

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LA SUPRACONDUCTIVITE

I.1. Introduction

La supraconductivité est un état particulier de la matière dans lequel le matériau perd toute résistance électrique. Ainsi, tout courant parcourant une boucle supraconductrice peut perdurer indéfiniment sans perte d'énergie liée à l'effet Joule. Les supraconducteurs sont également diamagnétiques, ils repoussent tout champ magnétique auquel ils sont soumis. Pour qu'un matériau passe à l'état supraconducteur, il doit se trouver en dessous d'une certaine température, appelé température critique (T_c), mais il existe aussi une limite à l'intensité du courant qui le parcourt (intensité critique I_c), et à l'intensité du champ magnétique auquel il est soumis (champ critique H_c). Les matériaux supraconducteurs connus actuellement ont des T_c allant de moins d'un micro Kelvin à 138K (-135°C), [4].

I.2. Historique de la supraconductivité

La supraconductivité a été découverte en 1911 par le néerlandais Kammerlingh Onnes trois ans après avoir réussi la liquéfaction de l'hélium. En mesurant la résistance électrique d'un barreau de mercure, il a observé une chute brutale de cette résistance pour des températures en dessous de 4 K, ce qui n'était pas le cas pour les autres métaux étudiés, dont la résistance paraissait décroître progressivement. Une année après cette découverte Onnes a observé le même phénomène pour l'étain et le plomb ; ce dernier qui est un très mauvais conducteur à température ambiante perd sa résistance en dessous d'une température de 6 K. L'étain quant à lui devient supraconducteur à 3.7 K. Ce seuil de température, au-dessus duquel le matériau perd sa supraconductivité, est appelé température critique. Pour voir si cette propriété est dépendante du champ magnétique ou non, Onnes a observé le comportement du mercure refroidi en dessous de sa température mais en appliquant un champ extérieur ; il a remarqué que ce champ provoquait la disparition de la supraconductivité de l'échantillon de mercure. La valeur du champ à partir de laquelle la supraconductivité disparaît est appelée champ critique. La même démarche a été faite mais en tentant de faire passer un courant électrique dans un échantillon, il a remarqué que le matériau redevient normal si on essaye de faire passer un courant supérieur à une certaine valeur. Cette dernière est appelée courant critique. Ainsi apparaissaient déjà les trois paramètres fondamentaux de la supraconductivité : la température T , le champ magnétique H et la densité de courant J , [5].

I.3. Propriétés élémentaires des matériaux supraconducteurs

I.3.1. Résistivité électrique

La supraconductivité est un état de la matière dans lequel celle-ci présente une remarquable combinaison de propriétés électriques et magnétiques. La disparition totale de la résistivité en dessous d'une certaine température appelée température critique (T_c) est la caractéristique la plus connue de ces matériaux (**Figure I.1**). Une autre propriété est le diamagnétisme parfait sous certaines conditions de champ magnétique.

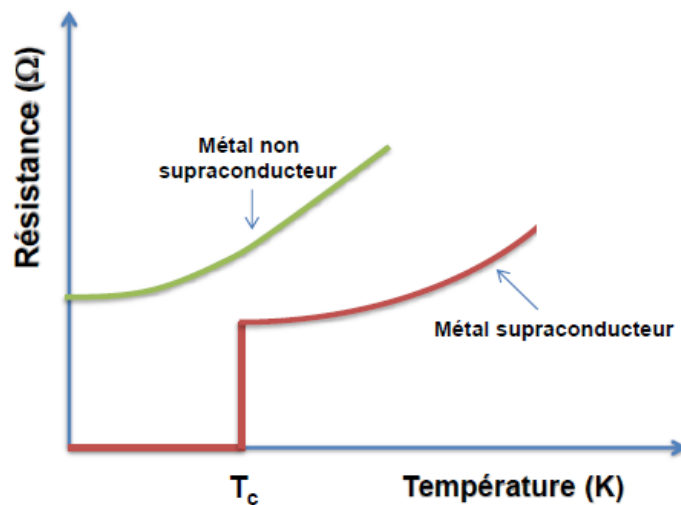


Figure I.1. Résistivité d'un supraconducteur en fonction de la température, [6].

I.3.2. Effet Meissner

Le conducteur parfait $R = 0$ implique qu'un changement de l'induction magnétique dans le matériau n'est pas possible $dB/dt = 0$. Aussi, lorsqu'un conducteur parfait, sous champ nul à température ambiante, est refroidi en dessous de T_c puis soumis à un champ magnétique, alors des courants d'écrantage vont être induits pour conserver $B = 0$, à l'intérieur du matériau, (**Figure. I.2(a)**).

Si au contraire, le conducteur parfait est soumis à un champ magnétique extérieur est ramené à zéro. dB/dt doit être conservé et des courants de piégeage seront induits pour piéger l'induction magnétique à l'intérieur, (**Figure. I.2. (b)**).

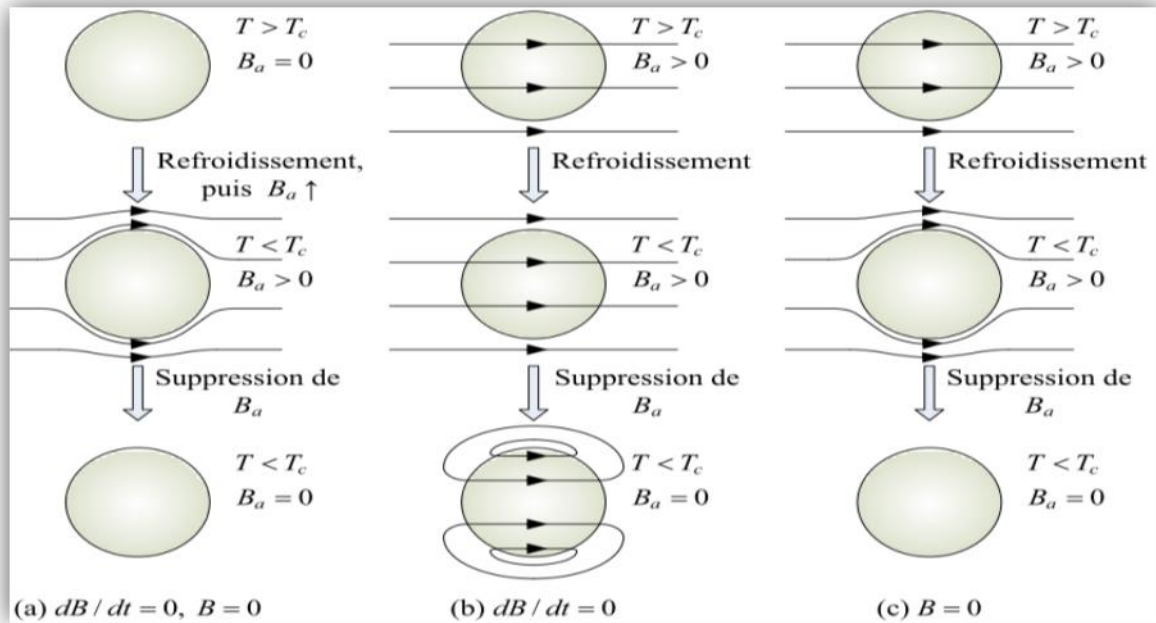


Figure I.2. Différence entre un conducteur parfait et un supraconducteur, [7].

1. S'il n'existe aucun champ magnétique extérieur $B_a = 0$ avant que le matériau soit refroidi chaque matériau possède un flux magnétique interne nul en dessous de T_c .
2. Un conducteur parfait piège le flux magnétique appliqué avant refroidissement

$$\dot{B} = \frac{dB}{dt} = 0.$$

3. Le flux magnétique est toujours exclu par un supraconducteur en dessous de T_c , qu'un champ magnétique soit appliqué avant refroidissement ou non $B = 0$.

Différemment dans le cas d'un supraconducteur :

- Dans le premier cas, quand le champ magnétique est appliqué après refroidissement le conducteur parfait et le supraconducteur se comportent de manière identique car l'induction magnétique est toujours nulle dans le matériau, (**Figure I.2(a)**).
- Dans le second cas, l'induction magnétique est expulsée de l'intérieur du supraconducteur $B = 0$ dès qu'il est refroidit en dessous de sa température critique, voir (**Figure I.2(c)**).

Ce comportement est connu sous le nom d'effet Meissner : il s'agit de l'expulsion de toute induction magnétique de l'intérieur du supraconducteur. Le diamagnétisme parfait est une propriété intrinsèque d'un supraconducteur, qui n'est cependant valable que si la température et le champ magnétique sont en tout point inférieur à leur valeur critique $T < T_c$, $H < H_c$, [7].

I.3.3. Surface critique

Le supraconducteur peut perdre l'effet Meissner dans son état supraconducteur dans l'une des conditions suivantes:

- La température du matériau dépasse la température critique T_c .
- Le champ magnétique extérieur appliqué dépasse une valeur critique appelée champ critique H_c .
- La densité de courant dans le matériau devient supérieure à la densité de courant critique J_c .

Ces trois paramètres T_c , H_c et J_c permettent de définir le domaine supraconducteur. (**Figure I.3**), [8].

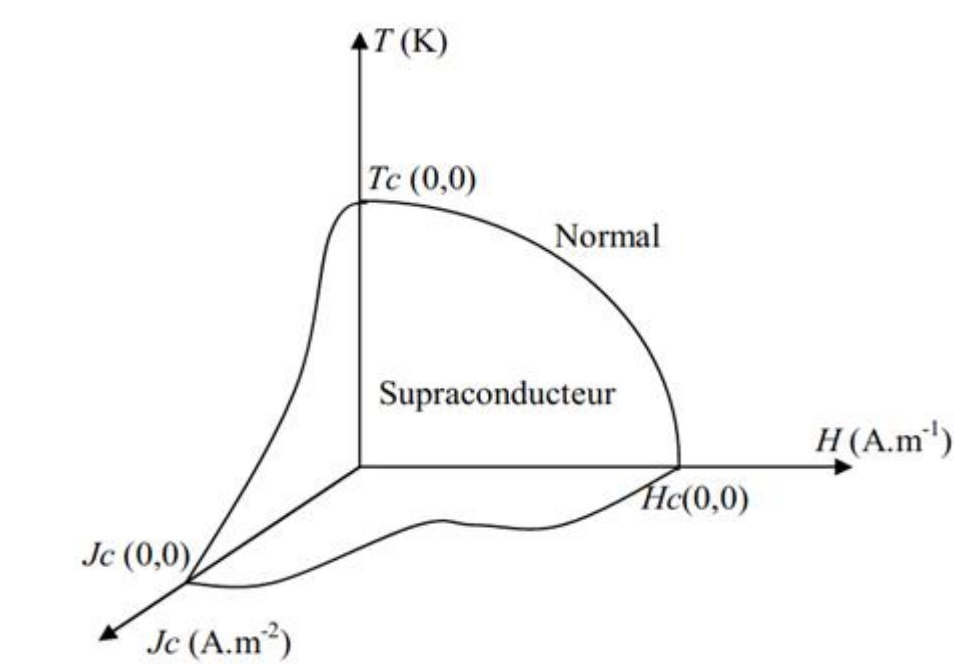


Figure I.3. Illustration de la dépendance fonctionnelle de l'état supraconducteur, [5].

I.4. Grandeurs Critiques

L'état supraconducteur est limité par trois grandeurs définissant une surface critique au-delà de laquelle le matériau transite vers un état dissipatif caractérisé par l'apparition d'un champ électrique, la température critique (T_c) et le champ magnétique d'irréversibilité (H) sont des grandeurs intrinsèques au matériau, tandis que la densité de courant critique (J_c) dépend du procédé de fabrication (**Figure I.4**) au-delà de T_c le supraconducteur se trouve dans un état normal caractérisé par une résistivité ρ_n .

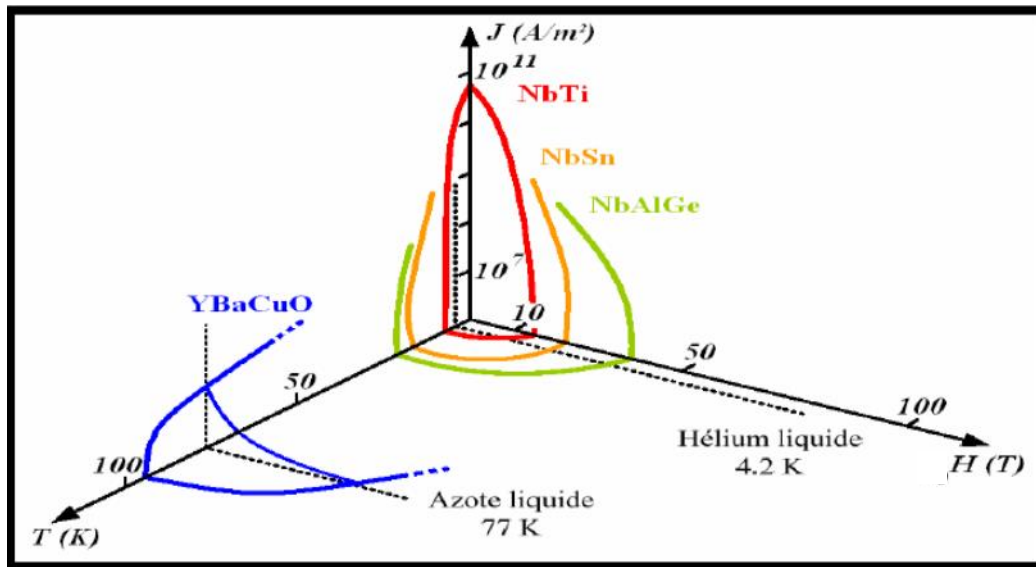


Figure I.4. Surfaces critiques des principaux supraconducteurs, [8].

- L'application des supraconducteurs à la limitation de courant fait essentiellement intervenir deux grandeurs critiques : la température T_c et la densité de courant j_c [7].

I.4.1. Température Critique

L'état de supraconductivité caractérise la plupart des métaux à condition que la température soit très proche de 0 K. La température en dessous de laquelle un matériau devient supraconducteur est nommée température critique T_c est également la température de transition qui délimite l'état supraconducteur de l'état normal. La supraconductivité est obtenue aux températures T_c plus élevées pour les métaux mauvais conducteurs dans l'état normal, comme le mercure et le plomb. Proche de T_c la variation de la résistivité en fonction de la température est très rapide (**Figure I.5**). La partie II représente la variation de la résistivité, $\rho(T)$ pour l'état normal, correspondante à la relation $\rho(T) = CT^5 + \rho_r$ ou ρ_r est déterminé par les impuretés et les défauts du réseau cristallin. La partie I de la

courbe (**Figure I.5**) présente une chute très raide sur un intervalle de température de 0,01.. 0,001 K et caractérise l'état supraconducteur.

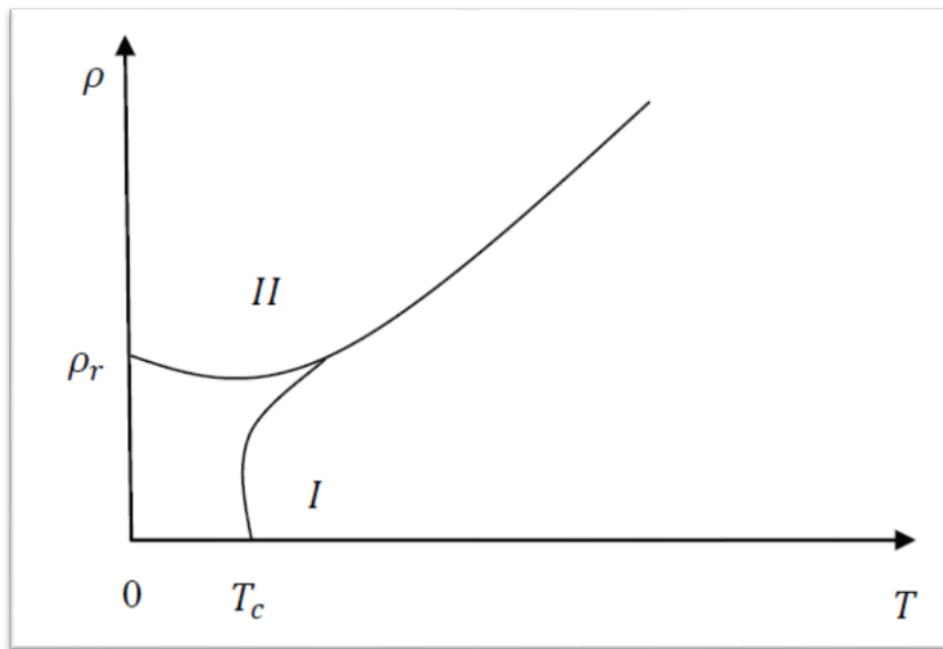


Figure I.5. Dépendance de la résistivité en fonction de la température, [6].

La température a une influence importante sur les autres caractéristiques d'un matériau Supraconducteur comme le magnétique, la résistivité ou la profondeur de pénétration, [6].

I.4.2.Champ Magnétique Critique

L'état supraconducteur peut disparaître pour un champ magnétique extérieur d'une certaine intensité H_c dépendant de la température. Dans la (**Figure I.6 (a)**). La courbe $H_c(T)$ divise le Quadrant $H_c > 0, T_c > 0$ en deux régions : supraconducteur et normale. La température Maximale à laquelle un matériau est supraconducteur est obtenue pour un champ extérieur nul. Les supraconducteurs se divisent en deux catégories : type I et type II. Ceux de type I sont caractérisés par le fait que si le champ magnétique extérieur atteint La valeur critique l'effet Meissner s'arrête brusquement.

Le diamagnétisme est parfait pour H inférieurs à H_c et la dépendance avec la température est parabolique (**Figure. I.6 (a)**):

$$H_c(T) = H_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \dots\dots\dots (I.1)$$

Où H_0 est la valeur du champ critique extrapolé à $T = 0$ K. La résistivité augmente brusquement à la valeur correspondante à l'état normal quand le champ magnétique dépasse la valeur de H_c .

Aux supraconducteurs de type II, le diamagnétisme parfait disparaît progressivement à partir d'une valeur de champ magnétique H_{c1} et la disparition totale du diamagnétisme est produite pour un champ H_{c2} .

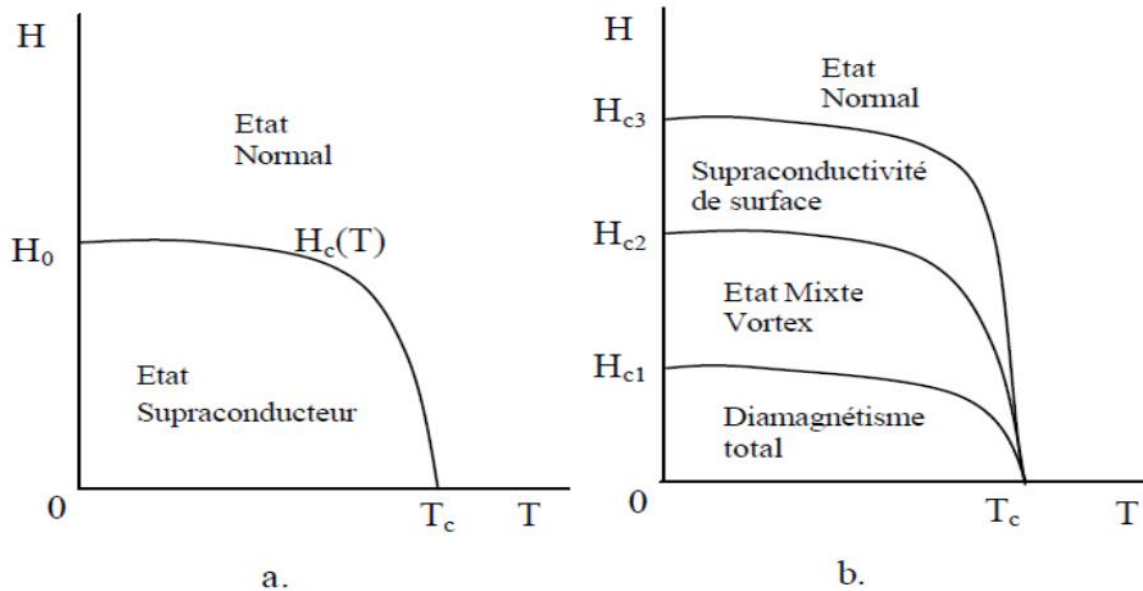


Figure I.6. Représentation des types de la supraconductivité en fonction du champ, [4].

La caractéristique $H(T)$ des supraconducteurs de type II comporte plusieurs zones, une première dans laquelle la résistivité électrique est nulle ; une deuxième zone, où ρ peut prendre la valeur nulle ou correspondante à l'état normal ρ_n ou encore une valeur intermédiaire dépendante de facteurs comme la concentration des impuretés, la densité de courant, la direction du champ magnétique, etc; La troisième zone correspond à la supraconductivité de surface, dans laquelle seulement une fine partie en surface du matériau est supraconductrice (et cela seulement si le champ magnétique a une composante parallèle à la surface du matériau) ; la quatrième zone correspond à l'état normal ($\rho = \rho_n$). On peut considérer comme ordre de grandeurs les champs magnétiques $H_{c1} = 10$ kA/m, $H_{c2} = 10$ MA/m. Les supraconducteurs de type (II) sont constitués généralement des alliages (Nb–Zr, Nb–Ti), des composants supraconducteurs (Nb₃Sn, V₃Ga) et de métaux de transition avec une résistivité grande à l'état normal. Pour des valeurs de champ comprises entre H_{c1} et H_{c2} ces matériaux présentent des zones à l'état normal, dans lesquelles l'induction magnétique est non nulle, Pour des valeurs de champ comprises entre H_{c1} et H_{c2} ces matériaux présentent des zones à l'état normal, dans lesquelles l'induction magnétique est non nulle, [4].

I.4.3. Densité de courant critique

La densité de courant critique correspond à la valeur maximale au-delà de laquelle un champ électrique apparaît. Pour les supraconducteurs de type I, la répartition du courant n'est pas homogène.

Le courant de transport circule uniquement à la surface, dans l'épaisseur de pénétration de London. Pour les supraconducteurs de type (II) la densité de courant critique est fortement dépendante de l'induction B donc de la présence de vortex dans la structure du matériau. Pour une induction transverse, dans l'état mixte, un supraconducteur idéal présente une densité de courant nulle. Le courant de transport réagit avec les vortex et ceux-ci se déplacent lorsque la force créée de Lorentz $Jc(B)$ est supérieure aux forces d'ancrage (ou de pinning), entraînant une dissipation dans le matériau. Lorsque la densité de courant dépasse une valeur critique J_c les vortex sont arrachés. C'est le régime de flux-flow. Libérés, les vortex se déplacent. Un champ électrique est créé, proportionnel à $J - J_c$. Dans le régime de flux flow une résistivité dépendante de l'induction magnétique apparaît et elle est notée ρ_f .

$$\rho_f = \rho_n \frac{B}{\mu_0 H_{c2}} \quad \mu_0 H_{c1} \leq B \leq \mu_0 H_{c2} \dots \dots \dots (II.2)$$

Pour obtenir des grandes densités de courant critique les vortex doivent être solidement ancrés dans le matériau ou au moins quelques-uns d'entre eux.

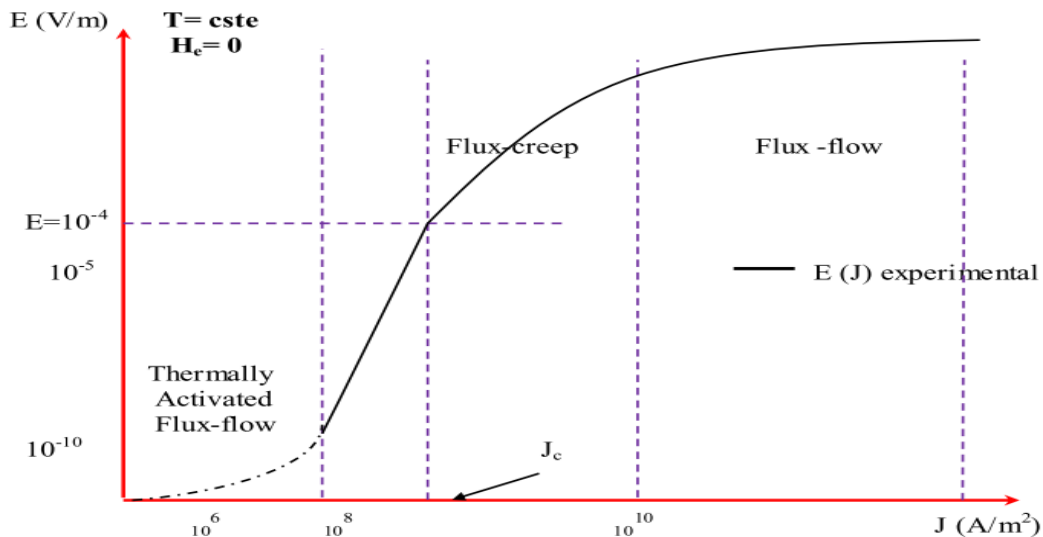


Figure I.7. Dépendance du champ magnétique en fonction de la température, [8].

La courbe expérimentale $E(J)$ représentée (Figure I.7) donne une image classique d'un comportement de supraconducteur HTc. Sur cette courbe, on peut distinguer trois régimes de dépendance de la valeur de J : le thermally activated flux-flow (TAFF), le flux-creep et le flux flow.

Ces régimes se différencient par un comportement magnétique du supraconducteur différent qui est fonction de la force de Lorentz et donc du courant appliqué, [8].

Un premier régime appelé flux-flow pour des courants supérieurs au courant critique où la force de Lorentz est très supérieure aux forces d'ancrages des vortex, laissant ainsi les vortex se déplacer librement dans la même direction dans un mouvement collectif.

Un second régime situé autour du courant critique, appelé flux-creep. La densité de vortex est assez forte. Des vortex interagissent entre eux. Si l'un d'eux se décroche (Force de Lorentz plus la probabilité de saut), par interaction d'autres vortex vont se déplacer. Un dernier régime, très controversé (en pointillé sur la (**Figure I.7**)), pour de faibles courants appelés TAFF où les vortex sauteraient en moyenne tous dans la même direction d'un point d'ancrage à un autre de manière désordonnée. Ce régime n'est pas encore bien défini et dépend de la température (à basse température, le réseau de vortex serait "gelé" et il n'y aurait donc plus aucune dissipation. On passe donc directement en régime de flux-creep). Les pertes en régime TAFF sont totalement négligeables devant les pertes en régime de flux creep. Le régime de flux-flow est le plus dissipatif, [4].

I.4.4. Mobilité des vortex

Il est important de bien comprendre les lois qui régissent la mobilité des vortex, celle-ci étant à l'origine de la transition des supraconducteurs de type II. Cette mobilité fait appel à deux types de mouvements appelés : flux flow et flux-creep (**Figure I.8**), [9].

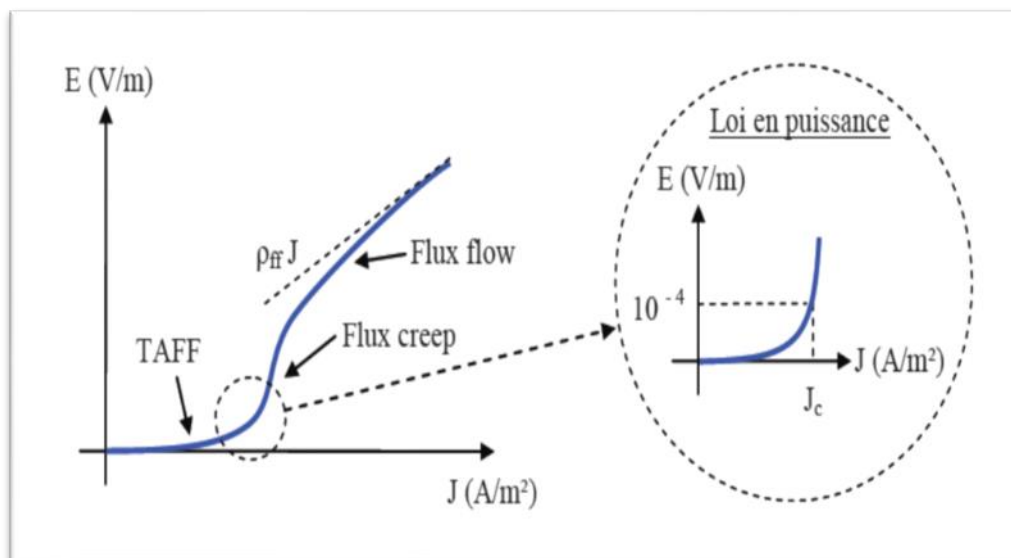


Figure I.8 Caractéristique $E(J)$ d'un supraconducteur avec activation thermique, [9].

I.5. Les types de supraconducteurs

I.5.1. Supraconducteurs de type I

Les supraconducteurs type I ne possèdent qu'un seul champ critique H_c . Le champ magnétique pénètre sur une épaisseur appelée Longueur de pénétration de London dans laquelle se développent des supercourants. Le comportement de ce type de supraconducteurs est simple car il n'existe que deux états. L'état normal correspond à une valeur élevée de la résistance du matériau et l'état supraconducteur correspond à un diamagnétisme presque parfait. Les supraconducteurs de type I sont essentiellement des corps purs, comme le plomb (Pb), le mercure (Hg), l'indium (In) et l'étain (Sn). Les champs magnétiques critiques des corps purs, supraconducteurs de type I, sont relativement faible puisqu'ils ne dépassent pas 0.2 Tesla, [10].

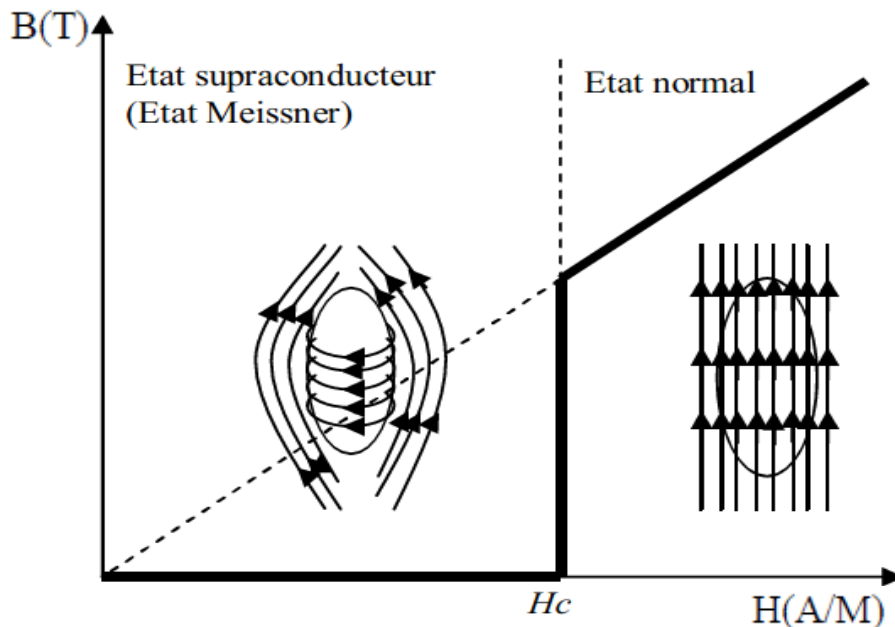


Figure I.9. caractéristique $B(H)$ d'un supraconducteur de type I, [10].

I.5.1.1. Diagramme de phase

Jusque dans les années soixante, les scientifiques étaient persuadés que tous les supraconducteurs agissaient de la même façon en présence d'un champ magnétique.

Ils savaient que la supraconductivité allait disparaître si le matériau est soumis à un champ magnétique plus intense qu'un champ critique H_c , et que la valeur de ce champ critique dépend de la température. Ainsi, le matériau pouvait se trouver soit dans l'état normal, soit dans l'état supraconducteur, selon la valeur de la température et du champ magnétique appliqué. Aujourd'hui, on qualifie les matériaux se comportant de cette façon de supraconducteur de première espèce ou de type I (Figure I.10), [08].

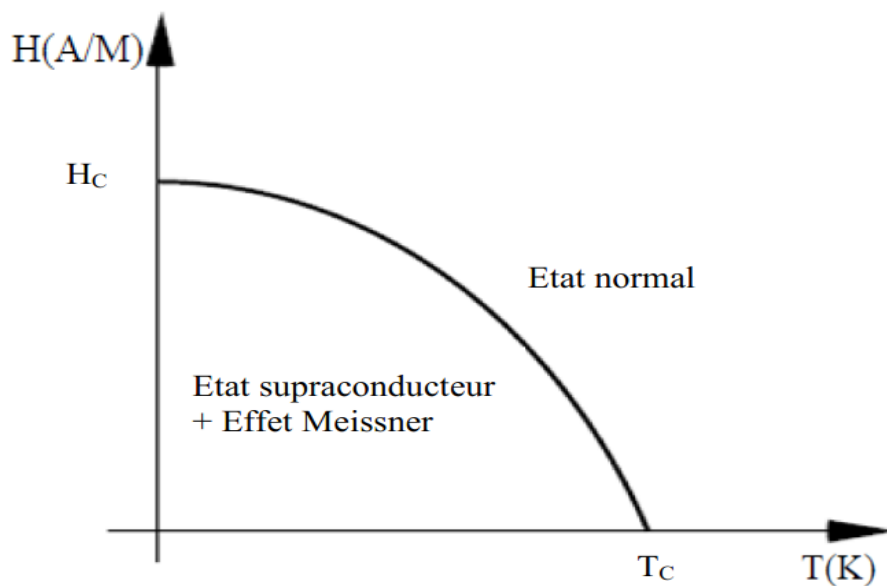


Figure I.10. Diagramme de phase d'un supraconducteur de type I, [11].

I.5.2. Supraconducteurs de type II

En présence d'un champ magnétique, les supraconducteurs de type II offrent un diamagnétisme parfait jusqu'au champ H_{C1} de manière comparable aux supraconducteurs de type I. À partir de H_{C1} , le supraconducteur de type II est dans l'état mixte qui autorise une pénétration partielle du champ jusqu'au champ H_{C2} (H_{C2} peut atteindre des dizaines de Teslas), [10].

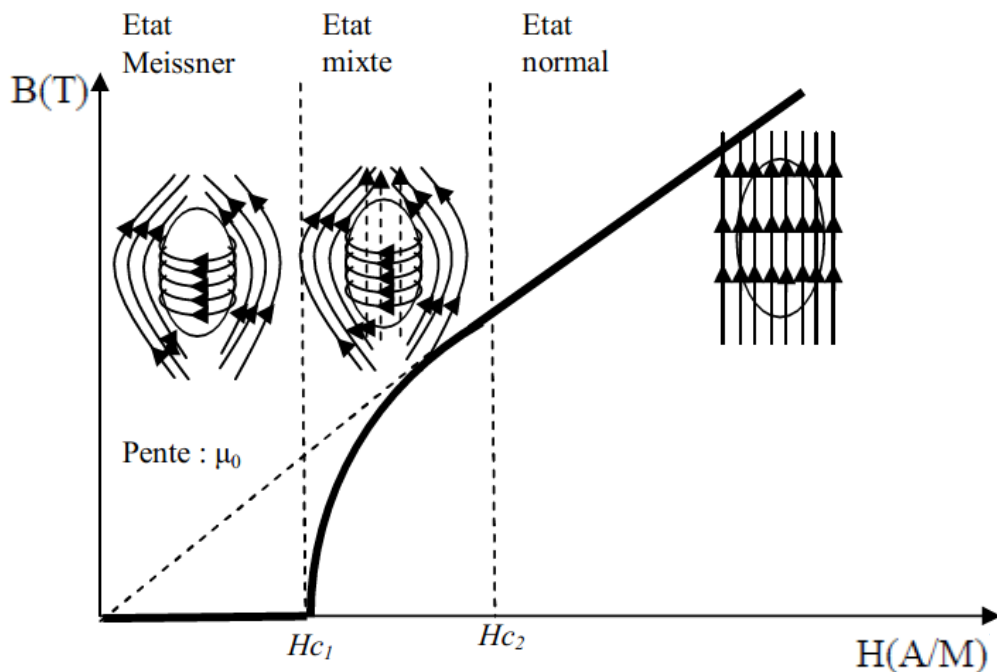


Figure I.11. caractéristique $B(H)$ d'un supraconducteur de type II, [10].

I.5.2.1. Diagramme de phase

Cependant, tel n'est pas le cas pour tous les supraconducteurs. En 1962 un deuxième type de supraconducteurs a été découvert. Ces matériaux de deuxième espèce possèdent deux champs magnétiques critiques ($H_{C1}=B_{C1}$) et ($H_{C2}=B_{C2}$) dépendant de la température. Ainsi, ils peuvent se trouver dans trois états : l'état normal, l'état supraconducteur et l'état mixte. Sous H_{C1} , le matériau est complètement à l'état supraconducteur. Lorsqu'il franchit ce champ magnétique critique, il se trouve à l'état mixte, c'est-à-dire que le flux magnétique commence à pénétrer dans le matériau à travers de minces faisceaux appelés vortex. Le centre de chacun des vortex est caractérisé par une conductivité normale, et le flux les traversant est gardé constant par des boucles de courant persistant se formant sur leur circonférence. La densité des vortex augmente en proportion du champ appliqué. Si ce champ dépasse H_{C2} , le matériau atteint l'état normal, de la même façon que s'il avait outrepassé la température critique sans être soumis à un quelconque champ magnétique extérieur. (Figure I.12), [08].

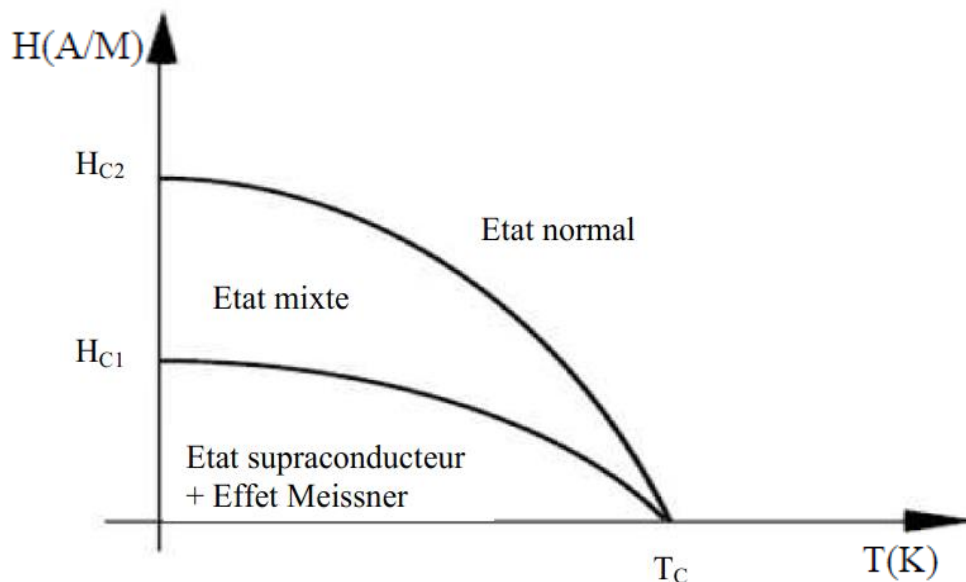


Figure I.12. Diagramme de phase d'un supraconducteur de type II, [11].

I.5.3. Matériaux à haute température critique

Les supraconducteurs se distinguent également par leurs T_c . En dessous de 30 K ce sont les basses températures critiques (LTS pour Low Temperature Superconductors) alors qu'au-delà ce sont les hautes températures critiques (HTS pour High Temperature Superconductors). Les HTS sont de type II. Les développements de conducteurs à haute T_c se concentrent autour des matériaux sans éléments toxiques, à savoir les composés au bismuth Bi (**BiSrCaCuO**) et de type **ReBaCuO**, où **Re** est une terre rare, très souvent l'yttrium (**Y**), mais d'autres éléments sont aussi utilisés (**Nd**, **Gd**, **Sm**, ...).

Les supraconducteurs à haute température critique sont des composés intermétalliques, donc très fragiles mécaniquement, comme le **Nb₃Sn**. Leur structure est de type pérovskite. Ce sont des oxydes de cuivre ou **cuprates** formés de n plans **CuO₂** (les plans ab), séparés par des atomes d'yttrium (ou une autre terre rare) ou de calcium (**Figure I.13**) et intercalés entre deux blocs identiques d'extrémité qui contiennent des métaux ou des terres rares et de l'oxygène, [12].

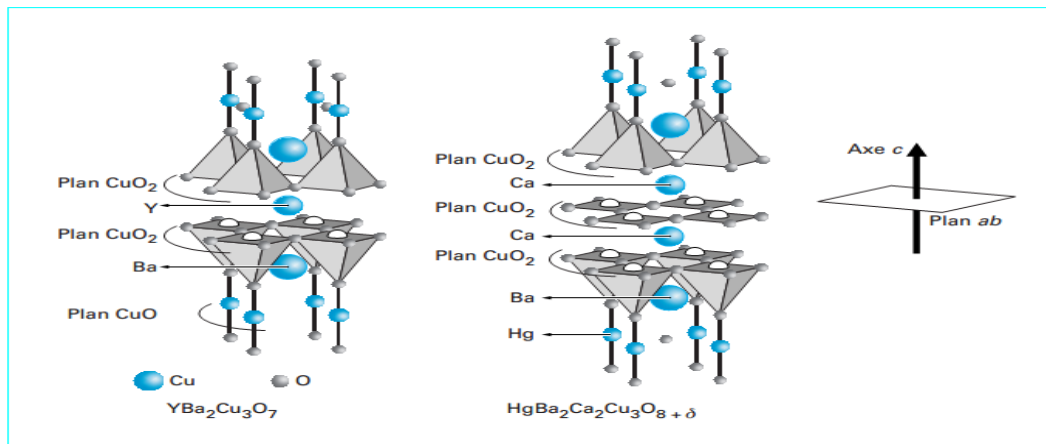


Figure I.13. Structure de supraconducteurs à haute température critique, [12].

I.6. Transition de l'état supraconducteur à l'état normal

Les matériaux supraconducteurs présentent une transition de résistivité entre l'état normal et l'état supraconducteur. Cette transition peut être induite par dépassement d'une des grandeurs critiques: la température critique T_c , le champ critique H_c ou la densité de courant critique J_c . Une fois cette transition amorcée, elle peut se propager, soit naturellement grâce à l'effet Joule induit localement dans le supraconducteur, soit en assistant cette propagation.

▪ $T > T_c$

La transition par dépassement de la température critique semble la plus naturelle. Elle est utilisée pour réaliser des interrupteurs supraconducteurs mais est pourtant mal adaptée au limiteur de courant, compte tenu des constantes de temps thermiques et des problèmes d'isolation que poserait l'insertion d'un élément de chauffage. L'apport d'énergie par rayonnement électromagnétique (rayon X) est difficilement envisageable.

- **$H > H_c$**

L'application d'une impulsion de champ magnétique supérieur à H_c permet de faire transiter le supraconducteur. Dans le cas des supraconducteurs industriels à basses températures critiques (BTc), les champs critiques, de l'ordre de quelques teslas, demanderaient des commandes de taille très importante. Par contre, cette technique est envisagée pour forcer la transition de barreaux massifs de HTc composé BSCCO 2223 :

(BiPb) $2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$, dont la caractéristique $J_c(B)$ est très sensible à l'induction magnétique B .

- **$J > J_c$**

La transition par dépassement du courant critique est à la base même du principe du limiteur de courant supraconducteur. Elle permet de s'affranchir de tout système de détection ou de commande, le courant en ligne jouant le rôle de déclencheur de la limitation. En modifiant la section des conducteurs, on peut calibrer simplement le courant seuil. En fait, la condition $J > J_c$ ne conduit pas directement le supraconducteur à l'état normal, mais dans un état dissipatif intermédiaire. Il peut y avoir emballement thermique (cas des BTc), conduisant, après un certain délai, à la situation $T > T_c$, [07].

I.7. Conclusion

Dans ce premier chapitre nous avons présenté un bref historique de la supraconductivité, leurs propriétés et ses types, ainsi que leurs comportements magnétique. Où nous avons conclu que la baisse température critique des matériaux supraconducteurs reste un inconvénient majeur.

La mise en place des modèles électromagnétiques régissant le comportement de ces matériaux fera l'objet du second chapitre.