

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE



UNIVERSITE DE M'SILA

FACULTE DES SCIENCES ET SCIENCES DE L'INGENIEUR

DEPARTEMENT D'ELECTROTECHNIQUE

MEMOIRE DE FIN D'ETUDES EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLOME
D'INGENIEUR D'ETAT EN GENIE ELECTROTECHNIQUE

OPTION : ELECTROMECHANIQUE

THEME

Contribution à l'étude des phénomènes électromagnétiques dans
les matériaux supraconducteurs du type 2

Proposé et dirigé par:

Mr. Salah .Belkhiri

Présenté par:

Larbaoui Zine Laabidine
Seddiki dahmen

Année Universitaire: 2008 / 2009



Dédécasse

*Avant tout, je tien à remercies le bon dieu, et l'unique qui m'offre le
!!!courage
et la volonté nécessaire pour affronter les différentes de la vie,
Je dédie ce modeste travail*

*A ma mère.
A mon père.
A mes frères et mes sœurs.
A tous ma famille.
A tous mes amis, lhoucine,
hamza, aissam, feteh, mourade, et ameur.*

*A mes amis et mes collègues de la promotion 2008 et 2009
« Electromécanique ».*

(chaque un à son nom)! A mes veuχ amis

LarbaouiZine Laabidine

Dédécasse

*Avant tout, je tien à remercies le bon dieu, et l'unique qui m'offre le
!!!courage
et la volonté nécessaire pour affronter les différentes de la vie,
Je dédie ce modeste travail*

*A ma mère.
A mon père.
A mes frères et mes sœurs.
A tous ma famille.
A tous mes amis.*

*A mes amis et mes collègues de la promotion 2008 2009
« Electromécanique ».*

(chaque un à son nom)! A mes veuX amis

Seddiki dahmen

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE.....	1
----------------------------	---

CHAPITRE I

MATÉRIAUX EN ELECTROTECHNIQUE: classifications et caractéristiques

I. 1 INTRODUCTION.....	3
I. 2 Rappelshistoriques	3
I.3 Les grandeurs magnétiques.....	3
I.3.1 Champ d'induction magnétique.....	3
I.3.2 Champ d'excitation magnétique.....	4
I.3.3 Flux d'induction magnétique.....	
I.4 Matériaux magnétique.....
I.4.1 Définition.....	5
I.4.2 L'aimantation.....	5
I.4.2.1 Définition de l'aimantation	5
I.4.2.2 L'énergie potentielle du moment magnétique	6
I.4.2.3 La perméabilité magnétique	6
I.4.2.4 Les matériaux magnétiques doux	7
I.4.2.5 Les matériaux magnétiques durs.....	7
I.5 Caractérisation des conducteurs.....	8
I.5.1 Conductivité.....	8
I.5.2 Classification des matériaux en électricité.....	8
I.5.3 Nature de la conduction électrique.....	9
I.5.4 Résistance et résistivité.....	9
I.5.5 Résistivité et température.....	9
I.5.6 Supraconducteurs.....	10
I.6 Classes des matériaux magnétiques.....	11

I.6.1 Matériaux diamagnétiques.....	11
I.6.2 Matériaux paramagnétiques.....	13
I.6.3 Matériaux antiferromagnétiques.....	15
I.6.4 Matériaux ferrimagnétiques.....	16
I.6.5 Matériaux ferromagnétiques.....	17
I.7 D'aimantation et cycle d'hystérésis.....	19
I.7.1 Courbe de première aimantation.....	20
I.7.2 Cycle d'hystérésis.....	21
I.8 CONCLUSION.....	21

CHAPITRE II

Les Supraconducteurs

II. 1 INTRODUCTION.....	22
II. 1.1 Histoire des supraconducteurs.....	22
II. 1.2 Les Supraconducteurs : Une définition.....	22
II.2 Grandeurs critique.....	24
II. 2.1 Champ Magnétique critique H_c	25
II. 2.2 Induction Magnétique critique B_c	25
II. 2.3 Propriétés magnétiques –effet Meissner.....	26
II. 3 Les types de Supraconducteurs.....	27
II.3.1 Supraconducteur de type I.....	27
II.3.2 Supraconducteur de type II.....	29
II.3.3 Matériaux supraconducteurs d'aimants d'accélérateurs.....	31
II.3.3 .1 Le Nb Ti.....	31
II.3.3 .2 Le Nb ₃ Sn.....	31
II.4 Densité de courant critique J_c	32
II.5 La supraconductivité à Basse Température Critique BTC.....	32
II.6 La supraconductivité à Haute Température Critique HTC.....	33
II.7 CONCLUSION.....	33

CHAPITRE III

SQUID caractéristique et performance

III.1 INTRODUCTION	34
III.2 Quantification du flux	34
III.3 Effets Josephson	35
III.4 Modèle RCSJ (Resistively and Capacitively Shunted Junction)	36
III.5 Instrumentation à base de SQUID	37
III.6 Les magnétomètres supraconducteurs	38
III.6.1 Définition.....	38
III.6.2 SQUID continu.....	41
III.6.3 SQUID radiofréquence	44
III.6.4 Linéarisation de la réponse du SQUID.....	46
III.6.5 Performances.....	47
III.7 SQUID et comparateur cryogénique de courants (CCC)	49
III.7.1 Principe d'un CCC.....	49
III.7.2 Sensibilité et résolution en courant.....	52
III.7.2.1 Sensibilité du CCC.....	52
III.7.2.2 Résolution en courant.....	55
III.7.2.3 Détecteurs de rayonnement.....	56
III.8 CONCLUSION	56
CONCLUSION GENERALE	57

Index des figures

CHAPITRE I

Figure I. 1 : ligne de champ.....	4
Figure I. 2: flux de \vec{B} à travers (S).....	5
Figure I. 3 tube d'induction.....	5
Figure I. 4 La densité de courant \vec{J}	8
Figure I. 5 La propriété de supraconduction.....	10
Figure I. 6 La Zone de supraconduction.....	11
Figure I.7 Matériaux diamagnétique.....	12
Figure I.8 Matériaux paramagnétiques.....	14
Figure I.9 Susceptibilité en fonction de la température	14
Figure I.10 Matériau antiferromagnétique.....	16
Figure I.11 Matériaux ferrimagnétiques.....	17
Figure I.12 Représentation schématique de l'alignement des moments magnétiques dans un matériau Ferromagnétique.	18
Figure I.13 Variation de l'aimantation, la susceptibilité en fonction de la température dans les matériaux ferromagnétique.....	18
Figure I.14 En l'absence de champ magnétique extérieur, la résultante de l'orientation des domaines magnétiques d'un monocristal Ferromagnétique est nulle.....	19
Figure I.15 Courbe de premières aimantations et cycle d'hystérésis	20

CHAPITRE II

Figure II.1 Courbe type de la résistance d'un supraconducteur en fonction de la Température.....	23
Figure II.2 conducteur parfait.....	23

Figure II. 3 Supraconducteur.....	24
Figure II. 4 Surface critique d'un supraconducteur.....	25
Figure II. 5 Effet Meissner.....	26
Figure II. 6 supraconducteurs de type I.....	27
Figure II.7 Domaines de la supraconductivité.....	28
Figure II.8 supraconducteurs de type II.....	30
Figure II.9 États d'un matériau supraconducteur.....	30

CHAPITRE III

Figure III.1 Circuit électrique équivalent d'une jonction Josephson selon le modèle de Stewart-McCumber.....	36
Figure III.2 Les deux catégories de caractéristiques (I, V) des jonctions Josephson.....	39
Figure III.3 Variation de la caractéristique (I, V) entre deux quanta de flux.....	40
Figure III.4 Représentation schématique en utilisant le modèle RSCJ pour les jonctions.....	41
Figure III.5a Caractéristiques ($I-V$) pour des valeurs entières et demi- entières de Φ_a/Φ_0 où Φ_a est le flux appliqué.....	42
Figure III.5b Tension en fonction de Φ_a/Φ_0 pour un courant de polarisation I fixé à une valeur $I_b > I_{max}$	42
Figure III.6 Représentation schématique avec le circuit résonant.....	45
Figure III.7a Caractéristiques ($I-V$) pour des valeurs entières et demi-entières de Φ_a/Φ_0	45
Figure III.7b Tension de forme « triangulaire » en fonction de Φ_a/Φ_0 pour un courant radiofréquence dont l'amplitude I_{RF} est fixée à une valeur I_b	45
Figure III.8 Schéma d'un SQUID DC à verrouillage de flux.....	47
Figure III.9 Principe d'un comparateur cryogénique de courants.....	50
Figure III.10 Illustration schématique d'un CCC de type I.....	50
Figure III.11 Vue schématique d'un CCC de type II.....	52
Figure III.12 Circuit de base d'un transformateur de flux (TF).....	52

INTRODUCTION GENERALE

Les dispositifs à SQUID (Superconducting QUantum Interference Device) sont permis les appareillages les plus sensibles pour la mesure des champs magnétiques, en fait ils ne permettent pas de mesurer du champ mais plutôt sa variation. L'objectif de ce travail et d'exposer une étude théorique sur l'état de l'art de ces dispositifs et leurs différentes applications.

Les SQUID permettent la réalisation de magnétomètres directionnels à sensibilité, pour des fréquences allant du continu à plusieurs centaines de kHz.

Il existe aujourd'hui deux grandes familles de supraconducteur : ceux dits à basse température critique (BTC) et ceux à haute température critique (HTC). Les supraconducteurs (BTC) sont soit des métaux purs, soit des alliages, alors que les supraconducteurs HTC sont pour la plupart des céramiques à base d'oxyde de cuivre (récemment il est apparu des matériaux ne contenant pas de cuivre MgB_2 et des polymères). Un SQUID est formé d'un anneau de matériau supraconducteur diamétralement, sa forme circulaire lui confère une propriété particulière, dans la mesure où le flux magnétique traversant le centre de l'anneau est nécessairement un nombre entier de quantum de flux.

Le mémoire est structuré en trois chapitres.

CHAPITRE I

MATÉRIAUX EN ELECTROTECHNIQUE: classifications et caractéristiques

SOMMAIRE

- I. 1 INTRODUCTION**
- I. 2 Rappels historiques**
- I.3 Les grandeurs magnétiques**
- I.4 Matériaux magnétique**
- I.5 Caractérisation des conducteurs**
- I.6 Classes des matériaux magnétiques**
- I.7 D'aimantation et cycle d'hystérésis**
- I.8 CONCLUSION**

I. MATÉRIAUX EN ELECTROTECHNIQUE: classifications et caractéristiques

I. 1 INTRODUCTION

Le magnétisme est un phénomène qui joue un rôle fondamental dans la plupart des appareils électriques. Dans ce chapitre, nous étudions les principes fondamentaux. Du magnétisme, de même que les conventions et les unités associées.

I. 2 Rappels historiques

L'étude des propriétés et comportements des matériaux magnétiques est toujours d'actualité à travers le monde offrant toujours de nouvelles perspectives. Cette étude a commencé durant les moyens ages, à la fin du 16^{ème} siècle le médecin anglais William Gilbert (1544-1603) réalisait une étude expérimentale du champ magnétique d'une sphère aimantée qui l'amenait à assimiler la terre elle-même à un grand aimant sphérique.

Les travaux de recherche basés sur les méthodes scientifiques modernes dataient de la deuxième moitié du 18^{ème} siècle où la théorie des moments magnétiques et de l'aimantation était introduite;

$$B = \mu_0 (H + M) \quad (I- 1).$$

I.3 Les grandeurs magnétiques

I.3.1 Champ d'induction magnétique

Le champ d'induction magnétique \vec{B} traduit l'effet du mouvement des charges électriques :

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{q\vec{v} \wedge \vec{u}}{r^2} \right]$$

r : distance de la charge au point d'expression de \vec{B} , support du vecteur unitaire \vec{u}

μ_0 : la perméabilité magnétique du vide ($\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ Henry/m (H/m))

\vec{B} : L'induction magnétique exprimée en Tesla (T)

\vec{u} : Le vecteur unité de la droite orientée de l'élément dl au point

\vec{v} : vitesse de la charge q

I.3.2 Champ d'excitation magnétique

Le champ d'excitation magnétique \vec{H} rend compte de l'influence du milieu magnétique sur les grandeurs. Cet aspect sera particulièrement développé dans le cadre des « milieux magnétiques ».

C'est une grandeur vectorielle dépendant de l'espace (position) et du temps. Le champ d'excitation magnétique s'exprime en ampère s par mètre (A/m).

Dans le vide, l'induction et l'excitation sont colinéaires : $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$. C'est aussi le cas dans un matériau isotrope mais avec un coefficient différent.

Le vecteur champ d'excitation magnétique est tangent en tous points à une courbe orientée appelée ligne de champ. (**figure I. 1**)

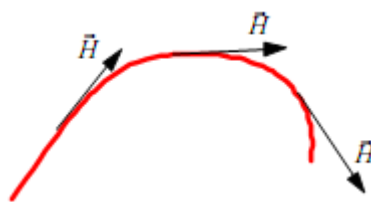


Figure I. 1 : ligne de champ.

I.3.3 Flux d'induction magnétique

Le flux du vecteur induction magnétique \vec{B} à travers une surface fermée (S).

La (**figure I.2**) est défini de la manière suivante :

$$\Phi = \iint \vec{B} \cdot \vec{n} \, ds \quad (\text{I- 3}).$$

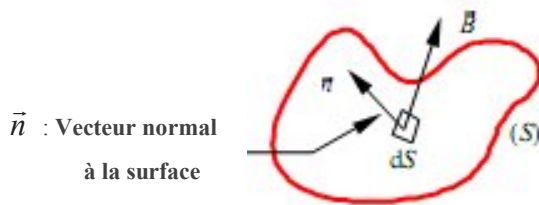


Figure I. 2: flux de \vec{B} à travers (S).

Un tube d'induction est l'ensemble des lignes d'induction s'appuyant sur deux contours fermés (C1) et (C2) comme l'illustre la (**figure I. 3**)

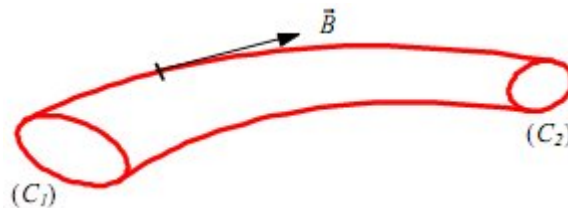


Figure I. 3 tube d'induction

I.4 Matériaux magnétique

I.4.1 Définition

Soumises à une induction magnétique, certaines substances se mettent à produire elles-mêmes, dans le volume qu'elles occupent et à l'extérieur, une induction magnétique. On dit qu'elles s'aimantent ou se polarisent magnétiquement. Cette propriété se manifeste très visiblement dans certains matériaux appelés matériaux magnétiques. [1]

I.4.2 L'aimantation

I.4.2.1 Définition de l'aimantation

Un atome avec des moments non compensés, issus du mouvement de spin et orbital des électrons est dit atome magnétique, Le moment magnétique totale de ces atomes est égale à la somme vectorielle de tous les moments magnétiques proviennent du mouvement de spin ou orbital des électrons. [1]

Soit l'élément de volume (ΔV) constitué d'un nombre N d'atomes magnétiques chaque atome est représenté par le moment magnétique m_i , $i = 1, \dots, N$. La somme vectorielle de ces moments donne le moment magnétique m comme suit:

$$m = \sum_{i=1}^N m_i \quad (\text{I- 4}).$$

I.4.2.2 L'énergie potentielle du moment magnétique

Dans le vide, cette énergie peut être exprimée par $W = -\mu_0 mH$, où $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ est la Perméabilité du vide (l'air).

Pour évaluer la réaction d'un matériau (mesurée par B) à l'application d'un champ magnétique exciteur H , on la compare à la réaction du vide à l'application de même champ.

Dans ce cas, l'induction magnétique est égale à la somme de l'induction magnétique du vide $\mu_0 H$ et de l'aimantation du matériau $\mu_0 M$:

$$B = \mu_0 (H + M) \quad (\text{I- 5}).$$

Pour de nombreuses substances magnétiques, M est reliée à H par l'égalité suivante:

$$M = \chi H \quad (\text{I- 6}).$$

Où χ est la susceptibilité magnétique de la substance. Cette susceptibilité n'est pas nécessairement constante. Elle peut varier en fonction du champ appliqué et présente un comportement anormal à haute température (dans la région de la température critique T_c).

I.4.2.3 La perméabilité magnétique

La perméabilité magnétique μ est égale pour les matériaux isotropes, au quotient B/H . C'est un critère de qualité pour les substances qui s'aimantent facilement. La perméabilité relative μ_r est plus utilisée :

$$\mu_r = \mu / \mu_0 \quad (\text{I- 7}).$$

I.4.2.4 Les matériaux magnétiques doux

On appelle matériaux magnétiques doux ceux dans lesquels le champ coercitif est faible (en générale inférieur à 1000 A/m). Pour ces matériaux, il faut que, lorsque le champ extérieur varie, aucun obstacle ne s'oppose au déplacement des parois de Bloch et à la réorientation des domaines magnétiques. En d'autres termes ces matériaux présentent peu de défauts dans leur structure cristalline, ainsi qu'une anisotropie réduite. Ils sont caractérisés par une très haute perméabilité, une induction à saturation B_s élevée, un faible champ coercitif et des faibles pertes par hystérésis (faible surface du cycle d'hystérésis).

On utilise un matériau magnétique doux lorsque celui-ci doit canaliser un flux magnétique variable à de hautes fréquences. Le matériau magnétique doit réagir rapidement et franchement à de faibles variations du champ inducteur sans subir d'échauffement ou sans que sa réaction soit trop sensible à la fréquence du champ. Pour cela les matériaux magnétiques doux sont utilisés dans les noyaux (ou circuits magnétiques) des transformateurs, des moteurs et des générateurs, dans les inductances de précision des circuits électroniques, les écrans magnétiques,...etc.

I.4.2.5 Les matériaux magnétiques durs

On appelle matériaux magnétiques durs ceux caractérisés par un champ coercitif élevé (généralement supérieur à 10 KA/m), une induction rémanente élevée et un large cycle d'hystérésis. Dans ces matériaux, on cherche à entraver au maximum la réorientation des moments magnétiques dans les domaines de Weiss, ainsi que le déplacement des parois de Bloch. C'est pourquoi on utilise fréquemment les aciers eutectoides à l'état trempé (structure martensitique) pour réaliser des aimants permanents. Ainsi un aimant permanent de bonne qualité sera caractérisé par une forte valeur de l'anisotropie magnétique nécessaire à la

persistance d'une partie importante de l'aimantation spontanée (rémnente) et à la valeur élevée du champ coercitif.

On utilise les matériaux magnétiques durs lorsque le champ magnétique engendré par le matériau doit rester stable dans le temps et être si possible élevé, et ce même en présence de champs magnétiques extérieurs parasites. Ils sont utilisés dans les aimants permanents, les aimants de levage, les noyaux des haut-parleurs, les moteurs électriques de faible puissance, les lentilles magnétiques pour tube cathodiques,... etc.

I.5 Caractérisation des conducteurs

I.5.1 Conductivité

Lorsqu'un champ électrique \vec{E} est appliqué à un matériau quelconque, la densité de courant \vec{J} qui le traverse est proportionnelle au champ :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (\text{I- 8}).$$

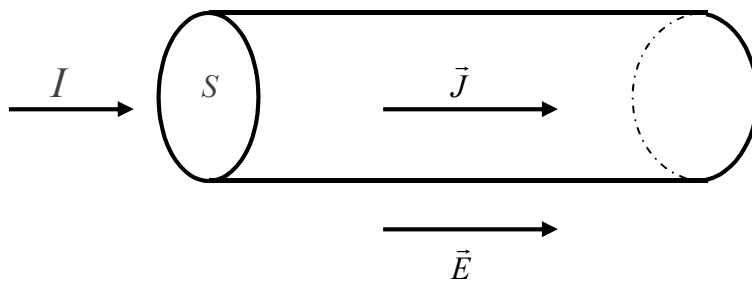


Figure I. 4 La densité de courant \vec{J}

Avec \vec{J} est la densité de courant telle que:

$$\vec{J} = \frac{I}{S} \quad (\text{I- 9}).$$

La constante de proportionnalité σ est la conductivité qui s'exprime en $\Omega^{-1} . m^{-1}$ Ou Siemens (S).

I.5.2 Classification des matériaux en électricité

Les matériaux utilisés en électricité sont classés suivant leur conductivité

- Pour les conducteurs : $\sigma > 10^5 \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$
- Pour les isolants : $\sigma < 10^{-5} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$
- Pour les semiconducteurs : $\sigma \approx 10^{-1} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$

I.5.3 Nature de la conduction électrique

- Conducteurs métalliques → électrons libres
- Electrolytes → ions positifs ou négatifs
- Semiconducteurs purs → électrons libres et trous ;
- Semiconducteurs dopés → dépend de la nature du dopage.

I.5.4 Résistance et résistivité

La résistance électrique d'un conducteur est définie par la loi d'Ohm :

$$R = \frac{U}{I} \quad (\text{I- 10}).$$

Pour un conducteur filiforme, on a :

$$R = \rho \frac{l}{S} \quad (\text{I- 11}).$$

Avec $\rho = \frac{1}{\sigma}$ = résistivité

I.5.5 Résistivité et température

La résistivité est liée à la température par la relation :

$$\rho(T) = \rho_0 (1 + \alpha(T - T_0)) \quad (\text{I- 12}).$$

Avec :

- α : coefficient de température ($^{\circ}C^{-1}$)
- ρ_0 : résistivité à la température T_0

En général, α dépend du domaine de température dans lequel on travaille. Il est positif pour les conducteurs métalliques ($\Rightarrow \rho$ augmente lorsque T augmente).

I.5.6 Supraconducteurs

En dessous d'une température critique T_C , certains matériaux perdent complètement leur résistance électrique, ce sont des supraconducteurs.

Evolution de la résistivité d'un supraconducteur :

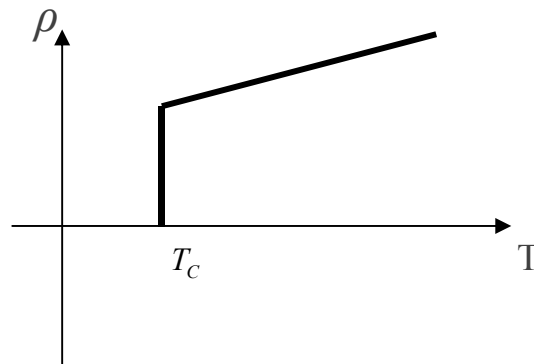


Figure I. 5 La propriété de supraconduction.

Conséquence : un courant peut circuler sans pertes Joule dans un supraconducteur.

La propriété de supraconduction dépend du champ magnétique dans lequel se trouve le supraconducteur, le champ doit être inférieur à une valeur critique B_C .

Relation entre T_C et B_C :

$$B_C = B_{C0} \left[1 - \left(\frac{T_C}{T_{C0}} \right)^2 \right] \quad (\text{I- 13}).$$

Avec :

- B_{C0} : Champ magnétique critique à température nulle.
- T_{C0} : Température critique à champ magnétique nul.

Interprétation graphique :

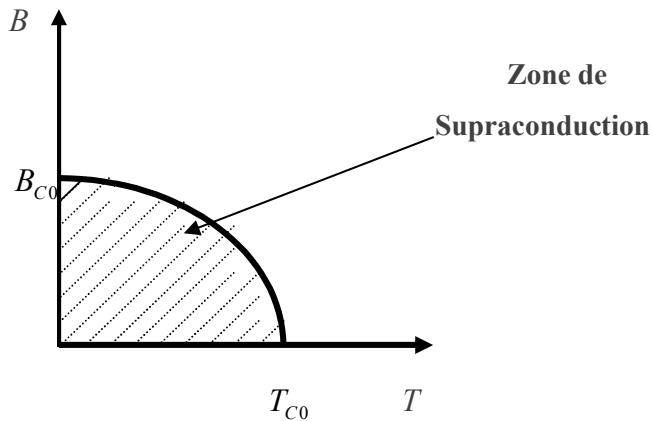


Figure I. 6 La Zone de supraconduction.

Le matériau est supraconducteur lorsque le champ magnétique et la température sont tels que le point de coordonnées (B, T) est à l'intérieur de la zone de supraconduction.

En général, T_c est proche de 0 K \rightarrow difficulté dans l'utilisation pratique des supraconducteurs: nécessité d'un système de réfrigération très important \Rightarrow recherche de supraconducteurs à température critique élevée.

Application des supraconducteurs : bobinages d'électro-aimants pour la production de champs magnétiques très intenses, câbles de transport d'énergie sans pertes Joule (cryo-câbles).

Exemples de matériaux supraconducteurs : $NbTi$ ($T_c = 10\text{ K}$), $YBaCuO$ ($T_c = 92\text{ K}$).

I.6 Classes des matériaux magnétiques

Selon la susceptibilité magnétique, les matériaux magnétiques peuvent être classés en matériaux; Diamagnétiques, Paramagnétiques, Antiferromagnétiques, Ferromagnétiques et Ferrimagnétiques.

I.6.1 Matériaux diamagnétiques

Dans ce type de matériaux, deux électrons de spins opposés occupent le même niveau d'énergie (principe d'exclusion de Pauli). Cette microstructure des matériaux diamagnétiques peut être assimilée à deux boucles de courant de valeurs égales mais de

moments magnétiques opposés. L'application d'un champ magnétique extérieur produit un couple agissant sur le mouvement orbital des électrons. Ce changement du mouvement orbital provoque un moment magnétique de direction opposée au champ extérieur en vertu de la loi de Lenz (**figure I.7**).

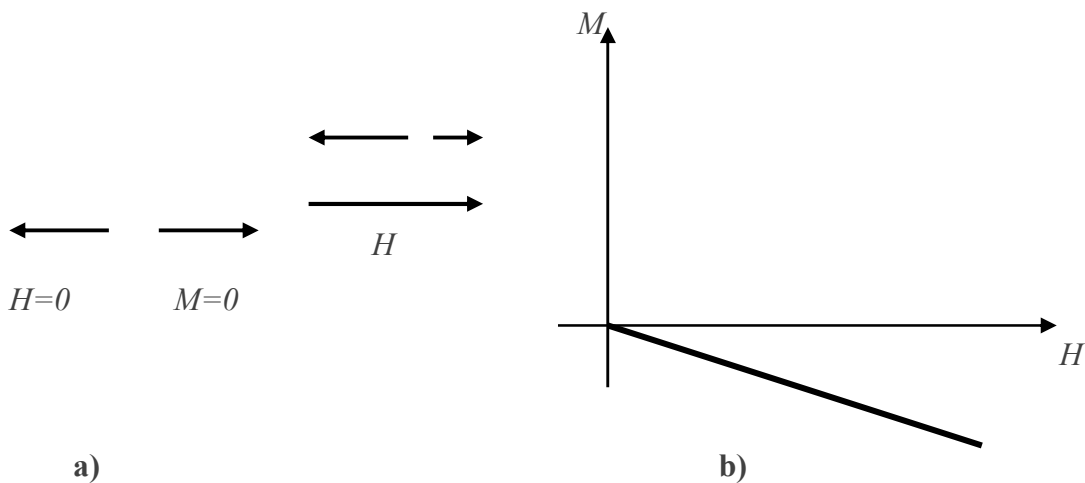


Figure I.7 Matériaux diamagnétique,
a) Moments magnétiques, b) Caractéristique magnétique

Ce type de matériaux est caractérisé par une susceptibilité χ négative, de faible amplitude et indépendante de la température et de l'intensité du champ magnétique excitateur. Le **Tableau I.1** donne les groupes des matériaux diamagnétiques et des exemples d'éléments de ces groupes.

Sur le plan technologique les matériaux diamagnétiques ne présentent aucun intérêt, à l'exception toutefois des matériaux supraconducteurs qui peuvent être utilisés pour réaliser des écrans magnétiques.

Tableau I.1 Groupes et éléments des matériaux diamagnétiques

Matériaux diamagnétiques classiques	Matériaux diamagnétiques anormales	Supraconducteurs
<i>Cu</i> ($\chi_r = -1,08 \cdot 10^{-6}$)	<i>Bi</i>	Groupes de certains éléments et composés qui présentent une anomalie dans leurs propriétés électriques et magnétiques à très basse température.
<i>Zn</i> ($\chi_r = -1,9 \cdot 10^{-6}$)	<i>Ga</i>	
<i>Si</i> ($\chi_r = -1,2 \cdot 10^{-6}$)	<i>Sb</i>	
<i>Ge</i> ($\chi_r = -1,5 \cdot 10^{-6}$)	<i>I</i>	
<i>Se</i> ($\chi_r = -4,0 \cdot 10^{-6}$)	$\chi_r = 10-100$ fois plus grande que les matériaux diamagnétiques classiques	
<i>Ag</i> ($\chi_r = -2,4 \cdot 10^{-6}$)		
<i>Pb</i> ($\chi_r = -1,4 \cdot 10^{-6}$)		
<i>Al₂O₃</i> ($\chi_r = -3,5 \cdot 10^{-6}$)		

I.6.2 Matériaux paramagnétiques

Ces matériaux sont caractérisés par une susceptibilité relative positive, de faible amplitude (10^{-6} à 10^{-2}). On les rencontre dans les substances dont les atomes possèdent un

moment magnétique permanent. Lorsque ces moments sont indépendants les uns des autres. Sous l'action d'un champ magnétique ces moments tendent à s'aligner selon la direction du champ appliqué H , ce qui fait augmenter l'aimantation du matériau (**Figure I.8**).

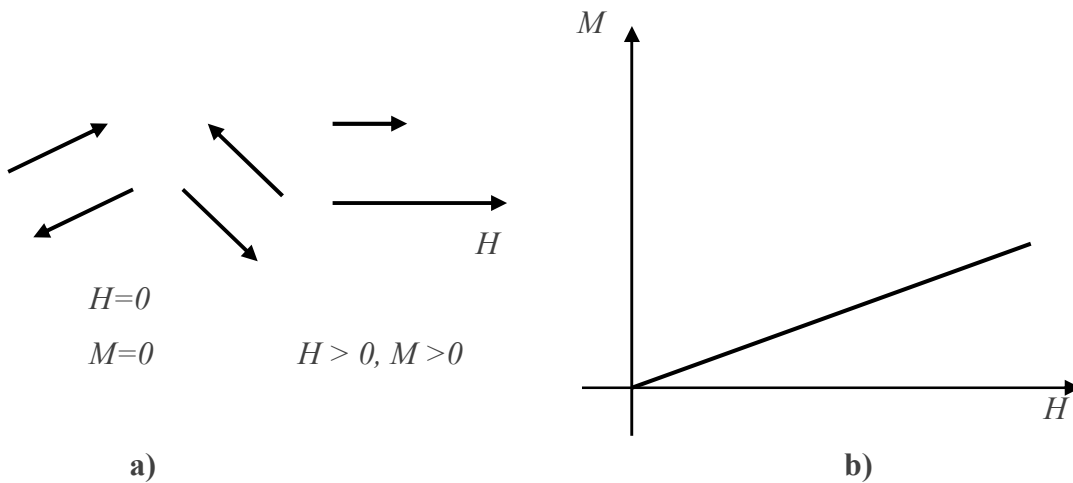


Figure I.8 Matériaux paramagnétiques,
a) Moments magnétiques, **b)** Caractéristique magnétique.

A quelques exceptions près telles que l'Uranium et le Titane, la susceptibilité de ces matériaux suit la loi de Curie c'est-à-dire qu'elle est inversement proportionnelle à la température (**figure I.9**).

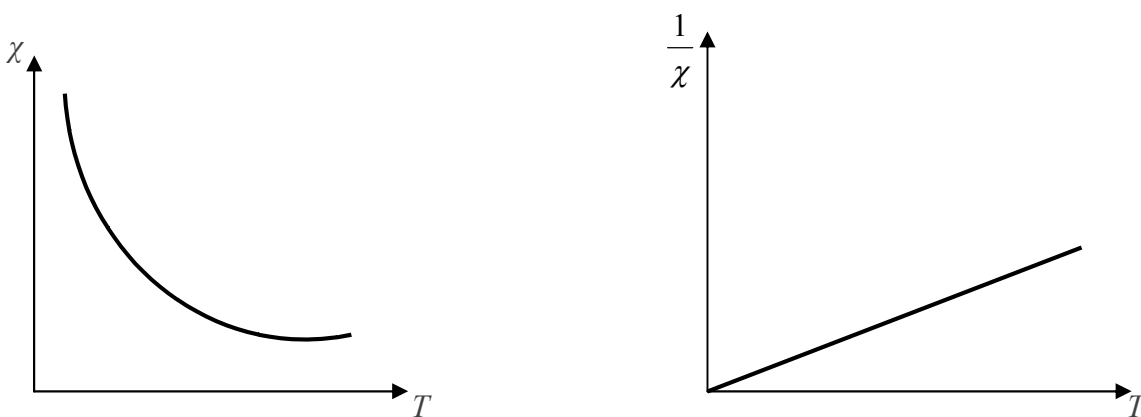


Figure I.9 Susceptibilité en fonction de la température dans les matériaux paramagnétiques.

Tableau I.2 Susceptibilité relative de quelques éléments paramagnétiques

Matière	χ_r	Matière	χ_r
<i>Na</i>	$8,6. 10^{-6}$	<i>Pt</i>	$1,2. 10^{-5}$
<i>Al</i>	$7,7. 10^{-6}$	<i>U</i>	$3,3. 10^{-5}$
<i>Mn</i>	$1,2. 10^{-4}$	<i>C_oO</i>	$0,75. 10^{-3}$
<i>Ta</i>	$1,1. 10^{-6}$	<i>Fe₃C*</i>	$3,7. 10^{-5}$
<i>W</i>	$3,5. 10^{-6}$	<i>Fe_{δ3} *</i>	$2,5. 10^{-5}$

I.6.3 Matériaux antiferromagnétiques

Comme les matériaux paramagnétiques, ces matériaux présentent une susceptibilité positive faible et leurs atomes portent des moments magnétiques permanents, toutefois ces moments magnétiques ne sont plus indépendants les uns des autres mais au contraire fortement liés. De l'interaction, qui porte le nom de couplage antiferromagnétique résulte un arrangement antiparallèle des moments (**figure I.10**)

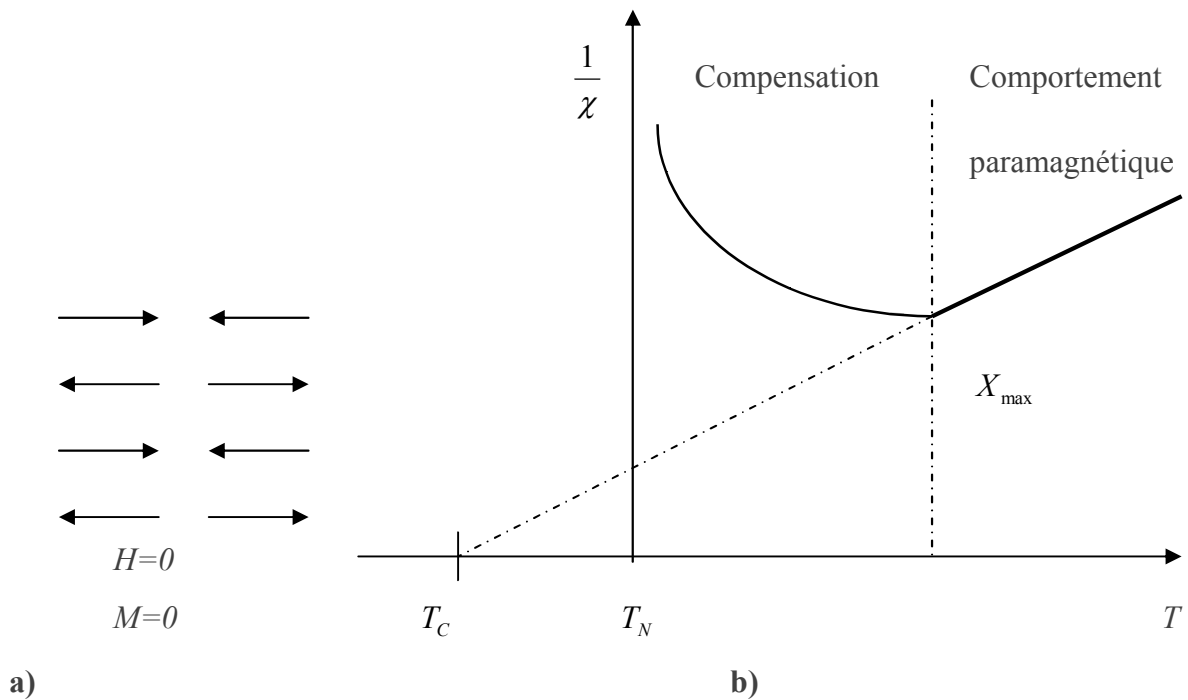


Figure I.10 Matériau antiferromagnétique,

- a) Configuration des moments magnétiques, b) Variation de la susceptibilité avec la température.

Lorsque la température augmente, cet arrangement se dégrade. La diminution de l'effet de force d'alignement rend plus sensible l'action d'un champ extérieur. Cela explique la décroissance de $1/\chi$ en fonction de la température, jusqu'à une température T_N appelée température de Néel, à laquelle le couplage antiferromagnétique disparaît. Au delà de T_N , le comportement des matériaux antiferromagnétiques devient comparable à celui des matériaux paramagnétiques, mais en général l'extrapolation de $1/\chi(T)$ ne passe pas par l'origine (**figure I.10.b**) Les composés de Manganèse (MnO, MnS), de Chrome (NiCr, Cr₂O₃), de Vanadium (VO₂) et de fer (FeS₂) sont antiferromagnétiques.

I.6.4 Matériaux ferrimagnétiques

Ces matériaux sont d'une classe d'oxydes appelés ferrites. Dans la structure cristalline de ces matériaux, on peut distinguer deux familles de sites A et B (deux réseaux) occupés par des ions possédant des moments magnétiques m_A et m_B respectivement. Le nombre de site A diffère du nombre de sites B et le plus souvent $m_A \neq m_B$. Le fort couplage antiferromagnétique existant entre les sites A et B provoque une aimantation spontanée M même en l'absence d'un champ magnétique appliqué (**figure I.11**).

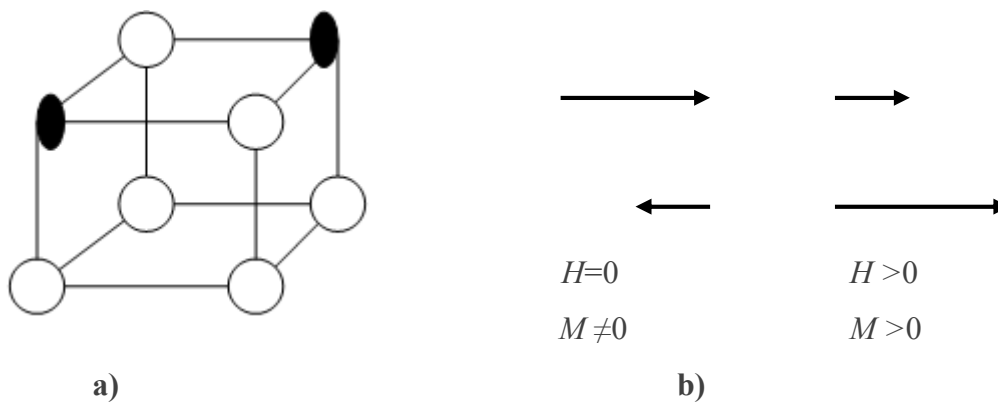


Figure I.11 Matériaux ferrimagnétiques,

a) Les deux familles de sites et b) Les moments magnétiques

I.6.5 Matériaux ferromagnétiques

Dans certains milieux, au contraire des matériaux précédents, on a pu observer des susceptibilités très élevées, sans commune mesure avec les valeurs précédentes puisqu'elles peuvent atteindre jusqu'à +106 pour certains. Ces substances sont dites ferromagnétiques dont leur comportement résulte de l'alignement de moments magnétiques permanents, ces moments étant orientés parallèlement les uns aux autres par une interaction mutuelle (d'échange) appelée 'couplage ferromagnétique' (**figure I.11**).

Les matériaux ferromagnétiques présentent donc également une aimantation spontanée importante indispensable dans les applications en génie électrique. Ils ont aussi une température de Curie T_c , au dessus de laquelle ils deviennent paramagnétiques, leur susceptibilité suivant alors la loi de Curie-Weiss (**figure I.12**).

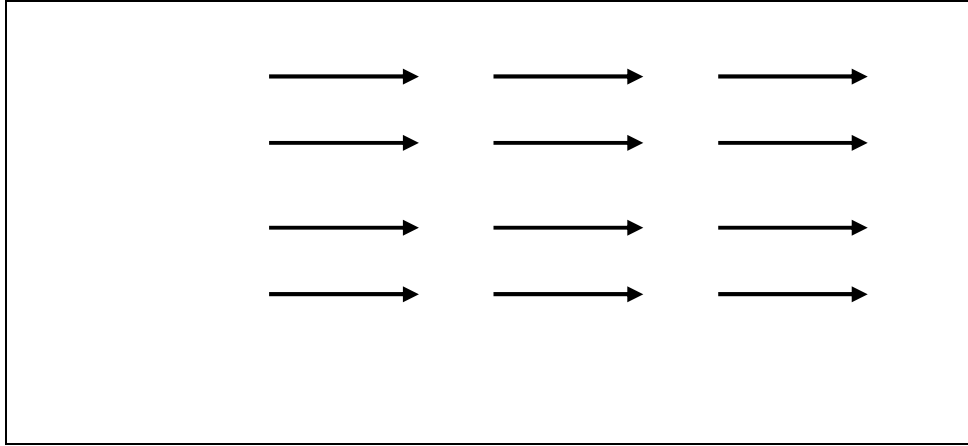


Figure I.12 Représentation schématique de l'alignement des moments magnétiques dans un matériau Ferromagnétique.

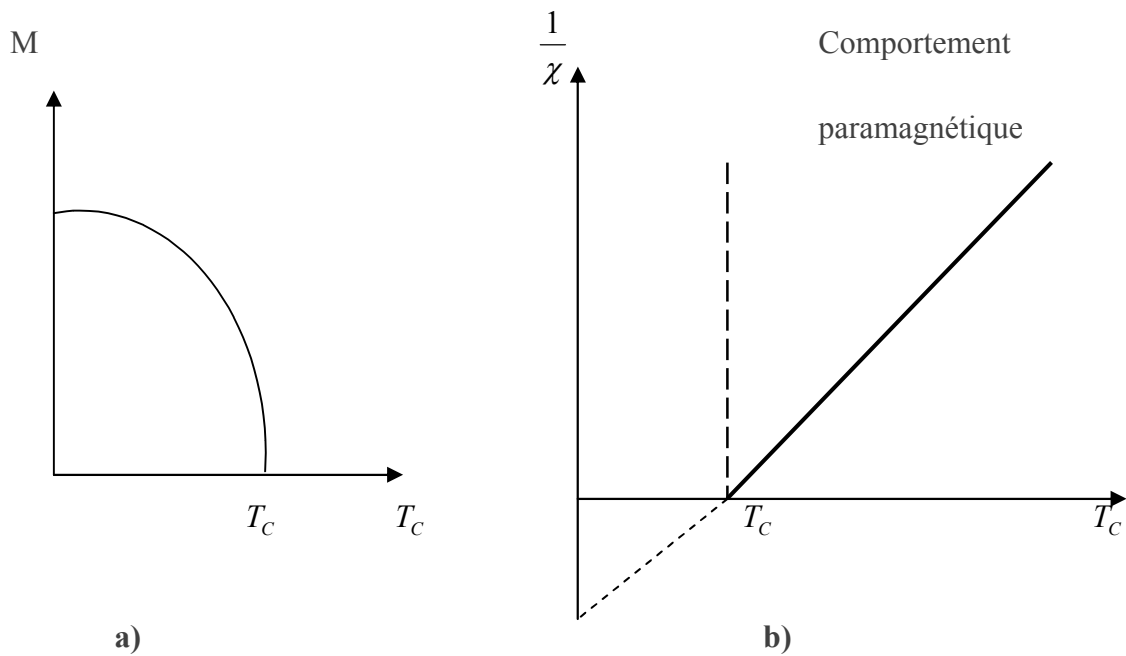


Figure I.13 Variation de **a)** l'aimantation, **b)** la susceptibilité en fonction de la température dans les matériaux ferromagnétique

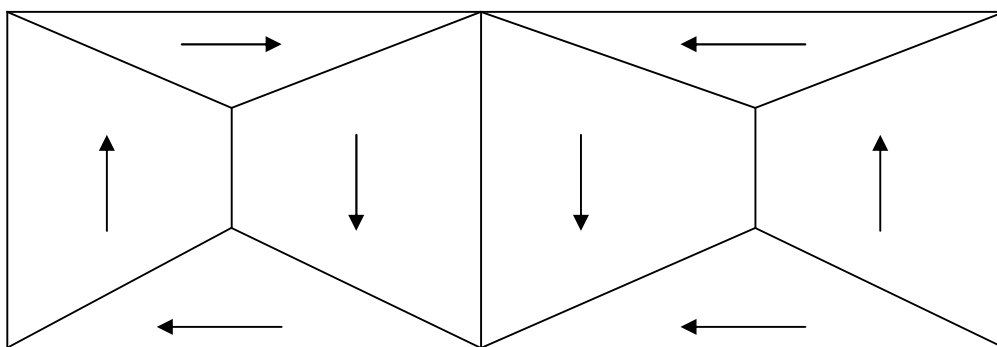
La perméabilité des matériaux ferromagnétiques varie de façon importante avec l'induction et dépend du passé magnétique de l'échantillon étudié, avec des valeurs différentes selon que le champ est obtenu par valeurs croissantes ou décroissantes (Phénomène 'hystérésis).

En particulier une substance ferromagnétique vierge soumise à l'influence d'un champ magnétique conserve une aimantation plus ou moins importante après disparition du champ extérieur (Phénomène de rémanence) et un champ inverse est nécessaire pour la faire disparaître (Phénomène de coercivité).

Le Fer (Fe), le Cobalt (Co), le Nickel (Ni) et un certain nombre de leurs alliages sont ferromagnétiques. Quelques terres rares, et certains alliages de Manganèse avec l'Aluminium et le Cuivre le sont aussi.

I.7 D'aimantation et cycle d'hystérésis

Dans les paragraphes précédents, nous avons vu la structure en domaines des matériaux ferromagnétiques. Cette structure se manifeste à une échelle qu'on appelle échelle mésoscopique (entre l'échelle atomique et le domaine visible). Dans ce présent paragraphe nous abordons comment une telle structure rend compte, à notre échelle (macroscopique), des lois d'aimantation observées. Pour se faire, considérons un monocristal ferromagnétique dont l'orientation moyenne des domaines est globalement nulle en l'absence de champ magnétique extérieur H (**figure I.14**).



$$H=0$$

Figure I.14 En l'absence de champ magnétique extérieur, la résultante de l'orientation des domaines magnétiques d'un monocristal Ferromagnétique est nulle.

I.7.1 Courbe de première aimantation

Lorsqu'on applique un champ magnétique extérieur à ce matériau, les domaines magnétiques dont l'orientation est voisine de celle de H croissent aux dépens de ceux dont l'orientation est opposée à celle de H . Les parois de Bloch se déplacent donc dans le matériau. A la limite, lorsque le champ magnétique extérieur atteint une valeur critique H_s , le monocristal n'est plus constitué que d'un seule domaine ferromagnétique, dont l'orientation est la même que celle de H ; l'induction atteint alors une valeur maximale, B_s appelée induction à saturation. Ce phénomène est représenté par la courbe OA de la (**Figure I.15**). Courbe appelée courbe de première aimantation ou courbe de magnétisation.

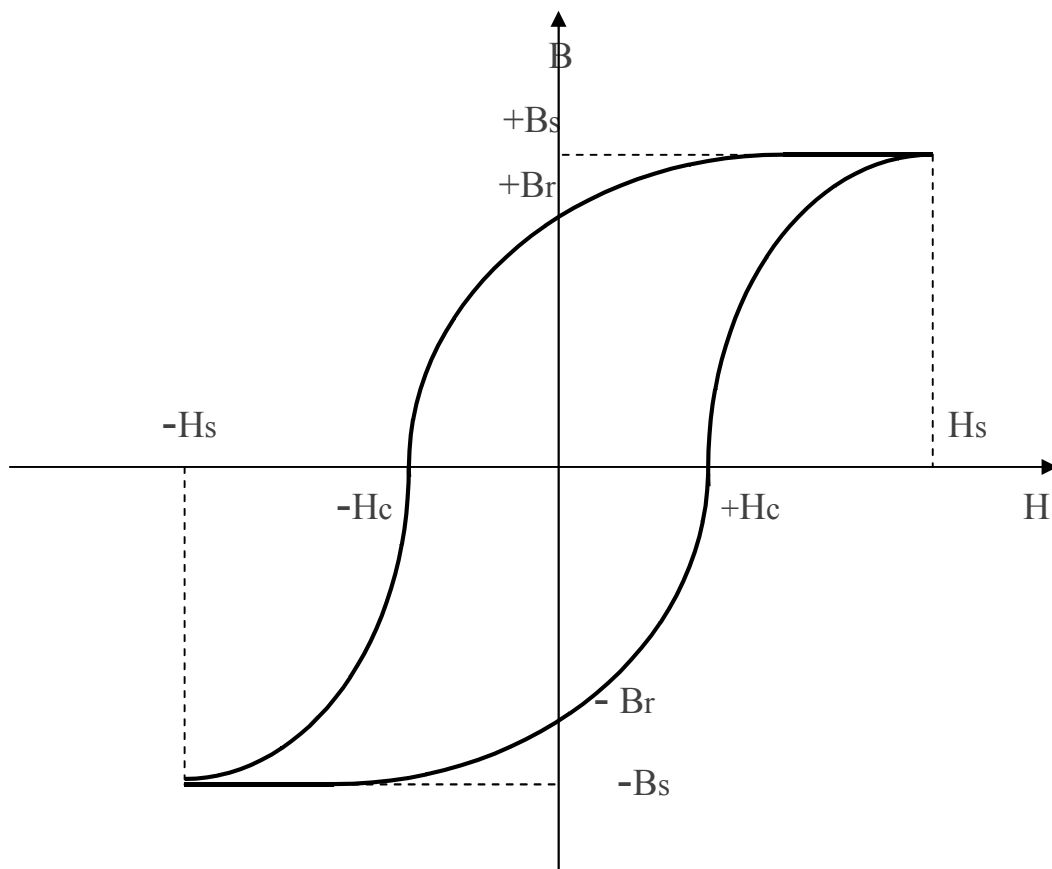


Figure I.15 Courbe de premières aimantations et cycle d'hystérésis

I.7.2 Cycle d'hystérésis

Lorsque l'intensité du champ H diminue pour atteindre une valeur nulle, les domaines magnétiques ont tendance à réapparaître (**figure I.15**) toutefois, puisque le déplacement des parois de Bloch n'est pas instantané à cause de l'anisotropie magnétique, une induction non nulle B_r , se manifeste dans le matériau, (**figure I.15**). Cette valeur B_r est appelée induction rémanente. Il faut en fait appliquer un champ magnétique de sens opposé à celui du champ de première aimantation pour que l'induction soit nulle (**figure I.15**). La valeur H_c du champ qui engendre cette induction nulle correspond au champ coercitif, (**figure I.15**). Lorsque l'intensité du champ H croît, l'induction atteint de nouveau la valeur maximale B_s , (**figure I.15**). Enfin, lorsqu'on change le sens du champ et qu'on fait varier son intensité ; on obtient la courbe (**figure I.15**). La courbe d'aimantation ainsi obtenue est une boucle d'hystérésis ou cycle d'hystérésis dont les paramètres caractéristiques sont les grandeurs B_s , B_r et H_c .

I.8 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons vu l'importance technologique des matériaux magnétiques, qui mobilisent les chercheurs depuis des siècles. Nous avons présenté les notions de bases du point de vue des sciences des matériaux qui nous ont permis de comprendre le magnétisme. Ceci nous a amené à une description de la caractérisation des conducteurs, classes des matériaux magnétiques et d'aimantation et cycle d'hystérésis. Nous nous sommes intéressés à matériaux de la supraconductivité, et leur type, qui seront présentés au chapitre suivant.

CHAPITRE II

Les Supraconducteurs

SOMMAIRE

II. 1 INTRODUCTION

II.2 Grandeurs critique

II. 3 Les types de Supraconducteurs

II.4 Densité de courant critique J_c

II.5 La supraconductivité à Basse Température Critique BTC

II.6 La supraconductivité à Haute Température Critique HTC

II.7 CONCLUSION

II. Les Supraconducteurs

II. 1 INTRODUCTION

Le terme supraconductivité vient de la propriété que possèdent certains matériaux à présenter une résistivité non mesurable ($<10^{-25} \Omega . m$). Il à été proposé par Kamerlingh Onnes en 1911 quand il découvrit que pour certains matériaux la résistance non seulement diminuait avec la température, mais présentait également une baisse soudaine à une certaine température critique notée T_c . Il appela cet état un état supraconducteur en opposition à un état normal, et les matériaux qui présentent un tel comportement sont appelés par conséquence des supraconducteurs.

II. 1.1 Histoire des supraconducteurs

En 1911 la supraconductivité a été d'abord observée dans le mercure par le physicien hollandais Heike Kamerlingh Onnes. D'Université Leiden.

Quand il l'a rafraichi à la température de l'hélium liquide, 4 degrés Kelvin, sa résistance a soudainement disparu. L'échelle de Kelvin représente une échelle "absolue" de température. Ainsi, il était nécessaire pour Onnes de venir dans 4 degrés de la température la plus froide qui est théoriquement accessible pour être témoin du phénomène de la supraconductivité. Plus tard, en 1913, il a gagné un Prix Nobel de physique pour sa recherche dans ce secteur.

II. 1.2 Les Supraconducteurs : Une définition

Les matériaux supraconducteurs de taille macroscopique ont les propriétés, en dessous d'une certaine température, d'une part de s'opposer à la pénétration d'une induction magnétique extérieure, d'autre part de pouvoir être le siège de courants électriques, sans pour autant que cette circulation s'accompagne de dissipation d'énergie.

On distingue notamment deux types de supraconducteurs :

Les supraconducteurs de première espèce se caractérisent par le fait que, tant que l'induction magnétique extérieure est inférieure à une certaine valeur critique, le champ intérieur est nul à l'intérieur du matériau ; les supraconducteurs de deuxième espèce se caractérisent par l'existence de deux champs critiques ou le matériau se comporte soit comme un conducteur normal, soit le champ pénètre partiellement dans le volume du matériau soit le champ interne est nul ; il existe ainsi un domaine de champs extérieurs autorisant la présence d'effets dissipatifs associés au

courant électrique. On appelle transition le passage du conducteur de l'état supraconducteur à l'état normal, ou résistif. La transition peut être obtenue par dépassement de la température critique du conducteur, ou de l'induction magnétique critique du conducteur ou enfin par dépassement de la densité de courant critique dans le conducteur. [15]

Les supraconducteurs sont donc caractérisés par deux propriétés particulières :

- Résistance électrique nulle

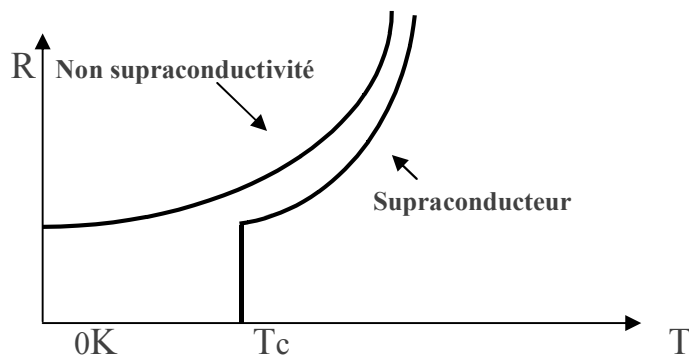


Figure II.1 Courbe type de la résistance d'un supraconducteur en fonction de la température

Un supraconducteur, refroidi en-dessous de sa température critique T_c , va présenter une résistance électrique nulle :

$$R=0 \Omega$$

-Diamagnétisme parfait (ou effet Meissner)



$H_0 \neq 0$
 $T > T_c$



$H_0 \neq 0$
 $T < T_c$



$H_0 = 0$
 $T < T_c$

Figure II.2 conducteur parfait

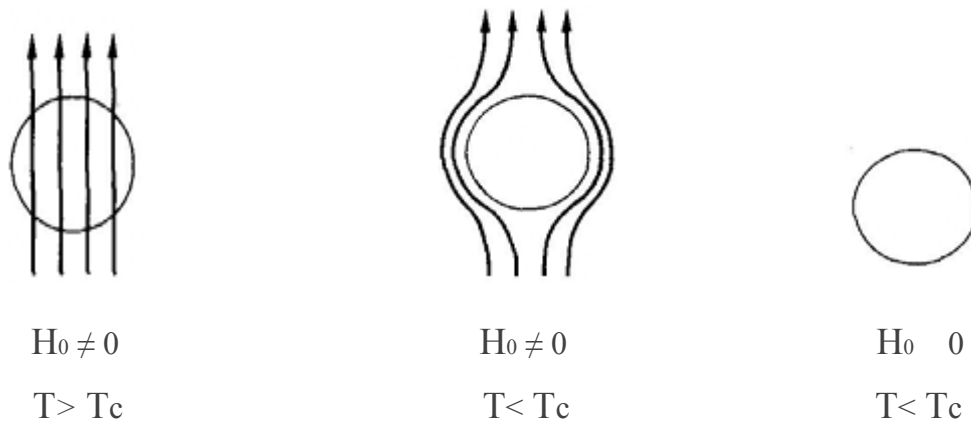


Figure II. 3 Supraconducteur

Quand on applique un champ magnétique B_0 au-dessus de T_c et qu'on refroidit en dessous de T_c : dans le conducteur parfait, la conductivité s'oppose à la variation du flux alors que le supraconducteur exclut le flux de son volume.

Un supraconducteur va donc expulser tout champ magnétique extérieur (sauf sur une minuscule couche en surface) tant que celui-ci est inférieur à une certaine valeur B_c qui dépend de T :

$$B_c = B_{c0} \left(1 - T^2 / T_c^2 \right) \quad \text{(II-1)}$$

II.2 Grandeurs critiques

L'état supraconducteur dépend, en plus de la limite en température, de deux paramètres critiques qui sont la densité de courant électrique et le champ magnétique. En effet, il est atteint lorsque la température du supraconducteur, la densité du courant électrique le traversant et le champ magnétique dans lequel il se trouve, sont inférieurs à des valeurs critiques T_c , J_c et B_c respectivement. Pour chaque matériau, on définit alors un eaire appelée surface critique délimitée par T_c , B_c et J_c et sous laquelle l'état supraconducteur règne (**figure II.4**). En dehors de cette région, le supraconducteur est dit en état normal ou résistif. Le passage d'un supraconducteur de son état supraconducteur à son état normal est appelé «transition». [14]

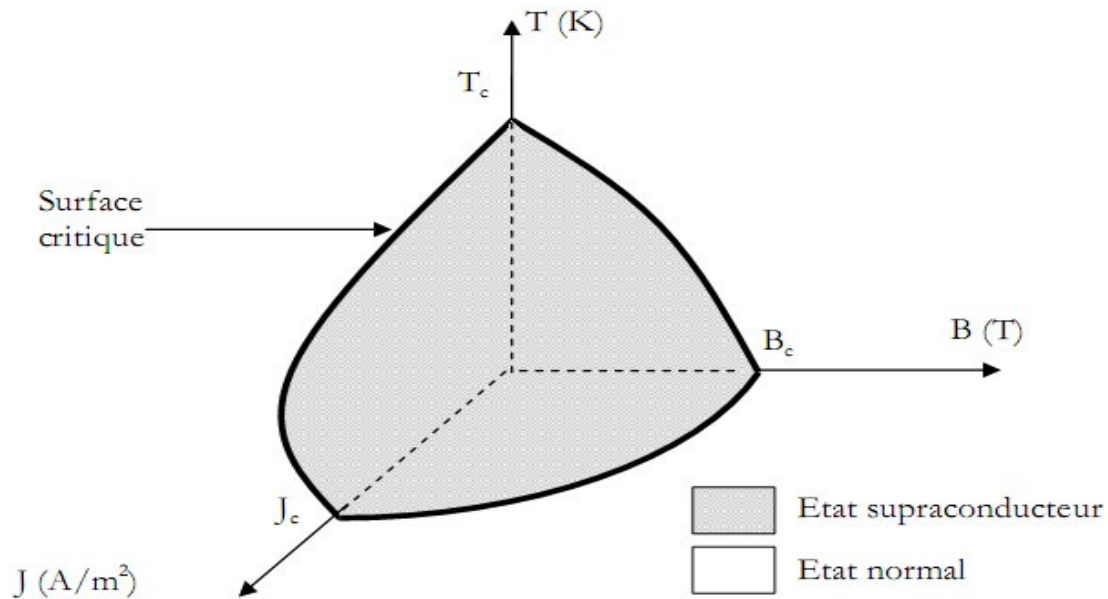


Figure II. 4 Surface critique d'un supraconducteur

II. 2.1 Champ Magnétique critique H_c

Observation essentielle : le comportement du supraconducteur en présence d'un champ magnétique extérieur. Dès que ce champ dépasse une valeur critique, la supraconductivité disparaît. Ce comportement est lié à la pénétration du champ dans un supraconducteur (Effet Meissner)

II. 2.2 Induction Magnétique critique B_c

L'induction magnétique à l'intérieur du matériau : $B = \mu (H + I)$, où H est le champ magnétique appliqué, et I l'aimantation développée dans le matériau. Il est apparu que l'aimantation est égale et opposée au champ $I = -H$, quel que soit l'ordre des événements refroidir et appliquer H, ou bien appliquer H avant de commencer le refroidissement. Pour une valeur donnée du champ appliqué, H_c, cette aimantation chute brutalement à zéro, et le champ magnétique pénètre dans le matériau. Le champ magnétique critique H_c dépend de T :

$$H_c = H_0 \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right) \quad \text{(II-2)}$$

II. 2.3 Propriétés magnétiques –effet Meissner

En 1933, Meissner et Ochsenfeld ont montré que les supraconducteurs possèdent non seulement une résistance nulle mais également un comportement diamagnétique idéal. En effet, un supraconducteur à une aimantation nulle pour tout champ magnétique extérieur B inférieur à son champ critique B_c . En d'autres termes, cela signifie qu'en état supraconducteur les supraconducteurs sont imperméables aux champs magnétiques (**Figure II.5**). Cet effet constitue la base du phénomène de la lévitation magnétique. En réalité l'induction magnétique pénètre sur une très faible épaisseur de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres, appelée longueur de London, et sur la quelle se développent des super-courants d'écrantage. Ces courants génèrent un champ magnétique qui compense le champ magnétique externe. [7]

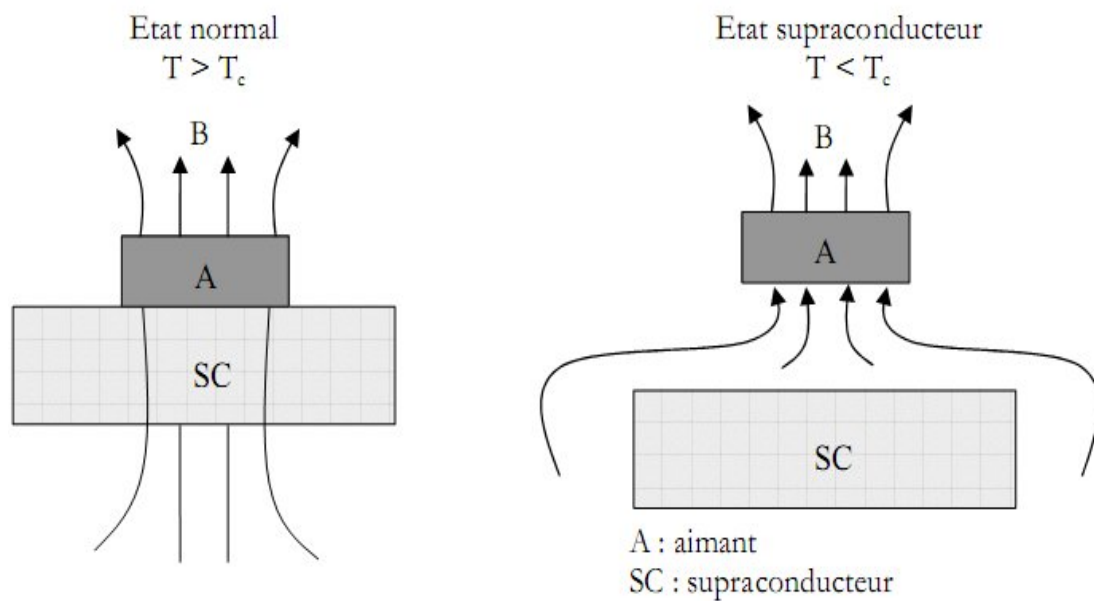


Figure II. 5 Effet Meissner.

I. 3 Les types de Supraconducteurs

Il existe deux types de supraconducteurs : les supraconducteurs de type I et de type II

II.3.1 Supraconducteur de type I

Ces matériaux sont caractérisés par un seul champ magnétique critique. Par conséquent, deux états sont à considérer : l'état supraconducteur avec effet Meissner, et l'état normal où le matériau retrouve sa résistivité (**figure II. 6**).

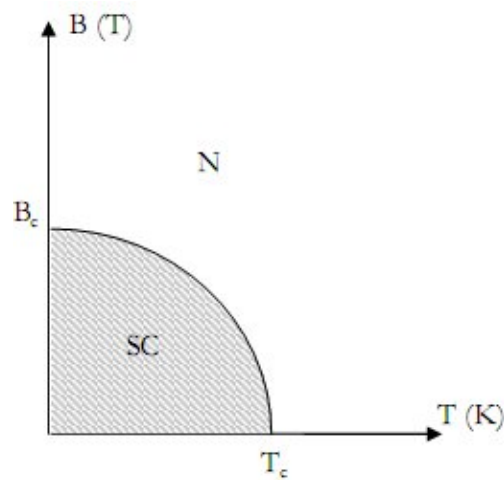


Figure II 6 supraconducteurs de type I

N: normal

SC: supraconducteur

-Les supraconducteurs de type 1 sont essentiellement des corps purs :

élément	Al	In	Sn	Hg	Pb
T _c	1.19	3.40	3.71	4.15	7.19
H _c O _e	99	278	303	412	803

-O_e correspond à 7.96 A/m (équivalent à 10⁻⁴ Tesla)

Ces supraconducteurs présentent une transition brutale entre l'état supra, et l'état normal. Ils ont une courbe de transition typique :

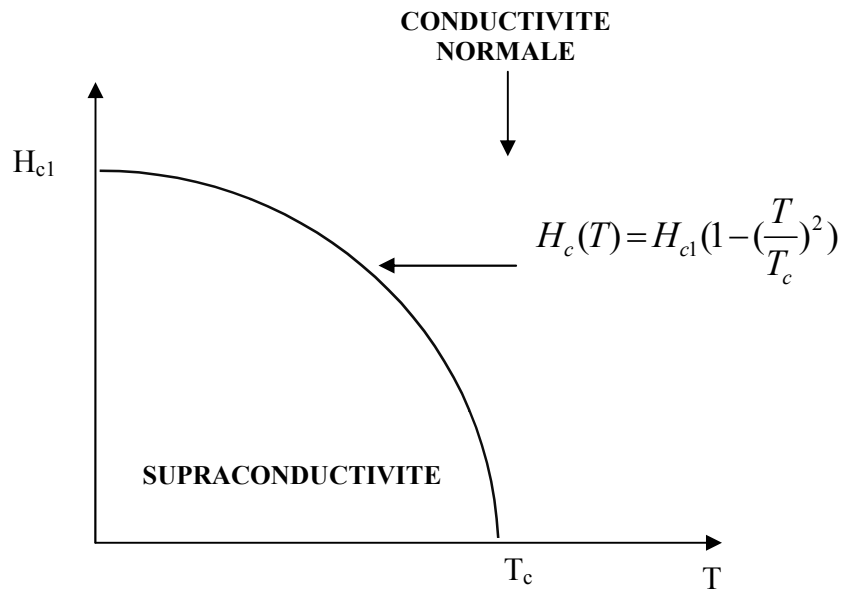


Figure II.7 Domaines de la supraconductivité

H_{c1} est appelé champ magnétique critique du supraconducteur. Pour le mercure (Hg).

Le plomb est également un supraconducteur avec :

$$\mu_0 H_{c1} = 0,04T$$

$$T_c = 7,2^\circ K \text{ et } \mu_0 H_{c1} = 0,08T$$

Notons la règle de Silsbée (1916) qui introduit la notion de courant critique $i_c(t)$ dans un fil supraconducteur de rayon r en l'absence de champ imposé, son champ propre de maximum

$H_M = \frac{1}{2\pi r}$ a sa périphérie jouant le rôle de celui ci. Ainsi d'après la

(figure II.7) la supraconductivité du fil disparaît si $H_M > H_c(T)$ soit si $i > i_c(T)$ où

$$i_c(T) = 2\pi \cdot r H_{c1} \left(1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right). \quad (\text{II-3}).$$

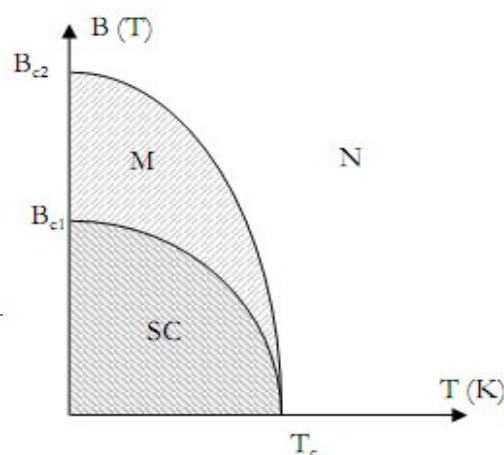
Ne permettent pas la pénétration du champ magnétique à l'intérieur du substrat du matériau et restent en état supraconducteur tant que le champ reste inférieur au champ critique H_c vérifiant

généralement $B_c = \mu_0 H_c < 1$ Tesla. Tous les alliages supraconducteurs ainsi que l'élément niobium, très utilisé pour la fabrication des cavités accélératrices en technologie froide, appartiennent à une deuxième grande classe de supraconducteurs appelée « type II ». Ils sont caractérisés par deux champs critiques, H_{c1} et H_{c2} . Au-dessous de H_{c1} , ces substances sont à la phase Meissner où le champ est totalement expulsé, alors qu'entre H_{c1} et H_{c2} , ces matériaux entrent dans une phase mixte dans laquelle le champ magnétique perce leurs substrats en forme de tubes. Beaucoup de ces matériaux restent à l'état supraconducteur à des champs importants (10 Tesla ou plus).

La température critique T_c de Les supraconducteurs de type I est très basse, les rendant impropres aux utilisations pratiques.

II.3.2 Supraconducteur de type II

Contrairement au type I, celui-ci possède deux champs magnétiques critiques B_{c1} et B_{c2} . Ainsi, ils peuvent se trouver dans trois états : l'état normal, l'état supraconducteur avec effet Meissner et l'état mixte (supraconducteur sans effet Meissner). Sous B_{c1} , le matériau est complètement à l'état supraconducteur. Lorsqu'il franchit ce champ magnétique critique, il se retrouve dans l'état mixte, c'est-à-dire que le flux magnétique commence à pénétrer dans l'objet à travers de minces faisceaux appelés vortex. Le centre de chacun des vortex est caractérisé par une conductivité normale, et le flux les traversant est gardé constant par des boucles de courant persistant se formant sur leur circonférence. La densité des vortex augmente en proportion du champ appliqué. Si ce champ dépasse B_{c2} , le matériau atteint l'état normal, de la même façon que s'il avait outrepassé la température critique sans être soumis à un quelconque champ magnétique extérieur.



N: normal

M: mixte

SC: supraconducteur

Figure II.8 supraconducteurs de type II

Essentiellement des alliages et composés, mais aussi quelques corps purs comme le Niobium. A la différence des supraconducteurs type 1, l'aimantation à partir d'une certaine valeur H_{c1} commence à décroître progressivement et ne s'annule que pour une valeur de champ beaucoup plus élevée H_{c2} . Il existe une phase intermédiaire entre les phases purement supraconductrice (Effet Meissner) et la phase normale.

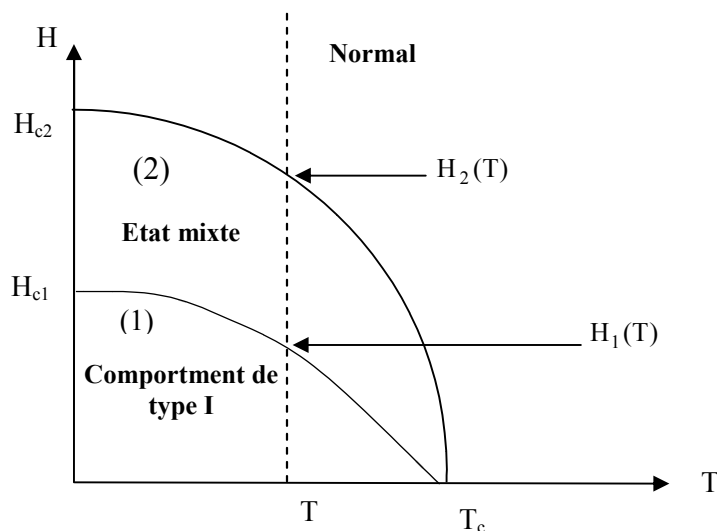


Figure II.9 États d'un matériau supraconducteur.

II.3.3 Matériaux supraconducteurs d'aimants d'accélérateurs

Deux matériaux supraconducteurs de type II sont souvent utilisés dans la réalisation des câbles supraconducteurs, le Nb Ti, un alliage de niobium et de titane et le Nb_3Sn , un composé intermétallique poly cristallin de niobium et d'étain.

II.3.3 .1 Le Nb Ti

Il est facile à mettre en œuvre technologiquement et convient pour la production des inductions magnétiques inférieures à 12 T. Ses paramètres critiques T_c et B_{c2} sont fonction de la composition de l'alliage. Le plus couramment utilisé possède une température critique à 0 T d'environ 9 K et une induction critique B_{c2} à 0 K d'environ 14,5 T. Quant à la densité de courant critique J_c , elle dépend fortement de la microstructure de l'alliage. En effet, comme on l'a vu, pour un supraconducteur de type II dans un état mixte, le champ magnétique pénètre sous forme de vortex. Ils sont organisés en réseau hexagonal. Si une densité de courant électrique parcourt le supraconducteur, ce réseau est soumis à des forces de Laplace et donc à des déplacements. Ces déplacements produisent une dissipation d'énergie qui peut transiter le supraconducteur. Pour s'affranchir de ce phénomène, une autre force doit compenser les forces de Laplace et empêcher ainsi le déplacement du réseau. Cette force est appelée "force d'ancrage" et est obtenue par les irrégularités du matériau comme les frontières des grains du supraconducteur ou les précipités formés lors du traitement thermique.

II.3.3 .2 Le Nb₃Sn

Ce matériau est fabriqué à partir de précurseurs généralement du bronze d'étain et du niobium et subit ensuite un traitement thermique à une température voisine de 700° C pendant environ 250 heures permettant aux précurseurs de réagir pour former le Nb₃Sn. Les paramètres critiques du Nb₃Sn dépendent, outre de sa teneur en étain, de la déformation mécanique. En effet, le Nb₃Sn communément utilisé possède une température critique T_c à 0 T et zéro déformation de 18 K et une induction critique B_{c2} à 0 K et zéro déformation de 28 T. Les sources d'ancrage des vortex sont les joints des grains. Pour accroître la densité de courant critique, le Nb Sn est souvent traité afin d'obtenir une structure la plus fine et la plus homogène possible.

II.4 Densité de courant critique J_c

Dans un supraconducteur type 1, il existe une densité de courant critique J_c au-delà de laquelle le matériau dévient normal. La densité de courant critique est liée au champ

magnétique critique H_c : le courant circulant dans un supraconducteur génère un champ magnétique à la surface du conducteur, le courant critique est simplement le courant pour lequel le champ magnétique généré est égal au champ magnétique critique. En conséquence il dépend également de la température.

Dans un supraconducteur type 2, la définition d'une densité de courant critique est plus complexe du fait de la pénétration partielle du champ dans le matériau et de la coexistence de deux phases : normale et supraconductrice. Pour des alliages couramment utilisés comme le Nb Ti ou le Nb₃Sn, la densité de courant critique, à champ faible, est supérieure à 10^5 A/cm^2 .

II.5 La supraconductivité à Basse Température Critique BTC

En 1911 par une découverte fortuite. Gilles HOLST, un élève du laboratoire du physicien Hollandais Kamerlingh ONNES, travaillant sur l'étude de la résistivité du mercure à la température de liquéfaction de l'hélium, découvrit qu'elle s'annulait en dessous de 4,15 K. Ce même laboratoire accumulait les succès : trois années auparavant, on y avait réussi la première liquéfaction de l'hélium, atteignant alors la plus basse des températures connues : 4,2 K, c.-à-d. $-269 \text{ }^\circ\text{C}$.

Pour les BTC la diminution des pertes et la protection thermique passent par un processus permettant une subdivision des supraconducteur, jusqu'à des diamètres inférieurs au $\mu\text{ m}$ par filament, la mise de ces filaments dans des matrices conductrices et le "torsadage" pour éviter les pertes par courants induits. Les alliages constituant ces matériaux permettent leur fabrication par tréfilage et étirage.

II.6 La supraconductivité à Haute Température Critique HTC

Découverte en 1986 par Bednorz et Muller dans des matériaux principalement constitués de plans d'oxyde de cuivre, la supraconductivité HTC se caractérise par une température critique (allant de 38 à 138 K) élevée. La gamme d'application de ces matériaux était alors beaucoup plus large de par l'abolition de la réfrigération à l'hélium liquide au profit de l'azote liquide beaucoup moins onéreuse. Cependant, ces supraconducteurs présentent généralement le désavantage d'être très cassants (types céramiques) et donc plus difficilement usinables que les métaux classiques supraconducteurs refroidis à l'hélium liquide. La supraconductivité de type II dans un composé type céramiques à base l'hélium liquide.

d'oxyde de cuivre (BaLaCuO) avec une température critique $T_c=30^\circ\text{K}$. Puis en 1987 on obtient $T_c=93^\circ\text{K}$ avec YbaCuO et le record actuel est $T_c=130^\circ\text{K}$ avec $\mu_0 H_{c2}$ de l'ordre de 15T. L'intérêt très important est que l'on divise par 50 le coût pour évacuer les mêmes pertes à 77°K au lieu de 4.10K , mais les supraconducteurs HTC sont difficiles à mettre sous forme de multi filamentaires, aussi on envisage de les utiliser sous forme massive dans des paliers magnétiques par exemple. On essaie également de les utilisées sous forme de réseau de faible épaisseur.

II.7 CONCLUSION

Il apparait que la supraconductivité présente différente facettes qui couvrent un domaine très large de la physique avec des effets spectaculaires. Dans ce chapitre On à une description de la caractérisation à matériaux des supraconductivités et leur type. Nous nous sommes intéressés à caractéristiques et performances du SQUID qui seront présentés au chapitre suivant.

CHAPITRE III

SQUID caractéristique et performance

SOMMAIRE

III.1 INTRODUCTION

III.2 Quantification du flux

III.3 Effets Josephson

III.4 Modèle RCSJ (Resistively and Capacitively Shunted Junction)

III.5 Instrumentation à base de SQUID

III.6 Les magnétomètres supraconducteurs

III.7 SQUID et comparateur cryogénique de courants (CCC)

III.8 CONCLUSION

III SQUID caractéristique et performance

III.1 INTRODUCTION

Ce chapitre présente de façon très succincte le principe de fonctionnement des SQUID DC et RF en rappelant les deux effets de base sur lesquels il repose, la quantification du flux traversant une boucle fermée supraconductrice et les phénomènes quantiques apparaissant aux bornes d'une jonction Josephson. Quelques éléments sur l'électronique associée au SQUID sont ensuite donnés, suivis par une présentation des performances actuelles. Les SQUID font l'objet de nombreuses publications et de très bonnes descriptions paraissent régulièrement.

III.2 Quantification du flux [17]

Tout flux magnétique traversant un anneau supraconducteur placé à une température inférieure à sa température critique est quantifié, prenant des valeurs entières de quantum de flux, $\phi = n\phi_0$ ($n \in \mathbb{N}$), avec $\phi_0 = \hbar/2e$ où \hbar est la constante de Planck et e la charge élémentaire. Cette quantification résulte du fait qu'une partie des électrons libres du matériau supraconducteur, en s'appariant pour créer des paires de Cooper, forme un condensat : ils occupent tous le seul et même état quantique qui est décrit par une fonction d'onde unique $\psi = |\psi| e^{i\varphi}$, avec une phase φ cohérente sur des distances macroscopiques. Cette phase ne pouvant avoir qu'une seule valeur à $2n\pi$ près en un point de l'anneau, son intégrale sur un contour fermé à l'intérieur de l'anneau est égale à $2n\pi$. On montre aussi que l'application d'un champ magnétique induit une variation de la phase le long de l'anneau telle que :

$$d\varphi = 4\pi(2e/\hbar)\vec{A}\cdot d\vec{l} \quad (\text{III-1}).$$

Où \vec{A} est le potentiel vecteur du champ d'induction magnétique. Par intégration de $d\varphi$ sur le même contour fermé puis en passant par une intégration sur la surface délimitée par le contour (en appliquant le théorème de Stokes), on déduit que le flux traversant cette surface est bien égal à $n\phi_0$.

III.3 Effets Josephson [18]

Si l'on considère maintenant le cas de deux éléments supraconducteurs faiblement couplés, par exemple séparés par une fine couche isolante, la différence de phase entre les fonctions d'onde des deux états quantiques en regard induit deux effets remarquables en accord avec les prédictions de Josephson :

- Des paires de Cooper franchissent la jonction par effet tunnel sans même qu'une chute de tension soit appliquée, conduisant à un supracourant continu :

$$I = I_0 \sin\varphi \quad (\text{III-2}).$$

Où I_0 est la valeur maximale du supracourant (I_0 est appelé le courant critique de la jonction) et φ est la différence de phase entre les fonctions d'onde des deux supraconducteurs ;

- Une tension constante V à travers la jonction induit une oscillation du supracourant à une fréquence :

$$f = (2e/\hbar) V = V/\phi_0 \quad (\text{III-3}).$$

La chute de tension appliquée conduit en effet à une variation temporelle de la différence de phase due à un échange d'énergie $2eV$ lors d'un transfert tunnel d'une paire de Cooper :

$$(d\varphi/dt) = 2\pi V/\phi_0 \quad (\text{III-4}).$$

C'est ce second effet reliant directement une tension à une fréquence qui permet de disposer aujourd'hui d'étalon de tension parfaitement reproductible et universel. Dans la pratique, l'oscillation du supracourant est verrouillée en phase par une source externe qui alimente la jonction avec un courant alternatif à une fréquence micro-onde f . Une série de marches apparaît alors sur la caractéristique ($I-V$) à des valeurs constantes de la tension :

$$V_n = n(\hbar/2e) f, \text{ où } n \text{ est un entier.} \quad (\text{III-5}).$$

III.4 Modèle RCSJ (Resistively and Capacitively Shunted Junction)

La théorie des SQUID s'appuie généralement sur l'utilisation du modèle RCSJ de Stewart-McCumber qui donne une bonne approximation de la jonction Josephson. Dans ce modèle (**figure III.1**), le circuit équivalent de la jonction connectée à une source externe consiste en trois branches en parallèle où circulent respectivement :

- le supracourant $I_J = I_0 \sin\varphi$;
- le courant porté par les quasiparticules $I_q = V/R$ où V est la chute de tension aux bornes de la jonction et R la résistance tunnel de la jonction (en première approximation, on néglige la source de courant de bruit associée à la résistance R) ;
- le courant de déplacement $I_D = C dV/dt$ dû à la capacité C entre les électrodes.

La somme des courants doit égaler le courant I ($I = I_{dc} + I_1 \sin\omega t$) fourni par la source externe. L'élimination de V en utilisant la relation (**III-4**) conduit à une équation différentielle du second ordre :

$$i = \frac{d^2\varphi}{d\tau^2} + \beta_c^{-1/2} \frac{d\varphi}{d\tau} + \sin\varphi, \quad (\text{III-6}).$$

En introduisant les grandeurs sans dimension $i = I/I_0$, $\tau = 2\pi f_p t$ où $f_p = (eI_0/\pi \hbar C)^{1/2}$ est la fréquence plasma, et le paramètre de Stewart-McCumber $\beta_c = 2\pi I_0 R^2 C / \phi_0^2$ (ou encore $\beta_c = (f_p/f_{RC})^2$ avec $f_{RC} = 1/2\pi RC$ la fréquence de relaxation). Selon la valeur de β_c , la jonction présente deux modes de fonctionnements bien distincts.

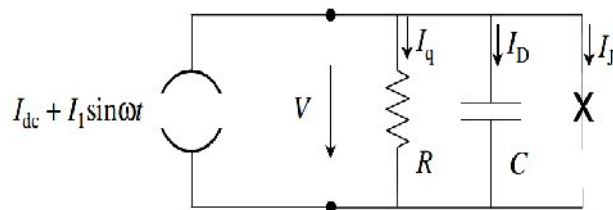


Figure III.1 Circuit électrique équivalent d'une jonction Josephson selon le modèle de Stewart-McCumber.

$\beta_c > 1$, la caractéristique $(I-V)$ de la jonction, quand celle-ci est polarisée Pour uniquement par un courant continu ($I = I_{dc}$), présente une hystérésis : En augmentant le

courant de polarisation, la tension commute brusquement à une valeur non nulle dès que I excède I_0 mais elle retourne à zéro seulement quand I revient à une valeur inférieure à I_0 . La jonction est alors qualifiée d'hystérétique (on parle aussi de jonction sous-amortie).

Pour les jonctions telles que $\beta_c \leq 1$, il n'y a pas d'hystérésis sur $(I-V)$. On dit alors que la jonction est non-hystérétique ou sur-amortie. Le dépôt d'une résistance de shunt est généralement la solution préconisée pour éviter le régime d'hystérésis d'une jonction naturellement hystérétique. Une autre possibilité est l'augmentation de la température, qui induit une diminution du courant critique I_0 . Dans le cas général d'une valeur finie de β_c (ie une capacité de jonction non négligeable), le comportement dynamique de la jonction est obtenu par une résolution numérique de l'équation (III-6). En considérant le cas d'une source externe de fréquence micro-onde (pour la mise en œuvre des étalons de tension Josephson), il est montré que, selon la valeur de β_c , les caractéristiques $(I-V)$ de la jonction peuvent présenter des marches de tension stables qui coupent ($\beta_c > 1$) ou ne coupent pas ($\beta_c \leq 1$) l'axe des tensions à courant nul.

III.5 Instrumentation à base de SQUID

Comme on l'a vu au ce chapitre, l'effet Josephson permet de réaliser un dispositif original et sans équivalent classique, le SQUID. Les propriétés particulières de ce dernier peuvent être mises à profit pour réaliser différents capteurs et instruments de mesure présentant une sensibilité qui dépasse très largement ce qu'on est capable d'obtenir par d'autres techniques. Le principe mis en jeu est toujours le phénomène d'interférences de courant provoqué par le flux magnétique traversant la boucle du SQUID. Ce dernier est donc sensible à tout ce qui peut entraîner une variation de ce flux magnétique, c'est-à-dire à tous les phénomènes qui peuvent produire des champs magnétiques variables au niveau du dispositif, par exemple des courants électriques, car ceux-ci induisent des champs magnétiques. On peut aussi avoir recours aux SQUID pour déterminer la susceptibilité magnétique d'une quelconque substance. En utilisant la déformation du champ magnétique tique provoquée par la présence d'un corps ayant un moment magnétique non nul. Un grand nombre de systèmes de mesure peuvent ainsi être imaginés ; on se limitera ci dessous à présenter les plus répandus, et dont les usages sont extrêmement variés. Pour toutes les applications présentées, la mise en rouvre des SQUID a permis de gagner plusieurs ordres de grandeur dans les sensibilités. Dans la plupart des

réalisations pratiques, c'est le SQUID à deux jonctions, dénommé SQUID continu (*SQUID* en anglais). qui est utilisé. C'est donc sur ce type de capteur que portera l'essentiel de l'exposé

III.6 Les magnétomètres supraconducteurs

Ces capteurs utilisent des composants supraconducteurs appelés SQUID (Superconducting Quantum Interference Device), présentant des propriétés spécifiques lorsque leur température descend en dessous d'une température critique T_c . Il existe aujourd'hui 2 grandes familles de supraconducteurs : ceux dits à basse température critique (BTC) et ceux à haute température critique (HTC). Les supraconducteurs (BTC) sont soit des métaux purs, soit des alliages, alors que les supraconducteurs (HTC) sont pour la plupart des céramiques à base d'oxyde de cuivre (récemment il est apparu des matériaux ne contenant pas de cuivre : MgB_2 et des polymères). Lorsqu'ils sont utilisés pour fabriquer des SQUID, ces matériaux travaillent essentiellement à deux températures : $4,2 K$ (température de l'hélium liquide) pour les supraconducteurs (BTC) et $77 K$ (azote liquide) pour les supraconducteurs (HTC).

III.6.1 Définition [17]

Un SQUID est formé d'un anneau de matériau supraconducteur diamétralement coupé par une ou deux jonctions Josephson. Sa forme circulaire lui confère une propriété particulière, dans la mesure où le flux magnétique traversant le centre de l'anneau est nécessairement un nombre entier de quantum de flux, qui est défini par la relation :

$$\phi_0 = \frac{\hbar}{2e} = 2.10^{-15} WB \quad (\text{III-7}).$$

\hbar : Constante de Plänck.

e : Charge de l'électron.

Si on applique un champ magnétique sur un anneau supraconducteur, le flux passant en son centre s'écrira donc :

$$\phi = n\phi_0 \quad (n \in N).$$

Ce résultat est obtenu en supposant que le supraconducteur génère un courant qui crée à son tour un flux magnétique au centre de l'anneau s'opposant à toute variation de champ qui pourrait créer un flux différent d'un nombre entier de ϕ_0 . Lorsque le champ extérieur produit un flux égal à $n\phi_0$, le courant dans le supraconducteur n'existe pas. Par contre si le champ extérieur augmente, le courant du supraconducteur s'opposera au champ extérieur pour conserver au centre de l'anneau la valeur de $n\phi_0$, jusqu'au moment où le champ extérieur sera capable de générer $(n+1)\phi_0$. Le courant à ce moment disparaît et le processus recommence si le champ extérieur augmente. Nous allons maintenant décrire le rôle des jonctions Josephson qui sont associées au SQUID.

Rappelons que cette jonction est constituée de deux matériaux supraconducteurs séparés par un isolant (on parle de diode ou jonction *SIS*).

L'utilisation des supraconducteurs confère à cette jonction des propriétés très particulières. Selon la conception de la jonction, on obtient deux catégories de caractéristiques (I, V) représentées sur la **(figure III.2)**.

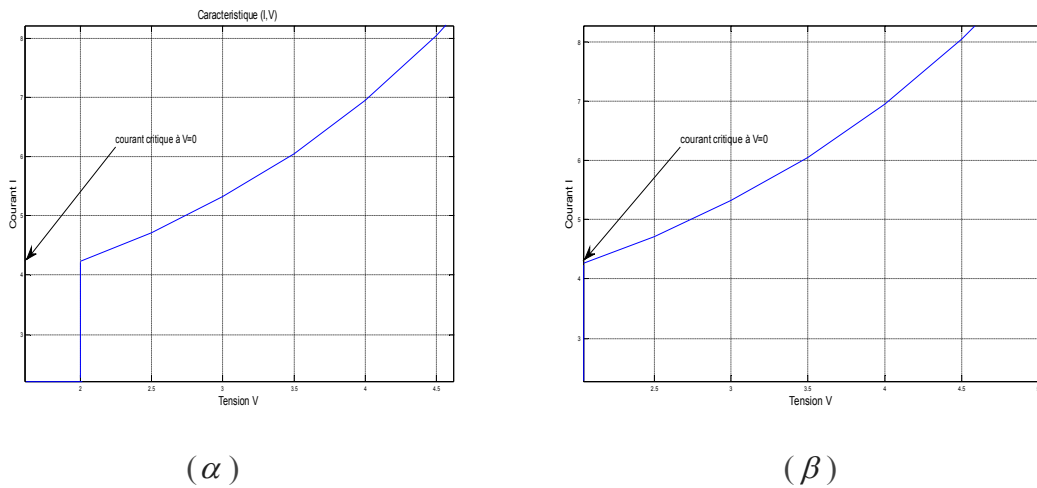


Figure III.2 Les deux catégories de caractéristiques (I, V) des jonctions Josephson.

Ces deux types de jonction sont fortement non linéaires. On distingue deux parties dans les caractéristiques (I, V) . Dans le cas de la courbe (α) , on a une caractéristique (I, V) continue et un courant critique I_0 correspondant à $V=0$. Ce courant correspond à un courant tunnel de paires de Cooper (association de deux électrons) à travers la jonction. Il existe, même dans le

cas où la jonction n'est pas polarisée. Dans le cas de la courbe (β), la caractéristique (I, V) rejoint le courant critique sur l'axe des courants, mais ce dernier existe encore. Dans certaines applications, on utilise la forme très non linéaire de la caractéristique pour réaliser des fonctions électroniques non linéaires (cas des mélangeurs Josephson, par exemple). Dans le cas des SQUID, c'est plutôt le courant critique associé à la caractéristique de la courbe (β) qui est utilisé. Si on place un champ magnétique sur l'anneau supraconducteur, le courant critique et la caractéristique (I, V) se déforment, comme indiqué en pointillé sur la courbe (β). La (**figure III.3**) montre la caractéristique (I, V) d'un SQUID dans deux cas extrêmes, lorsque le champ appliqué varie de telle sorte qu'il produise un flux compris entre $n\phi_0$ et $(n+1)\phi_0$.

-De $n\phi_0$ à $(n+1/2)\phi_0$:

La partie AB de la caractéristique devient CD.

-De $(n+1/2)\phi_0$ à $(n+1)\phi_0$:

La courbe CD se transforme en AB.

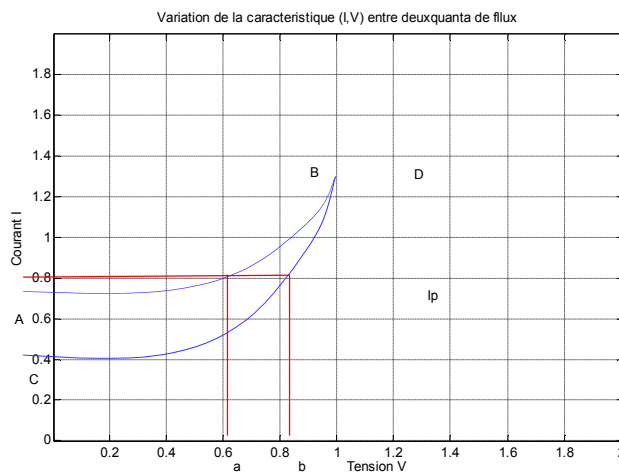


Figure III.3 Variation de la caractéristique (I, V) entre deux quanta de flux.

Maintenant polarisons la jonction avec le courant continu I_p . Lors de la variation avec le champ magnétique, le point de polarisation passe de (a) à (b). Le courant I_p demeurant constant, il en résulte une variation de tension ΔU aux bornes de la jonction.

III.6.2 SQUID continu

Le SQUID continu, ou SQUID DC, consiste en un anneau supraconducteur interrompu par deux jonctions Josephson et alimenté par un courant continu. Les jonctions sont en général non-hystérétiques et avec de préférence des propriétés technologiques identiques (par exemple des courants critiques I_{01} et I_{02} égaux). Le SQUID DC peut être assimilé dans un premier temps à une jonction Josephson dont le courant critique correspondrait à la somme des courants critiques $I_0 = I_{01} + I_{02}$. Néanmoins, il est montré que ce courant critique est une fonction périodique du flux magnétique traversant l'anneau, cette modulation étant due à l'interférence des fonctions d'ondes supraconductrices dans les deux branches.

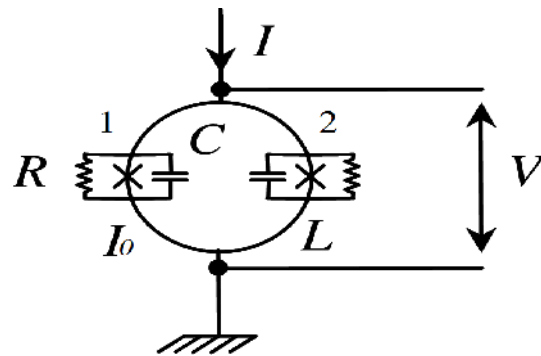


Figure III.4 Représentation schématique en utilisant le modèle RSCJ pour les jonctions

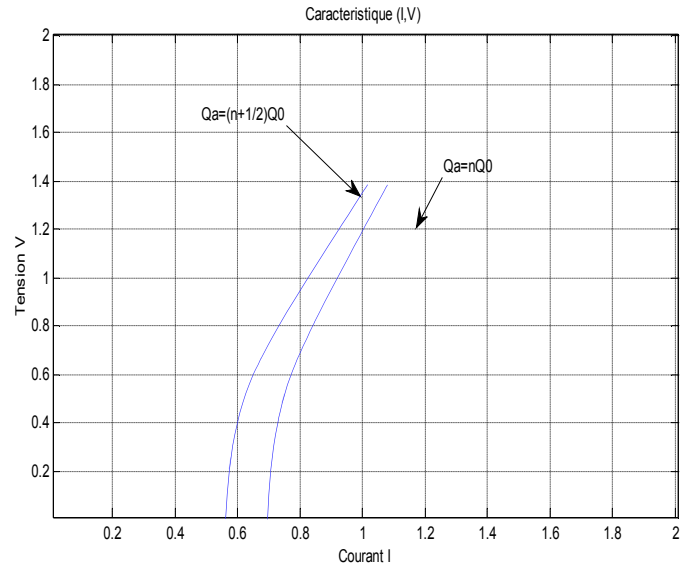


Figure III.5a Caractéristiques (I-V) pour des valeurs entières et demi-entières de Φ_a/Φ_0 où Φ_a est le flux appliqué ;

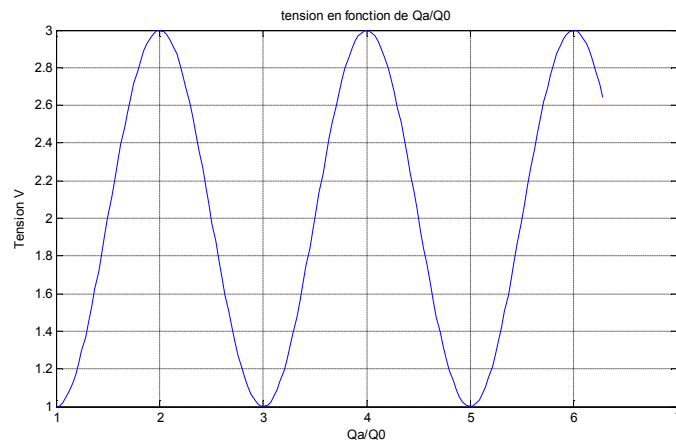


Figure III.5b Tension en fonction de Φ_a/Φ_0 pour un courant de polarisation I fixé à une valeur $I_B > I_{max}$.

La (**figure III.5**) montre les caractéristiques courant-tension extrêmes d'un SQUID DC correspondantes à des valeurs $n\phi_0$ et $(n+1/2)\phi_0$ du flux appliqué. Lorsque le SQUID est alimenté par un courant constant approprié I_B , les variations de flux vont provoquer des oscillations de la tension de période ϕ_0 . La réponse du SQUID aux petits signaux sera maximale quand le coefficient de transfert flux-tension $V_\phi = \left| \frac{\partial V}{\partial \phi} \right|_I$ sera lui-même maximal, c'est-

à-dire à des valeurs de flux proches de $(2n+1)\phi_0/4$. Dans des conditions optimales, V_ϕ est donné approximativement par $V_\phi \approx R/L \approx 1/(\pi LC)^{\frac{1}{2}}$. Comme pour la jonction Josephson unique, le comportement dynamique du SQUID DC ne peut être étudié en général que par voie numérique. Considérons le courant continu I appliqué à l'anneau supraconducteur. Il se divise dans les deux branches parallèles en deux courants dont les intensités I_1 et I_2 correspondent, en accord avec le modèle RSCJ, respectivement à la somme du supracourant, du courant des quasiparticules et du courant de déplacement au travers de chaque jonction 1 et 2.

L'asymétrie des courants I_1 et I_2 peut être décrite par un courant $J=(I_1-I_2)/2$ circulant le long de l'anneau. En réécrivant l'équation (III-6) appliquée aux deux jonctions, on obtient :

$$(I/2+J)I_{01}=d^2\varphi_1/d\tau_1^2+\beta_{C1}^{-1/2}.d\varphi_1/d\tau_1+\sin\varphi_1 \quad \text{(III-8)}$$

$$(I/2+J)I_{02}=d^2\varphi_2/d\tau_2^2+\beta_{C2}^{-1/2}.d\varphi_2/d\tau_2+\sin\varphi_2 \quad \text{(III-9)}$$

Par ailleurs, on démontre que les différences de phase φ_1 et φ_2 au travers de chacune des deux jonctions sont liées au flux appliqué ϕ_a par la relation :

$$\varphi_1-\varphi_2=2\pi(\phi_a+L_J)/\phi_0 \quad \text{(III-10)}$$

La résolution numérique de cet ensemble de trois équations à trois inconnues (φ_1 , φ_2 , J) et la prise en compte de la seconde relation Josephson (III-4) permettent, entre autre, de mettre en évidence la modulation périodique du courant de circulation J et de la tension V aux bornes du SQUID en fonction du flux magnétique.

Le SQUID se caractérise comme détecteur de flux très sensible par ses performances en niveau de bruit. Dans des conditions optimales de fonctionnement, on montre que la densité spectrale de bruit en flux magnétique se réduit approximativement à un terme de bruit blanc :

$$S_\phi(f)=16KL^2/R \quad \text{(III-11)}$$

qui a pour origine la tension de bruit Nyquist et les fluctuations de courant générées par les résistances de shunt des jonctions Josephson. L'autre paramètre caractéristique du SQUID

est sa résolution en énergie, ou encore l'énergie minimum détectable, déterminée par $S_\phi(f)/2L$. En supposant toujours les conditions optimales, ε a pour expression :

$$\varepsilon \approx 9K_B TL/R \approx 16KT(LC)^{1/2} \quad (\text{III-12}).$$

III.6.3 SQUID radiofréquence

Le SQUID radiofréquence, ou SQUID RF, dont une représentation schématique est montrée en figure (**figure III.6**), est un anneau supraconducteur fermé par une seule jonction Josephson, celle-ci étant non-hystérétique. L'interférence quantique est obtenue ici en injectant un courant alternatif radiofréquence I_{RF} dans un circuit résonant couplé inductivement à l'anneau, la fréquence du courant étant proche ou égale à la fréquence de résonance du circuit. La quantification du flux au travers de l'anneau en présence de la jonction Josephson impose la condition suivante sur le flux total ϕ_T traversant l'anneau :

$$2\pi \phi_T/\phi_0 + \varphi = 2\pi n \quad (\text{III-13}).$$

Où φ est la différence de phase de la fonction d'onde supraconductrice de part et d'autre de la jonction et n un entier. Par ailleurs, le flux total est donné par :

$$\phi_T = \phi_a + LI \quad (\text{III-14}).$$

Où L est l'inductance de l'anneau et I le supracourant. En appliquant la première relation Josephson (**III-2**) et par élimination de φ , on arrive à l'expression finale :

$$\phi_T = \phi_a - LI_0 \sin(2\pi \phi_T/\phi_0) \quad (\text{III-15}).$$

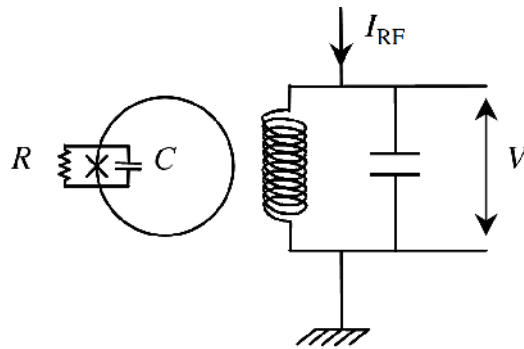


Figure III.6 Représentation schématique avec le circuit résonant

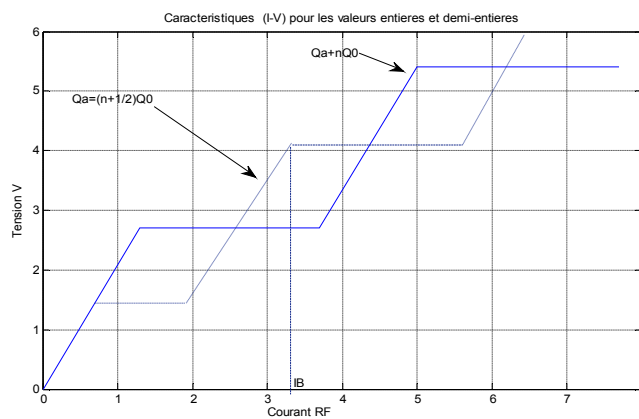


Figure III.7a Caractéristiques (I-V) pour des valeurs entières et demi-entières de Φ_a/Φ_0 ;

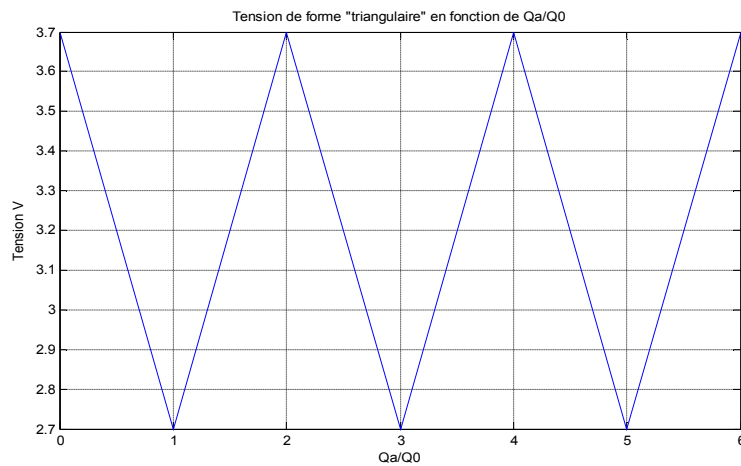


Figure III.7b Tension de forme « triangulaire » en fonction de Φ_a/Φ_0 pour un courant radiofréquence dont l'amplitude I_{RF} est fixée à une valeur I_B .

L'étude de cette relation conduit à deux types de comportements du SQUID RF selon la valeur du paramètre $\beta_{rf} = 2\pi LI_0/\phi_0$. Pour $\beta_{rf} < 1$, la variation de ϕ_T en fonction de ϕ_a est partout croissante et elle n'est pas hystérétique. Par contre pour $\beta_{rf} > 1$, si l'on considère la pente $d\phi_T/d\phi_a$, celle-ci est successivement positive, divergente puis négative selon des plages de valeurs de ϕ_a . Il en résulte une variation discontinue (par sauts non entièrement quantifiés) et hystérétique de ϕ_T avec ϕ_a . Le SQUID RF peut fonctionner dans les deux régimes. Dans le mode hystérétique le plus courant, le flux radiofréquence ϕ_{rf} induit dans la boucle de SQUID provoque des transitions du SQUID entre des états quantiques et dissipe de l'énergie à un taux qui est périodique en ϕ_a . Cette dissipation module en retour le facteur de qualité du circuit résonnant. Quand ce dernier est porté à la résonance avec un courant I_{rf} d'amplitude constante I_B , la tension à ses bornes, V est périodique en ϕ_a (**figure III.7**).

La résolution en énergie du SQUID RF est donnée par :

$$\varepsilon \approx LI_0^2 \Gamma^{4/3} / 2\omega_{rf} \quad (\text{III-16}).$$

Où $\Gamma = 2\pi K_B T / I_0 \phi_0$ correspond au rapport entre l'énergie de fluctuations thermiques et l'énergie de couplage Josephson, et ω_{rf} la pulsation du courant radiofréquence. Dans la limite des basses fluctuations thermiques, $\Gamma \ll 1$, la résolution en énergie est approximativement donnée par l'expression :

$$\varepsilon \approx 3K_B T L / B_{rf}^2 \quad (\text{III-17}).$$

III.6.4 Linéarisation de la réponse du SQUID

La plupart des SQUID, qu'ils soient à une ou deux jonctions, fonctionnent avec une boucle de contre-réaction de flux et un circuit de modulation de flux à basses fréquences (**figure III.8**). Ceci permet d'obtenir une réponse linéaire en fonction du flux magnétique appliqué avec une très grande dynamique. Cette linéarisation doit être effectuée sans apport de bruit.

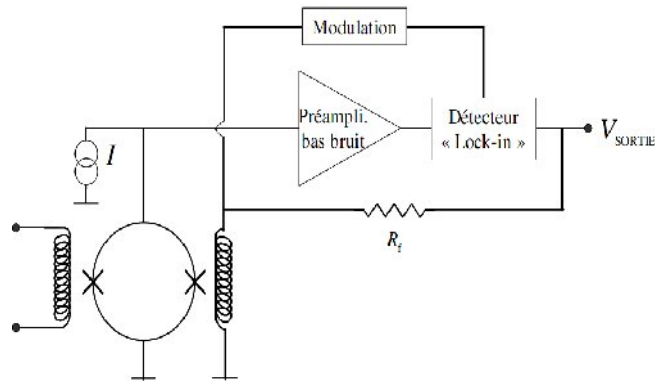


Figure III.8 Schéma d'un SQUID DC à verrouillage de flux.

Cette condition est généralement satisfaite pour les SQUID DC. La tension alternative basse fréquence est mesurée aux bornes d'un préamplificateur bas bruit dont la température équivalente de bruit est typiquement de l'ordre de 1 K (pour des fréquences d'une centaine de kilohertz) à comparer à la température usuelle de $4,2\text{ K}$ où se trouve le SQUID. Par contre pour les SQUID RF, les préamplificateurs radiofréquences utilisés, habituellement placés à température ambiante, ont une température de bruit telle qu'il est très rare d'atteindre le niveau de bruit intrinsèque exprimé par les relations (III-16) ou (III-17).

III.6.5 Performances [17]

Depuis plus d'une décennie, à partir des progrès réalisés sur les procédés technologiques de fabrication de couches minces (rendant possible la réalisation de deux jonctions Josephson de caractéristiques identiques) et sur leur mise en œuvre, les SQUID DC, du fait de leurs meilleures performances, sont davantage utilisés que les SQUID RF. Pour revenir au progrès technologique, notons qu'au tout début, les premiers SQUID étaient composés de jonction à pointe, ils étaient non scellés et avaient la réputation d'être difficiles à maintenir en fonctionnement et étaient enclins aux pannes.

Les SQUID ont une stabilité étonnante et semblent fonctionner pendant des décennies en subissant des milliers de cyclages thermiques. Pour les SQUID DC fondés sur des supraconducteurs à basse température critique, la densité spectrale de bruit en flux magnétique S_ϕ et la résolution en énergie ε sont respectivement de l'ordre de $10^{-6}\phi_0/\text{Hz}^{1/2}$ et quelques 10^{-33} J/Hz à $4,2\text{ K}$ en régime de bruit blanc. Le recouvrement du

bruit blanc et du bruit excédentaire (bruit en $1/f$) apparaît typiquement en dessous de 1Hz . La portée dynamique excède 120dB et le taux de balayage qui définit le taux maximum auquel la boucle verrouillée en flux peut suivre les variations de flux s'élève à 10^6 voire $10^7\phi_0/s$. Les SQUID RF hystérétiques à basse température critique présentent en général un bruit blanc en flux compris entre $10^{-6}\phi_0/\text{Hz}^{1/2}$ et $10^{-5}\phi_0/\text{Hz}^{1/2}$ et une résolution en énergie de l'ordre de 10^{-31}J/Hz . A noter que des performances équivalentes à celles des SQUID DC ont été obtenues avec un SQUID RF non-hystérétique. Enfin, pour les SQUID à haute température critique, qu'ils soient RF ou DC, les performances sont moins bonnes, avec typiquement un bruit blanc en flux de l'ordre de $10^{-5}\phi_0/\text{Hz}^{1/2}$ et une résolution en énergie supérieure à 2.10^{-31}J/Hz .

A titre de comparaison, le tableau ci-dessous présente les meilleures performances en bruit des SQUID RF et DC commercialement disponibles (entre parenthèses est indiquée la fréquence de la courante radiofréquence injectée dans le circuit résonant).

	S_ϕ En $\mu\phi_0/\text{Hz}^{1/2}$	ε En 10^{-30}J/Hz
SQUID RF ($f_0 = 20\text{MHz}$)	70	70
SQUID RF ($f_0 = 200\text{MHz}$)	30	20
SQUID DC	3	0,1

III.7 SQUID et comparateur cryogénique de courants (CCC)

III.7.1 Principe d'un CCC

Le CCC fut inventé par Harvey en 1972. Le principe repose sur la loi d'Ampère et le diamagnétisme parfait du supraconducteur dans l'état Meissner. Considérons deux fils insérés dans un tube supraconducteur d'épaisseur plusieurs fois plus grande que la profondeur de pénétration de London (**figure III.9**). Des courants I_1 et I_2 circulant dans ces fils induiront un supracourant I qui s'écoulera dans la surface intérieure du tube et reviendra par la surface extérieure de telle sorte que la densité de flux magnétique soit maintenue nulle à l'intérieur de tube. En appliquant la loi d'Ampère sur un contour dans le massif du tube, contour a dans la (**figure III.8**), nous trouvons :

$$\oint_a B dl = 0 = \mu_0(I_1 + I_2 - I) \quad (\text{III-18}).$$

Qui conduit à l'égalité des courants :

$$I = I_1 + I_2 \quad (\text{III-19}).$$

Si les fils traversés par I_1 et I_2 passent respectivement N_1 et N_2 fois dans le tube, le supracourant I est égal à :

$$I = N_1 I_1 + N_2 I_2 \quad (\text{III-20}).$$

Ces égalités sont valides indépendamment de la position des fils à l'intérieur du tube, même si les fils décrivent des parcours en « S » (**figure III.9**), cas a' .

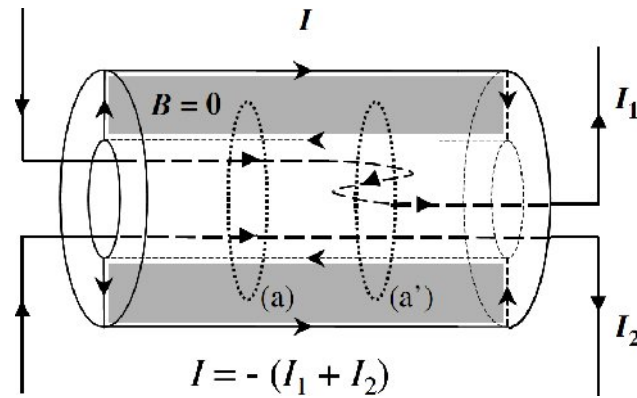


Figure III.9 Principe d'un comparateur cryogénique de courants.

Seule la distribution de densité de courant sur la surface interne du tube peut être inhomogène dans le cas d'un positionnement asymétrique des fils, alors que la distribution de densité de courant sur la surface extérieure reste homogène. Ceci est la raison clé pour le haut niveau d'exactitude du CCC. Dans le cas réel d'un tube de longueur finie, ces égalités sont en fait altérées par le flux magnétique non écranté induit par les courants I_1 et I_2 aux extrémités. Pour surmonter ces effets d'extrémité et en même temps rendre pratique le système, avec une taille limitée, le tube est façonné en tore en recouvrant ses extrémités (tout en les isolant électriquement) comme un « serpent qui se mord la queue » (**figure III.10**).

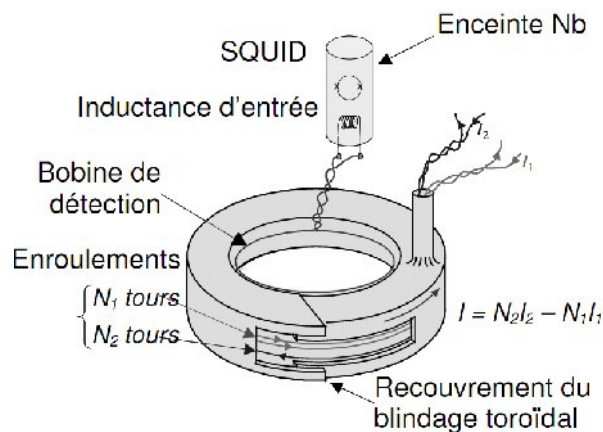


Figure III.10 Illustration schématique d'un CCC de type I.

Plus le recouvrement est long, plus l'écrantage du flux magnétique qui tend à fuir à travers l'ouverture du recouvrement est efficace. C'est la méthode proposée par Sullivan et Dziuba pour améliorer l'exactitude du rapport de courants du CCC. Des courants I_1 et I_2 de direction

opposée, traversant deux enroulements de nombre de tours N_1 et N_2 induisent un supercourant $I = N_1 I_1 + N_2 I_2$. Le flux magnétique externe, ϕ qui résulte seulement du supercourant, est détecté par un SQUID via un transformateur de flux composé d'une bobine de détection accolée au blindage toroïdal (sur sa surface intérieure ou extérieure) et de la bobine d'entrée du SQUID. La tension de sortie du SQUID est alors convertie en un courant qui alimente en retour un des deux enroulements pour annuler les forces magnétomotrices. De cet équilibre en ampère-tour résulte l'égalité des rapports :

$$I_1/I_2 = N_2/N_1 \quad \text{(III-21)}$$

Le deuxième type de CCC, proposé par Grohmann et al en 1973, peut aussi être réalisé en plaçant la bobine de détection à l'intérieur du blindage supraconducteur toroïdal et en effectuant les enroulements à l'extérieur comme un transformateur conventionnel avec des enroulements autour du tore ferromagnétique. Là aussi, le blindage supraconducteur se recouvre lui-même. La **(figure III.11)** montre un exemple de CCC de type II qui est actuellement utilisé en métrologie et décrit plus loin. Notons que dans cette configuration, le SQUID peut être placé à l'intérieur du blindage supraconducteur et ainsi devient complètement immune au flux magnétique parasite. Tous les CCC actuellement utilisés à partir de matériaux supraconducteurs à basse température critique, en particulier le plomb pour le blindage de recouvrement, car ces matériaux garantissent une haute résolution en courant (un bruit Johnson réduit dû à la température basse de travail, un haut niveau de blindage contre les champs magnétiques parasites), et une exactitude élevée (parce que leur densité de courant critique élevée autorise un effet Meissner complet dans le massif).

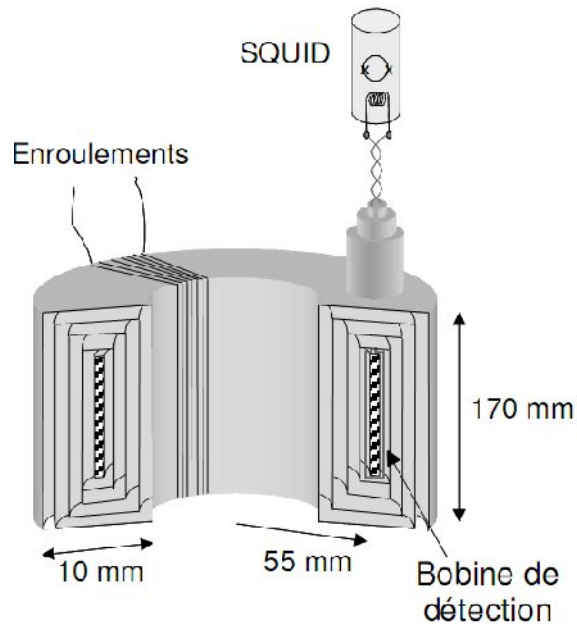


Figure III.11 Vue schématique d'un CCC de type II.

III.7.2 Sensibilité et résolution en courant

Les performances du CCC en termes de sensibilité et bruit dépendent fortement du transformateur de flux (TF), montré dans la (figure III.12), qui doit adapter le mieux possible le SQUID au blindage toroïdal de recouvrement au travers de la bobine de détection.

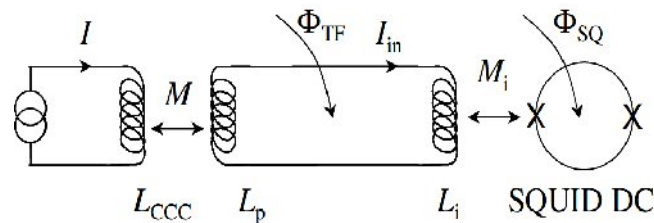


Figure III.12 Circuit de base d'un transformateur de flux (TF)

III.7.2.1 Sensibilité du CCC

La sensibilité du CCC, S_{ccc} est définie comme la variation du supracourant I circulant sur la surface du tube de recouvrement qui crée une variation de flux magnétique ϕ_{SQ} de un ϕ_0 à travers l'anneau du SQUID. En ampère-tour/ ϕ_0 :

$$S_{ccc} = \left| \frac{\partial \phi_{SQ}}{\partial I} \right|^{-1} = \left| \frac{\partial I}{\partial I_{in}} \right| / M_i \quad (\text{III-22}).$$

Où M_i est l'inductance mutuelle entre la boucle de SQUID et la bobine d'entrée et I_{in} est le courant circulant dans le transformateur de flux. En appliquant la conservation du flux magnétique au transformateur de flux supraconducteur en supposant un flux initial nul, $\phi_{TF} = (L_p + L_i)I_{in} + MI = 0$, donne :

$$S_{ccc} = (L_p + L_i) / MM_i \quad (\text{III-23}).$$

Où L_p est l'inductance de la bobine de détection, L_i est l'inductance d'entrée du SQUID et M est l'inductance mutuelle entre le tube toroïdal de recouvrement et la bobine de détection.

Il est aisé de montrer que la sensibilité atteint la valeur optimale,

$$S_{ccc}^{opt} = (2/K)(L_i/L_{ccc})^{1/2} / M_i \quad (\text{III-24}).$$

Où L_{ccc} est l'inductance du tube toroïdal de recouvrement, pour un nombre de tours de la bobine de détection.

$$N^{opt} = (L_i/L_p)^{1/2} \quad (\text{III-25}).$$

Ici K est la constante de couplage entre la bobine de détection et le blindage de recouvrement $M = K(L_p L_{ccc})^{1/2}$ et $1I_p$ est l'inductance correspondante à un seul tour de la bobine de détection ($L_p = N^2 I_p$).

En pratique, tout l'ensemble CCC et SQUID est entouré par (au moins) un écran supraconducteur pour obtenir un champ magnétique environnemental assez faible et particulièrement très stable (En général, le SQUID lui-même est inséré dans un blindage supraconducteur). En conséquence, le couplage inductif entre cet écran externe et à la fois le blindage de recouvrement et la bobine de détection doit être pris en compte pour calculer N^{opt} et S_{ccc}^{opt} et la relation (III-24) n'est plus correcte (Si le SQUID est placé à proximité du tube de recouvrement, l'influence du blindage supraconducteur contenant le SQUID devra également être pris en compte dans le calcul de la sensibilité : C'est le cas pour une enceinte en niobium occupant largement la partie centrale du tore (**figure III.10**)).

Plusieurs méthodes numériques ont été proposées dans la littérature pour calculer S_{ccc} des CCC de type I et un bon accord a généralement été trouvé entre les valeurs calculées et celles

mesurées. A partir de la méthode préconisée par Sesé et al , une formule analytique de S_{ccc} peut être déduite, pourvu que des conditions réalistes soient satisfaites. Cette méthode, fondée sur le calcul par élément fini, prend en compte non seulement l'influence de l'écran externe mais aussi l'effet miroir du blindage toroïdal de recouvrement sur la bobine de détection. Le champ magnétique perpendiculaire induit par la bobine sur la paroi du blindage est annulé par le matériau supraconducteur, comme une bobine image qui génère un champ magnétique opposé.

Il résulte de cet effet une inductance effective L'_p et une inductance mutuelle M , données par les relations (III-26) et (III-27), pourvu que K' , la constante de couplage entre la bobine de détection et son image, soit proche de 1. Ici K est un paramètre de couplage entre la bobine de détection et le blindage toroïdal de recouvrement caractérisé par une inductance effective L'_{ccc} .

$$L'_p = (1 - K')L_p + KN^2L'_{ccc} \quad \text{(III-26)}$$

$$M = KNL'_{ccc} \quad \text{(III-27)}$$

Dans le cas idéal où $K' = 1$, le nombre optimal de tours N^{opt} et la sensibilité optimale S_{ccc}^{opt} sont données par :

$$N^{opt} = (L_i / L'_{ccc})^{1/2} \quad \text{(III-28)}$$

$$S_{ccc}^{opt} = (2/K)(L_i / L'_{ccc})^{1/2} / M_i = (2/K)N^{opt} / M_i \quad \text{(III-29)}$$

En pratique, l'équation (III-28) combinée avec la valeur calculée de l'inductance effective L'_{ccc} fournit au concepteur une bonne estimation du nombre de tours requis pour la bobine de détection. Notons que les équations (III-28) et (III-29) sont valides si L_i est supérieur à L'_{ccc} ce qui est souvent le cas.

III.7.2.2 Résolution en courant

La caractéristique la plus pertinente du CCC est sa résolution en courant δI (en $A/Hz^{1/2}$) et elle est définie comme la racine carrée de la densité spectrale de puissance de bruit en courant rapportée à l'entrée du SQUID ou de façon équivalente, comme le supercourant minimum mesurable circulant dans le tube de recouvrement du CCC. L'expression complète de δI , est donnée par la relation (III-30).

$$\delta I = \left[4K_B T / R_{in} + 8\varepsilon / N_1^2 K^2 L'_{ccc} + (S_{\phi_{ext}} / N_1 L'_{ccc})^2 \right]^{1/2} \quad \text{(III-30)}.$$

Où N_1 est le nombre de tours de l'enroulement primaire du CCC. Le premier terme correspond au bruit Johnson de la résistance d'entrée à la température T . Le second terme est la contribution du SQUID avec une résolution en énergie ε quand la sensibilité optimale du CCC est atteinte. Le troisième terme provient du bruit de flux magnétique externe avec une densité spectrale de puissance $S_{\phi_{ext}}$. Ce dernier terme devient négligeable si des précautions de blindage sont prises comme décrit ci-dessous. Le bruit dominant est issu des deux premiers termes en fonction de l'application du CCC. Quand un CCC est utilisé pour comparer des étalons de résistance, le bruit Johnson qu'ils délivrent ne peut être évité et par conséquent le nombre de tours de l'enroulement primaire est augmenté à une valeur seuil, au-dessus de laquelle la contribution de bruit du SQUID devient négligeable. Pour des mesures de faibles courants, où des résistances d'entrée élevées sont impliquées, seul le bruit du SQUID intervient.

La résolution en courant d'un CCC muni d'un noyau toroïdal de haute perméabilité est donnée par une relation qui diffère légèrement de (III-30), dans laquelle l'inductance L'_{ccc} sera remplacée par une autre inductance effective incluant la perméabilité du noyau ferromagnétique et la densité spectrale de puissance du bruit en courant du noyau lui-même δIC^2 doit bien évidemment être ajoutée.

III.7.2.3 Détecteurs de rayonnement

Les propriétés particulières des supraconducteurs les ont rapidement désignés comme des candidats sérieux pour la réalisation de détecteurs de rayonnement. En effet, deux phénomènes physiques caractéristiques de ces matériaux peuvent être utilisés à cette fin. Tout d'abord, l'existence de deux populations de porteurs séparées par une bande interdite permet de détecter un rayonnement par destruction de paires de Cooper, conséquence de l'absorption de photons dans les bandes de fréquence correspondant à des énergies de photons supérieures à la valeur de la bande interdite. En effet, la diminution de la densité de paires de Cooper se traduit par une modification des propriétés du matériau (baisse de la densité de courant critique, par exemple) et surtout par l'altération des phénomènes spécifiques aux structures du type (S-I-S) et (S-N-S).

III.8 CONCLUSION

Les SQUID sont des capteurs magnétiques les plus sensibles qui soient connus. Certains sont capables aujourd'hui de déceler des variations de flux magnétiques aussi faibles que le millionième d'un quantum de flux. Ils peuvent également mesurer toutes les grandeurs physiques, qu'elles soient magnétiques, électriques. Cela au travers d'une conversion en flux magnétiques. C'est la raison pour laquelle les SQUIDS offrent un panel d'application extrêmement vaste, touchant le nombreux domaine.

L'objectif de ce travail est d'exposer une étude théorique sur les composants supraconducteurs SQUID (Supraconducting Quantum Interference Device). Depuis quelques années, l'intérêt croissant pour des applications faisant appel à des supraconducteurs nous a incité à étudier de façon très succincte le principe de fonctionnement des SQUID, en rappelant les deux effets de base sur lesquels il repose la quantification du flux traversant une boucle fermée supraconductrice et les phénomènes quantiques apparaissant aux bornes d'une jonction Josephson. Quelques éléments sur l'électronique associée au SQUID sont ensuite donnés, suivis par présentation des performances actuelles. Les SQUID font l'objet de nombreuses applications.

Une poursuite possible de ce travail consisterait à développer une étude afin de modéliser des systèmes réels utilisant les matériaux supraconducteurs. Une autre perspective est d'effectuer un couplage entre une source magnétique et le capteur.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

[1] **M.AZZOUZ.** " Identification Optimisation Paramétrique et Quantification des Pertes dans les Matériaux Ferromagnétiques Doux" Mémoire de Magistère en électrotechnique .Université de Batna .2006

[2] **www. Em1-magnetisme.fr** " Généralités sur le magnétisme" Gary Zukav 1999

[3] **www. Em2-magnetisme.fr** " Les milieux magnétiques" Emmanuel Perl 1999

[4] **K. NADJET.** " Modélisation de l'hysteresis magnétique en vue de son intégration dans un code de calcul de champ électromagnétique " Mémoire de Magistère en électrotechnique. Université de Batna .2006

[5] **Dr J.Y. Haggège.** " Cours de technologie générale" l' ISET de Radés 2003

[6] **A. BENABOU.** "Contribution à la caractérisation et à la modélisation de matériaux magnétiques en vue d'une implantation dans un code de calcul de champ", Thèse de Doctorat en Génie Électrique, École Doctorale des Sciences pour L'Ingénieur Université Lille 1, France, Décembre 2002

[7] **P. TIXADOR** " les supraconducteurs, Collection matériaux " Edition Hermès, Paris, 1995

[8] **J.BAIXERAS** " Les supraconducteurs, Applications à l'électronique et l'électrotechnique, Eyrolles CNRS " Edition, Paris 1998

[9] **E.VINOT** "Modélisation des supraconducteurs HTC, Application et calcul es pertes AC " Thèse de doctorat de l'I.N.P.Grenoble ,27 Avril 2000, Grenoble France

[10] **A.GUETTAFI, A.CHAGHI, A.BENOUDJIT, G. QUICHAUD,**" Evolution of Free-boundaries conduction into superconductor sphere in magnetic variable field"

COMPUMAG 2001,2-5-2001, Evian, France.

[11] **Pierre Zweiacker** "les supraconducteurs et leur application" Cours de Haute tension Hiver 2004-2005

[12] **Kévin BERGER** "Étude des phénomènes couplés magnétothermiques dans les supraconducteurs à haute température" Mémoire de doctorat en l'Université Henri Poincaré, Nancy 1 en Génie Électrique 2006.

[13] **T. Junquera** " supraconductivité et Cryogénie " École Vide et Cryogénie Aussois 2003.

[14] **B.Lahcène** "Contribution à l'Étude des propriétés thermiques et Hydrodynamique d'un écoulement de l'hélium normal (HeI) diphasique en circulation naturelle pour le Refroidissement des aimants supraconducteurs" École Doctorale Énergie Mécanique Matériaux 2007.

[15] **N.Lemoine, J.S. Edouard**" Les matériaux supraconducteurs" Rapport d'Épistémologie 2002

[16] **A. David, N. Fabien** "La Supraconductivité " Printemps des Sciences 2002

[17] **D. BLOYET, C. GUNTHER** " Les SQUID et leurs applications ", Techniques de l'Ingénieur, traité Mesures et Contrôle, 1996.

[18] **B. JOSEPHSON** "Possible new effects in superconductive tunneling", Phys. Lett. 1962

[19] **MCCUMBER D.E** "Effect of ac impedance on dc voltage-current characteristics of Josephson junctions", J. of Appl. Phys 1968.

[20] **www.metrologie.fr** Une revue des applications métrologiques des SQUID

[21] **www.esiee.fr** étude des capteurs magnétiques

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

**MEMOIRE DE FIN D'ETUDES EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLOME
D'INGENIEUR D'ETAT EN GENIE ELECTROTECHNIQUE**

OPTION : ELECTROMECHANIQUE

Proposé et dirigé par : S.BELKHIRI

Présenté par : Seddiki.D, Larbaoui.Z

THEME :

**Contribution à l'étude des phénomènes électromagnétiques dans les
matériaux supraconducteurs du type 2**

Résumer :

Les SQUID sont les détecteurs de flux magnétique les plus sensibles qui soient connus. Certains sont capables aujourd'hui de déceler des variations de flux magnétique aussi faibles que le millionième d'un quantum de flux ($1 \mu\Phi_0$). Ils peuvent également mesurer toutes grandeurs physiques, qu'elles soient magnétiques, électriques, thermiques, mécaniques ..., cela au travers d'une conversion en flux magnétique, et leurs bandes passantes peuvent être aussi très étendues, allant du quasi continu aux très hautes fréquences (au delà du gigahertz). C'est la raison pour laquelle les SQUID offrent un panel d'applications extrêmement vaste, touchant de nombreux domaines.

Mots Clés :

Capteurs, Supraconducteurs, Matériaux, SQUID, Sensibilité.