



HAL
open science

Modélisation de la propagation du quench dans une bobine supraconductrice Haute Température Critique

Blandine Rozier, Jérémie Cicéron, Arnaud Badel, Brahim Ramdane, Gérard Meunier

► **To cite this version:**

Blandine Rozier, Jérémie Cicéron, Arnaud Badel, Brahim Ramdane, Gérard Meunier. Modélisation de la propagation du quench dans une bobine supraconductrice Haute Température Critique. Symposium de Génie Electrique, Université de Lorraine [UL], Jul 2018, Nancy, France. hal-02981888

HAL Id: hal-02981888

<https://hal.science/hal-02981888v1>

Submitted on 28 Oct 2020

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

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

Modélisation de la propagation du quench dans une bobine supraconductrice Haute Température Critique

Blandine Rozier¹, Jérémie Ciceron², Arnaud Badel^{1,2}, Brahim Ramdane¹, Gérard Meunier¹

¹Univ. Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP, G2ELab, 38000 Grenoble, FRANCE

²CNRS, Institut Néel, Grenoble, France

RESUME - Les améliorations constantes des matériaux supraconducteurs dits à Haute Température Critique les positionnent comme candidats privilégiés à la génération de champs magnétiques intenses, remplaçant ainsi les aimants résistifs actuels, dont les coûts de fonctionnement explosent. Cependant, le manque de connaissances de leurs propriétés proche des conditions extrêmes (champ magnétique intense / température élevée / densité de courant importante) constitue un frein majeur au développement de telles applications. L'étude du phénomène de quench, correspondant à la transition de l'état supraconducteur vers un état dissipatif, à l'aide de modèles numériques se révèle alors indispensable dans le design de protections adaptées des aimants supraconducteurs. Le modèle transitoire, non linéaire et multi physique développé dans ce travail se propose d'étudier l'effet de défauts locaux sur la propagation du quench dans une bobine supraconductrice de type REBCO, dont l'expérience a montré qu'elle était déterminante. Une étude paramétrée nous permettra de tester, pour différents types de défauts vraisemblables, différentes stratégies de protection et déterminer laquelle semble la mieux adaptée pour éviter de causer des dommages irréversibles à la bobine. Enfin, les résultats de simulation seront comparés à des mesures expérimentales réalisées sur bobinage de test formé d'une double galette.

Mots-clés— *Supraconductivité, quench, modélisation, densité de courant critique, bobine supraconductrice, protection.*

1. INTRODUCTION

1.1. Contexte

Les matériaux supraconducteurs possèdent la propriété remarquable de n'opposer aucune résistance au passage du courant continu à basse température, les rendant particulièrement attractifs pour la génération de champs magnétiques intenses. On les distingue en deux catégories selon la température à laquelle ils perdent leur état supraconducteur : les SBTC (basse température critique) et les SHTC (haute température critique).

Les supraconducteurs SBTC ont des propriétés bien maîtrisées et sont mis en œuvre dans des applications à l'échelle industrielle, comme par exemple les IRM. Toutefois, ils possèdent une limite liée à leurs propriétés physiques quant à la génération de champ intense: il est difficile de dépasser les 23 T avec une bobine SBTC. Au-delà, la solution actuelle est d'utiliser des électro-aimants résistifs. Ceux-ci présentent une consommation énergétique considérable et nécessitent un dispositif de refroidissement important afin de dissiper des puissances de plusieurs MW (par exemple 24 MW pour l'aimant

de 36 T du Laboratoire de Champs Magnétiques Intenses de Grenoble), rendant ces installations complexes et coûteuses.

Les matériaux SHTC découverts à partir de 1987, et en particulier les conducteurs déposés REBCO (Rare-Earth, Barium, Copper-Oxyde) dits de 2^{ème} génération (SHTC 2G) représentent un saut technologique majeur, puisqu'ils permettent le transport de densité de courant très élevées même à des inductions supérieures à 40 T, lorsqu'ils sont utilisés à des températures proches de 4.2 K. Ils permettraient donc de réaliser des aimants très forts champs avec des coûts de fonctionnement bien inférieurs [1].

Ainsi, de nombreux projets visant à développer des aimants très fort champ SHTC ont aboutis très récemment. Aux Etats-Unis, le Laboratoire de Champ Magnétique Intense de Tallahassee a développé un aimant entièrement supraconducteur pour générer un champ atteignant 32 T [2]. Un deuxième aimant lui aussi entièrement supraconducteur a été développé à l'Université de Tohoku, au Japon, qui génère 25 T [3]. En France, le projet NOUGAT [4] du LNCMI teste l'association d'un insert supraconducteur de 10 T à un aimant résistif de 20 T.

Cependant, l'émergence de ces dispositifs est limitée par un manque de connaissance du comportement de ces matériaux dans les conditions extrêmes (champ magnétique intense / basse température / densité de courant importante), ce qui les empêche encore d'atteindre leurs performances théoriques. L'un des problèmes majeurs est le quench, correspondant à la transition de l'état supraconducteur à l'état dissipatif avec conversion de l'énergie électromagnétique stockée en chaleur. Ce phénomène entraîne toujours un risque pour les dispositifs supraconducteurs, les dégâts d'une élévation de température mal maîtrisée pouvant être considérables et irréversibles.

Anticiper l'apparition d'un quench dans une bobine SHTC et définir des stratégies de protection adaptées est donc un point dur pour lequel des modèles numériques détaillés sont nécessaires. Les comportements fortement couplés électromagnétique, thermique et mécanique des SHTC ainsi que leurs non linéarités (en particulier la caractéristique $E(J)$) rendent très complexe l'établissement de modèles pertinents.

1.2. Spécificités des SHTC

1.2.1. Présentation du matériau

Les matériaux SHTC 2G de type REBCO sont actuellement disponibles dans le commerce sous forme de ruban d'épaisseur très fine variant de 0.1 à 0.2 mm et de largeur comprise entre 4

et 12 mm. Il s'agit de conducteurs déposés (Fig. 1). La couche supraconductrice d'une épaisseur de seulement 1 à 3 μm , est obtenue par croissance sur un substrat d'épaisseur comprise entre 50 et 100 μm , généralement de l'Hastelloy C276, fonctionnalisés par une ou plusieurs couches tampons. D'autres couches conductrice (typiquement de l'Argent et du Cuivre) sont ajoutées ensuite pour des raisons de connections électriques

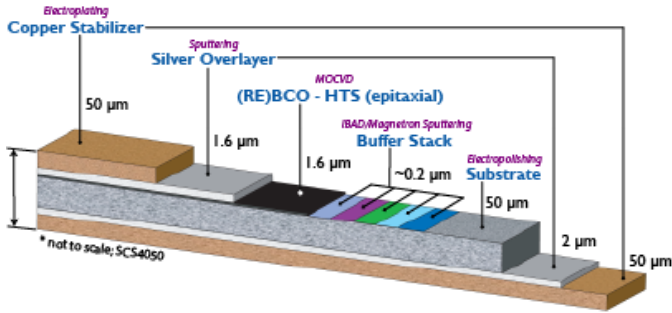


Fig. 1: Exemple d'une coupe d'un ruban SHTC, données issues de SuperPower® [5]

1.2.2. Caractéristiques de quench dans les SHTC

Les SHTC présentent des caractéristiques de quench très différentes de celles des SBTC, pour lesquels de nombreux modèles efficaces ont déjà été développés [6]. En effet, ces derniers ont une densité de courant critique J_c (densité de courant à partir de laquelle le matériau devient dissipatif) relativement homogène, là où les SHTC présentent au contraire des variations non négligeables de performances le long du conducteur, comme l'illustre la Fig. 2. Beaucoup plus stables thermiquement que les matériaux SBTC, les SHTC ont des vitesses de propagation de la zone résistive très largement inférieures : quelques dizaines de mm/s [7] contre 1 à 100 m/s pour les SBTC [8]. Cette propagation lente couplée à l'inhomogénéité des propriétés du matériau conduit à des phénomènes de quench localisés difficiles à détecter, avec l'apparition de points chauds destructeurs [9].

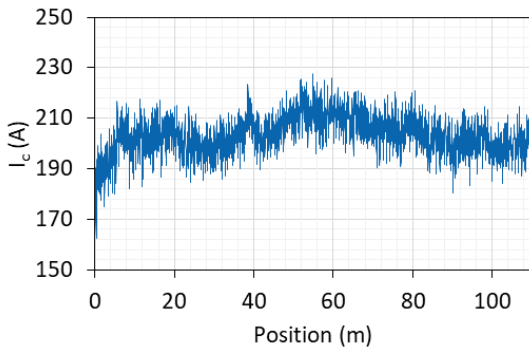


Fig. 2: Répartition des valeurs de courant critique le long d'un ruban SHTC de 4 mm obtenues par mesure inductive à 77 K en champ propre (données SuperOx®)

1.3. Objectifs

Les outils de simulation numériques se révèlent être indispensables à l'étude de quench dans les applications utilisant des SHTC du fait de leurs caractéristiques particulières. Un premier modèle, unidimensionnel, électrothermique, développé pour l'étude des limiteurs de courant supraconducteurs a introduit l'inhomogénéité de J_c afin d'étudier la réaction de tels dispositifs au sein du réseau électrique [10]. Le modèle proposé ici est adapté à l'étude d'une bobine SHTC et se base sur cette approche originale de discrétisation par blocs, mais développe la partie thermique afin de tenir compte de la propagation de la chaleur en 2D, à savoir le long du conducteur ainsi que d'une

spire à l'autre, du fait de la grande compacité du bobinage « en galette » utilisé classiquement (voir Fig. 3).

Son objectif principal est d'étudier l'apparition et la propagation de zones dissipatives locales au sein d'un bobinage SHTC dans le but de valider des stratégies de protection. La solution la plus évidente pour protéger un dispositif dans lequel une dérive thermique est initiée est de diminuer le courant suffisamment rapidement pour limiter au maximum l'énergie dissipée dans la zone de défaut. On définit donc des schémas de protection faisant varier la valeur seuil de déclenchement de la décharge tout en adaptant la vitesse de décharge.



Fig. 3: Bobinage d'une galette SHTS [11]

2. FORMULATION DU PROBLEME

2.1. Définition du domaine d'étude

La grande stabilité des matériaux SHTC les rend très peu sensibles à des perturbations extérieures, contrairement au SBTC pour qui un faible apport d'énergie, par exemple suite à une vibration, peut déclencher un quench. L'initiation d'une transition dans un SHTC est donc uniquement liée à ses défauts, c'est-à-dire les variations intrinsèques de J_c observées à 77 K en champ propre (Fig. 2) modulés ensuite par les conditions locales de fonctionnement, à savoir la température et le champ magnétique.

Ainsi, il est possible de déterminer les zones les plus propices au déclenchement d'une transition, qui correspondent aux zones où le courant critique est plus faible. De plus, la faible propagation longitudinale de la zone résistive une fois la transition déclenchée nous permet de limiter l'étude à un secteur angulaire réduit de la bobine. On choisit donc de ne modéliser que ces zones dites « vulnérables » et non la bobine dans son intégralité afin d'optimiser les temps de calcul.

On considère les propriétés électriques et thermiques du ruban homogènes dans sa largeur, ce qui réduit le domaine d'étude à 2 dimensions. La géométrie peut alors être représentée par un domaine rectangulaire vu comme un empilement de rubans isolés droits, comme le montre la Fig. 4. Cette approximation est valable tant que la longueur de la zone représentée est petite devant son rayon moyen.

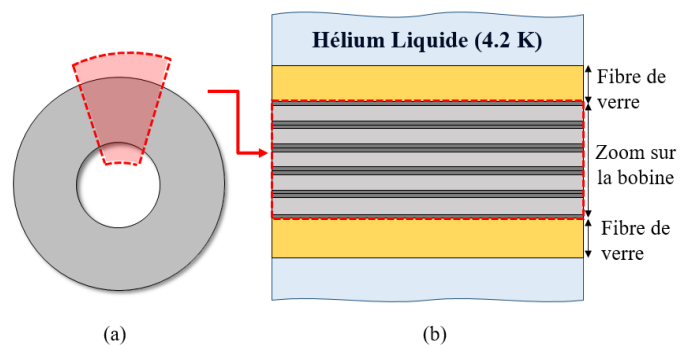


Fig. 4: Bobine complète vue du dessus (a) et zoom sur la portion angulaire étudiée dans le modèle (b)

2.2. Propriétés électriques

Les matériaux supraconducteurs ne sont pas magnétiques mais présentent une caractéristique $E(J)$ très fortement non-linéaire. Ces propriétés peuvent être décrites de manière générale par les Equations (1) et (2).

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (1)$$

$$\mathbf{E} = \rho_{SC}(\mathbf{J}, \mathbf{B}, T) \mathbf{J} \quad (2)$$

où \mathbf{B} représente l'induction magnétique, μ_0 la permittivité dans le vide, \mathbf{H} le champ magnétique, \mathbf{E} le champ électrique, ρ la résistivité électrique, \mathbf{J} le densité de courant et T la température. Lorsque la température est inférieure à la température critique T_c , la modélisation de la résistivité des SHTS utilise généralement une Loi de Puissance dont les coefficients sont déterminés à partir de résultats de caractérisation. Au-delà de T_c , l'état supraconducteur a entièrement disparu, on parle alors de l'état normal pendant lequel la résistivité électrique est considérée constante. L'Equation (3) présente la formule analytique de $\rho_{SC}(\mathbf{J}, \mathbf{B}, T)$ ainsi obtenue.

$$\rho_{SC}(\mathbf{J}, \mathbf{B}, T) = \begin{cases} \frac{E_c}{J_c(\mathbf{B}, T)} \left(\frac{\|\mathbf{J}\|}{J_c(\mathbf{B}, T)} \right)^{n-1} & T \leq T_c \\ \rho_N & T > T_c \end{cases} \quad (3)$$

E_c représente le champ électrique critique utilisé pour déterminer le courant critique et généralement fixé à 1 $\mu\text{V}/\text{cm}$ et n , sans dimension, traduit la raideur de la transition (sa valeur varie généralement entre 25 et 50 pour les supraconducteurs de type REBCO [12]).

La densité de courant critique J_c dépend à la fois de la température et du champ magnétique (en amplitude et en angle) [13]. Cette dépendance est prise en compte au moyen d'un facteur multiplicatif, appelé « Lift Factor », permettant de passer d'une valeur de J_c à 77 K en champ propre (mesure réalisée par le fournisseur) à sa valeur dans d'autres conditions de fonctionnement. Ces coefficients sont obtenus expérimentalement à partir de caractérisations sur échantillons courts [14]. La Fig. 5 montre l'évolution de ce coefficient en fonction de la température pour différentes valeurs d'induction magnétique. Elle montre d'autre part l'intérêt de refroidir la bobine à l'hélium liquide (4.2 K) plutôt qu'à l'azote liquide (77 K). En effet, bien que la température critique des rubans REBCO se situe autour de 90 K, ses performances à très basse température se révèlent bien meilleures.

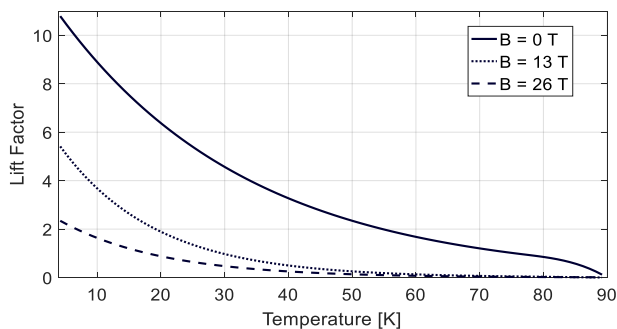


Fig. 5: Facteur multiplicatif en fonction de la température et de l'induction à appliquer à la caractérisation à 77 K en champ propre pour obtenir la valeur de courant critique correspondant aux conditions de fonctionnement souhaitées

2.3. Propriétés thermiques

Les propriétés thermiques des matériaux étudiés, à savoir la capacité thermique massique C_p et la conductivité thermique λ , varient de manière considérable dans la gamme de température considérée, allant de 4.2 K à plusieurs dizaines de Kelvins. La

Fig. 6 représente les propriétés thermiques équivalentes (voir section 3.2.1) du ruban SHTC en fonction de la température.

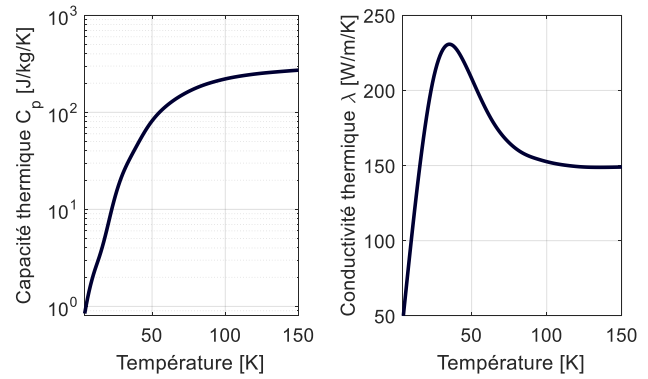


Fig. 6: Capacité thermique massique (à gauche – échelle semi-logarithmique) et conductivité thermique (à droite) du ruban SHTC

3. DESCRIPTION DU MODELE ELECTROTHERMIQUE

Le modèle transitoire non-linéaire que nous avons développé tient compte des phénomènes électriques et thermiques, tous deux fortement couplés lors d'un quench. La formulation a été entièrement implémentée sur une plateforme de simulation développée par le laboratoire G2ELab : Mipse. Initialement dédiée à la modélisation électromagnétique moyenne et basse fréquence, nous l'avons enrichi d'un module thermique transitoire non linéaire afin de traiter notre problème couplé. L'avantage principal de ce choix par rapport à l'utilisation d'un logiciel commercial est que cette plateforme permet une plus grande flexibilité, tant du point de vue de la formulation choisie que du réglage des méthodes numériques ou encore de l'implémentation d'outils nouveaux, facilitant la gestion des problèmes numériques rencontrés à causes des fortes non linéarités.

3.1. Partie électrique

3.1.1. Discrétisation

Le problème électrique est réduit à une seule dimension. En effet, les spires étant isolées électriquement les unes des autres, le courant ne peut passer d'une spire à l'autre. La discrétisation se fait alors uniquement dans la longueur du conducteur : on parle de discrétisation par blocs permettant de tenir compte de l'inhomogénéité de J_c (Fig. 6). Ainsi, la longueur des blocs est directement déterminée par le pas des mesures de J_c effectuées.

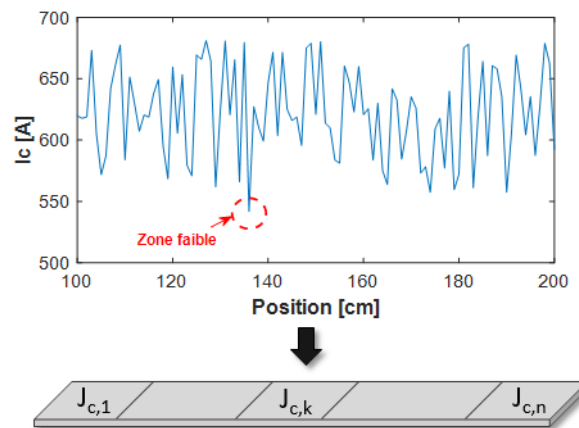


Fig. 7: Mesures de J_c à 77 K en champ propre (ruban de 12 mm) et la discrétisation électrique correspondante – Le cercle en pointillé désigne une zone où le J_c est bien inférieur au reste de mesures, laissant soupçonner une zone vulnérable et donc sujette au quench

3.1.2. Algorithme du Current Sharing

Comme vu plus haut (section 1.2.1), les rubans SHTC ont une structure en couches composée de plusieurs matériaux conducteurs de résistivités différentes. D'un point de vue électrique, ces couches superposées sont modélisées dans chaque bloc par deux résistances en parallèle : une résistance associée au supraconducteur $R_{SC}(\mathbf{J}, \mathbf{B}, T)$ et une résistance « shunt » regroupant toutes les autres couches conductrices en parallèle $R_{Shunt}(T)$, ne dépendant que de la température. L'égalisation des tensions aux bornes des deux résistances R_{SC} et R_{Shunt} mène à la résolution d'une équation non linéaire d'ordre n (Equation (4)).

$$\beta^n + \frac{(I_c(\mathbf{B}, T))^n}{L_{Bloc} E_c} R_{shunt} \beta - \frac{(I_c(\mathbf{B}, T))^n}{L_{Bloc} E_c} R_{shunt} = 0 \quad (4)$$

$\beta = I_{SC} / I_{Total}$ représente le ratio de courant traversant la couche supraconductrice sur le courant total (c'est-à-dire le courant injecté dans la bobine) et est donc compris entre 0 (tout le courant passe dans la couche shunt) et 1 (tout le courant passe par la couche supraconductrice), I_c correspond au courant critique du bloc et L_{bloc} fait référence à sa longueur. La dépendance en champ (amplitude et angle) du courant critique I_c est prise en compte via une étude magnétostatique menée au préalable afin d'obtenir une carte de champ pour un courant donné. Cette carte de champ est par la suite adaptée au courant injecté durant la simulation transitoire.

Cette équation est résolue de manière itérative par la méthode de Newton-Raphson, et on peut montrer qu'elle possède une unique racine réelle positive. On parle de l'algorithme du Current Sharing. Une fois la distribution du courant déterminée, on calcule la puissance produite par effet Joule par le bloc k : Q_k .

$$Q_k = R_{SC}(\mathbf{J}, \mathbf{B}, T) \cdot (\beta \cdot I_{Total})^2 + R_{Shunt}(T) \cdot ((1 - \beta) \cdot I_{Total})^2 \quad (5)$$

Ce calcul est mené pour chacun des blocs et conduit à l'obtention d'un vecteur $Q = [Q_1 \ Q_2 \ \dots \ Q_n]$ regroupant les sources de chaleur générées par effet Joule dès lors que le ruban commence à dissiper.

3.2. Partie thermique

3.2.1. Discrétisation

La géométrie relative à la partie thermique est celle représentée Fig. 4b. Il s'agit d'un empilement de rubans isolés entouré par une couche de fibre de verre elle-même en contact direct avec le bain d'hélium liquide (représenté par une condition aux limite de type Dirichlet, c'est-à-dire que la température à la frontière est imposée). Les bords latéraux du domaine sont contraints par une condition aux limites de type Neumann homogène correspondant à un flux nul. Cette hypothèse est pertinente si le défaut qu'on souhaite étudier (la zone de courant critique plus faible) est suffisamment loin des bords.

Compte-tenu de la différence d'ordre de grandeur entre les différentes couches du ruban SHTC, la représentation à l'échelle de chacune d'entre elle est inenvisageable, le maillage généré serait inutilement fin et lourd. En effet, il est beaucoup plus judicieux d'homogénéiser les propriétés thermiques dans l'épaisseur du ruban en considérant une valeur équivalente obtenue en tenant compte des épaisseurs réelles de chacune des couches. Les conductivités thermiques sont considérées en parallèle (superposition des couches dans l'épaisseur du ruban) donc la conductivité équivalente est obtenue par la moyenne

arithmétique de chaque conductivité pondérée par leur épaisseur respective. La capacité thermique massique équivalente est quant à elle calculée comme étant la moyenne arithmétique de chaque capacité thermique pondérée par la masse de chaque matériau par bloc. Les valeurs équivalentes obtenues sont celles proposées Fig. 6. On choisit finalement un maillage réglé du premier ordre, considérablement allégé suite à l'homogénéisation des propriétés thermique à l'intérieur du ruban.

3.2.2. Formulation éléments finis

On ne considère ici que les transferts de chaleur par conduction, régis par l'équation de la chaleur (6).

$$\rho_{vol} C_p(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda(T) \nabla T) + Q \quad (6)$$

où ρ_{vol} représente la masse volumique et Q la source de chaleur. Afin de résoudre cette équation, on utilise la méthode des éléments finis appliquée aux nœuds du maillage précédemment établi, c'est-à-dire aux sommets des éléments rectangulaire générés. En appliquant le théorème de Green-Ostrogradsky à l'équation continue (6), on obtient la formulation variationnelle du problème (Equation (7)).

$$\int_{\Omega} \rho_{vol} C_p(T) \frac{\partial T}{\partial t} w d\Omega + \int_{\Omega} \lambda(T) \nabla T \cdot \nabla w d\Omega = \int_{\Omega} Q w d\Omega + \int_{\Gamma_D} \lambda(T) \nabla T w d\Omega \quad (7)$$

avec w les fonctions de projections choisies égales aux fonctions de formes nodales.

Comme souligné dans la section 2.3, les matériaux représentés possèdent des propriétés thermiques non linéaires à très basses températures. En particulier, la variation de la capacité thermique massique est très importante puisqu'elle varie jusqu'à deux ordres de grandeur entre 0 et 100 K. Ainsi, à très basse température, un faible apport d'énergie va entraîner une élévation de température très importante, pouvant causer des problèmes numériques. La résolution non linéaire est assurée par la méthode de Newton-Raphson dont la vitesse de convergence est satisfaisante (ordre 2). Une fois la convergence atteinte, on accède à la distribution de la température dans le domaine 2D.

3.3. Couplage électrothermique

Le couplage de ces deux modèles se fait par l'intermédiaire de la puissance générée par effet Joule, calculée électriquement et utilisée comme source de chaleur par le modèle thermique, et de la distribution de température, calculée via l'équation de la chaleur et permettant de mettre à jour les valeurs des résistivités du modèle électrique pour le calcul au pas de temps suivant.

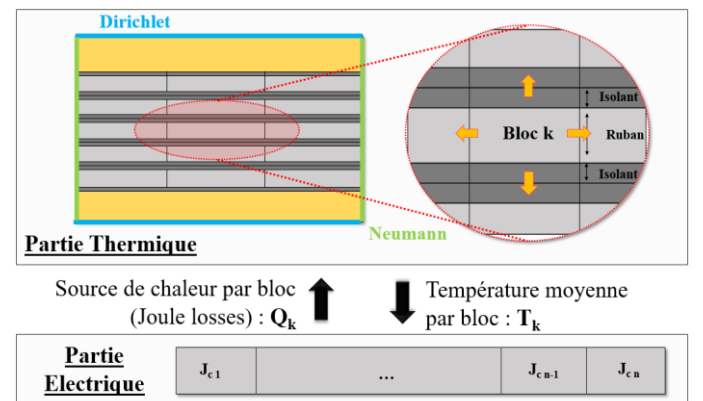


Fig. 8: Stratégie pour le couplage électrothermique

La différence de discrétisation du modèle thermique vers le modèle électrique pose un problème pour la définition de la température par bloc. On choisit de considérer la moyenne des températures de chaque nœud contenus dans le bloc.

La Fig. 8 résume schématiquement le couplage électrothermique réalisé.

4. ETUDE MAGNETOSTATIQUE PRELIMINAIRE

Les propriétés supraconductrices étant fortement dépendantes de l'induction magnétique vue par le conducteur, une étude magnétostatique 2D axisymétrique est menée au préalable grâce à un logiciel Eléments Finis. Un courant est injecté dans la bobine (on fait l'hypothèse d'une répartition homogène de courant dans la surface du conducteur), soumise à un champ extérieur ou non. La carte de champ (amplitude et angle) est alors récupérée sous forme de grille. Connaissant la valeur de l'induction dans les régions conductrices (spires de la bobine), le courant critique de la spire p , noté $I_{c,p}$, est déduit en moyennant les différents courants critiques dans la largeur du conducteur (Equation (8)).

$$I_{c,p} = \frac{\sum I_c(B(r=r_p, z), \theta(x=r_p, z))}{s} \quad (8)$$

$I_c(B(r=r_p, z), \theta(r=r_p, z))$ correspond au courant critique situé sur la spire p de rayon r_p à l'ordonnée z du domaine 2D axisymétrique (voir Fig. 9a). Le paramètre s est sans dimension et est lié à la grille de discrétisation du champ magnétique suivant l'axe z , c'est-à-dire le découpage en s éléments d'une spire (nombre de discrétisation dans la largeur d'une spire). L'Equation (8) correspond donc à la moyenne arithmétique des différents I_c variant le long de la spire. La dépendance en champ de I_c est obtenue du courant critique mesuré à 77 K, $I_{c,77}$ multiplié par le Lift Factor déterminé expérimentalement sur échantillon court pour différentes valeurs de B et θ (Fig. 5). Une fois le calcul du courant critique moyen par spire $I_{c,p}$ réalisé, on le multiplie par une variation générée aléatoirement dans la longueur de la spire afin de tenir compte des fluctuations de I_c dans la longueur du conducteur, comme le montre la Figure 9b. Bien sûr, dans le cas où la simulation représente un cas réel, il est possible d'utiliser la distribution obtenue par caractérisation en continu du conducteur lorsque celle-ci est disponible.

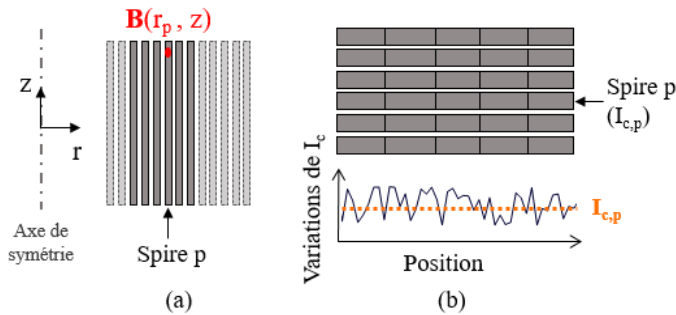


Fig. 9: Représentation 2D axisymétrique du problème magnétostatique (a) et représentation du domaine 2D thermique associé (b)

La carte de champ, obtenue pour une valeur de courant donnée I_{stat} , est conservée comme référence pour la simulation électrothermique transitoire, le champ généré par un courant quelconque I_{trans} étant obtenu par proportionnalité entre I_{stat} et I_{trans} . Cette étude préliminaire permet donc de prendre en compte les variations dynamiques de I_c liées au champ créé par la bobine sur elle-même.

5. RESULTATS

Le modèle électrothermique est appliqué au cas d'une double galette bobinée avec du ruban REBCO de 12 mm de largeur, dont chacune des épaisseurs est précisée dans la Table 1. La galette supérieure est composée de 150 spires, la galette inférieure en compte 168.

Argent	5 μm
Cuivre	30 μm
REBCO	2 μm
Substrat	60 μm
Tampon	2 μm
Isolant	40 μm

Table 1

Une première étude magnétostatique est menée sur la double galette à l'aide du logiciel de simulation éléments finis Flux [15] afin de déterminer quelle zone présente le plus de risque d'initier une transition, c'est-à-dire quelle zone possède le courant critique le plus faible. Les résultats de cette étude préliminaire sont ensuite injectés dans le modèle électrothermique. Enfin, les résultats de simulation sont comparés aux mesures expérimentales.

5.1. Etude magnétostatique de la double galette

L'étude magnétostatique est réalisée en 2D axisymétrique. On récupère la carte d'induction magnétique B vue par les spires lorsqu'on injecte un courant de 795.8 A réparti de manière homogène à l'intérieur du conducteur.

La Fig. 14 montre les valeurs de I_c moyen par spire calculées à l'aide de l'Eq. (8) pour chacune des spires de la double galette. On constate des variations de performances non négligeables suivant la position de la spire (plus ou moins proche du centre) liées à la variation de champ magnétique vue par le conducteur. Dans notre cas, la zone la plus propice à l'initiation d'une transition (appelée « zone vulnérable ») se situe au niveau de la galette supérieure, relativement proche du rayon interne. C'est celle qu'on retient pour l'étude électrothermique. Le courant critique minimal moyen vaut alors 749.7 A et est obtenu au niveau de la spire n°14 (numérotation à partir de l'intérieur de la bobine).

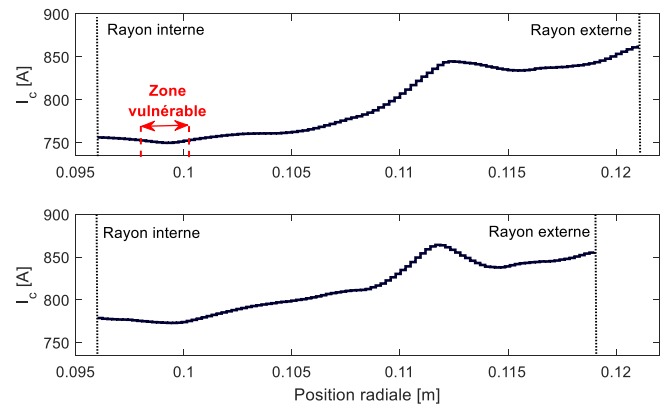


Fig. 10: Courant critique I_c moyen par spire en fonction de la position radiale : galette supérieure (haut) et galette inférieure (bas)

5.2. Etude électrothermique : influence de la tension seuil sur l'efficacité de la protection

Le modèle numérique développé dans cet article vise à étudier différentes stratégies de protection appliquées à des

bobines supraconductrices dans le but de définir une ou plusieurs stratégies assurant efficacement sa protection. Les degrés de liberté correspondent à la tension seuil de déclenchement de la décharge, fortement liée à l'instrumentation (capacité à détecter des tensions très faibles en filtrant les bruits parasites), ainsi qu'à la vitesse de décharge. Cette dernière est généralement fixée lors de la phase de conception de l'aimant. Elle est principalement liée aux problèmes de tenues diélectriques du système (comprenant non seulement la bobine, mais également les amenées de courant et le cryostat). La protection est assurée efficacement si le signal de tension redevient nul une fois la décharge initiée. En revanche, si la tension ne cesse d'augmenter malgré la décharge, la protection est jugée inefficace car elle ne permet pas d'empêcher l'emballement thermique.

On modélise une trentaine de spires de la galette supérieure comprenant la zone vulnérable déterminée précédemment. Le domaine 2D a une longueur de 10 cm et la discrétisation de J_c est prise tous les centimètres, on a donc 10 blocs par spire (et un total de 300 blocs), son maillage est composé de 16261 nœuds. Le courant initial est choisi suffisamment faible (50 A en-dessous du courant critique le plus faible) pour que l'intégralité de la zone représentée soit dans un état non dissipatif, ce qui permet de fixer une température initiale homogène dans le domaine égale à la température du bain de refroidissement : $T_{init} = 4.2$ K. Les paramètres de la loi de puissance sont fixés comme suit : champ électrique critique $E_c = 1 \mu\text{V}/\text{cm}$ et raideur $n = 25$, valeurs typiques pour ce type de conducteur.

Dans cette étude, la bobine est soumise à une rampe de courant à 10 A/s, puis à une décharge à 100 A/s. Seul le moment auquel la décharge est entamée varie, en fonction de la valeur du seuil de déclenchement V_{seuil} , correspondant à la tension totale calculée sur le domaine. Compte tenu des contraintes sur V_{seuil} dans le cas réel, à savoir la précision des appareils de mesures utilisés ainsi que leur capacité à filtrer les signaux parasites, on cherche à déterminer la plus grande tension seuil à partir de laquelle la protection de la bobine est assurée. On commence donc à une valeur $V_{seuil} = 1 \text{ mV}$, puis on diminue progressivement. La Fig. 11 montre la sensibilité de l'étude par rapport à l'instant de détection. Si la transition est détectée trop tard (cas où $V_{seuil} > 500 \mu\text{V}$), un point chaud très localisé apparaît (Fig. 12) et la température augmente très rapidement malgré la décharge qui n'est pas suffisamment rapide pour éviter un emballement thermique.

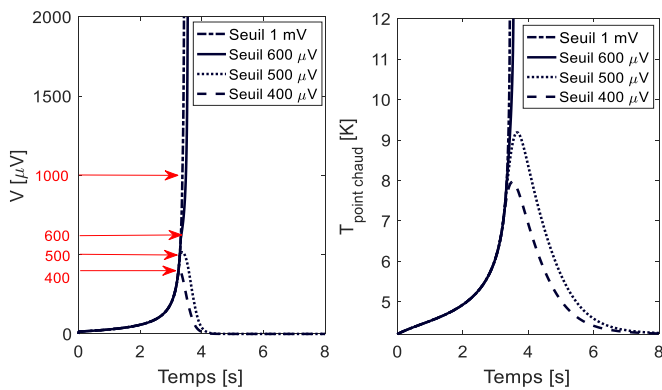


Fig. 11: Evolution de la tension (gauche) ainsi que de la température au point chaud (droite) en fonction du temps pour différentes valeurs de tension seuil

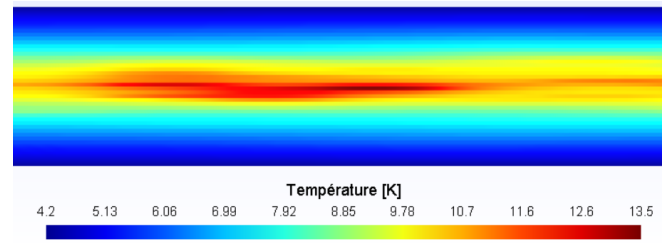


Fig. 12: Distribution de la température dans le domaine à $t = 3.44$ s avec une tension seuil de 1 mV - Début d'un emballement thermique - Visualisation GMSH [16]

Cette étude montre que la détection précoce d'une transition grâce à un critère de tension adapté, associé à une vitesse de décharge appropriée assure la protection de la bobine, qui retrouve son état supraconducteur rapidement. Cependant, l'efficacité de la stratégie de protection est très dépendante de la valeur seuil choisie. Dans notre cas, dès lors que l'on dépasse la valeur de $500 \mu\text{V}$, le système risque fortement de s'emballer, alors que pour une valeur inférieure, la protection est assurée.

5.3. Comparaison aux mesures expérimentales et analyse

On souhaite à présent comparer les résultats de simulations aux mesures expérimentales. La double galette décrite précédemment est refroidie par un bain d'hélium liquide à 4.2 K. On lui applique une rampe de courant fixée à 10 A/s. Le signal mesuré correspond à la tension totale de la bobine, composée d'une tension transitoire générée par la variation de courant (nature inductive) et d'une tension dissipative apparaissant dès qu'une transition est initiée. La composante inductive de la tension est retranchée au signal mesuré par l'intermédiaire d'une bobine de compensation [17] afin de ne conserver que la composante résistive.

La décharge est déclenchée pour une valeur de tension $V_{seuil,exp} = 487 \mu\text{V}$ (légèrement en-dessous de la valeur limite déterminée par la simulation), à la vitesse de 100 A/s. Les appareils de mesures sont déconnectés lors de la décharge afin de protéger l'instrumentation des surtensions occasionnées par la variation très rapide de courant. La Fig. 13 présente les courbes $V(I)$ obtenues expérimentalement et par le modèle électrothermique, où la tension seuil $V_{seuil,simu}$ a été prise égale à la tension mesurée expérimentalement $V_{seuil,exp}$. Les résultats prédits par le modèle correspondent bien aux résultats expérimentaux. La stratégie de protection définie par le couple $\{V_{seuil} = 487 \mu\text{V} ; \text{décharge} : 100 \text{ A/s}\}$ s'avère efficace puisque l'état supraconducteur est retrouvé sans que la bobine n'ait subi aucun dommage.

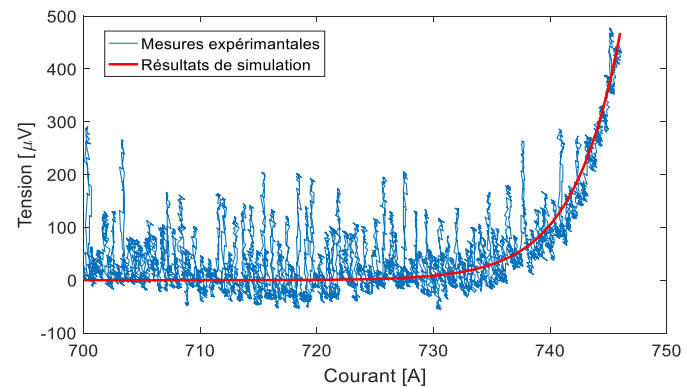


Fig. 13: Evolution de la tension dissipative en fonction du courant injecté dans la bobine

Au moment où la décharge est enclenchée, la répartition de la tension entre les différents blocs du domaine est celle

proposée Fig. 14. On constate alors que de nombreux blocs ont débuté leur transition (apparition d'une résistance) suite à la propagation thermique qui a pour effet de diminuer progressivement les performances des blocs adjacents au bloc initialement le plus faible.

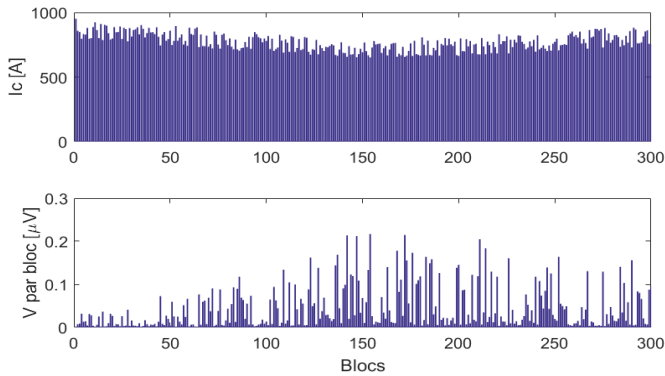


Fig. 14 : Répartition de la tension dissipative totale entre les différents blocs de la discrétisation électrique à l'instant du déclenchement de la décharge

La décharge entamée à $t = 3.32$ s permet de revenir à l'état supraconducteur, comme le montre la Fig. 15 (haut et milieu) où l'on peut voir la tension dissipative retrouver une valeur nulle malgré un courant non nul, indiquant clairement que le matériau a retrouvé une résistivité proche de zéro. La détection précoce d'une tension dissipative a permis dans ce cas d'éviter un emballement thermique destructeur, comme le montre la Fig. 15 (bas). L'augmentation progressive de la température durant les premières secondes rend la répartition de la température dans le domaine relativement homogène (Fig. 16). L'échauffement reste très faible (augmentation de 4.44 K au point le plus chaud) grâce à la détection rapide de la transition.

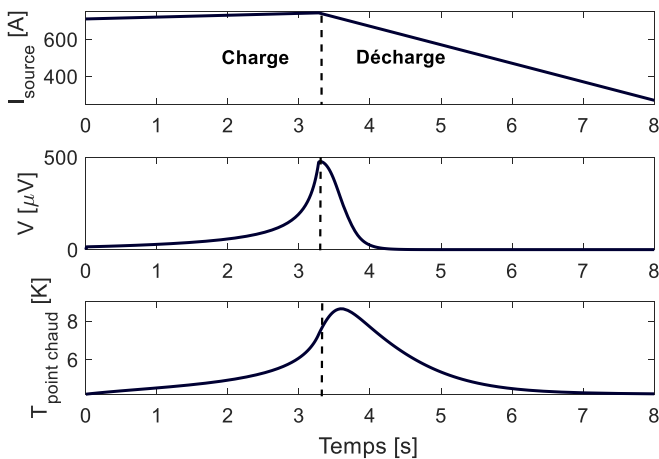


Fig. 15 : Evolution du courant de source (haut) de la tension aux bornes de la bobine (milieu) ainsi que de la température au point chaud (bas) en fonction du temps – Résultats de simulation

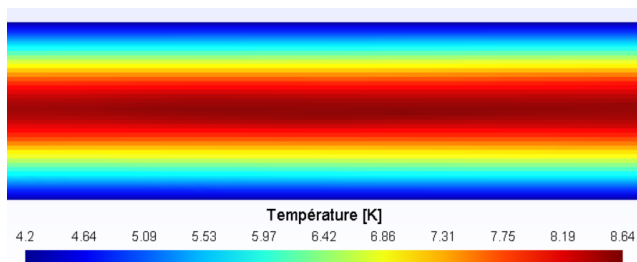


Fig. 16: Répartition de la température dans le domaine 2D à $t = 3.58$ s (maximum de température) – Visualisation GMSH [16]

6. CONCLUSION

Dans cet article, un modèle numérique électrothermique dédié à l'étude de propagation de quench dans une bobine SHTC a été présenté. Tenant compte de la forte non linéarité de la caractéristique $E(J)$ des SHTC ainsi que des variations importantes des propriétés thermiques de ces matériaux, ce modèle permet de tester différentes stratégies de protection de bobines SHTC, faisant varier la valeur du seuil de détection ainsi que la vitesse de décharge. Une étude magnétostatique doit cependant être menée au préalable afin de tenir compte des variations des performances du ruban en fonction de l'induction magnétique.

Une étude paramétrée est tout d'abord menée sur la valeur de la tension seuil appliquée à une double galette SHTC en champ propre dans le but de définir une stratégie de protection. Celle-ci est alors testée expérimentalement. Il en ressort une bonne concordance des résultats expérimentaux et de simulation, permettant de valider l'approche proposée. La propagation thermique joue ainsi un rôle très important dans la propagation d'un quench dans une bobine SHTC, diminuant rapidement les performances autour de la zone d'initiation de la transition, tant latéralement que d'une spire à l'autre. Sa prise en compte est donc nécessaire lors du dimensionnement des systèmes de protection. Cette étude est d'autant plus pertinente que la raideur de la caractéristique $E(J)$ des supraconducteurs rend l'efficacité du système de protection très sensible à la valeur seuil de tension fixée pour la détection.

7. REFERENCES

- [1] J. R. Miller et M. D. Bird, « A New Series-Connected Hybrid Magnet System for the National High Magnetic Field Laboratory », *IEEE Trans. Applied Supercond.*, vol. 14, n° 2, p. 1283-1286, juin 2004.
- [2] W. D. Markiewicz *et al.*, « Design of a Superconducting 32 T Magnet With REBCO High Field Coils », *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 22, n° 3, p. 4300704-4300704, juin 2012.
- [3] S. Awaji *et al.*, « First performance test of a 25 T cryogen-free superconducting magnet », *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 30, n° 6, p. 065001, juin 2017.
- [4] T. Lécresse, A. Badel, T. Benkel, X. Chaud, P. Fazilleau, et P. Tixador, « Metal-as-Insulation variant of No-Insulation HTS winding technique: Pancake tests under High Background Magnetic Field and High Current at 4.2 K », *Supercond. Sci. Technol.*, mars 2018.
- [5] SuperPower, « SuperPower 2G HTS Wire Specifications ».
- [6] W. H. Cherry et J. I. Gittleman, « Thermal and electrodynamic aspects of the superconductive transition process », *Solid-State Electron.*, vol. 1, n° 4, p. 287-305, sept. 1960.
- [7] W.-S. Kim, F. Trillaud, I. C. Ang, S. Hahn, et Y. Iwasa, « Normal Zone Propagation in YBCO Winding Pack Models », *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 17, n° 2, p. 2478-2481, juin 2007.
- [8] P. Tixador, *Les supraconducteurs*, Hermès. Paris, 1995.
- [9] S. Awaji *et al.*, « First performance test of a 25 T cryogen-free superconducting magnet », *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 30, n° 6, p. 065001, juin 2017.
- [10] A. Badel, G. Escamez, et P. Tixador, « REBCO FCL Modelling: Influence of Local Critical Current Non-Uniformities on Overall Behavior for Various Tape Architectures », *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 25, n° 3, p. 1-4, juin 2015.

- [11] T. BENKEL, « Contribution à la conception et réalisation d'un insert supraconducteur haute température critique pour l'obtention de champ magnétique intense. », Grenoble Alpes University, 2018.
- [12] G. Nishijima, Y. Tsuchiya, H. Kitaguchi, T. Nishimura, et T. Kato, « I_c - B - T Evaluation for High- T_c Superconductors in Pressurized/Depressurized Liquid Nitrogen », *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 23, n° 3, p. 8000703-8000703, juin 2013.
- [13] D. Uglietti, H. Kitaguchi, Seyong Choi, et T. Kiyoshi, « Angular Dependence of Critical Current in Coated Conductors at 4.2 K and Magnet Design », *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 19, n° 3, p. 2909-2912, juin 2009.
- [14] T. Benkel *et al.*, « REBCO Performance at High Field With Low Incident Angle and Preliminary Tests for a 10-T Insert », *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 26, n° 3, p. 1-5, avr. 2016.
- [15] Altair, « Flux Software ».
- [16] C. Geuzaine et J.-F. Remacle, « Gmsh: a three-dimensional finite element mesh generator with built-in pre- and post-processing facilities », p. 24, 2009.
- [17] J. Ciceron, A. Badel, P. Tixador, R. Pasquet, et F. Forest, « Test in Strong Background Field of a Modular Element of a REBCO 1 MJ High Energy Density SMES », *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 28, n° 4, p. 1-5, juin 2018.