

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur Et de la Recherche Scientifique

Université de Batna

Faculté des Sciences de l'Ingénieur

Département d'Electrotechnique

MEMOIRE

Pour l'obtention du titre de

Magister en Electrotechnique

Option : Matériaux Electrotechniques

Présenté par :

KEBBAB Nouredine

Ingénieur d'Etat en Electrotechnique de l'Université de Batna

Thème

**Les Supraconducteurs,
Modèles et Applications**

Soutenu le, 05/04/2007

Devant le jury

A. GUETTAFI	Pr. Université de Batna	président
L. MOKHNACHE	M.C Université de Batna	Rapporteur
L. MOKRANI	M.C Université de Laghoaut	Examineur
S. BOUKHTACHE	M.C Université de Batna	Examineur
F.Z LOUAI	M.C Université de Batna	Examineur

SOMMAIRE

Sommaire

INTRODUCTION GENERAL	1
CHAPITRE I : supraconductivité approche phénoménologique	
1.1 : INTRODUCTION	3
1.2 : DIFINITION EST GRANDEURS FONDAMENTALS	3
1.3 : UN BREFRAPPEL HESTORIQUE	5
1.4: LES TYPES DE SUPRACONDUCTEURS	6
1.4.1: LES SUPRACONDUCTEURS DE TYPE 1	6
1.4.2: LES SUPRACONDUCTEURS DE TYPE 2	6
1.5: LES PRINCIPAUX FAIT EXPEREMONTAUX	6
1.5.1: CONDUCTIVITE INFINIE	6
1.5.2 : EFFET MEISSNER	7
1.5.3 : COURANTS PERSISTANTS ET QUANTIFICATION DU FLUX	9
1.5.4 : CHALEUR SPECIFIQUE	10
1.5.5 : GAP D'ENERGIE	11
1.5.6 : EFFET ISOTOPIQUE	11
1.6. LES PRINCIPALES THEORIES PHENOMENOLOGIQUE RELATIVES A LA SUPRACONDUCTIVITE	12
1.6.1. CHAMP CRITIQUE TERMODYNAMIQUE	12
1.6.2. THEORIE DE F. ET H. LONDON	13
1.6.3. LA THEORIE DE GINZBURG-LANDAU	14
1.6.3.1 : THEORIE DE LANDAU DES CHANGEMENTS DE PHASES	14
1.6.3.2 : APPLICATION A LA SUPRACONDUCTIVITE	14
1.6.3.3 : SOLUTION DANS DES CAS SIMPLES. LONGUEURS CARACTERISTIQUES ..	18
1.6.3.4 : QUANTIFICATION DU FLUX	21
1.6.3.5 : LES DEUX TYPES DE SUPRACONDUCTEURS	22
1.7 : LA THEORIE MICROSCOPIQUE DE LA SUPRACONDUCTIVITE (LA THEORIE BCS)	29
1.7.1 PRINCIPE DE BASE DE LA THEORIE BCS	29
1.7.2 : LA PRINCIPALE REMISES EN UESTION	30
1.8 :CONCLUSION	30
Chapitre II : grandes familles de supraconducteurs et leurs fabrication	
II.1 : INTRODUCTION	31
II.2 : GRANDES FAMILLES DE SPRACONDUCTRICES	32

Sommaire

II.2.1 : SUPRACONDUCTEURS A BASSE TEMPERATURE CRITIQUE.....	32
II.2.1.1 :ELEMENTS SIMPLES.....	32
II.2.1.2 : ALLIAGES SIMPLE A BASE DE NIOBIOM.....	33
II.2.1.3 : COMPOSES DE STRUCTURES A15.....	35
II.2.1.4 : PHASE DE CHEVREL.....	37
II.2.2 : LES SUPRACONDUCTEURS A HAUTE TEMPERATURE CRITIQUE.....	38
II.2.2.1 : STRUCTURE CRISTALLINE.....	39
II.2.2.2 : CARACTERISTIQUES SUPRACONDUCTRICES.....	42
II.2.2.3: COURANTS CRITIQUES.....	42
II.2.2.4 :MISE EN FORME.....	45
II.2.3. LES SUPRACONDUCTEURS ATYPIQUES.....	46
II.2.3.1. LES FULLERENES.....	46
II.2.3.2. LES SUPRACONDUCTEURS ORGANIQUES.....	46
II.2.3.3. LES FERMIONS LOURDS.....	47
II.6. CONCLUSION.....	47

Chapitre : III applications de la supraconductivité

III.1 : INTRODUCTION.....	50
III.2 : AIMANTS POUR L'INSTRUMENTATION SCIENTIFIQUE.....	50
III.2.1 :REALISATION D'AIMANTS POUR L'INSTALLATION DE LABORATOIRE	50
III.3 : RECHERCHES SUR LA FUSION NUCLEAIRE.....	51
III.4 : LA CONSTRUCTION DES GROSSES BOBINES SUPRACONDUCTRICE.....	51
III.5 : PRODUCTION DE CHAMP MAGNETIQUE CONSTANT DANS LE TEMPS.....	51
III.6 : AIMANTS POUR L'IMAGERIE PAR RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE.....	52
III.7 : STOCKAGE MAGNETIQUE DE L'ENERGIE.....	53
III.8 :LEVITATION MAGNETIQUE.....	55
III.9 : CABLES POUR LE TRANSPORT DE L'ENERGIE ELECTRIQUE.....	56
III.9.1 : QUELQUES PROPRIETES DES LES LIGNES DE TRANSPORT DE L'ENERGIE ELECTRIQUE	57
III.9.2 : INTERET DES SUPRACONDUCTEURS.....	57
III.10 : LES TRANSFORMATEURS.....	60
III.11 : LES MACHINES ELECTRIQUES.....	62
III.11.1 : LES MACHINES ASYNCHRONES	62

Sommaire

<i>III.11.2 : LES MACHINES SYNCHRONES</i>	62
<i>III.12 : LIMITEURS DE COURANT</i>	64
<i>III.13 : APPLICATIONS ELECTRONIQUES</i>	65
<i>III.14 : CONCLUSION</i>	65
<i>Chapitre IV: modélisation d'une bobine supraconductrice</i>	
<i>IV.1 : INTRODUCTION</i>	67
<i>IV.2 : ORIGINE DES PERTES DANS LES SUPRACONDUCTEURS DE TYPE II</i>	67
<i>IV.3 : MODELES DE SUPRACONDUCTEURS</i>	69
<i>IV.3.1: MODELE DE LA LOI E (J)</i>	69
<i>IV.3.2: MODELE DE L'ETAT CRITIQUE ET MODELE DE BEAN</i>	70
<i>IV.4 : IV.4 : MODELISATION ANALYTIQUE D'UN SOLENOÏDE SUPRACONDUCTEUR</i>	74
<i>IV.4.1 : ETAPES DU CALCUL</i>	74
<i>IV.4.2 : DETERMINATION DES EQUATIONS DU MODELE</i>	75
<i>IV.4.2.1 : REPARTITION DES GRANDEURS ELECTROMAGNETIQUES</i>	75
<i>IV.4.2.2 CALCULE DES PERTES INSTANTANEE ET MOYENNE</i>	80
<i>IV.5 : APPLICATION A UNE BOBINE REELLE</i>	82
<i>IV.6. CONCLUSION</i>	86
<i>CONCLUSION GENERAL</i>	88

Remerciements

Je remercie :

Mon encadreur L.MOKHNACHE

*Touts ceux ou celle qui on de pré ou de
loin contribuer à ce travail.*

*Je remercie également mes camarades pour leur
soutient dans les moments difficiles.*

A ma mère
A ma famille
A tous mes amis

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Les matériaux conventionnels utilisés dans les différents domaines de l'électrotechnique ont atteint leurs limites d'utilisation à cause des limitations de leurs performances, limitations dues aux échauffements dans les matériaux résistifs, et aux champs de saturation dans les matériaux magnétiques. A tous ses inconvénients les matériaux supraconducteurs paraissent à première vue pouvoir remédier, grâce à leurs remarquables propriétés (résistivité nulle, densité de courants élevée,...).

Mais les choses ne sont pas aussi simples, car les supraconducteurs ont aussi leurs inconvénients notamment la température critique très basse (aux environs de $4K^0$). C'est cet inconvénient majeur qui a limité l'utilisation des supraconducteurs à des domaines particuliers notamment les recherches nécessitant des champs magnétiques très élevés que seules les bobines supraconductrices peuvent produire ainsi que quelques domaines d'applications qui peuvent se permettre le coup élevé des dispositifs supraconducteurs.

L'apparition des supraconducteurs à haute température critique a relancé l'intérêt pour les supraconducteurs, et a encouragé les recherches sur les applications de ce type de matériaux, notamment pour le transport de l'énergie électrique et la production de champs intenses. Un autre domaine d'application est la lévitation magnétique et les exploits qu'elle permet.

Malgré tous ce qui vient d'être cité, les supraconducteurs demeurent des matériaux très peu connus et auxquels on s'intéresse peu.

L'objectif principal de ce mémoire est de donner un aperçu général sur les supraconducteurs, en essayant de répondre aux questions suivantes :

- Qu'est ce qu'un supraconducteur ?
- Quelle est l'origine physique de la supraconductivité ? et quelles sont les principales théories qui ont tenté d'expliquer ce phénomène ?
- Quelles sont les grandes familles de supraconducteurs ?
- Quelles sont les applications et les intérêts d'un supraconducteur ?
- Comment peut-on modéliser un dispositif supraconducteur (exemple d'une bobine) ?

Le présent mémoire est structuré comme suit:

Le premier chapitre est consacré aux aspects phénoménologiques de la supraconductivité, nous y présentons les principales définitions concernant le phénomène ainsi que les principaux fait expérimentaux, et les théories phénoménologiques qui ont tenté de donner une explication du phénomène à l'échelle macroscopique notamment la célèbre théorie de ***GINZBURG-LANDAU*** qui à été présentée en détail avec ces principaux résultats à travers une

résolution de ses équations dans des cas simples [02]. Le principe de base de la théorie microscopique de *Bardeen, Cooper Schrieffer (BCS)* est présenté ainsi que la principale remise en question de cette théorie.

Le deuxième chapitre est consacré aux grandes familles de supraconducteurs. Dans ce chapitre on a cité les principales familles supraconductrices avec leurs caractéristiques ainsi que des brefs introductions à leurs techniques de mise au point.

Le troisième chapitre est consacré aux diverses applications de la supraconductivité, notamment dans les domaines liés à l'électrotechnique [01], tel que le transport de l'énergie, les machines...ect. D'autres domaines d'applications ont été aussi abordés tel que le domaine médical (IRM), et le domaine énergétique.

Le quatrième chapitre a été consacré à la présentation d'un modèle analytique pour un solénoïde supraconducteur calculé à partir des équations de *MAXWELL* et du modèle de *BEAN*. Le même travail a été fait par *E. VINOT* [21] [22] pour des bobine supraconductrice en forme de cylindre obtenu par des fils supraconducteurs de section rectangulaire. La présentation de ce modèle vise à donner un aperçu sur les travaux de modélisation des dispositifs supraconducteurs, et de leur comportement en champ magnétique variable.

Une conclusion générale clôture le présent manuscrit commentant les différents chapitres et relatant les perspectives de continuation de ce travail.

CHAPITRE 1

1.1 : INTRODUCTION

La compréhension d'un phénomène physique et de l'étendu de ses applications pratique passe forcément par une étude des fondements théoriques et des étapes hésiologiques par lesquelles il est passé depuis sa découverte. Comme il s'agit dans notre travail d'une étude de synthèse de la supraconductivité ou supraconductibilité. [03] Ce chapitre est entièrement consacré à cette fin, une approche théorique plus ou moins détaillée y'est exposée, avec une prise en compte des principaux fait expérimentaux. Dans notre rédaction nous avons cru bon de mettre l'accent sur la principale théories phénoménologique relatives à ce type de matériaux, qui est la théorie de **GINZBURGE-LANDAU** [02], la théorie microscopique de **BARDEEN-COOPER-SCHRIEFFER** [23], sera présentée à la fin du chapitre avec ces principaux résultats. Quelques tentatives d'interprétations théoriques qui les ont précédé seront abordées brièvement.

1.2 : DIFINITION EST GRANDEURS FONDAMENTALES

Un matériau est dit supraconducteur si en dessous d'une température bien déterminée il présente une résistance nulle au passage d'un courant électrique continu. La figure (1.1) représente la variation de la résistance au passage d'un courant électrique continu en fonction de la température pour un supraconducteur et un métal normale [01] [02] [24].

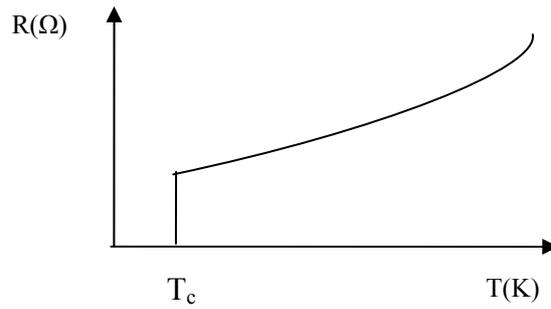
La supraconductivité est la propriété appartenant à certains matériaux de présenter une résistance électrique nulle en courant continu lorsque :

- La température est inférieure à une température critique T_c .
- Le champ magnétique n'excède pas un champ magnétique critique H_c .
- La densité de courant J ne dépassent pas la densité de courant critique J_c .

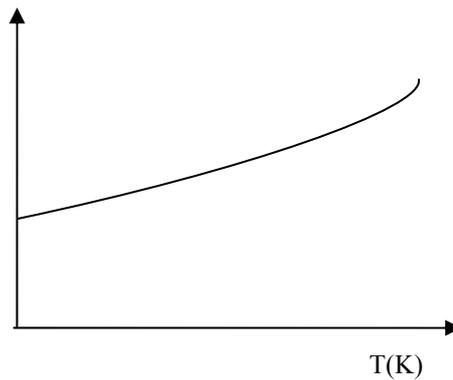
Donc la supraconductivité ne se manifeste que lorsque $T < T_c$, $H < H_c$ et $J < J_c$. la valeur critique de chacune des trois grandeurs est fonction des valeurs des deux autres. Donc on peut écrire que :

$$T_c = f(H,J) \text{ et } H_c = f(T,J) \text{ et } J_c = f(T,H) \text{ ou tout simplement } T_c(H,J), H_c(T,J), J_c(T,H).$$

Dans tout ce qui va suivre les trois grandeurs critiques seront notées T_c , H_c , J_c sous entendu que la valeur critique de chacune d'elles est fonction des valeurs des deux autres grandeurs. La figure (1.2) représente la surface critique délimitant la région où existe la supraconductivité [01].



(1.1.a) Disparition de la résistance électrique au dessous de T_c



(1.1.b) Variation de la résistance d'un métal normal en fonction de la température

Figure (1.1) : variation de la résistance électrique en fonction de la température pour un métal normale et un matériau supraconducteur

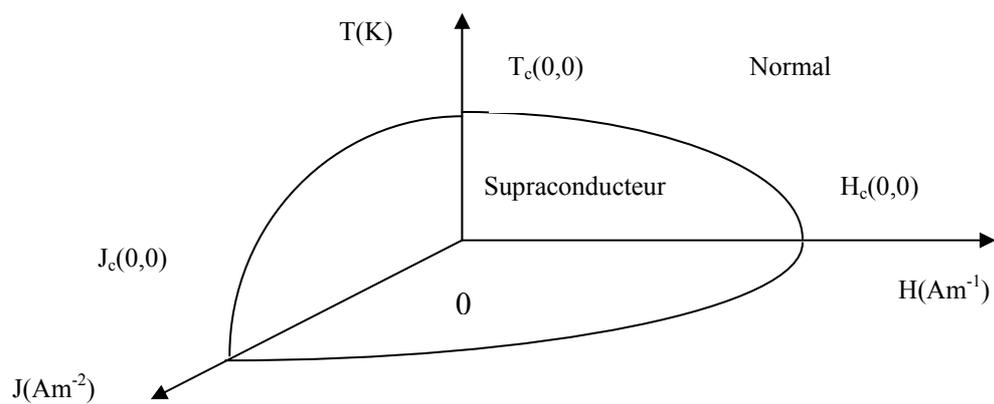


Figure (1.2) : Surface critique délimitant la région ou existe la supraconductivité

1.3 : UN BREF RAPPEL HISTORIQUE [10] [01] [22]

En 1911, alors que le physicien Néerlandais **Heike Kammerlingh Onnes** venait de réussir la liquéfaction de l'hélium (4,5°K), il proposa à Gilles Holst, un élève, de mesurer la résistivité d'un barreau de mercure. Ils découvrirent qu'elle s'annulait en dessous de 4,15°K, mais tous les éléments ne présentaient pas cette même caractéristique [01].

En 1933, **WALTER MEISSNER** et **R. OCHSENFELD** ont découvert qu'un métal pur supraconducteur (de type 1) présente une forme d'imperméabilité aux champs magnétiques, ce diamagnétisme parfait qui caractérise les matériaux supraconducteurs est appelé depuis l'effet **MEISSNER** [10].

Faute de théories convaincantes, les chercheurs se contentaient de tester, presque au hasard, différents alliages à base de titane, de strontium, de germanium, et surtout de niobium qui donnait de meilleurs résultats. Des recherches ont même été entreprises dans le domaine des molécules organiques et en particulier des fullerènes ou footballènes (à 33°K) [10].

En 1957, les physiciens américains **JOHN BARDEEN, LEON COOPER ET JOHN SCHIFFER** proposèrent la théorie B.C.S [23], qui décrit le principe fondamental de la supraconductivité : A basse température, les électrons d'un matériau supraconducteur se déplacent par paire de **COOPER** sous l'effet de vibrations appelées phonons. C'est grâce à l'étude de ces phénomènes vibratoires que les chercheurs ont pu progresser dans leur quête de matériaux supraconducteurs à hautes températures critiques.

En 1962 Brian Josephson a prédit les effets quantiques qui portent son nom et qui sont utilisés en détection ultrasensible de champs magnétiques [24].

Malheureusement, les matériaux testés ne dépassaient pas une température critique supérieure à 23°K et la théorie BCS semblait avoir atteint ses limites. En avril 1986, la découverte d'un supraconducteur à 34°K la remettait en cause.

De nouvelles générations de composés apparurent notamment Ba-La-Cu-O, Y-Ba-Cu-O et Ti-Sr-Ca-Cu-O ces deux derniers permettant de dépasser la température de l'azote liquide, coûtant dix fois moins cher et refroidissant vingt fois mieux que l'hélium liquéfié, et la communauté scientifique espérait pouvoir atteindre la température ambiante. Cependant, plus la température critique augmentait, plus le courant pouvant être conduit devenait faible et, en général, plus les performances s'amenuisaient et aujourd'hui, les efforts se concentrent sur la recherche de nouvelles théories capables d'amener la température de réfrigération des supraconducteurs de 164°K (record actuel nécessitant de hautes pressions) à la température ambiante [10].

1.4 : LES TYPES DE SUPRACONDUCTEURS :

Il existe deux types de supraconducteurs. Les supraconducteurs de type 1, et Les supraconducteurs de type 2. Chaque espèce est en réalité un regroupement de différents matériaux présentant les mêmes aspects généraux bien qu'ils soient tous différents.

1.4.1 : LES SUPRACONDUCTEURS DE TYPE 1

Ces supraconducteurs sont les plus simples. Ils ne peuvent prendre que deux états : état normal ou état supraconducteur. On peut déterminer dans lequel de ces deux états ils se trouvent grâce à leur propre courbe caractéristique. Si $T > T_c$ ou si $H > H_c$ alors le matériau se comporte comme dans son état normal. [01] [10] [24]

1.4.2 : LES SUPRACONDUCTEURS DE TYPE 2

Ces supraconducteurs possèdent deux valeurs remarquables de champ magnétique appelées H_{c1} et H_{c2} .

Lorsque $H < H_{c1}$, le matériau se comporte exactement comme un supraconducteur de type 1 par contre Si $H_{c1} < H < H_{c2}$, alors le matériau est encore dans son état supraconducteur mais n'est plus diamagnétique. Si $H > H_{c2}$ alors le matériau ne présente plus ses propriétés supraconductrices. (Il est dans son état normal). [01] [10] [24]

1.5 : LES PRINCIPAUX FAITS EXPERIMENTAUX**1.5.1 : CONDUCTIVITE INFINIE**

Dans l'état supraconducteur, la résistivité électrique lors du passage d'un courant de fréquence nulle est rigoureusement nulle, ou du moins si proche de zéro que des courants persistants ont été observés dans des anneaux supraconducteurs pendant plus d'un an sans qu'aucune atténuation mesurable ait pu être décelée. Des méthodes très précises de résonance magnétique nucléaire ont permis d'estimer un temps d'amortissement des supercourants dans un solénoïde de $Nb_{0,75}Zr_{0,25}$ d'au moins 100 000 ans [02].

La combinaison de la loi d'Ohm :

$$J = \sigma E$$

Et de l'équation de Maxwell :

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -rot E$$

Implique que la densité de flux magnétique B reste constante dans tout milieu de conductivité infinie parce que le champ électrique E s'annule à l'intérieur du milieu conducteur. En

particulier, considérons un supraconducteur qu'on refroidit au-dessus de T_c en champ magnétique nul. Le raisonnement ci-dessus montre que le champ magnétique B reste nul à l'intérieur du supraconducteur, même si un champ est appliqué par la suite [02].

1.5.2 : EFFET MEISSNER

Bien que la conductivité nulle soit la caractéristique la plus évidente, la vraie nature de l'état supraconducteur est révélé plus clairement par ses propriétés magnétiques. Considérons un métal normal dans un champ magnétique uniforme. Quand l'échantillon est refroidi et devient supraconducteur, les expériences de **MEISSNER** et **OCHSENFELD** démontrent que tout le flux magnétique est repoussé en dehors de l'échantillon. On appelle ce phénomène l'effet Meissner. Il montre qu'un échantillon supraconducteur en volume se comporte dans un champ magnétique extérieur appliqué \vec{H}_a comme si à l'intérieur de l'échantillon, on avait :

$\vec{B} = \vec{B}_a + \mu_0 \vec{M} = 0$ Tel que \vec{B} est l'induction magnétique à l'intérieur de l'échantillon, \vec{B}_a et l'induction magnétique due à \vec{H}_a et \vec{M} est le vecteur aimantation. Ce qui implique que la susceptibilité magnétique $\chi = -\frac{1}{\mu_0}$:

Le supraconducteur montre un diamagnétisme parfait ce résultat très important ne découle pas simplement du fait que la conductivité soit infinie. Cette propriété entraîne que $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0$. Elle semble donc impliquer que le flux à travers le métal ne peut pas changer quand on abaisse la température au-dessous de la transition. En réalité, l'effet Meissner indique que la valeur constante du flux est nulle dans l'état supraconducteur, mais ce résultat cesse d'être valable pour des valeurs de la température supérieures à la température critique des valeurs pour lesquelles le matériau est à l'état normal [01] [02] [03] [29].

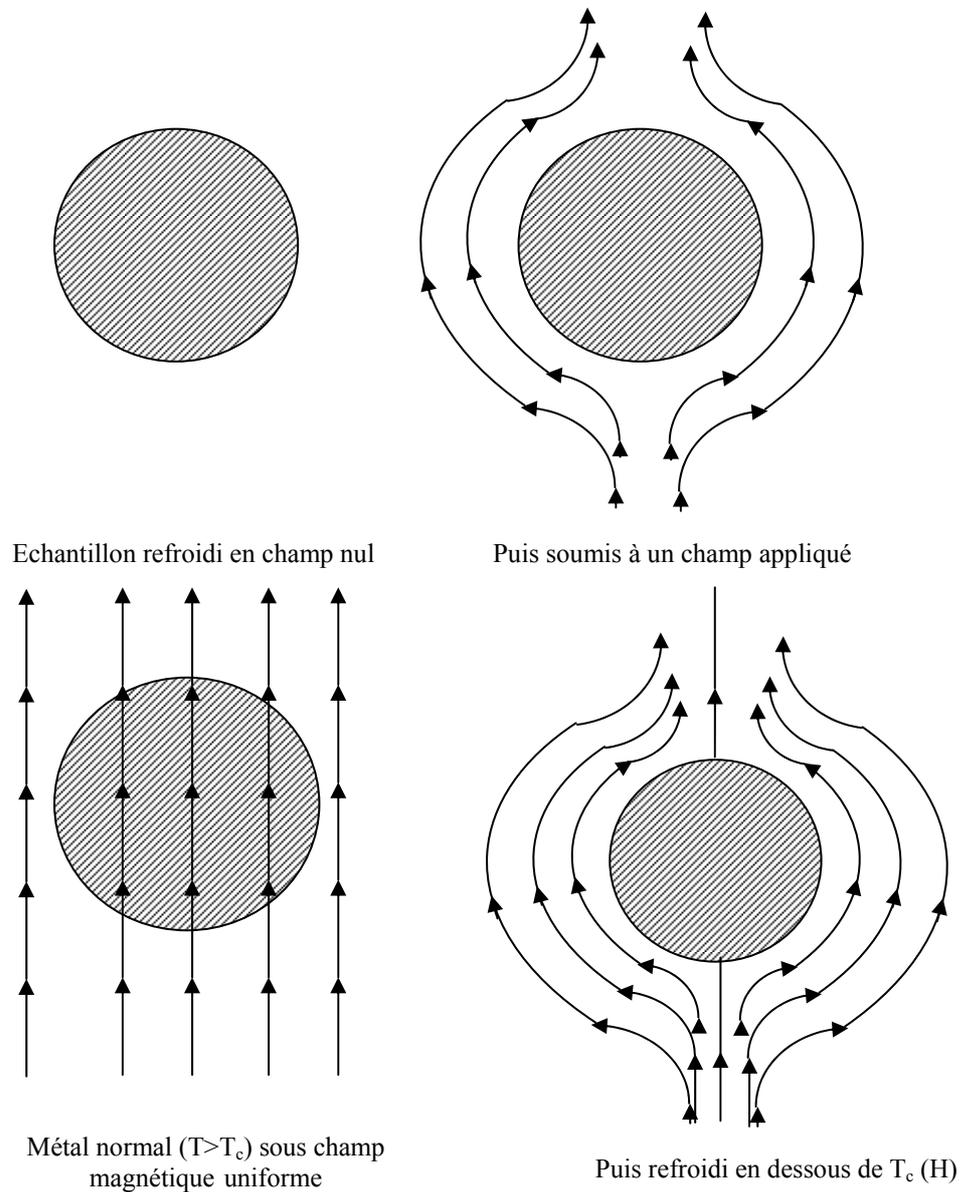


Figure (1.3) Expulsion du champ par les supraconducteurs (effet Meissner)

La courbe d'aimantation d'un supraconducteur dans les conditions de l'expérience de *Meissner-Oschenfeld* est schématisée ci-dessous [02] :

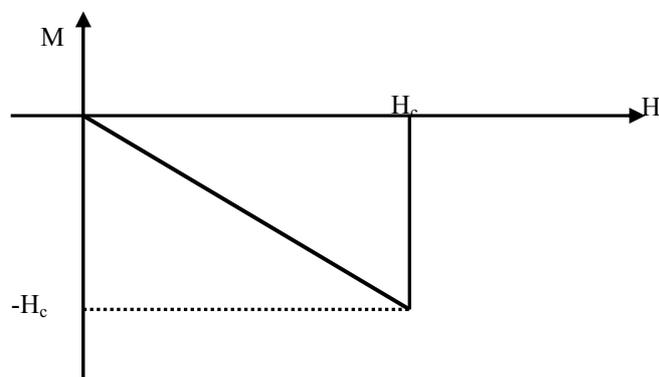


Figure (1.4) courbe d'aimantation d'un supraconducteur de type I

Ceci s'applique de façon quantitative pour des échantillons en forme de cylindres allongés, placés dans un champ magnétique longitudinal. Les échantillons purs de nombreux matériaux montre ce comportement. Ce sont des supraconducteurs de type I. Les valeurs des champs critiques H_c sont, pour le type I, toujours trop faible pour des applications techniques ou un champ appliqué est nécessaire [02] [10] [23].

D'autres matériaux supraconducteurs montrent une courbe d'aimantation d'un type différent, schématisée ci-dessous. Ce sont des supraconducteurs de type II. Ces matériaux sont, en général, des alliages, ou des métaux de transitions de résistivité électrique élevée dans l'état normal (ce qui correspond à un libre parcours moyen électronique court dans l'état normal). Dans les supraconducteurs de type II, les propriétés électriques supraconductrices restent observées jusqu'au champ H_{c2} , appelé champ critique supérieur. La valeur de H_{c2} peut être 100 fois celle qu'on attendrait pour H_c , à partir de considérations purement thermodynamiques, pour une phase supraconductrice homogène [02].

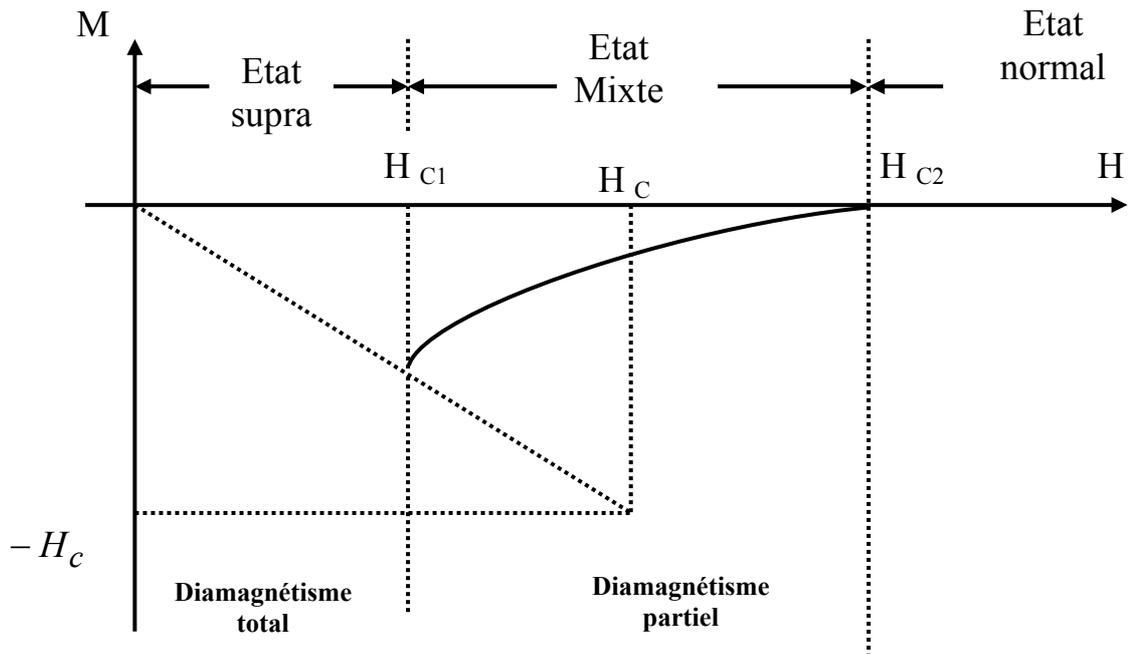


Figure (1.4) Courbe d'aimantation d'un supraconducteur de type II

1.5.3 : COURANTS PERSISTANTS ET QUANTIFICATION DU FLUX

Considérons un anneau de métal normal placé dans un champ magnétique perpendiculaire à son plan. Quand on abaisse la température, le métal devient supraconducteur et repousse le flux. Supposons qu'alors le champ magnétique appliqué soit supprimé. Aucun flux ne peut passer à

travers le métal supraconducteur et le flux piégé total doit rester constant : il est maintenu par des courants persistants circulant dans l'anneau lui-même. Ce flux piégé est quantifié en unité de quantum de flux par [02] [10] :

$$\Phi_0 = 2.10 * 10^{-15} \text{ Wb}$$

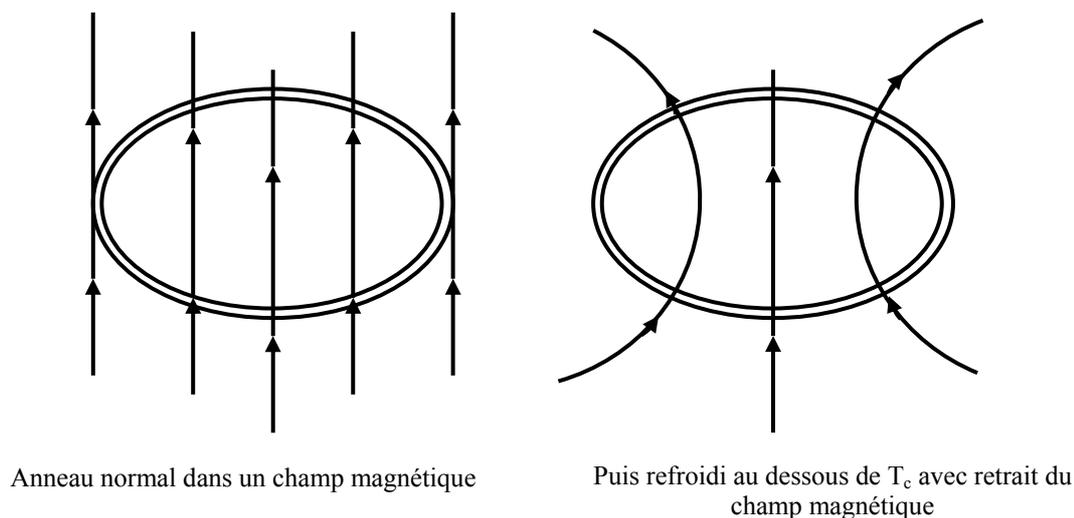


Figure (1.5) Piégeage du flux magnétique par des courants persistants dans un anneau supraconducteur

1.5.4 : CHALEUR SPECIFIQUE

En champ appliqué nul, la transition de phase supraconductrice est de second ordre [02], ce qui implique une discontinuité de la chaleur spécifique, mais pas de la chaleur latente. La chaleur spécifique électronique dans l'état normal C_n varie linéairement. Mais dans l'état supraconducteur, la chaleur spécifique C_s dépasse d'abord C_n au voisinage de T_c , puis tombe au-dessous de C_n et tend vers 0 exponentiellement quand T tend vers 0. Cette décroissance exponentielle indique l'existence d'un gap dans le spectre d'énergie, séparant les états excités de l'état fondamental d'une énergie Δ_0 . Pour la plupart des supraconducteurs Δ_0 est inférieur à $2k_B T_c$ tel que k_B est la constante de **BOLTZMAN**. Dans tous les supraconducteurs, l'entropie décroît quand on refroidit en champ nul en dessous de T_c . Cette décroissance de l'entropie de l'état normal à l'état supraconducteur indique que l'état supraconducteur est plus ordonné que l'état normal. La différence d'entropie est d'ordre $\sim 10^{-3} k_B$ par atome. Ce chiffre doit être comparé à la différence d'entropie $k_B \ln 2$ entre l'état désordonné et l'état ordonné pour une transition magnétique du second ordre. La faible différence d'entropie mise en jeu dans l'état

supraconducteur suggère que seulement un petit nombre d'électrons est affecté par la mise en ordre [02].

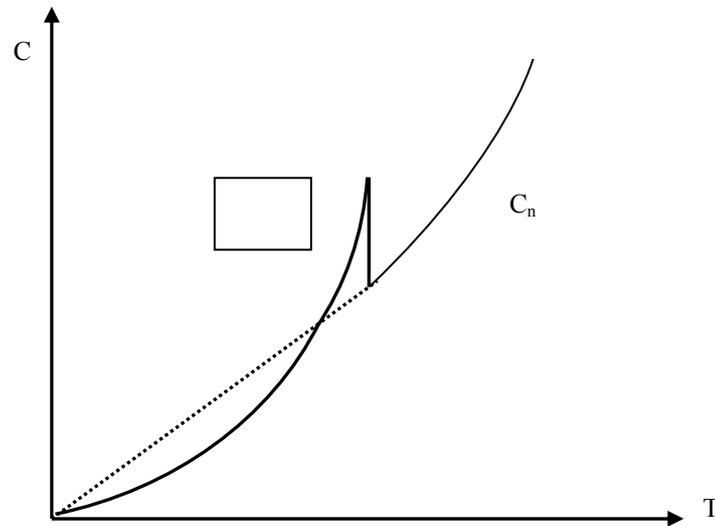


Figure (1.6) Variation de la chaleur spécifique C en fonction de la température entre l'état normale et l'état supraconducteur

1.5.5 : GAP D'ENERGIE

Le gap d'énergie dans les supraconducteurs est de nature entièrement différente du gap d'énergie des isolants, qui résulte de la position relative des bandes et de leur remplissage, et non d'un effet coopératif. L'argument de l'exponentielle dans la chaleur spécifique est en fait la moitié du gap. Par exemple la chaleur spécifique du galium varie en $\exp(-\Delta/k_B T)$ avec $\Delta \approx 1.4 k_B T_c$. Mais le gap d'énergie est $E_g = 2\Delta \approx 2.8 k_B T$. Cette valeur du rapport $\Delta/k_B T_c$ peut être considéré comme typique. Le gap Δ décroît continûment vers 0 quand on augmente la température vers la température de transition T_c [02] [23].

1.5.6 : EFFET ISOTOPIQUE

Les mesures de températures critiques montrent que celles-ci dépendent de la masse isotopique. Dans une série donnée d'isotopes, les résultats peuvent être mis sous la forme [02] :

$$M^\alpha T_c = cst \text{ Avec } \alpha \approx 0.5 \text{ [02].}$$

Ceci montre que les vibrations du réseau cristallin, et par conséquent l'interaction électron phonon, joue un rôle important dans la supraconductivité [02] [10].

I.6 : LES PRINCIPALES THEORIES PHENOMENOLOGIQUE RELATIVES A LA SUPRACONDUCTIVITE

I.6.1 : CHAMP CRITIQUE TERMODYNAMIQUE

Le phénomène de supraconductivité se présente comme une transition de phase, une façon naturelle de l'aborder consiste à l'étudier sous l'angle de la thermodynamique en évaluant les énergies libres et les entropies du corps dans ses deux états possibles. [01] [02] [03]

Comme la température et le champ magnétique sont les principaux paramètres gouvernant la supraconductivité, il est donc naturel de s'intéresser à l'énergie de **Gibbs G** qui fait apparaître explicitement **T** et **H** comme variables. On a [01] :

$$G = U - TS - \vec{H} \times \vec{B} \tag{1.1}$$

Où G est le potentiel thermodynamique de **Gibbs**, U l'énergie interne du corps, T la température, S l'entropie, \vec{H} le champ magnétique et \vec{B} l'induction magnétique macroscopique dans le matériau.

A partir de l'équation (1.1) on obtient facilement la variation d'énergie libre entre l'état normal G_n et l'état supraconducteur G_s avec le champ magnétique :

$$G_n(T, \vec{H}) - G_s(T, \vec{H}) = \frac{1}{2} \mu_0 (H_c^2(T) - H^2) \tag{1.2}$$

Cette relation montre que l'énergie libre de l'état supraconducteur est inférieure à celle de l'état normal ; la différence entre les deux est appelée « énergie de condensation ». Comme H_c est fonction de la température l'énergie de condensation l'est aussi, elle est nulle pour $T = T_c$ et maximale pour $T = 0$ en champ nul, et sa valeur maximale est donnée par :

$$G_n(T, 0) - G_s(T, 0) = \frac{1}{2} \mu_0 (H_c^2) \tag{1.3}$$

Les précédents résultats concernent un supraconducteur de type I, dans le cas d'un supraconducteur de type II le même raisonnement permet de définir un champ magnétique critique thermodynamique H_c compris entre H_{c1} et H_{c2} . Le même raisonnement permet aussi de déterminer la chaleur latente L de transformation lors du passage normal/supraconducteur donné par [01] :

$$L = -\mu_0 T H_c \frac{\partial H_c}{\partial T} \tag{1.4}$$

La relation (1.4) montre que le passage de l'état normal vers l'état supraconducteur s'accompagne d'un dégagement de chaleur ; elle permet aussi de voir que la chaleur latente est

nulle pour $T = T_c$, car le champ magnétique critique s'annule pour cette température ; cette transition est donc du second ordre à $T = T_c$ c'est sur cette propriété qu'est bâtie la théorie de **GINZBERG-LANDAU**, [02] qui sera présentée plus loin.

1.6.2 : THEORIE DE F. ET H. LONDON

L'approche développée par **F. ET H. LONDON** [01] [10] [24] a été conçue pour expliquer le comportement électromagnétique connus à leur époque, c'est-à-dire ceux de première espèce. Ce n'est que plus tard qu'elle s'est révélée être mieux adapté aux supraconducteurs de deuxième espèce. Elle est encor utilisée de nos jours pour rendre compte de certaines propretés des supraconducteurs à haute température critique.

Les calculs effectués par **F. ET H. LONDON** ont conduit au résultat suivants : [01] [24]

$$\Delta \vec{H} = \left(\frac{1}{\lambda_L^2}\right) \vec{H} \tag{1.5}$$

On posant $\lambda_L = \sqrt{\frac{m_s}{\mu_0 n_s q_s^2}}$ (1.6)

λ_L Est appelée « longueur de pénétration de **LONDON** » l'équation (1.6) exprime que le champ magnétique local dans le matériau, est donc l'induction magnétique, ne peut varier de façon significative que dans une épaisseur de l'ordre de λ_L . En effet, cette équation résulte directement du fait que le courant électrique circule sans dissipation d'énergie, c'est-à-dire que le matériau a une conductivité infinie ; des courants permanents peuvent donc s'opposer à la variation du flux magnétique à l'intérieur de celui-ci. Or cette conclusion est en contradiction avec l'effet **Meissner** qui montre que c'est l'induction magnétique qui est nulle au sien du supraconducteur et non la variation de celle-ci cela a conduit **F. ET H. LONDON** à modifier sans justification théorique l'équation (1.5) en l'écrivant sous la forme :

$$\Delta \vec{H} = \left(\frac{1}{\lambda_L^2}\right) \vec{H} \tag{1.7}$$

L'équation (1.7) est la célèbre équation de **LONDON** [01] [10] [24].

I.6.3 : LA THEORIE DE GINZBURG-LANDAU [01] [02] [05] [06] [29] [30] [31]

La théorie de **GINZBURG-LANDAU** est une description phénoménologique de l'état supraconducteur, elle est directement issue de la théorie générale des transitions de phase de **LANDAU**, cette théorie a été proposée par **GINZBURG** et **LANDAU** pour la description des principaux faits expérimentaux relatif au phénomène de supraconductivité [02] [29] [30]. Pour mieux comprendre cette théorie on va commencer par rappeler la théorie des transitions de phase de **LANDAU**.

I.6.3.1 : THEORIE DE LANDAU DES CHANGEMENTS DE PHASES

LANDAU a donné une formulation systématique de la théorie du champ moyen pour une très grande variété de systèmes subissant des transitions de phases [31]. Lors d'une transition de phase du second ordre à une température critique T_c , un système passe d'un état désordonné à un état ordonné à basse température est il est le siège d'une brisure de symétrie [30]. Dans son modèle **LANDAU** suppose que le système est caractérisé par un paramètre d'ordre η . Ce paramètre est, l'aimantation dans un système ferromagnétique, la polarisation diélectrique pour un ferroélectrique... dans un supraconducteur c'est la fraction d'électrons couplés en paires de **COOPER** [31]. Ce paramètre est :

- Nul en phase désordonnée ($T > T_c$).
- Différent de 0 en phase ordonnée ($T < T_c$).

Le paramètre d'ordre croît à la transition depuis 0 sans discontinuité [30] [31]. Indépendamment du système traité, le modèle de **LANDAU** est basé sur l'hypothèse d'un développement de l'énergie libre du système considéré en puissances successives paires du paramètre d'ordre :

$$f(\eta) = f_0 + \alpha\eta^2 + \frac{1}{2}\beta\eta^4 \quad (1.8)$$

Pour que le développement si dessus décrit un système au voisinage du point critique il faut affecter à chaque région de l'espace sa propre valeur du paramètre d'ordre soit $\eta(r)$ [30]. Et ajouter une contribution à l'énergie libre résultant de la variation spatiale du paramètre d'ordre, ce qui conduit au développement de l'énergie libre indiqué si dessous [30]:

$$f(\eta(r)) = f_0(\eta(r)) + \alpha(T)(\eta(r))^2 + \frac{1}{2}\beta(T)(\eta(r))^4 + \gamma(\nabla\eta(r))^2 \quad (1.9)$$

I.6.3.2 : APPLICATION A LA SUPRACONDUCTIVITE

Pour appliquer le modèle basé sur le développement de l'énergie libre présenté si dessus à la supraconductivité il faut définir le paramètre d'ordre et quantifier les coefficients α et β dans ce cas. La transition de la phase normale à la phase supraconductrice à T_c signale l'apparition d'un état ordonné dans lequel les électrons sont partiellement condensés dans un fluide sans friction (paires de **COOPER**). Pour décrire ce condensé Dans le cadre général de la théorie de **LANDAU** des transitions de phase, **GINZBURG** et **LANDAU** utilisent un paramètre d'ordre complexe $\Psi(r)$, sorte de « fonction d'onde macroscopique décrivant les électrons supraconducteurs », $\Psi(r)$ possède une amplitude et une phase $\theta(r)$ [02] [30] :

$$\eta(r) = |\psi(r)|e^{i\theta(r)} \tag{1.10}$$

Le fait expérimental que la transition soit du second ordre implique que Ψ s'annule pour $T \geq T_c$ et que son amplitude augmente quant $T_c - T > 0$ croît. Près de T_c .

Développement de l'énergie libre en l'absence de champ magnétique

Le choix du paramètre d'ordre effectué si dessus conduit à une expression de l'énergie libre en l'absence de champ magnétique de la forme [02] [30] :

$$F_s = F_{n0} + \alpha|\Psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\Psi|^4 + \frac{\hbar}{2m^*}|\nabla\Psi|^2 \tag{1.11}$$

Où : F_s est la densité d'énergie libre dans l'état supraconducteur et F_{n0} la densité d'énergie libre dans l'état normal, m^* est la masse des particules décrites par cette équation, α et β sont des constantes phénoménologiques qui dépendant de la température, le terme $\frac{\hbar}{2m^*}|\nabla\Psi|^2$ représente la contribution en énergie cinétique des particules de masse m^* .

Développement de l'énergie libre en présence de champ magnétique

En présence d'un champ magnétique il faut prendre en considération la contribution de l'énergie magnétique qui s'exprime en général par :

$$\frac{B^2}{2\mu_0} \tag{1.12}$$

La présence d'un champ magnétique modifié aussi le terme de l'énergie cinétique qui devient :

$$\frac{1}{2m^*} \left| \frac{\hbar}{i} \nabla \Psi - e^* A \Psi \right|^2 \quad (1.13)$$

Ce qui conduit à l'écriture du développement de l'énergie libre sous la forme [02] [30] [29]:

$$F_{SH} = F_{no} + \alpha |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4 + \frac{1}{2m^*} \left| \frac{\hbar}{i} \nabla \Psi - e^* A \Psi \right|^2 + \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (1.14)$$

Où : F_{SH} est la densité d'énergie libre dans l'état supraconducteur en présence d'un champ magnétique.

En fait e^* et m^* doivent être considérées comme des paramètres phénoménologiques. L'expérience, comme la théorie microscopique, montre que :

$$e^* = 2e$$

Et

$$m^* = 2m_e$$

Avec e et m_e sont respectivement la charge et la masse de l'électron. (Ψ Décrit en fait des paires d'électrons) [02].

$\alpha(T)$ Est négatif pour $T < T_c$ et positif pour $T > T_c$ la forme analytique la plus simple de $\alpha(T)$ qui conduit à un paramètre d'ordre nul au dessus de la température critique et non nul en dessous est [01] [02] [30] [29] :

$$\alpha(T) = a(T - T_c) \quad (1.15)$$

a Est une constante positive.

Le paramètre $\beta(T)$ doit être positif.

Par convention, on choisit une normalisation pour Ψ [02].

$$|\Psi|^2 = n_s^* \quad (1.16)$$

Où n_s^* définit une densité effective de n « super électrons » [02] [30] [29].

Conformément à la théorie de **GINZBURG-LANDAU** L'énergie libre totale du système est obtenue en intégrant F_{SH} dans le volume total Ω

Dans un champ uniforme extérieur H , L'énergie libre totale du système peut s'écrire sous la forme [02] [28] [30] :

$$F_{sHtotale} = \int_{\text{volume}} F_{sH}(\psi(r), A(r)) dr \quad (1.17)$$

Cette intégrale, à l'équilibre thermodynamique doit être stationnaire par rapport aux variations du paramètre d'ordre et du potentiel vecteur $A(r)$ soumis à la contrainte :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{A} = B(x) \quad (1.18)$$

Un calcul variationnelle conduit aux deux équations suivantes [02] [28] :

$$\frac{1}{2m^*} (-i\hbar\nabla + e^* A)^2 \Psi + \alpha\Psi + \beta|\Psi|^2 \Psi = 0 \quad (1.19)$$

$$\frac{1}{\mu_0} \text{rot } B + \frac{e^* \hbar}{2m^* i} (\Psi \nabla \Psi^* - \Psi^* \nabla \Psi) + \frac{(e^*)^2}{m^*} |\Psi|^2 A = 0 \quad (1.20)$$

Ces deux équations sont les célèbres équations de **GINZBURG-LANDAU**, elles font apparaître à la fois la fonction d'onde $\Psi(r)$ et le potentiel vecteur magnétique A .

Ces équations sont non linéaires et assez complexes à résoudre. Des solutions analytiques ne peuvent être envisagées que dans des cas simples.

Tandis que les intégrales de surface s'annulent si A et Ψ Satisfont les conditions aux limites [02]:

$$n.(-i\hbar\nabla + e^* A)\Psi = 0 \quad (1.21)$$

et

$$n.(B - H) = 0 \quad (1.22)$$

On voit que Ψ est solution d'une équation de Schrödinger effective non linéaire, tandis que le champ magnétique est déterminé par le supercourant [02] :

$$j = -\frac{e^* \hbar}{2m^* i} (\Psi \nabla \Psi^* - \Psi^* \nabla \Psi) - \frac{(e^*)^2}{m^*} |\Psi|^2 A \quad (1.23)$$

I.6.3.3: SOLUTION DANS DES CAS SIMPLES LONGUEURS CARACTERISTIQUES

La résolution des équations de **GINZBURG-LANDAU** dans des cas limite simples importants permet de mettre en évidence des aspects qualitatifs fondamentaux de la supraconductivité [02].

a) le cas le plus simple que nous pouvons rencontrer est celui d'un supraconducteur homogène de densité de super électrons uniforme, en l'absence de champ magnétique, $A = 0$ dans cette situation particulièrement simple le développement de l'énergie libre se réduit à :

$$F_{s0} = F_{n0} + \alpha|\Psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\Psi|^4 \quad (1.24)$$

La minimisation de F_{s0} conduit à :

$$\alpha + \beta|\Psi|^2 = 0 \quad (1.25)$$

Cette équation est la première équation de **GINZBURG-LANDAU** appliquée à ce cas particulier. La solution de cette équation est la suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Psi = 0 \\ \text{ou} \\ |\Psi|^2 = -\frac{\alpha}{\beta} \end{array} \right. \quad (1.26)$$

La première solution représente l'état normal puisque $F_s = F_{no}$. La seconde solution n'est physiquement acceptable que si le rapport $\frac{\alpha}{\beta}$ est négatif. Elle représente l'état supraconducteur de densité d'énergie libre :

$$F_{so} = F_{no} - \frac{1}{2} \frac{\alpha^2}{\beta} \quad \text{En champ nul} \quad (1.27)$$

Cet état ne sera stable que si β est positif. Si l'on suppose que β est indépendant de la température, tandis que [02] [30] :

$$\alpha(T) = a(T - T_c) \quad (1.28)$$

$\alpha(t)$ Est négatif pour $T < T_c$ et varie linéairement près de T_c . Ceci implique que $n^*_S(T) \sim (T_c - T)$.

Etant donné la relation générale entre l'énergie libre et l'enthalpie libre, valable aussi bien dans l'état normale que dans l'état supraconducteur :

$$G = F - HB \quad (1.29)$$

Où G est l'enthalpie libre

La relation si dessus conduit à écrire en champ nul :

$$G_n = F_{n0} \text{ Et } G_s = F_s \quad (1.30)$$

Se qui conduit à :

$$G_s - G_n = F_s - F_{n0} \quad (1.31)$$

Nous savons aussi que :

$$G_s - G_n = -\mu_0 \frac{H_c^2}{2} \quad (1.32)$$

Se qui conduit à :

$$F_s - F_{n0} = -\frac{\alpha^2}{2\beta} = -\mu_0 \frac{H_c^2}{2} \quad (1.33)$$

Comme nous l'avons déjà vu le développement de la densité d'énergie libre dépend des coefficients $\alpha(T)$ et $\beta(T)$ qui sont des caractéristiques qui diffèrent d'un matériau à un autre. Ces coefficients peuvent être exprimés en fonction des grandeurs physiques expérimentales de ces matériaux telles que le champ critique $H_c(T)$ et la longueur de **LONDON** $\lambda(T)$.

Les expressions de $H_c(T)$ et de $\lambda(T)$ permettent d'écrire [30] :

$$\alpha(t) = -\mu_0^2 \frac{e^{*2}}{m^*} H_c^2(T) \lambda^2(T) \quad (1.34)$$

$$\beta(t) = -\mu_0^3 \frac{e^{*4}}{m^{*2}} H_c^2(T) \lambda^4(T) \quad (1.35)$$

b) Le second cas simple que nous considérerons est celui d'une géométrie unidimensionnelle, où Ψ varie mais B s'annule. Dans ce cas les équations de **GINZBURG-LANDAU** se réduisent à [02] :

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2\Psi}{dz^2} + a\Psi + b|\Psi|^2\Psi = 0 \quad (1.36)$$

$$\frac{e^* \hbar}{2m^* i} (\Psi \nabla \Psi^* - \Psi^* \nabla \Psi) = 0 \quad (1.37)$$

On suppose Ψ réel et on introduit un paramètre d'ordre sans dimension [02] [30]:

$$f(x) = \frac{\Psi(x)}{|\Psi_\infty|} \quad (1.38)$$

Où

$$|\Psi_\infty| \equiv \left(\frac{|\alpha|}{\beta} \right)^{1/2} \quad (1.39)$$

Est l'amplitude du paramètre d'ordre en profondeur dans l'échantillon, dans une région où le champ magnétique est nul (Ψ_∞ est la solution du cas a). $f(x)$ Est solution de l'équation :

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*|\alpha(T)|} \frac{d^2 f}{dx^2} - f + f^3 = 0 \quad (1.40)$$

Ce qui définit une échelle naturelle de longueur pour les variations spatiales du paramètre d'ordre [02] [30]:

$$\xi(T) = \left(\frac{\hbar^2}{2m^*|\alpha(T)|} \right)^{1/2} = \frac{\hbar}{\sqrt{2m^* a(T_c - T)}} \quad (1.41)$$

On appelle cette longueur la longueur de cohérence de **GINZBURG-LANDAU**. Elle diverge quand $T \rightarrow T_c$

Dans certaines situations physiques, Ψ s'annule à la limite de la région supraconductrice ($x=0$). L'équation (1.40) permet de déterminer le comportement asymptotique de $f(x)$:

On obtient l'intégrale première [02] :

$$\xi^2 \left(\frac{df}{dx} \right)^2 = \frac{1}{2} (1 - f^2)^2 \quad (1.42)$$

Où la valeur de la constante est choisie de façon à assurer que $f \rightarrow 0$ quand f^2 tend vers 1.

Si f est une fonction croissante de x , on doit prendre la racine carrée positive :

$$\frac{df}{dx} = + \frac{1 - f^2}{\sqrt{2}\xi} \quad (1.43)$$

Dont l'intégration donne [02] :

$$f(x) = th \frac{x}{\sqrt{2}\xi} \quad (1.44)$$

La variation spatiale de f est confinée dans une région $|x| \approx \xi$, parce que $1 - |f|$ s'annule exponentiellement pour $x \gg \xi$ [02].

c) Considérons maintenant le cas d'un champ magnétique appliqué où le paramètre d'ordre est essentiellement uniforme $\Psi = |\Psi_\infty|$

Le supercourants donné par (I-19) se réduit alors à :

$$j(x) = -\frac{(e^*)^2 n_s^*}{m^*} A(x) \quad (1.45)$$

On en déduit la longueur de pénétration du champ magnétique, appelée longueur de London [02] [30]:

$$\lambda(T) = \left[\frac{m^*}{\mu_0 n_s^*(T)(e^*)^2} \right]^{1/2} = \left[\frac{m^* \beta}{\mu_0 (e^*)^2 a(T_c - T)} \right]^{1/2} \quad (1.46)$$

Cette longueur diverge à T_c comme $(T_c - T)^{-1/2}$ mais le rapport de **GNIBURG-LANDAU** [02]:

$$k = \frac{\lambda(T)}{\xi(T)} \quad (1.47)$$

Est constant près de T_c [02].

Le champ critique H_c peut s'exprimé à partir des deux longueurs caractéristique sous la forme [30]:

$$H_c(T) = \frac{\hbar}{\sqrt{2}\mu_0 e^* \xi(T)\lambda(T)} \quad (1.48)$$

1.6.3.4 : QUANTIFICATION DU FLUX [02]

La quantification du flux est une conséquence de la deuxième équation de **GINZBURG-LANDAU**, la démonstration de cette propriété des matériaux supraconducteurs peut se faire en Ecrivons le paramètre d'ordre sous la forme :

$$\Psi = |\Psi| e^{i\phi} \text{ OÙ } |\Psi| \text{ et } \phi \text{ sont des nombres réels.}$$

L'expression du supercourant (1.23) donne [02]:

$$j = -\frac{e^* \hbar}{m^*} |\Psi|^2 \nabla \phi - \frac{(e^*)^2 |\Psi|^2 A}{m^*} \quad (1.49)$$

C'est-à-dire :

$$A + \frac{j m^*}{(e^*)^2 |\Psi|^2} = -\frac{\hbar}{e^*} \nabla \phi \quad (1.50)$$

L'intégration de cette équation sur un chemin fermé Γ tout entier contenu dans le supraconducteur donne :

$$\oint_{\Gamma} A \cdot dl + \frac{m^*}{(e^*)^2} \oint_{\Gamma} \frac{j \cdot dl}{|\Psi|^2} = -\frac{\hbar}{e^*} \oint_{\Gamma} \nabla \phi \cdot dl \quad (1.51)$$

On peut réécrire le premier terme en utilisant le théorème de Stokes. D'autre part, si on suppose que Ψ est univalué, l'intégrale du membre de droite doit être un multiple entier de 2π [02]:

$$\oint_{\Gamma} B \cdot ds + \frac{m^*}{(e^*)^2} \oint_{\Gamma} \frac{j \cdot dl}{|\Psi|^2} = n \frac{h}{|e^*|} \quad (1.52)$$

Où n est un nombre entier, $h = 2\pi\hbar$

On voit donc que le flux Φ défini par :

$$\Phi = \oint_S B \cdot ds + \frac{m^*}{n_S^* (e^*)^2} \oint_{\Gamma} j \cdot dl \quad (1.53)$$

Doit être égal à un nombre entier de quantum de flux $\phi_0 = \frac{h}{|e^*|}$ avec $h = 2\pi\hbar$

$$\Phi = n\phi_0 \quad (1.54)$$

$$\text{Avec } \Phi_0 = 2.10^{-15} \text{ Wb}$$

Le deuxième terme dans l'expression (1.53) de Φ est une contribution additionnelle ; qui provient du supercourant induit. Si le contour Γ est suffisamment loin des interfaces, alors J est exponentiellement petit, et Φ se réduit au flux du champ magnétique [02].

1.6.3.5 : LES DEUX TYPES DE SUPRACONDUCTEURS

Les données expérimentales sur l'effet Meissner, que nous avons présenté au paragraphe (I.5.2), montrent deux types de comportements bien différents d'un supraconducteur sous champ.

Dans le premier type, l'effet Meissner est total jusqu'à un champ critique faible H_c , où la supraconductivité disparaît complètement. Ce type de comportement est observé dans certains métaux purs où le libre parcours moyen électronique dans la phase normale est élevé, tels que l'Aluminium, l'indium ou le plomb [02].

Dans le deuxième type, l'effet Meissner est total jusqu'à un champ H_{c1} faible, puis au-dessus de H_{c1} , on a une phase mixte supraconducteur métal normal, jusqu'au champ critique H_{c2} , où tout le volume est devenu normal.

Il n'y a pas de différence entre le mécanisme de la supraconductivité dans un supraconducteur de type I et un supraconducteur de type II [02]. Dans les deux types de supraconducteurs il s'agit d'une interaction attractive entre électrons, induite par l'interaction électron-phonon [02].

Les propriétés thermiques à la transition supraconducteur normal sont les mêmes en champ nul. La différence entre les deux types est liée aux propriétés de pénétration du champ magnétique dans le métal supraconducteur, plus précisément à la valeur comparée de la longueur de pénétration λ et de la longueur de cohérence ξ [02] [17] :

Si $\xi > \lambda$, le supraconducteur sera de type I :

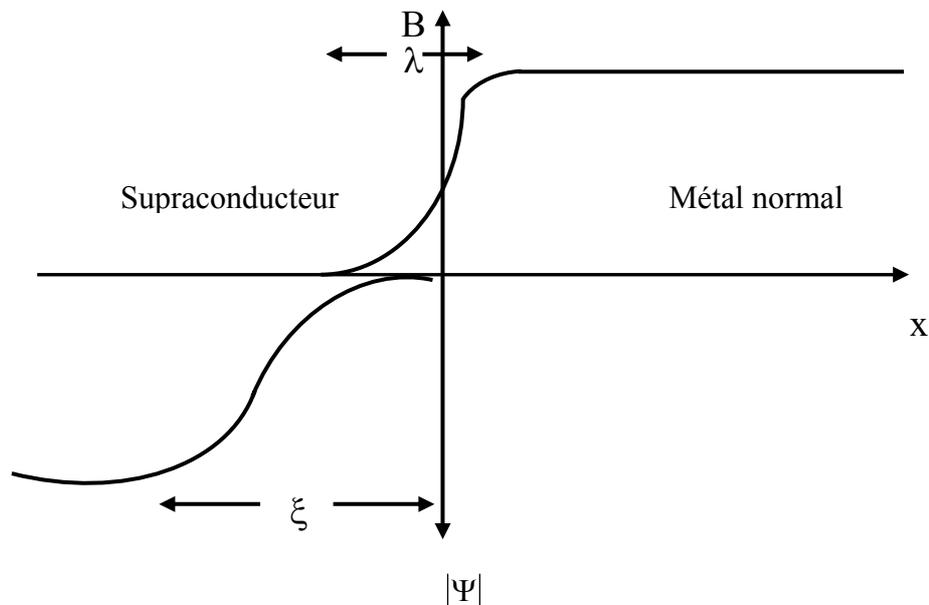


Figure (I.7) Variation du champ magnétique et du paramètre d'ordre à l'interface supraconducteur-normal pour un supraconducteur de type I ($\xi \gg \lambda$)

Si $\xi < \lambda$, le supraconducteur sera des types II.

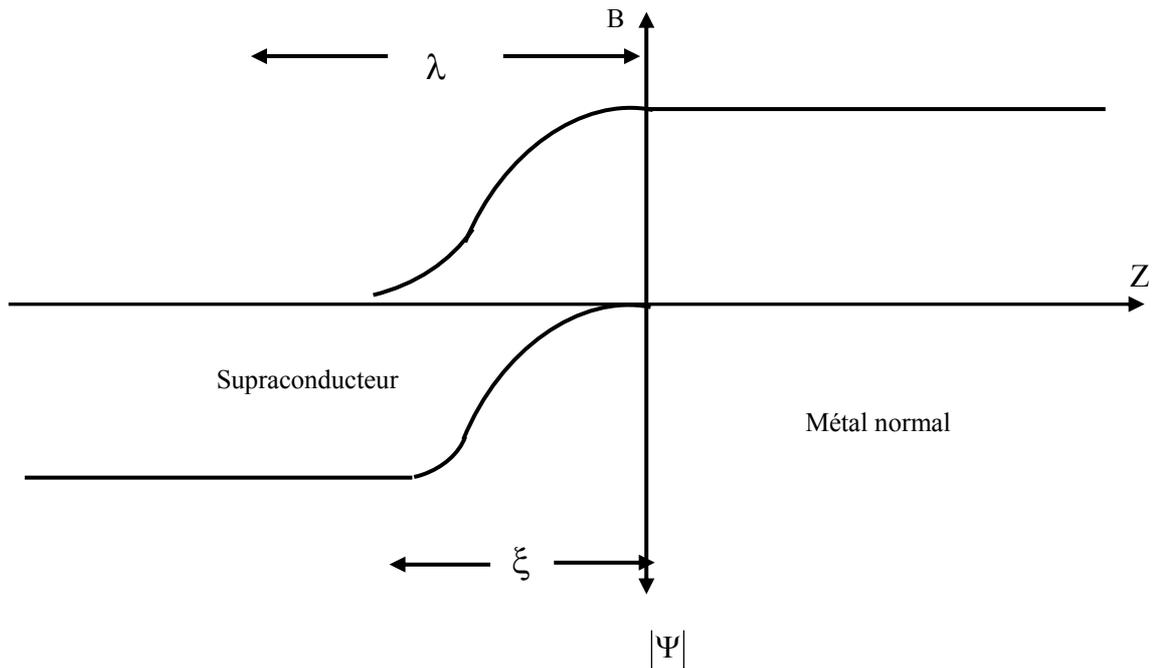


Figure (I.8) Variation de B et $|\Psi|$ à l'interface supraconducteur-normal pour un supraconducteur de type II ($\xi \ll \lambda$)

Dans le cas du type I, puisque $\xi > \lambda$, le paramètre d'ordre ne peut pas s'annuler sur la longueur de pénétration du champ. Donc celui-ci ne pénétrera pas en volume. Le volume reste supraconducteur jusqu'à H_c . Le changement de phase à H_c représente une transition du premier ordre, avec une énergie de condensation donnée par l'énergie du champ [02] :

$$G_n - G_s = \mu_0 \frac{H_c^2}{2} = \frac{\alpha^2}{2\beta} \tag{1.55}$$

Pour des matériaux de type I. Le diagramme de phase est le suivant :

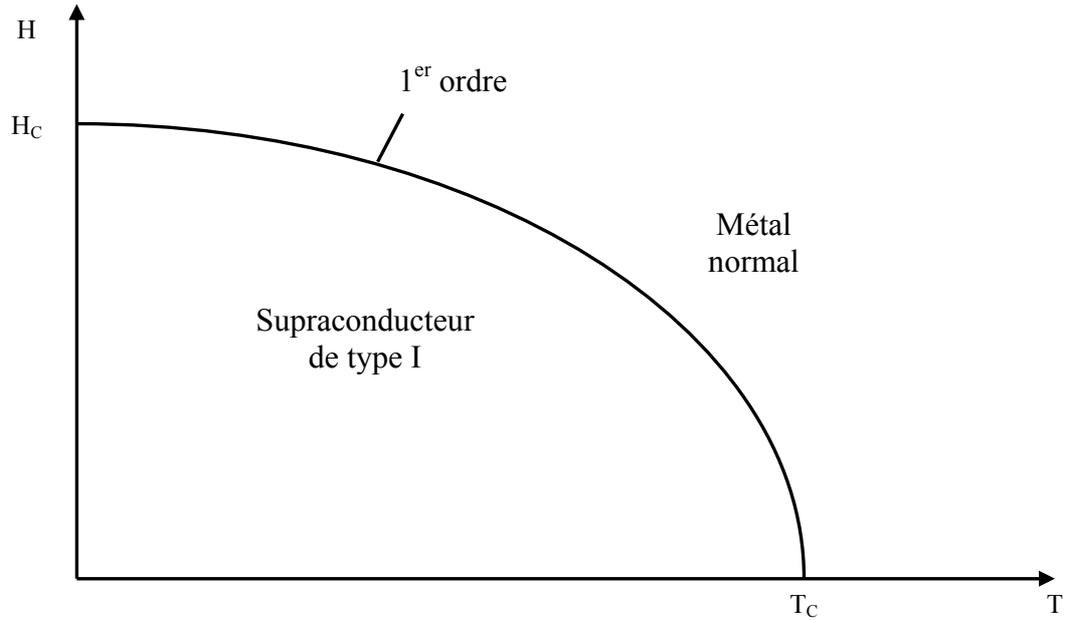


Figure (1.9) Digramme de phase d'un supraconducteur de type I sous champ

Dans le cas du type II, puisque $\xi < \lambda$, le paramètre d'ordre peut s'annuler sur une longueur de pénétration du champ. Il peut donc y avoir inclusion d'un volume de phase normale dans la phase supraconductrice. La question de la stabilité de cet état mixte fait intervenir deux contributions à l'énergie [02] :

$$1) \quad \Delta G_1 = \mu_0 \frac{H_c^2}{2} \pi \xi^2 \tag{1.56}$$

Représente l'énergie de formation d'un cylindre normal inclus dans la phase supraconductrice, de rayon ξ . Ce terme représente le coût d'énergie de formation de la phase normale.

2) la seconde contribution à l'énergie vient de la pénétration du champ appliqué dans le supraconducteur, sur une distance de l'ordre de λ . L'énergie du supraconducteur est abaissée de la quantité [02] :

$$\Delta G_2 = -\mu_0 \frac{H_a^2}{2} \pi \lambda^2 \tag{1.57}$$

Par rapport au supraconducteur sans inclusion normale, placé dans le même champ appliqué H_a . En effet, dans ce volume, on n'a pas à fournir l'énergie diamagnétique nécessaire pour annuler le champ appliqué.

On peut mettre $\Delta G_1 + \Delta G_2$ sous la forme :

$$\Delta G = G_n + G_s \tag{1.58}$$

Où G_n est la contribution de la région normale et G_S est la contribution de la région supraconductrice. Dans un supraconducteur de type I, G_S est positif, mais dans un supraconducteur de type II, $G_S < 0$

Estimation de H_{c1} :

Le potentiel thermodynamique de l'état mixte comprenant un seul cylindre de phase normale est [02] :

$$G_M = \frac{\mu_0}{2} \pi (\xi^2 H_c^2 - \lambda^2 H_a^2) \quad (1.59)$$

Par unité de longueur. La formation du volume cylindrique normal devient favorable quand G_M est négatif (l'origine des énergies est l'état supraconducteur soumis au champ appliqué H_c).

Le champ seuil qui commence à stabiliser la phase mixte est noté H_{c1}

$$H_{c1} = (\xi \lambda) H_c \quad (1.60)$$

Donc le champ H_{c1} est toujours inférieur à H_c pour un supraconducteur de type II.

Estimation de H_{c2} :

Près du champ critique supérieur, les cylindres normaux forment un réseau compact, de symétrie triangulaire ; le champ appliqué s'infiltré dans le spécimen de façon presque uniforme, avec de petites ondulations à l'échelle du réseau de cylindre normaux. L'estimation de H_{c2} n'est pas simple. Le résultat d'**ABRIKOSOV** est [02] :

$$H_{c2} = \sqrt{2} \left(\frac{\lambda}{\xi} \right) H_c \quad (1.61)$$

Ces cylindres de phase normale inclus dans le volume supraconducteur s'appellent des lignes de vortex, par analogie avec les lignes de tourbillon des suprafluides.

Le cœur de la ligne de vortex, de taille $\cong \xi$, est dans l'état normal et contient la plus grande partie du flux, mais le champ s'étend dans la région supraconductrice sur une distance $\cong \lambda$. J Est la densité de courant, n_s la densité d'électrons supraconducteur. Chaque ligne de vortex contient un quantum de flux. L'ensemble possède la symétrie de révolution autour de H.

L'allure d'un diagramme de phase d'un supraconducteur de type II sous champ magnétique est présentée sur la figure (1.12) :

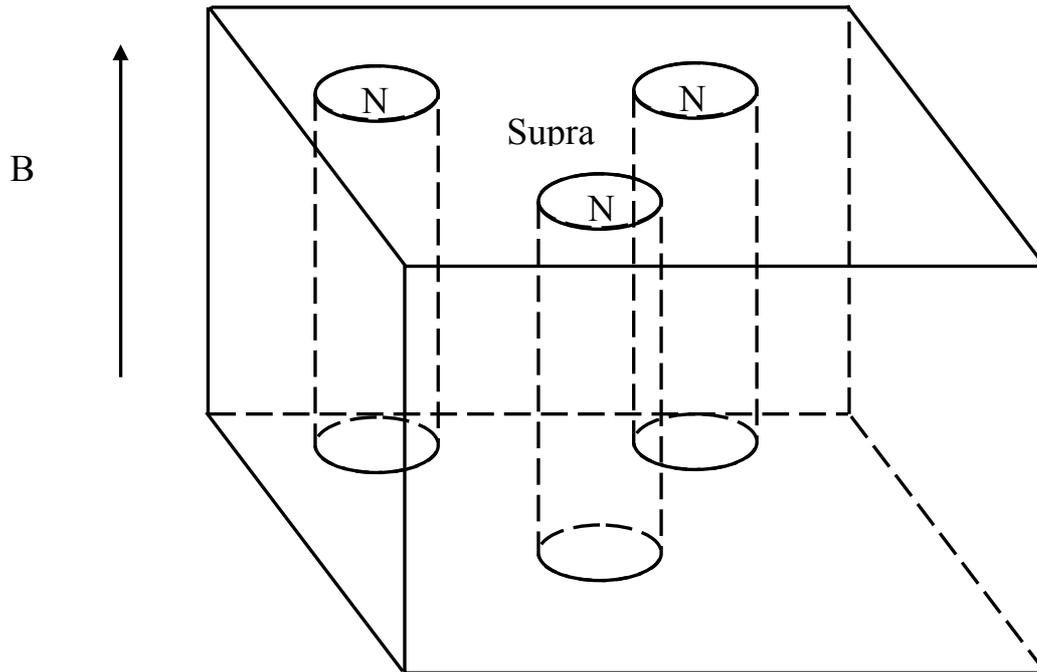


Figure (I.10) Schéma de la structure d'un vortex

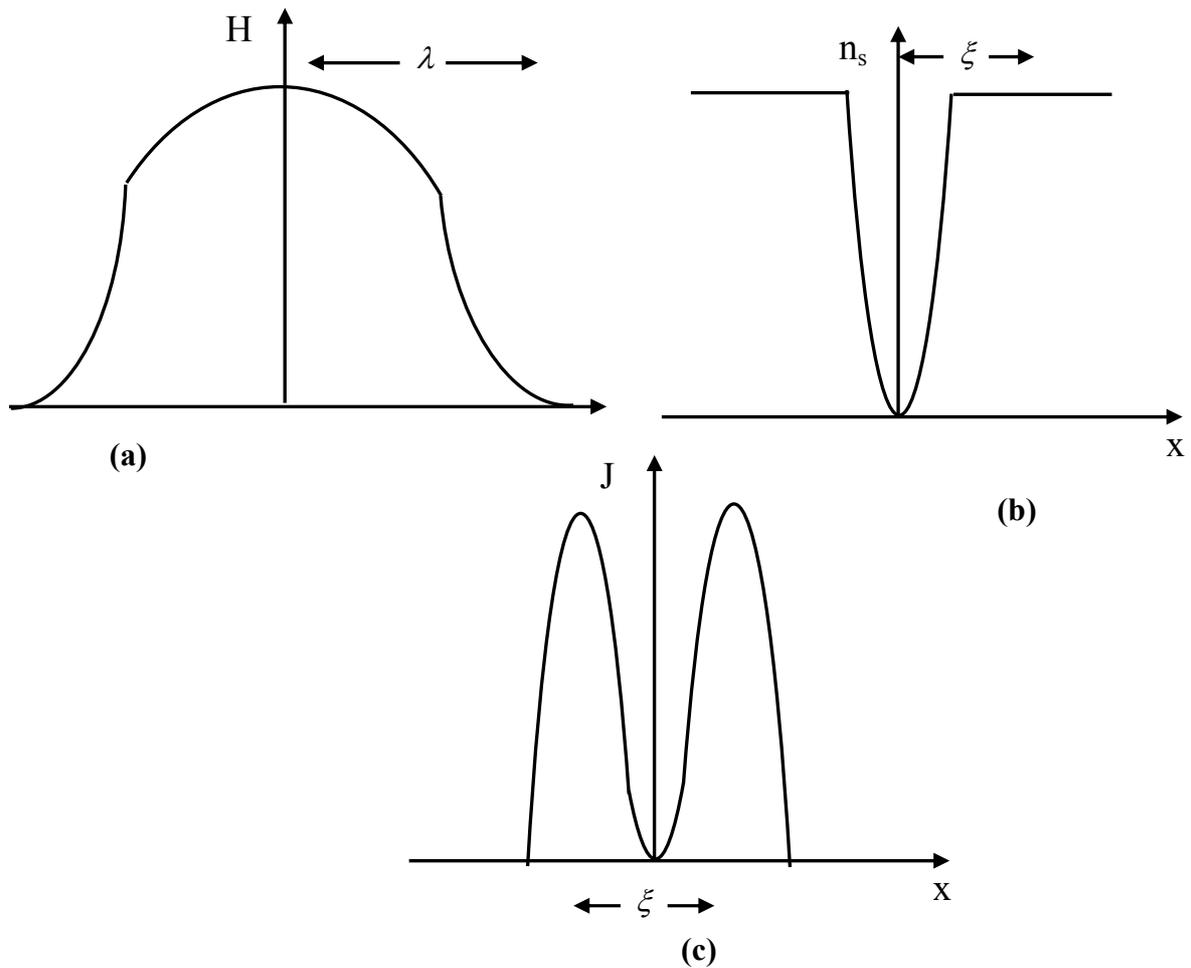


Figure (1.11) H n_s et J dans un vortex (a) valeur du champ (b) densité volumique d'électrons supraconducteur (c) densité de courant

Le diagramme de phase d'un supraconducteur de type II sous champ magnétique a l'allure suivante :

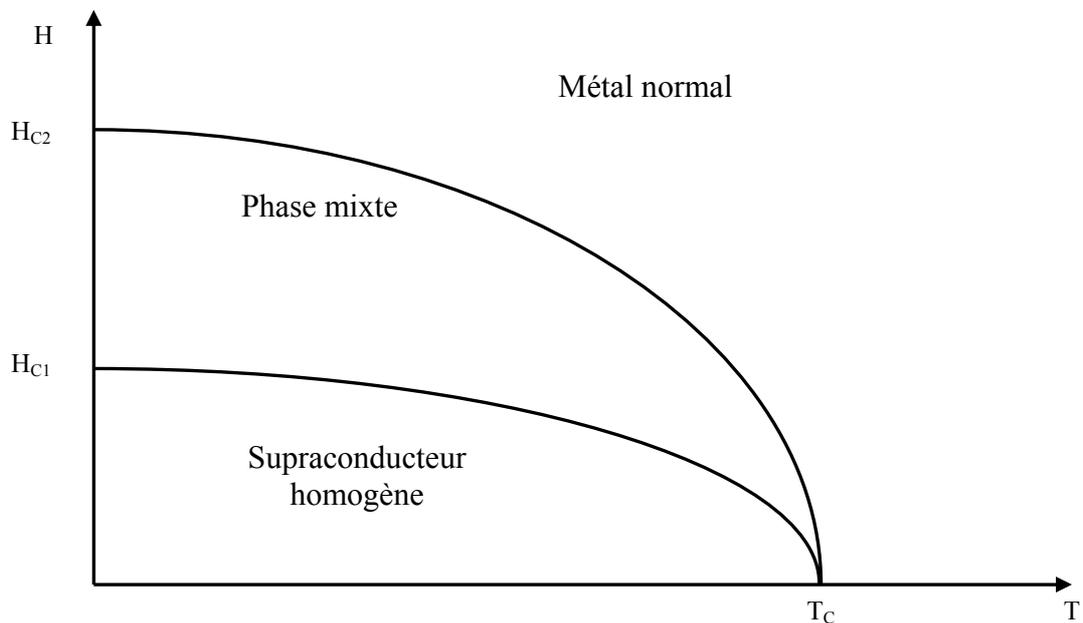


Figure (1.12) Diagramme de phase d'un supraconducteur de type II sous champ

Les deux lignes de transition sont du second ordre. Pour $H < H_{c1}(T)$, l'effet Meissner est total : le champ ne pénètre pas en volume dans la région supraconductrice. Pour $H_{c1}(T) < H < H_{c2}(T)$, il y a effet Meissner partiel ; il y a formation de lignes de vortex dont le cœur est normal et qui permettent au champ de pénétrer. Dans cette phase mixte la conductibilité reste infinie. Pour $H > H_{c2}(T)$, on retrouve la phase normale de conductivité finie.

I.7 : LA THEORIE MICROSCOPIQUE DE LA SUPRACONDUCTIVITE (LA THEORIE BCS)***I.7.1 : PRINCIPE DE BASE DE LA THEORIE BCS*** [02] [08] [23] [29]

En 1957, **J. BARDEEN, L. COOPER ET R. SCHRIEFFER** proposèrent une théorie microscopique. Sur la supraconductivité connue Aujourd'hui sous le nom de théorie BCS, cette théorie s'applique bien à la majorité des supraconducteurs conventionnels.

Cette théorie est basée sur le couplage des électrons d'un métal en paire : ces paires sont appelées les paires de **COOPER**. Elles forment un état unique, cohérent, d'énergie plus basse que celui du métal normal (électrons non appariés) [23].

Le couplage en paires de **COOPER** peut être retrouvé expérimentalement par la mesure d'un quanta de flux qui est toujours un multiple de deux électrons.

La différence d'énergie entre l'état supraconducteur et l'état normal est appelé gap d'énergie, et est notée Δ . C'est l'énergie nécessaire pour passer de l'état supraconducteur à l'état normal en brisant les paires de Cooper. Cette énergie tend vers zéro lorsque T tend vers Tc.

Le problème est d'expliquer cet appariement compte tenu de la répulsion coulombienne. Dans un métal, les électrons interagissent avec le réseau cristallin formé d'ions positifs. Ceux-ci attirent les électrons et se déplacent légèrement (grande inertie). Les physiciens ont donné le nom de phonons à ces vibrations atomiques naturelles. Cette interaction entre les électrons et les phonons est à l'origine de la résistivité et de la supraconductivité : attirés par le passage très rapide d'un électron (10^6 m/s), les ions se déplacent et créent une zone locale électriquement positive. Compte tenu de l'inertie, cette zone persiste alors que l'électron est passé, et peut attirer un autre électron qui se trouve ainsi, par l'intermédiaire d'un phonon, apparié au précédent. Et ce malgré la répulsion coulombienne. L'agitation thermique finit par détruire ce fragile équilibre d'où l'effet néfaste de la température.

L'interaction électron-phonon joue un rôle essentiel pour l'appariement des électrons donc pour la supraconductivité. Plusieurs faits le confirment, comme par exemple l'effet isotopique. Cet effet, comme son nom l'indique, est relié à la masse des atomes constituant le réseau cristallin. On peut montrer que la vibration des atomes possède une fréquence ω reliée à la masse des atomes du réseau suivant la relation suivante [08] [23]:

$$\omega^2 = \frac{k}{\mu} \tag{1.62}$$

ou k : est la constante de raideur du cristal.

μ : est la masse réduite des atomes du cristal.

Et que T_c est proportionnelle à la racine carrée de μ .

Une particularité des paires de Cooper est que leur quantité de mouvement est nulle. En effet, les deux électrons appariés ont la même quantité de mouvement, mais de signe opposé. C'est la condition pour que l'énergie de la paire soit inférieure à la somme des énergies des deux électrons. Ils forment alors un ensemble qui se comporte comme un boson : les paires se déplacent sans rencontrer la moindre résistance. D'où la supraconductivité. Il faut bien sûr que ces paires se déplacent avec une énergie cinétique plus petite que le gap, sinon la paire est cassée [08] [23].

La description de l'état supraconducteur par la théorie BCS est excellente : plusieurs grandeurs (gap, T_c ...) en découlent et sont vérifiées expérimentalement. Elle permet également de retrouver l'équation de London (donc l'effet Meissner), ainsi que la théorie de **GINZBURG** et **LANDAU**.

1.7.2 : LA PRINCIPALE REMISES EN QUESTION

La formule de la température critique donnée par BCS indique que celle-ci ne peut dépasser 25-30 K, du moins dans les métaux courants, l'éventualité de "l'hydrogène métallique" restant l'exception en raison de sa très faible masse. L'hydrogène métallique pourrait théoriquement être obtenu sous une pression dantesque, très au-delà de ce que l'on sait réaliser aujourd'hui en laboratoire. 30 K semblait bien être une valeur limite puisque jusqu'en 1986 aucune température critique n'excédait 24 K. Avec la découverte des supraconducteurs à haute température critique, cette limitation est plus que remise en cause. Une question se pose alors : les oxydes supraconducteurs à haut T_c contredisent-ils la théorie BCS ? Les théoriciens ne sont pas d'accord sur ce sujet. Certains considèrent qu'il peut s'agir d'un effet dimensionnel (modèle 1D, 2D ou 3D), puisque ces nouveaux matériaux sont fortement anisotropes. D'autres sont d'avis que le couplage entre les électrons n'est plus dû au réseau (donc aux phonons), mais à d'autres interactions (électroniques, magnétiques, les deux...). D'autres proposent des modèles entièrement nouveaux... Ce sujet reste très ouvert et l'objet de débats scientifiques animés ! Les mécanismes de la supraconductivité dans les oxydes ne sont pas encore élucidés.

1.8 : CONCLUSION

Dans ce premier chapitre on a exposé les notions de base et les principaux phénomènes caractérisant les matériaux supraconducteurs. Ainsi que les principales théories phénoménologiques qui ont tenté d'expliquer le phénomène de supraconductivité. Notamment la théorie de **Ginzburg-Landau** qui est la théorie phénoménologique la plus complète et la plus

importante, elle a d'ailleurs servi de base pour l'élaboration de la théorie microscopique de (B.C.S) qui a été brièvement exposée à la fin de ce chapitre.

Il faut tout de même noter que malgré toutes les tentatives pour l'interprétation du phénomène de supraconductivité il subsiste toujours des points d'ombres, surtout avec l'avènement des supraconducteurs à hautes températures critiques (SHTC), qui ont remis en question la théorie microscopique de (BCS), relançons ainsi le débat sur les origines microscopiques de la supraconductivité.

Raison pour laquelle un très grand nombre de travaux s'intéressent toujours aux aspects théoriques de la supraconductivité [04] [05] [06] [08] [09] [17].

CHAPITRE 2

II.1 : INTRODUCTION

Il existe une très grande diversité de matériaux supraconducteurs, dont les propriétés supraconductrices peuvent différer largement d'un corps à un autre. Bien que les propriétés supraconductrices jouent un rôle déterminant dans le choix d'un matériau pour une application, elles ne sont pas les seules à prendre en considération. Certaines des propriétés importantes n'ont d'ailleurs aucun lien avec la supraconductivité tel que la malléabilité ou la ductilité d'un matériau, qui sont des éléments de base pour la détermination des possibilités de mise en forme à fin de préparer le matériau pour les applications auxquelles il est destiné [01].

Certaines propriétés supraconductrices sont intrinsèquement liées à la nature du matériau, c'est-à-dire à sa structure chimique et cristallographique ; c'est le cas de la température critique, et en partie du champ critique H_{c2} . En revanche, les densités du courant critique dépendent essentiellement de la microstructure c'est-à-dire de toute sorte de défauts introduits dans le matériau lors des opérations de mise en forme [13][16].

Au cours du temps, plusieurs familles de matériaux supraconducteurs ont été découvertes et ont fait ensuite l'objet d'études approfondies. Nous allons passer en revue dans ce chapitre les principales d'entre elles, en essayant de donner un bref aperçu sur les techniques de leur mise au point.

II.2 : GRANDES FAMILLES DE SUPRACONDUCTRICES

Les matériaux supraconducteurs du point de vue température critique peuvent être classés en deux grandes familles, la première est celle des supraconducteurs à basse température critique, la seconde et celle des supraconducteurs à haute température critique.

II.2.1 : SUPRACONDUCTEURS A BASSE TEMPERATURE CRITIQUE**II.2.1.1 : ELEMENTS SIMPLES [01] [10] [24]**

Un nombre assez important d'éléments du tableau périodique présentent une transition à l'état supraconducteur. Cependant, d'une part, la plupart des températures critiques sont faibles, et d'autre part ces corps sont supraconducteurs de première espèce ayant des champs critiques et des courants critiques peu élevés. De ce fait, leur utilisation pratique est quasiment inexistante. La seule exception notable est le niobium ($T_{cNb}=9.3K$), qui est légèrement de deuxième espèce et présente un champ critique H_{c2} relativement élevé ($\mu_0 H_{c2} \approx 0.2T$). Il est en général utilisé sous forme de couches minces préparées généralement par pulvérisation cathodique.

Le tableau (2.1) représente les éléments simples supraconducteurs sur avec leurs températures critiques.

élément	Température critique
Carbon (C)	15K
Lead (Pb)	7,2K
Lanthanum (La)	4,9K
Tantalum (Ta)	4,47K
Mercury (Hg)	4,15K
Tin (Sn)	3,72 K
Indium (In)	3,40K
Thallium (Tl)	1,70K
Rhenium (Re)	1,697K
Protactinium (Pa)	1,40K
Thorium (Th)	1,38K
Aluminum (Al)	1,175K
Gallium (Ga)	1,10K
Gadolinium (Gd)	1,083K
Molybdenum (Mo)	0,915K
Zinc (Zn)	0,85K
Osmium (Os)	0,66K
Zirconium (Zr)	0,61K
Americium (Am)	0,60K
Cadmium (Cd)	0,517K
Ruthenium (Ru)	0,49K
Titanium (Ti)	0,40K
Uranium (U)	0,20K
Hafnium (Hf)	0,128K
Iridium (Ir)	0,1125K
Lutetium (Lu)	0,100K
Beryllium (Be)	0.026K
Tungsten (W)	0,0154K
Platinum (Pt) ¹	0,0019K
Rhodium (Rh)	0,000325K

**Tableau.2.1 : éléments simples supraconducteurs de type I
à pression atmosphérique normale [10]**

D'autres éléments du tableau périodique peuvent être mis dans un état supraconducteur, par application de hautes pressions. Par exemple le supraconducteur de type I avec la température critique la plus élevée est le sulfure à 17K. Mais il a besoin d'une pression de 930000 atmosphères pour être supraconducteur et de 1,6 million atmosphères pour atteindre sa température critique de 17K. En plus des éléments du tableau (2.1) le Niobium le Technétium et le Vanadium sont aussi des supraconducteurs à pression atmosphérique normale mais de type II.

II.2.1.2 : ALLIAGES SIMPLES A BASE DE NIOBIUM [01] [10]

Les études sur les alliages métalliques binaires ont démontrées que l'utilisation du Niobium comme base dans ses composés, cela conduit à des alliages supraconducteurs de type II avec des champs magnétiques H_{c2} et des densités de courant critique élevées comparées à celles du Niobium, bien que les températures critiques de ce type de matériaux restent proches de celles du Niobium [01].

Les meilleurs représentants de cette famille de supraconducteurs sont le **niobium zirconium** (Nb-Zr) et le **niobium titane** (Nb-Ti) [01].

Ces deux alliages forment une solution solide en toutes proportions avec une structure cristallographique dont les mailles élémentaires sont des cubes à facettes centrées (cfc). Les diagrammes de phases des composés niobium-aluminium et niobium-gallium sont représentés sur les figures (2.1) et (2.2).

Leurs propriétés supraconductrices sont fonction de la température critique et de la valeur de H_{c2} en fonction du pourcentage de Niobium dans l'alliage.

Les meilleures valeurs de la température critique et du champ critique H_{c2} sont obtenues pour des compositions autour de 50% de niobium, elles sont indiquées sur le tableau (2.2).

alliage	Température critique	$\mu_0 H_{c2}$ à T= 4,2K
Nb-Zr	11K	9,5T
Nb-Ti	9K	12T

Tableau (2.2) valeurs maximales de T_c et de $\mu_0 H_{c2}$ pour le NbZr et NbTi autour d'une composition à 50%

Les propriétés mécaniques de ces matériaux, telles que leur malléabilité et leur ductilité. Rendent leur mise en forme relativement facile par rapport à d'autres types de matériaux supraconducteurs, ce qui les rend bien adaptés pour des applications à fort courant, pour lesquelles ces matériaux peuvent être utiles [01].

C'est le *NbTi* qui est le plus utilisé de cette catégorie de matériaux en raison des valeurs relativement élevées de son champ critique, et de ses densités de courants critiques, et ces bonnes qualités mécaniques. Il est l'un des matériaux de base pour les applications de la supraconductivité dans le **de l'électrotechnique** [01].

L'handicape majeur de ce matériau est sa basse température critique (au voisinage de la température de l'hélium liquide) [01].

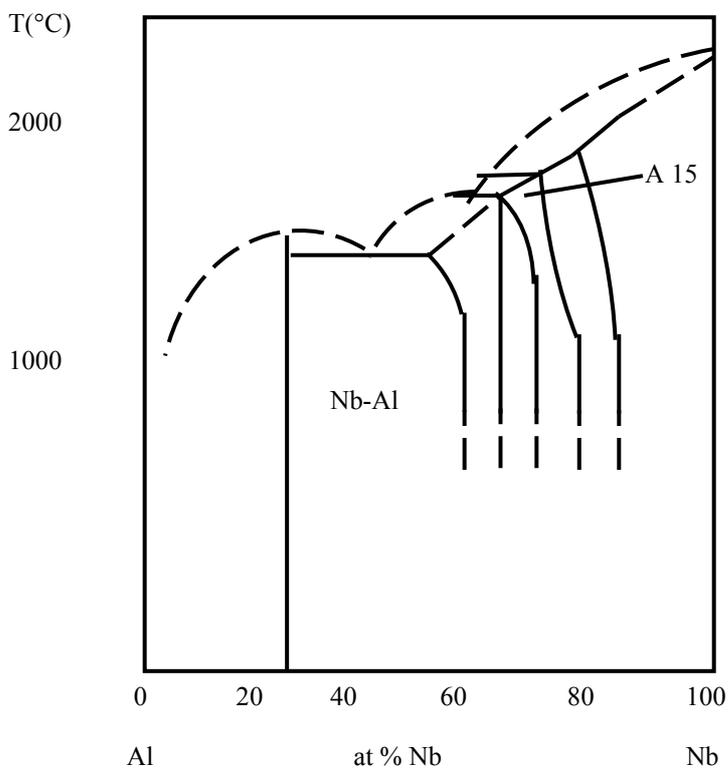


Figure. 2.1 : Diagramme de phase de l'alliage binaire niobium-aluminium. Les traits pointillés indiquent des limites de phase mal connues. Le domaine d'existence de la phase de structure A15 est hachuré, il est situé au voisinage de la stœchiométrie [01]

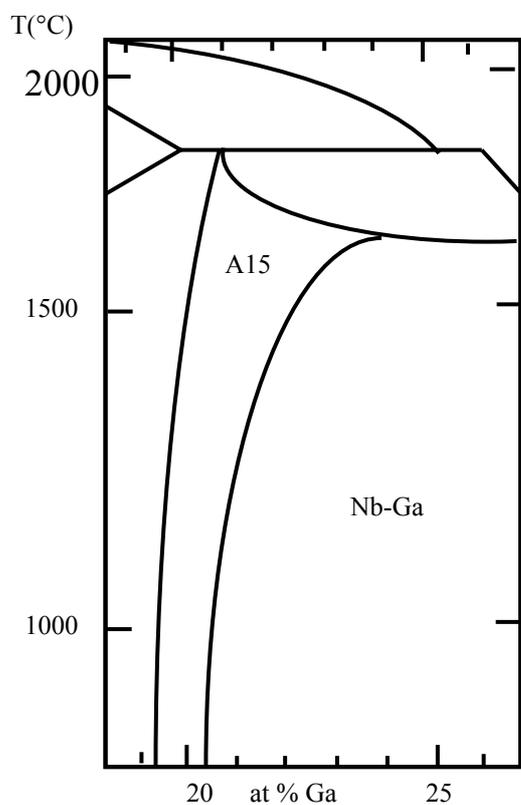


Figure. 2.2 : Diagramme de phase du système niobium-gallium. Le domaine d'existence de la phase A15 est hachuré ; on constate qu'il se trouve, pour l'essentiel, hors de la stœchiométrie [01]

II.2.1.3 : COMPOSES DE STRUCTURES A15 [01]

Ce sont des alliages de la famille Cr_3Si ayant une structure particulière dite A15, ou encore β -tungstène (β -W). Cette structure cristallographique d'un corps de composition A_3B est illustrée sur la figure (2.3).

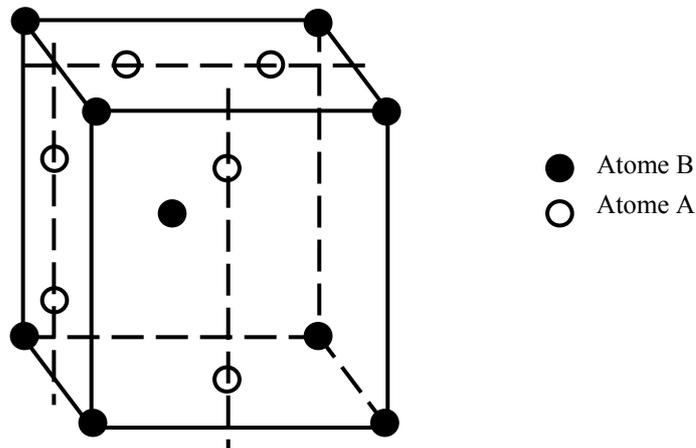


Figure (2.3) structure cristallographique des composés de structure A_{15} [01]

On pense que la supraconductivité est liée à l'existence de ces chaînes, dans lesquelles les atomes A sont plus proches les uns des autres que dans le métal A lui-même ; en effet, on a observé que la valeur de T_c est très sensible au degré d'ordre à longue distance des chaînes A. ainsi un désordre induit dans ses chaînes, se traduit par une diminution rapide de T_c , qui atteint généralement son maximum près de la composition, stœchiométrique et pour des matériaux bien ordonnés. Cela explique la grande diversité de valeurs de températures critiques qu'on trouve dans la littérature pour un même supraconducteur [01].

Les températures critiques maximales mesurées pour quelques matériaux, parmi les plus représentatifs de cette classe de supraconducteurs, sont données dans le tableau (2.3).

Du point de vue métallurgique, ces matériaux se caractérisent par un domaine de stabilité de la phase A15 relativement limité au voisinage de la composition stœchiométrique. Comme le montre le diagramme de phase de la figure (2.1) pour le système Nb-Al, en générale les autres phases ne sont pas supraconductrices ou bien elles ont des températures critiques beaucoup plus faibles. Cela rend l'élaboration de ces matériaux particulièrement délicate.

matériau	Nb ₃ Al	Nb ₃ Ga	Nb ₃ Ge	Nb ₃ Sn	V ₃ Ga	V ₃ Si
T _c (K)	18.9	20.7	23	18.3	14.8	17.1

Tableau (2.3) les principaux matériaux représentatifs des supraconducteurs à structure

A15 [01]

Le principal avantage de ces matériaux est lié aux valeurs élevées que peuvent prendre leurs champs critiques H_{C2} et leurs courants critiques.

A l'heure actuelle, le seul matériau de la famille A15 qui ait trouvé un débouché industriel est Nb₃Sn, qui allie un champ critique élevé ($\mu_0 H_{c2} = 23 \text{ T à } 4,2 \text{ K}$) à des valeurs importantes du courant critique ($J_c(4,2 \text{ K}, 12 \text{ T}) \approx 10^5 \text{ A.cm}^{-2}$) et surtout dont les techniques d'élaboration ont été bien maîtrisées [01].

L'une des méthodes de mise au point des câbles multifilamentaires est la méthode dite voie du bronze schématisée sur la figure (2.4) : des filaments de niobium sont noyés dans une matrice de bronze, alliage de cuivre et d'étain, l'ensemble étant placé dans un tube de cuivre ; le tout est étiré jusqu'au diamètre désiré et bobiné sur un mandrin ; enfin, un traitement thermique approprié à une température voisine de 700°C induit la réaction de formation de la phase Nb₃Sn de structure A15. De plus, il est généralement nécessaire d'effectuer des recuits intermédiaires à des températures de l'ordre de 300°C afin de restaurer les propriétés mécaniques du bronze, dégradées par le tréfilage. La complexité du procédé a fait qu'on ne fasse appel à ce matériau que lorsqu'il faut créer des inductions magnétiques supérieures à environ 8 T [01].

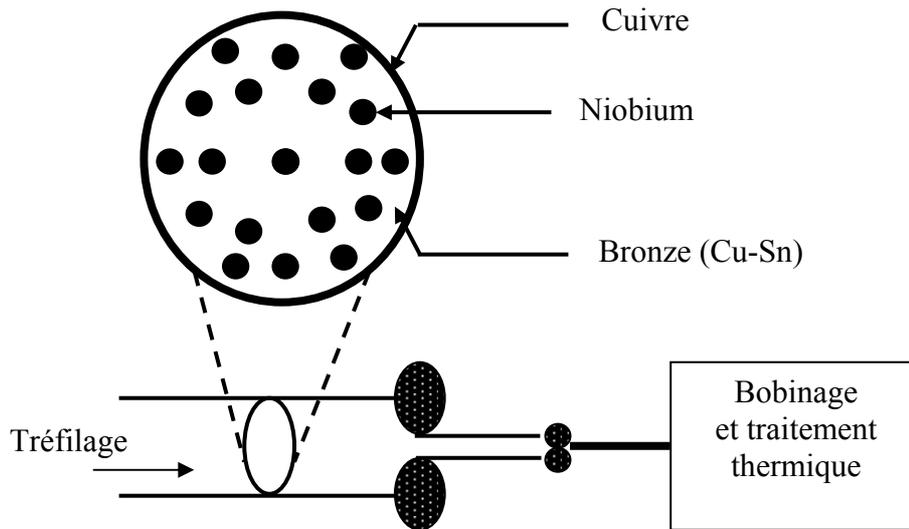


Figure.2.4 : Représentation schématique de la méthode d’élaboration, dite « voie du bronze », des câbles multifilamentaires à base de Nb₃Sn [01]

II.2.1.4: PHASE DE CHEVREL

Découverts en 1971 par des chercheurs de l’université de Rennes, on leur a donné le nom de l’un des chercheurs qui les ont découverts « phases de **CHEVREL** », ce sont des composés complexes à base de molybdène leur composition est du type PbMo₆S₈.

L’intérêt principal de ces matériaux réside dans les valeurs élevées de leurs champs critiques H_{C2}, bien que leurs températures critiques soient nettement inférieures à celles des composés A15. Les températures critiques mesurées pour quelques composés de cette famille, sont indiquées sur le tableau ci-dessous.

Matériau	PbMo ₆ S ₈	SnMo ₆ S ₈	LaMo ₆ S ₈	MoS ₆ Br ₂	Mo ₆ S ₆ I ₂
T _c (K)	15,2	14,2	11,4	13,8	14

Tableau (2-4) quelques matériaux du type phase de CHEVREL et leur T_c [01]

Les phases de **CHEVREL** cristallisent dans le système hexagonal rhomboédrique, dont la structure cristallographique est représentée sur la figure (2.5) [01]:

Le développement de ce type de matériaux a été poussé jusqu’à la production de fils multibrins, malgré de très lourds handicaps de stabilité mécanique qui reste à surmonter [26].

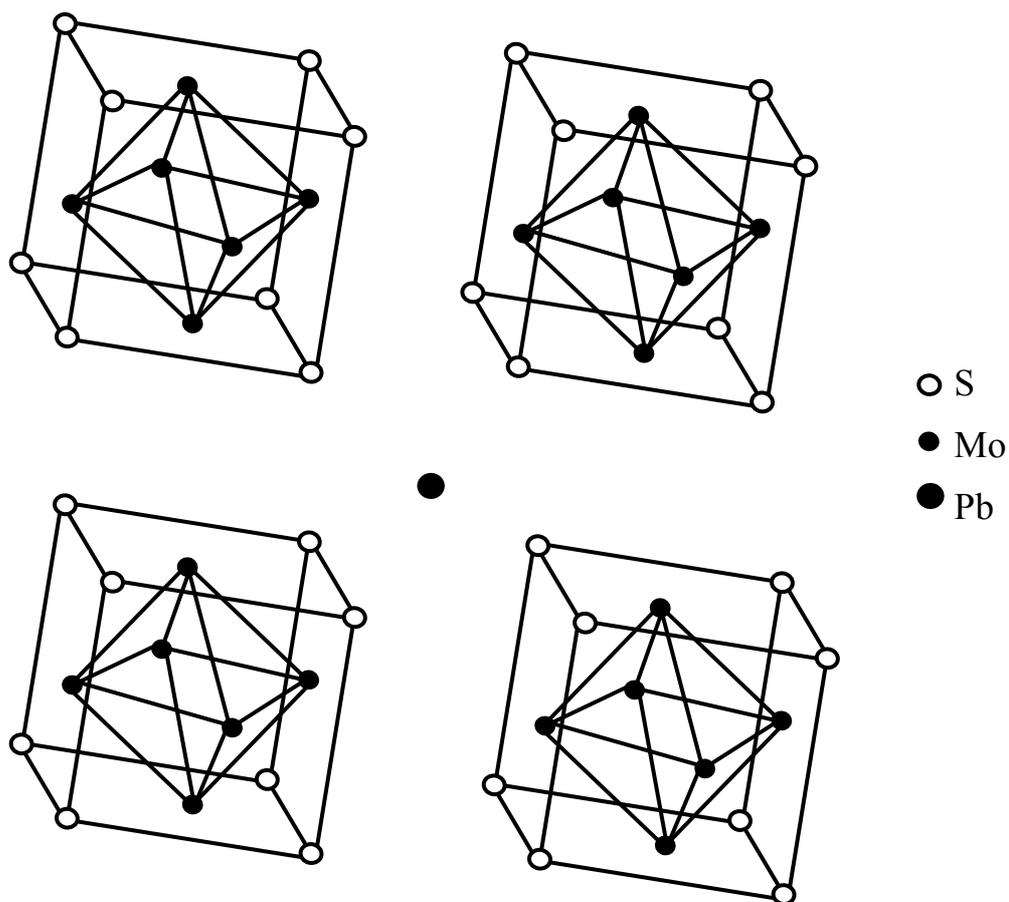


Figure 2.5: Représentation partielle de la structure cristalline de $PbMo_6S_8$, dans laquelle on voit quatre de huit cubes Mo_6S_8 entourant l'atome de plomb : la maille complète est obtenue en ajoutant les quatre cubes manquants en arrière plan, Pb étant au centre de la maille [01]

II.2.2 : LES SUPRACONDUCTEURS A HAUTE TEMPERATURE CRITIQUE

Les oxydes supraconducteurs, ont été découverts en 1986 par *J.G. BEDNORZ* et *K. A. MÜLLER* [01] [26] [26], qui ont obtenu le prix Nobel. Ceci a donné lieu à un grand essor de la recherche dans le domaine de la supraconductivité, ou il y a eu une augmentation des températures critiques laissant entrevoir des dispositifs à supraconducteur fonctionnant à la température de l'azote liquide ($T= 77K$) et même au-delà.

Le premier **cuprate** dont la supraconductivité, aux alentours de 30 K, fut mise en évidence est $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ [01]. Par la suite, quelques 26 structures cristallographiquement différentes ont été identifiées [26],

Le tableau (2.5) donne les températures critiques de quelques-uns des représentant de cette famille de matériaux supraconducteurs [01].

Matériau	T _c (K)
La _{2-x} Sr _x CuO ₄	38
Eu ₂ Ba ₂ Cu ₃ O _{10-x}	43
(La,Sr,Ca) ₃ Cu ₂ O ₆	58
Pb ₂ Sr ₂ YCu ₃ O ₈	70
Yba ₂ Cu ₄ O ₈	80
Yba ₂ Cu ₃ O _{6+x}	92
Bi ₂ Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀	110
Tl ₂ Ba ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀	125
HgBa ₂ Ca ₂ Cu ₃ O _{8+x}	135

Tableau (2.5) Températures critiques de quelques matériaux à haute température critique [01]

II.2.2.1 : STRUCTURE CRISTALLINE

Tous les corps appartenant à cette famille sont des oxydes de cuivre, caractérisés par l'existence de plans CuO₂, et dont la structure cristallographique est dérivée de la maille élémentaire pérovskite (CaTiO₃) de type ABO₃, A étant un alcalino-terreux et B un éléments de valence plus élevée. Cette maille est caractérisée par la valence pyramidale comportant les atomes d'oxygènes aux sommets et le cation de la valence la plus élevée au centre de la base, comme cela est représenté sur la figure (2.6). Dans les **cuprates**, ce sont des plans CuO₂ qui forment la base des pyramides [01].

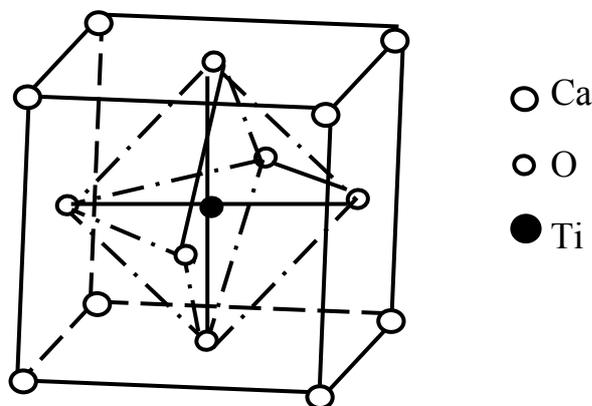


Figure 2.6: Maille élémentaire de la structure pérovskite du cristal CaTiO₃, qui sert de base à la structure des oxydes de cuivre supraconducteurs [01] [25]

L'origine de la supraconductivité dans ce type de matériaux n'est toujours pas complètement cernée, mais il semble établi que la supraconductivité ait lieu essentiellement dans les plans CuO_2 [01].

Ses plans sont séparés entre eux par un nombre variable de couches non supraconductrices, ces couches entre les plans CuO_2 , peuvent servir de réservoir d'électrons en fonction de leur composition chimique.

Une des structures cristallographique les plus simples des supraconducteurs à haute température critique est celle de l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, montrée sur la figure (2.6) [01] [25]. Elle peut exister sous deux formes différentes, tétragonale ou orthorhombique. Dans la première on a un matériau semi-conducteur, et dans seconde on a un matériau supraconducteur. La structure du composée est déterminée par sa teneur en oxygène.

L'examen de la figure (2.7) permet de mettre en lumière les caractéristiques principales de ce type de structure cristallographique [01] :

- Les atomes de cuivre occupent deux positions différentes :
 - Cu (1) se situe entre deux plans BaO et sa coordinence vaut 2 dans la phase tétragonale et 4 dans la phase orthorhombique : en effet, la différence lorsqu'on passe de la phase supraconductrice à la phase semi-conductrice tient à la disparition des atomes d'oxygène des chaînes CuO :
 - Cu (2) appartient aux plans CuO_2 et jouit de la coordinence pyramidale typique de la structure pérovskite ; cette disposition est la même dans les deux structures :
- On peut décrire la structure de YBaCuO comme la superposition des couches atomiques suivantes :
 1. Plan contenant les chaînes CuO, entièrement dépeuplé d'oxygène dans la phase tétragonale :
 2. Plan BaO ;
 3. Plan CuO_2 ;
 4. Couche d'atomes d'yttrium, formant le plan de symétrie de la maille ;
 5. Plan CuO_2 ;
 6. Plan BaO ;
 7. Chaînes CUO.

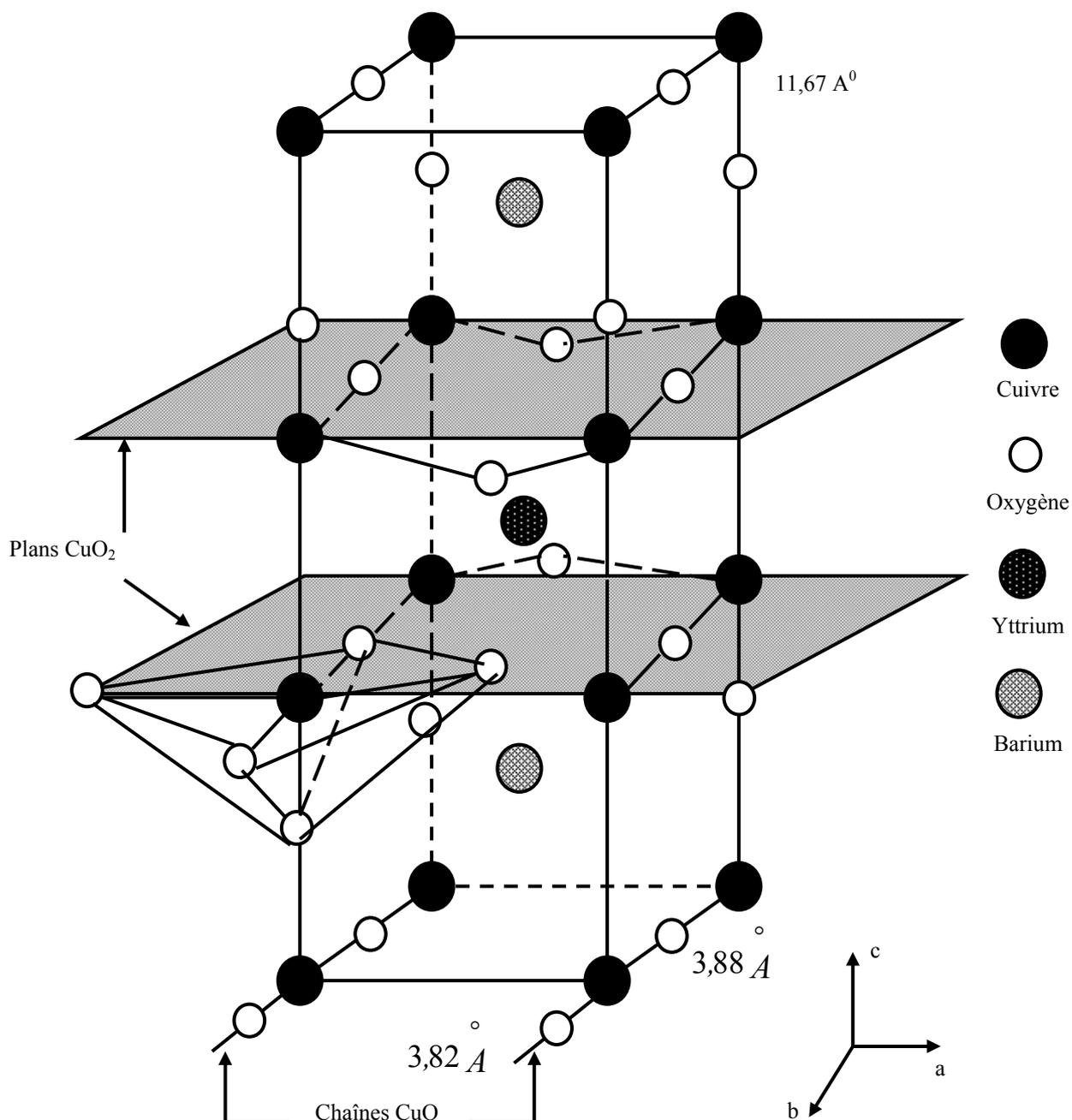


Figure. 2.7 : Représentation d'une maille du cristal de supraconducteur $YBa_2Cu_3O_7$. On voit bien la structure en feuilles de ce matériau et on remarque la coordinance pyramidale des atomes de cuivre des plans CuO_2 [01]

II.2.2.2: CARACTERISTIQUES SUPRACONDUCTRICES

Les supraconducteurs à haute température critique ont une structure cristalline anisotrope ce qui implique que les paramètres supraconducteurs changes en fonction de l'orientation par rapport aux axes cristallins. Les valeurs des longueurs de pénétration ou de cohérence sont presque isotropes dans le plan ab et très différentes dans la direction c, et comme le champ critique H_{c2} est inversement proportionnel à ξ^2 , il est lui aussi fortement anisotrope selon la direction du champ magnétique appliqué par rapport aux axes cristallins. Un paramètre dit d'anisotropie est introduit Pour caractériser ce phénomène, [01].

$$\gamma = \left(\frac{m_c}{m_{ab}} \right)^{1/2} = \frac{\lambda_c}{\lambda_{ab}} = \frac{\xi_{ab}}{\xi_c}, m_c \text{ et } m_{ab} \text{ Sont respectivement les masses effectives}$$

selon l'axe c et dans le plan ab.

A titre d'exemple, $\gamma = 7$ pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, et $\gamma = 150$ pour $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ [01].

II.2.2.3 : COURANTS CRITIQUES

L'un des avantages majeurs de la supraconductivité est les densités de courant élevé que peut véhiculé ce genre de matériaux, il est donc indispensable de prendre cet aspect en considération, cela dit il faut tenir compte du fait que la densité de courant critique n'est pas une propriété intrinsèque d'un corps mais dépend de la microstructure du matériau mis en forme. Cela est aussi valable pour les SHTC, leur structure anisotrope conduit à un piégeage des vortex et à une anisotropie de J_c . La figure (2.11) donne une représentation schématique du cœur d'un vortex pour deux directions du champ magnétique par rapport aux axes cristallins.

Pour un champ extérieur \vec{H}_a parallèle à l'axe c, les vortex pénètrent perpendiculairement tous les plans supraconducteurs. Les cœurs de ces vortex ayant une dimension de l'ordre de ξ_{ab} [01]. Si il n y a pas de défauts dans le réseau cristallin, cela conduit à une indépendance de l'énergie propre des vortex par rapport à leur position dans le plan ab, les vortex ne sont donc pas piégés lors d'un déplacement parallèle à ce plan. Ce qui correspond à un courant de conduction parallèle au plan ab [01] [25] :

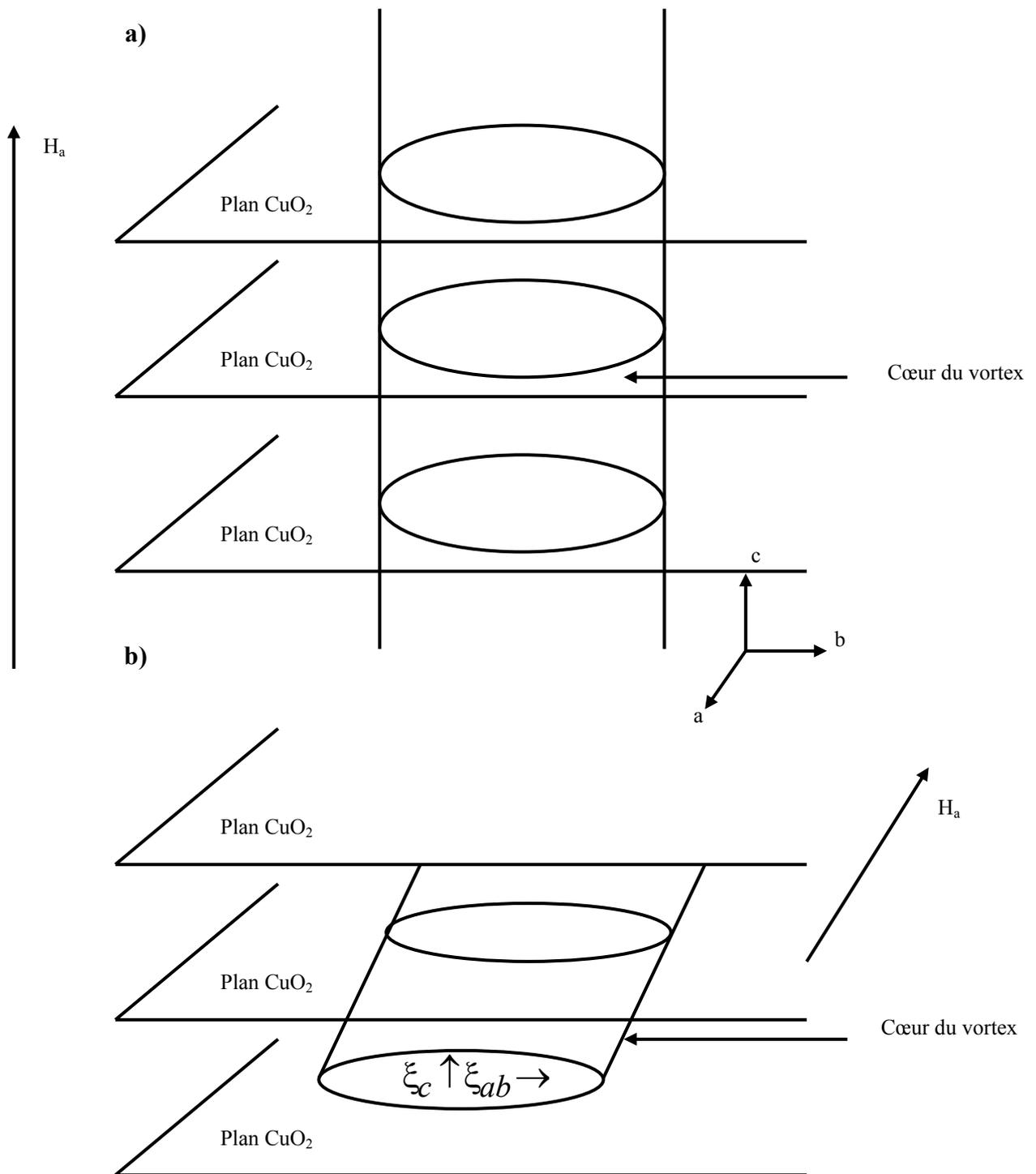


Figure. 2.8 : Représentation schématique du cœur d'un vortex pour deux directions particulières du champ appliqué :
 a) H_a parallèle à l'axe c b) H_a est dans le plan ab [01]

Pour un champ extérieur \vec{H}_a parallèle au plan ab, les vortex sont aussi parallèles à ce plan, dans ce cas les dimensions de leurs cœurs sont de l'ordre de ξ_c dans la direction c, ces cœurs vont prendre position entre les couches CuO_2 supraconductrices pour minimiser l'énergie propre des vortex, car une prise de position entre les couches CuO_2 permet d'économiser l'énergie de condensation du cœur.

Dans une telle configuration l'énergie propre d'un vortex est liée à sa position. Pour un déplacement du vortex dans la direction c, celui-ci devra vaincre la barrière de potentiel qui correspond à l'énergie de condensation du cœur, les vortex sont donc intrinsèquement piégés lorsque ils subissent une force de Laplace suivant la direction de l'axe c. la valeur du courant critique est dans ce cas non nulle, cette situation correspond à un courant de conduction dans le plan ab. Dans le cas où nous aurons un courant parallèle à l'axe c, le courant critique sera nul puisque le déplacement des vortex dans le plan ab se fait sans difficulté, vu que les vortex ne rencontrent aucune barrière de potentiel.

De ce qui vient d'être dit nous pouvons déduire que le piégeage intrinsèque des vortex pour certaines configurations électromagnétiques conduit à une anisotropie de la densité de courant critique, dans le cas de matériaux réels ce piégeage intrinsèque s'ajoute à celui causé par les défauts présents dans le réseau cristallin [01] [17].

L'observation de tels défauts est possible dans le cas d'échantillons monocristallins formés de grains orientés, tel que leurs axes c soient orientés dans la même direction figure (2.12).

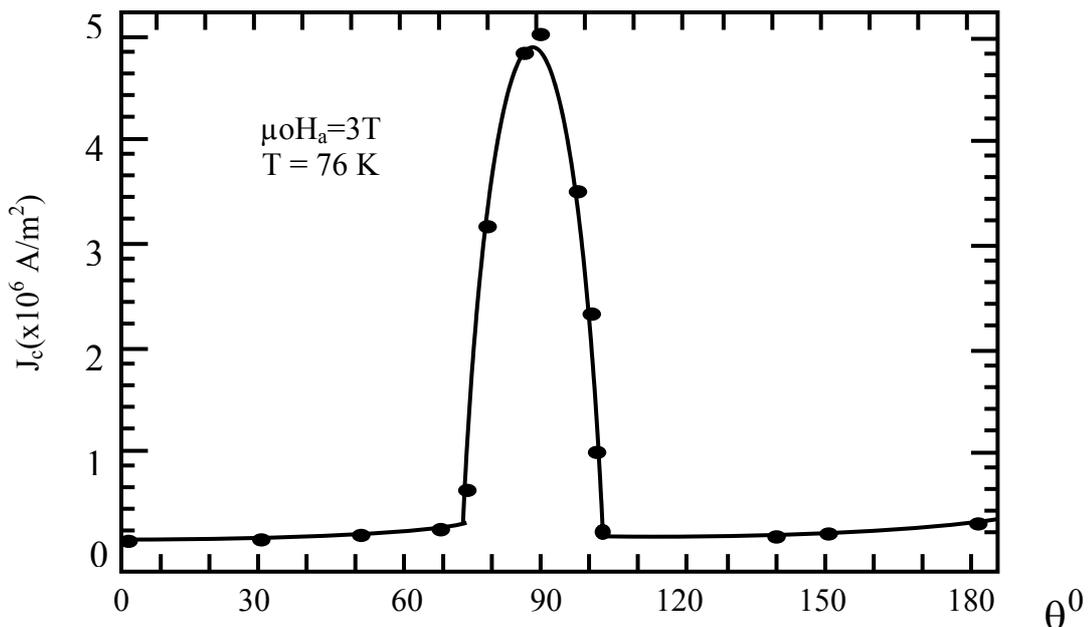


Figure. 2.9 : Variation de la J_c d'une couche mince orientée de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7+x}$ en fonction de l'angle θ entre la direction du champ magnétique appliqué et l'axe c du matériau [01]

Pour des échantillons polycristallins, il n'existe pas d'orientation privilégiée, de ce fait une mesure de courant critique donne accès à une sorte de valeur moyenne de J_c , ce qui fait que l'influence de l'anisotropie n'est plus observable dans ce cas. C'est généralement le cas des fils supraconducteurs, quel que soit leur mode d'élaboration [01].

Pour une application quelconque de la supraconductivité ce qui importe généralement c'est la valeur élevée du courant critique, à titre d'exemple :

- le composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, qui est très étudié pour les applications à l'électronique, est obtenu sous forme de couches minces avec des densités de courant critique de l'ordre de 10^6 A.cm^{-2} à $T = 77 \text{ K}$ et sous un champ magnétique faible ($\mu_0 H < 1 \text{ T}$) [01].
- Pour les applications à fort courant les matériaux les plus sollicités, sont ceux de la famille du composé $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ les meilleurs résultats publiés jusqu'à présent font état de valeurs de $J_c \approx 2.10^3 \text{ A.cm}^{-2}$ à $T = 77 \text{ K}$ et $\mu_0 H = 1 \text{ T}$ [01].

II.2.2.4 : MISE EN FORME

L'élaboration de matériaux supraconducteurs à hautes températures critiques ce fait généralement en trois grandes étapes :

- la préparation de la poudre,
- la mise en forme,
- le frittage.

La première opération consiste à la préparation des poudres. Deux méthodes distinctes permettent de les fabriquer. La première dite mécanique, consiste à broyer le matériau synthétisé, puis sélectionner les grains suivant les dimensions désirées et enfin mélanger les différents produits pour obtenir une poudre homogène. La deuxième méthode, la plus employée, consiste à utiliser les éléments minéraux nécessaires à la fabrication du supraconducteur et à faire intervenir des réactions de synthèse chimique.

La deuxième opération est la mise en forme d'ébauches qui est guidée par l'application envisagée. En effet, les supraconducteurs HTC peuvent prendre différents aspects :

- fil ou ruban millimétrique obtenu à partir de la technique dite PIT (Powder in Tube) qui consiste à laminier et étirer plusieurs tubes d'argent remplis de poudre de bismuth comprimée,
- pièce massive obtenue par compactage des poudres céramiques.

Enfin, la troisième opération est le frittage. Ce procédé consiste à agglomérer des poudres sur l'ébauche en y appliquant une pression, à des températures variant entre 800 et 950°C. Ce

façonnage permet la consolidation du matériau et lui confère les performances Supraconductrices recherchées [25].

II.2.3. LES SUPRACONDUCTEURS ATYPIQUES

En plus des grandes familles de matériaux supraconducteurs citées ci-dessus et qui sont les principales familles utilisées dans l'industrie, il existe d'autres types de matériaux supraconducteurs, et qui n'appartient pas aux types de matériaux cités, nous citons d'entre eux :

II.2.3.1. LES FULLERENES

Elles sont formées de composés centrés autour des « Fullerene ». Le nom « Fullerene » vient du designer auteur **BUCKMINSTER FULLER**. C'est lui qui a inventé le dôme géodésique (structure à la forme de ballon de football). Les Fullerenes existent à un niveau moléculaire lorsque 60 atomes de carbone se joignent pour former une sphère. Quand une fullerene est dopée avec un ou plusieurs métaux alcalins elle devient une "fulleride" et souvent aussi supraconductrice. Les fulleride supraconductrices ont une température critique entre 8K pour $Na_2Rb_{0.5}Cs_{0.5}C_{60}$ et qui peut aller jusqu'à 40K pour Cs_3C_{60} . D'autres températures critiques encore supérieures ont été atteintes pour des C_{60} . Une température critique de 117K a été récemment trouvée [10].

II.2.3.2. LES SUPRACONDUCTEURS ORGANIQUES

Les supraconducteurs organiques font partie de la famille des conducteurs organiques qui incluent : les sels moléculaires, les polymères et les systèmes de carbone pure (qui inclue les nano tubes de carbone et les composés C_{60}). Les sels moléculaires dans cette famille sont des molécules organiques de grande taille qui possèdent des propriétés de supraconductivité à des températures très basses. Pour cette raison ils sont souvent appelés supraconducteurs "moléculaires". Leur existence a été mise en évidence en théorie en 1964 par **BILL LITTLE** de l'université de Stanford. Mais le premier supraconducteur organique (TMTSF) 2PF6 n'a pas été synthétisé avant 1980. 50 supraconducteurs organiques ont depuis été découverts avec des températures critiques s'étendant de 0.4K à environ 12K, et ce, à pression ambiante. Comme la température critique de ce type de composé dans l'intervalle des supraconducteurs de Type I, leurs propriétés inhabituelles les ont mis aux centres d'intenses recherches. Ces propriétés incluent une magnétorésistance énorme, une oscillation rapide, un effet de Hall, le (TMTSF) 2PF6 peut résister à un champ magnétique d'une intensité de 6 Teslas [10].

Les supraconducteurs de cette famille sont composés d'un donneur d'électron (la molécule organique plane) et d'un accepteur d'électron (un anion non organique). Nous citons ci-dessous quelques représentant de cette famille de supraconducteurs (donneur suivit de l'accepteur) [10]:



II.2.3.3. LES FERMIONS LOURDS

Les « Fermions lourds » sont des composés qui contiennent des éléments rares comme le Ce ou le Yb ou des actinides comme U. Leurs électrons de conduction ont souvent une grande masse, plusieurs fois plus grande que celle d'un électron normal ce qui en fait des candidats difficiles au rôle de supraconducteurs. Mais à température cryogénique certains montrent de la supraconductivité par un mécanisme qui se heurte à la théorie BCS.

La première observation de supraconductivité dans un système de fermions lourds a été faite par **E. BUCHER** en 1973 dans le composé UBe_{13} . Leurs températures de transition sont dans l'intervalle de celles des supraconducteurs de type I, leur intérêt est limité [10].

II.3: CONCLUSION

Les grandes familles de matériaux supraconducteurs citées dans ce chapitre sont les principales familles de supraconducteurs, elles regroupent les principaux composés utilisés dans les différentes applications de la supraconductivité.

En plus de ces familles de supraconducteurs, la supraconductivité a été observée dans d'autres matériaux qui font l'objet de quelques travaux, et des quels nous avons cités quelque représentants tels que les Fullerenes.

La supraconductivité a été observée dans un grand nombre de composés, qui diffèrent soit par leurs structures soit par leurs propriétés supraconductrices, leurs classement dans des familles se base :

- Soit sur leurs structures cristallographiques.
- Soit sur leurs propriétés supraconductrices (les matériaux HTC).

Les matériaux supraconducteurs sont utilisés généralement sous deux formes :

- Soit sous forme de rubans.

- soit sous forme de brins multi-filamentaires, utilisés généralement pour la fabrication de fils supraconducteurs, pour les différentes applications de la supraconductivité.

CHAPITRE 3

III.1 : INTRODUCTION

Le présent chapitre est consacré aux divers domaines d'applications de la supraconductivité, on y citera les principales applications dans le domaine de l'électrotechnique [01] ainsi que dans d'autres domaines de la technologie, de la médecine et de la recherche. Le principal objectif de ce chapitre est d'attirer l'attention sur l'étendu et la diversité des applications de la supraconductivité ainsi que sur l'apport que peut apporter l'utilisation des matériaux supraconducteurs dans ces différents domaines, et les difficultés qui résultent de leurs utilisations.

III.2 : AIMANTS POUR L'INSTRUMENTATION SCIENTIFIQUE

La production de champs magnétiques intenses pour les laboratoires de recherche fut l'une des premières applications de la supraconductivité. Les dispositifs utilisant des conducteurs conventionnels en cuivre ou autres types de conducteurs ont atteint leurs limites soit à cause de la saturation des culasses ferromagnétiques limitant la valeur maximale de l'induction magnétique, soit par les puissances électriques énormes à mettre en œuvre lorsqu'on ne peut pas utiliser de fer [01] [10].

Par contre les supraconducteurs permettent d'obtenir des inductions magnétiques très élevées, dans des volumes très grands sans noyaux ferromagnétiques, avec des pertes acceptables, essentiellement dues aux systèmes de cryogénie.

La construction de ces bobines doit tenir compte des exigences propres à chaque application. On peut citer [01].

1. Le degré d'homogénéité du champ dans un volume déterminé par le besoin de l'utilisateur.
2. la stabilité temporelle du champ.
3. le comportement de la bobine lorsqu'on impose un courant variable.
4. la tenue mécanique du bobinage sous l'effet des forces électromagnétiques.

III.2.1 : REALISATION D'AIMANTS POUR L'INSTRUMENTATION DE LABORATOIRE

Elle a été la première application à voir concrètement vu le jour ; [01] cela est essentiellement dû aux besoins liés à l'étude des supraconducteurs eux même, études qui nécessitent des champs magnétiques élevés, en effet la découverte de supraconducteurs à fort H_{c2} tel que le $NbTi$, Nb_3Sn [01] a nécessité la disposition d'aimant supraconducteurs pour produire ces champs. D'autres domaines de la science ont manifestés les mêmes besoins pour des champs magnétiques intenses, tel que la physique et la chimie du solide.

Par exemple pour les expériences de résonance magnétique nucléaire, pour lesquelles l'amélioration de la résolution, et donc la montée en fréquence, implique une augmentation du champ magnétique que seules les supraconducteurs peuvent fournir [01] [09].

III.3 : RECHERCHES SUR LA FUSION NUCLEAIRE

Les réacteurs nucléaires existant actuellement fonctionnent selon le principe de la fusion nucléaire, mais il existe une autre voie pouvant permettre de tirer de l'énergie du nucléaire il s'agit de la fusion nucléaire. Le principe de base pour la réalisation de ce type de réactions est le suivant : des atomes légers se combinent pour former des atomes plus lourds dégagent ainsi une énergie colossale, pour que de telles réactions aient lieu il faut chauffer les noyaux très fortement (100 millions de degrés) [10]. Les noyaux chauffés ne doivent toucher aucune paroi ils doivent être maintenus à un état de plasma confiné dans un réacteur.

Ce confinement peut être obtenu par voie magnétique dans des dispositifs appelés tokamak dans lesquelles le confinement du plasma est effectué dans un tore grâce à une configuration complexe du champ magnétique [10][27]. Les valeurs des inductions magnétiques nécessaires pour de telles applications étant très élevées les bobines supraconductrices semblent être bien placées pour jouer un tel rôle [10].

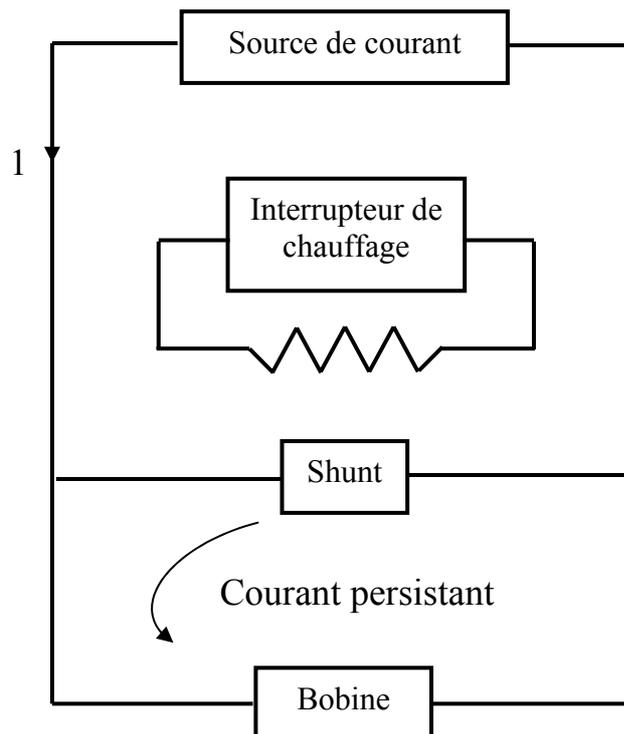
III.4 : LA CONSTRUCTION DES GROSSES BOBINES SUPRACONDUCTRICES

La construction de grosses bobines induit des problèmes mécaniques délicats, car il faut concilier un fonctionnement à basse température avec une bonne tenue mécanique. La première de ces contraintes impose de réduire les apports de chaleur vers la bobine, et donc, en particulier, de limiter la conduction thermique dans la structure métallique de support de l'aimant, dont une partie se trouve obligatoirement à la température ambiante. Cela implique d'alléger au maximum cette structure. Toutefois, le deuxième impératif requiert au contraire une structure suffisamment massive pour faire face à des efforts mécaniques très intenses, qui résultent des forces électromagnétiques mises en jeu ; dans certains cas, ces forces dépassent largement 1 MN. [01] Il faut donc arriver à un compromis conciliant ces exigences contradictoires, ce qui conduit généralement à des structures composites alliant bonne tenue mécanique et faible conductivité thermique [01].

III.5 : PRODUCTION DE CHAMP MAGNETIQUE CONSTANT DANS LE TEMPS

Afin d'obtenir un champ magnétique le plus constant possible, on utilise la technique du shunt supraconducteur illustrée par la figure (3.1) en parallèle sur la bobine supraconductrice est

placée un shunt, formé de fil supraconducteur, qui peut être rendu normal par un circuit auxiliaire de chauffage. Lorsque le shunt est normal, sa résistance R a une valeur finie et le courant fourni par l'alimentation électrique ne circule que dans la bobine : si le chauffage est arrêté, le shunt devient supraconducteur et forme alors avec la bobine un circuit fermé supraconducteur. D'après la propriété de conservation du fluxoïde, le courant dans ce circuit ne peut plus varier, et donc le champ magnétique créé par la bobine reste remarquablement constant [01].



*Figure 3.1 : Circuit électrique d'une bobine supraconductrice avec shunt
Supraconducteur [01]*

III.6 : AIMANTS POUR L'IMAGERIE PAR RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE

L'I.R.M. est basée sur le principe suivant : un noyau atomique doté d'un moment magnétiseur et soumis à une induction B_0 constante décrit un mouvement de procession autour de son axe avec une vitesse angulaire proportionnelle à B_0 . En appliquant un champ magnétisant perpendiculaire à B_0 , on observe un phénomène de résonance si la fréquence d'excitation f est égale à la vitesse angulaire de procession. On recueille ainsi un signal caractéristique. L'induction de polarisation B_0 varie dans l'espace, et f aussi, ce qui permet l'obtention des images.

La résolution et la sensibilité d'un appareil de RMN sont pour l'essentiel limitées par les caractéristiques du champ magnétique : l'intensité de celui-ci est, directement liée au rapport signal/bruit ; la largeur en fréquence de la résonance est directement fonction de l'homogénéité spatiale et de la stabilité temporelle du champ magnétique.

Les aimants supraconducteurs présentent sur tous points des avantages décisifs sur les électroaimants classiques. L'absence de noyau ferromagnétique d'une part permet d'atteindre des valeurs élevées de l'induction magnétique et, d'autre part, rend plus aisée l'obtention d'une excellente homogénéité du champ ($=10^{-5}$) dans des volumes considérables [01].

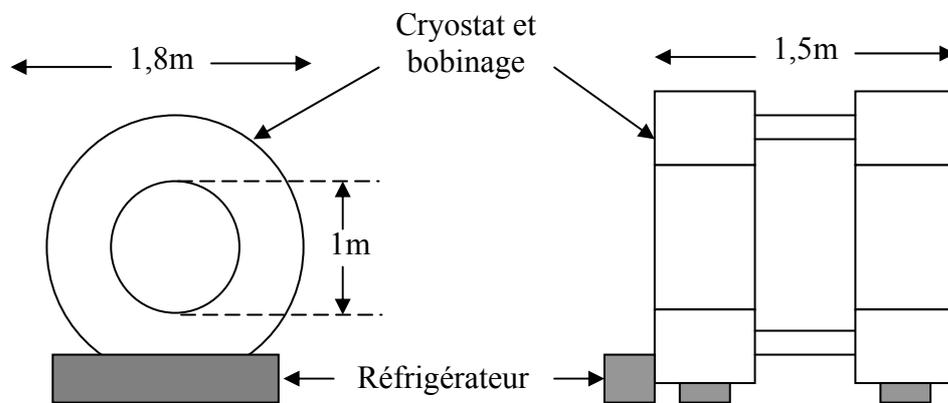


Figure 3.3: Représentation schématique d'un système de RMN destiné à la chirurgie [01]

III.7 : STOCKAGE MAGNETIQUE DE L'ENERGIE [01] [10]

L'idée d'utiliser des bobines supraconductrices pour stoker de l'énergie électrique vient du fait que les aimants supraconducteurs peuvent dans certains cas emmagasiner de grandes quantités d'énergie électrique, raison pour laquelle on a songé à utiliser des bobines supraconductrices spécialement conçues pour le stockage de l'énergie électrique.

En effet le stockage et la conservation de l'énergie électrique pose de sérieux problèmes, pour les méthodes électrochimiques à titre d'exemple : les batteries au plomb ne permettent de stoker qu'environ 40 Wh/kg, et les meilleurs couples électrochimiques ne vont que très exceptionnellement au-delà de 100 Wh/kg [01].

Un autre handicap des systèmes de stockage électrochimiques est leur incapacité à échanger rapidement de l'énergie avec des circuits extérieurs.

L'utilisation de dispositifs électromagnétique pour le stockage de l'énergie électrique ne conduit guère à de meilleures performances même avec l'utilisation des supraconducteurs, ça

capacité massique ne dépassant pas 5Wh/kg [01], mais contrairement au stockage électrochimique le stockage électromagnétique permet des échanges d'énergie rapides avec le réseau d'utilisation de l'électricité ayant pour seule limite les constantes de temps caractéristiques des circuits électriques. C'est pour cette raison que des systèmes de stockage d'énergie électrique à base de bobines supraconductrices sont envisageables. Ces systèmes sont appelés SES (Supraconducting Energy Storage) [01].

Le schéma de principe d'un tel dispositif est représenté sur la figure (3.4) [01].

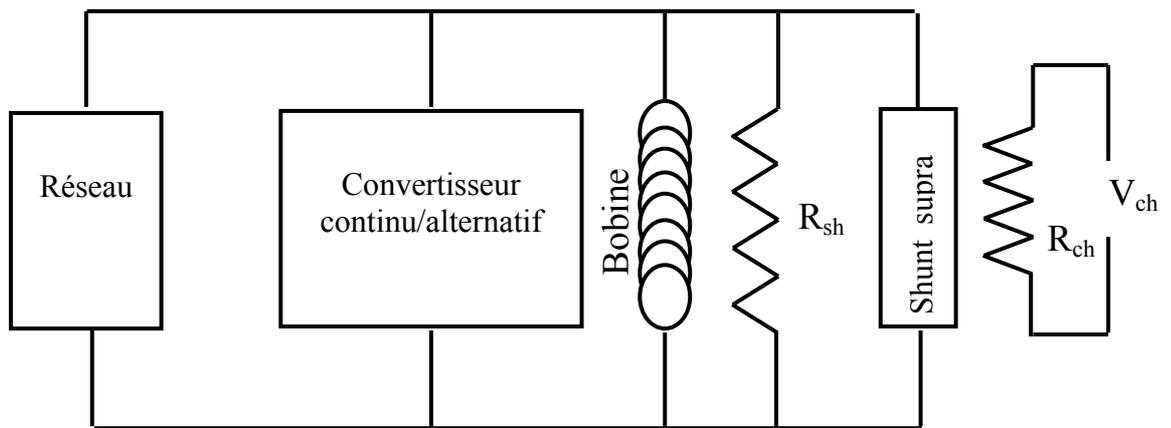


Figure 3.4 : Schéma de principe d'une bobine supraconductrice couplée à un réseau électrique par l'intermédiaire d'un convertisseur ; R_{sh} est la résistance de protection ; R_{ch} et V_{ch} forment le circuit de chauffage du shunt supraconducteur [01]

Un autre problème rencontré par les fournisseurs d'énergie électrique auquel les bobines supraconductrices paraissent pouvoir apporter une solution est le problème lié au point de consommation de l'énergie électrique dans les grands réseaux, en effet pour éviter de dimensionner les générateurs en fonction des consommations liées aux heures de pointes, ce qui est très coûteux sur le plan économique, il faut disposer de moyens de stockage du surplus d'énergie produit durant les heures de faible consommation. Les quantités d'énergie à stocker dans ce cas sont énormes ce qui conduit à des bobines supraconductrices d'une très grande taille. Il y a un projet au USA pour concevoir un élément de test capable de stocker 20 MWh, en utilisant des technologies extrapolables à un système de l'ordre de 1 GWh [01].

III.8 : LEVITATION MAGNETIQUE [01] [10] [26]

L'une des plus importantes caractéristiques des supraconducteurs est l'effet *Meissner*, cette propriété traduisant l'aspect diamagnétique des supraconducteurs peut être à l'origine de l'une des plus importantes applications de la supraconductivité qui est la lévitation magnétique.

Si on place un corps diamagnétique dans un champ magnétique les lignes de celui-ci sont expulsées de se corps diamagnétique donnant ainsi naissance à un moment magnétique à l'échelle macroscopique poussant le corps sous l'effet d'une force magnétique à ce déplacer vers des zones de faible champ magnétique. La compensation de cette force par la force de graviter terrestre conduit à un état d'équilibre dans lequel le corps se trouve suspendu dans l'air sans contact mécanique avec ce qui l'entour, comme le montre la figure (3-5)

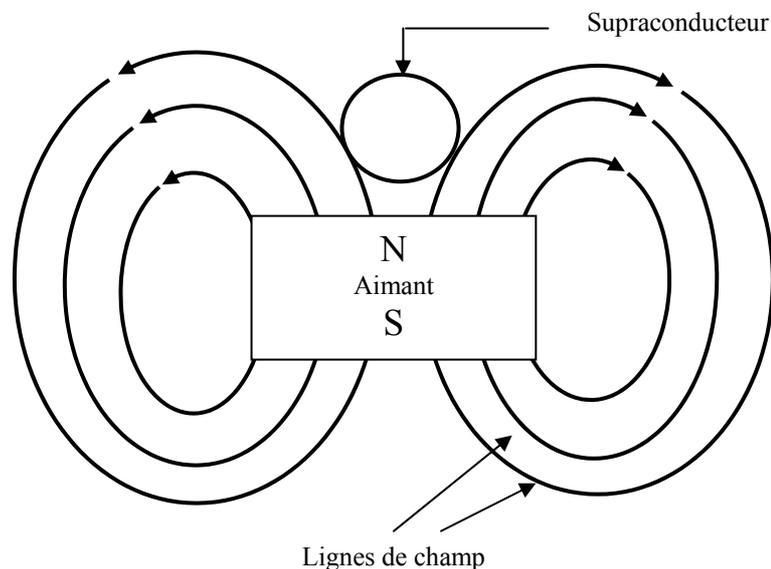


Figure 3.5 : Un corps supraconducteur porté à une température inférieure à T_c placé au-dessus d'un aimant [01]

Une des applications potentielles de ce phénomène est la réalisation de volants d'inertie pour le stockage d'énergie [01].

La principale application envisageable pour l'utilisation de cette propriété est le transport à grande vitesse [01]. Le principe de cette application est le suivant :

Un champ magnétique intense est créé par un bobinage supraconducteur embarqué sur la partie mobile provoquant lors du déplacement des courants de Foucault dans une bande métallique fixée à la voie la sustentation du mobile résulte alors de l'interaction de ces courants avec le champ magnétique créé par la bobine [01]. L'utilisation de tels dispositifs permet de surmonter les problèmes liés à la maintenance des roues qui s'usent rapidement sous l'effet des

frottements. Sur la figure (3.6) une représentation schématique d'un train à grande vitesse à sustentation électromagnétique utilisant des supraconducteurs.

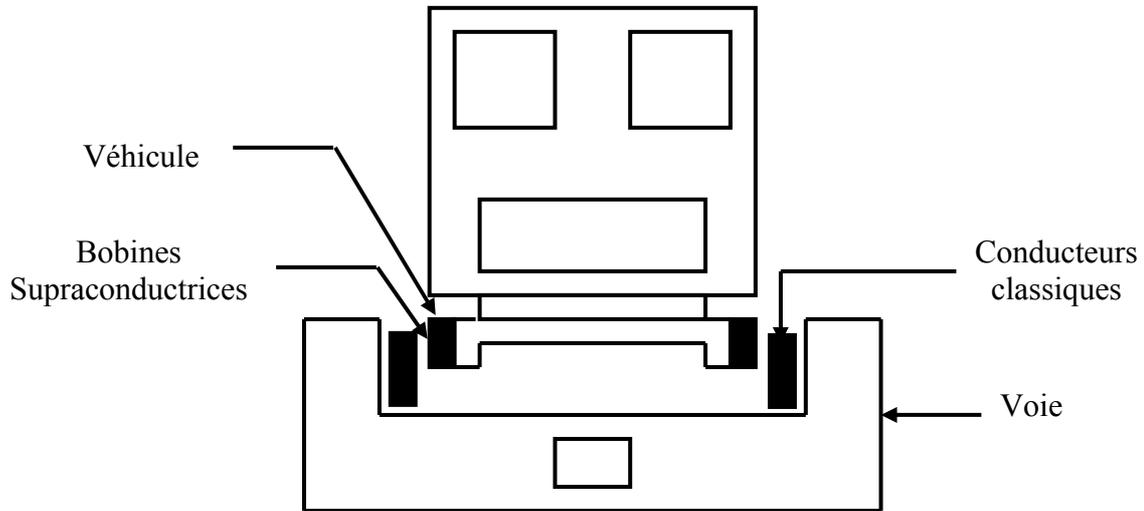


Figure 3.6 : Représentation schématique du train à grande vitesse à sustentation électromagnétique utilisant des supraconducteurs [01]

III.9 : CABLES POUR LE TRANSPORT DE L'ENERGIE ELECTRIQUE

Une propriété essentielle des supraconducteurs est les valeurs des pertes relativement faibles comparés aux conducteurs conventionnels, à cette propriété s'ajoute les densités de courant élevé que peuvent transporter les fil supraconducteurs. Ses propriétés importantes des supraconducteurs sont à l'origine de l'intérêt porté à l'utilisation des supraconducteurs dans le transport de l'énergie électrique. Cela dit l'utilisation de câbles de transport supraconducteurs est essentiellement pénalisée par la nécessité de systèmes de cryogénie à très basses températures ce qui augmente considérablement le coût des lignes de transport supraconductrices.

L'arrivée des supraconducteurs à hautes températures critique a relancé l'intérêt pour l'utilisation des câbles de transport supraconducteurs grâce à leurs températures critiques relativement élevée par rapport aux autres supraconducteurs ce qui réduit les contraintes cryogéniques. A cela s'ajoute une tendance à supprimer les lignes de transports aériennes pour les remplacer par des lignes souterraines, pour des raisons de faisabilité et de lutte contre la pollution.

Ainsi l'utilisation de lignes de transport supraconductrices enterrées peut être économiquement acceptée vu que les surcoûts des lignes supraconductrices par rapport aux lignes conventionnelles peut être amorti par les diminutions des pertes sur la durée de vie de la ligne.

Les durées de vies des installations de ce genre sont généralement fixées à quarante ans [01].

III.9.1 : QUELQUES PROPRIETES DES LES LIGNES DE TRANSPORT DE L'ENERGIE ELECTRIQUE

Pour une meilleur compréhension de l'intérêt de l'utilisation des supraconducteurs dans le transport de l'énergie électrique, et de leurs éventuel apport dans ce domaine, un passage en revue des principales caractéristiques des lignes de transport de l'énergie électrique s'impose

Le transport de l'énergie électrique ce fait généralement de deux méthodes : Soit en courant continu, soit en courant alternatif. Le transport en courant alternatif est de loin le plus utilisé, à cause du fait que la majorité des machines utilisé sont des machines à courant alternatif.

L'utilisation du courant continu pour le transport de l'énergie électrique nécessite une conversion alternative continu au point de production, et une conversion continue alternative au lieu de consommation. Ce qui nécessite des postes de conversion des deux cotés augmentant ainsi le coût de l'opération. Sont parler des effets néfastes de ces postes de conversion tel que les harmoniques.

Les avantages d'un transport en continu sont :

1. une économie faite sur les câbles de transport (câble à deux conducteurs au lieu de trois voir quatre files, trois phases et un neutre)
2. dans certains cas le transport en continu est indispensable comme pour le cas des lignes sous-marines par exemple [01].

Par contre un transport en courant alternatif ne nécessite que des postes transformations aux deux extrémités de la ligne, qui sont moins chaires que ceux utilisés dans le cas continu.

Un autre aspect important est celui des coupures de courant qui sont plus difficile à gérer dans le cas d'un transport continu que dans le cas alternatif.

Le transport en alternatif sur de grandes distances pose un problème de puissance réactive qui impose un surdimensionnement des lignes de transport.

IV.9.2 : INTERET DES SUPRACONDUCTEURS

Comme nous l'avons déjà dit l'intérêt de l'utilisation des supraconducteurs dans les deux cas (continu ou alternatif) vient des densités de courants qu'ils peuvent véhiculé et qui sont plus grandes que celles véhiculées par les conducteurs conventionnels.

Quand à leur principal handicap, c'est la nécessité d'un système de cryogénie pour leurs maintient à des températures inférieures à la température de transition.

Les conducteurs supraconducteurs ne sons soumis qu'a leurs propre champ magnétique qui est généralement faible, ce qui permet des densités de courant élevé [01].

Dans le cas d'un transport sous forme de courant continu l'utilisation de fils supraconducteurs est d'un avantage certain, puisque dans ce cas il n'y a pas de pertes sauf transition à l'état normale. Transition qui n'a lieu que si la densité du courant transporter par le fil à atteint ça valeur critique, ou si des perturbations provoques une augmentation de la température au de la de la température de transition. Raison pour laquelle les fils utilisés doivent être dimensionnés de sorte qu'ils soient capables de récupérer leurs propriétés supraconductrices une fois la perturbation qui les a faits transités a disparu.

Dans le cas d'un transport alternatif, la fabrication de fils supraconducteurs destinés à cette fin devient difficile puisque, des pertes apparaissent même pour des valeurs faibles du courant de transport. Ces pertes apparaissent aussi bien dans les filaments supraconducteurs que dans les matrices dans lesquelles ils sont noyés. Pour cela une optimisation des câbles utilisés pour cette fin s'impose [01].

Le transport des courant électrique en alternatif ce fait généralement en triphasé, les câbles supraconducteurs utilisés dans ce cas sont des câbles à base de supraconducteurs à haute température critique réalisés de deux manières :

1. la première consiste à la réalisation de trois câbles distincts, un câble pour chaque phase, ce qui permet de remplacer les câbles enterrés conventionnels, son devoir changer les conduites déjà existantes [01].
2. la seconde consiste à l'intégration des câbles pour les trois phases dans un seul câble. L'installation des câbles supraconducteurs dans ce cas est plus difficile pour des raison du à mise en place de l'enceinte cryogénique, bien que les pertes dans ce types de câbles sont moindres [01].

Les deux configurations sont schématisées sur les figures (3.7) et (3.8).

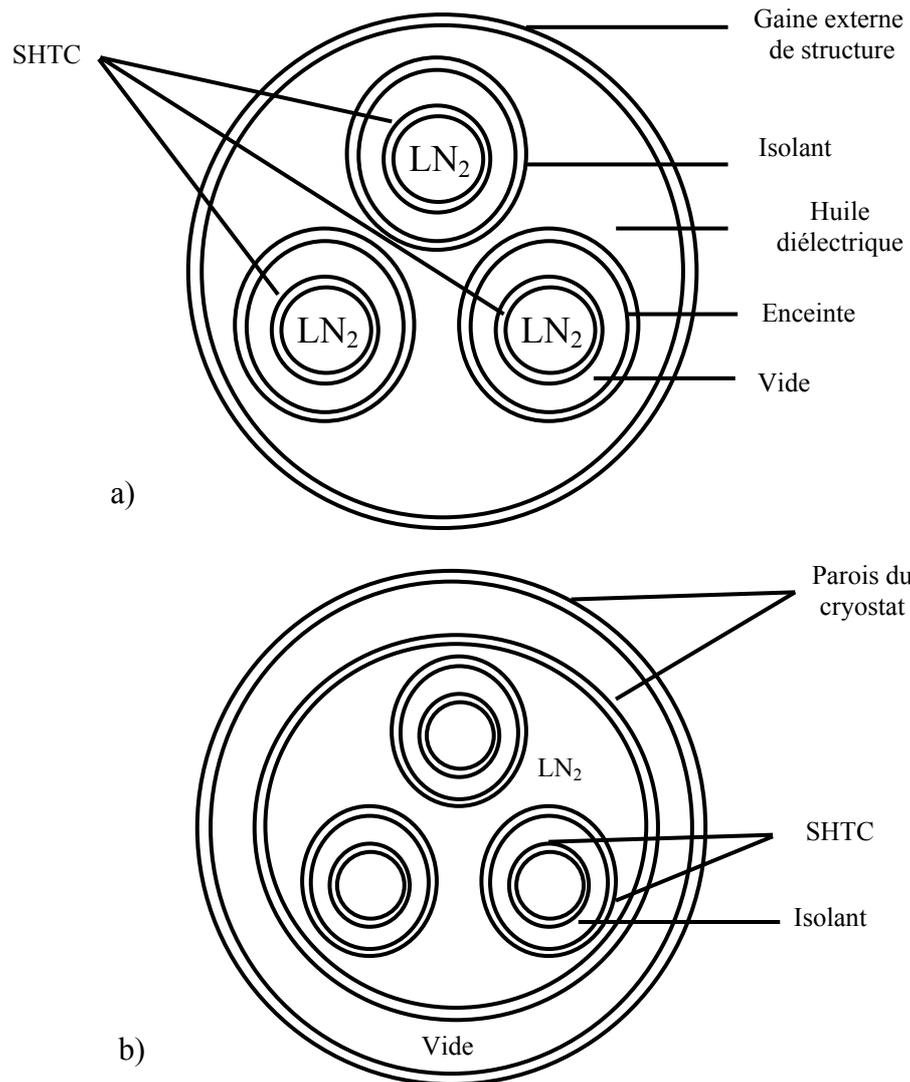


Figure 3.7 : Représentation schématique d'un câble triphasé en supraconducteur à haute température critique (SHTC) refroidi à l'azote liquide (LN₂) :

a) Chaque phase est dans une enceinte cryogénique et l'isolant est à température ambiante ;

b) une seule enceinte cryogénie contient les trois phases ; chaque phase est formée de deux conducteurs concentriques, l'isolant se trouve à basse température [01]

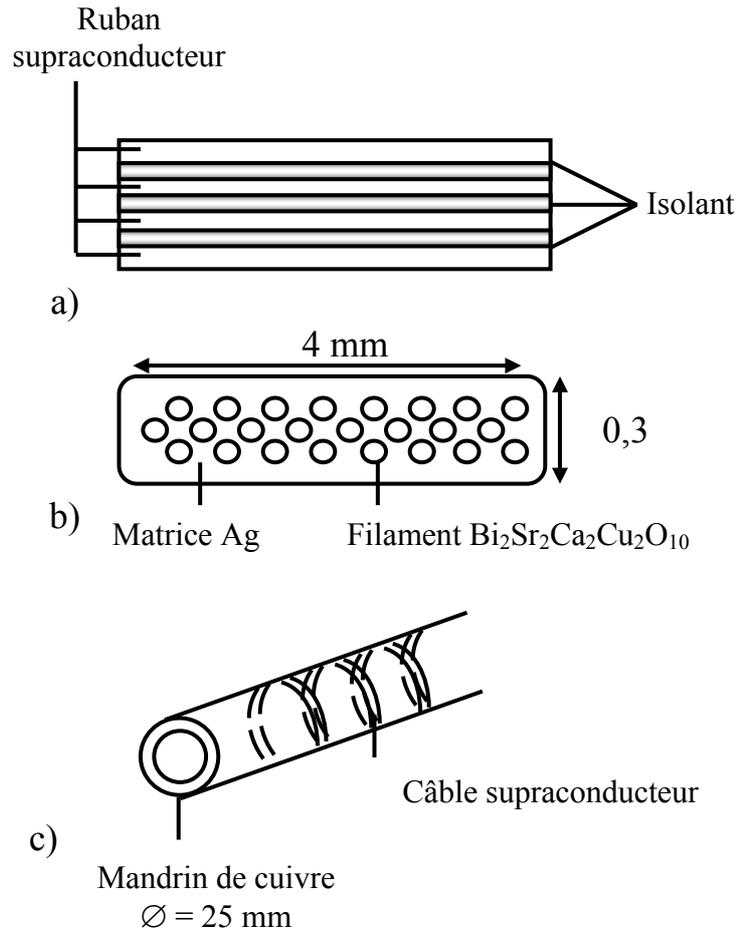


Figure3-8 : Représentation schématique d'un câble SHTC pour une ligne de transport d'électricité :

- a) Conducteur formé de 4 rubans supraconducteurs isolés les uns des autres.**
- b) ruban supraconducteur formé de 62 filaments de BiSrCaCuO noyés dans une matrice d'argent.**
- c) Le conducteur est enroulé dans une hélice sur un mandrin de cuivre. Le pas de l'hélice est de 0,75m [01]**

III.10 : LES TRANSFORMATEURS

Les transformateurs constituent avec les câbles de transport les principaux composants des réseaux de distribution de l'énergie électrique. De ce fait une amélioration même moindre de leurs caractéristiques pourrait avoir un impacte très important sur le plan économique d'où l'idée d'utiliser des supraconducteurs dans la réalisation de transformateurs.

Les premières tentatives de réaliser des transformateurs supraconducteurs ont été entravées par les pertes en alternatif des supraconducteurs. Les premiers résultats encourageants ont été obtenus avec des brins multifilamentaires en NbTi fonctionnant à 50 Hz [01].

Les transformateurs sont constitués de deux enroulements un primaire et un secondaire au tour d'un circuit magnétique.

L'avantage majeur de l'utilisation des supraconducteurs pour la réalisation de transformateurs réside dans les valeurs très faibles des pertes dans ce type de matériaux. Pour un transformateur réalisé à base d'enroulements supraconducteurs il ne reste donc que les pertes fer. L'utilisation des supraconducteurs peut améliorer le rendement du transformateur de 0,1 à 0,2% [01].

Un autre avantage de l'utilisation des supraconducteurs vient de leur propriété à limiter le courant qu'ils transportent aux dessous de la valeur qui correspond à la densité de courant critique. Si le courant dépasse cette valeur le supraconducteur transite à l'état normal limitant ainsi le courant qui circule dans les enroulements vu la résistance élevée des supraconducteurs dans leur état normal [14]. Les supraconducteurs permettent ainsi de réduire sensiblement les tensions de court-circuit [01].

L'inconvénient majeur des transformateurs supraconducteurs réside dans le système de cryogénie, l'installation de celui-ci engendre une augmentation de la taille et du poids du transformateur. Ce qui influence directement le gain en puissance massique, ainsi que sur l'augmentation des flux de fuites à cause du fait que les enroulements sont plus éloignés l'un de l'autre que dans le cas d'un transformateur classique à cause de la présence du cryostat comme le montre la figure (3.9).

La puissance nominale d'un transformateur s'écrit [01]:

$$P_N = \frac{B_{max}}{\sqrt{2}} \omega S_{Fe} S_{cond} J$$

Où B_{max} est la valeur crête de l'induction magnétique, ω la pulsation du réseau d'alimentation S_{Fe} est la surface de la section du circuit magnétique perpendiculaire à l'induction magnétique, S_{cond} est l'aire de la section totale de conducteur de l'enroulement et J la densité du courant dans celle-ci.

L'expression de la puissance nominale citée ci-dessus montre clairement la proportionnalité entre la valeur de P_N et celle de la densité de courant J ce qui met l'accent sur la relation entre la densité du courant et la puissance massique du transformateur. L'utilisation des supraconducteurs pour cette tâche paraît très intéressante puisque la différence entre les densités de courant dans les conducteurs conventionnels et les supraconducteurs est énorme. En effet les densités de courant critiques maximales dans les conducteurs classiques sont de l'ordre de $3 A.mm^{-2}$ alors que dans le cas des câbles multifilamentaires elles peuvent être cent fois plus importantes [01].

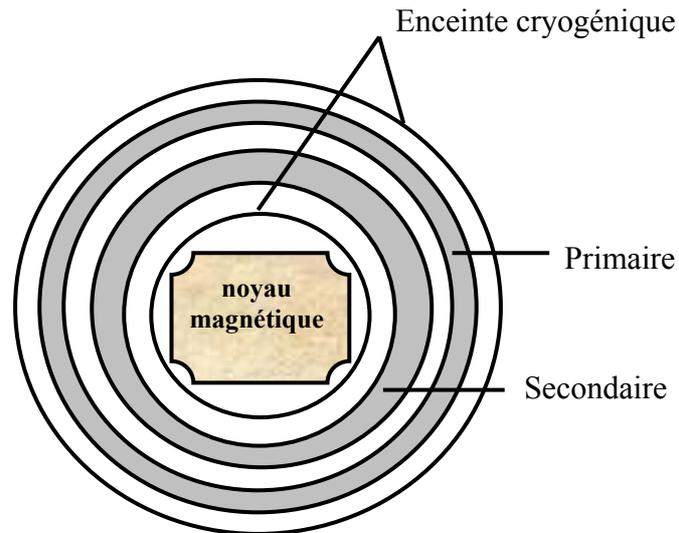


Figure 3-9 : Coupe transversale dans un transformateur à supraconducteurs [01]

III.11 : LES MACHINES ELECTRIQUES

III.11.1 : LES MACHINES ASYNCHRONES

Le principe de base du fonctionnement de la machine asynchrone fait intervenir la résistance rotorique, alors que l'une des propriétés fondamentales des supraconducteurs est leurs résistance nulle, raison pour laquelle il est difficile d'imaginer l'utilisation des supraconducteurs dans la réalisation de ce type de machines.

III.11.2 : LES MACHINES SYNCHRONES

Les machines asynchrones occupent une place importante dans les recherches sur d'éventuelles applications de la supraconductivité dans le domaine des machines électriques, après des essais qui n'ont aboutis à des résultats encourageants sur d'autres types de machines [01].

Pour comprendre l'intérêt que peut présenter l'utilisation des supraconducteurs dans ce type de machine un bref rappel de la constitution, et du principe de fonctionnement de ce type de machines s'impose.

Une machine synchrone constitue comme toutes les machines tournantes de deux parties essentielles :

1. le rotor qui se compose d'une armature en tôles magnétique, et d'un enroulement pour la création d'un champ magnétique. Il peut être bipolaire ou plus.

2. le stator est constitué d'un ensemble d'enroulements incorporés dans la carcasse magnétique.

Les machines synchrones sont généralement utilisées sous forme de générateurs.

Le principe de fonctionnement d'un générateur synchrone est le même que dans le cas des autres machines tournantes il est basé sur la loi de *Lenz*. La force électromotrice aux bornes de l'induit est proportionnelle à la variation du flux magnétique qui est proportionnel à son tour à l'induction magnétique créée par l'inducteur, plus celle-ci est grande plus la tension aux bornes de l'induit l'est aussi.

Dans une machine classique la saturation des tôles magnétique limite la valeur maximale que peut atteindre l'induction magnétique, la seule alternative pour augmenter le flux magnétique par pôles consiste à agrandir leur surface, ce qui conduit à une augmentation de la taille de la machine.

De ce qui vient d'être dit l'utilisation des supraconducteurs semble apporter une solution intéressante à ce problème, en effet l'utilisation des supraconducteurs peut permettre la suppression du circuit magnétique mettent ainsi fin à la limitation de la valeur maximale de l'induction magnétique par la saturation.

Cette utilisation des supraconducteurs peut se faire de deux manières :

1. soit par leur utilisation uniquement pour la réalisation du rotor et dans ce cas les fils supraconducteurs seront parcouru par un courant continu et soumis à un champ magnétique de deux composantes : une composante principale continue, et une petite composante variable qui résulte de la réaction magnétique d'induit. Dans ce cas les pertes dans les fils supraconducteurs seront très faibles. Ce qui conduit à un des pertes inférieures à celles des alternateurs classiques.
2. soit par leur utilisation pour la réalisation de l'induit et de l'inducteur en même temps, dans ce cas il faut tenir compte du fait que les courant circulant dans l'induit sont des courants alternatifs et donc l'utilisation de câbles spécialement conçus pour le fonctionnement en courant alternatif s'impose, ces câbles présentes des pertes inférieurs à celles des enroulements classiques. Les pertes pour ce type d'alternateurs sont encore moins importantes que celles des alternateurs classiques.

L'enceinte cryogénique dans le deuxième cas est plus importante que dans le premier cas, la détermination de laquelle des deux est économiquement meilleurs que l'autre est une question qui n'est pas encore tranché [01].

III.12 : LIMITEURS DE COURANT

Pourquoi limiter le courant ? Chaque partie d'un réseau de distribution électrique alternatif est caractérisée par sa tension et sa puissance apparente nominale, et sa puissance de court-circuit. La valeur de la puissance de court circuit doit admettre une limite élevée pour pouvoir limité les contraintes thermomécaniques imposées durant un défaut franc [14]. La réalisation d'un limiteur de courant permet de diminuer ces contraintes et d'améliorer la qualité de l'énergie électrique distribuée, et d'engendré des économies substantielles. La complexité de gérer les réseaux de distribution impose des contraintes à tout nouveau dispositif introduit dans le réseau. De ce qui vient d'être dit les caractéristiques d'un limiteur de courant peuvent être résumées dans les points suivants [14] :

1. une impédance très faible en régime normal, le limiteur de courant doit passer inaperçu lors de ce mode de fonctionnement.
2. une forte impédance en régime de défaut. Dans ce cas le limiteur doit supporter la tension du réseau et des courants assez élever. Le limiteur doit assurer sa fonction dans le cas d'un court-circuit franc comme dans le cas d'un court-circuit impédant. Le système doit pouvoir supporter le régime de limitation pendant plusieurs périodes du réseau.
3. une très bonne dynamique. Le système doit passer du premier mode de fonctionnement au second très rapidement (millisecondes) afin de limiter efficacement la valeur du courant de court-circuit [14].
4. le système doit être robuste, et ne pas nécessiter une maintenance excessive (6mois) et a un prix abordable [14].

La transition de l'état supraconducteur vers l'état normal répond de façon satisfaisante aux trois premières caractéristiques citées ci-dessus [14].

Les limiteurs de courant supraconducteurs se présentent comme des bobines, avec des enroulements disposés de façon à ce que leurs inductance totale soit nulle [01]. Une représentation schématique des localisations possibles pour un limiteur de courant est donnée sur la figure (3.10).

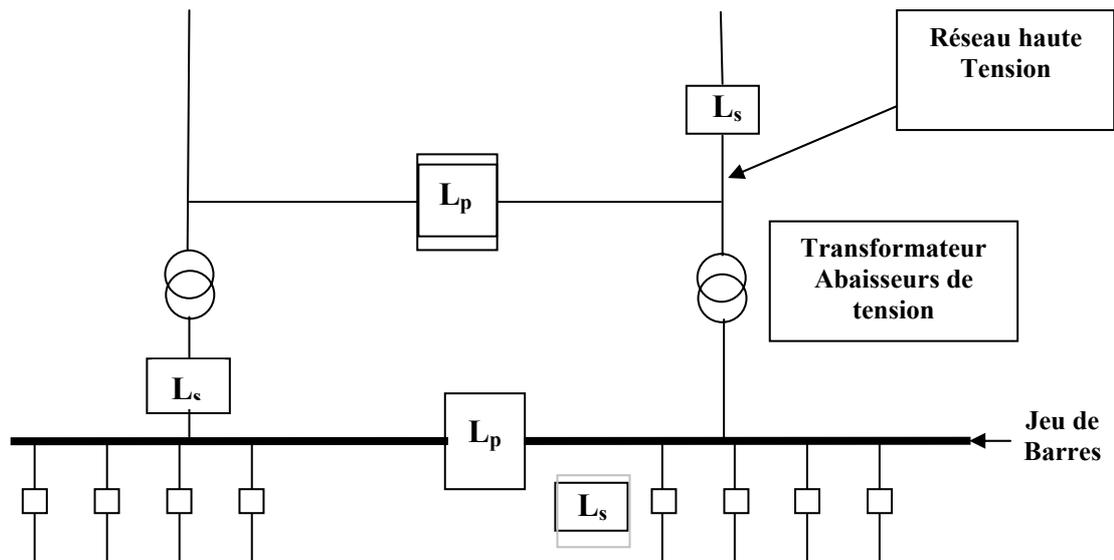


Figure (3.10) : représentation d'un poste de distribution électrique et des localisations éventuelles d'un limiteur de courant

La source d'énergie est constituée de deux réseaux indépendants

L_s : limiteur de courant - protection série d'une branche du réseau

L_p : limiteur de courant - interconnexion parallèle [14]

III.13 : APPLICATIONS ELECTRONIQUES

L'électronique constitue un important domaine d'application de la supraconductivité, en retrouvent les supraconducteurs présent dans un bon nombre de dispositifs électroniques nous citons à titres d'exemple : les dispositifs passifs hyperfréquence, les étalons de tension électrique, les composants logiques, les dispositifs à trois ports d'entrées (le transistor à base supraconductrice, les transistors à flux de vortex, les transistors à effet de champs) ainsi que d'autres applications [26].

III.14 : CONCLUSION

Le présent chapitre à été consacré aux principales applications de la supraconductivité notamment dans le domaine de l'électrotechnique ou nous avons essayé de donner quelques détails importants et mettre l'accent sur les applications dans le domaine des machines et celui du transport de l'énergie.

On peut dire que Pour tout ce qui concerne les équipements de distribution et de conditionnement de l'énergie électrique, les supraconducteurs ont suscité de nombreux espoirs qui ont été en permanence maintenus vivaces par les progrès constants sur les performances des matériaux et sur leur mise en forme [01].

L'inconvénient majeur que rencontre l'utilisation des supraconducteurs dans les dispositifs destinés à l'électrotechnique est la présence du système de cryogénie, qui impose des contraintes au niveau du dimensionnement de ces dispositifs, et une diminution des performances des supraconducteurs.

CHAPITRE 4

IV.1 : INTRODUCTION

Dans la majorité de leurs applications, les supraconducteurs sont utilisés sous forme de bobines pour la production de champs magnétiques, [01] [11] [19] raison pour laquelle l'étude des bobines supraconductrices occupe une place privilégiée dans le domaine de la supraconductivité. L'un des objectifs majeur de cette étude est la détermination des distributions des grandeurs électromagnétiques $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{B}, \vec{J})$ dans ses bobines ce qui permet une bonne compréhension de leur comportement, ainsi qu'un calcul de pertes, et ce pour le dimensionnement des dispositifs de cryogénie qui leur sont destinés.

Dans le cadre de notre étude de synthèse nous avons consacré ce chapitre à l'exposition d'un modèle analytique basé sur le modèle de **BEAN** permettant de calculer les pertes dans un solénoïde supraconducteur considéré infiniment long et traversé par un courant de transport sinusoïdal

Ces calculs ont été déjà fait par **M^r. E. VINOT** [21] [22], dans le cadre d'une étude des pertes dans les supraconducteurs à haute température critique pour des bobines supraconductrices réalisées par des fils de section rectangulaires assimilés à des cylindres creux infiniment long.

Dans ce chapitre nous avons refait les mêmes calculs que nous avons ensuite comparés aux mesures effectuées par **M^r VINOT**.

IV.2 : ORIGINE DES PERTES DANS LES SUPRACONDUCTEURS DE TYPE II [01] [22]

Les matériaux supraconducteurs utilisés dans les différents domaines d'application de la supraconductivité sont généralement de type II, y compris les supraconducteurs à haute température critique (SHTC) qui sont tous des supraconducteurs de type II.

Les éventuelles dissipations d'énergie dans ce type de supraconducteurs est due essentiellement aux interactions pouvant résulter d'un passage de courant électrique dans le matériau à l'état mixte avec les vortex présents dans le matériau dans cet état. En effet le passage d'un courant de conduction à travers le supraconducteur à l'état mixte engendre une force de **Lorentz**, qui s'exerce sur les vortex. Si cette force n'est contrebalancée par aucune autre force les vortex vont alors se mettre en mouvement, compte tenu de leur structure électromagnétique leur mouvement va induire une variation temporelle locale du champ magnétique, qui selon l'équation de **maxwell** $\text{rot} \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t$ va à son tour donner naissance à un champ électrique local ce qui conduit à l'apparition de pertes.

Comme nous venons de le voir ci-dessus l'origine des pertes dans les supraconducteurs de type II est directement liée à la dynamique des vortex. C'est pour cette raison que des

techniques métallurgiques sont utilisés pour piéger ces vortex afin de réduire leur déplacement sous l'effet de courant circulant dans le matériau supraconducteur, et par conséquent réduire les pertes.

On distingue deux principales configurations suivant l'intensité des courants circulons dans le matériau :

- Pour des courants de faible intensité la force de **Lorentz** qui en résulte est faible elle ne fait donc que définir une direction privilégiée de saut pour les vortex, qui ont selon la théorie de **Anderson et Kim**, [01] [22] une tendance à sauter d'un puits de potentiel à un autre par activation thermique. Ce phénomène s'appelle « **flux creep** ».
- Pour des densités de courant locale supérieure à la densité de courant critique les vortex peuvent se déplacer librement de leurs points d'encrages vers d'autres points d'encrages ou ils peuvent être piégés ou non suivant la valeur locale de la densité de courant dans ses points. Ce phénomène est appelé « **flux flow** ».

Les valeurs des pertes en continu sont généralement très faibles sauf pour des valeurs très élevées du courant électrique (valeurs proches de I_c).

Les supraconducteurs de type II utilisés dans les différents domaines d'application de la supraconductivité sont soit, des supraconducteurs métalliques classiques soit, des (SHTC) cette dernière catégorie de supraconducteurs à une structure cristalline fortement anisotrope, ce qui influence considérablement sur leurs propriétés supraconductrices, notamment sur les pertes. En effet la structure électromagnétique des vortex est fonction de l'orientation du champ magnétique par rapport aux axes cristallins. Cette particularité des (SHTC) implique que les densités de courant critiques sont aussi fonction de l'orientation du courant de transport dans le matériau, ce qui implique que la valeur des pertes dans une direction cristalline est différente par rapport à une autre direction.

Nous avons jusqu'à présent parlé des pertes en régime continu, mais les supraconducteurs sont généralement utilisés en alternatif. La distinction entre le domaine de l'électrotechnique et les autres domaines d'application où les fréquences sont très élevées doit être faite. Nous ne parlerons que des pertes pour des fonctionnements à basses fréquences. Si un supraconducteur de type II est utilisé dans des conditions électromagnétiques variables (soumis à un champ magnétique externe variable dans le temps ou parcouru par un courant de transport alternatif), il est alors le siège de pertes pouvant être attribuées comme dans le cas continu au déplacement des vortex. Dans le cas d'un champ magnétique variable le déplacement des vortex est dû à leur entrée et sortie dans le matériau en fonction de la variation de l'induction magnétique entrées et sorties entraînant une dissipation d'énergie.

Le passage d'un courant de transport variable dans le supraconducteur entraînera des dissipations d'énergie par des phénomènes semblables aux « *flux creep* » et « *flux flow* » dans le cas continu. Reste à signaler que les valeurs des pertes en régime variable sont beaucoup plus importantes qu'en régime continu même pour des valeurs faibles du courant de transport.

Une façon de calculer les pertes dans un supraconducteur est d'utiliser le modèle de l'état critique. Pour cela il faut faire une hypothèse sur la loi gouvernant la variation temporelle du courant critique, c'est l'hypothèse du modèle de *Bean* qui sera utilisée par la suite pour définir la loi qui régit les pertes dans un solénoïde infiniment long parcouru par un courant de transport alternatif.

Les fils et câbles utilisés dans les différentes applications de la supraconductivité sont conçus de façon à les protéger des éventuels sauts de flux pouvant survenir durant leur fonctionnement c'est ce qui explique l'utilisation de filaments noyés dans des matrices de matériaux conducteurs normaux tel que le cuivre, sensés assurer une protection thermique en évacuant le surplus de chaleur pouvant être produit par le saut de flux, et une protection électrique en canalisant le courant qui passe dans la zone normale du supraconducteur au moment du saut.

IV.3 : MODELES DE SUPRACONDUCTEURS

Comme nous l'avons déjà expliqué au début de ce chapitre la modélisation des dispositifs supraconducteurs est d'une grande importance pour l'étude et la compréhension de ce type de matériaux. Cette modélisation se fait généralement de deux manières : soit par des modèles numériques, soit par des modèles analytiques. Dans les deux cas des lois de comportement de la densité de courant critique doivent être adoptées, dans le cas numérique des lois telles que la loi en puissance qui sera exposée ci-dessous, et dans le cas des calculs analytiques c'est généralement la loi idéale de *BEAN* qui est adoptée.

IV.3.1 : MODELE DE LA LOI EN PUISSANCE(E (J)) [14] [22]

Le modèle physique au quel on fait référence généralement pour caractériser la transition à l'état normal d'un matériau supraconducteur est un modèle exponentiel basé sur le processus de « *flux creep* ». Il est établi empiriquement que ce modèle ne décrit correctement la transition dans les SHTC [14], on lui préfère en général un modèle fondé sur une loi en puissance. Dans ce modèle, J et E sont reliés par une équation dite loi en puissance (4.1) :

$$\vec{E} = E_0 \left[\frac{\vec{J}}{J_c} \right]^n \quad (4-1)$$

le terme E_0 représente le critère choisi (en général $E_0 = 1\mu V / cm$), J_c représente la densité de courant critique correspondant au critère choisi, J_c étant choisi arbitrairement en fonction de la valeur de E_0 la limite entre l'état supraconducteur et l'état normal est relativement floue.

Dans ce modèle c'est J_c et n qui caractérisent la transition macroscopique. Elles dépendent de l'environnement physique dans lequel se trouve l'échantillon étudié (T et B), et de la structure du matériau.

La loi en puissance ne permet pratiquement pas les calculs analytiques contrairement au modèle de **BEAN**.

Cette loi est continue et a dérivée continue ce qui, la rend bien adapté à l'utilisation pour des modèles numériques.

IV.3.2: MODELE DE L'ETAT CRITIQUE ET MODELE DE BEAN [01][14][22]

Lorsqu'un matériau supraconducteur est plongé dans un champ magnétique alternatif un problème délicat se pose alors, il s'agit de la description du comportement des vortex face à l'augmentation et à la diminution du champ magnétique externe. Cet état dans lequel se trouvent les vortex est appelé état critique. Le modèle le plus simple qui a été proposé pour rendre compte de cet état est celui proposé par **C. P. BEAN** en 1962. Ce modèle suppose que les vortex dans un supraconducteur à l'état mixte soumis à un champ magnétique extérieur variable ou traversé par un courant de transport sont disposés de façon à ce que la densité de courant soit égale à la densité de courant critique ou nulle. Cela se traduit au niveau des équations de **MAXWELL** par

$$\text{rot } \vec{B} = \pm \mu_0 J_c \quad \text{Où } \text{rot } \vec{B} = 0 \quad (4.2)$$

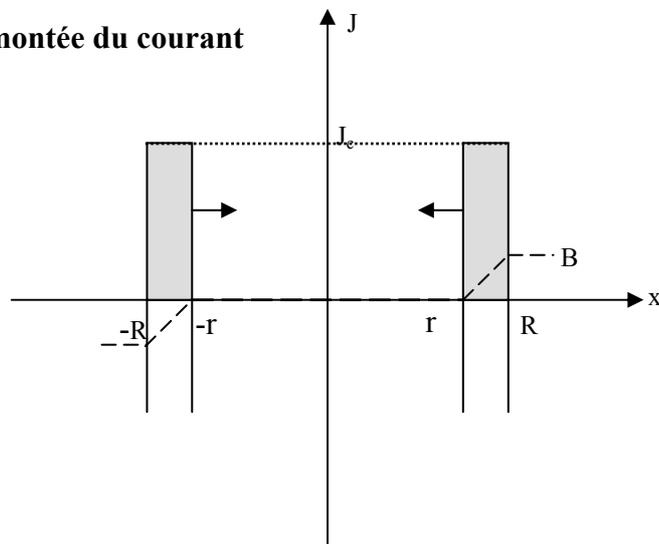
BEAN suppose en plus que la densité de courant considérée est indépendante de l'induction magnétique ce qui n'est évidemment pas vrai mais cette approximation a l'avantage de permettre une mise en évidence facile des phénomènes physiques complexes en s'affranchissant de la lourdeur des calculs généralement nécessaires dans des cas pareils. Pour comprendre l'approche de la supraconductivité par ce modèle il suffit de l'appliquer sur des géométries simples.

Exemple d'un fil supraconducteur parcouru par un courant de transport alternatif

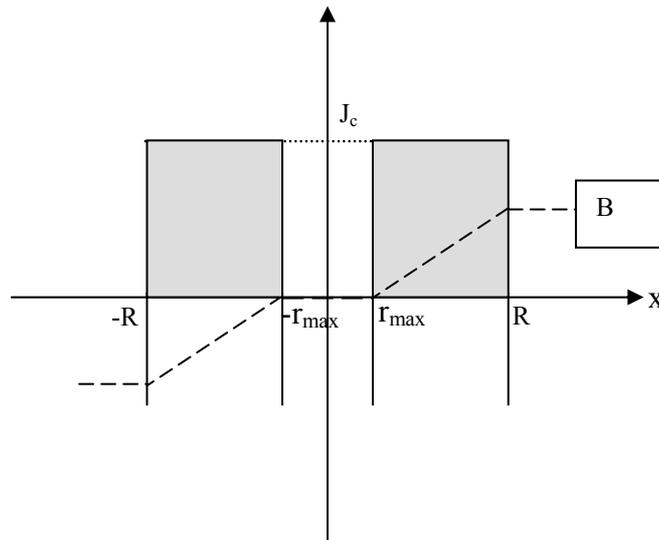
Nous allons appliquer le modèle de **BEAN** sur un exemple classique, celui d'un fil supraconducteur de forme cylindrique considéré comme étant infiniment long, et parcouru par un courant alternatif, et on fait varier le module et le sens de ce courant, et on regarde la densité de courant et le champ magnétique à l'intérieur du cylindre on se basons sur les hypothèses du modèle de **BEAN**. Et sur les équations de **MAXWELL** :

$$\text{rot } \vec{B} = \pm \mu_0 J_c \quad \text{Où } \vec{0} \quad \text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

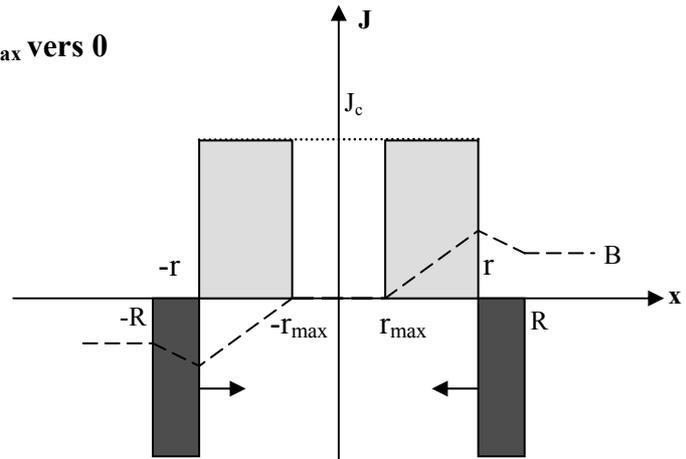
a) première montée du courant



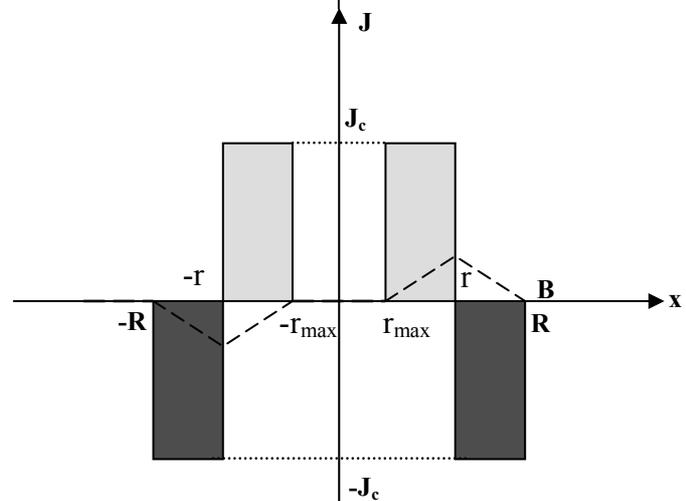
b) $I=I_{\max}$



c) I décroît de I_{\max} vers 0



d) $I=0$



e) $I=-I_{\max}$

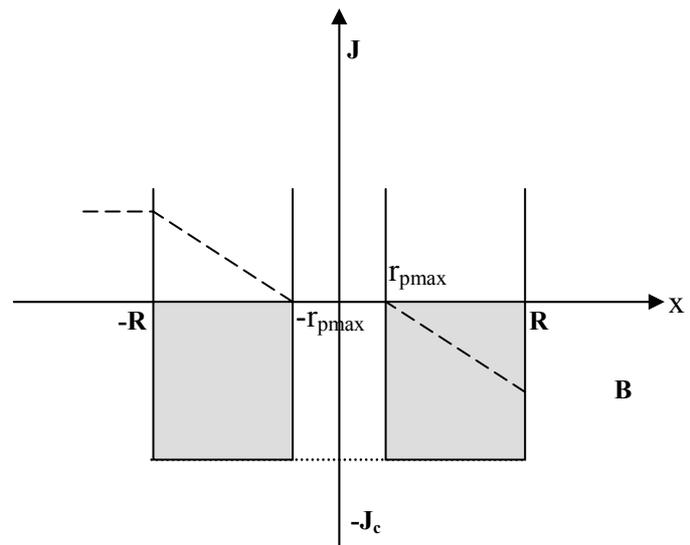


Figure : 4.1 profil de J et de B dans un fil supraconducteur de section circulaire traversé par un courant alternatif. Modèle de Bean

Interprétation de la figure (4.1)

a : Le courant augmente de 0 vers I_m cela se traduit par une couronne de densité de courant J_c et d'un rayon r qui évolue de l'extérieur du conducteur vers l'intérieur en fonction de l'évolution de la densité du courant tel que $I(t) = J_c [\pi(R^2 - r^2)]$, D'après la loi de **Lenz** ce courant engendre un champ magnétique qui entoure le conducteur et qui le pénètre jusqu'à r en décroissant linéairement vers 0.

b : le courant a atteint sa valeur max et la couronne a une épaisseur max pour $r = r_{max}$ et le champ magnétique extérieur à lui aussi atteint sa valeur max, en pénétrant le matériau jusqu'à r_{max} . Au delà de r_{max} il subsiste une couronne de densité de courant nulle.

c : le courant décroît et le matériau réagit à cette décroissance par une couronne d'une densité de courant $-J_c$ qui pénètre de l'extérieur vers l'intérieur avec un rayon r . A l'intérieur de cette couronne de densité $-J_c$ subsiste une couronne de densité J_c entre r et r_{max} . De telle façon que la somme des courants qui résulte des deux densités de courant soit égale à $I(t)$.

d : le courant s'annule et le champ magnétique extérieur aussi. On obtient deux couronnes de densités de courant opposées de sorte que le courant total soit nul.

e : le courant continu à décroître jusqu'à atteindre $-I_m$ dans ce cas nous avons une seule couronne de densité $-J_c$ de R jusqu'à r_{max} .

Remarque : nous avons considérés ici le cas où le courant de transport est inférieur à I_c qui est le courant critique (valeur pour laquelle nous avons une densité de courant J_c partout dans le matériau) dans le cas contraire il ne subsisterait plus de couronne de densité de courant nulle au cœur du conducteur.

Dans notre exemple nous avons choisi un courant de transport parallèle à l'axe du conducteur et donc un champ magnétique propre perpendiculaire à celui-ci, le cas d'un champ parallèle à l'axe du conducteur sera exposé en détail ci-dessous pour un cylindre creux.

IV.4 : MODELISATION ANALYTIQUE D'UN SOLENOÏDE SUPRACONDUCTEUR

Dans le cadre de notre étude pour comprendre le comportement d'un dispositif supraconducteur nous avons consacré cette partie de notre manuscrit à l'exposition détaillée des étapes de calcul d'un modèle analytique pour un solénoïde supraconducteur par le modèle de **BEAN**. Dans ce modèle, le solénoïde est considéré très long par rapport à son diamètre (modèle du solénoïde infini). Cette hypothèse nous permet de considérer que le champ magnétique est parfaitement axial à l'intérieur du solénoïde et nul à l'extérieur, ou bien l'inverse. Nous avons optés pour la première configuration ce qui implique que si le solénoïde est parcouru par un courant de transport ortho radial celui-ci est directement lié au champ extérieur par une relation simple $H = I_h$. Tel que I_h est le courant de transport par unité de longueur, si le solénoïde

considéré est d'une hauteur h alors $I_h(t) = \frac{I(t)}{h}$. On peut donc considérés que le solénoïde est soumis à un champ magnétique sinusoïdal qui le pénètre de l'intérieur vers l'extérieur.

IV.4.1 : ETAPES DU CALCUL [01] [14] [22]

Les étapes à suivre pour la détermination des lois gouvernant l'évolution des différentes grandeurs électromagnétiques ainsi que pour l'estimation des pertes en régime alternatif dans un solénoïde supraconducteur supposé infiniment long, dans un système de coordonnées cylindriques sont les suivante :

- Détermination de la répartition spatiale du courant dans la section du solénoïde suivant le modèle de l'état critique. La densité de courant est égale à $\pm J_c$ ou 0.
- Calcul de la distribution spatiale de l'induction magnétique à partir des équations de **MAXWELL** : $rot \vec{B} = \pm \mu_0 J_c$ ou 0 avec la condition aux limites $\vec{B}(R_i) = \mu_0 \vec{H} = \mu_0 I_h \vec{z}$ avec R_i est le rayon interne du solénoïde. Dans le cas ou on aurait considéré que le champ magnétique est l'extérieur du solénoïde dans ce cas la condition précédente s'écrit $\vec{B}(R_e) = \mu_0 \vec{H} = \mu_0 I_h \vec{z}$ avec R_e est le rayon externe du solénoïde.
- Calcul de la répartition spatial du champ électrique \vec{E} avec l'équation de **MAXWELL**, $rot \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ avec la condition aux limites $\vec{E}(\rho) = 0$ tel que ρ est le rayon de pénétration. Il correspond à la limite de la couronne de courant s'opposant aux variations

temporelles du champ magnétique à l'intérieur du solénoïde pour une valeur donnée de I_h .

- Calcul des pertes instantanées dans un cylindre de hauteur h par intégration volumique elles sont données par la formule :

$$p(t) = \int_0^{2\pi} \int_{R_i}^{\rho} \int_0^h J E r \partial r \partial \theta \partial z \quad (4.3)$$

- Calcul de la moyenne temporelle des pertes dissipées dans un cylindre de hauteur h par la formule :

$$p = \frac{1}{T} \int_0^T p(t) dt \quad (4.4)$$

IV.4.2 : DETERMINATION DES EQUATIONS DU MODELE [01] [14] [21] [22]

IV.4.2.1 : REPARTITION DES GRANDEURS ELECTROMAGNETIQUES

En suivant les étapes du paragraphe (4.4.1), et en considérons les hypothèses du paragraphe (4.4) et celles du cas du fil infiniment long on peut déterminer les répartitions des différentes grandeurs électromagnétiques dans le cylindre comme suit :

Si le solénoïde est parcouru par un courant par unité de longueur $I_h = I_{hm} \sin(\omega t)$ où I_h est la valeur instantanée de ce courant. Comme nous l'avons déjà expliqué dès que le courant commence à augmenter de 0 vers I_{hm} le champ magnétique qui lui est proportionnel fait de même, d'après la loi de **LENZ** et le modèle de **BEAN** des courants d'une densité J_c se développe pour écranter ce champ. Ils pénètrent dans le solénoïde de l'intérieur vers l'extérieur avec un rayon de pénétration ρ lorsque le champ atteint sa valeur maximale le rayon de pénétration atteint lui aussi sa valeur maximale ρ_{max} . Le régime permanent est atteint dès que le courant débute sa première décennie, la densité du courant évolue de l'intérieur du solénoïde vers l'extérieur de J_c à $-J_c$ jusqu'à atteindre ρ_{max} à nouveau. Maintenant le courant augmente à nouveau et sa densité évolue de $-J_c$ à J_c toujours de l'intérieur du solénoïde vers l'extérieur.

Pour déterminer les répartitions de la densité de courant \vec{J} et de l'induction magnétique \vec{B} on fait appel à l'équation de **MAXWELL** $rot \vec{B} = \pm \mu_0 J_c$ ou 0, avec les conditions aux limites $\vec{B}(R_i) = \mu_0 \vec{H} = \mu_0 I_h \vec{z}$ et comme il est déjà précisé (paragraphe (4.4)) l'induction

magnétique est parfaitement axiale, donc si l'on considère un système de coordonnées cylindriques tel que l'axe du solénoïde est porté par \vec{OZ} nous obtenons pour l'induction magnétique l'expression suivante : $\vec{B} = 0\vec{u}_r + 0\vec{u}_\theta + b_z(r)\vec{k}$

$$\text{Donc } \vec{\text{rot}}\vec{B} = \left[-\frac{\partial}{\partial r} b_z(r) \right] \vec{u}_\theta = \text{sgn} \mu_0 J_c \vec{u}_\theta \quad (4.5)$$

sgn Est le signe du second membre de l'équation (4.5) il dépend de la dérivé de $I(t)$ si $I(t)$ augmente il est positif si il diminue alors il est négatif.

A partir de (4.5) on peut écrire :

$$\left[-\frac{\partial}{\partial r} b_z(r) \right] = \text{sgn} \mu_0 J_c$$

$$\Rightarrow \partial b_z(r) = -\text{sgn} \mu_0 J_c \partial r \quad (4.6)$$

Intégrant maintenant les deux membres de (4.6) de R_i jusqu'à r

On obtient après intégration :

$$B = -\text{sgn} \mu_0 J_c (r - R_i) + \mu_0 I_h \quad (4.7)$$

Pour déterminer la répartition du champ électrique \vec{E} nous faisons appel à l'équation de **Maxwell**, $\vec{\text{rot}}\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ en prenant comme conditions aux limites $\vec{E}(\rho) = 0$. Le système de coordonnées est le même que dans le cas de \vec{J} et de \vec{B} , dans ce cas le champ électrique \vec{E} à l'expression suivante : $\vec{E} = 0\vec{u}_r + E(r)\vec{u}_\theta + 0\vec{k}$

$$\text{Donc } \vec{\text{rot}}\vec{E} = \frac{1}{r} \left[-\frac{\partial}{\partial r} (rE_\theta(r)) \right] \vec{k} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} I_h$$

A partir de l'équation précédente on peut écrire :

$$\left[-\partial (rE_\theta(r)) \right] \vec{k} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} I_h r \partial r \quad (4.8)$$

Intégrant maintenant les deux membres de (4.8) de r jusqu'à ρ , On obtient après intégration :

$$E = \frac{1}{2} \mu_0 \frac{\partial I_h}{\partial t} \left(\frac{\rho^2}{r} - r \right) \quad (4.9)$$

ρ Et le rayon de pénétration il représente la profondeur de pénétration du champ magnétique dans le matériau de la bobine il se détermine de la façon suivante :

à partir de la formule (4.7) on peut écrire lorsque $I(t)$ diminue :

$$\begin{aligned}
 I_h &= -J_c(\rho - R_i) + (I_{hm} - J_c(\rho - R_i)) \\
 \Rightarrow I_h &= -2J_c(\rho - R_i) + I_{hm} \Rightarrow \\
 \rho &= \frac{I_{hm} - I_h}{2J_c} + R_i
 \end{aligned} \tag{4.10}$$

De la même façon lorsque $I(t)$ augmente on trouve

$$\rho = \frac{I_{hm} + I_h}{2J_c} + R_i \tag{4.11}$$

Les équations mathématiques des répartitions de J , E et B pour un solénoïde pénétré de l'intérieur vers l'extérieur sont exposés en détail si dessous:

a) régime transitoire

Le régime transitoire représente le comportement du solénoïde durant la première montée du courant figure (4.2). On distingue deux régions au sien du solénoïde :

La première se situe entre le rayon interne R_i et le rayon de pénétration ρ ou nous avons une densité de courant non nulle.

La seconde entre le rayon de pénétration ρ et le rayon externe du solénoïde R_e ou la densité de courant est nulle.

Les équations mathématiques des répartitions de J , E et B dans ce cas sont :

Pour $R_i \leq r \leq \rho$:

$$\left\{ \begin{aligned}
 J &= J_c \\
 B &= \mu_0 J_c (R_i - r) + \mu_0 I_h \\
 E &= \frac{1}{2} \mu_0 \frac{\partial I_h}{\partial t} \left(\frac{\rho^2}{r} - r \right)
 \end{aligned} \right. \tag{4.12}$$

$$\text{Avec : } \rho = \frac{I_h}{J_c} + R_i \tag{4.13}$$

Pour $\rho \leq r \leq R_e$:

$$\left\{ \begin{aligned}
 J &= 0 \\
 B &= 0 \\
 E &= 0
 \end{aligned} \right. \tag{4.14}$$

La formule du rayon de pénétration, et celles de J , E et B pour $\rho \leq r \leq R_e$ ne sont valables que dans le premier car de la première période du courant.

b) régime permanent

Le régime permanent est atteint dès la première descente du courant figure (4.3), à partir du deuxième car de la première période du courant.

• ***Lorsque $I(t)$ diminue***

Pour $R_i \leq r \leq \rho$:

$$\begin{cases} J = -J_c \\ B = \mu_0 J_c (r - R_i) + \mu_0 I h \\ E = \frac{1}{2} \mu_0 \frac{\partial I h}{\partial t} \left(\frac{\rho^2}{r} - r \right) \end{cases} \quad (4.15)$$

Pour $\rho \leq r \leq \rho_{max}$:

$$\begin{cases} J = J_c \\ B = \mu_0 J_c (R_i - r) + \mu_0 I_{hm} \\ E = 0 \end{cases} \quad (4.16)$$

Pour $\rho_{max} \leq r \leq R_e$:

$$\begin{cases} J = 0 \\ B = 0 \\ E = 0 \end{cases} \quad (4.17)$$

• ***Lorsque $I(t)$ augmente***

Pour $R_i \leq r \leq \rho$:

$$\begin{cases} J = J_c \\ B = \mu_0 J_c (R_i - r) + \mu_0 I h \\ E = \frac{1}{2} \mu_0 \frac{\partial I h}{\partial t} \left(\frac{\rho^2}{r} - r \right) \end{cases} \quad (4.18)$$

Pour $\rho \leq r \leq \rho_{max}$:

$$\begin{cases} J = -J_c \\ B = \mu_0 J_c (r - R_i) + \mu_0 I_{hm} \\ E = 0 \end{cases} \quad (4.19)$$

Pour $\rho_{max} \leq r \leq R_e$:

$$\begin{cases} J = 0 \\ B = 0 \\ E = 0 \end{cases} \quad (4.20)$$

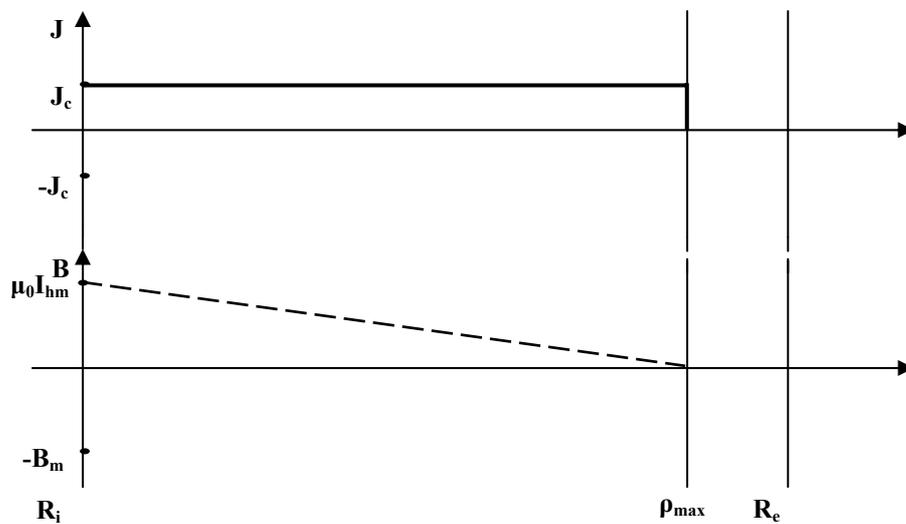
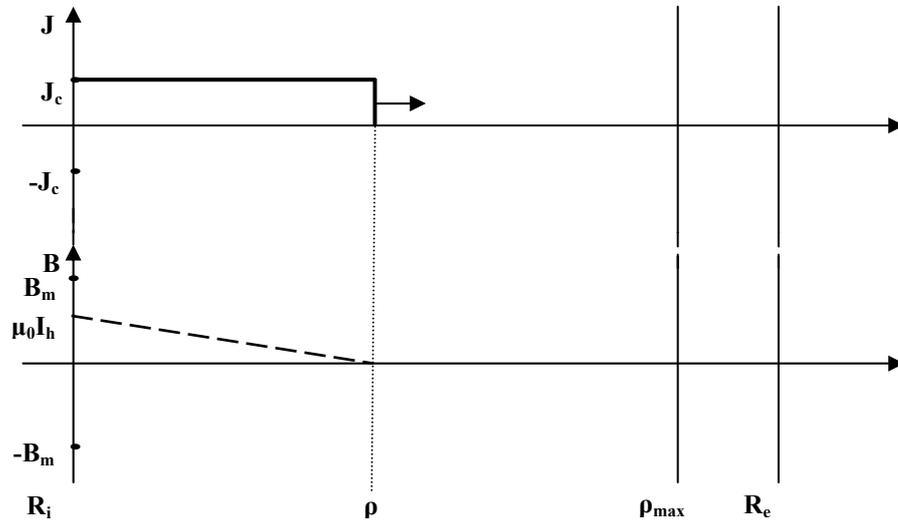


Figure.4.2. répartition de J , et B , dans un cylindre supraconducteur creux par le modèle de BEAN (première monté du courant)

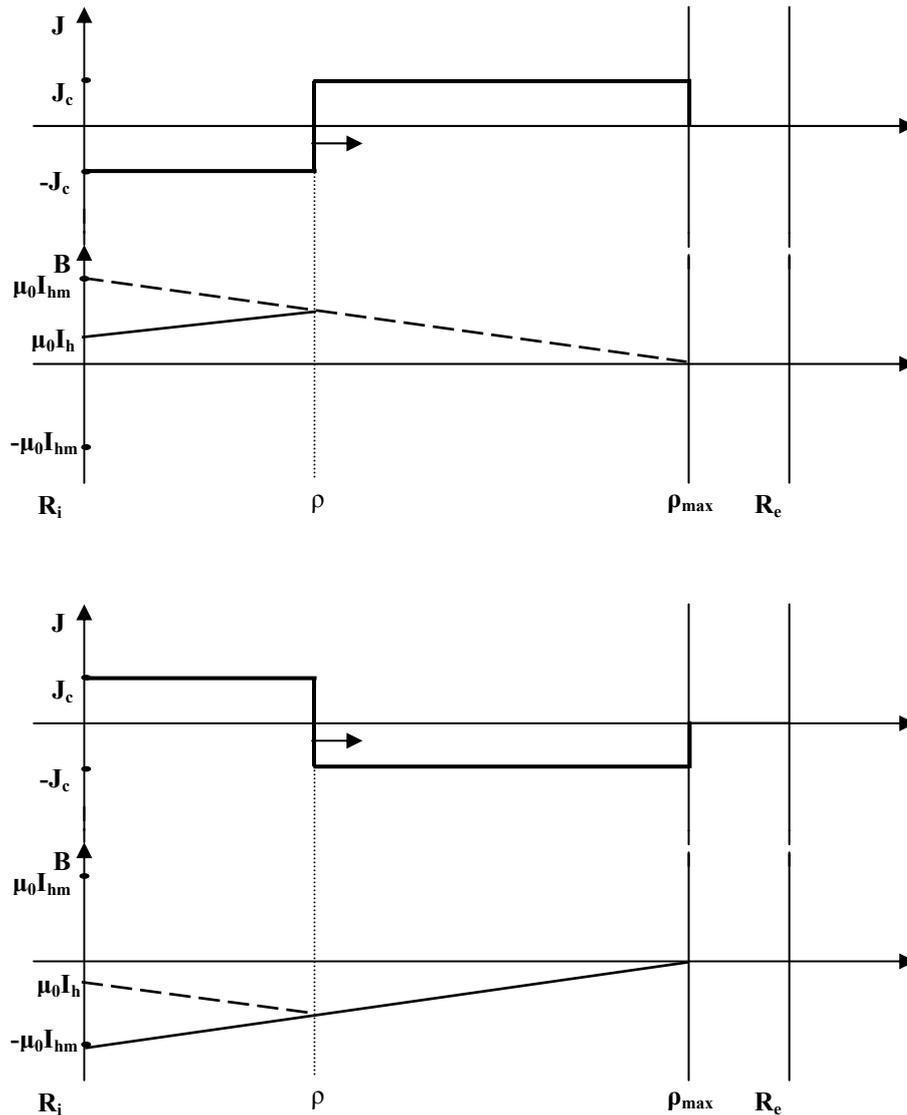


Figure.4.3. répartition de J , et B , dans un cylindre supraconducteur creux par le modèle de BEAN (régime permanent)

IV.4.2.2 : CALCUL DES PERTES INSTANTANÉES ET MOYENNES

Le calcul des pertes instantanées se fait par intégration volumique des pertes locales. Pour une hauteur h du cylindre, comme suit :

- la puissance active instantanée consommée dans une hauteur h du solénoïde vaut donc:

$$p_c(t) = \int_0^h \int_{R_i}^{\rho} \int_0^{2\pi} J E r \partial r \partial \theta \partial z \quad (4.21)$$

$$\begin{aligned}
 p_c(t) &= \int_0^{\rho} \int_{R_i}^{\rho} \int_0^h \text{sgn } J_c \frac{1}{2} \mu_0 \frac{\partial I_h}{\partial t} \left(\frac{\rho^2}{r} - r \right) r \partial r \partial \theta \partial z \\
 &= \text{sgn } J_c \frac{1}{2} \mu_0 \frac{\partial I_h}{\partial t} \int_0^{\rho} \int_0^{\rho} \int_0^h \partial \theta \partial z \left(\frac{\rho^2}{r} - r \right) r \partial r \\
 &= \text{sgn } J_c \mu_0 \frac{\partial I_h}{\partial t} \pi h \int_{R_i}^{\rho} \left(\frac{\rho^2}{r} - r \right) r \partial r \\
 &= \text{sgn } J_c \mu_0 \frac{\partial I_h}{\partial t} \pi h \left(\int_{R_i}^{\rho} (\rho^2 - r^2) \partial r \right) \\
 &= \text{sgn } J_c \mu_0 \frac{\partial I_h}{\partial t} \pi h \left(\rho^2 \int_{R_i}^{\rho} \partial r - \int_{R_i}^{\rho} r^2 \partial r \right) \\
 &= \text{sgn } J_c \mu_0 \frac{\partial I_h}{\partial t} \pi h \left[\rho^2 (\rho - R_i) - \frac{1}{3} (\rho^3 - R_i^3) \right] \\
 &= \text{sgn } J_c \mu_0 \frac{\partial I_h}{\partial t} \pi h \left(\frac{2\rho^3}{3} - R_i \rho^2 + \frac{R_i^3}{3} \right)
 \end{aligned}$$

On trouve alors $P(t) = \text{sgn } \pi \mu_0 h J_c \frac{\partial I_h}{\partial t} \left(\frac{2\rho^3}{3} - R_i \rho^2 + \frac{R_i^3}{3} \right)$ (4.22)

Avec $\rho = R_i + \frac{(I_{hm} + \text{sgn } I_h(t))}{2J_c}$ et $\text{sgn} = \text{signe}\left(\frac{dI_h}{dt}\right)$

La puissance active moyenne vaut donc [22]:

$$P_{moy} = \frac{4}{3T} \pi h \mu_0 \left(\frac{R_i I_{hm}^3}{J_c} + \frac{I_{hm}^4}{2J_c^2} \right) \quad (4.23)$$

IV.5 : APPLICATION A UNE BOBINE REELLE

Pour avoir une idée de l'ordre de grandeur des pertes ainsi que de la validité du modèle il est important de comparer les valeurs des pertes moyennes données par les formules obtenues par le modèle analytique est des mesures effectuées sur une bobines monocouche réelles. ayant les paramètres suivant :

- Diamètre intérieur 29,85mm.
- Section des spires 0.254*2.54 mm².
- Densité de courant critique 40A/mm².
- Fréquence 50Hz.

Les valeurs des mesures effectuées par Mr. *E. VINOT* [21] pour différentes valeurs du courant de transport sont données sur le tableau (4.1) :

I_{eff} (A)	4	6	8	10	12	14	16	18
Pertes mesurées (W)	$8 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-5}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$2.3 \cdot 10^{-4}$	$3.5 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-4}$

Tableau (4.1) valeurs des pertes moyennes mesuré pou une bobine monocouche

Après la détermination des valeurs du courant de transport $I(t)$ du tableau (4.1) les allures des pertes instantanées et des rayons de pénétration sont données sur les figures suivantes :

Allures des pertes instantanées et des rayons de pénétration pour déférentes valeurs de I_{eff}

1. pour $I_{eff} = 2A$

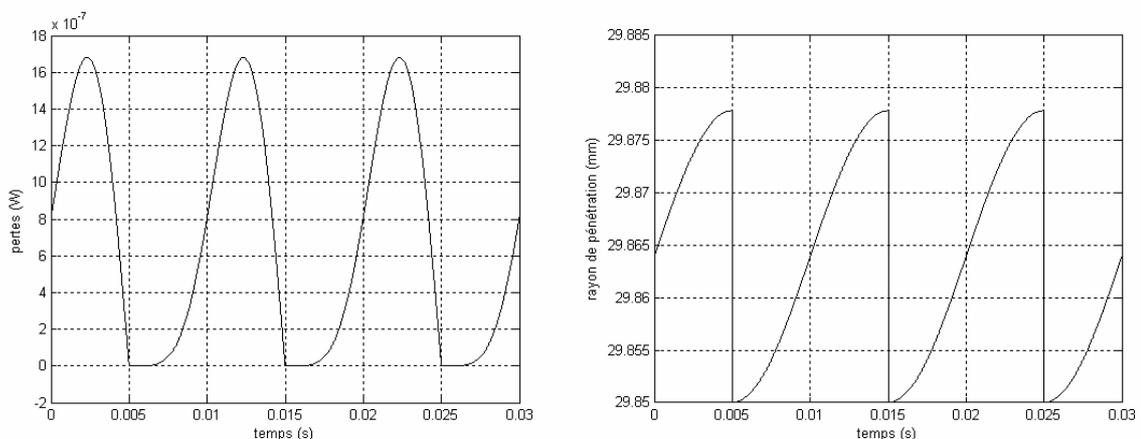


Figure 4.4 $p(t)$ et ρ dans le cylindre supraconducteur Pour. $I_{eff} = 2A$

2. pour $I_{eff} = 4A$

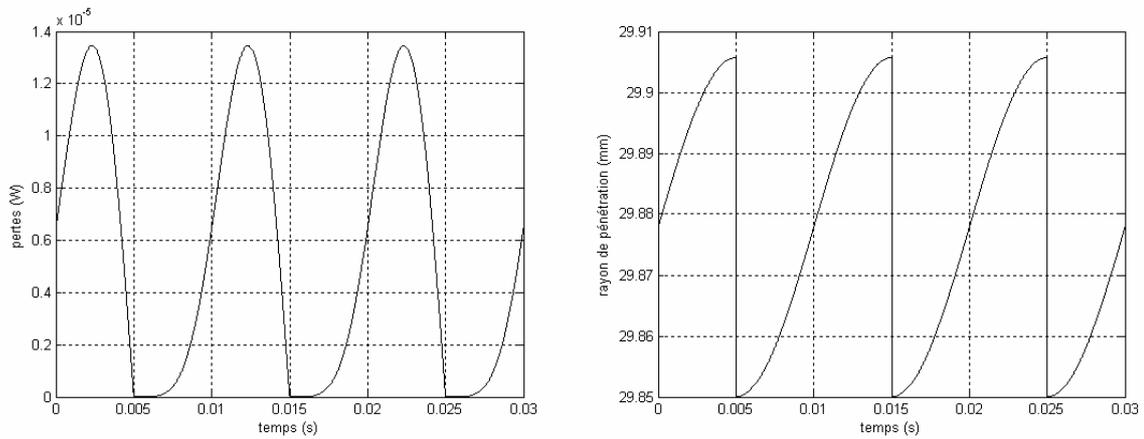


Figure 4.5 $p(t)$ et ρ dans le cylindre supraconducteur Pour. $I_{eff} = 4A$

3. pour $I_{eff} = 6A$

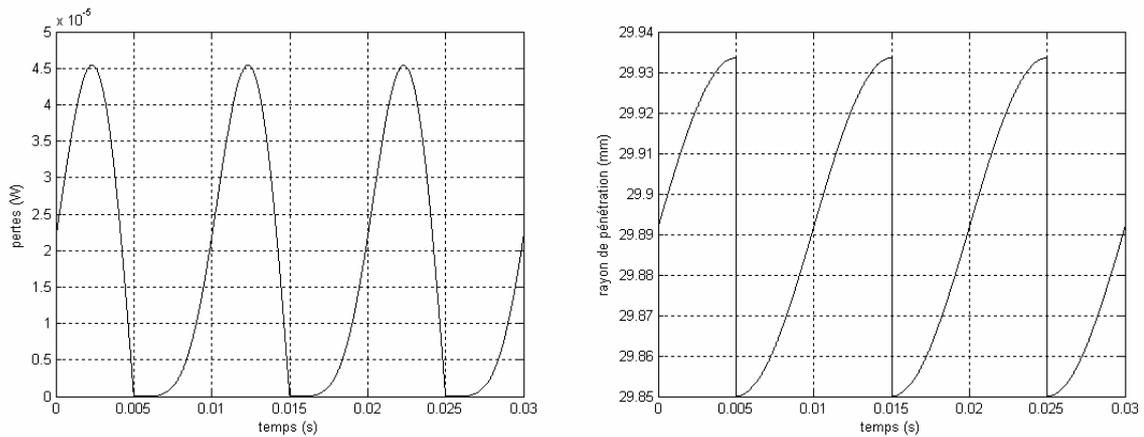


Figure 4.6 $p(t)$ et ρ dans le cylindre supraconducteur Pour. $I_{eff} = 6A$

4. pour $I_{eff} = 8A$

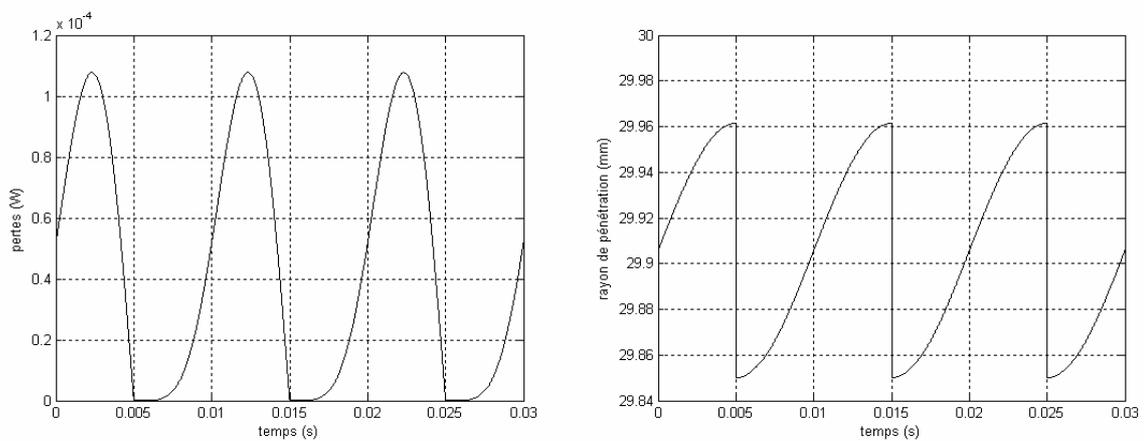


Figure 4.7 $p(t)$ et ρ dans le cylindre supraconducteur Pour. $I_{eff} = 8A$

5. pour $I_{eff} = 10 A$

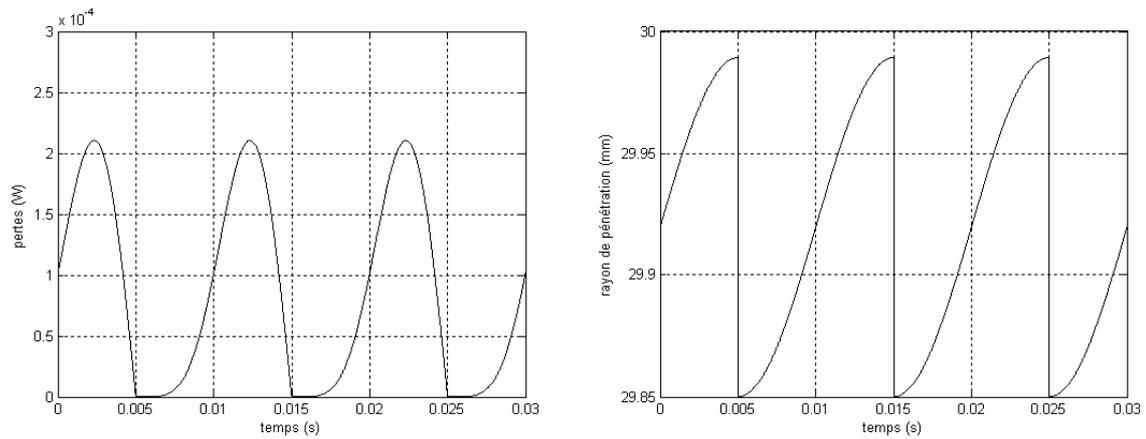


Figure 4.8 $p(t)$ et ρ dans le cylindre supraconducteur Pour. $I_{eff} = 10 A$

6. pour $I_{eff} = 12 A$

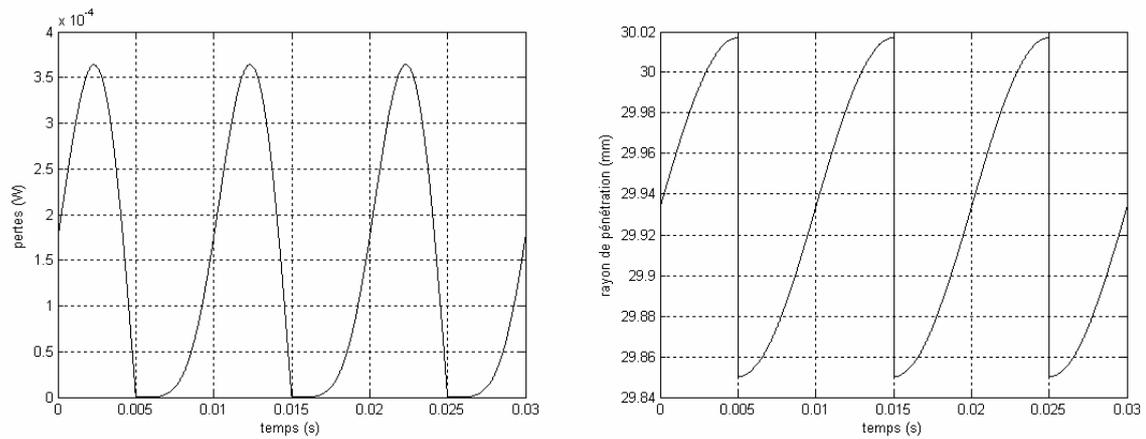


Figure 4.9 $p(t)$ et ρ dans le cylindre supraconducteur Pour. $I_{eff} = 12 A$

7. pour $I_{eff} = 14 A$

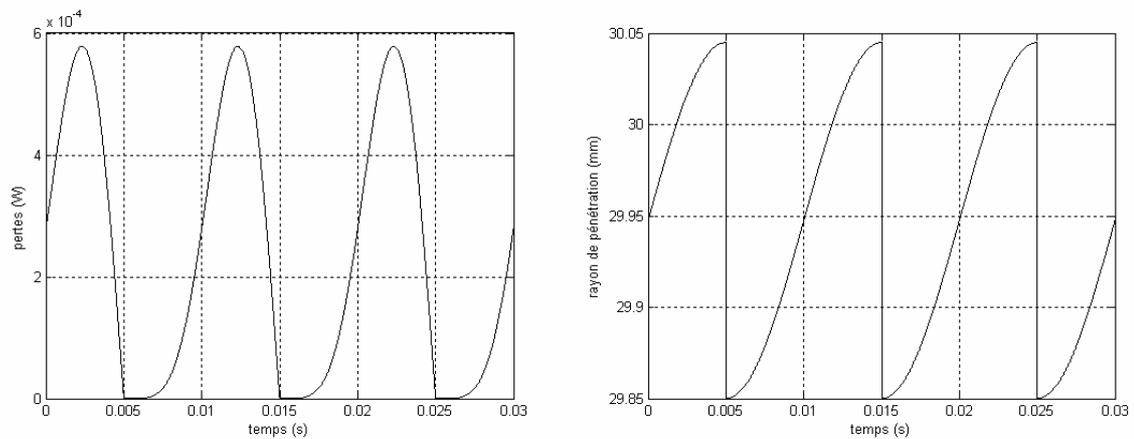


Figure 4.10 $p(t)$ et ρ dans le cylindre supraconducteur Pour. $I_{eff} = 14 A$

8. pour $I_{eff} = 16A$

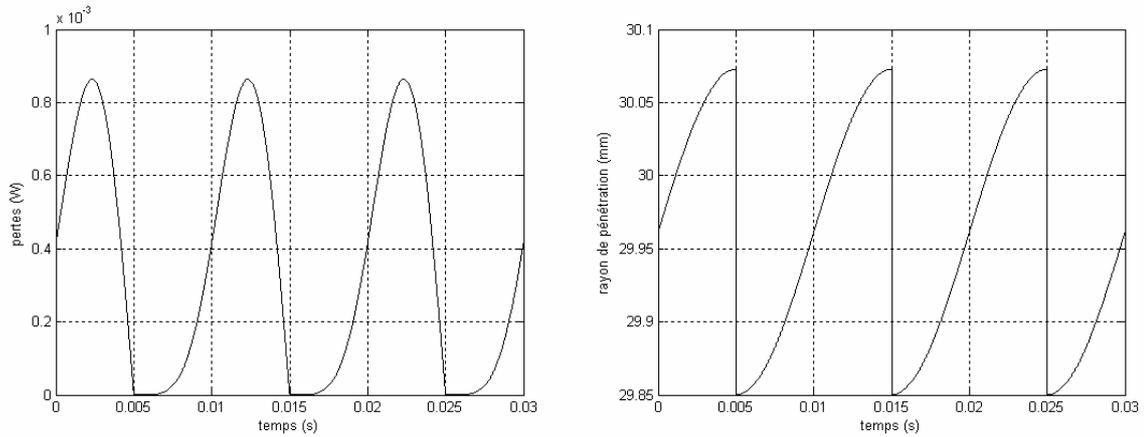


Figure 4.11 $p(t)$ et ρ dans le cylindre supraconducteur Pour. $I_{eff} = 16A$

9. pour $I_{eff} = 18A$

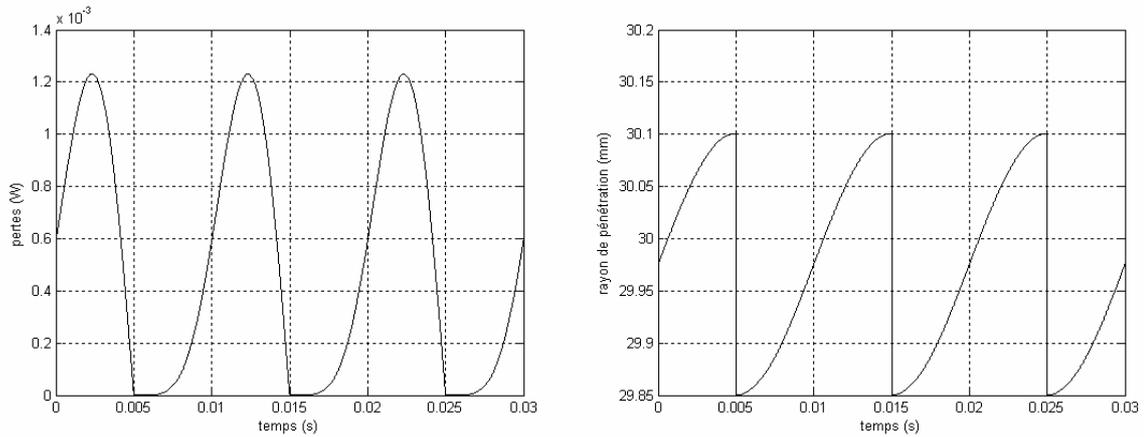


Figure 4.12 $p(t)$ et ρ dans le cylindre supraconducteur Pour. $I_{eff} = 18A$

Les figures ci-dessus montres que les pertes augmentent considérablement au fur et à mesure qu'on s'approche de I_c .

Pour le rayon de pénétration il évolue de l'intérieur du solénoïde ver l'extérieur, en fonction de l'augmentation de l'amplitude du courant, jusqu'à atteindre R_e quand le courant atteint I_c .

- **comparaison entre les pertes moyennes mesurées et calculées**

Les valeurs moyennes calculées sont regroupées avec les mesures sur le tableau ci-dessus :

I_{eff}	4	6	8	10	12	14	16	18
Pertes calculées	$5.5 \cdot 10^{-6}$	$1.8 \cdot 10^{-5}$	$4.4 \cdot 10^{-5}$	$8.6 \cdot 10^{-5}$	$1.49 \cdot 10^{-4}$	$2.37 \cdot 10^{-4}$	$3.5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$
Pertes mesurées	$8 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-5}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$2.3 \cdot 10^{-4}$	$3.5 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-4}$

Tableau (4.2) valeurs des pertes moyennes calculées et mesurées pou une bobine monocouche

A partir du tableau (4.2) peut constaté que les pertes calculées restes proches des pertes mesuré sur presque tous le domaine de validité du modèle comme le montre la figure (4.11).

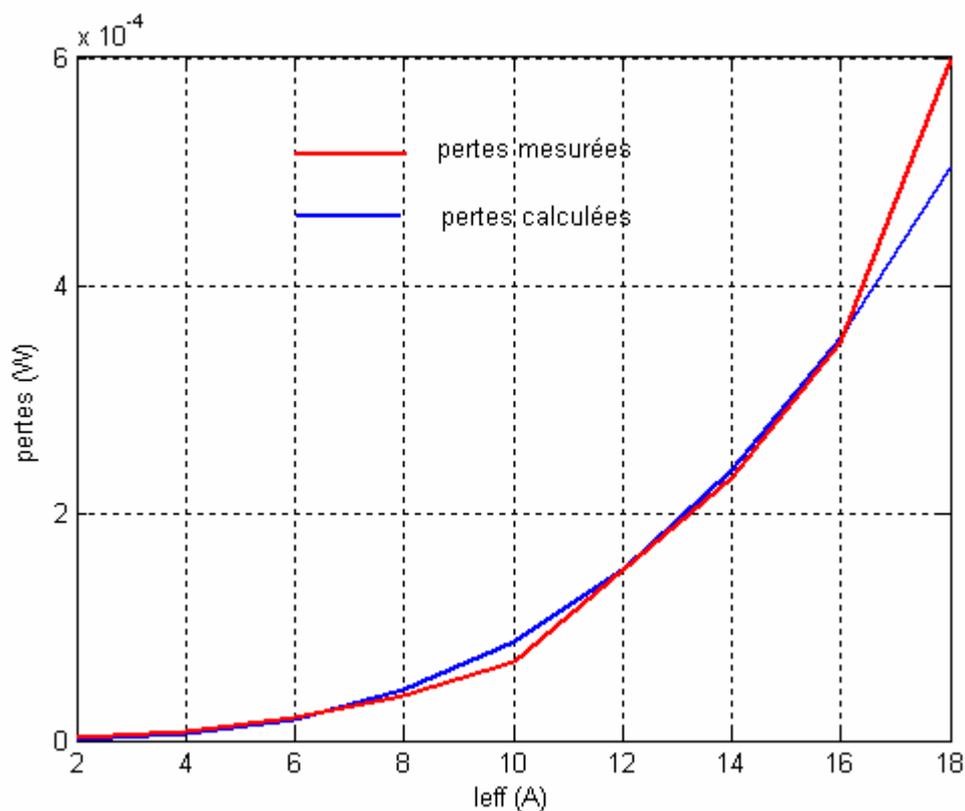


Figure 4.13 Pertes mesurées et calculées dans le cylindre supraconducteur sur le domaine de validité du model analytique.

Bien que les valeurs des pertes mesurées deviennent plus grandes que celles des pertes calculées pour des valeur du courant proche de I_c , le modèle analytique semble donner de bons résultats dans le cas de la géométrie considéré. Le décalage entre les calcules et les mesures près de I_c est essentiellement du à l'hypothèse d'un J_c indépendant de la température et de l'induction magnétique, alors qu'on réalité cette dépendance augmente exponentiellement avec l'augmentation du champ externe.

IV.6 : CONCLUSION

Le modèle analytique exposé dans ce chapitre permet une meilleur compréhension du comportement des supraconducteurs en général et d'un solénoïde supraconducteur parcouru par

un courant de transport en particulier, il donne de bons résultats pour un cylindre infiniment long (bobine monocouche), son application est cependant limitée à des courants inférieurs à I_c .

L'hypothèse selon laquelle la densité de courant est indépendante de l'induction magnétique et de la température, conduit à une augmentation de l'écart entre les valeurs mesurées et calculées des pertes avec l'augmentation du courant de transport ou du champ extérieur.

Une amélioration du modèle analytique pour la prise en compte des variations de la densité de courant en fonction de l'induction magnétique, ou de la température n'est malheureusement pas possible.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Le travail présenté est une étude de synthèse sur la supraconductivité comme phénomène physique, comme type de matériaux, et aussi et surtout comme un nouvel horizon qui s'ouvrent devant nous, nous permettant d'améliorer les performances des dispositifs et machines déjà existant, et de créer des domaines d'application et d'études propres aux supraconducteurs.

Le présent manuscrit se veut être le début d'un travail portant sur les supraconducteurs. Et visant à bâtir une large base de données et de connaissances nous permettant de travailler sur le côté théorique en même temps que sur les applications.

Les développements théoriques présentés aux chapitres I visent en particulier la théorie phénoménologique de *GINZBURGE-LANDAU*. Ces développements ont démontré la complexité des concepts théorique mis en jeu pour l'interprétation de ce phénomène, et la lourdeur de l'appareil mathématique mis en jeu pour les manipulées. Donc si nous voulant travaillés sur cet aspect de la supraconductivité en doit tenir compte de ces deux déficit. Une suite naturelle de ces développements peut porté sur les nouveaux développements théoriques pour expliquer le comportement des supraconducteurs à haute température critique par exemple.

Pour ce qui il y a des grandes familles supraconductrices, on retient l'existence d'une grande diversité de matériaux supraconducteurs qui diffère par leurs propriétés physiques ainsi que par leurs caractéristiques supraconductrices, et les techniques de leurs mises au point. Ce sont ces trois aspects qui déterminent le choix d'un ou de plusieurs de ces matériaux pour une application bien déterminé.

Les domaines d'applications des supraconducteurs sont très variés, en électrotechnique les supraconducteurs s'imposent de plus en plus dans un grand nombre d'applications tel que : la production de champs intenses, les machines tournantes et les transformateurs, le stockage de l'énergie, la lévitation magnétique ...ect.

La modélisation et l'étude des pertes dans les dispositifs supraconducteurs sont les deux principaux domaines d'études de la supraconductivité pour l'électrotechnique, dans ce mémoire une étude analytique d'un solénoïde supraconducteur considéré infiniment long et parcouru par un courant de transport sinusoïdal à été exposé.

Ce modèle analytique nous a permis une meilleure compréhension du comportement électromagnétique des supraconducteurs en régime variable.

Nous avons comparé les résultats obtenus par le modèle analytique à ceux obtenues par des mesures effectuées par *M. E. VINOT* [21] [22] sur des bobines supraconductrices monocouches réelles élaborées au moyen d'un fil supraconducteur de section rectangulaire assimilé à un cylindre infiniment long et parcouru par un courant de transport sinusoïdal, comparaison qui a donné un aperçu sur les valeurs des pertes et la validité de l'approche par le modèle de *BEAN* dans ce cas.

Une suite naturelle de ce travail serait de tenter d'étudier des dispositifs supraconducteurs soit par une approche théorique, soit par des modèles numériques basés sur la loi $\mathbf{E}(\mathbf{J})$ par exemple ou sur d'autres formulations permettant une bonne représentation de l'évolution des grandeurs électromagnétiques au sein de ces dispositifs, à l'aide de méthodes numériques telle que la méthode des différences finies par exemple.

Annexe

Annexes

I. MESURE DE TENSION AUX BORNES D'UNE SPIRE D'UNE BOBINE INFINIE

Supposons une spire supraconductrice (Figure 1-1) appartenant à une bobine infiniment longue. L'emplacement des prises de potentiel pour la mesure de tension aux bornes de la spire est tel qu'il est indiqué sur la figure (1.1) [22].

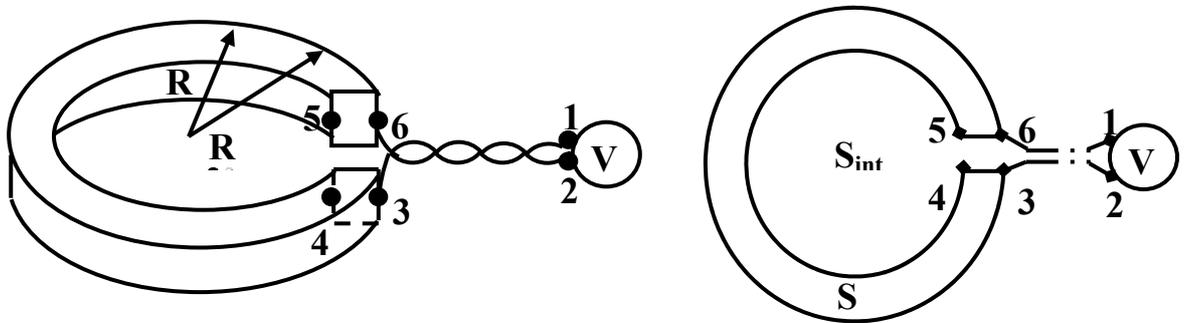


Figure 1.1 : Emplacement des prises de potentiels aux bornes d'une spire.

BIBLIOGRAPHIE

Bibliographie

[01]: JOSEPH BAIXIRAS

« Les supraconducteurs application à l'électronique et à l'électrotechnique »
CNRS EDITIONS France 1998.

[02]: 3rd SYMPOSIUM IBM LAB ZURICH.

« Coures of superconductivity ». Suisse 1998

[03]: L.D. LANDAU, E.LIFCHITZ

« Electrodynamique des milieux continus » édition Mir Moscou URSS 1969.

[04]: W.A. ATKINSON and J.P. CARBOTTE

« Density Of States Of Layerd S/N D-Wave Superconductor »
PHYSICAL REVIEW (janvier 1995).

[05] : B.C.GUPTA K.K. NADA

« Specific heat of high-temperature superconductors, role of $|\psi|^4$ term in the Ginzburg-Landau free energy » PHYSICA C 265 pages 228-232 (1996).

[06] : TAKAYUKI NISHIO, HIROMICHI EBISAWA

« On the dynamics of superconducting order parameter under a magnetic field in the quantization regime of a two-dimensional system ».
PHYSICA C 267 pages 119-126 (1996).

[07] : K. MÜLLER AND K. LESLIE

« Self-field ac loss of Bi-2223 superconducting tapes, IEEE»
Transactions on applied superconductivity, vol.7, No. 2, June 1997.

[08]: K. YONIMETSU, M. IMADA

« Electron-phonon interaction and spin gap in nearly-half-filled correlated electron systems »
PHYSICA C 263 pages 82-85 (1996).

[09] : ZLATKO TESANOVIC

« Superconductivity in very high magnetic field »
PHYSICAL REVIEW B volume 43, number 1 (janvier 1991).

[10] : WIEST-MILLION NICOLAS LEMOINE JULIEN SOLT EDOUARD

« Les matériaux supraconducteurs »Rapport d'Epistemologie (Juillet 2002).

Bibliographie

- [11] : W. NICK, G. and al
« 380 kW synchronous machine with HTS rotor windings development at Siemens and first test results »
PHYSICA C 372-376 pages 1506-1512 (1996). (2002)
- [12] : SYLVIE LEFEBVRE
« Compétition entre antiferromagnétisme et supraconductivité dans le composé k -(BEDT-TTF)₂Cu[N(CN)₂]Cl. » Thèse de Doctorat (Ph.D.) Département de Physique, Université de Sherbrooke France (2001).
- [13] : STEPHANE SAVARD
« Fabrication et étude de composants micro-ondes planaires supraconducteurs », mémoire de (M sc) université de Sherbrooke, Sherbrooke Québec, Canada, janvier (2004).
- [14] : DIDIER BOZON
« Limitation de courants à partir de matériaux HTC » Thèse de Doctorat, I.N.P.G Grenoble, Grenoble France, septembre (2002).
- [15] : JACK H. WINTERS, *SENIOR MEMBER, IEEE*, AND CHRISTOPHER ROSE
« High-T, Superconductor Waveguides: Theory and Applications » *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 39, no. 4, (avril 1991).
- [16] : HOAN NGUYEN XUAN
« élaboration d'oxydes supraconducteurs à base de Thallium pour les applications », thèse de doctorat université de Savoie, France, (octobre 2005).
- [17] : ALAIN RUFENACHT
« Etude de la profondeur de pénétration magnétique de couches supraconductrices ultraminces de $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ » Université de Neuchâtel, Neuchâtel, (mai 2005).
- [18] : WALTER ESCOFIER
« Étude de la cohérence quantique dans les systèmes supraconducteurs-métal normal par microscopie et spectroscopie à effet tunnel » thèse de doctorat université JOSEPH FOURIER Grenoble, Grenoble France, (octobre 2004).
- [19] : D. NETTER, J. LEVEQUE, E. AILAM, B. DOUINE, A. REZZOUG, P. MASSON
« Theoretical study of a new kind HTS Motor » (Groupe de Recherche en électrotechnique et Electronique de Nancy), University of Nancy -Nancy, France (octobre 2004).

Bibliographie

- [20] : P. TIXADOR AND H. DAFFIX
« Conceptual Design of an Electrical Machine with Both Low and High T_c Superconductors »
IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 7, no. 4, (december 1997).
- [21] : EMMANUEL VINOT, GUILLAUME DONNIER-VALENTIN, PASCAL TIXADOR, AND GERARD MEUNIER « AC Losses in Superconducting Solenoids » IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 12, no. 2, (june 2002).
- [22] : E. VINOT
« Modélisation des supraconducteurs HTC application au calcul des pertes AC », Thèse de Doctorat de L'I.N.P.G de Grenoble, Grenoble France, (Avril 2000).
- [23] : J. BARDEEN, L.N. COOPER AND J.R. SCHRIEFFER
«Théory of Superconductivity»
PHYSICAL REVIEW volume 108, number 5 (décembre 1957).
- [24] : PHILIPES ROBERT
« Matériaux de l'électrotechnique » presses polytechniques romandes Suisse (1989)
- [25] : LESLY SMART & ELIANE MOORE
« Introduction à la chimie du solide » édition MASSON Paris (1997)
- [26] : PHILIPPE MONOD
« Matériaux supraconducteurs » école normale supérieure, LPMC, Paris (1997)
- [27] : LABIT BONOIT
«Transport de chaleur électronique dans un tokamak par simulation numérique directe d'une turbulence de petite échelle», Thèse de Doctorat, Université de Provence France, (2002).
- [28] : N. L'UTKE-ENTRUP, B. PLACAIS, P. MATHIEU ET Y. SIMON
« Ancrage des vortex dans les supraconducteurs Description phénoménologique de la réponse linéaire d'un réseau de vortex ancre »
- [29] : MICHAEL THINKHAM
« Introduction to superconductivity », McGRAW-HILL, Inc (1996).
- [30] : PH. MANGIN
« Supraconductivité un condensât de physique » école des mines de Nancy, séminaire IFR matériaux (juin 2003).
- [31] : ELIE BELORIZKY WLADIMIR VGORKI
« Introduction à la mécanique statistique » office des publications universitaires (Alger) (1993).