

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LARECHERCHE  
SCIENTIFIQUE



UNIVERSITE MOHAMED BAUDIAF 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***

---

**ETUDE THEORIQUE DES CAPTEURS MAGNETIQUES  
A HAUTE SENSIBILITE**

---

**Proposé et dirigé par:**

Mr. Salah .Belkhiri

**Présenté par:**

Hendi Aziz  
Aniba Adel

Année Universitaire : 2007 / 2008

سيرة النبي محمد ﷺ



## *Remerciements*

*Tout d'abord nous remercions le bon Dieu tout puissant de la bonne santé, de la volonté et de la patience qu'il nous a accordées tout au long de nos études.*

*Nous tenons en premier lieu à remercier cordialement, notre cher encadreur M.r **BELKHIRI** pour sa précieuse collaboration et sa pertinent conseil, qu'il n'ais cessé de nous donner tout au long de l'élaboration de ce modeste travail.*

*Les mêmes expressions de reconnaissance vont également au chef de département M. **Benjaïma Bachir** pour les facilités qu'il a mis à notre disposition.*

*Nous remercions également tous les enseignants et aussi : M.**BELKHIRI** pour le coup de main qu'ils nous ont donné pour contourner certaines difficultés ayant trait aussi bien à la compréhension.*



# Dédicace

*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 de Sidi Aissa.*

*A mes amis et mes collègues du promotion 2008  
« Electromécanique ».*

*(chaque un à son nom).*

*A mes féaux amis*

*Hendi Aziz*



# Dédicace

*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 de Sidi Aissa.*

*A mes amis et mes collègues du promotion 2008  
« Electromécanique ».*

*(chaque un à son nom).*

*A mes féaux amis*

*Aniba Adel*

# SOMMAIRE

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

## CHAPITRE I : MATERIAUX MAGNETIQUE ORIGINES ET CARACTERISTIQUE

I LE MAGNÉTISME: ORIGINE ET CARACTERISTIQUES.....	3
---	---

I.1 INTRODUCTION.....	3
-----------------------	---

I.2 LE MAGNETISME.....	3
------------------------	---

I.2.1 Historique.....	3
-----------------------	---

I.2.2 Les grandeurs magnétiques.....	4
--------------------------------------	---

I.2.2.1 L'induction magnétique.....	4
-------------------------------------	---

I.2.2.2 L'intensité du champ magnétique.....	5
--	---

I.2.2.3 Le flux magnétique.....	5
---------------------------------	---

I.2.2.4 L'aimantation .....	6
-----------------------------	---

I.2.2.5 La susceptibilité magnétique.....	6
---	---

I.2.2.6 La perméabilité magnétique.....	7
---	---

I.3 LES MATÉRIAUX MAGNÉTIQUES.....	7
------------------------------------	---

I.3.1 Les matériaux magnétiques doux.....	7
---	---

I.3.2 Les matériaux magnétiques durs.....	8
---	---

I.4 LE COMPORTEMENT MAGNÉTIQUE CE LA MATIÈRE .....	9
--	---

I.4.1 Le moment magnétique.....	9
---------------------------------	---

I.4.2 Diamagnétisme.....	9
--------------------------	---

I.4.3 Paramagnétisme.....	11
---------------------------	----

I.4.4 Ferromagnétisme.....	12
----------------------------	----

I.4.5 Antiferromagnétisme.....	13
--------------------------------	----

I.4.6 Ferrimagnétisme.....	13
----------------------------	----

I.5 L'HYSTÉRÉSIS MAGNÉTIQUE.....	13
----------------------------------	----

I.5.1 Définition et origine.....	13
----------------------------------	----

I.5.2 Les mécanismes d'aimantation et hystérésis magnétique.....	14
--	----

I.5.3 Phénomènes dynamiques.....	15
I.5.3.1 Les pertes dans la matière.....	15
I.5.3.2 Les pertes en régime statique .....	16
I.5.3.3 Les pertes par courant de Foucault.....	16
I.5.4 L'aimantation an hystérétique .....	17
<b>I.6 CONCLUSION .....</b>	<b>17</b>

## **CHAPITRE II : GENERALITES SUR LES CAPTEURS**

<b>II.1 INTRODUCTION.....</b>	<b>18</b>
<b>II.2 DEFINITION.....</b>	<b>18</b>
II.2.1 Mesurande .....	18
II.2.2 Définition du capteur.....	18
II.2.3 Chaîne de mesure .....	19
II.2.4 TYPES DE GRANDEUR PHYSIQUE .....	20
<b>II.3 CLASSIFICATION DES CAPTEURS.....</b>	<b>20</b>
II.3.1 Capteurs passifs.....	20
II.3.2 Capteurs actifs.....	21
<b>II.4 CONDITIONNEUR ASSOCIÉ .....</b>	<b>22</b>
II.4.1 Capteur actifs .....	22
II.4.1.1 Capteur source de tension : .....	23
II.4.1.2 Capteur source de courant : .....	23
II.4.1.3 Capteur source de charge.....	24
II.4.2 Capteurs passifs .....	25
II.4.2.1 Montage potentiométrique.....	25
II.4.2.2 Montage en pont .....	27
<b>II.5 PERFORMANCES D'UN CAPTEUR : DÉFINITION MÉTROLOGIQUE.....</b>	<b>27</b>
II.5.1 Etendu de la mesure .....	28

II.5.1.1 Zone nominale d'emploi .....	28
II.5.1.2 Zone de non-détérioration .....	28
II.5.1.3 Zone de non-destruction .....	28
II.5.2 Résolution.....	28
II.5.3 Caractéristique d'entrée-sortie d'un capteur.....	28
II.5.4 Sensibilité.....	29
II.5.5 Finesse. ....	29
II.5.6 Linéarité.....	30
II.5.7 Caractéristiques statistiques d'un capteur.....	31
II.5.7.1 Fidélité .....	31
II.5.7.2 Justesse.....	31
II.5.7.3 Précision .....	31
II.5.8 Rapédicté .....	32
<b>II.6 DIFFERENTS TYPES DES CAPTEUR.....</b>	<b>32</b>
II.6.1 Capteur de distance .....	32
II.6.2 Capteur résistif.....	32
II.6.3 Capteur à inductance variable.....	33
II.6.4 Capteur capacitif .....	33
II.6.5 Capteur d'intensité.....	35
II.6.6 Capteur optique .....	35
II.6.7 Capteur de température.....	35
II.6.8 Capteur magnétique.....	36
II.6.8.1 Les types des capteurs magnétiques.....	38
a) Elément Hall.....	38
b) Circuit intégré Hall.....	38
c) Elément à effet magnéto résistif.....	39
➤ Elément MR à semi-conducteur.....	39
➤ Elément MR fortement magnétique.....	39
d) SQUID.....	40
<b>II.7 CONCLUSION .....</b>	<b>40</b>

## **CHAPITRE III : LES SUPRACONDUCTEURS**

<b>III RAPPELS SUR LES PROPRIETES DES SUPRACONDUCTEURS .....</b>	<b>41</b>
<b>III.1 INTRODUCTION.....</b>	<b>41</b>
III.2.1 Supraconducteur de type I.....	41
III.2.2 Supraconducteur de type II.....	44
III.2.3 Supraconducteurs à Haute Température Critique (HTC).....	47
<b>III.3 CONCLUSION.....</b>	<b>48</b>

## **CHAPITRE VI : CAPTEUR MAGNETIQUE A HAUTE SENSIBILITE**

<b>VI.1 INTRODUCTION.....</b>	<b>49</b>
<b>VI.2 COUPLAGE FAIBLE ET EFFET JOSEPHSON.....</b>	<b>49</b>
VI.2.1. Calcul du courant Josephson .....	49
VI.2.2. Effet du champ magnétique sur le courant Josephson .....	54
VI.2.3. Profondeur de pénétration de Josephson .....	56
<b>VI.3 Couplage d'une jonction Josephson et d'un rayonnement électromagnétique.....</b>	<b>57</b>
<b>VI.4 Insertion d'une jonction Josephson dans un circuit.....</b>	<b>58</b>
<b>VI.5 Interféromètre supraconducteur : SQUID.....</b>	<b>60</b>
VI.5.1. Fonctionnement continu.....	60
VI.5.2. Fonctionnement en radiofréquences .....	65
<b>VI.6 Instrumentation à base de SQUID.....</b>	<b>67</b>
VI.6.1. Magnétomètres.....	68
VI.6.2. Amplificateurs et comparateurs cryogéniques de courant.....	70
VI.6.3. Détecteurs de rayonnement.....	71
<b>VI.7 CONCLUSION.....</b>	<b>72</b>
<b>CONCLUSION GENERALE.....</b>	<b>73</b>

# Index des figures

## CHAPITRE I

<b>Figure I.1</b> : L'induction magnétique $d\vec{B}$ créée par élément de courant $Id\vec{l}$ .....	4
<b>Figure I.2</b> : Le flux magnétique traversant un élément de surface.....	6
<b>Figure I.3</b> : Courbe de désaimantation d'un matériau u pour aimant .....	9
<b>Figure I.4</b> :Matériaux diamagnétique.....	10
<b>Figure I.5</b> : Matériaux paramagnétiques.....	11
<b>Figure I.6</b> : Illustration des comportements magnétiques.....	11
<b>Figure I.7</b> : courbe traduisant l'effet de la température sur l'aimantation à saturation.....	12
<b>Figure I.8</b> :Schématisation des moments magnétiques dans différents corps .magnétiques.....	13
<b>Figure I.9</b> : courbe de première aimantations et cycle d'hystérésis.....	15

## CHAPITRE II

<b>Figure II.1</b> principe du capteur.....	18
<b>Figure II.2</b> : constitution d'une chaîne de mesure classique.....	19
<b>Figure II .3</b> modèle du capteur source de tension.....	23
<b>Figure II.4</b> : exemple de conditionneur.....	23
<b>Figure II.5</b> modèle du capteur source de courant.....	24
<b>Figure II.6</b> : modèle du capteur source de charge.....	24
<b>Figure II.7</b> :amplificateur de charge.....	24
<b>Figure II.8</b> : modèle du montage potentiométrique.....	25

<b>Figure II.9:</b> capteur alimenté en courant.....	26
<b>Figure II.10:</b> Montage en pont dans le cas d'impédances complexe.....	26
<b>Figure II.11:</b> montage en pont.....	27
<b>Figure II.12:</b> Exemple de caractéristique d'un capteur d'humidité type capacitif.....	29
<b>Figure II.13</b> exemple de linéarisation de caractéristique.....	30

## CHAPITRE III

<b>Figure III.1</b> $\rho(t)$ pour un supraconducteur.....	41
<b>Figure III.2:</b> Domaines de la supraconductivité.....	42
<b>Figure III.3.</b> Comparaison des comportements magnétiques d'un supraconducteur et d'un conducteur parfait amagnétiques.....	43
<b>Figure III.4:</b> Densité des supra courants de London.....	44
<b>Figure III.5:</b> Etats d'un matériau supraconducteur.....	45
<b>Figure III.6:</b> Différences de comportement magnétique des supraconducteurs de type I à II.....	45
<b>Figure III.7</b> Densité des supra courants de London.....	46
<b>Figure III.8</b> Fil supraconducteur de type II dans l'état mixte.....	46

## CHAPITRE VI

<b>Figure VI-1 :</b> Représentation schématique d'une jonction Josephson .....	49
<b>Figure VI.2</b> Caractéristique courant- tension d'une jonction Josephson alimentée par une source de tension <i>ou</i> de courant.....	53
<b>Figure VI.3</b> Représentation d'une jonction Josephson soumise à un Champ magnétique parallèle au plan de jonction.....	54
<b>Figure VI.4 :</b> Variation du courant Josephson critique en fonction du champ magnétique appliqué parallèlement au plan de la jonction Josephsen.....	56
<b>Figure VI. 5 :</b> Schéma électrique RCSJ d'une jonction Josephson comportant une jonction idéale (JJ) avec une capacité et une résistance en parallèle.....	58
<b>Figure VI.6 :</b> Caractéristiques courant-tension d'une jonction Josephson dans deux cas limites.....	59

<b>Figure VI.7 :</b> Représentation schématique d'un SQUID. ....	61
<b>Figure VI.8</b> Variation de la valeur maximale du courant supraconducteur pouvant dans le SQUID en fonction du flux magnétique.....	63
<b>Figure VI.9 :</b> Variation de la valeur maximale du courant supraconducteur pouvant circuler dans le SQUID en fonction du flux magnétique traversant la boucle formée.....	64
<b>Figure VI.10 :</b> Dispositif de mesure de champ magnétique à SQUID.....	65
<b>Figure VI.11:</b> Un circuit résonnant LC est couplé à une boucle supraconductrice fermée.....	65
<b>Figure VI.12 :</b> variation du flux magnétiques dans la boucle fermer par le SQUID.....	66
<b>Figure VI.13 :</b> Schéma de principe d'un magnétomètre à SQUID. La boucle du SQUID est fermée par deux jonctions Josephson.....	69
<b>Figure VI.14 :</b> Schéma de principe d'un magnétomètre à SQUID à contre-réaction (FLL).....	69
<b>Figure VI.15:</b> Courbes caractéristiques $I_p(V)$ d'un SQUID pour deux valeurs du flux magnétique.....	70
<b>Figure VI.16 :</b> Schéma d'un voltmètre à SQUID.....	71

# INTRODUCTION GENERALE

Les capteurs jouent un rôle de plus en plus important car ce sont eux qui permettent de mesurer les effets des phénomènes de toute nature qui agissent sur l'environnement de l'homme. Avec l'évolution de la technologie, l'électronique en particulier, leur importance s'accroît car ils permettent la liaison homme-machine. [1]

La mesure du champ magnétique tient une place importante dans l'étude des propriétés physiques.

Les principes utilisés pour les capteurs magnétiques sont assez nombreux. Leurs applications sont aussi très différentes, pas seulement en fonction de leur coût mais aussi en fonction de leur plage de mesure ou de leur résolution. [2]

Les SQUID (Superconducting QUantum Interference Device), à haute température critique, permettent la réalisation de magnétomètres directionnels à haute sensibilité, pour des fréquences allant du continu à plusieurs centaines de kHz.

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 deux grandes familles de supraconducteur : ceux dits à basse température critique (LTC) et ceux à haute température critique (HTC). Les supraconducteurs LTC 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.[3]

Le travail que nous avons mené concerne donc l'étude théorique de ces capteurs. Le mémoire est structuré en quatre chapitres.

Le premier chapitre présente une vue globale sur le magnétisme. On commence par un bref rappel concernant le magnétisme suivi d'une description plus ou moins détaillée des matériaux magnétiques.

Le deuxième chapitre expose une étude générale sur les capteurs (constitution, principe de fonctionnement, caractéristiques, domaines d'application...etc.).

Le troisième chapitre commence par un bref historique suivi d'une présentation des caractéristiques des supraconducteurs qui permettent de définir les différents types de supraconducteurs. On s'intéresse également dans ce troisième chapitre aux comportements magnétique et électrique des supraconducteurs.

Le dernier chapitre porte sur l'étude des SQUID. Il montre pourquoi les matériaux supraconducteurs conduisent à la réalisation des capteurs magnétiques à haute sensibilité.

Ce mémoire se finit par une conclusion générale et quelques perspectives.



## CHAPITRE I

# Matériaux magnétiques origines et caractéristiques

## SOMMAIRE

I.1 INTRODUCTION

I.2 LE MAGNETISME

I.3 LES MATÉRIAUX MAGNÉTIQUES

I.4 LE COMPORTEMENT MAGNÉTIQUE CE LA MATIÈRE

I.5 L'HYSTÉRÉSIS MAGNÉTIQUE

I.6 CONCLUSION

# I LE MAGNÉTISME: ORIGINE ET CARACTERISTIQUES[4][5]

## I.1 INTRODUCTION

Le magnétisme est l'un des phénomènes qui a le plus frappé l'imagination de l'homme, au point que ce mot désigne aujourd'hui des réalités très diverses : il s'agit d'abord d'une science fort ancienne et néanmoins toujours d'actualité dont le champ d'application ne cesse de s'étendre, ensuite par extension, on parlera du magnétisme d'une personne attrayante et capable de dynamiser son entourage, enfin ce mot recouvre diverses pratiques parapsychologiques qui ne sont pas soumises à l'expérimentation scientifique et dont les acteurs sont appelés magnétiseurs.

## I. 2 LE MAGNÉTISME

### I. 2. 1 Historique

Thalès de Milet savait déjà, il y a plus de 2500 ans, que la magnétite ou pierre d'aimant, attire le fer et Pline l'Ancien savait aussi qu'elle peut par influence communiquer cette propriété attractive à un morceau de fer. On dit alors que celui-ci est aimanté.

L'application des aimants à la navigation, sous la forme de boussole ou de compas, est sensiblement plus tardive : elle date des 11<sup>ème</sup> et 12<sup>ème</sup> siècles de notre ère. Peter Peregrinus (Pierre le pèlerin de Maricourt) et William Gilbert (1544-1603) traitent et développent ainsi les premières théories du magnétisme. Il faut attendre Charles Augustin Coulomb(1736-1806) et sa célèbre série de sept mémoires (1785-1791) pour connaître les lois d'action des charges magnétiques en fonction de la distance, et Denis Poisson (1781-1840) pour amorcer la théorie des champs magnétiques.

Au cours du 19<sup>ème</sup> siècle, les connaissances sur les propriétés magnétiques de la matière se précisent progressivement, notamment avec la théorie de l'électromagnétisme établie par James Clerk Maxwell (1831-1879), mais c'est Pierre Curie qui, pour la première fois(1895), distingue clairement paramagnétisme et diamagnétisme et mit en évidence le passage du ferromagnétisme au paramagnétisme par élévation de température. Paul Langevin édifie ensuite en 1905 la théorie atomique du diamagnétisme et paramagnétisme, suivi par Pierre Weiss qui élabore en 1906 la théorie du ferromagnétisme. Parallèlement, avec l'essor de l'électrotechnique, les

applications du magnétisme commencent à se développer et le champ des recherches s'est encore considérablement élargi .

## I.2.2 Les grandeurs magnétiques

### I.2.2.1 L'induction magnétique

Selon la loi de Biot et Savart, si un fil est parcouru par un courant continu  $I$ , le champ magnétique (parfois appelée induction magnétique), en un point  $M$  associé à un élément de longueur  $dl$  parcouru par le courant  $I$  (**figure I.1**) est donné par :

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[ \frac{Id\vec{l} \wedge \vec{u}}{r^2} \right] \quad (\text{I.1})$$

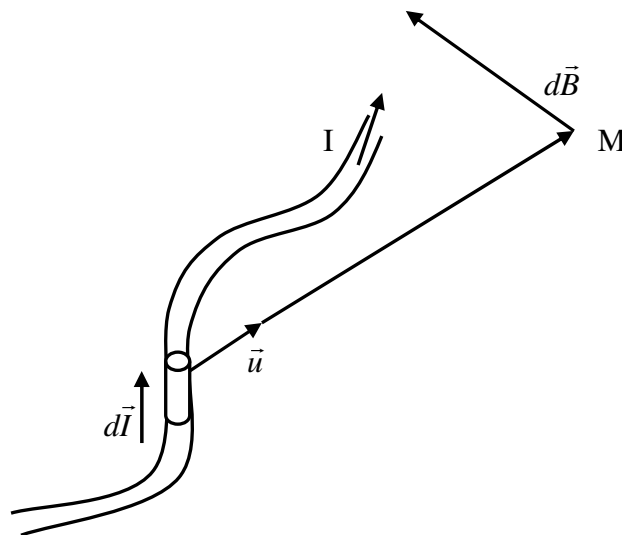
Avec

$r$  : la distance de l'élément  $dl$  au point  $M$ .

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

$B$  : L'induction magnétique exprimée en Tesla (T)

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



**Figure I.1** : L'induction magnétique  $d\vec{B}$  créée par élément de courant  $Id\vec{l}$

Pour déterminer le champ d'induction total  $\vec{B}$  en un point aux environs d'un conducteur de dimensions finies, nous devons faire la somme sur tous les éléments parcourus par le courant qui circulent dans le conducteur, d'où  $\vec{B}$  s'obtient en intégrant la relation (I.1).

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \cdot I}{4\pi} \int \frac{d\vec{l} \wedge \vec{u}}{r^2} \quad (\text{I.2})$$

avec

$\mu$  : est la perméabilité magnétique absolue. C'est un coefficient qui dépend du milieu.

$H$  : est le champ magnétique exprimé en Ampère par mètre (A/m).

### I.2.2.2 L'intensité du champ magnétique

C'est une grandeur vectorielle qui partage avec l'induction magnétique  $\vec{B}$  le rôle de caractériser en tout point de l'espace un champ magnétique. Le champ magnétique  $\vec{H}$  est lié à l'induction  $\vec{B}$  par la relation

$$\vec{B} = \mu \cdot \vec{H} \quad (\text{I.3})$$

### I.2.2.3 Le flux magnétique

Soit un élément de surface  $d\vec{S}$ , faisant partie d'une surface de forme quelconque (**figure I.2**). S'il existe un champ d'induction magnétique  $\vec{B}$  dans la région où se trouve cette surface, alors le flux magnétique traversant cet élément est :

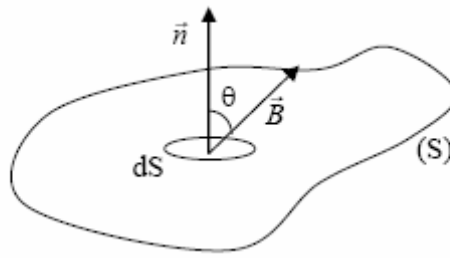
$$\begin{aligned} d\phi_m &= \vec{B} \cdot \vec{n} \cdot dS \\ &= B \cdot dS \cdot \cos \theta \end{aligned} \quad (\text{I.4})$$

$\vec{n}$  : est un vecteur normal à  $dS$ .

$\theta$  : l'angle entre le vecteur induction magnétique  $B$  et le vecteur normal.

Le flux magnétique total est :

$$\phi_m = \int_s \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (\text{I.5})$$



**Figure I.2 :** Le flux magnétique traversant un élément de surface

#### I.2.2.4 L'aimantation

Sachant que le magnétisme est une propriété volumique, nous admettrons dorénavant que tous les phénomènes expérimentaux sont très bien interprétés à l'échelle macroscopique par l'hypothèse que tout élément de volume d'un matériau aimanté possède un moment dipolaire magnétique. Le phénomène d'aimantation est alors entièrement caractérisé par la densité volumique du moment dipolaire, champ vectoriel que nous désignerons par  $M$ .

Par définition, un petit élément de volume  $\Delta v$ , possède le moment dipolaire magnétique  $\Delta M$  tel que l'on a :

$$\Delta M = M \cdot \Delta v \quad (\text{I.6})$$

$M$  est appelée aimantation ou intensité d'aimantation, sa connaissance en tout point permet de définir complètement l'état magnétique de la matière à l'échelle macroscopique. Elle s'exprime en Ampère par mètre (A/m).

#### I.2.2.5 Susceptibilité magnétique

L'aimantation  $M$  d'un corps dépend du champ magnétique  $H$  au point où il se trouve. Le rapport de ces deux grandeurs est appelé susceptibilité magnétique du corps. Celle-ci peut être représentée par :

$$\chi = M/H \quad (\text{I.7})$$

$\chi$  : est un nombre abstrait dont la valeur est une caractéristique du matériaux.

### I.2.2.6 La perméabilité magnétique

Par définition, la perméabilité magnétique  $\mu$  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  $\mu_r$  est plus utilisée :

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (\text{I.8})$$

## I.3 LES MATERIAUX MAGNETIQUES

Depuis un siècle, les utilisations de l'énergie électrique ont connu un développement spectaculaire qui se poursuit encore aujourd'hui à un rythme soutenu. Or, pour produire l'énergie électrique, et très souvent pour l'utiliser, on ne peut pas se passer des matériaux magnétiques. Ils sont donc au cœur de nombreux dispositifs industriels qui relèvent du génie électrique. Des gros alternateurs des centrales électriques aux périphériques des ordinateurs ou aux dizaines des capteurs petits servomoteurs dont sont doués les véhicules modernes, les matériaux magnétiques sont omniprésents dans tous les moments sous tous les aspects de notre vie quotidienne.

Traditionnellement, les matériaux magnétiques sont répartis en matériaux doux et matériaux durs, auxquels on a ajouté récemment les matériaux semi durs, classe réservée de façon restrictive aux seuls milieux d'enregistrement.

La classe de chaque type de matériau repose essentiellement sur les valeurs du champ coercitif  $H_c$  et de l'aimantation rémanente  $M_r$  qui lui sont associées.

### I.3.1 Les matériaux magnétiques doux

Selon les critères de l'ingénieur électrotechnicien, un bon matériau métallique doux, soumis à l'action des champs magnétiques relativement faibles, doit présenter une aimantation élevée, proche de l'aimantation à saturation. Cette facilité d'aimantation signifie une perméabilité magnétique très élevée.

Le cycle d'hystérésis associé à ce type de matériaux est très étroit, donc un champ coercitif très réduit.

Aucun matériau ne présente à la fois l'ensemble des propriétés idéales énumérées. Mais, selon le type d'excitation magnétique auquel on soumet le matériau, toutes ces propriétés n'ont pas la même importance. Pour juger de la priorité qu'il faut accorder à

l'un ou l'autre de ces critères, c'est la fréquence du champ qui joue le rôle le plus significatif.

Ces matériaux sont généralement très utilisés, dans les applications où il est nécessaire de guider le flux magnétique (transformateurs et moteurs). On en cite :

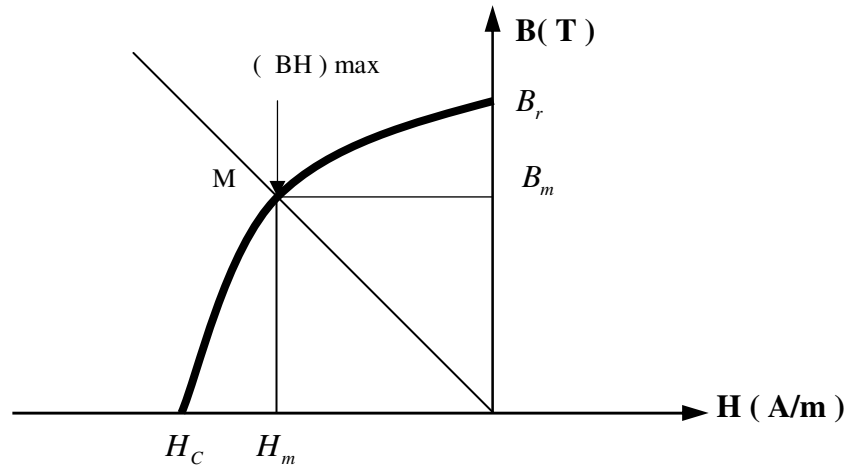
- Les aciers électriques.
- Les alliages FeNi et FeCo.
- Les ferrites.
- Les matériaux amorphes.

### I.3.2 Les matériaux magnétiques durs

Par opposition aux matériaux magnétiques doux qu'on aimante et désaimante facilement, les matériaux durs ne peuvent être désaimantés qu'avec difficulté, d'où l'intérêt pour la réalisation des aimants permanents. Les performances d'un aimant sont très étroitement liées à la forme de son cycle d'hystérésis, en particulier à sa courbe de désaimantation (quart supérieur gauche du cycle correspondant à  $B > 0$  et  $H < 0$ ) ( **figure I.3** ).

Cette courbe donne :

- L'induction rémanente  $B_r$ .
- Le champ coercitif  $H_c$ , qui est le champ démagnétisant annulant l'induction. Plus sa valeur est élevée et plus l'aimant est stable.
- Le produit d'énergie volumique  $(B.H)_{max}$  qui définit la valeur énergétique de l'aimant par unité de volume.
- Les valeurs  $H_m$  et  $B_m$  du point de fonctionnement optimal  $M$  correspondant à  $(BH)_{max}$ .



**Figure I.3 :** Courbe de désaimantation d'un matériau u pour aimant

## I.4 LE COMPORTEMENT MAGNETIQUE DE LA MATIERE

### I.4.1 Le moment magnétique

Lorsque la matière est soumise à un champ magnétique, elle s'aimante, c'est-à-dire que chacun de ses éléments de volumes  $dv$  contient l'équivalent d'une petite boucle de courant, dont on définit le moment magnétique que  $dm$  au moyen de :

$$d\vec{m} = I.d\vec{S} \quad (\text{I.9})$$

avec

$I$  : l'intensité du courant circulant dans la boucle.

$Ds$  : l'aire de la surface limitée par la boucle.

$M$  : s'exprime en  $(A.m^2)$

Un matériau magnétique apparaît donc, comme un ensemble de moments magnétiques élémentaires (les atomes) interagissant entre eux en un réseau cristallin.

Selon le comportement de cet ensemble, on distingue différents types de magnétisme .

### I.4.2 Diamagnétisme

Dans les substances diamagnétiques, les moments magnétiques de tous les électrons d'un atome s'annulent et les atomes ne possèdent pas de moment magnétique résiduel. Cependant, un champ magnétique appliqué à une substance diamagnétique, produit des moments magnétiques induits dans la substance qui s'alignent dans le sens opposé au champ appliqué. Par conséquent, l'aimantation produite est de sens opposée au champ extérieur (**figure I.4**), de sorte que la substance diamagnétique a une

susceptibilité négative et faible de l'ordre  $10^{-6}$ . Nous pouvons ainsi assimiler la loi de comportement de ce type de matériau à celle du vide  $\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{H}$ .

On retrouve parmi les substances diamagnétiques des gaz, des solides, des liquides, des métaux (or, l'argent, cuivre...), des sels et des substances organiques.

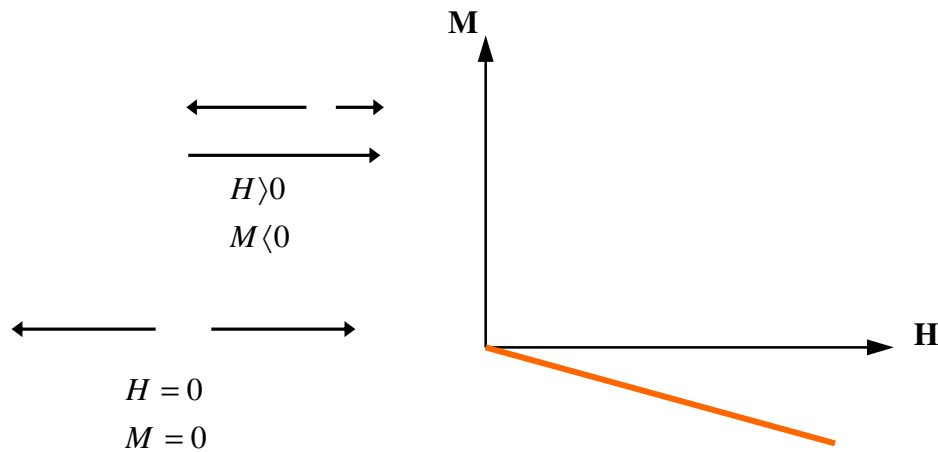


Figure I.4 :Matériaux diamagnétique

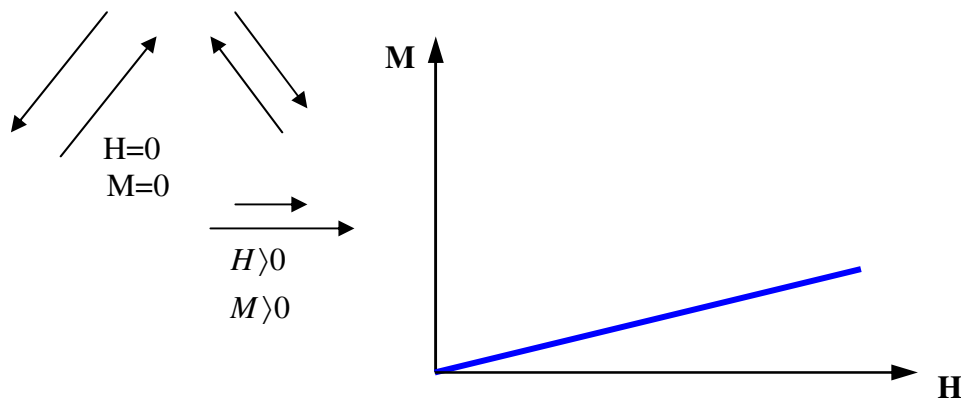
Tableau I.1: groupes et éléments des Matériaux diamagnétique[5]

Matériaux diamagnétiques classique	Matériaux diamagnétiques anormales	Supraconducteurs
<p>Cu (<math>\% = 1,08 \cdot 10^{-6}</math>)</p> <p>Zn (<math>\% = 1,6 \cdot 10^{-6}</math>)</p> <p>Si (<math>\% = 1,2 \cdot 10^{-6}</math>)</p> <p>Ge (<math>\% = 1,5 \cdot 10^{-6}</math>)</p> <p>Se (<math>\% = 4,0 \cdot 10^{-6}</math>)</p> <p>Ag (<math>\% = 2,4 \cdot 10^{-6}</math>)</p> <p>Pb (<math>\% = 1,4 \cdot 10^{-6}</math>)</p> <p>Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (<math>\% = 3,5 \cdot 10^{-6}</math>)</p>	<p>Bi</p> <p>Ga</p> <p>Sb</p> <p>I</p> <p><math>\% = 10-100</math> fois plus Grande que le matériaux Diamagnétiques classique</p>	<p>Groupe de certains élément et compose qui présentent une anomalie dans leurs propriété électrique et magnétique a très base température</p>

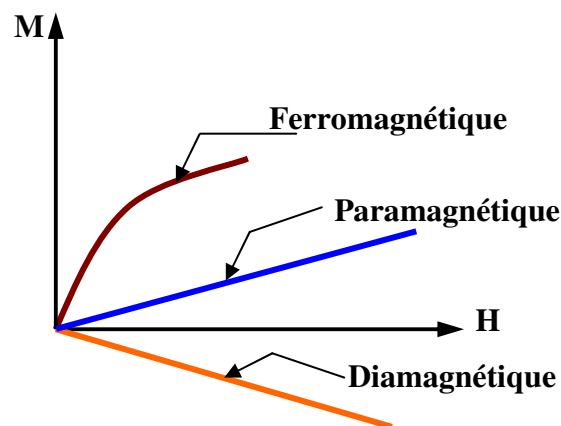
### I.4.3 Paramagnétisme

Lorsqu'il existe dans la substance des porteurs de moment magnétique permanent, d'autres effets magnétiques se superposent au diamagnétisme, le cas le plus simple et celui où l'on peut considérer les différents moments élémentaires comme n'interagissant pas entre eux, mais seulement avec le champ magnétique appliqué, il s'agit alors du paramagnétisme : Les moments magnétiques élémentaires orientés au hasard en raison de l'agitation thermique, tendent à s'aligner le long du champ, créant ainsi une aimantation qui vient renforcer l'action du champ appliqué avec une susceptibilité positive.

On retrouve parmi les substances paramagnétiques : l'acide nitrique, l'ozone et un grand nombre de métaux (platine, potassium, sodium, aluminium...) (**figure I.5**).



**Figure I.5:** Matériaux paramagnétiques



**Figure I.6 :** Illustration des comportements magnétiques

**Tableau I.2:** Susceptibilité relative de quelques éléments paramagnétiques [5]

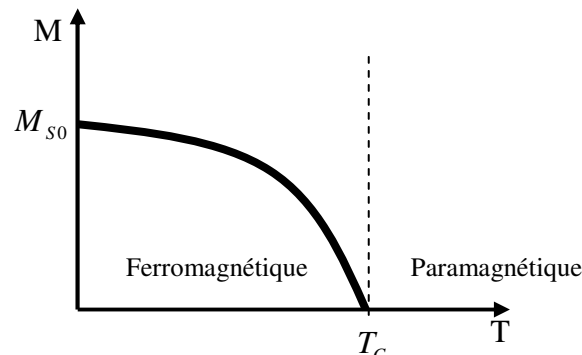
Matière	$\chi_r$	Matière	$\chi_r$
Na	$8,6 \cdot 10^{-6}$	Pt	$1,2 \cdot 10^{-5}$
Al	$7,7 \cdot 10^{-6}$	U	$3,3 \cdot 10^{-5}$
Mn	$1,2 \cdot 10^{-4}$	C <sub>0</sub> O	$0,75 \cdot 10^{-3}$
Ta	$1,1 \cdot 10^{-6}$	Fe <sub>3</sub> C	$3,7 \cdot 10^{-5}$
W	$3,5 \cdot 10^{-6}$	Fe $\gamma$	$2,5 \cdot 10^{-5}$

#### I.4.4 Ferromagnétisme

L'existence d'une aimantation spontanée, même en l'absence de champ magnétique appliqué, conduisit Pierre Weiss à supposer qu'il existe des interactions entre porteurs élémentaires de moments et qu'elles équivalaient à un champ magnétique fictif, appelé champ moléculaire, proportionnel à l'aimantation  $\vec{H} = \alpha \vec{M}$  qui vient s'ajouter au champ appliqué : c'est ce qu'on appelle le ferromagnétisme.

Les propriétés des corps ferromagnétiques dépendent beaucoup de la température.

Généralement, l'aimantation à saturation prend à la température  $T = 0^0$  K une valeur maximale  $M_{s0}$ , correspondant au parallélisme des moments élémentaires, décroît régulièrement à mesure que la température s'élève et s'annule à une certaine température  $T_c$ , appelée température de Curie ou simplement point de Curie ferromagnétique (figure I.7).

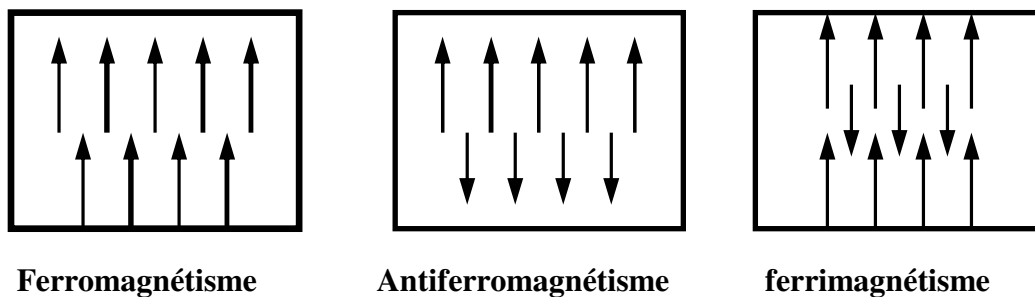
**Figure( I.7 ):** courbe traduisant l'effet de la température sur l'aimantation à saturation

### I.4.5 Antiferromagnétisme

Dans un corps anti-ferromagnétique, l'énergie d'échange est forte mais négative de telle sorte que l'état de plus basse énergie est l'alignement antiparallèle. Il en résulte un regroupement des moments en deux sous réseaux ayant des moments opposés (**figure I.8**). Ceci veut dire que le matériau ne montre aucune aimantation spontanée et son moment magnétique reste très faible ou nul.

### 1.4.6 Ferrimagnétisme

Un tel corps peut être vu comme un anti-ferromagnétique dont les sous réseaux portent des moments inégaux. Il en résulte un moment magnétique non nul, ces matériaux montrent un champ de saturation relativement faible et une susceptibilité élevée.



**Figure ( I.8 )** : Schématisation des moments magnétiques dans différents corps magnétiques.

## I.5 L'HYSTÉRÉSIS MAGNÉTIQUE

### I.5.1 Définition et origine

L'hystérésis magnétique, est un phénomène qui met en évidence le fait que l'aimantation d'un matériau ferromagnétique dépende autant des transformations qu'il a subies antérieurement que de l'intensité du champ appliqué. C'est aussi une conséquence directe de l'existence des domaines élémentaires et des processus d'aimantation par déplacement et déformation des parois de Bloch dans un matériau toujours imparfait (anisotrope).

Ainsi, un matériau magnétique ayant été aimanté présentera de l'hystérésis si les déplacements de parois ou si les rotations de l'aimantation sont rendus irréversibles .

## I.5.2 Les mécanismes d'aimantation et hystérésis magnétique

Pour un matériau se trouvant dans l'état désaimanté, chaque domaine de Weiss possède une aimantation spontanée orientée aléatoirement par rapport à ses voisins (selon une direction préférentielle du matériau), ce qui conduit à une aimantation macroscopique nulle.

Sous l'application d'un champ magnétique d'excitation  $\vec{H}$ , on décrit la courbe de première aimantation. En effet, le champ appliqué provoque l'apparition d'une aimantation magnétique suite à une modification de la structure en domaines par des mécanismes de déplacement des parois de Bloch. Les familles de domaines bien orientés augmentent de volume par rapport aux familles de domaines mal orientés jusqu'à l'obtention d'un nouvel équilibre énergétique.

Les parois sont toutefois gênées dans leurs déplacements par les imperfections du matériau à l'échelle microscopique. Celles-ci sont dues à des impuretés non magnétiques et ferromagnétiques présentes dans les matériaux, ainsi qu'aux contraintes associées à ces impuretés.

En association avec les imperfections du milieu, il existe des positions privilégiées pour les parois de Bloch qui tendent à s'accrocher en des points particuliers du cristal et résistent dans une certaine mesure aux déplacements en se déformant réversiblement.

Lorsque la pression du champ extérieur sur une paroi quelconque atteint une valeur suffisante, l'ancrage cède brutalement conduisant à une variation irréversible d'aimantation.

A partir d'un certain champ d'excitation, la structure du matériau devient pratiquement mono domaine et les variations d'aimantation sont alors dues aux rotations d'aimantation spontanée. Ces rotations ne se produisent que pour des champs élevés car il faut fournir une énergie importante pour vaincre l'anisotropie magnétocristalline.

L'aimantation atteint alors une valeur limite appelée aimantation de saturation  $M_s$ . Si l'on fait ensuite décroître le champ extérieur jusqu'à sa valeur opposée, le point représentatif de l'état du matériau suit une courbe  $M(H)$  qui s'écarte de la courbe de première aimantation. On observe aussi que le parcours de  $M$  n'est pas le même selon que le champ est croissant ou décroissant. La totalité du parcours (sur une période du champ d'excitation) constitue le cycle d'hystérésis (**figure I.9**).

Tout point  $(H, M)$  à l'intérieur du cycle est un état possible du matériau. Le comportement du matériau dépend ainsi non seulement de la valeur courante de  $H$  mais aussi de

l'histoire du matériau, c'est à dire de tous les états d'aimantation antérieurs. Le cycle majeur est caractérisé par un certain nombre de grandeurs caractéristiques :

- L'aimantation à saturation  $M_s$  : propriété intrinsèque du matériau. Dans cet état tous les moments élémentaires sont alignés dans la direction du champ appliqué.
- L'aimantation rémanente  $M_r$  : c'est l'aimantation qui subsiste après retrait du champ.
- Le champ coercitif  $H_c$  : c'est le champ magnétique qu'il faut appliquer pour annuler l'aimantation à partir d'un état saturé.

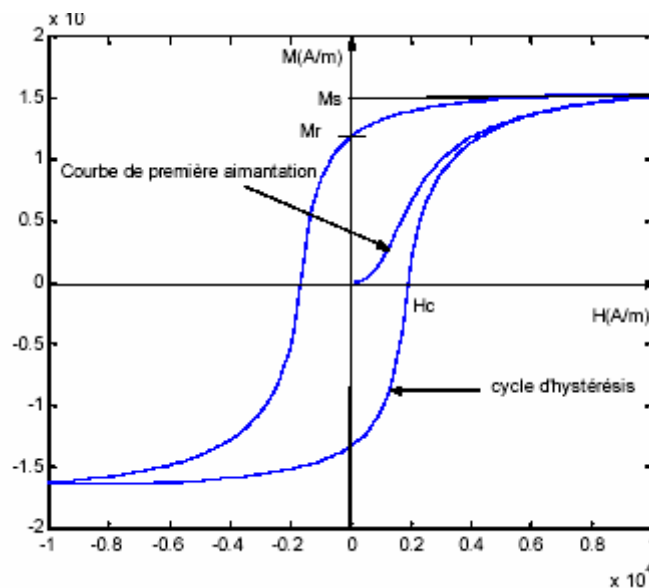


Figure I.9 : courbe de première aimantations et cycle d'hystérésis

### I.5.3 Phénomènes dynamiques

#### I.5.3.1 Les pertes dans la matière

Tout système à base de matériaux magnétiques soumis à un champ d'excitation extérieur variable, subit des pertes énergétiques appelées pertes fer. On distingue deux phénomènes physiques principaux à l'origine de ces pertes : les pertes par hystérésis (déplacement des parois) et les pertes par courants de Foucault.

$$P_{FER} = P_H + P_{CF} \quad (\text{I.11})$$

### I.5.3.2 Les pertes en régime statique

On entend par régime statique, l'absence de phénomènes dynamiques dus entre autre à l'apparition des courants de Foucault lorsque le matériau est soumis à une excitation fortement variable dans le temps.

Les pertes par hystérésis en régime statique sont donc uniquement liées, de manière intrinsèque, aux propriétés physiques du matériau et à sa géométrie.

Sous l'effet des champs d'induction et d'excitation, les forces de Laplace créent des contraintes internes au matériau qui mettent en mouvement les domaines de Weiss.

Leur frottement les uns contre les autres favorise l'échauffement du matériau.

Ces pertes proviennent de la différence entre l'énergie emmagasinée durant la croissance de H et celle restituée lors de la décroissance. Pour un parcours complet du cycle, l'énergie est proportionnelle à son aire et au volume du matériau .

Les pertes par hystérésis sont exprimées par la formule empirique de Steinmetz :

$$P_H = K_H \cdot f \cdot B^n \cdot V \quad (\text{I.12})$$

avec:

- n : une constante comprise entre 1.5 et 2.5 (selon le matériau).
- f : la fréquence en hertz (Hz).
- B : l'induction maximale en Tesla(T).
- V : le volume du matériau en m<sup>3</sup>.
- P<sub>H</sub> : les pertes par hystérésis exprimées en Watt (W).
- K<sub>H</sub> : le coefficient d'hystérésis de Steinmetz.

### I.5.3.3 Les pertes par courant de Foucault

En régime dynamique, en plus des pertes qui trouvent leurs origines dans le processus Statique et les courants induits microscopiques, il existe aussi des courants macroscopiques qui se développent dans l'ensemble du système et qui sont directement liés à la conductivité du matériau considéré. Au sein des masses métalliques, ces courants sont toujours accompagnés d'une dissipation de chaleur par effet joule connue sous le nom de << pertes par courants de Foucault >>. Ces pertes peuvent être calculées pour une induction de forme Sinusoïdale par:

$$P_{CF} = K_{CF} \cdot f^2 \cdot e^2 \cdot V \quad (\text{I.13})$$

avec:

- $K_{CF} = \pi^2 / 6\rho$  ou  $\rho$  la résistivité du matériau utilisé.
- $f$  : la fréquence en hertz (Hz).
- $B$  : l'induction maximale en Tesla(T).
- $V$  : le volume du matériau en  $m^3$ .
- $P_{CF}$  : les pertes par hystérésis exprimées en Watt (W).
- $e$  : l'épaisseur de la tôle en mètre (m).

Afin de réduire ces pertes, on utilise généralement en pratique des circuits magnétiques Feuilletés .

#### I.5.4 L'Aimantation anhystérétique

L'aimantation anhystérétique correspond à un état d'équilibre vers lequel tend tout matériau soumis à la fois au champ d'excitation  $H$  et à des contraintes aléatoires.

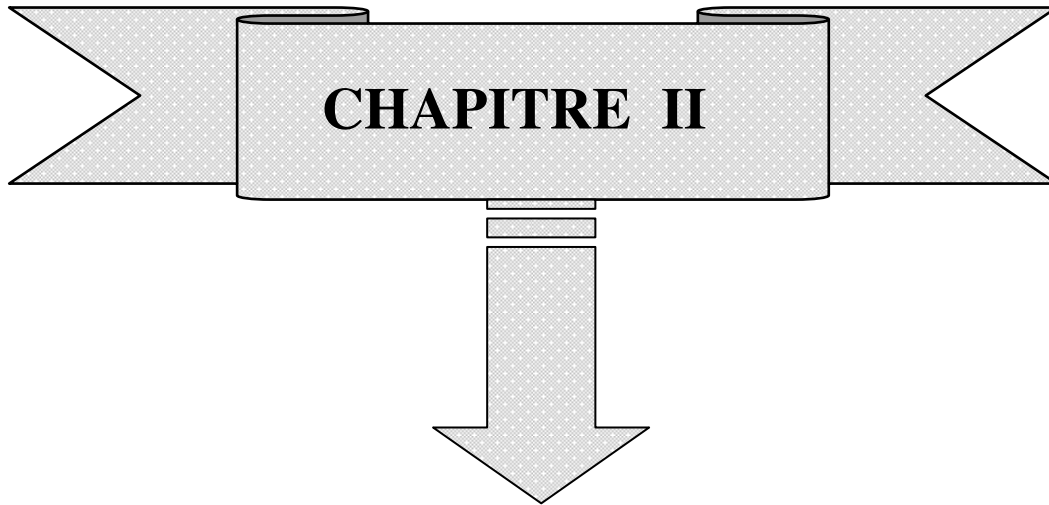
On obtient un état anhystérétique en procédant comme suit :

A partir de l'état désaimanté, lorsqu'on applique au matériau un champ d'excitation  $H$ , on obtient son aimantation normale  $M(H)$ . Il suffit alors de superposer à  $H$  un champ alternatif supplémentaire de même direction, de module initial suffisant pour saturer l'échantillon, que l'on fait décroître lentement et régulièrement jusqu'à une amplitude nulle. Cela permet aux parois de franchir toutes les barrières de potentiel qu'elles rencontrent, qui dans les conditions habituelles s'opposent à leurs déplacements. L'équilibre obtenu après ce brassage correspond à l'aimantation anhystérétique.

#### I.6 CONCLUSION

Nous nous sommes intéressés, dans ce chapitre à rappeler quelques généralités concernant le magnétisme. Nous avons également présenté la classification des matériaux à partir de leur comportement magnétique. Ceci nous a amené à une description du ferromagnétisme et du processus d'aimantation hystérétique associé.

Le prochain chapitre sera consacré à une étude générale sur les capteurs.



# **Généralités sur les capteurs**

## **SOMMAIRE**

**II.1 INTRODUCTION**

**II.2 PRICIPES FONDAMONTAUX**

**II.3 CLASSIFICATION DES CAPTEURS**

**II.4 CONDITIONNEUR ASSOCIÉ**

**II.5 PERFORMANCES D'UN CAPTEUR**

**II.6 DIFFERENTS TYPES DES CAPTEUR**

**II.7CONCLUSION**

## II 1 INTRODUCTION

Lorsque l'on souhaite traduire une grandeur physique en une autre grandeur, on fait appel à ce que l'on nomme classiquement « capteur ». Son rôle est de donner une image interprétable d'un phénomène physique de manière à pouvoir l'intégrer dans un processus plus vaste.

Nous sommes maintenant en mesure d'aborder l'étude des capteurs. Pour cela, nous procéderons en analysant pour commencer par définition, caractéristiques, l'environnement et le domaine de l'application, puis les différents types.

## II.2 DEFINITION

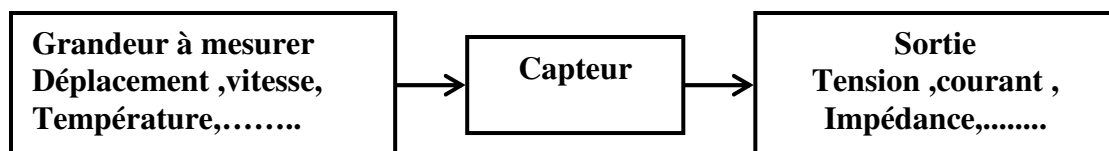
### II .2.1 Mesurande

C'est la grandeur physique que l'on souhaite connaître.

### II.2.2 Définition d'un capteur

Un capteur est un organe de prélèvement d'information qui élabore à partir d'une grandeur physique (information entrante) une autre grandeur physique de nature différente (la plus part du temps, électrique). Cette grandeur, représentative de la grandeur prélevée, est utilisable à des fins de mesure ou de commande . [3]

Description : La ( **figure II.1**) donne la position d'un capteur .



**Figure II.1** position d'un capteur .

Généralement, on obtient une grandeur de sortie du type électrique. Elle peut être soit :

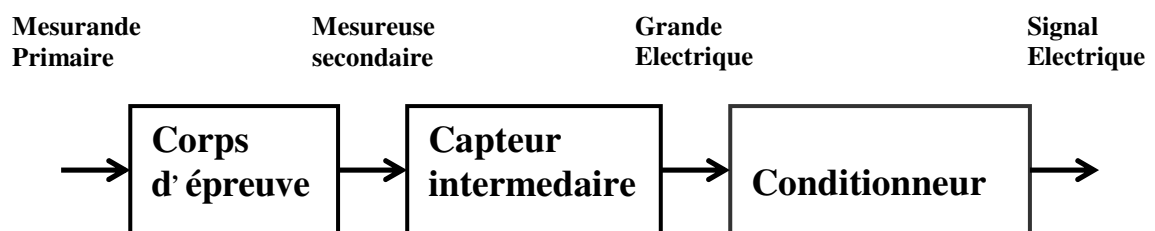
- une charge .
- une tension .
- un courant .
- une impédance ( R, L, C) .

### II.2.3 Chaîne de mesure [6][7]

Pour obtenir une image d'une grandeur physique, on fait appel à une chaîne de mesure qui peut faire intervenir plusieurs phénomènes différents. Par exemple, la mesure d'un débit peut se faire en plusieurs étapes:

- transformation du débit en une pression différentielle.
- transformation de la pression différentielle en la déformation mécanique d'une membrane.
- transformation de la déformation mécanique en une grandeur électrique (à l'aide d'un piézo-électrique) via un circuit électronique associé.

L'ensemble de ces étapes constitue la chaîne de mesure.



### CHAINE DE MESURE

Figure II.2 : constitution d'une chaîne de mesure classique.

De manière classique la sortie d'une chaîne de mesure est du type électrique. Si la chaîne de mesure fait intervenir plusieurs transducteurs, on appelle corps d'épreuve celui en contact direct avec le mesurande. Le dernier transducteur est associé à un conditionneur qui fournit la grandeur électrique de sortie de manière exploitable. Le choix de ce conditionneur est une étape importante dans le cadre de la chaîne de mesure car, associé au capteur, il détermine la nature finale du signal électrique et va influencer les performances de la mesure.

## II.2.4 Types de grandeur physique

On peut classer les grandeurs physiques en 6 familles, chaque capteur s'associant à l'une de ces 6 familles :

- Mécanique : déplacement, force, masse, débit etc...
- Thermique : température, capacité thermique, flux thermique etc...
- Electrique : courant, tension, charge, impédance, diélectrique etc...
- Magnétique : champ magnétique, perméabilité, moment magnétique etc...
- Radiatif : lumière visible, rayons X, micro-ondes etc...
- Biochimique : humidité, gaz, sucre, hormone etc...

## II.3 Classification des capteurs

On classifie les capteurs en deux grandes familles en fonction de la caractéristique Electrique de la grandeur de sortie. Cette classification influe sur le conditionneur qui lui est associé.

### II.3.1 Capteurs passif

Le capteur se comporte en sortie comme un dipôle passif qui peut être résistif, capacitif ou inductif.

Le tableau ci-dessous résume, en fonction du mesurande, les effets utilisés pour réaliser la mesure.

**Tableau II.1:** capteur passif : principe physique et matériaux [6] .

MESURANDE	EFFET UTILISE ( grandeur de sortie)	MATERIAUX
Température Très basse température	Résistivité	Platine ,nickel,cuivre,semi-conducteurs Verre
Flux optique	Résistivité	semi-conducteurs
déformation	Résistivité Perméabilité	Alliage nickel Alliage ferromagnétique
Position	Résistivité	Magnétorésistances Bismuth,antimoine,d'indium
Humidité	Résistivité	Chlorure de lithium

### II.3.2 Capteurs actifs

Dans ce cas, la sortie du capteur est équivalente à un générateur. C'est un dipôle actif qui peut être du type courant, tension ou charge. Les principes physiques mis en jeu sont présentés ci-dessous.

**Tableau II.2:** capteur actif : principe physique de base [6] .

MESURANDE	EFFET UTILISE (Grande de sortie)	GRNDEUR DE SORTIE
Température	Thermoélectricité (thermocouple)	Tension
Flux optique	Photoémission Pyroélectricité	Courant Charge
Force, pression, accélération	Piézoélectricité	Charge
Position	Effet hall	Tension
Vitesse	Induction	Tension

Précision sur les effets utilisés :

- **Thermoélectricité** : c'est le principe de tout thermocouple. C'est un circuit constitué de deux conducteurs de nature chimique différente et dont les jonctions sont à des températures différentes  $T_1$  et  $T_2$ . Il apparaît aux bornes

de ce circuit une tension (force électromotrice) liée à la différence de température (T1-T2).

- **Pyroélectricité** : certains cristaux présentent une polarisation électrique proportionnelle à leur température. Ainsi, en absorbant un flux de rayonnement, le cristal pyroélectrique va s'échauffer et ainsi sa polarisation va se modifier entraînant une variation de tension détectable.
- **Piézoélectricité** : l'application d'une force sur ce type de matériau engendre l'apparition de charges électriques créées par la déformation du matériau. C'est phénomène réversible.
- **Induction** : la variation d'un flux magnétique engendre l'apparition d'une force électromotrice.
- **Photoélectricité**: sous l'influence d'un rayonnement lumineux, le matériau libère des charges électriques et celles-ci en fonction du rayonnement.
- **Effet Hall** : un semi-conducteur de type parallélépipède rectangle, placé dans une induction B et parcouru par un courant I, voit l'apparition, dans la direction perpendiculaire au courant et à l'induction, d'une différence de potentiel qui a pour expression :

$$U_H = K_H I B \sin \theta \quad (\text{II.1})$$

$K_H$  est fonction du matériau,  $\theta$  est l'angle entre I et B

## II.4 Conditionneur associé

Le conditionnement de la mesure consiste à rendre exploitable la mesure issue du capteur. L'association capteur-conditionneur détermine le signal électrique et ses caractéristiques.

On effectue une adaptation de la source du signal à la chaîne de mesure complète.

### II.4.1 Capteurs actifs

Le capteur se comporte comme une source.

### II.4.1.1 Capteur source de tension

On peut adopter le modèle suivant pour la sortie du capteur auquel on vient connecter une impédance correspondant à l'impédance d'entrée du conditionneur.

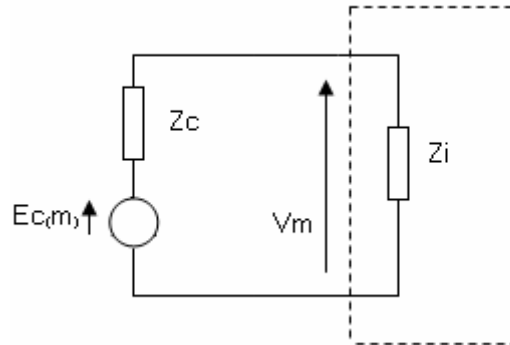


Figure II .3 modèle du capteur source de tension .

On utilisera des dispositifs à forte impédance d'entrée de manière à obtenir une tension en sortie du conditionneur aussi proche que la tension en sortie du capteur. On pourra utiliser un montage suiveur (inverseur ou non), ou un amplificateur différentiel plus classiquement appelé amplificateur d'instrumentation (Voir ci-dessous).

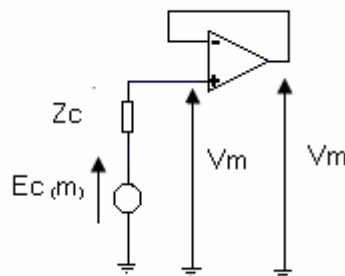
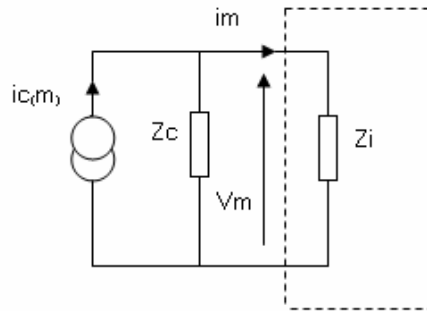


Figure II.4: exemple de conditionneur .

### II.4.1.2 Capteur source de courant

Dans ce cas, le capteur peut se modéliser par une source de courant avec impédance en parallèle.

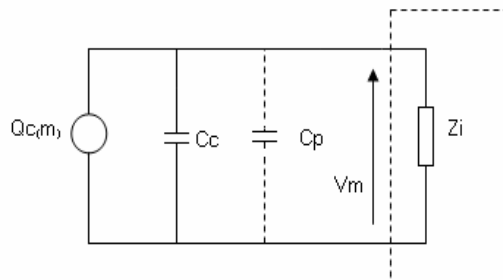


**Figure II.5** modèle du capteur source de courant .

On fait appel dans ce cas à un convertisseur courant-tension de manière à obtenir une tension proportionnelle au courant de sortie du capteur.

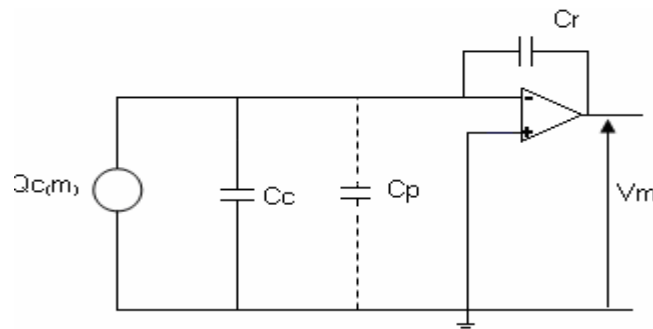
### II.4.1.3 Capteur source de charge

Le capteur en tant que générateur présente une impédance interne capacitive. C'est le cas d'un cristal piézo-électrique . Il faut faire attention dans le cas où l'on vient brancher une impédance équivalente résistive à ses bornes. Cette résistance peut engendrer une décharge trop rapide de la capacité empêchant toute mesure.



**Figure II.6:** modèle du capteur source de charge .

Dans ce cas, il est préférable d'utiliser un amplificateur de charge dont le principe est présenté ci-dessous.



**Figure II.7 :** amplificateur de charge .

## II.4.2 Capteurs passifs

Ce capteur donne une image du mesurande par l'intermédiaire d'une impédance. On associe donc toujours une source externe de tension ou de courant au capteur. Deux grands principes de conditionneurs peuvent être employés :

- Montage en pont : on récupère alors une tension proportionnelle au mesurande.
- Montage oscillant : la fréquence du signal de sortie est modulée par le mesurande.

### II.4.2.1 Montage potentiométrique

#### A/ Cas des résistances

On utilise un simple pont diviseur alimenté par une source de tension continue  $V_e$ . L'impédance interne de la source ( $R_s$ ) et l'impédance de l'appareil de mesure ( $R_d$ ) doivent être prises en compte. Le capteur est modélisé par la résistance  $R_c$ .

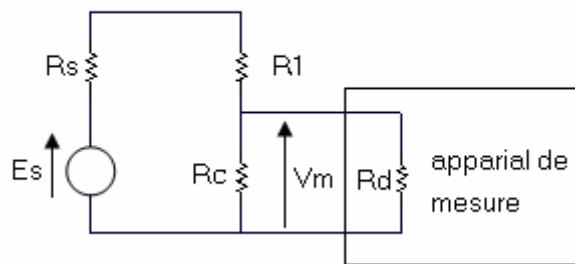


Figure II.8: modèle du montage potentiométrique .

En négligeant  $R_s$  et  $R_d$ , on obtient

$$V_m = \frac{R_c}{R_c + R_1} V_e \quad (\text{II.2})$$

La relation qui lie la tension de sortie ( $V_m$ ) au paramètre image du mesurande ( $R_c$ ) n'est pas linéaire. La sensibilité du montage n'est donc pas constante. On peut néanmoins faire une étude en petites variations du mesurande (étude petit signaux). Ainsi si l'on se place aux petites variations  $\Delta R < R_c + R_1$ :

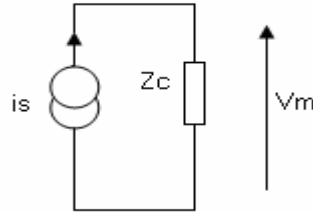
$$\begin{aligned} R_c &\rightarrow R_{c0} + \Delta R \\ V_m &\rightarrow V_{m0} + \Delta V_m \end{aligned}$$

Alors on obtient

$$\Delta V_m = V_e \frac{R_1 \cdot \Delta R}{(R_1 + R_{c0})^2} \quad (\text{II.3})$$

C'est une relation linéaire d'où on peut directement extraire la sensibilité du capteur  
 Cette sensibilité est maximum pour  $R_1 = R_{C0}$  soit :

Remarque : Cas d'une alimentation en courant :



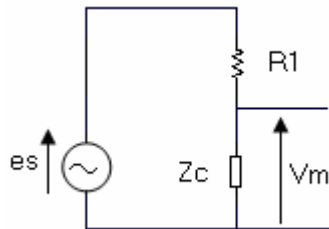
**Figure II.9:** capteur alimenté en courant .

L'utilisation d'une source de courant  $I$  rend le montage directement linéaire si l'on néglige l'impédance interne de la source, c'est à dire :

$$\Delta V_m = I \cdot \Delta R_c \quad (\text{II.4})$$

### B/ Cas des impédances complexes ( $Z_c$ )

Le capteur est capacitif (détecteur de niveau par exemple) ou inductif (détecteur de position). On utilise alors une source d'alimentation sinusoïdale associée à pont diviseur.



**Figure II.10:** Montage en pont dans le cas d'impédances complexe .

En supposant  $R_1 \ll |Z_c|$ , on obtient aux petit variation :

$$\Delta V_m = \frac{V_e}{R_1} \Delta Z_c \quad (\text{II.5})$$

De même en utilisant une source de courant  $I$  :

$$\Delta V_m = I \cdot \Delta Z_c \quad (\text{II.6})$$

### II.4.2.2 Montage en pont

L'utilisation d'un montage potentiométrique présente le défaut d'avoir en sortie la présence d'une tension continue, et ceci en l'absence de variations du mesurande. L'emploi d'un montage en pont présente l'avantage de s'affranchir de cette tension continue.

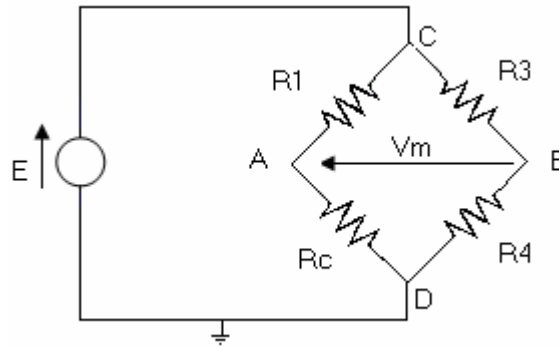


Figure II.11: montage en pont .

#### Calcul des potentiels

$$\text{En A: } V_A = \frac{R_C}{R_C + R_1} E \quad (\text{II.7})$$

$$\text{En B: } V_B = \frac{R_4}{R_4 + R_3} E \quad (\text{II.8})$$

On obtient une tension de mesure encore appelée tension déséquilibre du point :

$$V_m = V_A - V_B = \frac{R_C R_3 - R_1 R_4}{(R_1 + R_C)(R_4 + R_3)} E \quad (\text{II.9})$$

Si on veut une tension nulle en l'absence d'évolution du mesurande (cas stable  $R_C = R_{C0}$ ), on trouve la condition d'équilibre d'un pont de Wheastone :

$$R_C R_3 = R_1 R_4 \quad (\text{II.10})$$

### II.5 Performances d'un capteur : définition métrologique [6][1]

De manière à classer les capteurs en fonction de leurs performances, on est amené à définir des paramètres qui permettent de les sélectionner en fonction de l'application.

## **II.5.1 Etendue de la mesure**

Elle définit la zone dans laquelle les caractéristiques du capteur sont assurées par rapport à des spécifications données. On peut classer cette zone en trois familles :

### **II.5.1.1 Zone nominale d'emploi**

Zone dans laquelle le mesurande peut évoluer sans modification des caractéristiques du capteur.

### **II.5.1.2 Zone de non-détérioration**

Valeurs limites des grandeurs influençant le capteur (mesurande, température environnante, etc...) sans que les caractéristiques du capteur ne soient modifiées après annulation de surcharges éventuelles.

### **II.5.1.3 Zone de non-destruction**

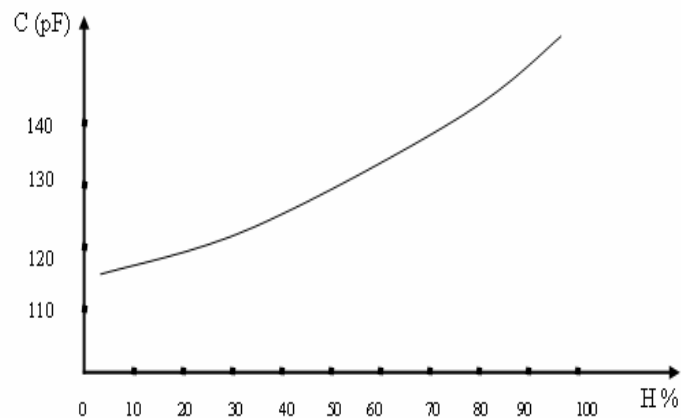
Elle définit les limites garantissant la non-destruction du capteur mais dans laquelle il peut y avoir des modifications permanentes des caractéristiques du capteur.

## **II.5.2 Résolution**

Elle correspond à la plus petite variation du mesurande que le capteur est susceptible de déceler.

## **II.5.3 Caractéristique d'entrée-sortie d'un capteur**

Elle donne la relation d'évolution de la grandeur de sortie en fonction de la grandeur d'entrée. Elle est donnée classiquement par une courbe en régime permanent. Elle ne donne pas d'informations sur les caractéristiques transitoires du capteur.



**Figure II.12:** Exemple de caractéristique d'un capteur d'humidité type capacitif .

### II.5.4 Sensibilité

Elle détermine l'évolution de la grandeur de sortie en fonction de la grandeur d'entrée en un point donné. C'est la pente de la tangente à la courbe issue de la capteur.

Dans le cas d'un capteur linéaire, la sensibilité du capteur est constante.

$$S = \frac{D}{d} \quad (\text{II.11})$$

Avec

S : sensibilité

D: grandeur de sortie

d : mesurande

Il faut noter que la sensibilité d'un capteur peut être fonction du conditionneur auquel il est associé.

Dans l'exemple de la figure II.12, la sensibilité moyenne du capteur est de 0.4pF/%H.

### II.5.5 Finesse:

C'est la qualité d'un capteur à ne pas venir modifier par sa présence la grandeur à mesurer. Cela permet d'évaluer l'influence du capteur sur la mesure. On la définit non seulement vis-à-vis du capteur mais aussi vis à vis de l'environnement d'utilisation du capteur. Par exemple, dans le cas d'une mesure thermique, on cherchera un capteur à faible capacité calorifique vis à vis des grandeurs l'entourant.

Finesse et sensibilité sont en général antagonistes. Il peut y avoir un compromis faire.

Pour un capteur d'induction  $B$ , un capteur à forte perméabilité sera très sensible, par contre sa présence aura tendance à perturber les lignes de champ et la mesure de l'induction ne sera pas celle sans capteur, d'où une mauvaise finesse. Mais cette erreur peut être évaluée en vue d'une correction post-mesure et ainsi faire abstraction de la présence du capteur.

### II.5.6 Linéarité

Zone dans laquelle la sensibilité du capteur est indépendante de la valeur du mesurande.

Cette zone peut être définie à partir de la définition d'une droite obtenue comme approchant au mieux la caractéristique réelle du capteur, par exemple par la méthode des moindres carrés.

On définit à partir de cette droite l'écart de linéarité qui exprime en % l'écart maximal entre la courbe réelle et la droite approchant la courbe.

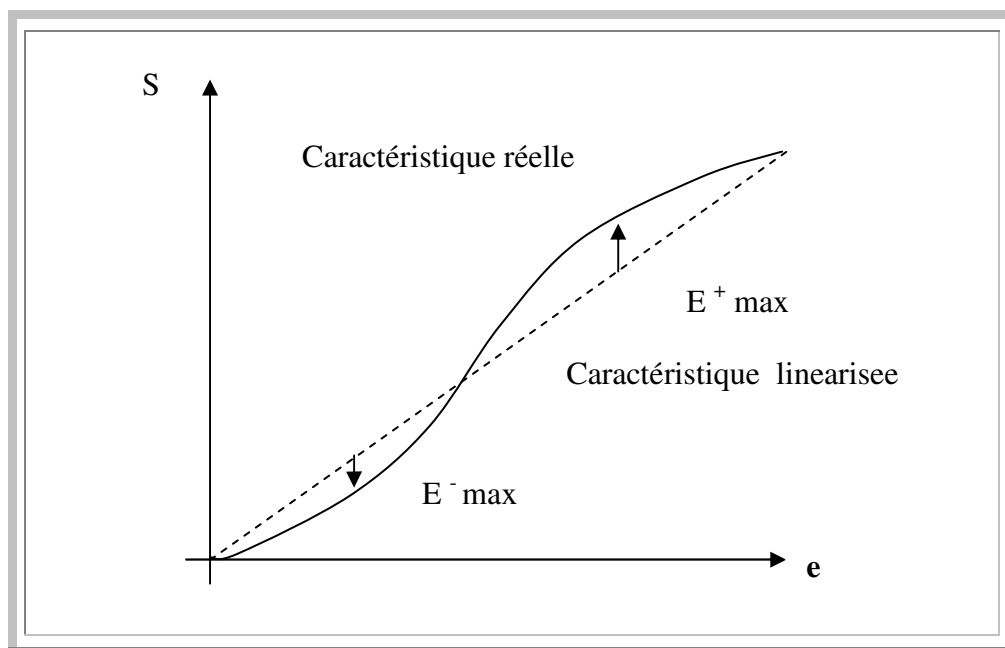


Figure II.13 exemple de linéarisation de caractéristique .

### II.5.7 Caractéristiques statistiques d'un capteur

Ces paramètres permettent de prendre en compte la notion d'erreurs accidentelles qui peuvent survenir sur un capteur.

Rappel : soit  $n$  mesures effectuées sur un mesurande, on définit à partir de ces  $n$  mesures :

- la valeur moyenne :

$$m = \frac{\sum_i m_i}{n} \quad (\text{II.12})$$

- l'écart type ( dispersion des résultats autour de la valeur moyenne ) :

$$\sigma = \frac{1}{n} \sqrt{\frac{\sum (m_i - m)^2}{n-1}} \quad (\text{II.13})$$

#### II.5.7.1 Fidélité

Elle définit la qualité d'un capteur à délivrer une mesure répétitive sans erreurs. L'erreur de fidélité correspond à l'écart type obtenu sur une série de mesures correspondant à un mesurande constant.

#### II.5.7.2 Justesse

C'est l'aptitude d'un capteur à délivrer une réponse proche de la valeur vraie et ceci indépendamment de la notion de fidélité. Elle est liée à la valeur moyenne obtenue sur un grand nombre de mesures par rapport à la valeur réelle. La justesse caractérise l'aptitude du capteur à donner des indications qui ne sont pas entachées d'erreurs systématiques.

#### II.5.7.3 Précision

Elle définit l'écart en % que l'on peut obtenir entre la valeur réelle et la valeur obtenue en sortie du capteur. Ainsi un capteur précis aura à la fois une bonne fidélité et une bonne justesse. Caractérise l'aptitude d'un capteur à donner des indications proches de la valeur vraie de la grandeur mesurée.

### II.5.8 Rapidité

C'est la qualité d'un capteur à suivre les variations du mesurande. On peut la chiffrer de plusieurs manières :

- bande passante du capteur. (à  $-3$  dB par exemple).
- Fréquence de résonance du capteur.
- Temps de réponse (à  $x\%$ ) à un échelon du mesurande.

## II.6 Différents types des capteurs [3]

Avec l'avancement des recherches actuelles dans tous les secteurs industriels, la technologie des capteurs trouve sa place privilégiée, ce qui conduit aux multitudes nouveaux types et séries des capteurs dans ce travail on y intéresser uniquement aux quelques types.

### II.6.1 Capteurs de distance:

Les dispositifs existants sont très nombreux et différentes classifications sont possibles. On peut distinguer les capteurs actifs et passifs, suivant la manière directe ou indirecte de génération de l'information.

D'autre part, la représentation de celle-ci peut se faire sous forme logique (capteur tout ou rien), numérique, ou analogique, ce qui peut être aussi la base d'une classification. Nous préférons présenter les capteurs en fonction de la nature de leur interaction avec les objets étudiés. C'est ainsi que dans la suite, nous étudierons successivement les capteurs avec et sans contact, et les divers principes physiques associés .

### II.6.2 Capteur résistif

Un potentiomètre est constitué d'une résistance fixe sur laquelle peut se déplacer un contact électrique : le curseur; Celui-ci est solidaire mécaniquement de l'objet dont on veut traduire le déplacement. La valeur de la résistance entre le curseur et l'une des extrémités du potentiomètre est fonction de .

- La position du curseur, et donc de la position de l'objet mobile étudié;
- Le mode de réalisation de la résistance fixe, constituée soit par un fil bobiné (nickel cuivre, nickel-chrome, ...), soit par une piste conductrice (plastique

chargée, métal verre, ...). Les potentiomètres permettent la mesure de déplacements rectilignes ou angulaires. L'étendue de mesure est caractérisée par la course électrique utile, c'est-à-dire, la plage de variation du curseur dans laquelle la résistance est une fonction linéaire du déplacement. La course électrique varie de 10mm à 1m pour les potentiomètres rectilignes classiques. La meilleure résolution est obtenue avec les potentiomètres à piste conductrice. Elle est de l'ordre de 0,1  $\mu\text{m}$ . La simplicité du principe conduit à des capteurs de coût modéré.

### II.6.3 Capteur à inductance variable

L'élément mobile est un noyau ferromagnétique dont le déplacement peut être mis en évidence par modification du coefficient d'auto-induction d'une bobine. L'association en opposition de deux bobines, dont les coefficients varient en sens contraire, permet de compenser les non linéarités. La course nominale de ce type de capteur peut varier de 0.5 à 300 mm selon les modèles et les constructeurs.

### II.6.4 Les capteurs capacitifs

Un capteur capacitif est très généralement réalisé avec une électrode plane entourée d'un anneau de garde. L'électrode forme avec la pièce à mesurer un condensateur plan. La détermination de la distance  $d$  entre cette électrode et la surface de la pièce à mesurer est réalisée en mesurant la capacité  $C$  du condensateur. Elles sont liées par l'équation

$$C = \varepsilon \frac{S}{d} \quad (\text{II.14})$$

Avec

$\varepsilon$  permittivité du diélectrique existant entre le capteur et la pièce à mesurer,

$S$  surface de l'électrode du capteur.

$d$  distance à mesurer.

La mesure de la capacité du condensateur est réalisée en injectant un courant alternatif  $i$  et en mesurant la tension  $V$  qui apparaît à ses bornes. Leurs valeurs sont liées par la relation

$$V = \frac{i}{j.C.\omega} = \frac{i.d}{j.\omega.\varepsilon.S} \quad (\text{II.15})$$

Avec :

$$\omega \text{ pulsation du courant d'alimentation : } \omega = 2\pi.f$$

Cette tension  $V$  est proportionnelle à la distance  $d$ .

En polarisant un capteur capacitif par l'intermédiaire d'une résistance de grande valeur (100 M.) il est possible de mesurer les variations de distance à très haute fréquence, on n'est alors plus limité par la fréquence de la porteuse utilisée. Pendant les variations de distance rapides la charge électrique  $Q$  du condensateur formant le capteur est constante, les variations de tension aux bornes du capteur sont proportionnelles aux variations de distance, mais dans ce cas, l'information de distance absolue n'est pas disponible :

$$V = \frac{Q}{C} = \frac{Q.d}{\epsilon.S} \quad (\text{II. 16})$$

Un capteur capacitif peut aussi être utilisé pour mesurer la position d'une pièce isolante à condition que sa constante diélectrique soit différente de celle de l'air. Le condensateur de mesure n'est plus formé entre le capteur et la pièce mais entre deux électrodes du capteur. La réponse du capteur est fonction de la permittivité relative  $\epsilon_r$  de la pièce mesurée. Elle n'est plus linéaire, la courbe de variation de la capacité en fonction de la distance se rapprochant d'une hyperbole.

#### a) Mesure d'épaisseur

La mesure d'épaisseur de tôle ou de plaque peut être réalisée en utilisant deux capteurs indépendants mais il peut être plus performant et plus économique de placer les électrodes de mesure de part et d'autre de la pièce à mesurer.

#### b) Domaine d'application

Les capteurs capacitifs sont principalement utilisés pour mesurer de petites distances (quelques micromètres à 10mm) avec une très petite incertitude de mesure. Il est possible d'obtenir des résolutions inférieures au nanomètre et cela dans des conditions extrêmes de température et de pression. Ils peuvent donc être utilisés pour effectuer des contrôles dimensionnels de haute précision, les contrôles de circularité, la mesure de jeu entre cylindres, d'entrefers.

Ils sont aussi beaucoup utilisés pour le contrôle de lignes d'arbres, de paliers, la mesure d'épaisseur de film d'huile, et le carter de réacteurs à haute température. Et aussi utilisés pour mesurer la pression exercée par le rayonnement solaire sur un satellite.

### II.6.5 Capteurs d'intensité

Leur principe repose sur la mesure de l'intensité du signal reçu, qui dépend de l'atténuation due au fait que l'onde soit sphérique, de l'atténuation due au milieu, et des caractéristiques de rétrodiffusion de la cible. Ces deux inconvénients limitent la portée de ces capteurs et conduisent généralement à les utiliser en capteur tout ou rien.

### II.6.6 Capteurs optiques

Ces capteurs reposent sur l'émission et la réception d'un faisceau lumineux: Trois modes d'utilisation se côtoient :

#### a) Système barrage

Émetteur et récepteur sont séparés. Particulièrement adapté pour :

- la détection des matériaux opaques;
- les environnements pollués (pluie, poussière...);
- les longues distances;

#### b) Contrainte

- détection de matériaux non transparents;
- nécessite un alignement rigoureux;

#### b) Système reflex

Émetteur et récepteur sont dans le même boîtier. L'objet empêche le retour du faisceau lumineux.

Adapté pour :

- les applications où la détection n'est possible que d'un coté;
- les environnements relativement propres;

### II.6.7 Capteur de température

De toutes les grandeurs physiques, la température est certainement l'une de celle dont la mesure est la plus fréquente. C'est pourquoi dans le monde de l'industrie sa mesure et son contrôle sont indispensables.

Du nombre important de propriétés de la matière et de phénomène physiques sensible à la température résulte une grande diversité de méthodes de mesures.

Ces capteurs sont constitués d'un élément sensible, isolé électriquement et protégé par une gaine. Ils permettent de mesurer une température dans un but de contrôle (simple visualisation), de régulation de la puissance de systèmes chauffants ou de sécurité.

Ils permettent de mesurer des températures dans des échanges par conduction ou par convection. Les capteurs doivent être choisis soigneusement, notamment lorsqu'ils sont utilisés en tant que composants dans une chaîne de régulation. Il est nécessaire de tenir compte :

- de la sensibilité du capteur suivant l'utilisation souhaitée, la précision de la mesure;
- du milieu d'utilisation, par exemple en cas de chocs thermiques ou mécaniques;
- de l'inertie thermique du capteur, du système de régulation.

### II.6.8 Capteurs magnétiques [8]

la grande diversité de phénomène physique ( électrique , mécanique , optique thermodynamique.....) lies au champ magnétique est une caractéristique intéressante de ce type de capteur .On passera en revue les dispositif basé sur l'effet Hall,l'effet magnétorésistif et l'effet de Josephson.

**Tableau II.3** principe et caractéristique des capteur magnétique[8]

Type de capteur magnétique	Principe de fonctionnement	Caractéristique
<b>Elément effet Hall</b>	La tension de sortie V dans la direction perpendiculaire a la direction de l'écoulement du courant i d'un semi conducteur soumis a une inductance magnétique B est égale : $V = K.B.i \sin \theta$	-Miniature, utilisation facile -Prix modique -Besoin de correction en température a cause d'une forte influence de la température ambiante -Bonne linéarité avec le champ
<b>Circuit intégré Hall</b>	Est constitué d'une cellule a effet Hall suivi d'un amplificateur d'instrumentation	-Grande précision -Production de masse aisée -Forte tension de décalage

<p><b>Elément a effet magnéto-résistif a semi conducteur</b></p>	<p>On l'effet magnéto-résistif ,qui comprend l'effet de forme ( variation de trajet de courant )et l'effet de variation de résistivité du corps conducteur lui même</p>	<p>-Présente une caractéristique en puissance de deux la ou le champ magnétique est bas -Caractéristique linéaire ou de champ est élevée</p>
<p><b>Elément a effet magnéto-résistif d'un corps fortement magnétique</b></p>	<p>On utilise l'effet magnétique de variation de résistance selon l'amplitude de la magnétisation et l'effet d'orientation qui accompagne la variation de direction de magnétisation d'un corps magnétiques .C'est l'effet magnéto-résistif inhérent de aux corps fortement magnétique.</p>	<p>-On peut détecter la direction du champ quand il est supérieur à la saturation -Par la caractéristique de saturation de la sortie , le niveau de la sortie est stable , indépendamment de l'intensité du champ.</p>
<p><b>Elément effet Weegand</b></p>	<p>On utilise l'effet weegand qui permet d'orienté les ligne du champ cœur d'un câble comme les lignes du champ d'une coque , ou suivant la direction inverse , en utilisant la déférence d'aimantation rémanente entre le cœur et le revêtement extérieur de câble spécialement .</p>	<p>-Pas besoin de source électrique extérieur . -Possibles avec des câbles fins -Sortie importante en association avec un aimant (forte polarisation SN) -Système sans point de contact , sans fatigue mécanique.</p>
<p><b>Transistor magnétique</b></p>	<p>On utilise le fait que la valeur du courant de l'émetteur pour un transistor à deux collecteur ,varie suivant le champ magnétique</p>	<p>-Possibilité d'utilisation des techniques de circuit intégré -Miniature ,possibilité de production de masse.</p>

<b>SQUID</b>	<p>Quand on applique un champ magnétique à un anneau supraconducteur à faible liaison, un courant électrique s'écoule, suivant ce courant, les quanta magnétiques passent par les liaisons faibles et on peut mesurer la variation de champ en utilisant un circuit résonnant.</p>	<p>Le plus précis des capteurs magnétiques          Besoin de très basse température.          Difficile à miniaturiser.</p>
--------------	--	--

Circuit intégré Hall, à effet magnétorésistif, transistor magnétique, élément à effet Weegand, SQUID, capteur à résonance magnétique nucléaire, etc.

Le principe de fonctionnement, les caractéristiques sont rassemblés dans le tableau les capteurs magnétiques sont largement utilisés dans le secteur industriel.

Les efforts se poursuivent en vue du développement des capteurs magnétiques, pour atteindre des sensibilités, caractéristiques thermique, taille, poids, et fiabilités comparables aux autres capteurs et pour satisfaire les besoins utilisateurs.

### II.6.8.1 Types des capteurs magnétiques

#### a) Élément Hall:

Les besoins de miniaturisation et d'amélioration des performances des moteurs pour enregistreurs de bande vidéo et matériel audio deviennent pressants. Une des solutions consiste à employer les éléments Hall comme capteurs de champ magnétique des moteurs sans brosse (moteur Hall).

#### b) Circuit intégré Hall:

Le circuit intégré (CI) Hall au Si consiste à incorporer en une seule pièce le capteur et le circuit de traitement de signal.

Les avantages de circuit intégré Hall :

- La sensibilité du capteur est élevée , grâce à l'intégration des circuits électroniques .
- La production de masse est aisée , grâce à utilisation des techniques de la fabrication des circuit intégrés.
- On obtient un signal en tension correspondent à l'information utile.

### c)Elément à effet magnétorésistif:

Un débitmètre d'eau courante est constitué d'un volant mis en rotation par l'écoulement d'eau , d'un système de roues dentées , et d'une aiguille.il présente donc les inconvénients lies au frottement des roues dentées et a une mauvaise rotation .les débitmètres d'eau courante qui emploient un élément à effet magnétorésistif ( MR ) sont dotés de circuit électroniques ,les performance du débitmètre sont améliorées : consommation d'énergie plus faible , meilleure sensibilité.

Les élément à effet MR utilisé dan les débitmètres électroniques sont de deux types:

#### ► Elément MR à semiconducteur

Un type d'élément MR à semiconducteur est présenté par le disque à électrodes circulaires coaxiales .ce type de capteur est idéal du point de vue de la sensibilité, mais la résistance de l'élément est faible et sa mise en œuvre est difficile .

Les élément MR à semi conducteur sont largement utilisées dans les dispositif a résistance variable sans contact , potentiomètre ,amplificateur , ampèremètres calculateur analogique ...

#### ► Elément MR fortement magnétique

Lorsque le champ magnétique augmente , la résistance de l'élément diminue linéairement : c'est l'effet MR négatif . la résistance varie a l'inverse de l'angle former entre la direction de la magnétisation et la direction du courant électrique .

Les caractéristiques de l'élément MR fortement magnétique sont les suivant :

- Si on utilise avec le champ magnétique supérieur à  $H_s$  ( champ de saturation ),on peut détecter la direction du champ .
- Le niveau de sortie est stable ,indépendamment de l'intensité du champ .
- Comme il fabriqué en métal .la variation thermique est faible en comparaison semiconducteur .
- On peut utilisé à haute température.

- L'intégration des plusieurs capteurs en série sur le même support est facile. De nombreuses peuvent être effectuées.

#### d)SQUID:

De nombreux capteurs sont utilisés dans les domaines médicaux. On emploie par exemple des capteurs de pression au SI pour la mesure de pression sanguine, des capteurs thermiques pour la mesure de température corporelle, des capteurs ioniques pour détecter les ions en analyse de sang.

Quand les ordres du cerveau sont transmis à chaque organe par l'intermédiaire du réseau nerveux, ou quand un muscle se contracte, une quantité d'électricité est générée et donne naissance à des signaux infiniment faibles porteurs d'information utile au diagnostic de la maladie.

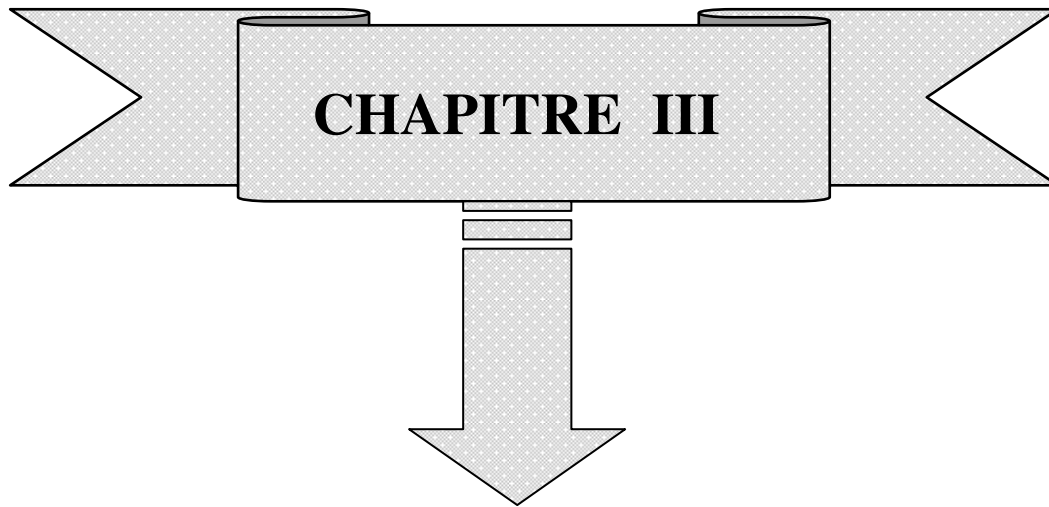
On sait que quand un courant électrique s'écoule, un champ magnétique est généré. La mesure du magnétisme corporel vise à détecter ce champ avec une grande précision, pour diagnostiquer une génération anormale de champ magnétique dans le corps. Pour cela, on utilise un capteur à haute sensibilité, qu'on appelle SQUID.

Certains métaux, tels que l'étain à basse température (4.2 K), ont une résistance électrique qui s'annule brusquement, et deviennent supraconducteurs. Ces métaux à l'état supraconducteur sont reliés autour d'un corps isolant extrêmement fin (liaison de Josephson).

On obtient ainsi un capteur magnétique à haute sensibilité, qui permet des mesures des variations du champ magnétique infiniment faibles.

## II.7 CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons exposé une étude générale sur les capteurs (constitution, principe de fonctionnement, caractéristiques, domaines d'application...etc.). Il nous reste à étudier dans le chapitre suivant les matériaux supraconducteurs pour pouvoir contrôler leurs propriétés électromagnétiques exigées par leur utilisation dans le domaine des capteurs à haute sensibilité.



# Les supraconducteurs

## SOMMAIRE

**III.1 INTRODUCTION**

**III.2 RAPPELS SUR LES PROPRIETES DRS SUPRACONDUCTEURS**

**III.2.1 Supraconducteur de type I**

**III.2.2 Supraconducteur de type II**

**III.2.3 Supraconducteurs à Haute Température Critique (HTC)**

**III.3 CONCLUSION**



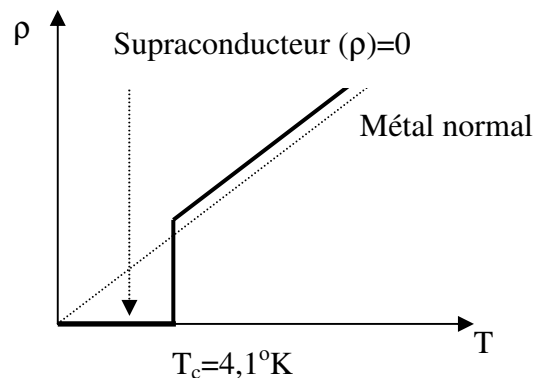
## III RAPPELS SUR LES PROPRIETES DES SUPRACONDUCTEURS[9][10]

### III.1 INTRODUCTION

La découverte des supraconducteurs a suscité un grand intérêt, leur utilisation en électrotechnique peut ainsi être sérieusement envisagée dans des domaines tels que la production, le transport, le stockage d'énergie, la fabrication des capteurs, les machines tournantes et les limiteurs de courants. Le but de ce chapitre est de mettre en évidence les propriétés de ces matériaux.

#### III.2.1 Supraconducteur de type I

En 1911 Heike Kammerling Onnes liquéfia pour la première fois l'hélium et atteint ainsi des températures de l'ordre de 4°K. Il étudia alors à ces températures T la résistivité  $\rho(T)$  d'un échantillon de mercure et obtint des résultats du type de ceux de la figure suivante.

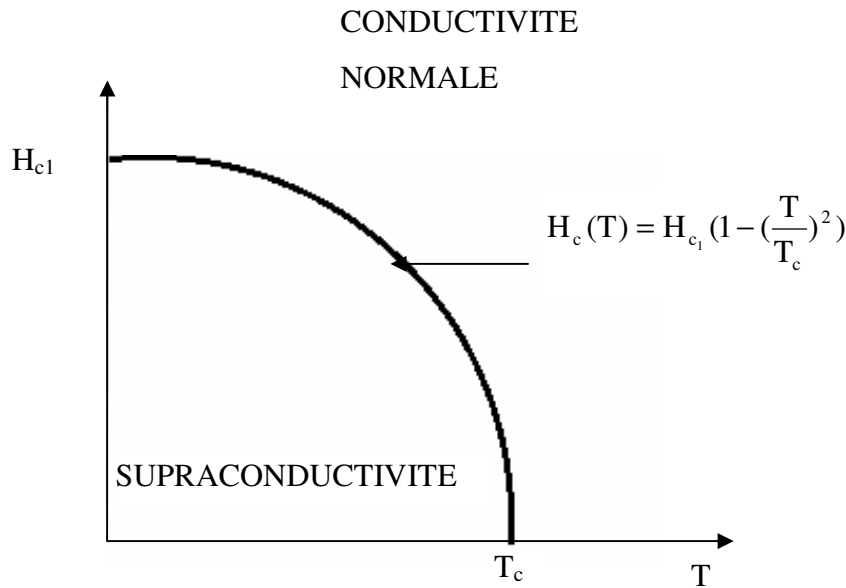


**Figure III.1**  $\rho(t)$  pour un supraconducteur.

C'est à dire qu'il constata que pour  $T < T_c$  ( température critique ), la résistivité du mercure devenait très faible et non mesurable (evaluée aujourd'hui à  $10^{-25}\Omega.m$  celle du cuivre à ces températures est de l'ordre de  $10^{-47}\Omega.m$ ) et dès que T dépassait  $T_c$ , elle redevenait brutalement mesurable puis augmentait régulièrement comme pour un métal ordinaire ( cuivre par exemple ).

Pour  $T < T_c$  il qualifia le mercure de métal SUPRACONDUCTEUR. Puis on constata que pour  $T < T_c$ , on supprimait brutalement cette supraconductivité si on

appliquait un champ magnétique  $\mathbf{H}$  transverse à cet échantillon de mercure. dans ces conditions on obtient le diagramme de la (**figure III.2**).



**Figure III.2:** Domaines de la supraconductivité .

$H_{c1}$  est appelé champ magnétique critique du supraconducteur . Pour le mercure (Hg)  $\mu_0 H_{c1} = 0,04T$  . Le plomb est également un supraconducteur avec  $T_c = 7,2^\circ K$  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 1.2

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

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

Ainsi pour un fil de plomb de 1mm de diamètre à  $4.2^\circ K$  (Hélium liquide) on a  $i_c(4.2^\circ K) = 200A$  soit une densité de courant critique  $j_c(4.2^\circ K) = 250A/mm^2$  . Si le fil est fin, la règle de Silsbee donne un courant critique trop faible.

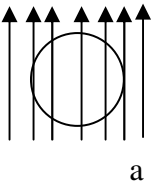
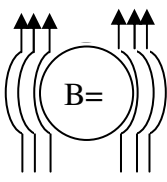

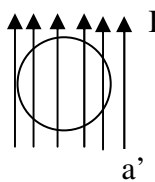
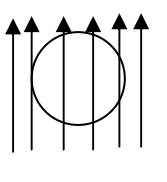
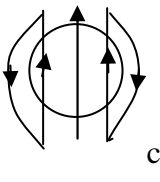
Il fallut attendre les travaux (1933)de Meissner et Ochsenfeld suivi (1935) d'une théorie de F.et H. London pour approfondir la compréhension de cette supraconductivité et montrer qu'à la conduction parfaite ( $\rho = 0$ ) il fallait ajouter la propriété magnétique qu'un supraconducteur est diamagnétique parfait dans lequel on a donc toujours :

$$B = 0 \quad (\text{effet Meissner})$$

C'est à dire qu'il possède une intensité d'aimantation  $M = -H$  entraînant  $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) = 0$  soit (III.1). Notons que pour un conducteur parfait amagnétique (III.1) est remplacé par :

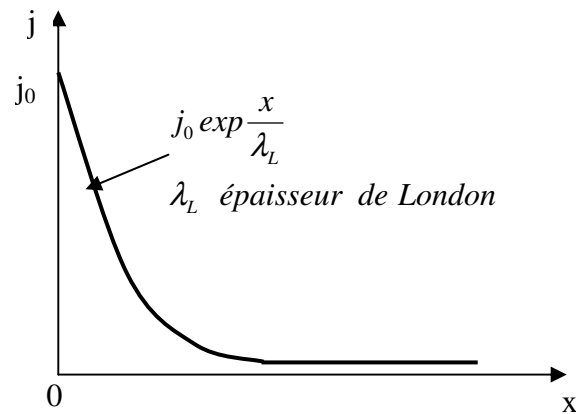
$$\frac{\partial B}{\partial t} = 0 \Rightarrow B = cste$$

Sur la (**figure III.3**) suivante, on donne l'évolution de l'induction dans les cas où pour  $T = T_0 < T_c$ , le métal devient supraconducteur (conducteur parfait–diamagnétique parfait) ou simplement conducteur parfait amagnétique.  $B_\ell$  est l'induction magnétique uniforme appliquée au matériau, elle décroît de  $B_0$  lorsque  $T = T_0$ .

	$T=300^\circ\text{K}$ $B_\ell = B_0$	$T = T_0$ $B_\ell = B_0$	$T = T_0$ $B_\ell = 0$
Supraconducteur à $T=T_0$			
Conducteur parfait amagnétique à $T=T_0$			

**Figure III.3.** Comparaison des comportements magnétiques d'un supraconducteur et d'un conducteur parfait amagnétiques.

L'interprétation classique au moyen de courants particuliers (spin) du diamagnétisme du supraconducteur étant impossible, F. et H. London introduisirent sur une très faible épaisseur à la surface du supraconducteur des supracourants circulant sans pertes, mais sans expliquer leur origine (**figure III.4**).



**Figure III.4:** Densité des supra courants de London ( $x=0$  est la surface du supraconducteur).

Pour Hg et Pb on a  $\lambda_L \approx 400 \text{ \AA}$  .

Ce n'est qu'en 1957 que l'on expliqua grâce à la physique quantique ces courants sans pertes comme dus au déplacement de paires d'électrons (paire de Cooper) sans frottement dans le réseau cristallin du métal supraconducteur.

Les supraconducteurs possédant les propriétés résumées sur les figures III.1 à III.4 (effet Meissner Lomri) sont qualifiés de type I.

### III.2.2 Supraconducteur de type II

Après 1957 on découvrit et étudia des supraconducteurs de type II. Un supraconducteur de type II a le même comportement (conduction et diamagnétisme parfaits) dans la zone (1) de la (**figure III.5**) qu'un supraconducteur de type I mais sa transition à l'état normal amagnétique se fait progressivement de  $H_1(T)$  à  $H_2(T)$  ( $T < T_C$ ) dans la zone (2) correspondant à un état qualifié de mixte (supraconducteur-normal) pour ce supraconducteur de type II .

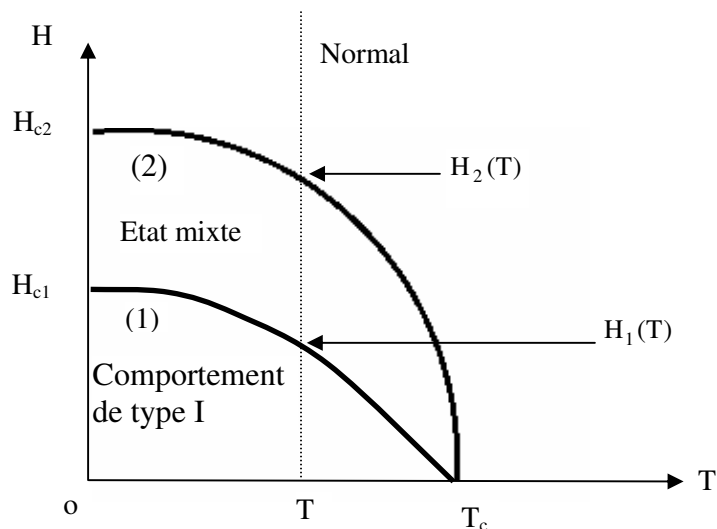


Figure III.5: Etats d'un matériau supraconducteur.

Dans cet état mixte on a des pertes ( $\rho \neq 0$ ) et un diamagnétisme imparfait, comme on peut le voir sur la (figure III.6) où on a porté  $B(T)$  pour un fil de diamètre  $d$  et longueur  $l$  placé dans un champ  $H_e$  parallèle au fil.

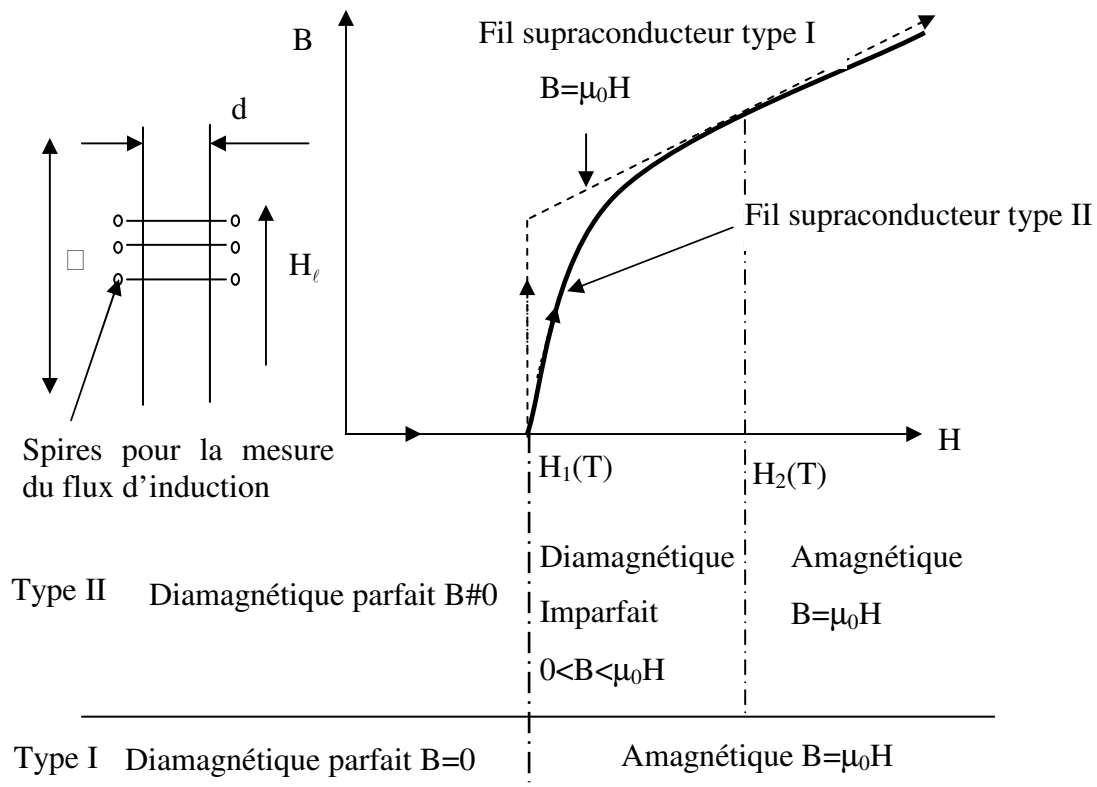


Figure III.6: Différences de comportement magnétique des supraconducteurs de type I à II .

Si  $l \gg d$  le champ démagnétisant  $H_d$ , tel que  $H = H_l + H_d$ , est faible soit  $H \approx H_l$ . L'induction est déduite d'une mesure du flux d'induction dans le fil, c'est donc une induction moyenne.

Au moyen de la physique quantique on interprète de façon microscopique cet état mixte par une pénétration progressive mais discontinue (quantum de flux  $\phi_0 \approx 2,07 \cdot 10^{-17} \text{ wb}$ ) du flux d'induction dans le matériau. Ces filets de flux de très faible rayon  $r_0 (\phi_0 \approx \pi \mu_0 r_0^2 H_{c2})$  sont amagnétiques et sont enlacés par des supra courants de London (paire de Cooper) qui assurent  $B = 0$  dans le restant du matériau qui est supraconducteur parfait. Ceci est schématisé sur les (figures III.7 et III.8).

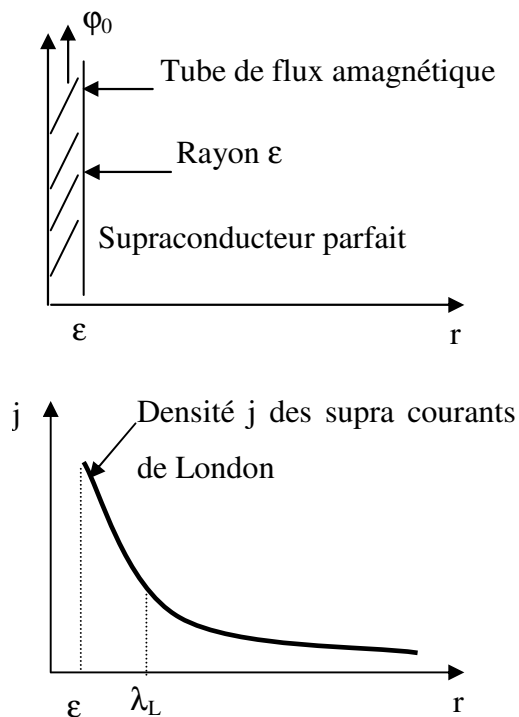


Figure III.7 Densités des supra courants de London .

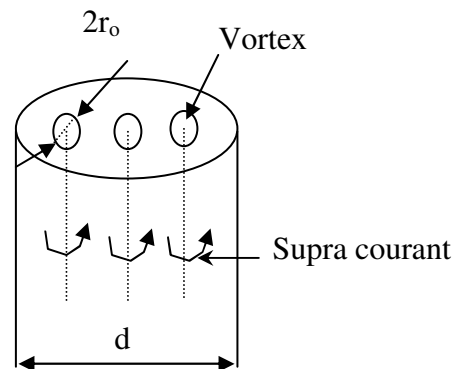


Figure III.8 Fil supraconducteur de type II dans l'état mixte

Un tel tube de flux  $\phi_0$  enlacé par des boucles de supra courant est appelé vortex. En régime variable ces vortex se déplacent dans le matériau, d'où des variations de flux à l'origine de champ électrique donc de pertes.

La mise en œuvre de cette théorie microscopique étant très difficile à réaliser lors de simulation macroscopique on utilise en général le modèle de l'état critique de Bean qui

semble équivalent. Dans ce modèle ou on suppose  $H_{c1} \ll H_{c2}$ , le matériau à l'état mixte est considéré comme amagnétique avec la loi de conduction  $\vec{j} = j_c \frac{\vec{e}}{|\vec{e}|}$  reliant la densité de courant  $\vec{j}$  au champ électrique  $\vec{e}$ ,  $j_c$  est la densité de courant critique caractéristique du supraconducteur de type II considéré. On améliore parfois la loi de conduction précédente par une autre sous la forme  $\vec{j} = j_c(B) \left( \frac{e}{e_c(B)} \right)^{\frac{1}{n}} \cdot \frac{\vec{e}}{|\vec{e}|}$  dite loi en puissance où le choix de  $n$  permet d'ajuster au mieux les pertes. On néglige en général la dépendance en  $B$  souvent mal connue, et on prend  $e_c = 1\mu\text{V/cm}$  soit  $j_c = j(1\mu\text{V/cm})$ .

Jusqu'en 1987, les deux principaux supraconducteurs de type II sont le composé NbTi ( $T_c = 9.5^\circ\text{K}$ ,  $\mu_0 H_{c1} = 10\text{mT}$ ,  $\mu_0 H_{c2} = 11\text{T}$ ) et le Nb<sub>3</sub>Sn ( $T_c = 18^\circ\text{K}$ ,  $\mu_0 H_{c1} = 17\text{mT}$ ,  $\mu_0 H_{c2} = 23\text{T}$ ), le record actuel est  $H_{c2} \approx 60\text{T}$ . On les utilisent presque exclusivement sous forme de multi filamentaires (fils supraconducteurs de diamètre  $\approx 10\mu\text{m}$  noyés dans une matrice en cuivre) dont la fabrication est complexe. Certains peuvent être utilisés à 50Hz pouvant ainsi être mis en œuvre dans des machines électriques expérimentales (transformateurs, alternateurs, moteurs). Les multi filamentaires sont surtout utilisés en courant continu ou lentement variable pour construire des solénoïdes pour laboratoires (chambre à bulles de la physique nucléaire) ou utilisés aussi dans le domaine de l'imagerie médicale où ils créent un champ magnétique très uniforme dans un grand volume pour l'imagerie médicale par résonance magnétique (I.R.M.).

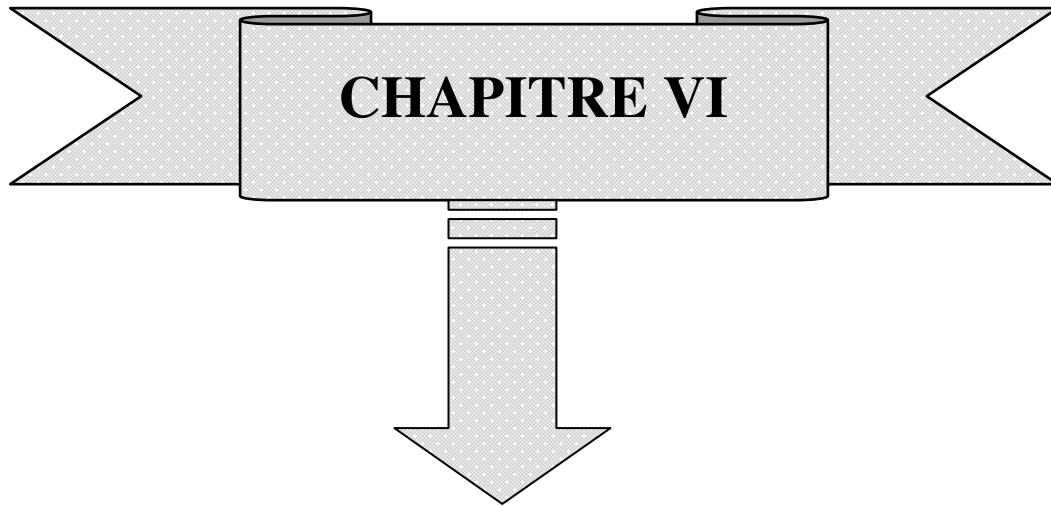
### III.2.3 Supraconducteurs à Haute Température Critique (HTC):

Les théories microscopiques présentées succinctement précédemment (paires de Cooper- quantum de flux) conduisaient à la conclusion que les températures critiques devaient être inférieures à environ  $25^\circ\text{K}$ . Or en 1986 G. Bednorz et A. Muller deux chercheurs suisses (Laboratoire IBM de Zurich) constatèrent expérimentalement la supraconductivité de type II dans un composé type céramiques à base 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  $77^0 K$  au lieu de  $4.1^0 K$ , mais les supraconducteurs HTC sont difficiles à mettre sous forme de multi filamenteuses, aussi on envisage de les utiliser sous forme massive dans des paliers magnétiques par exemple. On essaie également de les utiliser sous forme de réseau de faible épaisseur.[11] [12]

### III.3 CONCLUSION

Les matériaux supraconducteurs de types II ont des propriétés remarquables qui rendent leur utilisation envisageable dans divers domaines d'applications. En électrotechnique l'optimisation de ces dispositifs nécessite de connaître leur comportement électromagnétique. Il est donc impératif de développer des modèles macroscopiques pour modéliser ces matériaux supraconducteurs. Le chapitre suivant abordera une étude théorique sur les capteurs magnétiques qui utilisent des composants supraconducteurs SQUID ( Supraconducting Quantum Interference Device).



# **CAPTEURS MAGNETIQUES A HAUTE SENSIBILITE**

## **SOMMAIRE**

**VI.2 COUPLAGE FAIBLE ET EFFET JOSEPHSON**

**VI.3 COUPLAGE D'UNE JONCTION JOSEPHSEN ET D'UN**

**RAYAONNEMENT ELECTROMAGNETIQUE**

**VI.4 INSERTION D'UNE JONCTION JOSEPHSEN DANS UN CIRCUIT**

**VI.5 INTERFEROMETRE SUPRACONDUCTEUR : SQUID**

**VI.6 INSTRUMENTATION A BASE DE SQUID**

**VI.7 CONCLUSION**

## VI.1 INTRODUCTION

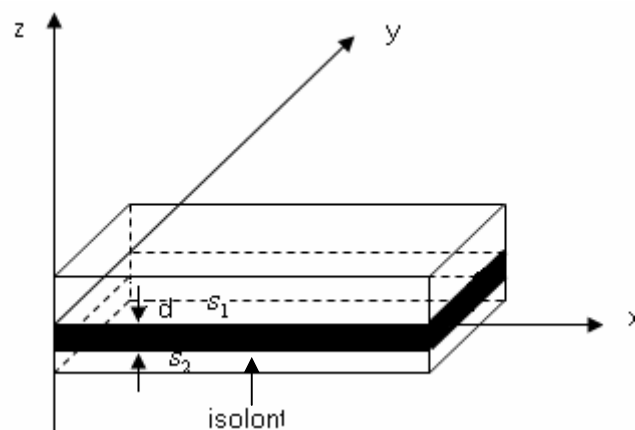
Les dispositifs à SQUID ( superconducting quantum interference device ) sont permis les appareillages les plus sensibles pour la mesure des champs magnétiques, en fait ils ne permettent pas de mesurer du champ mais plutôt sa variation. l'objectif de ce travail et d'exposer une étude théorique sur l'état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

## VI.2 COUPLAGE FAIBLE ET EFFET JOHNSON [13][2]

### VI.2.1 Calcul du courant Josephson

La (figure VI-1 ) représente schématiquement une jonction Josephson formée par deux matériaux supraconducteurs  $S_1$  et  $S_2$  séparés par une barrière isolante, parallèle au plan  $xOy$ . d'épaisseur  $d$  (structure S-I-S). D'après ce qui a été vu à la section les paires de Cooper peuvent être décrites dans  $S_1$  et  $S_2$  par les fonctions d'onde:

$$\begin{aligned}\Psi_1(r) &= f_1(r) \exp(i\varphi(r)) \\ \Psi_2(r) &= f_2(r) \exp(i\varphi(r))\end{aligned}\tag{VI.1}$$



**Figure.VI-1** : Représentation schématique d'une jonction Josephson constituée par deux supraconducteurs,  $S_1$  et  $S_2$  , séparés par une mince couche d'isolant d'épaisseur  $d$ .

$$\vec{j}_s = \frac{iq_s \hbar}{2m_s} (\Psi \vec{\nabla} \Psi^* - \Psi^* \vec{\nabla} \Psi) - \frac{q_s^2}{m_s} \Psi \Psi^* \vec{a} \quad (\text{VI.2.a})$$

Soit encore :

$$\vec{j}_s = n_s \frac{q \hbar}{m} \vec{\nabla} \varphi - \frac{q^2}{m} n_s \vec{a} \quad (\text{VI.2.b})$$

$j_s$  étant la densité de courant supraconducteur et  $n_s = \Psi \Psi^*$  la densité volumique d'électrons supraconducteurs.

Dans le cas général, la variation spatiale de la phase de la fonction d'onde associée à la présence d'un courant électrique peut être calculée à l'aide de l'équation (VI-2.b).

Si la barrière est assez épaisse pour être parfaitement isolante, le courant dans la structure considérée est nul, les deux supraconducteurs sont entièrement découplés, et il n'y a alors aucune relation entre les deux fonctions d'onde  $\Psi_1$  et  $\Psi_2$  et donc *a fortiori* entre les deux phases  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$ . En revanche, si la barrière isolante est suffisamment fine, les deux supraconducteurs peuvent échanger des paires de Cooper et l'information ainsi transmise d'un matériau à l'autre conduit à un verrouillage des phases  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$ , qui ne peuvent plus varier indépendamment l'une de l'autre. Pour traduire ce phénomène, on va chercher à écrire deux équations reliant entre elles les deux fonctions d'onde.

$$\begin{aligned} \Psi_1(r,t) &= \Psi_1(r) \exp\left(\frac{-i}{\hbar} \bar{\mu}_1 t\right) \text{ soit } \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} \bar{\mu}_1 \Psi_1 \\ \Psi_2(r,t) &= \Psi_2(r) \exp\left(\frac{-i}{\hbar} \bar{\mu}_2 t\right) \text{ soit } \frac{\partial \Psi_2}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} \bar{\mu}_2 \Psi_2 \end{aligned} \quad (\text{VI.3})$$

Les énergies  $\mu_1$  et  $\mu_2$  sont les énergies caractéristiques des systèmes considérés, c'est-à-dire les potentiels électrochimiques (autrement dit, les niveaux de Fermi) des deux supraconducteurs  $S_1$  et  $S_2$  pris isolément.

A partir des relations (VI.3), le couplage des deux supraconducteurs peut se traduire par les relations empiriques suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} &= -\frac{i}{\hbar} \bar{\mu}_1 \Psi_1 + w_{12} w_2 \\ \frac{\partial \Psi_2}{\partial t} &= -\frac{i}{\hbar} \bar{\mu}_2 \Psi_2 + w_{21} w_1 \end{aligned} \quad (\text{VI.4})$$

$W_{12} = W_{21} = W$  étant l'énergie de couplage entre les deux supraconducteurs ; ce paramètre  $W$  dépend des propriétés physiques Lie la barrière isolante et en particulier de sa résistance électrique. En reportant les expressions (VI.1) dans les relations (VI.5), on obtient les deux équations de Josephson :

$$\frac{\partial n_{s1}}{\partial t_1} = -\frac{\partial n_{s2}}{\partial t_2} = \frac{2f_1 f_2 W}{\hbar} \sin(\varphi_1 - \varphi_2) = \frac{2W(n_{s1} n_{s2})^{1/2}}{\hbar} \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (\text{VI.5.a})$$

$$\frac{\partial(\varphi_2 - \varphi_1)}{\partial t} = -\frac{\bar{\mu}_2 - \bar{\mu}_1}{\hbar} \quad (\text{VI.5.b})$$

La relation (VI.5.a) indique que, si la structure S-I-S est isolée, il y a échange de paires de Cooper entre les deux supraconducteurs sans variation de la concentration totale de paires .Cet échange permet le couplage des phases des fonctions d'onde. En revanche, si la structure est reliée à une source extérieure, un courant électrique supraconducteur va pouvoir la traverser ; la densité de ce courant, appelé courant Josephson, est simplement proportionnelle à la variation temporelle de la densité de paires de Cooper, on peut donc écrire :

$$j_{j0} = j_{j0} \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (\text{VI.6})$$

$J_{i0}$  est dénommé densité de courant critique de Josephson de la structure S-I-S : c'est la densité de courant maximale qui peut traverser la barrière sans qu'il apparaisse de différence de potentiel entre les deux supraconducteurs. La théorie microscopique de l'effet Josephson permet d'obtenir l'expression de cette densité de courant critique en fonction de la bande interdite ("gap" supraconducteur)  $\Delta(T)$  et de la conductance à l'état normal de la barrière par unité de surface de jonction  $G_n$  :

$$j_{j0} = \frac{\pi\Delta(T)}{2q} G_n \tanh \frac{\Delta(T)}{k_B T}$$

La densité de courant critique Josephson est toujours beaucoup plus faible que la densité de courant critique du supraconducteur massif ; pour les structures S-I-S de supraconducteurs à basse température critique, elle est de l'ordre de  $10^4 \text{ A.m}^{-2}$ .

L'expression (VI.6) met en évidence la signification physique profonde de la phase de la fonction d'onde des paires de Cooper et illustre bien le fait que la supraconductivité est un phénomène quantique à l'échelle macroscopique, se traduisant par la cohérence de la phase de la fonction d'onde dans tout le supraconducteur.

La relation (VI.5.b) est aussi très intéressante car elle montre que, si les potentiels électrochimiques des deux supraconducteurs sont différents, la différence de phase entre les fonctions d'onde des paires de Cooper dans  $S_1$  et  $S_2$  varie avec le temps. Or, l'éventuelle différence de potentiel électrochimique ne peut être due qu'à l'existence d'une différence de potentiel électrostatique  $V$  entre les deux supraconducteurs, provoquant une différence d'énergie potentielle  $(-2qV)$  d'une paire de Cooper de part et d'autre de la jonction ; on obtient donc :

$$\frac{\partial(\varphi_2 - \varphi_1)}{\partial t_i} = -\frac{\bar{\mu}_2 - \bar{\mu}_1}{\hbar} = \frac{2q}{\hbar} V \quad (\text{VI.7})$$

En rapprochant les équations (VI.6) et (VI.7), on voit que l'application par une source extérieure d'une différence de potentiel constante aux bornes d'une jonction Josephson donne lieu à l'apparition d'un courant Josephson alternatif de pulsation

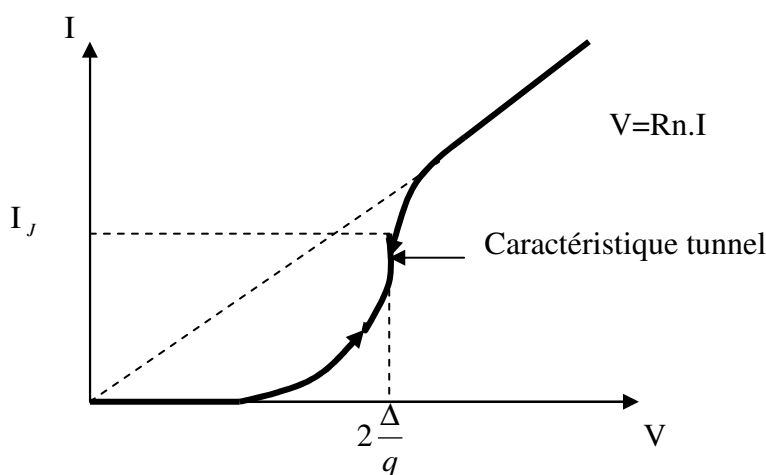
$$\omega_j = \frac{2q}{\hbar} V.$$

Cette relation est très importante car elle relie la fréquence du courant Josephson à la tension appliquée par l'intermédiaire des deux constantes fondamentales que sont la charge de l'électron et la constante de Planck. C'est pour cette raison qu'elle est utilisée en métrologie pour effectuer la conservation du volt, unité électrique de base du système légal d'unités, par rapport à la seconde, unité de base temporelle, qui est connue avec une bien meilleure exactitude ; la valeur de la constante de conversion est  $2.07 \mu \text{ V/G Hz}$ .

Ainsi, dès qu'une différence de potentiel apparaît entre les deux supraconducteurs, le courant Josephson n'a plus de composante continue et on retrouve simplement la caractéristique statique du courant tunnel d'électrons normaux. La caractéristique tension-courant,  $V(I)$ , qui en résulte pour la jonction est représentée sur la **(figure VI.2)**.

Les effets qui viennent d'être décrits résultent du couplage entre les deux supraconducteurs  $S_1$  et  $S_2$  à travers la barrière ; leur manifestation sera plus ou moins robuste face à des perturbations extérieures selon la valeur de l'énergie caractéristique de ce couplage. On peut facilement calculer cette dernière à l'aide d'un raisonnement simple. En effet, pour que le courant Josephson  $I_j$  atteigne une valeur  $I_{j\phi} = I_{j0} \sin \phi$ , il faut que la source extérieure ait fait varier la différence de phase de 0 à  $\phi$ . la relation (VI.6), la relation (VI.7) montre alors que la source a dû établir momentanément une différence de potentiel  $V(t)$  aux bornes de la jonction Josephson, lui fournissant ainsi une puissance  $V(t)I(t)$ . Pour avoir l'énergie de couplage maximale, il suffit donc d'intégrer cette puissance entre  $I_j = 0$  et  $I_j = \phi$ . A l'aide des relations (VI.6) et (VI.7), on obtient alors l'expression de l'énergie de couplage pour une différence de phase égale à  $\phi$  :

$$W_\phi = I_{j0} \frac{2q}{\hbar} \int \sin \gamma d\gamma = -I_{j0} \frac{2q}{\hbar} \cos \phi \tag{VI.8}$$



**Figure VI.2** Caractéristique courant- tension d'une jonction Josephson alimentée par une source de tension ou de courant

L'énergie maximale de couplage  $W_j$  est atteinte lorsque  $\phi = \pi / 2$  et vaut donc :

$$W_j = \max |W_\phi| = 2\pi \frac{I_{j0}}{\Phi_0} \tag{VI.9}$$

Il faut bien remarquer que cette énergie de couplage est relative à l'ensemble du système (par unité de volume) et non pas à une paire de Cooper. elle est évidemment d'autant plus grande que le courant critique est élevé.

### VI.2.2 Effet du champ magnétique sur le courant Josephson

Jusqu'ici, on a négligé le potentiel vecteur, ce qui est justifié en l'absence de champ magnétique externe, compte tenu de la faible valeur de  $J_{J_0}$ . Si un tel champ est présent, il faut modifier l'expression de la phase de la fonction d'onde de façon à la rendre invariante de jauge. Classiquement, si le potentiel vecteur subit la transformation :

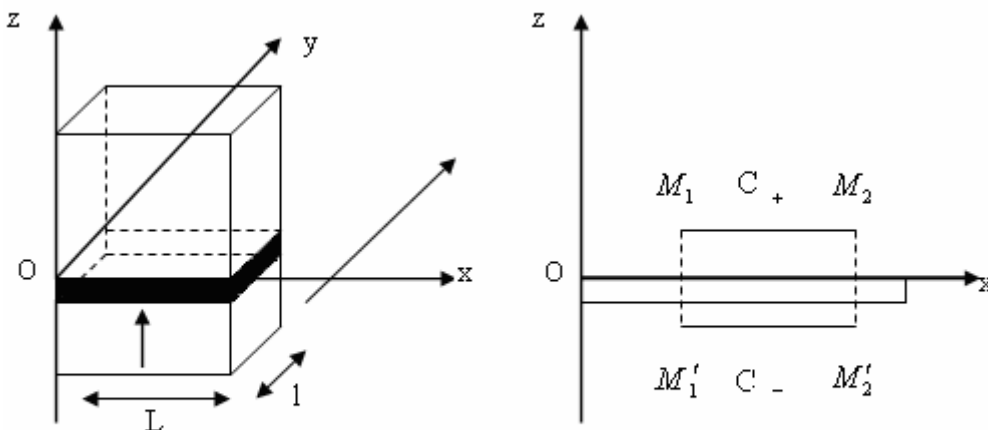
$$\vec{a} \Rightarrow \vec{a} + \vec{\nabla}\chi \tag{VI.10}$$

$\chi$  : étant un potentiel scalaire, la phase de la fonction d'onde devient :

$$\varphi \Rightarrow \varphi + \frac{e^*}{\hbar}\chi \tag{VI.11}$$

En procédant de la sorte, on obtient les équations de Josephson en présence de champ magnétique en remplaçant  $(\varphi_2 - \varphi_1)$  par  $\varphi_2 - \varphi_1 - \frac{2q}{\hbar} \int_1^2 \vec{a} \cdot d\vec{l}$  l'intégrale représentant la circulation du potentiel vecteur entre les supraconducteurs  $S_1$  et  $S_2$ .

On va considérer le cas d'une jonction formée de deux supraconducteurs identiques, dont la barrière d'épaisseur  $d$  est parallèle à  $xOy$ , dont les dimensions selon  $Ox$  et  $Oy$  sont respectivement  $L$  et  $l$ , et dans laquelle règne un champ magnétique  $h_y$  dirigé parallèlement à  $Oy$  (figure VI-3); le courant Josephson circule dans la direction  $Oz$ . Dans cette configuration, on peut choisir un potentiel vecteur qui n'a qu'une composante,  $a_z = -\mu_0 h_y \cdot x$ , suivant l'axe  $Oz$ .



**Figure VI.3** Représentation d'une jonction Josephson soumise à un champ magnétique parallèle au plan de jonction.

Du fait de la présence du champ magnétique, le courant Josephson ne sera pas uniforme dans la jonction. En effet, on va montrer que la différence de phase  $\phi = (\varphi_2 - \varphi_1)$  est fonction de la variable d'espace  $x$ .

D'après les propriétés magnétiques des supraconducteurs, le champ magnétique pénètre dans la jonction sur une épaisseur  $d+2\lambda$ , (en général peu différente de  $2\lambda$  car  $d$  est de l'ordre de quelques angströms) selon la direction Oz. On va calculer la différence  $[\phi(x_1) - \phi(x_2)]$  entre les abscisses  $x_1$  et  $x_2$ ; pour cela, on considère les points  $M_1$  et  $M'_1$  à l'abscisse  $x_1$  et  $M_2$  et  $M'_2$  à l'abscisse  $x_2$  de part et d'autre de la barrière. On peut écrire :

$$\begin{aligned} \phi(x_1) - \phi(x_2) &= \phi(M_1) - \phi(M'_1) - \phi(M_2) + \phi(M'_2) \\ \phi(x_1) - \phi(x_2) &= \phi(M_1) - \phi(M_2) - (\phi(M'_1) - \phi(M'_2)) \end{aligned} \quad \text{(VI.12)}$$

En utilisant l'expression (V.2b), reliant la phase à la densité de courant et au potentiel vecteur, et en intégrant sur les courbes  $C_-$  et  $C_+$  représentées sur la (figure VI.3), on obtient

$$\phi(x_1) - \phi(x_2) = -\frac{2q}{\hbar} \left[ \int_{C_-} \left( \vec{a} + \frac{m}{2q^2 n_s} \vec{j}_s \right) \cdot d\vec{l} + \int_{C_+} \left( \vec{a} + \frac{m}{2q^2 n_s} \vec{j}_s \right) \cdot d\vec{l} \right] \quad \text{(VI.13)}$$

En général, l'épaisseur de la barrière isolante ( $d=10\text{\AA}$ ) est négligeable devant la longueur de pénétration  $\lambda$ , on peut donc considérer que la somme des chemins d'intégration  $C_-$  et  $C_+$  est pratiquement égale au contour fermé  $C (M_1 M_2 M'_2 M'_1 M_1)$ . Les termes faisant intervenir le potentiel vecteur vont donc faire apparaître, grâce à la formule de Stokes, le flux magnétique à travers  $C$ . Les termes contenant la densité de courant peuvent être rendus aussi petits qu'on veut par un choix convenable de  $C_-$  et de  $C_+$ , car, à cause de l'effet Meissner, le courant décroît très rapidement à l'intérieur du supraconducteur. Finalement, on peut écrire :

$$\phi(x_1) - \phi(x_2) = -\frac{2q}{\hbar} \int_{S(C)} \mu_0 \vec{h} \cdot d\vec{s} = 2\pi \frac{\Phi(S)}{\Phi_0} \quad \text{(VI.14)}$$

$\Phi(S)$  est le flux de l'induction magnétique à travers une surface délimitée par  $C$  et  $\Phi_0$  est le quantum de flux. Si le champ magnétique  $hy$  est constant selon Ox et si on prend  $M_1$  comme origine des abscisses, on peut écrire

$$\Phi(S) = \mu_0 h_y (d + 2\lambda)x \quad (\text{VI.15})$$

D'après l'équation (VI-6), la densité locale de courant Josephson est donc :

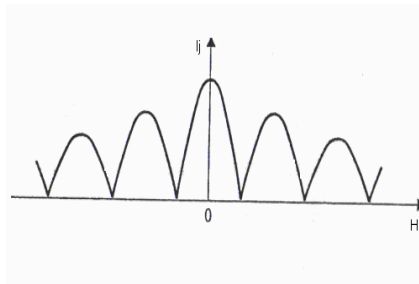
$$j_j(x) = j_{j0} \sin\left(\Phi(0) + 2\pi \frac{\Phi(x)}{\Phi_0}\right) = j_{j0} \sin\left(\Phi(0) + 2\pi \frac{\mu_0 h_y (d + 2\lambda)x}{\Phi_0}\right) \quad (\text{VI.16})$$

La relation (VI.16) montre bien que la densité de courant Josephson présente une variation spatiale au sein de la jonction. Pour avoir le courant total, il faut encore intégrer sur Ox d'un bord à l'autre de la jonction, et, tout étant constant selon Oy, multiplier par on obtient ainsi :

$$I_j = J_{j0} L I \frac{\sin(\pi\Phi_j / \Phi_0)}{(\pi\Phi_j / \Phi_0)} \sin \Phi_0 = I_{j0} \frac{\sin(\pi\Phi_j / \Phi_0)}{(\pi\Phi_j / \Phi_0)} \sin \Phi_0 \quad (\text{VI.17})$$

$\Phi_j = \mu_0 h_y L(d + 2\lambda)$  étant le flux total traversant la jonction.

L'expression (VI.17) met en évidence que, en présence de champ magnétique, les dimensions de la jonction interviennent de façon non triviale sur la valeur du courant Josephson total par l'intermédiaire du flux magnétique traversant la jonction. L'allure de la variation du courant critique Josephson dans une jonction en fonction du champ magnétique appliqué, qui en découle, est représentée sur la (**figure VI.4**).



**Figure VI.4 :** Variation du courant Josephson critique en fonction du champ magnétique appliqué parallèlement au plan de la jonction Josephson.

### VI.2.3 Profondeur de pénétration de Josephson

Dans la section précédente, on a supposé que le champ magnétique était constant dans la jonction au voisinage de la barrière. En réalité il n'en est rien car il faut tenir compte de l'effet du courant Josephson, qui a tendance à écranter le champ magnétique et à le confiner près des extrémités de la jonction, c'est un phénomène analogue à l'effet Meissner pour un supraconducteur massif, dont la prise en compte va

conduire à définir une longueur caractéristique  $\lambda_J$ , appelée profondeur de pénétration de Josephson. En prenant la forme invariante de jauge de la différence de phase, on peut, à partir de (VI.14) et (VI.15), écrire

$$\frac{\partial \Phi(x)}{\partial x} = \frac{2q}{\hbar} \mu_0 h_y (d + 2\lambda) \quad (\text{VI.18})$$

Par ailleurs, dans le cas envisagé, l'équation de Maxwell reliant le champ magnétique et la densité de courant se met sous la forme :

$$\frac{\partial h_y}{\partial x} = j_z + \frac{\partial d_z}{\partial t} \quad (\text{VI.19})$$

### VI.3 Couplage d'une jonction Josephson et d'un rayonnement électromagnétique

On a vu précédemment que l'application d'une différence de potentiel aux bornes de la jonction a pour effet d'engendrer un courant Josephson alternatif ; la jonction se comporte alors comme un oscillateur, dont la fréquence est réglée par la tension à ses bornes. On va maintenant montrer que l'irradiation de la jonction par un rayonnement électromagnétique conduit à des effets particuliers, par suite du couplage de cet oscillateur interne avec le rayonnement incident.

On se place dans le cas d'une jonction dont les dimensions dans la direction perpendiculaire au courant sont suffisamment faibles pour qu'on puisse supposer la densité de courant, et donc la différence de phase  $\phi$  constante dans le plan de la jonction.

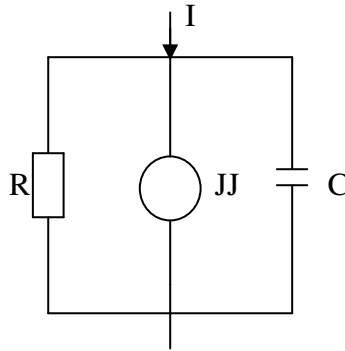
En raison de la présence du rayonnement incident, la différence de potentiel entre les deux supraconducteurs comprend, en plus de la polarisation continue  $V$ , un terme dépendant du temps  $v_0 \cos \omega t$  ; la relation (VI.7) permet alors d'écrire :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{2q}{\hbar} (V + v_0 \cos \omega t) \quad (\text{VI.20})$$

### VI.4 Insertion d'une jonction Josephson dans un circuit

Pour les applications pratiques des dispositifs présentant l'effet Josephson, il est important de disposer d'un schéma électrique équivalent susceptible de les représenter dans un circuit. Le modèle de base couramment utilisé est connu sous la dénomination RCSJ (Resistively and Capacitively Shunted Junction).

Ce modèle, représenté sur la (**figure VI.5**), fait intervenir une jonction idéale JJ, qui est une source de courant, en parallèle avec une capacité C et une résistance R. La jonction JJ est caractérisée par les relations (VI.6) et (VI.7), la valeur de C dépend des dimensions de la jonction et de la permittivité de l'isolant formant la barrière (dans le cas d'une structure (S-I-S), enfin R est une fonction,  $R(V)$ , de la différence de potentiel V aux bornes de la jonction. Cette fonction est déterminée par la caractéristique tunnel de la jonction



**Figure VI. 5** : Schéma électrique RCSJ d'une jonction Josephson comportant une jonction idéale (JJ) avec une capacité et une résistance en parallèle

Ce schéma équivalent conduit à une équation reliant la tension au courant, qui se met sous la forme

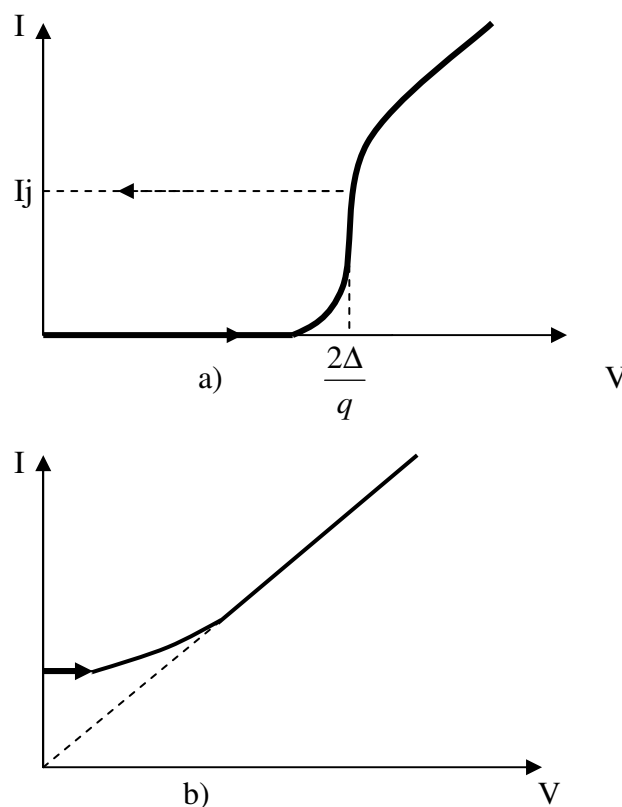
$$I(t) = I_j + C \frac{dV(t)}{dt} + \frac{V(t)}{R(V)} \quad (\text{VI.21})$$

Compte tenu des relations (VI.6) et (VI.7), liant la différence de phase au courant et à la tension dans une jonction Josephson, on obtient :

$$I(t) = I_{j0} \sin \phi + \frac{\hbar}{2q} C \frac{d^2 \phi}{dt^2} + \frac{\hbar}{2qR(\phi)} \frac{d\phi}{dt} \quad (\text{VI.22})$$

Pour ce qui concerne la caractéristique statique,  $I(V)$ , l'équation (VI.21) montre que le produit  $RC$  joue un rôle important dans le comportement de la jonction Josephson. Cela a amené McCumber à définir le paramètre  $\beta_C = \omega_C R_n C$  avec  $\omega_C = 2qR_n I_{j0} / \hbar$ ,  $R_n$  étant la résistance normale du dispositif. A partir de là, deux cas sont intéressants à examiner.

Le premier correspond à une jonction S-I-S, présentant une bonne caractéristique tunnel, donnant la loi de variation de  $R$ , et une capacité  $C$  relativement élevée grâce à la présence de la couche isolante, ce qui se traduit par l'inégalité  $\beta_C \gg 1$ . La caractéristique statique présente alors une forte hystérésis, le point de fonctionnement pouvant basculer de la portion  $V = 0$  à la courbe  $V(I)$  de l'effet tunnel ; ce comportement est schématisé sur la **figure (VI-10a)**. Cette bistabilité est difficile à contrôler et pose donc des problèmes pour l'utilisation pratique de tels dispositifs ; une solution consiste à mettre une résistance externe en parallèle sur la jonction (ce qui revient à diminuer artificiellement ( $\beta_c$ ))



**Figure VI.6 :** Caractéristiques courant-tension d'une jonction Josephson dans deux cas limites

- a) jonction tunnel de type S-I-S ( $\beta_c \gg 1$ ), la jonction présente une forte hystérésis .

b) jonction de type micropont ou couplage faible S-N-S avec  $\beta_c = 0$ , la caractéristique est réversible.

Le deuxième cas ne présente pas cet inconvénient ; il correspond à un couplage faible de type micropont ou S-N-S, pour lequel on peut négliger la capacité et considérer la résistance  $R$  comme constante et égale à  $R_n$ . Le paramètre de McCumber est alors pratiquement nul ( $\beta_c \ll 1$ ) et on peut trouver la solution de l'équation (VI.21). La caractéristique statique, représentée sur la (**figure VI-10b**), a une forme mathématique simple :

$$\begin{aligned}
 V=0 & \quad \text{pour } |I| < I_{j0} \\
 V = R_n \sqrt{(I^2 - I_{j0}^2)} & \quad \text{pour } |I| > I_{j0}
 \end{aligned} \tag{VI.23}$$

Entre ces deux cas limites, il est difficile de prévoir la caractéristique statique et il faut souvent l'ajuster par un circuit annexe. En général, on évite les effets d'hystérésis qui rendent les dispositifs difficilement contrôlables.

## VI.5 Interféromètre supraconducteur : SQUID

Les propriétés des jonctions Josephson sont illustrées de façon spectaculaire par un dispositif particulier, basé sur la quantification du fluxoïde et utilisant un phénomène d'interférence des courants supraconducteurs, appelé SQUID (*Superconducting Quantum Interferometer De vice*). Deux types de fonctionnement peuvent être utilisés, l'un en courant continu, l'autre faisant intervenir un rayonnement radiofréquence.

### V.5.1. Fonctionnement continu

Le montage expérimental correspondant est schématisé sur la (**figure VI.7**): deux jonctions Josephson  $J_1$  et  $J_2$ , reliées par deux branches supraconductrices  $S$  et  $S'$ , sont mises en parallèle dans un circuit extérieur fournissant un courant électrique  $I$ . On va chercher à déterminer quel est le courant maximal  $I_{\max}$ , qui peut circuler sans apparition de tension aux bornes des jonctions, en fonction du flux magnétique traversant la boucle formée par  $S$  et  $S'$ . Pour simplifier les calculs, on suppose que  $S$  et  $S'$

sont réalisées dans le même matériau et que les jonctions  $J_1$  et  $J_2$  sont identiques. Le courant total dans le circuit extérieur peut s'écrire, en se référant à (VI-6)

$$I = I_{j_0}(\sin \phi_1 + \sin \phi_2)$$

avec

$$\phi_1 = \phi_1 - \phi_1'$$

$$\phi_2 = \phi_2 - \phi_2'$$

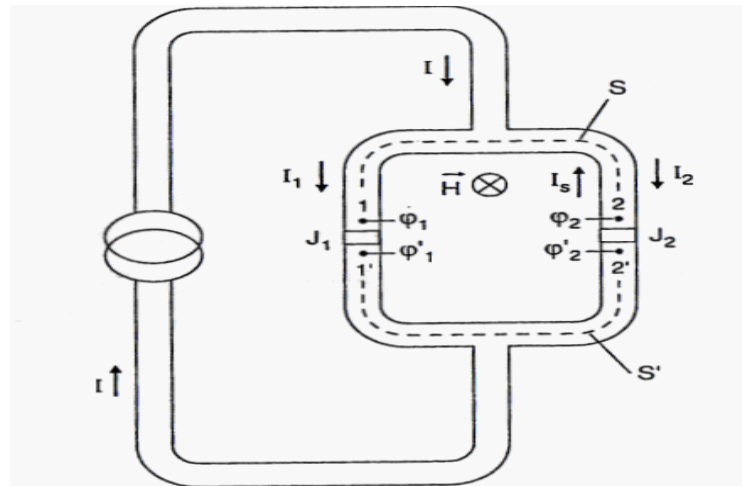
(VI.24)

$\phi_1, \phi_1', \phi_2, \phi_2'$  étant les phases de la fonction d'onde des paires de Cooper aux points 1, 1', 2, 2', situés dans les supraconducteurs S et S' de part et d'autre de  $J_1$  et  $J_2$ . Pour obtenir une relation entre  $\phi_1$  et  $\phi_2$ , on va écrire les relations entre  $\phi_1$  et  $\phi_2$  d'une part et entre  $\phi_1'$  et  $\phi_2'$  d'autre part, en utilisant les relations valables dans un supraconducteur massif. En effet, on a :

$$\phi_2 = \phi_1 + \int_1^2 \vec{\nabla} \phi \cdot d\vec{l}$$

$$\phi_2' = \phi_1' + \int_{1'}^{2'} \vec{\nabla} \phi \cdot d\vec{l}$$

(VI.25)



**Figure VI.7 :** Représentation schématique d'un SQUID. Les deux jonctions Josephson  $J_1$  et  $J_2$  sont intercalées dans une boucle supraconductrice formée par les supraconducteurs S et S'.

En utilisant la relation (VI.2b) et en remarquant que, grâce à l'effet Meissner, on peut rendre la densité de courant supraconducteur aussi petite qu'on veut en choisissant un chemin d'intégration dans la masse du supraconducteur, on obtient

$$\phi_2 - \phi_{2'} = \phi_1 - \phi_{1'} + \frac{2q}{\hbar} \left[ \int_1^2 \vec{a} \cdot d\vec{l} - \int_{1'}^{2'} \vec{a} \cdot d\vec{l} \right] \quad (\text{VI.26})$$

La quantité entre crochets donne la circulation du potentiel vecteur sur la boucle formée par les supraconducteurs S et S'. à l'exception de deux petits segments traversant les barrières des deux jonctions. Compte tenu de la très faible épaisseur de ces barrières ( $= 10 \text{ \AA}$ ), on néglige, comme précédemment, ces contributions à l'intégrale.

et on aboutit ainsi à :

$$\phi_2 - \phi_1 = \frac{2q}{\hbar} \oint \vec{a} \cdot d\vec{l} = 2\pi \frac{\phi_S}{\phi_0} \quad (\text{VI.27})$$

$\Phi_S$  étant le flux magnétique traversant la boucle formée par S et S'.

On peut donc écrire les différences de phase aux bornes des deux jonctions de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \phi_1 - \pi \frac{\phi_S}{\phi_0} \\ \phi_2 &= \phi_1 + \pi \frac{\phi_S}{\phi_0} \end{aligned} \quad (\text{VI.28})$$

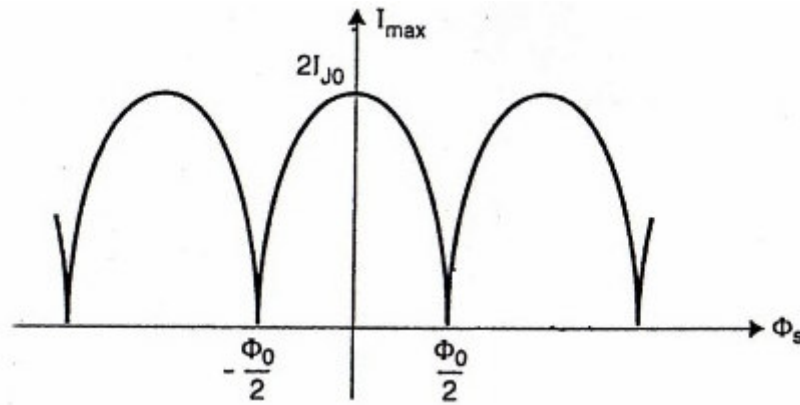
ce qui conduit à l'expression du courant I :

$$I = 2I_{j0} \cos\left(\pi \frac{\phi_S}{\phi_0}\right) \sin \phi_I \quad (\text{VI.29})$$

$\phi_I$  étant fixé par les conditions imposées par le circuit extérieur. Le courant maximal, qui peut circuler sans apparition de tension aux bornes des jonctions, est donc :

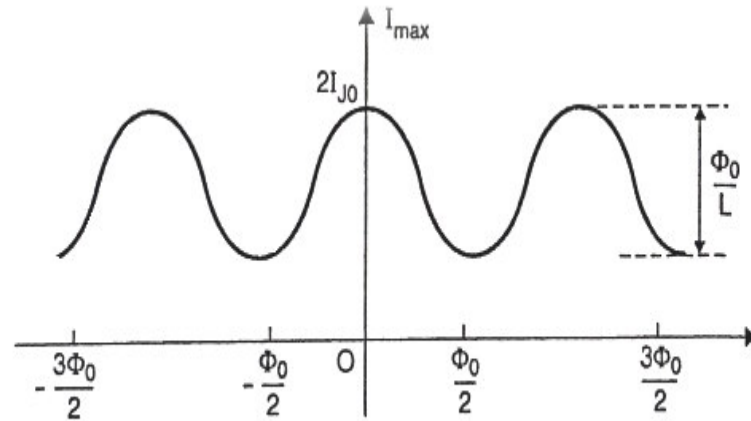
$$I_{\max} = 2I_{j0} \cos\left(\pi \frac{\phi_S}{\phi_0}\right) \quad (\text{VI.30})$$

Ce courant maximal, qui au plus est égal à deux fois le courant critique des jonctions, présente une variation périodique entre  $2I_{j0}$  et 0, en fonction du flux magnétique traversant la boucle du SQUID, la période étant égale au quantum de flux, comme le montre la **(figureVI-8)** ; on notera que la valeur de la période en champ magnétique appliqué dépend dimensions du SQUID.



**Figure VI.8** Variation de la valeur maximale du courant supraconducteur pouvant dans le SQUID représenté sur la figure VI.7 en fonction du flux magnétique, traversant la boucle formée par les branches S et S'

Dans ce qui précède, deux phénomènes ont été négligés. Tout d'abord il compte de la variation de  $I_{j_0}$  en fonction du flux magnétique dans chaque (**figure VI.4**). Cependant, la surface de la jonction élémentaire étant généralement plus faible que celle du SQUID, la période de la variation de  $I_{j_0}$  est supérieure à celle de la variation de  $I_{MAX}$ . En deuxième lieu, il faut prendre en compte la self-inductance  $L$  de la boucle formée par S et S', qui donne un courant induit de circulation dans cette boucle supraconductrice, tel que ce courant, qui vient se superposer au courant Josephson, empêche une mesure de  $I_{MAX}$ ; en effet, dans une des jonctions il s'ajoute au courant injecté dans l'autre il s'en retranche, ce qui fait que le courant critique n'est pas le même dans les deux jonctions. La forme de la variation observée est représentée sur la (**figure VI.9**) dans le cas où le champ propre du SQUID ne peut pas être négligé ( $LI_{j_0} \gg \Phi_0$ ).



**Figure VI.9** : Variation de la valeur maximale du courant supraconducteur pouvant circuler dans le SQUID représenté sur la figure VI.7, en fonction du flux magnétique .

Pour détecter les variations de  $I_{MAX}$  on peut imposer au SQUID un courant  $I_{MAX}$  de telle sorte qu'il apparaisse une tension à ses bornes, et ensuite mesure de cette tension en fonction du champ magnétique appliqué. En effet, la variation de  $I_{max}$  se traduit par une modification de la caractéristique  $I(V)$  du dispositif, qui induit, à courant constant, une variation de la tension aux bornes de celui-ci.

Comme la surface de la boucle formée par le SQUID est généralement faible, pour améliorer la sensibilité des instruments, on utilise souvent un transformateur de dispositif, représenté sur la (figure VI.10), est constitué de deux bobines, l'une placée à l'endroit où on veut mesurer le champ magnétique et l'autre est complètement au SQUID ; on augmente ainsi la surface équivalente du SQUID.

Les propriétés des SQUID, telles qu'elles viennent d'être présentées, ont de nombreuses applications, sur lesquelles on reviendra : mesure de faibles champs magnétiques et de leurs gradients ; réalisation de points mémoire, une variation d'amplitude  $\phi_0$  correspondant au basculement de 0 à 1 ou vice versa...

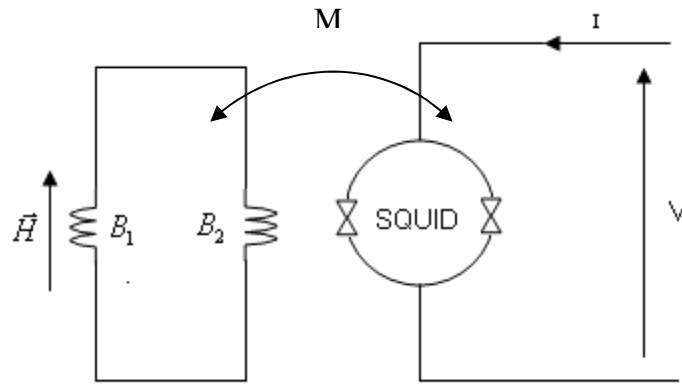


Figure VI.10 : Dispositif de mesure de champ magnétique à SQUID

### V.5.2. Fonctionnement en radiofréquences

Une autre façon d'utiliser un SQUID consiste à l'irradier avec un rayonnement électromagnétique. Dans ce cas, le SQUID comprend une seule jonction Josephson fermant une boucle supraconductrice, couplée magnétiquement par une mutuelle inductance  $M$  à un circuit radiofréquences résonnant, comme cela est montré sur la (figure VI.11). Ce circuit comporte une capacité  $C$  et une inductance  $L$  de sorte que la résonance a lieu pour la fréquence  $\omega_r = (LC)^{-1/2}$  le coefficient de surtension du circuit est donné par  $Q = \omega_r L / R$ ,  $R$  étant la résistance équivalente du circuit. On va donner une description sommaire du principe de fonctionnement de ce type de dispositif dans un cas simple.

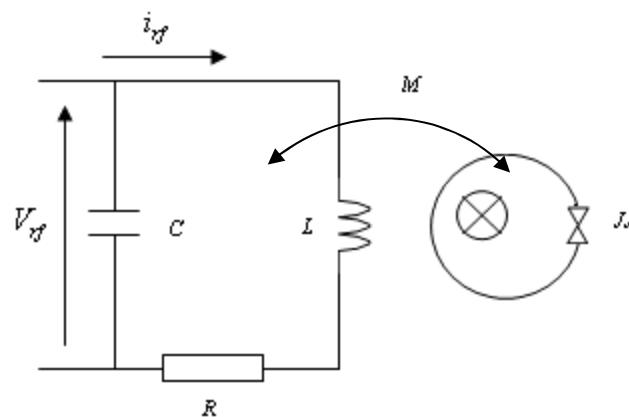
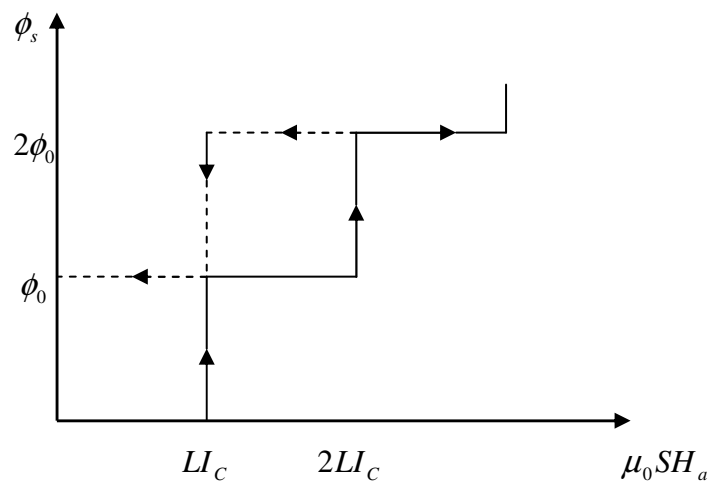


Figure VI.11: Un circuit résonnant LC est couplé à une boucle supraconductrice fermée par une jonction Josephson (JJ), soumise à un rayonnement électromagnétique de fréquence  $w$  (h.).  $R$  représente la résistance équivalente du circuit résonnant due au couplage avec le SQUID.

Dans un premier temps, on ne s'intéresse qu'au SQUID. Si un champ magnétique extérieur  $H$ , est appliqué dans la direction perpendiculaire au plan de la boucle, un courant de circulation prend naissance dans celle-ci et écran le champ, de sorte que le flux magnétique dans la boucle reste nul ; cet écrantage est possible jusqu'à ce que le courant induit atteigne la valeur du courant critique  $I_{j0}$  de la jonction Josephson. Si,  $S$ , et  $L_j$  et  $\phi_s$  sont respectivement la surface, l'inductance de la boucle et le flux la traversant, on peut alors écrire :  $\Phi_s = 0$ , si  $I < I_{j0}$ , ce qui peut aussi s'écrire  $\mu_0 H_a S < L_j I_{j0} = \Phi_c$  ou  $\Phi_c$  représente le flux maximal qui peut être écrané par la boucle comprenant la jonction Josephson. Si le champ appliqué dépasse la valeur correspondant à celui-ci, un quantum de flux pénètre dans la boucle et le processus redémarre, de telle sorte que le diagramme donnant le flux magnétique dans la boucle en fonction du champ appliqué a l'allure représentée sur la figure (VI.12). Ce diagramme fait apparaître, lorsque le champ appliqué diminue, un effet d'hystérésis lié au fait que le courant d'écranage change alors de sens et empêche le flux de diminuer dans la boucle tant que le courant critique n'est pas atteint, dans le sens contraire au précédent.



**Figure VI.12 :** variation du flux magnétiques dans la boucle fermée par le SQUID

On examine ensuite la situation dans laquelle un courant radiofréquences ( $= 50 \text{ Mhz}$ ),  $i_{rf} = I_0 \sin \omega_r t$ , traverse le circuit résonnant. Par l'intermédiaire de la mutuelle inductance  $M$ , un champ magnétique radiofréquences va alors s'ajouter à  $H_a$  pour induire du flux dans la boucle du SQUID. Si la valeur de  $i_0$  est suffisante pour que la somme des deux flux soit supérieure à  $\Phi_c$  le courant  $if$  va induire la pénétration d'un quantum de flux dans la boucle, ce qui, sur le diagramme de la (**figure VI.12**), se traduit par le saut d'un palier de flux au palier suivant. On voit donc qu'en augmentant  $H_a$  à  $i_0$  constant on va explorer les différents paliers, or la pénétration d'un quantum de flux s'accompagne d'une dissipation d'énergie puisqu'on dépasse à un moment donné le courant critique de la jonction Josephson. Cette dissipation se traduit dans le circuit résonnant par une modification de la résistance équivalente  $R$ , grâce au couplage des deux circuits par la mutuelle inductance  $M$ , donc par une altération du coefficient de surtension  $Q$ . qui présente une variation périodique en fonction du flux magnétique dans la boucle du SQUID. D'autres modes de fonctionnement sont possibles ; on peut, en particulier, utiliser le phénomène d'hystérésis décrit ci-dessus, qui donne lieu à une dissipation d'énergie, donc à une modification de  $Q$ .

Le fonctionnement du SQUID en radiofréquences, tel qu'il vient d'être succinctement présenté, est utilisé notamment pour détecter et mesurer de faibles variations temporelles de champ magnétique. Il suffit en effet de mesurer les variations de la tension radiofréquences,  $V_{rf}$ , pour en déduire les variations du champ magnétique  $H_a$ .

## VI.6 Instrumentation à base de SQUID

Comme on l'a vu au chapitre V, 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 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.

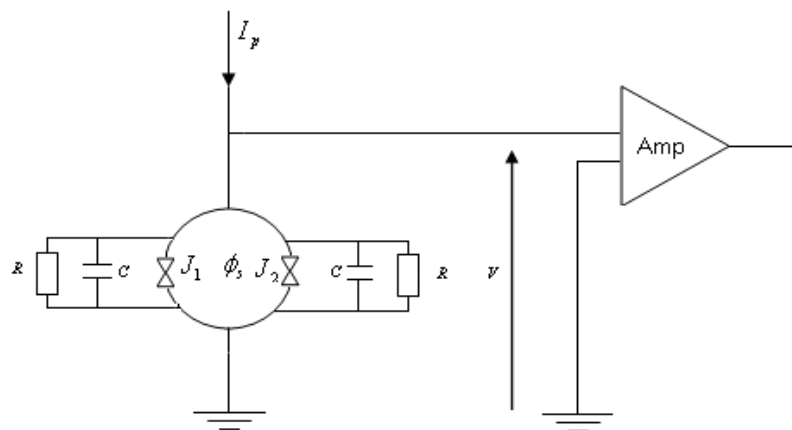
Pour toutes les applications présentées, la mise en oeuvre des SQUID a permis de gagner plusieurs ordres de grandeur dans les sensibilités. Dans la plupart des réalisations pratiques, c'est le SQUID à deux jonctions, dénommé SQUID continu ( *SQUID* en anglais). qui est utilisé. C'est donc sur ce type de capteur que portera l'essentiel de l'exposé.

### V1.6.1. Magnétomètres

La mesure de champs magnétiques est depuis longtemps un moyen de détecter et d'analyser un grand nombre de phénomènes physiques qui se traduisent par la création ou la modification de champs électromagnétiques. On l'utilise régulièrement par exemple pour le contrôle non destructif des matériaux, soit par l'intermédiaire des courants Foucault, soit en détectant des variations locales de la susceptibilité magnétique .plus récemment, un intérêt marqué a été porté à l'étude du biomagnétisme qui devrait permettre d'améliorer la connaissance des mécanismes internes des organes humains, en particulier ceux du cœur et surtout du cerveau. En effet, les méthodes actuelles basées, sur l'analyse des potentiels électriques de surface au niveau de la peau ne permettent de déterminer précisément la position des sources responsables des signaux observés. La détection des champs magnétiques associés à ces signaux électriques devra; conduire à une bonne localisation des foyers de l'activité électrique car, le champ magnétique étant un vecteur, sa détermination donne des informations plus riches que celles liées au potentiel électrique qui est un scalaire. En contrepartie, la déconvolution, des champs magnétiques pour remonter aux sources de courant est un problème extrêmement difficile qui demande des techniques sophistiquées de traitement du signal\_ maintenant accessibles grâce à la puissance des calculateurs électroniques.

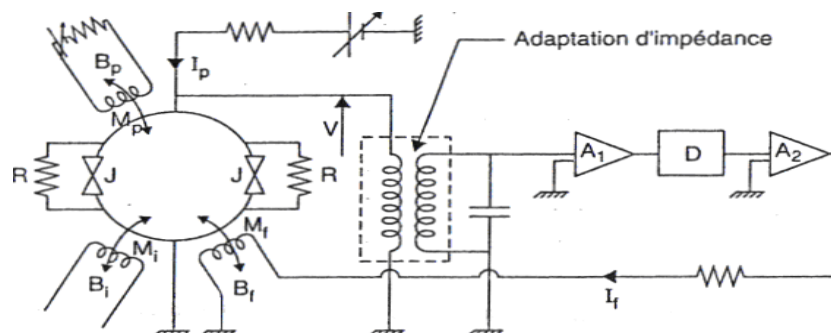
Le schéma de principe du magnétomètre à SQUID est représenté sur la **figure (VI.13)** Pour un fonctionnement commode du dispositif, il est nécessaire que les jonction, Josephson fermant la boucle ne présentent pas d'effet d'hystérésis. Elles sont donc

en général réalisées de façon à avoir un comportement de type RCSJ avec une faible valeur du coefficient de McCumber, c'est-à-dire un caractère très peu capacitif. Lorsqu'on a des jonctions tunnel, on s'assure de leur comportement non hystérétique en plaçant une résistance en parallèle. On peut donc, dans tous les cas, représenter ces jonctions par une jonction Josephson idéale de courant critique  $I_{j_0}$  shuntée par une résistance  $R$  et une capacité  $C$ . Dans un souci de simplification, on supposera que les deux jonctions sont identiques, ayant le même courant critique, la même capacité et la même résistance shunt. L'inductance de la boucle du SQUID est notée  $L$ .



**Figure VI.13 :** Schéma de principe d'un magnétomètre à SQUID. La boucle du SQUID est fermée par deux jonctions Josephson

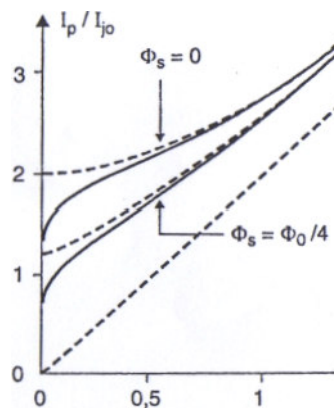
Sur la **figure VI.14** est représenté un schéma de principe d'un magnétomètre à contre-réaction, dit à blocage de flux ou FLL (*Flux Locked Loop*).



**Figure VI.14 :** Schéma de principe d'un magnétomètre à SQUID à contre-réaction (FLL)

Lorsqu'on a recours à un magnétomètre à SQUID, c'est qu'on souhaite mesurer de très faibles champs magnétiques, largement inférieurs au champ magnétique terrestre et, plus généralement, à des champs magnétiques parasites qui sont de plus en plus nombreux dans notre environnement quotidien, dans une large gamme de fréquences. Ainsi, comme pour tout appareil très sensible, les performances du SQUID sont limitées par les diverses sources de bruit, avec comme limite ultime le bruit Johnson (ou bruit blanc) d'origine thermique ; c'est pourquoi les diverses études menées sur l'évaluation des performances des SQUID: font intervenir le paramètre

qui donne le rapport entre l'énergie de bruit blanc thermique et l'énergie de couplage Josephson des jonctions formant le SQUID. Une illustration des effets du bruit est présentée sur la (**figure VI.15**) qui montre comment la caractéristique statique  $I_p(V)$  d'un SQUID est affectée par le bruit ; on note principalement un arrondissement des courbes au voisinage du courant critique.



**Figure VI.15:** Courbes caractéristiques  $I_p(V)$  d'un SQUID pour deux valeurs du flux magnétique.

## VI.6.2 Amplificateurs et comparateurs cryogéniques de courant

Les propriétés remarquables des SQUID peuvent être mises à profit pour détecter de très faibles tensions ou courants électriques. Pour cela, il suffit de réaliser un montage électrique dans lequel la tension, ou le courant, est transformé en champ magnétique appliqué à la boucle du SQUID et on bénéficie alors des performances du magnétomètre qui viennent d'être décrites, si on se place dans les conditions optimales, c'est-à-dire en bénéficiant d'un blindage magnétique par un écran supraconducteur.

La **figure VI.16** donne le schéma de principe du fonctionnement d'un voltmètre à SQUID : la tension à mesurer crée un courant dans l'inductance d'entrée du voltmètre, qui est couplée inductivement par un transformateur de flux à la boucle du SQUID et ce

dernier fonctionne comme un magnétomètre à contre-réaction. Les performances atteintes avec de tels voltmètres sont illustrées par la densité spectrale de bruit en tension, qui est de l'ordre de 1 pV/ Hz.

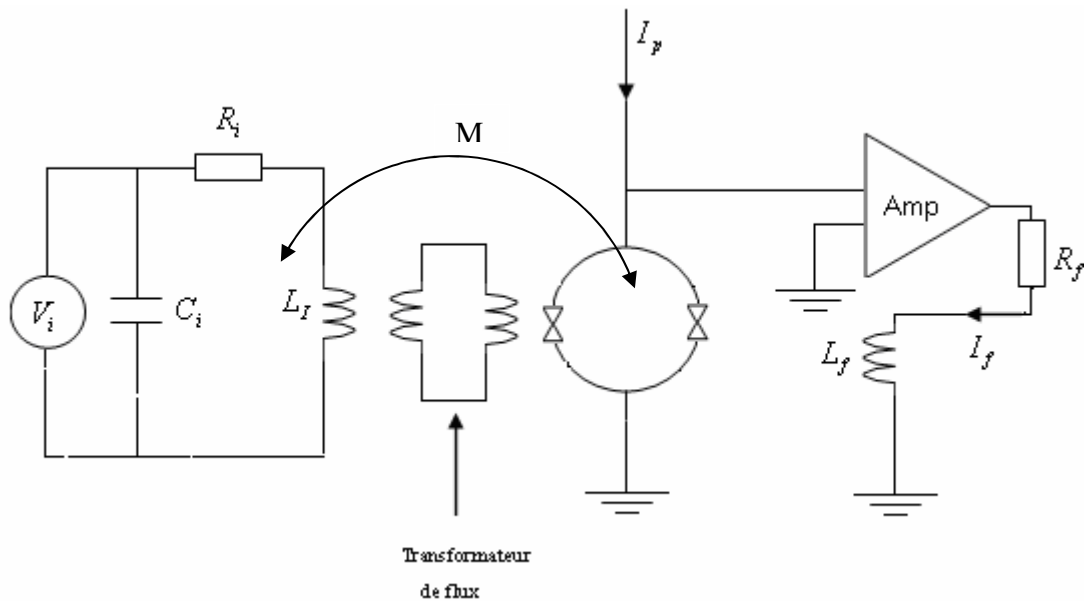


Figure VI.16 :Schéma d'un voltmètre à SQUID

Le principe du comparateur de courant est très voisin de celui du voltmètre une source de tension calibrée engendre un courant dans un circuit composé d'une résistance étalon et d'une bobine qui est mise en opposition avec une autre bobine identique, dans laquelle circule le courant à mesurer ; le flux résultant est appliqué SQUID qui fonctionne en détecteur de zéro. La valeur du courant à mesurer est donnée le rapport entre la tension de la source calibrée et la résistance étalon. On arrive ainsi à u sensibilité de l'ordre de  $10^6$  à  $10^7 \phi_0 / A$  avec un niveau de bruit voisin de  $10^{-15} A/Hz$ .

### V1.6.3. 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 –animes 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.

## **VI.7 CONCLUSION**

Les SQUID sont les 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 squid offrent un panel d'application extrêmement vaste, touchant le nombreux domaine.

# CONCLUSION GENERALE

L'objectif de ce travail est d'exposer une étude théorique sur les capteurs magnétiques qui utilisent des 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] **G.PILLER** " Capteur de mesure et de détection "2 édition.
- [2] **www.metrologie.fr J.GALLOP et F.PIQUEMAL** "Une revue des applications métrologiques des SQUID".12.05.2008.
- [3] **N.BENHADDA** " Modélisation des Capteurs Inductifs à Courants de Foucault" Mémoire de Magistère en électrotechnique. Université de Batna .2006.
- [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] **M.AZZOUZ.** " Identification Optimisation Paramétrique et Quantification des Pertes dans les Matériaux Ferromagnétiques Doux" Mémoire de Magistère en électrotechnique .Université de Batna .2006
- [6] **G. ASCH et collabateurs** "Les capteurs en instrumentation industriel " 5 édition
- [7] **http:// www.esiee.fr. FRANCAIO** "Capteurs et électronique associée " ESIEE - Olivier Français 2000.version pdf : 15.04.2008
- [8] **N.ICCHINOSE , T.KOBAYASHI** " Guide pratique des capteur " 1990
- [9] **P. TIXADOR** " les supraconducteurs , Collection matériaux " Edition Hermès ,Paris, 1995
- [10] **J.BAIXERAS** " Les supraconducteurs , Applications à l'electronique et l'électrotechnique ,Eyrolles CNRS " Edition , Paris 1998.

[11] **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.

[12] **A.GUETTAFI , A.CHAGHI, A.BENOUDJIT ,G. QUICHAUD,"** Evolution of Free-boundaires conduction into superconductor sphere in magnitic variable field" COMPPUMAG 2001,2-5-2001,Evian , France.

[13] **P. TIXADOR** "les supraconducteur et leur application".

چراغِ ابرار