériaux, d'autre part les utiliser dans la réalisation de bobine, et enfin étudier leur comportement lors d'une transition. L'approche numérique est aussi au cœur de ce projet puisqu'il est nécessaire de pouvoir extrapoler, prédire le comportement des conducteurs dans des conditions de fonctionnement très larges et optimiser leur architecture.

Cette thèse s'est faite dans le cadre d'un projet ANR « SuperSMES » et du projet européen EUCARD.

Chapitre 1 : Etude bibliographique

I.1 La supraconductivité

I.1.1 De la découverte à nos jours

La supraconductivité a été mise en évidence pour la première fois en 1911 par Heike Kamerlingh Onnes dans son laboratoire de l'université de Leiden. Cette découverte a été possible grâce au succès de la liquéfaction de l'hélium en 1908 permettant l'étude des matériaux à des températures inférieures à 4,2 K. Le premier matériau ayant montré un comportement supraconducteur est le mercure à 4,2 K.

Depuis cette découverte, la recherche de nouveaux matériaux supraconducteurs n'a cessé pour trouver ou fabriquer des conducteurs présentant cette propriété à des températures toujours plus élevées. Cette recherche s'est accrue depuis 1986 avec la découverte des matériaux supraconducteurs dits à « haute température critique » (SHTC). Ces matériaux possèdent des propriétés supraconductrices à des températures supérieures à 20 K et pouvant aller jusqu'à 134 K à pression ambiante pour l' $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$. Ce supraconducteur atteint une température critique de 164 K sous très forte pression (31 GPa) [1, 2].

I.1.2 Les principales propriétés pour les aimants

La supraconductivité est un état métastable dans lequel le matériau perd sa résistivité électrique. Il présente en outre des propriétés très particulières vis-à-vis du champ magnétique.

I.1.2.1 La résistivité nulle

Contrairement aux conducteurs classiques, les supraconducteurs présentent une résistivité nulle sous certaines conditions de champ magnétique, de température et de courant. C'est cette propriété étonnante qui a menée à la découverte de ces matériaux. La Figure 1-1 présente une mesure expérimentale de la résistivité non mesurable du Mercure datant du 26 octobre 1911. Cette courbe montre le phénomène mis en évidence par Heike Kamerlingh Onnes le 8 Avril 1911. Ce phénomène a été évoqué lors de son discours pour le Prix Nobel de Physique le 11 décembre 1913.

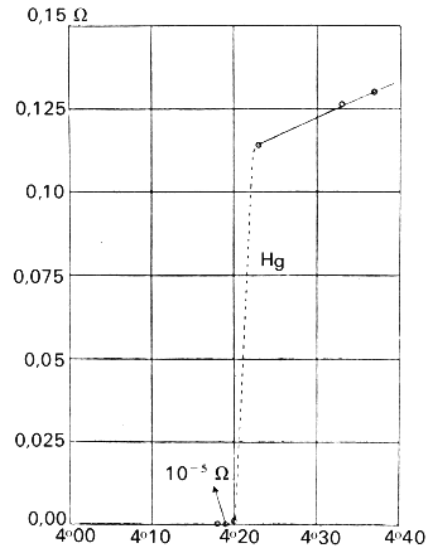


Figure 1-1 : Résistance d'un échantillon de mercure en fonction de la température absolue. Courbe de Gilles Holst, doctorant de Kamerlingh Onnes

I.1.2.2 La Surface Critique

L'état métastable de la supraconductivité est caractérisé par trois paramètres : la température, le champ magnétique et la densité de courant circulant dans le supraconducteur. Ces paramètres définissent la surface critique en deçà de laquelle le matériau est dans un état non dissipatif et au-delà de laquelle il devient dissipatif. Cette surface peut être visualisée sur la Figure 1-2. Un exemple de surfaces critiques pour différents supraconducteurs est aussi présenté sur cette figure. Cet exemple montre aussi le cas qui va particulièrement nous intéresser dans cette thèse : l'YBCO qui est un supraconducteur dit à haute température critique. Nous verrons que ce cas est en réalité plus complexe car ces supraconducteurs sont fortement anisotropes.

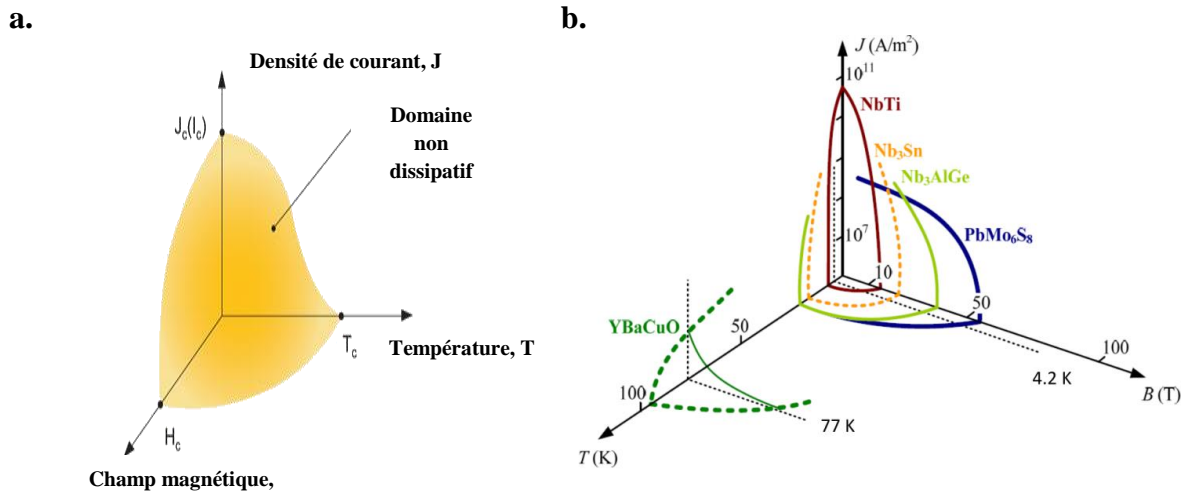


Figure 1-2 : Surface critique (a) et ordres de grandeur de quelques SC (b)

I.1.3 L'évolution des températures critiques au cours des années

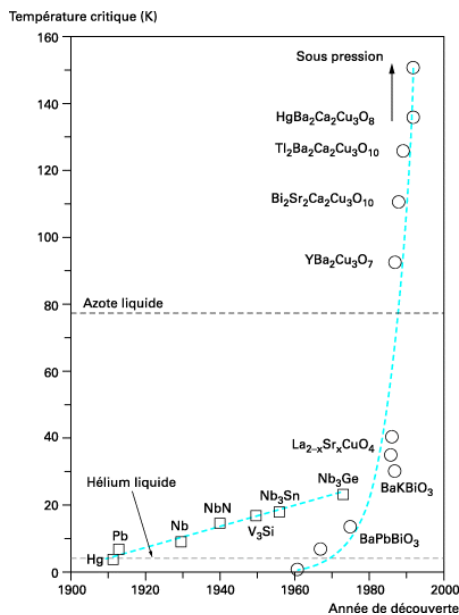


Figure 1-3 : Températures critiques des principaux supraconducteurs
(www.techniques-ingenieur.fr)

Afin d'illustrer la recherche continue pour découvrir des matériaux présentant des températures critiques toujours plus élevées, quelques éléments sont donnés dans cette partie. La Figure 1-3 présente l'évolution des températures critiques des principaux supraconducteurs depuis 1911.

On notera l'absence du NbTi qui pourtant représente la grande majorité des supraconducteurs produits et utilisés dans les aimants actuels. Les premiers fils de NbTi ont été fabriqués en 1962. Ce supraconducteur à une température critique de 9,25 K.

Ce graphique montre que la recherche de nouveaux matériaux ayant une température critique de plus en plus haute est très importante depuis les années 1980. Le graal serait la découverte de matériaux supraconducteurs à température ambiante ayant des propriétés de transport de courant correctes et un coût acceptable.

I.1.4 Le coût cryogénique

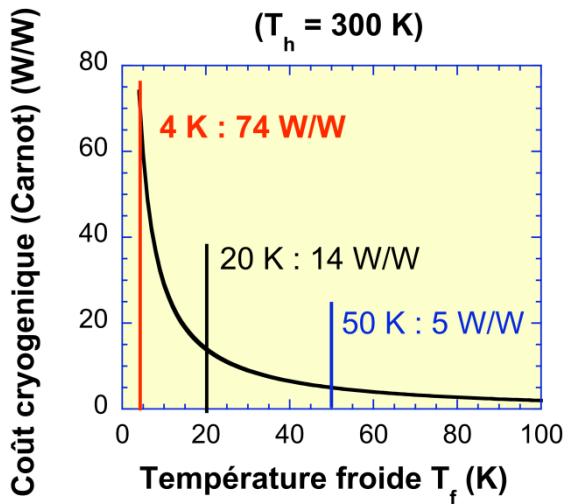


Figure 1-4 : Coût cryogénique du cycle de Carnot selon la température froide

L'un des intérêts de rechercher des matériaux ayant des températures critiques toujours plus hautes est la réduction des coûts de refroidissement. En effet le coût du refroidissement cryogénique (dont un ordre de grandeur est montré sur la [Figure 1-4](#)) n'est pas linéaire avec la température et croît très rapidement en dessous de 20 K. Le coût cryogénique du cycle de Carnot (correspondant au rendement du cycle) pour refroidir de 300 K à 4 K est 15 fois plus élevé que pour refroidir à 50 K et 5 fois plus élevé que pour refroidir à 20 K. Dans la réalité, le rendement est 4 fois plus faible que celui de Carnot.

I.2 Les matériaux supraconducteurs

Les matériaux supraconducteurs sont très nombreux comme le montrent les quelques exemples de la [Figure 1-5](#). Les applications non électroniques de la supraconductivité nécessitent des performances importantes : une température critique supérieure à 4,2 K (hélium liquide), une induction magnétique critique suffisamment élevée (>10 T) et une densité de courant critique importante (>100 MA/m²). Enfin il faut aussi pouvoir les utiliser dans les aimants. Un chiffage approximatif [3] estime que sur environ 10000 matériaux supraconducteurs, seulement une centaine ont une température critique supérieure à 4,2 K. Parmi cette centaine, seulement une dizaine présentent une induction magnétique critique supérieure à 10 T. Enfin le nombre pouvant être utilisé pour le bobinage d'aimants est inférieur à 10.

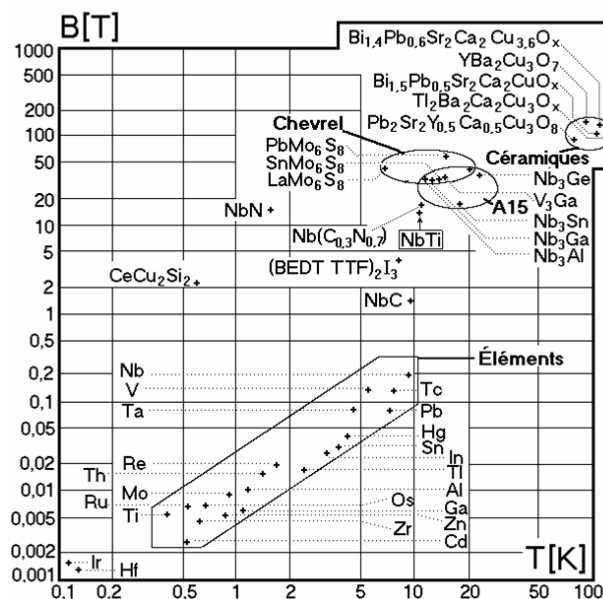


Figure 1-5 : B_{C2} et T_c de quelques supraconducteurs (appliedsc.epfl.ch)

I.2.1 Les matériaux supraconducteurs à haute température critique (SHTC)

C'est en 1986 que les supraconducteurs à haute température critique ont été découverts à partir de recherches sur les oxydes de cuivre. Ces matériaux sont principalement des céramiques complexes. La température critique et le champ magnétique de seconde aimantation plus élevés (Figure 1-6) sont les deux principales propriétés différenciant les SHTC des supraconducteurs à basse température critique (SBTC). Il faut aussi noter qu'actuellement les mécanismes de supraconduction des SHTC ne sont pas complètement compris. Cela rend difficile la prédiction des propriétés supraconductrices dans les composés. Les supraconducteurs à base de Bismuth (BiSrCaCuO ou encore BSCCO) sont de deux sortes selon la stœchiométrie : le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-\delta}$ (Bi-2212) et le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10-\delta}$ (Bi-2223). Ces supraconducteurs sont dits de première génération par rapport à l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) qui est dit de seconde génération. Les matériaux céramiques supraconducteurs sont des oxydes complexes appartenant à la famille des Pérovskites (pour leur structure cristallographique). Ils présentent quelques particularités : ce sont des matériaux anisotropes avec une structure poly-cristalline de type lamellaire stratifiée. Un schéma des structures de ces deux matériaux est montré sur la Figure 1-7. Dans le cas de l'YBCO, entre deux plans d'Yttrium se trouvent trois plans de Cu-O séparés par deux plans de Ba-O. Les chaînes Cu-O ont un rôle important dans le phénomène de supraconduction grâce aux trous d'oxygène présents. La teneur en oxygène est donc un paramètre déterminant, une valeur trop élevée peut réduire très sensiblement la température critique et une valeur trop faible annihile la supraconductivité. Cette anisotropie cristallographique est à l'origine de la très forte anisotropie de transport de courant et d'induction magnétique. La densité de courant critique est en effet nettement plus importante dans le plan (ab) de texturation que selon l'axe (c) orthogonal à ce plan. L'influence de l'induction magnétique répond à la même anisotropie.

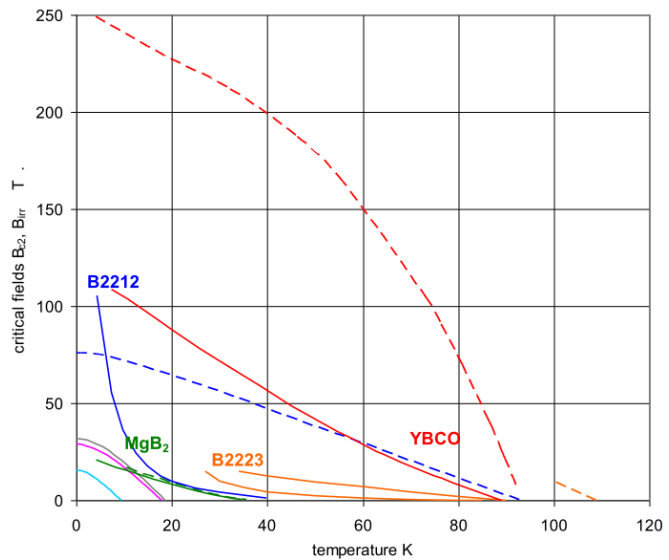


Figure 1-6 : Induction critique B_{c2} (tirets) (uniquement au-dessus de 100K pour le Bi-2223) et induction d'irréversibilité (traits) des quatre SHTC usuels.

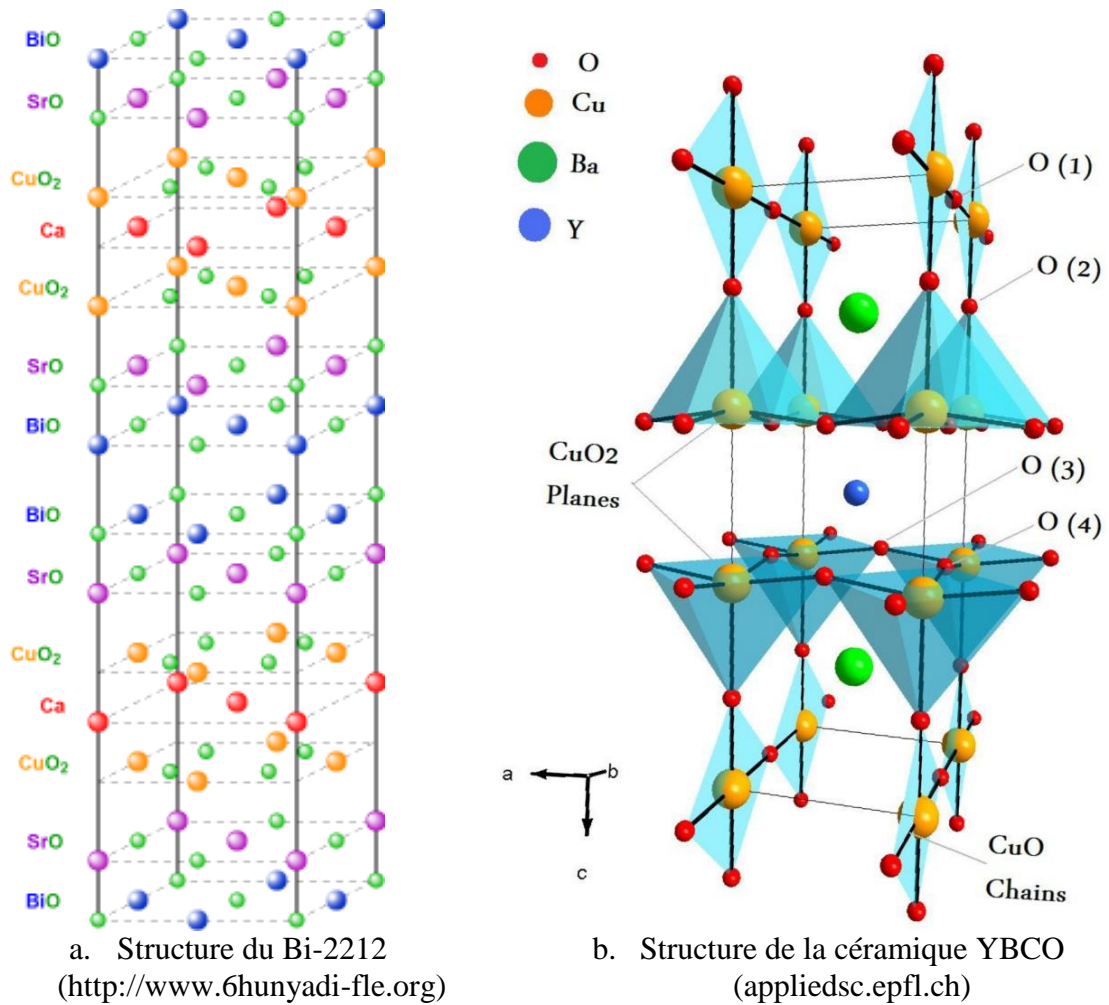


Figure 1-7 : Structure du BSCCO et de l'YBCO

1.2.1.1 Le BSCCO (1G)

Les températures critiques des deux composés usuels du BSCCO sont de 86 K (2212) et 110 K (2223).

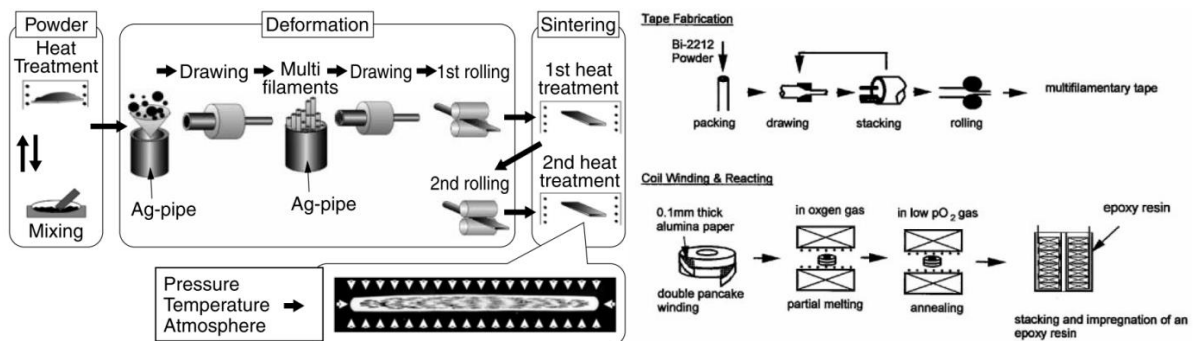


Figure 1-8 : Fabrication du Bi-2223 et du Bi-2212

Les conducteurs à base de BSCCO sont composés d'une céramique supraconductrice placée dans une matrice d'argent. Ils sont principalement fabriqués par le

procédé PIT (Power in Tube) : une poudre (le précurseur) réalisée par un mélange dans les bonnes proportions de Bi_2O_3 , PbO , SrCO_3 et CuO est introduite dans un cylindre en argent. L'argent est utilisé car il ne réagit pas chimiquement avec le composé bismuth et permet la diffusion de l'oxygène à haute température. Un alliage à base d'argent (AgAu , AgCu , AgMg , AgPd) peut aussi servir de gaine afin d'en améliorer la résistance mécanique ou d'en augmenter la résistivité pour réduire les pertes en courant alternatif ou la conductivité thermique. L'ensemble subit ensuite une série de procédés mécaniques (extrusion, laminage, recuit) pour obtenir un ruban (Figure 1-9). Une fois le ruban (où le brin rond parfois pour le Bi-2212) mis en forme, deux solutions sont possibles : le traitement thermique pour faire réagir le ruban avant le bobinage (dans le cas du Bi-2223, plusieurs cycles de laminage-traitement thermique sont possibles : Figure 1-8) puis le bobinage (possible pour les deux BSCCO) ou bien le bobinage puis le traitement thermique pour le Bi-2212 (méthode bobinage et réaction Figure 1-8). L'intérêt dans ce cas est d'avoir des diamètres de bobinage bien inférieurs que lorsqu'on bobine un fil réagi.

La Figure 1-9 présente différents rubans et fils de Bi-2223 et Bi-2212. Les fils ronds de Bi-2212 présentent souvent un courant critique plus faible à cause d'un moins bon alignement des grains qui est mécaniquement amélioré lors de la fabrication ruban. Une méthode pour améliorer les propriétés d'un brin rond est de le fabriquer à partir de ruban de Bi-2212 (e).

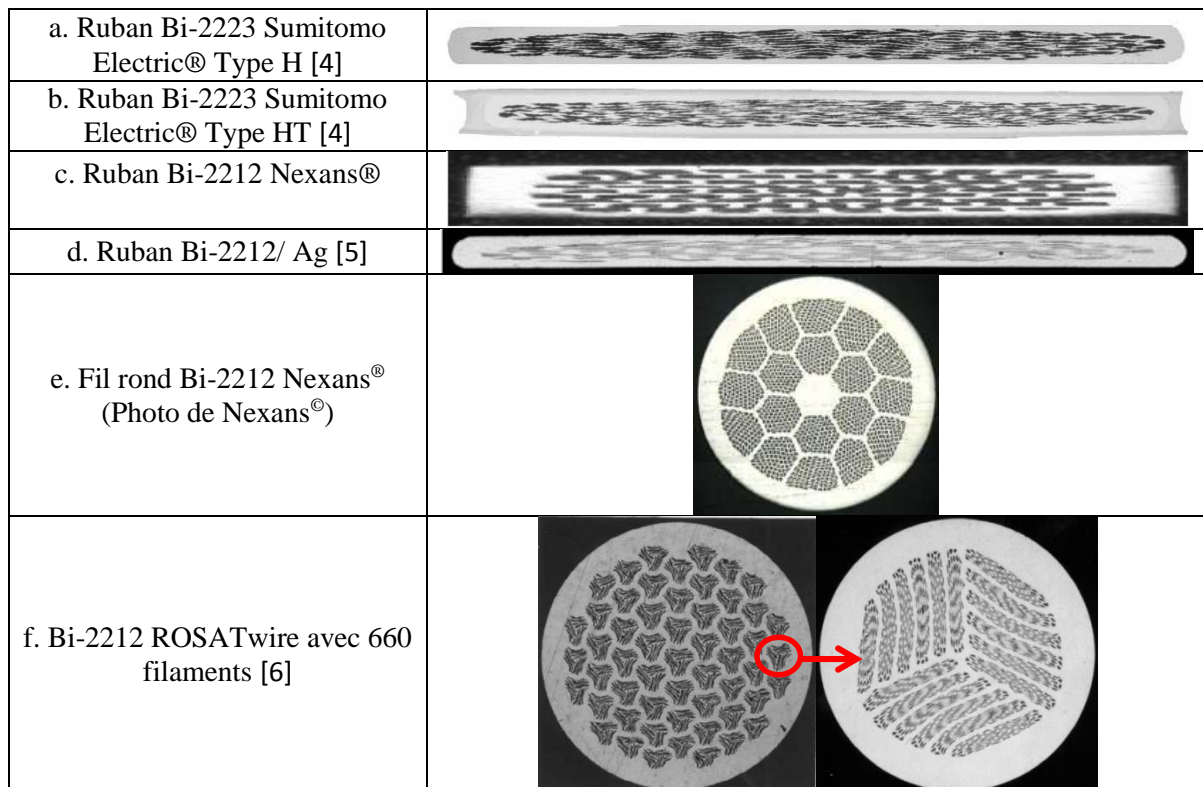


Figure 1-9 : Exemples de ruban et fils de Bi-2212 et Bi-2223.

La résistance mécanique intrinsèque de ces conducteurs est de l'ordre de 100 MPa. L'augmentation de la tenue mécanique des fils ou rubans est très délicate et peut se faire par l'ajout d'une gaine de renfort mécanique. La difficulté est de trouver un matériau

résistant au traitement thermique sans s'endommager et permettant aussi l'oxygénation du supraconducteur durant le traitement thermique. Ce moyen pour renforcer mécaniquement des fils ronds de Bi-2212 est étudié par NEXANS dans le cadre du projet SuperSMES.

Si les BSCCO sont produits industriellement, les perspectives de réduction des coûts restent faibles à cause d'une part de la forte proportion d'argent dont le prix ne cesse de croître et d'autre part des faibles possibilités d'amélioration des performances sans un investissement important sur ces matériaux. A titre d'indication, le BSCCO revient actuellement à environ 100 \$/kA.m à 4,2 K et 12 T.

I.2.1.2 L'YBCO (2G)

L'YBCO est un supraconducteur ayant une température critique de 92 K. Ces conducteurs dits de seconde génération sont des conducteurs déposés, des Coated Conductors (CC). Contrairement aux autres supraconducteurs déjà cités qui utilisent des méthodes métallurgiques classiques (extrusion, laminage, recuit), ces supraconducteurs sont réalisés par une technologie de fabrication des couches minces (~quelques μm). La couche supraconductrice est déposée sur un support mécanique (Hastelloy ou NiW) au travers de différentes couches tampons (Buffer Stack sur la Figure 1-10). Ce sont le support ou les couches tampons qui vont permettre le bon alignement des grains lors du dépôt de la couche d'YBCO. Cet alignement est primordial pour l'obtention de bonnes propriétés (il doit être meilleur que 5°). Une fine couche d'argent est ensuite pulvérisée sur la couche supraconductrice pour la protéger des attaques extérieures, servir de stabilisant et permettre l'injection de courant. Selon le fabricant, cette âme est ensuite soit stabilisée par une couche de cuivre déposée par électro dépôt de chaque côté (Figure 1-10), soit soudée dans une gaine de stabilisant (Figure 1-11).

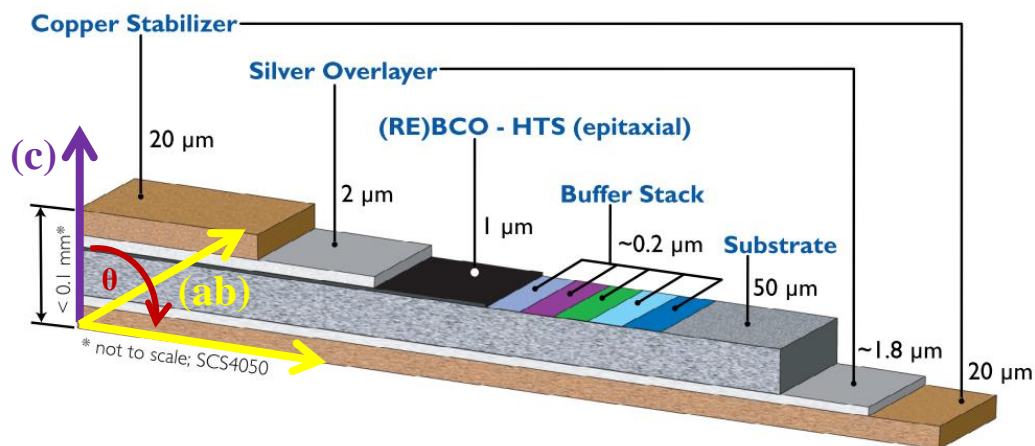


Figure 1-10 : Schéma du ruban SuperPower SCS4050 (2012)

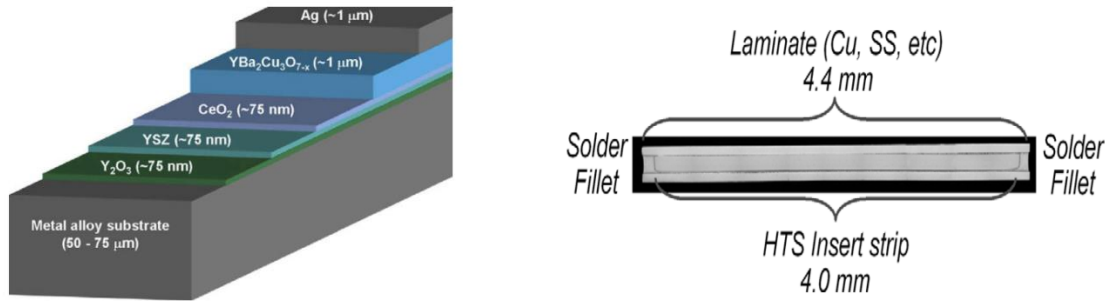


Figure 1-11 : Architecture de l'âme HTC du ruban 2G d'AMSC [7] (gauche) ; Cette âme est ensuite soudée entre un sandwich de stabilisant (droite) [8]

Ce conducteur présente plusieurs avantages par rapport aux rubans de BSCCO :

- La résistance mécanique peut-être nettement plus élevée du fait de la forte proportion de substrat mécanique comme l'Hastelloy[®] ayant de très bonnes propriétés mécaniques (jusqu'à 700 MPa en tension longitudinale pour le ruban proposé par SuperPower).
- Les performances de ces rubans sont aussi en constante amélioration. La Figure 1-12 montre l'évolution des performances et des longueurs des rubans YBCO produits par SuperPower entre 2001 et 2009. La valeur exprimée en A.m en ordonnée met en évidence à la fois l'augmentation de la longueur de conducteur produite (indiquée sur la figure) et l'augmentation des performances des rubans. SuperPower a démontré la faisabilité de produire des longueurs de 1000 m avec un courant critique minimum de 300 A/cm (pour les rubans d'YBCO le courant critique est souvent donné à 77 K en champ propre et par centimètre de largeur). Des longueurs de 1400 m sont aussi atteintes mais avec un courant critique moyen plus faible. Les longueurs types sont comprises entre 100 m et 300 m avec un courant critique minimum de 325 A/cm. Ce producteur estime que de nombreuses voies sont envisageables pour améliorer d'un facteur 10 les performances à faibles température et haut champ. Le but étant de dépasser d'un facteur 10 les performances du Nb₃Sn sous 15 T à 4,2 K. La Figure 1-13 compare les propriétés de conducteurs produits et livrés en 2006 et en 2011 montrant à la fois une augmentation importante des performances (I_c) et des longueurs produites en 5 ans.

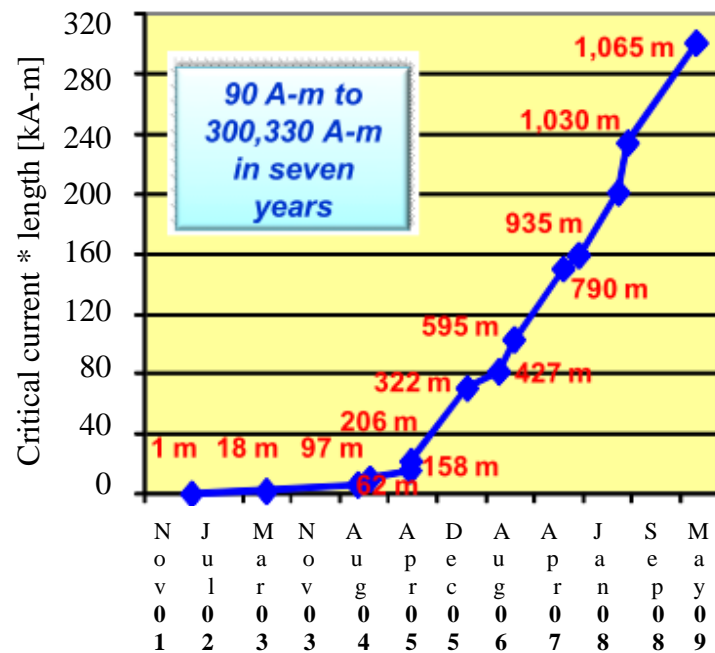


Figure 1-12 : Longueur de conducteur produite par SuperPower entre nov. 2001 et Mai 2009 (Présentation SuperPower EUCAS 2011)

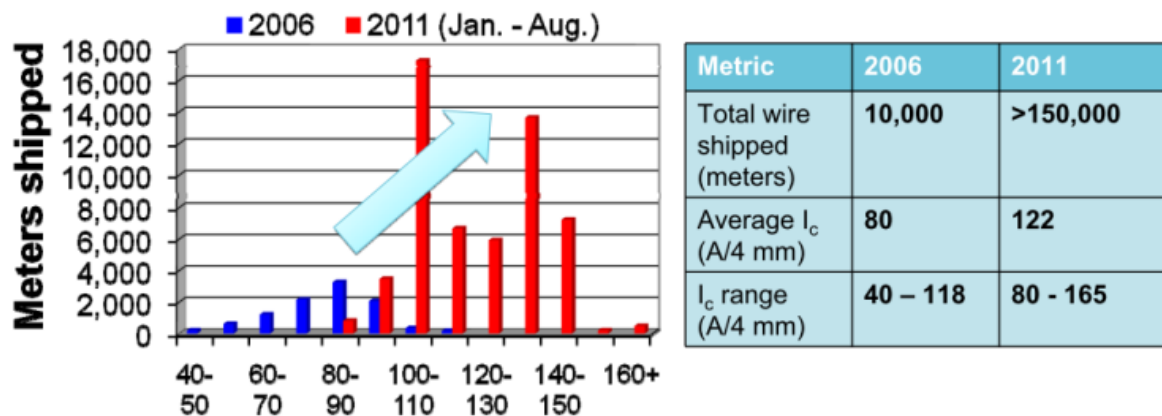


Figure 1-13 : Longueurs d'YBCO livrées en 2006 et 2011 par SuperPower (Présentation EUCAS 2011). Les courants critiques sont donnés à 77 K en champ propre.

- Actuellement le prix est encore supérieur à celui du BSCCO mais les possibilités d'amélioration permettent de supposer que le prix puisse atteindre les \$10-20 \$/kA.m à des températures inférieures à 77 K (Figure 1-14). Le coût d'un ruban d'YBCO est en effet principalement lié au procédé de fabrication (qui est un procédé plutôt lent comparé au procédé PIT du BSCCO et avec un rendement assez faible actuellement) et non aux matériaux. La Figure 1-15 présente l'évolution du coût des rubans de SuperPower entre 2004 et 2010. L'accroissement de la production et l'amélioration des performances ont permis de diviser le prix par 100

en 6 ans. Bien que le coût reste nettement plus élevé que les SBTC (~2 \$/kA.m), les possibilités de forte induction et de haute température de fonctionnement peuvent justifier un coût de fabrication plus élevé.

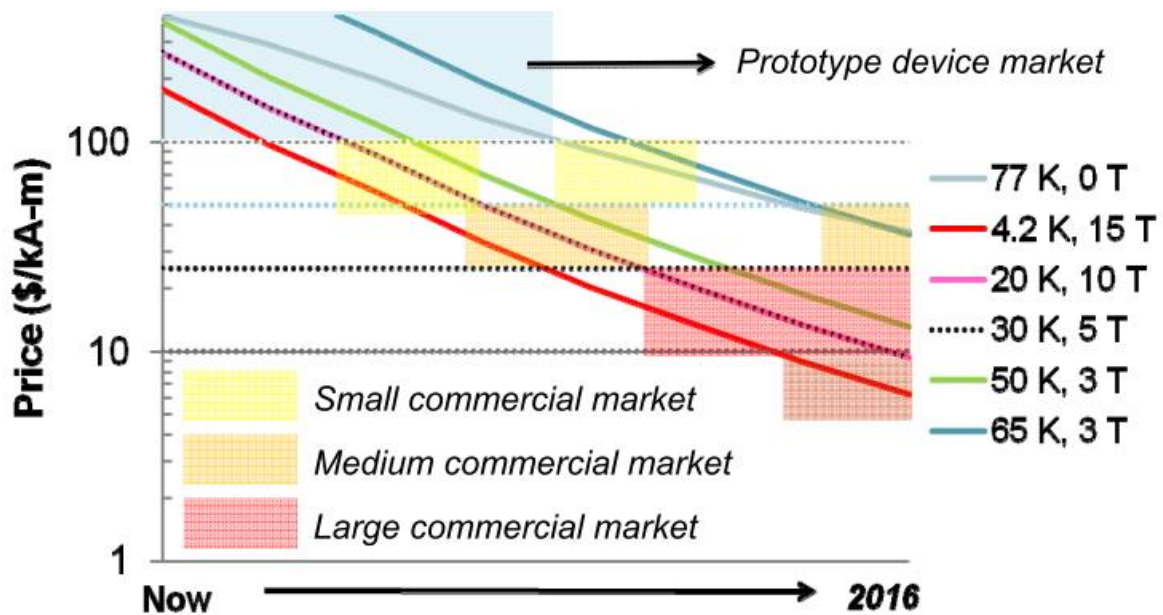


Figure 1-14 : Perspectives commerciales des rubans d'YBCO de SuperPower

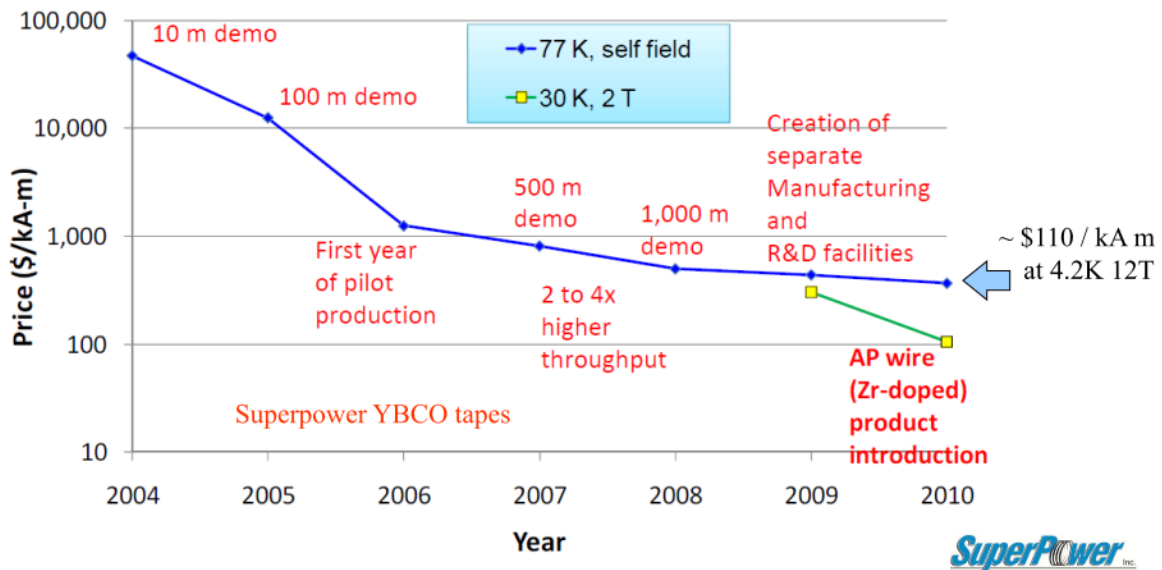


Figure 1-15 : Evolution du coût des conducteurs de SuperPower

Les longueurs unitaires disponibles restent inférieures à celles du BSCCO (moins de un km contre environ 2 km) et la diminution du coût reste encore incertaine, c'est pourquoi leur utilisation reste très limitée dans les gros appareils.

I.2.2 Les SHTC : Une forte densité de courant sous forte induction magnétique

Si la réduction du coût cryogénique présente un des intérêts majeurs de l'utilisation des SHTC, leur capacité à transporter une forte densité de courant sous des inductions magnétiques très élevées est essentielle pour le développement des aimants. La Figure 1-16 permet de comparer les quatre supraconducteurs usuels : le NbTi et le Nb₃Sn pour les SBTC et le Bi-2212 et l'YBCO pour les SHTC. Les limites de 100 MA/m² et 400 MA/m² correspondent respectivement aux densités de courant dans les aimants de RMN et à celles pour la physique des hautes énergies. Si les SBTC restent plus intéressants pour les faibles inductions magnétiques à 4 K ou 1,8 K, les SHTC présentent une densité de courant critique plus importante que le NbTi dès 7 T à 4 K même en cas de champ défavorable (perpendiculaire à la surface) ou de température plus élevée. L'intérêt est aussi valable dès 15 T comparé au Nb₃Sn à 1,8 K.

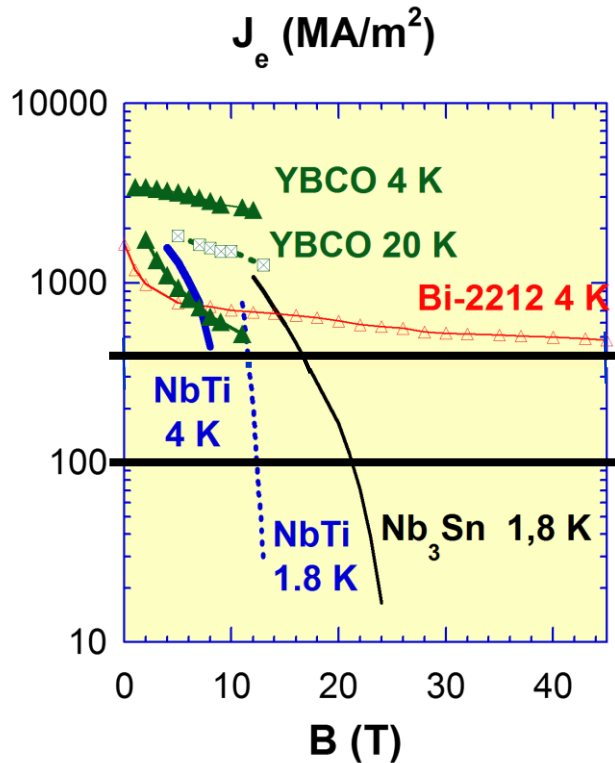


Figure 1-16 : Densité de courant en fonction du champ magnétique

Il est important de noter que la comparaison des matériaux nécessite de tenir compte de la forte anisotropie des rubans SHTC. Si les rubans de 2^{nde} génération sont plus performants que les autres supraconducteurs lorsque le champ magnétique est parallèle à la surface des rubans, cela n'est plus forcément le cas si le champ magnétique est perpendiculaire à la surface.

I.2.3 Récapitulatif des propriétés des SHTC

Matériaux	σ_{\max} [MPa]	T_c [K]	B_{c2} [T]	J_c	Longueur disponible	Mise en forme	Avantages	désavantages
Bi-2223	De ~100 A ~250	110	>100	+	Quelques km	Ruban	- Longueur disponible - Conducteur barre Roebel « Classique »	- Ruban - faible indice n - coût argent - Traitement thermique
Bi-2212	De ~100 A ~250	80-90	>100	++	Quelques km	Ruban/fil rond	- Longueur disponible - Fil rond - Conducteur Rutherford	- faible indice n - coût argent - Traitement thermique - Résistance mécanique
YBCO IBAD	>700	90-93	>100	+++	< 1km	Ruban	- Fort J_c - Résistance mécanique - J_e moyen	- Fort rapport d'aspect - Comportement mal compris - Coût actuel
YBCO RABBITs	250	90-93	>100	++	<1km	Ruban	- Fort J_c - Résistance mécanique moyenne - J_e moyen	- Fort rapport d'aspect - Comportement mal compris - Coût actuel

Tableau 1-1 : Principales caractéristiques des différents SHTC

I.2.4 La limite de l'utilisation des SHTC

Les SHTC sont très prometteurs pour les utilisations actuelles et futures de la supraconductivité. Si leurs performances sont déjà très encourageantes, il reste encore plusieurs aspects qui nécessitent des améliorations pour les adapter aux besoins.

I.2.4.1 Des conducteurs principalement sous forme de ruban

- Des conducteurs ronds : BSCCO

La forme des conducteurs est un élément important pour le design des aimants. Des conducteurs ronds (sous forme de brins) sont souvent préférables car ils permettent d'assembler plusieurs conducteurs pour former des câbles (type conducteur en goulotte) permettant de transporter une plus grande quantité de courant. Les propriétés des brins ronds sont aussi isotropes, contrairement aux rubans, ce qui facilite grandement la conception des aimants. Les céramiques à base de BSCCO peuvent être selon leur procédé de fabrication, soit en brins ronds, soit en rubans. Les brins ronds de BSCCO restent néanmoins faiblement utilisés dans le cas des aimants SHTC car leurs performances sont souvent plus faibles que celle des rubans à cause d'un mauvais alignement des grains.

- Des rubans d'YBCO

Les SHTC de 2^{nde} génération que sont les YBCO ne sont pour l'instant disponibles que sous forme de ruban. Des procédés de fabrication permettant de réaliser des dépôts sur des géométries cylindriques sont en cours de développement et en sont encore au stade de la démonstration. Une telle géométrie permettrait d'avoir des conducteurs isotropes et de fabriquer des câbles forts courant. Le fonctionnement sous fort courant est nécessaire dans beaucoup d'applications et les seuls câbles actuellement envisageables pour les bobines fort courant sont les câbles Roebel qui sont très coûteux et encore problématiques

(problème de délamination notamment). Ce type de câble est au centre de la thèse de J. Fleiter [9].

1.2.4.2 Une homogénéité de courant sur grande longueur encore problématique

Un autre problème sur les rubans de 2nde génération est la difficulté d'obtenir un courant critique homogène sur de grandes longueurs (de l'ordre de la centaine de mètres). La Figure 1-17 montre la répartition du courant critique pour deux rubans d'YBCO vendus par SuperPower et par AMSC. Ces courbes sont celles présentées par les deux industriels. Elles montrent que, même si le courant peut être relativement homogène sur des longueurs de l'ordre de la centaine de mètres, il est difficile d'obtenir un courant homogène sur plusieurs centaines de mètres. Les rubans comportent donc des zones de « fragilité » qui peuvent poser problème pour la fiabilité des aimants. Cela est particulièrement visible sur le graphique d'AMSC qui présente le courant critique bout à bout sur 800 m en plus du courant critique local. On peut voir que globalement le courant critique est plus important que celui bout à bout. Cependant certains points présentent un courant critique pouvant être 15-20 % plus faible que celui bout à bout. Si les graphiques de la Figure 1-17 représentent les variations sur des longueurs métriques, nous verrons par la suite que l'inhomogénéité est aussi présente à une échelle plus réduite (de l'ordre du cm). On voit tout de suite les problèmes que cela peut engendrer sur les marges et la protection des aimants.

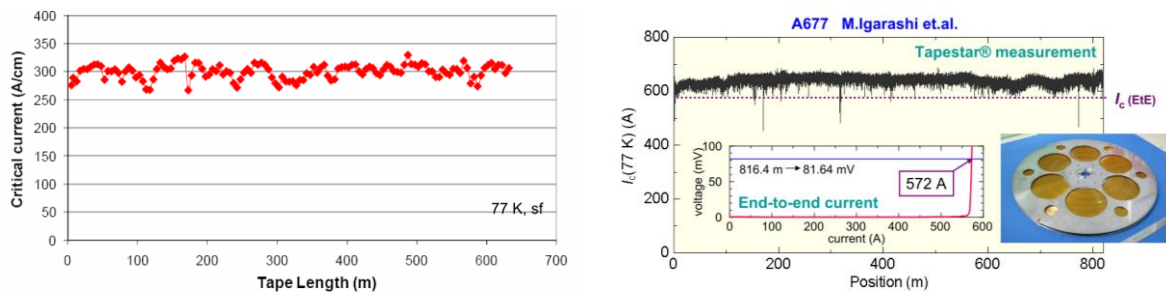


Figure 1-17 : Inhomogénéité du courant critique des rubans d'YBCO sur la longueur (Gauche : SuperPower EUCAS 2011 ; Droite : AMSC)

1.2.4.3 Une forte anisotropie

L'étude des rubans d'YBCO a donné lieu à de nombreuses caractérisations de la surface critique ces dernières années. La plupart des mesures sont réalisées sur des échantillons courts (de l'ordre de 3 cm) avec un champ magnétique $\parallel(c)$ ou bien avec un angle variable. L'influence du champ magnétique est plus marquée lorsque celui-ci n'est pas parallèle à la surface des rubans. L'étude de l'influence du champ magnétique avec différentes orientations est donc indispensable pour la conception des aimants.

L'influence de l'angle et de l'intensité du champ magnétique est montrée expérimentalement sur des échantillons de ruban SCS4050 achetés en 2008 dans la publication de D. Turrioni [10]. Un rapport 1 à 5 entre l'orientation du champ $\parallel(ab)$ et $\parallel(c)$

selon la température et la valeur du champ magnétique a été mesurée expérimentalement par ce groupe de recherche. Ce rapport dépend de la température et de l'induction magnétique. D'autres valeurs ont été mesurées plus récemment pour estimer l'influence angulaire du champ magnétique [11–13]. Les constructeurs AMSC et SuperPower proposent aussi des courbes montrant les variations de courant critique en fonction du champ magnétique. Ces courbes sont normalisées par rapport au courant critique à 77 K en champ propre. Elles sont montrées sur les Figure 1-18 et Figure 1-19.

De nombreuses recherches sont menées pour réduire cette forte anisotropie. La Figure 1-20 montre un exemple d'anisotropie du courant critique à 4,2 K. L'angle θ correspond à celui indiqué en rouge sur la Figure 1-10. On peut voir qu'il y a un facteur de l'ordre de 2 sur le courant critique entre un champ magnétique longitudinal de 1 T (parallèle au plan ab) et le même champ transversal (parallèle à l'axe c). Ce facteur passe à environ 6,5 sous 30 T. Ce point est très important pour les conceptions et réduire cette anisotropie est aussi important qu'augmenter les performances des rubans. Le dopage du ruban (BZO) est une piste de recherche pour réduire cette anisotropie. Cependant cela ne semble pas avoir d'influence à 4,2 K alors qu'une amélioration de l'anisotropie est visible à 77 K (Figure 1-21).

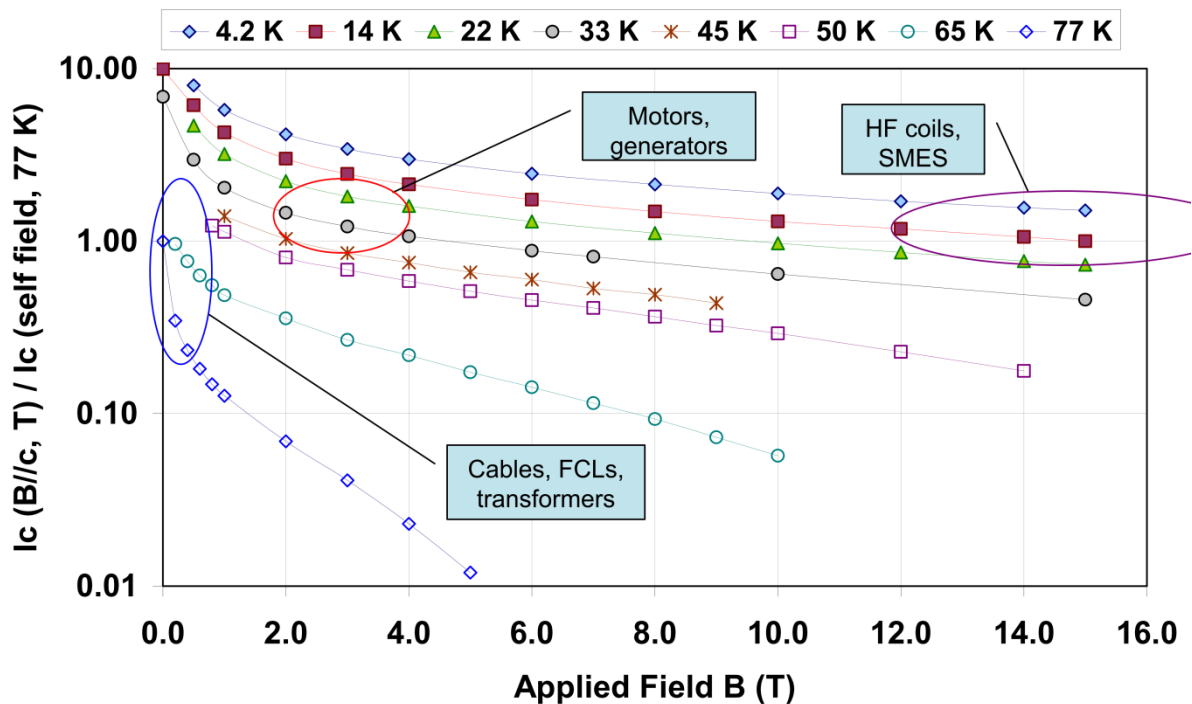


Figure 1-18 : Courant critique normalisé B transversal (parallèle à l'axe c)
(SuperPower : EUCAS 2011)

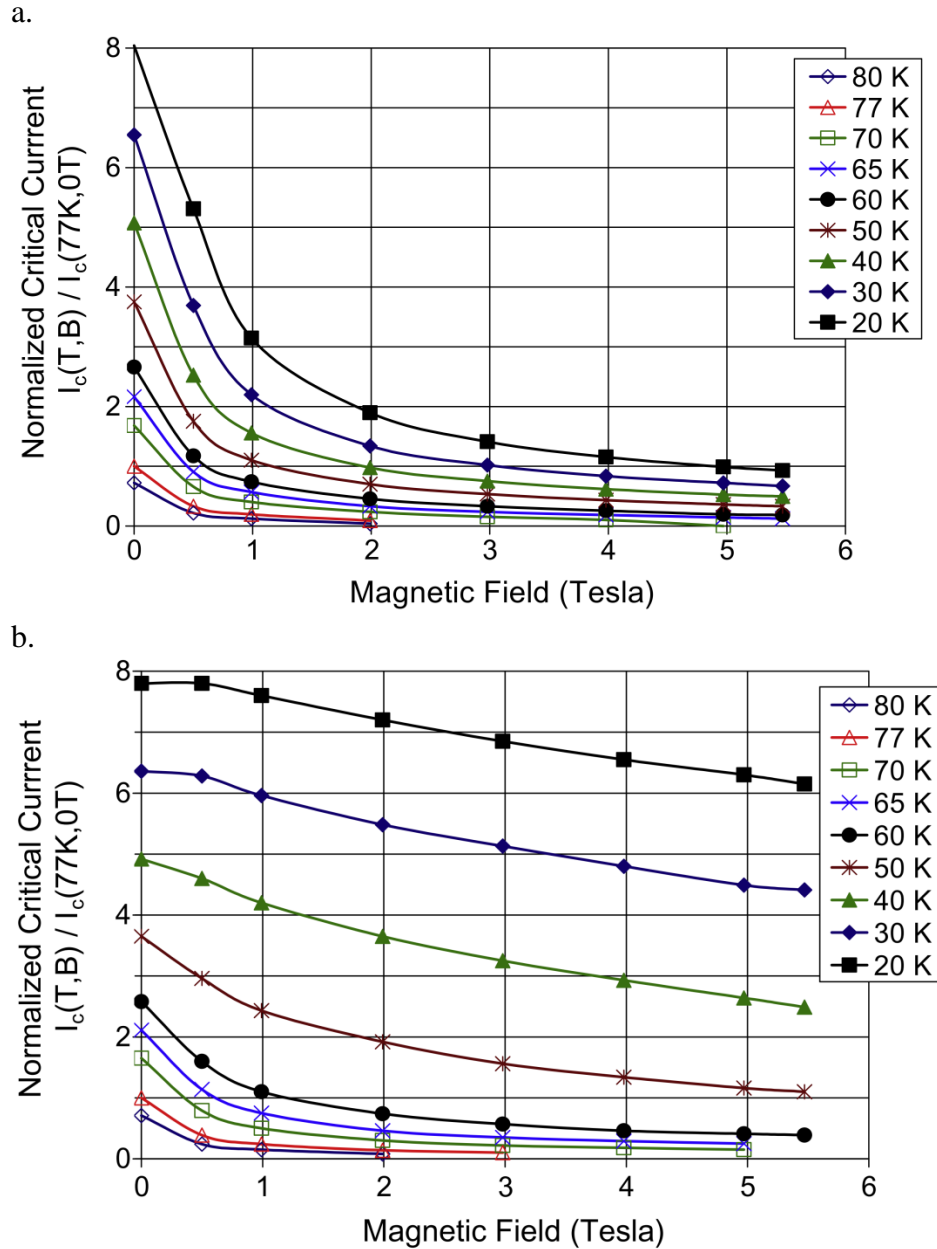


Figure 1-19 : Courant critique normalisé AMSC 344, a. : B transversal (parallèle à l'axe c) et b. : B longitudinal (parallèle au plan ab) [7].

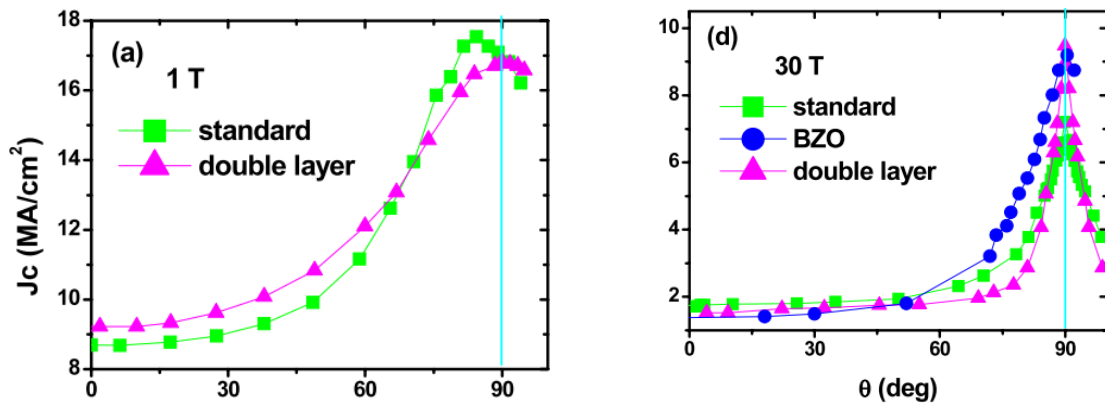


Figure 1-20 : Anisotropie du ruban de SuperPower à 4,2 K [14]

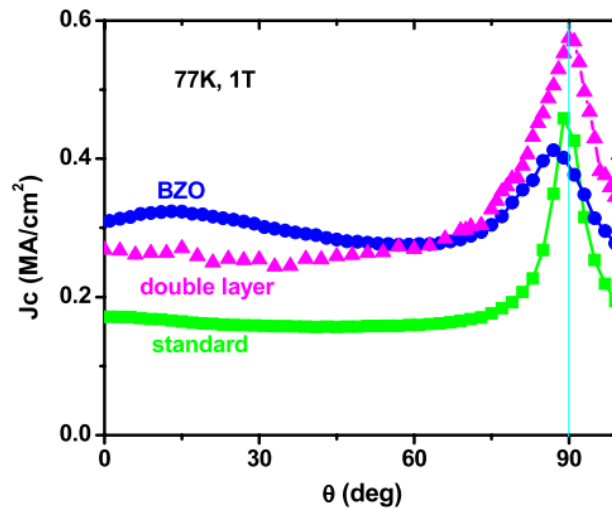


Figure 1-21 : Réduction de l'anisotropie à 77 K [14]

I.2.4.4 Une fragilité de manipulation et d'utilisation pour certain des SHTC

Les SHTC de 2G génération sont disponibles uniquement sous forme de rubans ayant une faible épaisseur (0,1-0,2 mm). Ce rapport d'aspect par rapport à la largeur (4-12 mm) les rend très délicats à manipuler. Il faut à la fois éviter toute torsion ou pliage du ruban mais aussi éviter de les manipuler ou de les chauffer dans une atmosphère humide pour limiter les risques de modification de la stœchiométrie d'oxygène.

Ces conducteurs sont aussi très fragiles vis-à-vis du chauffage. Les constructeurs recommandent en effet des soudures à faible température (inférieure à 250 °C pour SuperPower et 180 °C pour des durées relativement courtes pour AMSC). L'utilisation d'alliages classiques à base d'argent n'est donc pas possible ou très risquée, ceux à base d'étain-plomb sont possibles dans le cas de SuperPower mais impossibles pour le ruban AMSC. L'utilisation de ces rubans implique donc l'utilisation préférentielle d'alliages à base de bismuth ou d'indium afin de réduire les risques de dégradation liés à une température excessive.

Compte tenu de la très faible épaisseur des couches protégeant la céramique supraconductrice ($\sim 2 - 20 \mu\text{m}$), il faut aussi choisir avec soin le flux afin de ne pas endommager le ruban.

I.3 Les applications des supraconducteurs en magnétisme

I.3.1 Les outils scientifiques

I.3.1.1 Les solénoïdes très haut champ

Les plus fortes inductions magnétiques sont actuellement produites par des aimants résistifs. Si les aimants résistifs ne sont pas limités en induction magnétique (pas d'induction magnétique critique limitant leur utilisation comme pour les supraconducteurs), la dissipation d'énergie varie avec le courant circulant dans l'aimant, la

taille de l'aimant et l'induction magnétique générée. A l'inverse, les aimants supraconducteurs ne dissipent pas de puissance par effet Joule en régime permanent et sont donc très avantageux pour réduire le coût de fonctionnement d'une installation produisant de fortes inductions magnétiques. A titre de comparaison, un aimant résistif de type Bitter générant une induction magnétique de 10 T dans un trou de champ de 500 mm nécessite une alimentation de 14 MW et un système de refroidissement par circulation d'eau d'une puissance de 200 kW. Un aimant supraconducteur générant 11 T dans le même trou de champ nécessite une alimentation de 5 kW et un refroidissement cryogénique consommant une puissance de 100 kW.

De manière pratique la surface critique limite l'état non dissipatif d'un supraconducteur. Il y a quelques années, les aimants supraconducteurs étaient limités à des inductions magnétiques maximales de 12 T (NbTi) et 23,5 T (Nb₃Sn). Ces limites sont celles des matériaux. Les aimants très hauts champs (jusqu'à environ 15 T) entièrement supraconducteurs existent et sont toujours en développement. Des exemples d'aimants supraconducteurs générant jusqu'à 18 T (4,2 K) et 20 T (2,2 K) sont disponibles sur les sites internet des industriels comme Oxford Instrument et JASTEC.

Depuis quelques années, l'émergence des supraconducteurs à haute température critique permet d'étendre les inductions magnétiques à des valeurs plus élevées ou bien de réduire significativement les coûts de fonctionnement.

Etant donné les limites en induction magnétique des supraconducteurs, un aimant ultra haut champ (au-delà de 25 T) entièrement supraconducteur n'est pas encore réalisable. Des études sont néanmoins menées dans certains laboratoires (MIT et NHMFL) pour réaliser des aimants entièrement supraconducteurs permettant de générer 28 T (hybride SBTC et SHTC). Cette configuration est étudiée pour la réalisation d'un aimant de RMN 1,2 GHz. Une voie intermédiaire, permettant de réduire le coût de fonctionnement des aimants ultra haut champ, est de coupler un aimant résistif avec un ou plusieurs aimants supraconducteurs. Cette technologie dite d'aimant « hybride » permet de générer une partie importante du champ magnétique par un aimant supraconducteur (en NbTi et/ou Nb₃Sn) au centre duquel on vient placer un aimant résistif générant le reste du champ magnétique. Cette méthode permet d'atteindre plusieurs dizaines de teslas en tirant au maximum profit des propriétés supraconductrices. En effet dans cette configuration, l'aimant supraconducteur est placé dans la zone de plus faible champ magnétique (à l'extérieur) permettant la circulation d'une densité de courant plus importante. Des configurations hybrides utilisant plusieurs aimants supraconducteurs : NbTi et/ou Nb₃Sn et SHTC sont aussi en étude pour réduire les consommations des installations. C'est par exemple le cas du projet d'aimant hybride du Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses (CNRS Grenoble).

Un des solénoïdes supraconducteurs le plus impressionnant tant par sa taille que par l'énergie magnétique stockée est le solénoïde du détecteur CMS (Compact Muon Solenoid) installé au CERN. Ce solénoïde génère une induction magnétique de 4 T et a des dimensions conséquentes : 13 m de longueur et 7 m de diamètre. L'énergie stockée est de

2,66 GJ pour une masse de 225 tonnes. Dans cet aimant la densité d'énergie stockée est de l'ordre de 11 kJ/kg (3 Wh/kg) ce qui est une valeur très élevée pour les aimants supraconducteurs.

I.3.1.2 Les aimants d'IRM et de RMN

Le principe des aimants d'IRM (Imagerie à Résonance Magnétique) et de RMN (Résonance Magnétique Nucléaire) est d'étudier la matière au niveau atomique en utilisant les propriétés qu'ont certains noyaux à absorber l'énergie d'un rayonnement électromagnétique radiofréquence et à la libérer lors de la phase de relaxation. Dans le cas de l'IRM, les molécules d'eau sont ciblées et le temps de relaxation dépend de la densité des tissus traversés. Dans le cas des aimants de RMN, d'autres molécules peuvent être ciblées pour permettre l'étude de différents matériaux. La fréquence de résonance est différente selon l'induction magnétique de fond à laquelle l'échantillon est soumis. Plus la fréquence de résonance est élevée (donc plus l'induction magnétique est élevée), plus l'énergie absorbée par l'échantillon sera importante et plus le nombre d'atomes excités sera élevé. Une induction magnétique plus intense permet donc d'améliorer la sensibilité des mesures (diminuant le ratio bruit/signal). Ce point est au cœur du projet ISEULT consistant à réaliser un aimant d'IRM de 11,7 T pour corps entier. Cet aimant doit permettre d'augmenter la définition des images obtenues pour visualiser des détails de très petites dimensions.

I.3.2 Les SMES (Superconducting Magnetic Storage),

L'idée de stocker de l'énergie dans une bobine supraconductrice en court-circuit remonte à 1969 avec les travaux de M. Ferrier [15]. Une bobine supraconductrice permet en effet de faire circuler un courant électrique sans dissipation d'énergie et donc de produire un champ magnétique qui devient permanent une fois le bobinage bouclé sur lui-même par un connecteur supraconducteur. Une bobine supraconductrice permet donc le maintien de l'énergie stockée dans la bobine de manière théoriquement permanente. Utiliser un aimant résistif serait impossible puisque l'énergie serait dissipée en quelques ms. Parmi les propriétés très intéressantes des SMES on peut noter sa capacité à se décharger très rapidement (sur des durées inférieures à la seconde), son rendement très intéressant (>95%) et le nombre de cycles de charge/décharge très élevé (potentiellement infini). Un SMES est donc davantage une source de courant impulsionnelle qu'un dispositif de stockage d'énergie. C'est aussi une excellente solution pour des alimentations non-interruptibles ou certains FACTS (Flexible AC Transmission System), équipements statiques pour améliorer le fonctionnement des réseaux électriques. La nécessité de sources impulsionnelles d'énergie pour des applications émergentes comme les lanceurs électromagnétiques à vocations militaires ou civiles offre aussi d'autres opportunités aux SMES. Le SMES est alors une solution particulièrement bien adaptée et apporte des avantages substantiels par rapport aux solutions conventionnelles, en termes de rendement, mais aussi de légèreté et d'encombrement.

Plusieurs SMES ont démontré leurs performances et capacités opérationnelles pour des puissances dans la gamme du mégawatt et des durées de l'ordre de la seconde. Ils ont

été utilisés comme sources non-interruptibles (« onduleur ») pour des charges sensibles ou pour stabiliser des réseaux électriques (Tableau 1-2).

Les SMES peuvent aussi être une solution de relais avant le démarrage d'installation de production d'appoint mais restent encore peu utilisés comme moyen de fort stockage d'énergie à cause de leur relative faible énergie stockée par rapport à d'autres technologies plus mature (barrages hydroélectriques, batteries, ...). Les SMES sont aussi plus avantageux que les supercapacités en termes d'énergie stockée et de puissance mais sont réservés à un stockage direct du courant. Le stockage de l'énergie du réseau électrique dans un SMES nécessite une transformation du courant alternatif en courant continu. Cette étape est celle générant le plus de pertes dans le fonctionnement du SMES.

Le principe du stockage d'énergie électrique par un SMES ou une supercapacité est décrit par la formule 1-1 et présenté sur la Figure 1-22.

$$E_{inductif} = \frac{1}{2}LI^2 \text{ (SMES)} ; E_{capacitif} = \frac{1}{2}CV^2 \text{ (Supercapacité)} \quad 1-1$$

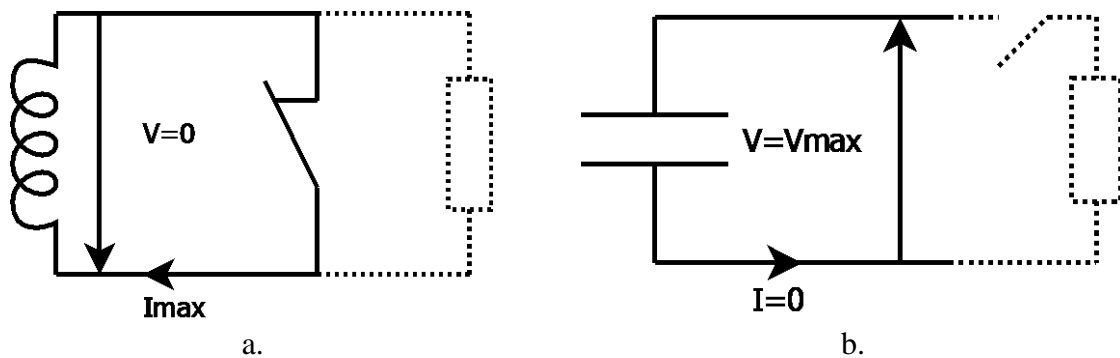


Figure 1-22 : Stockage d'électricité inductif (a) et capacitive (b)

Le domaine actuel d'utilisation des SMES est visible en gris sur le diagramme de Ragone (Figure 1-23). Ce graphique montre que le SMES reste principalement une source de puissance. La partie en noire montre les possibilités d'augmentation de l'énergie stockée pour concurrencer les plus petites batteries. Ces dernières restent la technologie la plus adaptée au stockage de forte énergie dans des volumes (ou masses) très restreints. Dans un SMES l'énergie stockée est liée aux contraintes magnétiques

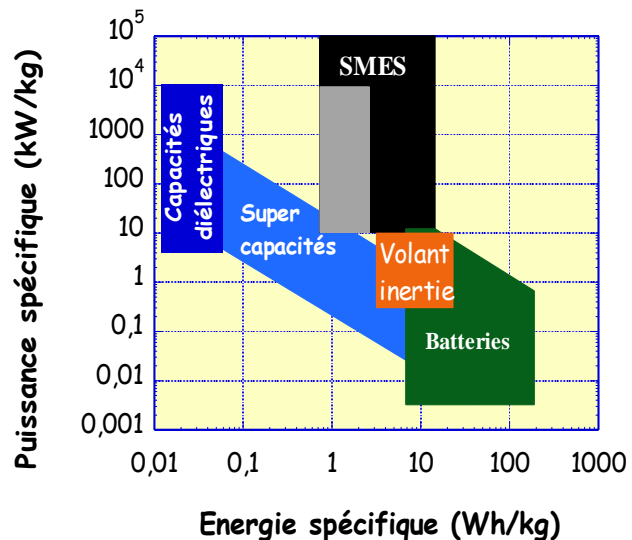


Figure 1-23 : Energie et densité pour les systèmes de stockage électriques classiques (diagramme de Ragone)

subies par les matériaux par le théorème du Viriel étendu au magnétisme. Ce théorème est résumé par la formule simplifiée 1-2 où W_{mag} est l'énergie magnétique stockée, σ_u est la contrainte dans le bobinage, ρ est la densité moyenne et M_t et M_c sont respectivement la masse du bobinage travaillant en traction et celle travaillant en compression. Ce lien entre l'énergie magnétique et les contraintes est à la base de la limitation des SMES pour le stockage de fortes densités massiques d'énergie et par la même de leur utilisation.

$$W_{mag} = \frac{\sigma_u}{\rho} (M_t - M_c) \quad 1-2$$

L'optimisation des conceptions de SMES se fait en partie par l'utilisation de ce théorème [16].

Plusieurs conceptions de SMES sont actuellement étudiées. Les deux principales configurations sont celles des solénoïdes et des tores. Les schémas de ces deux configurations, incluant les principales forces, sont présentés sur la Figure 1-24. Le choix de la configuration dépend de l'utilisation du SMES, de l'énergie stockée, de l'encombrement, ... La configuration toroïdale génère un champ de fuite relativement faible voire nul ce qui favorise son utilisation par exemple dans les zones habitées. La densité d'énergie stockée est cependant plus faible (limitée à un tiers de l'optimum donné par le théorème du Viriel [17]) que celle des solénoïdes et son encombrement est donc souvent plus important. La conception solénoïdale présente un fort champ de fuite. Elle nécessite donc souvent un blindage magnétique pour pouvoir être implantée dans des endroits habités, ou comportant des appareils sensibles au champ magnétique. Elle présente néanmoins plusieurs avantages : la réalisation est plus facile que celle toroïdale et sa densité d'énergie peut se rapprocher de celle donnée par le théorème du Viriel dans le cas d'un solénoïde ayant une longueur très faible [17]. Le cas d'un solénoïde infini présente une densité d'énergie similaire à la configuration toroïdale. Si la limite du théorème du Viriel n'est pratiquement pas atteignable, des densités supérieures à la moitié de celle prédite par le théorème sont cependant accessibles. Le principal inconvénient de cette structure est la non-uniformité des contraintes dans le bobinage rendant le dimensionnement plus délicat.

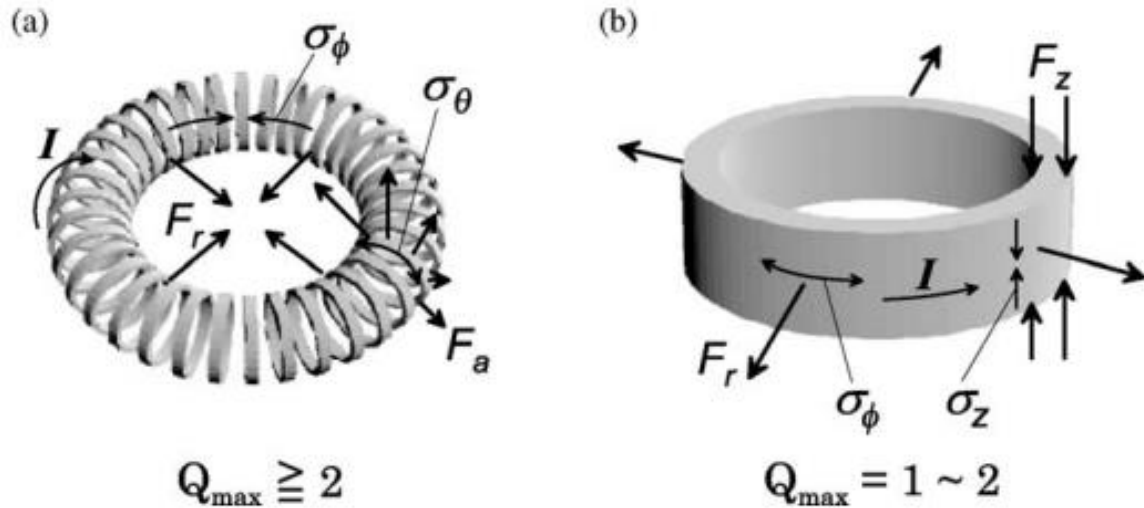


Figure 1-24 : Configurations toroïdale (a) et solénoïdale (b) avec les efforts induits [18]



Figure 1-25 : Configuration toroïdale en hélice avec des efforts compensés [18].

Dans le cadre de l'optimisation de la densité d'énergie stockée, une optimisation de la conception toroïdale peut permettre de dépasser le tiers de l'optimum donné par le théorème du Viriel et de se rapprocher de cet optimum par une configuration toroïdale twistée adaptée [18] comme le montre la Figure 1-25.

Origine	Année	Conducteur	refroidissement	Energie/ Puissance	Application	Réf.
BPA	1983	LTC (NbTi)	hélium cycle fermé 4,5 K	30 MJ	Correction des instabilités réseau	[19]
Japon	2003	LTC (NbTi)	Bain hélium 4,2 K	7,3 MJ/5 MW		[20]
Finlande	2003	LTC (Nb ₃ Sn)	Conduction 10 K	0,2 MJ		[21]
Allemagne	2003	HTC (Bi-2212)		150 kJ/20 kW		[22]
Japon	2004	HTC (Bi-2212)	hélium cycle fermé 4,2 K	1 MJ/1 MW	Stabilité de tension	[23]
Corée	2005	LTC (NbTi)	Bain hélium 4,2 K	3 MJ / 0,75 MW		[18]
Chine	2007	HTC (Bi-2223/Ag)	Bain hélium 4,2 K	1 MJ / 0,5 MW		[25]
France	2007	HTC Bi-2212	Conduction 20 K	800 kJ / 175 kW	Application pulsée, canon électrique	[26]
Japon	2008	LTC (NbTi)	Conduction 4 K	1 MJ / 1 MW	Development of a 3 MJ / 750 kVA SMES system	[27]
Japon	2008	HTC (YBCO)	Dimensionnement pas fait	2 GJ / 100 MW		[28]
Corée	2011	YBCO	Conduction 20 K	2,5 MJ	Qualité de la tension	[29]
Japon	2012	YBCO		Classe MJ	Stabilisation du réseau	

Tableau 1-2 : Quelques exemples de SMES

I.3.3 Les dipôles d'accélérateurs

L'étude de la matière et de son origine nécessite de réaliser des collisions toujours plus énergétiques comme le montrent les recherches menées au LHC (Large Hadron Collider) au CERN à Genève. Dans cet accélérateur, les protons sont accélérés jusqu'à une énergie de l'ordre de 7 TeV. Les deux faisceaux circulant en sens opposé permettent de réaliser des collisions à 14 TeV. Ces collisions sont à l'origine de la découverte récente d'une particule à environ 125 GeV étant, avec quasi-certitude, le Boson de Brout-Englert-Higgs plus souvent appelé Boson de Higgs. Afin de pouvoir maintenir des faisceaux aussi énergétiques sur une trajectoire circulaire, un champ magnétique très intense doit être appliqué pour réaliser la courbure de la trajectoire. Pour de telles énergies, les aimants du LHC peuvent générer une induction magnétique jusqu'à 8,3 T (~4,2 T dans le cas de la découverte du Boson de Higgs) grâce à des supraconducteurs de type NbTi fonctionnant à l'hélium Superfluide (1,9 K).

Les aimants de courbure des trajectoires des faisceaux sont de type dipolaire permettant l'application d'un champ magnétique perpendiculaire à la trajectoire des particules. Les têtes sont relevées pour permettre le passage du tube faisceau au centre du dipôle. Un aperçu de ces dipôles est visible sur la [Figure 1-26](#).

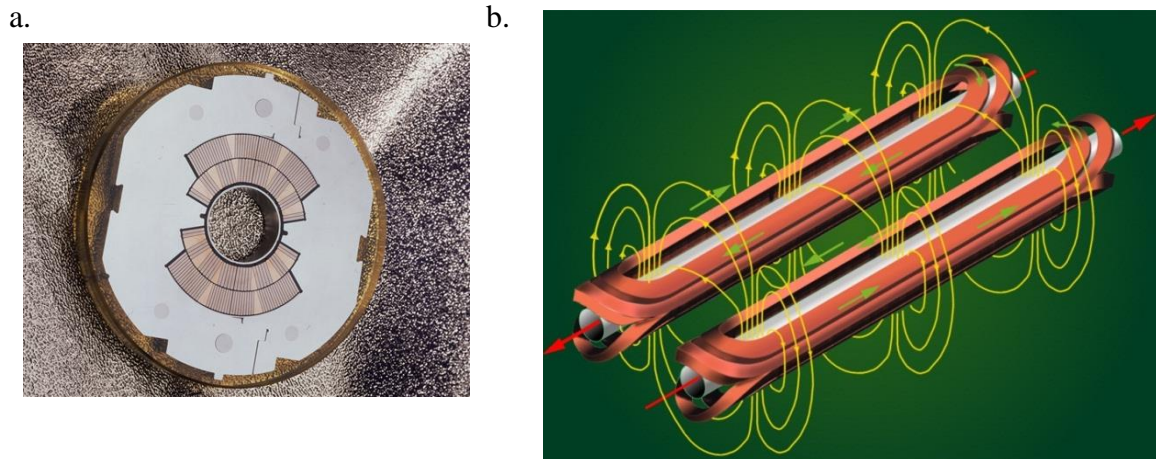


Figure 1-26 : Coupe d'un dipôle (a) et schéma de deux dipôles (b) du LHC (origine : <https://lh2008.web.cern.ch>)

I.4 Les éléments de conception des aimants supraconducteurs

La conception des aimants supraconducteurs nécessite l'étude de plusieurs aspects. Ces aspects sont liés à l'état métastable des supraconducteurs, à la nécessité de les protéger contre une possible transition à l'état résistif et contre les risques de rupture mécanique. Cette partie a pour but de récapituler quelques éléments importants de la conception de ces aimants. Nous ne reparlerons pas de l'aspect géométrique de la conception qui dépend des applications évoquées dans la partie précédente.

I.4.1 Les aspects électriques, magnétiques et thermiques

Nous avons vu qu'un supraconducteur n'est dans un état non dissipatif que sous certaines conditions de courant, champ magnétique et température. C'est pourquoi la première étape est de déterminer le point de fonctionnement de l'aimant en fonction de ces trois paramètres. Cette étude mène à la fabrication d'un réseau de courbes dont un exemple fictif est donné sur la [Figure 1-27](#). Les courbes rouges représentent les courants critiques pour différentes températures de fonctionnement, la droite noire est la droite de charge donnant l'induction maximale sur le conducteur en fonction du courant pour une géométrie donnée et la droite verte représente la même chose mais sous une induction externe de 8 T. Il faut que les points de fonctionnement (représentés par des cercles bleus) se trouvent sous les droites de courant critique pour que l'aimant puisse fonctionner. Cette première étude va permettre de définir la température et le courant de fonctionnement. Si cette étape est valable pour les aimants SBTC, il faut l'adapter au cas des SHTC pour lesquels l'anisotropie des matériaux est à prendre en compte.

Il faut aussi choisir l'isolant que l'on souhaite utiliser pour isoler électriquement les spires entre elles. Ce choix se fait en général après l'étude de la protection afin de s'assurer que la tension de claquage de l'isolant soit supérieure à celle développée lors d'un quench et de la décharge de l'énergie.

L'aspect magnétique regroupe à la fois l'intensité de l'induction magnétique à produire et l'étude de l'induction magnétique totale sur le supraconducteur. C'est ce

dernier aspect qui détermine le courant maximal que le conducteur peut transporter sans dissiper d'énergie. L'homogénéité du champ est aussi un paramètre important fixé dans le cahier des charges de l'aimant à réaliser.

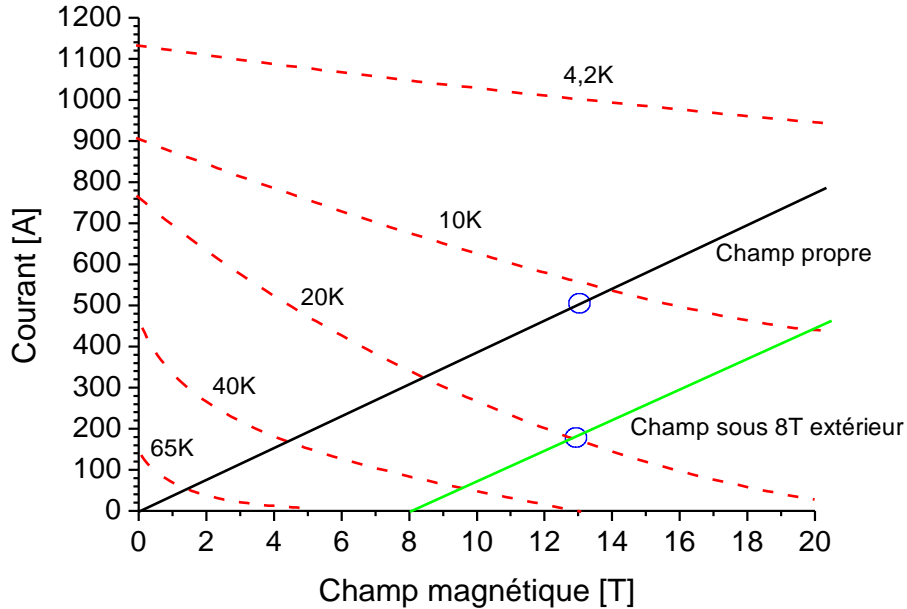


Figure 1-27 : Exemple de droites de charge d'un aimant supraconducteur classique

I.4.2 Les aspects mécaniques

Une fois que le choix des conditions de fonctionnement de l'aimant a été fait, il faut regarder les contraintes mécaniques qui s'exercent sur cet aimant. Les forces en jeu sont souvent gigantesques et ne peuvent être que rarement reprises entièrement par le bobinage. Comme on peut le voir dans la formule 1-3, la densité de la force de Lorentz exercée sur le bobinage est proportionnelle à l'induction magnétique et à la densité de courant.

$$\vec{f}_L = \vec{j} \wedge \vec{B} \quad 1-3$$

Dans le cas d'un solénoïde infini, on peut en déduire la pression mécanique s'exerçant sur le bobinage donnée dans la formule 1-4.

$$p_m = \frac{B_0^2}{2\mu_0} \quad 1-4$$

Cette formule, dans laquelle μ_0 est la perméabilité du vide, montre que dans un aimant générant 20 T, la pression magnétique est déjà de 159 MPa et que pour un aimant de 50 T elle est de ~ 1 GPa. De tels efforts nécessitent le renfort mécanique de l'aimant pour contrer les forces d'explosion générées.

Dans le cas des solénoïdes, la majeure partie de cette pression magnétique est transférée sous forme de tension dans le bobinage. Cela se traduit donc par une contrainte dite de Hoop Stress pouvant être estimée par la formule 1-5 où r est le rayon du

conducteur subissant la contrainte, J la densité de courant et B l'induction magnétique à laquelle le conducteur est soumis sur le rayon r .

$$\sigma_{hs} = JBr \quad 1-5$$

Cette formule est juste dans le cas d'une spire isolée. Dans le cas d'un aimant, les spires ne peuvent pas être considérées comme isolées puisqu'elles s'appuient les unes sur les autres. On préférera donc utiliser la formule classique donnée par M. Wilson [30] permettant une meilleure estimation de la contrainte maximale en tension exercée dans un solénoïde infini composé de spires liées. Dans cette formule la grandeur γ correspond au rapport entre le rayon extérieur R_e et le rayon intérieur R_i . La contrainte est proportionnelle à la densité de courant J et au champ magnétique maximal B_{max} . L'induction magnétique est supposée nulle à l'extérieur du bobinage et le bobinage est supposé libre sur le rayon intérieur et extérieur.

$$\sigma_{\theta} = J B_{max} \frac{R_i}{\gamma - 1} \left[\frac{2\gamma}{9(\gamma + 1)} (7\gamma^2 + \gamma + 1) - \frac{5}{12} \left(2 \left(\gamma^2 + \gamma - \frac{3}{5} \right) \right) \right] \quad 1-6$$

Cette formule a par ailleurs été validée à l'aide d'un code élément finis par C. Trophime au CNRS de Grenoble.

Le calcul préliminaire de cette contrainte dans le bobinage permet de vérifier que le conducteur utilisé est suffisamment robuste mécaniquement pour reprendre ces efforts. Si dans la plus part des cas cette contrainte est au-dessus de la contrainte limite des matériaux non renforcés (NbTi, Nb₃Sn, BSCCO, ...), les supraconducteurs 2G tels que les YBCO présentent des propriétés permettant dans certains cas de s'affranchir de renforts. Le ruban AMSC 344C permet par exemple de supporter jusqu'à 250 MPa et celui vendu par SuperPower (SCS4050) peut tenir jusqu'à 700 MPa avant que ses propriétés ne se dégradent. Des aimants construits avec ces matériaux peuvent donc théoriquement s'affranchir de renforts mécaniques jusqu'à plusieurs centaines de MPa. Néanmoins cette première approximation ne tient pas compte d'éventuelles sur-contraintes pouvant mener à une rupture mécanique localisée. Il est donc nécessaire de réaliser des calculs mécaniques précis avant de fabriquer un aimant.

Un aimant est aussi soumis à une contrainte axiale exercée par les différents éléments entre eux. Un support mécanique est nécessaire pour pouvoir reprendre ces efforts axiaux et maintenir l'intégrité de l'aimant. Cette force est en particulier présente dans le cas d'aimants concentriques.

1.5 La transition résistive ou « quench »

Nous avons vu ce qu'était l'état métastable des supraconducteurs. Nous allons maintenant expliquer ce qu'il se passe quand cet état est perdu pendant le fonctionnement d'un aimant.

I.5.1 Définition et caractéristiques

I.5.1.1 Phénoménologie du quench

Le quench est un phénomène provenant d'un défaut d'homogénéité thermique : la zone critique (à cause d'un mauvais refroidissement ou d'un dépôt localisé d'énergie) devient résistive et génère une dissipation de chaleur par effet Joule. Cette chaleur se transmet de proche en proche par conduction aux conducteurs voisins (longitudinalement et transversalement). La zone résistive s'élargie générant de plus en plus de dissipation et faisant augmenter la température du conducteur. Le quench continue à se propager jusqu'à ce qu'un événement stoppe la dissipation d'énergie. Cet événement peut-être la transformation totale de l'énergie magnétique en chaleur, l'enclenchement de systèmes de protection permettant la décharge partielle de l'énergie à l'extérieur de l'aimant ou encore l'endommagement et la rupture de l'aimant à cause d'une température ou d'un gradient thermique trop élevé. Lorsque la supraconductivité est perdue localement, on parle alors de la transition résistive qui est la conséquence de cette perte. On utilise le terme «quench» lorsque cette transition résistive se propage de manière irréversible dans le bobinage. Si au contraire cette zone résistive se résorbe (car l'énergie dissipée est évacuée par le système de refroidissement), on parle alors de la récupération de l'état non dissipatif. Un quench est souvent la conséquence d'un dépôt localisé d'énergie (dégradation du refroidissement, rayonnement, mouvements des conducteurs, courants induits, ...) faisant augmenter localement la température au-delà de la température critique sous le courant et le champ magnétique de fonctionnement. Le supraconducteur expulse progressivement le courant entre cette température dite température de partage et notée T_{cs} (pour température de « current sharing ») et la température critique notée T_c (pour laquelle le courant critique est nul). Ce phénomène, bien que pouvant intervenir n'importe où, se déclare le plus souvent à l'endroit où les marges sont les plus faibles (en zone de forte induction magnétique par exemple).

I.5.1.1 La vitesse de propagation d'un quench

Un des paramètres importants d'un quench est sa vitesse de propagation. Ce paramètre est la vitesse v à laquelle le front résistif se propage dans la zone supraconductrice. On peut visualiser ce phénomène sur la Figure 1-28. A la frontière entre la partie résistive et la partie supraconductrice, la température augmente à cause de la dissipation thermique dans la zone résistive et de la conduction de la chaleur dans les zones voisines. Lorsque la température dépasse la température critique, le supraconducteur devient normal et cette

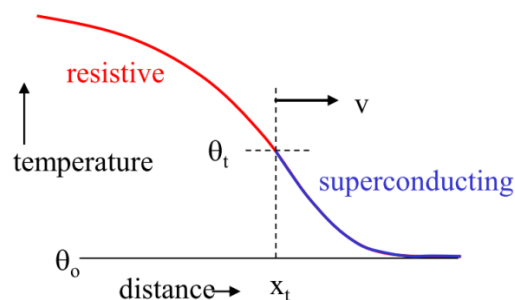


Figure 1-28 : Front de propagation du quench (M. Wilson : Superconducting Magnets beyond NbTi lectures)

frontière entre les deux états progresse le long du conducteur. On définit la vitesse de propagation comme la vitesse à laquelle cette frontière avance le long du conducteur. Une formule donnant une approximation de la vitesse de propagation peut être obtenue à partir de l'équation de la chaleur 1-7. Le terme du membre de gauche de cette équation traduit l'augmentation de la densité d'énergie du matériau (C_{cd} est la chaleur spécifique volumique du bobinage). Le premier terme de droite exprime la conduction de la chaleur dans le bobinage (λ_{cd} est la conductivité thermique du conducteur). Le second traduit la génération de chaleur par effet Joule dans la partie résistive (ρ_{cd} est la résistivité du conducteur et J_{cd0} est la densité de courant dans le bobinage). Le troisième terme représente les dissipations thermiques autres que celles par effet Joule (mécaniques ou magnétiques principalement). Enfin le dernier terme correspond au refroidissement du bobinage. f_p correspond à la fraction du périmètre P_D exposé au réfrigérant, A_{cd} est la section du conducteur et g_q est le flux échangé par convection avec le fluide cryogénique. Les propriétés thermiques sont moyennées sur la section du bobinage.

$$C_{cd}(T) * \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla[\lambda_{cd}(T) * \nabla T] + \rho_{cd}(T) * J_{cd0}^2(t) + g_d(t) - \left(\frac{f_p * P_D}{A_{cd}} \right) * g_q(T) \quad 1-7$$

En considérant le cas d'un conducteur droit (cas de la Figure 1-28) qui n'est pas refroidi et pour lequel les seules sources de chaleur sont les dissipations joules dans le bobinage, l'équation 1-7 peut alors être simplifiée pour obtenir l'équation 1-8.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_{cd}(T) * \frac{\partial T}{\partial x} \right) - C_{cd}(T) * \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_{cd}(T) * J_{cd0}^2(t) = 0 \quad 1-8$$

En considérant que le front résistif ayant une température T_t se propage à la vitesse v , on peut faire un changement de repère $\epsilon = x - v * t$. L'équation précédente devient alors :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial \epsilon^2} + v * \frac{C_{cd}(T)}{\lambda_{cd}(T)} * \frac{\partial T}{\partial \epsilon} + \frac{\rho_{cd}(T)}{\lambda_{cd}(T)} * J_{cd0}^2(t) = 0 \quad 1-9$$

La solution à l'équation 1-9 qui permet une continuité de la frontière à la température T_t permet de définir la vitesse de propagation adiabatique avec T_{op} la température de fonctionnement. Cette solution est obtenue en considérant des propriétés thermiques variant peu avec la température :

$$v_{adia} = \frac{J_{cd0}}{C_{cd}(T_t)} * \sqrt{\frac{\rho_{cd}(T_t) * \lambda_{cd}(T_t)}{T_t - T_{op}}} \quad 1-10$$

Le choix de la température T_t dépend du conducteur. Dans le cas d'un conducteur simple, la température critique (T_c) peut être utilisée. Dans le cas d'un conducteur multi filamentaire ou d'une céramique à haute température critique, on peut utiliser $T_t = \frac{T_{cs} + T_c}{2}$ où T_{cs} est la température de partage sous la densité de courant J_{cd0} [30]. L'influence de la température sur la vitesse de transition avec la température apparaît dans la formule 1-10 en utilisant la loi de Wiedemann-Franz.

Dans un bobinage, la zone résistive se propage aussi transversalement (entre les spires). Le calcul de la vitesse transversale se fait comme pour la vitesse longitudinale et on peut en déduire le rapport des vitesses α par l'équation 1-11 où λ_{trans} (conductivité thermique transversale) tient compte de tous les éléments du bobinage (conducteur, stabilisant et isolant).

$$\alpha = \frac{v_{trans}}{v_{long}} = \sqrt{\frac{\lambda_{trans}}{\lambda_{long}}} \quad 1-11$$

Dans la réalité les propriétés des matériaux varient avec la température. Cette variation est significative si l'on considère les SHTC pour lesquels $(T_c - T_{cs}) \sim 10 K$ à $60 K$. La formule suivante peut alors être utilisée même si la formule 1-10 semble donner une bonne approximation des vitesses en considérant les propriétés des matériaux à la température $\tilde{T} = \frac{T_t + T_{op}}{2}$ [3] :

$$v_{adia} = J * \sqrt{\frac{\rho_n(T_t) * \lambda_n(T_t)}{\left[C_n(T_t) - \frac{1}{\lambda_n(T_t)} * \left(\frac{d\lambda_n}{dT} \right)_{T_t} * \int_{T_{op}}^{T_t} C_s(T) dT \right] * \int_{T_{op}}^{T_t} C_s(T) dT}} \quad 1-12$$

Dans cette équation les indices n et s correspondent respectivement à l'état normal et à l'état supraconducteur.

Cette vitesse de propagation est un paramètre important. Plus la vitesse est élevée et plus le quench va se propager rapidement dans l'ensemble du bobinage. Cet aspect est très intéressant d'un point de vue de la protection d'un aimant puisqu'il permet de déterminer le volume dans lequel l'énergie sera dissipée. Plus ce volume est important et moins la température du point chaud sera élevée. De plus, une grande vitesse de propagation permet l'apparition de tensions importantes dans un aimant et favorise donc la détection rapide du quench. Compte tenu de la faible vitesse de propagation de la transition résistive dans un conducteur SHTC, il faut toujours détecter très rapidement la transition et donc arriver à mesurer des signaux relativement faibles.

1.5.1.2 Les différences entre les SBTC et les SHTC

La vitesse de propagation est l'un des comportements qui différencie les SBTC des SHTC. En effet la vitesse de propagation typique des SBTC est de 1 m/s à 100 m/s (dépendant du conducteur et des conditions de fonctionnement) alors que celle des SHTC est plutôt de l'ordre de 1 mm/s à 100 mm/s. Ces 1 à 5 ordres de grandeurs sur la vitesse de propagation sont à l'origine des difficultés actuelles à protéger les aimants SHTC. L'optimisation du bobinage pour augmenter au maximum cette vitesse de propagation est l'un des enjeux actuels dans l'utilisation de ces nouveaux matériaux. Quelques exemples de vitesses de propagation mesurées sont donnés dans le [Tableau 1-3](#).

Aimant	Conducteur	Vitesse mesurée	publication
Aimant d'ATLAS	Câble Rutherford NbTi/Cu stabilisé par de l'aluminium pur	7 m/s → 20 m/s	[31, 32]
LHC Quadrupole	Câble Rutherford NbTi/Cu	3 m/s → 80 m/s	[33]
20 cm sample	YBCO (54K)	2 mm/s→8 mm/s	[34]
34 cm sample	YBCO (78K,82K,86K)	8 mm/s→40 mm/s	[35]

Tableau 1-3 : Exemples de vitesse de propagation de quench

Cette différence provient principalement de la forte variation des propriétés thermiques à basse température. En effet les SHTC ont des températures critiques supérieures à 77 K pour la plupart, et des températures de partage souvent supérieures à 30 K. Or la propagation d'un quench est un phénomène thermique guidé par la capacité des matériaux à transmettre un signal thermique. Les matériaux SHTC sont principalement constitués de stabilisant (souvent du cuivre) et de renfort mécanique. La vitesse de propagation est proportionnelle à $\frac{\sqrt{\lambda_{cd}}}{C_{cd}}$ (formule 1-10). Si l'on regarde la capacité thermique et la conductivité thermique du cuivre (ANNEXE 1), on peut calculer une chute de ce facteur de 3 ordres de grandeurs entre 4 K et 30 K et de 4 ordres de grandeurs entre 4 K et 85 K (Cuivre RRR100 sans champ magnétique). Cette estimation permet d'expliquer en partie la faible vitesse de propagation dans les SHTC.

I.5.2 Les conséquences d'un quench sans protection

I.5.2.1 La dégradation des conducteurs

Les supraconducteurs sont utilisés là où leurs propriétés sont très avantageuses et où leur utilisation est nécessaire. Les applications sont développées en tenant compte de l'état non dissipatif de ces conducteurs. Lorsqu'un problème survient, l'état non dissipatif est localement perdu. L'énergie stockée dans l'aimant est alors dissipée dans la partie résistive qui se propage plus ou moins vite. Cela entraîne une hausse importante de la température qui est d'autant plus forte que l'énergie stockée est importante et que le volume de conducteur dissipant l'énergie est faible. Dans certains cas la hausse de température est telle que l'aimant est endommagé, voire détruit.

La hausse de température de T_{op} à T_{max} peut-être estimée facilement par la formule 1-13 en considérant un bobinage adiabatique stockant une énergie E_{mag} , ayant un volume dissipant l'énergie V_{resist} et une capacité thermique volumique $C_{pv}(T)$.

$$E_{mag} = V_{resist} * \int_{T_{op}}^{T_{max}} C_{pv}(T) dT \quad 1-13$$

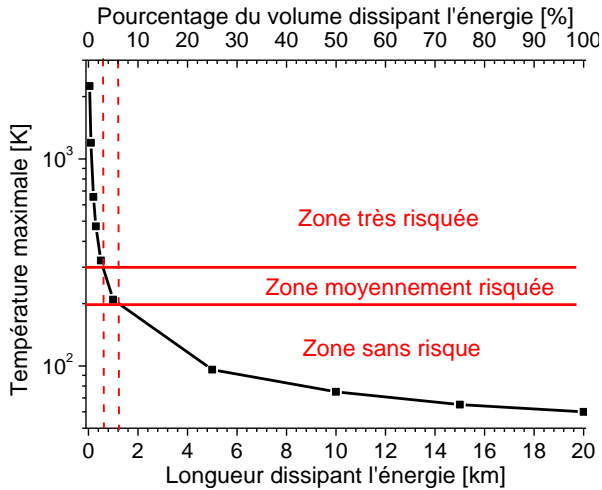


Figure 1-29: Estimation de la température maximale d'une bobine stockant 150kJ et utilisant 20km de ruban SCS4050

En utilisant cette formule pour déterminer la température maximale d'un bobinage stockant 150 kJ, comportant 20 km de ruban SCS4050 (~2 kJ/kg) et fonctionnant à 4 K, on obtient les résultats présentés dans la Figure 1-29. En général la température maximale dans un aimant est considérée comme viable en dessous de 200 K, risquée entre 200 K et 300 K et très risquée au-delà de 300 K [3]. Cette délimitation des zones risquées tient compte des contraintes différentielles dans l'aimant et de la dégradation des isolations et des soudures. Des études sur des échantillons courts ont montré que les rubans d'YBCO pouvaient dépasser les 300 K (voire

500 K) sans être endommagés [36–39]. Dans notre cas une température inférieure à 200 K nécessite de dissiper l'énergie dans 2 km de conducteur et la limite de 500 K nécessite une longueur supérieure à 200 m (soit 1 % du bobinage). Cette longueur est à mettre en rapport avec la faible vitesse de propagation de la transition résistive dans les SHTC qui donne des zones transitées inférieures à quelques mètres. La température du point chaud dépasse les 2000 K si l'énergie est dissipée dans ces quelques mètres. La destruction du bobinage est alors inévitable. Cet exemple est accentué dans un aimant stockant 20 kJ/kg.

Si l'on regarde la température admissible pour les soudures des rubans (>150 °C ou 423 K), les risques ne sont pas liés aux matériaux eux mêmes mais aux contraintes engendrées dans le bobinage par l'augmentation rapide et localisée de la température. Certaines études montrent que l'endommagement des supraconducteurs SHTC n'est pas uniquement dû à la température maximale atteinte, mais aussi au gradient de température dans le bobinage et à la vitesse de montée en température [30, 31]. La vitesse d'échauffement du conducteur SCS4050 peut être estimée en considérant le cas d'un échauffement localement adiabatique du ruban par la formule 1-14. Dans le cas du ruban SCS4050, la résistivité ρ_m correspond à celle calculée par le modèle loi de puissance (IV.3.2), C_{cp} est la capacité thermique volumique moyenne du ruban et α est la proportion de cuivre et d'argent dans le ruban (0,44). Le résultat pour un ruban SCS4050 en champ propre et transportant 200 A est présenté sur la Figure 1-30.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\rho_m(T)}{C_{pv}(T)} * \alpha * j_e^2 \quad 1-14$$

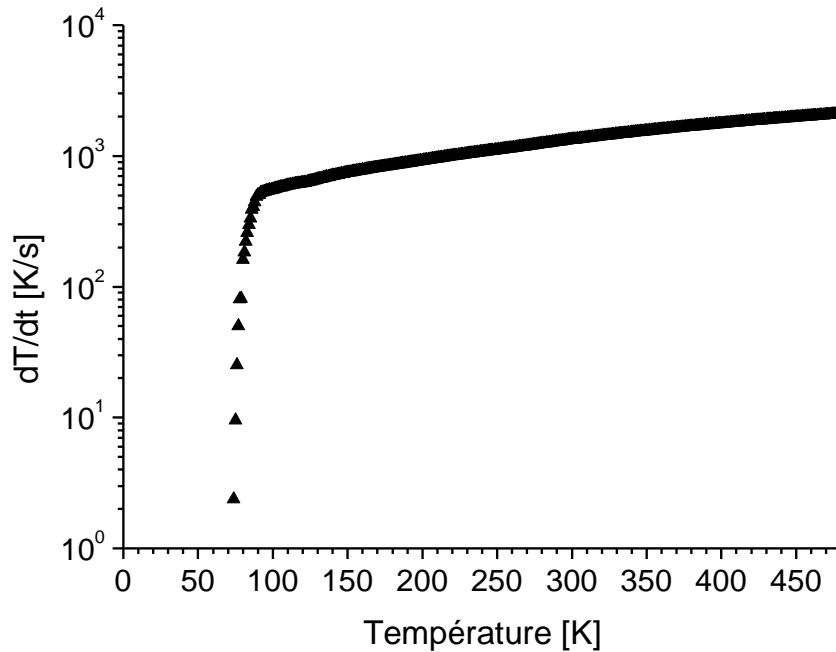


Figure 1-30 : Vitesse d'échauffement estimée du ruban SCS4050 en champ propre et transportant 200 A obtenus par la formule 1-14.

La densité de courant est importante dans ces supraconducteurs et cela entraîne une dissipation très forte et donc une augmentation de température très rapide. Lorsqu'on se trouve en dessous de la température de partage, la température n'augmente pas puisque le ruban est supraconducteur et lorsqu'on dépasse cette température, la hausse de température est très rapide pouvant atteindre plus de 1000 K/s dès 150 K. Cette estimation correspond à l'ordre de grandeur mesuré expérimentalement sur un ruban d'YBCO vendu par AMSC en 2005 [36]. Des augmentations de température de l'ordre de 1800 K/s à 450 K ont aussi été mesurées. Des températures plus élevées sont aussi atteignables sans détérioration avec d'autres conducteurs (700 K ont par exemple été mesurés dans le cas du Bi-2223/Ag sans endommagement visible [3]).

De telles températures ont été mesurées sur des échantillons courts. Une variation brutale menant à des températures aussi élevées dans des bobines peut être beaucoup plus dommageable. Les gradients thermiques générés entraînent en effet des contraintes mécaniques s'ajoutant aux contraintes magnétiques, et amènent à une dégradation progressive du supraconducteur [32, 34, 35, 36].

1.5.2.2 L'endommagement ou la rupture des isolants

Un quench peut aussi avoir des conséquences sur les isolants et principalement ceux séparant les spires. Les isolants utilisés, en particulier les résines organiques, voient leurs propriétés se dégrader lorsqu'ils sont soumis à une température élevée (il est considéré qu'au-delà de 380 K, ces matériaux perdent leur résistance mécanique [3]). Cela peut entraîner des court-circuits entre les spires ou des arcs électriques pouvant endommager localement les conducteurs.

I.5.2.3 Endommagement des soudures

La plupart des alliages de soudure fondent à des températures inférieures à 500 K. Certains à plus basse température (320 K pour les alliages à base d'Indium et 456 K pour le 63Sn37Pb). L'augmentation localisée de la température peut donc aussi endommager des soudures dans le bobinage, telles que les joints entre longueurs de conducteurs, les soudures d'instrumentation, ou encore les conducteurs eux-mêmes s'ils sont composés d'une âme soudée dans une gaine.

I.6 Fiabilité des aimants : stabilité et protection

Nous venons de voir les effets désastreux consécutifs à une transition résistive dans un aimant. Bien qu'un aimant ne puisse normalement pas transiter dans son utilisation nominale, il est cependant toujours envisagé des cas de défauts où la transition est possible. Nous verrons dans cette partie que la fiabilité d'un aimant est en fait un compromis entre la stabilité et la protection.

I.6.1 La nécessité d'aimants très fiables

Le premier aspect de la fiabilité des aimants est d'avoir un aimant qui ne s'endommage pas avec le temps. Cet aspect est très important compte tenu de l'utilisation des aimants et de leur coût. Des aimants permanents comme ceux d'IRM ou de RMN ne doivent normalement être énergisés qu'une seule fois. Un problème peut générer des dommages conséquents sur la personne ou l'échantillon étant au centre de l'aimant et sur l'aimant lui-même.

La protection n'est pas le seul élément important dans l'utilisation d'un aimant : si les nombreuses transitions dans un aimant bien protégé n'endommagent pas l'aimant lui-même, les arrêts intempestifs et les retards engendrés (refroidissement, montée du courant au nominal, ...) peuvent rendre une installation non rentable. Cet aspect est très important dans le cas des SHTC qui sont plus à même de retrouver leur état non dissipatif après une transition localisée que les SBTC. Il est donc important de déterminer des critères permettant de protéger les aimants SHTC contre les états dissipatifs entraînant une propagation de la transition sans avoir des déclenchements sur des transitions ne se propageant pas.

I.6.2 Eviter les quench : la stabilité

Nous allons en premier lieu discuter des éléments permettant de limiter les risques de transition dans un aimant supraconducteur.

I.6.2.1 Les notions de MPZ (Minimum Propagating Zone) et de MQE (Minimum Quench Energy)

La MPZ et la MQE sont deux paramètres très importants dans l'étude de la stabilité d'un aimant. Ils ont tous les deux été introduits en premier lieu par M. Wilson [30]. Le premier est la longueur minimale qu'il faut faire transiter pour que la transition se propage. Le second correspond à l'énergie minimum qu'il faut déposer localement pour atteindre un

volume transité correspondant à la MPZ. Plus la MQE (et la MPZ) est importante et plus l'aimant sera stable. Si cette MQE est suffisamment importante, un aimant ne pourra pas transiter dans son utilisation nominale sans apport extérieur d'énergie (défaut de cryogénie, variation brutale d'une induction magnétique, mouvements dissipatifs, ...).

Plusieurs formules analytiques permettent d'estimer la MPZ en fonction de différents paramètres thermiques et électriques. La MPZ correspond à la zone transitée pour laquelle l'énergie dissipée par effet Joule égalise celle absorbée par le refroidissement. Les formules analytiques sont souvent déterminées dans un cas simplifié où l'on considère un bobinage adiabatique ayant des propriétés indépendantes de la température. Sous ces conditions on peut déduire la formule approximative de la MPZ (l_{MPZ} correspondant à la demi-MPZ) à partir de l'équation de la chaleur (1-7) :

$$l_{MPZ} = \sqrt{\frac{3 * \lambda_{cd} * (T_c - T_{op})}{\rho_{cd} * J_{cd}^2}} \quad 1-15$$

Cette formule est obtenue en considérant un bobinage infini avec une zone transitée sphérique [3, page 391].

Une autre formule peut être obtenue dans le cas d'un fil rond ayant une propagation longitudinale (la zone transitée est alors un cylindre) en faisant les mêmes hypothèses (adiabatique et indépendant de la température) [30]:

$$l_{MPZ} = \sqrt{\frac{2 * \lambda_{cd} * (T_c - T_{op})}{\rho_{cd} * J_{cd}^2}} \quad 1-16$$

La formule change selon la configuration du conducteur. Le cas d'un empilement de conducteur ayant une épaisseur D de stabilisant et une épaisseur d de supraconducteur soumis à un refroidissement avec un coefficient d'échange h_q non nul est présenté dans l'étude de W-S Kim et al. [43].

$$l_{MPZ} = \left(\frac{D}{d}\right)^2 \frac{(T_c - T_{op})}{\rho_{cd} [J_{cd0}]_S^2} \sqrt{\frac{h_q \lambda_{cd}}{D}} \quad 1-17$$

La MQE dépend de la MPZ. En notant V_{MPZ} le volume minimum correspondant à la MPZ, on peut en déduire une estimation de la MQE par la formule 1-18:

$$MQE = V_{MPZ} * \int_{T_{op}}^{T_c} C_{cd} dT \quad 1-18$$

Le volume peut être déterminé en utilisant la MPZ calculée précédemment.

Ces formules restent approximatives à cause des hypothèses utilisées pour les obtenir. Si ces hypothèses peuvent être justifiées dans le cas des SBTC pour lesquels la température critique est proche de la température de fonctionnement, nous verrons que ce n'est plus vrai pour les SHTC. Dans ce cas les formules peuvent correspondre en choisissant les propriétés des matériaux à une température intermédiaire comme dans le cas de la vitesse de propagation.

I.6.2.2 La notion de marges

L'état non dissipatif des supraconducteurs est lié aux trois paramètres définissant la surface critique. L'augmentation d'un des paramètres entraîne la réduction des deux autres : l'augmentation de la densité de courant entraîne par exemple la réduction de l'induction magnétique sur le supraconducteur et/ou celle de la température de fonctionnement de l'aimant. La Figure 1-31 présente la droite de charge d'un aimant

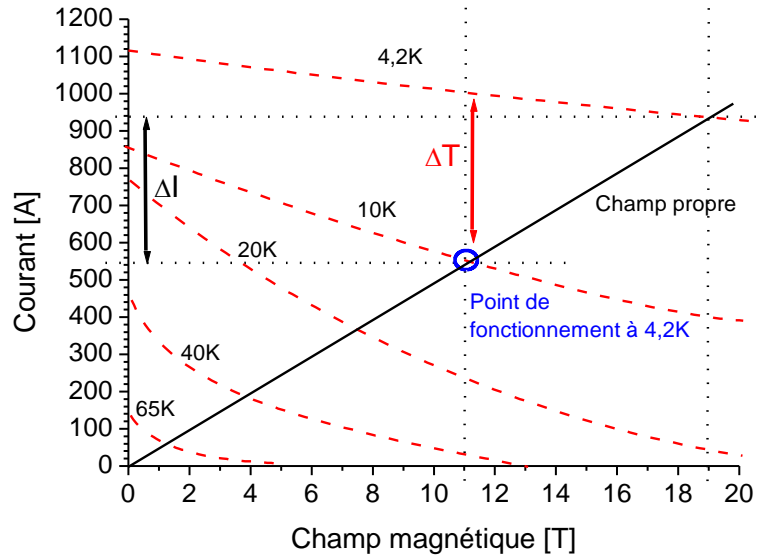


Figure 1-31 : Exemple fictif de marges de fonctionnement

fictif avec le point de fonctionnement à 4,2 K et 540 A avec une induction maximum sur le conducteur de 11 T. Les marges en courant (en noire) et en température (en rouge) sont définies comme étant les variations possibles avant de rentrer dans le domaine dissipatif. Dans notre exemple, on peut augmenter la température à 10 K avant de rentrer dans le domaine dissipatif et la marge est donc de 5,8 K. De même on peut augmenter le courant jusqu'à 940 A (augmentant en même temps l'induction magnétique à 19 T) et la marge en courant est donc de 400 A.

I.6.2.3 Les leviers pour de la stabilisation

Deux aspects de la stabilisation ont été expliqués. Ces deux aspects sont bien entendu liés : l'augmentation des marges de fonctionnement entraîne l'augmentation de la MQE, par la nécessité de chauffer plus le supraconducteur pour rentrer dans le domaine dissipatif. L'augmentation de MQE est aussi possible par l'ajout de stabilisant qui augmente la quantité d'énergie que peut absorber le bobinage pour une variation de température donnée. Cependant ce moyen a aussi une influence sur les marges de fonctionnement, car à densité de courant fixée dans le bobinage, l'ajout de stabilisant implique une augmentation du courant, et donc une réduction des marges. Le gain en capacité à emmagasiner de l'énergie est alors contre balancé par la plus faible augmentation de température autorisée avant de passer dans l'état dissipatif. Cette remarque introduit l'étude concernant l'optimisation du stabilisant qui sera faite dans la partie discussion de cette thèse.

I.6.3 Empêcher la destruction des aimants en cas de défauts : la protection

La stabilité du supraconducteur permet de limiter les risques de transition du bobinage. Le risque zéro n'existe cependant pas et il est nécessaire de protéger un aimant en cas de défaut. C'est le rôle de la protection.

I.6.3.1 Le principe de la protection

L'objectif de la protection est de limiter l'augmentation de la température dans le bobinage. La température généralement acceptable est comprise entre 150 K et 300 K selon le type d'aimant. De l'énergie est toujours dissipée dans le bobinage, mais elle peut être aussi être dissipée dans une résistance externe. Deux types de protection sont possibles : la protection dite passive où toute l'énergie est dissipée dans le bobinage et la protection dite active lorsque la transition est détectée et qu'un système dissipant de l'énergie dans un plus grand volume, ou bien dans une résistance extérieure est activé. Dans certains schémas de protection passive, l'énergie peut aussi être partiellement dissipée dans des résistances.

I.6.3.2 L'échauffement du bobinage

Le premier calcul est celui qui estime l'énergie que peut absorber un bobinage avant d'atteindre T_{max} . Pour ce faire, on considère l'équation d'échauffement adiabatique d'un bobinage ayant une densité de courant $J_{cd}(t)$, une résistivité électrique non supra $\rho_{cd}(T)$ et une capacité thermique volumique $C_{cdv}(T)$. L'équation de l'échauffement adiabatique local est donnée par la formule 1-19 :

$$C_{cdv}(T) dT = \rho_{cd}(T) J_{cd}^2(t) dt \quad 1-19$$

Après une séparation des variables, on peut intégrer cette équation ce qui permet d'obtenir l'équation 1-20 :

$$J_{cd0}^2 * t_{det} + \int_{t_{det}}^{\infty} J_{cd}^2(t) dt = \int_{T_{op}}^{T_{max}} \frac{C_{cdv}(T)}{\rho_{cd}(T)} dT \quad 1-20$$

Le temps t_{det} est la durée nécessaire à l'activation du système de protection en prenant la référence de temps 0 au début de la transition. La densité de courant J_{cd0} correspond à celle au temps $t = 0$. Le membre de droite de cette équation définit la fonction d'augmentation de température $U(T_{max})$ [30]:

$$\int_{T_{op}}^{T_{max}} \frac{C_{cdv}(T)}{\rho_{cd}(T)} dT = U(T_{max}) \quad 1-21$$

Il faut noter que cette fonction tient compte de la résistivité électrique non supra. Cela entraîne une estimation pessimiste de cette fonction puisque la dissipation d'énergie est plus faible entre T_{op} et T_c que celle utilisée dans les formules. Cette fonction permet de comparer rapidement les capacités de différents bobinages à être protégés. Plus la valeur de cette fonction est importante à une température donnée et plus le temps avant la décharge complète de l'aimant (ou la densité de courant dans le bobinage) peut être important. Un

exemple de cette fonction pour des cuivres avec différent RRR et l'argent RRR 30 est présenté sur la [Figure 1-32](#). D'autres fonctions peuvent être trouvées dans l'ouvrage de Y. Iwasa [3, page 473].

Dans le cas d'un bobinage supraconducteur, il faut prendre en compte la densité de courant moyenne du bobinage et considérer tous les matériaux du bobinage. La résistivité d'un supraconducteur n'étant pas connue en dessous de la température critique, on considère souvent le calcul de cette fonction à partir de la température critique, ce qui est une approximation donnant un résultat pessimiste surtout dans le cas des SHTC.

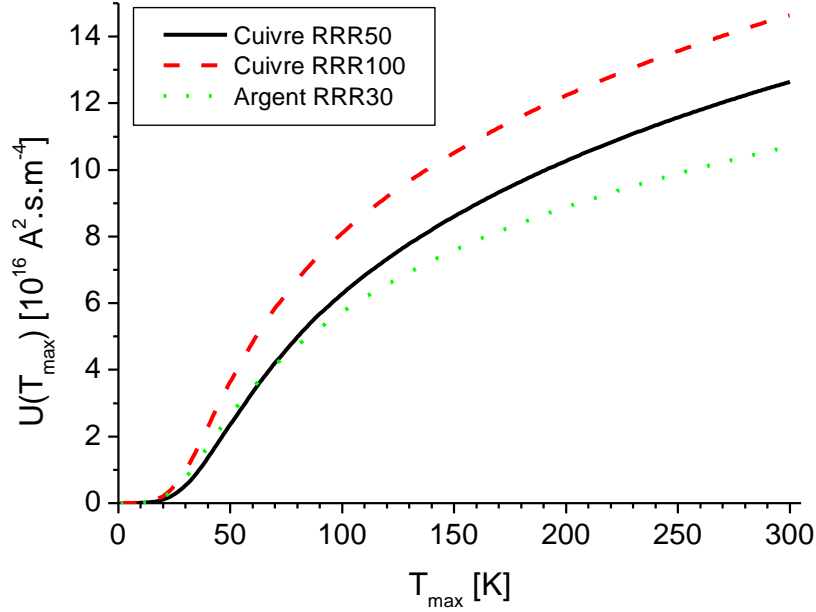


Figure 1-32 : Exemple de fonction $U(T_{max})$ avec $T_{op}=1K$ sans induction magnétique (propriétés des matériaux extraites de [44])

Dans le cas d'un aimant protégé par une résistance en parallèle, le membre de gauche de l'équation 1-20 peut être approximé par l'équation :

$$J_{cd0}^2 * t_{det} + \int_{t_{det}}^{\infty} J_{cd}^2(t) dt = J_{cd0}^2 \left(t_{det} + \frac{W_{mag}}{V_{max} I_{cd0}} \right) \quad 1-22$$

Dans cette équation W_{mag} est l'énergie magnétique stockée dans l'aimant, V_{max} est la tension maximale de décharge, I_{cd0} est le courant dans l'aimant au début de la décharge et t_{det} est le temps nécessaire à la détection de la transition. Cette approximation considère que le courant ne décroît pas dans l'aimant et est donc une vision simplifiée de la réalité.

Cette dernière équation fait aussi apparaître un paramètre important permettant de réduire le temps de décharge : le courant. Cela explique pourquoi l'utilisation des supraconducteurs se fait principalement sous forme de câble fort courant (comme les câbles Rutherford). Cela rappelle aussi le problème des SHTC qui ne peuvent pas être mis en câble fort courant à l'heure actuelle.

Ce critère du point chaud (température maximale à ne pas dépasser) est le critère de dimensionnement de la protection des aimants. Il est souvent contraint par la tension de décharge afin de ne pas dépasser les tensions de claquage des isolants. Les leviers possibles pour améliorer la protection sont la tension de décharge, le temps de détection qui ne peut pas être réduit à 0 mais qui peut être réduit à quelques dizaines de ms par la réduction des bruits de mesures et l'optimisation de la méthode de détection et du bobinage pour obtenir une fonction $U(T)$ la plus importante possible.

1.6.3.3 La protection dite passive

Ce type de protection est possible si l'énergie stockée est relativement faible et si le volume dissipant l'énergie est important (pour maintenir une température en dessous de 200 K dans un aimant ayant un $B_0 \geq 5 T$ il faut qu'au moins 10 % du bobinage dissipe l'énergie [3, page 477]). Cela implique une vitesse de propagation de la transition suffisamment élevée et n'est donc possible que pour des aimants SBTC. L'exemple donné dans la Figure 1-29 montre bien que cela n'est pas possible dans le cas des SHTC.

Une autre protection passive peut-être celle obtenue par la subdivision de l'aimant en plusieurs parties mises en parallèle d'une résistance qui leur est propre (Figure 1-33). Le courant de l'aimant peut alors éviter la zone résistive de l'aimant. L'inductance effective de la partie résistive est réduite, ce qui permet de réduire le temps de décharge et la température du point chaud. De plus le courant dans le reste de l'aimant augmente par le couplage magnétique, ce qui peut permettre de faire transiter les autres zones de l'aimant. L'utilisation de diodes à basse température permet d'éviter que le courant passe dans les résistances lors de la charge de l'aimant. Ce moyen de protection est typique des aimants de RMN et IRM de forte inductance parcourus par un courant faible.

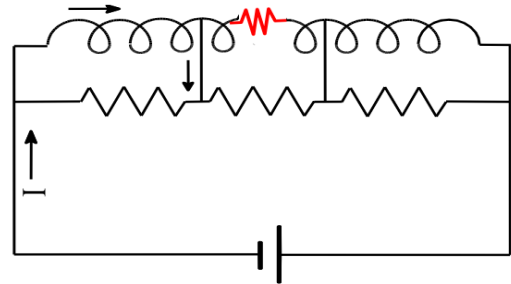


Figure 1-33 : Protection passive par subdivision (M. Wilson : Lectures on Superconducting Magnets beyond NbTi).

1.6.3.4 La protection dite active (forte énergie ou SHTC)

Dans le cas où la protection passive n'est pas possible, il est nécessaire de dissiper l'énergie autrement.

La première chose à faire est de détecter qu'une transition apparaît. Cette étape est délicate car il faut qu'elle soit la plus rapide possible mais la tension mesurée à l'extérieur du bobinage est souvent très faible comparée à celle développée dans la partie résistive du bobinage comme le montre l'équation 1-23 et la Figure 1-34.

$$V_Q = I(t) * R_Q = -L \frac{di}{dt} + V_{CS} \quad 1-23$$

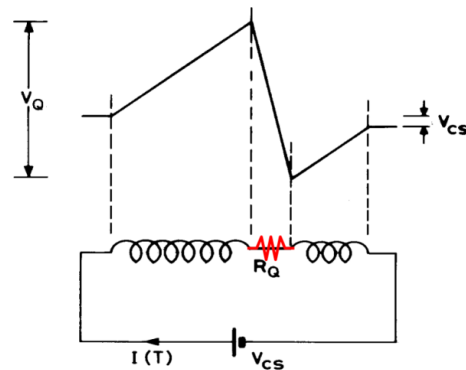


Figure 1-34 : Tension développée lors d'un quench (M. Wilson)

Il faut donc arriver à détecter des tensions relativement faibles dans un environnement souvent très bruité. Cette détection est classiquement réalisée par la comparaison des deux moitiés de l'aimant à l'aide d'un potentiomètre. Le principe de cette détection d'ajuster R1 et R2 pour qu'en fonctionnement normal la tension mesurée soit nulle. Lorsqu'une partie du bobinage devient résistive, cela entraîne l'apparition d'une tension non nulle et la transition est alors détectée (Figure 1-35).

Le problème de cette méthode est la difficulté de mesurer un signal faible dans un milieu bruité. Le système doit aussi pouvoir soutenir une tension importante lors du quench et de la décharge de l'aimant. Cette méthode de détection nécessite donc d'atténuer le signal pour ne pas détruire les composants et il s'en suit une perte significative de sensibilité. Une méthode pour augmenter la sensibilité est de ne pas atténuer le signal, et de déconnecter l'instrumentation de détection une fois que la transition est détectée et avant le début de la décharge de l'aimant [45]. Afin de pouvoir détecter une transition symétrique apparaissant dans les deux parties en même temps, un second potentiomètre peut être mis en place pour comparer deux autres parties non symétriques.

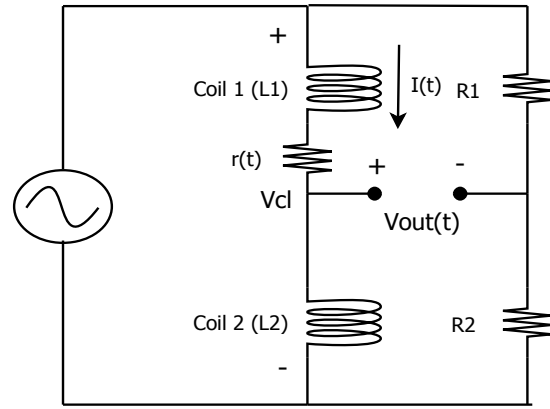


Figure 1-35 : Schéma de la détection par un circuit de pont ([3, page 505])

Un autre moyen de détection est d'utiliser un bobinage annexe permettant d'annuler la partie inductive du signal (Figure 1-36). Le détecteur soustrait les deux signaux donnant l'équation 1-24. En choisissant le montage de sorte que $M = L$, on s'affranchit de la partie inductive et le signal restant ne dépend plus que de la résistance et du courant dans le bobinage.

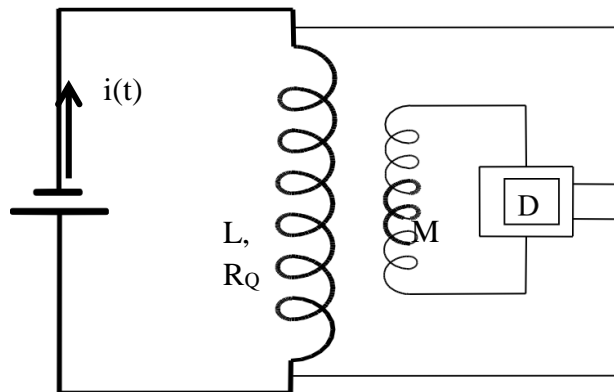
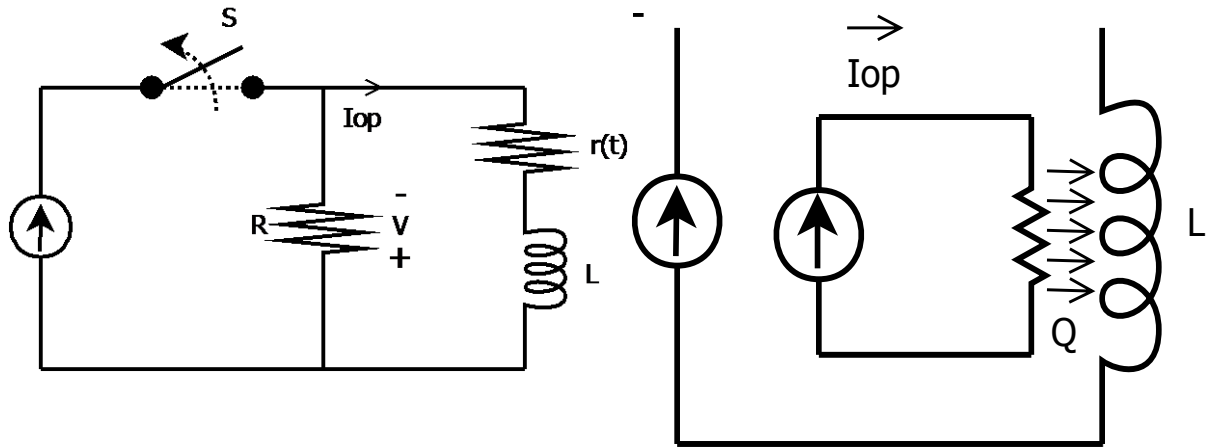


Figure 1-36 : Méthode de détection par inductance mutuelle (M. Wilson : Lectures on Superconducting Magnets beyond NbTi).

$$V = L * \frac{di}{dt} + I * R_Q - M * \frac{di}{dt} \quad 1-24$$

Une fois la transition détectée électroniquement, il faut activer le système de protection. Plusieurs systèmes sont possibles. Les deux méthodes les plus courantes sont la décharge dans une résistance extérieure et la mise en marche de chaufferettes permettant de dissiper l'énergie de l'aimant dans un volume suffisant pour limiter la température du point chaud. Le couplage des deux méthodes est aussi possible.



Protection par la décharge dans une résistance Protection par activation de chauffernettes

Figure 1-37 : Les deux principaux systèmes de protection active

Dans le cas de la décharge dans une résistance en parallèle et dans le cas où la résistance interne du bobinage $r(t) \ll R$ (la résistance de protection), la décroissance du courant suit approximativement la loi exponentielle 1-25 avec $\tau = \frac{L}{R+r(t)} \approx \frac{L}{R}$. C'est cette constante de temps dont il faut tenir compte dans le calcul de la température du point chaud. La valeur de la résistance R est limitée par la tension sous le courant de fonctionnement. L'interrupteur doit aussi pouvoir supporter la tension et le courant maximum. Son coût peut être important dans le cas des fortes tensions/courants.

$$I = I_{op} * e^{-\frac{t}{\tau}} \quad 1-25$$

Dans le cas de l'activation de chauffernettes, le principe est le même sauf que le temps de la décharge est réduit par l'augmentation de $r(t)$ générée par l'activation de chauffernettes en bon contact thermique avec le bobinage. La difficulté réside dans la nécessité d'avoir un bon contact thermique et aussi une bonne isolation électrique car ces chauffernettes sont souvent alimentées par la décharge de capacités générant de fortes tensions. Cette méthode est la plus couramment utilisée dans les aimants d'accélérateurs. Elle peut aussi être adaptée à une protection passive [3, page 504].

1.6.3.5 Protéger un aimant ou non ?

La question de la protection ou non d'un aimant se pose dans le cas des aimants SHTC. En effet leur très grande stabilité rend une transition très peu probable. De plus une bonne protection nécessite une propagation rapide de la transition pour permettre à la fois une détection rapide et un volume dissipant l'énergie suffisamment grand. La propagation est très lente dans le cas des SHTC. Cela implique donc des signaux plus faibles et donc cela rend la protection difficile et plus coûteuse. La question financière de la protection se pose alors : *est-il financièrement plus intéressant de protéger un aimant SHTC ou bien est-il préférable de changer l'élément détruit en cas de problème ?* C'est une question qui est au cœur de la problématique de la protection de ces aimants. La réponse dépend de beaucoup de paramètres : le risque réel de transition résistive (donc des conditions de

fonctionnement), le coût du conducteur et des éléments de l'aimant, le coût engendré par l'arrêt d'une installation durant les réparations, ... Certains éléments sont évoqués par Y. Iwasa [3, page 538].

I.7 Conclusion du chapitre

Ce chapitre a permis d'introduire les SHTC et les différents aspects liés à leur utilisation. Leur implantation dans les aimants haute énergie et haute performance est encore loin d'être pérenne. Elle nécessite une meilleure compréhension de leur comportement et de leur utilisation. Le développement de méthodes efficaces de protection est l'autre élément indispensable à leur utilisation à plus grande échelle. L'aspect du développement industriel des conducteurs (coût, quantité et qualité) reste aussi un point déterminant.

Chapitre 2 : Contexte scientifique et objectifs de la thèse

II.1 Projets de la thèse

Le travail réalisé dans cette thèse répond aux besoins des deux projets qui l'ont financé : le projet SuperSMES visant à dépasser les densités d'énergie stockées actuellement dans les SMES et le projet de l'Insert EUCARD visant à réaliser un insert dipolaire SHTC pour augmenter les valeurs actuelles des champs magnétiques dans les accélérateurs de particules et développer une nouvelle technologie.

II.1.1 Le projet SuperSMES

Le projet SuperSMES est un projet financé par l'ANR et faisant intervenir différents partenaires : Le SACM pour le CEA, le CRETA, le LNCMI pour le CNRS et l'industriel NEXANS. Les éléments présentés ici résument le travail de tous les partenaires.

II.1.1.1 Les objectifs

Le SMES est une très bonne source de puissance, mais reste en retrait par rapport aux batteries pour ce qui est des densités massiques ou volumiques d'énergie. L'objectif est de repousser la limite actuelle de l'énergie stockée visible en gris sur le diagramme de Ragone (Figure 1-23) vers celle visible en noire. La plus forte densité d'énergie stockée est actuellement de 13,4 kJ/kg (3,72 Wh/kg) [46] et le projet a pour but de montrer la possibilité d'atteindre, voire de dépasser, 20 kJ/kg (5,56 Wh/kg). Cet objectif nécessite la validation de différents développements : les matériaux SHTC pour les inductions magnétiques, la conception et la validation de fils renforcés, la validation et le test de câbles en conduit et la proposition de scénarii pour protéger les aimants SHTC.

II.1.1.2 L'optimisation de la conception

Plusieurs conceptions sont possibles pour réaliser un SMES (I.3.2). Parmi ces conceptions, le tore avec un bobinage hélicoïdal est celle qui permet de se rapprocher le plus de la limite imposée par le théorème du Viriel (I.3.2). Cette géométrie est cependant compliquée et le bobinage est particulièrement difficile. Il est préférable de commencer l'optimisation sur une géométrie plus simple. La conception du solénoïde permet de se rapprocher de la limite fixée par le théorème du Viriel, et présente une géométrie significativement plus simple que celle du tore. C'est donc sur ce type d'aimant que se base l'optimisation de la conception.

La première approche est l'utilisation du théorème du Viriel pour définir la contrainte qu'impose l'objectif de 20 kJ/kg. L'utilisation de la formule 1-2 en considérant que toute la masse travaille en traction et que la densité moyenne du bobinage est 8000 kg.m^{-3} donne une contrainte minimale de 160 MPa. En réalité un calcul plus complexe reliant l'énergie et la contrainte à la densité de courant permet d'obtenir les différentes courbes de la Figure 2-1. On peut voir sur cette figure que le stockage de 20 kJ/kg impose une contrainte mécanique en tension supérieure à 400 MPa et une densité de courant minimale de 400 MA/m² pour pouvoir stocker 5 MJ. Ces deux contraintes sont par contre influencées par l'énergie stockée, et augmenter l'énergie stockée permet de les réduire comme les courbes pour 50 MJ le montrent. Pour ce cas précis, l'objectif des

20 kJ/kg est atteignable dès 200 MA/m² pour des contraintes inférieures à 400 MPa. Ces deux paramètres vont être déterminants pour le choix du conducteur. En effet l'utilisation du Bi-2212 nécessite un gros travail pour renforcer mécaniquement les conducteurs. Cette étude est réalisée par NEXANS. Les matériaux les plus prometteurs restent les rubans d'YBCO fabriqué selon le procédé IBAD qui présentent une tenue mécanique plus élevée grâce à l'utilisation de substrat d'Hastelloy avec de très bonnes propriétés mécaniques. Le choix du conducteur utilisé dans ce projet est, par conséquent, le ruban SCS4050-AP vendu par SuperPower, qui est le seul actuellement disponible permettant de dépasser les 400 MPa de contrainte en traction. L'autre conducteur possible est le Bi-2212. Les performances et surtout la tenue mécanique ne permettent cependant pas de respecter les contraintes imposées par le SMES. La possibilité d'un câble de Bi-2212 renforcé reste néanmoins envisagée en attendant les résultats de l'étude menée par NEXANS. Il faut aussi noter que les performances mécaniques du ruban 2G SCS4050-AP de SuperPower peut théoriquement permettre de dépasser l'objectif minimum de 20 kJ/kg (contrainte admissible >600 MPa).

L'optimisation de la géométrie de la bobine pour atteindre la densité d'énergie stockée nécessite aussi d'étudier l'aspect mécanique. Cette étude est faite en utilisant la formule 1-6.

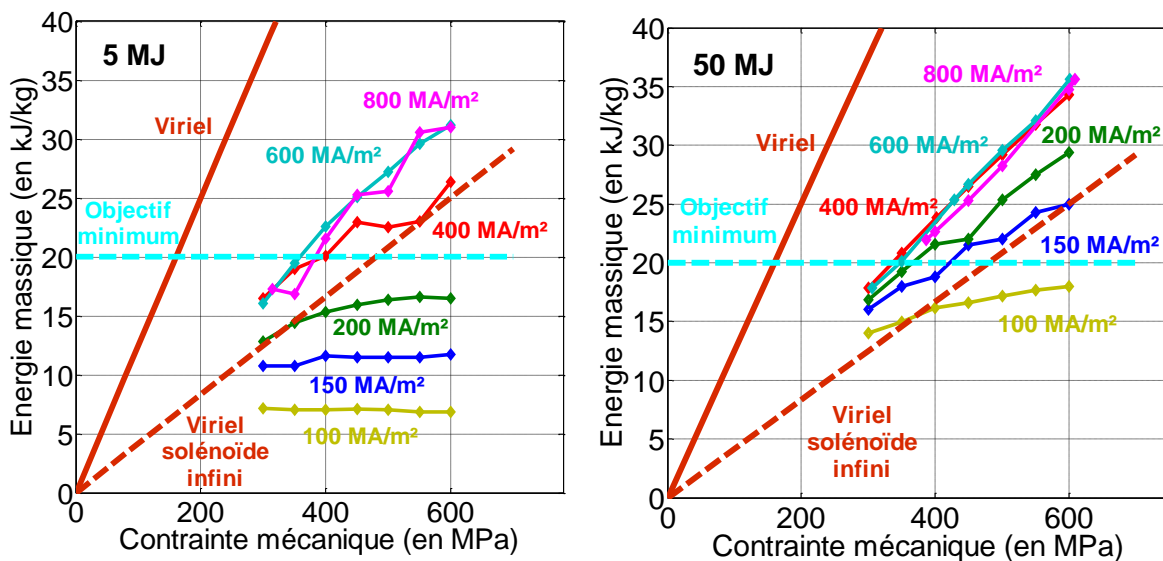


Figure 2-1 : Densité d'énergie en fonction de la contrainte et de la densité de courant (pour une énergie stockée de 5 MJ à gauche et 50 MJ à droite), (B. Vincent, présentation projet SuperSMES)

L'optimisation faite dans le cadre d'un aimant stockant 5 MJ donne un champ magnétique maximal de l'ordre de 3 T à 10 T selon la configuration [47]. L'étude sous induction magnétique de 10 T sera donc particulièrement intéressante dans le cadre de ce projet. La géométrie optimale en tenant compte des contraintes est davantage celle d'un solénoïde allongé.

II.1.2 Le projet d'insert Eucard

Le second projet est celui visant à fabriquer un insert dipolaire SHTC haut champ. Ce projet fait intervenir différents partenaires pour étudier tous les aspects : mécanique, électrique, réalisation et protection. Les différents partenaires sont l'UNIGE, le CERN, le CEA saclay, le KIT-ITP, la TUT, le LASA et le CNRS-Grenoble.

II.1.2.1 Les objectifs

L'objectif est de réaliser un insert dipolaire permettant de générer une induction propre de 6 T dans une induction de fond de 13 T produit par le dipôle Nb_3Sn FRESCA II [48]. La Figure 2-2 récapitule les champs d'utilisation des différents matériaux (NbTi, Nb_3Sn et SHTC) pour les différents aimants d'accélérateurs existants ou en cours d'étude. Ce graphique montre que le NbTi actuellement utilisé pour les aimants du LHC fonctionne très proche de sa limite (9 T à 1,8 K). Dans le projet HL-LHC (High Luminosity), l'utilisation du Nb_3Sn est nécessaire pour atteindre des champs magnétiques de l'ordre de 13 T-14 T et enfin pour aller au-delà, dans le cadre de l'amélioration HE-LHC (High Energy), les SHTC deviennent indispensables, puisque la limite du Nb_3Sn est d'environ 16T pour les aimants d'accélérateurs [48].

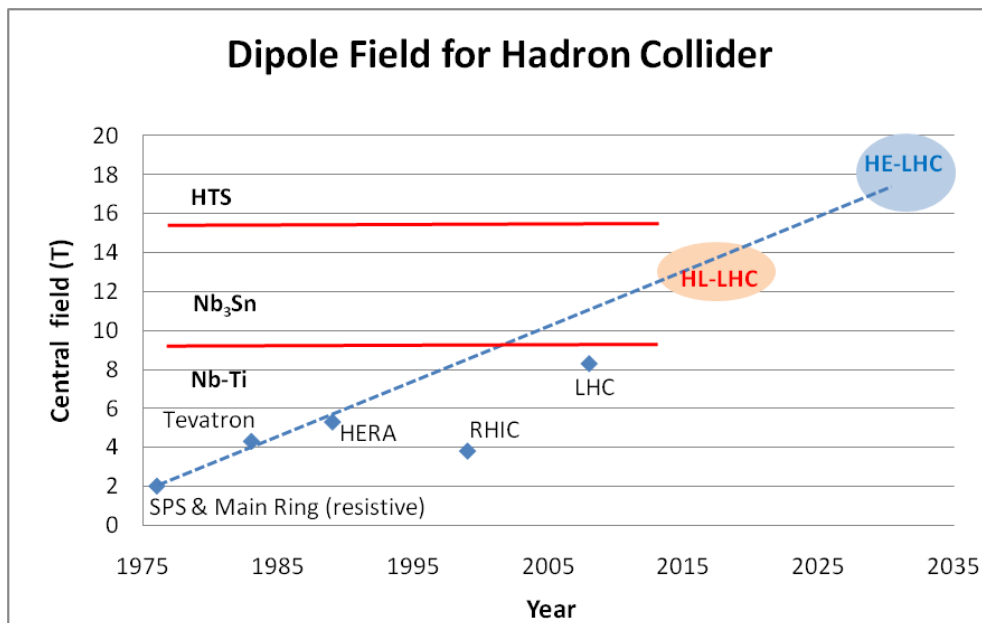


Figure 2-2 : Les champs centraux des aimants d'accélérateur. (Présentation de Lucio Rossi)

II.1.2.2 L'optimisation de la conception

Ce projet doit permettre la réalisation d'un insert générant 6 T sous un champ extérieur de 13 T. Il n'y a pour l'instant ni la contrainte d'homogénéité de champ magnétique, ni celle de prévoir le passage d'un tube faisceau. Ces deux raisons permettent de prévoir un design d'insert « plat » qui reporte la difficulté de réaliser des têtes courbées sur l'étape suivante du projet. La conception retenue est celle présentée sur la Figure 2-3. L'insert sera composé de 6 galettes de type « racetrack » de longueurs différentes pour

réduire au maximum la dégradation des propriétés électriques provenant de l'anisotropie des rubans SHTC. Les efforts générés sur un tel dipôle sont gigantesques et il est donc nécessaire de les contenir pour éviter de les reporter sur le dipôle Nb_3Sn très sensible aux déformations. Pour ce faire l'insert sera introduit dans un tube d'inox comme le montre la Figure 2-4 [50]. Des maquettes ont été développées pour étudier le montage de l'aimant et des différentes parties présentées sur cette figure.

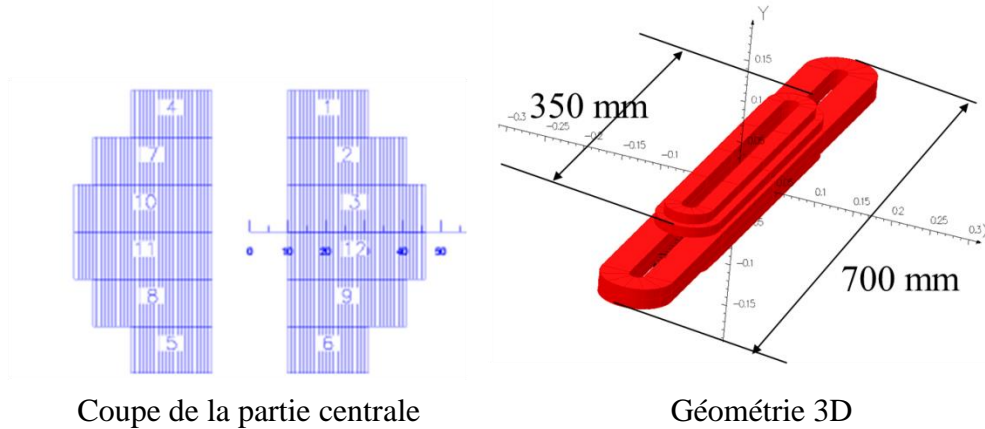


Figure 2-3 : Vue 2D et 3D de l'Insert SHTC

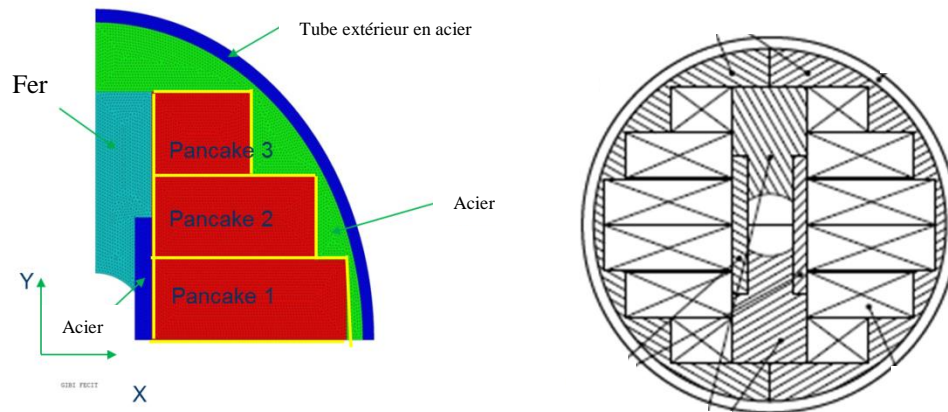


Figure 2-4 : Conception mécanique et interface avec le Dipôle Nb_3Sn

II.1.2.3 Les contraintes sur les conducteurs

Afin de pouvoir produire le champ magnétique souhaité, les conducteurs de l'insert vont être soumis à de très fortes contraintes tant mécaniques qu'électriques. Les calculs magnétiques et mécaniques réalisés au CEA-Saclay montrent que pour atteindre les performances souhaitées, le conducteur doit pouvoir faire circuler une densité de courant dans le bobinage de l'ordre de 250 MA/m^2 . Cette densité de courant moyenne est nécessaire à la production de 6 T dans la place disponible (diamètre extérieur des bobines inférieur à 93 mm). Cet insert doit être protégé. Cela nécessite l'ajout d'une certaine quantité de stabilisant et par conséquent la densité de courant dans le conducteur sera nettement plus importante. Cette densité de courant est acceptable pour les SHTC soumis à

un champ parallèle. Cependant dans le cas de l'insert, certaines parties seront soumises à une induction magnétique de l'ordre de 19 T avec une composante perpendiculaire de l'ordre de 2,5-3 T. C'est cette configuration dont il faut tenir compte lors du dimensionnement du câble pour la réalisation de l'aimant. Compte tenu des performances nécessaires (un courant critique le plus élevé possible et une bonne tenue mécanique), le conducteur SCS12050-AP vendu par SuperPower a été retenu pour le projet. Le courant nécessaire est très important (environ 2800 A) et il faut donc utiliser deux blocs de deux rubans pour limiter à la fois les contraintes internes sur les couches supraconductrices et pouvoir faire circuler la quantité de courant souhaitée (schéma d'un bloc détaillé sur la Figure 2-5 à gauche).

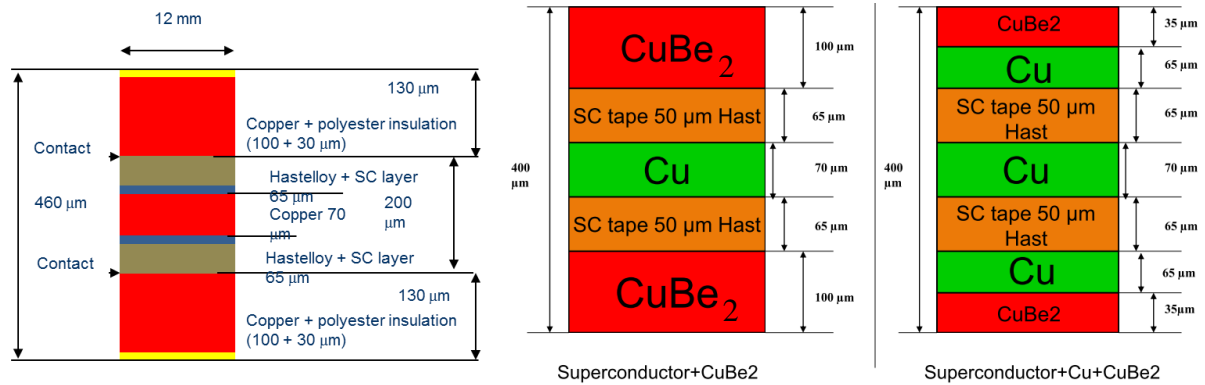


Figure 2-5 : Design du conducteur pour l'insert Eucard (gauche : uniquement Cu ; milieu : Cu au centre et CuBe à l'extérieur ; droite : Cu et CuBe à l'extérieur)

Les contraintes mécaniques sont aussi conséquentes avec une estimation de 500MPa en contrainte de compression dans les blocs. Le conducteur, tel que celui présenté sur la Figure 2-5 (à gauche), ne peut résister qu'à 300 MPa. Il est donc nécessaire de modifier le stabilisant pour qu'il puisse reprendre aussi une partie des efforts mécaniques. L'utilisation de CuBe₂ est en cours d'étude (Figure 2-5 (au milieu et à droite)) pour permettre de résister aux 500 MPa. Sa résistance mécanique est proche de celle l'Hastelloy et sa résistivité électrique environ 50-75 fois plus faible que celle de l'Hastelloy à 77 K. Le choix final se fera après l'étude approfondie des propriétés du CuBe₂ et en tenant compte de l'aspect protection de l'insert.

II.2 Les objectifs de la thèse

C'est dans l'optique d'une utilisation grandissante de ces matériaux que ce travail a été réalisé. Le domaine des SHTC est très récent et leur comportement n'est pas encore complètement compris et maîtrisé. Afin de fabriquer des aimants à hautes performances en utilisant ces matériaux, il est primordial de les étudier et de comprendre leur comportement pour réaliser des machines fiables. Pour cela il est nécessaire de :

II.2.1 Développer des outils numériques permettant de prévoir les comportements de défaut

Les modélisations et les simulations des SBTC sont bien maîtrisées et donnent des résultats précis. Le succès de la réalisation de grands appareils a déjà démontré la fiabilité

des modèles et des simulations préalables à la construction d'aimants SBTC. Ce n'est cependant pas le cas pour les SHTC pour lesquels le comportement est encore mal compris et nécessite le développement d'outils dédiés. Cet aspect nécessitera l'étude des modèles existants, de leur validité et la mise en place d'un modèle approché suffisamment précis permettant la simulation de bobines ou d'éléments de bobines avec des temps de calcul admissibles.

II.2.2 Etudier les SHTC dans l'optique de la fabrication de bobine

Une étape préliminaire à la fabrication de bobines et aux simulations est la caractérisation des matériaux SHTC. Il est nécessaire de connaître et comprendre le comportement de ces conducteurs sous champ magnétique et sous différentes températures. Il est aussi nécessaire d'étudier les éléments intervenant dans la fabrication des bobines. L'étude des connexions est un point déterminant pour la réalisation d'aimants. Ce point sera donc étudié selon deux aspects : la réalisation de connexions internes entre conducteurs (pour obtenir des longueurs plus importantes par exemple) et celles entre des éléments (entre des galettes par exemple).

II.2.3 Comprendre et maîtriser les problèmes menant à la destruction des SHTC

La fiabilité des aimants SHTC actuels est l'un des verrous empêchant leur utilisation industrielle. Le problème principal est la lente propagation de la zone résistive dans les SHTC. Cette différence principale avec les SBTC implique donc de revoir les schémas de protection classiques. En premier lieu il faut arriver à comprendre le comportement de la transition résistive dans ces nouveaux matériaux afin d'en identifier les points critiques et pourvoir dimensionner les nouveaux systèmes de protection. Cet objectif va s'appuyer à la fois sur le code numérique développé et sur une forte étude expérimentale.

II.2.4 Construire et tester un aimant modèle représentatif des points critiques identifiés

Une fois les différents points critiques identifiés, un ou plusieurs prototypes d'aimant seront réalisés en tenant compte de ces aspects afin de mener une étude en conditions réelles. La validation des modèles numériques sera aussi un des objectifs de ces bobines, en plus de la démonstration de la possibilité de réaliser des aimants fonctionnant dans les conditions nécessaires pour les deux projets liés à la thèse.

Chapitre 3 : Caractérisation des rubans SHTC et modélisation de la surface critique

Les constantes améliorations des performances des SHTC et principalement des SHTC de 2nde Génération rendent difficile l'utilisation de données expérimentales datant de quelques années. Il est nécessaire de caractériser les conducteurs que l'on souhaite utiliser, puisque le courant critique et sa dépendance avec la température et le champ magnétique extérieur ont considérablement évolué depuis cinq ans. La caractérisation et la modélisation de la surface critique (en champ parallèle à la surface des rubans) de deux rubans, fournis par les deux industriels AMSC et SuperPower, feront l'objet de la première partie de ce chapitre. Les valeurs obtenues pourront être comparées à celles mesurées au FNAL et au NIMS [10] en 2008 afin de voir la différence des performances sous champ entre 2008 et 2010. Une paramétrisation de la densité de courant critique en fonction de l'induction magnétique et de la température est indispensable pour dimensionner un aimant. Quelques paramétrisations sont présentées. Les jonctions entre conducteurs jouent un rôle très important dans les aimants. Une étude des jonctions entre les rubans SHTC permettra de donner des valeurs de résistances et de mettre en évidence certains problèmes importants dans la seconde partie de ce chapitre.

Dans ce chapitre les références au plan (ab) ou à l'axe (c) correspondent à celles indiquées sur la [Figure 1-10](#). Les résultats de caractérisation et de modélisation du ruban SCS4050-AP ont été publiés avec les résultats sur les jonctions [51].

III.1 La mesure de courant critique des rubans SHTC

Dans le cas des SHTC sous forme de ruban, la forte anisotropie des propriétés rend la surface critique ([II.1.2.2](#)) plus complexe que celle déjà présentée. Là où l'on avait la dépendance du courant critique avec la température et l'induction magnétique, il faut ajouter la dépendance avec l'orientation de l'induction magnétique par rapport à l'axe (c) du ruban. Une étude exacte nécessiterait donc de connaître $I_c(T, B, \theta)$ où θ est l'angle entre le champ magnétique et l'axe (c) du ruban (visible sur la [Figure 1-10](#)). Quelques exemples de mesures mettant en évidence cette dépendance ont été montrés dans le paragraphe [II.2.4.3](#). De manière pratique, l'étude du champ magnétique dans la conception des aimants est souvent réduite à ses composantes parallèle et perpendiculaire. Cela permet de réduire significativement la caractérisation des supraconducteurs en se limitant aux deux orientations : $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 90^\circ$. Si le courant critique sous une induction magnétique perpendiculaire au plan (ab) du ruban est plus pénalisant que sous une induction parallèle, la valeur de la composante perpendiculaire peut souvent être réduite par une conception magnétique adaptée. Dans un solénoïde les composantes perpendiculaires les plus critiques sont souvent situées aux deux extrémités alors que le reste du solénoïde est soumis à une composante parallèle très importante et une composante perpendiculaire relativement faible. Dans ce cas, le courant critique limitant est celui parallèle. L'étude du courant critique sous une induction parallèle donne donc une bonne approximation du courant critique dans la majeure partie d'une bobine. C'est uniquement cette orientation qui sera étudiée dans ce chapitre.

III.1.1 Caractérisation en champ parallèle au plan (ab)

La caractérisation des rubans d'YBCO a été réalisée au CEA SACLAY. L'étude sous induction parallèle est beaucoup moins étudiée que celle sous une induction perpendiculaire qui nécessite une alimentation électrique plus réduite. Certaines mesures du courant critique sous induction perpendiculaire ont été réalisées au CERN et au LNCMI. Des valeurs sous cette orientation sont aussi données par les fabricants des rubans (I.2.4.3).

III.1.1.1 La station CétacéS

Les tests de caractérisation ont été réalisés sur la station CétacéS au CEA de Saclay. Cette station a été développée à l'origine pour la caractérisation de brins NbTi et Nb₃Sn à 4,2 K ou 1,8 K. Elle permet la caractérisation d'échantillons répondant à la norme VAMAS [52] de caractérisation des supraconducteurs. Une photo de cet échantillon est présentée sur la [Figure 3-1](#). La station a été modifiée lors des premiers projets de R&D sur les SHTC de manière à permettre la caractérisation de fils ronds ou de rubans SHTC. La station est décrite en détail dans la publication de J-M Rey et al. [53]. Brièvement elle consiste en un réservoir d'hélium permettant de stocker l'hélium liquide pour la régulation de la température. Une canne de transfert permet d'envoyer de l'hélium liquide ou gazeux sous l'échantillon après être passé dans deux échangeurs, autorisant l'ajustement de la température à quelques degrés sous la température souhaitée (dans le cas du gaz). Un dernier ajustement de la température du gaz est réalisé dans le cryostat, sous l'échantillon. Ce système permet une régulation de la température avec une précision de 0,1 K et une stabilité durant les tests (en gaz) de 0,5 K. L'échantillon est placé dans le trou de $\phi=49\text{mm}$ d'un aimant supraconducteur d'Oxford Instruments. Cet aimant fonctionne à 4,2 K et permet de produire une induction magnétique jusqu'à 15 T avec une variation de champ maximum de 1 T/min.

Un courant jusqu'à 3000 A sous 3 V, fourni par une alimentation HAZEIMEYER, est acheminé vers l'échantillon via deux amenées de courant concentriques en cuivre, doublées de quatre rubans supraconducteurs en Bi-2212 (pour réduire les dissipations thermiques). Le courant maximal admissible par les amenées de courant est de 1000 A à 4,2 K (environ 800 A lorsque le refroidissement se fait par de l'hélium gazeux jusqu'à environ 50 K).

Deux tensions sont mesurées pour chaque échantillon : sur une longueur de 100 mm au centre de l'échantillon et sur une longueur de 300 mm (V1 et V2 schématisées sur la [Figure 3-1](#)). La comparaison entre les deux mesures permet de vérifier l'absence d'échauffement au niveau des connexions électriques. L'enregistrement des deux tensions est réalisé, via deux KEITHLEY 182, par le programme LabView pilotant la station. Ce programme permet aussi la protection des échantillons par la détection d'un seuil sur les deux signaux, et par la coupure de l'alimentation.



Figure 3-1 : Echantillon VAMAS fabriqué à partir du ruban SCS4050-AP (à gauche) et échantillon monté sur le porte échantillon (à droite).

III.1.1.2 Les deux rubans testés

Les deux rubans SHTC caractérisés sont les rubans AMSC 344C (achetés en 2009) et SP SCS4050-AP (achetés en 2010). Les principales caractéristiques des rubans sont présentées dans le [Tableau 3-1](#). Le courant minimal indiqué correspond à celui donné sur le site du constructeur. Le courant critique n'étant pas homogène sur la longueur, les lots commandés ont un courant critique minimal supérieur à celui indiqué dans le tableau. Les schémas de chaque ruban sont présentés sur la [Figure 1-10](#) et la [Figure 1-11](#).

Ruban	Largeur [mm]	Epaisseur [μm]	Stabilisant (épaisseur [μm])	Contrainte longitudinale max [MPa]	Courant critique minimal (77 K, champ propre) [A]
AMSC344C	4,4	200	Cuivre (env. 2x60)	250	80
SCS4050-AP	4	95	Cuivre (2x 20)	>500	80

Tableau 3-1 : Caractéristiques des rubans (données constructeur)

III.1.1.3 Les résultats

Les résultats des mesures pour les deux rubans sont présentés sur la [Figure 3-2](#). Les courants critiques ont été déterminés avec le critère utilisé pour les SBTC ($0,1 \mu\text{V}/\text{cm}$) afin de réduire les risques d'endommagement du ruban par une détection plus rapide de la transition. Une sous-estimation du courant critique de l'ordre de 5 % est faite par rapport au critère de $1 \mu\text{V}/\text{cm}$. Cette erreur a été déterminée en extrapolant les courbes expérimentales $E(I)$ par la Formule 3-1. L'indice n correspond à la pente de la droite de la représentation $\ln(E) = f(\ln(I))$. Les valeurs des indices de transitions sont indiquées sur la partie droite de la [Figure 3-2](#). Ces valeurs seront utilisées pour la modélisation de la surface critique, mais elles dépendent de l'efficacité du refroidissement [54], et dans une moindre mesure du lot de conducteur testé (comme on peut le voir en [ANNEXE 3](#), les indices de transitions en bain d'azote liquide hors champ extérieur varient entre 22 et 28 pour le ruban SCS4050-AP). Un mauvais refroidissement ne permet pas de considérer que

le conducteur est isotherme durant la transition. Cela entraîne donc une possible variation du courant critique et de l'indice de transition. Cet effet est mesurable par la variation de la rampe de courant. Dans le cas d'un mauvais refroidissement, les valeurs de courant critique et d'indice de transition varient avec la rampe. Les mesures présentées ont été vérifiées avec plusieurs rampes de courant entre 3 et 30 A/s. Les valeurs de courant critique et d'indice de transition ne variaient pas (en dehors des incertitudes expérimentales), ce qui permet de considérer que les mesures sont isothermes. Cependant des petites variations de la pression dans le système de refroidissement entraînaient quelques variations de la qualité du refroidissement. Bien que cela n'influe pas sur les valeurs du courant critique, cela peut être à l'origine des petites fluctuations visibles sur l'indice de transition. D'autres mesures sur le même conducteur ont été réalisées au LNCMI [55].

$$E = E_c * \left(\frac{I}{I_c}\right)^n \quad 3-1$$

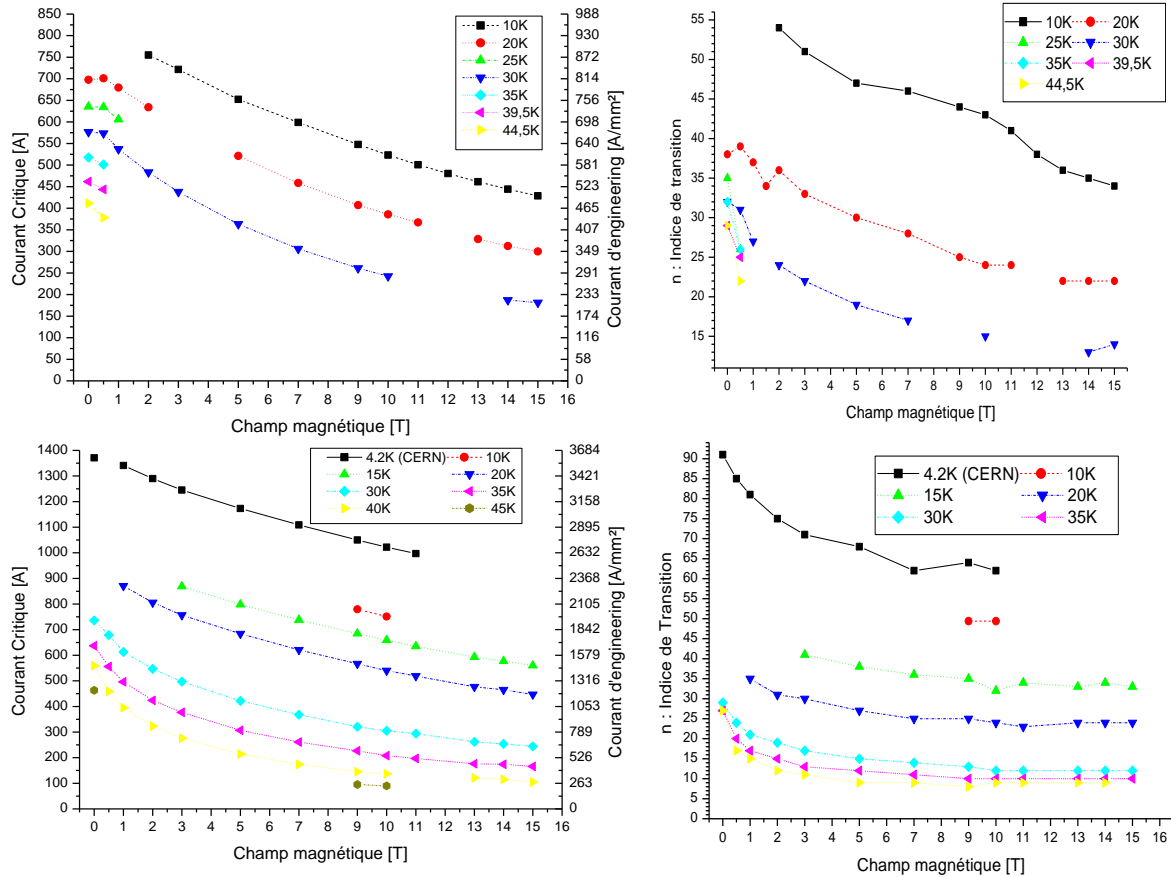


Figure 3-2 : Courants critiques mesurés et indices de transition déduits de la Formule 3-1: AMSC344C (en haut) et SCS4050-AP (en bas)

III.2 La modélisation de la surface critique

III.2.1 La surface critique en champ parallèle

III.2.1.1 Modèles existants

La modélisation des surfaces critiques est un élément important dans la conception des aimants. Elle permet d'estimer les marges de fonctionnement en considérant l'angle et l'intensité du champ magnétique, la température de fonctionnement et le courant (ou la densité de courant) circulant dans le conducteur. Chaque groupe utilise un modèle correspondant le mieux à ses mesures expérimentales, et très souvent empirique [53]. Le comportement des SHTC étant différent de celui des SBTC, les modèles développés pour les SBTC sont souvent inadaptés à modéliser la surface critique des SHTC. Néanmoins certains groupes utilisent quand même des modèles développés pour le NbTi et basés sur la théorie de l'ancrage des fluxoïdes [56]. Si ce type de modèle semble donner des résultats corrects pour les champs transversaux (B parallèle à l'axe c), on arrive plus difficilement à l'utiliser pour l'induction longitudinale (parallèle au plan ab), et ce malgré les 6 paramètres d'ajustement. Le modèle de K-H Müller [57], développé pour les céramiques à haute température critique sous faible champ magnétique, et le modèle de D-C Van der Laan [58] utilisé pour le Bi-2223, ont été utilisés pour représenter les mesures expérimentales. Les deux modèles correspondent respectivement aux formules 3-2 où I_0 , B_0 et β sont trois constantes et 3-3 où F_{pmax} correspond au maximum de la force d'ancrage, et $B_{peak}(T)$ est le champ magnétique correspondant à F_{pmax} . Les résultats, bien que meilleurs qu'avec le modèle du NbTi, n'étaient pas satisfaisants en dessous de 5T (Figure 3-3). Un autre modèle a donc été développé à partir de ces deux modèles. On peut aussi noter des travaux en cours de développement d'un modèle de courant critique pour l'induction longitudinale (parallèle au plan ab) dans un ruban d'YBCO considérant l'expulsion des vortex par les forces exercées par les autres vortex [59].

$$I_c(B) = I_0 * \frac{1}{1 + \left(\frac{B}{B_0}\right)^\beta} \quad 3-2$$

$$I_c(T, B) = \frac{F_{pmax}}{B_{peak}(T)} * e^{1 - \left(\frac{B}{B_{peak}(T)}\right)} \quad 3-3$$

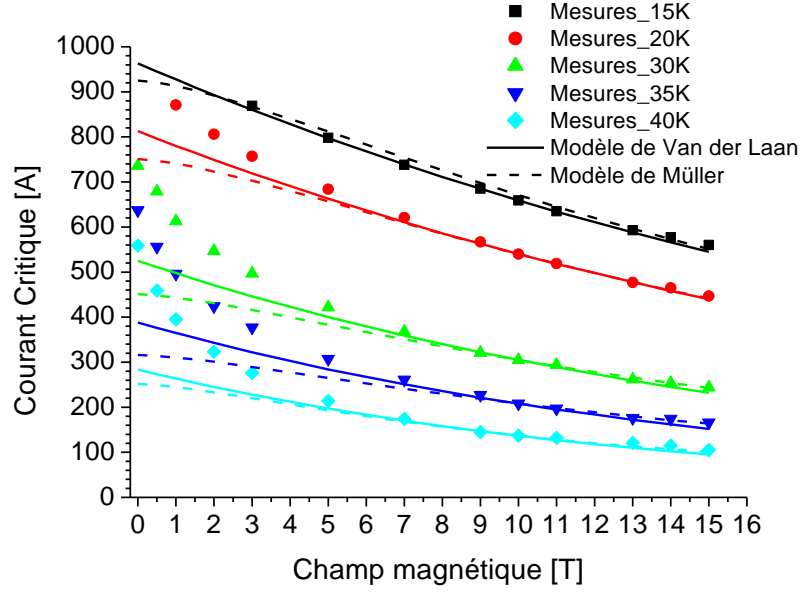


Figure 3-3 : Modèles de Müller [57], de Van der Laan [58] et mesures du ruban SCS4050-AP

III.2.1.2 Modèle dérivé utilisé

Le modèle de la surface critique pour l'induction longitudinale (parallèle aux plan ab), dérivé des deux modèles précédents, est donné dans la formule 3-4. Dans ce modèle, les paramètres $I_0(T)$ et $B_{peak}(T)$ sont déterminés expérimentalement. Les mesures expérimentales ne permettent pas d'atteindre le champ B_{peak} sur la plage de température accessible à la station d'essais. Ce paramètre a donc été déterminé par une extrapolation des mesures pour chaque température et chaque champ magnétique. Une approximation polynomiale a été choisie pour ces extrapolations. Le comportement du supraconducteur sous faible champ magnétique change, et le courant critique en champ propre ne peut, par conséquent, pas être utilisé pour le paramètre $I_0(T)$, sans introduire un décalage à plus fort champ. Afin d'extrapoler le modèle, le courant critique réduit de la formule 3-5 a été utilisé. Dans cette formule, le paramètre B_{ref} correspond à l'induction magnétique pour laquelle la formule du courant critique $I_c(T, B_{ref})$ est déterminée d'après les mesures expérimentales (formules 3-7 et 3-9). L'exposant β est une constante pour les deux rubans d'YBCO caractérisés. Sa valeur a été déterminée par la méthode des moindres carrés et est fixée à 1,44. Cette valeur est proche des 1,5 proposée par K-H Müller dans le cas de joint de grain de géométrie circulaire. Ce modèle se rapproche aussi du modèle de Kim [60].

$$I_c(T, B) = I_0(T) * \frac{1}{\left(1 + \frac{B}{B_{peak}(T)}\right)^\beta} \quad 3-4$$

$$i_c(T, B, B_{ref}) = \frac{I_c(T, B)}{I_c(T, B_{ref})} = \left(\frac{B_{peak}(T) + B_{ref}}{B_{peak}(T) + B}\right)^\beta \quad 3-5$$

Les résultats qui suivent ont été obtenus en utilisant le courant critique sous une induction magnétique de 1 T et le paramètre B_{peak} , extrapolés par les formules 3-6 et 3-7 pour le ruban SCS4050-AP. Pour le cas du ruban AMSC, le paramètre $I_c(T, B_{ref})$ peut être déterminé pour B_{ref} entre 0,5 T et 15 T sans modification des résultats. Les formules 3-8 et 3-9 donnent l'extrapolation linéaire des deux paramètres pour le ruban AMSC. L'extrapolation du paramètre B_{peak} est approximative car il a pu être déterminé pour seulement trois températures. L'utilisation des données de la Figure 1-19 permet d'obtenir une meilleure précision pour ces deux paramètres.

$$B_{peak}(T) = -1,37,10^{-6}T^4 + 1,47,10^{-4}T^3 + 8,86,10^{-3}T^2 - 1,52T + 47,74 \quad 3-6$$

$$I_c(T, B_{ref} = 1 T) = 0,2213 * T^2 - 35,99 * T + 1485,51 \quad 3-7$$

$$B_{peak}(T) = -0,66 * T + 30,94 \quad 3-8$$

$$I_c(T, B_{ref} = 0,5 T) = -12,907 * T + 958,16 \quad 3-9$$

Une autre modélisation du courant critique à un champ donné peut être faite en considérant la température réduite $t = T/T_c$, et en introduisant deux constantes, I_0 et α , dépendantes du champ magnétique. Cette formule présente l'avantage d'avoir une limite nulle quand la température tend vers T_c . Ce modèle est décrit par la formule 3-10.

$$I_c(T, B_{ref}) = I_0 * (1 - t)^\alpha \quad 3-10$$

III.2.1.3 Utilisation du modèle pour les mesures expérimentales

Les résultats du modèle présenté précédemment sont comparés aux mesures expérimentales sur la Figure 3-4. L'extrapolation à d'autres rubans supraconducteurs AMSC ou SuperPower peut être réalisée, en considérant que l'influence de la température et du champ magnétique est la même pour les rubans fabriqués par le même constructeur. Les courants critiques mesurés à 77 K en champ propre sont de 89 A pour le ruban AMSC344C et 115 A pour le ruban SP SCS4050-AP. La connaissance du courant critique à 77 K en champ propre permet d'utiliser ce modèle même si la largeur du ruban change.

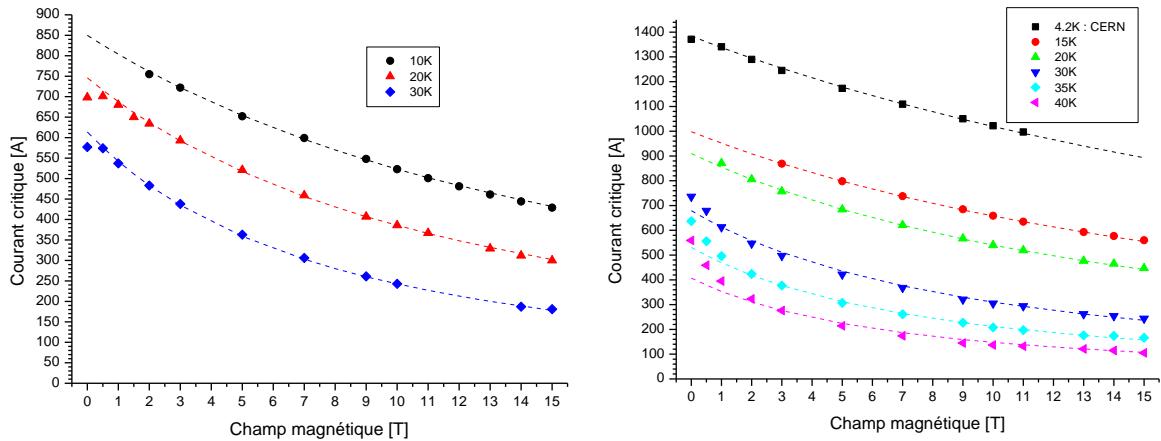


Figure 3-4 : Comparaison entre la formule 3-4 (traits pointillés) et les mesures (symboles) pour le ruban AMSC344C (gauche) et le ruban SCS4050-AP (droite)

III.2.2 La surface critique en champ non parallèle

La modélisation de la surface critique sous une induction magnétique non parallèle à la surface du ruban n'a pas été réalisée dans le cadre de cette thèse. De nombreux modèles sont néanmoins disponibles et une étude de ces modèles a été réalisée dans la thèse de J. Fleiter [9].

III.3 L'étude des jonctions entre les conducteurs

Il est important de minimiser l'énergie dissipée dans le bobinage lors de la réalisation d'aimants supraconducteurs. Une des plus importantes dissipations d'énergie, dans des aimants supraconducteurs fonctionnant en régime continu, est l'effet Joule au niveau des différentes connexions. Les connexions entre éléments de bobinage, ou bien entre deux longueurs de conducteur, doivent donc être les moins résistives possibles. Cela est particulièrement vrai dans le cas des SHTC disponibles en longueur relativement faible. S'il est possible de réaliser des jonctions non dissipatives dans le cas des conducteurs SBTC, ce n'est pas encore le cas pour les SHTC, bien que des recherches soient en cours pour la réalisation de jonctions non dissipatives en MgB_2 .

Les jonctions entre des rubans SHTC ont fait l'objet de plusieurs études : sur les jonctions permettant d'utiliser des longueurs plus importantes que celle disponibles en un seul morceau (« Lap Joint », Figure 3-6), et sur celles permettant de relier électriquement deux éléments d'un solénoïde (jonction de type pont, Figure 3-6). Très souvent ces études sont réalisées sur des échantillons fabriqués à plat [61–71], qui sont parfois testés sur un mandrin pour voir l'influence du diamètre de bobinage sur la résistance. Parmi ces études, seul le groupe de K.S. Chang [70] a réalisé des échantillons courbés dès le processus de soudure. Selon les besoins, d'autres études sur les jonctions sont réalisées. On peut par exemple citer celle de S. Ito [72], qui a été faite dans le but de réaliser des jonctions pour un aimant SHTC démontable, composé d'un câble SHTC comportant plusieurs dizaines de rubans SHTC. Les résistances obtenues dépendent beaucoup du conducteur utilisé et des procédés de réalisation. Les résistances typiques des « Lap Joints » réalisés avec le conducteur de SuperPower sont du même ordre de grandeur que celles données par le fabricant : entre $40 \text{ n}\Omega\cdot\text{cm}^2$ et $50 \text{ n}\Omega\cdot\text{cm}^2$ à 77 K en champ propre [73]. Il faut noter que la plupart des valeurs sont données en $\text{n}\Omega\cdot\text{cm}^2$, qui correspond à la résistance mesurée multipliée par la surface de la jonction. L'utilisation de cette valeur permet de comparer plus facilement les différents résultats obtenus.

Cette étude étant une étape préliminaire à la réalisation de bobine SHTC dans le cadre de nos projets, seul le conducteur SCS4050-AP qui a été retenu pour les projets sera présenté ici. Les résistances obtenues en utilisant un ruban AMSC sont nettement plus importantes [62].

III.3.1 Objectifs

III.3.1.1 Optimiser le procédé de fabrication

L'un des objectifs de cette étude est de mettre en place un procédé de réalisation de jonctions, et de l'optimiser pour minimiser la résistance des jonctions. Le but étant l'utilisation de la méthode développée dans le cadre de la réalisation d'aimants, la première étude sera faite sur un échantillon représentatif d'une jonction entre deux galettes d'un solénoïde.

III.3.1.2 Déterminer les points critiques

La manipulation des supraconducteurs de seconde génération est très délicate, et les soudures sur ces matériaux ne dérogent pas à la règle. Les couches protectrices (argent et stabilisant) sont en effet très fines. Il faut donc porter une attention particulière pour ne pas les détériorer, sous peine de placer la couche supraconductrice en contact avec l'air (ce qui peut entraîner sa détérioration). La température de soudure, l'alliage ou encore le flux utilisé sont par conséquent des points critiques pour la pérennité du conducteur. Cette étude doit aussi permettre de déterminer les alliages et les conditions de réalisation assurant une utilisation pérenne des conducteurs.

III.3.1.3 Vérifier la reproductibilité des résultats

Les études sur des échantillons courts sont une première étape à la réalisation des jonctions sur des bobines. Elles seront donc étudiées de manière à obtenir des résultats répétitifs avec une bonne reproductibilité. Les conditions de réalisation seront faites pour se rapprocher le plus possible de celles des jonctions dans une bobine.

III.3.2 Etude sur bobinette

III.3.2.1 Configuration représentative des jonctions entre galettes

Dans cette première étude, une conception d'échantillon permettant la réalisation d'une jonction entre de petites galettes a été spécialement développée. Les dimensions de l'échantillon ont été choisies pour permettre les essais dans la station CétacÉS à l'hélium liquide (4,2 K). Cet échantillon, dont deux photos sont présentées sur la [Figure 3-5](#) et dont la fabrication est détaillée en [ANNEXE 4](#), est composé de deux galettes séparées par une plaque de G10 de 3mm d'épaisseur. Chacune des galettes contient une spire soudée sur un mandrin en cuivre servant de connexion électrique. Elles comportent 2 ou 3 spires à l'intérieur du dispositif et une spire à l'extérieur permettant la réalisation de la jonction. Le conducteur est pincé à l'aide d'une vis après la spire extérieure pour maintenir la galette bobinée. La distance séparant les deux galettes est de 4 mm et la jonction de type pont (Bridge Joint sur la [Figure 3-6](#), mais pour deux rubans parallèles) est réalisée par un ruban SCS12050-AP de 12 mm de large, soudé face à face (supra-supra) avec les rubans de 4 mm de large. Cette configuration a été choisie pour avoir la plus grande longueur de

jonction possible (la résistance étant inversement proportionnelle à la surface), et suite aux résultats comparant différentes configurations [61].

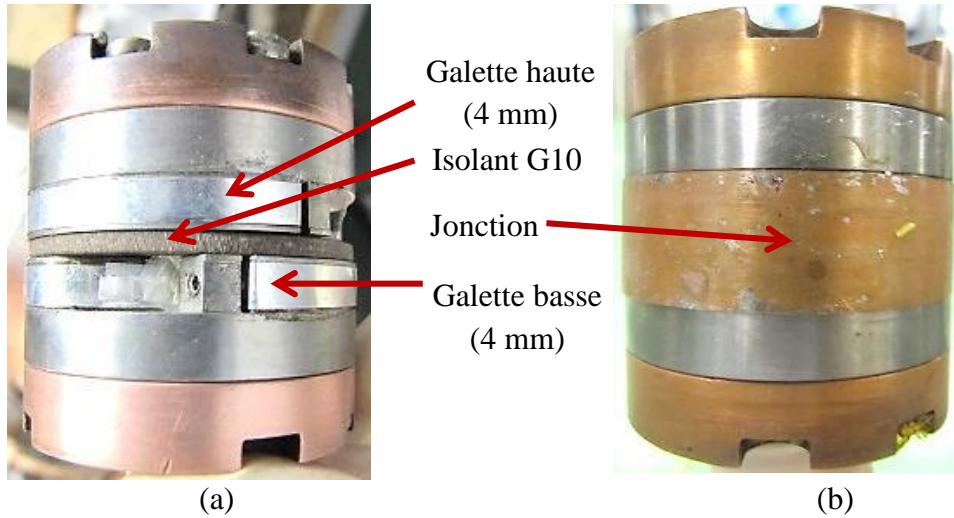


Figure 3-5 : Echantillon de type bobinette pour l'étude des jonctions cylindriques. (a) avant la jonction et (b) après la jonction

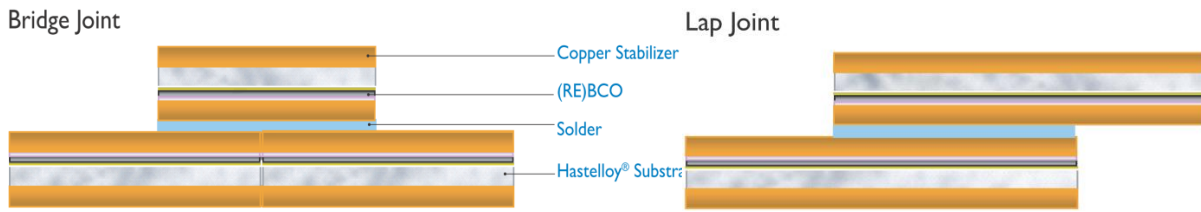


Figure 3-6 : Les deux types de jonctions étudiées (Source : SuperPower)

Plusieurs jonctions ont été réalisées en suivant le procédé de fabrication montré en ANNEXE 4. Les caractéristiques des différents échantillons sont indiquées dans le Tableau 3-2.

Série	échantillon	Alliage	Flux	T _{soudure} [°C]
1	S1S1	In50Sn50	Spirflux 300 [®]	150
1	S1S2	Pb40Sn60	Métaconcept MRS7 [®]	220
1	S1S3	Sn96.5Ag3.5	Castolin Eutectic 157 NC [®]	245
2	S2S1	In50Sn50	Spirflux 300 [®]	150
2	S2S2	Pb40Sn60	Métaconcept MRS7 [®]	211
2	S2S3	Sn96.5Ag3.5	Castolin Eutectic 157 NC [®]	235

Tableau 3-2 : Caractéristiques des jonctions

Les résultats des tests à 4,2 K (car la station CétacéS ne permet pas des essais à 77 K) sous champ magnétique longitudinal (parallèle au plan ab), sont montrés sur la Figure 3-7. La longueur de la jonction dépendant de l'échantillon, les courbes représentent la résistance mesurée multipliée par la surface de la jonction (correspondant à la surface des deux rubans SCS4050-AP soudés sur le ruban SCS12050-AP). Ces résultats peuvent donc être comparés entre eux et avec les travaux d'autres groupes de recherche. Les valeurs obtenues doivent être divisées par quatre pour être comparées à la configuration Lap Joint (Figure 3-6), comme le montre la formule 3-11. Cette formule considère que la

soudure est homogène sur les deux rubans SCS4050-AP et que la résistance indiquée (R_{pont}) est multipliée par la surface totale de la jonction (S_{pont}) (2 fois la surface de contact avec l'un des deux rubans : S_{lap}).

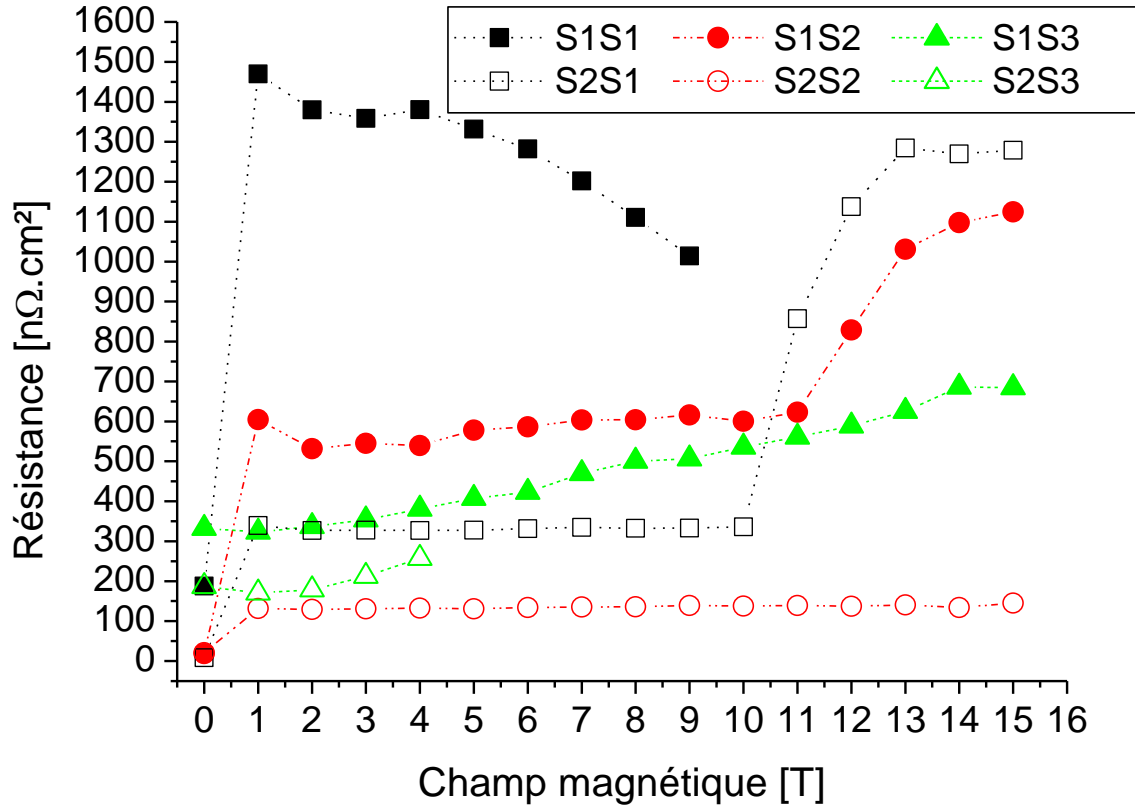


Figure 3-7 : Résultats des essais de jonctions cylindriques

$$\begin{cases} R_{pont} = 2 * R_{lap} \\ S_{pont} = 2 * S_{lap} \end{cases} \Rightarrow R_{pont} * S_{pont} = 4 * R_{lap} * S_{lap} \quad 3-11$$

Plusieurs éléments ressortent du graphique de la Figure 3-7. Le premier est l'invariance de la résistance de la jonction Pb40Sn60 avec le champ magnétique (dès que le champ critique du Pb40Sn60 est dépassé). Cette invariance a déjà été mesurée par J. Lu [68] pour un alliage de Pb37Sn63. Dans le cas de la première série d'échantillons, cette invariance est valable jusqu'à une valeur d'induction de 11 T, au-delà de laquelle la jonction est mécaniquement détériorée. Dans le cas de la seconde série, l'homogénéité de la pression étant meilleure, la jonction est plus résistante et aucun « saut » de résistance n'apparaît jusqu'à 15 T.

Le second point est la chute de la résistance de la jonction In50Sn50 pour la première série. L'origine de cette chute n'a pas été déterminée, mais une hypothèse est que la jonction n'était pas bonne. L'augmentation du champ magnétique permettrait alors d'augmenter la force de Lorentz dans le bobinage. Les rubans SCS4050-AP s'appuieraient donc plus fortement sur le ruban SCS12050-AP quand le champ magnétique augmente.

Enfin la dernière remarque se réfère à la même jonction, mais pour la deuxième série d'échantillon. La brusque augmentation de la résistance à 10 T provient de

l'endommagement de la jonction sous la contrainte générée. La tenue mécanique de la jonction utilisant cet alliage de soudure semble donc plus faible que celle utilisant le Pb40Sn60.

L'alliage Pb40Sn60 utilisé ici semble finalement donner les meilleurs résultats, à savoir une résistance de $120 \text{ n}\Omega\cdot\text{cm}^2$ pour la jonction pont ou encore une résistance de $30 \text{ n}\Omega\cdot\text{cm}^2$ en équivalence Lap Joint. Ces mesures confirment ce que les mesures de R. Tediosi avaient déjà montré [64].

III.3.2.2 Détermination des points clés et optimisation

Lors de la première série de jonction, la pression n'était pas homogène sur l'ensemble de la surface. Cela a donc généré une résistance plutôt élevée. La jonction réalisée à 245°C a aussi endommagé les conducteurs, ce qui se traduit par une réduction du courant critique. La seconde série a donc été réalisée en améliorant l'homogénéité de la pression et en réduisant la température de soudure pour les températures supérieures à 200°C . Cela a permis d'améliorer considérablement la performance des jonctions : réduction d'un facteur de l'ordre de 4 des résistances sauf pour l'étain argent. La tenue mécanique des jonctions a aussi été améliorée, permettant une résistance stable des échantillons au-delà de 15 T pour l'étain-plomb et jusqu'à 10 T pour l'indium-étain. La température de soudure de la jonction S2S3 n'était pas suffisante pour assurer une bonne mouillabilité de la soudure et la jonction s'est défaite au-delà de 4 T. Les points importants qui ressortent de cette étude sont la nécessité d'optimiser l'homogénéité de la pression et de s'assurer que la température de la jonction n'excède pas 230°C pour éviter toute dégradation du supraconducteur. Le choix d'un flux ne laissant pas de dépôts corrosifs est aussi important pour éviter tout endommagement à long terme.

III.3.2.3 Détermination des matériaux les plus adaptés

Sur les trois alliages de soudure testés, il ressort que l'utilisation de l'alliage Etain-Argent ayant une température de fusion de 221°C est risquée pour la jonction du fait de la haute température nécessaire. Les deux autres alliages peuvent convenir puisque les températures n'excèdent pas les 220°C et donc permettent une marge suffisante pour éviter toute détérioration. Il semble néanmoins que l'utilisation de l'alliage Pb40Sn60 soit la plus appropriée, tant du point de vue de la réalisation de la jonction, que du point de vue des performances. C'est pour ces raisons que le Pb40Sn60 a été retenu pour les futurs prototypes. Bien que les alliages de PbSn soient maintenant à proscrire pour des raisons environnementales, l'alliage retenu est celui, parmi ceux testés, qui permet d'obtenir la plus faible résistivité de jonction et la meilleure tenue mécanique. Il évite aussi de prendre des risques sur le conducteur à cause d'une trop haute température de fusion.

III.3.3 Etude des lap joints

Cette étude, complémentaire de la précédente, a été réalisée au Francis Bitter Magnet Laboratory (FBML) à la Massachusetts Institute of Technology (MIT). Cette étude avait pour but d'optimiser la réalisation de jonctions entre galettes, pour des aimants de RMN utilisant des rubans d'YBCO fournis par SuperPower. Le procédé de réalisation, qui est

différent de celui étudié précédemment, est décrit en [ANNEXE 4](#). Le procédé et les résultats sont résumés dans un article présenté à la conférence ASC2012 [74]. Cette étude a été réalisée sur des échantillons de type Lap Joint, fabriqués sur un mandrin de diamètre 140 mm en aluminium permettant de simuler la géométrie de la galette. Un exemple de lap joint réalisé est visible sur la [Figure 3-8](#). Une fois le procédé de fabrication optimisé, deux études portant sur la longueur des jonctions et sur les lots de conducteur ont été menées. Ces études ont été réalisées sur des conducteurs SCS4050-AP stabilisés par 5 μm de cuivre. Les courants critiques des échantillons, obtenus à 77 K en champ propre et déterminés par le critère 1 $\mu\text{V}/\text{cm}$, permettent de vérifier que les conducteurs n'ont pas été endommagés.



Figure 3-8 : Lap joint cylindrique

III.3.3.1 Optimisation d'un autre procédé de réalisation des jonctions

Plusieurs procédés de fabrication en utilisant l'appareillage disponible ont été testés. Les différents alliages de l'étude : Etain-Plomb (Pb40Sn60 : $T_f=183\text{ }^{\circ}\text{C}$) ou bien d'étain Indium (TixSolder : $T_f=135\text{ }^{\circ}\text{C}$ ou Indalloy (80In15Pb5Ag) : $T_f=154\text{ }^{\circ}\text{C}$). Les méthodes d'étamage des rubans ou bien d'utilisation de ruban d'alliage ont été comparées. Environ 110 échantillons ont été fabriqués et testés. Les 50 premiers ont servi à optimiser le procédé de fabrication.

La principale optimisation a porté sur l'application de la pression par une charge initialement fixée avant le chauffage. Le système a été modifié pour permettre le chauffage de la jonction avec une charge minimale correspondant au poids propre du système de chauffage. La charge supplémentaire est ajoutée uniquement après la fusion de l'alliage, pour éviter l'endommagement local des rubans dû à des surépaisseurs locales (principalement dans le cas de l'étamage). L'endommagement des conducteurs a été mis en évidence par des courants critiques très en deçà des spécifications de SuperPower.

La seconde optimisation a porté sur l'homogénéité et le contrôle de la température, pour éviter l'endommagement dû à un gradient thermique élevé dans le système.

Les premières utilisations de rubans d'alliage, de la largeur des rubans supraconducteurs ou légèrement plus large, ont montré le piégeage de bulles de flux dans la jonction. La largeur du ruban d'alliage a aussi été optimisée pour réduire à la fois la quantité d'alliage utilisée et l'épaisseur de la soudure. Cela permet aussi d'améliorer l'homogénéité de la soudure.

L'étamage a été optimisé sur l'épaisseur d'alliage déposée sur les rubans supraconducteurs. La méthode d'étamage permet en effet d'utiliser de l'ordre de dix fois moins d'alliage que l'utilisation d'un ruban. Néanmoins, l'influence sur la résistance n'est

positive que jusqu'à 2 ou 3 μm d'épaisseur d'alliage sur chaque ruban. Une couche trop fine tend à fragiliser la jonction et ne permet pas une bonne homogénéité de soudure.

L'étamage donne des résultats légèrement meilleurs dans cette étude. Cependant l'utilisation d'un ruban d'alliage est préférable car les résultats de l'étamage sont plus difficilement reproductibles et dépendent beaucoup de l'opérateur réalisant les jonctions (de l'épaisseur de l'étamage).

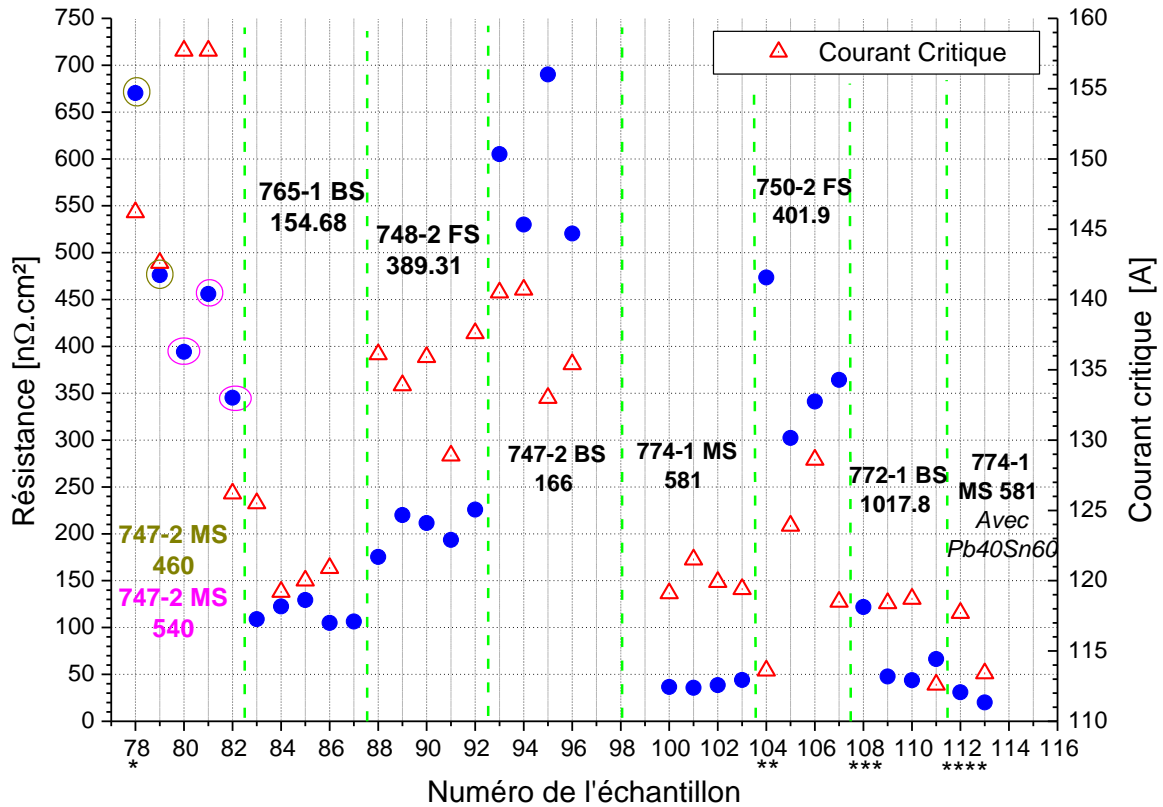
III.3.3.2 Vérification de la reproductibilité

Une fois l'optimisation réalisée, tous les échantillons ont été fabriqués selon le même procédé, et des temps de chauffage/refroidissement similaires. Afin de s'assurer que les résistances mesurées ne varient pas de manière significative avec la réalisation de la jonction, 4 ou 5 échantillons ont été réalisés dans chaque cas. Les échantillons ont été fabriqués avec les différents lots de conducteur dans un ordre aléatoire. Cela permet de s'assurer que les résultats ne dépendent pas de la réalisation des échantillons. Certains échantillons ont été testés plusieurs fois à plusieurs jours d'intervalle, et des échantillons provenant du même lot ont aussi été réalisés à plusieurs jours d'intervalle. Lorsqu'une erreur a été commise pendant la réalisation d'un échantillon, elle a été notée afin de pouvoir expliquer les résultats (indiqués par des * sur la [Figure 3-9](#)).

III.3.3.3 Etude de l'influence des lots de conducteur

L'étude de l'influence du lot de conducteur sur la résistance de jonction a été réalisée sur une dizaine de lots pendant et après l'optimisation des procédés. Les résultats obtenus sur 7 lots pour des « lap joints » de 2,5 cm sont présentés sur la [Figure 3-9](#). Les résistances ont été mesurées en bain d'Azote (77K). Ces résultats ont été obtenus par l'utilisation d'un ruban d'Indalloy (Pb40Sn60 pour les échantillons 112 et 113) et un flux « Rosin Based No-Clean Flux dispensing Pen CW8100 » vendu par ITW Chemtronics®.

Les mesures faites montrent la forte dépendance de la résistance des jonctions avec le lot de conducteur utilisé. La variation entre les lots est nettement plus significative que la variation pouvant provenir de la réalisation de la jonction au sein d'un même lot. Elle est aussi plus significative que l'erreur sur les faces des conducteurs, comme le montre l'échantillon 104. Les lots présentant une forte résistance présentent généralement aussi une forte disparité entre les échantillons. Cela confirme l'étude menée par J. Lu sur quelques lots [68]. Les moyennes et écarts types des différents lots de conducteur, sans les échantillons présentant un problème de réalisation, sont résumés dans le [Tableau 3-3](#).



Lot de conducteur	Soudure	Résistance moyenne [nΩ.cm²]	Ecart Type Résistance [nΩ.cm²] (%)	Courant critique moyen (77K, champ propre) [A]	Ecart type courant critique [A] (%)
747-2 MS 460-540	Ruban Indalloy	418	60 (14)	146	15(10)
765-1 BS 154.68		114	11 (10)	121	3 (2)
748-2 FS 389.31		205	21 (10)	134	3 (2)
747-2- BS 166		586	79 (13)	137	4 (3)
774-1 MS 581		39	4 (10)	120	1 (1)
750-2 FS 401.9		336	31 (9)	124	5 (4)
772-1 BS 1017.8		53	12 (23)	117	3 (3)
774-1 MS 581	Etamage Pb40Sn60	20	N/A	113	N/A

Tableau 3-3 : Récapitulatif des résultats des jonctions de type Lap Joint

III.3.3.4 Etude de l'influence de la longueur

Un moyen pour réduire la résistance d'une jonction, malgré les différences montrées entre les lots, est d'en augmenter la surface. La résistance est en effet inversement proportionnelle à la surface. La Figure 3-10 montre les résultats obtenus pour quatre longueurs différentes avec un même lot (sauf pour les échantillons 53 et 59). Les résistances obtenues par un ruban d'alliage ou par étamage sont aussi comparées. L'alliage utilisé est l'Indalloy et le flux CW8100 cité précédemment. Cette étude confirme la réduction de la résistance avec la surface de la jonction jusqu'à 10 cm (limite actuelle du dispositif). Une jonction de 10 cm permet de passer en dessous des 15 nΩ sur la jonction, ce qui est la limite recherchée pour les besoins de l'aimant développé par le FBML. Les échantillons 52, 53 et 59 montrent encore l'influence du lot de conducteur, puisque l'utilisation de deux lots différents pour une même jonction donne une valeur intermédiaire à celle des deux lots utilisés pour deux jonctions séparées.

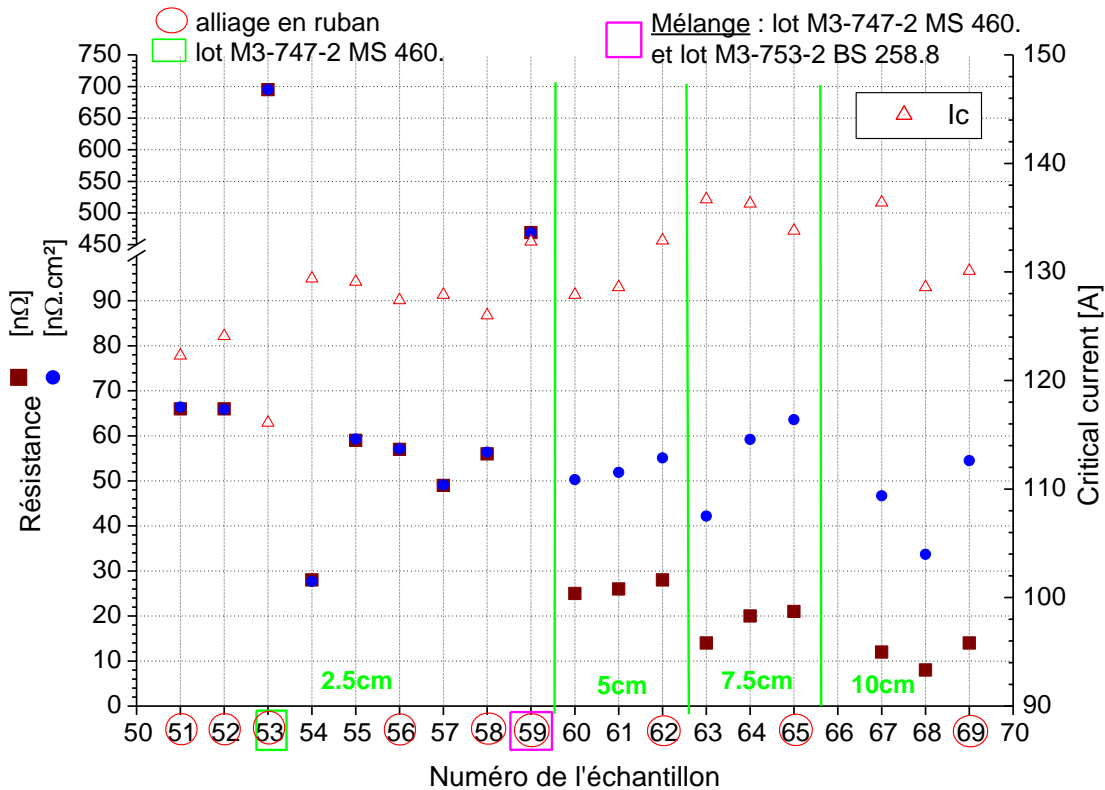


Figure 3-10 : Etude de la résistance de la jonction selon la longueur. Tous les échantillons sont réalisés avec de l'Indalloy et le lot M3-753-2 BS 258.8 sauf ceux dont les numéros sont encadrés

III.3.4 Conclusion sur les jonctions et extrapolation aux futures bobines

III.3.4.1 Les procédés

Les deux procédés, testés sur des « lap joints » ou sur la jonction de la bobinette, présentent des résultats très satisfaisants pour la réalisation de jonctions à faible résistance. Le premier procédé, utilisant une pièce massive chauffée et régulée pour faire la soudure,

nécessite un bobinage précis et le plus circulaire possible pour obtenir une bonne jonction. Le diamètre de l'outillage est en effet prévu à l'avance et ne peut être retouché en fonction de la configuration de la bobine. Une différence trop importante entre le diamètre extérieur de deux galettes peut aussi mener à une mauvaise jonction.

Le second procédé pour les « lap joints », utilisant un ruban d'acier inoxydable comme système de chauffage et de pression, donne de très bons résultats. Il offre aussi l'avantage de pouvoir être utilisé de manière efficace en présence de géométries présentant des défauts de circularité, ou des diamètres variables. Les résultats ont été vérifiés pour des « lap joints », et une adaptation aux jonctions de type pont doit encore être faite. La longueur des jonctions est pour l'instant limitée à une dizaine de cm. Cette méthode pose quand même le problème du gradient de température le long du ruban chauffant, et de la difficulté de réguler la température réelle sur conducteur.

III.3.4.2 Les résistances possibles pour les bobines

Les résultats montrent la possibilité de réaliser des jonctions de très faible résistance pour des lap joints ($<60 \text{ n}\Omega\cdot\text{cm}^2$ à 77 K) et pour des jonctions de type pont ($\sim 120 \text{ n}\Omega\cdot\text{cm}^2$ à 4,2 K). Les essais à 77 K sur l'échantillon de type bobinette n'étaient pas possible dans la station CétacéS fabriquée pour un refroidissement à l'hélium. En considérant une jonction de 10 cm sur une bobine (type pont), cela devrait permettre d'obtenir des résistances de l'ordre de 10 nΩ à 20 nΩ.

III.3.4.3 Les points délicats

Un point délicat de l'extrapolation de ces résultats à des bobines est la réalisation des jonctions, sur un bobinage pouvant être déformé par l'introduction locale d'instrumentation, ou par des petites imperfections dans le bobinage. Cela peut donner des résistances plus élevées car la surface réellement soudée peut être une fraction de la surface totale.

III.3.5 Conclusion du chapitre

La caractérisation des propriétés de transport de courant des rubans 2G a montré que ces conducteurs présentent de très bonnes propriétés de transport sous forte induction longitudinale (parallèle au plan ab). Des densités de courant (J_c) supérieures à 2500 MA/m² (à 4,2 K), 1300 MA/m² (à 20 K) et 250 MA/m² (à 40 K) ont été mesurées sous 12 T sur le ruban SCS4050-AP (4 mm de large). Elle a aussi permis de développer un modèle de la surface critique des rubans d'YBCO qui va être à la base du modèle numérique présenté dans le prochain chapitre. La caractérisation des jonctions a soulevé un problème important sur ces matériaux : la maîtrise imparfaite des étapes de fabrication qui entraîne des différences entre les lots. Cela introduit donc des inconnues pouvant mener à des problèmes conséquents lors de la fabrication d'aimants. Cette étude a aussi permis de mettre en place et d'optimiser deux procédés de réalisation des jonctions entre des rubans SHTC. Ces procédés seront utilisés lors de la réalisation des jonctions des deux prototypes SHTC qui seront présentés dans le [Chapitre 5](#).

Chapitre 4 : Analyse et modélisation numérique

Les simulations numériques sont, depuis l'essor des outils informatiques, un moyen indispensable dans la conception et la prévision des comportements des aimants. L'ensemble des domaines liés à la fabrication des aimants s'appuie aujourd'hui sur les simulations numériques afin de réduire au maximum les risques lors de la construction et lors des premiers essais des aimants. Dans ce chapitre nous allons poser les bases des simulations numériques, et mettre en place un code permettant d'étudier le phénomène de la transition résistive dans un bobinage SHTC. Une première partie présentera rapidement les objectifs des simulations. Les propriétés thermiques et électriques des différents éléments composants un bobinage SHTC seront ensuite détaillées. Une attention particulière sera portée sur le modèle électrique choisi car c'est une des différences majeures avec les simulations usuelles utilisant des matériaux SBTC. Enfin la dernière partie se concentrera sur les simulations proprement dites avec la description du logiciel d'analyse par éléments finis utilisé. Les hypothèses utilisées pour simplifier les simulations seront décrites ainsi que l'optimisation du paramètre de maille et du paramètre temporel. Enfin un exemple de résultat sera détaillé.

IV.1 Les objectifs des simulations

L'utilisation des supraconducteurs usuels atteignant ses limites, il est nécessaire de développer une nouvelle technologie permettant de repousser les performances des machines supraconductrices. Néanmoins avant que ces technologies puissent être fiables pour avoir un temps de fonctionnement suffisant (disponibilité et durée de vie), il est nécessaire de développer des outils permettant l'optimisation des nouveaux appareils en tenant compte des nouvelles propriétés des matériaux. L'étude de la propagation d'une transition fait partie de ces aspects de fiabilité et d'optimisation. Les essais expérimentaux sur des éléments utilisant ces nouveaux matériaux sont de plus en plus difficiles à mettre en œuvre du fait des hautes performances nécessaires (très haut champ magnétique, fort courant, température variable). L'objectif est donc ici de pouvoir optimiser la conception et les paramètres de protection de manière sûre et à partir d'essais expérimentaux limités. Les nombreuses bobines SHTC endommagées montrent qu'il est important de prévoir les comportements afin de pouvoir dimensionner correctement les systèmes de détection/protection.

La simulation des SHTC a fait l'objet de nombreuses études ces dernières années [35, 43, 75–97]. Deux méthodes de simulations sont étudiées : la première considère le conducteur d'un point de vue microscopique, et détaille dans le cas des rubans d'YBCO les différentes couches et les liens qui existent entre chacune d'elles (l'épaisseur des couches varie entre environ 1 Å et quelques μm) [86, 88, 90, 96]. Cette échelle de simulation est utilisée pour tenir compte des défauts microscopiques menant aux dégradations localisées qui sont observées sur ces conducteurs [88, 90]. La seconde envisage les rubans d'YBCO de manière macroscopique en considérant des propriétés anisotropes homogènes dans l'épaisseur et sur la largeur des rubans [38, 82, 84, 89]. Les objectifs étant ici de simuler le comportement d'une bobine composée d'éléments de plusieurs dizaines de spires, l'étude à

l'échelle microscopique nécessiterait un temps de calcul trop important. Les simulations sont donc faites sur un maillage macroscopique et utilisent des propriétés moyennées sur les rubans.

IV.2 Les propriétés thermiques des matériaux

Cette partie met en place les choix faits sur les matériaux et les propriétés qui seront utilisées pour les simulations qui suivront.

IV.2.1 Les différents matériaux composant le ruban SCS4050-AP

Les matériaux composants le ruban SCS4050-AP ainsi que l'épaisseur des couches sont détaillés sur la [Figure 1-10](#). Nous négligerons les couches tampons du fait de leur très faible épaisseur ($<0,2 \mu\text{m}$). Le ruban modélisé est donc composé d'un substrat en Hastelloy C276[®] de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur, d'une couche d'YBCO de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur et d'une couche d'argent de $2 \mu\text{m}$ d'épaisseur. La couche d'argent sur la face de l'Hastelloy visible sur la [Figure 1-10](#) n'est pas prise en compte car elle n'apparaissait pas sur le schéma de conducteur en 2011. Le tout est entouré de deux couches de cuivre de $21 \mu\text{m}$ d'épaisseur chacune. Les courbes des propriétés correspondantes à chacun des matériaux sont présentées en [ANNEXE 1](#).

IV.2.1.1 L'Hastelloy C276[®]

Les propriétés thermiques (conductivité thermique et capacité calorifique) ainsi que la résistivité électrique sont extraites de la publication de J. Lu [98]. Les propriétés sont considérées comme indépendantes du champ magnétique auquel le matériau est soumis.

IV.2.1.2 L'YBCO

Les propriétés de la couche d'YBCO sont extraites du logiciel CryoComp [44]. Ces propriétés correspondent à des conducteurs massifs polycristalins, calcinés, réalisés par le procédé « High Isostatic Pressure ». Ce procédé consiste à agglomérer des poudres sous haute pression et à les faire réagir à haute température pour faire le composé supraconducteur. Il y a ensuite un recuit sous oxygène pour ajuster les stœchiométries. La méthode utilisée dans le cas des rubans d'YBCO est celle de dépôt des couches minces. Les propriétés n'ont pas été trouvées mais l'erreur engendrée par rapport à un autre procédé de fabrication est minime compte tenu de la faible épaisseur (et donc de la faible proportion) de la couche d'YBCO dans le ruban.

IV.2.1.3 L'argent

Les propriétés de la couche d'argent sont extraites du logiciel CryoComp [44]. Le RRR de l'argent du ruban n'ayant pas été mesuré, les données utilisées sont celle du logiciel à savoir $\text{RRR} = 30$ et $B = 0 \text{ T}$. L'argent représente environ 2 % du volume du conducteur et sa résistivité est très faible. L'erreur engendrée en considérant de l'argent massif ayant un $\text{RRR} = 30$ est donc de quelques pourcents. Les courbes présentées en [ANNEXE 1](#) comparent l'argent $\text{RRR}=30$ extrait du logiciel Cryocomp[®] de l'argent $\text{RRR}30$, $\text{RRR}100$ et $\text{RRR}132$ extrait des mesures de D.R. Smith et F. R. Fickett [99].

IV.2.1.4 Le cuivre

Tout comme l'argent et l'YBCO, les propriétés du cuivre sont extraites du logiciel CryoComp® [44]. Un RRR = 100 a été choisi pour le cuivre électrolytique du ruban. Cette valeur a été retenue suite à une discussion avec un représentant de SuperPower. Elle est confirmée dans la publication de J. Lu et al. [68]. L'influence du champ magnétique est prise en compte par le logiciel. Le choix de ce cuivre dans la modélisation du ruban SCS4050-AP en considérant les éléments en parallèle donne une très bonne approximation des mesures de résistivité du ruban SCS4050-AP au-delà de 92 K (ANNEXE 1).

IV.2.2 Les propriétés du ruban SCS4050-AP

Les propriétés thermiques du ruban SCS4050-AP sont calculées à partir des propriétés des différents matériaux évoqués précédemment. Les valeurs obtenues sans champ magnétique peuvent être comparées à celle donnée par J. H. Bae et al. [100]. Le comportement discontinu de la conductivité thermique transversale provient du manque de précision de l'extraction des propriétés de l'Hastelloy (cf. ANNEXE 1). La faible contribution de cette couche pour la conductivité longitudinale permet d'expliquer que cette imprécision ne se voit que sur la conductivité transversale.

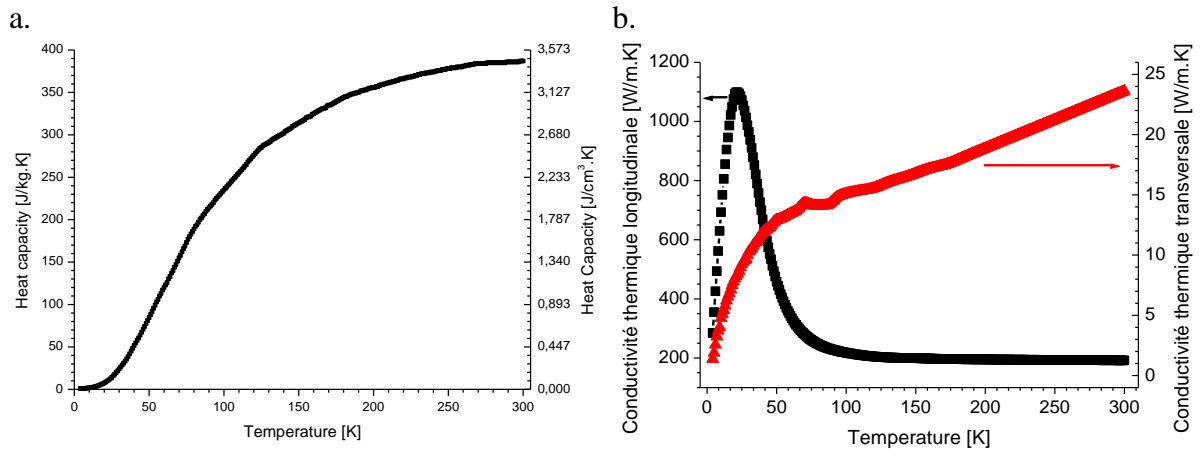


Figure 4-1 : Capacité thermique (a) et conductivités thermiques (b) du ruban SCS4050-AP

IV.2.2.1 La capacité thermique

La capacité thermique est calculée selon l'équation 4-1 où les termes e_i et C_{pi} correspondent respectivement à l'épaisseur du matériau i et à sa capacité thermique. Cette propriété qui est indépendante du champ magnétique appliqué est présentée sur la Figure 4-1-a.

$$C_p = \frac{1}{e_{tot}} * \sum_i e_i C_{pi} \quad 4-1$$

IV.2.2.2 La conductivité thermique longitudinale

La conductivité thermique longitudinale du ruban est déterminée en considérant les différentes couches en parallèle. Le contact entre les couches est supposé parfait dans le calcul de la conductivité longitudinale selon l'équation 4-2. La conductivité thermique du ruban dépendant du champ magnétique, un exemple de courbe sans champ magnétique est donné sur la Figure 4-1-b (courbe noire, axe de gauche).

$$\lambda_{\parallel} = \frac{1}{e_{tot}} * \sum_i e_i \lambda_i \quad 4-2$$

IV.2.2.3 La conductivité thermique transversale

La conductivité thermique transversale du ruban est déterminée en considérant les différentes couches en série. Le calcul de la conductivité transversale se fait selon l'équation 4-3. Un exemple de conductivité transversale sans champ magnétique est donné sur la Figure 4-1-b (courbe rouge, axe de droite).

$$\lambda_{\perp} = \frac{e_{tot}}{\sum_i \frac{e_i}{\lambda_i}} \quad 4-3$$

IV.2.3 Les autres matériaux utilisés pour le bobinage

Les autres matériaux utilisés pour les simulations sont les isolants pour séparer les tours. Deux isolants sont utilisés : le Kapton et le Mylar. Les propriétés du Mylar sont aussi extraites du logiciel Cryocomp® [44] et celles du Kapton sont calculées d'après les formules du site du NIST [101]. Leurs propriétés sont aussi présentées en ANNEXE 1.

IV.2.4 Les effets de la délamination

Cette modélisation thermique du ruban supraconducteur ne tient pas compte d'une éventuelle délamination dans le ruban. Cette délamination peut avoir un effet notable sur les propriétés, principalement transversales, en ajoutant une résistance thermique et électrique importante entre les couches.

IV.3 Les modèles électriques

IV.3.1 Le modèle de Wilson

Le modèle dit de Wilson [30] est le modèle électrique usuel utilisé pour les conducteurs SBTC. Il considère que le supraconducteur transporte le courant correspondant à son courant critique sous la température et le champ magnétique de fonctionnement et que le reste du courant est expulsé dans la matrice résistive. C'est le courant expulsé qui génère la dissipation de chaleur dans le conducteur. Ce modèle suppose que le courant critique est linéaire entre la température de partage T_{cs} et la température critique T_c . Cela est d'autant plus vrai que la différence entre la température de partage et la température critique est faible (quelques degrés) et que la transition est rapide (indice de transition élevé). Néanmoins l'utilisation de ce modèle devient moins évidente

dans le cas des SHTC qui ont une transition plus lente et une température critique souvent supérieure de plusieurs dizaines de degré à la température de partage. L'approximation du courant critique linéaire entre T_{cs} et T_c n'est plus valide pour les SHTC. Un autre modèle de résistivité est donc nécessaire.

IV.3.2 Le modèle loi de puissance

Le modèle utilisé en général pour décrire le comportement électrique des SHTC est celui dit de Loi de Puissance. Ce modèle, développé par G. Meunier [102] et résumé sur la Figure 4-2, considère le supraconducteur comme une résistance variable en parallèle avec la résistance du stabilisant. En considérant que le supraconducteur suit la loi de puissance du type de celle de la formule 3-1 en dessous de T_c , le champ électrique vu par le supraconducteur est décrit par la formule 4-4. E et E_c correspondent respectivement au champ électrique vu par le supraconducteur et au champ électrique utilisé pour déterminer le courant critique $I_c(T, B)$. Le courant i_{sc} est le courant circulant dans le supraconducteur (correspondant à une densité de courant j_{sc}) et l'indice n est l'indice de transition résistive donné par la formule 3-1.

$$E = \rho_{SC}(T, B) * j_{sc} = E_c * \left(\frac{i_{sc}}{I_c(T, B)} \right)^n \quad 4-4$$

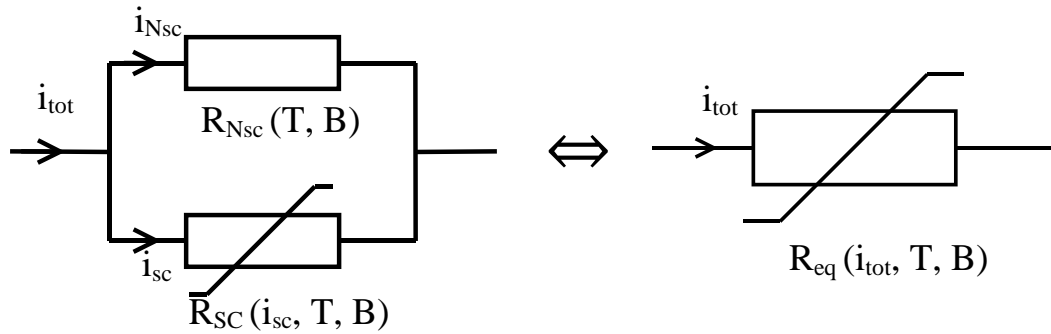


Figure 4-2 : Modèle électrique équivalent du ruban supraconducteur

On peut en déduire la résistance du supraconducteur pour une longueur l de ruban:

$$R_{SC} = \frac{E_c}{I_c(T, B)} * \left(\frac{i_{SC}}{I_c(T, B)} \right)^{n(T, B)-1} * l \quad 4-5$$

La résistance du stabilisant R_{Nsc} pour la même longueur est donnée par la formule 4-6 où A_{tot} est la section totale du ruban et α_{SC} est la proportion de supraconducteur dans le ruban.

$$R_{Nsc} = \rho_{Nsc}(T, B) * \frac{l}{(1 - \alpha_{SC}) * A_{tot}} \quad 4-6$$

En considérant que la chute de tension est la même pour les deux éléments en parallèle et que le courant total i_{tot} est partagé entre le supraconducteur et le stabilisant, on peut en déduire la proportion β de courant dans le supraconducteur par la formule 4-7 :

$$\frac{\beta^n}{1-\beta} = \frac{I_c(T, B)}{E_c} * \frac{\rho_{NSC}(T, B)}{(1-\alpha_{SC})A_{tot}} * \left(\frac{i_{tot}}{I_c(T, B)} \right)^{1-n(T, B)} \quad 4-7$$

Enfin on obtient la résistivité équivalente ρ_{eq} par la formule 4-8:

$$\frac{1}{R_{eq}} = \frac{1}{R_{SC}} + \frac{1}{R_{NSC}} \Rightarrow \rho_{eq}(i_{tot}, T, B) = \frac{A_{tot}}{\frac{(1-\alpha_{SC}) * A_{tot}}{\rho_{NSC}(T, B)} + \frac{I_c(T, B)}{E_c} * \beta^{n(T, B)-1} * \left(\frac{i_{tot}}{I_c(T, B)} \right)^{1-n(T, B)}} \quad 4-8$$

Afin de pouvoir calculer la résistivité équivalente par la formule 4-8, la résistivité du ruban SCS4050-AP a été mesurée au-delà de 90 K (sous champ propre) et extrapolée en dessous de cette température et à d'autres champs magnétiques en considérant que la couche d'YBCO n'a pas d'influence dans la résistance équivalente (ce qui est équivalent à dire que la résistivité de la couche d'YBCO est infinie en dessous de T_c). L'extrapolation a été faite en considérant les mêmes proportions de matériaux que pour les propriétés thermiques (résistivités extrapolées et mesurées visibles sur la Figure 4-3). Les valeurs du courant critique utilisées pour déterminer la résistivité équivalente sont issues des formules 3-4 et 3-5. L'indice $n(T, B)$ est extrait des mesures présentées sur la Figure 3-2 et extrapolées en considérant une valeur constante au-delà de 40 K et de 15 T. Les courbes présentent la résistivité mesurée au-delà de 91 K, celle extrapolée à 14 T (correspondant à ρ_{nsc} dans la formule 4-8) et les résistivités équivalentes obtenues pour quatre valeurs de i_{tot} . On peut voir un petit décrochement de la résistivité équivalente sur cette figure. Elle est due à une imprécision du modèle de courant critique pour les hautes températures (>70 K). Ce décalage n'a pas de conséquence dans notre étude car la température de partage du courant est inférieure à 35 K et la plus grande partie de la transition a donc lieu dans la plage de précision du modèle.

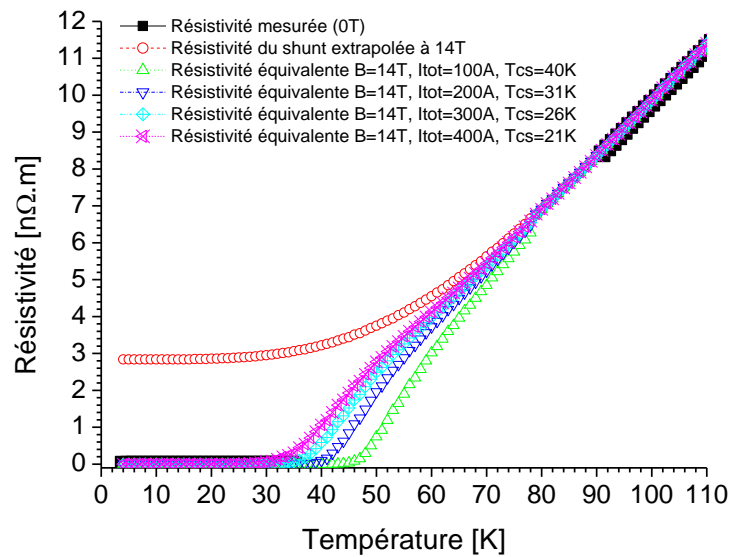


Figure 4-3 : Exemple de résistivités obtenues par la formule 4-8, différents i_{tot} et un indice n correspondant à la Figure 3-2.

IV.3.3 Comparaison et choix du modèle pour les simulations

Le modèle de Wilson n'est pas adapté pour la modélisation de la puissance dissipée dans un ruban SHTC. La comparaison des puissances volumiques obtenues par les deux modèles décrits précédemment est montrée sur la Figure 4-4 dans le cas où $i_{tot} = 400$ A et un courant critique pour le conducteur de 110 A à 77 K sous champ propre. Plusieurs indices de transition ont été utilisés pour le modèle loi de puissance et le cas de l'indice variable correspondant aux mesures effectuées est aussi représenté. Ces courbes confirment que le modèle de Wilson est le cas limite du modèle Loi de Puissance pour des indices de transition très grands. Bien que l'indice de transition soit élevé à 4,2 K, on peut voir que la puissance dissipée dans le ruban en considérant un indice de transition variable correspond à celle d'un indice faible. Cela confirme la remarque qui a été faite sur la nécessité d'avoir une température critique proche de celle de fonctionnement pour utiliser le modèle de Wilson. Dans ce cas (14 T) la température de partage est d'environ 21 K pour un courant de 400 A et la température critique se situe autour de 79 K. La température à partir de laquelle la puissance commence à être dissipée est aussi supérieure à la température de partage. Cela s'explique par une expulsion lente du courant supérieur au courant critique et se traduit par un courant plus faible transféré dans le stabilisant à une température donnée quand l'indice de transition diminue [3].

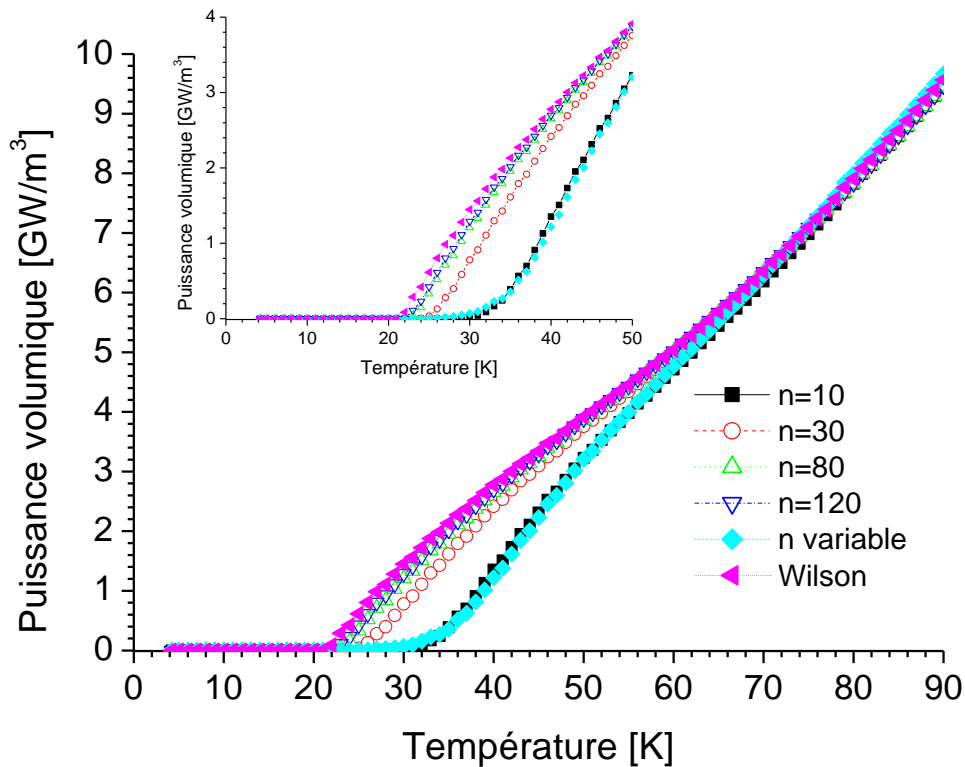


Figure 4-4 : Exemple de puissance volumique donnée pour $i_{op}=400$ A, $I_c(77K, champ propre)=110$ A et $B=14$ T. Comparaison avec le modèle de Wilson

IV.4 La simulation éléments finis des galettes

Les simulations des défauts dans les bobines classiques comportant des SBTC sont maintenant bien maîtrisées et donnent des résultats très satisfaisants. Plusieurs principes existent pour simuler les cas de défaut des aimants. Le premier considère les vitesses de

propagation longitudinale et transversale connues et détermine l'augmentation de la résistance, de la température et la décroissance du courant à partir de ces deux vitesses (c'est le cas du programme QUENCH [30]). Dans ce cas, l'échauffement est considéré comme localement adiabatique. Si cette méthode de simulation donne de bons résultats pour les SBTC pour lesquels le phénomène de transition est bien maîtrisé et largement documenté, son application aux SHTC n'est plus aussi évidente. La vitesse de propagation dans le cas des SHTC est en effet plus difficile à obtenir à partir des formules analytiques. Cette méthode est tout de même utilisée par certains groupes pour les simulations de protection [103].

L'autre méthode consiste à voir la propagation d'une transition comme un effet thermoélectrique en étudiant la propagation non pas à partir de la vitesse de propagation mais à partir de la diffusion de la chaleur dans le bobinage [104, 105]. C'est cette méthode qui va nous intéresser pour cette étude.

IV.4.1 Le logiciel CASTEM

Le logiciel d'analyse par éléments finis choisi pour réaliser les simulations de transition est le logiciel CASTEM développé par le CEA [106]. Ce logiciel initialement développé pour l'analyse thermomécanique de structure est un logiciel ouvert permettant la modification des procédures et la création de nouvelles procédures pour s'adapter aux besoins. Aucune analyse mécanique ne sera présentée dans cette partie même si l'étude des contraintes thermomécaniques générées dans le bobinage est indispensable pour une meilleure compréhension de la phénoménologie de dégradation dans les SHTC. Nous étudierons le couplage thermoélectrique.

Le code de simulation utilise la procédure PASAPAS [107] permettant le calcul itératif basé sur un algorithme à deux pas de temps DUPONT-II (méthode explicite) : chaque calcul (calcul thermique et électrique) est réalisé à chaque pas de temps. Cette procédure fait appel à d'autres procédures permettant les calculs thermomécaniques qui ne seront pas utilisés ici. Elle fait aussi appel à la procédure utilisateur PERSO2 intervenant après le calcul thermique. Les calculs des différentes grandeurs (longueur transitée, puissance volumique dissipée sur chaque élément, température du point chaud, tension des différents éléments, ...) sont réalisés dans cette procédure. L'arrêt éventuel du calcul en cas d'absence de transition, de récupération de l'état non dissipatif ou du dépassement de la température maximale fixée à 350 K est aussi intégré dans cette procédure. Le logiciel CASTEM et le fonctionnement de la procédure PASAPAS sont détaillés en [ANNEXE 2](#).

IV.4.2 Les hypothèses simplificatrices

IV.4.2.1 Des propriétés moyennées

Les propriétés du ruban SHTC ont été moyennées dans le ruban en conservant l'anisotropie de la conductivité thermique. A partir de cette approximation, nous allons montrer que l'on peut aussi considérer que la température dans l'épaisseur est homogène sous certaines conditions. Pour cela on calcule la constante de diffusion de la chaleur dans

l'épaisseur du ruban t_d par la formule 4-9 où e correspond à l'épaisseur du ruban et D_{\perp} est la diffusivité transversale du ruban. Le temps caractéristique du quench t_{pql} est le temps nécessaire pour que la transition parcoure la longueur du front de propagation l_{fq} déterminée par la formule 4-10 où $D_{\parallel}(T)$ est la diffusivité longitudinale moyenne du supraconducteur et v_Q la vitesse de propagation du quench. Ce temps caractéristique peut être évalué par la formule 4-11.

$$t_d = \frac{e^2}{D_{\perp}(T)} = e^2 * \frac{C_{pv}(T)}{\lambda_{\perp}(T)} \quad 4-9$$

$$l_{fq} = \frac{D_{\parallel}(T)}{v_Q} \quad 4-10$$

$$t_{pql} = \frac{D_{\parallel}(T)}{v_Q^2} = \frac{\lambda_{\parallel}(T)}{C_{pv}(T) * v_Q^2} \quad 4-11$$

En considérant une température de 30 K, on peut extraire de la Figure 4-1 les valeurs des paramètres : $C_{pv}(30\text{ K}) = 214 \frac{\text{kJ}}{\text{m}^3\text{K}}$, $\lambda_{\perp}(30\text{ K}) = 10 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$ et $\lambda_{\parallel} = 980 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$. En supposant $v_Q \sim 200 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ on obtient : $t_d \sim 0,2 \text{ ms}$ et $t_{pql} \sim 110 \text{ ms}$. Cela montre que la propagation thermique dans l'épaisseur du ruban est 3 ordres de grandeur plus importante que celle du quench. On peut donc considérer que la température est homogène dans l'épaisseur du ruban si l'on considère des pas de temps de l'ordre de 0,2 ms ou supérieurs. Le calcul fait pour une température de 30 K est aussi valable à 4,2 K et 60 K en prenant des vitesses de propagation de l'ordre respectivement de 1 m.s⁻¹ et 0,01 m.s⁻¹. Ce rapport entre les deux constantes est valable dans la limite des hypothèses utilisées pour le calcul des propriétés du ruban.

De la même manière on peut regarder le temps caractéristique de diffusion magnétique donné par la formule 4-2 où L est la longueur caractéristique (ici l'épaisseur des couches du ruban), D_m la diffusivité magnétique, ρ la résistivité électrique et μ_0 la perméabilité du vide [30].

$$\tau_m = \frac{L^2}{\pi^2 * D_m} = \frac{L^2}{\pi^2 * \left(\frac{\rho}{\mu_0}\right)} \quad 4-12$$

Une estimation à 30 K donne des constantes de diffusion magnétique de $2 \cdot 10^{-7} \text{ s}$, $9 \cdot 10^{-10} \text{ s}$ et $3 \cdot 10^{-10} \text{ s}$ pour respectivement la couche de cuivre, la couche d'argent et la couche d'Hastelloy®. Cela donne une constante globale de l'ordre de $2 \cdot 10^{-7} \text{ s}$ pour le ruban. Cela confirme le choix de propriétés électriques moyennées dans l'épaisseur du ruban.

IV.4.2.2 Des contacts parfaits

Lors du co-bobinage de plusieurs rubans (dans le cas d'ajout d'un ruban de cuivre pour stabiliser le ruban SCS4050-AP), les contacts électriques entre les rubans sont supposés parfaits et la résistivité électrique du bobinage considère donc le ruban de stabilisant en parallèle du ruban SCS4050-AP. Le calcul de cette résistivité se fait selon l'équation 4-13 où les indice « *stab* » et « *SCS4050* » correspondent respectivement au stabilisant (du cuivre dans notre étude) et au ruban SCS4050-AP.

$$\rho_{bobinage} = (e_{stab} + e_{SCS4050}) \frac{\rho_{stab} \rho_{SCS4050}}{e_{SCS4050} \rho_{stab} + e_{stab} \rho_{SCS4050}} \quad 4-13$$

La résistivité électrique est par conséquent moyennée dans l'épaisseur du ruban et du stabilisant et la puissance dissipée est calculée en considérant que le courant circule dans l'ensemble Stabilisant+SCS4050-AP ayant une résistivité correspondante à celle calculée par cette formule. Les contacts thermiques entre les deux rubans sont aussi considérés comme parfaits, ce qui se traduit par un maillage continu entre le ruban SCS4050-AP et le ruban de stabilisant. L'influence de la résistance de l'interface entre le stabilisant et le supraconducteur a déjà été étudiée [108]. Selon les auteurs qui ont mené une étude numérique et expérimentale, la résistance de l'interface entre la couche supraconductrice et le stabilisant a une influence notable sur la tension générée dans le conducteur. La tension générée est en effet plus rapidement détectable dans le cas d'une plus forte résistance, ce qui améliorerait la capacité du conducteur (et du bobinage) à être protégé. En contrepartie, le conducteur serait aussi moins stable et donc plus sujet aux quenches.

IV.4.2.3 Une configuration en champ parallèle et courant fixé

Les simulations se font en considérant le cas le plus critique d'un point de vue de la protection, à savoir un courant constant (correspondant à un aimant alimenté en continu) et un champ magnétique constant. C'est donc le cas de la propagation du quench avant la détection qui est traité ici. Il permet de déterminer les paramètres les plus critiques. Le cas correspondant au déclenchement d'un système de protection permet en effet de réduire la dissipation de chaleur dans le bobinage pour un temps donné. Cette configuration permet l'utilisation de tables prédéfinies de la résistivité électrique du ruban SCS4050-AP. Le logiciel CASTEM ne permet pas de résoudre l'équation 4-8 à l'intérieur du code de simulation et un courant variable nécessiterait aussi un grand nombre de tables.

Le champ magnétique est aussi considéré comme parallèle à la surface du ruban. Cette orientation peut-être une bonne approximation dans le cas d'un solénoïde long et pour les conducteurs situés sur la partie centrale. Ce n'est cependant plus le cas lorsqu'on se rapproche des extrémités du solénoïde où l'orientation des lignes de champ est modifiée. L'utilisation d'un modèle de courant critique sous un champ perpendiculaire peut être introduite dans le calcul de la résistivité équivalente du ruban (équation 4-8).

IV.4.2.4 Des propagations adiabatiques

On considère le cas adiabatique qui peut se rapprocher d'une bobine refroidie par conduction et pour laquelle le quench apparaît dans le bobinage (loin des contacts avec les parties froides évacuant la chaleur produite).

IV.4.2.5 Un courant critique homogène sur la longueur

Le courant critique du ruban supraconducteur est considéré comme étant homogène sur la longueur. Il s'agit ici d'une approximation car le courant critique réel des rubans SCS4050-AP varie de manière plus ou moins importante selon les lots de conducteur approvisionnés (I.2.4.2). Ces inhomogénéités peuvent avoir une amplitude de 15-20 A à 77 K en champ propre (15 % à 18 %). Un exemple de valeurs données par SuperPower, sur les rubans approvisionnés pour le prototype HTS2, est présenté en ANNEXE 3. Cette inhomogénéité entraîne des différences de courant critique de l'ordre de 130-150 A à 14 T et 4,2 K. Ces différences se traduisent par une variation de température de partage de quelques degrés et donc cela peut générer des freins locaux à la propagation d'une transition. Ces variations de courant critique peuvent être présentes à des échelles plus réduites comme cela a été montré par des mesures sur des échantillons de quelques dizaines de centimètres [78, 80, 109].

IV.4.3 Les maillages types pour la simulation des transitions dans les galettes

Les différentes simulations étudiées se font en 3D. Le modèle en 3D permet une meilleure précision sur les caractéristiques de propagation [73]. La largeur du bobinage ne comporte qu'une seule maille puisqu'on ne s'intéresse qu'à la propagation dans un seul conducteur ou une seule galette où la transition est initiée sur toute la largeur. De même, le nombre de maille dans l'épaisseur sera limité à 1 ou 2 compte tenu de l'estimation du temps de diffusion dans l'épaisseur (IV.4.2.1).

IV.4.3.1 L'étude longitudinale

L'étude de la propagation longitudinale se fait en considérant deux rubans (correspondant au ruban supraconducteur et au ruban de stabilisant des prototypes étudiés dans le Chapitre 5) en parallèle avec un contact parfait entre les deux. La longueur du maillage est adaptée de manière à exclure tout échauffement à l'extrémité opposée. Le dépôt d'énergie permettant l'initiation de la transition se fait sur la face du ruban supraconducteur n'étant pas en contact avec le ruban de cuivre. La longueur typique de ce maillage est de 1 m à 2 m. Le rapport d'aspect du maillage étant important (épaisseur inférieure à 0,3 mm et longueur de l'ordre de 1 m), seul un aperçu des premières mailles est présenté sur la Figure 4-5 afin d'en distinguer les différents éléments. Les mailles rouges correspondent au ruban de cuivre et les jaunes au ruban supraconducteur. La surface de dépôt de l'énergie permettant d'initier la transition est visible sur la première maille en couleur orange. Cette surface peut faire plusieurs mailles selon la longueur chauffée souhaitée. L'axe (x) correspond à la direction longitudinale, l'axe (y) à la largeur du ruban et l'axe (z) à la direction transversale (dans l'épaisseur).

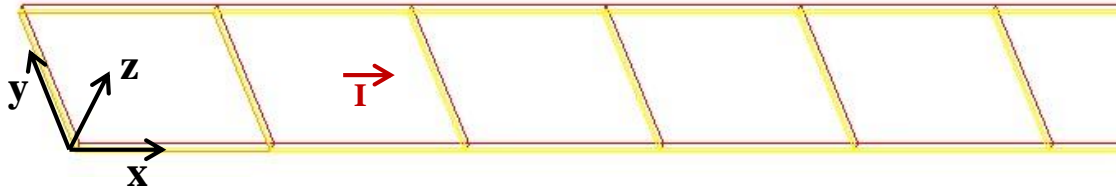


Figure 4-5 : Exemple de maillage longitudinal

IV.4.3.2 L'étude transversale

L'étude de la propagation transversale se fait en considérant un empilement de trois couches en parallèle : le ruban supraconducteur, le ruban de cuivre et la couche d'isolant. Ce maillage fait une maille en longueur et en largeur. Le nombre de spires est adapté comme pour la longueur du maillage longitudinal afin que la dernière spire reste à la température initiale durant la simulation. Une vue 2D de ce maillage est visible sur la [Figure 4-6](#). Les mailles violettes correspondent à l'isolant. La surface de dépôt d'énergie est placée sur la face gauche du premier ruban supraconducteur (en couleur orange sur la [Figure 4-6](#)). Les contacts entre les couches sont parfaits. L'axe (y) correspond toujours à la largeur du ruban et l'axe (z) à la direction transversale. L'axe (x) correspond toujours à la direction longitudinale.

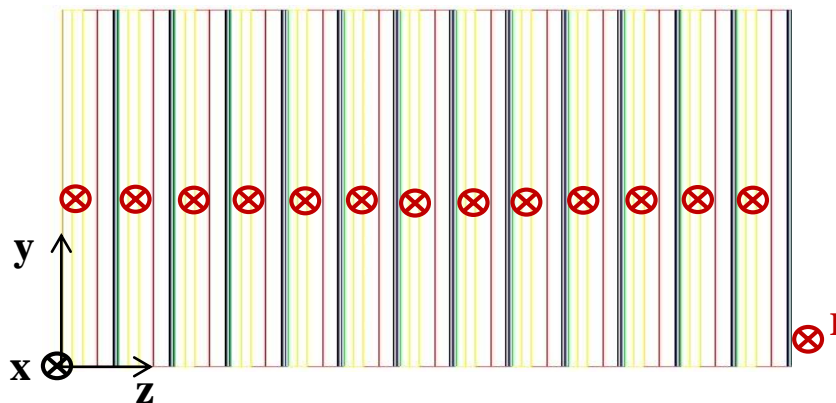


Figure 4-6 : Exemple de maillage transversal (vue 2D) de 13 spires. Le SC est en jaune, le stabilisant en rouge et l'isolant en violet.

IV.4.3.3 L'étude « mixte »

Etant donnée la faible vitesse de propagation longitudinale, il est important de tenir compte du chauffage de la spire i par la spire $i+1$ (chauffage par l'autre extrémité de la spire). Pour ce faire le maillage est réalisé par des spires en spirale (et non des spires concentriques). Cela rend le maillage plus compliqué mais permet une meilleure précision des simulations. La [Figure 4-7](#) est un exemple de maillage réduit à 2 spires et pour lequel les rapports d'aspects ont été réduits afin de permettre une meilleure visualisation des éléments. Sur ce maillage le ruban supraconducteur est visible en jaune, le ruban de cuivre en rouge et l'isolant en bleu. La configuration (longueur de maille, nombre de mailles dans les épaisseurs et hypothèses de contacts parfaits) couple celle de l'étude longitudinale et de l'étude transversale. La surface de dépôt d'énergie, visible en vert sur les maillages, est placée sur le début de la première spire (au centre de la galette). Dans ce maillage, les

coordonnées orthogonales (x, y, z) sont remplacées par les coordonnées cylindriques (r, θ, y). L'axe (y) correspond toujours à la largeur. L'axe radial (r) correspond à la direction transversale du bobinage et l'axe (θ) à la direction longitudinale.

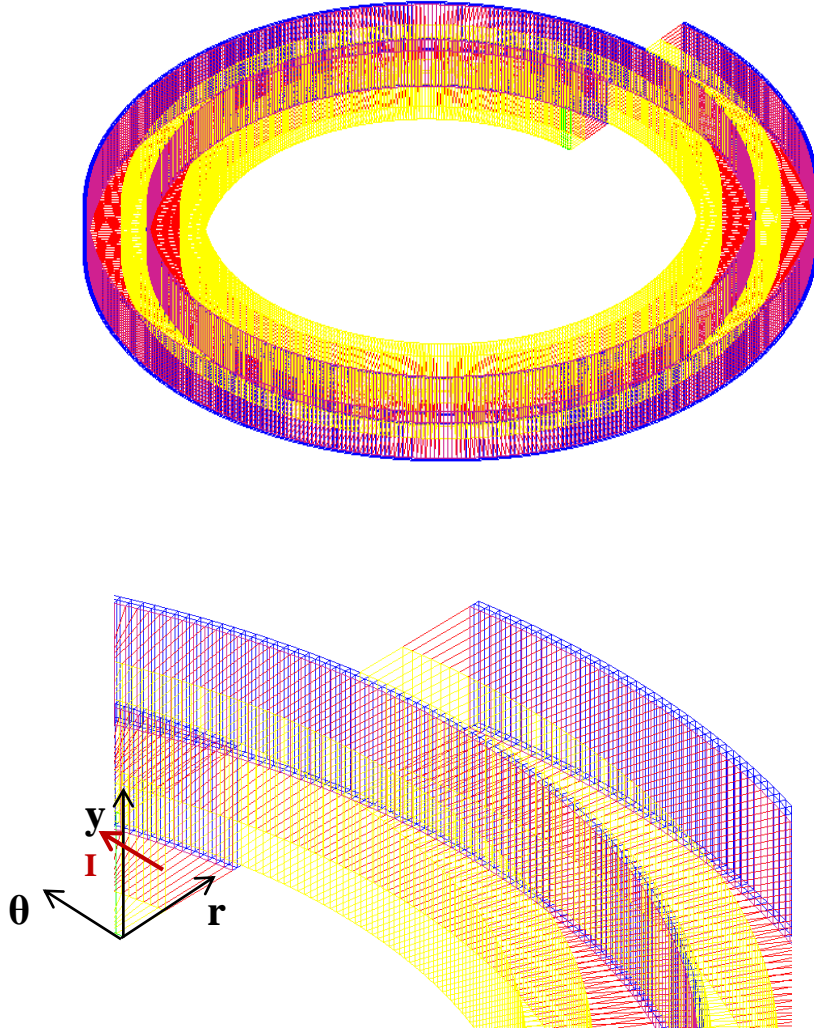


Figure 4-7 : Exemple de maillage mixte réduit à deux spires (3D)

IV.4.4 Les paramètres des simulations

IV.4.4.1 L'exemple utilisé pour l'ajustement des paramètres

L'ajustement des paramètres temporels (pas de temps de la simulation) et spatial (longueur d'une maille) est réalisé sur le cas le plus simple de la propagation longitudinale. Dans cette étude on considère un ruban SCS4050-AP ayant un courant critique à 77 K en champ propre de 110 A. La longueur du maillage est fixée à 1m pour éviter tout effet de bord et la simulation se fait en considérant les rubans soumis à une induction magnétique de 14 T parallèle à la surface des rubans. Plusieurs courants sont simulés pour vérifier la validité des paramètres pour différentes dynamiques de transition. La transition est initiée par un dépôt d'énergie en 10 ms sur une surface de 8 mm² (2 mm de longueur).

L'étude se fait en considérant une taille de maille et un pas de temps de base déterminés par des simulations préliminaires qui ne sont pas présentées dans cette thèse. Le pas de temps et la longueur de maille sont ensuite augmentés ou réduits pour déterminer la configuration optimale.

IV.4.4.2 Le pas de temps de référence

Le pas de temps de référence est réduit au début de l'essai pendant le dépôt de l'énergie (1.10^{-4} s) pour être progressivement augmenté (5.10^{-4} s puis 1.10^{-3} s) afin de réduire les temps de simulation. Les différentes zones de pas de temps sont données dans le [Tableau 4-1](#).

Temps début [ms]	0	11,5	501
Temps fin [ms]	11	500	FIN simulation
Pas de temps [ms]	0,1	0,5	1

Tableau 4-1 : description du pas de temps de base

IV.4.4.3 L'optimisation des paramètres de temps et de maille

Cette étude est réalisée pour déterminer les paramètres de maille et de temps optimum pour les simulations. Ces paramètres pouvant varier selon la dynamique de propagation, les courants 100 A, 200 A, 300 A et 400 A ont été étudiés. Quatre paramètres de maille (0,25 mm, 0,5 mm, 1 mm et 2 mm) ont été comparés pour quatre pas de temps différents (pas de temps de base, divisé par 10 et par 5 et multiplié par 2). Les différentes grandeurs de propagation ont été comparées pour déterminer l'optimum pour chaque courant. L'optimum est choisi comme étant la configuration qui permet une invariance des résultats (avec une certaine précision) lorsque la taille de maille ou le pas de temps sont diminués. Les MQE de chaque configuration restent identiques (à 1 mJ près) sauf pour le cas 100 A. Les MQE sont respectivement de 29-36 mJ, 14 mJ, 8 mJ et 5 mJ pour 100 A, 200 A, 300 A et 400 A.

Le [Tableau 4-2](#) compare les différentes grandeurs caractéristiques de la propagation pour les 4 courants et les 16 configurations possibles. Etant donné les temps de calculs conséquents pour la configuration 0,25 mm et le pas de temps de référence divisé par 10, un optimum permettant des résultats avec une invariance inférieure à 2 % est recherché. Les configurations présentées en gras sont les valeurs qui ne sont pas obtenues pour la MQE, mais pour une énergie plus élevée permettant la réalisation d'un seul calcul (pour les pas de temps faibles ou bien les mailles les plus petites). On peut remarquer que ce critère donne des configurations différentes selon la grandeur regardée. Les configurations en rouge correspondent à celles au-delà de ce critère.

La première grandeur regardée est celle du temps critique pour que la température du point chaud dépasse 250 K ou 350 K. Ce paramètre ne varie pas de manière significative entre les configurations sauf dans le cas de la maille de 2 mm, du pas de temps de référence et de celui multiplié par 2, pour lesquelles l'écart avec la valeur de la configuration la plus fine dépasse le critère de précision pour les deux ou trois courants les plus faibles. Concernant les autres paramètres (la vitesse de transition, la longueur transitée

et la tension globale lorsque le point chaud atteint 250 K), le pas de temps multiplié par 2, le pas de temps de référence et les tailles de mailles de 2 mm et 1 mm sont souvent hors de la précision souhaitée. L'écart entre le pas de temps divisé par 5 et par 10 est quant à lui relativement faible avec une valeur allant jusqu'à 3 % dans le cas des vitesses de propagation. La différence est aussi réduite entre la taille de maille de 0,25 mm et celle de 0,5 mm. Les valeurs qui ne sont pas obtenues pour la MQE sont toujours plus faibles sauf dans le cas de la vitesse de propagation qui n'est pas modifiée (car elle est calculée dans un régime stationnaire).

Afin d'obtenir une bonne précision pour l'ensemble des quatre cas, il faut choisir une des configurations présentées en vert dans le [Tableau 4-2](#). La configuration donnant le meilleur compromis est celle ayant une maille de 0,5 mm et un pas de temps cinq fois plus petit que le pas de temps de base.

Configuration (pas de temps/taille de maille)	400 A				300 A			
	t _{250K} /t _{350K} [ms]	U _I [mm/s]	L _{t250K} [mm]	V _{tot250K} [mV]	t _{250K} /t _{350K} [ms]	U _I [mm/s]	L _{t250K} [mm]	V _{tot250K} [mV]
base/10 ; 0,25 mm	55/60	550	29	365	96/104	317	29,6	297
base/10 ; 0,5 mm	55/60	553	28,9	366	96/104	317	29,7	298
base/10 ; 1 mm	55/59	558	29,8	370	95/104	339	30,1	300
base/10 ; 2 mm	54/59	597	31,4	387	94/102	347	31,3	308
base/5 ; 0,25 mm	55/60	534	28,8	364	96/105	315	29,4	296
base/5 ; 0,5 mm	55/60	531	29,0	365	96/105	317	29,5	297
base/5 ; 1 mm	55/60	555	29,9	367	96/104	320	30,1	299
base/5 ; 2 mm	55/59	549	29,8	385	94/102	285	31,5	307
Base ; 0,25 mm	56/60	515	28,8	358	96/105	300	29,1	286
Base ; 0,5 mm	56/60	530	29,1	359	96/105	300	29,3	287
Base ; 1 mm	56/60	479	29,4	363	96/104	302	29,3	289
Base ; 2 mm	56/60	521	30,2	378	94/102	331	29,9	297
base*2 ; 0,25 mm	50/55	515	27,8	336	81/89	291	27,9	268
base*2, 0,5 mm	57/61	500	28,7	350	88/97	283	28,5	274
base*2 ; 1 mm	56/61	500	29,1	354	88/97	284	29,0	276
base*2 ; 2 mm	56/61	520	30,1	369	88/96	304	29,9	285
Configuration (temps/maille)	200A				100A			
	t _{250K} /t _{350K} [ms]	U _I [mm/s]	L _{t250K} [mm]	V _{tot250K} [mV]	t _{250K} /t _{350K} [ms]	U _I [mm/s]	L _{t250K} [mm]	V _{tot250K} [mV]
base/10 ; 0,25 mm	197/216	171	33,6	242	1010/1085	64	51	201
base/10 ; 0,5 mm	197/216	172	33,9	242	988/1064	64	51	200
base/10 ; 1 mm	196/215	169	34,2	243	937/1013	64	49	198
base/10 ; 2 mm	193/211	183	35,0	246	883/959	60	49	197
base/5 ; 0,25 mm	198/216	171	33,6	242	679/756	65	47	184
base/5 ; 0,5 mm	197/216	173	33,7	242	927/1003	65	50	198
base/5 ; 1 mm	197/215	169	34,3	243	904/980	64	50	197
base/5 ; 2 mm	193/212	172	35,1	246	870/947	60	50	196
Base ; 0,25 mm	187/206	167	33,0	235	800/876	64	49	191
Base ; 0,5 mm	187/206	168	33,2	235	801/877	64	49	191
Base ; 1 mm	187/206	170	33,3	236	809/885	63	50	192
Base ; 2 mm	186/205	158	34,2	239	862/939	59	50	195
base*2 ; 0,25 mm	159/178	162	31,6	218	1144/1121	63	50	199
base*2, 0,5 mm	186/205	161	32,9	230	731/808	64	48	186
base*2 ; 1 mm	186/205	159	33,0	231	736/813	62	48	187
base*2 ; 2 mm	187/206	149	33,9	236	767/844	66	50	189

Tableau 4-2 : Comparaison des différentes grandeurs de la transition en fonction du pas de temps et du pas de maille. Les chiffres en rouge indiquent un écart relatif supérieur à 2 % par rapport à la valeur pour 0,25 mm et un pas de temps de base divisé par 10. Les configurations en vert sont celles suffisamment précises.

La longueur d'une maille sera donc par la suite fixée à 0,5 mm et le pas de temps celui résumé dans le [Tableau 4-3](#):

Temps début [ms]	0	11,1	50,2
Temps fin [ms]	11	500	FIN simulation
Pas de temps [ms]	0,02	0,1	0,2

Tableau 4-3 : Pas de temps retenu pour les simulations.

IV.4.5 Exemple de résultats pour les trois maillages

Les résultats des simulations varient grandement en fonction des conditions initiales (température, induction magnétique et courant) et de la configuration du bobinage (quantité et type de stabilisant et d'isolant). Un exemple sera donc donné afin de montrer les différents résultats obtenus dans les trois configurations de simulation (longitudinale, transversale, transversale et longitudinale (mixte)). Le cas donné en exemple est celui d'un ruban de type SCS4050-AP de 95 μm d'épaisseur ayant un courant critique de 110 A à 77 K en champ propre. Ce ruban est stabilisé par un ruban de cuivre RRR = 150 de 150 μm d'épaisseur. Les simulations sont pour une induction magnétique extérieure de 14 T et une température de 4,2 K. Le bobinage est considéré comme adiabatique et l'énergie est déposée sur une surface de 20 mm² (8 mm² pour le cas mixte) en 10 ms. Les courbes sont données pour la MQE déterminée avec une précision de 1 mJ sauf dans le cas mixte.

IV.4.5.1 La transition longitudinale

L'étude longitudinale permet une bonne estimation du phénomène de transition dans le cas où l'isolation entre les spires est importante. La [Figure 4-8](#) présente les différents résultats obtenus lors des simulations : l'évolution de la tension globale (il est aussi possible de calculer la tension sur différentes parties du maillage), l'évolution de la température du point chaud, l'évolution de la longueur transitée et la vitesse de propagation. La température de partage du courant varie entre 30,5 K et 19 K pour les trois courants de l'exemple (220 A, 330 A, 440 A). Cette amplitude de température de partage influe de manière significative sur les propriétés des matériaux ce qui est à l'origine de l'augmentation rapide de la vitesse de propagation de la transition entre 330 A et 440 A (alors qu'à température donnée, la vitesse est théoriquement proportionnelle au courant (formule 1-10)). Le courant critique du ruban pour cette configuration est de 880 A (les courants de l'exemple correspondent donc à 25 %, 38 % et 50 % du courant critique). L'énergie nécessaire pour faire transiter le bobinage est très importante (respectivement 89 mJ, 62 mJ, 14 mJ), ce qui confirme la très forte stabilité de ces conducteurs même à forte densité de courant (50 % du courant critique : 450 MA/m² dans cette configuration). A titre de comparaison, la MQE des SBTC est typiquement de l'ordre de 10 μJ à 100 μJ . Les longueurs transitées, qui correspondent aux longueurs dont la température dépasse la température de partage, restent très faibles (de l'ordre de 200 mm quand la température du point chaud atteint les 350 K). C'est pourquoi il est important de tenir compte de la propagation transversale dans le cadre de l'utilisation de ces conducteurs (et de la favoriser au maximum).

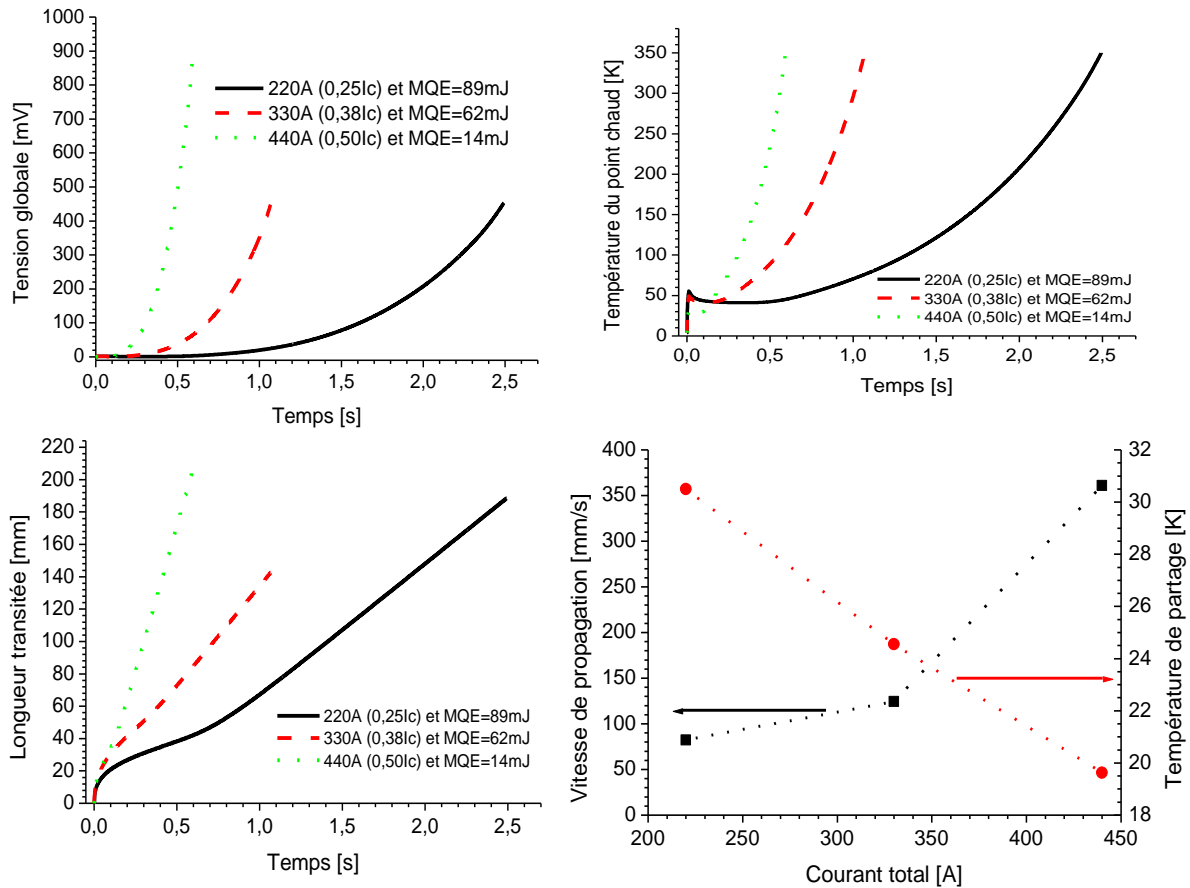


Figure 4-8 : Exemple de résultats d'une étude longitudinale : 14 T à 4,2 K ($I_c=880$ A), les courbes correspondent à une énergie déposée égale à la MQE.

IV.4.5.2 La transition transversale

L'étude transversale a été réalisée sur le même bobinage que l'étude longitudinale. Les spires sont isolées les unes des autres par une couche de Mylar de 20 μm d'épaisseur et les contacts thermiques entre les spires sont supposés parfaits. Le maillage correspond à une galette de 110 spires permettant de limiter les effets de bord. Le maillage fait une maille en longueur (5 mm de long). Chacun des rubans comprend 2 mailles dans l'épaisseur. L'augmentation du nombre de mailles dans l'épaisseur de l'isolant ne change pas les résultats (2, 4 et 8 mailles ont été testées). Le cas comportant 2 mailles dans l'épaisseur de l'isolant est présenté ici.

Les résultats de cet exemple sont présentés sur la [Figure 4-9](#) pour les courants 220 A, 330 A et 440 A (0,25I_c, 0,38I_c et 0,50I_c). La tension correspond à celle d'un empilement de conducteur de 5 mm de long. Sur une galette dont les spires font plusieurs centaines de millimètres de long, la tension développée serait de plusieurs volts voire plusieurs dizaines de volts. Cet exemple montre qu'une isolation thermique fine entre les spires (en maintenant une bonne isolation électrique) permet d'augmenter significativement la vitesse de propagation de la transition résistive. Les temps caractéristiques et l'évolution de la température du point chaud sont légèrement plus élevés que lors de la transition longitudinale. Même si la propagation transversale reste très lente par rapport à la propagation longitudinale (d'un facteur de l'ordre de 20), la très faible

épaisseur des rubans permet la propagation transversale sur plusieurs dizaines de tours. L'énergie nécessaire pour faire propager la transition transversalement est similaire à celle de l'étude longitudinale. Comme dans le cas longitudinal, plus le courant est faible et plus le temps nécessaire pour détecter l'apparition d'une transition résistive est important.

Cet exemple a été réalisé avec un isolant de type Mylar®. D'autres isolants peuvent donner des résultats plus intéressants (comme le ZnO [111]). Quelque soit le choix de l'isolant, il faut regarder à la fois l'isolation électrique, les propriétés thermiques de l'isolant et les épaisseurs utilisables (un bon isolant électrique et thermique très fin peut être un meilleur choix qu'un moins bon isolant électrique et thermique plus épais).

Les MQE sont très proches de celles de l'étude longitudinale. Le choix arbitraire d'une longueur de 5mm est à l'origine de cette correspondance. Une longueur plus faible ou plus longue fait varier la MQE. L'isolation entre les spires joue aussi un rôle dans cette remarque (une isolation plus importante entraîne une diminution de la MQE).

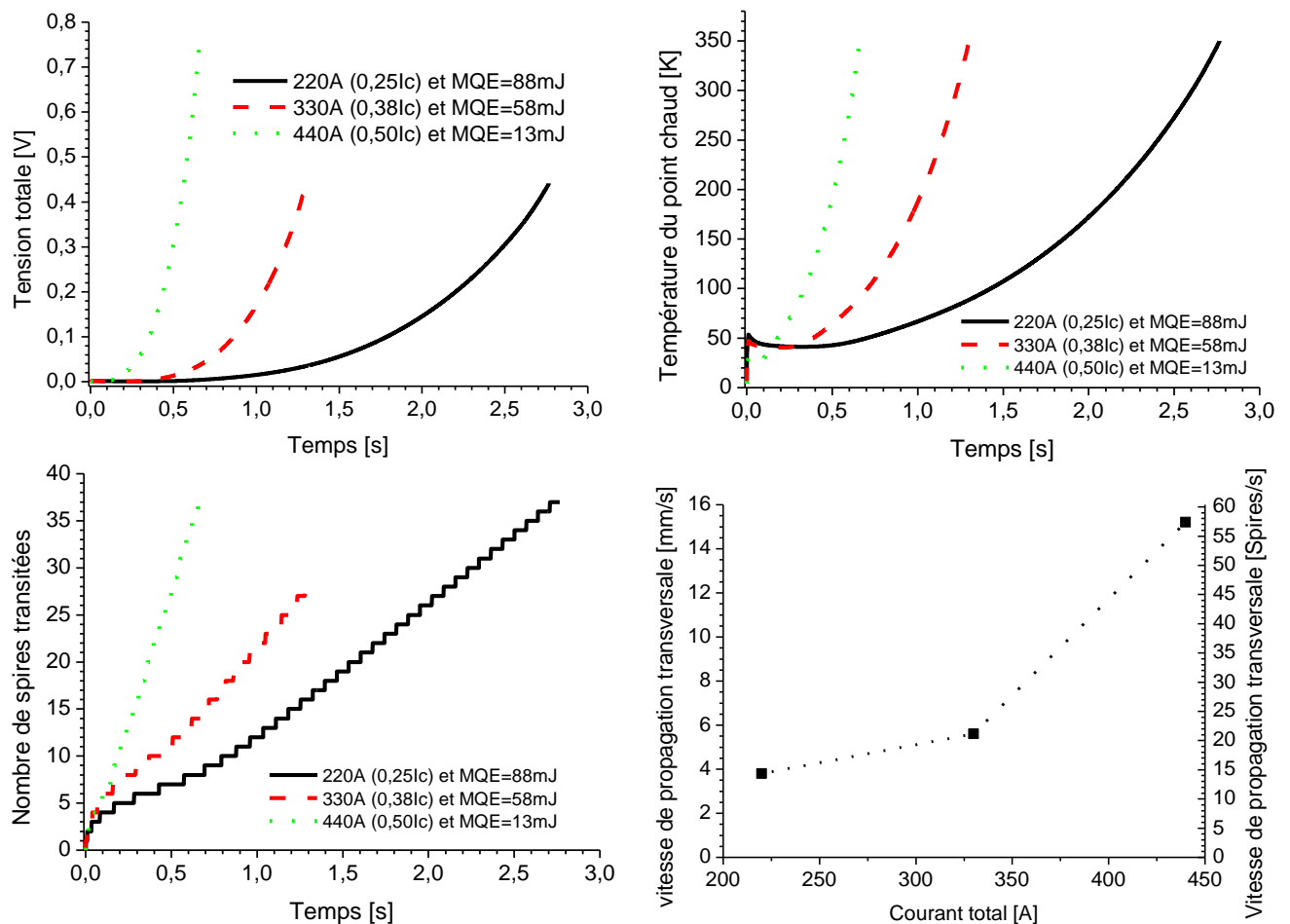


Figure 4-9 : Exemple de résultats d'une étude transversale : 14 T à 4,2 K ($I_c \sim 880A$), les courbes correspondent à une énergie déposée égale à la MQE.

IV.4.5.3 La transition « mixte »

Après une étude séparée de la propagation de la transition résistive dans la direction longitudinale et dans la direction transversale, l'étude dite « mixte » permet de regarder le

comportement de la transition résistive dans une galette. Les graphiques présentés sur la [Figure 4-10](#) ont été obtenus pour une transition à 4,2 K sous une induction magnétique de 14 T et pour un courant de 330 A. Le ruban supraconducteur est stabilisé par un ruban de cuivre de 150µm d'épaisseur et les spires sont isolées entre elle par une couche d'isolant Mylar de 20µm d'épaisseur. Le maillage a été limité à 15 spires pour réduire le temps de calcul (environ 27 h pour le cas présenté). Les rubans de supraconducteur et de cuivre ne présentent qu'une seule maille dans l'épaisseur. La MQE, comprise entre 200 mJ et 400 mJ, n'a pas été déterminée avec précision (il faut 5 à 8 itérations pour déterminer la MQE, ce qui aurait nécessité un temps de calcul trop important). Les résultats sont présentés pour une énergie déposée de 400 mJ en 10 ms sur une surface de 8 mm². La MQE est nettement supérieure à celle des cas longitudinal et transversal isolés (~60 mJ). Cette différence s'explique en partie par la remarque sur le cas transversal. Dans le cas mixte, la longueur du conducteur n'est pas restreinte longitudinalement à 5 mm. Il faut de plus atteindre une température suffisante dans un volume suffisant (longitudinalement) pour que le quench se propage. Dans le cas mixte, l'énergie est dissipée longitudinalement et transversalement dans les spires suivantes. Il faut donc une température initiale plus importante pour atteindre le critère longitudinal. Ce point est montré par la forte chute de la température du point chaud au début de l'essai (passage de 170 K à 70 K).

La réduction du maillage à 15 spires ne permet pas d'éviter les effets de bord importants. Cela est montré sur la courbe de la température minimale du maillage qui augmente sensiblement durant la simulation. La dernière spire est partiellement transitée à la fin de la simulation. Si la température de partage n'est pas dépassée sur l'ensemble du maillage, elle est très proche à la fin de la simulation et a un effet notable sur la vitesse de propagation transversale. Cet effet est visible dans le [Tableau 4-4](#) qui récapitule la vitesse transversale entre les différentes spires. La vitesse transversale ne se stabilise pas, elle augmente lentement jusqu'à la spire 12 (23 spires/s) puis augmente plus rapidement (48 spires/s). De même la propagation longitudinale est plus importante sur une spire donnée à cause de la dissipation de chaleur de la spire adjacente qui entraîne un échauffement par l'autre extrémité de la spire. Cette différence est visible sur la tension de la première spire qui est environ 1,5 fois plus importante que celle de l'étude longitudinale (alors que la première spire fait environ 250 mm contre 1 m pour l'étude longitudinale). L'isolation fine entre les spires permet d'accroître significativement la vitesse de transition globale puisqu'elle est comprise entre 1,6 m/s (entre 0,1 s et 0,3 s) et 4,6 m/s (entre 0,5 s et 0,8 s). Ce chiffre est à mettre en rapport avec la propagation longitudinale qui était de 0,12 m/s. La considération d'une transition en 3D dans une galette avec une isolation fine entre les spires permet donc d'accroître significativement le volume transité et la stabilité (MQE supérieure à 200 mJ contre 62 mJ dans le cas longitudinal).

Spire	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
t _{transition} [ms]	1	8	54	142	229	302	365	422	475	525	572	616	656	689	710
U _t (S _{i-1} →S _i) [tours/s]	N/A	143	22	11	11	14	16	18	19	20	21	23	25	30	48

Tableau 4-4 : vitesse de propagation transversale de l'étude mixte

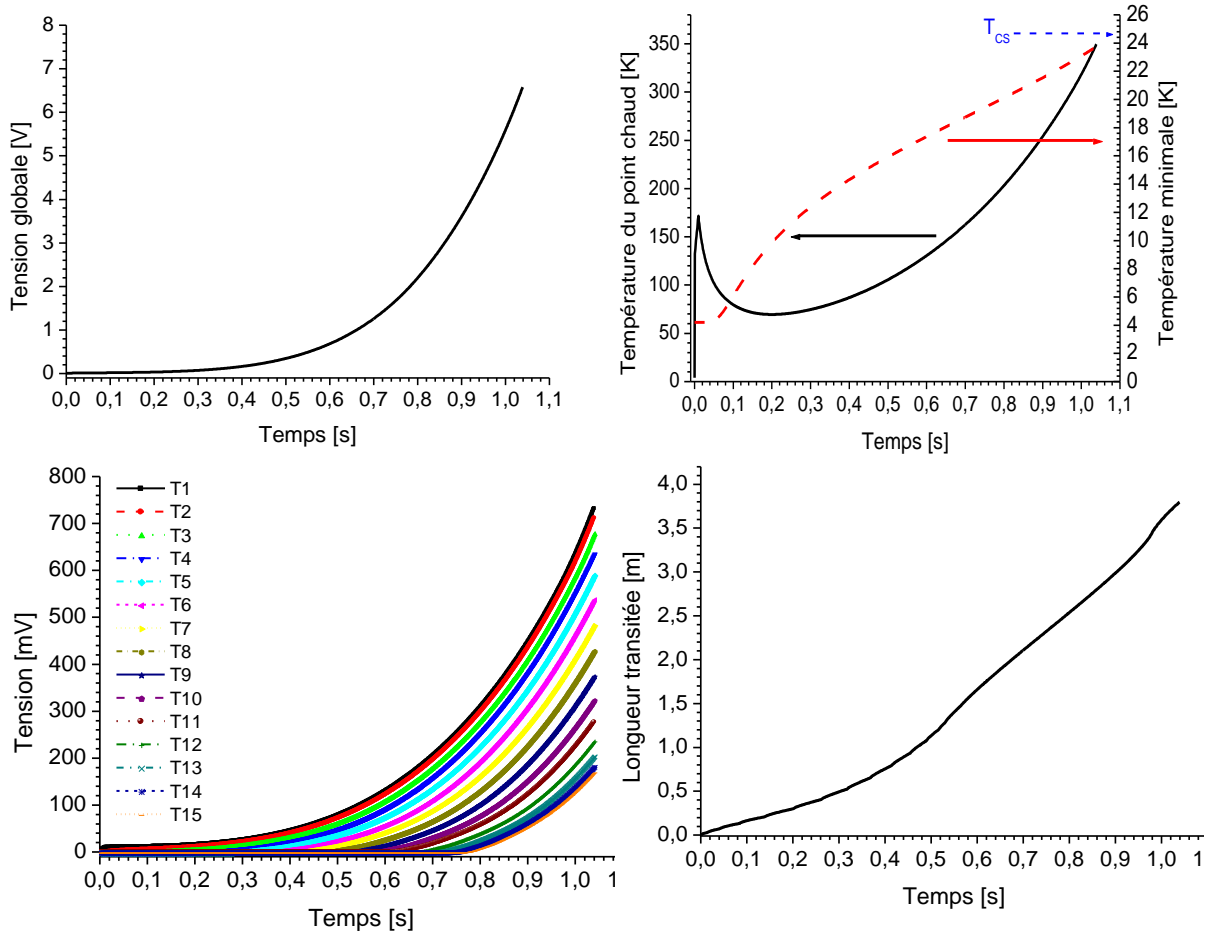


Figure 4-10 : Exemple de résultats d’une étude mixte : 330 A (0,38I_c), 14 T et 4,2 K

IV.4.5.4 Vérification avec les résultats des formules théoriques

Les formules théoriques sont difficilement utilisables pour les SHTC du fait de la forte influence de la température sur les propriétés thermiques. Nous allons néanmoins comparer les résultats donnés par la simulation pour les trois grandeurs caractéristiques : la MPZ, la MQE et la vitesse de propagation. Le [Tableau 4-5](#) présente la comparaison de la MPZ et de la MQE en utilisant les formules 1-15 et 1-18 en considérant une température critique de 78 K (un courant critique très faible a été mesuré à 77 K et 14 T) et en prenant les propriétés des matériaux à 50K (température moyenne entre T_c et T_{cs}).

Concernant la MPZ, on peut voir que les deux méthodes donnent des valeurs similaires pour un courant de 220 A. La différence augmente avec le courant ce qui laisse penser que le choix des propriétés des matériaux à 50 K est plus proche de la réalité pour 220 A que pour les autres courants. La simulation donne une MPZ de 45 mm pour 330 A. Cette valeur semble anormalement élevée et est très certainement due au choix de la température de partage comme critère de transition : il a été montré que le modèle loi de puissance utilisé présente une résistivité encore très faible à la température de partage ([Figure 4-3](#)). Cette résistivité faible ne permet pas une dissipation d’énergie suffisante à la propagation de la transition. Cette remarque dépend du comportement de la résistivité à

une température proche de celle de partage ce qui peut expliquer que ce n'est pas visible pour les autres courants.

Concernant la MQE, les valeurs théoriques sont nettement supérieures à celle simulées. Il apparaît ici la problématique du choix de la température critique dans la formule 1-18. Contrairement aux SBTC où T_{cs} et T_c sont très proches, il y a une plage de 50 K-60 K dans notre cas. Le choix de la température de partage au lieu de celle critique donne des valeurs de MQE nettement plus faibles (respectivement 29 mJ, 10 mJ et 3 mJ). On voit que le choix d'une température entre T_{cs} et T_c permettra d'obtenir les valeurs simulées). Tout comme dans le cas de la MPZ, ces résultats montrent la difficulté d'utiliser des formules simplifiées dans le cas complexe des SHTC pour lesquels les propriétés des matériaux ne peuvent pas être considérées comme constantes entre T_{cs} et T_c .

Courant [A]	MPZ simulation longitudinale [mm]	MQE simulation longitudinale [mJ]	MPZ formule 1-15 [mm]	MQE formule 1-18 [mJ]
220	35	89	37	685
330	45	62	26	481
440	23	14	18	333

Tableau 4-5 : Comparaison de la MPZ et de la MQE obtenues par la simulation et par les formules 1-15 et 1-18

La vitesse de propagation donnée par les formules 1-10 et 1-12 est plus difficilement exploitable. Le choix de la température T_t est en effet déterminant sur le résultat. Les résultats dépendent aussi de la résistivité choisie (obtenue par la loi de puissance ou bien extrapolée selon les matériaux non supraconducteurs). La valeur théorique de la température critique sous 14 T est de l'ordre de 78 K. On voit dans le Tableau 4-6 que pour une telle valeur, les deux formules donnent des résultats très éloignés des simulations. La formule 1-12 donne une meilleure estimation de la vitesse de propagation de la transition même si la dépendance avec le choix de T_t est aussi importante. Les formules sont appliquées pour trois valeurs de température critique : 78 K, 75 K et 70 K afin de montrer que là encore, la température choisie a une influence notable sur les résultats. Dans le cas de la formule 1-10, la modification de T_c entraîne une modification de T_t . Les valeurs obtenues coïncident avec une bonne approximation pour un choix de température critique inférieure à 70 K. La formule 1-10 est utilisée soit avec la résistivité des matériaux non supraconducteurs (stabilisant et substrat : $\rho_{eq} = \rho_{nsc}$), soit avec la résistivité équivalente calculée par la formule 4-8 ($\rho_{eq} = \rho_{LP}$). Dans tous les cas, si l'ordre de grandeur est bon, il peut quand même y avoir un facteur 2 entre cette formule et les simulations.

Courant [A]	T_{cs} [K]	Vitesse simulation [mm/s]	Vitesse formule 1-12 [mm/s] ($T_c = 78/75/70$)	Vitesse formule 1-10 [mm/s]	
				$T_t = \frac{T_{cs} + T_c}{2}$ $\rho_{eq} = \rho_{nsc}$	$T_t = \frac{T_{cs} + T_c}{2}$ $\rho_{eq} = \rho_{LP}$
220	30	82	63/69/76	39/42/46	54/54/50
330	25	125	109/120/128	66/72/79	95/95/88
440	20	361	176/194/222	100/105/122	154/137/137

Tableau 4-6 : Comparaison de la vitesse de propagation longitudinale avec les formules 1-10 et 1-12.

Ces résultats montrent la nécessité de vérifier expérimentalement les simulations et les formules usuellement utilisées pour les SBTC. Il est aussi important d'arriver à déterminer quelle température il faut utiliser pour que les formules s'accordent avec les mesures expérimentales.

IV.5 Conclusion du chapitre

Le code de calcul numérique a été mis en place. Il permet l'estimation du comportement de transition de différentes configurations de bobine SHTC avec des temps de calcul nettement réduits. A titre d'exemple, la considération des différentes couches nécessite de l'ordre de 3 h (30000 éléments) à 24 h (130000 éléments) pour simuler 1ms pour un modèle 3D d'un ruban de 14 cm de longueur sur une machine comportant 12Go de mémoire RAM et un processeur Quad core i7 (3,05 Ghz) (ASC Short Courses : Modelling and Numerical Methods in Applied Superconductivity 2010). Dans notre modèle homogène, le nombre de mailles dans l'épaisseur du ruban est réduit à une ou deux, ce qui diminue considérablement le temps de calcul. L'exemple de l'étude mixte comportant 15 spires (4,25 m de conducteur) permet de réduire à 27 h le temps de calcul d'1 s d'essai avec une machine comportant 16 Go de RAM et un processeur Quad Core i7 (2,3 Ghz).

La transition résistive étant à la base des choix technologiques de protection des aimants, ce code va permettre l'optimisation de la protection des aimants SHTC. Il est nécessaire de pouvoir valider expérimentalement les résultats obtenus avant de l'utiliser pour l'optimisation de la protection. Pour ce faire, la fabrication et les tests de deux bobines prototypes vont maintenant être présentés dans le chapitre suivant.

Chapitre 5 : Etude expérimentale et résultats

Afin de démontrer la faisabilité des aimants hautes performances utilisant les rubans d'YBCO de SuperPower, deux prototypes de taille réduite ont été réalisés. Ils avaient pour but d'une part d'étudier les points clés du bobinage de ces rubans et d'autre part de montrer la possibilité de fonctionnement sous haute induction magnétique et fort courant (18 T et 200 A). Ces prototypes ont été fortement instrumentés pour permettre de valider le code de simulation. Un dernier objectif était de démontrer la possibilité de les protéger en utilisant les résultats des simulations pour paramétrer les essais. Nous détaillerons dans un premier temps la station de test du LNCMI. Nous étudierons ensuite la conception et la réalisation des deux bobines prototypes et nous terminerons en donnant les résultats obtenus avec ces deux prototypes.

V.1 La nécessité d'obtenir des données expérimentales et le choix du design

Dans le chapitre précédent, un modèle de comportement d'un bobinage de rubans SCS4050-AP a été développé. Afin de simplifier les calculs, des hypothèses sur les rubans et sur les conditions de fonctionnement ont été faites. Ces hypothèses influencent aussi la précision des simulations. Il est nécessaire de comparer les simulations au comportement d'une bobine utilisant les mêmes matériaux pour pouvoir quantifier cette influence. Si les transitions dans ces conducteurs ont été et sont encore largement étudiées dans le monde, elles le sont principalement sur des échantillons courts où des empilements (« stack ») de plusieurs couches permettant de s'approcher de la configuration « galette » par une propagation à la fois longitudinale et transversale. Le code de simulation développé nécessite la connaissance du courant critique en fonction de la température et du champ magnétique. Cette donnée est souvent absente des publications et l'évolution permanente des matériaux ne permet pas d'utiliser les valeurs antérieures à 2010 pour réaliser la comparaison. La majorité des données de propagation sur des conducteurs industriels concernent des températures supérieures à 30 K et des conducteurs courts (empilement et conducteur simple de longueur inférieure à 20 cm) [46, 48, 50, 58, 61, 66, 78, 80–82]. Certaines mesures récentes ont été réalisées en bain d'hélium (4,2 K) sur des échantillons courts et des empilements d'une vingtaine de centimètres de longueur [61, 83]. Malgré ces études, la propagation d'une transition dans des bobines reste peu étudiée et seulement à 77 K [111]. Bien souvent le quench est initié thermiquement au centre d'un échantillon droit de 10 cm à 25 cm de longueur. La vitesse de propagation et les propriétés thermiques des matériaux permettent d'estimer la longueur du front de propagation (par la formule 4-10) autour de 30 mm à 45 mm. La détermination de la vitesse de propagation sur une longueur de l'ordre de 1 à 2 fois la taille du front de propagation reste discutable.

Ce chapitre a donc pour but de détailler la conception de prototypes pour l'étude des transitions. Deux prototypes ont été réalisés. Le premier devait aussi montrer la faisabilité d'une technologie de bobine SHTC fonctionnant sous 18 T avec une densité de courant de l'ordre de 220 MA/m² dans le bobinage.

L'étude de l'optimisation et de la conception d'un SMES compact à forte densité d'énergie et la réalisation d'un insert dipolaire mène à une conception d'aimant en galette. Afin d'étudier le bobinage de bobines tests dans l'optique de la réalisation future de démonstrateurs, la même conception a été adoptée pour les deux prototypes réalisés dans le cadre de cette thèse.

V.2 La station de test au LNCMI

La station de test décrite dans ce paragraphe est celle de la version utilisée pour les essais du prototype HTS2. Elle tient compte des améliorations effectuées après les essais du prototype HTS1.

La station de test des bobines au LNCMI est sur le site M8 comportant un aimant Bitter et Poly hélices d'une puissance de 20 MW permettant de générer une induction de 20 T dans un trou de 600 mm. Un cryostat à température variable a été spécialement fabriqué pour le projet SuperSMES et permet de réaliser des mesures sur une bobine comportant un diamètre extérieur de 115 mm et pouvant être refroidie par conduction à des températures supérieures à 4,2 K [117].

L'échantillon est alimenté par une alimentation METEK Sorensen SGA series DC 20 V-250 A couplée à une autre alimentation Sorensen SGI 20 V-375 A si besoin. Une alimentation linéaire Kepco de type amplificateur 10 V/20 A est aussi disponible pour l'alimentation des chaufferettes.

Le contrôle des alimentations, de la synchronisation et de l'acquisition des signaux ainsi que la protection est réalisé par une carte ADwin Gold II permettant un contrôle commande en temps réel et une protection très rapide en cas de problème. Cette carte permet l'acquisition de 16 voies simultanées et comprend aussi deux sorties permettant le contrôle des alimentations. La protection est réalisée par la détection d'un seuil de tension sur la comparaison des signaux des deux moitiés de la bobine avec un coefficient permettant de limiter les effets inductifs). Le seuil doit être dépassé pendant une durée fixée pour déclencher la protection (typiquement 200 μ V pendant 20 ms). La programmation de la carte ADwin Gold II est faite grâce à une interface Labview.

Les signaux sont amplifiés par des amplificateurs d'instrumentation comportant 12 entrées permettant de générer 6 tensions en sortie. Plusieurs Amplificateurs Opérationnels INA103 permettent l'adaptation d'impédance et la différenciation des signaux. La tension obtenue est amplifiée avec un gain de 1, 10, 100 ou 1000 et filtrée par un filtre de Sallen-key du second ordre ayant une fréquence de coupure de 4,5 kHz (pour une fréquence d'échantillonnage de 10 kHz). Afin d'augmenter le nombre de signaux enregistrables, un oscilloscope Nicolet Sigma 90 permet d'ajouter 8 voies aux 16 voies de la carte ADwin Gold II.

La température mesurée par des sondes Cernox est enregistrée par un Lakeshore piloté par un programme LabView.

V.3 Le prototype HTS1

V.3.1 La Conception



Figure 5-1 : Schéma du prototype HTS1

Le prototype est composé de différents éléments représentés sur le schéma de la Figure 5-1 :

- Deux galettes simples permettant le transfert du courant du mandrin central au conducteur et inversement. Ces galettes sont composées de deux rubans SCS4050-AP placés face à face (face supra-face supra) co-bobinés avec un ruban de cuivre de 200 μm d'épaisseur. L'isolant électrique est un ruban de Mylar[®] collé sur le ruban de cuivre. L'épaisseur de l'isolant est de 19 μm auxquels s'ajoutent 11 μm de colle. Les galettes GS1 et GS2 faisaient respectivement 23 et 27,5 spires. La longueur de conducteur disponible ne permettant pas d'atteindre le diamètre extérieur souhaité pour réaliser les jonctions, un ruban de cuivre a été ajouté sur plusieurs spires de la GS1. L'utilisation de deux rubans supraconducteurs a été choisie pour augmenter les marges où la composante transversale de l'induction magnétique est la plus importante.
- Deux doubles galettes composées d'une galette fortement instrumentée pour étudier la propagation de quench (GI) et une galette non instrumentée (GNI). Un seul ruban SCS4050-AP a été co-bobiné avec un ruban de cuivre supportant l'isolant comme dans le cas des galettes simples. Ce ruban de stabilisant fait 100 μm d'épaisseur pour éviter de trop dégrader la résistance mécanique de la galette. La DG1-GI et la DG2-GI faisaient respectivement 39,5 spires et 46,5 spires. Chacune des galettes instrumentées intègre une chaufferette en inox 316L faisant 4mm de largeur et 200 μm d'épaisseur. Elle est disposée entre la première et la seconde spire des galettes. Elles sont isolées électriquement du bobinage par trois épaisseurs de 50 μm de Kapton du côté de la première spire et une épaisseur de Mylar[®] du côté de la seconde spire qui sera chauffée. La DG1-GNI et la DG2-GNI faisaient respectivement 44 spires et 47,5 spires. Un deuxième ruban de cuivre a été ajouté sur quelques spires de la DG1 afin d'ajuster le diamètre extérieur.
- Des plaques de cuivre de 3,5 mm d'épaisseur qui ont été intercalées entre les différentes galettes permettant à la fois le refroidissement par conduction de la bobine et le passage des fils de mesures dans des gorges usinées pour limiter la surépaisseur générée.
- Des feuilles d'isolant G10 de 200 μm d'épaisseur pour isoler les éléments les uns des autres.

L'ensemble des éléments de la bobine après bobinage est présenté sur la [Figure 5-2 \(a\)](#), [\(b\)](#) et [\(c\)](#). La [Figure 5-2 \(d\)](#) et [\(e\)](#) montre quant à elle l'assemblage de la bobine et la bobine finale.

V.3.2 La fabrication

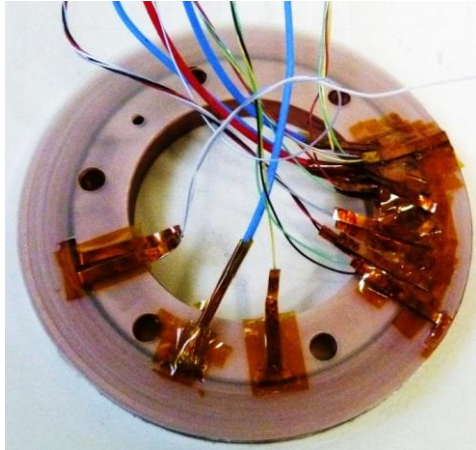
La réalisation de cette première bobine a permis de valider les différentes étapes de fabrication et a mis en évidence certains points très délicats pouvant amener à une détérioration du bobinage.

Par soucis de clarté, le détail de la fabrication de la GS2 et de la DG2 (dont les photos sont disponibles sur la [Figure 5-2](#)) est présenté en [ANNEXE 5](#) car elle n'apporte rien aux propos de ce chapitre. Les éléments ont été réalisés sur une bobineuse à axe horizontal (photos en [ANNEXE 5](#)) avec deux électrofreins permettant le maintien de la tension de bobinage fixée à environ 5 MPa.

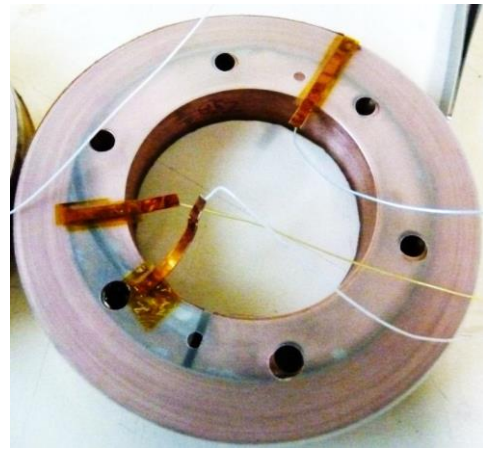
La première étape du bobinage des galettes simples est la soudure des 3 rubans sur le mandrin de cuivre. Cette étape est délicate car il faut la réaliser le plus rapidement possible tout en s'assurant de ne pas dépasser la température de 220 °C. Cette température permet de conserver une marge en cas de problème et ainsi d'éviter toute dégradation des conducteurs. Des gorges ont été prévues pour bloquer le conducteur et pourvoir le tendre durant la soudure. Il s'est avéré que ce système n'était pas adapté au bobinage à axe horizontal et il sera modifié sur le second prototype. Une des difficultés du bobinage des galettes simples a été de maintenir une tension équilibrée entre les deux rubans supraconducteurs (fixés sur le même frein). La fin du bobinage a aussi été délicate car il faut préparer les conducteurs pour la réalisation de la jonction extérieure avant de coller les dernières spires pour le maintien de la tension de bobinage avant la réalisation de la jonction. Les rubans ont été collés ensemble sur environ 1,5 spires (pour avoir un collage des rubans de supra sur eux même à travers le cuivre) avec de la colle silicone. Les deux rubans supérieurs ont été coupés avant la spire étamée pour permettre la réalisation de la jonction extérieure en face à face avec le ruban intérieur (le ruban restant sur la dernière spire est visible sur la [Figure 5-2 \(d\)](#)). Trois prises de potentiel ont été introduites afin de visualiser les tensions entre le mandrin, la fin de la spire soudée et la tension globale de la partie supraconductrice de la galette simple.

La première étape de la réalisation des doubles galettes est le dédoubleage des rubans. Cette étape nécessite une attention particulière afin de ne pas endommager le ruban de supraconducteur qui est très fragile. La seconde étape a été la mise en place du passage central d'une galette à l'autre. Cette étape est très délicate et une détérioration (pliage) du ruban supraconducteur au milieu a été faite lors du bobinage de la première double galette ([Figure 5-3](#)). Une fois ce passage mis en place, le premier élément bobiné a été la galette non instrumentée car son instrumentation est limitée à une prise de potentiel avant la spire soudée pour la jonction extérieure et une au niveau du passage central. De même que pour les galettes simples, les rubans sont collés sur l'avant dernière spire pour pouvoir avoir un maintien de l'ensemble avant la réalisation de la jonction extérieure. Le ruban de cuivre a été coupé avant la spire étamée pour permettre la réalisation de la jonction extérieure. Le

bobinage de la galette instrumentée a ensuite été réalisé. Il nécessite plus de temps du fait des nombreuses prises de potentiel (15) pour étudier la propagation de quench sur l'ensemble de la galette qui sont soudées sur le côté Hastelloy du ruban supraconducteur. La chaufferette est intégrée entre la première et la seconde spire de la galette.



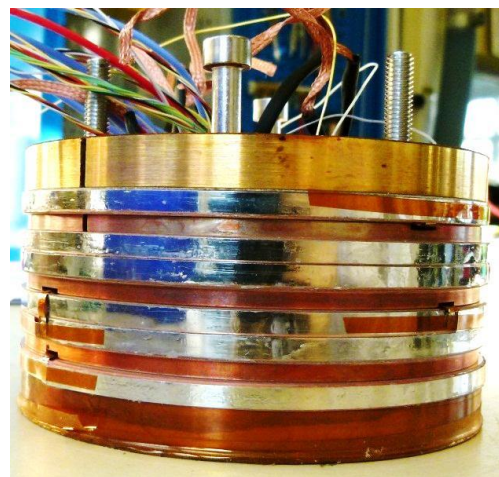
a- DG et isolant G10 inter galette



b- GS isolant G10 inter galette



c- Plaque de cuivre de refroidissement



d- Bobine avant les jonctions extérieures



e- Bobine finale avec les jonctions

Figure 5-2 : Eléments de la bobine HTS1

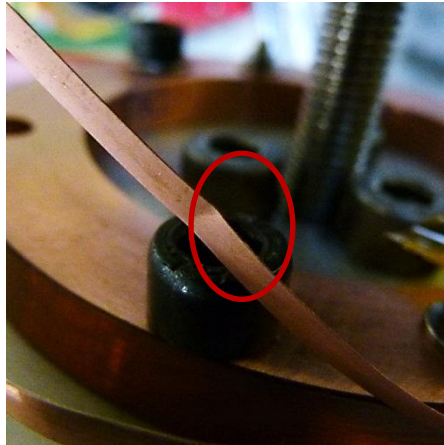


Figure 5-3 : Endommagement du conducteur durant le bobinage

V.4 Le prototype HTS2

V.4.1 Les Objectifs

La fabrication et les essais du premier prototype ont permis de mettre en évidence les éléments délicats du bobinage, les éléments problématiques de la conception et les améliorations à apporter. Le second prototype tient compte de l'expérience du premier prototype afin d'améliorer les points critiques. Les performances sous haut champ et fort courant ont été démontrées malgré une tenue mécanique trop faible et une rupture progressive du premier prototype au niveau des jonctions. Le second prototype sera dédié à l'étude de la propagation de quench dont les résultats manquent. L'idée est donc ici de réaliser un prototype plus petit avec un bobinage fonctionnant loin de la limite mécanique. Les principales modifications apportées au prototype HTS2 sont détaillées dans le [Tableau 5-1](#) ainsi que le problème corrigé correspondant.

V.4.2 La Conception



Figure 5-4 : Schéma du prototype HTS2

La conception globale de la bobine HTS2 est similaire à la première bobine (schéma sur la [Figure 5-4](#)). Compte tenu des difficultés du passage de tous les fils d'instrumentation dans le trou central, il a été choisi de ne réaliser qu'une double galette avec une galette instrumentée et une galette non instrumentée. Ce choix a permis de pouvoir dédoubler les fils de mesures par tant d'une patte de cuivre afin de torsader les fils par paire depuis le bobinage jusqu'à la sortie du cryostat et ainsi réduire le bruit des signaux. Les galettes simples comportent deux rubans SCS4050-AP face à face comme le premier prototype et un ruban de cuivre de 150 μm d'épaisseur est co-bobiné afin de stabiliser les supraconducteurs. Le principe de l'isolation entre les spires reste le même : un ruban de Mylar® de 30 μm d'épaisseur (19 μm de Mylar + 11 μm de colle) est collé sur une face du ruban de cuivre. Les différents éléments ainsi que la bobine finale sont présentés sur la [Figure 5-5](#). Les caractéristiques des différentes galettes sont récapitulées dans le [Tableau 5-2](#). La galette instrumentée comporte 22 prises de potentiel. La bobine

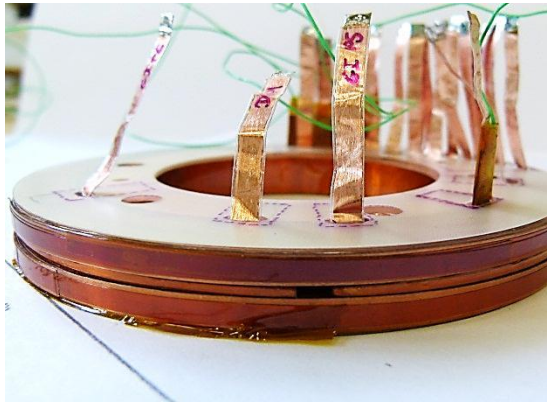
fait 151 spires et le diamètre final de la bobine avec les jonctions est légèrement supérieur à 110 mm.

Problèmes à corriger	Actions correctrices
Isolation chaufferette	Ajout d'une couche supplémentaire de Mylar® entourant complètement la chaufferette (au lieu d'une couche de chaque côté) et maintien des 3 couches de Kapton® du côté intérieur de la chaufferette.
Isolation prises de potentiel	<ul style="list-style-type: none"> - Utilisation de ruban de 4mm de largeur et 50µm d'épaisseur de cuivre isolé complètement par un ruban de 12 mm de largeur de Mylar® (2 épaisseurs d'un côté). Isolant retiré localement pour les soudures. - Ajout d'une gaine thermique au niveau de la soudure du fil sur la patte de cuivre.
Ecrasement des fils dans les gorges des plaques de cuivre	<ul style="list-style-type: none"> - Passage de l'épaisseur des plaques de 4 mm à 4,5mm d'épaisseur → passage des gorges de 2 mm à 2,8 mm de profondeur - Une seule galette instrumentée
Risque de court-circuit au niveau des jonctions	<ul style="list-style-type: none"> - Ajout d'une plaque de 1,5 mm d'épaisseur pour séparer les deux galettes des doubles galettes. - Passage d'une épaisseur de 4 mm à 4,5 mm entre les éléments.
Surveillance de la température	<ul style="list-style-type: none"> - Collage d'une sonde de température par plaque de refroidissement dans une gorge dédiée. - Ajout d'une sonde de température collée sur l'échangeur et d'une chaufferette permettant la régulation thermique au plus proche de la bobine.
Déformation du tube d'amenée de l'hélium dans l'échangeur	<ul style="list-style-type: none"> - Remise du tube en état et renfort par un cylindre en G10
Tenue mécanique	<ul style="list-style-type: none"> - Jonctions réalisées sans coupure des rubans (soudure des 3 ou 4 rubans les uns sur les autres au niveau des jonctions) - Ajout de 10 couches de fibre de verre imprégnée à l'extérieur de la bobine.
Problème de bruit et de boucle de masse dans l'instrumentation	<ul style="list-style-type: none"> - Révision de la station de test avec utilisation de boîtiers et de câblages blindés depuis la sortie du cryostat jusqu'aux instruments. - Fils de mesure torsadés par paire depuis l'intérieur de la bobine jusqu'aux instruments (2 à 3 fils par patte de cuivre)
Problème du contrôle commande	<ul style="list-style-type: none"> - Révision du programme Labview et ajout de contrôles pour la détection/protection.

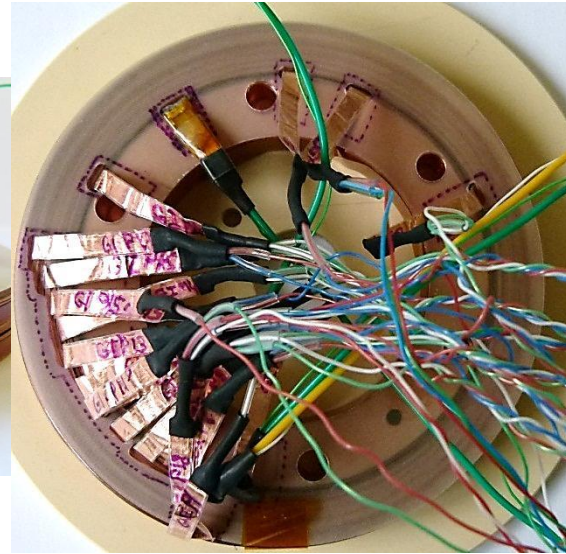
Tableau 5-1 : Modifications et problèmes corrigés pour le prototype HTS2

Galette	Longueur de conducteur SCS4050-AP [m]	Nombre de spires	Stabilisation ajoutée
GS1	2x10,2	33	150 µm de Cuivre
GS2	2x10,1	33	150 µm de Cuivre
DG-GNI	13,2	43,5	150 µm de Cuivre
DG-GI	12,8	41,5	150 µm de Cuivre

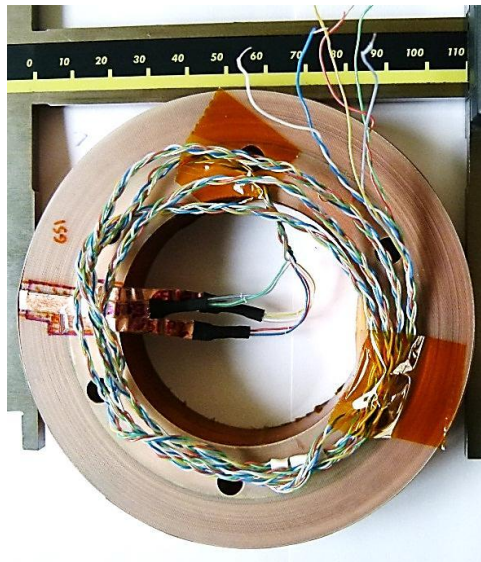
Tableau 5-2 : Caractéristiques des galettes du prototype HTS2



a- Double galette



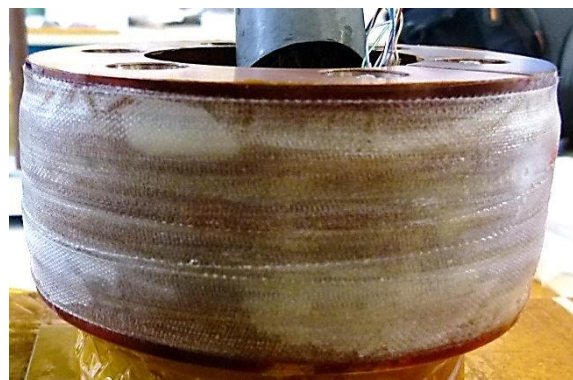
b- Double galette avec les fils



c- Galette simple



d- Bobine avec les jonctions



e- Bobine avec le renfort imprégné fibre de verre



f- Bobine finale sur le porte échantillon du LNCMI

Figure 5-5 : Eléments du prototype HTS2 et bobine finale

V.4.3 La Fabrication

Tout comme la première bobine, les détails de la fabrication d'une galette simple et de la double galette sont illustrées en [ANNEXE 5](#).

La tension de bobinage a été augmentée de manière à avoir une précontrainte supérieure à celle du prototype HTS1. Elle a été fixée à 12 MPa. Seuls les éléments pouvant entraîner des dommages locaux ou une perturbation du signal lors des essais sont notés ici.

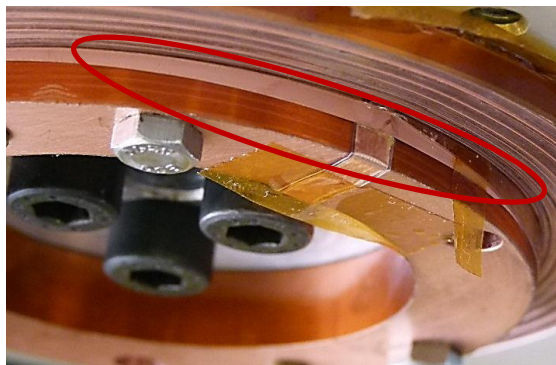
Afin de maintenir la tension de bobinage sans coller une spire entière, ce qui dégrade nettement la stabilisation de la spire concernée, trois ou quatre points de colle par spires ont été faits toutes les 5 spires et sur les 3 dernières spires des galettes. Cela permet un maintien régulier et évite de fragiliser une spire entière du point de vue de la protection. Des essais ont montré que le point de colle ne tient pas après le chauffage et la mise en froid mais permet de maintenir le bobinage en place avant la réalisation des jonctions.

Le bobinage des galettes simples a été fait de la même manière que pour la première bobine. Le maintien des rubans avant et lors de la soudure sur le mandrin de cuivre a été fait à l'aide d'un système de deux vis et non d'une gorge. La soudure est réalisée en plaçant l'ensemble du mandrin de cuivre à une température de 210 °C. L'opération dure environ 18 minutes. Le système de maintien de la tension entre les deux rubans supraconducteurs a été amélioré par l'ajout d'un ressort de couplage ([ANNEXE 5](#)).

La conception de la double galette a été modifiée afin de réduire les risques de court-circuit entre les deux éléments. La quantité de stabilisant ajoutée dans la double galette est la même que celle dans les galettes simples (150 μm). L'isolant de type Mylar[®] (19 μm + 11 μm de colle) est collé sur la face du ruban de stabilisant qui n'est pas en contact avec le ruban supraconducteur. Une plaque de cuivre de 1,5 μm d'épaisseur isolée de chaque côté par une feuille de G10 de 200 μm d'épaisseur a été ajoutée entre les deux galettes. Cette nouvelle étape a posé un problème au niveau du passage central lors de la

mise en place de la plaque (Figure 5-6 (a)) : le ruban de stabilisation a été localement poussé sous la galette non instrumentée déjà bobinée. Du cuivre a été localement ajouté pour stabiliser le supraconducteur et refaire l'isolation. Suite aux problèmes d'isolation de la chaufferette rencontrés sur le premier prototype, la chaufferette a été isolée entièrement par une couche de Mylar[®] avec 50 % de recouvrement du côté intérieur (en contact avec l'isolant de la spire précédente). Afin de limiter la dissipation thermique du côté non souhaité, trois couches de Kapton[®] ont été ajoutées de ce côté. Cependant un problème d'isolation est apparu au moment du pliage des pattes d'inox d'alimentation de la chaufferette, juste avant l'assemblage. La chaufferette fait en effet une spire complète à 5mm près et le supraconducteur passe donc entre les deux extrémités en étant légèrement plié. Cela a entraîné une déchirure localisée de la couche de Mylar[®] sur l'extrémité de la chaufferette. Le problème a été corrigé en intercalant une petite feuille de Kapton comme cela est visible sur la Figure 5-6 (b). Ces deux problèmes rencontrés lors du bobinage peuvent avoir des conséquences sur les résultats des essais. L'instrumentation fine de la galette permet la surveillance des signaux au plus proche de ces deux points critiques.

Les jonctions extérieures ont aussi été modifiées afin de ne pas avoir à couper et coller les rubans superflus. Les jonctions sont réalisées comme celles du premier prototype, mais les rubans superflus sont soudés sur le ruban de 12 mm de manière à obtenir la configuration visible sur la Figure 5-5 (d), et schématisé sur la Figure 5-7.



(a) - Décalage du cuivre de stabilisation sous la GNI déjà bobinée



(b) - Insertion d'une feuille de Kapton pour corriger la déchirure de l'isolant de la chaufferette.

Figure 5-6 : les deux problèmes lors du bobinage du prototype HTS2

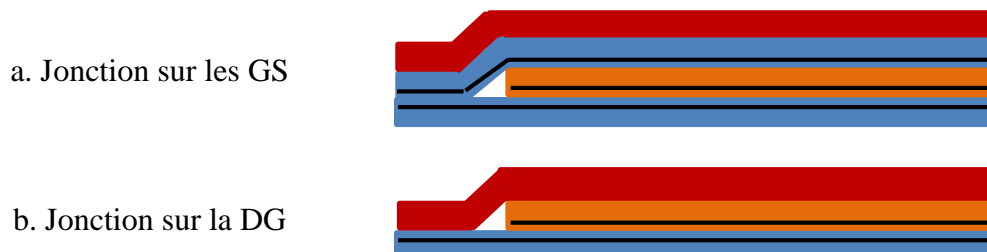


Figure 5-7 : configuration des nouvelles jonctions : en bleu les rubans SCS4050-AP, en orange la jonctions SCS12050-AP et en rouge le ruban de cuivre. Les traits noirs correspondent à la couche supraconductrice.

V.5 La caractérisation des aimants prototypes

VI.1.1 Les essais du prototype HTS1

V.5.1.1 Configuration

Les essais du premier prototype ont été réalisés sur la station du LNCMI dans sa première version (les amplificateurs, le câblage et le programme de contrôle commande ont ensuite été revus pour donner la seconde version détaillée dans le paragraphe V.2) . Les essais avaient une durée fixée à l'avance afin d'éviter toute détérioration par effet Joule en cas de transition. Les essais consistent en une montée rapide du courant, un plateau à la valeur nominale et une descente rapide du courant. Les simulations réalisées préalablement aux tests ont montré que la durée après l'initiation de la transition au courant nominal (200 A) devait être inférieure à 400 ms. La variation de courant était donc de 400 A/s, permettant une montée et une descente du courant en 500 ms. Plusieurs durées de plateau ont été étudiées et une durée minimale de 1,5 s a été programmée pour permettre l'étude de la propagation après la stabilisation des signaux. Dans le cas d'un plateau d'une durée plus courte, les tensions ne sont pas stabilisées (décroissance exponentielle après la fin de la variation de courant). L'impulsion de courant dans la chaufferette a été programmée 300ms avant la redescente du courant pour éviter tout risque d'endommagement de la bobine. Chaque galette ainsi que les demi-bobines sont surveillées et la comparaison entre les deux demi-bobines (principe de la Figure 1-35) sert à la détection d'une transition.

V.5.1.2 Résultats

Les résultats obtenus avec ce premier prototype n'ont pas été ceux escomptés. Le fonctionnement au nominal, à savoir 200 A sous 18 T a été démontré à plusieurs reprises. La Figure 5-8 présente un exemple des signaux obtenus lors d'un essai à 200 A.

Le courant a été mesuré à l'aide d'une pince ampère-métrique placée à l'entrée du cryostat. Le champ magnétique auquel la pince ampère-métrique a été soumise durant les essais a faussé la mesure du courant circulant dans la bobine. La valeur mesurée était de l'ordre de 175 A mais le courant réel dans la bobine déterminé à partir du courant circulant dans la résistance de protection placée en parallèle était de 192 A.

Le bruit sur les signaux était très important (de l'ordre de 40 mV sur la bobine, 10mV sur les galettes et sur quelques spires). Les signaux n'ont pas permis de déterminer avec précision la résistance des jonctions même sans champ magnétique. Le bruit était de l'ordre de 1 mV à 2 mV et les résistances mesurées sous 50 A donnent des valeurs inférieures à 500 nΩ. L'extrapolation de la pré-étude sur les jonctions donne des estimations de l'ordre de 10 nΩ. De telles valeurs ne sont pas mesurables sur ce prototype. Néanmoins des résistances inférieures à 500 nΩ sont compatibles avec nos essais.

Les courbes montrent une décroissance qui semble être exponentielle après les variations de courant. Cette décroissance est inattendue et peut provenir d'un couplage entre le bobinage et les mandrins ou encore de courants induits dans le bobinage. Ces

hypothèses n'ont cependant pas pu être vérifiées. Cette décroissance est visible avec et sans induction magnétique. Des essais à plus haute température n'ont pas pu être faits sur ce prototype mais l'augmentation de température n'a pas modifié cette décroissance sur d'autres bobines (les doubles galettes du CRETA dont il sera question dans la discussion).

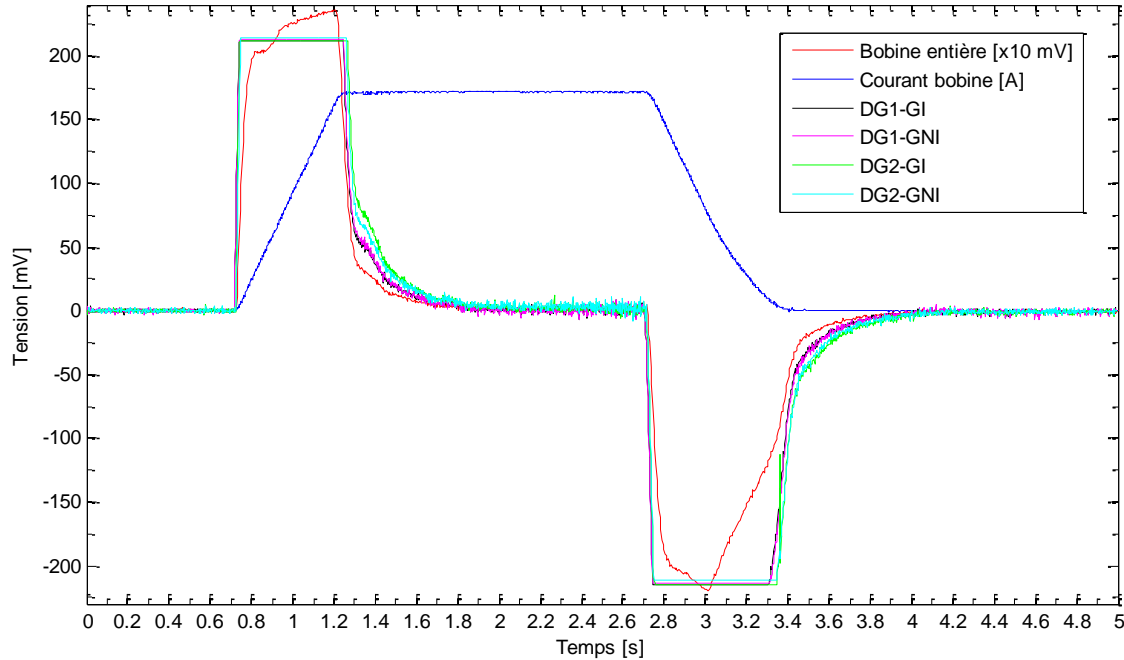


Figure 5-8 : Exemple d'essai prototype HTS1

Une dégradation progressive de la bobine a eu lieu durant les essais à 18 T sous 190 A. Aucun signe visible sur les tensions n'a permis l'anticipation de la destruction de la bobine sur le plateau précédent le dépôt de puissance. Une fatigue mécanique au niveau de la jonction haute est certainement à l'origine de la rupture mais il est difficile de pouvoir l'affirmer. Le lien existant entre la thermique et la mécanique ne permet pas de dissocier les deux phénomènes dans le cas d'un endommagement comme celui-là. La décharge de la bobine a eu lieu au niveau de la jonction haute comme le montre la [Figure 5-9](#). L'origine sur la partie haute de la bobine est confirmée par les signaux enregistrés et présentés sur la même figure.

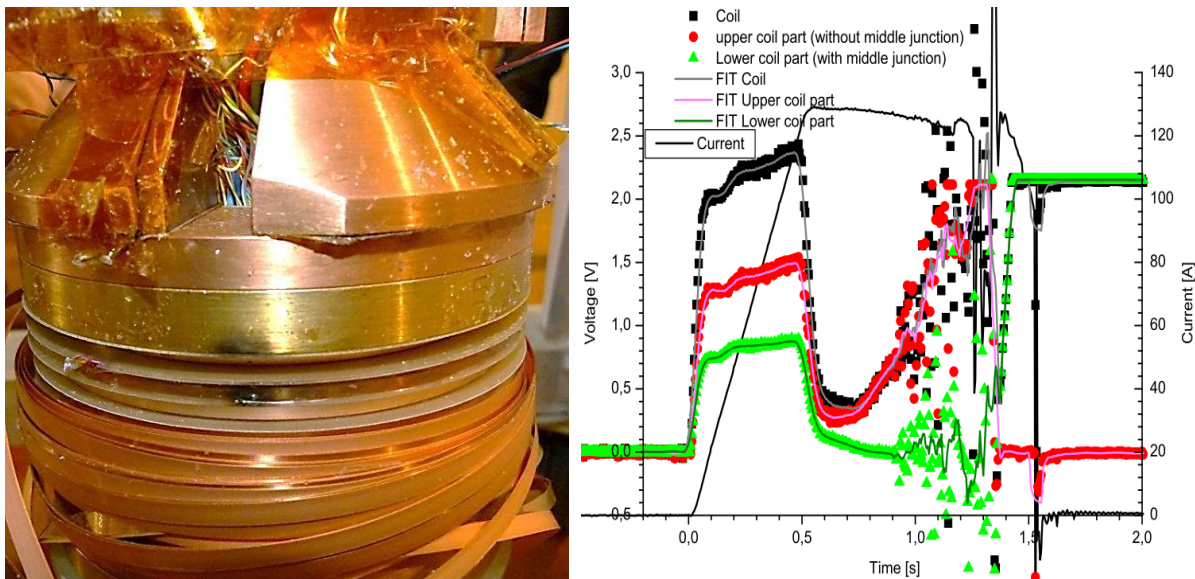


Figure 5-9 : Visualisation de l'emplacement de l'arc électrique à la rupture de la bobine et signaux correspondant à l'essai.

Ce prototype a montré la nécessité de renforcer mécaniquement la bobine au niveau des jonctions même si les conducteurs peuvent reprendre les efforts en traction. La délamination localisée des conducteurs au niveau des jonctions a aussi été visualisée lors du démontage de la bobine. L'augmentation de la tension lors du problème aurait dû être détectée avant la rupture (environ 400 mV en 300 ms) et cela montre la nécessité de revoir le programme de détection de quench développé au LNCMI pour cette étude.

VI.1.2 Les essais du prototype HTS2

V.5.1.3 Configuration

Le temps disponible entre les essais des deux bobines a permis aux équipes du LNCMI et du CRETA d'améliorer la station de test. Les essais sur le second prototype ont été réalisés sur la nouvelle version de la station où l'instrumentation a été revue pour réduire au maximum le bruit des signaux. Tout comme le premier prototype, la durée des essais a été fixée à l'avance pour permettre l'arrêt automatique des essais avant toute détérioration due à une transition résistive en cas d'absence de détection. Afin de ne pas avoir de problème de tenue mécanique de la bobine, ce prototype a été dimensionné pour fonctionner à 200 A sous 14 T à 4,2 K refroidi en conduction pour les essais de quench. Un fonctionnement à plus fort courant est possible, mais réduit les marges électriques et mécaniques.

V.5.1.4 Résultats

Les premiers essais ont permis l'ajustement de l'ensemble des aspects contrôle et enregistrement ainsi que la vérification de la chaufferette sans courant dans la bobine. Une série d'essais a ensuite permis l'ajustement de la rampe de courant et la vérification du fonctionnement de la bobine jusqu'à 120 A dont les principaux signaux sont visibles sur la [Figure 5-10](#).

Un problème sur la jonction supérieure est visible sur le signal correspondant à la moitié haute de la bobine. La résistance sur la moitié haute de la bobine est de l'ordre de $140\ \mu\Omega$ et celle sur la moitié basse de l'ordre de $13\ \mu\Omega$. Ces valeurs sont déterminées juste avant la descente du courant et il semble que les tensions ne soient pas complètement stabilisées à ce niveau-là. La mesure directe de chacune des jonctions donne une résistance de l'ordre de $125\ \mu\Omega$ pour la jonction haute et $370\ \text{n}\Omega$ sur la jonction basse. Le bruit nettement réduit par rapport au premier prototype est de l'ordre de $400\ \mu\text{V}$ sur la jonction haute utilisant un gain 100 et $26\ \mu\text{V}$ sur la jonction basse utilisant un gain 1000. Le bruit est aussi de l'ordre de $400\ \mu\text{V}$ pour les galettes utilisant un gain 100 et de l'ordre de $900\ \mu\text{V}$ sur les demi-bobines utilisant un gain de 10.

Si les essais sans champ magnétique à $4,2\ \text{K}$ n'ont pas posé de problème particulier (jusqu'aux $120\ \text{A}$ des essais), il n'a pas été possible de réaliser des essais sous induction magnétique. Lors de l'application d'une induction magnétique supérieure à $0,1\ \text{T}$, un contact à la masse apparaît en même temps qu'une forte résistance dans le circuit de la bobine (entre la borne + et la borne – à la sortie du cryostat). Le courant ne circule alors plus dans le circuit de la bobine (à quelques ampères près) mais dans la résistance de protection et la tension maximale de l'alimentation (fixée à $5\ \text{V}$ ou $10\ \text{V}$) est atteinte. L'origine du problème n'a pas été déterminée à ce jour et une station expérimentale pour tester la bobine à l'azote liquide est en cours de réalisation au CEA. Dans un premier temps le fonctionnement de la bobine sera vérifié à $77\ \text{K}$ en champ propre. Son courant critique sera mesuré afin d'estimer un éventuel endommagement. Selon les résultats la bobine pourra être entièrement démontée et réparée ou bien seule la jonction présentant une forte résistance sera refaite. Après la réparation une nouvelle vérification sera faite à $77\ \text{K}$ avant de refaire des essais au LNCMI sous une température plus faible et si possible sous champ magnétique.

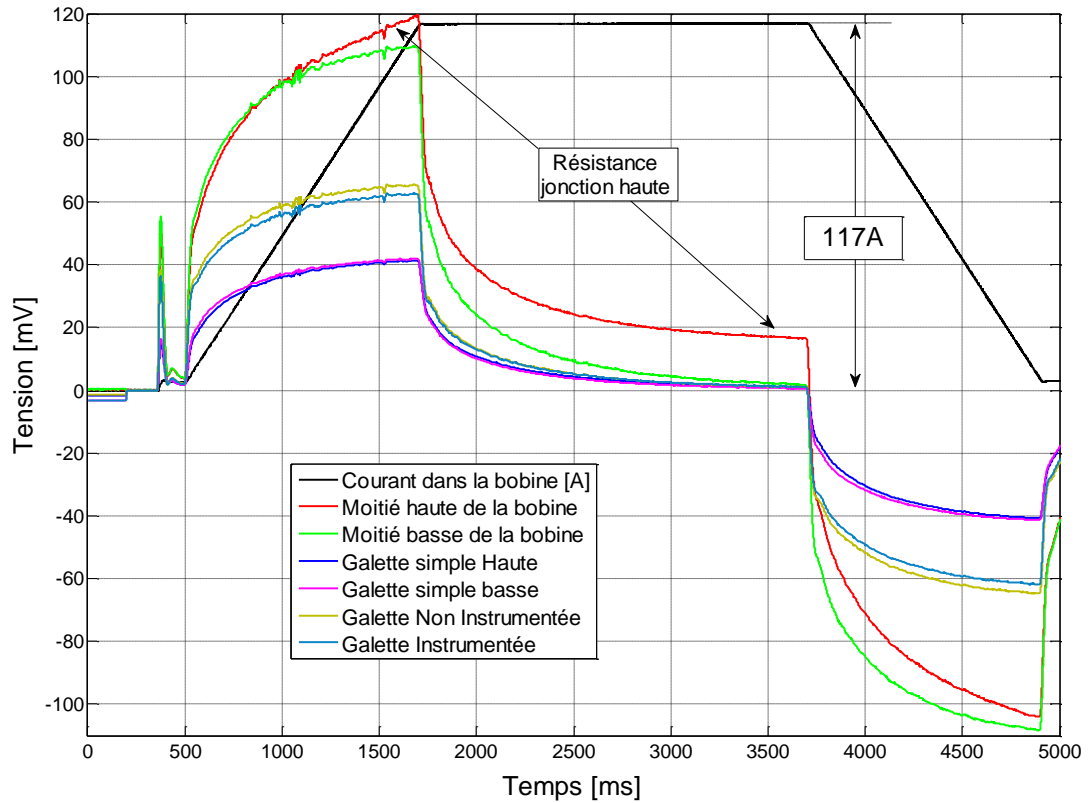


Figure 5-10 : Essai sans champ extérieur : 4,2 K (conduction) et 117 A

V.6 Les résultats de propagation de quench dans les prototypes

Les deux prototypes développés dans cette étude n'ont pas permis d'atteindre les objectifs fixés pour l'étude de la propagation de quench et de la protection. Les temps disponibles sur le site M8 n'ont pas non plus permis de prolonger l'étude de propagation sur le second prototype sans champ magnétique avant de le sortir du cryostat. Néanmoins la régulation de la température jusqu'à 30 K a été vérifiée et des tests de propagation semblent possibles au moins sans champ magnétique. L'augmentation de la température peut permettre de réduire les marges de fonctionnement dans le cas d'essais de quench sans champ magnétique extérieur.

Chapitre 6 : Discussion

VI.1 Adaptation de l'outil de simulation aux essais de bobines

VI.1.1 Précision des simulations et incertitudes de mesure

Le modèle numérique a été développé pour permettre d'estimer le comportement d'un bobinage SHTC lors d'une transition résistive. Le modèle électrique choisi, tout comme les hypothèses simplificatrices utilisées, sont des choix influençant la précision des simulations. Le [Chapitre 5](#) a détaillé la réalisation et les essais de deux prototypes permettant l'étude expérimentale des quenches. La dégradation mécanique prématurée des bobines n'a pas permis les mesures de propagation de quench. Une étude complémentaire a donc été menée conjointement avec l'institut Néel et le LNCMI. Elle a été réalisée en utilisant une double galette fabriquée par l'équipe de l'institut Néel et testée au LNCMI. Cette étude a permis d'estimer la propagation de la transition.

VI.1.1.1 Conception de la double galette

La double galette a été fabriquée à partir d'un ruban SCS4050-AP (même géométrie que le ruban SCS4050) isolé ayant un courant critique de 100 A à 77 K en champ propre. La double galette comporte 26 m de conducteur, et une des galettes a été instrumentée pour étudier la propagation du quench. Le quench est déclenché par une impulsion dans une chaufferette en inox 316L de 2 mm de largeur et 70 μm d'épaisseur. Cette chaufferette correspond à 1 spire co-bobinée avec le ruban supraconducteur au milieu de la galette. La chaufferette est collée sur un ruban d'époxy de 100 μm d'épaisseur et 4 mm de largeur permettant de réduire le transfert thermique de l'autre côté de la chaufferette. Nous verrons que cette précaution ne fait que retarder le transfert partiel de l'énergie à la spire en contact avec l'époxy. Le supraconducteur est vendu isolé avec du Kapton faisant 40 μm d'épaisseur (30 μm de Kapton + 10 μm de colle), et présentant un recouvrement de 50 %. L'épaisseur totale d'isolant entre deux spires est donc comprise entre 120 μm et 160 μm (en tenant compte de la colle). Une photo de la double galette montée sur son support est présentée sur la [Figure 6-1](#).

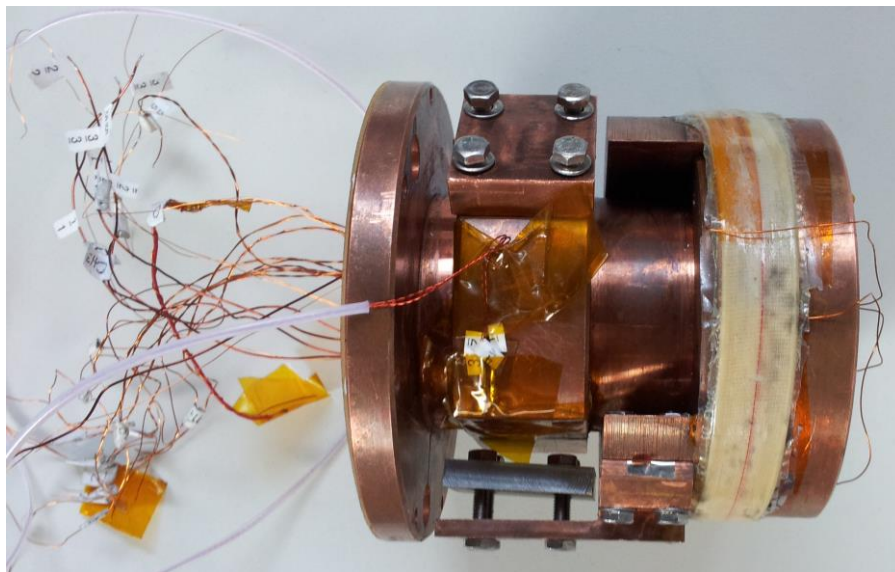


Figure 6-1 : Photo de la double galette de l'institut Néel sur son support

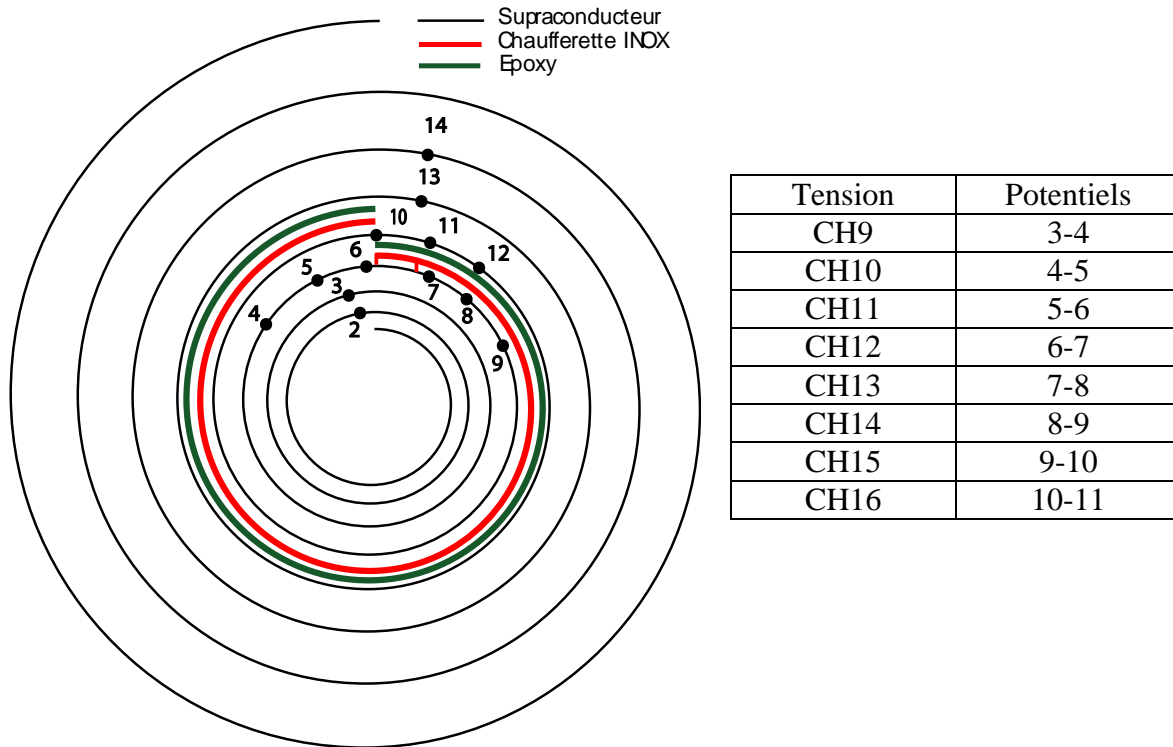


Figure 6-2 : Configuration des prises de potentiel et correspondance des tensions. Le ruban noir correspond au ruban supraconducteur, le ruban rouge au ruban d'inox 316L de la chaufferette et le ruban vert au ruban d'isolant Epoxy.

VI.1.1.2 Station d'essais et configuration des tests

La double galette a été testée sur la seconde version de la station du LNCMI (décrite dans le paragraphe V.2). Elle a été testée à 4,2 K et sous forte induction magnétique (17 T). Un courant compris entre 100 A et 200 A circulait dans la double galette. La protection est réalisée par la mise en parallèle d'une résistance de 0,705 Ω permettant la décharge de l'énergie en cas de quench. L'inductance de la double galette est estimée à 0,6 mH. Cette résistance est branchée en permanence, et une faible proportion du courant de l'alimentation circule donc dedans durant les essais.

VI.1.1.3 Résultats expérimentaux

L'exemple d'un essai à 4,2 K, 17 T et 194 A (200 A au total mais 6 A circulent dans la résistance en parallèle) est présenté sur la Figure 6-3. Cet essai représentatif sera comparé aux simulations au paragraphe VI.1.1.5. Sur la Figure 6-3, les tensions CH10 à CH14 sont celles représentées sur les schémas de la double galette (Figure 6-2) et du modèle (Figure 6-4). Les tensions CH9 et CH15 correspondent à la fin des spires précédant et suivant celle chauffée. L'absence de signal sur ces deux prises de tension permet d'exclure toute propagation transversale (ce qui était prévisible compte tenu de l'épaisseur de l'isolant). La tension CH16 est la symétrique de la tension CH12 de l'autre côté de la chaufferette. Elle met en évidence la dissipation partielle de l'énergie sur l'autre spire adjacente à la chaufferette. Enfin la « Voie de surveillance » correspond à la tension composée sur laquelle est basée la protection. Les tensions des deux galettes sont

pondérées et soustraites (pour annuler les effets inductifs) pour composer cette voie de surveillance. L'apparition d'une tension sur cette voie représente l'apparition d'une partie résistive sur l'une ou l'autre des galettes. Cela traduit donc un possible quench. Dans l'exemple de la [Figure 6-3](#), la protection est activée (coupure de l'alimentation et décharge dans la résistance en parallèle) quand ce signal dépasse 200 mV pendant 20 ms. Ce critère permet normalement de limiter l'échauffement de la partie chauffée à 150 K-200 K. Un point important concernant les essais sur cette double galette est que la propagation résistive est très lente, et il n'est donc pas possible de mesurer une réelle vitesse de propagation sans prendre un risque important sur l'échantillon. L'expérience permet de dire que la vitesse de propagation est inférieure à 80 mm/s. Pour cette raison, la comparaison avec les simulations se fera sur les signaux de tension.

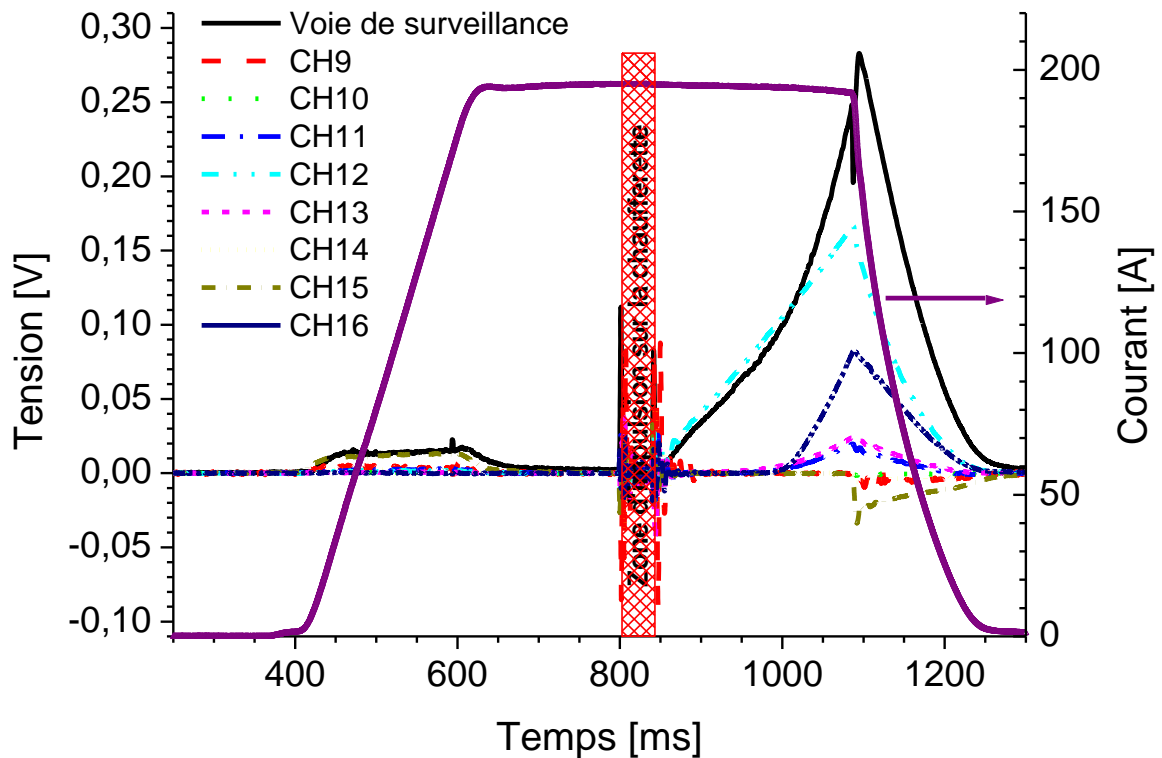


Figure 6-3 : Mesures de quench sur la double galette du CRETA

VI.1.1.4 Modélisation numérique

Maintenant que le contexte expérimental a été mis en place, les aspects numériques et les hypothèses utilisées vont être détaillés. Le cas d'une propagation longitudinale sur un conducteur simple sans chaufferette et sans isolant a été considéré dans un premier temps. Les résultats ont montré que, bien qu'il n'y ait pas de propagation transversale, il est tout de même nécessaire de tenir compte des éléments directement en contact avec le ruban supraconducteur (chaufferette en inox 316L et isolant Kapton). Le modèle utilisé dans l'étude numérique est résumé par le schéma de la [Figure 6-4](#). On peut voir sur ce modèle que la réalité est toujours simplifiée en considérant la propagation longitudinale (ce qui est justifié par l'importance de l'isolant entre les spires). Ce modèle s'affranchit aussi du ruban

d'époxy et de l'autre spire en contact avec le ruban d'inox 316L. Une estimation rapide de l'effusivité (qui quantifie le flux de chaleur dans le matériau en contact avec un autre matériau ayant une température différente) de l'époxy et du Kapton (donnée par la formule 6-1) montre que l'effusivité de l'époxy est légèrement supérieure à celle du Kapton en dessous de 70 K (21,7 contre $18,7 \frac{kJ}{m^2.K.s^{\frac{1}{2}}}$ à 40 K, et 40,7 contre $38,5 \frac{kJ}{m^2.K.s^{\frac{1}{2}}}$ à 60 K), et nettement supérieure au-dessus de 100 K ($166,8$ contre $114,3 \frac{kJ}{m^2.K.s^{\frac{1}{2}}}$ à 150 K et $288,8$ contre $167,3 \frac{kJ}{m^2.K.s^{\frac{1}{2}}}$ à 250 K). Cela traduit donc le fait que les flux de chaleur entre la chaufferette et les deux matériaux sont du même ordre de grandeur en dessous de 70 K et supérieurs dans l'époxy au-delà. Ce dernier point a une influence notable sur l'énergie déposée et justifie qu'elle est nettement plus faible dans le cas des simulations (0,45 J contre 1,6 J). De plus, l'alimentation et la mesure de la tension de la chaufferette se fait via des pattes d'alimentation (1,5 mm de largeur et 10 mm de longueur). L'énergie déposée (ici 1,6 J) comprend aussi une certaine dissipation dans ces pattes d'alimentation. Ceci explique en partie la différence entre la simulation et l'expérience.

$$E_{ff} = \sqrt{\lambda * C_v} \quad 6-1$$

Sur le schéma de la Figure 6-4, le ruban en jaune correspond au ruban supraconducteur, les rubans en violet correspondent aux rubans de Kapton et le ruban en rose à la chaufferette en inox 316 (les propriétés de l'inox 316L n'ayant pas été trouvées actuellement, celles de l'inox 316 obtenues à partir des formules du site du NIST [101] ont été utilisées). La partie rouge correspond au volume du ruban d'inox dissipant la puissance. Le ruban d'inox fait 2 mm de largeur et est placé au milieu de la largeur des rubans (direction perpendiculaire à celle du schéma). Le ruban de supraconducteur a été divisé en différents blocs permettant de calculer les tensions extraites de l'expérience. Les longueurs des blocs utilisées dans la simulation sont indiquées dans le Tableau 6-1, en même temps que celles mesurées sur la double galette. Les blocs B1 et B9 ont été raccourcis dans la simulation car la transition ne se propage pas jusqu'à ces blocs et cela permet donc de réduire significativement la durée des calculs.

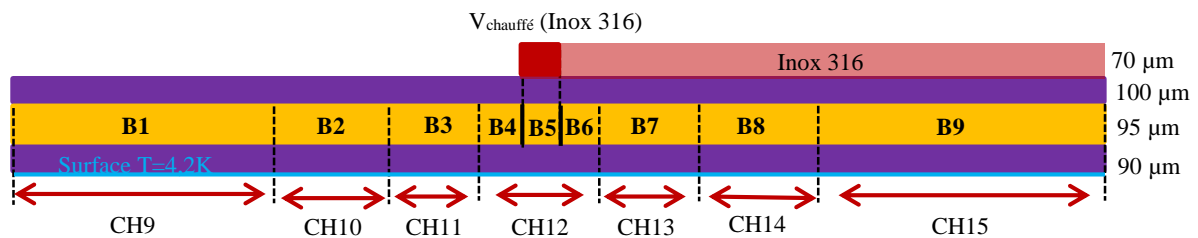


Figure 6-4 : Schéma du modèle de conducteur utilisé pour la simulation de l'essai du LNCMI (largeur du ruban : 4 mm ; largeur $V_{chauffé}$: 2 mm au centre)

Bloc	B1	B2	B3	B4	B5	B6	B7	B8	B9
Longueur Simulation [mm]	45	20	34	5	9	4	18	26	45

Longueur expérimentale [mm]	277	20	34	3	10	2	18	26	223
-----------------------------	-----	----	----	---	----	---	----	----	-----

Tableau 6-1 : Récapitulatif des longueurs des blocs de Figure 6-4.

VI.1.1.5 Comparaison des études numérique et expérimentale

Les Figure 6-5 et Figure 6-6 présentent deux résultats de simulation. Ces résultats sont comparés aux signaux mesurés de la Figure 6-3. La comparaison est réduite aux tensions CH11, CH12 et CH13 puisque la propagation n'atteint pas les autres prises de potentiel. La première simulation correspond au cas adiabatique. Le décalage des simulations traduit une vitesse de propagation de la transition plus grande que dans la réalité. Cela est montré par l'apparition précoce des signaux (comparés aux mesures expérimentales). Cette différence indique que le cas adiabatique n'est pas valide pour cette expérience. En effet la double galette est refroidie activement par conduction, et il est très probable que de l'hélium liquide ait pu pénétrer sous l'isolant.

Les caractéristiques du refroidissement de la double galette lors de l'essai ne sont pas quantifiées. Le modèle a donc été modifié en ajoutant une condition aux limites de température imposée (à 4,2 K) sur la surface inférieure du Kapton (en bleu sur la Figure 6-4). L'ajustement de l'épaisseur de Kapton entre la surface ayant une température imposée et le ruban supraconducteur permet de modifier le refroidissement. Cela influe directement sur les résultats de la simulation en accélérant ou ralentissant la propagation de la transition. L'épaisseur de Kapton est théoriquement comprise entre 60 μm et 80 μm dans la double galette. La valeur choisie de 90 μm permet d'ajuster les simulations sur les résultats expérimentaux. Cet ajustement revient à avoir un refroidissement par convection avec un coefficient d'échange ajustable.

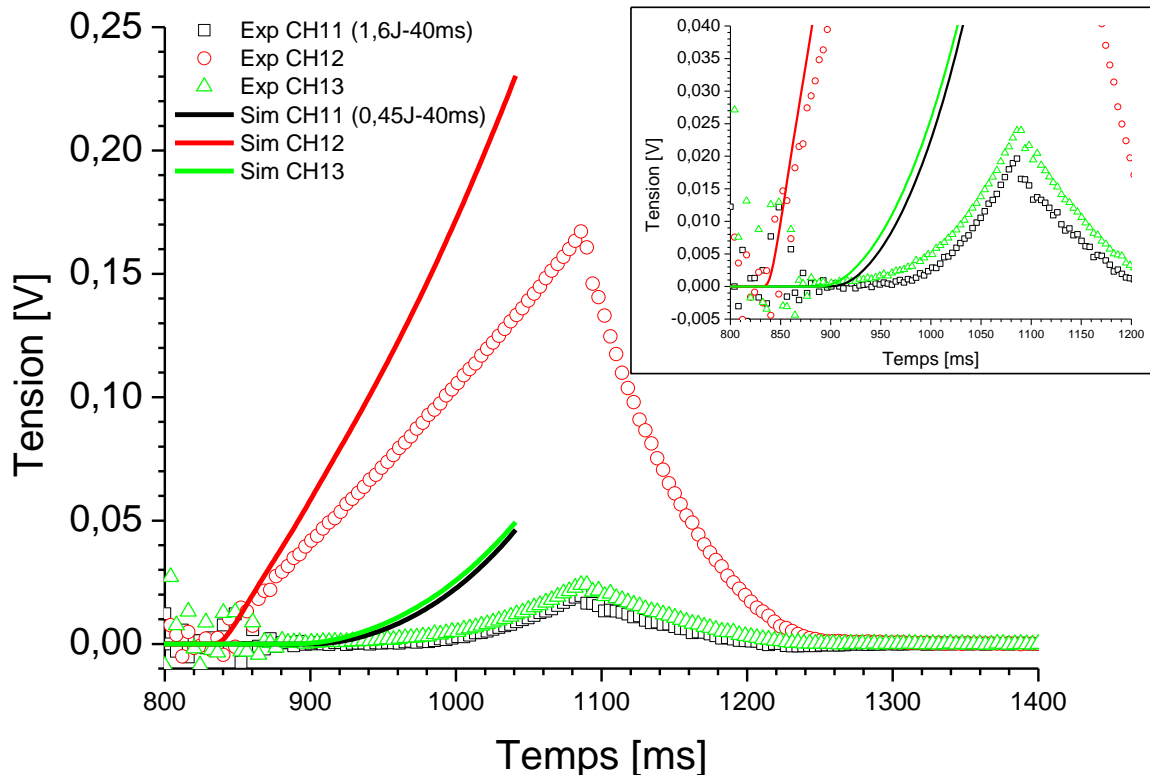
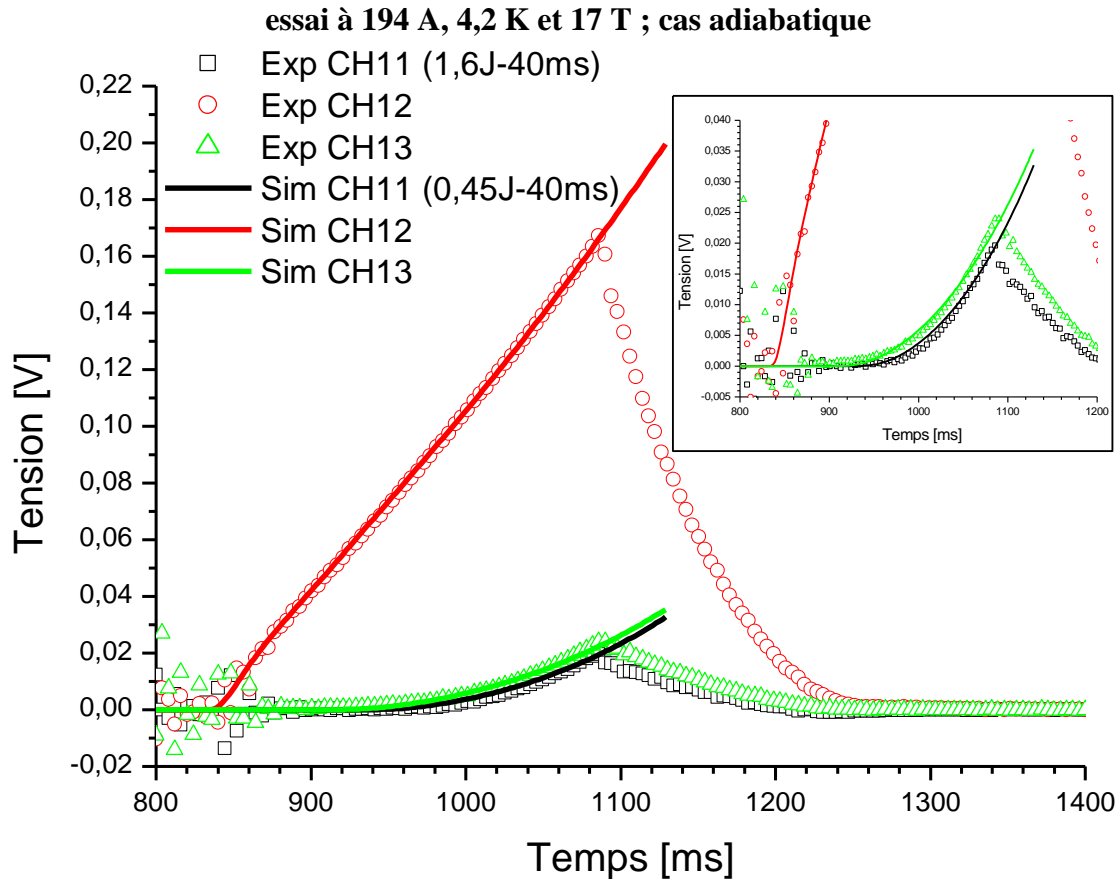


Figure 6-5 : Comparaison entre la simulation et les mesures sur la double galette :



Les Figure 6-5 et Figure 6-6 représentent la comparaison entre le code numérique et les valeurs mesurées expérimentalement. Elles montrent que le code est très précis dans le cas de la double galette. Ces bons résultats sont obtenus après l'ajustement du refroidissement et de l'énergie déposée qui peuvent entraîner des courbes plus ou moins raides (refroidissement), et un décalage lors du déclenchement du quench (énergie déposée). La vitesse de propagation longitudinale déterminée par la simulation est de 78 mm/s. Cette vitesse est compatible avec la vitesse expérimentale estimée inférieure à 80 mm/s. Les choix faits dans cette comparaison sont compatibles avec les incertitudes sur l'expérience. Les ajustements n'ont été faits que sur des légères modifications des paramètres géométriques et non sur les propriétés électriques et thermiques intrinsèques aux différents matériaux.

Le code numérique permet de simuler de manière très satisfaisante le cas d'une transition longitudinale dans un aimant ayant une forte isolation entre les spires.

VI.1.2 Les hypothèses simplificatrices et leurs conséquences

Dans le cas précédent, les hypothèses portant sur le ruban supraconducteur sont validées à l'exception des propriétés transversales qui n'influent pas sur la propagation longitudinale. Le choix du modèle électrique permet une bonne estimation de l'évolution de la tension dans les parties qui transitent. Le choix de modéliser le conducteur par son

courant critique sous une induction parallèle au plan du ruban donne aussi une bonne estimation du comportement de la transition. Cette hypothèse reste valable dans ce cas précis, où l'induction propre de la bobine est très faible comparée à celle produite par l'aimant extérieur. Elle peut cependant introduire une erreur plus importante dans le cas d'une bobine isolée (ou ayant une induction propre proche de celle générée par l'aimant extérieur), ou dans le cas d'un fonctionnement à plus haute température.

L'hypothèse des contacts parfaits entre les couches composant le ruban supraconducteur sont validées pour ce qui est du courant électrique et de la conductivité thermique (considération de résistances en parallèle). Ce point est important puisqu'il permet de réduire considérablement le temps de calcul.

Il reste néanmoins plusieurs hypothèses, sur le bobinage et les conditions de fonctionnement, restant à vérifier. La première est celle des contacts parfaits entre les éléments du bobinage (supraconducteur, stabilisant et isolant). Ce point devrait être étudié par les futurs essais sur le prototype HTS2. Cette hypothèse a une importance dans l'étude de la protection. L'efficacité du transfert thermique transversal dépend en effet de cette propriété, ce qui influe donc sur la capacité d'augmentation du volume dissipant l'énergie lors d'un quench. Le second point porte sur l'induction magnétique constante, le courant constant et le type de refroidissement. La comparaison précédente a bien montré que le refroidissement doit être pris en compte dans le cas d'un aimant refroidi à l'hélium liquide. La considération d'un courant constant est aussi valide, si on ne s'intéresse pas à ce qui se passe après l'enclenchement de la protection : la chute de courant de 1 % (à cause de la hausse de la tension et donc du courant circulant dans la résistance de protection), avant l'enclenchement de la protection, ne semble pas avoir un impact marqué sur la transition dans le cas de l'essai de la double galette.

Enfin la considération d'un ruban supraconducteur ayant un courant critique homogène donne un résultat satisfaisant et ne semble pas perturber significativement un quench déclenché dans la galette. Cet aspect aura certainement une influence plus marquée si l'on considère un quench non programmé, initié par le dépassement localisé du courant critique au niveau d'un point faible du bobinage.

VI.1.3 Optimisation de l'outil de simulation

L'optimisation du code de calcul est principalement nécessaire sur la définition géométrique du maillage. Les différents paramètres des matériaux sont en effet validés, et seules les conditions de fonctionnement et d'interface entre les éléments sont à ajuster. Parmi ces ajustements, on peut citer le refroidissement, l'orientation du champ magnétique (qui influe la résistance équivalente du ruban supraconducteur), la variation du courant et les contacts entre les éléments. Des zones de courant critique dégradé peuvent être introduites dans un bobinage par des courants critiques différents (application d'une résistivité par bloc de conducteur dans le cas de l'exemple de la double galette), pour obtenir une meilleure représentation d'un quench spontané (non déclenché par une chaufferette).

VI.1.4 L'influence des paramètres technologiques dans le cadre de la protection

La technologie utilisée dans le cas de la conception d'un aimant SHTC joue un rôle important sur la possibilité de les protéger ou non. La technologie utilisée pour la stabilisation du supraconducteur est le premier paramètre étudié ici. Le second paramètre est celui de l'isolation entre les spires. Ce dernier point a été mis en évidence par les exemples d'étude longitudinale, transversale et « mixte ».

VI.1.4.1 L'influence du stabilisant à densité de courant moyenne constante

Lors de la conception des aimants, on commence généralement par une étude magnétique en considérant des blocs de conducteurs ayant une densité de courant moyenne. C'est le cas que nous allons étudier ici, en considérant que la densité de courant (hors isolant) est fixée à 340 MA/m² dans le bobinage. Cette considération permet un dimensionnement pour générer une induction magnétique spécifiée. En effet pour une géométrie donnée, l'augmentation de la quantité de stabilisant impose la réduction du nombre de spires dans la bobine. Cette réduction impose l'augmentation du courant dans chaque spire pour maintenir l'objectif d'induction magnétique. Nous allons regarder ici les deux aspects antagonistes de l'ajout de stabilisant afin de discuter des optimisations possibles, en considérant la stabilité ou la protection. On introduit ici la notion de compromis entre la stabilité des aimants et leur protection.

Les conditions de simulation sont les mêmes que celles de l'étude longitudinale du [Chapitre 4](#) (14 T et 4,2 K) et des épaisseurs de cuivre RRR150 allant de 0 à 350 µm ont été simulées. Les résultats sont présentés sur la [Figure 6-7](#) et dans le [Tableau 6-2](#).

Les deux premiers graphiques ([Figure 6-7 \(a\) et \(b\)](#)) montrent l'allure globale de la tension et de la température du point chaud selon la quantité de stabilisant. Augmenter l'épaisseur de stabilisant permet d'augmenter la tension maximale lors de la transition.

Nous allons maintenant considérer les aspects de stabilité et de protection séparément : les grandeurs liées à la stabilité sont représentées par la MQE et la MPZ, tandis que les tensions développées, les temps critiques pour atteindre la température maximale admissible (fixée ici à 250 K), et la vitesse de propagation de la transition résistive, caractérisent la capacité d'un bobinage à être protégé.

Concernant la MQE ([Figure 6-7 \(c\)](#)), la simulation montre un optimum : ajouter une faible quantité de cuivre permet d'augmenter la MQE jusqu'à une certaine valeur. Ensuite la réduction de la stabilité en augmentant le courant est plus forte que son amélioration par l'ajout de matière. L'optimum pour la stabilité se trouve, dans notre cas, entre 50 µm et 150 µm de cuivre. Cette stabilité est aussi à mettre en regard de la résistance mécanique qui est fortement réduite par l'ajout d'un stabilisant comme le cuivre (courbe rouge sur le graphique de la MQE). La MPZ ([Figure 6-7 \(d\)](#)) montre aussi un optimum entre 150 µm et 250 µm. Ce paramètre semble présenter une discontinuité à 225 µm. Plusieurs hypothèses peuvent l'expliquer. Une première idée peut être le couplage particulier des propriétés thermiques des matériaux. Cela semble peu probable puisque les MPZ, déterminées pour

des épaisseurs légèrement plus faibles ou plus grandes, confirment cette tendance. La seconde hypothèse, qui semble la plus probable, porte sur le choix de la température de partage comme critère de transition. Comme cela est montré sur la [Figure 4-3](#), la puissance dissipée dans le conducteur est quasiment nulle à la température de partage, lorsqu'on utilise le modèle loi de puissance. La puissance dissipée commence à augmenter significativement quelques degrés après la température de partage. Le volume transité est donc plus ou moins dissipatif selon la température de partage choisie, et cela peut entraîner une variation sur la détermination de la MPZ. Le choix d'un critère en champ électrique permet de déterminer un critère de résistivité équivalente menant à une nouvelle définition de la température de transition. Les critères de champ électrique couramment utilisés pour la détermination du courant critique dans les SHTC sont 1 ou 10 $\mu\text{V}/\text{cm}$. En prenant le cas 400 A (1000 MA/m^2) des [Figure 4-3](#) et [Figure 4-4](#), on peut en déduire un critère de résistivité de $10^{-12} \Omega\cdot\text{m}$ (ou de 1 MW/m^3 en puissance volumique dissipée) signifiant la transition. Ce nouveau critère permet de déterminer une température de transition de 24 K (au lieu de 21 K initialement).

Le temps nécessaire pour atteindre une température de 250 K sur le point chaud ([Figure 6-7 \(e\)](#)) est globalement amélioré par l'ajout de cuivre jusqu'à 200 μm . Ce temps caractéristique est très dépendant du « palier » de température (visible au début des courbes de température du point chaud), correspondant à la diffusion de la chaleur dans le matériau. Les valeurs ont été déterminées pour une énergie supérieure de 1 mJ à la MQE afin de s'affranchir de cette forte dépendance. Le graphique de la [Figure 6-7 \(f\)](#) montre que globalement, ajouter du stabilisant permet d'augmenter ce paramètre. Cette augmentation de la vitesse est particulièrement rapide au-delà de 150 μm de cuivre, mais peu marquée en dessous. L'influence du stabilisant sur les marges en courant et en température, ainsi que l'amélioration de la diffusion longitudinale de la chaleur, sont à l'origine de cette augmentation de vitesse.

Maintenant que les résultats ont été explicités, la nécessité d'un compromis entre la stabilité et la protection est plus compréhensible. Si l'on considère qu'un aimant SHTC très stable n'a pas besoin de protection, il faut optimiser les deux paramètres concernés (MPZ et MQE). Dans ce cas, les marges sont telles que l'aimant ne peut théoriquement pas transiter ($\text{MQE} > 40 \text{ mJ}$ contre $\sim 10\text{-}100 \mu\text{J}$ pour les aimants SBTC). Cet optimum est compris dans notre cas pour une épaisseur de stabilisant comprise entre 50 μm et 150 μm . A l'inverse, il faut optimiser les paramètres de protection si l'on préfère considérer qu'un aimant transitera obligatoirement, et que l'on souhaite par conséquent être sûr de pouvoir détecter le quench et protéger l'aimant. L'idée est donc, dans ce cas, d'augmenter au maximum la quantité de stabilisant, en gardant à l'esprit l'inhomogénéité et la forte anisotropie des SHTC afin de conserver des marges suffisantes (pour un fonctionnement à 70-80 % du courant critique, il faut s'assurer que le courant critique correspond bien à la zone la plus critique du bobinage). Ce dernier point montre la difficulté amenée par la forte anisotropie des conducteurs : la protection peut être facilitée au niveau du point critique du bobinage mais avec un conducteur très stable dans les autres parties de l'aimant.

Le choix de l'épaisseur de stabilisant optimale est, pour finir, liée à la tenue mécanique des matériaux vis-à-vis des contraintes générées dans le bobinage. Dans le cas où la contrainte mécanique est déjà à la limite du matériau sans cuivre ajouté, il est nécessaire de choisir un stabilisant qui puisse reprendre une partie des efforts (du CuBe par exemple).

Le choix du stabilisant est aussi un paramètre déterminant dans l'optimisation de la stabilité et de la protection. Ce paramètre a été étudié dans la littérature comme la comparaison entre le cuivre et le laiton [112]. Cette étude a montré que, dans le cas d'une bobine refroidie par conduction, l'utilisation de laiton permet d'obtenir une propagation de la transition plus rapide et des signaux plus importants. La stabilité de la bobine est par contre réduite et la température du point chaud plus élevée. Cette exemple montre encore l'effet antagoniste qu'il y a entre la protection et la stabilité : une protection plus efficace nécessite de réduire la stabilité. Un compromis doit être trouvé.

Dans le cas détaillé (représentatif du prototype HTS2 où l'on souhaite pouvoir étudier la propagation de la zone résistive et la protection de l'aimant), un optimum entre 150 μm et 200 μm est préférable pour permettre à la fois une bonne stabilité de la bobine et une protection plus aisée.

e_{Cu} [μm]	I [A] (% I_c)	MQE [mJ]	U_1 [mm/s]	$L_{t_{250K}}$ [mm]	t_{250K} [ms]	MPZ [mm]	U_{250K} [mV]	$E_{d_{250K}}$ [J]
0	131 (15)	28	94	42	425	14	205	3
50	196 (22)	38	111	77	685	18	246	9
100	264 (30)	41	135	109	768	21	287	15
150	332 (38)	39	170	149	883	26	356	26
175	367 (42)	34	196	176	906	29	405	33
200	400 (45)	29	231	210	926	32	470	42
225	435 (49)	22	289	257	901	35	564	55
250	469 (53)	18	371	322	864	28	688	73
275	503 (57)	14	480	410	855	27	867	99
300	537 (61)	11	622	523	828	25	1086	133
350	605 (69)	7	1044	867	820	23	1769	247

Tableau 6-2 : Résultats de l'influence de l'épaisseur de stabilisant à densité de courant fixée

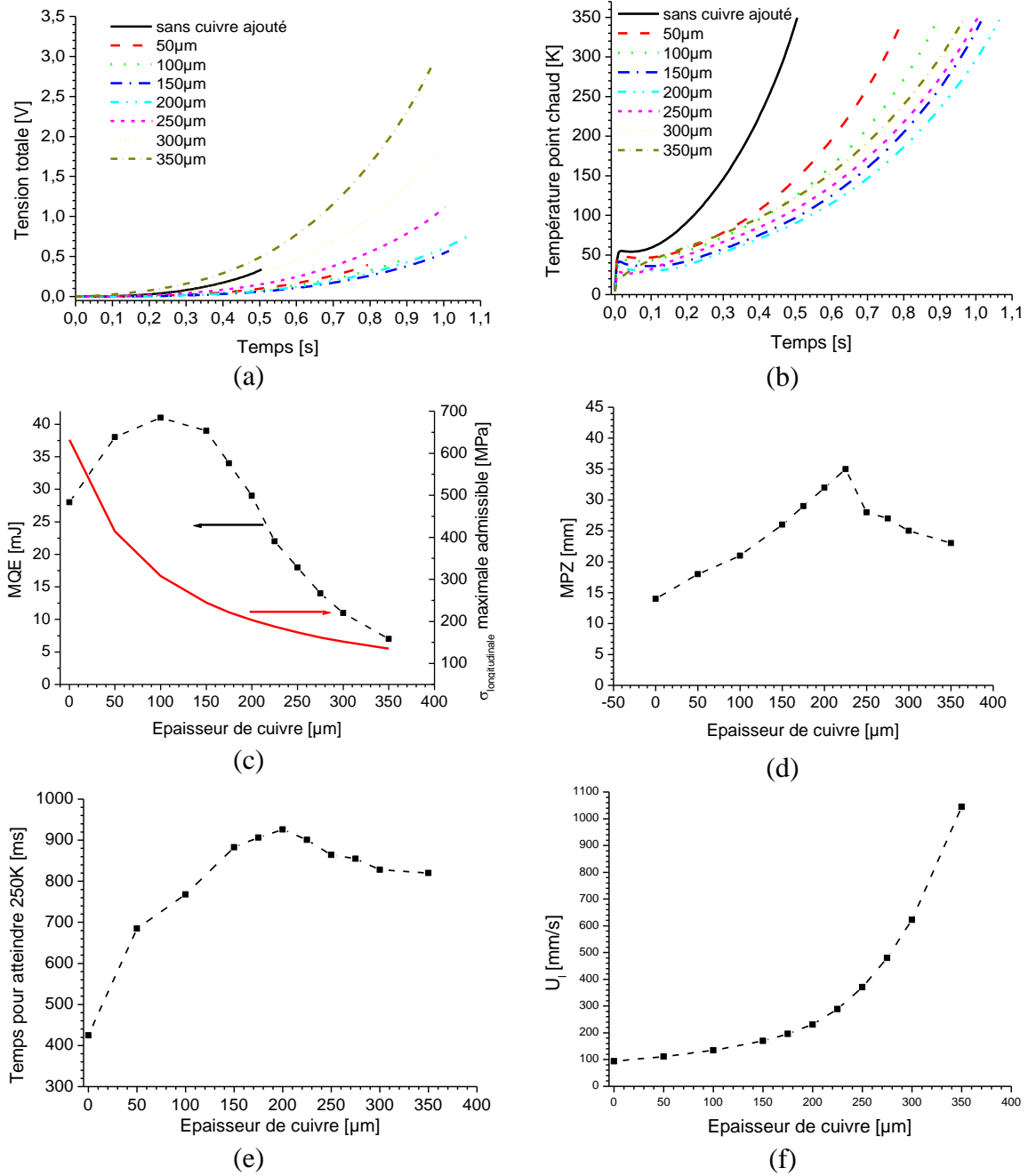


Figure 6-7 : Etude de l'épaisseur de stabilisant à densité de courant fixée (340 MA/m^2)

VI.1.4.2 L'influence de l'isolant

L'exemple des résultats de simulation longitudinale, transversale et « mixte » a montré l'intérêt qu'il y a à favoriser le transfert thermique entre les spires d'une bobine SHTC. Cela permet en effet une amélioration de la protection au-delà de ce qui est envisageable en optimisant au maximum la propagation longitudinale. Le point le plus important dans la protection d'un aimant est le volume dissipant l'énergie stockée. L'optimisation de l'isolation et des contacts thermiques entre les spires permet d'augmenter d'un facteur 20 à 30 le volume transité ([Chapitre 4](#)). Pour réaliser cette optimisation, il faut regarder plusieurs aspects : l'aspect thermique et l'aspect électrique.

Réduire l'épaisseur de l'isolant entraîne des risques de rupture ou de claquage localisé de l'isolation, ce qui peut entraîner des courts-circuits dans la bobine. Ce problème a été mis en évidence expérimentalement lors de la fabrication des prototypes. L'isolation de type Mylar®, faisant 19 μm d'épaisseur (+11 μm de colle), était collée sur le ruban de cuivre par le fournisseur. La nécessité d'avoir un contact électrique sur l'autre face du ruban de cuivre ne permettait pas l'isolation complète du ruban. L'isolant était déposé sur une seule face avec un petit dépassement sur les côtés (0,2 mm). Il s'est avéré que des petits défauts localisés d'isolation ont été détectés par un contrôle visuel attentif. Ils ont pu être réparés. Il est cependant difficile d'affirmer que tous les défauts aient été repérés. La faible épaisseur d'isolation rend cette détection plus difficile. Les risques de contact entre les spires sont par conséquent plus importants.

Dans le cas de l'utilisation du ruban SHTC sans ajout de stabilisant co-bobiné, le conducteur peut être acheté déjà isolé avec du Kapton et un recouvrement de 50 % (la surface de recouvrement peut être changée). Cette méthode entraîne une épaisseur d'isolant entre deux spires de l'ordre de 100 μm et la propagation transversale est alors quasi nulle (aucune propagation visible sur la double galette testée au LNCMI). La longueur globalement transitée reste très limitée (<50 mm) lorsque la température du point chaud atteint 200 K. Ce choix réduit aussi grandement la densité de courant apparente (d'un facteur ~ 2 par rapport à un conducteur non isolé), ce qui est problématique pour les applications à haut champ.

Afin d'accroître au maximum la stabilité et pour réduire les risques d'endommagement, certaines recherches sont aussi menées sur des aimants utilisant les rubans d'YBCO sans isolant entre les spires. Cette configuration permettrait une protection passive de l'aimant. En effet, dans le cas d'un éventuel point chaud menant à une transition locale, le courant pourrait bipasser la zone résistive par les spires adjacentes. Cela permettrait de retrouver l'état supraconducteur ou bien de quencher rapidement l'aimant par les sur-courants générés dans les spires adjacentes [118–120]. La stabilité et les temps disponibles pour la protection sont accrus par cette méthode de bobinage, mais les étapes de chargement et déchargement sont plus délicates et prennent beaucoup plus de temps. L'utilisation d'un substrat mécanique fortement résistif peut aussi être un intermédiaire entre la bobine non isolée et celle isolée. Cela peut offrir l'avantage d'utiliser le volume d'isolant pour renforcer mécaniquement le bobinage.

VI.2 Utilisation des résultats numériques et expérimentaux pour une optimisation de la conception des aimants

Cette partie a pour objectif d'utiliser les résultats expérimentaux et numériques obtenus dans le cadre du développement du code de calcul et des différentes études expérimentales qui ont accompagné la réalisation des deux prototypes.

VI.2.1 L'inhomogénéité du courant critique

Les premières mesures expérimentales ont été celles de caractérisation du supraconducteur. Cette étude a permis de comparer et de modéliser les performances de deux rubans SHTC de type YBCO. Le choix s'est ensuite arrêté sur le type SCS4050-AP

produit par SuperPower, pour des raisons de performance et de tenue mécanique. Un seul échantillon a été caractérisé. Même si la réalisation d'un grand nombre de mesures a permis de montrer que les résultats étaient reproductibles, il n'a pas été montré que les mesures donnaient les mêmes résultats sur d'autres longueurs de conducteur. Des variations de courant critique sur des longueurs de 20 cm ont été reportées dans la littérature et il est important d'en tenir compte lors de la réalisation d'aimant comportant plusieurs centaines de mètres de conducteur.

Le graphique de la [Figure 6-8](#) présente des mesures complémentaires réalisées sur un échantillon de 12 cm de longueur d'un ruban d'YBCO SCS4050-AP. Les mesures ont été réalisées à 77 K en champ propre.

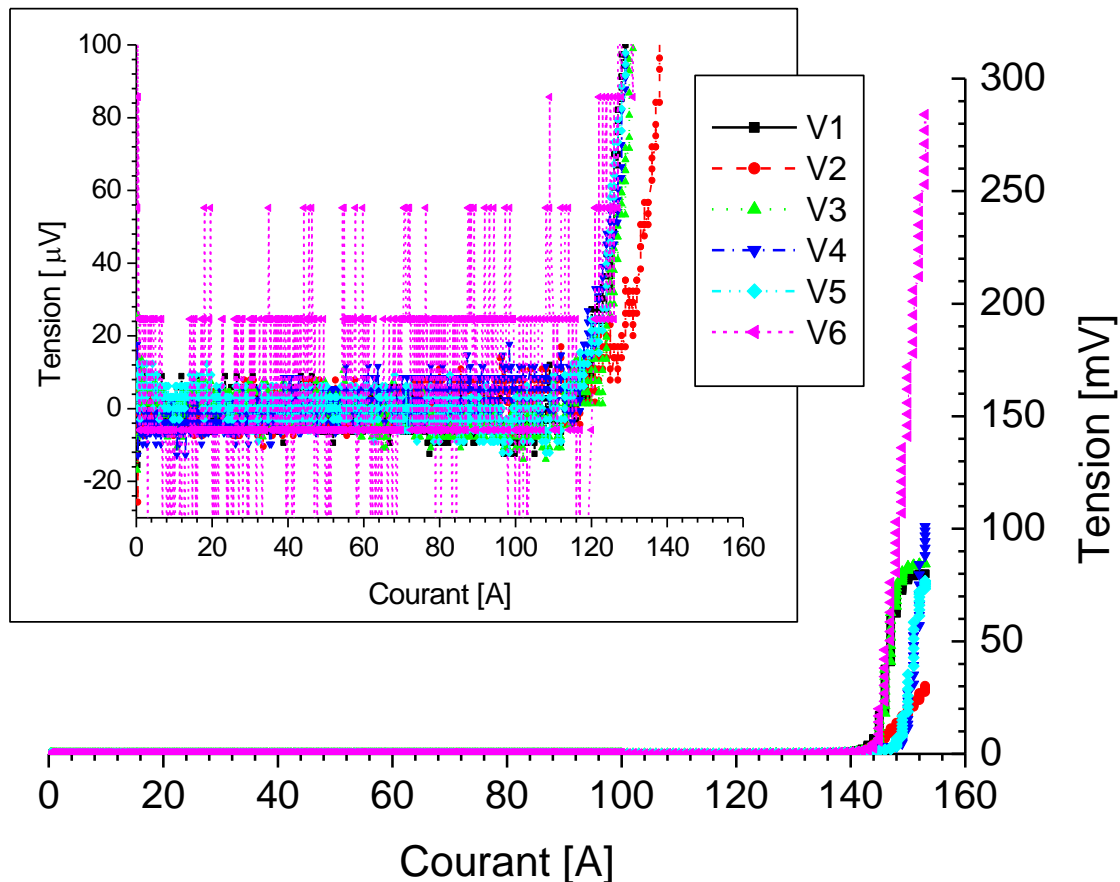


Figure 6-8 : Exemple d'inhomogénéité de courant critique dans un échantillon SCS4050-AP de 12 cm de longueur

On peut voir sur la [Figure 6-8](#) que le bruit de mesure ne permet pas de déterminer graphiquement le courant critique en utilisant le critère de $1 \mu\text{V}/\text{cm}$ (les tensions sont mesurées sur des longueurs comprises entre 18 mm et 20 mm). Ce bruit de mesure est particulièrement visible sur l'agrandissement du signal de la tension V6. Les courants critiques ont donc été déterminés en utilisant la loi de puissance donnée par la formule 3-1. Le critère de $1 \mu\text{V}/\text{cm}$ a été utilisé et les résultats sont indiqués dans le [Tableau 6-3](#). Le courant critique moyen de l'échantillon a été déterminé de la même manière sur la longueur totale (11,6 cm). Ces résultats montrent un écart de 2 % à 5 % avec la valeur

déterminée bout à bout. Il ressort aussi que le courant critique local peut être inférieur au courant critique mesuré bout à bout sur un échantillon court de 12 cm de longueur.

Tension	V1	V2	V3	V4	V5	V6	V _{totale}
Longueur [mm]	18	20	20	20	20	18	116
I _c [A] (1 μ V/cm)	110	116	114	108	108	108	110

Tableau 6-3 : Récapitulatif des courants critiques déterminés par la formule 3-1.

Si la variation est relativement faible dans le cas de cet échantillon court, le courant critique minimum peut être inférieur de 10 % à 15 % au courant critique mesuré bout à bout ([ANNEXE 3](#)). L'écart entre le courant critique maximum et le courant critique minimum peut atteindre 20 % de la valeur moyenne. Cet exemple confirme la nécessité de bien connaître le conducteur et de considérer l'inhomogénéité dans le calcul des marges de fonctionnement. Cette inhomogénéité a aussi une influence sur le développement d'un quench. Elle a déjà été étudiée numériquement en considérant que le quench est déclenché par un sur-courant [109].

Le courant critique étant aussi fortement influencé par le champ magnétique et encore plus par son orientation, il est très important d'identifier les zones les plus critiques lors d'une étude magnétique du futur aimant. La variation de performance sur de grandes longueurs étant de plusieurs dizaines de pourcents (de 85 A à 120 A voire plus), il faut positionner les conducteurs les plus performants aux emplacements les plus critiques du bobinage. Ce procédé a été utilisé dans le cadre du prototype HTS2 pour placer la longueur la plus homogène possible sur la galette instrumentée. Un conducteur moins performant a aussi été co-bobiné avec un conducteur plus performant pour la réalisation des galettes simples d'extrémité. L'exemple des longueurs utilisées pour le prototype HTS2 est donné en [ANNEXE 3](#), où les longueurs sont indiquées sur le profil de courant critique fourni par SuperPower lors de l'achat des conducteurs. Dans le cas de composantes de champ magnétique non parallèles, localisées sur les galettes extérieures d'un aimant, il est aussi possible de mettre plusieurs rubans en parallèle pour augmenter les marges de fonctionnement.

VI.2.2 La conception et la réalisation des jonctions

La seconde étude expérimentale de caractérisation des conducteurs portait sur la réalisation des jonctions, soit entre deux longueurs de conducteur (« lap joint »), soit entre deux galettes (jonction « pont »). Les deux types d'échantillons ont permis de montrer la possibilité d'obtenir des résultats compatibles avec la faible résistance de jonction nécessaire dans les aimants de RMN. Si l'étude sur des échantillons représentatifs de bobines (bobinettes ou jonctions cylindriques) a été concluante, il s'est avéré que l'adaptation à une bobine était plus délicate, et les résultats moins reproductibles (dans le cas du procédé utilisant le système du cylindre d'aluminium pour chauffer la jonction). Les résultats semblaient corrects dans le cas du premier prototype (non mesurable mais inférieur à 500 n Ω). Ils étaient plus discutables dans le cas du second prototype, dont le bobinage déformé (cas de la galette instrumentée) pouvait engendrer une jonction nettement plus résistive (125 $\mu\Omega$ au niveau de la jonction avec la galette instrumentée). Il

est donc important de vérifier la bonne géométrie des galettes pour pouvoir utiliser ce type d'outillage. Dans le cas d'un diamètre extérieur variant d'une galette à une autre, le choix du système utilisé pour la réalisation des « lap joints » avec une adaptation aux jonctions de type « pont » peut donner de meilleurs résultats.

La jonction haute du prototype HTS2 (comprenant la galette instrumentée) a montré une résistance anormalement élevée. La dépendance de cette résistance avec le lot de conducteur utilisé peut expliquer en partie ce résultat. Néanmoins dans le cas de l'étude sur les « lap joints », seul un facteur 10 à 20 peut être attribué au lot de conducteur. Le facteur 500 à 1000 (entre $125 \mu\Omega$ pour la jonction haute et $370 \text{ n}\Omega$ pour la jonction basse) ne peut donc être expliqué que par un problème de surface de jonction, lié à la déformation de la galette instrumentée. Quoi qu'il en soit, il est important de tenir compte de ces incertitudes (dues au lot de conducteur et à la géométrie des galettes) lors de la conception d'un aimant fonctionnant en mode persistant. Lorsque ce critère est déterminant, une solution peut être de réaliser des tests de jonctions sur des échantillons des différents lots avant d'acheter les conducteurs. Cette méthode a été adoptée par le FBML pour la réalisation de leurs aimants SHTC. Il faut aussi arriver à optimiser le procédé de réalisation des jonctions pour l'adapter au cas de galettes déformées.

VI.2.3 La limite mécanique pour l'utilisation des SHTC

La résistance mécanique des rubans SHTC de seconde génération est très importante longitudinalement. Des essais sur des doubles galettes par les équipes du CRETA et du LNCMI ont confirmé la bonne tenue mécanique jusqu'à 700 MPa sur un ruban SCS4050-AP [47]. Néanmoins, la résistance mécanique transversale (en tension) est nettement plus faible (typiquement de l'ordre de 10-20 MPa [121]) et cela peut poser de gros problèmes de délamination comme celui montré sur la [Figure 6-9 \(a\)](#). Cette délamination est apparue sur les parties collées proches des jonctions extérieures du prototype HTS1. Ce problème de délamination a été étudié expérimentalement et numériquement suite à l'endommagement important des bobines d'YBCO imprégnées [122, 123].

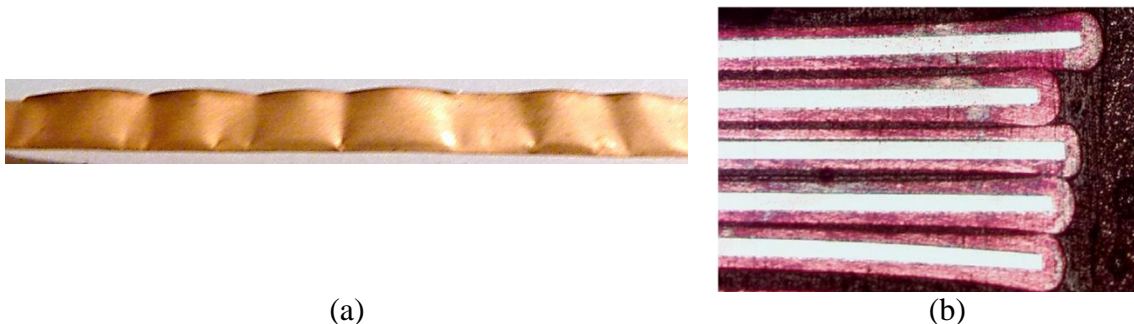


Figure 6-9 : Exemple de délamination sur le prototype HTS1 (a) et coupe d'un empilement de rubans isolé ZnO et imprégné (b) extrait de [111]

La coupe d'un empilement présentée sur la [Figure 6-9 \(b\)](#) montre une des raisons de la délamination des rubans d'YBCO. L'épaisseur de cuivre est en effet plus importante sur les bords du ruban que sur la partie centrale. Cela génère des sur-contraintes localisées

lors de la mise en froid d'une bobine imprégnée. Ces sur-contraintes amorcent la délamination du conducteur et l'endommagement de la bobine. Des solutions sont étudiées pour réduire les risques de délamination dans les bobines imprégnées.

Le problème de la délamination est aussi au cœur des recherches menées sur les câbles fort courant de type Roebel, car la réalisation de ces câbles est actuellement faite par estampage de conducteurs plus larges, et cela initie la délamination sur les parties découpées. Une possibilité pour réduire les risques de délamination dans le cas des bobines imprégnées est la réalisation d'un dépôt d'une fine couche d'isolant polyimide. En cas de sur-contraintes, cette couche se déforme plastiquement, limitant ainsi les contraintes sur le conducteur. Cette couche peut aussi se détacher de l'époxy ou du ruban, permettant de créer un vide localisé entre l'époxy et le ruban sans le détériorer [124]. Cette solution n'influe cependant pas sur la délamination induite par les contraintes différentielles entre les matériaux des différentes couches du ruban supraconducteur.

VI.3 Les autres paramètres limitant l'utilisation des SHTC dans les aimants

L'utilisation à grande échelle des aimants SHTC nécessite des aimants fiables. De tels aimants doivent être protégés efficacement en cas de transition (protection) et être suffisamment stable pour que de telles transitions soient exceptionnelles (stabilité). Le premier point est actuellement la limite principale à leur utilisation. La conséquence d'une transition non déclenchée est, très souvent, la destruction locale du conducteur. Cette destruction provient de la faible propagation (spatiale et temporelle) de la transition. Le second point est de manière évidente le point fort des SHTC qui sont beaucoup moins sensibles aux perturbations que les SBTC. C'est la raison des nombreux succès des démonstrateurs très hauts champ utilisant des SHTC. Ces démonstrateurs fonctionnent loin du point critique et ne transitent pas. Étant donné la très grande stabilité de ces supraconducteurs, la non protection de certains aimants SHTC peut aussi être une optique intéressante.

VI.3.1 La dégradation très rapide

S'il a été montré que, dans le cas d'un aimant fonctionnant à faible courant et fortement refroidi (cas typique de l'aimant fonctionnant à 77 K et refroidi à l'azote liquide), la dégradation se produit en quelques secondes, ce n'est plus vrai dans le cas qui nous intéresse. Les temps caractéristiques avant la dégradation irréversible de l'aimant sont nettement inférieurs à 1s, voire 0,5 s. Les différents cas expérimentaux étudiés dans cette thèse montrent que la dégradation arrive moins de 400 ms après le début de la transition. Il est donc nécessaire de détecter une éventuelle transition très tôt, et de décharger l'aimant rapidement. Dans le cas de la double galette testée au LNCMI et protégée de manière efficace, le critère retenu pour l'activation de la protection était une différence de tension de 200 mV entre les deux galettes pendant 20 ms. Ce critère a permis de limiter à environ 400 ms le temps entre le déclenchement du quench et la fin de la décharge de la double galette. La tension de détection était élevée pour pouvoir obtenir un maximum d'informations sur la transition. Un tel critère amène à un champ électrique moyen de

190 $\mu\text{V}/\text{cm}$ (sur une galette comportant 13 m de conducteur). Ce critère est déjà 20 à 200 fois plus élevé que le critère utilisé pour la détermination du courant critique. Si ce champ électrique reste raisonnable, la partie transitée étant très réduite, le champ électrique sur la partie chauffée (14 mm) est nettement plus élevé (110 mV/cm). Un tel champ électrique endommage très souvent des échantillons courts lors de mesures de courant critique. Une estimation rapide de l'énergie dissipée sur la longueur de CH12 montre une dissipation de 4,9 J (925 J/cm³). Cette énergie permet (dans le cas adiabatique) un échauffement de plus de 360 K. En se basant sur les résultats de la simulation (qui tient compte du refroidissement), la température du point chaud atteint 200 K. Cette estimation numérique ne tient pas compte de l'échauffement durant la décharge de la double galette, et la température réelle du point chaud est donc comprise entre 200 K et 360 K. On voit que le critère de protection était suffisant pour ne pas endommager la double galette. L'énergie stockée dans la double galette est estimée à 110 J. La fraction dissipée dans le bobinage est inférieure à 10 %, ce qui est très faible. A titre de comparaison, l'énergie stockée dans l'aimant du détecteur ATLAS est de 1,55 GJ. Dans le cas de défaut où l'énergie n'est pas dissipée de manière homogène (défaut du système de chaufferettes), 84 % de l'énergie est dissipée dans l'une des bobines en une centaine de secondes (11 % dans les autres bobines et 5 % dans la résistance de protection). Cela mène à un point chaud de 212 K. Or il faut 222 J/cm³ pour faire monter la température du conducteur de l'aimant ATLAS de 4,5 K à 200 K. La densité d'énergie dissipée sur la partie chauffée de la double galette SHTC en 0,39 s est donc 4 fois plus importante que celle dissipée dans un cas de défaut de l'aimant du détecteur ATLAS en 100 s. La proportion de l'énergie dissipée dans le bobinage est très faible dans le cas de la double galette. Cette comparaison illustre les problèmes qu'on peut rencontrer dans un aimant SHTC stockant une énergie de plusieurs MJ. L'énergie est déchargée dans un volume très restreint en un temps très court, ce qui nécessite en premier lieu d'arriver à augmenter au maximum le volume du bobinage dissipant l'énergie, et en second lieu de trouver un système permettant la décharge de la quasi-totalité de l'énergie à l'extérieur du bobinage.

De plus, des temps aussi courts nécessitent la visualisation de signaux peu bruités pour pouvoir utiliser un critère de détection très sensible (le critère utilisé pour les aimants des détecteurs ATLAS et CMS est de 100 mV pendant 100 ms, le critère pour les SHTC serait plutôt inférieur à 200 mV pendant une durée inférieure à 20 ms). Le critère optimal pour la détection dépend des conditions de fonctionnement et nécessite une étude approfondie de la transition et des signaux.

Ensuite, il faut pouvoir décharger l'énergie de l'aimant très rapidement. Le temps de décharge étant proportionnel à l'inductance, il est plus aisé dans le cas de galettes ou petits prototypes. Dans le cas de gros aimants ayant une inductance de plusieurs H, une décharge en 200 ms n'est pas possible, à moins de la réaliser sous une tension extrêmement élevée. Or les décharges sont généralement réalisées sous des tensions inférieures à 500 V pour rester dans les gammes classiques d'isolant. Une telle tension implique donc un courant ou une inductance relativement faible pour permettre une décharge en 200 ms. Il faut aussi que l'énergie soit principalement dissipée à l'extérieur du bobinage, ce qui n'est

pas le cas dans les gros aimants, et il faut par conséquent revoir les modes de décharge des aimants SHTC.

VI.3.2 Transition localisée et progressive

La transition résistive dans les SHTC se traduit généralement par une augmentation de la température très brusque ($>1000\text{ K/s}$) et très localisée ($v_Q < 500\text{ mm.s}^{-1}$; $L_t \sim 100\text{ mm}$).

Le volume dissipant l'énergie est dans ce cas très restreint ($<1\%$ du bobinage) et le gradient thermique dans le bobinage est alors très important. Ce gradient génère des contraintes différentielles qui s'ajoutent aux contraintes magnétiques dans l'aimant. Si ces contraintes ne sont pas critiques, elles peuvent détériorer progressivement la bobine. Cette détérioration progressive a été observée sur le prototype HTS1. Elle a aussi été mise en évidence expérimentalement [125, 126].

Le volume transité étant restreint, les tensions mesurées sont aussi faibles et nécessitent une instrumentation fine et peu bruitée pour pouvoir être détectées rapidement. Dans le cas de la double galette du CRETA où la vitesse de propagation est inférieure à 80 mm/s (les simulations donnent 78 mm/s), le critère moyen sur la galette était de $190\text{ }\mu\text{V/cm}$. On a pu voir que ce critère n'était pas un critère sûr (bien que la bobine n'ait pas été endommagée), mais un critère nécessaire à l'étude. Un critère 50 fois plus faible permet de limiter le champ électrique à quelque 10 mV/cm sur la partie chauffée. Cela porte donc le seuil de détection à quelque 10 mV et le temps de maintien du seuil à quelques dizaines de ms.

Cette transition localisée nécessite aussi de prendre en compte les contraintes mécaniques générées dans le bobinage présentant un très fort gradient thermique (passage de $T_{op} \sim 4,2\text{--}77\text{ K}$ à $250\text{--}350\text{ K}$ sur quelques dizaines de mm).

VI.4 Proposition pour l'étude de la protection lors de la conception d'un aimant SHTC

Tous les éléments évoqués dans cette thèse, tant d'un point de vue expérimental, que d'un point de vue numérique, permettent de proposer une architecture pour l'étude de la protection des aimants SHTC, en couplant la conception de l'aimant à l'optimisation de la protection. Cette architecture est résumée par les différentes étapes qui suivent.

VI.4.1 Le cahier des charges

La première étape de la conception récapitule les contraintes sur le futur aimant. Ces contraintes dépendent de l'utilisation de l'aimant (homogénéité du champ magnétique, fonctionnement en mode persistant, ouverture centrale nécessaire, géométrie, ...) et des performances recherchées (induction magnétique, température de fonctionnement, énergie stockée, ...). Elles permettent d'imposer certaines contraintes géométriques et vont amener à l'optimisation de la conception. Le coût va aussi avoir son importance dans les choix de conditions de fonctionnement et dans le choix du conducteur.

VI.4.2 L'optimisation de la conception

C'est dans cette étape que l'étude des paramètres électriques, magnétiques et mécaniques va être menée. Elle va amener à la définition de la densité de courant dans le bobinage nécessaire pour atteindre les performances souhaitées. Elle va aussi permettre de définir les contraintes auxquelles le conducteur va être soumis, ce qui est un paramètre déterminant dans les aimants haut champ. Le choix de la géométrie la plus adaptée va aussi être fait. La plupart des SHTC étant anisotropes, il faut optimiser la géométrie pour réduire au maximum les lignes de champ magnétique perpendiculaires à la surface du conducteur. Enfin cette étude va permettre une première estimation de la carte du champ magnétique sur le conducteur (intensité et direction), qui va avoir un impact sur l'étape suivante qui est celle du choix du conducteur.

VI.4.3 Le choix du conducteur et sa caractérisation

Une fois les contraintes sur le conducteur déterminées, il faut choisir le conducteur répondant aux exigences du bobinage. Cette étape nécessite une réflexion croisée sur le coût, la disponibilité, les performances... Il est possible que le conducteur nécessite un développement particulier et il faut alors discuter avec les différents industriels pour voir si une solution est possible. Comme le montre la formule 1-22, l'augmentation du courant dans le bobinage permet aussi, à tension de décharge constante, de réduire le temps de décharge de l'énergie stockée. L'utilisation d'un câble SHTC fort courant permet donc de faciliter la protection. Il faut envisager cette possibilité dès cette étape de choix du conducteur. Cette problématique des câbles SHTC est au centre de la thèse de J. Fleiter [9].

Une fois que le conducteur a été choisi, une étape importante de caractérisation du conducteur est nécessaire. Dans le cas de l'utilisation d'un ruban d'YBCO vendu par SuperPower ou par AMSC, les modèles développés dans cette thèse sont utilisables dans le cas d'un champ parallèle à la surface du ruban. Quoi qu'il en soit, il est nécessaire de mesurer le courant critique du conducteur (si il n'est pas donné par l'industriel) afin d'extrapoler les modèles existants. Une mesure à 77 K en champ propre peut suffire.

Une fois le conducteur choisi, il faut optimiser le bobinage en vue de sa protection.

VI.4.4 L'optimisation de la conception en vue de la protection

Cette étape reprend l'optimisation qui a été donnée en exemple dans la partie [VI.1.4](#). Il s'agit ici d'optimiser le stabilisant et l'isolant pour optimiser les paramètres critiques de stabilité et de protection. Cette étape permet de choisir l'isolant et le stabilisant, de déterminer leur épaisseur et le courant circulant dans le bobinage. Elle permet aussi de déterminer les paramètres critiques (étude dans la configuration de bobinage choisie et en 3D) comme les temps critiques, les tensions développées, la MQE, la vitesse de propagation de la transition et le volume transité dissipant l'énergie. L'étude sous champ parallèle à la surface du ruban est justifiée dans la plus grande partie du bobinage, mais il faut aussi tenir compte des zones les plus critiques dans la détermination des marges de fonctionnement.

C'est lorsque le choix optimum entre un aimant plus stable et un aimant mieux protégé a été fait, qu'on peut revoir les marges de fonctionnement réelles du conducteur. L'amélioration des aspects protection et stabilité nécessitera en effet un ajout de stabilisant dans la plupart des cas. Cela a pour effet de réduire les marges de fonctionnement (en courant, en température et en induction magnétique) du conducteur. Selon la géométrie choisie et la carte de champ magnétique, il va alors falloir redéfinir la température de fonctionnement pour maintenir les marges suffisantes sur les zones critiques du bobinage. Si la réduction de la température ne permet pas d'assurer des marges suffisantes (il faut tenir compte à la fois de l'inhomogénéité du conducteur pouvant atteindre 10 à 20 % et de la forte anisotropie du conducteur), il faut alors envisager de doubler le supraconducteur sur les zones critiques (principalement sur les galettes extérieures d'un solénoïde). Si cette solution n'est pas envisageable, deux possibilités peuvent alors être envisagées : la première consiste à réduire les performances et les contraintes, et la seconde est celle d'optimiser uniquement la stabilité en limitant les possibilités de protéger l'aimant (cas d'un aimant qui ne transitera jamais).

Il est très important de se rappeler que l'étude menée ici ne considère pas les aspects mécaniques lors d'un quench. Cette étude est cependant indispensable pour vérifier que le gradient thermique, et les contraintes différentielles générées, ne mènent pas à une détérioration mécanique progressive du conducteur.

Une fois ces paramètres évalués, il faut s'intéresser aux paramètres de protection.

VI.4.5 Le choix des paramètres de protection

Quand l'évolution des signaux a été obtenue numériquement, le choix des paramètres de protection peut être fait. Dans cette étape, il faut déterminer la tension de détection et le temps correspondant. A partir de ce temps de détection, il est nécessaire de regarder le temps de décharge autorisé pour ne pas dépasser le temps critique menant à la dégradation de l'aimant. Ces paramètres sont beaucoup plus sensibles dans le cas des aimants SHTC pour lesquels les temps critiques sont de l'ordre de la seconde (au maximum) et les tensions développées relativement faibles (à cause du faible volume générant les signaux).

Une fois ces quelques paramètres calculés, il faut choisir le schéma de protection.

VI.4.6 Détermination du choix du schéma de protection

L'aimant SHTC n'est pas protégé de manière passive car la proportion du bobinage dissipant l'énergie est très faible. Il faut donc choisir un schéma de protection répondant le mieux aux exigences définies précédemment. La constante de temps de décharge permet de déterminer la résistance de protection nécessaire en fonction de l'inductance. Selon les valeurs obtenues, il peut être nécessaire de subdiviser l'aimant (cas de la [Figure 1-33](#) où l'alimentation sera déconnectée de manière active en cas de quench). L'utilisation de chauffelettes adéquates peut aussi permettre d'augmenter artificiellement le volume transité. Néanmoins, compte tenu des temps mis en jeu et de l'énergie considérable qu'il faut déposer, cette solution semble peu réaliste. Cette remarque est aussi valable en

considérant la difficulté d'introduire des chaufferettes en très bon contact thermique avec des spires ayant une épaisseur inférieure à 500 μm .

Cette dernière étape permet de voir si la protection est réalisable ou non. Dans le cas où elle n'est pas possible, il faut alors revoir l'étape [VI.4.4](#) et peut-être aussi les conditions de fonctionnement de l'aimant. Si aucune solution ne permet une protection efficace, la dernière solution envisagée au paragraphe précédent (optimiser la stabilité et réduire la protection) peut être nécessaire.

Conclusion et perspectives

Ce travail a permis d'approfondir la connaissance sur l'utilisation des conducteurs SHTC de seconde génération pour la réalisation d'aimants supraconducteurs. Les aspects de cette utilisation ont été abordés dans les différents chapitres de cette thèse.

Une étude de caractérisation des supraconducteurs à haute température critique de type YBCO a tout d'abord été conduite. Elle a permis de définir le modèle numérique de la surface critique lorsque l'induction magnétique est parallèle à la surface du ruban supraconducteur. Ces données sont maintenant disponibles pour développer des codes numériques. L'étude a été complétée par une caractérisation des jonctions entre ces conducteurs. Les échantillons représentatifs de la configuration d'une bobine en galette, ont mis en évidence certains problèmes intrinsèques aux conducteurs et critiques lors de la conception des bobines.

Deux bobines ont été réalisées pour l'étude de caractérisation et de détermination des points importants du bobinage de ces conducteurs. **La première a montré la possibilité d'utiliser ces conducteurs dans des aimants sous forte induction** (18 T, 250 MA/m²). Cette utilisation sous forte contrainte a été confirmée sur plusieurs doubles galettes réalisées à l'Institut Néel et testées au LNCMI. Les galettes ont fonctionné, sans renfort mécanique, sous 18 T et une densité de courant de 1050 MA/m². La seconde bobine était dédiée à l'étude du comportement lors d'une transition résistive. Les tests de quench sont en cours.

Un code numérique a aussi été développé pour simuler une transition résistive, et déterminer les paramètres critiques pour la protection de l'aimant. Un travail important de détermination portant sur des paramètres thermiques et électriques des rubans a été nécessaire pour développer ce code. Etant donnée la très faible propagation de la transition dans un bobinage SHTC, **il est très important de compléter l'étude thermoélectrique présentée, par une étude thermomécanique permettant d'évaluer les contraintes différentielles générées lors du quench.**

Une double galette fabriquée, à l'Institut Néel et testée au LNCMI, a permis d'obtenir des premiers résultats de propagation dans des conditions proches de celles d'un aimant haute performance (17 T, 500 MA/m²). De nouveaux essais vont être réalisés prochainement sur une nouvelle version de cette double galette, mais les simulations montrent déjà un bon accord avec les premières mesures effectuées.

Cette double galette a aussi mis en évidence la possibilité de détecter la transition dans une bobine SHTC. La protection d'une telle bobine ayant une faible énergie stockée est aussi possible. Ce point étant validé pour un aimant stockant peu d'énergie (110 J dans notre étude), une étude approfondie sera néanmoins nécessaire dans le cas d'aimant stockant une grande quantité d'énergie (plusieurs kJ et au-delà). En ce qui concerne les aimants SHTC, tous les résultats obtenus dans cette thèse montrent que les constantes de temps liées à la protection sont très réduites. L'énergie doit par exemple être déchargée en moins de 500 ms (temps variable selon les cas) pour éviter une dégradation

de l'aimant. Elle doit aussi être déchargée principalement à l'extérieur de l'aimant pour limiter un échauffement local trop important dans le bobinage. Le volume dissipant l'énergie peut tout de même être augmenté en optimisant la conception. La protection globale d'un aimant SHTC est difficilement envisageable. Il est nécessaire de le subdiviser en plusieurs éléments pour réduire l'énergie dissipée dans la partie qui transite, et pour réduire les temps de décharge de l'énergie.

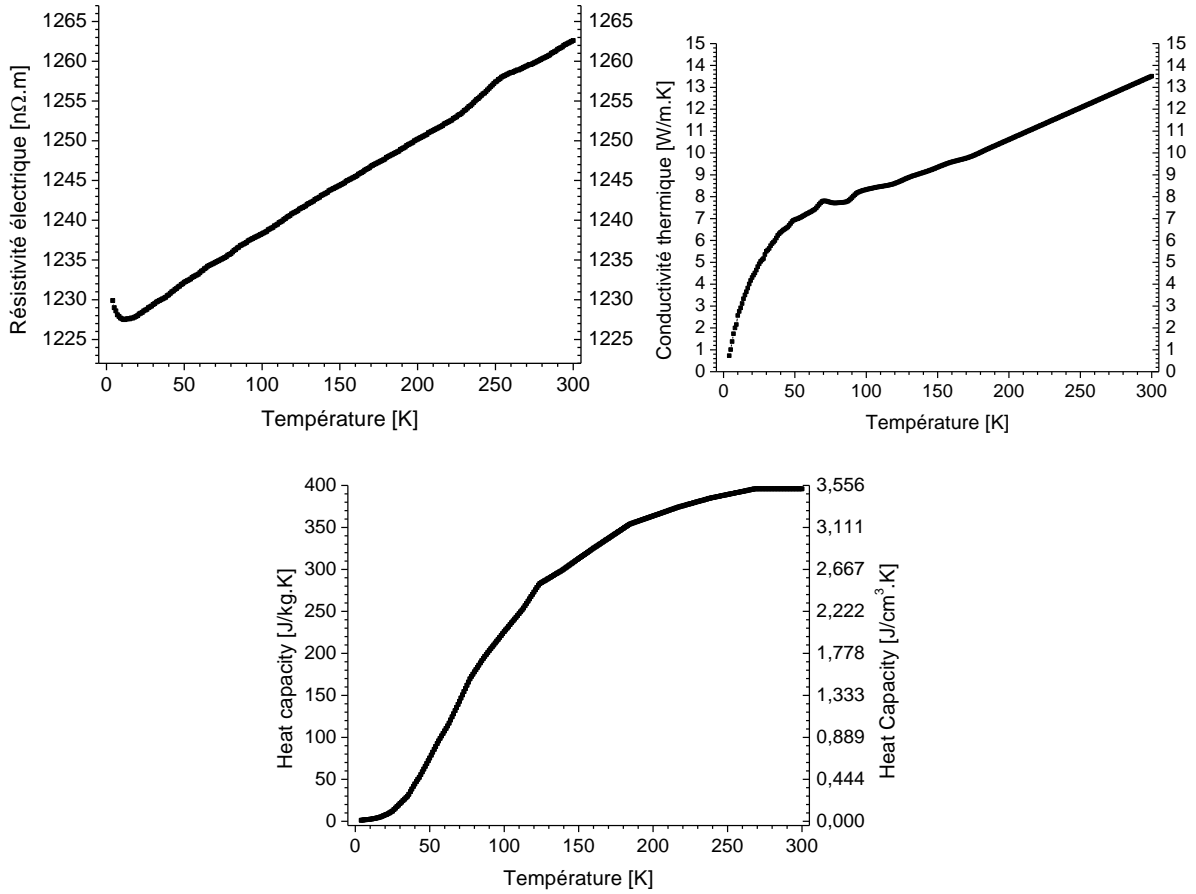
Enfin le mode de protection doit être apprécié en regard de son impact sur la structure de l'aimant et de son coût. Nous avons montré que l'apparition d'une transition résistive dans un aimant SHTC correspond à une dissipation d'énergie 100 à 1000 fois supérieure à celle engendrant une défaillance analogue dans un aimant SBTC. La probabilité d'apparition d'un tel défaut est très faible, et la disparité de performance du matériau supraconducteur le long du conducteur devient un facteur de risque prédominant. Il convient donc, pour le concepteur d'aimant, de mettre en perspective le coût du supra par rapport au coût du système de protection. Pour certaines applications et compte tenue de la très grande capacité de transport de courant des SHTC, la solution consistant à ajouter du matériau supraconducteur pour augmenter la stabilité présentera des avantages semblables malgré un coût élevé.

ANNEXES

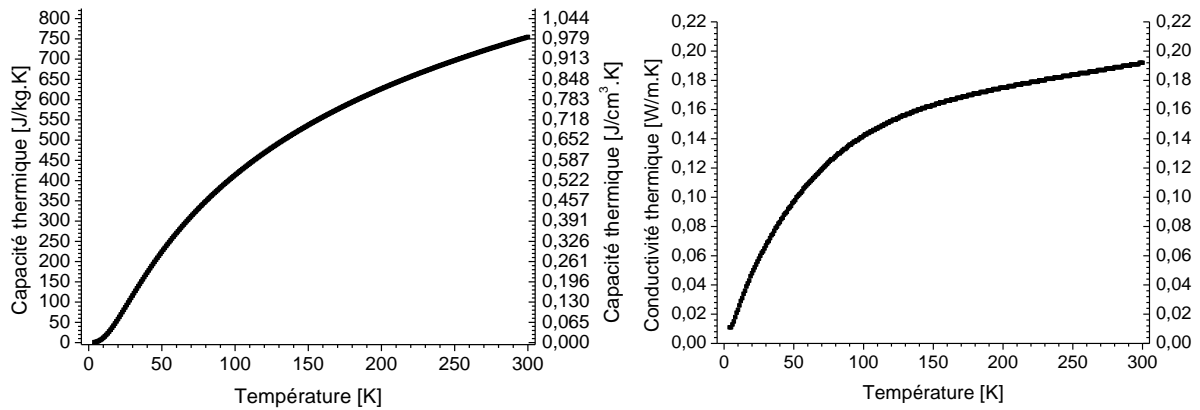
ANNEXE 1

Propriétés thermiques et électriques utilisées dans les simulations

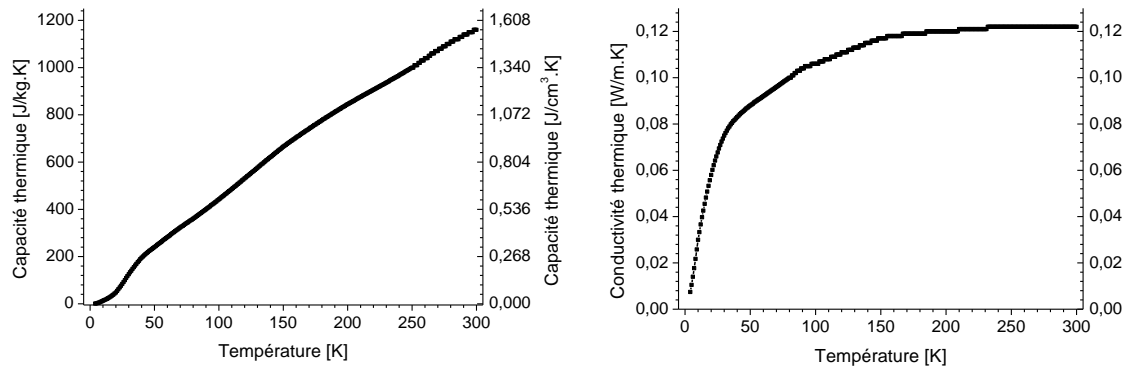
1. L'Hastelloy (extrait de [98]):



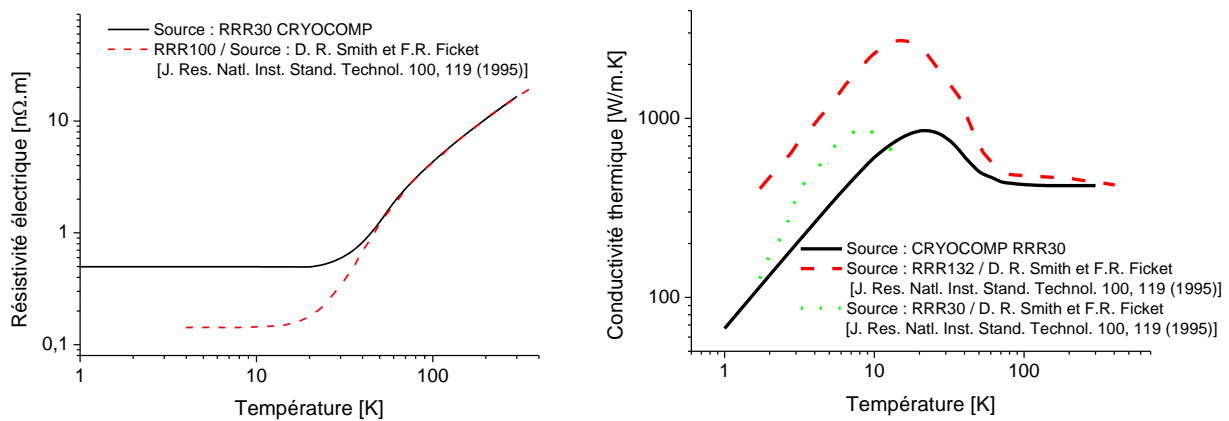
2. Le Kapton (extrait de [101])



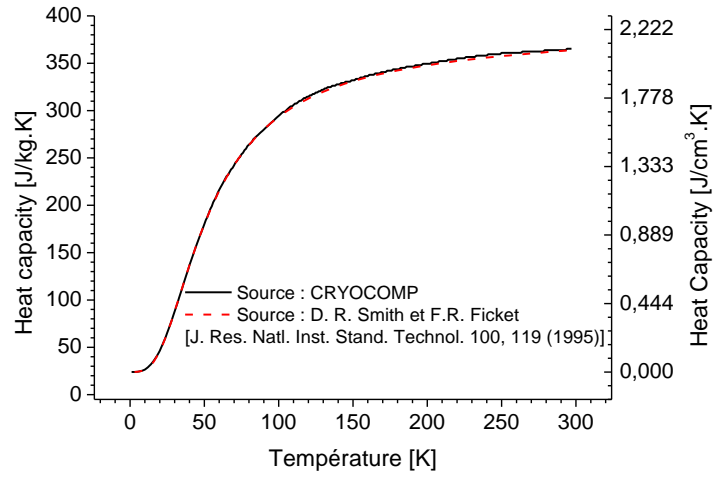
3. Le Mylar (extrait de [44])



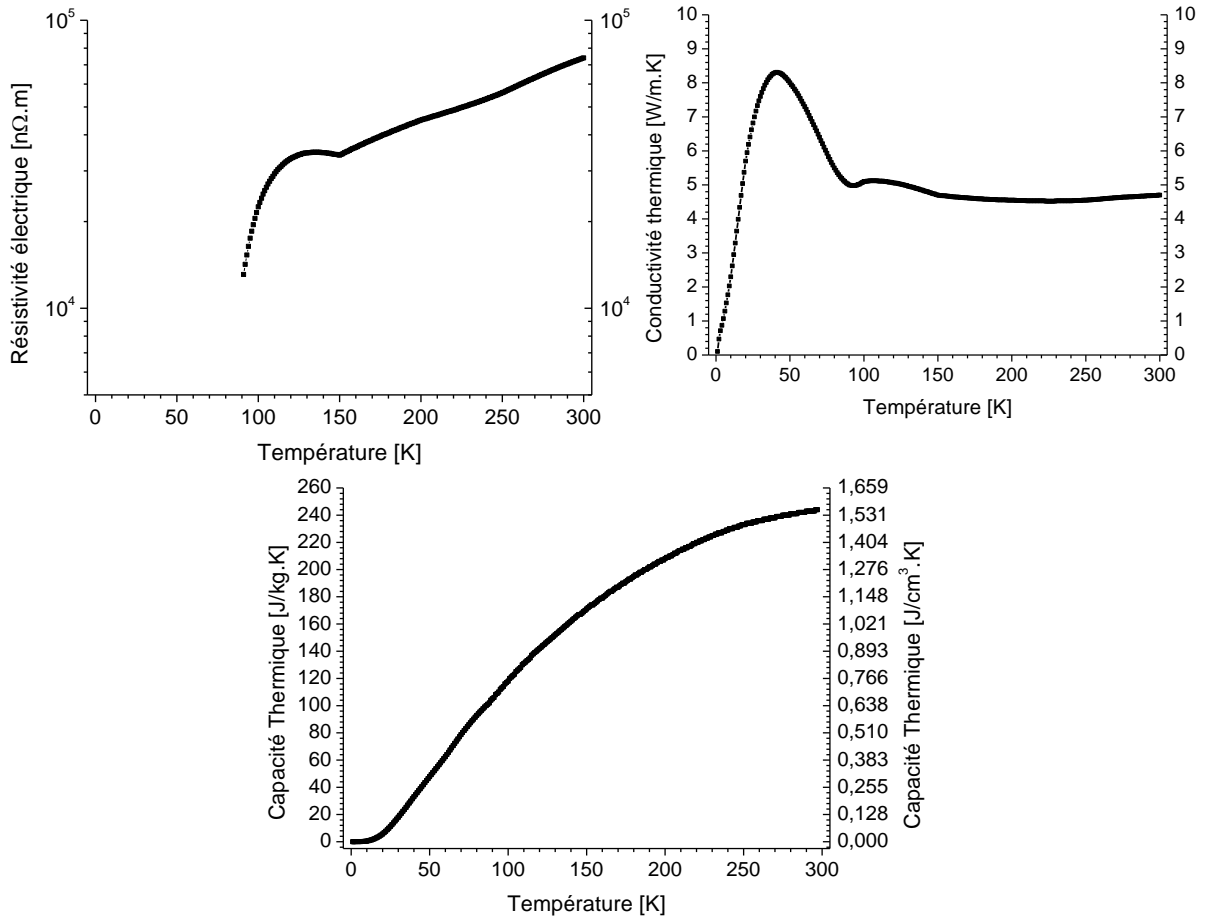
4. L'Argent (extrait de [44] et de [99])



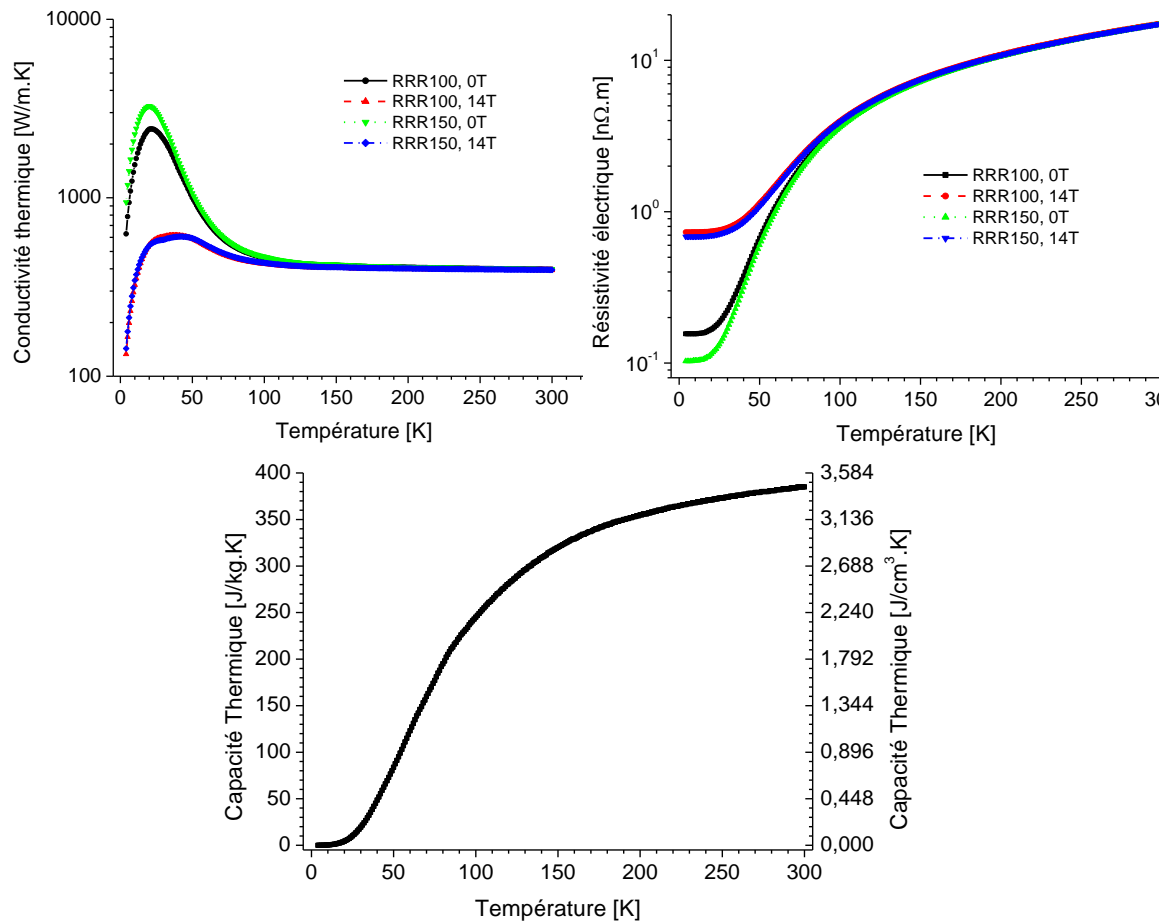
Annexe 1



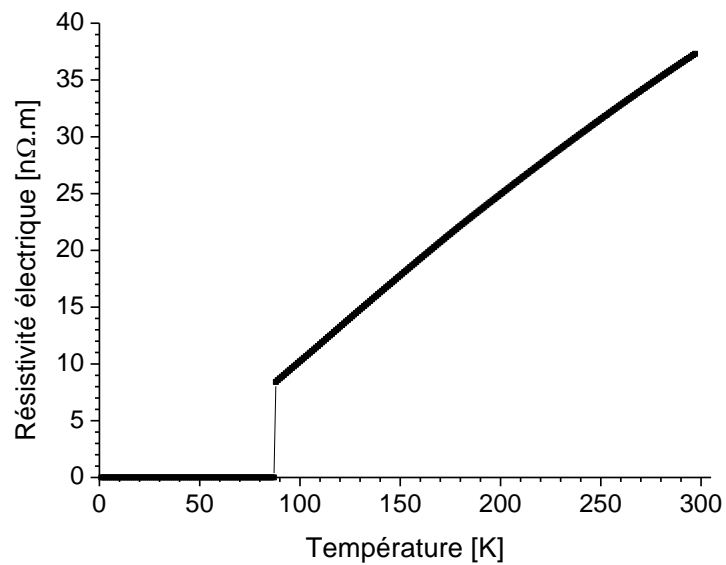
5. L'YBCO (Extrait de [44]) :



6. Le Cuivre (Extrait de [44])



7. Résistivité du ruban SCS4050-AP de SuperPower, mesurée en champ propre (mesure CEA)



ANNEXE 2

Le logiciel CASTEM et la procédure PASAPAS

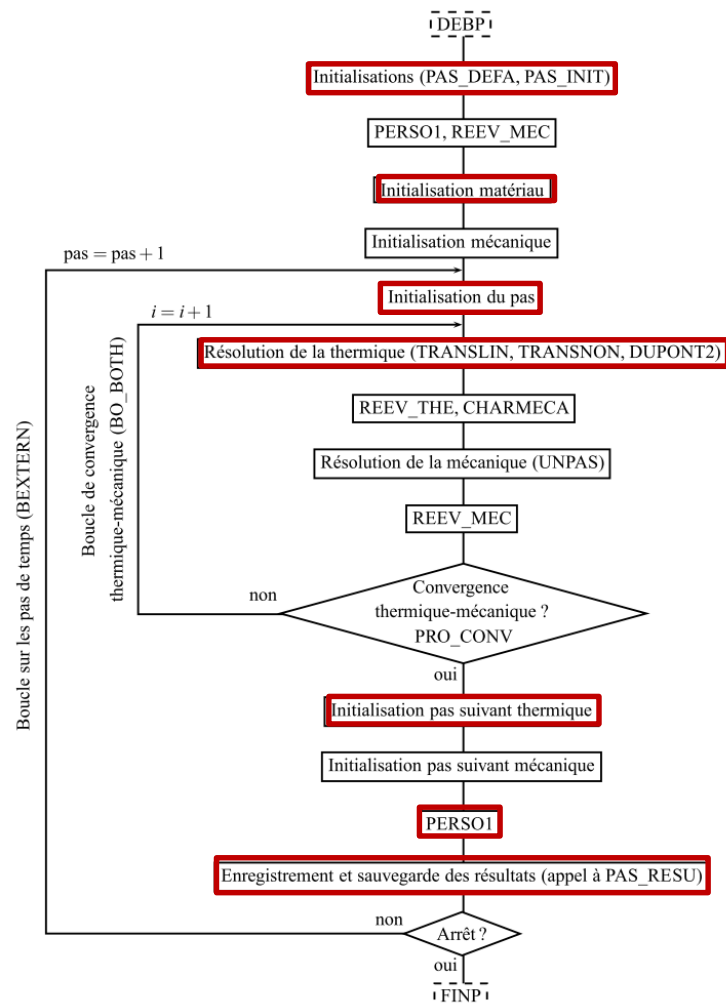
1. Le logiciel CASTEM [127]

Cast3M est un logiciel de calcul par la méthode des éléments finis pour la mécanique des structures et des fluides. Cast3M est développé au Département de Modélisation des Systèmes et Structures (DM2S) de la Direction de l'Énergie Nucléaire du Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives (CEA).

Le logiciel est à l'origine développé pour des calculs thermomécaniques mais il a aussi été fait pour pouvoir être modifié ou adapté selon les besoins des utilisateurs.

Le code de simulation développé pour l'étude de la transition résistive utilise la procédure de calcul thermique utilisant la méthode à deux pas de temps DUPONT2. Cette procédure est appelée dans la procédure PASAPAS décrite juste après.

2. La procédure PASAPAS [107]

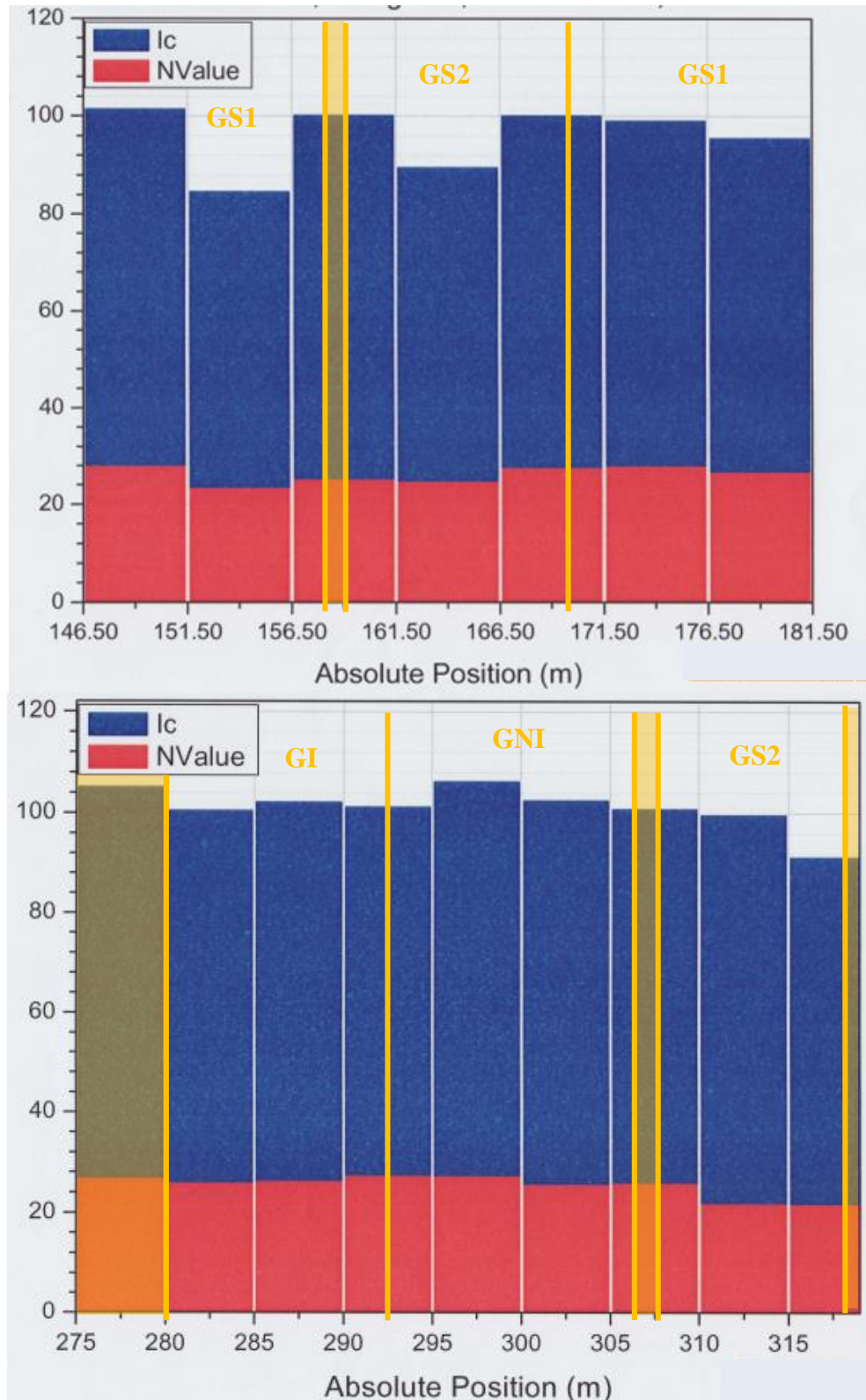


Annexe 2

Les étapes de la procédure PASAPAS servant au code de calcul de transition sont encadrés en rouge sur le schéma de fonctionnement de la procédure PASAPAS extraite du manuel de la procédure [107]. Le calcul de la puissance dissipée dans le bobinage est mis à jour dans la procédure PERSO2 (PERSO1 encadré dans le schéma) étant appelé après le calcul thermique. Cette puissance dissipée définit la nouvelle source de chaleur pour le calcul thermique du pas suivant.

ANNEXE 3

Exemple de « data sheet » fournies par SuperPower pour les deux lots de rubans SCS4050-AP commandés pour le prototype HTS2. Les abréviations GS, GI et GNI correspondent respectivement à Galette Simple, Galette Instrumentée, Galette Non Instrumentée. Les parties en jaune transparent ne sont pas utilisées sur le prototype HTS2.

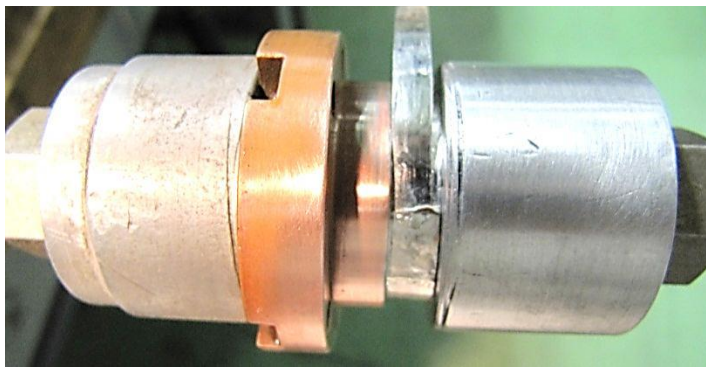


ANNEXE 4

Détail de la fabrication des jonctions

1. Détail de la fabrication d'un échantillon de jonction de type Bobinette

L'échantillon de type bobinette est composé de deux galettes simples consistant en un ruban de supraconducteur soudé sur un mandrin en cuivre permettant le transfert du courant ((1) et (2)). Les deux galettes sont ensuite assemblées avec une plaque de G10 de séparation assurant l'isolation électrique (3). La jonction est ensuite réalisée à l'aide du dispositif en aluminium (4), et les fils de mesure sont soudés sur les pattes de cuivre ressortant du bobinage, et juste avant la jonction (5). Enfin la bobinette est montée sur le porte échantillon pour être testée à 4,2K dans la station CétacéS (6).



1- Soudure du ruban supraconducteur sur le mandrin en cuivre



2- Demi-galette finie avec les rubans de cuivre pour les prises de potentiel (droite : après démontage)

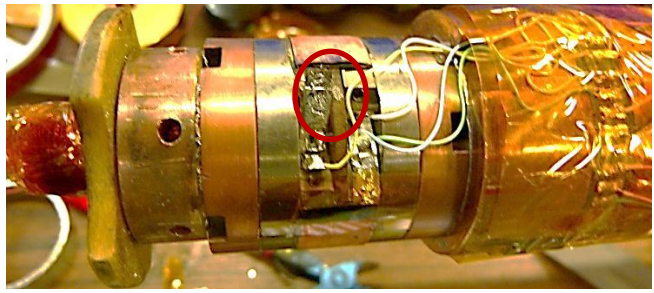
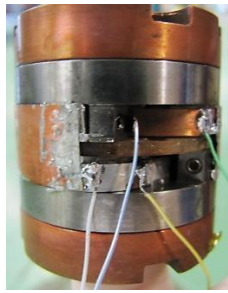


3- Bobinette avant la réalisation de la jonction (galettes séparées par une plaque de G10)

4- Dispositif en aluminium pour la réalisation de la jonction



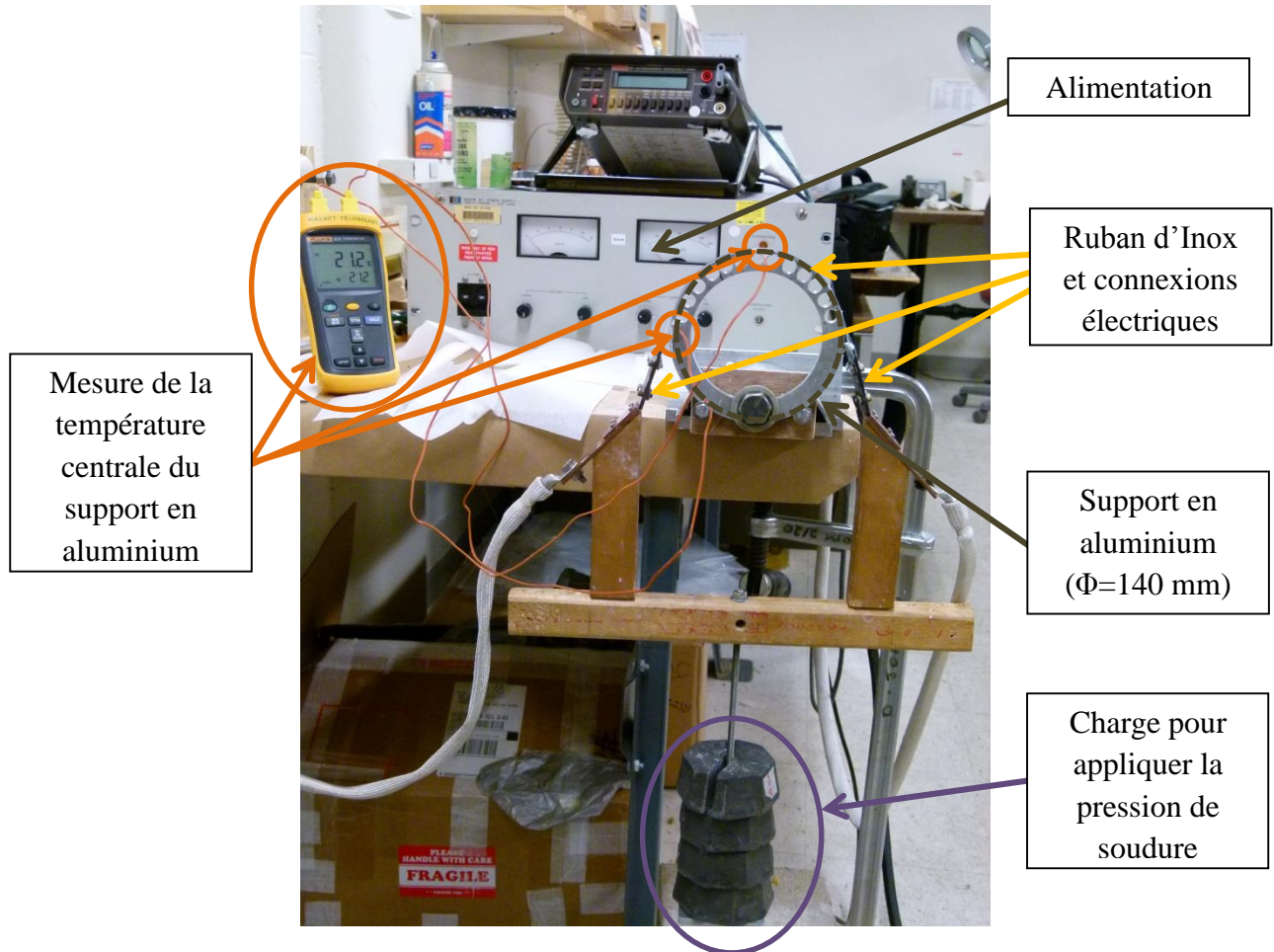
5- Bobinette avec la jonction et les fils de mesures



6- Bobinette sur le porte échantillon après un essai (rupture mécanique visible)

2. Détail de la fabrication d'un échantillon de type Lap Joint.

Les différentes étapes de la fabrication d'un échantillon de type Lap Joint à l'aide du dispositif du FBML décrit en (1) sont présentées sur les photos suivantes ((2) à (15)). Les charges visibles sur la vue globale sont ajoutées juste avant la fusion de l'alliage. La température est contrôlée sur le support en aluminium juste en dessous de la jonction. L'étape de nettoyage des rubans est indispensable pour l'obtention de résistances faibles.



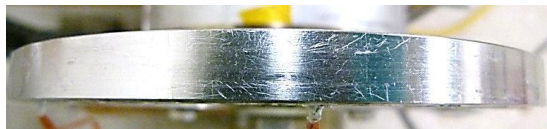
1- Vue globale du dispositif de réalisation des Lap Joints



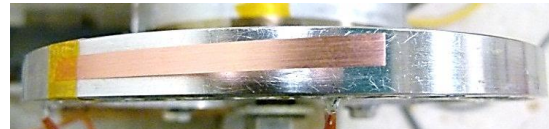
2- Nettoyage du ruban d'alliage (partie droite)



3- Nettoyage du supraconducteur (bas)

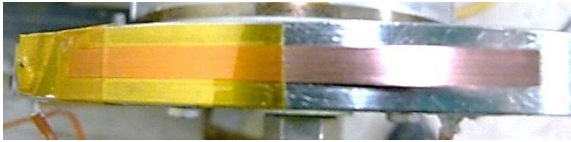


4- Support en aluminium

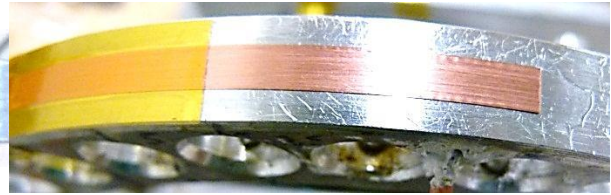


5- Mise en place du premier ruban (SC vers le haut)

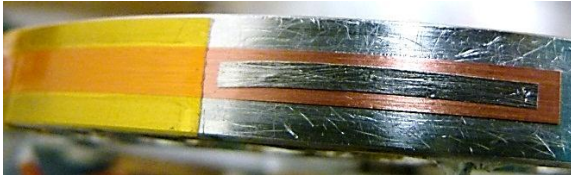
Annexe 4



6- Mise en place du Kapton pour maintenir le ruban



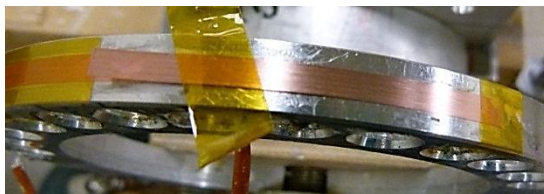
7- Ajout du flux (ITW Chemtronics No-Clean Flux dispensing Pen CW8100)



8- Mise en place du ruban d'alliage



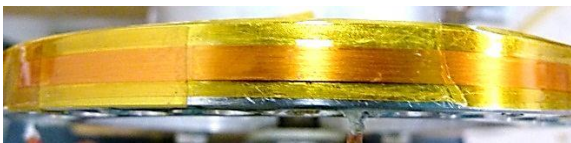
9- Ajout de flux



10- Mise en place du second ruban (SC vers le bas)



11- Ajout du Kapton pour maintenir le ruban



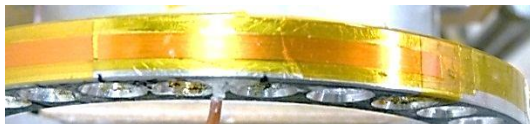
12- Ajout d'un ruban de Kapton pour maintenir l'échantillon en place et améliorer la répartition de la charge



13- Mise en place du ruban d'Inox



14- Ajout d'un ruban de Kapton localement au niveau du lap joint pour réduire la dissipation thermique dans l'air.



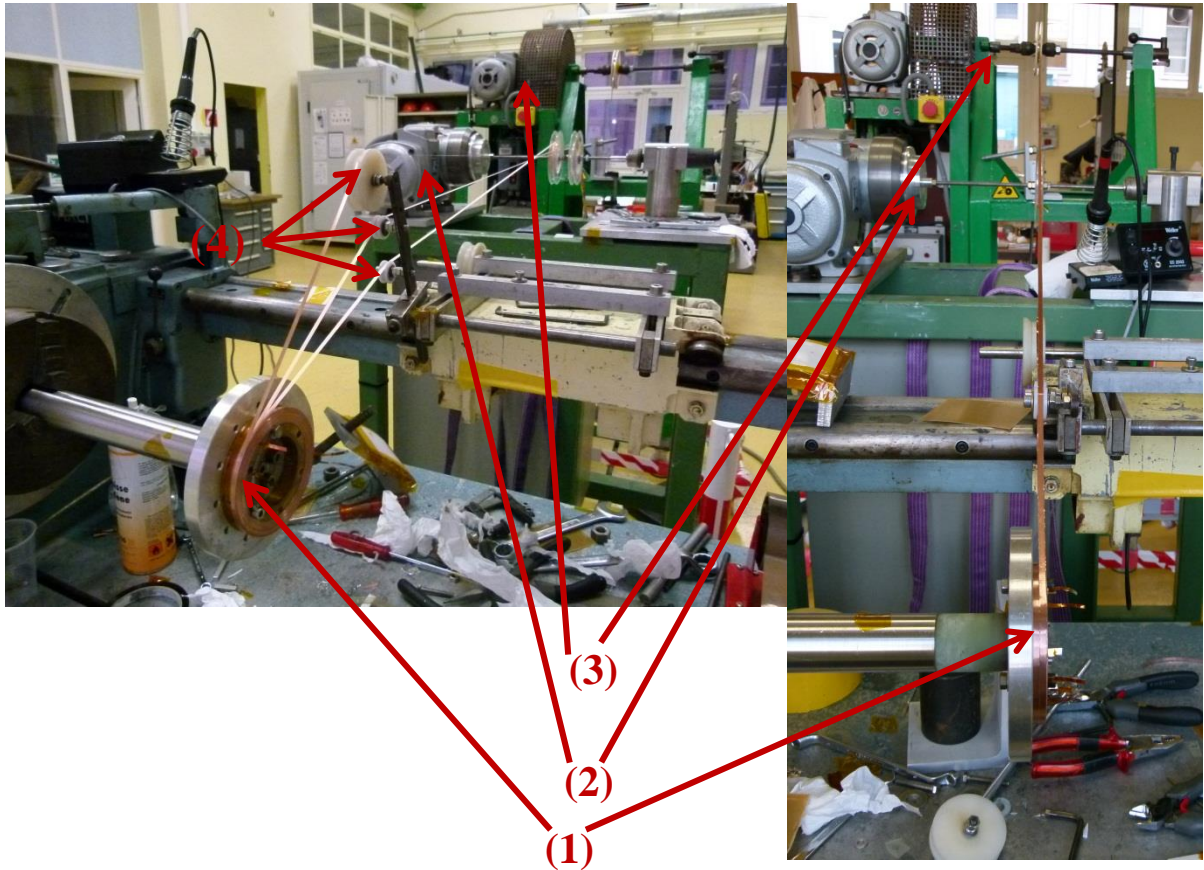
15- Jonction réalisée après un chauffage à 155°C pour l'Indalloy (env. 4'40) et 185°C pour le Pb40Sn60 (env. 9'30)



ANNEXE 5

Détail de la fabrication des prototypes

1. Description de la bobineuse à axe horizontal

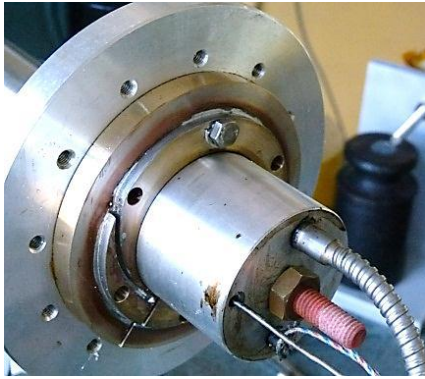


La bobineuse à axe horizontal utilisée pour les prototypes HTS1 et HTS2 est composée de trois parties :

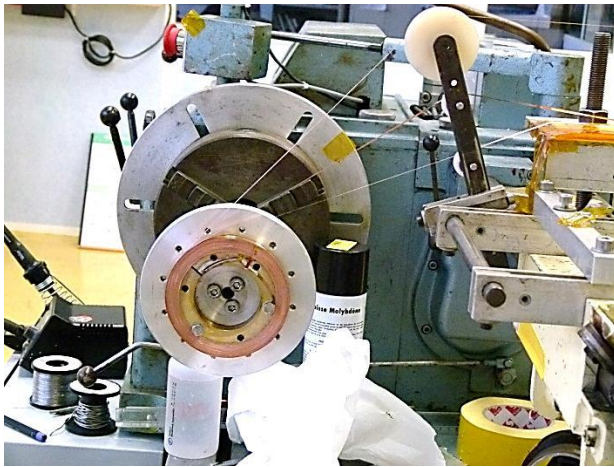
- La bobineuse à axe horizontal supportant le mandrin de la galette à bobiner (1)
- Le frein pour le(s) dévidoir(s) de ruban supraconducteur (2)
- Le frein pour le ruban de cuivre (3)

Les deux ou trois rubans sont guidés à l'aide de trois roues (4) permettant un premier alignement avant d'arriver sur le mandrin.

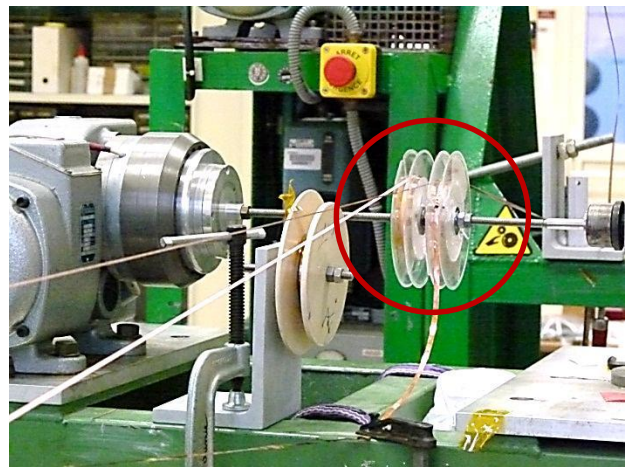
2. Détail de la fabrication des galettes simples et des doubles galettes du prototype HTS1



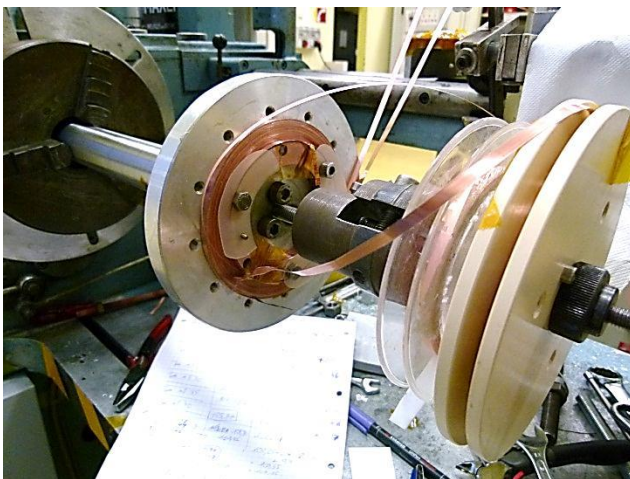
1- Système de chauffage pour la soudure du ruban sur le mandrin des galettes simples



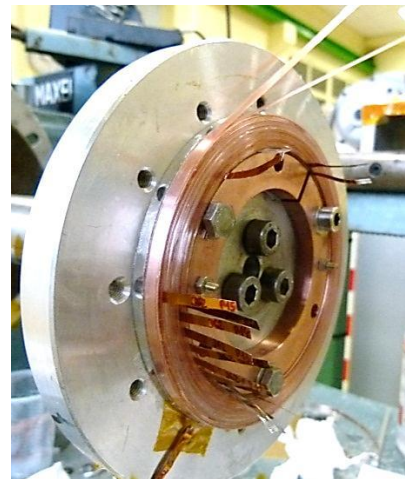
2- Fin de bobinage d'une galette simple



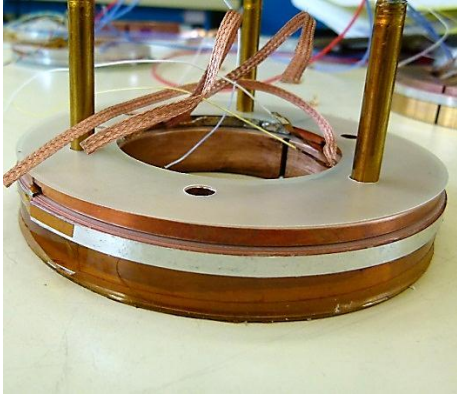
3- Les deux dévidoirs de rubans supraconducteurs sur le frein.



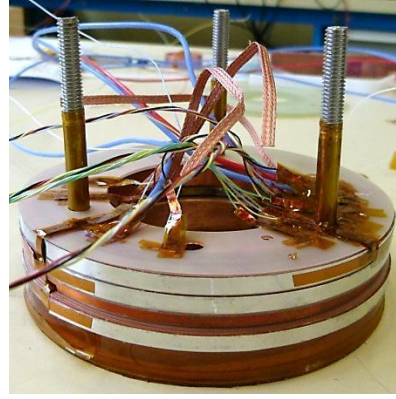
4- Bobinage double galette avec supraconducteur en attente (GNI en bobinage)



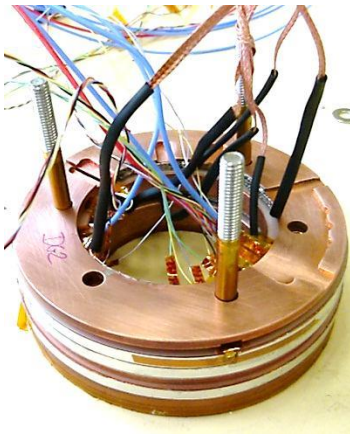
5- Fin du bobinage d'une GI



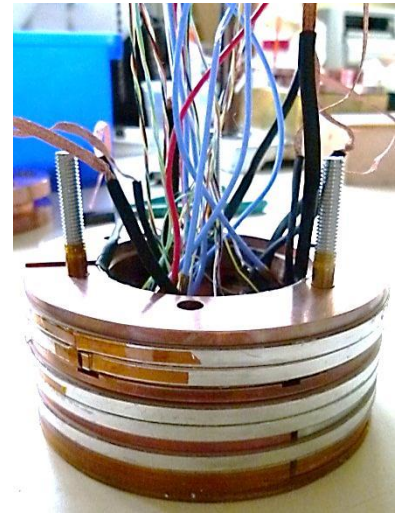
6- Début du montage de la bobine : GS1 et plaque intermédiaire



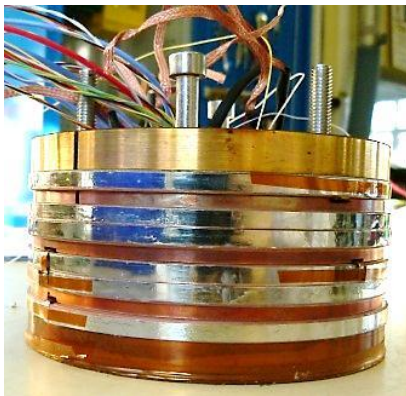
7- Mise en place de la première double galette



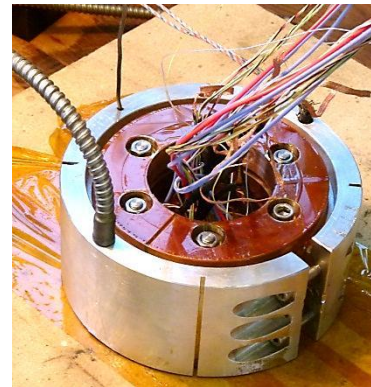
8- Mise en place de la plaque entre les doubles galettes



9- Ajout de la seconde double galette et de la plaque supérieure



10- Fin de l'assemblage avec la deuxième galette simple



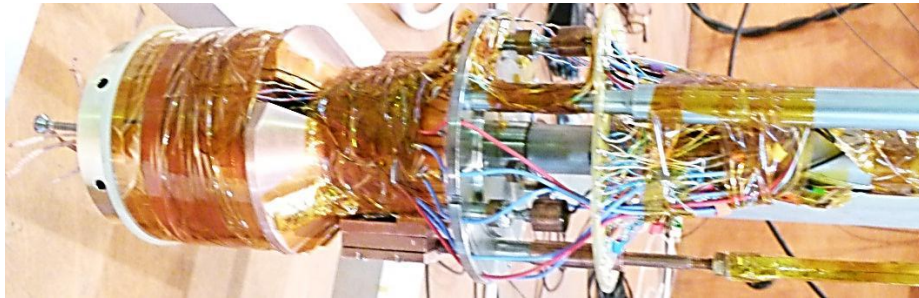
11- Réalisation de la jonction haute



12- Bobine HTS1 finie

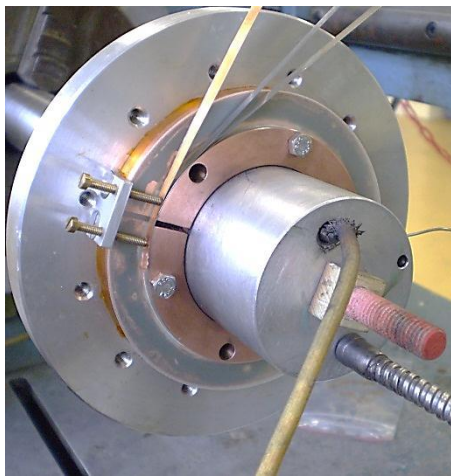


13- Montage de la bobine sur l'échangeur

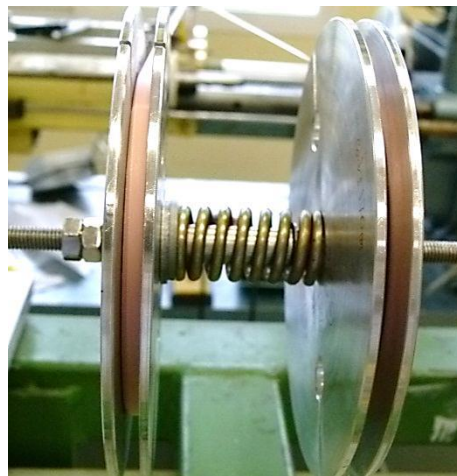


14 – Bobine montée sur le porte échantillon au LNCMI

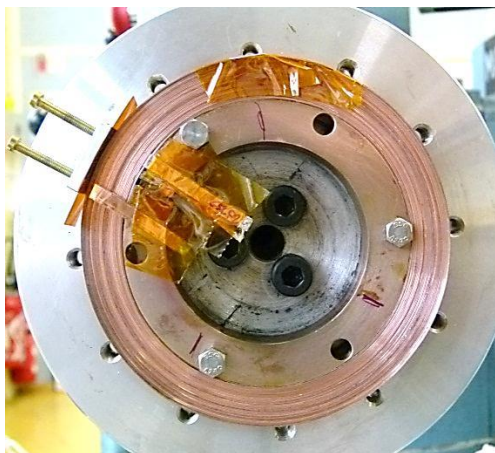
3. Détail de la fabrication des galettes simples et des doubles galettes du prototype HTS2



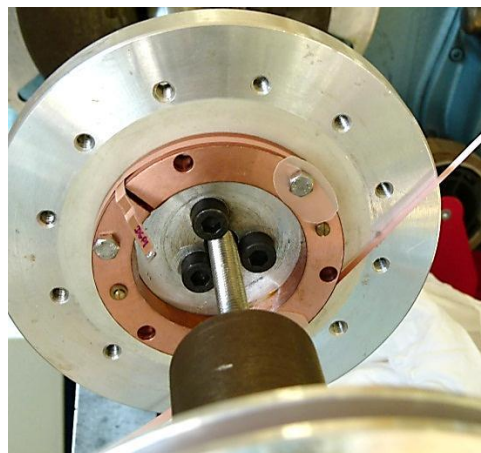
1- Chauffage pour la soudure des galettes simples avec le nouveau système de fixation



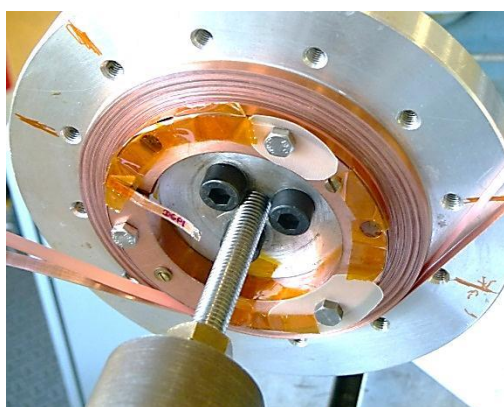
2- Nouveau système de ressort pour équilibrer la tension entre les deux rubans supraconducteurs



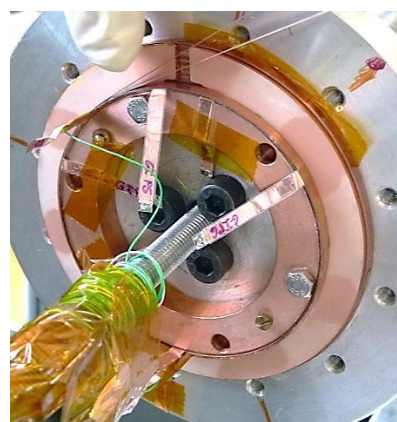
3- Galette simple finie



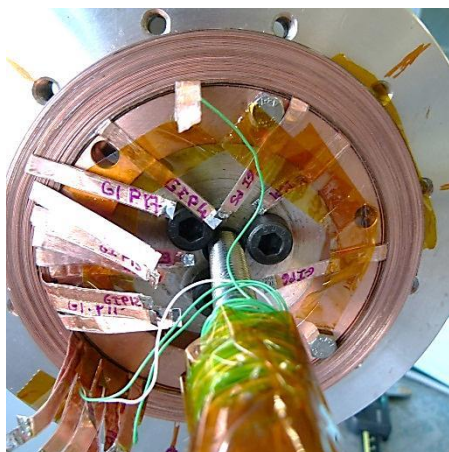
4- Mise en place du passage central



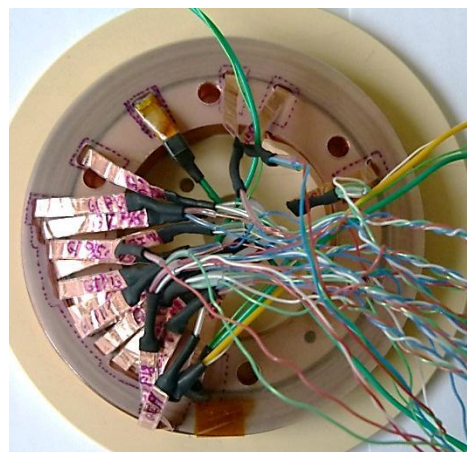
5- Fin du bobinage de la GNI



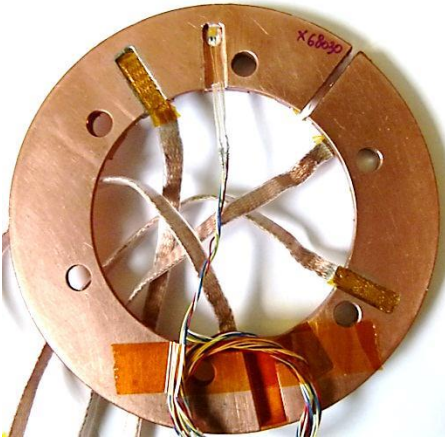
6- Début bobinage GI



7- GI finie



8- Double galette avec fils d'instrumentation



9- Plaque de refroidissement entre les éléments



10- Bobine avant les jonctions



11-Bobine avant la jonction haute



12- Jonction haute réalisée



13- Bobine HTS2 après imprégnation fibre de verre



14- Montage de la bobine sur l'échangeur



15- Bobine montée sur l'échangeur



16- Bobine montée sur le porte échantillon du LNCMI

Références

- [1] L. Gao, Y. Xue, F. Chen, Q. Xiong, R. Meng, D. Ramirez, C. Chu, J. Eggert, and H. Mao, “Superconductivity up to 164 K in $\text{HgBa}_2\text{Cam-1CumO}_{2m+2+\delta}$ ($m=1, 2$, and 3) under quasihydrostatic pressures,” *Phys. Rev. B* **50**(6), 4260–4263 (1994) [doi:10.1103/PhysRevB.50.4260].
- [2] L. Gao, Y. Y. Xue, F. Chen, Q. Xiong, R. L. Meng, D. Rameriz, C. W. Chu, J. Eggert, and H. K. Mao, “Universal enhancement of T_c under high pressure in $\text{HgBa}_2\text{Cam-1CumO}_{2m+2+\delta}$,” *Physica C: Superconductivity* **235–240, Part 2**(0), 1493–1494 (1994) [doi:10.1016/0921-4534(94)91971-2].
- [3] Y. Iwasa, *Case Studies in Superconducting Magnets: Design and Operational Issues Second Edition*, Springer (2009).
- [4] M. Kikuchi, N. Ayai, T. Ishida, K. Tatamidani, K. Hayashi, S. Kobayashi, E. Ueno, K. Yamazaki, S. Yamade, et al., “Development of new types of DI-BSCCO wire,” *SEI Tech. Rev. (Japan)*(66), 73–8080 (2008).
- [5] M. Okada, K. Tanaka, T. Wakuda, K. Ohata, J. Sato, T. Kiyoshi, H. Kitaguchi, and H. Wada, “Bi-2212/Ag high-field magnets,” *Physica C: Superconductivity* **335**(1–4), 61–64 (2000) [doi:10.1016/S0921-4534(00)00143-X].
- [6] J. Sato, K. Ohata, M. Okada, K. Tanaka, H. Kitaguchi, H. Kumakura, T. Kiyoshi, H. Wada, and K. Togano, “Two kilometer long Bi-2212 ROSATwires,” *Physica C: Superconductivity* **357–360, Part 2**(0), 1111–1114 (2001) [doi:10.1016/S0921-4534(01)00519-6].
- [7] S. Fleshler, D. Buczek, B. Carter, P. Cedrone, K. DeMoranville, J. Gannon, J. Inch, X. Li, J. Lynch, et al., “Scale-up of 2G wire manufacturing at American Superconductor Corporation,” *Physica C: Superconductivity* **469**(15-20), 1316–1321 (2009) [doi:10.1016/j.physc.2009.05.234].
- [8] M. W. Rupich and Thieme, “Advances in second generation high temperature superconducting wire manufacturing and R&D at American Superconductor Corporation,” <<http://iopscience.iop.org/0953-2048/23/1/014015/>> (4 June 2012).
- [9] J. Fleiter, “Development of High Temperature Superconducting Cables for Application to Accelerator Technology,” Thèse, Ecole EEATS, INP Grenoble (2013).
- [10] D. Turrioni, E. Barzi, M. J. Lamm, R. Yamada, A. V. Zlobin, and A. Kikuchi, “Study of HTS Wires at High Magnetic Fields,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **19**(3), 3057–3060 (2009) [doi:10.1109/TASC.2009.2017877].
- [11] V. Lombardo, E. Barzi, D. Turrioni, and A. V. Zlobin, “Critical Currents of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Tapes and $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ Wires at Different Temperatures and Magnetic Fields,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **21**(3), 3247–3250 (2011) [doi:10.1109/TASC.2010.2093865].
- [12] Y. Lee, H. Yamasaki, and M. Furuse, “Magnetic-field angle dependent critical current densities and flux pinning in commercial YBCO tapes at liquid nitrogen temperatures,” *Cryogenics* **50**(8), 459–464 (2010) [doi:10.1016/j.cryogenics.2010.05.002].
- [13] Y. Lee, H. Yamasaki, and M. Furuse, “Magnetic-field angle dependent critical current densities and flux pinning in commercial YBCO tapes below liquid nitrogen

- temperatures,” *Physica C: Superconductivity* **471**(21–22), 1017–1020 (2011) [doi:10.1016/j.physc.2011.05.113].
- [14] A. Xu, J. J. Jaroszynski, F. Kametani, Z. Chen, D. C. Larbalestier, Y. L. Viouchkov, Y. Chen, Y. Xie, and V. V. V. Selvamanickam, “Angular dependence of J_c for YBCO coated conductors at low temperature and very high magnetic fields,” 09 2009, <<http://iopscience.iop.org/0953-2048/23/1/014003>> (1 October 2010).
- [15] M. Ferrier, “Energy storage in a superconducting winding,” in *Low temperatures and electric power*, pp. 425–432, Internat. Inst. Refrigeration, Paris, France (1969).
- [16] H. Tsutsui, S. Nomura, and R. Shimada, “Optimization of SMES coil by using virial theorem,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **12**(1), 800– 803 (2002) [doi:10.1109/TASC.2002.1018522].
- [17] Y. Eyssa and R. Boom, “Considerations of a large force balanced magnetic energy storage system,” *Magnetics, IEEE Transactions on* **17**(1), 460– 462 (1981) [doi:10.1109/TMAG.1981.1061108].
- [18] S. Nomura, N. Watanabe, C. Suzuki, H. Ajikawa, M. Uyama, S. Kajita, Y. Ohata, H. Tsutsui, S. Tsuji-Iio, et al., “Advanced configuration of superconducting magnetic energy storage,” *Energy* **30**(11–12), 2115–2127 (2005) [doi:10.1016/j.energy.2004.08.017].
- [19] H. Boenig, J. Dean, J. Rogers, R. Schermer, and J. Hauer, “Test of the 30 MJ Superconducting Magnetic Energy Storage Unit,” *J. Phys. Colloques* **45**(C1), C1–575–C1–580 (1984) [doi:10.1051/jphyscol:19841116].
- [20] S. Nagaya, N. Hirano, H. Moriguchi, K. Shikimachi, H. Nakabayashi, S. Hanai, J. Inagaki, S. Ioka, and S. Kawashima, “Field Test Results of the 5 MVA SMES System for Bridging Instantaneous Voltage Dips,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **16**(2), 632–635 (2006) [doi:10.1109/TASC.2005.864359].
- [21] R. Mikkonen, T. Kalliohaka, A. Korpela, J. Lehtonen, and R. Perälä, “A 0.2 MJ cryogen free Nb 3 Sn SMES in UPS application,” *Superconductor Science and Technology* **16**(8), 946 (2003).
- [22] R. Kreutz, H. Salbert, D. Krischel, A. Hobl, C. Radermacher, N. Blacha, P. Behrens, and K. Dutsch, “Design of a 150 kJ high-Tc SMES (HSMES) for a 20 kVA uninterruptible power supply system,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **13**(2), 1860– 1862 (2003) [doi:10.1109/TASC.2003.812929].
- [23] K. Shikimachi, H. Moriguchi, N. Hirano, S. Nagaya, T. Ito, J. Inagaki, S. Hanai, M. Takahashi, and T. Kurusu, “Development of MVA class HTS SMES system for bridging instantaneous voltage dips,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **15**(2), 1931– 1934 (2005) [doi:10.1109/TASC.2005.849338].
- [24] H.-J. Kim, K.-C. Seong, J.-W. Cho, J.-H. Bae, K.-D. Sim, K.-W. Ryu, B.-Y. Seok, and S.-H. Kim, “Development of a 3 MJ/750 kVA SMES system,” *Cryogenics* **46**(5), 367–372 (2006) [doi:10.1016/j.cryogenics.2005.08.008].
- [25] L. Xiao, Z. Wang, S. Dai, J. Zhang, Dong Zhang, Zhiyuan Gao, Naihao Song, Fengyuan Zhang, Xi Xu, et al., “Fabrication and Tests of a 1 MJ HTS Magnet for SMES,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **18**(2), 770–773 (2008) [doi:10.1109/TASC.2008.922234].
- [26] P. Tixador, M. Deleglise, A. Badel, K. Berger, B. Bellin, J. C. Vallier, A. Allais, and C. E. Bruzek, “First Tests of a 800 kJ HTS SMES,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/TASC.2008.921319* **18**(2), 774–778 (2008).
- [27] T. Mito, H. Chikaraishi, A. Kawagoe, R. Maekawa, R. Abe, T. Baba, K. Okumura, A. Kuge, M. Iwakuma, et al., “Summary of a 1 MJ Conduction-Cooled LTS Pulse Coil Developed for 1 MW, 1 s UPS-SMES,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **19**(3), 1999–2003 (2009) [doi:10.1109/TASC.2009.2018480].

- [28] K. Shikimachi, N. Hirano, S. Nagaya, H. Kawashima, K. Higashikawa, and T. Nakamura, "System Coordination of 2 GJ Class YBCO SMES for Power System Control," *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/TASC.2009.2018491* **19**(3), 2012–2018 (2009).
- [29] A. R. Kim, J. G. Kim, S. Kim, M. Park, I. K. Yu, K. C. Seong, and K. Watanabe, "A feasibility study on HTS SMES applications for power quality enhancement through both software simulations and hardware-based experiments," *Physica C: Superconductivity* **471**(21–22), 1404–1408 (2011) [doi:10.1016/j.physc.2011.05.204].
- [30] M. N. Wilson, *Superconducting Magnets*, Clarendon Press (1983).
- [31] A. V. Dudarev, A. V. Gavrilin, H. H. J. ten Kate, D. E. Baynham, M. J. D. Courthold, and C. Lesmond, "Quench propagation and protection analysis of the ATLAS Toroids," *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **10**(1), 365–368 (2000) [doi:10.1109/77.828249].
- [32] F.-P. Juster, J. Deregél, B. Hervieu, and J.-M. Rey, "Stability and quench propagation velocities measurements on the 'racetrack' mock-up of ATLAS toroid coil," *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **10**(1), 677–680 (2000) [doi:10.1109/77.828324].
- [33] S. Feher, R. Bossert, J. DiMarco, D. Mitchell, M. J. Lamm, P. J. Limon, P. Mazur, F. Nobrega, D. Orris, et al., "Quench protection of SC quadrupole magnets," in *Particle Accelerator Conference, 1997. Proceedings of the 1997* **3**, pp. 3389–3391 vol.3 (1997) [doi:10.1109/PAC.1997.753218].
- [34] J. W. Lue, M. J. Gouge, R. C. Duckworth, D. F. Lee, D. M. Kroeger, and J. M. Pfothenhauer, "QUENCH TESTS OF A 20-cm-LONG RABiTS YBCO TAPE" (2002).
- [35] G. Celentano, G. M. Polli, A. Angrisani Armenio, A. Augieri, V. Galluzzi, A. Mancini, A. Rufoloni, A. Vannozzi, U. Gambardella, et al., "Hot Spot Stimulated Transition in YBCO Coated Conductors: Experiments and Simulations," *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/TASC.2009.2017916* **19**(3), 2486–2489 (2009).
- [36] X. Wang, U. P. Trociewitz, and J. Schwartz, "Critical current degradation of short YBa₂Cu₃O_{7-δ} coated conductor due to an unprotected quench," *Superconductor Science and Technology* **24**(3), 035006 (2011).
- [37] A. Ishiyama, Y. Tanaka, H. Ueda, Y. Shiohara, T. Machi, Y. Iijima, T. Saitoh, N. Kashima, M. Mori, et al., "Degradation of YBCO Coated Conductors Due to Over-Current Pulse," *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **17**(2), 3509–3512 (2007) [doi:10.1109/TASC.2007.899708].
- [38] X. Wang, H. Ueda, A. Ishiyama, Y. Iijima, T. Saitoh, N. Kashima, M. Mori, T. Watanabe, S. Nagaya, et al., "Degradation of YBCO coated conductors caused by over-current pulses," *Journal of Physics: Conference Series* **97**(1), 012150 (2008).
- [39] Yi Gang Zhou, Guo Min Zhang, Xiao Hang Li, Ying Shun Wang, Liang Zhen Lin, and Li Ye Xiao, "Performance of YBa₂Cu₃O_x Tapes With Different Structures Under AC Overcurrent Conditions," *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **19**(4), 3665–3669 (2009) [doi:10.1109/TASC.2009.2019627].
- [40] W. Markiewicz, K. Pickard, H. Weijers, P. Noyes, U. Trociewitz, J. Jaroszynski, A. Xu, and D. Larbalistier, "33.8 Tesla with a YBa₂Cu₃O_{7-x} superconducting test coil Tech. Rep," NATIONAL HIGH MAGNETIC FIELD LABORATORY (2008).
- [41] A. L. Mbaruku, U. P. Trociewitz, X. Wang, and J. Schwartz, "Relationships Between Conductor Damage, Quenching and Electromechanical Behavior in YBCO

- Coated Conductors,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **17**(2), 3044–3049 (2007) [doi:10.1109/TASC.2007.898874].
- [42] S. Ochiai, T. Arai, A. Toda, H. Okuda, M. Sugano, K. Osamura, and W. Prusseit, “Influences of cracking of coated superconducting layer on voltage-current curve, critical current, and n-value in DyBCO-coated conductor pulled in tension,” *J. Appl. Phys.* **108**(6), 063905–063908 (2010).
- [43] W.-S. Kim, F. Trillaud, M. C. Ahn, Y. Iwasa, Xuan Peng, and M. Tomsic, “Normal Zone Propagation in 2-Dimensional YBCO Winding Pack Models,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/TASC.2008.922344* **18**(2), 1249–1252 (2008).
- [44] Eckels, *Eckels Engineering Inc. Cryocomp properties version 3.06*.
- [45] A. Badel, P. Tixador, G. Simiand, and O. Exchaw, “Quench detection system for twin coils HTS SMES,” *Cryogenics* **50**(10), 674–681 (2010) [doi:doi: DOI: 10.1016/j.cryogenics.2010.06.015].
- [46] A. Yamamoto, Y. Makida, H. Yamaoka, H. Ohmiya, K. Tanaka, T. Haruyama, T. Yoshida, K. Yoshimura, S. Matsuda, et al., “A thin superconducting solenoid magnet for particle astrophysics,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **12**(1), 438–442 (2002) [doi:10.1109/TASC.2002.1018438].
- [47] P. Tixador, N. T. Nguyen, J. M. Rey, T. Lecrevisse, V. Reinbold, C. Trophime, X. Chaud, F. Debray, S. Semperger, et al., “SMES Optimization for High Energy Densities,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **22**(3), 5700704 (2012) [doi:10.1109/TASC.2011.2175870].
- [48] A. Milanese, M. Devaux, M. Durante, P. Manil, J. C. Perez, J. M. Rifflet, G. de Rijk, and F. Rondeaux, “Design of the EuCARD High Field Model Dipole Magnet FRESCA2,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **22**(3), 4002604 (2012) [doi:10.1109/TASC.2011.2178980].
- [49] A. F. Lietzke, S. E. Bartlett, P. Bish, S. Caspi, D. Dietderich, P. Ferracin, S. A. Gourlay, A. R. Hafalia, C. R. Hannaford, et al., “Test results of HD1b an upgraded 16 tesla Nb₃Sn dipole magnet,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **15**(2), 1123–1127 (2005) [doi:10.1109/TASC.2005.849509].
- [50] M. Devaux, F. Debray, J. Fleiter, P. Fazilleau, T. Lecrevisse, C. Pes, J. M. Rey, J. M. Rifflet, M. Sorbi, et al., “HTS Insert Magnet Design Study,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **22**(3), 4203605 (2012) [doi:10.1109/TASC.2011.2174600].
- [51] T. Lecrevisse, J. . Gheller, O. Louchart, J. . Rey, and P. Tixador, “Critical Current and Junction Between Pancake Studies for HTS Coil Design,” *Physics Procedia* **36**(0), 681–686 (2012) [doi:10.1016/j.phpro.2012.06.267].
- [52] VAMAS, “Versailles Project on Advanced Materials and Standards (VAMAS),” <<http://www.vamas.org/>> (2 July 2012).
- [53] J.-M. Rey, A. Allais, J.-L. Duchateau, P. Fazilleau, J.-M. Gheller, R. Le Bouter, O. Louchard, L. Quettier, and D. Tordera, “Critical Current Measurement in HTS Bi2212 Ribbons and Round Wires,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/TASC.2009.2018227* **19**(3), 3088–3093 (2009).
- [54] I. Hiltunen, J. Lehtonen, A. Stenvall, and R. Mikkonen, “Influence of Self-Heating on Measured n -Value,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **20**(3), 1597–1600 (2010) [doi:10.1109/TASC.2010.2042156].
- [55] X. Chaud, F. Debray, E. Mossang, P. Tixador, J.-M. Rey, T. Lecrevisse, and C.-E. Bruzek, “Transport J_c Measurements of HTS Conductors under High Magnetic Field at LNCMI,” *Physics Procedia* **36**(0), 1456–1461 (2012) [doi:10.1016/j.phpro.2012.06.114].

- [56] L. Bottura, “A practical fit for the critical surface of NbTi,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/77.828413* **10**(1), 1054–1057 (2000).
- [57] K.-H. Müller, D. N. Matthews, and R. Driver, “Critical current density of ceramic high-temperature superconductors in a low magnetic field,” *Physica C: Superconductivity* **191**(3-4), 339–346 (1992) [doi:doi: DOI: 10.1016/0921-4534(92)90928-6].
- [58] D. C. van der Laan, J. Schwartz, B. Haken, M. Dhalle, and H. J. N. van Eck, “Limits to the critical current in Bi2Sr2Ca2Cu3Ox tape conductors: The parallel path model,” *Physical Review B: Condensed matter and materials physics*, 2008, <<http://doc.utwente.nl/59873/>> (4 February 2011).
- [59] T. Lécresse, J-M Rey, Y. Thimont, P. Bernstein and C. McLoughlin, “Critical current reduction in coated conductors when in-plane fields are applied”, *J. Appl. Phys.* **112**, 073918 (2012)
- [60] Y. Kim, C. Hempstead, and A. Strnad, “Resistive States Of Hard Superconductors,” *Reviews Of Modern Physics* **36**(1P1), 43–& (1964) [doi:10.1103/RevModPhys.36.43].
- [61] K. S. Chang, H. C. Jo, Y. J. Kim, M. C. Ahn, and T. K. Ko, “An Experimental Study on the Joint Methods between Double Pancake Coils Using YBCO Coated Conductors,” *ASC2010* (2010).
- [62] Y. Zhang, R. C. Duckworth, T. T. Ha, and M. J. Gouge, “Solderability study of RABiTS-based YBCO coated conductors,” *Physica C: Superconductivity* **471**(15–16), 437–443 (2011) [doi:10.1016/j.physc.2011.03.009].
- [63] T. Maebatake, Y. Ichinose, K. Yamada, N. Mori, R. Teranishi, M. Inoue, T. Kiss, M. Yoshizumi, T. Izumi, et al., “Joint properties of REBCO coated conductors,” *Physica C: Superconductivity* **471**(21–22), 987–989 (2011) [doi:10.1016/j.physc.2011.05.106].
- [64] R. Tediosi, M. Alessandrini, C. Beneduce, S. Schneider, and D. Eckert, “Low Temperature and Magnetic Field Performance of Spliced Commercial YBCO CC,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **22**(3), 6600804 (2012) [doi:10.1109/TASC.2011.2178579].
- [65] Hyung Jun Kim, Young Jin Hwang, Sukjin Choi, Haigun Lee, and Tae Kuk Ko, “A Study on Recovery Characteristics of Joined Tapes From the View of Thermal and Electrical Variation for Superconducting Magnets,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **22**(3), 4703505 (2012) [doi:10.1109/TASC.2012.2184831].
- [66] Hyung-Seop Shin and M. J. Dedicataria, “Comparison of the Bending Strain Effect on Transport Property in Lap- and Butt-Jointed Coated Conductor Tapes,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **20**(3), 1541–1544 (2010) [doi:10.1109/TASC.2009.2039831].
- [67] R. P. Walsh, D. McRae, W. D. Markiewicz, J. Lu, and V. J. Toplosky, “The 77-K Stress and Strain Dependence of the Critical Current of YBCO Coated Conductors and Lap Joints,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **22**(1), 8400406 (2012) [doi:10.1109/TASC.2011.2182349].
- [68] Jun Lu, Ke Han, W. R. Sheppard, Y. L. Viouchkov, K. W. Pickard, and W. D. Markiewicz, “Lap Joint Resistance of YBCO Coated Conductors,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **21**(3), 3009–3012 (2011) [doi:10.1109/TASC.2010.2091934].
- [69] G. Celentano, A. Augieri, A. Mauretti, A. Vannozzi, A. A. Armenio, V. Galluzzi, S. Gaudio, A. Mancini, A. Rufoloni, et al., “Electrical and Mechanical Characterization

- of Coated Conductors Lap Joints,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/TASC.2010.2043833* **20**(3), 1549–1552 (2010).
- [70] Ki Sung Chang, Dong Keun Park, Seong Eun Yang, Hyun Chul Jo, Hyung Jun Kim, Yong Soo Yoon, Hyun Sung Kim, Haigun Lee, and Tae Kuk Ko, “Experimental Analysis of a Splice Method Between YBCO Coated Conductors on Various Bending Diameters,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/TASC.2010.2042945* **20**(3), 1577–1580 (2010).
- [71] M. H. Sohn, S. W. Kim, S. K. Baik, Y. S. Jo, M. G. Seo, E. Y. Lee, and Y. K. Kwon, “Joint resistances between two parallel high T_c superconducting tapes,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/TASC.2003.812885* **13**(2), 1764–1767 (2003).
- [72] S. Ito, L. Bromberg, M. Takayasu, J. V. Minervini, and H. Hashizume, “Proposal of Electrical Edge Joint for a Demountable High-Temperature Superconducting Magnet,” *Plasma Science, IEEE Transactions on* **40**(5), 1446–1452 (2012) [doi:10.1109/TPS.2012.2190103].
- [73] W. SuperPower, “www.superpower-inc.com.”
- [74] J. Kim, J. Bascunan, T. Lécresse, S. Hahn, J. Voccio, D. Park, and Y. Iwasa, “YBCO and Bi2223 Coils for High Field LTS/HTS NMR Magnets — Two Key Issues: HTS-HTS Joint Resistivities and Mechanical Strains.”
- [75] M. K. Chyu and C. E. Oberly, “Influence of operating temperature and contact thermal resistance on normal zone propagation in a metal-sheathed high-T_c superconductor tape,” *Cryogenics* **32**(5), 519–526 (1992) [doi:10.1016/0011-2275(92)90088-R].
- [76] A. Ishiyama, H. Ueda, T. Ando, H. Naka, S. Bamba, and Y. Shiohara, “A Criterion for Determining Stabilizer Thickness of YBCO Coated Conductors Based on Coil Protection,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/TASC.2007.897998* **17**(2), 2430–2433 (2007).
- [77] A. Ishiyama, H. Ueda, Y. Aoki, K. Shikimachi, N. Hirano, and S. Nagaya, “Quench Behavior and Protection in Cryocooler-Cooled YBCO Pancake Coil for SMES,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/TASC.2010.2093491* **21**(3), 2398–2401 (2011).
- [78] A. Ishiyama, M. Yanai, T. Morisaki, H. Ueda, Y. Shiohara, T. Izumi, Y. Iijima, and T. Saitoh, “Normal transition and propagation Characteristics of YBCO tape,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/TASC.2005.849225* **15**(2), 1659–1662 (2005).
- [79] T. Kiss, M. Inoue, K. Hasegawa, K. Ogata, V. S. Vysotsky, Y. Ilyin, M. Takeo, H. Okamoto, and E. Irie, “Quench characteristics in HTSC devices,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/77.783483* **9**(2), 1073–1076 (1999).
- [80] S. Liu, L. Ren, J. Li, and Y. Tang, “Analysis of quench propagation characteristics of the YBCO coated conductor,” *Physica C: Superconductivity* **471**(21–22), 1080–1082 (2011) [doi:10.1016/j.physc.2011.05.128].
- [81] P. J. Masson, V. R. Rouault, G. Hoffmann, and C. A. Luongo, “Development of Quench Propagation Models for Coated Conductors,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/TASC.2008.921260* **18**(2), 1321–1324 (2008).
- [82] F. Roy, B. Dutoit, F. Grilli, and F. Sirois, “Magneto-Thermal Modeling of Second-Generation HTS for Resistive Fault Current Limiter Design Purposes,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/TASC.2008.917576* **18**(1), 29–35 (2008).

- [83] A. . Rakhmanov, V. . Vysotsky, Y. . Ilyin, T. Kiss, and M. Takeo, “Universal scaling law for quench development in HTSC devices,” *Cryogenics* **40**(1), 19–27 (2000) [doi:10.1016/S0011-2275(99)00132-0].
- [84] F. Trillaud, I. C. Ang, W.-S. Kim, H. G. Lee, Y. Iwasa, and J. P. Voccio, “Protection and Quench Detection of YBCO Coils Results With Small Test Coil Assemblies,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/TASC.2007.899953* **17**(2), 2450–2453 (2007).
- [85] J. Duron, F. Grilli, L. Antognazza, M. Decroux, B. Dutoit, and Fischer, “Finite-element modelling of YBCO fault current limiter with temperature dependent parameters,” 2007, <<http://iopscience.iop.org/0953-2048/20/4/007>> (21 October 2010).
- [86] F. Trillaud, Min Cheol Ahn, J. Bascunan, Woo-Seok Kim, J. P. Voccio, and Y. Iwasa, “Quench Behavior, Quench Protection of a YBCO Test Coil Assembly,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/TASC.2008.922278* **18**(2), 1329–1332 (2008).
- [87] V. S. Vysotsky, Y. A. Ilyin, T. Kiss, M. Inoue, M. Takeo, F. Irie, H. Okamoto, M. Kanazawa, K. Ohya, et al., “Thermal quench study in HTSC pancake coil,” *Cryogenics* **40**(1), 9–17 (2000) [doi:10.1016/S0011-2275(99)00133-2].
- [88] W. K. Chan and J. Schwartz, “Three-Dimensional Micrometer-Scale Modeling of Quenching in High-Aspect-Ratio YBa₂Cu₃O_{7- δ} Coated Conductor Tapes—Part II: Influence of Geometric and Material Properties and Implications for Conductor Engineering and Magnet Design,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **21**(6), 3628–3634 (2011) [doi:10.1109/TASC.2011.2169670].
- [89] X. Wang, U. P. Trociewitz, and J. Schwartz, “Near-adiabatic quench experiments on short YBa₂Cu₃O_{7- δ} coated conductors,” *J. Appl. Phys.* **101**(5), 053904–053910 (2007).
- [90] W. K. Chan, P. J. Masson, C. Luongo, and J. Schwartz, “Three-Dimensional Micrometer-Scale Modeling of Quenching in High-Aspect-Ratio YBa₂Cu₃O_{7- δ} Coated Conductor Tapes—Part I: Model Development and Validation,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **20**(6), 2370–2380 (2010) [doi:10.1109/TASC.2010.2072956].
- [91] D. K. Park, Y. J. Kim, S. E. Yang, K. S. Chang, J. B. Na, and T. K. Ko, “Longitudinal and Transverse Quench Propagation in Pancake Coils Using Coated Conductors With Additional Copper Tape in Liquid Helium,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/TASC.2010.2043522* **20**(3), 2160–2163 (2010).
- [92] Y. Fu, O. Tsukamoto, and M. Furuse, “Copper stabilization of YBCO coated conductor for quench protection,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/TASC.2003.812889* **13**(2), 1780–1783 (2003).
- [93] R. Grabovickic, J. W. Lue, M. J. Gouge, J. A. Demko, and R. C. Duckworth, “Measurements of temperature dependence of the stability and quench propagation of a 20-cm-long RABiTS Y-Ba-Cu-O tape,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/TASC.2003.812874* **13**(2), 1726–1730 (2003).
- [94] A. Heinrich, “Quenching of superconductivity and propagation of the resulting normal phase in YBCO films,” 29 September 2010, <<http://iopscience.iop.org/0953-2048/18/10/018>> (29 September 2010).
- [95] H. M. Kim, J. Jankowski, H. Lee, J. Bascunan, S. Fleshler, and Y. Iwasa, “Stability of bare and copper-laminated YBCO samples: experimental & simulation results,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/TASC.2004.830556* **14**(2), 1290–1293 (2004).

- [96] H.-Y. Park, A.-R. Kim, M. Park, I.-K. Yu, B.-Y. Eom, J.-H. Bae, S.-H. Kim, K. Sim, and M.-H. Sohn, “Analysis of Temperature Dependent Quench Characteristics of the YBCO Coated Conductor,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/TASC.2010.2041770* **20**(3), 2122–2125 (2010).
- [97] Y. Iwasa, J. Jankowski, S. Hahn, H. Lee, J. Bascunan, J. Reeves, A. Knoll, Y.-Y. Xie, and V. Selvamanickam, “Stability and quench protection of coated YBCO ‘Composite’ tape,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/TASC.2005.849238* **15**(2), 1683–1686 (2005).
- [98] J. Lu, E. S. Choi, and H. D. Zhou, “Physical properties of Hastelloy[sup [registered sign]] C-276[trademark sign] at cryogenic temperatures,” *Journal of Applied Physics* **103**(6), 064908 (2008).
- [99] D. R. Smith and F. R. Fickett, “Low-Temperature Properties of Silver,” *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* **100**(2), 119 (1995).
- [100] J. H. Bae, H. Y. Park, B. Y. Eom, K. C. Seong, and S. K. Baik, “Thermal stability of YBCO coated conductor with different Cu stabilizer thickness,” *Physica C: Superconductivity* **470**(20), 1880–1882 (2010) [doi:10.1016/j.physc.2010.05.227].
- [101] NIST, “<http://cryogenics.nist.gov>,” <<http://cryogenics.nist.gov>> (25 June 2012).
- [102] G. Meunier, “Etude d’insertion d’un limiteur supraconducteur de courant de défaut,” Rapport PFE INP Grenoble (2007).
- [103] A. Stenvall, M. Sorbi, G. Volpini, and R. Mikkonen, “Benchmark of Two Quench Codes for the Protection Study of an High Field HTS Insert Dipole,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **21**(3), 2458–2461 (2011) [doi:10.1109/TASC.2010.2088367].
- [104] F. P. Juster, J. C. Lottin, L. Boldi, R. De Lorenzi, P. Fabbriatore, R. Musenich, D. E. Baynham, and P. L. Sampson, “Stability of Al-stabilized conductors for LHC detector magnets,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **5**(2), 377–380 (1995) [doi:10.1109/77.402568].
- [105] P. Fabbriatore, S. Farinon, F. P. Juster, R. Musenich, and C. Priano, “Experimental study of CMS conductor stability,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **10**(1), 424–427 (2000) [doi:10.1109/77.828263].
- [106] CASTEM, “www-cast3m.cea.fr,” 2010.
- [107] T. Charras and F. Di Paola, “Utiliser CAST3M : La Procédure PASAPAS” (2011).
- [108] G. A. Levin, W. A. Jones, K. A. Novak, and P. N. Barnes, “The effects of superconductor–stabilizer interfacial resistance on quenching of a pancake coil made out of coated conductor,” *Superconductor Science and Technology* **24**(3), 035015 (2011).
- [109] N. Sekine and O. Tsukamoto, “Study on quench protection of magnets wound of YBCO coated superconductors with locally fluctuating critical currents,” *Physica C: Superconductivity* **426–431**, Part **2**(0), 1353–1357 (2005) [doi:10.1016/j.physc.2005.03.054].
- [110] A. Stenvall, R. Mikkonen, and P. Kováč, “Comparison of 1D, 2D and 3D quench onset simulations,” *Physica C: Superconductivity* **470**(22), 2047–2050 (2010) [doi:10.1016/j.physc.2010.09.010].
- [111] M. D. Sumption, M. Majoros, M. Susner, D. Lyons, X. Peng, C. F. Clark, W. N. Lawless, and E. W. Collings, “Thermal diffusion and quench propagation in YBCO pancake coils wound with ZnO and Mylar insulations,” *Superconductor Science and Technology* **23**(7), 075004 (2010).
- [112] Honghai Song and Kevin Gagnon and Justin Schwartz, “Quench behavior of conduction-cooled Y Ba 2 Cu 3 O 7– δ coated conductor pancake coils stabilized

- with brass or copper,” *Superconductor Science and Technology* **23**(6), 065021 (2010).
- [113] Xiaorong Wang, A. R. Caruso, M. Breschi, Guomin Zhang, U. P. Trociewitz, H. W. Weijers, and J. Schwartz, “Normal zone initiation and propagation in Y-Ba-Cu-O coated conductors with Cu stabilizer,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/TASC.2005.847661* **15**(2), 2586–2589 (2005).
- [114] S.-B. Kim, H. Sano, J.-H. Joo, T. Kadota, S. Murase, H.-M. Kim, Y.-S. Jo, and Y.-K. Kwon, “The Characteristics of the Normal Transition in the Longitudinal and Transverse Directions in Cryocooled YBCO Coils,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/TASC.2010.2044652* **20**(3), 2078–2082 (2010).
- [115] Woo-Seok Kim, F. Trillaud, Ing Chea Ang, Seung-yong Hahn, and Y. Iwasa, “Normal Zone Propagation in YBCO Winding Pack Models,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/TASC.2007.898159* **17**(2), 2478–2481 (2007).
- [116] Honghai Song and J. Schwartz, “Stability and Quench Behavior of YBa₂Cu₃O_{7-x} Coated Conductor at 4.2 K, Self-Field,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **19**(5), 3735–3743 (2009) [doi:10.1109/TASC.2009.2023674].
- [117] X. Chaud, F. Debray, L. Ronayette, E. Mossang, P. Brosse-Maron, A.-J. Vialle, P. Tixador, J.-M. Rey, T. Lecrevisse, et al., “Characterization of YBCO Coated Conductors Under High Magnetic Field at LNCMI,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **22**(3), 6600704–6600704 (2012) [doi:10.1109/TASC.2011.2177630].
- [118] Seungyong Hahn, Dong Keun Park, J. Bascunan, and Y. Iwasa, “HTS Pancake Coils Without Turn-to-Turn Insulation,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **21**(3), 1592–1595 (2011) [doi:10.1109/TASC.2010.2093492].
- [119] Sukjin Choi, Hyun Chul Jo, Young Jin Hwang, Seungyong Hahn, and Tae Kuk Ko, “A Study on the No Insulation Winding Method of the HTS Coil,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **22**(3), 4904004 (2012) [doi:10.1109/TASC.2011.2175892].
- [120] S. B. Kim, A. Saitou, J. H. Joo, and T. Kadota, “The normal-zone propagation properties of the non-insulated HTS coil in cryocooled operation,” *Physica C: Superconductivity* **471**(21–22), 1428–1431 (2011) [doi:10.1016/j.physc.2011.05.209].
- [121] 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,” *Superconductor Science and Technology* **20**(8), 765 (2007).
- [122] Y. Yanagisawa, H. Nakagome, T. Takematsu, T. Takao, N. Sato, M. Takahashi, and H. Maeda, “Remarkable weakness against cleavage stress for YBCO-coated conductors and its effect on the YBCO coil performance,” *Physica C: Superconductivity* **471**(15–16), 480–485 (2011) [doi:10.1016/j.physc.2011.05.003].
- [123] T. Takematsu, R. Hu, T. Takao, Y. Yanagisawa, H. Nakagome, D. Uglietti, T. Kiyoshi, M. Takahashi, and H. Maeda, “Degradation of the performance of a YBCO-coated conductor double pancake coil due to epoxy impregnation,” *Physica C: Superconductivity* **470**(17–18), 674–677 (2010) [doi:10.1016/j.physc.2010.06.009].
- [124] Y. Yanagisawa, K. Sato, R. Piao, H. Nakagome, T. Takematsu, T. Takao, H. Kamibayashi, M. Takahashi, and H. Maeda, “Removal of degradation of the performance of an epoxy impregnated YBCO-coated conductor double pancake coil

- by using a polyimide-electrodeposited YBCO-coated conductor,” *Physica C: Superconductivity* **476**(0), 19–22 (2012) [doi:10.1016/j.physc.2012.01.025].
- [125] J. Schwartz, T. Effio, Xiaotao Liu, Q. V. Le, A. L. Mbaruku, H. J. Schneider-Muntau, Tengming Shen, Honghai Song, U. P. Trociewitz, et al., “High Field Superconducting Solenoids Via High Temperature Superconductors,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/TASC.2008.921363* **18**(2), 70–81 (2008).
- [126] T. Effio, U. P. Trociewitz, X. Wang, and J. Schwartz, “Quench induced degradation in Bi 2 Sr 2 CaCu 2 O 8+ x tape conductors at 4.2 K,” *Superconductor Science and Technology* **21**(4), 045010 (2008).
- [127] P. Verpeaux, T. Charras, and A. Millard, “*Castem 2000 une approche moderne du calcul des structures*”, *Calcul des structures et intelligence artificielle* (Fouet J.M., Ladevès P., Ohayon R., Eds), Pluralis (1988).

