



HAL
open science

Développement d'un dispositif de champ magnétique réversible à base des cryo-aimants supraconducteurs

Louis Dupont

► **To cite this version:**

Louis Dupont. Développement d'un dispositif de champ magnétique réversible à base des cryo-aimants supraconducteurs. Matériaux. Normandie Université, 2018. Français. NNT : 2018NORMC209 . tel-01842235

HAL Id: tel-01842235

<https://theses.hal.science/tel-01842235>

Submitted on 18 Jul 2018

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.



Normandie Université

THESE

**Pour obtenir le diplôme de doctorat
Spécialité CHIMIE**

Préparée au sein de l'ENSICAEN et de l'UNICAEN

Développement d'un dispositif de champ magnétique à base de Cryo-aimants supraconducteurs

**Présentée et soutenue par
Louis DUPONT**

**Thèse soutenue publiquement le 13 Février 2018
devant le jury composé de**

M. DOUINE Bruno	Professeur des universités Université de Lorraine	Rapporteur
M. VANDERBEMDEN Philippe	Professeur Université de Liège, Belgique	Rapporteur
M. LAFONTAINE Eric	Docteur, HDR Direction Générale de l'armement DGA / DS / MRIS	Examineur
M. LESUEUR Jérôme	Professeur des universités ESPCI, Paris	Examineur
M. BERNSTEIN Pierre	Professeur des universités Université de Caen Normandie	Directeur de thèse
M. NOUDEM Jacques	Professeur des universités Université de Caen Normandie	Co-directeur de thèse

Thèse codirigée par BERNSTEIN Pierre et NOUDEM Jacques, laboratoire CRISMAT, CNRS

M. CHAVANNE Joël	Ingénieur ESRF Grenoble	Invité
M. GERMAIN Jean-Claude	Ingénieur CAYLAR Instrument, Villebon-sur-Yvette	Invité



Sommaire

Sommaire	2
Introduction générale.....	5
Chapitre 1 : Généralités.....	8
1.1 Introduction	9
1.2 La supraconductivité, de la découverte à nos jours.....	9
1.3 Caractéristiques des matériaux supraconducteurs	10
1.4 Théories fondamentales de la supraconductivité	12
1.4.1 Théorie de London	12
1.4.2 Théorie de Ginzburg-Landau	13
1.4.3 Théorie BCS.....	15
1.5 Propriétés magnétiques dans un supraconducteur	16
1.5.1 Modèle de Bean	16
1.6 Les matériaux Supraconducteurs à Haute Température Critique (SHTC)	16
1.6.1 Le supraconducteur $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	16
1.6.1.1 Structures cristallines.....	16
1.6.1.2 Diagrammes de phases et Propriétés fondamentales.....	17
1.6.2 Le supraconducteur MgB_2	17
1.6.2.1 Structures cristallines.....	18
1.6.2.2 Diagrammes de phases et Propriétés fondamentales.....	18
1.7 Applications des supraconducteurs en magnétisme	19
1.7.1 Les amenées de courant	19
1.7.2 Les outils scientifiques.....	19
1.8 Conclusion.....	22
Chapitre 2 : Contexte scientifique et objectifs de la thèse	24
2.1 Introduction	25
2.2 Objectifs de la thèse.....	25
2.3 Contexte scientifique	25
2.4 Présentation de l'entreprise CAYLAR	29
2.5 Conclusion.....	30
Chapitre 3 : Développement du générateur de champ magnétique pulsé.....	32
3.1 Introduction	33
3.2 Théories magnétique	33
3.3 Développement du générateur	35

3.3.1	Circuit de puissance	35
3.3.2	Dimensionnement de l'inducteur	36
3.3.3	Dimensionnement du circuit de décharge	37
3.3.4	Technologie de déclenchement (Transistor, MOSFET, IGBT et Thyristors).....	40
3.3.4.1	Les transistors bipolaires	40
3.3.4.2	Les MOSFETs (Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor ou transistor à effet de champ à structure métal-oxyde-semiconducteurs)	41
3.3.4.3	Les IGBTs (Insulated Gate Bipolar Transistor) ou transistor bipolaire à grille isolée ...	41
3.3.4.4	Les thyristors	42
3.3.5	Carte de commande.....	44
3.4	Fabrication du prototype.....	46
3.4.1	Choix des composants.....	46
3.4.2	Contrôle du déclenchement.....	47
3.4.3	Implantation et montage.....	48
3.4.3.1	Fabrication des supports de thyristors.....	48
3.4.3.2	Fabrication et mise en forme de l'inducteur	50
3.5	Tests et performances	51
3.5.1	Logique de commande	51
3.5.2	Dynamique de charge.....	52
3.5.3	Dynamique de décharge.....	53
3.5.4	Contrôle de l'intensité des pulses.....	54
3.5.5	Contrôle de la polarité des pulses	55
3.6	Conclusion.....	57
Chapitre 4 : Développement et mise en place des systèmes expérimentaux		59
4.1	Introduction	60
4.2	Méthodes d'aimantations des cryo-aimants supraconducteurs	60
4.2.1	Le refroidissement sous champ ou field cooling (FC)	60
4.2.2	Le refroidissement hors champ ou zero field cooling (ZFC)	61
4.3	Systèmes expérimentaux Intro ce que nous avons fait.....	61
4.3.1	Aimants permanents.....	61
4.3.2	Bobine supraconductrice.....	63
4.3.3	Champ pulsé.....	64
4.3.3.1	Champ magnétique pulsé à 77 K.....	64
4.3.3.2	Champ magnétique pulsé dans le cryostat	65
4.3.3.3	Développement de la tête froide en champ pulsé.....	65

4.3.4	Développement du nouveau cryostat	67
4.3.4.1	Vérifications et performances du système	69
4.4	Systèmes de mesures et de caractérisations magnétiques	69
4.4.1	Mesure de champ dans l'azote liquide	70
4.4.2	Mesure de champ dans les enceintes cryogéniques	70
4.4.3	Cycle de forces.....	71
4.5	Conclusion.....	72
Chapitre 5 : Résultats		74
5.1	Introduction	75
5.2	Comportement d'un supraconducteur soumis à un champ magnétique externe.....	76
5.2.1	Modèle de Bean dans le cas d'un cylindre infiniment long.....	76
5.2.2	Modèles analytiques.....	77
5.3	Résultats expérimentaux.....	80
5.3.1	Matériaux	80
5.3.2	Echantillons YBCO et GdBCO - Refroidissement par immersion dans l'azote liquide.....	82
5.3.2.1	Effet de l'épaisseur des échantillons.....	87
5.3.2.2	Contrôle de la polarité du champ piégé	88
5.3.2.3	Contrôle de l'intensité du champ piégé	88
5.3.3	Caractérisation des échantillons en fonction de la température.....	89
5.3.3.1	Mesure des cycles de force	89
5.3.3.2	Mesure du champ piégé.....	97
5.3.3.3	Champ pulsé avec variation de polarité en fonction de la température	99
5.4	Conclusion.....	105
Conclusion générale		108
Annexe		112

Introduction générale

La supraconductivité a été découverte il y a plus d'un siècle (1911) par Heike Kamerlingh Onnes. En mesurant un barreau de mercure refroidi à l'hélium liquide à 4.2 K (-269°C), il a observé une résistance nulle en dessous d'une certaine température dite critique notée T_c . Pour des raisons techniques, la supraconductivité est restée longtemps cantonnée dans les laboratoires de recherche. Aujourd'hui, les domaines d'application envisagés pour la supraconductivité sont nombreux et variés. On peut citer le train à lévitation magnétique, les limiteurs de courants supraconducteurs, ou encore les moteurs et générateurs,...

Jusque dans les années 80, les deux principales applications des supraconducteurs concernaient la physique des particules (bobines à fort champ pour les accélérateurs) et les bobines pour l'imagerie médicale (IRM). Le développement des autres applications a été freiné par l'obligation d'utiliser une cryogénie à l'hélium liquide coûteuse et complexe. Puis en 1986, les supraconducteurs à haute température critique (SHTc) à bases d'oxydes de cuivre ont été découverts par Johannes Bernorz et Karl Müller. Cette découverte a suscité un engouement sans précédent donnant lieu à de nombreuses publications scientifiques. Et, par ailleurs elle a fait naître de grands espoirs quant au développement de la supraconductivité et son application à grande échelle. De nouveaux domaines de recherche technologique se sont ouverts pour mettre à profit les propriétés électriques et magnétiques de la supraconductivité comme par exemple la réalisation d'amenées de courants, de transformateurs, ou de paliers magnétiques...

Parmi les applications électrotechniques étudiées, l'une des plus prometteuses semble être l'utilisation des massifs supraconducteurs comme source compacte, voire portable, de champ magnétique intense. Il existe différents autres moyens de générer des champs magnétiques :

- Les aimants permanents classiques permettent de générer des champs inférieurs au tesla à un coût très compétitif. Le marché est grand public, car ils sont présents dans de nombreux dispositifs (haut-parleurs, capteurs de position, ABS, serrures magnétiques, ...).
- Les électro-aimants permettent de générer des champs plus intenses avec des pertes Joules conséquentes, de 1.5 T pour un électro-aimant de laboratoire à 30 T pour les aimants du Laboratoire des Champs Magnétiques Intenses qui requièrent de grosses installations de refroidissement et plusieurs MW d'énergie.
- Les aimants supraconducteurs permettent de générer la dizaine de teslas, dans de grosses installations comme le LHC (Large Hadron Collider) au CERN, ou dans les laboratoires de recherche (bobines supraconductrices commercialisées par Oxford ou Cryogenics). Peu gourmands en énergie, ils requièrent par contre une cryogénie à basse température. Le recours aux supraconducteurs permet d'obtenir des champs magnétiques très stables sur des temps longs (plusieurs semaines), indispensables pour des applications d'analyse. Les installations par résonance magnétique nucléaire (RMN) sont l'exemple de marché "grand public".

L'utilisation de cryo-aimants supraconducteurs à haute température critique ou à des températures intermédiaires pourrait ouvrir le segment de marché des sources compactes de champ magnétique intense ($>2T$) à un prix moindre que les aimants supraconducteurs conventionnels (T. Oka et al 2007 *Supercond. Sci. Technol.* **20** 1233). Les cryo-aimants supraconducteurs pourraient également générer des champs magnétiques intenses dans des espaces confinés. Ils apporteraient une solution nouvelle et inaccessible avec les techniques conventionnelles. Par exemple dans l'instrumentation scientifique, il serait souvent utile de pouvoir disposer d'une source de **champ magnétique de petite taille et réversible** délivrant un champ de **l'ordre de quelques teslas**. Ceci fait partir des **objectifs** de ce **travail de thèse**.

Ce mémoire est structuré en cinq chapitres :

Le premier chapitre donne des notions de base sur la supraconductivité et les matériaux supraconducteurs étudiés. Nous présentons aussi les différentes applications réalisées avec des aimants supraconducteurs.

Le deuxième chapitre décrit le contexte scientifique dans lequel s'inscrit ce projet de thèse. Nous présentons un état de l'art des différents systèmes d'aimantation de massifs supraconducteurs par champ magnétique pulsé. L'objectif de la thèse est précisé, à savoir la conception et fabrication d'un prototype de générateur "compact" permettant l'aimantation de cryo-aimants supraconducteurs de petites dimensions par la méthode PFM (Pulsed Field Magnetization) puis l'étude des caractéristiques fonctionnelles de ceux-ci en particulier leur force de lévitation et le champ magnétique qu'ils peuvent piéger suivant le mode d'aimantation. Enfin, nous présentons l'entreprise CAYLAR, partenaire de ce travail (bourse CIFRE), et dont les activités sont dédiées à la recherche et à l'instrumentation scientifique.

Le troisième chapitre porte sur la conception, la fabrication et la vérification des performances du générateur.

Le quatrième chapitre décrit la conception et la mise en place des dispositifs permettant d'aimanter les cryo-aimants refroidis soit dans l'azote liquide, soit placés dans un cryostat refroidi par un cryo-générateur.

Dans le cinquième et dernier chapitre, nous rapportons et analysons les résultats obtenus.

Chapitre 1 : Généralités

1.1 Introduction

Le but de ce chapitre est de donner un aperçu général de la supraconductivité. Dans une première partie, les points suivants seront abordés :

- un bref historique de supraconductivité,
- les notions fondamentales nécessaires à la compréhension des phénomènes physiques de la supraconductivité,
- les applications potentielles des matériaux supraconducteurs.

La seconde partie présente les structures cristallographiques ainsi que les propriétés supraconductrices des matériaux étudiés dans le cadre de ce travail à savoir i) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ et ii) et le MgB_2 .

1.2 La supraconductivité, de la découverte à nos jours

Grâce au succès de la liquéfaction de l'hélium en 1908, la supraconductivité a été mise en évidence pour la première fois en 1911 par Heike Kamerlingh Onnes [1]. Le premier matériau ayant montré un comportement supraconducteur est le mercure avec une résistance électrique nulle en dessous de la température dite "critique", $T_c = 4,2$ K.

Dès lors, la recherche de nouveaux matériaux n'a cessé pour trouver ou fabriquer des supraconducteurs à des températures "critiques" toujours plus élevées. Cette recherche s'est accélérée depuis 1986 avec la découverte par Berdnorz et Müller [2] de cuprates $\text{La}_{2-x}\text{B}_x\text{Cu}_2\text{O}_{4-\delta}$, synthétisé auparavant à Caen par C. Michel et B. Raveau [3]. Ces cuprates présentent une température critique à 35 K et caractérisent la famille des supraconducteurs dits à "haute température critique-SHTC".

Cette découverte suscita un grand intérêt pour ces matériaux et pour la supraconductivité comme en témoigne de nombreuses publications dans ce domaine. De nombreux composés de la famille des cuprates furent ensuite identifiés avec des températures critiques de plus en plus élevées. En 1987, Wu et al [4] annoncent une transition à 92K dans le cuprate supraconducteur, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, franchissant ainsi la barre de la température de l'azote liquide (77K). De nombreuses perspectives d'application apparurent alors grâce à la simplification des systèmes cryogéniques et à la réduction des coûts qui en découlait. Depuis lors, plusieurs familles de composés ont été synthétisées, avec des températures critiques sans cesse croissantes. On trouve notamment la famille des cuprates au bismuth $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ ($T_c = 85$ K) et $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ ($T_c = 110$ K), le composé au thallium $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ ($T_c = 125$ K) et les cuprates au mercure $\text{Hg}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ avec des températures critiques pouvant atteindre 166 K sous hautes pressions (23 GPa) [5]. L'année 2001 a été marquée par la découverte [6] de la supraconductivité du diborure de magnésium MgB_2 . Avec une température critique de 39K, le composé MgB_2 permet d'envisager des applications bien au-dessus de la température de l'hélium liquide. Plus récemment, les recherches engagées dans ce domaine ont conduit à de nouvelles découvertes des composés à base de fer et d'arsenic (LnFeAs où $\text{Ln} = \text{La, Ce, Pr, Nd, Sm}$) avec des températures critiques élevées jusqu'à 55 K [7, 8, 9]. Ces travaux, confirment ainsi l'engouement autour de la recherche dans le domaine de la supraconductivité.

1.3 Caractéristiques des matériaux supraconducteurs

- **Température critique, T_c** : la supraconductivité est caractérisée par une résistance nulle en dessous d'une certaine température appelée "température critique - T_c ". Autrement dit, c'est aussi la propriété d'un matériau perdant sa résistivité électrique dans certaines conditions de température, de champ magnétique et de courant électrique. Ainsi le courant électrique circule dans un matériau supraconducteur sans aucune perte d'énergie. Ce courant peut ainsi circuler indéfiniment dans un circuit supraconducteur à condition de maintenir celui-ci en dessous de sa température critique. La Fig.1 illustre la chute de résistance du supraconducteur en fonction de la température. La Fig.2 illustre les progrès réalisés pour améliorer les températures critiques depuis plus d'un siècle. On peut remarquer que la recherche de nouveaux matériaux ayant des températures critiques élevées est très active depuis les années 1980. Ces recherches, multiples ont été guidées dans l'espoir de la découverte d'un matériau supraconducteur à température ambiante.

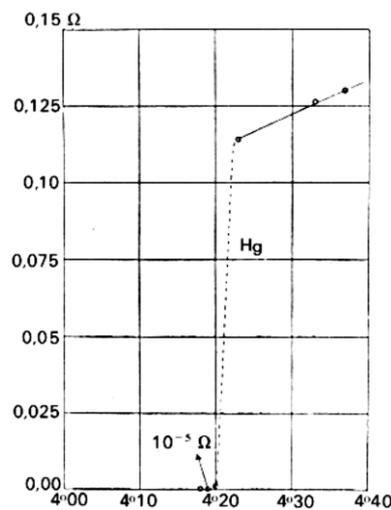


Fig.1 : Résistance du mercure en fonction de la température. Courbe de Gilles Holst, doctorant de Kamerlingh Onnes

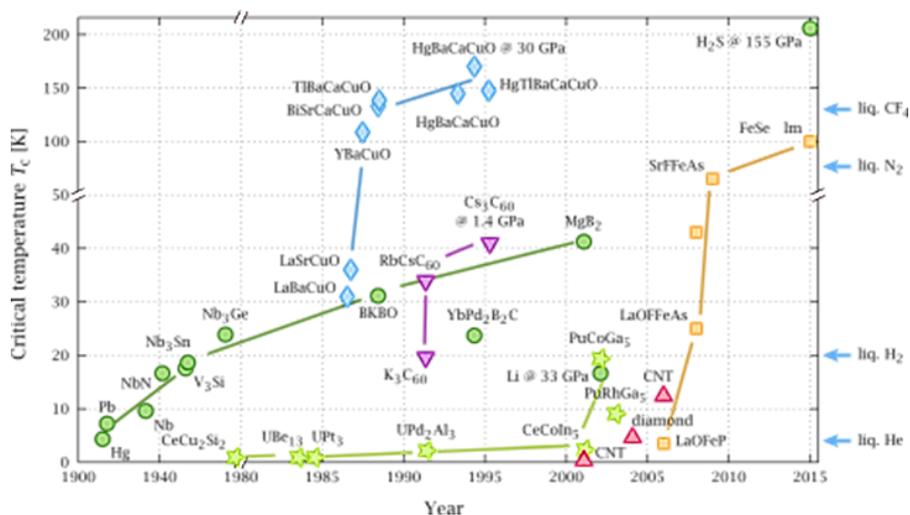


Fig.2 : Evolution des températures critiques depuis 1910

Outre la résistance nulle, les supraconducteurs présentent d'autres caractéristiques.

- **Champ critique, H_c** : L'intensité du champ magnétique est également une condition d'existence de la supraconductivité. Au-delà d'une certaine valeur de champ magnétique, le supraconducteur passe à l'état normal et perd ses propriétés supraconductrices. On distingue alors deux types de supraconducteurs: Les supraconducteurs de type I et de type II

Le supraconducteur de type I est caractérisé par une valeur de champ magnétique critique H_c en dessous duquel il devient supraconducteur et expulse intégralement les champs magnétiques de l'intérieur du matériau (diamagnétique parfait) c'est l'effet Meissner [10]. Découvert par Walther Meissner et Robert Ochsenfeld en 1933.

Au-delà de cette valeur ce matériau passe à l'état normal. La valeur de ce champ H_c étant de l'ordre de la dizaine de milli-teslas, les supraconducteurs de type I ne peuvent être utilisés dans les applications instrumentales et industrielles.

Les supraconducteurs de type II possèdent, quant à eux, deux champs critiques H_{c1} et H_{c2} . Le matériau est un diamagnétique parfait pour des valeurs de champ inférieures à H_{c1} et transite vers l'état normal pour des intensités magnétiques supérieures à H_{c2} . Contrairement au supraconducteurs de type I, pour des valeurs intermédiaires comprises entre H_{c1} et H_{c2} , le champ magnétique commence à pénétrer le matériau supraconducteur se trouvant alors dans un état mixte. Ce sont les hautes valeurs de H_{c1} et H_{c2} qui expliquent leurs utilisations pour des applications en instrumentations.

- **La densité de courant critique, J_c** : Tout comme la T_c et le H_c , la densité de courant critique J_c est un paramètre important et déterminant pour un matériau supraconducteur. Si le courant appliqué au matériau est supérieur au courant critique, le matériau transite à l'état normal et cesse d'être supraconducteur, Fig.3.

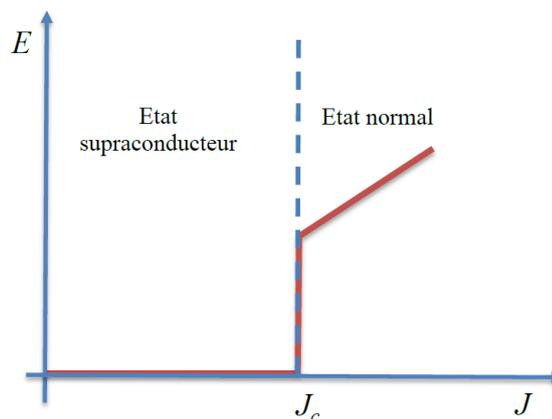


Fig.3 : Allure de la caractéristique électrique $E(J)$ pour un supraconducteur à basse température en fonction du courant appliqué

- **Surface critique ou domaine d'existence d'un supraconducteur** : les trois paramètres T_c , H_c et J_c définissent le domaine d'existence d'un matériau supraconducteur où il est dans

un état non dissipatif. Ce domaine est délimité par la surface dite critique au-delà de laquelle le matériau devient dissipatif, Fig.4.

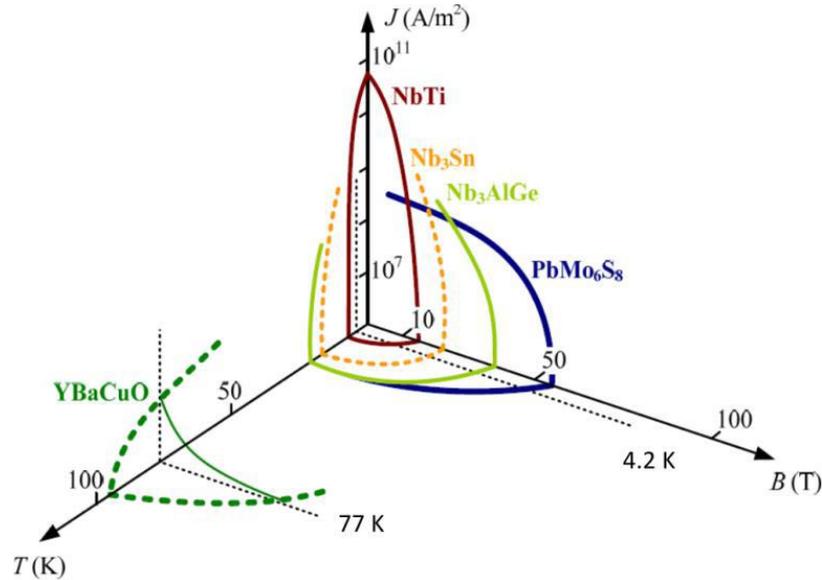


Fig.4 : Allure des surfaces critiques et ordre de grandeur des paramètres critique de quelques supraconducteurs.

1.4 Théories fondamentales de la supraconductivité

1.4.1 Théorie de London

La théorie des frères London cherche à expliquer l'expulsion du champ magnétique du matériau c'est une approche empirique de la supraconductivité se basant sur l'intuition et n'est justifiée que par l'expérience. L'expulsion du champ magnétique d'un matériau a été présentée pour la première fois dans une publication [10] du physicien allemand Walther Meissner malgré le fait que les théories physiques de l'époque ne suffisaient pas à justifier ce diamagnétisme. Fritz London [11], accompagné de son frère Heinz, se proposa alors de l'étudier.

Les lois de Maxwell, ne se basant que sur la résistivité nulle des matériaux, n'explique qu'en partie le phénomène de supraconductivité. C'est alors que les frères London introduisent la loi fondamentale de la dynamique appliquée à des charges libres portant les courants supraconducteurs. Ils établissent alors une première équation décrivant la force que subit une particule dans un champ électrostatique constant, telle que :

$$\frac{d}{dt}\vec{j} = \frac{ne^2}{m}\vec{E} \quad [\text{Eq.1}]$$

Grace aux opérateurs vectoriels, ils constituèrent les équations traduisant les variations spatiales des dérivées partielles de la densité de courant et du champ magnétique :

$$\Delta\left(\frac{\delta}{\delta t}\vec{B}\right) = \frac{1}{\lambda_L^2}\frac{\delta}{\delta t}\vec{B} \quad \text{et} \quad \Delta\left(\frac{\delta}{\delta t}\vec{j}\right) = \frac{1}{\lambda_L^2}\frac{\delta}{\delta t}\vec{j} \quad [\text{Eq.2}]$$

Ils en déduisirent que le champ magnétique, en plus d'être constant, est dans tout le volume de l'échantillon. Ils remplacèrent alors :

$$\frac{\delta}{\delta t}\vec{j} \quad \text{par} \quad \vec{j} \quad \text{et} \quad \frac{\delta}{\delta t}\vec{B} \quad \text{par} \quad \vec{B}$$

Ils établissent alors l'équation de London :

$$\frac{\partial j}{\partial t} = \frac{n_s e^2}{m} E = \frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} E \quad [\text{Eq.3}]$$

On introduit λ_L , la longueur de pénétration de London, telle que :

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_s e^2}} \quad [\text{Eq.4}]$$

Cette longueur, caractéristique de l'état supraconducteur, définit l'épaisseur sur laquelle le champ magnétique pénètre dans le matériau.

1.4.2 Théorie de Ginzburg-Landau

En 1950, deux physiciens soviétiques, Vitali Ginzburg et Lev Landau proposent une théorie phénoménologique de transition de phase pour la supraconductivité [12]. C'est le début de l'âge d'or de la supraconductivité sur le plan de la théorie. Cette approche permet de prendre en compte les situations où la densité d'électrons supraconducteurs ne serait pas constante dans le matériau. Cette théorie de Ginzburg-Landau définit deux longueurs caractéristiques ;

- **La longueur de pénétration λ** , distance sur laquelle le champ magnétique décroît jusqu'à zéro dans le matériau à partir de sa surface.

- **La longueur de cohérence ξ** , distance sur laquelle varie la densité d'électrons supraconducteurs à partir de l'interface avec une zone dans l'état normal.

Le rapport de ces longueurs $\kappa = \lambda/\xi$, appelé paramètre de Ginzburg-Landau, permet de déterminer la nature du matériau supraconducteur. Selon que la valeur du paramètre κ est inférieur ou supérieur à la valeur critique $\kappa_c = 1/\sqrt{2}$, le supraconducteur sera respectivement de type I ou de type II.

- **Les supraconducteurs de type I (SC-I)**

Si $\kappa < 1/\sqrt{2}$, le supraconducteur est de type I. Son diagramme de phase, le champ magnétique fonction de la température, $H = f(T)$ est représenté par la Fig.5, la ligne $H_c(T)$ séparant l'état normal de l'état Meissner (l'expulsion du champ magnétique du matériau lorsque celui-ci est à une température, T , inférieure à sa température critique, T_c).

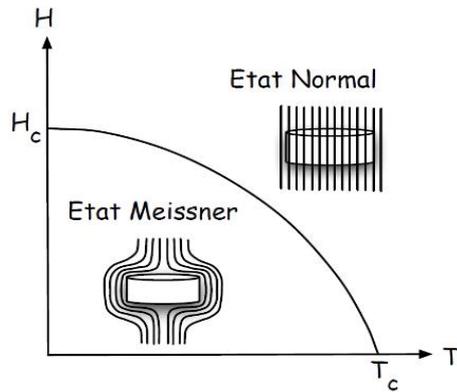


Fig.5 : Diagramme de phases $H=f(T)$ d'un supraconducteur de type I.

L'énergie de surface entre l'état supraconducteur et l'état normal est positive, donc défavorable. La transition en champ est thermodynamiquement du premier ordre. Elle s'effectue avec un saut d'aimantation et une chaleur latente de transformation. Pour une température nulle, L'expression du champ critique de destruction de la supraconductivité dans un matériau de type I :

$$H_c(0) = \frac{\phi_0}{\mu_0 2\sqrt{2}\pi\lambda\xi} \quad [\text{Eq.5}]$$

Pour des températures inférieures à sa T_c , le matériau présente un diamagnétisme parfait dès lors que le champ appliqué reste inférieur à $H_c(T)$. Au-delà de cette valeur, le matériau transite brusquement à l'état normal, Fig.6.

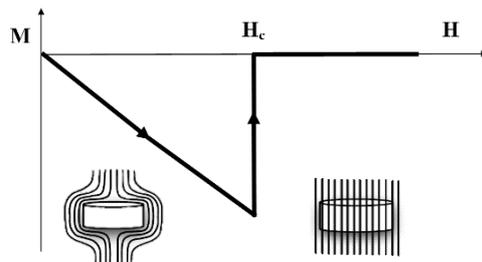


Fig.6 : Aimantation d'un supraconducteur de type I pour $T < T_c$ en fonction de l'excitation magnétique

- Les supraconducteurs de type II (SC-II)

Comme on l'a déjà évoqué dans la section précédente, la valeur critique de κ_c est $1/\sqrt{2} \approx 0.7071$. Si $\kappa > 1/\sqrt{2}$, le supraconducteur est de type II. Son diagramme de phase $H=f(T)$ est représenté par la Fig.7.

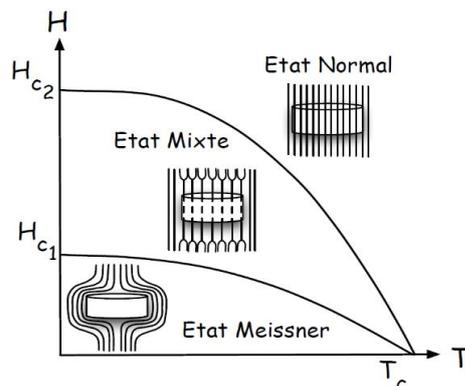


Fig.7 : Diagramme de phases $H=f(T)$ d'un supraconducteur de type II

Pour des intensités magnétiques inférieures à un premier champ H_{c1} , le matériau se trouve dans l'état Meissner. Contrairement aux SC-I, les SC-II ont une énergie de surface négative entre l'état supraconducteur et l'état normal. Il devient alors favorable de créer des régions normales dans le matériau. Au-delà de H_{c1} , Le champ pénètre dans le supraconducteur par des zones tubulaires non-supraconductrices. L'énergie perdue par le volume non supraconducteur est alors compensée par l'énergie de paroi. Ces interfaces tubulaires se créent via des boucles de courants et forme en leurs centres une région normale dans une phase supraconductrice, transportant les quanta de flux magnétique de part en part du matériau.

1.4.3 Théorie BCS

La théorie BCS décrit la supraconductivité comme un phénomène quantique basée sur le couplage d'électrons. En effet, dans certains métaux, les électrons se déplacent deux à deux, c'est ce que l'on appelle les "paires de Cooper" [13].

Elles sont régies par le principe de l'interaction phonon-électron. Lorsqu'un électron traverse un réseau d'ions positifs, il est attiré et déforme très légèrement ce réseau, étant donné la grande inertie des ions. De cette façon, le réseau va être chargé positivement durant un court laps de temps ce qui permet d'attirer un autre électron et d'écranter ces deux charges négatives, Fig.8. Il se crée alors un phénomène de couplage entre ces électrons, le premier émettant un phonon qui va être absorbé par le second, et ainsi de suite... Lorsque la température est élevée, les ions du matériau s'agitent et sont alors en mouvement. L'équilibre est alors rompu, ce couplage d'électron n'est plus possible et les paires de Cooper disparaissent :

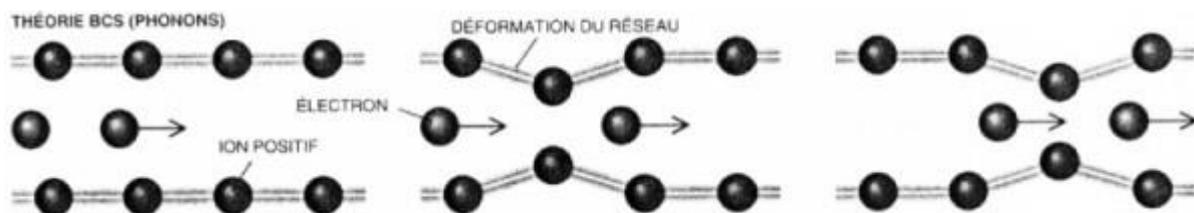


Fig.8 : Représentation schématique de l'interaction entre deux électrons d'une paire de Cooper dans un réseau cristallin

À basse température, les électrons ne subissent aucune dissipation d'énergie par effet Joules. Ils ne rencontrent aucun obstacle, étant donné que le premier électron fraie un chemin au second et se retrouve aspiré, sans frottement contre les particules du matériau. La théorie BCS, qui prend tout son sens à basse température, ne s'applique pas à des matériaux supraconducteurs à haute température (au-delà de 30K) puisque ce réseau d'ions ne permet pas aux électrons de circuler sans frottement [14].

1.5 Propriétés magnétiques dans un supraconducteur

1.5.1 Modèle de Bean

Le supraconducteur peut être présenté par le modèle de Bean [15]. C'est le modèle le plus classique qui stipule qu'à une température donnée la densité de courant dans un supraconducteur est soit nulle, soit égale à la densité de courant critique J_c , (Fig.9) se traduisant par l'écriture de l'équation suivante :

$$J = \pm J_c \text{ ou } J = 0 \quad [\text{Eq.6}]$$

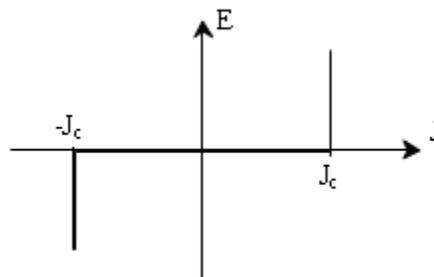


Fig.9 : Allure du comportement de la densité de courant dans un supraconducteur suivant le modèle de Bean

Ce modèle a l'avantage d'être assez simple mathématiquement et permet pour des géométries simples, d'avoir des expressions analytiques et d'étudier les grandeurs importantes. Cependant, la discontinuité de ce modèle le rend peu utilisable pour des développements numériques ; de plus, il ne reflète pas toujours de façon satisfaisante le comportement des supraconducteurs. Il est néanmoins possible de tenir compte de ces variations de la densité de courant en fonction du champ et de la température en y apportant quelques modifications.

1.6 Les matériaux Supraconducteurs à Haute Température Critique (SHTC)

1.6.1 Le supraconducteur $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

1.6.1.1 Structures cristallines

Bien que l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Y123), composé de la famille des cuprates, ne soit pas le supraconducteur présentant la température critique la plus élevée, il est le plus utilisé pour le développement d'applications grâce à sa tenue sous champ magnétique. Ce composé a été reporté pour la première fois en 1987 [4] et possède une température critique de 92 K. La Fig.10 représente sa structure cristallographique. La structure élémentaire est composée de trois mailles pérovskite ABO_3 déficitaire en oxygène. Les atomes de baryum et d'yttrium occupent les centres de chaque cube ayant les atomes de cuivre pour sommets. Les paramètres de la maille élémentaire [16] sont $a = 0,3886 \text{ nm}$, $b = 0,3819 \text{ nm}$ et $c = 1,1680 \text{ nm}$. C'est la structure de ce composé qui confère toute la particularité de ce composé. Dans la maille élémentaire, l'atome d'Yttrium est se trouve entre les deux plans CuO_2 formant un cube contenu par deux

cubes (BaO/CuO). Lorsque δ est compris entre 0 et 0.4 l'oxygénation est suffisante pour permettre la supraconductivité dans les couches à des températures inférieures à 92 K.

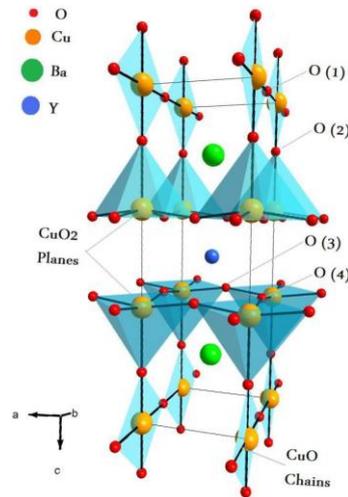


Fig.10 : Représentation schématique de la maille élémentaire du composé $YBa_2Cu_3O_{7-d}$ (YBCO)

1.6.1.2 Diagrammes de phases et Propriétés fondamentales

La variation de la teneur en oxygène modifie les paramètres structuraux en conditionnant les propriétés du matériau. La Fig.11 est une représentation schématique du diagramme de phase des cuprates. On remarque que ce diagramme présente plusieurs phases en fonction de la teneur en oxygène du composé. Pour une stœchiométrie très faible en oxygène, le matériau présente une phase antiferromagnétique. Lorsque cette stœchiométrie augmente, le matériau transite vers une phase supraconductrice caractérisée par une température critique dépendante de cette teneur en oxygène.

Les propriétés supraconductrices sont attribuées aux plans CuO_2 . Pour rendre ces plans conducteurs, il faut les doper par des trous en incorporant de l'oxygène. $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ n'est supraconducteur qu'à partir d'un seuil correspondant à $7-\delta = 0,65$. Comme le montre la Fig.11, la température critique est maximale pour, δ , proche de zéro.

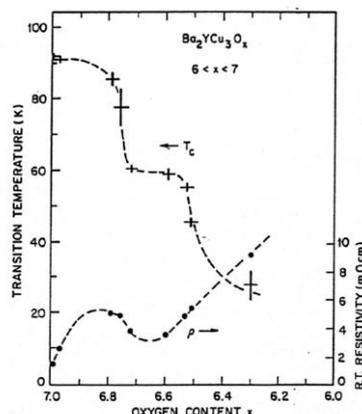


Fig.11 : Evolution de la température critique et de la résistivité de l' $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ en fonction de sa teneur $x=7-\delta$ en oxygène [17]

1.6.2 Le supraconducteur MgB_2

C'est en 2001 qu'une équipe japonaise annonce que la supraconductivité a été mise en évidence dans le MgB_2 avec une température critique proche de 40K [6]. Dépourvu d'élément cuivre et

d'oxygène, le diborure de magnésium s'apparenterait au supraconducteur dit conventionnel. Mais avec une température critique relativement élevée, le MgB_2 pourrait appartenir à la famille des supraconducteurs à haute température critique (SHTC) faisant de lui un très bon candidat pour des applications dans le domaine de l'instrumentation scientifique.

1.6.2.1 Structures cristallines

Le MgB_2 est un métal de structure cristallographique hexagonale de type AlB_2 , Fig.12.

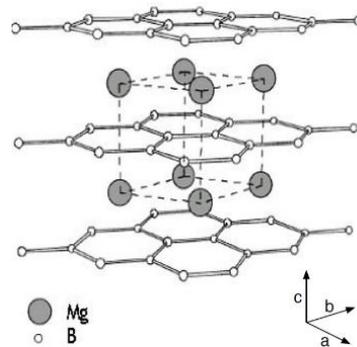


Fig.12 : Représentation de la structure cristallographique de MgB_2

Cette structure est composée d'une alternance de couche de bore, éléments organisés en nid d'abeilles, et de couche de magnésium organisés en matrice triangulaire ou chaque atome se trouve sur la projection des centres des hexagones formé par les atomes de bore.

Les paramètres de maille déterminés expérimentalement sont : $a = b = 3.08 \text{ \AA}$ et $c = 3.52 \text{ \AA}$.

1.6.2.2 Diagrammes de phases et Propriétés fondamentales

Le composé MgB_2 a, en premier lieu, attiré l'attention de par sa température critique relativement élevée de 39 K pour un matériau de cette composition chimique simple (Fig.13). C'est un composé qui, du point de vue de la valeur de cette température critique, place le MgB_2 au niveau des supraconducteurs hautes températures critiques. Néanmoins, son coefficient de contribution électronique de la chaleur spécifique le place au niveau des supraconducteurs simples comme les corps purs. Inévitable dans les supraconductrices hautes températures critiques, Fig.14.

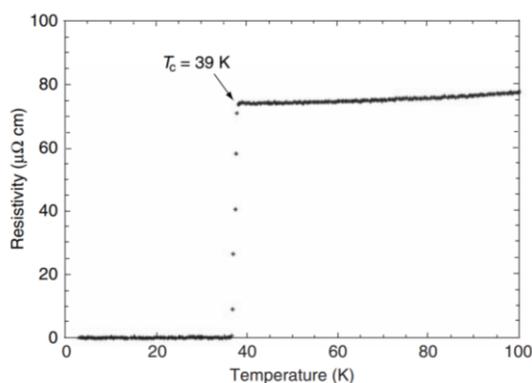


Fig.13 : Evolution de la résistance du MgB_2 en fonction de la température [18]

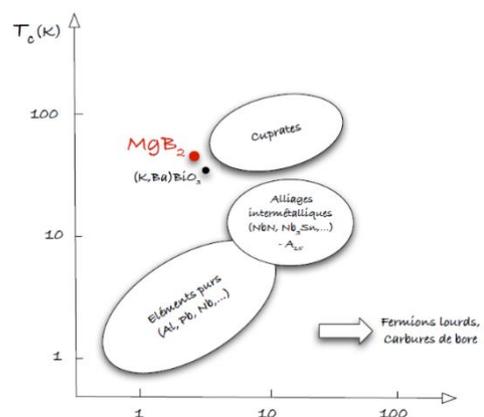


Fig.14 : Dépendance de la température critique avec le coefficient de la contribution électronique de la chaleur spécifique) [19]

1.7 Applications des supraconducteurs en magnétisme

Il existe de nombreuses applications (électrotechniques, instrumentations scientifiques...) utilisant les matériaux supraconducteurs. En fonction de l'application visée, le matériau doit posséder les propriétés suffisantes et une géométrie adéquate : celle d'un barreau, pour les amenées de courant, de ruban pour le transport de courant ou d'une pastille pour les applications de force de lévitation magnétique ou de champ piégé, par exemple. Les différentes méthodes d'élaboration ont été développées dans le but de préparer des matériaux performants répondant à ces demandes. On peut classer les matériaux supraconducteurs en trois catégories :

- **Sous forme de films minces**, ils sont principalement utilisés en électronique à base de jonction Josephson.
- **Sous forme de rubans, fils, conducteurs mono ou multi-filamentaires**, ils peuvent être utilisés pour le transport de courant, l'élaboration des bobines supraconductrices pour le confinement magnétique (ITER), l'imagerie par résonance magnétique (IRM) et/ou la résonance magnétique nucléaire (RMN),...
- **Sous forme de pièces massives**, ils peuvent être intégrés dans des dispositifs de stockage d'énergie, la lévitation magnétique, correction de trajectoire d'un flux de particules ionisées (accélérateur de particules...), des RMN compacts et portatifs.

1.7.1 Les amenées de courant

Certains appareils fonctionnant en milieu cryogénique doivent d'être alimentés en courant électrique. L'acheminement de ce courant par un conducteur électrique conventionnel génère un dégagement de chaleur par effet Joule dans le cryostat, d'où une perte d'efficacité de celui-ci, un risque de réchauffement important, et des consommations accrues en électricité et en fluide cryogénique. L'une des solutions à ces problèmes, est l'utilisation des amenées de courant supraconductrices (des barreaux massifs), pouvant transporter des fortes densités de courant sans dégagement de chaleur (moins de pertes par effet joule et cryogéniques) dans la partie refroidie.

1.7.2 Les outils scientifiques

- **L'imagerie médicale :**

Les records d'inductions magnétiques sont actuellement produits par des bobines résistives. Bien que ces bobines ne soient pas limitées en induction magnétique (pas de champ magnétique critique limitant leur utilisation comme pour les supraconducteurs), la dissipation d'énergie varie avec le courant circulant dans la bobine, avec sa géométrie et l'induction magnétique générée. A l'inverse, la perte de la résistivité des supraconducteurs permet de ne pas dissiper de puissance par effet Joule en régime permanent. Ils sont donc très avantageux pour réduire le coût de fonctionnement d'une installation produisant de fortes inductions magnétiques. A titre comparatif, un aimant résistif de type Bitter pouvant générer un champ magnétique de 10 T

dans un trou de champ de 500 mm nécessite une alimentation de 14 MW et un système de refroidissement par eau d'une puissance de 200 kW. Une bobine supraconductrice 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.

En 2009, plus de 75% de la production des supraconducteurs est utilisé dans l'instrumentation médicale. L'application médicale la plus courante est l'imagerie par résonance magnétique (I.R.M.). Elle est basée sur l'excitation d'un noyau atomique doté d'un moment magnétique soumis à une induction B_0 constante. En appliquant un champ magnétique perpendiculaire à B_0 , on observe un phénomène de résonance si la fréquence d'excitation, f , est égale à la vitesse angulaire de précession [18]. On recueille ainsi un signal caractéristique. L'induction de polarisation B_0 varie dans l'espace en fonction de la matière traversée. L'image est obtenue par l'enregistrement dans le plan de la variation de la fréquence.

Pour une utilisation viable, l'induction magnétique de 0,5 à 4 Teslas nécessaire ne peut être obtenue qu'à l'aide des aimants supraconducteurs. De plus, mis à part la phase d'établissement du courant, le système ne nécessite plus d'alimentation. La consommation de froid est très faible et le poids de l'engin s'en trouve réduit.

Une autre application sur le même principe que l'I.R.M. est la spectroscopie par résonance magnétique nucléaire (RMN). Contrairement à l'I.R.M., deux champs magnétiques perpendiculaires entrent en jeu (le premier à haute fréquence et l'autre continu). Sous leurs effets, les noyaux entrent en précession et émettent des signaux que l'on recueille ensuite pour l'analyse de la nature : la composition chimique et la structure des échantillons. L'induction magnétique nécessaire au système RMN étant supérieure à 7 Teslas, les supraconducteurs sont tout désignés pour répondre à ces besoins.



Fig.15 : Photo d'un dispositif d'IRM

- La fusion nucléaire :

Actuellement, l'énergie électrique produite dans les centrales nucléaires est basée sur la fission. C'est un phénomène lors duquel un noyau atomique lourd est divisé en plusieurs nucléides plus petit en libérant de l'énergie sous forme de chaleur convertie en énergie électrique.

Il existe également la fusion nucléaire pour laquelle des noyaux légers ($Z < 60$) se combinent pour former des noyaux plus lourds en libérant une forte quantité d'énergie. Dans le cas de la fusion, l'énergie libérée est tel que le plasma atteint 100 million de degrés, température extrême ne pouvant pas être maintenu dans une enclave solide. Le confinement magnétique semble être la voie la plus prometteuse pour la mise en place d'un réacteur à fusion. Tout comme l'imagerie

médicale, un confinement à fusion nécessite, pour de gros volumes, des inductions très élevées (une dizaine de teslas). Ici encore, les supraconducteurs, sous forme de bobines toroïdales, reste la solution la plus prometteuse et celle retenue pour le projet international, ITER qui est dans sa phase de construction (Cadarache, France).

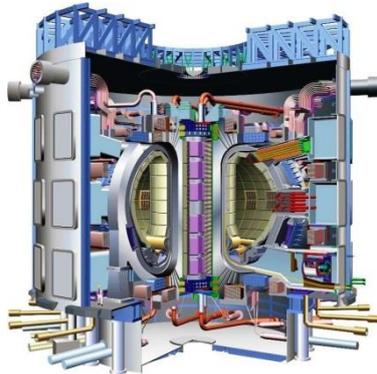


Fig.16 : Simulation numérique du réacteur par confinement magnétique ITER

- Les trains à lévitation :

Depuis plusieurs années, la répulsion magnétique de matériaux supraconducteurs n'a cessé de "faire rêver" le monde du transport ferroviaire. En effet, un véhicule pouvant se mouvoir sans aucun contact avec le sol permettrait d'éliminer ces frottements qu'il faut continuellement compenser par une perte d'énergie.

Une des voies employées a permis la création de prototypes se déplaçant sur des rails spécialement mis en place. Ils sont constitués de bobinages en cuivre qui génèrent l'induction nécessaire à la répulsion du train.

Bien que les premiers modules sur rails datent des années 70, c'est en 1997 que le prototype MLX 01 japonais atteint la vitesse record de 517 km/h puis 603 km/h en 2015.

Ces trains offrent plusieurs avantages ; outre le fait qu'ils circulent à très haute vitesse, réduisant ainsi la durée de trajet, ils n'usent pas les voies par absence de contact direct, réduisant considérablement leurs coûts d'entretiens.

Néanmoins, ce sont des systèmes très onéreux en matière première. En effet, la sustentation, devant être maintenue, nécessite un enchaînement de bobinage sur la totalité de la voie et alimenté en continu dans le module de déplacement.

Pour pallier à ce problème, les supraconducteurs, depuis la découverte des SHTC, se sont positionnés comme solution permettant d'envisager le développement de ce mode de transport.



Fig.17 : Photo du Shanghai *Transrapid* basé sur la lévitation magnétique.

1.8 Conclusion

La supraconductivité, découverte il y a déjà plus de 100 ans a vu naitre une multitude de matériaux surprenants de par leurs propriétés électriques et magnétiques. Caractérisés par trois paramètres critiques (température, magnétique et électrique), ce sont des matériaux qui, de par leurs propriétés, rendent leur utilisation envisageable dans de multiples domaines d'applications scientifiques et industrielles.

Références

- [1] Kammerlingh Onnes, Leiden Comm., 120b, 124C (1911).
- [2] J.G. Bednorz, K.A. Müller, Zeitschrift für Physik B, **64** 189 (1986).
- [3] C. Michel, B. Raveau, Revue de chimie Minérale, **21** 407 (1984).
- [4] M.K. Wu, J.R. Ashburn, C.J. Torng, P.H. Hor, R.L. Meng, L. Gao, Z.J. Huang, Y.Q. Wang, C.W. Chu, Phys. Rev. Lett. **58** 908 (1987).
- [5] M. Monteverde, M. Núñez-Regueiro, C. Acha, K.A. Lokshin, D.A. Pavlov, S.N. Putilin and E.V. Antipov, Physica C 408-410 23-24 (2004).
- [6] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani and J. Akimitsu, Nature 410 63-64 (2001).
- [7] Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, H. Hosono, J. Am. Chem. Soc. 130, 3296 (2008).
- [8] T. Y. Chen, Z. Tesanovic, R. H. Liu, X. H. Chen and C. L. Chien, Nature 453,1224 (2008).
- [9] H. Takahashi, K. Igawa, K. Arii, Y. Kamihara, M. Hirano and H. Hosono, Nature 453, 376 (2008).
- [10] W. Meissner, R. Ochsenfeld, Naturwiss. **21** 787 (1933).
- [11] F. London, H. London, Physica **2** 341 (1935).
- [12] P. L. Ginzburg, L. D. Landau, Zh. Eksperin. Teor. Fiz., 20 1064 (1950).
- [13] L. N. Cooper Phys. **104**, 1189 (1956)
- [14] M. Tinkham, Introduction to Superconductivity. Dover Publications. p. 63. ISBN 0-486-43503-2. (1996).
- [15] C.P. Bean, Phys. Rev. Lett. **8** 250 (1962)
- [16] J.D. Jorgensen & al, Phys. Rev. B 41 1863 (1990).
- [17] B. Batlogg, R.J. Cava, C.H. Chen, G. Kouroukis, W. Weber, A. Jarayama, A.E. White, K.T. Short, E.A. Rietman, L.W. Rupp, D. Werder, S.M. Zahurak, Novel Superconductivity, Ed. Stuart Wolf and Vladimir, Kresin, Plenum press, 653-657 (1987)
- [18] X.X. Xi Two-band superconductor magnesium diboride Rep. Prog. Phys., 71 (11), 10.1088/0034-4885/71/11/116501 (2008).
- [19] Lydia Baril, thèse de Doctorat, Université d'Orsay, Paris (1996).
- [20] F. Bloch. Nuclear induction. In Physical Review, pages 460–474, (1946).

Chapitre 2 : Contexte scientifique et objectifs de la thèse

2.1 Introduction

La possibilité de générer des champs intenses et stables est fondamentale pour de nombreuses applications scientifiques.

Les aimants supraconducteurs semblent tout indiqués pour répondre à ce besoin car ils peuvent générer plus de dix fois le champ maximal d'un aimant permanent tout en ayant une grande compacité.

Le développement des systèmes cryogéniques facilite l'utilisation des supraconducteurs entre 20K et 40K, plage de température où les champs piégés sont importants.

Pour s'affranchir des systèmes d'aimantations classiques, souvent de grandes dimensions et gourmands en énergie, l'aimantation par champ pulsé est une voie privilégiée.

En ce sens cette étude doctorale vise à développer un générateur de champ magnétique à base de cryo-aimants supraconducteurs.

2.2 Objectifs de la thèse

Le principal objectif de la thèse porte sur le développement, la conception et la fabrication d'un générateur de champ magnétique pulsé. D'une grande compacité, ce générateur doit pouvoir générer un champ magnétique de plusieurs teslas dont il est possible de maîtriser l'intensité et la polarité. L'inducteur de faibles dimensions doit pouvoir être introduit à l'intérieur d'instruments scientifiques.

Le système développé devra pouvoir aimanter des supraconducteurs massifs refroidis dans un bain d'azote liquide aussi bien que dans un système de refroidissement par conduction solide. Nous chercherons à déterminer une séquence de champs pulsés permettant le piégeage d'un champ magnétique de l'ordre de 1 T dans un supraconducteur de 20 mm de diamètre à basse température.

Dans l'optique d'applications aux instruments scientifiques, nous chercherons à moduler l'intensité du champ piégé à température constante sans modification du générateur ou du système de refroidissement. De même, nous chercherons à obtenir la réversibilité du champ piégé par l'application de séquences de pulses adéquates quel que soit le mode de refroidissement ou la température du système.

2.3 Contexte scientifique

La génération de champs magnétiques par des supraconducteurs aimantés par des pulses de courant intenses est étudiée depuis de nombreuses années. Une présentation générale des systèmes développés jusqu'ici et de leur configuration peut être trouvée dans [1]. Nous avons choisi de présenter quatre systèmes d'aimantation de massifs supraconducteurs par champ pulsé.

- Dans le système développé par T. Oka et al, (Japon – 2011) Fig.1 [2], le supraconducteur est un massif de composition $GdBa_2Cu_3O_7$ (GdBCO) fabriqué par Nippon Steel Co. Il est refroidi par un cryo-générateur situé dans une chambre à vide et est inclus entre deux pièces

polaires en fer doux permettant la concentration du flux magnétique sur l'échantillon. L'inducteur est placé à l'extérieur de la chambre et refroidi dans un bain d'azote liquide. La décharge pulsée est générée par un banc de condensateur de 40 mF à 120 mF permettant à l'inducteur de générer des pulses allant jusqu'à 7 T. le champ piégé est mesuré par une sonde de Hall balayant la surface de l'échantillon.

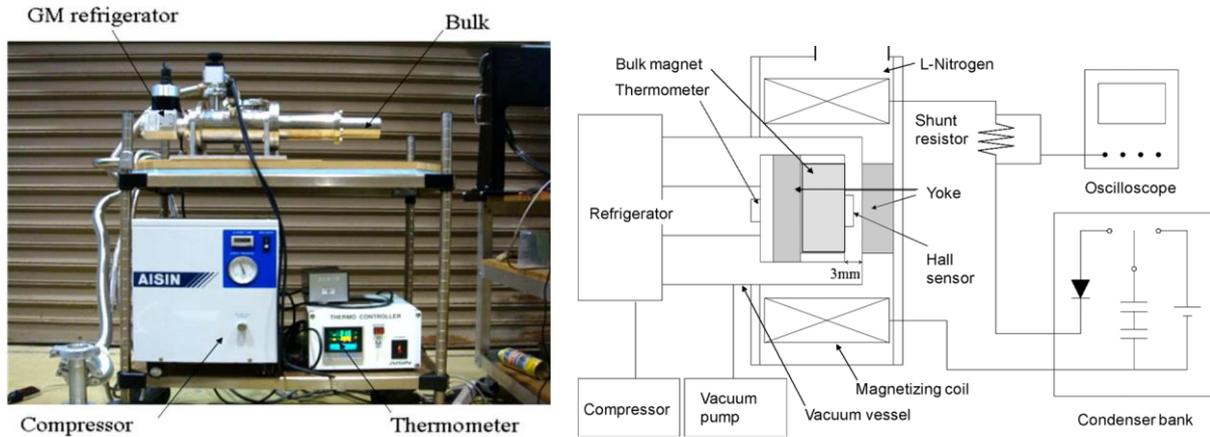


Fig.1 : Plateforme expérimentale du système de T. Oka et al. [1]

Ce système permet de piéger un champ de 3,28 T à 30K par l'application d'un pulse de 8,21 T. Le champ piégé dépend essentiellement de la capacité des condensateurs déchargés.

- Dans le système développé par Roy Weinstein et al. (USA – 2013) Fig.2 [3], le supraconducteur massif est placé au centre d'un inducteur de Helmholtz constitué de deux bobines de cuivre à noyaux en fer doux canalisant le champ sur l'échantillon.

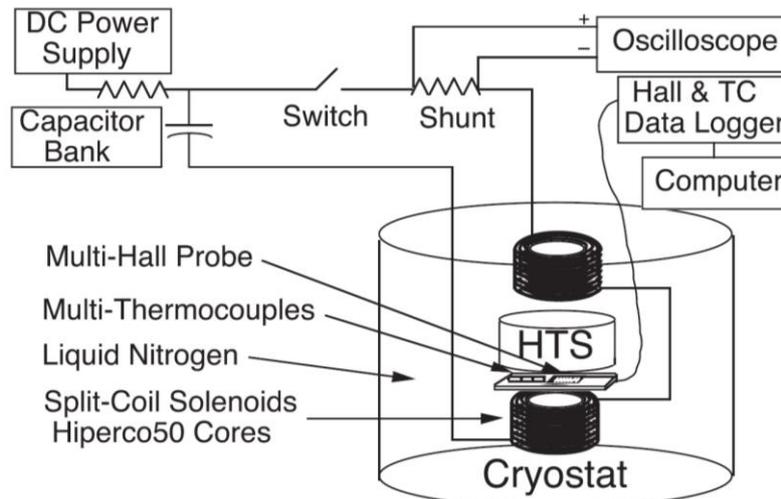


Fig.2 : Système de mesure proposé par Roy Weinstein et al. [2]

Comme précédemment, le champ est généré par la décharge d'un banc de condensateur de capacité $C=125$ mF chargé à 100V. Le champ piégé est mesuré par une batterie de capteur de Hall situé à la surface de l'échantillon. Le système placé dans un Dewar est plongé dans un bain d'azote liquide. Le supraconducteur aimanté par une succession de pulses, le champ est mesuré le long de son rayon. Le champ piégé croît à mesure de l'application des pulses allant jusqu'à 0,55 T à 77 K.

- M D Ainslie et al. (UK – 2014) [4] utilisent des échantillons d'YBCO et de GdBCO dopé Ag_2O sertis dans une bague d'acier de 46mm de diamètre intérieur avec de la résine époxy cryogénique et monté sur un cryo-générateur (Fig.3) dans une chambre à vide. L'inducteur est placé à l'extérieur du cryostat et génère des impulsions allant jusqu'à 4,8 T. Une pièce polaire en fer doux est placée sous le supraconducteur. La distribution du champ piégé est mesurée par un capteur de Hall mobile situé à 1mm de la surface.

Supercond. Sci. Technol. 27 (2014) 065008

M D AINSLIE ET AL

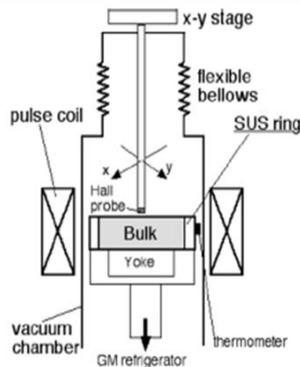


Figure 1. YBCO (left) and GdBCO (right) bulk superconductor samples. The growth sector boundaries (GSBs) are shown in each sample.

Figure 4. Schematic illustration of the pulsed field magnetization experimental arrangement.

Fig.3 : Le dispositif expérimental et les échantillons caractérisés par M D Ainslie et al. [3]

Ce système permet le piégeage d'un champ supérieur à 1,5 T à 40 K. Le champ piégé présente des irrégularités en surface avec un champ plus fort dans les zones où la densité de courant est la plus importante.

- Le système d'aimantation de E. P. Krasnoperov et al. (Russie - 2014) [5] est en fait un électro-aimant en fer doux dont le courant excitateur circule dans deux anneaux supraconducteurs pénétrés par les pièces polaires de l'électro-aimant (Fig.4). Le courant dans les supraconducteurs est généré par l'application de pulses de courant de fortes intensités dans des bobines en cuivre. Le système permet de régler l'entrefer des noyaux en fer doux par un système de vis. La source de courant pulsé est constituée d'une batterie de condensateurs de 9 mF dont la décharge est contrôlée par thyristor. En fonction de la capacité déchargée, il est possible de faire varier la durée d'impulsion de 8 à 60 ms. Le champ généré par le système est mesuré dans l'entrefer par un capteur de Hall.

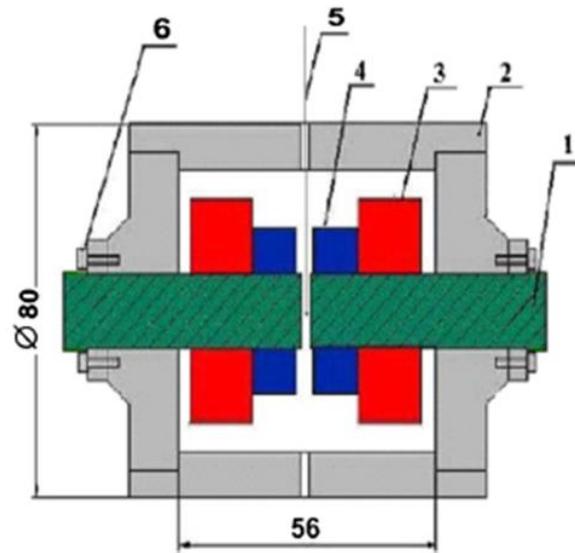


Fig. 1 Schematic cross section of the hybrid magnet: 1-a permenduire core, 2-cylindrical magnetic circuit, 3-coils for pulsed magnetization, 4 superconducting annuli, 5-holder of Hall's probe, and 6 screws of gap correction

Fig.4 : Le système d'aimantation proposé par E. P. Krasnoperov et al. [4].

Le système permet la mesure de l'intensité magnétique, de la distribution et de la stabilité du champ. Les noyaux en fer doux augmentent le champ généré par les anneaux qui persiste sur une longue durée et dont l'intensité magnétique est fonction de l'intensité et de la durée de l'impulsion du courant.

Les systèmes présentés présentent la particularité d'aimanter des supraconducteurs massifs de petites dimensions, propice au piégeage d'un champ important dans des milieux confinés. L'aimantation des supraconducteurs s'effectue par l'application d'un champ magnétique pulsé généré par la décharge d'un banc de condensateurs dans un inducteur circulaire en cuivre positionné soit à l'extérieur du cryostat, pour les massifs refroidis par conduction solide, soit à proximité du supraconducteur lorsque le système est refroidi dans un bain d'azote liquide. Des pièces polaires en fer doux sont souvent présentes à proximité du supraconducteur. Les courants de Foucault générés dans celles-ci par les pulses de champ peuvent cependant présenter l'inconvénient de limiter ou de perturber le champ piégé. Pour cette raison, nous n'avons pas étudié ce type de configuration. L'encombrement de ces systèmes est par ailleurs souvent un handicap pour leur mise en œuvre quand l'inducteur est situé à l'extérieur du cryostat, par exemple dans le cas des grands instruments. De plus, dans ce cas, les pulses de champ peuvent perturber l'appareillage avoisinant.

2.4 Présentation de l'entreprise CAYLAR

Dans le cadre d'un projet de collaboration entre le laboratoire CRISMAT et l'entreprise CAYLAR, ce projet de thèse est soutenu par le ministère de l'enseignement supérieur par un financement CIFRE 2004/0232.

Avec plus de 20 ans d'expérience, la société CAYLAR conçoit et fabrique des équipements principalement dédiés au monde de la recherche et de l'instrumentation scientifique.

La société CAYLAR fabrique :

- des Gaussmètres RMN et / ou à effet Hall
- des régulateurs de champ utilisant ces mêmes techniques
- des sources de courant à très haute stabilité (classe 100 ppm, 10 ppm ou mieux)
- des électroaimants
- des enceintes ultravides intégrées aux aimants
- divers éléments associés à l'instrumentation magnétique (plateaux rotatifs motorisés...)

La capacité de CAYLAR dans la conception d'électro-aimants s'appuie sur les moyens de simulation issus d'une coopération avec l'ESRF et des contributions du Synchrotron Soleil. Ainsi CAYLAR est totalement autonome dans ce domaine. La société fabrique des systèmes sur mesure relevant tous les défis technologiques à coûts maîtrisés. Elle est également spécialisée dans les systèmes magnéto optique, type MOKE (Magneto Optic Kerr Effect).

CAYLAR a pu satisfaire les demandes de différents laboratoires, grâce aux technologies qu'elle maîtrise.

CAYLAR a fait évoluer ses conceptions de base de manières permanentes, en introduisant les technologies les plus avancées et, par de nombreux aspects uniques sur le marché, en termes de performances et de fonctionnalité.

CAYLAR est impliquée dans de nombreux programmes scientifiques. CAYLAR est l'un des rares constructeurs de Gaussmètres RMN, mais également de Gaussmètres à Effet Hall. Les gaussmètres à Effet Hall de CAYLAR sont systématiquement étalonnés sur un banc contrôlé par RMN.

Elle a des relations proches des laboratoires de recherche. CAYLAR a financé cette bourse CIFRE effectuée en collaboration avec le laboratoire CRISMAT-CNRS (Caen) visant à développer un générateur de champ magnétique à base de cryo-aimants supraconducteurs.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté le projet de thèse, les objectifs ainsi que le contexte dans lequel s'inscrit ce projet.

L'objectif de la thèse est de concevoir et fabriquer un prototype de générateur permettant l'aimantation de supraconducteur de petites dimensions par la méthode PFM (Pulsed Field Magnetization) puis d'étudier les caractéristiques du champ ainsi piégé. Nous développerons des dispositifs fonctionnant aussi bien dans l'azote liquide que dans un cryostat refroidi par conduction solide. Nous étudierons également l'aimantation de supraconducteurs massifs et l'influence du nombre de pulses et de leur intensité sur le champ piégé ainsi que la possibilité d'inverser celui-ci.

Dans le chapitre suivant, nous détaillerons la conception et la fabrication du générateur de champ magnétique pulsé permettant l'aimantation des massifs supraconducteurs de faibles dimensions (< 20mm de diamètre).

Références

- [1] M D Ainslie and H Fujishiro “Modelling of bulk superconductor Magnetization” *Supercond. Sci. Technol.* **28** 053002 (2015)
- [2] Oka T Seki H Ogawa J Fukui S Sato T Yokoyama K. *IEEE Trans.Appl.Supercond.***21** 3356-9 (2011)
- [3] Weinstein R, Parks D, Sawh R P, Davey K and Carpenter K. A study of pulsed activation of trapped field magnets: effects of multiple pulsing *Supercond. Sci. Technol.* **26** 095005 (2013)
- [4] M D Ainslie, H Fujishiro, T Ujiie, J Zou, A R Dennis, Y-H Shi and D A Cardwell *Supercond. Sci. Technol.* **27** 065008 (2014)
- [5] E. P. Krasnoperov, V. S. Korotkov, and A. A. Kartamy-shev, *J. Supercond. Novel Magn.* **27**, 1845-1849 (2014)

Chapitre 3 : Développement du générateur de champ magnétique pulsé

3.1 Introduction

Les instruments permettant de générer de forts champs magnétiques sont le plus souvent imposants et difficiles à manipuler. C'est aussi les cas des supraconducteurs quand on les utilise comme aimants, que nous appelons cryo-aimants. L'aimantation des supraconducteurs s'effectuant à très basse température, il est souvent difficile d'accéder au système afin d'en modifier la disposition. Dans ses conditions, il serait fort utile de pouvoir modifier les caractéristiques magnétiques des aimants supraconducteurs sans changer d'autres paramètres du système expérimental. Pour ce faire, nous nous proposons de concevoir un système à base de cryo-aimants supraconducteurs à champ variable.

Dans ce chapitre, nous allons décrire la conception du générateur de champ magnétique pulsé dédié à cette tâche. Ce travail a comporté quatre phases, la simulation numérique permettant le dimensionnement de l'appareil et de l'inducteur, la fabrication d'un générateur et d'inducteurs respectant les contraintes de compacité, les tests et mesures ainsi l'optimisation du système permettant de répondre aux caractéristiques voulues.

3.2 Théories magnétique

Le magnétisme est connu depuis l'antiquité ou plusieurs phénomènes d'interactions à distance étaient observables, notamment, l'attraction d'un petit morceau de fer par la pierre d'aimant mis en évidence par le grec Thalès de Milet. Platon, par la suite, rapporte que « l'on note qu'un morceau de fer en contact avec un aimant se comporte lui-même comme un aimant » Plus tard, Démocrite est le premier à essayer d'expliquer ce phénomène d'un point de vue atomistique.

Ce n'est que vers 240 av J.C. que les chinois utilisèrent cette pierre d'aimant qui, taillée en forme de cuillère et posée sur une table polie indiquait toujours la même direction.

A partir du 11ème siècle les marins les utilisèrent comme boussole rendant cet outil indispensable à la navigation maritime.

En 1820, Hans Christian Oersted, constatant la dérive de l'aiguille d'une boussole à proximité d'un conducteur parcouru par un courant électrique établit de façon certaine un lien entre l'électricité et le magnétisme. Il a démontré ainsi qu'il existe deux sortes de champ magnétique :

- Naturel, dans les matériaux comme la magnétite
- Artificiel, champ produit par un courant électrique

Dans cette étude, nous étudierons les champs magnétiques d'origine artificielle car dans les supraconducteurs, celui-ci est généré par des courants et non pas le moment magnétique des électrons.

Vers 1821, Biot et Savart cherche à comprendre la relation entre B, l'intensité du champ magnétique et I, l'intensité électrique traversant le conducteur et notent la dérive de l'aiguille d'une boussole en fonction de la distance avec ce fils pour une intensité donnée, ils en déduisent :

$$B = \frac{\mu_0 \cdot I}{2 \cdot \pi \cdot r} \quad [\text{Eq.1}]$$

Et la règle de la main droite par l'orientation du champ produit par le fil.

Avec Simon Laplace, ils en déduisent une expression plus générale, le champ produit au centre d'une boucle de courant est :

$$B = \frac{\mu_0 \cdot I}{2 \cdot R} \quad [\text{Eq.2}]$$

Par extension, on peut également calculer le champ au centre d'une "bobine plate" contenant N tours :

$$B = \frac{\mu_0 \cdot N \cdot I}{2 \cdot R} \quad [\text{Eq.3}]$$

Le champ ainsi calculé n'est qu'une approximation pour un "inducteur plat" dont la longueur est petite par rapport à son rayon. Cette approximation reste valable dans le cas de notre étude.

Le champ magnétique étant proportionnel au nombre de tours, il est facile d'augmenter le champ produit en augmentant le nombre de spires de la bobine.

La création d'un champ magnétique dans un circuit voit apparaître une force contre-électromotrice fonction de son inductance.

L'inductance d'une bobine varie en fonction de ses caractéristiques géométriques. L'Eq.4 décrit l'inductance d'une bobine ainsi constituée de N spires en fonction de r, son rayon, l sa longueur et C une constante dépendante de r et de l :

$$L = \mu_0 \cdot N^2 \cdot r \cdot C \quad [\text{Eq.4}]$$

Cette expression n'est valable que pour une bobine possédant une seule couche de spires. Notre inducteur étant de faibles dimensions, il sera constitué de plusieurs couches de spires. Néanmoins, cette première approximation sera utilisée pour la simulation et le dimensionnement du générateur.

On produit des champs magnétiques intenses par deux techniques principales:

- La circulation de courants permanents dans un conducteur circulaire.
- Une décharge brève et intense de courant.

Le générateur devant aimanter des supraconducteurs de faibles dimensions par champ pulsé, nous nous concentrerons sur la technologie permettant de les générer.

Le courant pulsé peut être créé par deux techniques principales:

- Le découpage d'un courant continu, que l'on appelle improprement courant pulsé [1].
- Par l'accumulation d'énergie électrique dans des condensateurs brusquement déchargés.

Le découpage d'un courant continu à une longue expérience dans le domaine ferroviaire, il consiste à 'hacher' la tension continue délivré à la locomotive pour la commander en continu par une tension 'créneau' couramment en 1/0 ou 1/-1.

L'aimantation d'un supraconducteur devant se faire de façon ponctuelle, la mise en place de cette méthode de génération de pulse serait inadaptée. En effet, le générateur de grande dimension, devrait être alimenté sur une longue durée pour générer un pulse isolé.

La seconde méthode, consiste à accumuler de l'énergie dans un circuit constitué de condensateur pour la relâcher brutalement dans un circuit de décharge.

Cette technique présente plusieurs avantages. Les caractéristiques d'un dispositif dépendent principalement des condensateurs qui le composent. Il est possible de générer des champs intenses avec des dispositifs de grande compacité. Il est possible de modifier facilement le type de pulse que l'on souhaite générer, que ce soit en intensité, en polarité ou en durée de pulse. Néanmoins, la durée entre chaque pulse ne peut donc pas être inférieure à cette durée de charge.

Nous verrons par la suite que l'aimantation des supraconducteurs nécessite un temps de relaxation après l'application du pulse. La technologie de décharge capacitive, bien que dépendante du temps de charge, reste parfaitement adaptée pour l'aimantation des supraconducteurs par champ pulsé.

3.3 Développement du générateur

3.3.1 Circuit de puissance

Nous chercherons dans cette étude à développer un générateur de champ magnétique pulsé dont l'intensité maximale soit proche de 3 teslas, permettant ainsi de piéger dans les cryo-aimants un champ de l'ordre de 1T. Ce qui est l'un des objectifs visés dans le cadre de ce travail. Il est connu que pour piéger un certain champ magnétique, le champ d'excitation doit être suffisant pour saturer le cryo-aimant. Les travaux ci-après ont été reportés dans ce sens [2-6].

Le supraconducteur ainsi aimanté doit être une source de champ continue et stable pouvant être placée dans de grands instruments ou dans un environnement confiné de faible dimensions nécessitant une source de champ intense (jusqu'à 1T). Pour cette étude, nous avons choisi de concevoir le système autour d'un supraconducteur cylindrique de diamètre $d=19\text{mm}$ et d'épaisseur maximale $h=15\text{mm}$.

En conséquence, l'inducteur aura une épaisseur maximale h' de 15mm , un cœur à air pouvant accueillir le supraconducteur de diamètre d et un diamètre extérieur D de 45mm .

La source de courant sera située à l'extérieur de l'enceinte accueillant l'inducteur.

Le tableau 1 résume les paramètres principaux du système à concevoir:

Tableau 1 : Paramètres de base du générateur de champ magnétique à concevoir

	Dimensions (mm)			Performances (T)
	Diamètre externe	Diamètre interne	Epaisseur	
Inducteur	D = 45	d' = 20	h' = 15	3
Supraconducteur	d = 19		h _{max} = 15	1

La valeur maximale du champ pulsé étant fixée à 3T, nous allons développer le système à partir de l'inducteur.

3.3.2 Dimensionnement de l'inducteur

Pour la compacité que nous cherchons à obtenir, il est important de constituer la bobine avec du fil de cuivre émaillé de faible diamètre. Nous pouvons voir sur les schémas suivant deux profils de bobine de même dimension constitué de fils de cuivre de diamètres différents, (Fig.1).

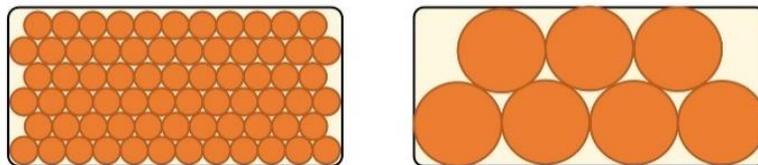


Fig.1 : Schématisation de profils d'inducteurs constitués de fils de différents diamètres.

L'utilisation d'un fil de diamètre important augmente les volumes 'vides', c'est-à-dire le volume qui, non constitué de conducteur, ne générera pas de champ magnétique. Il sera alors nécessaire de fabriquer une bobine plus volumineuse pour générer un champ équivalent pour une intensité donnée.

Nous avons donc fait le choix de l'utilisation d'un fil de cuivre émaillé de 0,4mm de diamètre. Ce choix, outre le fait qu'il limitera les volumes 'vides', va permettre de conserver un rapport volume cuivre/ volume vide suffisant pour garantir la tenue mécanique de l'inducteur. Les fils de cuivre émaillés doivent être noyés dans de la résine époxy pour les maintenir en position. Dès lors, le volume vide (utilisé par la résine) doit être suffisamment important pour éviter toute détérioration de l'inducteur lors de la décharge, pour des températures comprises entre 300K et 10K.

Dans notre cas le volume réservé au fil a une épaisseur de 13mm et une corde de 8mm (Fig.2), on peut y bobiner 288 tours au maximum. Néanmoins, l'inductance augmente avec le nombre de spires et il est nécessaire de la réduire au maximum. Pour cela, la bobine sera constituée d'une association de 16 fils en parallèles, réduisant ainsi le nombre de spires effectif à 18. Cette organisation de fils (fils de Litz), permet de réduire à la fois l'inductance et la résistance de l'inducteur.

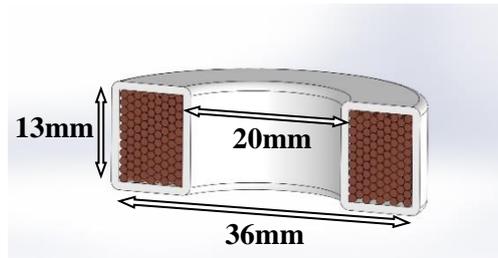


Fig.2 : géométrie de l'inducteur

Nous avons pu voir que le champ généré par un "inducteur plat" était égale à :

$$B = \frac{\mu_0 \cdot N \cdot I}{2 \cdot R} \quad [\text{Eq.3}]$$

ou

$$B = A \cdot I \quad \text{et} \quad A = \frac{\mu_0 \cdot N}{2 \cdot R} \quad [\text{Eq.5,6}]$$

Dans le cas de notre inducteur $A=1,088 \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{A}^{-2} \cdot \text{s}^{-2}$, le champ généré par cet inducteur est donc égal à 1,09 tesla pour 1000 ampères le parcourant.

Il en résulte que le générateur devra être capable de générer des pulses de 3000 ampères.

3.3.3 Dimensionnement du circuit de décharge

La détermination des paramètres de décharge va conditionner le choix des composants appropriés pour la fabrication du prototype.

La Fig.3 représente le circuit RLC permettant de générer un pulse de courant par la décharge brusque de l'énergie accumulée par le condensateur C dans l'inducteur L :

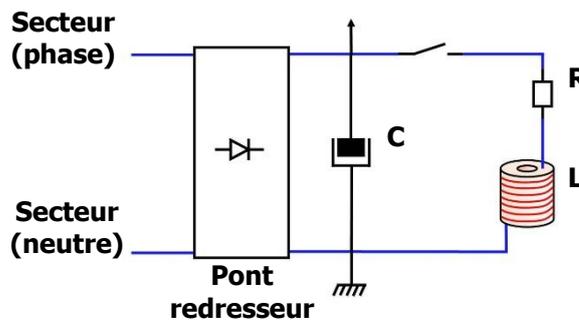


Fig.3 : Schéma simplifié du circuit de générateur

Un circuit RLC de ce type est régi par une équation différentielle du type :

$$LC \frac{d^2u}{dt^2} + RC \frac{du}{dt} + u = 0 \quad [\text{Eq.7}]$$

De façon à simplifier la conception, nous avons fait le choix de travailler à la tension délivrée par le secteur (230V). La tension alternative entrant dans le pont de diode est alors redressée en tension pseudo-continue égale à la tension secteur multipliée par $\sqrt{2}$, soit $E=325$ Volt.

La résistance du circuit de décharge étant la somme des résistances de ce circuit, nous avons dans un premier temps considéré que seule la résistance de l'inducteur était significative. Elle est égale à 0.09Ω . La géométrie de l'inducteur lui confère une inductance théorique de 4.10^{-5} Henri d'après l'équation [Eq.4]. En résolvant l'équation [Eq.7] avec ces valeurs, on obtient un profil de décharge apériodique dont le courant maximal est reporté sur la Fig.4 en fonction de la capacité, C.

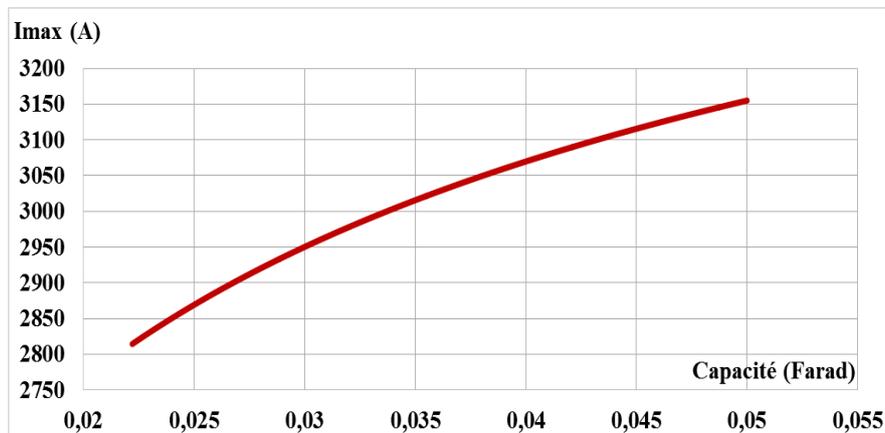


Fig.4 : Représentation graphique de l'intensité maximale générée lors de la décharge capacitive en fonction de la valeur de la capacité

On constate sur la Fig.4 que pour obtenir un pulse avec un courant maximal de 3000 ampères, et une tension de charge de 325V, il faut une capacité comprise entre 22 et 50mF. Cherchant à concevoir un générateur compact et sachant que les condensateurs sont les composants parmi les plus volumineux, nous travaillerons par la suite avec une capacité totale de 22,5mF.

La Fig.5 montre l'allure des pulses (la dépendance en temps du courant) attendus dans ces conditions.

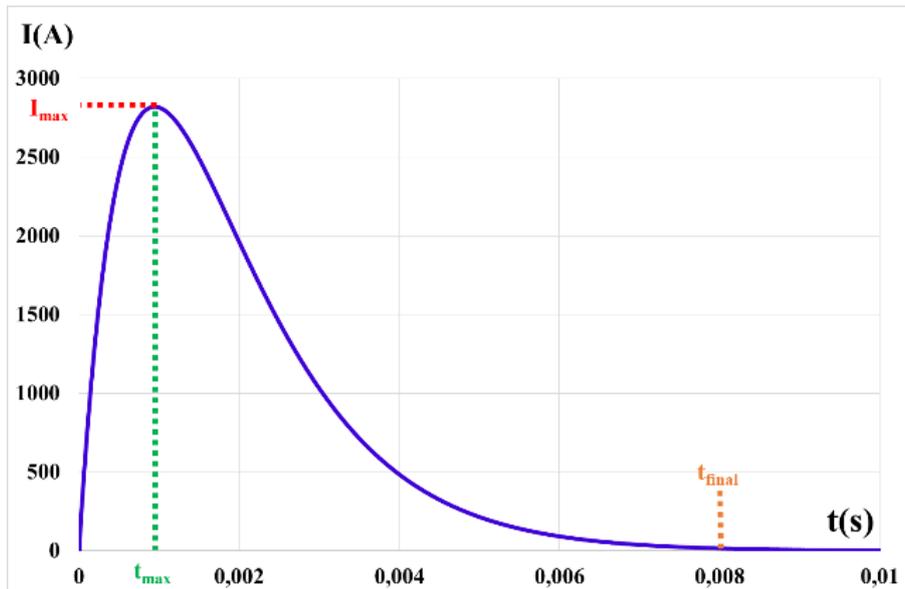


Fig.5 : Simulation de l'intensité traversant le circuit lors de la décharge capacitive

On peut déduire les valeurs caractéristiques suivantes :

- $I_{\max} \approx 2820\text{A}$
- $t_{\max} \approx 0,95\text{ms}$
- $t_{\text{final}} \approx 8\text{ms}$

La détermination des caractéristiques de charge va permettre de dimensionner le circuit en amont.

La charge du générateur est régit par une équation du premier ordre du type :

$$E = R \cdot C \frac{du_c(t)}{dt} + u_c(t) \quad [\text{Eq.8}]$$

La résolution de cette équation aboutie aux valeurs de tensions aux bornes du condensateur et aux variations d'intensités traversant le circuit :

$$u_c = E(1 - e^{-\frac{t}{RC}}) \quad \text{et} \quad i(t) = \frac{E}{R} e^{-\frac{t}{RC}} \quad [\text{Eq.9,10}]$$

La Fig.6 décrit les variations d'intensité calculées lors de la charge :

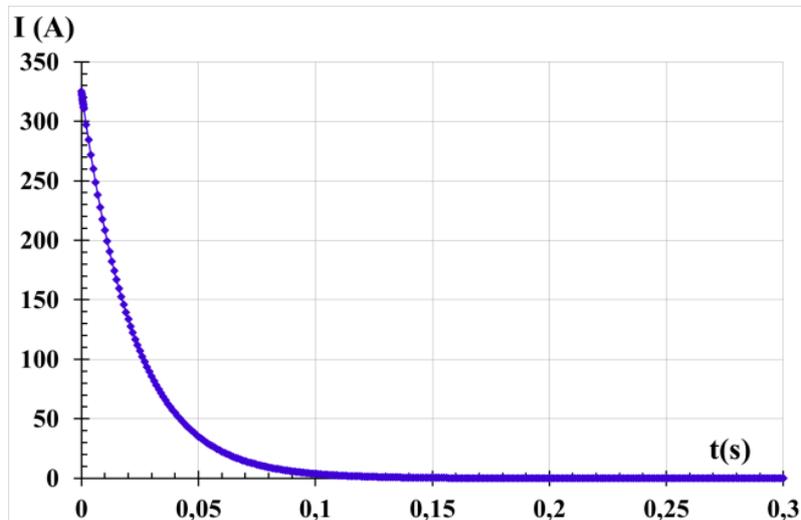


Fig.6 : Simulation de l'intensité traversant le circuit lors de la charge capacitive

On constate que l'intensité peut atteindre plus de 300 ampères dans les premières millisecondes de charge. Sachant qu'il n'est pas possible de solliciter un courant aussi intense de l'alimentation secteur, pouvant provoquer la fusion du circuit électrique ou déclencher les sécurités mises en place pour l'éviter, une résistance en série de 100 Ω sera installée limitant cet appel de courant à 3,25 A maximum.

Ces conditions d'utilisation vont permettre de déterminer les composants à employer pour le générateur. Nous allons décrire dans la section suivante les différentes technologies envisageables.

3.3.4 Technologie de déclenchement (Transistor, MOSFET, IGBT et Thyristors)

Le contrôle de la décharge est indispensable au bon fonctionnement du système. En effet, un déclenchement aléatoire, en plus de nuire à la sécurité des utilisateurs, rendra impossible toute reproductibilité des mesures. Un commutateur de puissance a donc été utilisé pour contrôler la décharge. Il existe plusieurs types de commutateurs :

3.3.4.1 Les transistors bipolaires

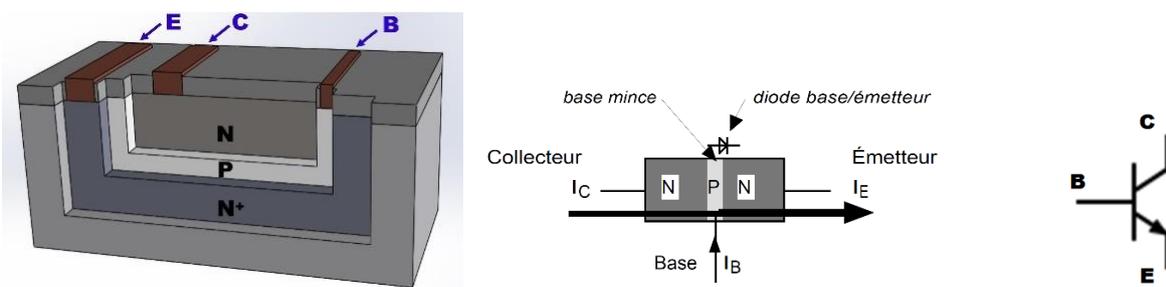


Fig.7 : Schéma de la structure d'un transistor bipolaire (gauche), de son principe de conduction (milieu) et symbole électronique (droite)

Le fonctionnement des transistors, comme tout composant, doit toujours se situer dans une zone appelée 'aire de sécurité' délimitée par le courant direct maximal, la puissance maximale que le composant peut dissiper et la tension collecteur/émetteur maximale.

Les transistors bipolaires (Fig.7) ont su se banaliser dans la nano, micro et macro-électronique, et ce, jusqu'à des puissances, de l'ordre de quelques centaines de watts. Ils restent, de par les caractéristiques de leurs aires de sécurité, inadaptés pour la commutation de fortes puissances.

Il existe une catégorie de transistor basée sur l'utilisation d'un champ électrique pour contrôler la conductivité des semiconducteurs et adaptée aux électroniques de puissance, les MOSFET.

3.3.4.2 Les MOSFETs (Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor ou transistor à effet de champ à structure métal-oxyde-semiconducteurs)

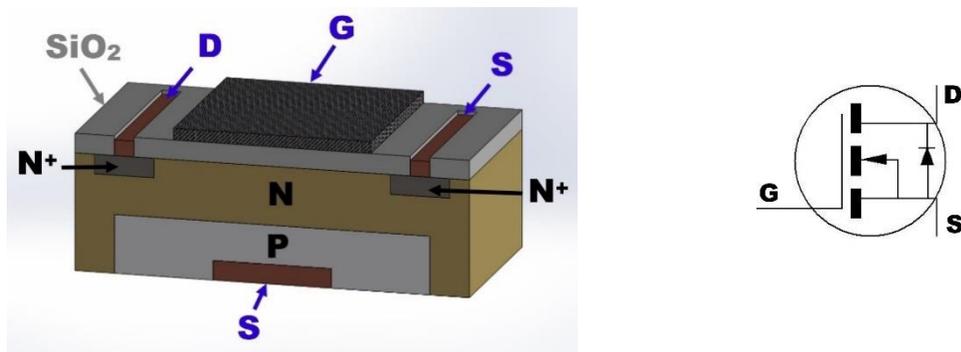


Fig.8 : Schéma de la structure d'un MOSFET (gauche) et de son symbole électronique (droite)

Ces transistors (Fig.8) sont particulièrement adaptés aux hautes fréquences. Néanmoins, tout comme les transistors bipolaires, le courant maximal qu'il est possible de commuter reste trop faible pour une utilisation en décharges capacitives de plusieurs milliers d'ampères.

Le début des années 80 ont vu apparaître l'IGBT, une technologie hybride alliant les avantages des transistors bipolaire et des MOSFET.

3.3.4.3 Les IGBTs (Insulated Gate Bipolar Transistor) ou transistor bipolaire à grille isolée

L'IGBT est un transistor hybride, couplage d'un transistor de type MOSFET en entrée et d'un transistor bipolaire en sortie. De cette façon, l'IGBT combine la grande simplicité de commande du MOSFET et les faibles pertes de conduction propre au transistor bipolaire, Fig.9.

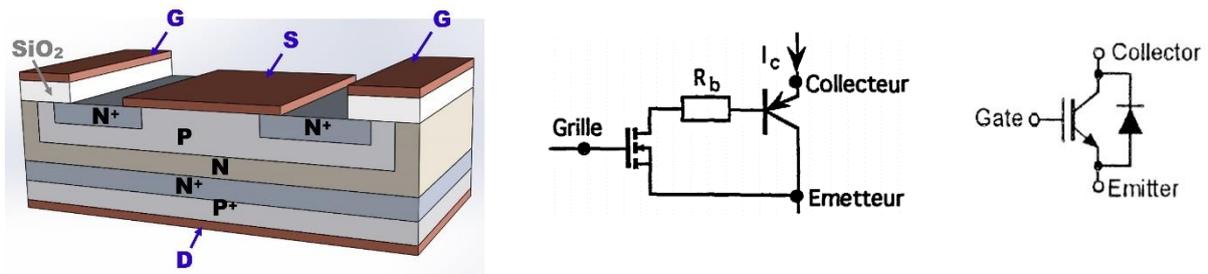


Fig.9 : Schéma de la structure d'un IGBT (gauche), de son schéma électronique équivalent (milieu) et de son symbole électronique (droite)

En raison de leurs structure interne, les IGBTs tolèrent très mal le travail en dehors de leurs 'aire de sécurité', ils peuvent être détruits rapidement. Néanmoins, il est possible de trouver des composants fiables pour des courants commutés de l'ordre de plusieurs milliers d'ampères.

3.3.4.4 Les thyristors

L'électronique de forte puissance, a connu un essor significatif dans les années 50 par la commercialisation des premiers thyristors semiconducteurs.

Les thyristors sont des interrupteurs de forte puissance basés sur l'empilement de couches semiconductrices, Fig.10.

Ils sont constitués par l'association de deux transistors NPN/PNP couplés. Avec ses quatre couches semiconductrices P/N/P/N, le thyristor est assimilable à une diode dont l'état passant est commandé par une brève impulsion sur la gâchette.

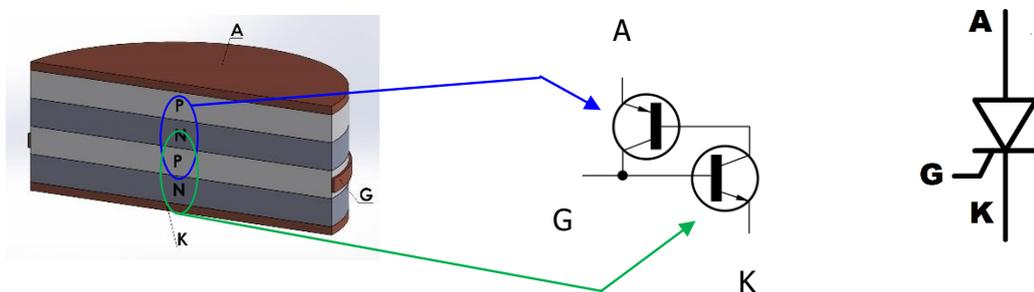


Fig.10 : Schéma de la structure d'un thyristor (gauche), de son schéma électronique équivalent (milieu) et de son symbole électronique (droite)

Lors d'une impulsion sur la gâchette (G), le transistor NPN se sature et entraîne la saturation du transistor PNP provoquant la conduction du courant de l'anode A à la cathode K. Une fois à

l'état passant, et si le courant qui le traverse est supérieur au courant de verrouillage, le thyristor se maintient dans cet état même si le courant de gâchette s'annule.

Dès lors, le thyristor ne peut commuter à l'état 'bloquant' que dans deux cas :

- lorsque le courant qui le traverse devient inférieur au courant de maintien (blocage naturel).
- si une tension négative est appliquée entre l'anode et la cathode (blocage forcé).

Le thyristor, bien qu'il soit adapté aux commutations de forts courants, est incapable d'effectuer des commutations à hautes fréquences.

Nous venons de décrire succinctement les principaux commutateurs de puissance, la Fig.11 représente les aires de sécurité des différentes technologies qui nous ont permis d'établir le choix du composant le plus approprié pour notre application :

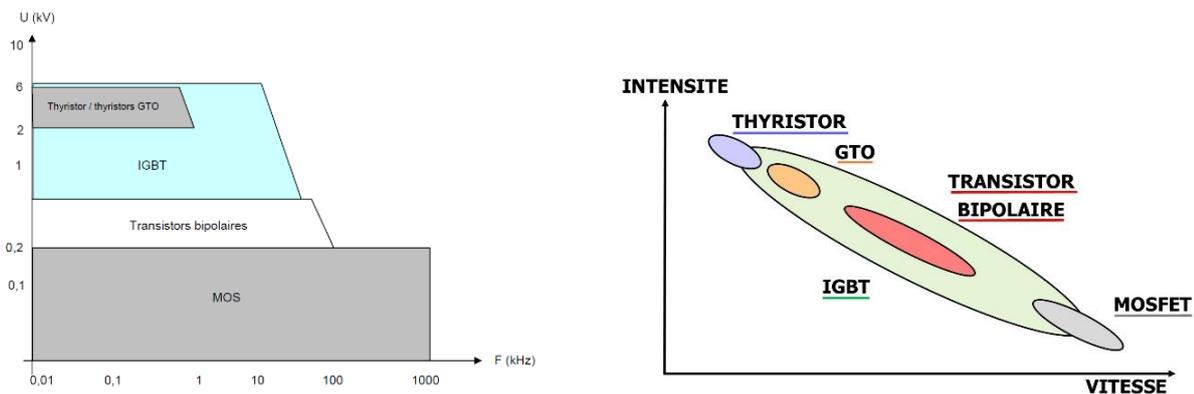


Fig.11 : Comparaison des aires de sécurité des principaux commutateurs de puissance (gauche) et comparaison de leurs domaines d'utilisations en intensité (droite)

Nous avons pu voir que l'inducteur nécessite 1000A/T et que la tension de travail était de 325V. Les aires de sécurité des MOSFET ainsi que des transistors bipolaires étant en dehors de notre aire de travail, ces types de commutateurs ne pourront être utilisés dans notre générateur. Pour l'obtention de 3 teslas, le commutateur doit être capable de supporter une intensité crête de 3000A et ce, pendant 3 à 5 ms.

Travaillant à moyennes fréquences et à fortes intensités, seules les aires de sécurité des IGBTs et des thyristors correspondent à ces paramètres. Néanmoins contrairement aux thyristors, les IGBTs supportent très mal tout fonctionnement anormal, que ce soit une valeur de paramètre sortant de l'aire de sécurité ou un choc électrostatique, faisant des IGBT des composants fragiles à l'usage.

La commutation de puissance dans le générateur se fera donc par thyristors, plus résistants et supportant des intensités crête bien plus importantes.

La commutation du thyristor va permettre aux condensateurs de libérer brusquement l'énergie accumulée dans l'inducteur provoquant ainsi leur recharge. Nous avons pu voir que la charge des condensateurs provoque un brusque appel de courant au début de la charge.

Pour réduire ce phénomène, deux solutions seront mise en place :

- un étage de condensateurs sera ajouté en tant que stockage d'énergie. Cet étage de pré-charge sera placé en amont des condensateurs de décharge. L'énergie stockée sera utilisée pour la charge des condensateurs du circuit principal limitant ainsi l'appel de courant sur le secteur.
- la vitesse de charge des condensateurs sera également limitée par des résistances en série qui, de cette façon, réduiront également l'appel de courants.

La Fig.12 montre le circuit simplifié du générateur :

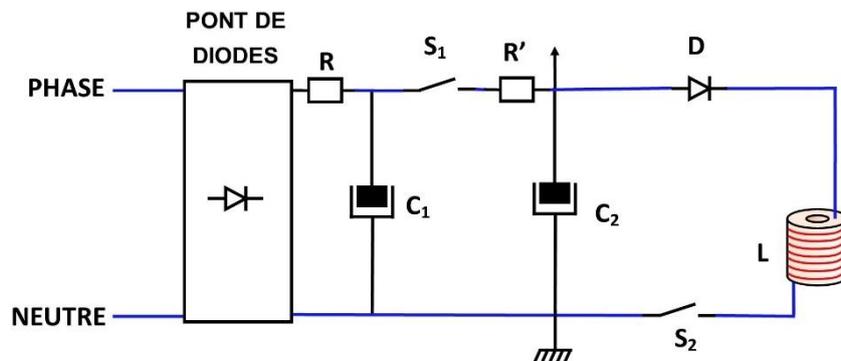


Fig.12 : Simplification du circuit de puissance

Ce premier circuit de puissance étant établi, la charge et la décharge des condensateurs doivent être commandées. Pour ce faire, une carte de commande a été développée.

3.3.5 Carte de commande

Le cycle charge/décharge (Fig.13) du système s'effectue en cinq étapes :

1. La charge de C1 et C2 :
 → Commutateur S₁ fermé
 → Commutateur S₂ ouvert
2. La séparation de C1 et C2 :
 → Commutateur S₁ ouvert
 → Commutateur S₂ ouvert
3. La décharge de C2 dans L :
 → Commutateur S₁ ouvert
 → Commutateur S₂ fermé
4. La coupure de la décharge :
 → Commutateur S₁ ouvert
 → Commutateur S₂ ouvert
5. La charge de C1 et C2 :
 → Commutateur S₁ fermé
 → Commutateur S₂ ouvert

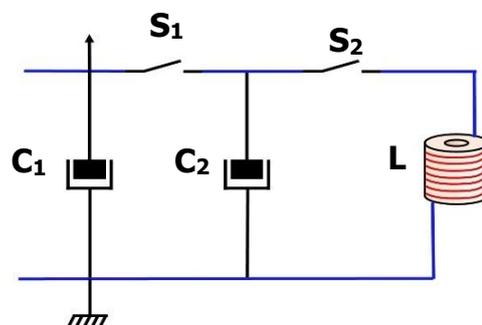


Fig.13 : schéma simplifié du circuit de charge/décharge

Chapitre 3 : Développement du générateur de champ magnétique pulsé

La commutation des interrupteurs de puissance doit être commandée par des impulsions de durées déterminées. Les signaux de commande sont générés par une association de 'timers' NE555. Ce circuit intégré a été choisi pour sa simplicité et sa facilité de mise en œuvre. Il permet de générer des créneaux de tensions rectangulaires de durée définies. Une association simple de ces 'timers' permet la réalisation des différentes commandes requises. Dans notre cas, seuls trois NE555 sont nécessaires à la réalisation d'un cycle charge/décharge. Le schéma (Fig.14) représente l'enchaînement des créneaux de tension générés par cette association :

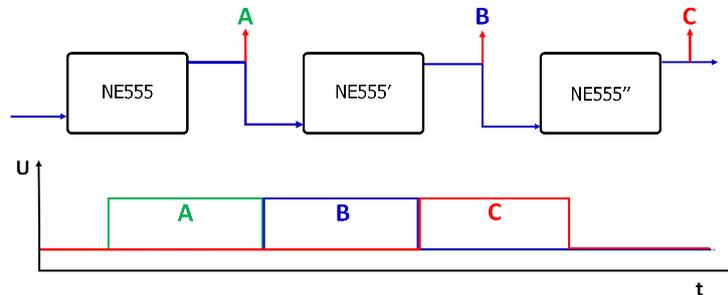


Fig.14 : schéma simplifié de l'association des 'timers' et des signaux de commande correspondant.

Dans la logique de commande développée, le commutateur S_1 est commandé en ouverture alors que le commutateur S_2 l'est en fermeture.

Dès la mise en tension du système, la charge des condensateurs est amorcée, les timers ne génèrent pas de pulses, le commutateur S_1 est donc fermé alors que le S_2 est ouvert.

Une fois la séquence de commande déclenchée, le NE555 génère le signal A et commande l'ouverture de S_1 .

Le pulse est déclenché avec le signal B, généré par le NE555', qui commande à la fois l'ouverture de S_1 et la fermeture de S_2 .

Enfin le NE555'' génère le signal C qui maintient le commutateur S_1 ouvert pendant la durée de sureté prédéfinie.

Cette durée de sureté maintient le commutateur S_1 ouvert pendant toute la durée de décharge, empêchant comme nous avons pu le voir la décharge des condensateurs de pré-charge dans l'inducteur. La Fig.15 montre la carte de commande qui a été fabriquée avec cette combinaison simple de NE555. Le schéma ci-contre montre les paramètres modifiables de la série de pulses qu'il est possible de générer :

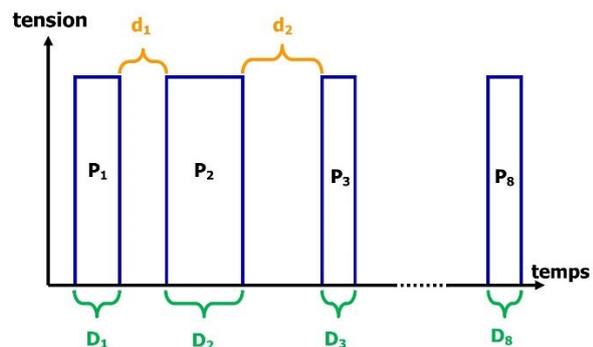
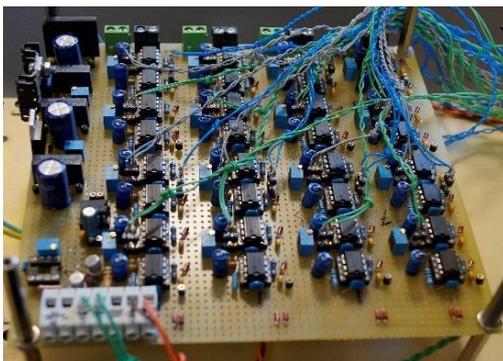


Fig.15 : photographie de la carte de commande (gauche) et schéma de la rampe de commande pulsée (droite).

Il est possible de générer une rampe de 1 à 8 pulses dont la durée D_n ainsi que la durée inter-pulses d_n sont ajustable en fonction des besoins.

3.4 Fabrication du prototype

Des simulations ont été faites pour déterminer les caractéristiques des composants du générateur. Néanmoins dans le souci de fabriquer un générateur avec une grande capacité d'évolution pour répondre aux besoins à venir. Les composants ont été surdimensionnés.

3.4.1 Choix des composants

Les caractéristiques principales du prototype élaboré sont reportées dans le tableau 2 ci-dessous.

Tableau 2 : caractéristiques principales du circuit de puissance.

C1	7500 μ F
C2	22500 μ F
U _{max}	320V
I _{max}	3000A/3ms
I _{max} appel	3,5A
R, R'	100 Ω

Les condensateurs utilisés sont alimentés sous 320V. Pour conserver une tolérance de 20% minimum, nous avons sélectionné des condensateurs pouvant supporter 400V.

Toujours dans l'optique de la création d'un générateur évolutif, le banc de condensateurs est monté en configuration parallèle/série comme présenté sur la Fig.16, ci-après.

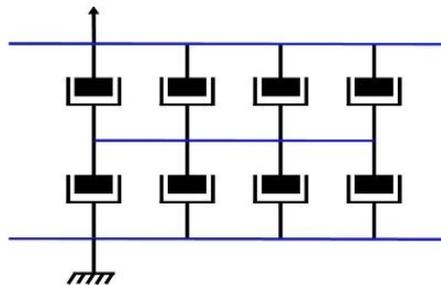


Fig.16 : schéma simplifié de la configuration employée des condensateurs.

Cette configuration permet d'obtenir la capacité recherchée tout en restant évolutif. En effet, chacun des condensateurs sera chargé à la moitié de sa tension maximale de charge, il sera en conséquence possible de faire varier la tension de charge, jusqu'à la doubler si besoin. Les

condensateurs utilisés dans ce montage seront des condensateurs électrolytiques aluminium Sirectifier 15000 μ F/400V.

Lors d'une décharge de condensateur dans un circuit RLC, nous avons vu qu'il est possible, en fonction des caractéristiques du circuit, d'obtenir une oscillation. Pour éviter cette oscillation et ne générer qu'un unique pulse lors de la décharge, une diode sera placée en série des condensateurs. Cette diode doit avoir pour caractéristiques principales, une résistance à l'état passant très faible, une tension inverse maximale élevée et ne pas être altérée par le passage de fortes intensités. Nous avons choisi la diode DRD 1510G14 de Dynex qui présente une intensité crête maximale de 16800A, une résistance à l'état passant de 0,188 m Ω et une tension inverse maximale de 1400V.

Le système dispose de deux commutations de caractéristiques différentes :

- la commutation permettant la décharge de C2 dans l'inducteur, caractérisé principalement par une fréquence moyenne et de fortes intensités.
- la commutation séparant les bancs de condensateurs C1 et C2, caractérisé par des intensités moyenne à commutation rapide. En effet, une commutation lente entre C1 et C2 provoquerait une décharge saccadée de C1 et C2 dans l'inducteur, annulant la reproductibilité du système et la compensation de l'appel de courant lors de la charge.

Deux types de commutateurs sont alors utilisés, le thyristor en raison de sa robustesse vis-à-vis des fortes intensités sur de moyennes fréquences et l'IGBT pour sa commutation rapide avec des intensités moyennes. Nous avons choisi un thyristor de fabrication britannique et un IGBT conventionnel.

Le tableau 3 représente les caractéristiques principales de ces commutateurs:

Tableau 3 : caractéristiques principales des commutateurs de puissance choisis.

	IGBT	Thyristor
Tension max	1200V	4500V
Courant nominal max	1300A	1000A
Courant crête	2700A	22500A ($t < 10\text{ms}$)
Temps de commutation	10 μ s	4,5 μ s
Tension de commande max	$\pm 20\text{V}$	1V
Courant de commande max	5mA	3A

3.4.2 Contrôle du déclenchement

Comme le montre le tableau des caractéristiques, les interrupteurs de puissance doivent pour commuter à l'état passant, recevoir un signal spécifique propre à la technologie des interrupteurs et à leurs caractéristiques internes. L'IGBT doit être activé par un signal de 5mA sous 20V max alors que le thyristor, composant commandé en intensité, sera activé par un signal de 3A max sous 1V.

Nous avons pu voir que le NE555 génère les signaux de commande dont la tension est fonction de son alimentation de 15V, et qui peut générer un courant pouvant aller jusqu'à 225mA. Il est donc parfaitement adapté à la commande de l'IGBT utilisé.

Le thyristor, quand à lui, ne peut être directement commandé par le signal délivré par le NE555, il est donc indispensable d'introduire un driver de commande entre le NE555 et le thyristor de façon à convertir le signal 15V/225mA en un signal 1V/3A.

3.4.3 Implantation et montage

3.4.3.1 Fabrication des supports de thyristors

Les thyristors utilisés se présentent sous forme de capsules dont l'anode et la cathode sont les plateformes métalliques inférieure et supérieure. L'implantation de ce type de composants nécessite leurs mises en place dans un support permettant une insertion aisée dans le prototype, un pressage optimum du thyristor et un accès facile aux connexions de commande et de puissances.

Une série de supports a été fabriquée (Fig.17). Le thyristor est pressé entre deux plaques de cuivre dans lesquelles sont fixées les connexions de puissances. Les fils de commandes sont, quant à eux, soudés directement sur les tubes latéraux prévus à cet effet.

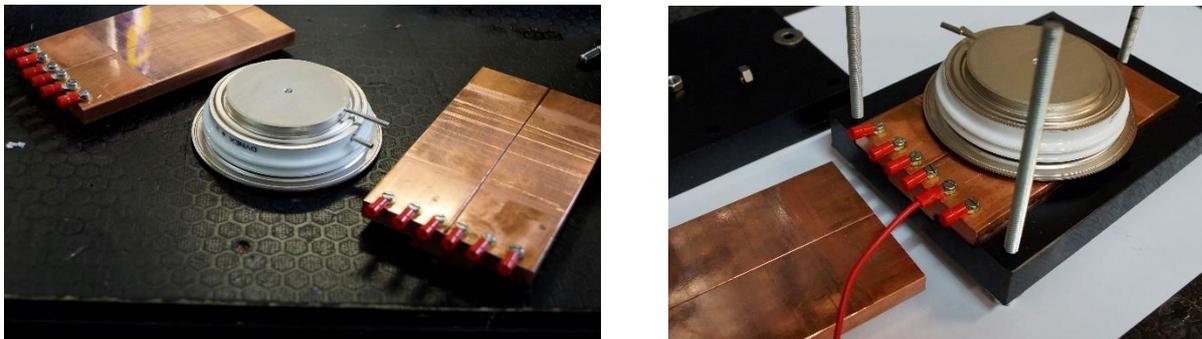


Fig.17 : photographie de la fabrication de supports de thyristors.

De façon à optimiser le contact entre les électrodes du thyristor et les plaques en cuivre, de fines lamelles de cuivre y sont intercalées (Fig.18). La finesse de ces lamelles permet leurs déformation lors du pressage et d'augmenter ainsi la surface de contact.

Le support est constitué de plaques de nylon massif permettant, à la fois, un maintien stable de l'empilement cuivre/thyristor/cuivre, une isolation parfaite entre les électrodes du thyristor et les autres éléments du système, un pressage important, minimum 18 kN, et uniforme, une géométrie simple et de multiple points de fixation permettant l'association de plusieurs thyristors.

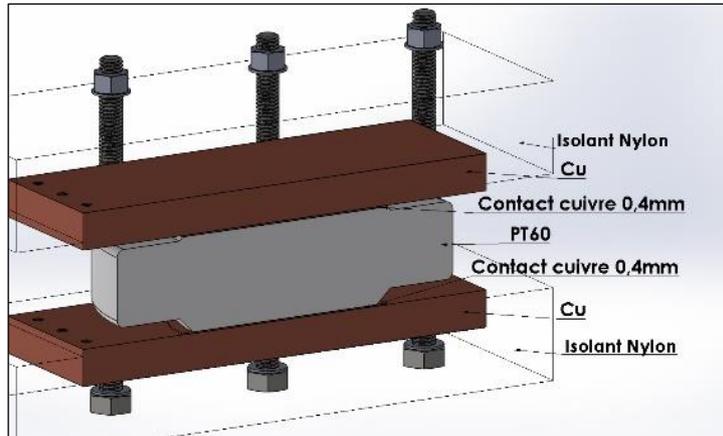


Fig.18 : Coupe schématiques des supports de thyristors.

Le prototype (Fig.19) a été fabriqué à partir d'un boîtier standard de 65*26*43,5cm. L'implantation des composants dans le boîtier à disposition doit suivre certains critères d'assemblage.

Les condensateurs et les supports de commutateurs étant les parties les plus volumineuses, le circuit de puissance a été implanté en premier.

L'alimentation secteur fournissant un courant alternatif de 230V, le rayonnement électromagnétique des porteurs de courant secteur susceptibles de déclencher, de manière intempestive, les commutateurs de puissance, seront donc séparés des sections puissances et commandes du générateur.

Les supports de thyristors et les cartes de commandes y sont introduits de façon à faciliter leurs accessibilités lors de test ou de l'optimisation du système :

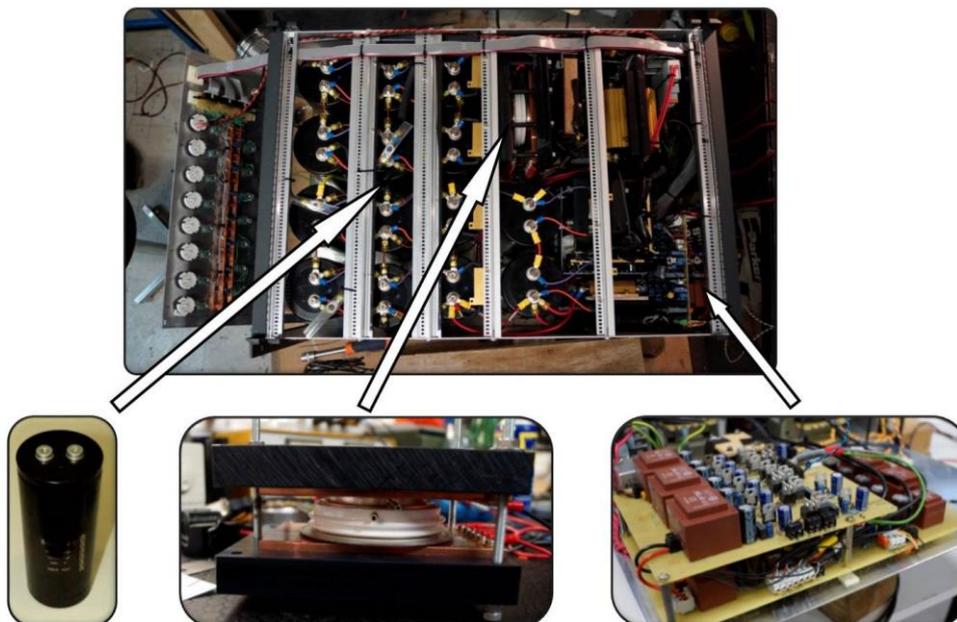


Fig.19 : (a) photographie de l'implantation des principaux composants dans le boîtier (haut), les condensateurs (gauche), les supports de thyristors (milieu) et les cartes de commandes (droite)

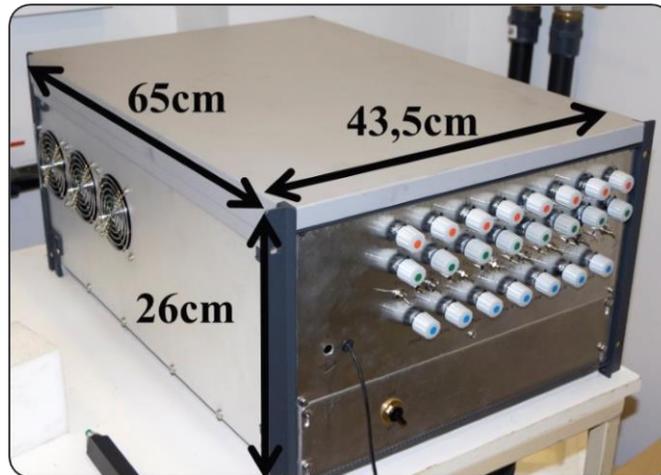


Fig.19 : (b) Générateur compact de champ magnétique pulsé ($B_{\max}=3$ T) : dispositif fermé

Des fils de commande blindés ont été utilisés pour le câblage des cartes de commandes, évitant ainsi tout déclenchement intempestif des commutateurs.

3.4.3.2 Fabrication et mise en forme de l'inducteur

Comme nous avons pu le voir, un inducteur compact à faible résistance et faible inductance doit être constitué de fils fins émaillés parallèles les uns par rapport aux autres. Les inducteurs fabriqués ont tous une épaisseur de 13mm et un cœur de 20mm de diamètre.

Les fils sont moulés directement dans la résine Stycast 2850 à l'aide d'un moule en téflon autour duquel les fils sont enroulés (Fig.20).



Fig.20 : Photographie de la première étape de fabrication de l'inducteur, enroulement des fils émaillés autour de l'axe principal du moule en téflon.

Le volume du moule est ensuite complété afin de limiter la formation de bulles d'air pouvant réduire la tenue mécanique de l'inducteur.

Après démoulage, l'inducteur est usiné de façon à retirer l'excédent de résine puis remoulé une seconde fois ce qui permet l'obtention des dimensions recherchées pour l'introduction dans les différents systèmes développés (Fig.21).



Fig.21 : Photographie de la seconde étape de fabrication de l'inducteur, la bobine démoulée (gauche) est moulé une seconde fois pour l'obtention d'une géométrie adéquate.

Le profil de l'inducteur montre une densité maximale de conducteurs vers l'intérieur de l'anneau (Fig.22). L'excédent de résine usiné est conservée, d'une part, pour le blocage de l'inducteur dans les montages, et, d'autre part, pour le maintien de l'intégrité de l'inducteur lors des pulses qui, générant des forces de Laplace latérales vers l'extérieur, peut être détruit.

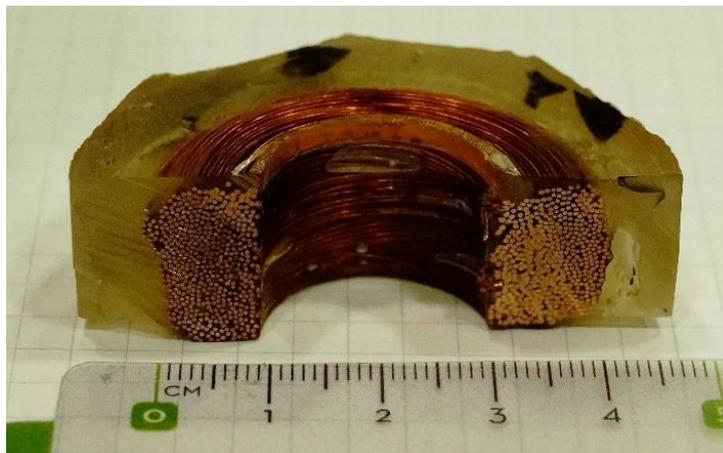


Fig.22 : Photographie de la coupe d'une bobine réalisée

3.5 Tests et performances

3.5.1 Logique de commande

Dans un premier temps, nous avons cherché à valider les circuits de commande isolés du circuit de puissance. La Fig.23 montre les différents points de mesure sur la carte de commande ainsi que les signaux mesurés:

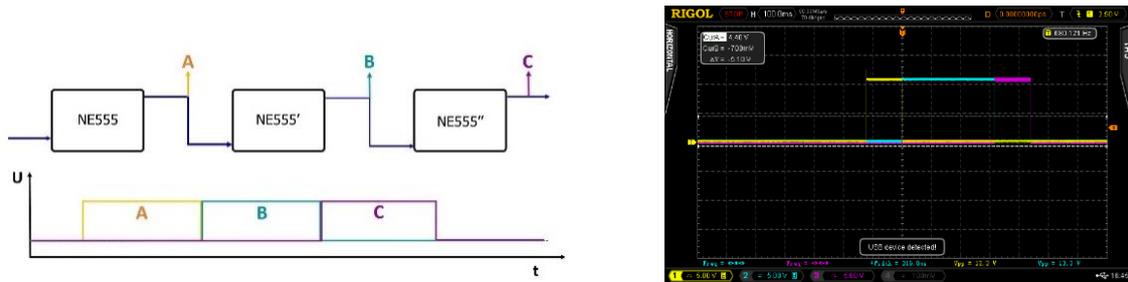


Fig.23 : Schéma simplifié de l'association des NE555 avec les points de contrôles A/B/C (gauche) et le relevé des tensions correspondantes (droite).

On constate que les signaux générés par les timers correspondent aux créneaux attendus. Les signaux A et C encadrent bien le signal B et empêche ainsi la décharge des condensateurs de pré-charge dans l'inducteur, les tensions délivrées correspondent aux tensions d'alimentation des NE555 jusqu'à 18V et la durée du signal B est fonction du réglage de l'appareil pour chaque pulse.

3.5.2 Dynamique de charge

Nous avons pu voir que la charge des condensateurs décrivait une courbe de type exponentielle qui a permis l'évaluation de l'intensité de l'appel de courant et de l'énergie maximale stockée dans notre banc de condensateurs.

Dans un second temps, nous avons mesuré la tension aux bornes du banc de condensateurs lors de la charge, Fig.24.

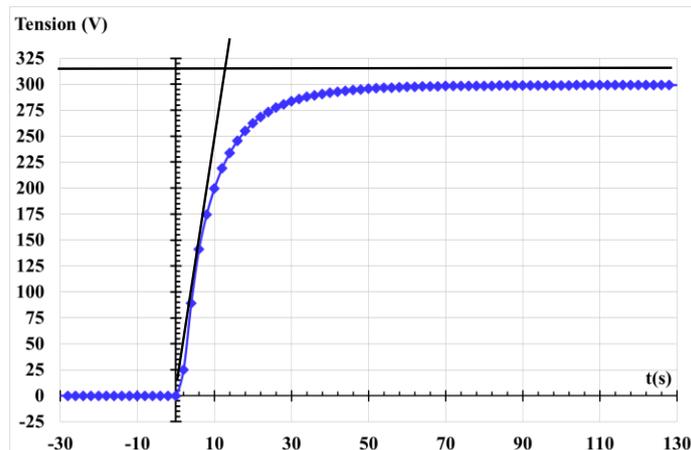


Fig.24 : Mesure de la tension de charge du banc de condensateurs en fonction du temps

On remarque que la tension de charge finale est de 300V au lieu de 325 prévus par l'étude théorique et que la constante de temps $\tau = 12s$ correspondent aux valeurs attendues avec les deux résistances de 100Ω en série. L'intensité maximale circulant dans le circuit de charge, correspondant à l'intensité d'appel de courant et dans ce circuit essentiellement fonction des résistances misent en série et des condensateurs de pré-charge. Les divers relevés

correspondants aux valeurs attendues, nous avons pu vérifier les performances de l'appareil lors de la décharge.

3.5.3 Dynamique de décharge

L'intensité parcourant l'inducteur est mesurée en fonction du temps et représentée sur la Fig.25. On peut observer un pic de courant maximal de l'ordre de 2985 A au bout de 0,55 ms. A partir de 5 ms, on remarque que le pulse est fortement atténué.

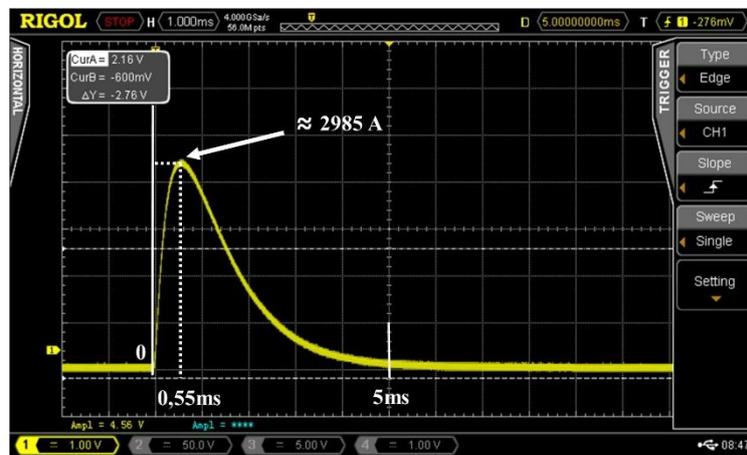


Fig.25 : Relevé graphique de la variation d'intensité circulant dans l'inducteur.

Pour mesurer le champ magnétique de la bobine, un capteur de hall a été placé en son centre. La Fig.26 décrit la variation du champ magnétique en fonction du temps. Au bout de 0.4 ms, on peut mesurer un champ de 3 T qui est ensuite atténué après 4 ms.

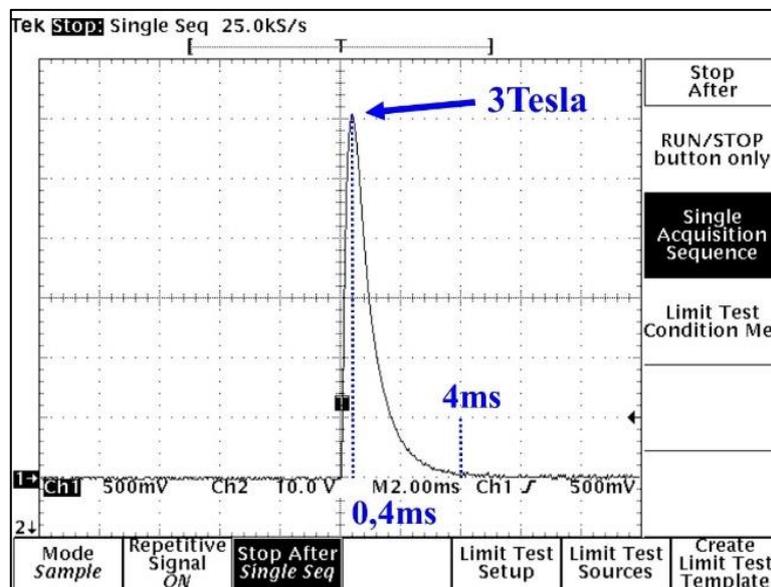


Fig.26 : Relevé graphique de la variation de champ magnétique généré par l'inducteur.

Chapitre 3 : Développement du générateur de champ magnétique pulsé

La dépendance en temps du champ est reportée sur le tableau 4. Bien que les valeurs de temps caractéristiques soient moitié moindres que la valeur théorique, phénomène qu'il est possible d'imputer à une inductance globale plus faible que la valeur théorique, les champs mesurés, et notamment le champ maximal, correspondent aux valeurs attendues et ce, de manière reproductible. Nous pouvons donc conclure à la viabilité du système.

Tableau 4 : Dépendance en temps du champ magnétique

	B_{\max} (T)	t_{\max} (ms)	T_{final} (ms)
Calculé	3,07	1	8
Mesuré	3	0,4	4

Bien que les valeurs de temps caractéristiques soient moitié moindres que la valeur théorique, phénomène qu'il est possible d'imputer à une inductance globale plus faible que la valeur théorique, les champs mesurés, et notamment le champ maximal, correspondent aux valeurs attendues et ce, de manière reproductible. Nous pouvons donc conclure à la viabilité du système.

Le générateur est alors capable de générer des pulses de 3 T. Nous serons amenés à mesurer l'influence des variations de caractéristiques des pulses appliqués aux matériaux supraconducteurs (en intensité et en polarité), il est alors nécessaire de faire évoluer le générateur de façon à contrôler l'intensité et la polarité des pulses.

3.5.4 Contrôle de l'intensité des pulses

Nous avons pu voir que l'intensité maximale des pulses dépendait essentiellement de la valeur de la résistance du circuit de décharge et de la tension de charge.

Par souci de temps de charge, nous avons souhaité conserver la tension de charge constante, qui dans notre cas est de 300V.

Faire varier la résistance du circuit nécessiterai, d'une part, l'utilisation d'une résistance variable de très faible résistance capable de supporter jusqu'à 3000A, qui n'existe pas à l'heure actuelle. D'autre part, la variation mécanique de la résistance limiterait la fréquence d'application des pulses.

Une série de dérivation a donc été ajoutée au circuit de décharge et contrôlé par thyristor, Fig.27.

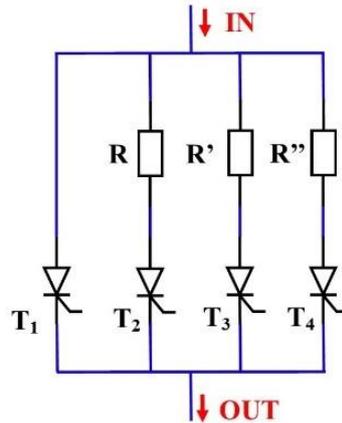


Fig.27 : simplification du circuit de contrôle de l'intensité.

De cette façon, il est possible de sélectionner, pour chaque pulse, parmi les valeurs de résistance préétablies, et donc l'intensité maximale du champ magnétique. Ici les valeurs de R, R' et R'' sont respectivement égales à 0.05, 0.1 et 0.2Ω et modifient la résistance du circuit de décharge en fonction du thyristor T1, T2, T3 ou T4 sélectionné. La mise en place de ces circuit de dérivation permet de générer des pulses de champ magnétique respectivement égaux à 2,5, 1,2, 0,8 et 0.4 Tesla.

La Fig.28 montre les profils de pulses générés en fonction de la résistance choisi :

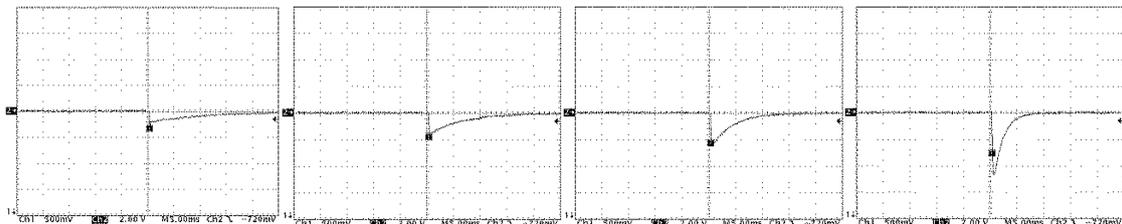


Fig.28 : Relevé du champ généré par l'inducteur en fonction de la résistance de décharge sélectionnée.

3.5.5 Contrôle de la polarité des pulses

Nous avons vu que le sens du champ magnétique est fonction du sens de circulation du courant. Les condensateurs étant des composants polarisés, il est impossible de leurs appliquer une tension inverse pour inverser le sens du champ. Pour réaliser cette opération, l'inducteur est placé dans un inverseur, circuit basique constitué de thyristors placés en "H" de part et d'autre de l'inducteur, Fig.29.

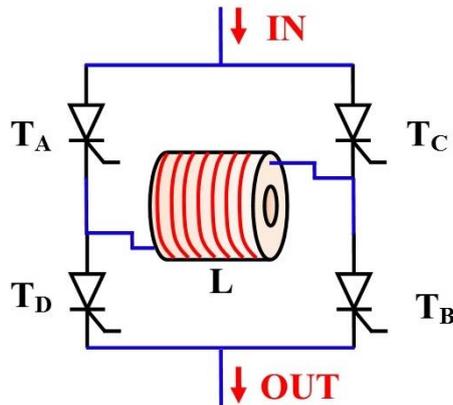


Fig.29 : Schéma simplifié du montage d'inversion de polarité.

Le courant traverse l'inducteur lorsque deux thyristors en opposition (A/B ou C/D) sont fermés. Dans ce cas, les thyristors opposés sont bloqués. Ils sont d'autre part commandés simultanément par couplage des commandes et un simple switch permet de changer la polarité du champ magnétique.

Les différents profils de pulses en fonction de la polarité imposée sont représentés par la Fig.30.

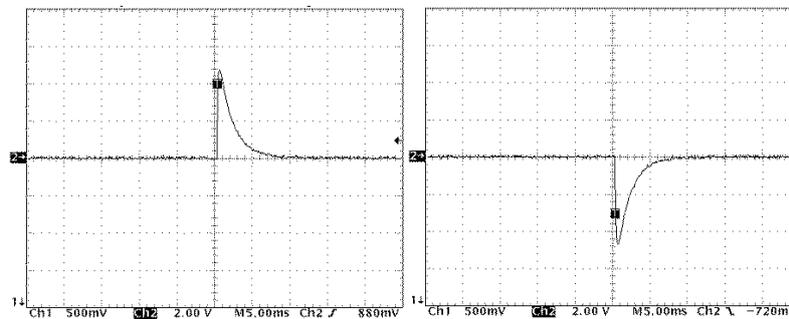


Fig.30 : Relevé du champ généré par l'inducteur en fonction de la polarité de décharge sélectionnée.

On constate que le changement de polarité n'affecte en rien les durées caractéristiques des pulses, qu'il est possible de changer facilement la polarité et ce, de façon reproductible et à fréquence soutenue (en fonction du temps de charge des condensateurs). Néanmoins, on remarque aussi une diminution de l'intensité maximale des pulses que l'on peut imputer à l'ajout des deux thyristors en série dans le circuit. Les thyristors ont, à l'état passant, une résistance interne de $0,67\text{m}\Omega$ suffisante pour faire légèrement chuter la valeur de l'intensité maximale des pulses à 2,5 T.

Cependant, pour répondre aux besoins de l'étude, nous allons modifier le générateur afin de doubler la tension de charge des condensateurs. De cette façon, il sera possible de générer des pulses jusqu'à 5 T.

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit un générateur de champ pulsé compact et pouvant générer un champ magnétique élevé. Afin de dimensionner les composants du système, celui-ci a été simulé. Nous avons pu voir, dans un second temps, la fabrication de l'appareil, les contraintes liées au montage et les modifications permettant son optimisation.

Les mesures ont montré la possibilité de générer des rampes de 1 à 8 pulses positifs ou négatifs allant de 0,4 à 2,5 Tesla avec un inducteur de 45 mm de diamètre extérieur.

Dans le prochain chapitre, nous décrirons, les protocoles et montages définis pour aimanter les supraconducteurs ainsi que les dispositifs développés nécessaires à l'introduction de l'inducteur dans un système cryogénique.

Références

- [1] V. Sabaté "Traction électrique ferroviaire, convertisseurs et moteurs" techniques de l'ingénieur, traité de génie électrique, p 27-28 (1998)
- [2] K. Berger, M. R. Koblishka, B. Douine, J. Noudem, P. Bernstein, T. Hauet, and J. Lévêque, "High Magnetic Field Generated by Bulk MgB₂ Prepared by Spark Plasma Sintering," IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 26, no. 3, 1–5 (2016).
- [3] J.G. Noudem, D. Kenfaui, X. Chaud, E. Louradour, D. Zhou, M. Izumi "Progress in Processing of Thin Wall HTc Bulk Superconducting Cryomagnets", J Supercond Nov Magn 26 959–963 (2013).
- [4] D. Kenfaui, P-F. Sibeud, E. Louradour, X. Chaud, J. G. Noudem, Adv. Funct. "An effective approach for the development of reliable YBCO bulk cryomagnets with high trapped field performances" to Advanced Functional Materials" Mat 24 3996-4004 (2014).
- [5] Difan Zhou Mitsuru Izumi and Jacques Noudem, "Significant improvement of trapped flux in bulk Gd-Ba-Cu-O grains fabricated by a modified top-seeded melt growth process", Supercond. Sci. Technol. 26 015003 (2013).
- [6] J.G. Noudem, M. Aburras, P. Bernstein, X. Chaud, M. Muralidhar and M. Murakami, "Development in processing of MgB₂ cryo-magnet superconductors", J. Appl. Phys 116 16916 ;10.1063/1.4900725 (2014).

Chapitre 4 : Développement et mise en place des systèmes expérimentaux

4.1 Introduction

Ce chapitre décrit les systèmes expérimentaux développés pendant la thèse. On commencera par rappeler les méthodes utilisées pour aimanter les supraconducteurs, à savoir, l'aimantation sous champ (FC), le refroidissement hors champ (ZFC) et l'aimantation par champ pulsé (PFM). Nous verrons quels dispositifs ont été développés à cette fin et comment ils ont été optimisés. L'une des principales difficultés a été l'introduction de l'inducteur dans un cryostat refroidi par cryo-générateur. Nous présenterons les contraintes du système et décrirons le dispositif qui a été mis en place ainsi que ses limites et les axes d'amélioration possibles. Enfin, nous décrirons les magnétomètres à effet Hall que nous avons conçus et réalisés pour la mesure de l'amplitude des pulses de champ et celle du champ piégé.

4.2 Méthodes d'aimantations des cryo-aimants supraconducteurs

Il existe deux méthodes classiques d'aimantation des "cryo-aimants" supraconducteurs : l'aimantation sous champ (field cooling) et l'aimantation sans champ appliqué (zero field cooling).

4.2.1 Le refroidissement sous champ ou field cooling (FC)

En field cooling le supraconducteur est refroidi à une température inférieure à sa température critique en appliquant un champ magnétique. Des vortex dont la densité dépend de l'amplitude du champ magnétique appliquée apparaissent à la température critique et subsistent dans le supraconducteur pendant le refroidissement. Quand la température est stabilisée, le champ magnétique est lentement réduit ce qui provoque l'apparition de courants induits afin que le champ moyen dans le supraconducteur reste inchangé [1, 2].

La Fig.1 illustre les différentes étapes de l'aimantation par field cooling.

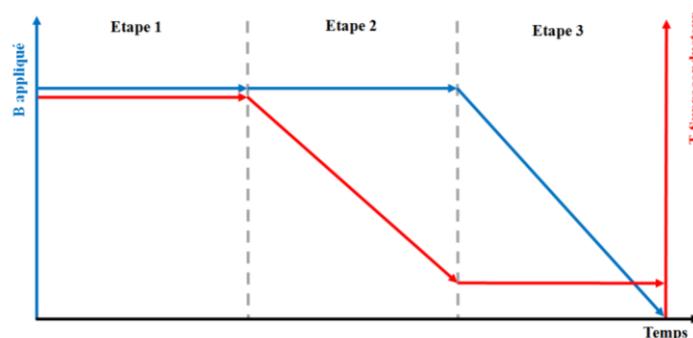


Fig.1 : Etapes d'aimantation par Field Cooling d'un supraconducteur

Cette méthode est celle qui permet d'obtenir les champs piégés les plus élevés. Il est néanmoins impossible de piéger un champ supérieur au champ appliqué et il est nécessaire d'utiliser une source de grandes dimensions pour appliquer un champ important. En 2003, M.Tomita et M.Murakami ont pu piéger 17 T à 29 K dans un supraconducteur de 26.5 mm de diamètre [3]

et 17.6T ont été piégés par une équipe de Cambridge dirigée par J.H.Durrell à 28 K en 2014 [4].

4.2.2 Le refroidissement hors champ ou zero field cooling (ZFC)

Cette méthode diffère du field cooling par l'application du champ qui se fait ici une fois la température du supraconducteur stabilisée à une température inférieure à la T_c .

La Fig.2 représente les étapes d'aimantation par "zero field cooling", tout comme le "field cooling", elle est composée de trois étapes. Dans l'étape 1, le supraconducteur est refroidi à une température inférieure à sa T_c et maintenu en froid. Le champ magnétique est ensuite appliqué à température constante lors de l'étape 2. L'étape 3 correspond au retrait du champ appliqué sur le supraconducteur toujours à température constante.

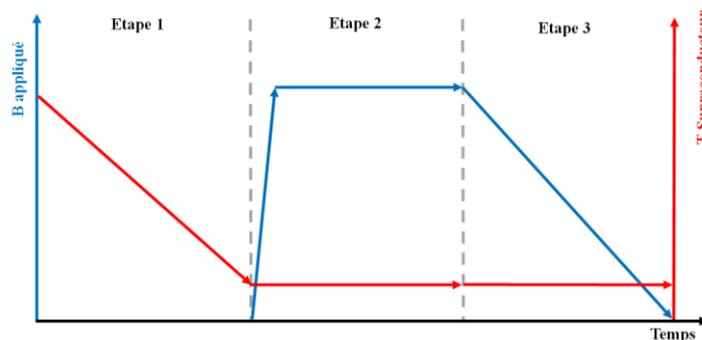


Fig.2 : Etapes d'aimantation par Zero Field Cooling d'un supraconducteur

Cette méthode ne permet pas le piégeage d'un champ équivalent à celui obtenu par "field cooling" car deux nappes de courant sont induites lors de l'aimantation, une correspondant à l'application du champ et l'autre au retrait du champ [5].

4.3 Systèmes expérimentaux

4.3.1 Aimants permanents

La plus ancienne technique employée pour produire des champs magnétiques est l'emploi de matériaux ferromagnétiques. Ceux-ci sont utilisés dans d'innombrables applications (moteur, accélérateur de particules...). Pouvant générer des champs allant jusqu'à 0.5 T (pour les aimants permanents de composition, NdFeB), ils peuvent être employés pour aimanter les supraconducteurs aussi bien en FC qu'en ZCP.

Les aimants que nous avons utilisés pour aimanter les supraconducteurs sont des aimants NdFeB cylindriques. Leurs dimensions sont indiquées sur la Fig.3.

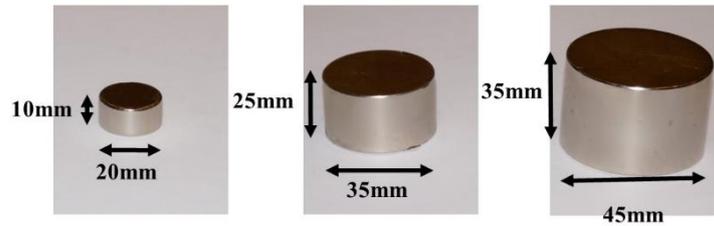


Fig .3 : Photographie de trois aimants NeFeB utilisés

Bien qu'ils soient compacts et faciles à mettre en place, les aimants permanents ne génèrent pas un champ magnétique uniforme en tout point de l'espace, comme on peut l'observer sur la Fig.4.

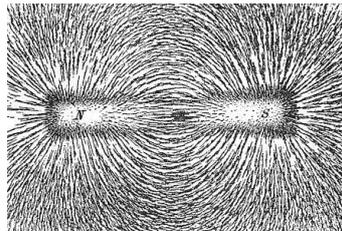


Fig.4 : Orientation des lignes de champ magnétique générées par un aimant permanent.

La Fig.5 montre le champ et le gradient de champ magnétique de l'aimant de 45 mm de diamètre représenté à la Fig.3, le long de l'axe de celui-ci. Ils seront non-uniformes dans un supraconducteur de dimensions centimétriques [6].

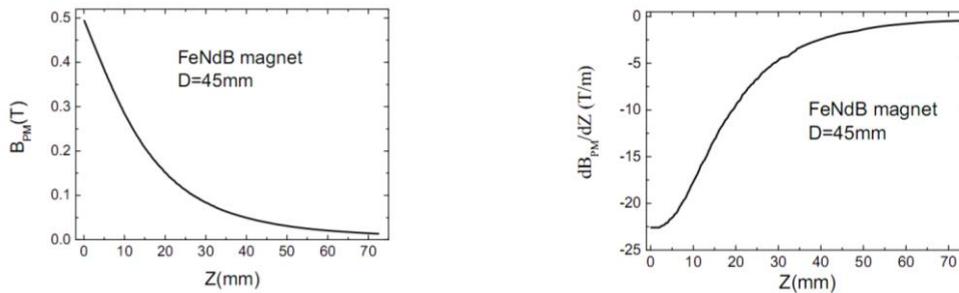


Fig.5 : Intensité du champ d'un aimant suivant l'axe Z (gauche) et son moment magnétique correspondant (droite).

Les forces magnétiques entre un aimant et un supraconducteur peuvent dépasser les 100 N pour des supraconducteurs de 60 mm de diamètre. Il est donc indispensable de maintenir solidement ces deux éléments. A cette fin, les montages décrits ci-dessous ont été développés, le premier pour l'aimantation des supraconducteurs dans l'azote liquide et le second pour l'aimantation des supraconducteurs placés sur la tête froide d'un cryostat. Dans les deux montages, le supraconducteur est maintenu en place par de la graisse à vide qui se solidifie à basse température. L'aimant est collé ou vissé à un support monté sur une table de déplacement, ici un capteur de force est intercalé dans ce système pour les mesures de force que nous détaillerons par la suite (Fig.6).

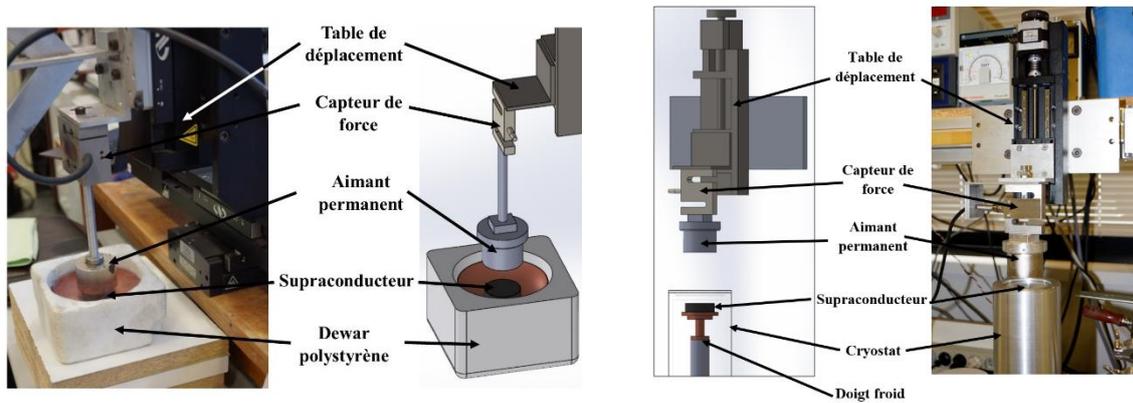


Fig.6 : Photographies et schémas des montages d'aimantation par aimant permanent dans l'azote liquide (gauche) et dans le cryostat (droite)

Bien que les faibles dimensions des aimants et qu'ils soient facilement mis en œuvre, ce type d'aimantation reste limité par les faibles intensités générées et l'inhomogénéité du champ produit.

4.3.2 Bobine supraconductrice

Comme nous l'avons vu, il est possible de générer de forts champs magnétiques avec des bobines d'aimantation parcourues par un courant électrique dont l'enroulement est supraconducteur. Nous avons utilisé une bobine Oxford (Fig.7) pouvant générer un champ de 5 T dans un trou de champ magnétique à la température ambiante de 120 mm de diamètre dont la zone d'homogénéité est de 4 cm (Fig.8).

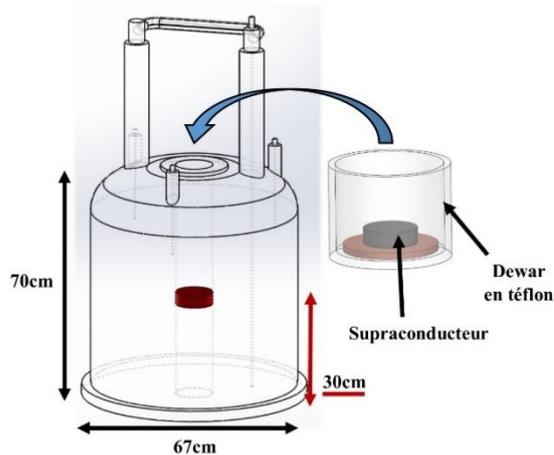


Fig.7 : Représentation schématique (gauche) et photographie (droite) de la bobine d'induction et du Dewar d'aimantation (gauche).

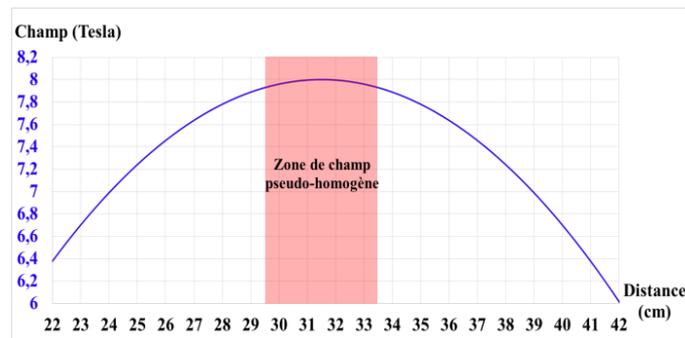


Fig.8 : Représentation schématique du profil du champ généré au centre de la bobine d'induction.

La possibilité d'introduire une tête de cryostat dans ce dispositif a été étudiée mais n'a pas été réalisée au cours de la thèse. Un cryostat dédié a cependant été construit. Nous développerons par la suite les étapes de sa conception. La bobine n'a été utilisée que pour aimanter des supraconducteurs maintenus à 77 K et un montage spécial a été conçu et réalisé à cette fin. Contrairement aux aimants permanents, les champs appliqués par une bobine supraconductrice sont homogènes (dans la zone centrale de celle-ci).

4.3.3 Champ pulsé

L'aimantation par champ pulsé est une forme de "Zero Field Cooling". Le champ est généré par une bobine inductrice de petites dimensions parcourue par un courant intense pendant une durée de l'ordre de quelques millisecondes.

La Fig.9 montre les différentes étapes d'aimantation par champ pulsé.

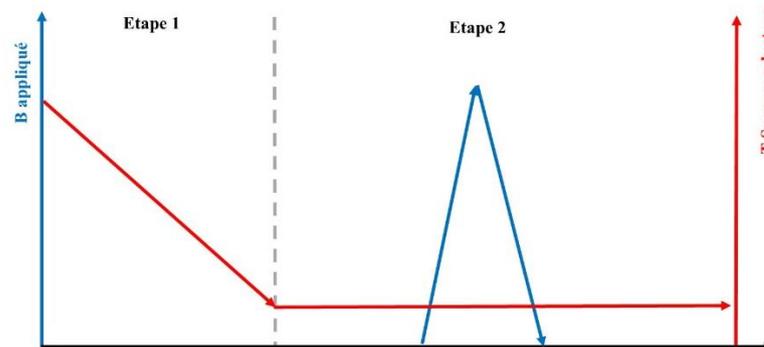


Fig.9 : Etapes d'aimantation par champ pulsé d'un supraconducteur

Ce mode d'aimantation est la technique que nous avons étudiée.

4.3.3.1 Champ magnétique pulsé à 77 K

Nous avons d'abord, mis en place un système permettant l'aimantation des supraconducteurs dans l'azote liquide. Il est constitué d'un petit Dewar dans lequel est fixé un support aimantique et peu sensible aux conditions cryogéniques (ici du téflon). Le supraconducteur et

l'inducteur, posés sur ce support en téflon, sont également fixés par de la graisse. Le système est maintenu en place par un piston de compression également en téflon et contrôlé par une table de déplacement Fig.10.



Fig.10 : photographie du montage d'aimantation par champ pulsé dans l'azote liquide.

4.3.3.2 Champ magnétique pulsé dans le cryostat

Pour aimanter par champ magnétique pulsé les supraconducteurs placés dans un cryostat nous avons développé un support d'aimantation refroidi par cryo-générateur. Le dispositif de champ pulsé a été monté dans un premier temps dans un cryostat dont la puissance frigorifique limitait la température de mesure à environ 40 K. Profitant de l'acquisition d'une tête froide de puissance frigorifique supérieure, nous avons dessiné et fait réaliser un cryostat permettant d'abaisser la température de mesures en-dessous de 20 K. Dans le cas où l'échantillon était aimanté par un aimant extérieur, le refroidissement du supraconducteur était assuré par un doigt froid par l'intermédiaire d'un support en cuivre. Ce montage ne posait aucun problème car les variations de champ lorsque l'aimant était en mouvement étaient suffisamment lentes pour que les courants induits dans les parties métalliques de la tête froide restent négligeables. La situation est différente si l'échantillon est aimanté par un pulse de champ. Il a donc été nécessaire d'adapter le montage afin que le système de refroidissement soit tolérant à ces variations brusques de champ.

4.3.3.3 Développement de la tête froide en champ pulsé

Lors de l'application du pulse, la variation du champ extérieur génère des courants qui, d'une part, peuvent provoquer un échauffement de la tête froide, et d'autre part créent des courants dans les parties conductrices s'opposant à cette variation. Il a donc fallu développer un support pour l'inducteur et le supraconducteur réduisant au minimum le champ appliqué sur les parties métalliques.

Nous avons montré au chapitre 3 que le champ généré par l'inducteur diminue fortement avec la distance. Le profil du champ montre que celui-ci devient suffisamment faible pour négliger les courants induits à une distance supérieure à 20 mm de l'inducteur. Le support a été conçu de façon à éloigner d'au moins cette distance l'inducteur des parties métalliques.

Chapitre 4 : Développement et mise en place des systèmes expérimentaux

Ce support devait être fabriqué avec un matériau isolant électrique qui présente :

- une bonne tenue mécanique sur la gamme de température souhaitée. En effet, il doit conserver sa forme sous la contrainte exercée par les forces magnétiques entre 300 K et 10 K et avoir une faible dilatation thermique.
- une conductivité thermique importante puisque la puissance frigorifique du doigt froid doit être transmise au cryo-aimant supraconducteur.
- un comportement amagnétique. Ce matériau sera soumis à des champs magnétiques proches de ceux appliqués au matériau supraconducteur, il doit être insensible aux des impulsions appliquées.

Le tableau.1 montre les propriétés et le coût de quelques matériaux et les compare à celles du cuivre [7, 8]:

Tableau .1 : Principaux paramètres physiques et valeurs marchandes des matériaux étudiés

Matériau	Cuivre	Alumine	Nitride d'aluminium ⁽¹⁾	Saphir technique ⁽²⁾
Conductivité thermique [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	401	10,9	25 à 320	35 à 40
Coefficient de dilatation thermique linéaire [K ⁻¹]	16,6 * 10 ⁻⁶	23 * 10 ⁻⁶	4 à 6 * 10 ⁻⁶	4,5 * 10 ⁻⁶
Coût moyen [€.Kg ⁻¹]	5,5	0,350	13500	3223

On constate que l'alumine, bien qu'ayant un coût intéressant, présente une conductivité thermique très faible ainsi qu'un coefficient de dilatation thermique important. Les coefficients de dilatation thermique du nitride d'aluminium et du saphir sont du même ordre de grandeur. Le nitride d'aluminium a une conductivité thermique de 180 W·m⁻¹·K⁻¹ [Goodfellow SARL⁽¹⁾] alors que celui du saphir n'est que de 40 W·m⁻¹·K⁻¹ [RSA Le Rubis SA⁽²⁾]. En conséquence, nous avons assuré la liaison entre les parties métalliques froides et le cryo-aimant supraconducteur avec un cylindre de 20 mm de diamètre et 25 mm de hauteur en nitride d'aluminium.

Le premier système cryogénique dans lequel l'inducteur a été placé fourni 0.7 W de puissance frigorifique et permet d'atteindre une température de l'ordre de 18 K à l'extrémité du support en cuivre placé sur le doigt froid. Le refroidissement de l'inducteur, nécessiterait une puissance calorifique bien supérieure s'il était refroidi comme le matériau supraconducteur.

Pour cette raison, nous avons fait le choix de travailler à bobine 'non refroidie', celle-ci étant isolée thermiquement du cryo-aimant supraconducteur et de son support en nitre.

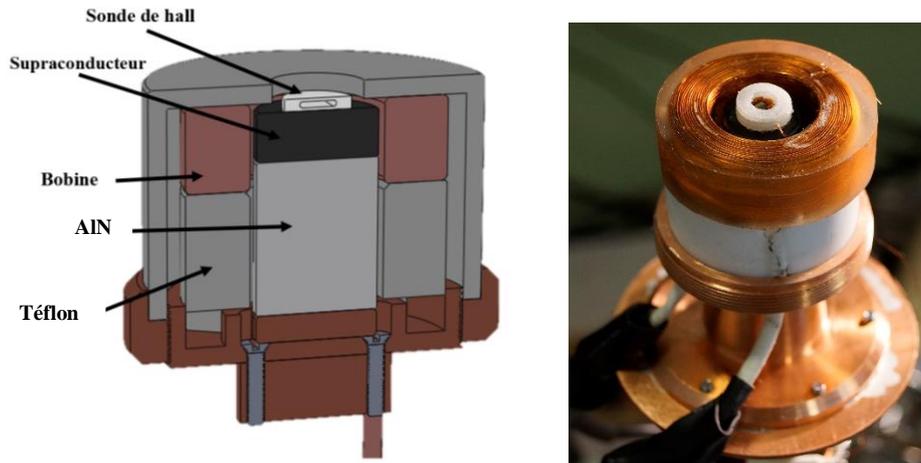


Fig.11 : (a) schéma du dispositif "compact" d'aimantation par champ impulsionnel. (b) photographie.

La Fig.11 montre le détail du système compact, innovant d'aimantation par champ impulsionnel que nous avons conçu et développé. Sur le doigt froid est fixée une base en cuivre sur laquelle est posé le cylindre en nitrure d'aluminium et le support de bobine en téflon. Le téflon est utilisé ici comme support de l'inducteur et permet le maintien par serrage de toutes les pièces. De plus sa faible conductivité thermique (jusqu'à $0,25 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$) assure l'isolation thermique entre les parties 'chaudes' (inducteur) et les parties froides (support en nitrure d'aluminium et supraconducteur). Le champ magnétique est mesuré par une sonde de Hall plane de type AREPOC ou ITRON sertie dans un disque de téflon posé sur le supraconducteur. Pour éviter tout mouvement lors du refroidissement et des pulses de champ, le système est maintenu en position par un couvercle en téflon visée sur la base en cuivre.

Grâce à ce système, il est possible d'aimanter par champ magnétique pulsé les 'cryo-aimants' supraconducteurs tout en les maintenant en position dans un volume réduit.

4.3.4 Développement du nouveau cryostat

Au cours de la thèse, une nouvelle tête froide (cryo-générateur) développant 7 W de puissance frigorifique a été acquise et installée au laboratoire. Ce système nous a permis de travailler sur une gamme de température plus étendue. Avec l'aide de Louis Colson, en stage de Master 2 au laboratoire, j'ai dessiné sous le logiciel de conception 3D SolidWorks 2016 et fait réaliser deux têtes de cryostat répondant à des conditions de mesures différentes.

Au-delà du transfert d'échelle, nous avons cherché à supprimer les limites principales de l'ancien système que sont, le nombre limité d'accès à la chambre et le volume réduit de celle-ci.

Le cryostat est principalement composé de 4 parties, Fig.12 :

- le cryo-générateur, système de refroidissement par compression et détente d'hélium gazeux.
- la base d'accès à la chambre, permettant le pompage, les contrôles de pression et les connexions électriques.

- la chambre amovible.
- les divers montages interchangeables en fonction des besoins.

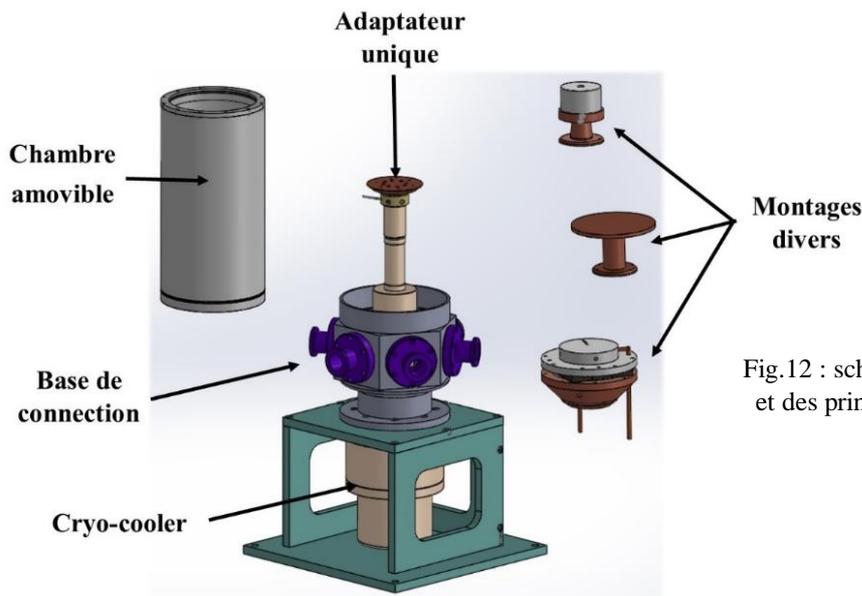


Fig.12 : schéma de conception du cryostat et des principaux montages développés.

La tête froide du cryo- générateur est un système commercial à 2 étages sur lequel se positionne la base du cryostat. Cette base est un monobloc d'aluminium usiné dans la masse ce qui réduit le risque de fuite de vide. Les accès à la chambre sont réalisés par usinage de six facettes conçues pour accueillir 6 adaptateurs standards à bride KF40. Cette base est également conçue pour l'insertion et le maintien de la chambre à vide.

Deux chambres à vide ont été réalisées. La première dédiée aux mesures en champ pulsé a un diamètre intérieur de 132 mm et 82 mm de hauteur utile pour un volume de 1122 cm³ contre 341 cm³ dans l'ancien système. Les dimensions de la seconde, prévue pour l'aimantation des échantillons dans la bobine Oxford sont 90 mm de diamètre et 298 mm de hauteur pour un volume utile de 1896 cm³. Un support d'échantillons permettant que celui-ci se trouve dans la zone d'homogénéité de la bobine a aussi été réalisé.

La possibilité d'adapter rapidement et facilement différents montages a également été étudiée. A cette fin, une pièce d'adaptation en cuivre est fixée de manière permanente sur la tête froide. Après réception des pièces, nous avons procédé au montage du système afin d'en vérifier ces performances, Fig.13.

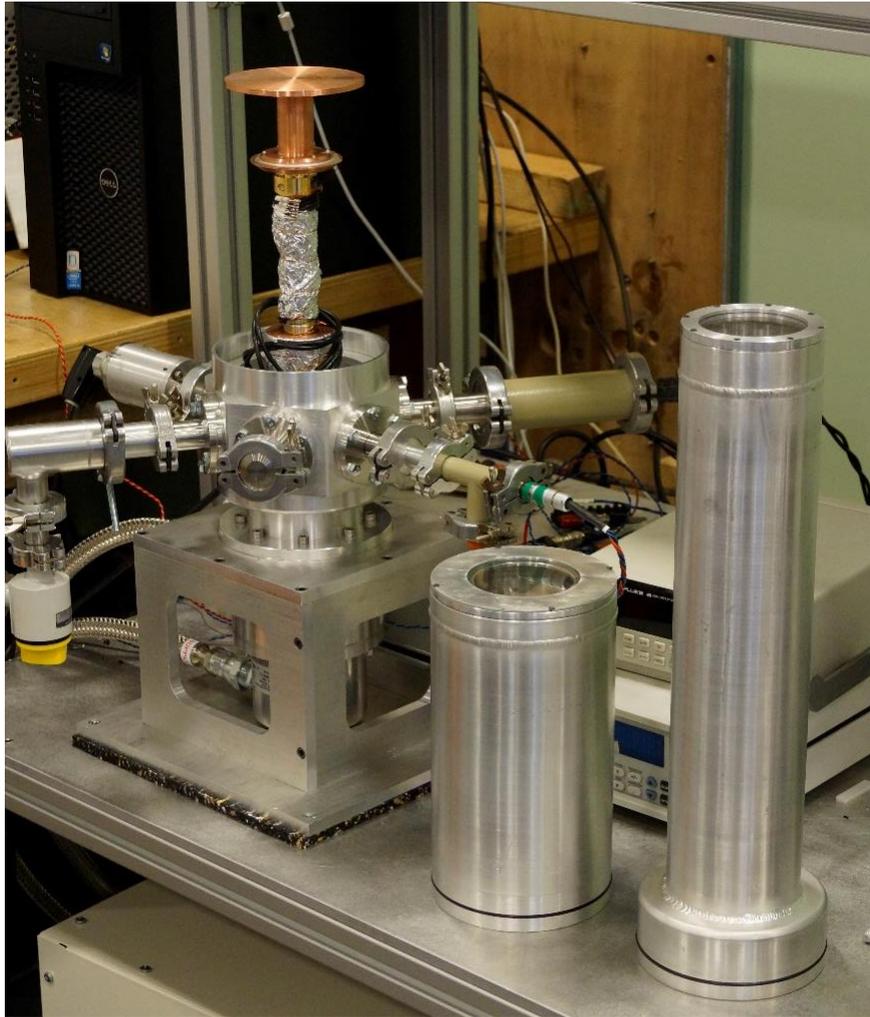


Fig.13 : Photographie de la tête froide et des deux enveloppes de cryostat qui ont été développées.

4.3.4.1 Vérifications et performances du système

La mise sous vide a permis d'obtenir un vide de 10^{-7} mbar. Après le montage des sondes de températures, la mise en froid sans charge a permis de descendre et de stabiliser la température à 8 K en 30 min. Après la mise en place de la tête d'aimantation pulsée, les conditions minimales de pression et de températures étaient $P_{\min} = 5 \cdot 10^{-6}$ mbar et $T_{\min} = 11,5$ K

4.4 Systèmes de mesures et de caractérisations magnétiques

Une fois aimantés, plusieurs méthodes existent pour caractériser les propriétés magnétiques des supraconducteurs. Nous allons voir ici ces méthodes ainsi que les systèmes correspondants mis en place. Les mesures de champs s'effectuent à l'aide de sondes de Hall configurées pour deux types de mesures, les mesures dynamiques et les mesures statiques.

4.4.1 Mesure de champ dans l'azote liquide

Les mesures dynamiques reposent sur le déplacement de la sonde de Hall autour du cryo-aimant supraconducteur. Si le supraconducteur est aimanté dans l'azote liquide, le montage est constitué du Dewar contenant le supraconducteur et d'une canne, support du capteur de Hall, solidaire d'une table de déplacement trois axes contrôlée par ordinateur. La table est contrôlée par le logiciel LabVIEW et nous avons développé les programmes permettant, d'une part la mesure du champ piégé suivant l'axe Z du supraconducteur, et d'autre part, la mesure du champ dans le plan XY au-dessus de la surface de l'échantillon. La Fig.14 présente un exemple de ces mesures :

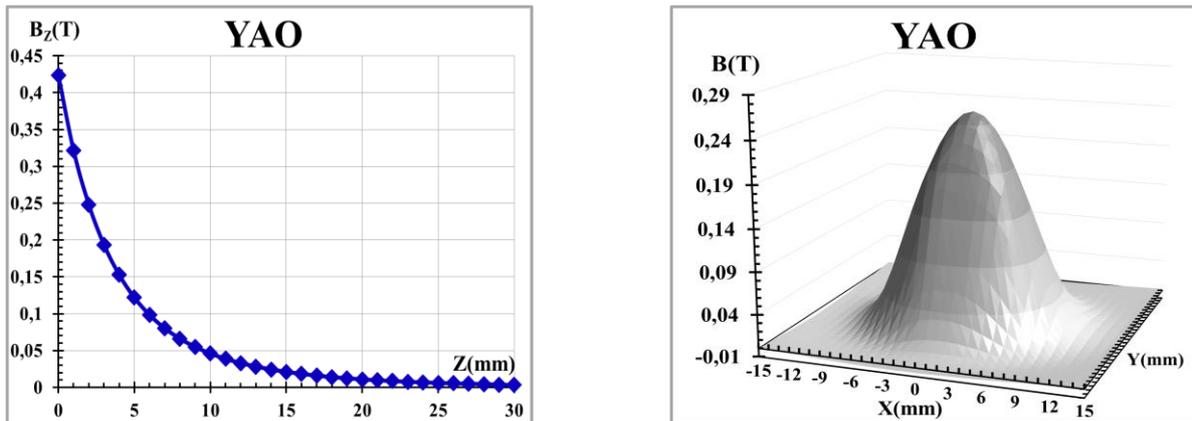


Fig.14 : Mesure du champ magnétique généré par un cryo-aimant supraconducteur suivant l'axe Z (gauche) et cartographie (3D) du champ sur le plan XY au-dessus de l'échantillon (droite)

4.4.2 Mesure de champ dans les enceintes cryogéniques

Pour caractériser les propriétés magnétiques des supraconducteurs placés dans la chambre du cryostat. Nous avons couplé une mesure de champ au-dessus du cryostat avec une mesure au contact de l'échantillon. Le champ magnétique au-dessus du cryostat a été mesuré le long de l'axe de l'échantillon par une sonde de Hall montée sur une table de déplacement. Le champ magnétique à la surface de l'échantillon a été mesuré avec un capteur de Hall cryogénique. Le raccordement entre les résultats des deux mesures est fait en vérifiant que l'ajustement de la courbe de champ magnétique mesuré au-dessus du cryostat avec la détermination du champ piégé présentée au Chap3 est cohérent avec la valeur mesurée par le capteur en contact avec l'échantillon (Fig.15):

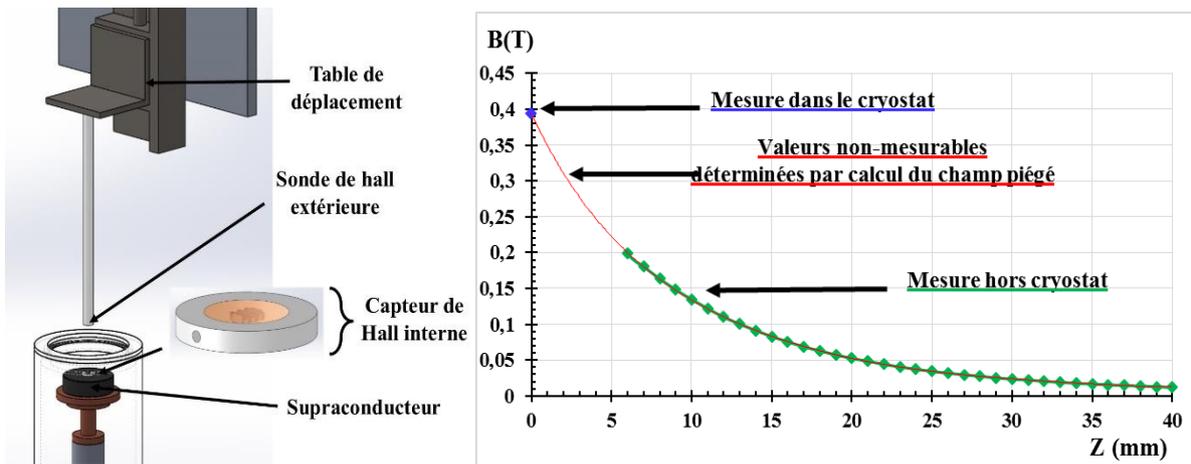


Fig.15 : représentation schématique du montage de mesure de champ dans le cryostat (gauche) et représentation des résultats obtenus (droite)

4.4.3 Cycle de forces

Un des moyens d'accès au courant critique des supraconducteurs massifs est la mesure de la force d'interaction avec un aimant en fonction de la distance les séparant après refroidissement du supraconducteur sous le champ de l'aimant. Pour cela, l'aimant est déplacé depuis la position qu'il occupait lors du refroidissement du supraconducteur jusqu'à une position proche de celui-ci. Il en est ensuite éloigné. Le relevé de la force d'interaction en fonction de la distance résulte en un cycle d'hystérésis semblable à celui de la Fig.16. Nous avons mis en place un système permettant d'évaluer la force d'interaction. Le montage est essentiellement constitué du supraconducteur, de son système de refroidissement, d'un aimant permanent, d'un capteur de force et d'une table de déplacement micrométrique [Fig.6]. Cette méthode de caractérisation est complémentaire de la mesure du champ piégé. Les forces mesurées dépendent de la température et de la géométrie du supraconducteur et de l'aimant. Le modèle de champ moyen développé au laboratoire permet d'en extraire la densité de courant critique ainsi que l'épaisseur de la zone où sont localisés les courants [9,10,11].

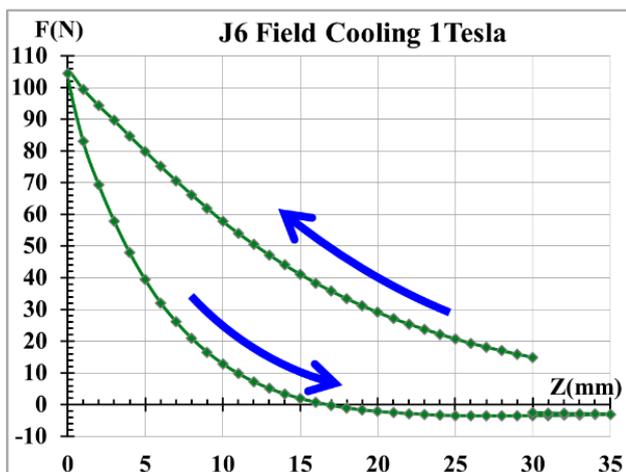


Fig.16 : mesure de la force de lévitation magnétique entre un cryo-aimant supraconducteur et un aimant permanent en fonction de la distance.

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différentes méthodes d'aimantation d'un 'cryo-aimant' supraconducteur (le refroidissement sous champ, le refroidissement hors champ et le champ pulsé) et les systèmes développés pour les caractériser.

L'objectif de la thèse étant la fabrication d'un dispositif d'aimantation pulsé, nous nous sommes attachés particulièrement au développement d'un système 'compact' et original permettant d'accueillir l'inducteur dans de multiples configurations.

Nous avons également fait une brève description des systèmes de mesures que nous avons développés et optimisés pour la caractérisation des champs magnétiques piégés.

Dans le chapitre suivant, nous rapportons les résultats des mesures expérimentales ainsi que les calculs analytiques et numériques développés.

Références

- [1] A. E. Koshelev and A. I. Larkin, Paramagnetic moment in field-cooled superconducting plates: Paramagnetic Meissner effect, *Phys. Rev. B* **52**, 13559 (1995).
- [2] Nuria Del Valle, Alvaro Sanchez, Enric Pardo, Carles Navau, and Du-Xing Chen, “Enhanced stability by field cooling in superconducting levitation with translational symmetry,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. **91**, 112507 (2007).
- [3] M. Tomita and M. Murakami, “High-temperature superconductor bulk magnets that can trap magnetic fields of over 17 tesla at 29 K,” *Nature*, vol. **421**, pp. 517–520, Jan. (2003).
- [4] J H Durrell *et al.* *Supercond. Sci. Technol.* **27** 082001 (2014).
- [5] L. Chen, Y. S. Cha, H. Claus, H. Zheng, B. W. Veal, and F. Z. Peng, “Optimization of Pulsed-Current Profile for Magnetizing High Bulk YBCO Superconductors,” *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. **34**, no. 5, pp. 1702–1708, Oct. (2006).
- [6] M. D. Ainslie, H. Fujishiro, T. Ujiie, J. Zou, A. R. Dennis, Y.-H. Shi, and D. A. Cardwell, “Modelling and comparison of trapped fields in (RE)BCO bulk superconductors for activation using pulsed field magnetization,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. **27**, no. 6, p. 065008, Jun. (2014).
- [7] A. AlShaikhi, « Thermal conductivity of single crystal and ceramic AlN », *Journal of Applied Physics*, n° **103**, p. 083554-1 083554-6 (2008).
- [8] *Metals handbook*, vol. 10 : *Materials characterization*, ASM International, 1310 p. (ISBN 0-87170-007-7), p. 346 (1986).
- [9] Bernstein P, Noudem J and Dupont L, Critical current density and current distribution in field cooled superconducting disks *Supercond. Sci. Technol.* **29** 075007 (2016).
- [10] Bernstein P, Colson L, Dupont L and Noudem J, Investigation of the levitation force of field-cooled YBCO and MgB2 disks as functions of temperature *Supercond. Sci. Technol.* **30** 065007 (2017).
- [11] P Bernstein *et al.*, A new approach to the current distribution in field cooled superconductors disks *Supercond. Sci. Technol.* 31 015008 (2018).

Chapitre 5 : Résultats

5.1 Introduction

Les supraconducteurs ont été caractérisés à l'aide des systèmes expérimentaux décrits dans le chapitre 4. Les cuprates supraconducteurs YBCO et GdBCO, ayant des températures critiques supérieures à 77K, ont été aimantés dans l'azote liquide en champ continu jusqu'à 5 teslas et par champ pulsé jusqu'à 3 teslas, ce qui a permis de comparer les champs piégés résultants. Après refroidissement sous le champ d'un aimant permanent, la force de lévitation agissant sur l'aimant a été mesurée en fonction de la distance aimant-supraconducteur. Ces mesures ont permis de caractériser les nappes de courant circulant dans les supraconducteurs à 77K, c'est-à-dire de déterminer leur densité de courant critique et l'épaisseur t de la zone dans laquelle les courants circulent. Ces échantillons ainsi que les disques de matériaux intermétalliques, MgB_2 ont été placés dans un cryostat et aimantés soit par refroidissement dans le champ généré par un aimant permanent, soit, à froid, avec le champ pulsé de 3 Teslas. Les mesures de force de lévitation après refroidissement sous champ ont permis de déterminer l'évolution en température de l'épaisseur t et celle de la densité de courant critique. L'application de différentes séquences de pulses a mis en évidence un phénomène de saturation du champ piégé quand le nombre de pulses augmente, la valeur de saturation dépendant fortement de la température. La possibilité d'inverser le champ piégé à température constante par l'application de pulses de polarité inverse a aussi été établie, répondant ainsi à l'un des impératifs industriels de cette étude. Nous proposerons à la fin de ce chapitre un modèle qualitatif rendant compte de l'effet des pulses de champ sur les supraconducteurs étudiés.

Ce chapitre est organisé en quatre parties.

- Dans la première partie, nous décrirons les modèles classiques employées pour rendre compte des mesures de champ magnétique piégé. Après une brève revue des techniques proposées dans la littérature pour rendre compte des mesures de force de lévitation, nous détaillerons le modèle simple de champ moyen élaboré au laboratoire. A cette fin, nous exposerons les phénomènes physiques se produisant dans les supraconducteurs quand ils sont refroidis sous champ, puis soustraits au champ.
- Après une brève description des supraconducteurs utilisés, la seconde partie décrit les résultats des mesures effectuées à 77 K. Nous détaillons l'influence de la géométrie des échantillons, de leur nature (Cuprates et intermétallique MgB_2) et du champ appliqué.
- La troisième partie porte sur les résultats obtenus à des températures inférieures à 77 K sur les échantillons MgB_2 , YBCO et GdBCO respectivement. Nous montrerons l'influence des paramètres précédents et celle de la température sur le champ piégé.
- La dernière partie conclut sur les différents résultats obtenus. Nous proposerons une description des processus se produisant dans les échantillons lors de l'aimantation pulsée.

5.2 Comportement d'un supraconducteur soumis à un champ magnétique externe

Le modèle classique (déjà présenté au chapitre 1, § 5.2) pour décrire le comportement d'un supraconducteur soumis à un champ extérieur est le modèle de Bean [1].

5.2.1 Modèle de Bean dans le cas d'un cylindre infiniment long

Pour un cylindre infiniment long soumis à un champ extérieur axial, le modèle de Bean prédit en s'appuyant sur les équations de Maxwell que dans le système de coordonnées sphériques on a :

$$-\frac{\partial B}{\partial r} = \pm \mu_0 \cdot J_C \quad [\text{Eq.1}]$$

car la densité maximale du courant supraconducteur est sa valeur critique. En d'autres termes, la variation radiale de la composante axiale du champ est limitée par la densité de courant critique, J_c . La pénétration du champ est complète pour un champ appliqué $B_p \propto J_c R$. Elle est incomplète lorsque le champ est inférieur à B_p . La Fig.1 représente la circulation des courants :

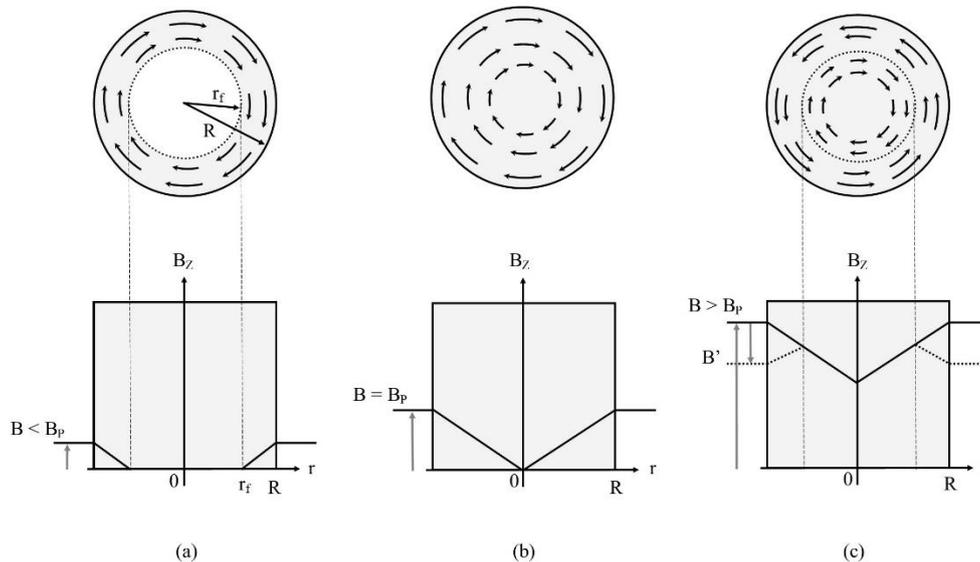


Fig.1 : Densité de courant (haut) et champ magnétique (bas) dans un cylindre supraconducteur infiniment long soumis à un champ axial (modèle de Bean) a) lorsque la pénétration du champ n'est pas complète, b) après pénétration complète, c) si le champ appliqué diminue.

La densité de courant est égale à la densité de courant critique J_c . Lorsque le champ appliqué est inférieur à B_p , le courant ne circule que sur un anneau de corde $R-r_f$ et agit comme un courant d'écrantage sur le disque de rayon r_f (a). Si le champ appliqué est supérieur ou égal à B_p , les courants circulent sur tout l'échantillon (b). Lorsque le champ décroît, il y a inversion du sens

des courants sur la périphérie de l'échantillon qui progresse vers le centre à mesure que B décroît (c).

5.2.2 Modèles analytiques

A partir des équations de Maxwell, il est en principe possible de déterminer les valeurs de champ dans tout l'espace. Une expression reliant le champ piégé sur l'axe du cylindre après pénétration complète et la densité de courant critique [Eq.2] qui permet une bonne reproduction des mesures a été proposée par Chen et al [2]. Elle s'écrit :

$$B = \frac{\mu_0 J_c}{2} \left[(Z_0 + t) \operatorname{Ln} \left(\frac{R}{Z_0 + t} + \sqrt{1 + \frac{R^2}{(Z_0 + t)^2}} \right) - Z_0 \operatorname{Ln} \left(\frac{R}{Z_0} + \sqrt{1 + \frac{R^2}{Z_0^2}} \right) \right] \quad [\text{Eq.2}]$$

La distance Z_0 est la distance entre le capteur mesurant le champ et les boucles de courant les plus proches. L'épaisseur t est l'épaisseur de la zone portant les courants. Généralement on considère que t est l'épaisseur de l'échantillon, mais nous verrons par la suite que ce n'est pas forcément le cas. Ainsi que nous l'avons écrit, nous nous sommes aussi appuyés sur des mesures de force de lévitation. La force d'interaction entre un aimant permanent et un supraconducteur est liée au courant circulant dans le supraconducteur. On peut donc en principe déterminer les caractéristiques de celui-ci à partir de ces mesures. A cette fin des modèles analytiques et numériques ont été développés. Boughrara et Ibtouen ont proposé un modèle analytique de sous-domaines basé sur les problèmes de valeurs aux limites [3] ; Hull et Canziz ont proposé de représenter l'interaction aimant-supraconducteur, d'une part par des forces entre images dipolaires et d'autre part en modélisant l'aimant et le supraconducteur avec des boucles de courant [4]. D'autres modèles s'appuyant sur les images dipolaires ou les premiers principes ont été proposés [5,6]. Toutes ces techniques requièrent des calculs complexes. De nombreux autres auteurs ont proposé des techniques numériques [7,8]. Cependant celles-ci, en dépit de leurs avantages, sont souvent plus compliquées à mettre en œuvre que les méthodes analytiques. Notre groupe a développé un modèle de champ moyen d'une grande simplicité s'appuyant sur la relation proposée par Sanchez *et al.* pour la force d'interaction entre un supraconducteur et un aimant permanent :

$$F_Z(Z) = m \frac{\partial B_{PM}}{\partial Z} \quad [\text{Eq.3}]$$

Dans cette expression, m est le moment magnétique du supraconducteur et $\frac{\partial B_{PM}}{\partial Z}$ le gradient du champ appliqué par l'aimant permanent. Selon Sanchez *et al.*, cette expression n'est valide que dans le cas de films minces et étroits. Nous avons étendu son domaine d'application aux échantillons massifs en ne prenant en compte que les valeurs moyennes du champ et de son gradient le long de l'axe de l'échantillon. Ceci nous a permis d'utiliser l'expression proposée par Brandt [9] pour le moment magnétique d'un cylindre supraconducteur soumis à champ uniforme B_{app} :

$$m(B_{app}) = -\frac{2}{3}J_c t R^3 \left[\cos^{-1} \left(\frac{1}{\cosh \left(\frac{2B_{app}}{\mu_0 J_c^S} \right)} \right) + \frac{\sinh \left| \frac{2B_{app}}{\mu_0 J_c^S} \right|}{\cosh^2 \left(\frac{2B_{app}}{\mu_0 J_c^S} \right)} \right] \quad [Eq.4]$$

Pour appliquer correctement ces expressions nous devons tenir compte des phénomènes se produisant lors de l'aimantation du supraconducteur. Pendant le processus de refroidissement sous champ, le flux magnétique généré par l'aimant situé à Z_{cp} est canalisé le long des lignes de vortex lors du passage à l'état supraconducteur.

En dessous de T_c , tant que la distance aimant-supraconducteur ne change pas, la situation est figée et aucun courant d'écrantage ne circule. C'est la raison pour laquelle la force de lévitation est égale à zéro à la distance de refroidissement Z_{cp} . Lorsque l'aimant change de position, la variation de champ résultante induit un gradient de densité des vortex générant des courants d'écrantage et un moment magnétique m . Celui-ci peut être obtenu à partir de [Eq.4]. Ici, le champ à prendre en compte est la différence entre le champ à la distance Z et le champ à la distance Z_{cp} . Ces champs sont non uniformes dans le cylindre et dans le cadre de nos approximations de champ moyen, nous prenons leurs valeurs moyennes sur l'épaisseur t . Le moment magnétique résultant est:

$$m_{down} = -\frac{2}{3}J_c t R^3 \left[\cos^{-1} \left(\frac{1}{\cosh \left(\frac{2\Delta B_a}{\mu_0 J_c t} \right)} \right) + \frac{\sinh \left| \frac{2\Delta B_a}{\mu_0 J_c t} \right|}{\cosh^2 \left(\frac{2\Delta B_a}{\mu_0 J_c t} \right)} \right] \quad [Eq.5]$$

Avec

$$\Delta B_a = B^*(Z) - B^*(Z_{CP}) \quad [Eq.6]$$

Dans l'équation [Eq.6], $B^*(Z_{CP})$ et $B^*(Z)$ sont les valeurs moyennes du champ appliqué sur l'épaisseur t , respectivement à la distance de refroidissement et à la distance Z . Lorsque le mouvement de l'aimant s'inverse à Z_{min} , les courants d'écrantage présents dans le supraconducteur ne disparaissent pas. Par conséquent, pendant le mouvement ascendant, le moment magnétique comprend deux composantes:

$$m_{max} = -\frac{2}{3}J_c t R^3 \left[\cos^{-1} \left(\frac{1}{\cosh \left(\frac{2\Delta B_{max}}{\mu_0 J_c t} \right)} \right) + \frac{\sinh \left| \frac{2\Delta B_{max}}{\mu_0 J_c t} \right|}{\cosh^2 \left(\frac{2\Delta B_{max}}{\mu_0 J_c t} \right)} \right] \quad [Eq.7]$$

Et

$$m_r = \frac{2}{3}J_c t R^3 \left[\cos^{-1} \left(\frac{1}{\cosh \left(\frac{2\Delta B_r}{\mu_0 J_c t} \right)} \right) + \frac{\sinh \left| \frac{2\Delta B_r}{\mu_0 J_c t} \right|}{\cosh^2 \left(\frac{2\Delta B_r}{\mu_0 J_c t} \right)} \right] \quad [Eq.8]$$

Ou

$$\Delta B_{max} = B^*(Z_{min}) - B^*(Z_{CP}) \quad [Eq.9]$$

Et

$$\Delta B_r = B^*(Z) - B^*(Z_{\min}) \quad [\text{Eq.10}]$$

Ici, tous les calculs ont été effectués en utilisant les valeurs moyennes. Le moment m_{\max} est généré par les courants qui circulaient dans le supraconducteur lorsque le mouvement de l'aimant a été inversé. Les courants générant le moment m_r circulent dans l'échantillon pour compenser les variations du champ créé par l'aimant entre Z_{\min} and Z . Les courants générant des moments m_{\max} et m_r circulent dans des directions opposées, suggérant qu'ils sont situés dans différentes zones des disques. En cohérence avec les résultats de certaines simulations numériques [10,11], nous avons supposé que les courants générant m_{\max} et m_r étaient superposés.

La force en résultant est en conséquence :

$$F_Z = m_{\max} \frac{\partial B_{PM}^*(Z+t)}{\partial Z} + m_r \frac{\partial B_{PM}^*(Z)}{\partial Z} \quad [\text{Eq.11}]$$

L'ajustement des mesures de forces avec ce modèle nous a permis de les reproduire. Un résultat surprenant a été, comme on le verra après, que l'épaisseur t des nappes de courant dans le supraconducteur est généralement inférieure à celle de l'échantillon.

En fait, le modèle n'est applicable que si la valeur de t est inférieure ou égale à la moitié de l'épaisseur de l'échantillon. Des travaux sortant du cadre de cette thèse et récemment publiés par notre groupe ont montré que t est une fonction croissante de la température et que ce comportement pouvait être expliqué par des considérations sur l'énergie magnétique stockée dans le supraconducteur [12].

Par contre, le modèle ne donne aucune indication sur la distribution des courants pour $t > \frac{h}{2}$. Puisque des valeurs de t élevées sont obtenues pour des températures proches de T_c , cette contrainte définit une limite haute sur la température pour la validité du modèle.

L'application du modèle de champ moyen aux mesures de lévitation nous a permis de déterminer la densité du courant dans les zones de l'échantillon où il circule ainsi que l'épaisseur de celle-ci. La validité des valeurs obtenues a été confirmée par la reproduction des mesures de champ piégé faite après aimantation en champ continu avec la bobine à fort champ ou un aimant permanent en introduisant ces données dans la formule de Chen.

5.3 Résultats expérimentaux

5.3.1 Matériaux

Des échantillons cylindriques de diamètres inférieurs à 20mm et de différentes épaisseurs et compositions ont été caractérisés :

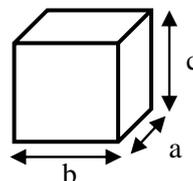
Tableau.1 : Principales caractéristiques des échantillons étudiés

Dénomination	Diamètre (mm)	Epaisseur (mm)	Composition
SA1	18,60	11,44	YBCO
SA2	17,40	11,66	YBCO
SA4	15,90	10,74	YBCO
SA4-1	15,90	5,00	YBCO
YAO	17,00	7,08	GdBCO
LD1	19,98	8,5	MgB ₂
LD3	19,92	8,00	MgB ₂

Les échantillons SA1, SA2 et SA4 ont été fabriqués au laboratoire par croissance épitaxiale à partir d'un germe. Il s'agit de la méthode "Top Seeded Melt Texturation Growth - TSMTG" qui consiste à fondre le matériau puis à le recristalliser tout en le texturant par solidification lente (en contrôlant les sites de nucléation et l'orientation de la croissance du cristal), grâce à un germe à plus haut point de fusion placé au-dessus de l'échantillon avant la texturation [13]. L'échantillon, YAO nous a été fourni par le département de Physique de L'Université Jiao Tong (Shanghai) dans le cadre d'une collaboration (*PHC Xu Guangqi N° 26010TC*). Il se distingue des précédents par la substitution de l'Yttrium par le Gadolinium.

Les échantillons LD1 et LD3 sont des composés intermétalliques à base du diborure de magnésium, MgB₂. Ils ont été fabriqués [14] par la méthode de Spark Plasma Sintering (SPS) au laboratoire. Le SPS est une version particulière du pressage à chaud dans laquelle la poudre à fritter est placée dans un moule et mise sous forte pression. Un courant électrique "pulsé" circule ensuite à travers la poudre et/ou le moule. Par rapport aux techniques classiques de fabrication des céramiques, le SPS présente les avantages d'une très grande vitesse de montée en température (>300°C/mn), d'un frittage uniforme et de courte durée, puis d'une densification élevée de la pièce obtenue.

Après la fabrication des échantillons (YBCO et MgB₂), une étude préliminaire des propriétés supraconductrices a été menée sur des éprouvettes (figure ci-dessous) de ~ 2mm x 2mm x 2mm prélevées sur les pastilles.



Les mesures de moment magnétique ont été réalisées à l'aide d'un SQUID (Superconducting QUantum Interference Device : détecteur supraconducteur à interférence quantique) qui est un instrument très sensible pour la détection de très faibles changements de flux magnétiques.

La Fig.2, représente la mesure du moment magnétique en fonction de la température, effectué sous un champ magnétique de 10 Oe. Les propriétés sont en bon accord avec les résultats attendus. On peut déduire des températures critiques de 91 K et 38,5 K pour composés YBCO et MgB₂ respectivement. Par ailleurs, la densité de courant critique, J_c a été déterminée à partir des courbes d'hystérésis magnétique. L'ouverture du cycle d'hystérésis ΔM est directement proportionnelle au courant induit par la variation du champ. La densité de courant critique d'aimantation J_c est déterminée à partir de la relation du modèle de Bean [15]:

$$J_c = 20 \times \frac{\Delta M}{a \times (1 - \frac{a}{3b})} \quad [\text{Eq.12}]$$

où a et b (cm) désignent les dimensions de l'échantillon, avec $a < b$, et J_c est la densité de courant critique. La Fig.3, représente la dépendance en champ de J_c pour différentes températures. La densité de courant critique, J_c décroît lorsque le champ magnétique et la température augmentent respectivement. Pour l'échantillon YBCO, à 77 K et en champ nul on peut déduire une valeur de $J_c = 2,5 \cdot 10^4$ A/cm² comparable à certaines valeurs reportées dans la littérature [16]. Quant au composé MgB₂, la densité de courant critique atteint $J_c = 2,2 \cdot 10^5$ A/cm² à 20 K et en champ propre. Par la suite, nous avons procédé à des mesures de force de lévitation et de champ piégé à 77 K. Les mesures de champ piégé ont été faites d'une part en champ continu à 5 T et d'autre part en champ pulsé à 1.5 T et 3 T.

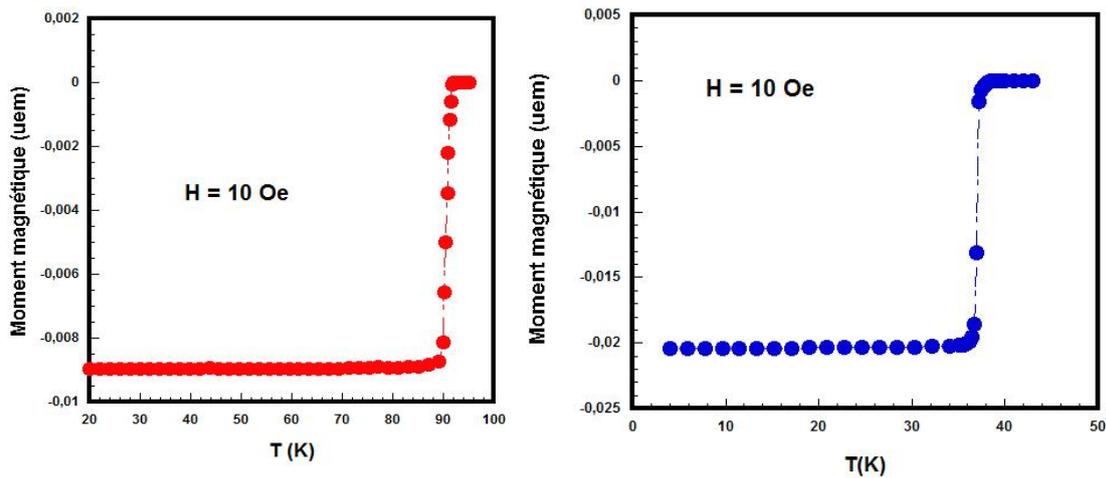


Fig.2 : Moment magnétique en fonction de la température des échantillons YBCO (gauche) et MgB₂ (droite)

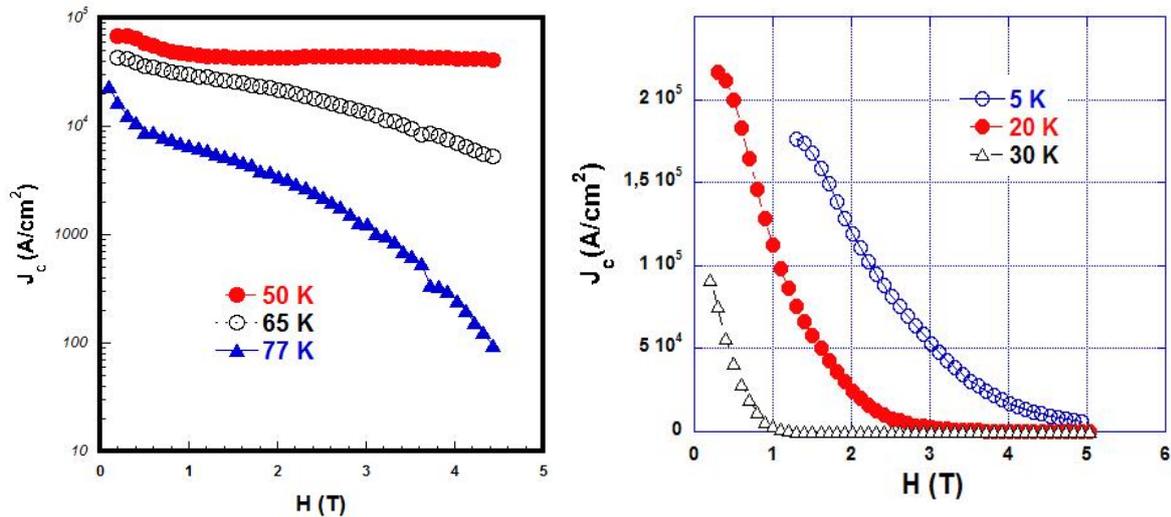
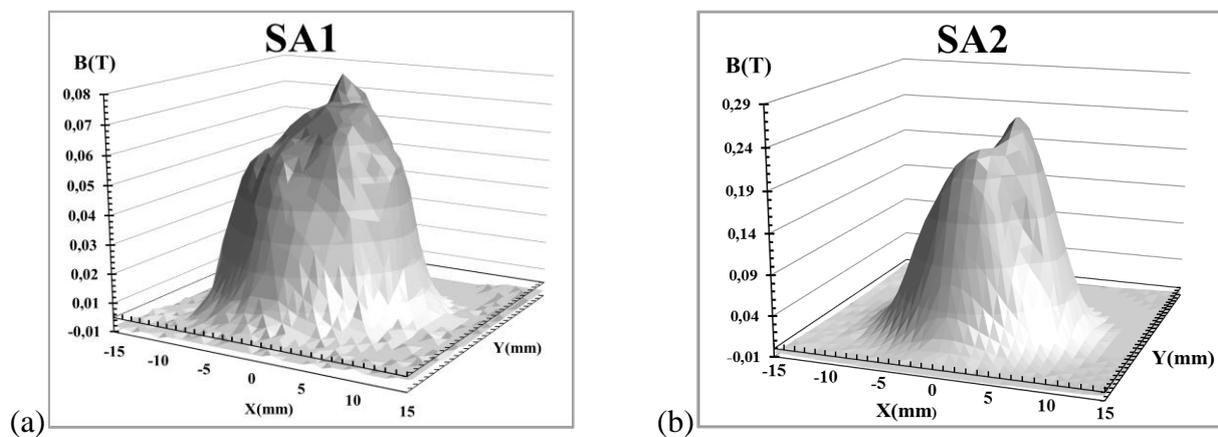


Fig.3: La dépendance en champ de la densité de courant critique pour différentes température des échantillons YBCO (gauche) et MgB₂ (droite)

5.3.2 Echantillons YBCO et GdBCO - Refroidissement par immersion dans l'azote liquide

La détermination des paramètres magnétiques des supraconducteurs n'est possible que dans le cas où le matériau est un pseudo-cristal mono-domaine. Un supraconducteur ayant plusieurs domaines magnétiques génère une boucle de courant par domaine et il n'est pas possible d'appliquer les modèles détaillés plus haut. L'état cristallin de de chaque échantillon est contrôlé en établissant sa cartographie magnétique. Les échantillons sont refroidis sous champ dans l'azote liquide par l'application d'un champ continu et homogène de 1 Tesla. Le champ magnétique piégé est relevé par le balayage d'une sonde de Hall cryogénique à une distance de 0,5mm de la surface des échantillons. Le champ magnétique généré par un supraconducteur mono-domaine soumis à un champ extérieur doit comporter un dôme unique. La Fig.4 reproduit les cartographies magnétiques des échantillons YBCO et GdBCO.



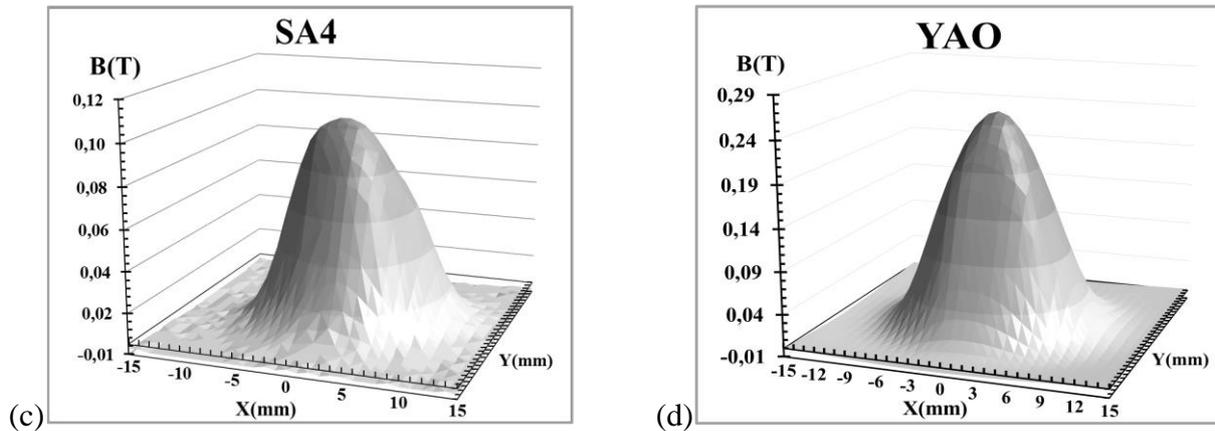


Fig.4 : Cartographies magnétique du champ piégé dans les supraconducteurs SA1 (a), SA2 (b), SA4 (c) et YAO (d) aimantés par field cooling.

Ils présentent bien un dôme unique.

Les forces exercées entre un aimant permanent de 45 mm de diamètre et chacun des échantillons sont présentées sur la Fig.5.

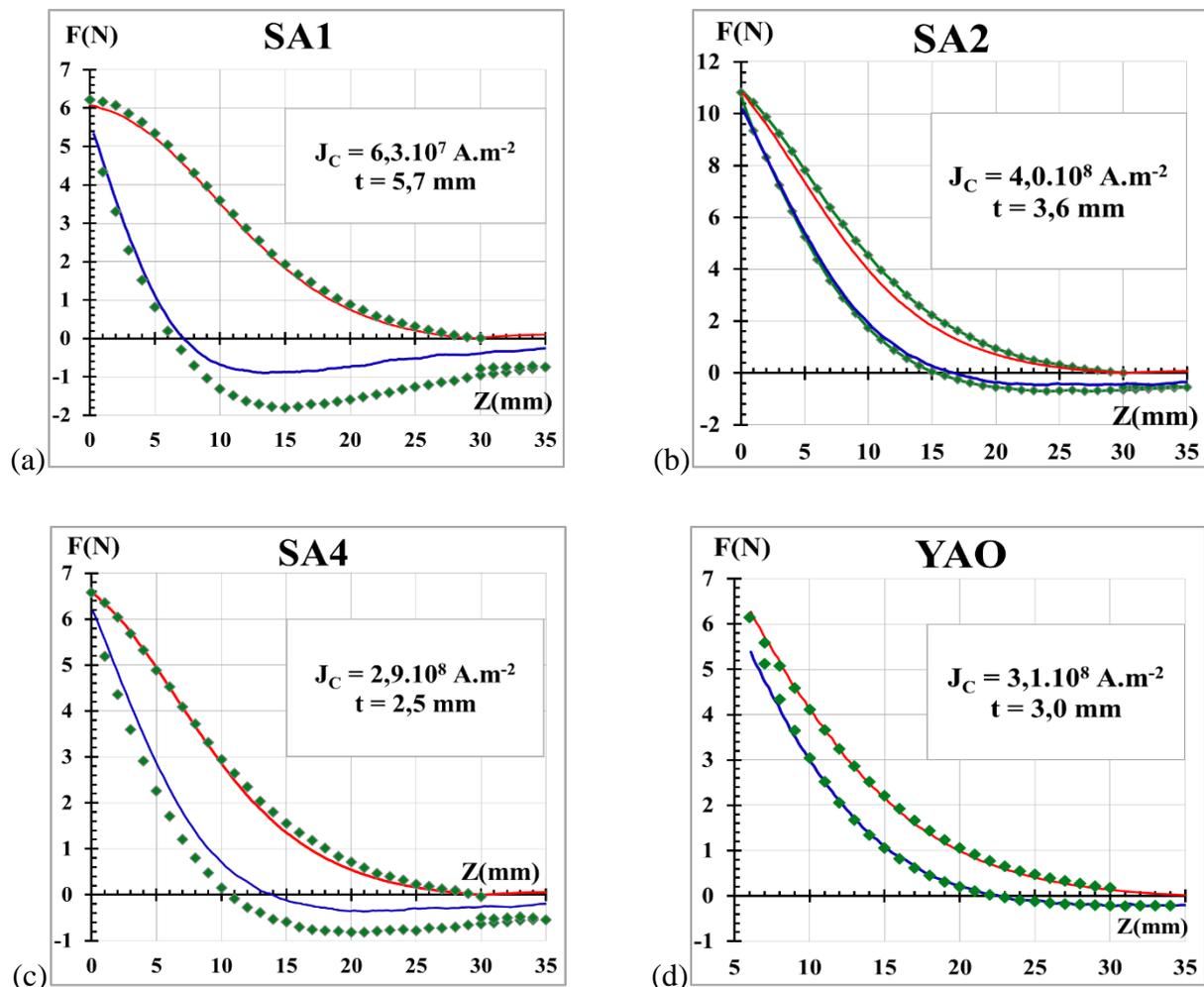


Fig.5 : Mesure de force entre l'aimant permanent de 45mm de diamètre et les échantillons SA1 (a), SA2 (b), SA4 (c) et YAO (d) aimantés par field cooling à une distance de 30mm pour les échantillons SA1, SA2 et SA4 et de 35mm pour l'échantillon YAO (tracé vert). Reproduction à l'aide du modèle de champ moyen des forces exercées en mouvement descendant (courbes rouges) et mouvement ascendant (courbes bleues).

La reproduction de la force appliquée à l'aimant avec le modèle de champ moyen a conduit à la détermination des valeurs de J_C et t reportées dans la Fig.5. La Fig.6 reporte les champs mesurés sur les différents échantillons après aimantation par field cooling sous 5T (relevés bleu) ainsi que les courbes obtenus avec le modèle de Chen [Eq.2] et les valeurs de J_C et t indiquées Fig.3. On note que les valeurs calculées sont très proches des valeurs expérimentales ce qui confirme la validité du modèle de champ moyen. Une remarque très importante est que le modèle de Chen ne permet pas de déterminer séparément la densité de courant critique et l'épaisseur t à partir de la mesure du champ piégé, mais seulement la densité de courant critique de surface $J_C^S = J_C t$.

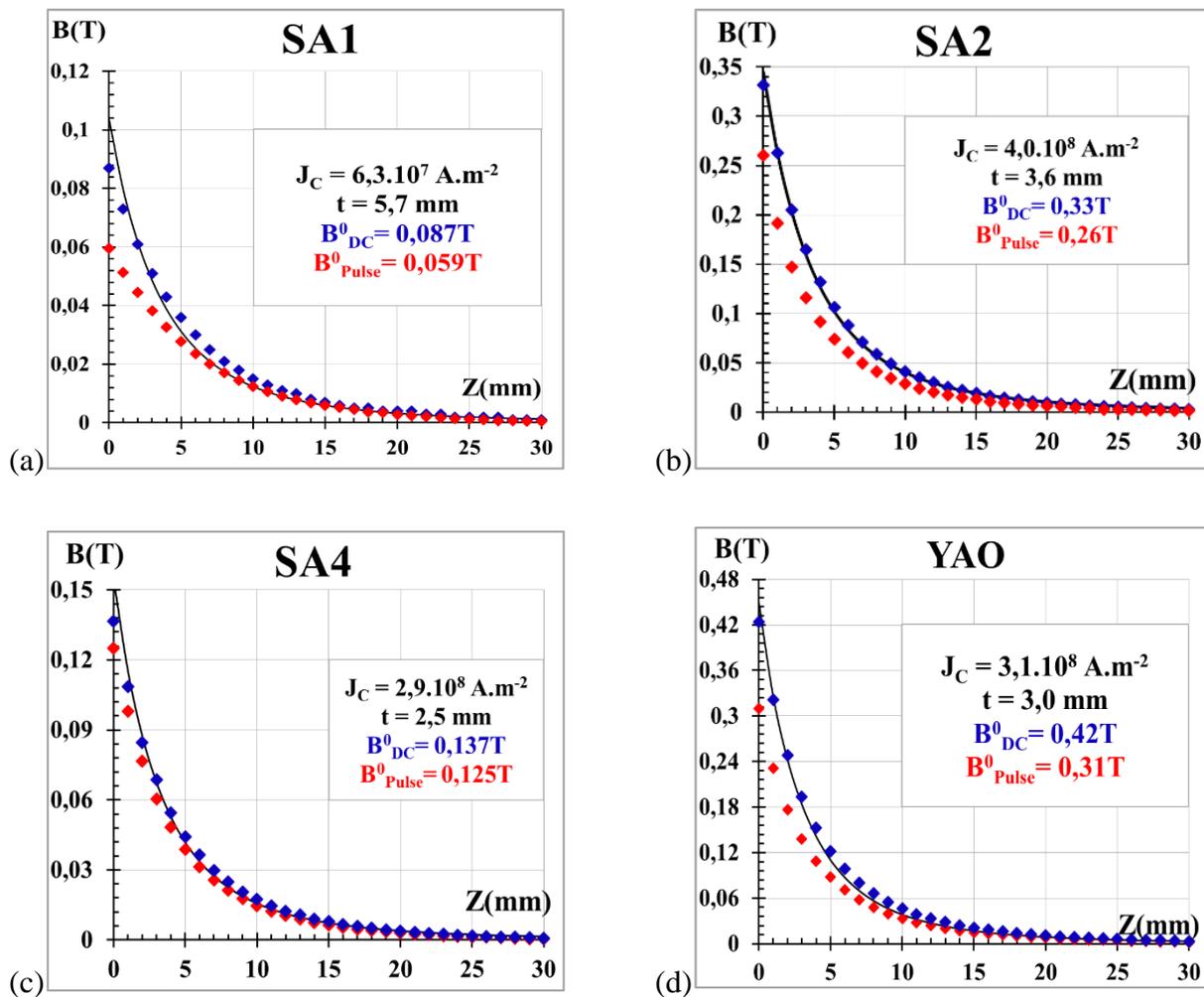


Fig.6 : Mesure de champ piégé sur l'axe principal des échantillons après refroidissement sous champ (relevés bleu) et après aimantation par un pulse de champ (relevés rouge). Reproduction analytique des champs magnétique piégés (tracés noirs).

On note que les valeurs calculées sont très proches des valeurs expérimentales ce qui confirme la validité du modèle de champ moyen. Une remarque très importante est que le modèle de Chen ne permet pas de déterminer séparément la densité de courant critique et l'épaisseur t à partir de la mesure du champ piégé, mais seulement la densité de courant critique de surface $J_C^S = J_C t$.

Le tableau.2 reporte pour chaque échantillon la densité de courant critique, l'épaisseur t , le champ piégé au contact après aimantation par field cooling et aimantation par champs pulsés ainsi que le rapport entre ces deux derniers champs.

Tableau.2 : Principales caractéristiques des champs piégés dans les échantillons à 77K

Echantillons	SA1	SA2	SA4	YAO
J [$A.m^{-2}$]	$6,3.10^7$	$4,0.10^8$	$2,9.10^8$	$3,1.10^8$
t [mm]	5,7	3,6	2,5	3,1
B_0^{DC} [T]	0,087	0,330	0,137	0,420
B_0^{Pulse} [T]	0,059	0,260	0,125	0,310
B_0^{Pulse}/B_0^{DC} [%]	68	79	91	74

On remarque que les densités de courant critique calculées pour les échantillons SA2, SA4 et YAO sont très proches. Par ailleurs, le champ piégé par l'envoi de pulses est compris entre 68 et 91% du champ obtenu par refroidissement sous champ, même dans le cas de l'échantillon SA1 qui a été aimanté avec un champ de 1T seulement. Ce résultat est cohérent avec les résultats de Deng et al. qui ont piégé des champs inférieurs ou égaux à 0.35T par refroidissement sous champ et courants pulsés. Le champ magnétique après aimantation par field cooling est dû à la présence d'une nappe de courant dans l'échantillon, Fig.7.

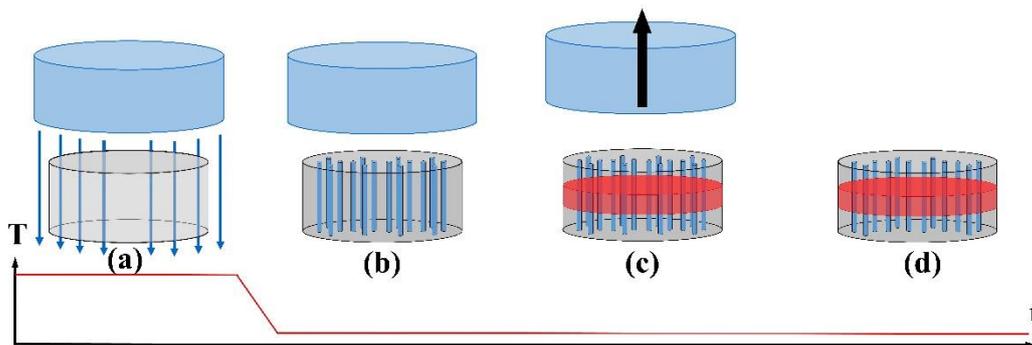


Fig.7 : Représentation schématique de l'aimantation par FC, champ lors du refroidissement (a), ancrage des vortex supraconducteurs (b), création de la nappe de courant (c) et relaxation magnétique (d).

Lors du refroidissement, Fig.7(b), à $T=T_c$, le champ qui pénètre dans le supraconducteur est canalisé par un réseau de vortex en dessous de la température critique. Lors du retrait du champ extérieur, Fig.7(c), des super-courants apparaissent dans le matériau afin que le champ moyen dans l'échantillon soit aussi proche que possible de celui existant lors du passage à T_c . De son côté, l'aimantation par pulse est caractérisée par l'application et le retrait du champ à $T < T_c$, c'est donc une technique de « zero field cooling ». Le modèle de Bean prévoit que dans ce cas le champ piégé est inférieur ou égal à la moitié du champ appliqué [1]. Suivant B.Gony [17], le

zero field cooling ne permet pas de piéger un champ équivalent à celui obtenu en field cooling car elle provoque l'apparition de deux nappes de courants de sens opposés, une pour l'application du champ et une pour son retrait, Fig.8 :

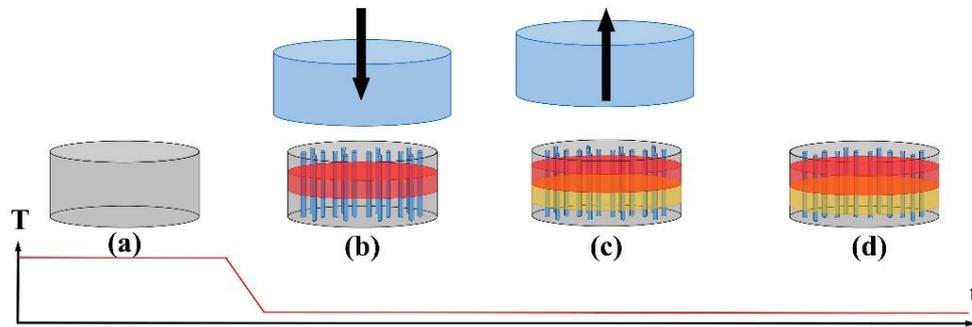


Fig.8 : Représentation schématique de l'aimantation par Zero Field Cooling [17], ancrage des vortex supraconducteurs et création de la nappe de mise en champ (b), création de la nappe du retrait du champ (c) et relaxation magnétique (d).

Ces deux nappes contribuent de façon opposée au champ piégé alors qu'une seule nappe résulte de l'aimantation sous champ. Ce modèle est discutable car si on suppose, comme il paraît logique, que le courant induit par la montée du champ a une intensité supérieure à celui induit par sa décroissance, le champ piégé devrait être opposé au champ appliqué, alors que dans nos mesures il est de même sens (voir Fig.6). On peut plutôt penser que les phénomènes se produisant en aimantation pulsée sont proches de ceux qui se produisent en field cooling, Fig.9,

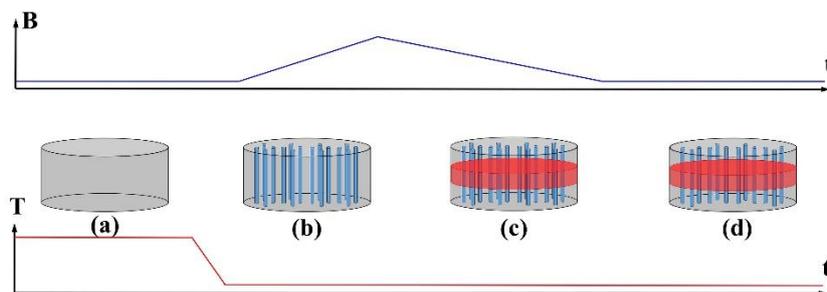


Fig.9 : Représentation schématique de l'aimantation par champ pulsé, ancrage des vortex supraconducteurs (b), création de la nappe de courant (c) et relaxation magnétique(d).

l'application du pulse provoque la pénétration de vortex dans l'échantillon et sa décroissance l'apparition de super-courants. Cependant, lors de l'application du pulse et immédiatement après, les vortex sont hors d'équilibre tandis que l'échantillon s'échauffe. Une situation d'équilibre n'est trouvée qu'après une période de relaxation magnétique pendant laquelle les vortex se réarrangent et, pour certains d'entre eux, sortent de l'échantillon. C'est probablement la raison pour laquelle le champ piégé par pulse n'est dans notre cas qu'entre 68 et 91% de celui que l'on peut piéger par aimantation sous champ.

5.3.2.1 Effet de l'épaisseur des échantillons

Nous avons vu que les courants ne circulent pas dans tout le volume de l'échantillon. En conséquence, le champ piégé peut être augmenté en optimisant l'épaisseur de ceux-ci. Après avoir été caractérisé, l'échantillon SA4 a été découpé comme le montre la Fig.11.

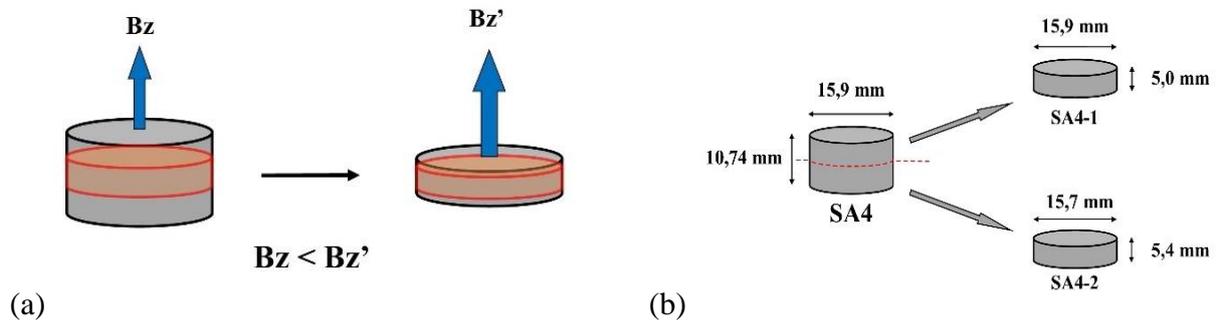


Fig.11 : Représentation schématique de l'influence de l'épaisseur sur le champ piégé (a) et découpe de l'échantillon SA4 (b).

La Fig.12 représente le champ piégé le long de l'axe Z par l'échantillon SA4 aimanté sous 5 Tesla par field cooling (relevés bleus) à 77K et le champ piégé par l'échantillon SA4-1 refroidi sous le champ d'un aimant permanent de 45mm de diamètre (relevés verts) à la même température.

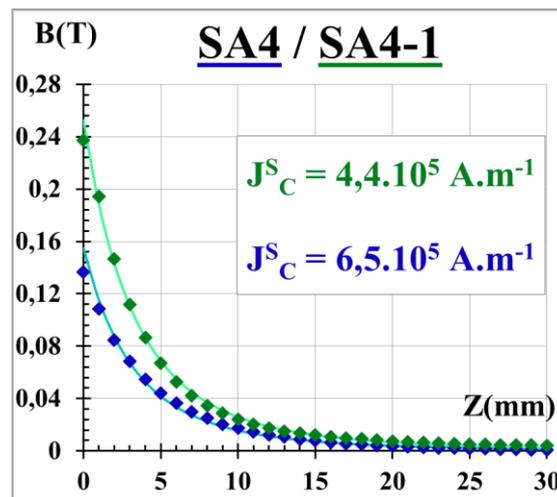


Fig.12 : Mesure de champ piégé sur l'axe principal après refroidissement sous champ des échantillons SA4 (relevés bleus) et SA4-1 (relevés verts). Reproduction analytique des champs magnétiques piégés sur les échantillons SA4 (courbe bleue) et SA4-1 (courbe verte).

Bien que l'échantillon SA4-1 n'ait été aimanté que par un champ de 0,5 Tesla, le champ piégé en $Z=0$ est égal à 0,24T alors que le champ piégé par l'échantillon SA4 n'est que de 0,14T. Cet effet est dû à la réduction de la distance entre le capteur de champ et la nappe de courant. On remarque que l'ajustement des courbes expérimentales avec le modèle de Chen indique que la

densité de courant critique de surface est plus faible sur le SA4-1 que sur le SA4. Ce résultat est logique car dans le modèle de vortex isolé la densité de courant critique de surface prend compte de la force totale de piégeage s'exerçant sur un vortex, qui est évidemment liée à sa longueur et donc à l'épaisseur de l'échantillon. Cette observation suggère qu'il existe une épaisseur optimale pour chaque échantillon, puisque la réduction de la distance à la nappe de courant tend à faire croître le champ mesuré et la diminution de la densité de courant critique de surface à la faire décroître.

5.3.2.2 Contrôle de la polarité du champ piégé

Afin de faire varier le sens du champ piégé dans les supraconducteurs, nous avons appliqué des pulses de polarité alternée sur l'échantillon SA4. La Fig.10 montre le champ piégé après l'application successive d'un pulse de +1,5T (relevés rouges) et d'un pulse de -1,5T (relevés verts).

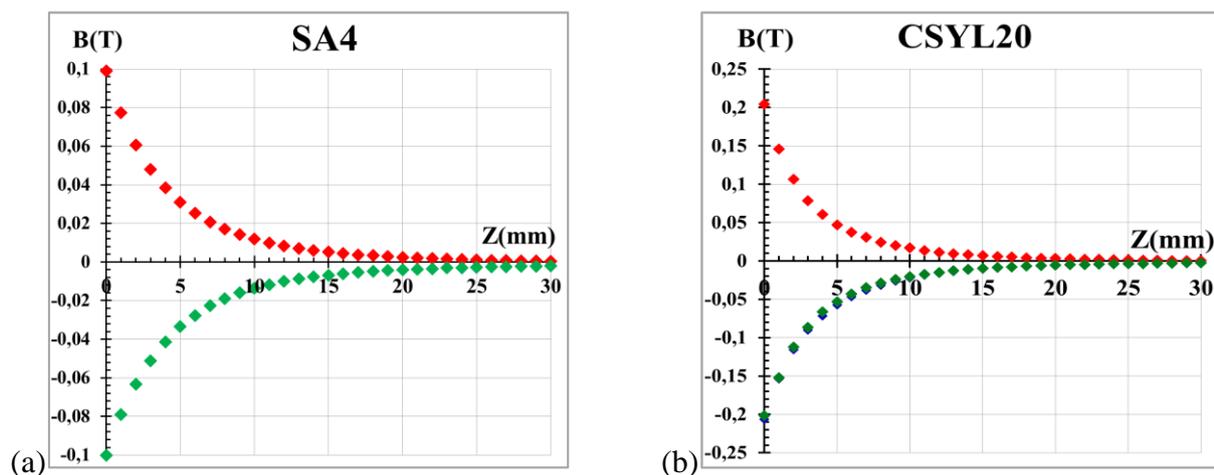


Fig.10 : Mesure de champ sur l'axe principal des échantillons suite à deux aimantations pulsées successives de polarités inverses à 77K.

On peut voir que l'application d'un second pulse d'intensité identique et de polarité inverse permet une inversion complète du champ piégé. La Fig.10(b) montre le résultat de la même expérience effectuée sur un échantillon commercial de 20 mm de diamètre fabriqué par la société tchèque *CAN SUPERCONDUCTORS* aimanté avec un champ de 3T. On observe le même renversement du champ que sur l'échantillon SA4. Les phénomènes se produisant lors de l'application d'un pulse de polarité opposée à celle du champ piégé seront discutés après l'exposé des mesures faites dans le cryostat.

5.3.2.3 Contrôle de l'intensité du champ piégé

La maîtrise de l'intensité du champ piégé à température constante est essentielle pour les applications des cryo-aimants.

Une manière de procéder consiste à réduire le champ piégé après application d'un pulse de champ fort par l'application d'une série de pulses de polarité opposée et d'amplitude plus faible.

La Fig.13 montre les résultats obtenus avec l'échantillon GdBCO.

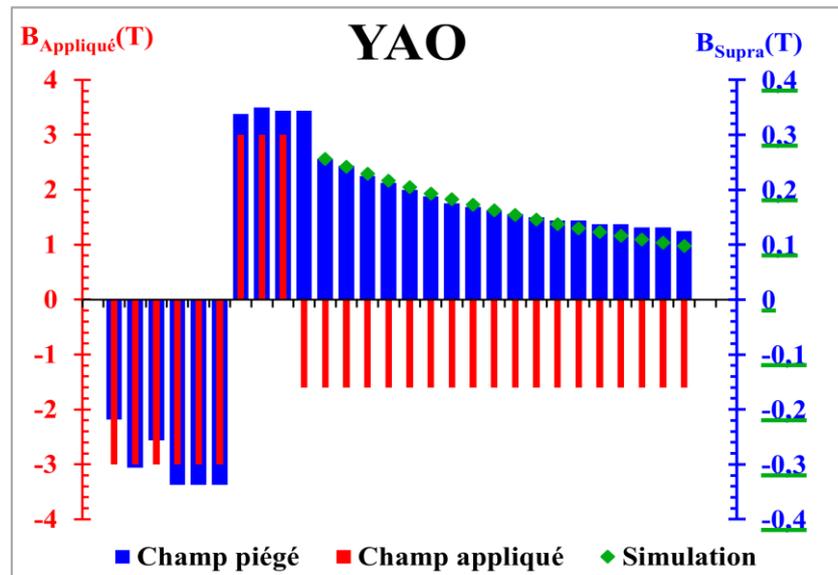


Fig.13 : Relevés du champ piégé au contact de l'échantillon YAO (relevés bleus) en fonction du nombre et de l'intensité des champs pulsés appliqués à 77K (relevés rouges). Valeurs calculées avec l'[Eq14] (relevés verts)

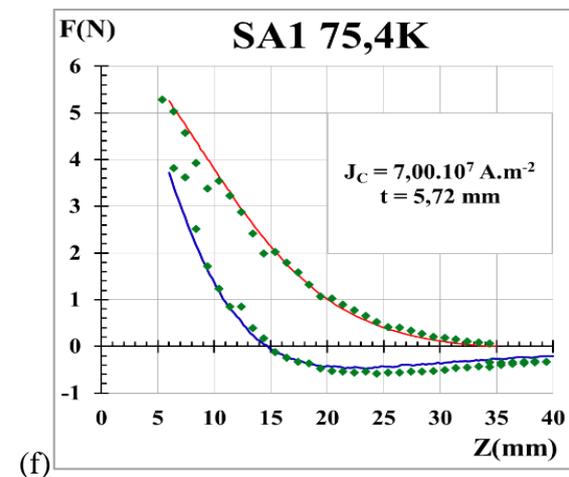
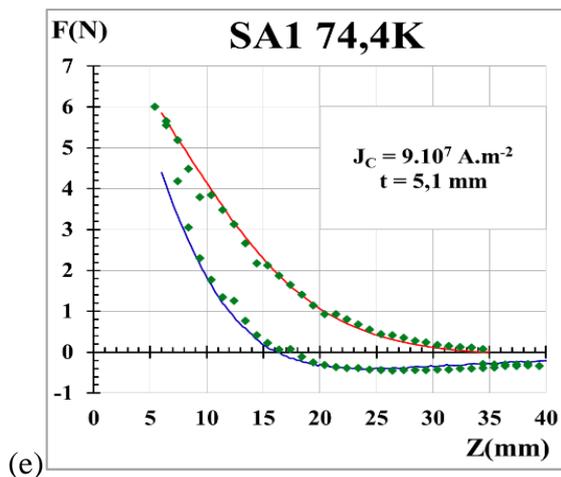
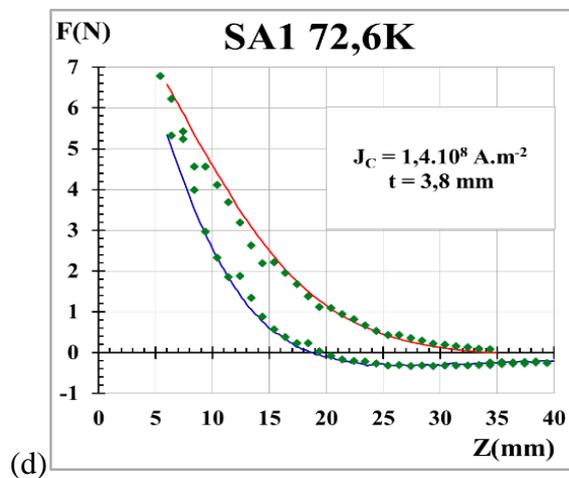
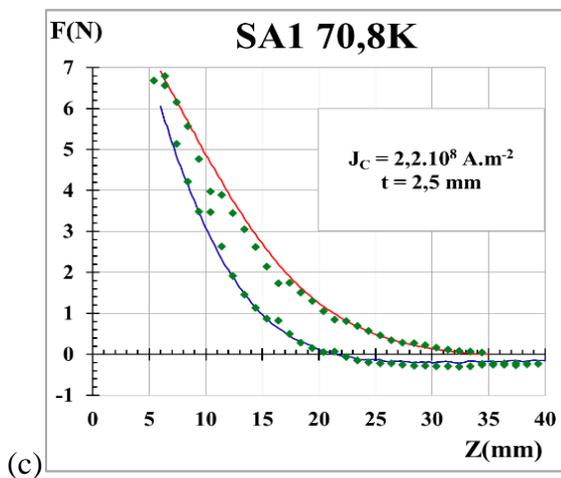
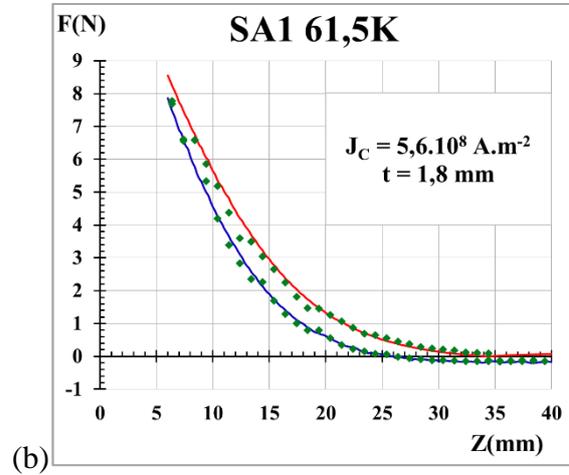
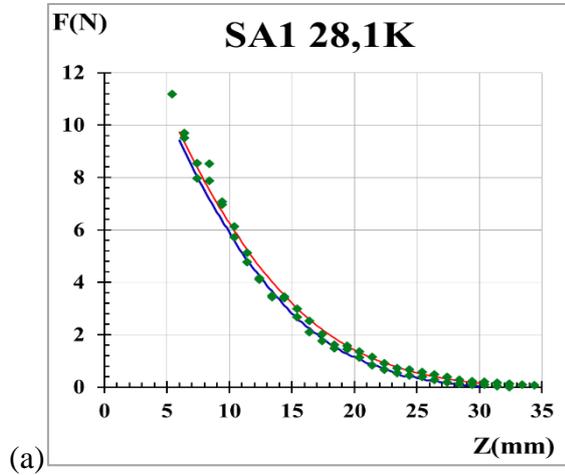
Deux série de pulses de 3T de polarités opposées sont d'abord appliquées au supraconducteur afin de vérifier la réversibilité du champ piégé. Dans un second temps, on soumet l'échantillon à des pulses d'intensité plus faible (ici 1,6T) et de polarité inverse au dernier champ appliqué. On observe que le champ piégé décroît progressivement avec le nombre de pulses. Après le second pulse inverse, une partie du champ piégé précédemment, environ 95%, subsiste après l'application de chaque pulse de 1.6T. Cette expérience démontre la possibilité de moduler le champ piégé par un supraconducteur en appliquant une série de pulses adéquate. Dans la suite, nous décrivons les résultats obtenus à différentes températures.

5.3.3 Caractérisation des échantillons en fonction de la température

5.3.3.1 Mesure des cycles de force

Les échantillons, ont été placés dans un cryostat et refroidis dans le champ d'un aimant permanent de 45mm de diamètre placé successivement à $Z_{cp}=35mm$, $Z_{cp}=30mm$ et $Z_{cp}=25mm$ de la surface de l'échantillon. Après la mesure de chaque cycle de force, l'échantillon a été réchauffé au-dessus de sa température critique, l'aimant placé à la distance Z_{cp} correspondant à la mesure suivante et l'échantillon refroidi à la température de mesure. Les mesures ont été effectuées entre la température minimale que pouvait atteindre le cryostat (≈ 20 Kelvin) et la température critique des supraconducteurs.

Pour des raisons de place, nous ne reporterons ici que les cycles mesurés à $Z_{cp}=35\text{mm}$. Les Figs 14, 16, 18, 20 et 22 présentent les cycles de forces obtenus avec les échantillons étudiés à proximité ou dans le domaine de validité en température du modèle de champ moyen. Les densités de courant critique et les épaisseurs t déterminées dans le domaine de validité du modèle sont reportées dans les Figs 15, 17, 19, 21 et 23.



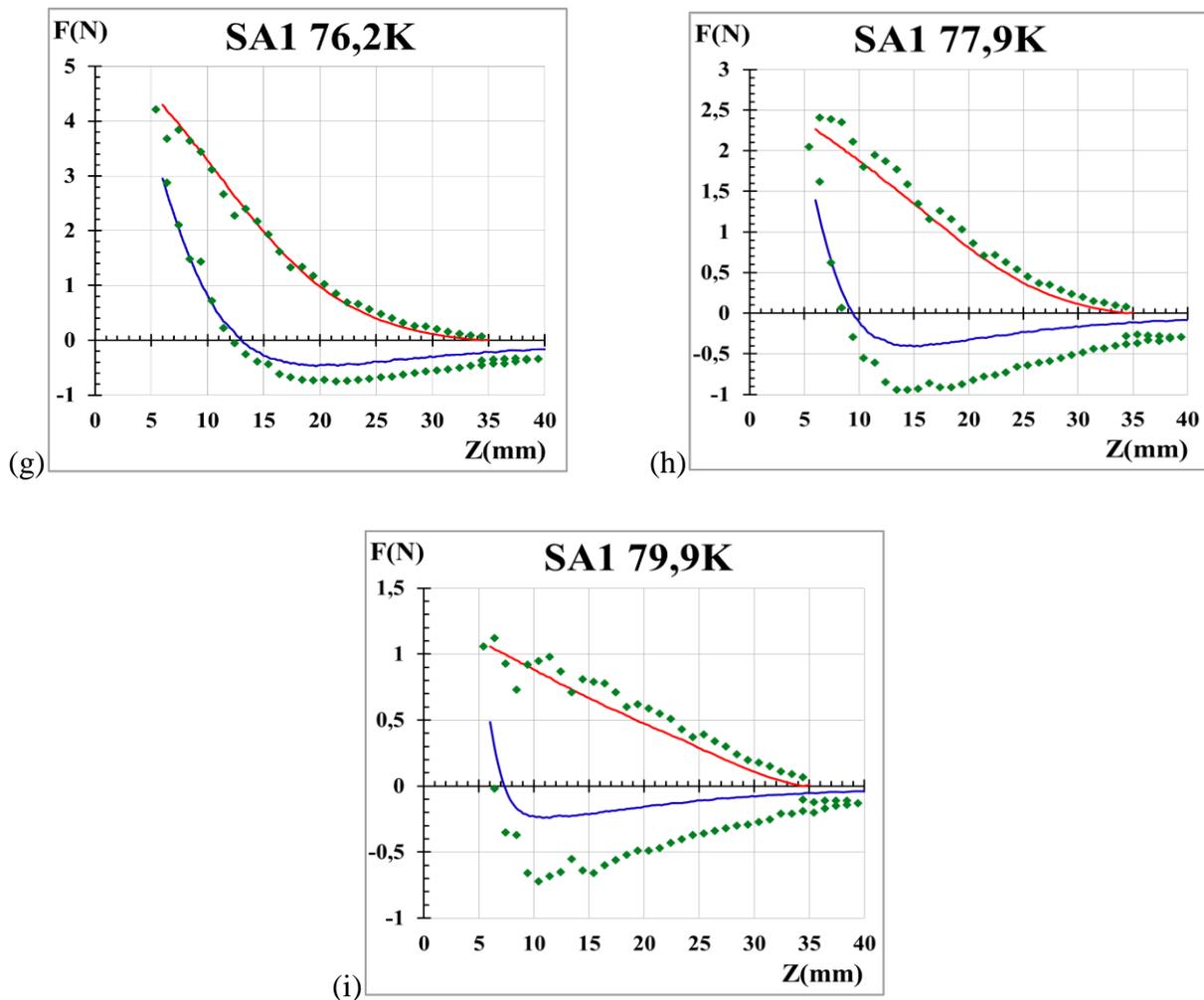


Fig.14 : Mesure de force entre un aimant permanent et l'échantillon SA1 aimanté par field cooling à une distance Z_{CP} de 35mm pour les températures de 28,1K (a), 61,5K (b), 70,8K (c), 72,6K (d), 74,4K (e), 75,4K (f), 76,2K (g), 77,9K (h) et 79,9K (relevés verts). Reproduction avec le modèle de champ moyen des forces exercées en mouvement descendant (courbes rouges) et en mouvement ascendant (courbes bleues).

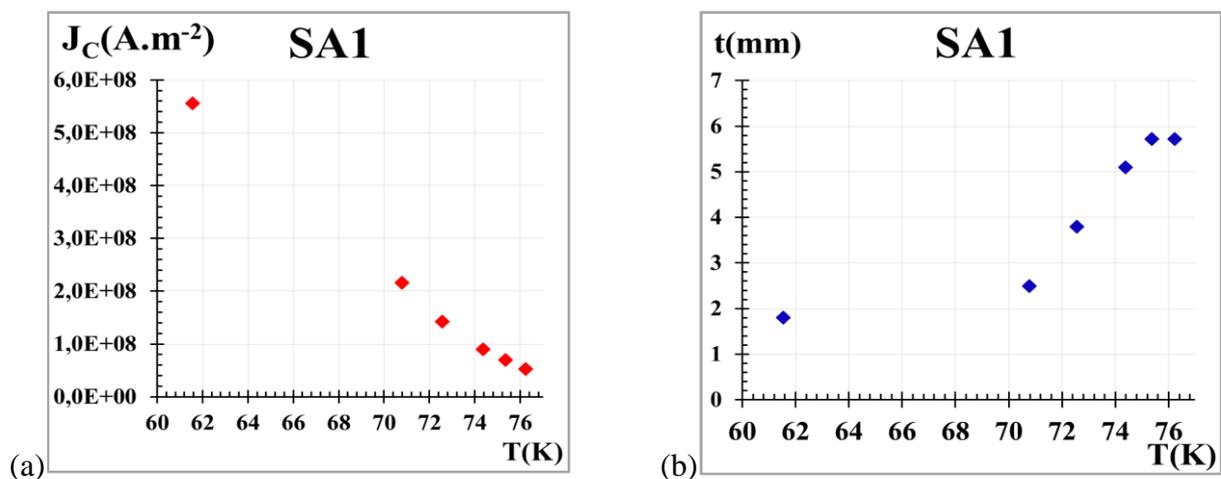
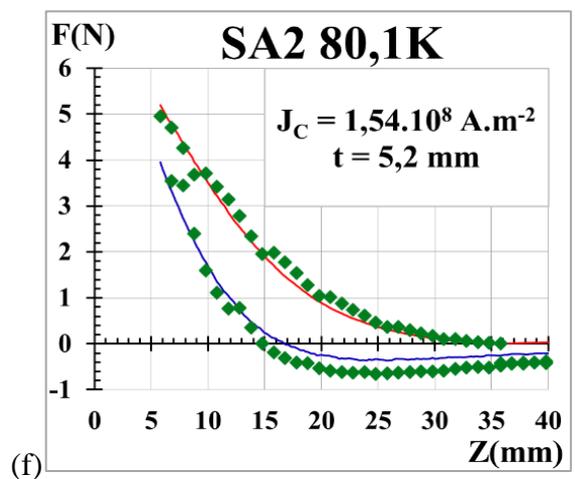
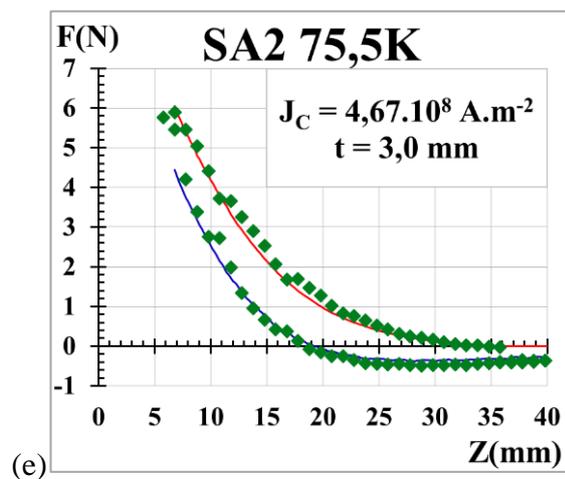
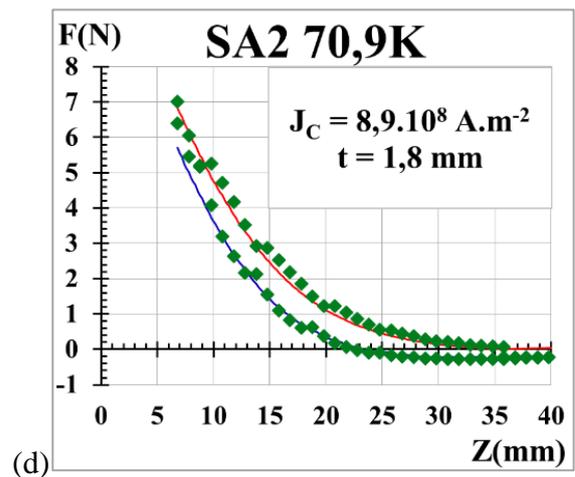
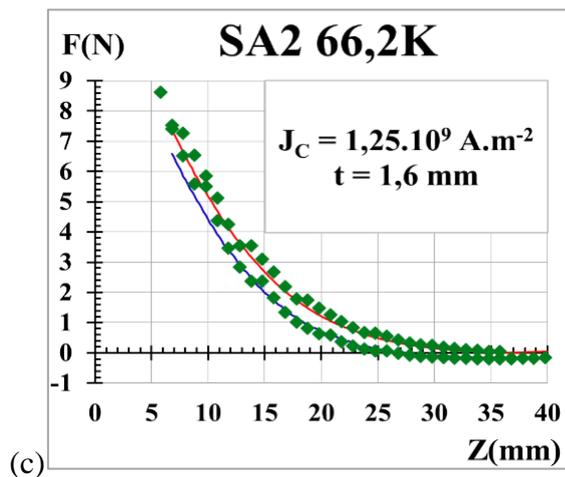
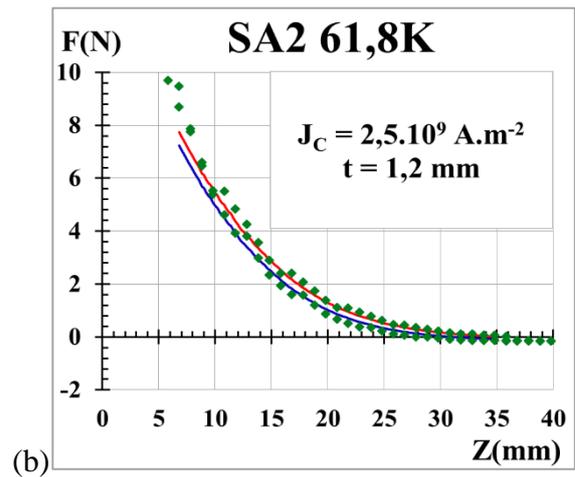
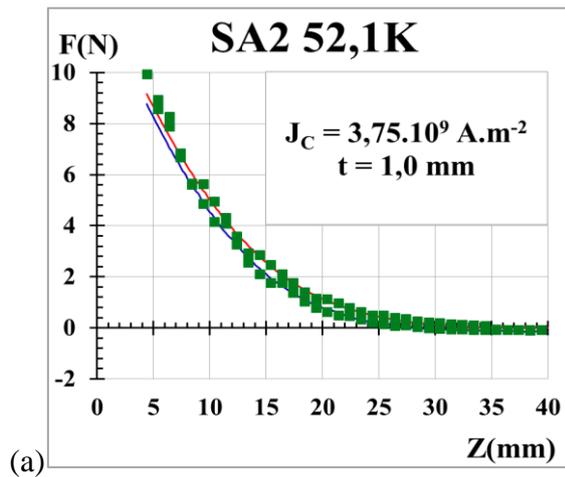


Fig.15 : Evolution de la densité de courant critique J_C et de l'épaisseur de circulation des courants t en fonction de la température de l'échantillon SA1 suite à l'aimantation par field cooling.



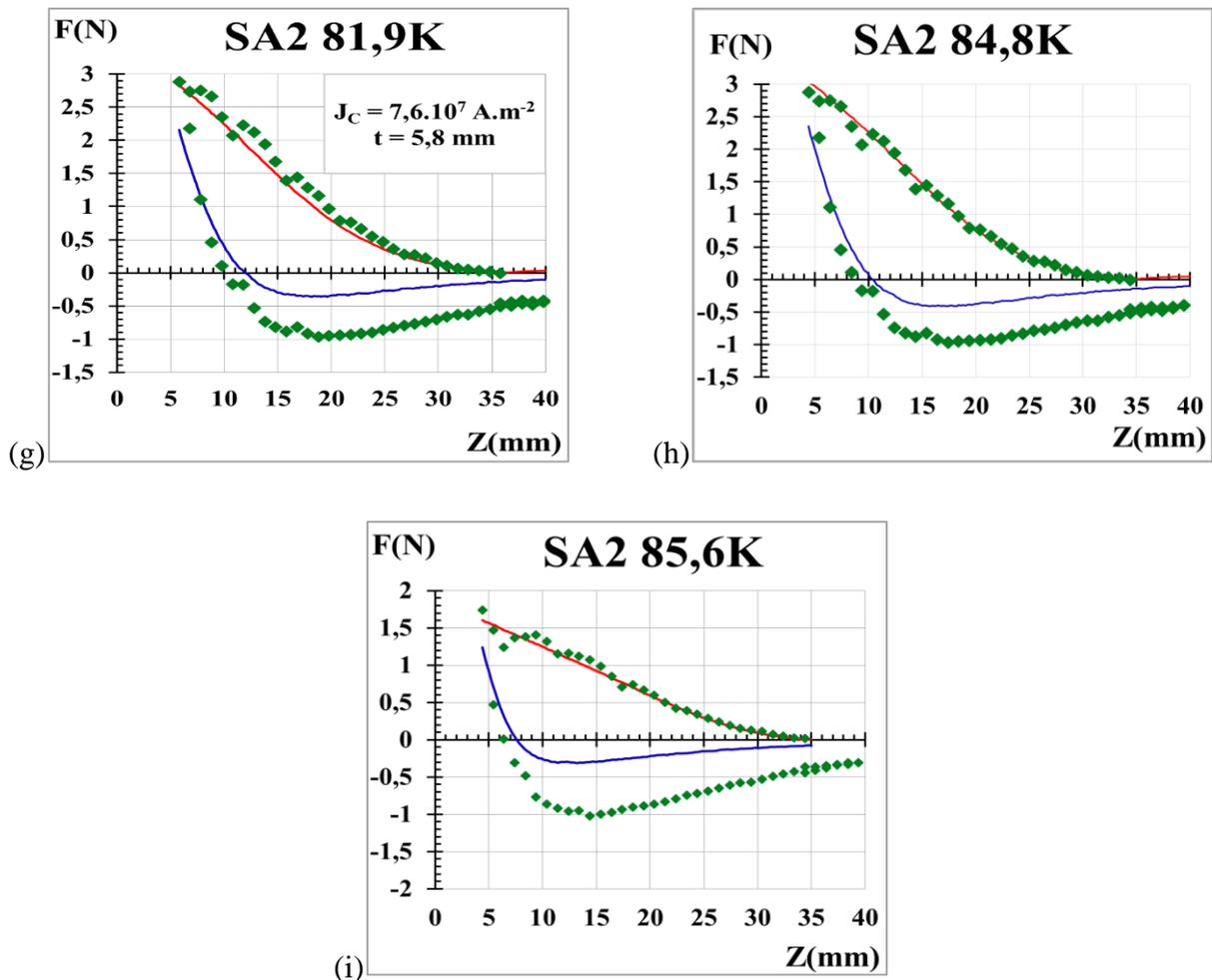


Fig.16 : Mesure de force entre un aimant permanent et l'échantillon SA2 aimanté par field cooling à une distance Z_{CP} de 35mm pour les températures de 52,1K (a), 65,8K (b), 66,2K (c), 70,9K (d), 75,5K (e), 80,1K (f), 81,9K (g), 84,8K (h) et 85,6K (i) (relevés verts). Reproduction avec le modèle de champ moyen des forces exercées en mouvement descendant (courbes rouges) et en mouvement ascendant (courbes bleues).

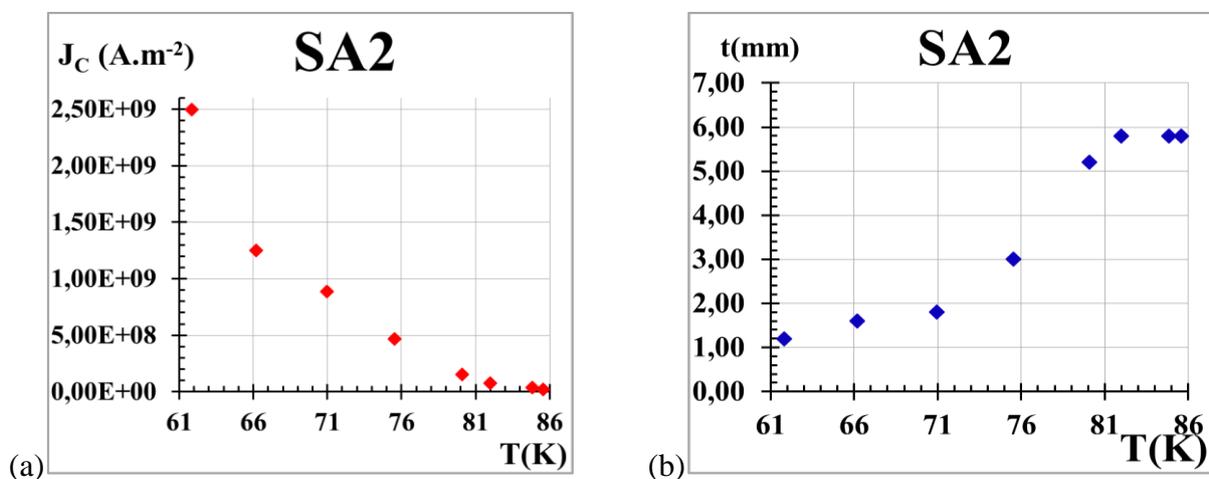


Fig.17 : Evolution de la densité de courant critique J_C et de l'épaisseur de circulation des courants t en fonction de la température de l'échantillon SA2 suite à l'aimantation par field cooling.

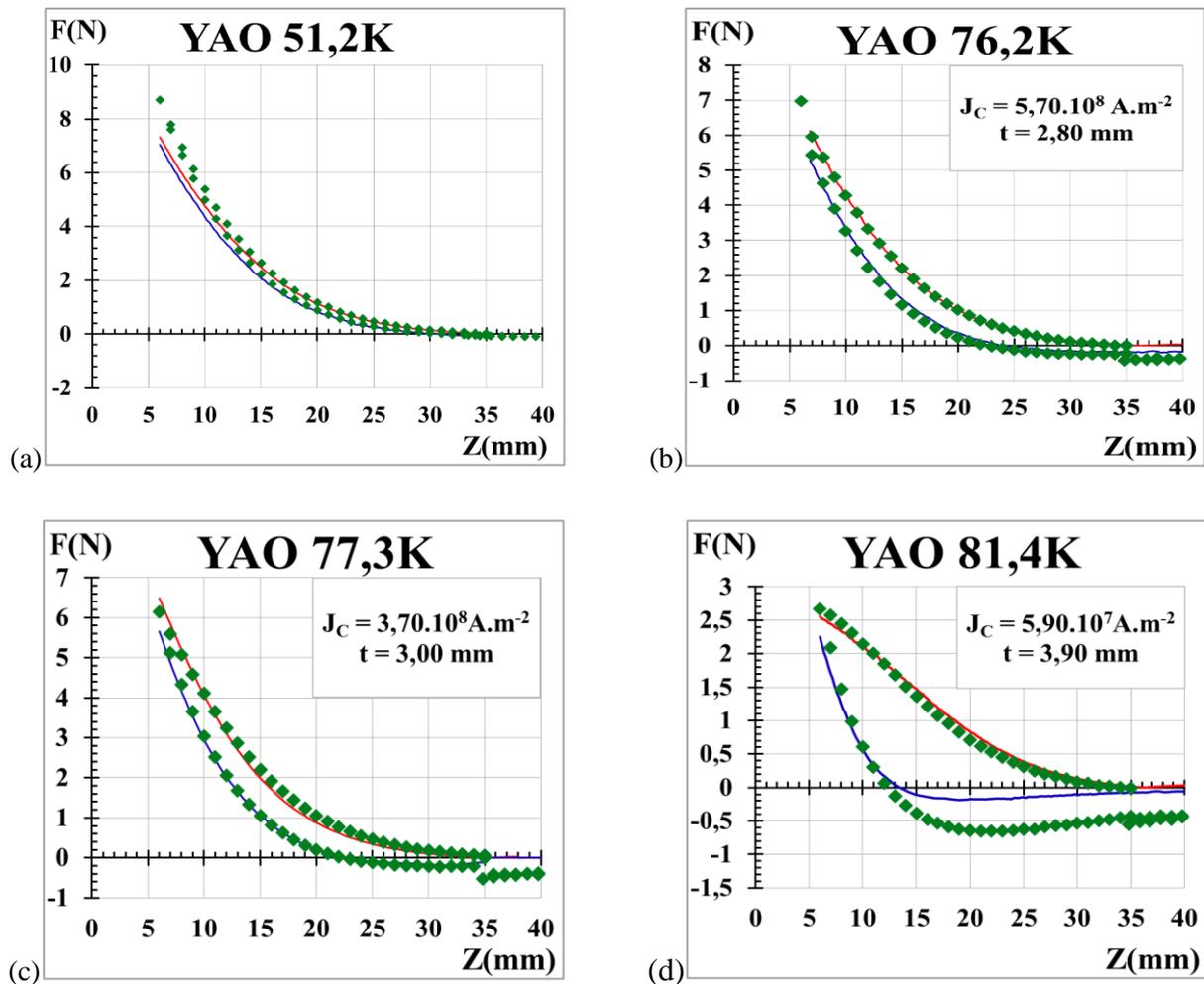


Fig.18 : Mesure de force entre un aimant permanent et l'échantillon YAO aimanté par field cooling à une distance Z_{CP} de 35mm pour les températures de 51,2K (a), 76,2K (b), 77,3K (c) et 81,4K (d) (relevés verts). Reproduction avec le modèle de champ moyen des forces exercées en mouvement descendant (courbes rouges) et en mouvement ascendant (courbes bleues).

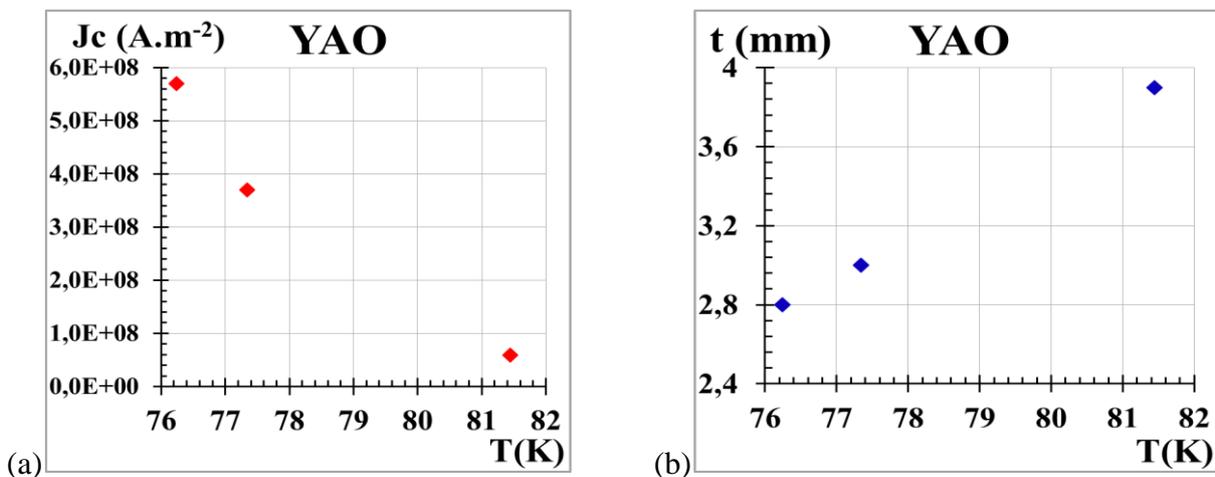


Fig.19 : Evolution de la densité de courant critique J_C et de l'épaisseur de circulation des courants t en fonction de la température de l'échantillon YAO suite à l'aimantation par field cooling.

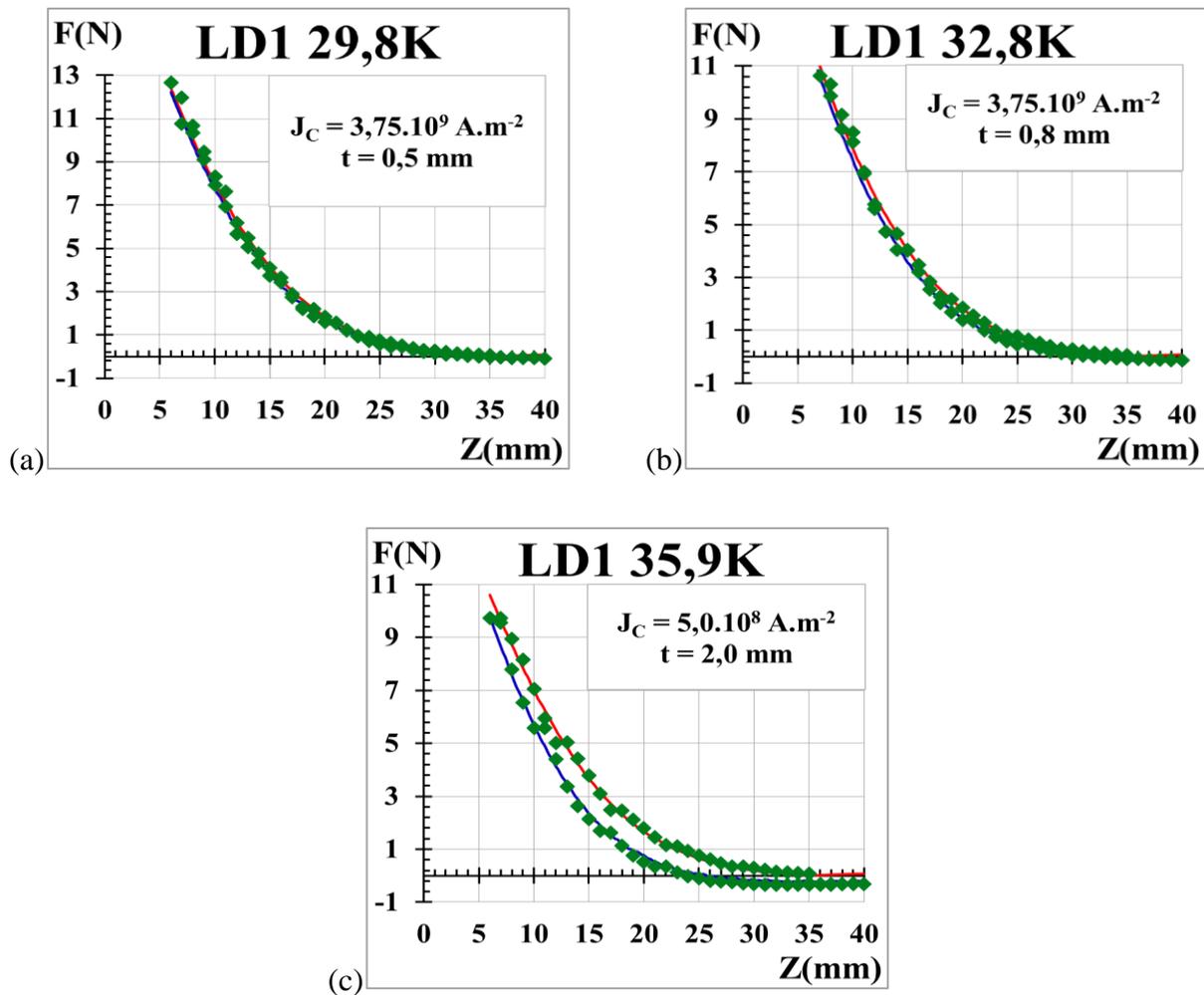


Fig.20 : Mesure de force entre un aimant permanent et l'échantillon LD1 aimanté par field cooling à une distance Z_{CP} de 35mm pour les températures de 29,8K (a), 32,8K (b) et 35,9K (c) (relevés verts). Reproduction avec le modèle de champ moyen des forces exercées en mouvement descendant (courbes rouges) et en mouvement ascendant (courbes bleues).

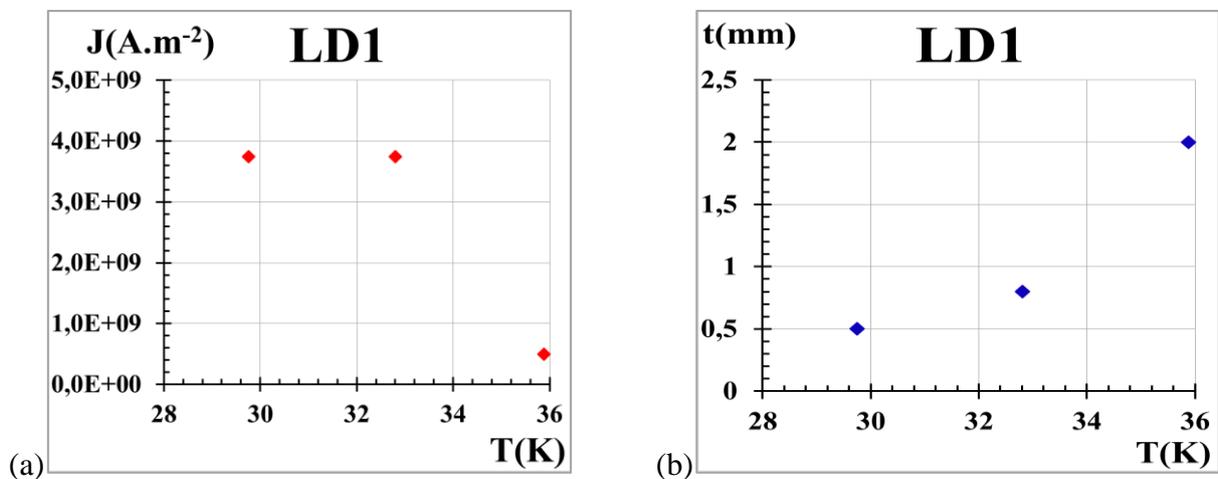


Fig.21 : Evolution de la densité de courant critique J_C et de l'épaisseur de circulation des courants t en fonction de la température de l'échantillon LD1 suite à l'aimantation par field cooling.

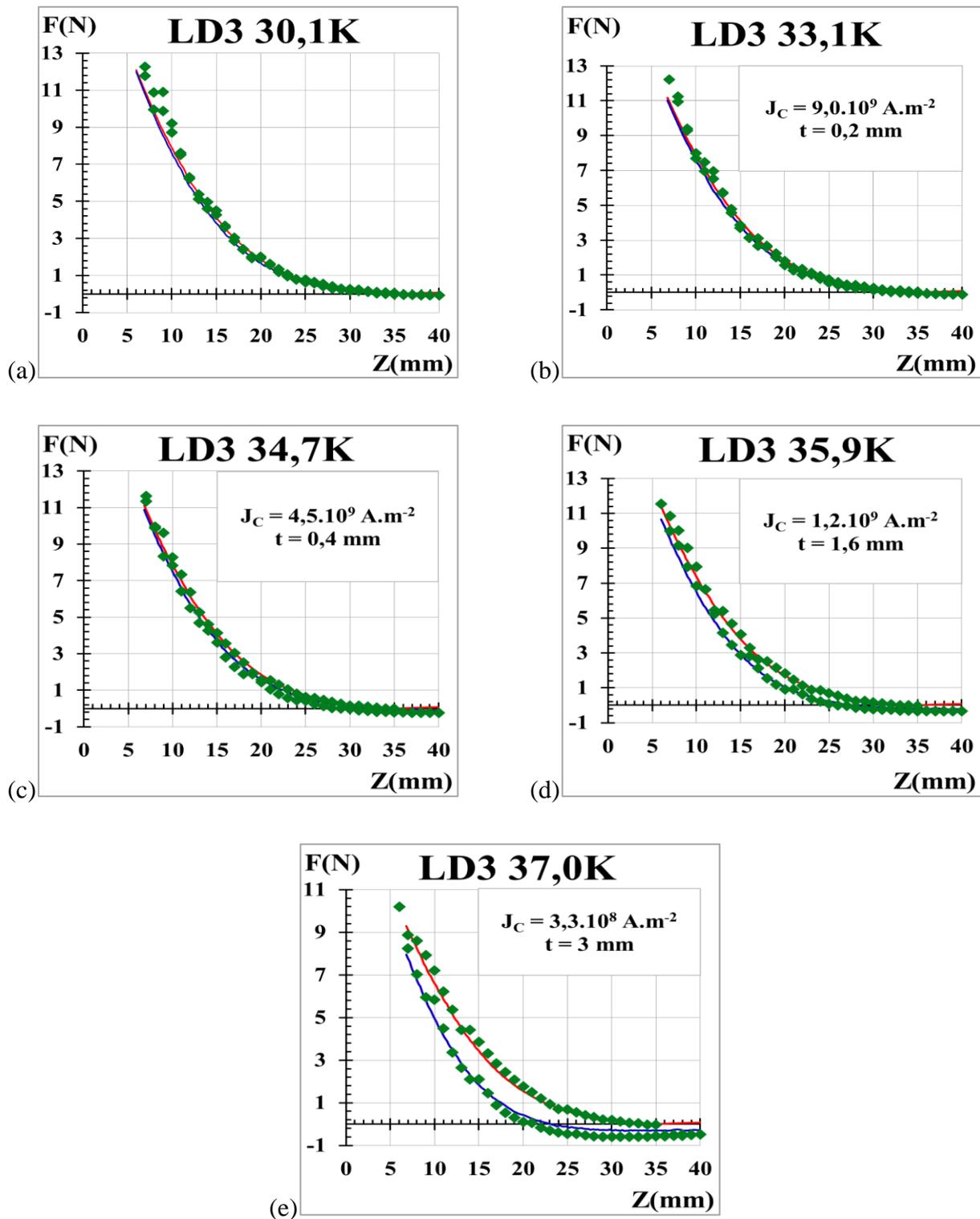


Fig.22 : Mesure de force entre un aimant permanent et l'échantillon LD3 aimanté par field cooling à une distance Z_{CP} de 35mm pour les températures de 30,1K (a), 33,1K (b), 34,7K (c), 35,9K (d) et 37,0K (e) (relevés verts). Reproduction avec le modèle de champ moyen des forces exercées en mouvement descendant (courbes rouges) et en mouvement ascendant (courbes bleues).

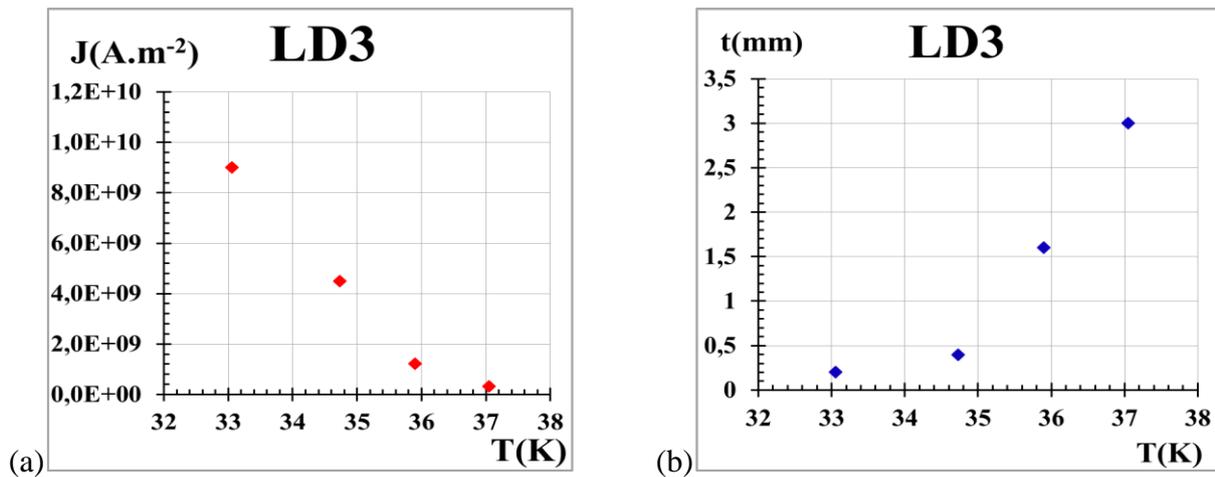


Fig.23 : Evolution de la densité de courant critique J_c et de l'épaisseur de circulation des courants t en fonction de la température de l'échantillon LD3 suite à l'aimantation par field cooling.

On remarque que pour tous les échantillons la force de lévitation tend à augmenter quand la température décroît alors que l'ouverture du cycle hystérésis est plus prononcé à haute température. La reproduction des mesures avec le modèle de champ moyen est en général bonne sauf aux températures les plus hautes où la condition de validité $t < \frac{h}{2}$ n'est pas respectée et dans une large gamme de température dans laquelle les cycles de force sont très semblables les uns aux autres dans le cas des échantillons MgB_2 . Comme attendu, la densité de courant critique augmente quand la température diminue, ce qui explique qualitativement l'augmentation de la force de lévitation. L'épaisseur des nappes de courant est quant à elle liée à l'ouverture des cycles d'hystérésis. Une forte épaisseur provoque l'apparition d'un cycle d'hystérésis ouvert en raison de la différence importante qui apparaît entre les deux gradients de champ intervenant dans l'expression de la force de lévitation lors de la remontée de l'aimant [Eq.11].

5.3.3.2 Mesure du champ piégé

Les champs piégés par les échantillons ont été relevés le long de leur axe principal après aimantation sous champ à l'aide d'un aimant permanent de 45mm de diamètre placé sur le cryostat à une distance $Z_{cp} = 5\text{mm}$ pour l'échantillon SA2 et $Z_{cp} = 6\text{mm}$ pour les échantillons SA1, LD1 et LD3.

Les Figs 24 à 27 reportent la variation du champ piégé par les échantillons en fonction de la distance Z à la surface de ceux-ci en fonction de la température ainsi que le champ relevé à la distance minimale de mesure.

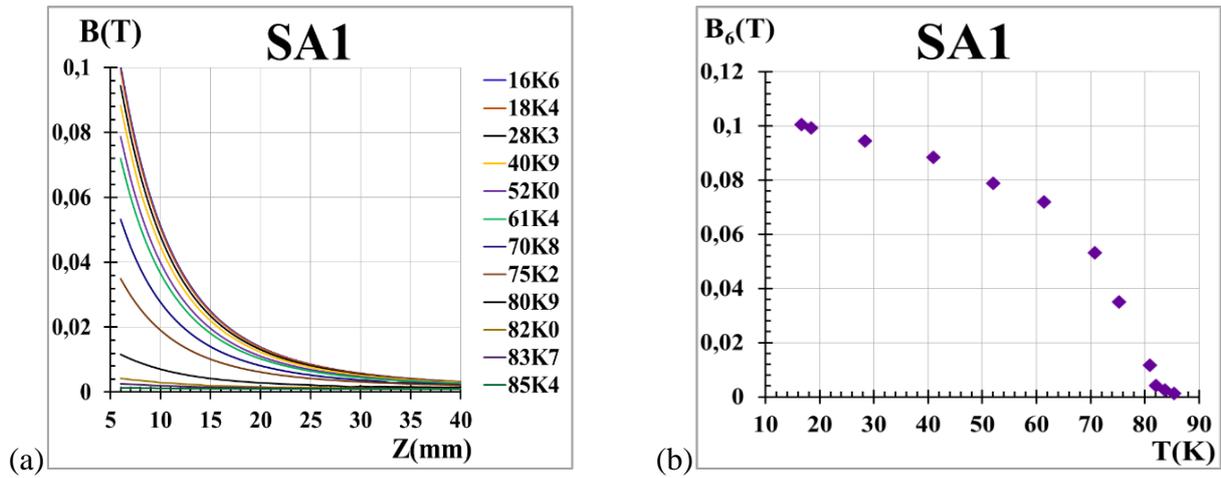


Fig.24 : Mesure de champ piégé sur l'axe principal de l'échantillon SA1 après refroidissement sous champ. Variation du champ piégé à 6 mm en fonction de la température.

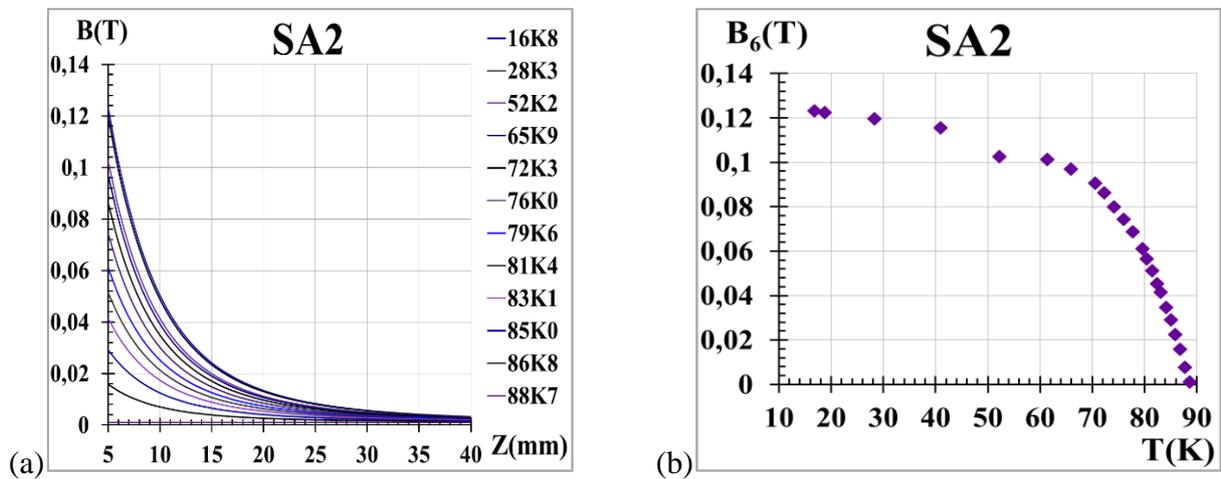


Fig.25 : Mesure de champ piégé sur l'axe principal de l'échantillon SA2 après refroidissement sous champ. Variation du champ piégé à 6 mm en fonction de la température.

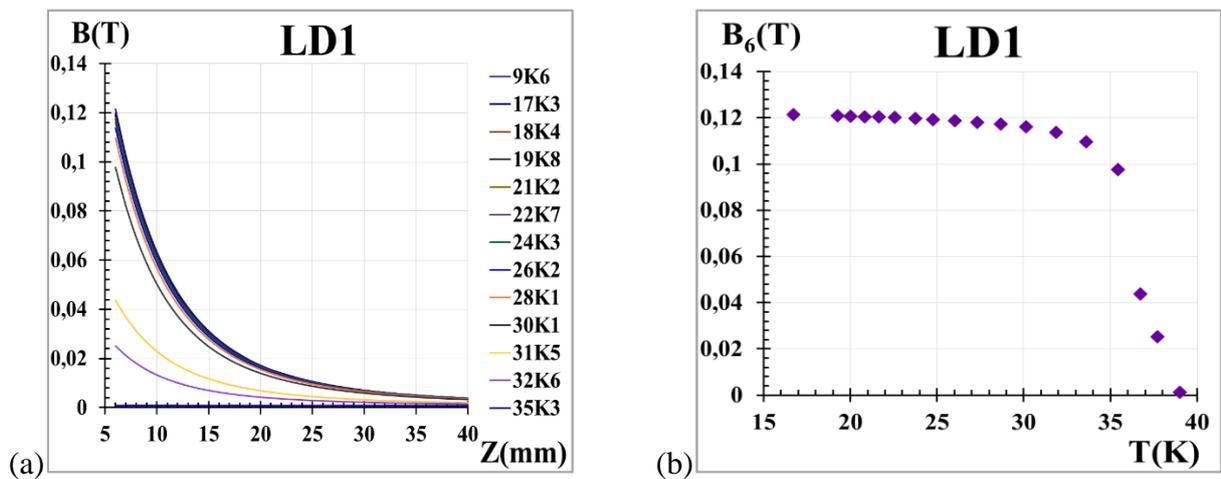


Fig.26 : Mesure de champ piégé sur l'axe principal de l'échantillon LD1 après refroidissement sous champ. Variation du champ piégé à 6 mm en fonction de la température.

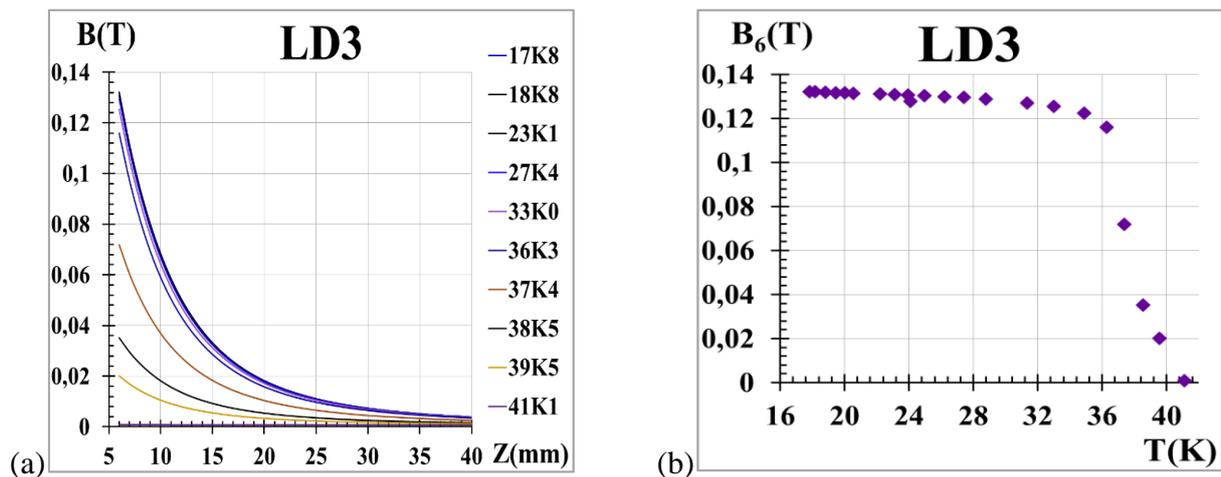


Fig.27 : Mesure de champ piégé sur l'axe principal de l'échantillon LD3 après refroidissement sous champ. Variation du champ piégé à 6 mm en fonction de la température.

Le champ piégé croît lorsque T décroît mais tend vers une valeur de saturation à basse température.

Ce phénomène indique que dans le domaine de température concerné, l'échantillon n'est plus pénétré complètement par le champ de l'aimant. La variation de champ au contact de l'échantillon en fonction de la température permet la détermination des températures critiques reportées dans le tableau.1.

5.3.3.3 Champ pulsé avec variation de polarité en fonction de la température

La mise en place de la bobine d'induction dans le cryostat a permis la mesure du champ piégé par les pulses de champ en fonction de la température. Nous détaillerons ici les premiers résultats obtenus sur deux échantillons, SA4-1 et YAO.

Des pulses de champ de 3T ont été appliqués au supraconducteur YAO jusqu'à obtenir la saturation du champ piégé. Le champ piégé est mesuré au contact de l'échantillon après relaxation. La Fig.28 représente les résultats obtenus entre 55K et 85K.

Les forces générées par les pulses de champ appliquées à des températures inférieures à 55K ont provoqué le décollement de l'échantillon.

Par la suite, il sera nécessaire de maintenir l'échantillon de façon plus efficace afin de déterminer le champ piégé à basse température.

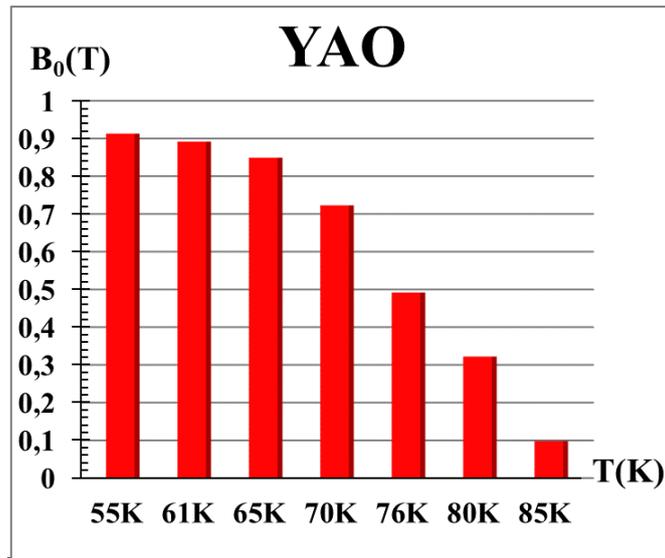


Fig.28 : Mesure du champ piégé à la surface de l'échantillon YAO après aimantation pulsée multiple de 3 T en fonction de la température.

Le champ piégé croît quand la température décroît avant de saturer. On peut supposer que ce phénomène de saturation est dû à la valeur trop faible du champ d'excitation employé.-Des mesures identiques ont été effectuées sur l'échantillon SA4-1 de 5.2mm d'épaisseur, Fig.29.

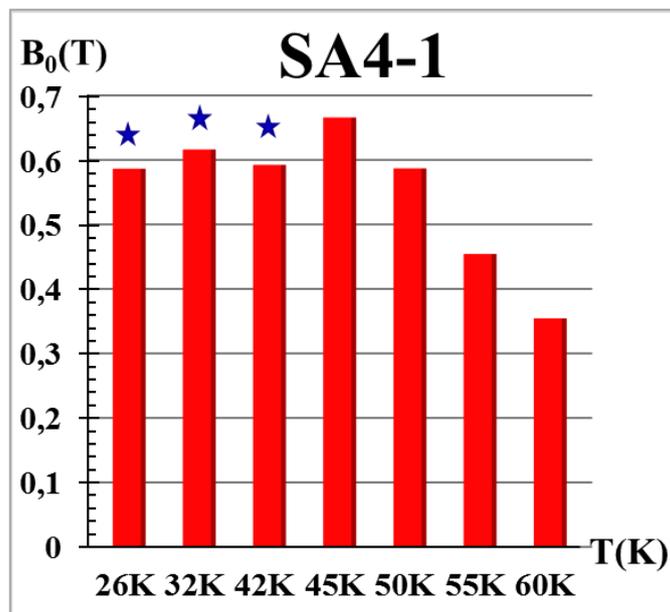


Fig.29 : Mesure du champ piégé à la surface de l'échantillon SA4-1 après aimantation pulsée multiple de 3 T en fonction de la température. (★) Mesures faites après l'installation du système d'inversion de champ.

Le champ piégé croît quand la température décroît entre 60K et 45K mais reste inférieur à celui mesuré sur le YAO. La saturation observée en dessous de 45K est liée à l'installation du système d'inversion de champ qui a fait décroître le champ d'excitation de 3T à 2.5T (★).

Tout comme dans l'azote liquide, il est possible d'inverser le champ piégé dans un supraconducteur de type YBCO. Néanmoins, la saturation de l'échantillon nécessite plusieurs pulses alors qu'un seul est suffisant à 77 Kelvins. La Fig.30 représente le champ piégé par l'échantillon SA4-1 mesuré au contact à 45 Kelvins lors de l'application d'une série de pulses de 3T suivie d'une série similaire mais de polarité opposée.

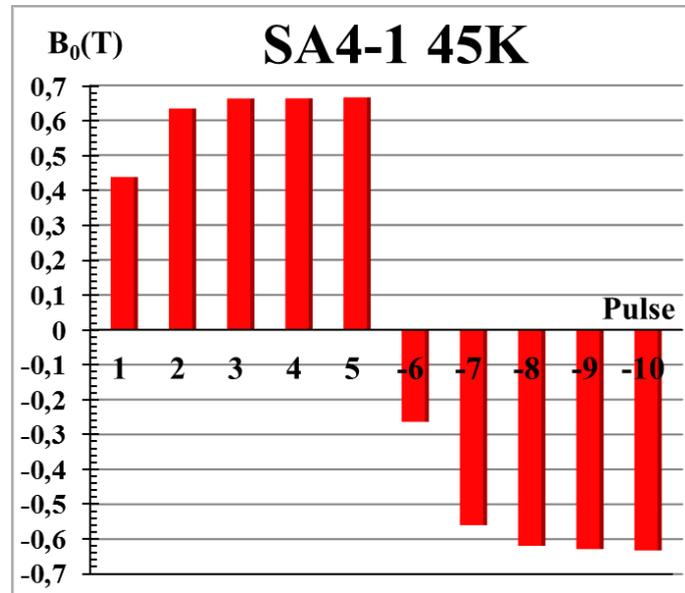


Fig.30 : Mesure du champ piégé à la surface de l'échantillon SA4-1 après chaque pulse de $\pm 3T$ à 45K.

Généralement, la reproduction des phénomènes se produisant lors de l'aimantation pulsée des supraconducteurs se fait à l'aide de modèles numériques s'appuyant à la fois sur les équations de Maxwell et celles de la diffusion de la chaleur [18, 19]. Une revue des techniques analytiques et numériques utilisées peut être trouvée dans [20]. Ici nous ne proposerons qu'une description qualitative permettant de rendre compte très simplement des phénomènes que nous avons observés. Nous avons vu que l'explication de Bashar [17] suivant laquelle deux nappes de courant sont générées lors de l'application d'un pulse n'est pas cohérente avec les orientations respectives du champ excitateur et du champ piégé. Nous suggérons pour notre part que le processus d'aimantation est similaire à celui se produisant en field cooling, c'est-à-dire que des vortex entrent dans les supraconducteurs lors de la montée du champ et que les courants générant le champ piégé apparaissent lors de sa décroissance pour compenser le champ généré par les vortex piégés à l'intérieur du supraconducteur.

C'est donc la densité de vortex piégés qui détermine le champ piégé. Cependant, l'aimantation pulsée se distingue du Field Cooling par le fait que le supraconducteur est fortement hors d'équilibre pendant tout le processus d'aimantation. Nous commençons par une interprétation des résultats obtenus à 77K à fort champ.

A 77K, (Fig.31) les mesures après refroidissement sous fort champ dans la bobine supraconductrice, montrent que les courants circulant dans les échantillons ne peuvent générer qu'un champ piégé très inférieur aux champs pulsés appliqués. Celui-ci ne peut pas équilibrer le champ généré par les vortex à l'intérieur du supraconducteur. Les vortex tendent alors à sortir

du supraconducteur, mais peuvent rencontrer sur leur route un grand nombre de sites de piégeage ayant une force suffisante pour les bloquer. En conséquence, le nombre de vortex piégés est proche de celui obtenu après field cooling dans la bobine supraconductrice et il en est de même pour les courants générant le champ piégé. Lorsque l'on applique des pulses de polarité opposée de faible amplitude, un petit nombre d'anti-vortex entrent dans le supraconducteur et s'annihilent avec un nombre équivalent de vortex, dont la densité diminue, entraînant une diminution faible, elle aussi, du courant supraconducteur et du champ piégé. On peut modéliser ce processus de façon simple en supposant que le nombre de vortex annihilés est proportionnel au nombre de vortex présents avant l'application de l'impulsion. Après k impulsions, le nombre de vortex restant s'écrit :

$$N_k = (1 - p)N_{k-1} = (1 - p)^k N_0 \quad [\text{Eq.13}]$$

Dans l'Eq.13, p est la probabilité qu'un vortex soit annihilé et N_0 le nombre de vortex avant l'application des pulses de polarité opposée. Le champ piégé étant proportionnel à la densité de vortex, après k pulses il s'écrit :

$$B_{pk} = (1 - p)B_{p_{k-1}} = (1 - p)^k B_{p_0} \quad [\text{Eq.14}]$$

Ici, B_{p_0} est le champ piégé correspondant à N_0 . Les résultats de ce calcul sont reportés dans la Fig.13 en prenant comme valeur initiale la valeur du champ piégé suivant la seconde impulsion de polarité inverse et $p=0.055$. Les valeurs obtenues sont proches des valeurs mesurées, mais les phénomènes se produisant lors des première et seconde impulsions ne sont pas expliqués par le modèle.

Les phénomènes se produisant lors de l'inversion de polarité avec un champ exciteur de forte amplitude sont moins clairs. On peut supposer que celui-ci est suffisamment élevé pour faire disparaître à la fois les vortex préalablement piégés et les courants produisant le champ piégé, tout en faisant entrer un nombre suffisant d'anti-vortex pour que leur piégeage conduise à la génération de courants d'une intensité équivalente mais de sens opposé à ceux qui y circulaient avant l'application du pulse.

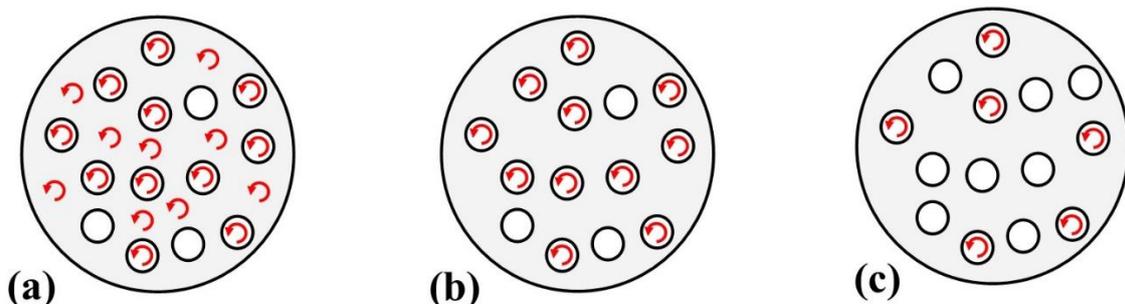


Fig.31 : représentation schématique de l'évolution de la population des vortex lors de l'aimantation par champ pulsé des supraconducteurs à 77K ; a) pendant la montée du pulse, un grand nombre de vortex (↻) entrent dans le supraconducteur ; b) après le pulse un nombre important de sites de piégeage (○) sont occupés par ces vortex ; c) l'application de pulses de faible amplitude et de polarité inverse dépeuple certains de ces sites.

A basse température, la densité de courant critique étant élevée, les courants circulant dans les échantillons sont susceptibles de créer un champ piégé supérieur aux champs pulsés appliqués. Lors de l'application du pulse, des vortex entrent dans les supraconducteurs et y sont piégés, mais leur nombre est trop faible pour entraîner la circulation d'un courant dont la densité soit égale à la valeur critique. Lorsque l'on applique des pulses successifs de même polarité, un nombre croissant de sites de piégeage sont occupés, ce qui conduit à l'augmentation progressive des courants supraconducteurs et du champ piégé (voir Fig.32).

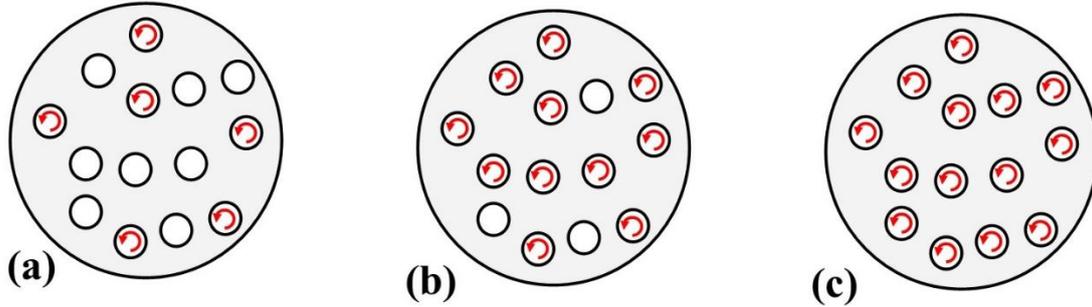


Fig.32 : représentation schématique de l'évolution de la population des vortex lors de l'aimantation par champ pulsé des supraconducteurs à basse température ; a) après le premier pulse, seuls un petit nombre de sites de piégeage sont occupés (○) ; b) et c) les pulses suivants augmentent progressivement le nombre de vortex piégés (⊙).

Suivant le modèle de Bean, le champ piégé ne peut toutefois excéder la moitié du champ d'excitation. De plus, l'échantillon étant hors d'équilibre, au-delà d'une certaine densité de vortex piégés, l'agitation des vortex entrant peut aussi libérer plus de vortex préalablement piégés qu'ils ne s'en piègent de nouveaux, ce qui conduit à une diminution du champ piégé. Là encore, on peut rendre compte de l'augmentation du champ piégé avec le nombre de pulses avec un modèle simple. On suppose cette fois que l'augmentation du nombre de vortex piégés après k pulses est proportionnel à la différence entre le nombre de vortex piégés précédemment et le nombre N_0 qu'il est possible de piéger avec l'intensité des pulses appliqués. On obtient :

$$N_k = N_{k-1} + p^*(N_0 - N_{k-1}) = [1 - (1 - p^*)^k]N_0 \quad [\text{Eq.15}]$$

et :

$$B_{p_k} = B_{p_{k-1}} + p^*(B_0 - B_{p_{k-1}}) = [1 - (1 - p^*)^k]B_0 \quad [\text{Eq.16}]$$

Dans les Eqs.15 et 16, p^* est la probabilité de piégeage d'un vortex et B_0 le champ maximal que l'on puisse obtenir avec l'impulsion utilisée. Le modèle ci-dessus a été appliqué en prenant $p^*=0.6$ à des mesures effectuées sur l'échantillon SA4-1 après a) des pulses de 1.5T envoyés à 77K et b) des pulses de 3T envoyés à 55K, 50K et 45K. Les résultats sont reportés Fig.33.

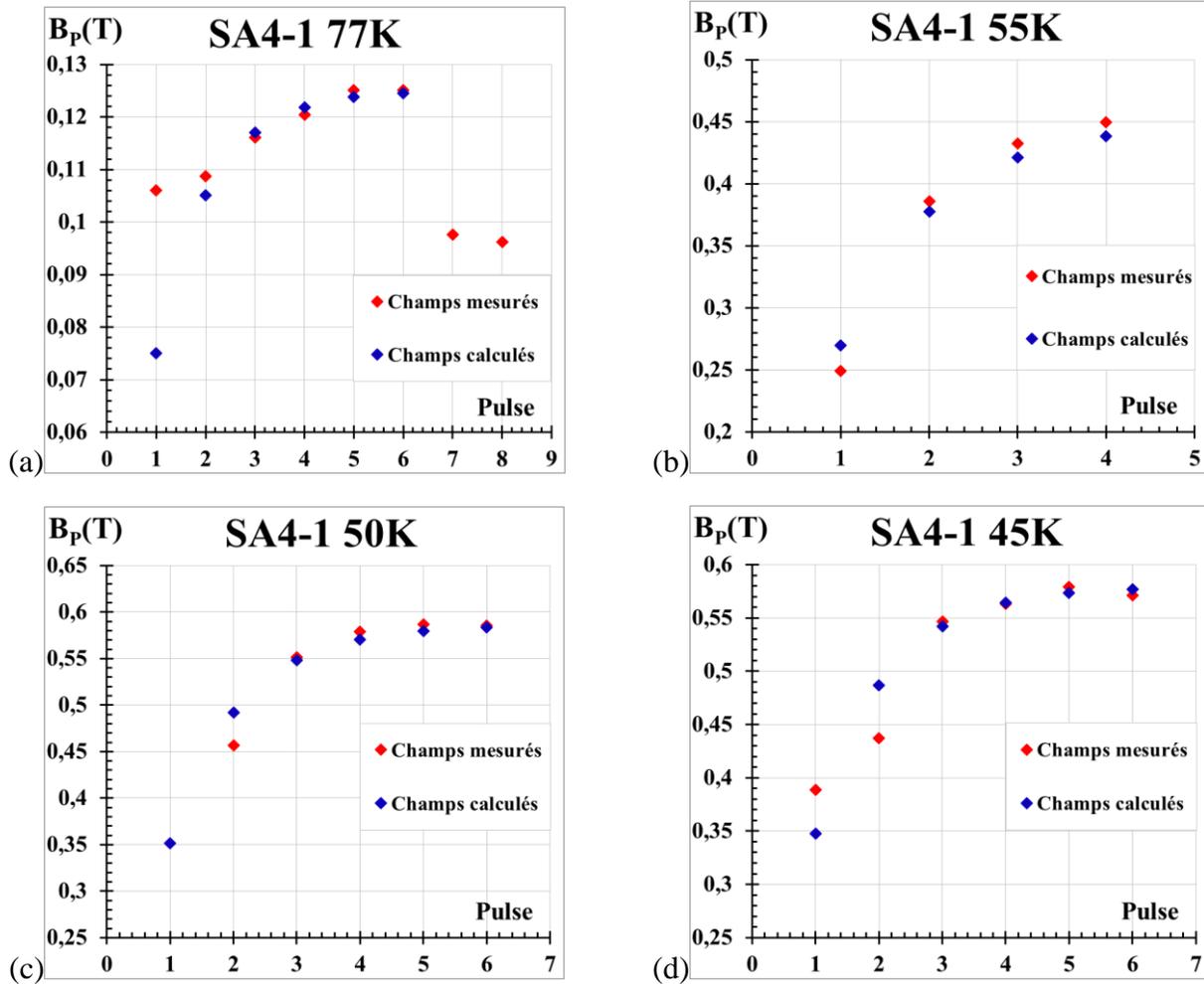


Fig.33 : Champs piégés à 77K sur l'échantillon SA4-1 par pulses de 1.6T et à 55K, 50K et 45K par pulses de 3T. Les champs piégés sont reproduits avec l'Eq.17.

L'accord entre valeurs calculées et valeurs mesurées est bon. La variation du champ piégé avec le nombre de pulses de 1.6T appliqués à 77K est similaire à celle observée avec des pulses de 3T à plus basse température. On note que les dernières impulsions envoyées à 77K provoquent une diminution du champ piégé. Il est remarquable que p^* ne dépende pas de la température alors que le champ piégé varie considérablement entre 45K et 77K. Cette quantité dépend par contre de l'échantillon comme le montrent les mesures faites sur l'échantillon SA2 à 77K avec un champ de 0.5T et reportées sur la Fig.34.

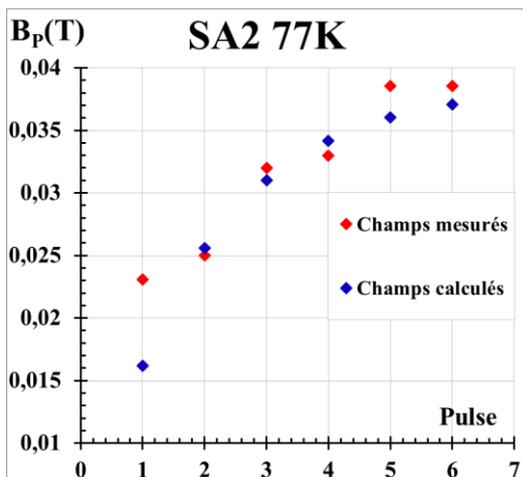


Fig.34 : Champ piégé à 77K sur l'échantillon SA2 par pulses de 0.5T et à 77K

Dans ce cas, il faut prendre $p^*=0.42$ pour reproduire les champs piégés mesurés. Tous ces phénomènes sont compliqués par la dissipation de chaleur accompagnant le déplacement des vortex. Celle-ci ne semble pas perturber l'aimantation des échantillons se trouvant dans l'azote liquide dans lequel la chaleur s'évacue facilement. L'évacuation de la chaleur est beaucoup plus difficile pour les échantillons placés dans le cryostat puisque elle se fait par conduction à travers des solides. Le phénomène est de plus en plus marqué lorsque la température décroît car la diminution de la capacité calorifique des matériaux refroidis provoque une forte augmentation de leur température en réponse à un dégagement de chaleur modéré, comme le montrent la comparaison des variations de température induits par un même pulse à 65K et 40K publiée par Ainsly et al. [19]. Bien que des champs élevés aient pu être piégés sur des céramiques MgB₂ en-dessous de 40K en champ pulsé [21], ce problème limite certainement les performances des cryo-aimants aimantés par champ pulsé à basse température.

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rapporté le comportement des supraconducteurs massifs après aimantation.

Les mesures de forces de lévitation et de champs piégés le long de l'axe principal du supraconducteur ont permis de déterminer la densité de courant J_c ainsi que l'épaisseur t sur laquelle circule celui-ci.

Les systèmes d'étude du champ piégé mis en place ont permis de caractériser différents supraconducteurs de faibles dimensions, cuprates et intermétalliques MgB₂, par refroidissement sous champ (FC), refroidissement hors champ (ZFC) et champ pulsé (PFM).

Alors que l'aimantation par FC à haut champ permet la saturation de l'échantillon, nous avons pu montrer, à la température de l'azote liquide, que l'application d'un seul pulse permet de piéger 80% du champ à saturation que ce soit avec un échantillon YBCO ou un échantillon GdBCO. Nous avons pu également montrer que l'inversion de polarité du champ exciteur permet l'inversion de l'aimantation du cryo-aimant et que l'application d'une rampe de pulses adéquate permet le contrôle de l'intensité du champ piégé.

Les mesures dans le cryostat ont permis l'aimantation des supraconducteurs YBCO et GdBCO entre 20 K et 90 K. L'aimantation des échantillons dans cette gamme de température a montré que l'inversion de l'aimantation d'un supraconducteur est possible quelle que soit la température et qu'il est également possible de contrôler l'intensité du champ piégé par l'application d'une séquence de pulses appropriée.

Références

- [1] Bean C P, Magnetization of high-field superconductors *Rev. Mod. Phys.* 36 31–9 (1964)
- [2] Chen I-G Liu J Weinstein R Lau K Characterization of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ including critical current density J_c by trapped magnetic field *Journal of Applied Physics* **72**, 1013 (1992).
- [3] Boughrara K and Ibtouen R, Magnetic field distribution and levitation force calculation in HTSC-PMG MAGLEV vehicles *Prog. Electromagn. Res. B* 55 63 (2013).
- [4] Yang Y and Zheng X J, Method for the solution of the interaction between superconductor and permanent magnet *J. Appl. Phys.* 101 113922, (2007)
- [5] Zhang X Y, Zhou Y H and Zhou J, Modeling of symmetrical levitation force under different field cooling processes *Physica C* 468 401, (2008)
- [6] Zhou J, Zhang X and Zhou Y, An improvement of frozenimage model and its application in a HTS levitation system *Theor. Appl. Mech. Lett.* 1 031001, (2011)
- [7] Johansen T H and Bratsberg H, Theory for lateral stability and magnetic stiffness in a high- T_c superconductor magnet levitation system *J. Appl. Phys.* 74 4060, (1993).
- [8] Johansen T H, Mestl H and Bratsberg H, Investigation of the lateral magnetic force and stiffness between a high- T_c superconductor and magnet of rectangular shapes *J. Appl. Phys.* 75 1667, (1994)
- [9] Brandt E H, Superconductor disks and cylinders in an axial magnetic field: I. Flux penetration and magnetization curves *Phys. Rev. B* 58 6506, (1998)
- [10] Dias DH Motta ES Sotelo GG de Andrade R Jr, Experimental validation of field cooling simulations for linear superconducting magnetic bearings *Supercond. Sci. Technol.* **23** 075013, (2010)
- [11] Navau C Sanchez A, Magnetic properties of finite superconducting cylinders. II. Nonuniform applied field and levitation force *Phys.Rev.B* **64** 214507, (2001)
- [12] P Bernstein *et al*, A new approach to the current distribution in field cooled superconductors disks *Supercond. Sci. Technol.* 31 015008, (2018).
- [13] M. Morita, S. Takebayashi, M. Tanaka, K. Kimura, K. Miyamoto and K. Sawano, *Adv. Supercond.* 3, 733-736 (1991).

- [14] J.G. Noudem, M. Aburras, P. Bernstein, X. Chaud, M. Muralidhar and M. Murakami, *J. Appl. Phys* 116, 16916 ;10.1063/1.4900725, (2014).
- [15] C.P. Bean, *Phys. Rev. Lett.* 8, 250-253 (1962).
- [16] Haitao Cao, Nahed Moutalbi, Christelle Harnois, Rui Hu, Jinshan Li, Lian Zhou, Jacques G. Noudem, *Physica C* 470, 68–74, (2010).
- [17] Bashar GONY “Aimantation de pastilles supraconductrices” thèse de doctorat, université de Lorraine, Septembre, (2015).
- [18] M D Ainslie, H Fujishiro, T Ujiie, J Zou, A R Dennis, Y-H Shi and D A Cardwell “Modelling and comparison of trapped fields in (RE)BCO bulk superconductors for activation using pulsed field magnetization” *Supercond. Sci. Technol.* **27**, 065008, (2014).
- [19] M D Ainslie, H Fujishiro, H Mochizuki, K Takahashi, Y-H Shi D K Namburi, J Zou, D Zhou, A R Dennis and D A Cardwell “Enhanced trapped field performance of bulk high temperature superconductors using split coil, pulsed field magnetization with an iron yoke” *Supercond. Sci. Technol.* **29**, 074003 (2016).
- [20] M D Ainslie and H Fujishiro “Modelling of bulk superconductor Magnetization” *Supercond. Sci. Technol.* **28**, 053002, (2015).
- [21] H Fujishiro, H Mochizuki, M D Ainslie and T Naito “Trapped field of 1.1T without flux jumps in an MgB2 bulk during pulsed field magnetization using a split coil with a soft iron yoke” *Supercond. Sci. Technol.* **29**, 08400, (2016).

Conclusion générale

Dans ce travail de thèse, on a présenté une étude bibliographique des différents procédés utilisés pour aimanter les supraconducteurs. Celle-ci a été précédée d'une présentation générale de la supraconductivité et de ses principales applications.

Le travail effectué comporte trois parties essentielles. La première est le développement du générateur de courant pulsé, la deuxième la conception et la fabrication des inducteurs et leur mise en place dans le cryostat. La troisième partie est la caractérisation des supraconducteurs, leur aimantation par des pulses de champ et l'analyse des résultats obtenus.

L'un des objectifs principaux de la thèse était la conception et la fabrication d'un générateur de pulses de courant "compact" et "original" permettant l'intégration d'un inducteur dans de multiples configurations. Un prototype pouvant générer un champ magnétique élevé (3 T) a été conçu et réalisé. Il a été préalablement simulé afin de dimensionner les composants du système, les contraintes liées au montage et à la fabrication de l'appareil ainsi que les modifications permettant son optimisation ont été exposées.

Des inducteurs fonctionnant aussi bien dans l'azote liquide (77K) que dans un cryostat refroidi par un cryo-générateur (20K - 90 K) ont été développés. Nous avons étudié l'influence du nombre de pulses et de leurs intensités sur le champ piégé ainsi que la possibilité d'inverser celui-ci. Il a été possible avec le système développé de générer des rampes de 1 à 8 pulses positifs ou négatifs allant de 0,2 à 3 Tesla avec un inducteur de 45 mm de diamètre extérieur.

Les mesures et essais effectués ont montré que l'efficacité du dispositif dépend pour une large part des propriétés des parties refroidies :

- Elles doivent avoir une faible dilatation thermique. Elles doivent de plus avoir une bonne tenue mécanique dans la gamme de température souhaitée car elles doivent conserver leur forme sous la contrainte exercée par les forces magnétiques entre 300K et 10K.
- Elles doivent avoir une forte conductivité thermique afin que la puissance frigorifique du doigt froid soit transmise au cryo-aimant supraconducteur.
- Elles doivent être amagnétiques et isolantes électriquement. Bien que soumises à des champs magnétiques proches de ceux appliqués au matériau supraconducteur, elles doivent rester insensibles aux impulsions appliquées.

Les mesures effectuées sur les supraconducteurs après aimantation par champ pulsé ont permis d'obtenir les résultats suivants :

- A 77K, il a été possible par aimantation en champ pulsé de piéger 80% du champ piégé en refroidissement sous champ.
- L'inversion complète du champ magnétique à 77K a été mise en évidence. En revanche, à $T < 77K$, plusieurs pulses ont été nécessaires pour saturer les cryo-aimants ou inverser à 100 % le champ magnétique. L'inversion du champ magnétique répond à l'un des impératifs industriels de l'étude.
- A 55K un champ magnétique de 0.9 T reproductible a été piégé après aimantation par champ pulsé d'un échantillon GdBCO. Ce résultat répond à l'autre objectif du travail de thèse qui était d'obtenir grâce aux cryo-aimants supraconducteurs un champ magnétique proche de 1 T.

Enfin, les mesures de force de lévitation ont permis de caractériser les nappes de courant circulant dans les supraconducteurs, c'est-à-dire de déterminer leur densité de courant critique, J_c ainsi que l'épaisseur, t dans laquelle circulent ces courants.

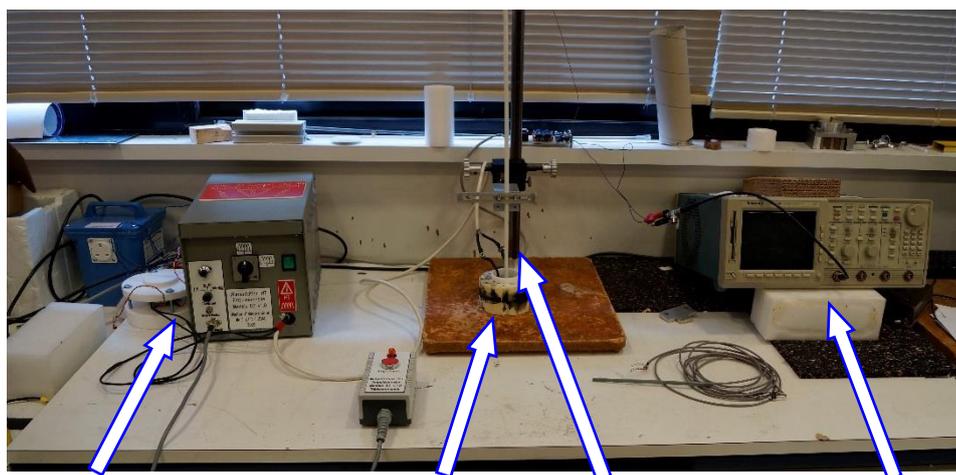
Tous les objectifs de la thèse ont été atteints. Ceci permet au partenariat entre le CRISMAT et l'entreprise CAYLAR d'envisager de mettre en œuvre dans un futur proche les cryo-aimants inversibles et à champ ajustable par courant pulsé requis par certaines applications.

Annexe

Cette annexe décrit les plateformes expérimentales développées dans le cadre de cette thèse.

1) Dispositif de champ pulsé à 77K

Le premier montage réalisé était destiné à l'aimantation d'échantillons à 77K par champ pulsé. Le courant pulsé était généré par le premier prototype de générateur réalisé au début de la thèse. Il était basé sur une décharge capacitive, utilisait les inducteurs présentés dans au chapitre 3. La capacité déchargée était de 4,7 mF, la tension de travail de 320V et le champ maximal de 1,5 Tesla. Le champ était visualisé sur un oscilloscope (Fig.1) et mesuré à la surface du supraconducteur pendant et après le pulse.



Générateur pulsé
1,5T

Dewar et
supraconducteur

Sonde de hall
axiale

Oscilloscope

Fig.1 : Photographie du pôle d'aimantation en champ pulsé 1,5T à 77K

Nous avons également mis au point un système d'aimantation pulsé en configuration de Helmholtz avec deux supraconducteurs en vis-à-vis et deux inducteurs montés en série (Fig.2).

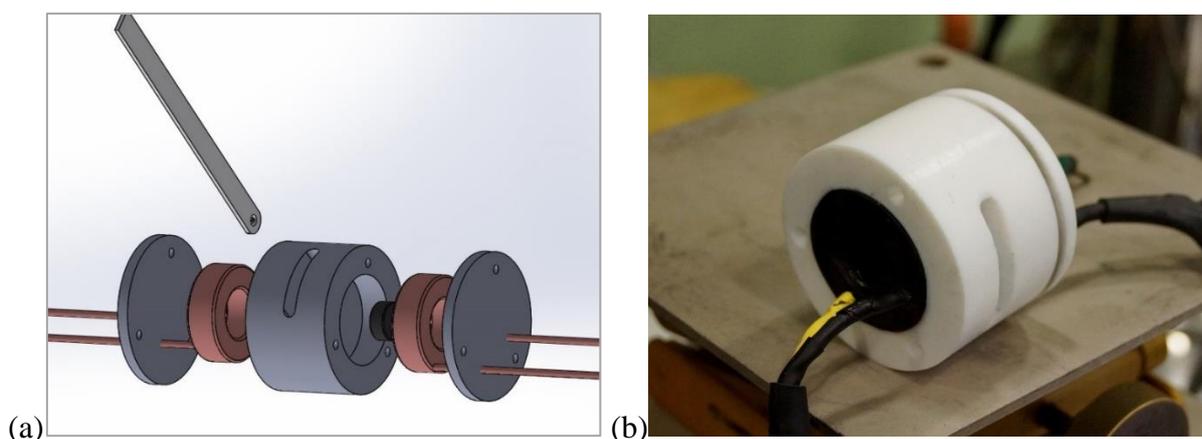


Fig.2 : Schémas (a) et photographie du montage (b) à base de cryo-aimants supraconducteurs

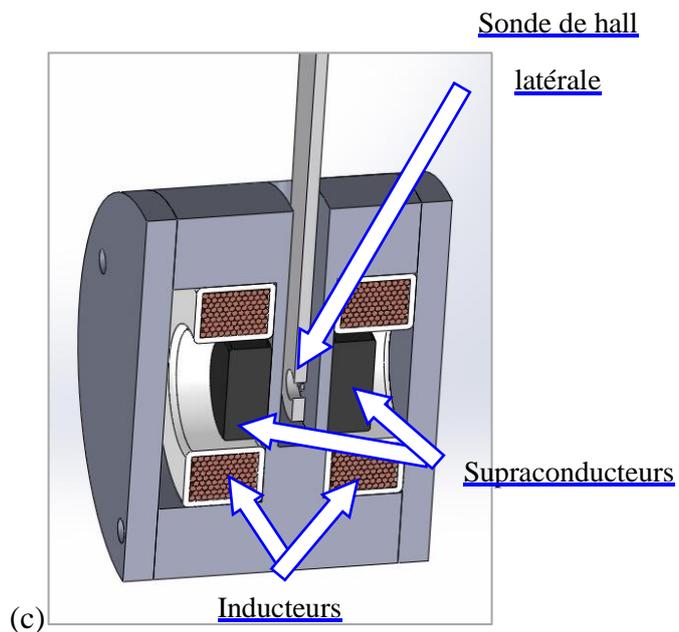


Fig.2 (c) : Schéma détaillé du montage Helmholtz à base de cryo-aimants supraconducteurs

La mise au point des systèmes d'aimantation pulsée a donné lieu à la fabrication des sondes de hall et de sources de courants régulées (Fig.3).

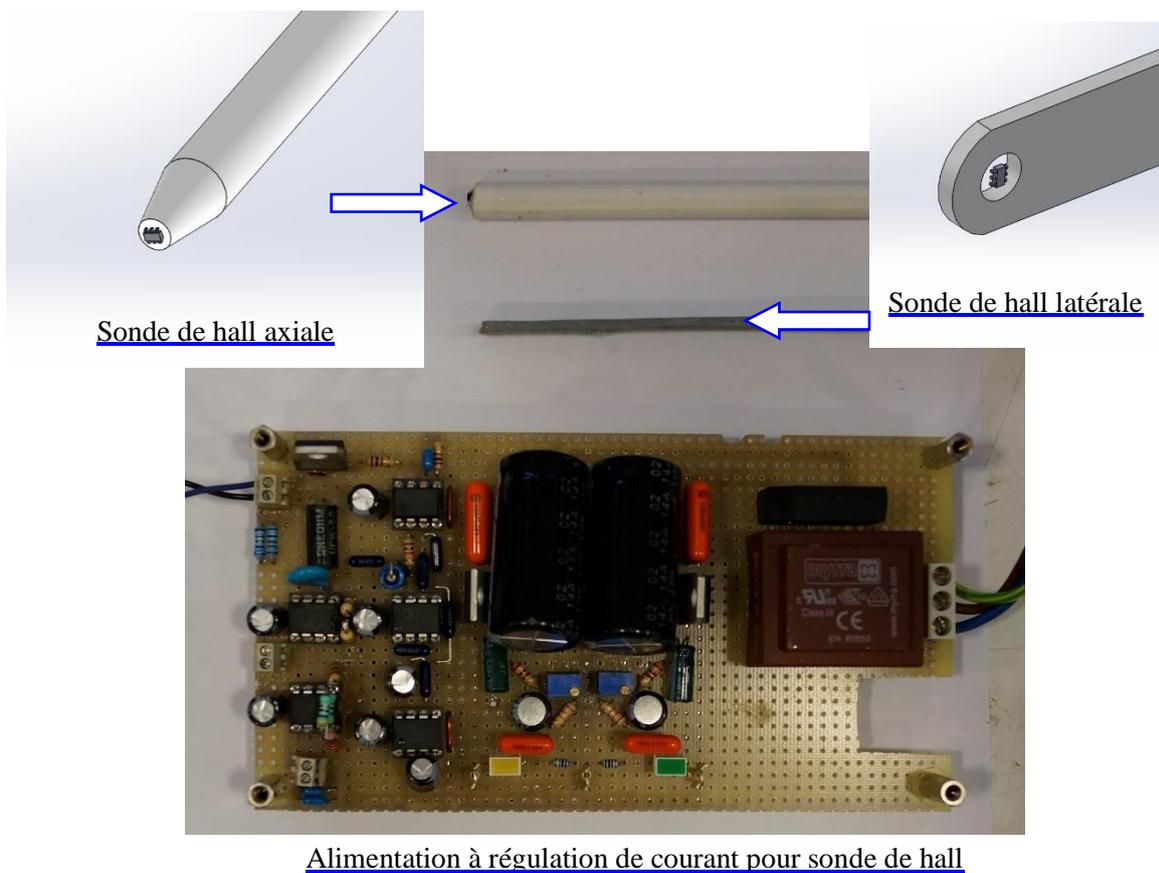


Fig.3 : Photographie et schémas des sondes de hall et des alimentations à régulation de courant pour les mesures à 77K

2) Aimantations et mesures sous champ (FC)

Le second montage comprenait un cryostat et une table de déplacement montée sur rail. Il permet, d'aimanter les supraconducteurs placés soit dans un bain d'azote liquide à 77K soit dans un cryostat avec un aimant permanent. Ce système a l'avantage de pouvoir contrôler parfaitement la distance entre l'aimant permanent et le supraconducteur.

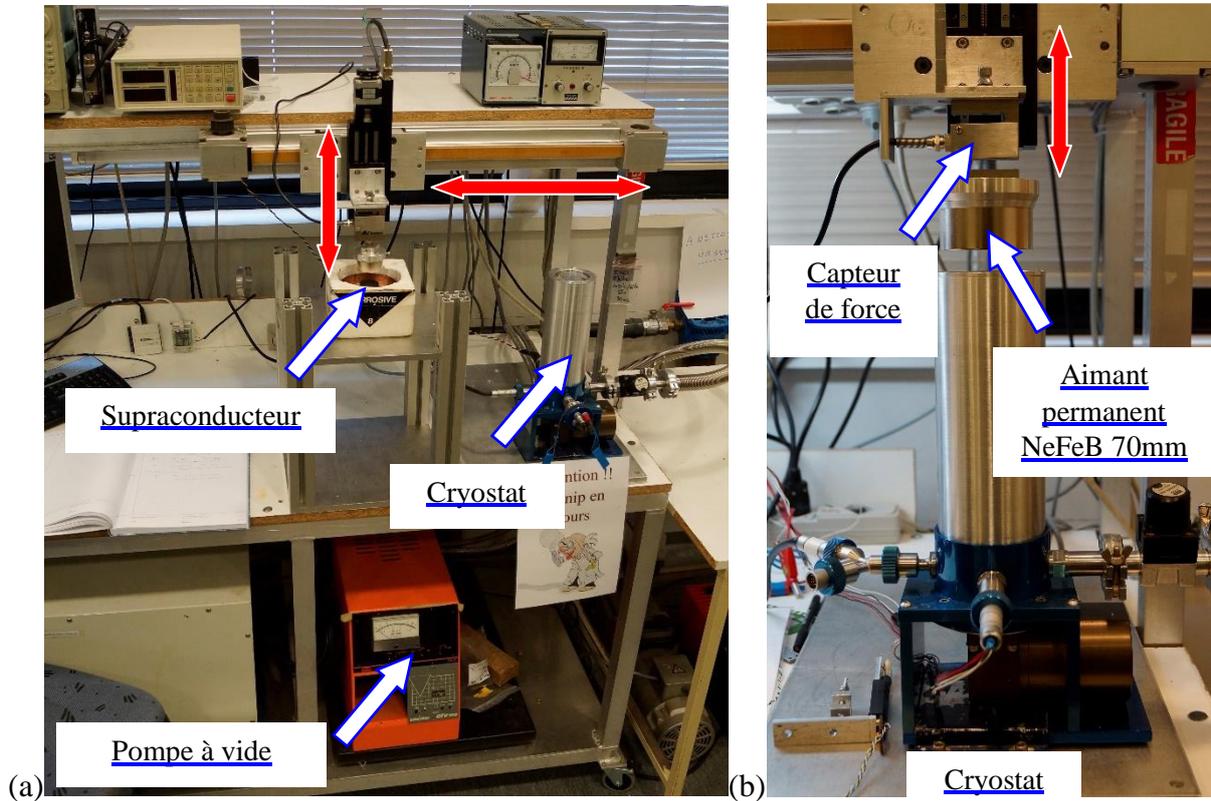


Fig.4 : Photographie du pôle d'aimantation par Field Cooling à 77K et sous cryostat.

3) Nouvelle plateforme expérimentale

Le dernier montage rassemble les possibilités des précédents. Il permet d'aimanter les supraconducteurs en FC et en PFM soit à 77K soit à température variable (Fig.5).

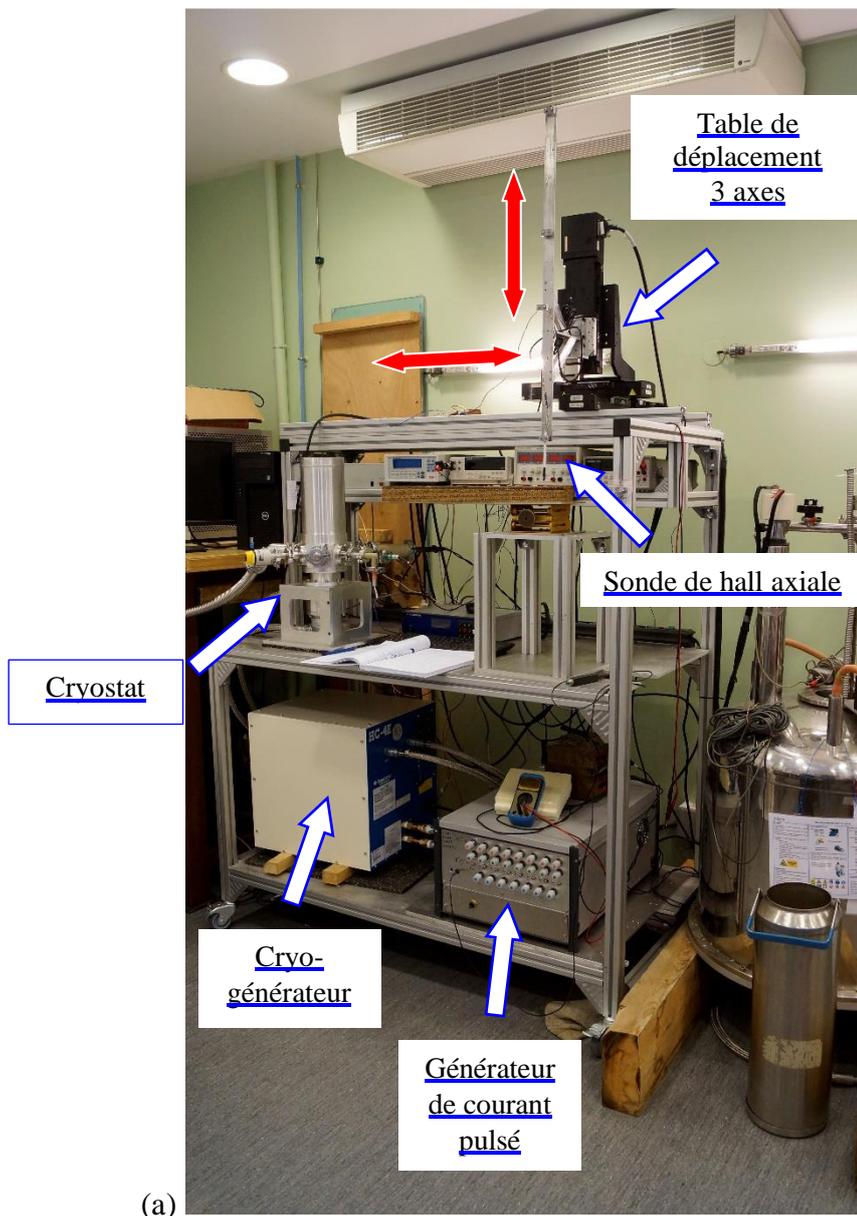


Fig.5 : Photographie du pôle d'aimantation par Field Colling et champ pulsé à 77K ou dans un cryostat.

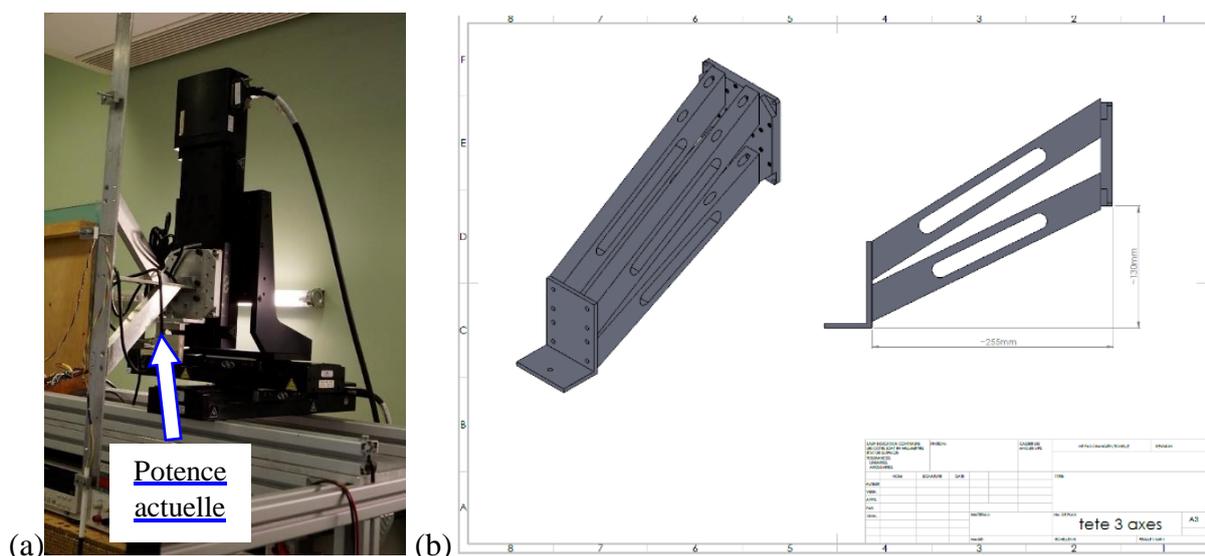


Fig.6 : Photographie de la table de déplacement 3 axes (a) et de la nouvelle potence en cour de fabrication (b).

4) Projet d'introduction du cryostat long dans la bobine. Aimantation DC à haut champ

Les dispositifs en place au laboratoire n'ont pas, à l'heure actuelle, la possibilité d'aimanter les supraconducteurs sous champ continu intense à des températures différentes de 77K. Nous avons étudié la possibilité d'introduire le cryostat "long" dans la bobine d'induction (5T). La table de travail (Fig.7) a été aménagée à cette fin. Le dispositif combine le déplacement sur rail du cryostat et un système de levage de la bobine.

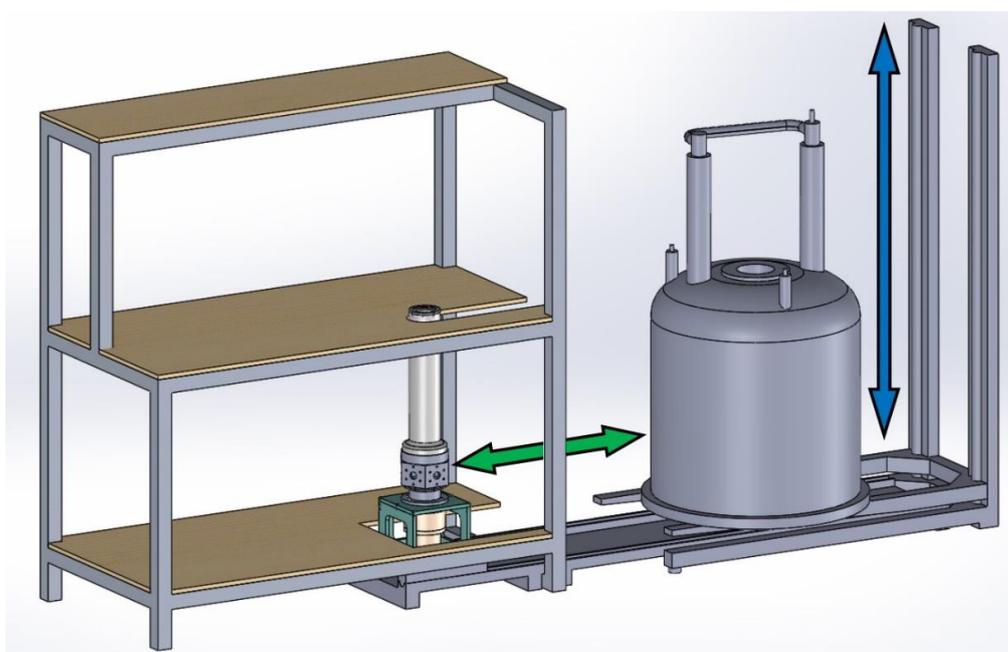


Fig.7 : Schéma du projet d'aimantation sous champ intense continu en fonction de la température.

TITRE : Développement d'un dispositif de champ magnétique à base de Cryo-aimants supraconducteurs

RESUME

Les cryo-aimants supraconducteurs sont des sources de champs magnétiques intenses, compactes et peu gourmandes en énergie. Il existe diverses méthodes d'aimantation mais seule l'aimantation par champ magnétique pulsé (PFM) permet d'obtenir des champs excitateurs élevés sans recourir à des bobines supraconductrices refroidies.

Basé sur une collaboration industrielle, ce travail a été consacré dans un premier temps à la conception d'un générateur de courant pulsé compact et évolutif générant des rampes de pulse de polarité réglage pouvant atteindre 3000A.

Dans un second temps, nous avons mis en place les différents systèmes permettant l'aimantation des cryo-aimants refroidis soit à 77 K, soit dans un cryostat refroidi par un cryo-générateur.

Enfin, l'aimantation par pulses de champ des cryo-aimants supraconducteurs a montré la possibilité de piéger un champ magnétique de l'ordre du tesla, réversible et reproductible. Les résultats obtenus répondent aux impératifs industriels de l'étude. Ils sont très encourageants pour le développement d'un dispositif de champ magnétique réversible à base de cryo-aimants supraconducteurs pour l'instrumentation scientifique ou pour les applications électrotechniques.

MOTS CLES : Cryo-aimants supraconducteurs, générateur compact, aimantation, champ magnétique pulsé (PFM)

ABSTRACT

Superconducting cryomagnets are high magnetic fields sources that are both compact and energy efficient. There are various magnetization technics but only the magnetization by pulsed magnetic field (PFM) results in high excitation fields, that otherwise could only be obtained with large superconducting coils.

This work was done in the framework of an industrial collaboration. In a first step, a compact and innovative pulse current generator enabling the generation of pulses with a 3000 Amps maximum intensity was designed and fabricated. Secondly, different systems for the magnetization of cryo-magnets either cooled down to 77 K or cooled in a cryostat by a cryo-generator were implemented. Finally, the pulsed field magnetization of superconducting cryo-magnets has shown that reversible and reproducible magnetic field in the one Tesla range could be generated by the set up.

The results obtained are consistent with the industrial goals of this study. They are very encouraging for the development of reversible magnetic field devices based on superconducting cryo-magnets and dedicated to scientific instrumentation or for electrotechnical applications.

Key words: Superconductor cryomagnets, Compact generator, magnetization, Pulsed Field Magnetization (PFM)