

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF- M'SILA

FACULTE DE TECHNOLOGIE

DEPARTEMENT DE GENIE ELECTRIQUE

N° : ELM- 02



DOMAINE : SCIENCE TECHNOLOGIE

FILIERE : ELECTROMÉCANIQUE

OPTION : ELECTROMÉCANIQUE

Mémoire présenté pour l'obtention
Du diplôme de MASTER Académique

Par :

LARIBI Yacine

GUERTOUFA Ahmed

THEME

Etude de la Conception d'une Machine Electrique
Supraconductrice

Soutenu devant le jury composé de :

Dr. ABDOU Abdelhak

Université Mohamed Boudiaf-M'sila

Président

Pr. BOUCHALA Trik

Université Mohamed Boudiaf-M'sila

Examineur

Dr. BELKHIRI Salah

Université Mohamed Boudiaf-M'sila

Rapporteur

Année universitaire : 2020/2021

Remerciements

Avant tout, nous tenons à remercier Dieu de nous avoir accordé le succès et qui nous a donné la force d'achever ce travail.

Nous tenons à remercier sincèrement l'encadreur de ce mémoire Dr. Salah BELKHIRI pour l'aide précieuse qu'il nous a offert dans de ce travail.

Nous tenons aussi à remercier l'ensemble des enseignants de l'électrotechnique.

Aussi, nos vifs remerciements à tous ceux qui nous ont aidés de près ou de loin avec leurs conseils afin de terminer les travaux, notamment les deux enseignants, Boudjellal Bilal et Zaghba Oussama.

Dédicace

Nous dédions ce modeste travail

*A nos très chers parents, que Dieu les protège et prenne
soin d'eux*

*leurs soutien moral et financier, et leurs encouragements
envers nous .*

A nos frères et nos sœurs.

A toutes nos familles.

*A nos amis et nos collègues de Spécialité l'électromécanique
la promotion 2021.*

*À tous ceux qui, nous donne un coup de main pour
continuer ces études.*

*Au groupe *7* qui porte l'adresse de résidence universitaire
Abdelkader , djamal , djaloul , Saïd , Walid , Nadir,
Oussama .*

GUERTOUFA AHMED

LARIBI YACINE

TABLE DES MATIERES

Remerciements

Dédicace

Table des matières

Liste des figures

Liste des tableaux

Notations symbolique et abréviations

Introduction générale1

CHAPITRE I GENERALITES SUR LA SUPRACONDUCTIVITE

I.1. Introduction3

I.2. Historique de la supraconductivité3

I.3. Propriétés élémentaires des matériaux supraconducteurs.....4

 I.3.1. Résistivité électrique4

 I.3.2. Effet Meissner4

 I.3.3. Surface critique6

I.4. Grandeurs Critiques6

 I.4.1. Température Critique7

 I.4.2. Champ Magnétique Critique8

 I.4.3. Densité de courant critique10

 I.4.4. Mobilité des vortex11

I.5. Les types de supraconducteurs12

 I.5.1. Supraconducteurs de type I12

I.5.1.1. Diagramme de phase	12
I.5.2. Supraconducteurs de type II	13
I.5.2.1. Diagramme de phase	14
I.5.3. Matériaux à haute température critique	14
I.6. Transition de l'état supraconducteur à l'état normal	15
I.7. Conclusion	16

CHAPITRE II MODELISATION DES MATERIEUX SUPRACONDUCTEURS

II.1. Introduction	17
II.2. Etat de l'art	17
II.2.1 Le modèle de l'état critique	17
II.2.2. Le modèle de la loi de puissance	18
II.2.3. Le modèle de KIM	19
II.2.4. Le modèle exponentiel	19
II.2.5. Le modèle Flux-flow-crêpe (FFC)	19
II.3. Approximation du modèle de Bean	20
II.4. Formulation mathématique de modèle	22
II.4.1. Domaine d'étude	22
II.4.2. Les équations de Maxwell	23
II.4.3. Relations constitutives	24
II.4.4. Conditions de passage	24
II.4.5. Écritures simplifiées des équations	25

II.5. Formulation du problème	25
II.5.1. Formulation dans les régions conductrices	25
II.5.1.1. Formulation en A-V	26
II.5.1.2. Formulation en H	27
II.5.1.3. Formulation en T-Φ	27
II.5.1.4. Formulation en E	28
II.5.2. Formulation dans les régions non conductrices	28
II.5.2.1 Formulation en A	28
II.5.2.2. Formulation en potentiel scalaire magnétique (H-Φ et H-Φ_r)	28
II.6. Choix de la formulation	30
II.7. Applications en électrotechnique	31
II.7.1. Machines tournantes	31
II.7.2. Câbles de transport	31
II.7.3. Stockage d'énergie	32
II.7.4. Limitation de courant	32
II.8. Conclusion	32

CHAPITRE III Etude d'une Machine Synchrone Supraconductrice

III.1. INTRODUCTION	33
III.2. Machines électriques supraconductrices	33
III.2.1. pourquoi utiliser les supraconducteurs	33
III.2.2. Matériaux supraconducteurs selon leur forme	34
a. Les supraconducteurs sous forme massive	34
b. Les supraconducteurs sous forme fils	35
b.1. 1ère génération : BSCCO	36
b.2. 2ème génération : YBCO	36

b.3. Le MgB2.....	37
c. Comparaison des conducteurs.....	38
III.2.3. La bobine supraconductrice.....	38
a. Estimation de la masse	38
b. Estimation des contraintes	39
III.2.4. types machines synchrone supraconductrices.....	40
a. Machine à flux radial.....	40
b. Machine à flux axial.....	41
III.3. MODELISATION ET SIMULATION DE LA MSAP.....	41
III.3. Modélisation de la MSAP	41
III.3.1. Mise en équations de la machine dans le repère (abc)	41
III.3.1.1. Equations électriques	42
III.3.1.2. Equations magnétiques	43
III.3.1.3. Equation mécanique	43
III.3.2. Transformation De Park	44
III.3.3. Equations des tensions et des flux dans référentiel de PARK	45
III.3.4. Paramètres de la machine étude.....	47
III.4. Résultats de la simulation.....	48
III.5. Conception de la machine étudiée sous logiciel FLUX 2D	50
III.5.1. Paramètres de la machine.....	50
III.5.2. Description de la géométrie et du maillage du moteur.....	51
III.5.2.1. la géométrie.....	51
III.5.2.2.maillage.....	52
III.5.3. Création des matériaux	53
III.5.4. Création d' un circuit intégré	53
III.5.5. Résultats de la simulation sous FLUX 2D	55
III.6. Conclusion.....	62

Conclusion générale.....	63
Références Bibliographiques	65
Résumé	

Liste des figures

Figure I.1. Résistivité d'un supraconducteur en fonction de la température.....	4
Figure I.2. Différence entre un conducteur parfait et un supraconducteur.....	5
Figure I.3. Illustration de la dépendance fonctionnelle de l'état supraconducteur.....	6
Figure I.4. Surfaces critiques des principaux supraconducteurs.....	7
Figure I.5. Dépendance de la résistivité en fonction de la température.....	8
Figure I.6. Représentation les types de la supraconductivité en fonction du champ.....	9
Figure I.7. Dépendance du champ magnétique en fonction de la température.....	10
Figure I.8 Caractéristique $E(J)$ d'un supraconducteur avec activation thermique.....	11
Figure I.9.caractéristique $B(H)$ d'un supraconducteur de type I.....	12
Figure I.10. Diagramme de phase d'un supraconducteur de type I.....	13
Figure I.11.caractéristique $B(H)$ d'un supraconducteur de type II.....	13
Figure I.12. Diagramme de phase d'un supraconducteur de type II.....	14
Figure I.13. Structure de supraconducteurs à haute température critique.....	15
Figure II.1. Caractéristique $E(J)$ basée sur le Modèle de Bean.....	18
Figure II.2. Modèle de Bean	20
Figure II.3.Le modèle de Bean modifié	21
Figure II.4.Prise en compte du passage à un état résistif dans le modèle de Bean modifié.....	22
Figure II.5. Domaine d'étude.....	23

Figure III.1. Comparaison entre une machine conventionnelle (a) et supraconductrice (b)	34
Figure III.2. Exemple de matériaux supraconducteurs massifs de composition YBCO.....	35
Figure III.3. Section d'un ruban supraconducteur BSCCO de type H (SUMITOMO®).....	36
Figure III.4. Exemple de ruban YBCO commercialisé par SUPERPOWER.....	37
Figure III.5. Fil supraconducteur de MgB2.....	37
Figure III.6. Section d'un ruban a) BSCCO de SUMITOMO b) YBCO de SUPERPOWER.....	39
Figure III.7. Moteur HTC de propulsion de navire 36,5 MW construit par AMSC.....	40
Figure III.8. Moteur à flux axial 365 kW – 250 tr/min, fabriqué par Sumitomo.....	41
Figure III.9. Schéma de la MSAP dans le repère abc.....	42
Figure III.10. Schéma équivalent de la MSAP dans le repère (d,q)	44
Figure III.11. Schéma bloc du modèle de la MSAP dans le repère d-q.....	47
Figure III.12. Variation de courant Id en fonction de temps.....	48
Figure III.13. Variation de courant Iq en fonction de temps.....	48
Figure III.14. Variation de la vitesse W en fonction de temps.....	49
Figure III.15. Variation de couple Ce en fonction de temps.....	49
Figure III.16 . Maillage utilisé de la machine.....	52
Figure III.17 circuit intégré au projet.....	53
Figure III.18. Champ magnétique.....	55
Figure III.19. Densité de flux magnétique.....	55
Figure III.20. Perméabilité dans la machine.....	56
Figure III.21. Densité d'énergie magnétique dans la machine.....	56
Figure III.22. Variation de flux en fonction de temps.....	57
Figure III.23. Variation de d'accélération en fonction de temps.....	57
Figure III.24. Variation de couple en fonction de temps.....	57

Figure III.25. Variation d'énergie en fonction de temps.....	58
Figure III.26. Champ magnétique.....	58
Figure III.27. Densité de flux magnétique.....	59
Figure III.28. Perméabilité dans la machine.....	59
Figure III.29. Densité d'énergie magnétique dans la machine.....	60
Figure III.30. Variation de flux en fonction de temps.....	60
Figure III.31. Variation de d'accélération en fonction de temps.....	60
Figure III.32. Variation de couple en fonction de temps.....	61
Figure III.33. Variation d'énergie en fonction de temps.....	61

Liste des tableaux

Tableau II. 1 Comparaison des formulations électromagnétiques.....	31
Tableau III. 1 comparaison entre une machine conventionnelle et supraconductrice.....	34
Tableau III. 2 Paramètres de la machine étudiée.....	47
Tableau III.3. Les caractéristiques des inductances.....	54
Tableau III.4. Les caractéristiques des résistances.....	54
Tableau III.5. Les caractéristiques des résistances de la machine supraconductrice.....	54

Notations symbolique et abréviations

J_c	Densité de courant critique	[A/m²]
T_c	Température critique	[K]
H_c	Champ magnétique critique	[A/m]
B	Induction magnétique	[T]
μ₀	Perméabilité magnétique a vidé	[H/m]
H	Champ magnétique	[A/m]
E	Champ électrique	[V/m]
B	Induction magnétique	[T]
D	Induction électrique	[C/m²]
ρ	Densité volumique des charges électriques	[C/m³]
LTS	Low Temperature Superconductors	
SMES	Superconducting Magnetic Energy Storage	
BTC	base température critique	
HTC	haute température critique	
TAFF	le thermally activated flux-flow	
MSAP	Machine Synchrone à Aimants Permanents	
a,b,c	Axes liés aux enroulements triphasés	
d ,q	Composantes de Park (lié au rotor) directe et quadrature	
θ	Position angulaire du rotor par rapport au stator	
ω	Vitesse électrique du rotor	
[P(θ)]	Matrice de transformation de Park	
[P(θ)]⁻¹	Matrice de transformation inverse de Park	
V_a, V_b, V_c	Tension statorique de la phase a,b et c	
V_s	Tension statorique	

V_d, V_q	Tensions statoriques sur l'axe direct et en quadrature
i_a, i_b, i_c	Courant statorique de la phase a,b et c
i_s	Courant statorique
$\varphi_a, \varphi_b, \varphi_c$	Flux statorique de la phase a,b et c
φ_s	Flux statorique
φ_d, φ_q	Flux statorique d'axe direct et en quadrature
φ_f	Flux des aimants
C_r	Couple résistant
C_{em}	Couple électromagnétique
C_f	Couple de frottement
J	Moment d'inertie
f_c	Coefficient de frottement
p	Nombre de paires de pôles
ω_r	Vitesse électrique du rotor

INTRODUCTION

GENERALE

INTRODUCTION GENERALE :

Depuis la découverte du phénomène de la supraconductivité, la recherche dans le domaine des supraconducteurs a été relancée surtout après l'apparition des supraconducteurs de type II, tandis que les applications industrielles, peuvent être réalisables. Leurs applications en électrotechnique peut être également envisageables, dans différents domaines tel que ; câbles de transport, Stockage d'énergie, limitation de courant de défaut SFCL [1] [2] [3], machines tournantes, ce qui était le but de ce mémoire. Ils permettent de repousser toujours plus loin les performances des systèmes nécessitant un fort champ magnétique ou une forte puissance [4].

Ces matériaux se aperçoivent de plus en plus utilisés dans différentes applications, l'amélioration en continu des performances des supraconducteurs et des dispositifs cryogéniques a permis leurs développement à l'échelle industrielle dans le domaine de l'électrotechnique et de la conversion électromécanique de l'énergie (moteur et générateur).

Des moteurs actuels utilisent les supraconducteurs afin de générer un couple supérieur à celui des machines classiques. Les supraconducteurs conduisent également à des gains significatifs en termes de puissance massique et volumique par rapport aux topologies conventionnelles. L'utilisation des matériaux supraconducteurs de type II dans les machines électriques permet aussi un véritable pas technologique [5].

Ce mémoire présente l'étude d'une structure novatrice d'inducteur supraconducteur utilisant des matériaux supraconducteurs à haute température critique à pour but non seulement de concentrer le flux magnétique produit mais également de générer des densités de courant supérieures au millier d'ampères par millimètre carré. Lorsque ces matériaux sont refroidis à champ extérieur nul, ils ont la capacité de s'opposer aux variations de champ extérieur et peuvent ainsi être utilisés pour blinder une zone de l'espace par rapport à un champ magnétique.

Ce mémoire comporte trois chapitres :

- Le premier chapitre est consacré à l'étude bibliographique où on introduit les connaissances et les notions de base des matériaux supraconducteurs. Ce chapitre à pour but de définir brièvement la supraconductivité et de mettre en évidence les propriétés de ces matériaux, une introduction permettra dans un premier temps de découvrir ce phénomène, puis nous présenterons le comportement des supraconducteurs et enfin nous allons parler de leurs grandeurs critiques.

- Dans le deuxième chapitre nous allons exposer les modèles mathématiques qui permettent de modéliser les dispositifs comprenant des matériaux supraconducteurs. Il s'agit des équations de Maxwell couplées aux modèles mathématiques qui reflètent de façon satisfaisante les différents régimes des matériaux supraconducteurs, principalement le modèle en loi de puissance $E(J)$. Nous citons aussi quelques principales applications les utilisant.
- Le dernier chapitre sera consacré aux résultats de simulation, ces derniers sont donnés par deux logiciels, le premier est SIMULINK sous MATLAB, ici on s'intéressera aux variations du courant, la vitesse et le couple électromagnétique des deux machines (conventionnelle et supraconductrice), le second est logiciel FLUX2D, basé sur la méthode des éléments finis adoptée pour la résolution des équations du chapitre II dans le cas d'un problème bidimensionnel axisymétrique, ici on traitera également les variations du champ magnétique, densité de flux magnétique, perméabilité, etc. Nous ferons également une étude comparative entre les deux modèles proposés.

Finalement, nous clôturons notre étude par une conclusion générale résumant le contenu de cette approche à travers ce mémoire et on terminera enfin, par les perspectives de continuation de ce travail.

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LA

SUPRACONDUCTIVITE

I.1. Introduction

La supraconductivité est un étonnant état de la matière dans lequel un matériau perd toute résistance électrique. Ainsi, tout courant circulant dans une boucle supraconductrice peut continuer indéfiniment sans perte d'énergie due à l'effet Joule. Les supraconducteurs sont également diamagnétiques, ils repoussent tout champ magnétique auquel ils sont soumis [7] [8].

Ce chapitre a pour but de définir brièvement la supraconductivité et de mettre en évidence les propriétés de ces matériaux, une introduction générale permettra dans un premier temps de découvrir ce phénomène, puis nous présenterons le comportement des supraconducteurs et enfin nous allons parler de leurs grandeurs critiques.

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 , [9] [10] [11].

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.

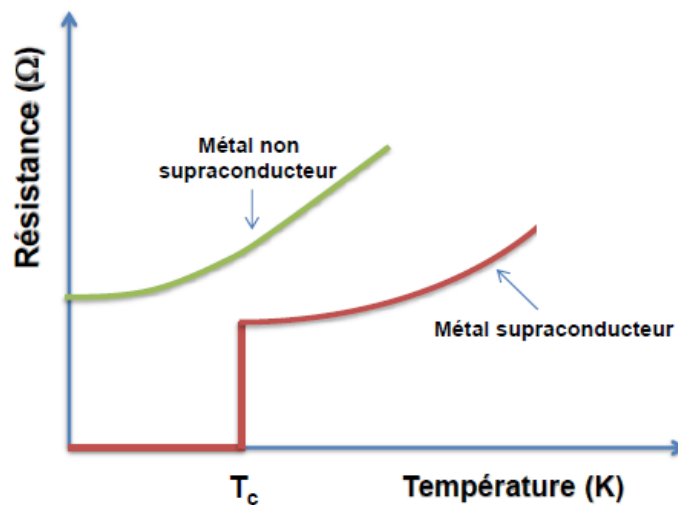


Figure I.1. Résistivité d'un supraconducteur en fonction de la température, [12].

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 champs 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)**).

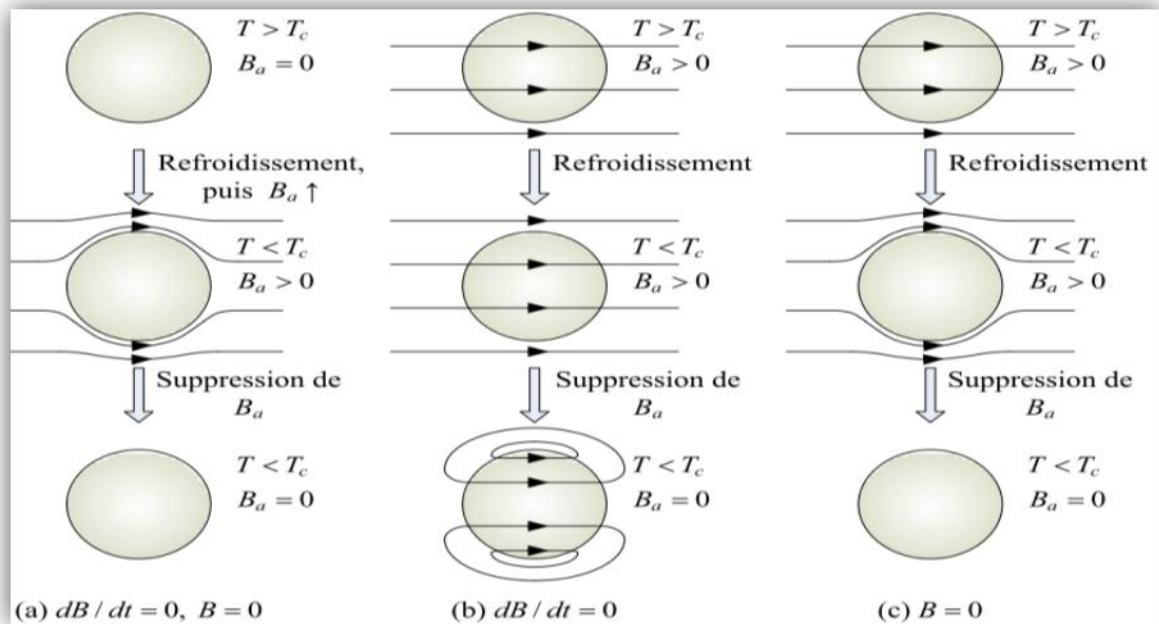


Figure I.2. Différence entre un conducteur parfait et un supraconducteur, [13].

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 refroidi 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 $T < T_c, H < H_c$, [13].

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**), [14].

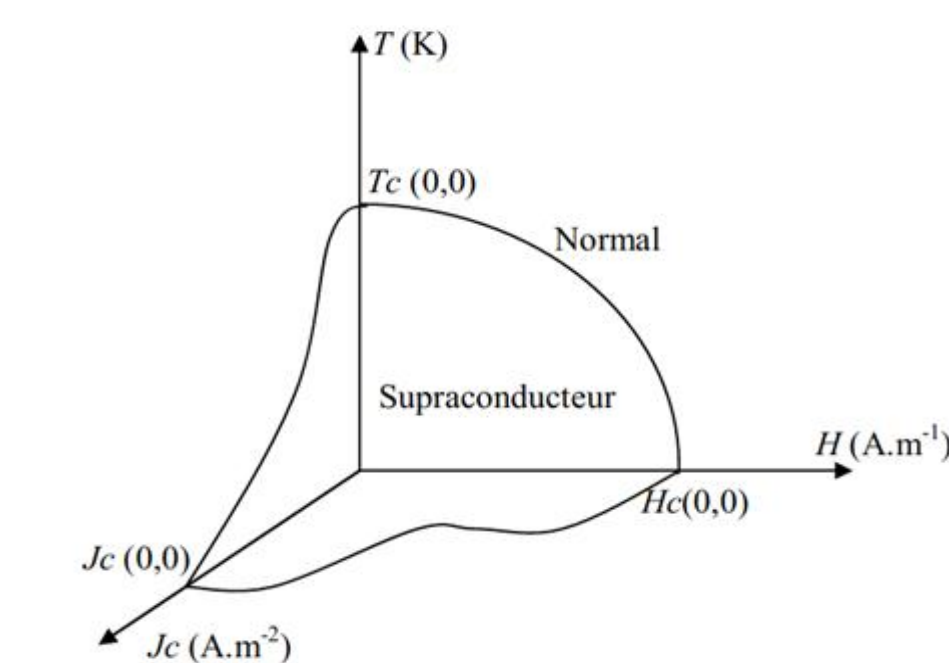


Figure I.3. Illustration de la dépendance fonctionnelle de l'état supraconducteur, [9].

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 .

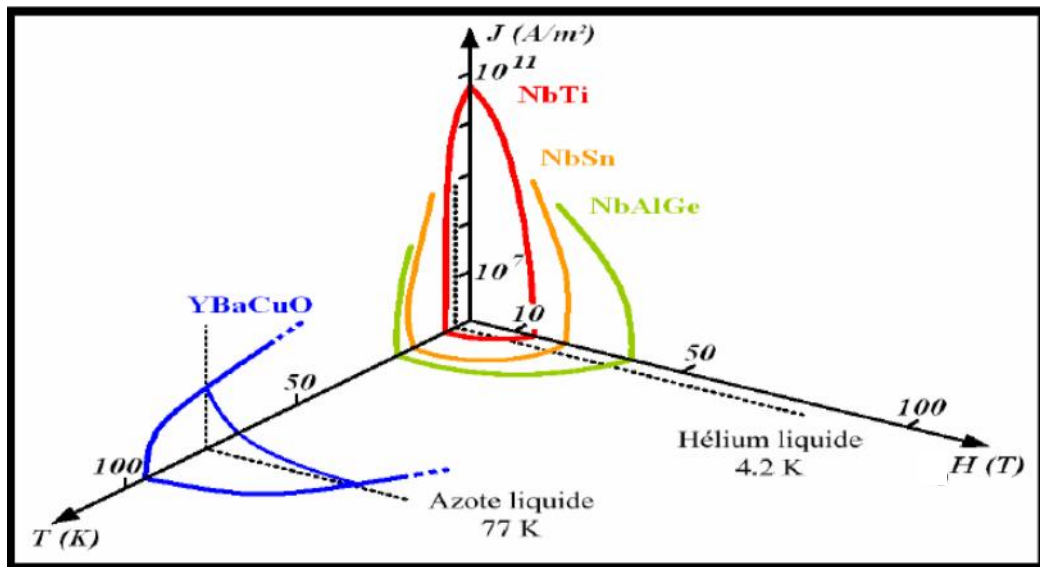


Figure I.4. Surfaces critiques des principaux supraconducteurs, [14].

- 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 [13].

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.

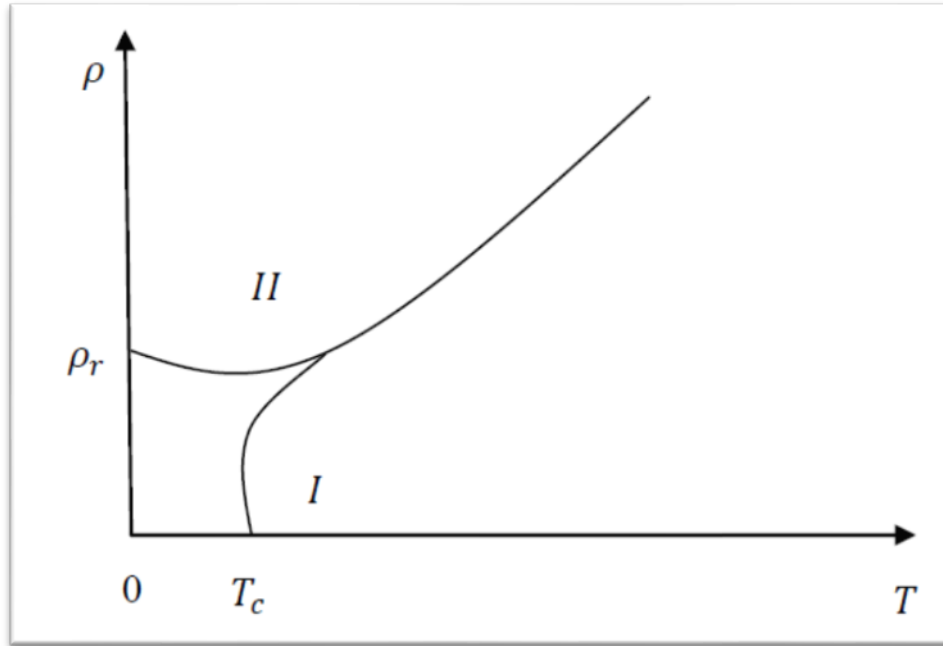


Figure I.5. Dépendance de la résistivité en fonction de la température, [12].

La température a une influence importante sur les autres caractéristiques d'un matériau Supraconducteur comme le magnétique, la résistivité ou la profondeur de pénétration, [12].

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)):

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

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} .

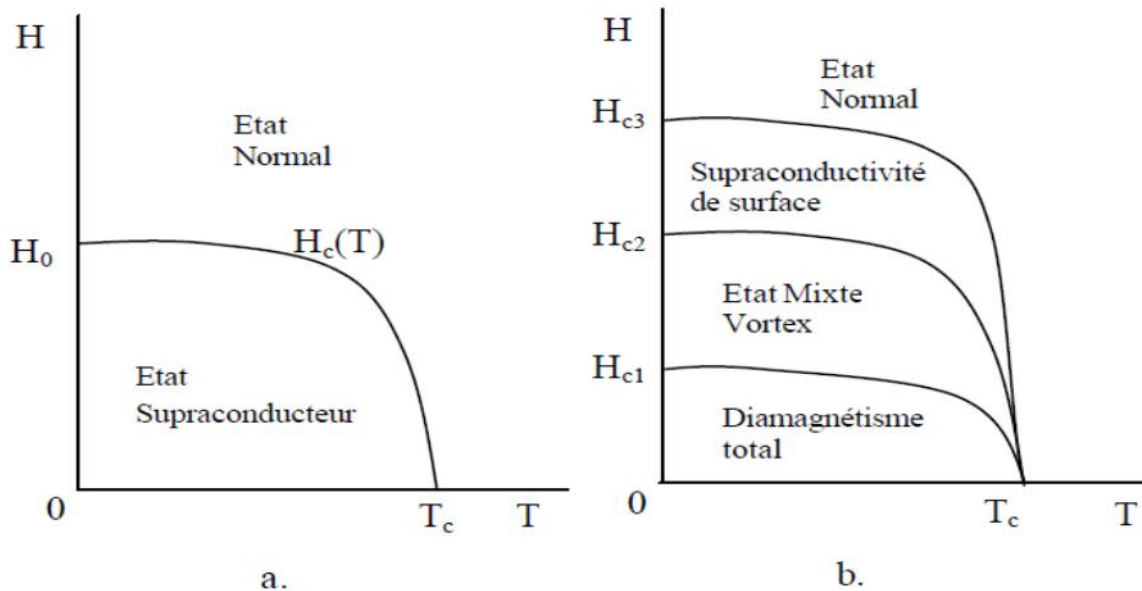


Figure I.6. Représentation des types de supraconductivité en fonction du champ, [7].

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, [7] [15].

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 noté ρ_f .

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

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.

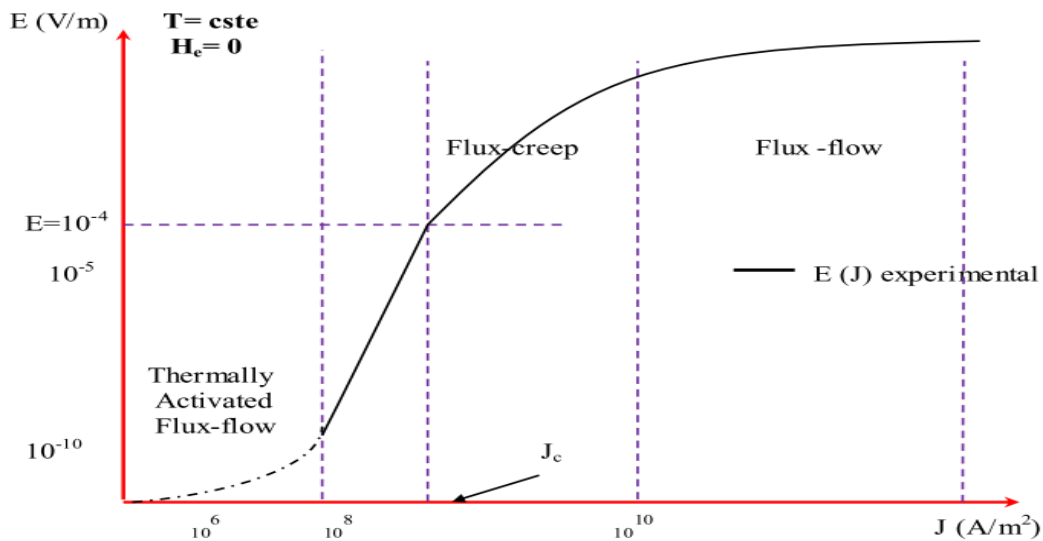


Figure I.7. Dépendance du champ magnétique en fonction de la température, [14].

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, [14].

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, [7].

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**), [16].

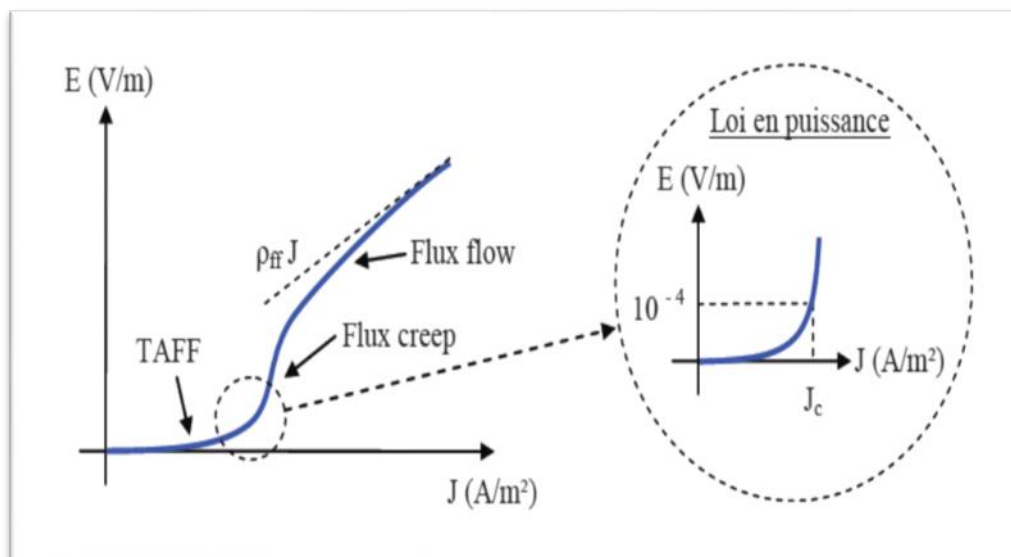


Figure I.8 Caractéristique $E(J)$ d'un supraconducteur avec activation thermique, [16].

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 super courants. 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, [17] [18].

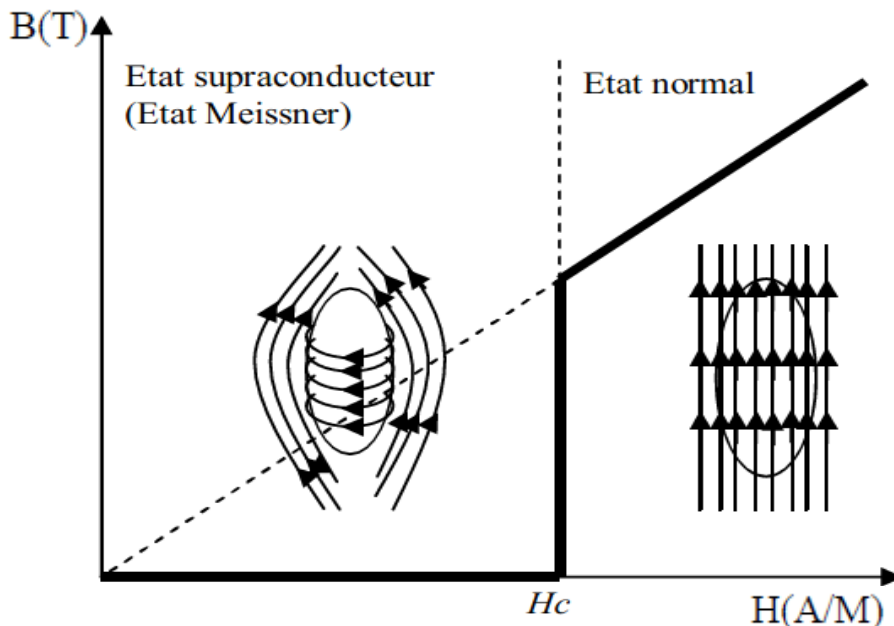


Figure I.9. Caractéristique $B(H)$ d'un supraconducteur de type I, [17].

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), [14].

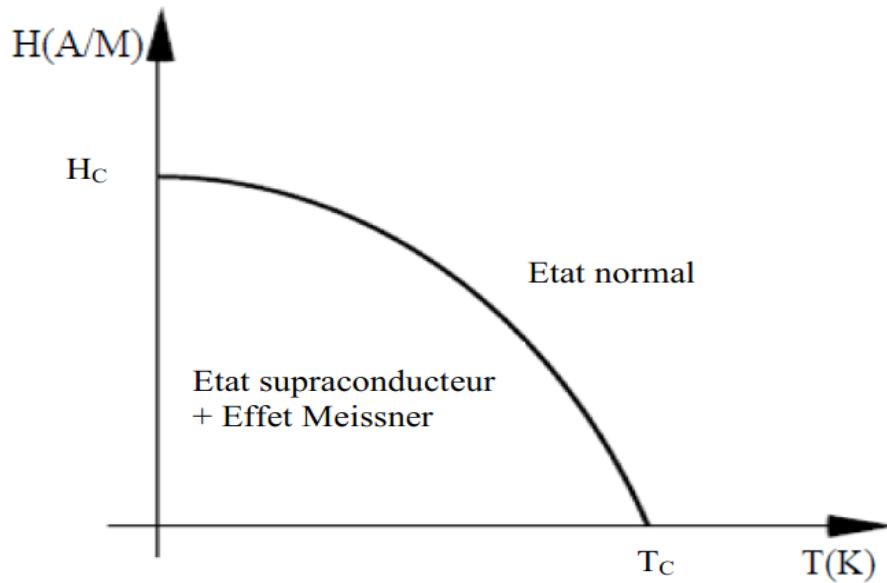


Figure I.10. Diagramme de phase d'un supraconducteur de type I, [19].

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), [17].

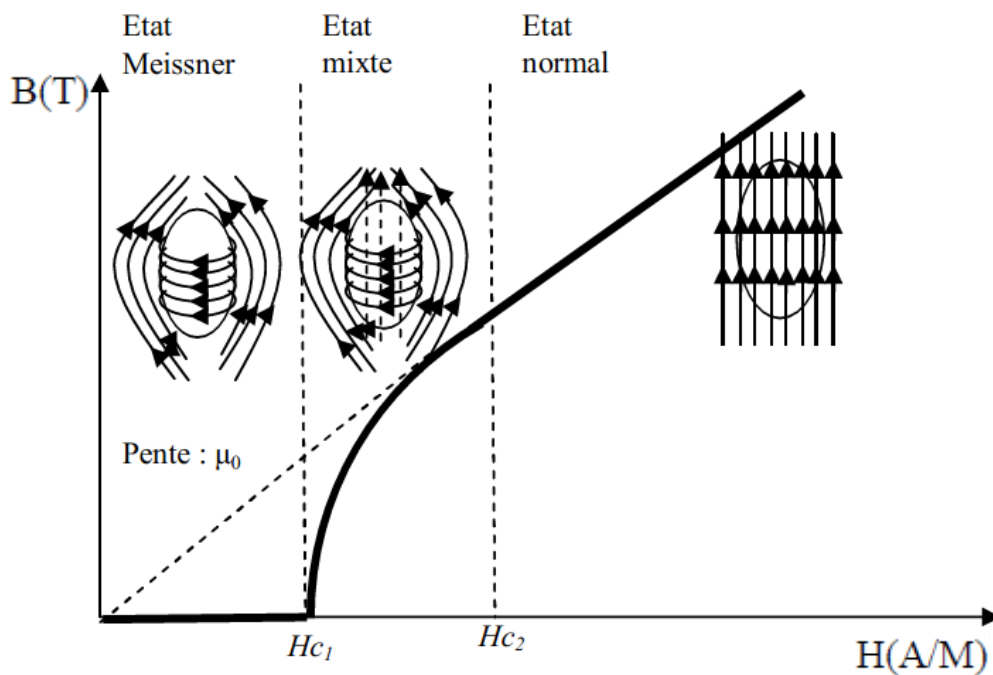


Figure I.11. Caractéristique $B(H)$ d'un supraconducteur de type II, [17].

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), [14].

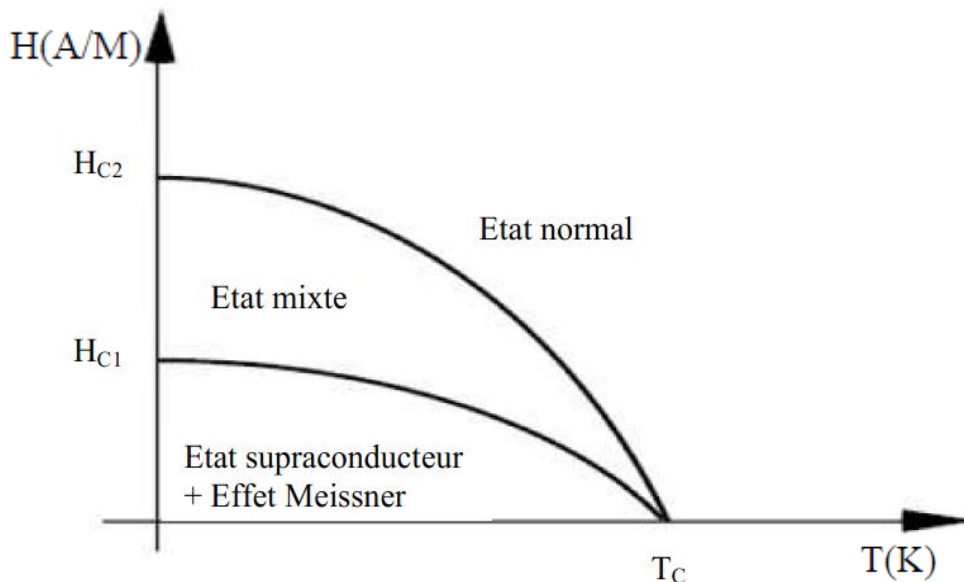


Figure I.12. Diagramme de phase d'un supraconducteur de type II, [19].

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, [20].

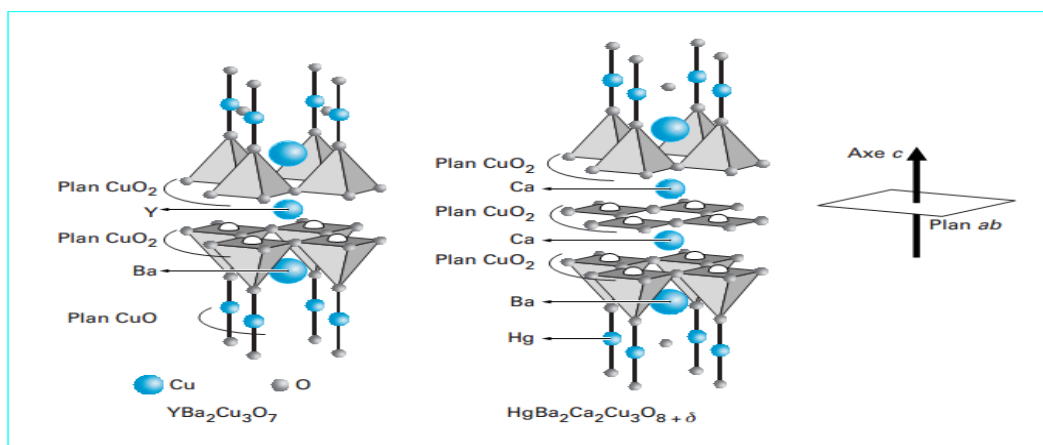


Figure I.13. Structure de supraconducteurs à haute température critique, [20].

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 (BT_c), 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 HT_c composé BSCCO 2223 :

(BiPb) 2Sr₂Ca₂Cu₃O₁₀), 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 BT_c), conduisant, après un certain délai, à la situation $T > T_c$, [13].

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. Sachant qu'il existe deux types : type I et type II. Ces derniers sont limités par des grandeurs critiques qui sont : la température critique T_c, le champ magnétique critique H_c et enfin la densité de courant critique J_c.

Les supraconducteurs ont des performances et des propriétés remarquables qui rendent leur utilisation dans divers domaines d'application industriels. La mise en place des modèles électromagnétiques régissant le comportement de ces matériaux fera l'objet du chapitre suivant.

CHAPITRE II

MODELISATION DES

MATERIEUX

SUPRACONDUCTEURS

II.1 Introduction

Les modèles présentés ci-après sont des modèles macroscopiques. Ils proposent en fait des relations entre la densité de courant J et le champ électrique E , la relation entre l'induction B et le champ magnétique H ayant été choisie linéaire et amagnétique.

Ces relations, bien que reflétant la dissipation due au déplacement des vortex, oublient donc leur existence et considèrent un matériau où le champ magnétique pénètre de façon homogène et continue et non plus sous forme de vortex. Pour cela, on va structurer ce chapitre comme suit :

Nous présentons dans le premier lieu, les équations mathématiques caractérisant l'évolution spatio-temporelle du champ électromagnétique et thermique dans un matériau supraconducteur. Ainsi que les lois de comportements. En second, nous exposons leurs différentes principales applications.

II.2. Etat de l'art

On a présenté une vue d'ensemble du comportement des supraconducteurs HTC où il y a une forte dépendance entre les grandeurs caractéristiques. Il y a plusieurs régimes de fonctionnement pour les SHTC et il est difficile d'avoir un modèle analytique qui peut caractériser tous ces régimes. Cependant, quelques uns ont été mis au point pour modéliser l'état supraconducteur dans certaines conditions et hypothèses. Le modèle macroscopique le plus utilisé est le modèle de l'état critique avec sa version simplifiée, le modèle de Bean. Ces modèles représentent assez bien la réalité et permettent de mener complètement les calculs analytiques dans le cas de géométries simples. Ces cas constituent des cas tests pour valider les modèles numériques. Pour la dépendance de J_c en fonction de l'induction magnétique, les modèles de Kim ou exponentiel pourront être utilisés. Un supraconducteur fonctionne autour de sa densité de courant critique (régime de flux crêpe).

II.2.1 Le modèle de l'état critique

C'est le modèle le plus classique qui stipule qu'à une température donnée la densité de courant dans un supraconducteur est soit nulle, soit égale à la densité de courant critique J_c . Le supraconducteur est considéré comme non magnétique.

$$\mathbf{J} = J_c \left(\frac{|\mathbf{B}|}{|\mathbf{E}|} \right) \frac{\mathbf{E}}{|\mathbf{E}|} \quad (\text{II-1})$$

$$\vec{\mathbf{B}} = \mu_0 \vec{\mathbf{H}} \quad (\text{II-2})$$

D'un point de vue plus mathématique, on traduit ces expressions avec les équations de Maxwell :

$$\vec{\text{rot}} \vec{\mathbf{B}} = \pm \mu_0 \vec{\mathbf{J}}_c \quad \text{Où:} \quad \vec{\text{rot}} \vec{\mathbf{B}} = \vec{\mathbf{0}} \quad (\text{II-3})$$

Le modèle de Bean (1962) suppose, en plus, que la densité de courant critique est indépendante de la valeur de l'induction magnétique B.

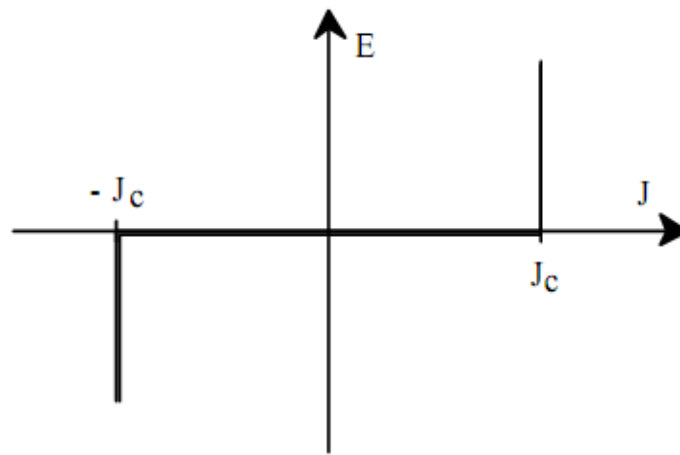


Figure II.1. Caractéristique E(J) basée sur le Modèle de Bean

Ce modèle a l'avantage d'être assez simple mathématiquement et permet pour des géométries simples, d'avoir des expressions analytiques et d'étudier les grandeurs importantes pour les pertes A.C. par exemple. Cependant, la discontinuité de ce modèle le rend peu utilisable pour des développements numériques; de plus, il ne reflète pas toujours de façon satisfaisante le comportement des supraconducteurs.

II.2.2. Le modèle de la loi de puissance

$$\vec{\mathbf{E}}(\vec{\mathbf{J}}) = \frac{\mathbf{E}_c}{\mathbf{J}_c} \left(\frac{\mathbf{J}}{\mathbf{J}_c} \right)^{N-1} \vec{\mathbf{J}} \quad (\text{II-4})$$

$$\vec{\mathbf{B}}(\vec{\mathbf{H}}) = \mu_0 \vec{\mathbf{H}} \quad (\text{II-5})$$

C'est un modèle qui modélise bien le comportement des supraconducteurs HTC autour de J_c . Les paramètres de variation de cette loi sont la densité de courant critique, J_c et l'exposant, N . Avec ce modèle on peut faire varier les courbes $E(J)$ de sorte qu'on peut modéliser un conducteur normal pour

$N = 1$ (loi de c comportement linéaire) jusqu'à avoir une courbe raide comme dans le modèle de l'état critique pour un $N > 100$.

II.2.3. Le modèle de KIM

Le modèle de Bean ainsi que la loi en puissance considèrent le matériau supraconducteur isotrope et isotherme. Ils ne tiennent pas compte de l'échauffement éventuel du conducteur sous l'effet des pertes qui entraînerait une diminution du courant critique. Dans le modèle de Bean, la densité de courant critique est supposée constante quel que soit le champ magnétique extérieur. Dans la réalité la densité de courant dépend fortement de son orientation par rapport au champ et de l'induction magnétique, B . Une expression de $J_c(B)$ dans le cas isotrope a été donnée par Kim

$$J_c(|\mathbf{B}|) = \frac{J_{c0} B_0}{|\mathbf{B}| + B_0} \quad (\text{II-6})$$

C'est le modèle le plus utilisé pour la modélisation de la dépendance de la densité de courant critique avec l'induction magnétique.

II.2.4. Le modèle exponentiel [5] [21]

Un autre modèle utilisé en développements numériques est le modèle de dépendance $J_c(B)$ suivant: [3]

$$J_c(|\mathbf{B}|) = J_{c0} \exp\left(-\frac{|\mathbf{B}|}{B_0}\right) \quad (\text{II-7})$$

II.2.5. Le modèle Flux-flow-crêpe (FFC)

Les lois de ce modèle prenant en compte le déplacement et l'ancrage des vortex :

- Le régime de flux-crêpe :

$$\mathbf{E} = 2\rho_c J_c \sinh\left(\frac{U_0 \mathbf{J}}{\mathbf{k}\theta J_c}\right) \cdot \exp\left(-\frac{U_0}{\mathbf{k}\theta}\right)$$

$$\text{Si } 0 \leq J \leq J_c \quad (\text{II-8})$$

- Le régime de flux-flow :

$$\mathbf{E} = \rho_c \mathbf{J}_c + \rho_f \mathbf{J}_c \left(\frac{\mathbf{J}}{\mathbf{J}_c} - 1 \right) \quad \text{Si } J > J_c \quad (\text{II-9})$$

Où U_0 est le potentiel d'ancrage, θ la température, k la constante de Boltzmann et ρ_f et ρ_c les résistivités propres au matériau. Ce modèle tien compte de la température.

II.3. Approximation du modèle de Bean

Le modèle de Bean à l'avantage d'être simple mathématiquement et de ce fait permet sur des exemples simples de bien comprendre la supraconductivité d'un point de vue macroscopique.

La figure (II.2) montre comment en tout point du supraconducteur, la densité de courant est liée au champ électrique. Le paramètre E_c est une valeur empirique du champ électrique à partir de laquelle le matériau devient résistif.

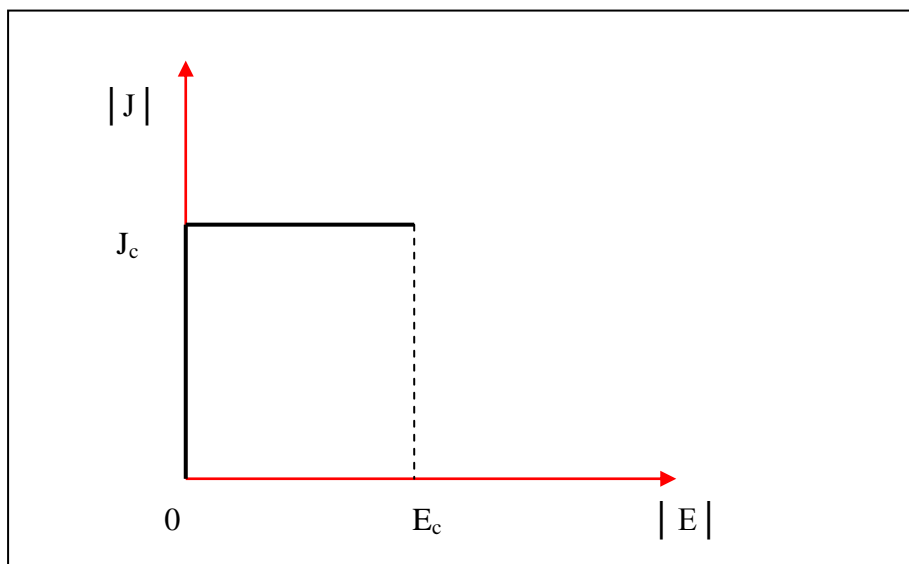


Figure II.2. Modèle de Bean [5]

Ce modèle à été étudié dans le cas d'un problème monodimensionnel. Il à permis a partir de calculs analytique d'obtenir des résultats satisfaisants. En revanche, il est difficilement exploitable dans le cas de problème bidimensionnel pour une approche numérique. La relation liant J et E par le modèle de Bean n'est pas un graphe fonctionnel, ce qui rend sa modélisation mathématique difficile. Lorsque le champ électrique est nul, la valeur absolue de la densité de courant peut prendre toutes les valeurs entre 0 et J_c .

Pour pouvoir l'exploiter d'un point de vu numérique, on utilise la modèle de Bean modifié.

L'approximation de ce modèle, on introduit une fonction $E \longrightarrow J = \beta(E)$ approchant le modèle de Bean par l'intermédiaire de deux variable σ_f et E_n

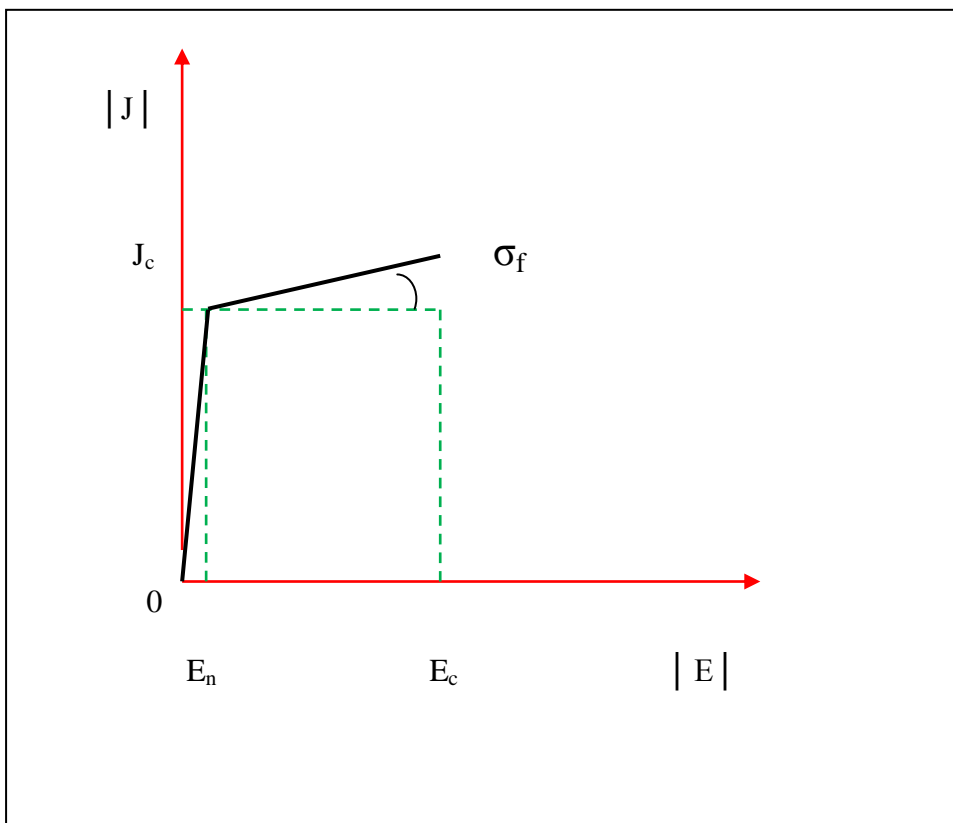


Figure II.3.Le modèle de Bean modifié [5]

Pour des champs électriques de module supérieur à E_c , le matériau supraconducteur transite. Il passe de l'état supraconducteur à un état résistif et vérifie donc la loi d'ohm :

$$J = \sigma E \tag{II-10}$$

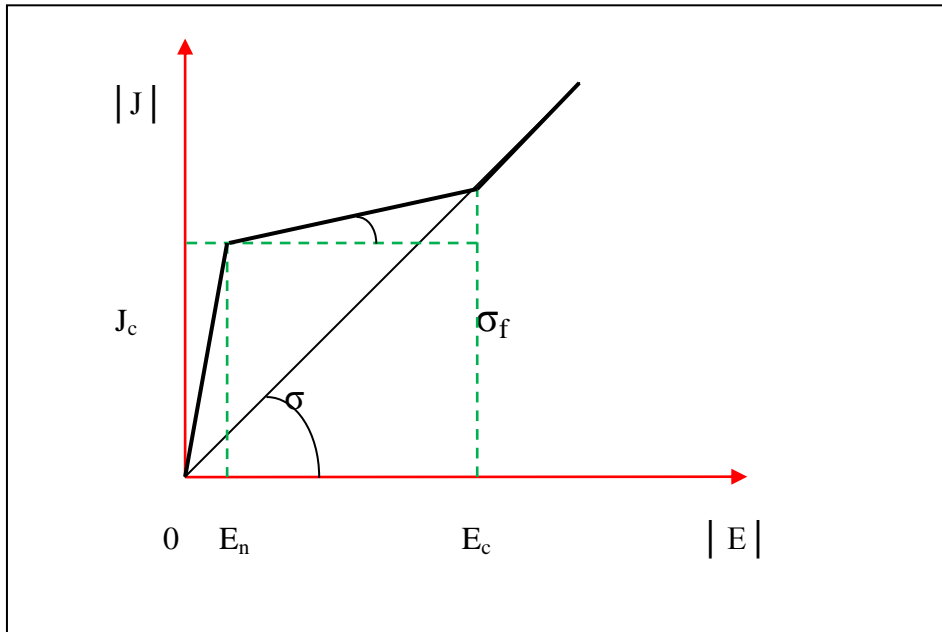


Figure II.4. Prise en compte du passage à un état résistif dans le modèle de Bean modifié. [5]

II.4. Formulation mathématique de modèle

Pour décrire le comportement électromagnétique du supraconducteur, on associe alors les équations de Maxwell relatives aux champs macroscopiques.

L'état statique donné par ($\text{rot } \mathbf{E} = 0$ et $\text{div } \mathbf{J} = 0$) ne définit pas avec l'utilisation du modèle de Bean, de façon unique l'état électromagnétique. Ainsi la distribution de courant n'est déterminée que si on connaît l'histoire du supraconducteur. Pour cela, on associe au modèle de Bean modifié les équations de Maxwell liant le champ électrique \mathbf{E} , le champ magnétique \mathbf{H} , l'induction magnétique \mathbf{B} et la densité de courant \mathbf{J} . [5]

II.4.1. Domaine d'étude

Le domaine global (Ω) représente le domaine de résolution du problème électromagnétique. Il est composé de régions conductrices, non conductrices magnétiques ou amagnétiques et de sources de courant. Des conditions aux limites seront imposées sur la frontière Γ .

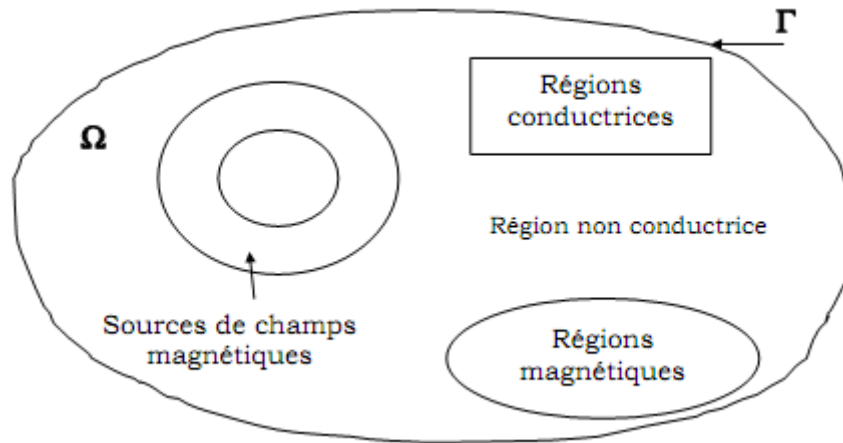


Figure II.5. Domaine d'étude [12]

II.4.2. Les équations de Maxwell :

Les phénomènes électromagnétiques variables dans le temps et dans l'espace sont régis par les quatre équations générales locales de Maxwell :

$$\text{rot}\vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \tag{II-11}$$

$$\text{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \tag{II-12}$$

$$\text{div}\vec{D} = \rho \tag{II-13}$$

$$\text{div}\vec{B} = 0 \tag{II-14}$$

Avec:

H : Champ magnétique [A/m]

E : Champ électrique [V/m]

B : Induction magnétique [T]

D : Induction électrique [C/m²]

J : Densité du courant [A/m²]

ρ : Densité volumique des charges électriques [C/m³]

Les lois Maxwell-Ampère (II-11) et Maxwell-Faraday (II-12) expriment le couplage entre les grandeurs électriques et magnétiques.

II.4.3. Relations constitutives :

Les équations précédentes sont associées aux relations constitutives (lois de comportements) des matériaux. Le comportement magnétique est exprimé par la relation suivante:

$$\mathbf{B} = \mu \cdot \mathbf{H} \quad (\text{II-15})$$

Avec :

$$\mu = \mu_0 \mu_r \quad (\text{II-16})$$

Où μ_0 est la perméabilité du vide et μ_r est la perméabilité relative du milieu qui peut dépendre ou non de \mathbf{H} .

La forme locale de la loi d'Ohm dans l'absence de déplacement des charges s'écrit comme suit :

$$\mathbf{J} = [\sigma] \cdot \mathbf{E} + [\varepsilon] \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (\text{II-17})$$

Où $[\sigma]$ et $[\varepsilon]$ sont respectivement les tenseurs de conductivité et de permittivité électriques qui dans le cas des matériaux anisotropes s'écrivent :

$$[\sigma] = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \quad [\varepsilon] = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (\text{II-18})$$

De l'équation (II-11) et (II-13) on peut déduire que la densité de courant est à flux conservatif :

$$\mathbf{div} \mathbf{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (\text{II-19})$$

II.4.4. Conditions de passage :

Lors du passage d'un milieu 1 à un milieu 2, les grandeurs de champs subissent des discontinuités et, ne sont pas différentiables. Les relations entre les grandeurs électromagnétiques à l'interface, dites relations de transmission, s'écrivent alors :

$$(\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) \cdot \mathbf{n} = \rho_s \quad (\text{II-20})$$

$$(\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (\text{II-21})$$

$$(\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) \times \mathbf{n} = \mathbf{J}_s \quad (\text{II-22})$$

$$(\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) \times \mathbf{n} = 0 \quad (\text{II-23})$$

Avec : ρ_s la densité surfacique de charge, \mathbf{J}_s la densité surfacique de courant et \mathbf{n} le vecteur unitaire normal dirigé vers l'extérieur du milieu 1.

II.4.5. Écritures simplifiées des équations :

Dans le cadre de notre travail, quelques simplifications sont possibles sur les lois de comportement. Les charges volumiques sont négligées ($\rho=0$). (II-19) devient alors :

$$\text{div } \mathbf{J} = 0 \quad (\text{II-24})$$

De plus, si les composantes de champs \mathbf{E} , \mathbf{H} , \mathbf{B} et de courants \mathbf{J} ont une dépendance sinusoïdale du temps, tel que :

$$\mathbf{X} = \mathbf{X}(\mathbf{r})e^{i\omega t} \quad (\text{II-25})$$

La dérivée par rapport au temps sera remplacée par :

$$\frac{\partial \mathbf{X}}{\partial t} = -i\omega \mathbf{X} \quad (\text{II-26})$$

L'équation (II-7) devient alors :

$$\mathbf{J} = ([\sigma] + j\omega [\varepsilon]) \cdot \mathbf{E} \quad (\text{II-27})$$

Pour simplifier l'écriture nous intégrons le terme $j\omega[\varepsilon]$ dans le terme $[\sigma]$.

II.5. Formulation du problème :

La combinaison entre les équations de Maxwell, les relations constitutives et les relations de passage permet de formuler le problème électromagnétique suivant différentes variables d'états.

II.5.1. Formulation dans les régions conductrices

Les phénomènes électromagnétiques dans les régions conductrices du domaine d'étude sont régis par les équations de la magnétodynamique. Les formulations généralement utilisées pour exprimer l'équation

finale à résoudre s'appuient sur des formulations en potentiel vecteur magnétique \mathbf{A} ou champ électrique \mathbf{E} et les formulations en champ magnétique \mathbf{H} ou potentiel vecteur électrique \mathbf{T} .

II.5.1.1. Formulation en A-V

Dans ce type de formulation, le champ électrique \mathbf{E} est exprimé en fonction de potentiels. Le potentiel vecteur magnétique est issu de l'hypothèse que l'induction est à flux conservatif on a alors :

$$\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A} \quad (\text{II- 28})$$

L'équation de Maxwell-Faraday (II-2) implique l'existence d'un potentiel scalaire électrique \mathbf{V} tel que :

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \text{grad } \mathbf{V} \quad (\text{II- 29})$$

La densité de courant (II-17) s'écrit alors:

$$\mathbf{J} = -[\sigma] \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad } \mathbf{V} \right) \quad (\text{II- 30})$$

La continuité des potentiels \mathbf{A} et \mathbf{V} implique la continuité de la composante normale de l'induction magnétique et de la composante tangentielle du champ électrique. Par contre il faut assurer la continuité de la composante tangentielle du champ magnétique à l'interface de milieux de perméabilités différentes, et la continuité de la composante normale de la densité de courant à l'interface de milieux de conductivités différentes. Ces deux conditions sont naturellement imposées par la formulation éléments finis.

En remplaçant le champ magnétique \mathbf{H} et la densité de courant \mathbf{J} par leurs expressions en fonction de \mathbf{A} et \mathbf{V} , la forme locale du théorème d'Ampère (II-27) s'écrit :

$$\text{rot} \left(\frac{1}{\mu} \text{rot } \mathbf{A} \right) + [\sigma] \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad } \mathbf{V} \right) = 0 \quad (\text{II- 31})$$

Pour assurer l'unicité de \mathbf{A} , il faut imposer une condition de jauge supplémentaire appelée condition de passage.

Dans le cadre des éléments nodaux, il est souvent fait appel à la jauge de Coulomb ($\text{div } \mathbf{A} = 0$) ou la jauge de Lorenz ($\text{div } \mathbf{A} = -\mu\sigma\mathbf{V}$).

II.5.1.2 .Formulation en H

L'équation à résoudre est directement donnée par les équations (II-11), (II-12), (II-15) et (II-17) comme suit :

$$\mathbf{rot}\left([\sigma]^{-1}(\mathbf{rot}\mathbf{H})\right) + \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = 0 \quad (\text{II- 32})$$

La formulation en H a pour avantage d'avoir une solution unique si les conditions aux limites imposées sont adéquates, et donc ne nécessite aucune condition de jauge. La continuité de la composante tangentielle du champ H est assurée dans le cadre d'une formulation en éléments d'arêtes.

II.5.1.3. Formulation en T- Φ

Comme la densité de courant induite est à divergence nulle, un potentiel vecteur électrique, noté T, peut être introduit tel que :

$$\mathbf{J} = \mathbf{rot} \mathbf{T} \quad (\text{II- 33})$$

L'équation (II-14) implique aussitôt :

$$\mathbf{H} = \mathbf{T} - \mathbf{grad} \Phi \quad (\text{II- 34})$$

Où Φ est le potentiel scalaire magnétique.

L'équation à résoudre se déduit en remplaçant H et J par T et Φ dans (II-12) :

$$\mathbf{rot}\left([\sigma]^{-1} \mathbf{rot}\mathbf{T}\right) + \mu \frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{T} - \mathbf{grad}\Phi) = 0 \quad (\text{II-35})$$

La continuité de T et Φ implique la continuité de la composante normale de J et la composante tangentielle de H. Par contre il faut assurer la continuité de la composante normale de B à l'interface de milieux de perméabilités différentes, et la continuité de la composante tangentielle de E à l'interface de milieux de conductivités différentes.

A cette formulation est associée aussi une condition de jauge, de même type que celle imposée dans la formulation en A-V, qui permet d'assurer l'unicité de la solution T.

II.5.1.4. Formulation en E

La formulation en champ électrique s'obtient en faisant la dérivée de l'équation Maxwell-Ampère (II-11) par rapport au temps :

$$\mathbf{rot}\left(\frac{1}{\mu}\mathbf{rotE}\right)+[\sigma]\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t}=0 \quad (\text{II-36})$$

II.5.2. Formulation dans les régions non conductrices

Dans les régions non conductrices du domaine d'étude (Ω), il ne se développe pas de courants induits. Les phénomènes électromagnétiques dans ces régions sont régis par les équations de la magnétostatique. Les formulations utilisant le potentiel vecteur magnétique et le potentiel scalaire magnétique, sont adoptées dans ce cas.

II.5.2.1. Formulation en A

Dans ce cas le champ électrique n'intervient pas, l'équation à résoudre est alors :

$$\mathbf{rot}\left(\frac{1}{\mu}\mathbf{rotA}\right)=\mathbf{J}_s \quad (\text{II-37})$$

Où, \mathbf{J}_s est la densité de la courante source.

II.5.2.2. Formulation en potentiel scalaire magnétique ($\mathbf{H}-\Phi$ et $\mathbf{H}-\Phi_r$)

Dans les régions où il n'y a pas de courantes sources, l'équation (II-1) peut s'écrire :

$$\mathbf{rot}\mathbf{H}=0 \quad (\text{II-38})$$

H dérive alors d'un potentiel scalaire (Φ), tel que :

$$\mathbf{H}=-\mathbf{grad}\Phi \quad (\text{II-39})$$

La formulation $\mathbf{H}-\Phi$ en potentiel scalaire magnétique s'obtient en remplaçant, H par son expression (II, 39) dans (II-15) et en remplaçant l'expression de B obtenue dans (II-14) :

$$\mathbf{div}[\mu-\mathbf{grad}\Phi]=0 \quad (\text{II-40})$$

La continuité du potentiel scalaire magnétique (Φ) implique la continuité de la composante tangentielle du champ magnétique. Par contre il faut vérifier la continuité de la composante normale de vecteur induction magnétique à l'interface entre deux régions de perméabilité différentes, par la relation :

$$\mu_1 (-\mathbf{grad}\Phi_1) \cdot \mathbf{n} = \mu_2 (-\mathbf{grad}\Phi_2) \cdot \mathbf{n} \quad (\text{II- 41})$$

Où \mathbf{n} est le vecteur normal à l'interface

L'inconnue étant un scalaire, cette formulation est plus intéressante que la formulation en potentiel vecteur pour les régions non conductrices. Cependant elle ne s'applique pas aux régions où des courants sont présents.

Néanmoins, une variante de cette formulation permet de prendre en compte ces courants. Celle-ci est usuellement appelée la formulation en potentiel magnétique réduit. Son principe se base sur la décomposition du champ magnétique \mathbf{H} en deux parties, tel que :

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_j + \mathbf{H}_r \quad (\text{II- 42})$$

Avec :

\mathbf{H}_j : champ source, champ créé par l'inducteur s'il était seul (à vide).

\mathbf{H}_r : champ créé par la réaction des parties magnétiques et conductrices lorsqu'elles sont soumises au champ source \mathbf{H}_j .

\mathbf{H}_j est donné en tout point L , par la formule de Biot et Savart :

$$\mathbf{H}_j(\mathbf{L}) = \iiint_{\Omega} \frac{1}{4\pi} \mathbf{J}_s \times \frac{\mathbf{L}\mathbf{L}'}{|\mathbf{L}\mathbf{L}'|^3} \cdot d\Omega \quad (\text{II- 43})$$

Où L' est un point situé dans la région de l'inducteur.

La forme locale du théorème d'Ampère (II-11) s'écrit alors :

$$\mathbf{rot}(\mathbf{H}_j + \mathbf{H}_r) = \mathbf{J}_s \quad (\text{II- 44})$$

Le champ source \mathbf{H}_j vérifie le théorème d'Ampère, alors que le champ de réaction \mathbf{H}_r est à rotationnel nul :

$$\mathbf{rot}(\mathbf{H}_j) = \mathbf{J}_s \quad (\text{II- 45})$$

$$\text{rot}(\mathbf{H}_r) = 0 \quad (\text{II-46})$$

La relation (II-36) implique que H_r dérive d'un potentiel scalaire magnétique Φ_r :

$$\mathbf{H}_r = -\text{grad}\Phi_r \quad (\text{II- 47})$$

L'expression (II-32) du champ magnétique \mathbf{H} s'écrit alors:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_j - \text{grad}\Phi_r \quad (\text{II-48})$$

L'équation à résoudre dans ce cas est :

$$\text{div}[\mu(\mathbf{H}_j - \text{grad}\Phi_r)] = 0 \quad (\text{II-49})$$

La continuité de Φ_r implique la continuité de la composante tangentielle de \mathbf{H} . En revanche, il faut assurer la continuité de la composante normale de l'induction \mathbf{B} par la relation suivante :

$$\mu_1(\mathbf{H}_j - \text{grad}\Phi_{r1}) \cdot \mathbf{n} = \mu_2(\mathbf{H}_j - \text{grad}\Phi_{r2}) \cdot \mathbf{n} \quad (\text{II- 50})$$

Où \mathbf{n} est le vecteur normal à l'interface.

La formulation en potentiel scalaire magnétique (total ou réduit) paraît très attractive, surtout quand les systèmes à modéliser ne comportent pas de régions conductrices multiplement connexes. Le nombre d'inconnues est réduit de manière considérable, ce qui permet de réduire le temps de résolution ainsi que le coût de simulation. La formulation en potentiel scalaire réduit est moins précise dans les régions ferromagnétiques où la perméabilité est élevée ($\mu_r > 100$) et dans les régions où le champ magnétique est très atténué (écran électromagnétique). La solution est d'utiliser le potentiel scalaire total dans ces régions [12] [22].

II.6. Choix de la formulation

En fonction de la dimension et de la complexité du problème à traiter, le choix d'une formulation dépend des capacités numériques de résolution, de mise en œuvre et de précision. Le tableau suivant présente les avantages et inconvénients des différentes formulations (Tableau II. 1)

Formulations	Avantages	Inconvénients
A-V	Traitements des régions multiplement connexes	4 inconnues
T- Φ	Adaptée aux régions conductrices	- Régions multiplement connexes - 4 inconnues
Eléments coques généralisés	- 1 inconnue - traitement analytique des régions minces conductrices	- Régions multiplement connexes

Tableau II. 1 Comparaison des formulations électromagnétiques

II.7. Applications en électrotechnique [6]

II.7.1. Machines tournantes

L'utilisation des supraconducteurs dans les cryoalternateurs est à l'origine de nombreux prototypes. Le remplacement des bobinages en cuivre par des enroulements supraconducteurs permet un gain de masse grâce aux grandes densités de courant du fil et à la disparition du circuit magnétique [1-6]. Le fort couple massique de ces machines en fait une application intéressante pour les systèmes embarqués. C'est le sujet de notre étude, son fonctionnement est détaillé dans la suite de notre travail.

II.7.2. Câbles de transport

Les supraconducteurs créant nettement moins de pertes que les câbles classiques, ils sont très intéressants pour les applications de transport d'énergie. Cependant le problème de la cryogénie sur de grandes longueurs peut s'avérer difficile à résoudre. Une solution consiste à faire circuler un fluide cryogénique dans un tube au centre du câble et à enrouler le fil supraconducteur autour. Avec l'accroissement de la demande en énergie, certaines lignes électriques nécessitent d'être renforcées. Cependant l'espace nécessaire à la pose de nouveaux câbles n'est pas toujours suffisant, dans ce cas les supraconducteurs offrent une solution intéressante.

II.7.3. Stockage d'énergie

Le principal inconvénient de l'énergie électrique est qu'elle est difficilement stockable. Le Superconducting Magnetic Energy Storage (SMES), permet de stocker de l'énergie sous forme magnétique, cette dernière pouvant être restituée avec un très bon rendement. Son fonctionnement consiste à court-circuiter une bobine supraconductrice, permettant ainsi au courant de se reboucler indéfiniment.

Le SMES peut servir comme réservoir d'énergie pour réguler les réseaux électriques, il peut également être utilisé comme source d'énergie Pulsionnelle pour les lanceurs électromagnétiques ou le formage magnétique.

II.7.4. Limitation de courant

Le limiteur supraconducteur permet de protéger le réseau électrique des courants de court-circuit en agissant comme un régulateur naturel de courant [2-3].

II.8. Conclusion

La modélisation des matériaux supraconducteurs permette d'étudier leurs comportement électromagnétique. Cette modélisation, présente une version approchée du modèle de l'état critique de Bean qui d'une part, à l'avantage d'être plus facilement utilisable que le modèle de Bean non modifié. D'autre part, il pourrait tenir compte du déplacement et de piégeage des vortex.

Ce chapitre a décrit aussi la loi de comportement choisie pour présenter le phénomène de la supraconductivité, qui ne peut être représenté par la loi d'Ohm. Comme les matériaux utilisés en électrotechnique sont de type conducteur électrique au magnétique d'une part, et d'autre part la modélisation est outil essentiel pour la compréhension des phénomènes qui régissent la supraconductivité, nous avons jugés utile de consacrer le chapitre suivant à l'application de ces matériaux pour la conception d'une machine électrique supraconductrice.

CHAPITRE III

ETUDE D'UNE MACHINE

SYNCHRONE

SUPRACONDUCTRICE

III.1.INTRODUCTION

Ce chapitre est répartie en deux parties, dans la première partie nous rappelons les différentes formes et générations des conducteurs supraconducteurs (massives, couches minces...), ensuite nous citons les différentes structures des machines synchrones supraconductrices. La deuxième partie est consacrée aux différents résultats de simulation, ces derniers sont présentés par deux logiciels, le premier est SIMULINK sous MATLAB, ici on s'intéresse aux variations du courant, la vitesse et le couple électromagnétique des deux machines (conventionnelle et supraconductrice), le second est logiciel FLUX2D, basé sur la méthode des éléments finis adoptée pour la résolution des équations du chapitre II dans le cas d'un problème bidimensionnel axisymétrique, ici on s'intéresse aux variations du champ magnétique, densité de flux magnétique, perméabilité, etc. Cette approche permet de bénéficier de l'environnement de ce logiciel et de perpétuer cette étude. Le supraconducteur a été modélisé comme un matériau amagnétique avec une loi de puissance pour la relation entre la densité de courant et le champ électrique. Nous faisons également une étude comparative entre les deux modèles proposés.

III.2. Machines électriques supraconductrices

III.2.1. Pourquoi utiliser les supraconducteurs

Les machines électriques conventionnelles utilisent ce composé de cuivre, de fer et d'aimant permanent, elles possèdent un très bon rendement et une très bonne compacité ; ces machines sont utilisées de manière optimale afin de fournir les meilleures performances possible [23].

Cependant, aujourd'hui de nouvelles applications embarquées, telles que la propulsion marine ou l'éolien, exigent un gain en compacité et en rendement supplémentaire qui est impossible à obtenir avec les limitations technologiques que l'on connaît sur les machines conventionnelles.

Les avantages apportés par l'utilisation des supraconducteurs peuvent être montrés d'un point de vue théorique par comparaison d'un moteur conventionnel synchrone à pôle saillant et d'une machine de même topologie utilisant des supraconducteurs (Figure III.1.), [23].

Au niveau du bilan des pertes dans la machine, on constate les différences suivantes :

- pertes Joule au rotor quasi nulles.
- pertes fer au stator réduit par l'absence des dents ferromagnétiques.
- augmentation des pertes Joules au stator.
- ajout de pertes issues du système cryogénique.

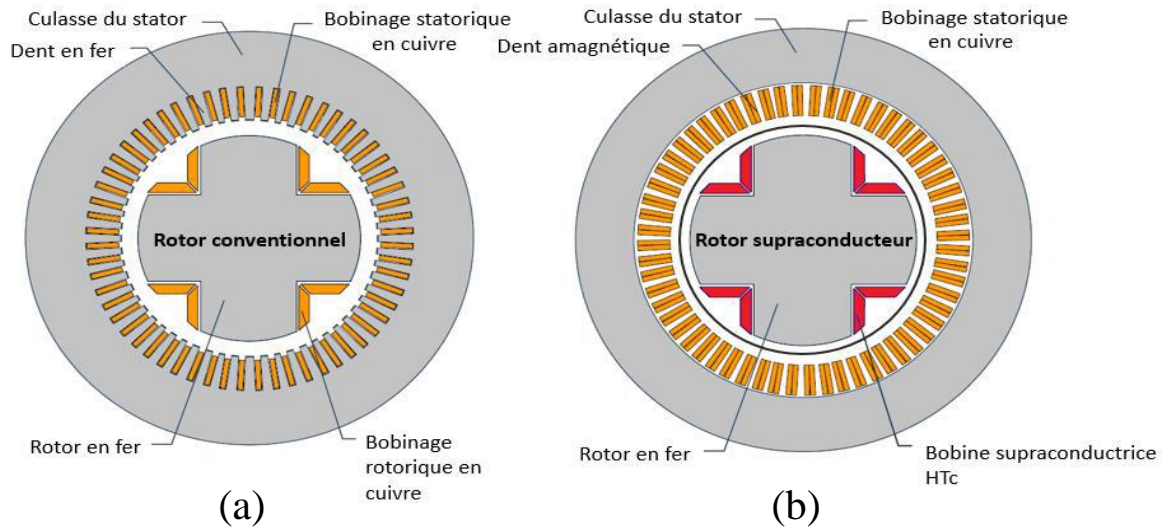


Figure III.1. Comparaison entre une machine conventionnelle (a) et supraconductrice (b), [23].

Il est toutefois important de souligner que ces pertes ramenées à la puissance de la machine permettent un gain de rendement comparé aux topologies conventionnelles, [23].

Le Tableau III. 1 offre un récapitulatif en (*p.u*) de l'étude décrite ci-dessus.

Type de machine	Conventionnelle	Supraconductrice
Ampère tours stator	1 <i>p.u</i>	2 <i>p.u</i>
Induction dans l'entrefer	1 <i>T</i>	2 <i>T</i>
Couple / Puissance	1 <i>p.u</i>	4 <i>p.u</i>
Pertes stator	1 <i>p.u</i>	2 <i>p.u</i>
Pertes rotor	1 <i>p.u</i> (pertes Joule)	0 <i>p.u</i> (pertes Joule) + Cryogénie
Pertes fer	1 <i>p.u</i>	< 1 <i>p.u</i>

Tableau III.1. Comparaison entre une machine conventionnelle et supraconductrice, [23].

III.2.2. Matériaux supraconducteurs selon leur forme

a. Les supraconducteurs sous forme massive

Sont utilisés pour leur faculté de piégeage ou d'écrantage du champ magnétique. Ils peuvent être de forme cylindrique, cubique ou de tube. La Figure III.2 est une photographie de supraconducteur massif

en YBCO commercialisé par l'entreprise. Les pastilles commercialisées par cette entreprise peuvent avoir un diamètre allant jusqu'à 10 cm.

Ces supraconducteurs massifs peuvent être utilisés pour deux raisons :

- Le piégeage de champ magnétique dans un matériau supraconducteur est une alternative aux aimants permanents. Ce champ magnétique est piégé par l'intermédiaire de courants induits résultants de la variation d'un champ magnétique appliqué sur le supraconducteur. Le record à ce jour est détenu par des Japonais en 2003 avec une induction de 17 T, au milieu d'une pastille d'YBCO de 2 cm de diamètre, refroidie à 29 K, [23].

- L'écrantage de champ magnétique est basé également sur l'apparition de courant induit dans le matériau. Ces courants vont s'opposer au champ magnétique appliqué sur la pastille. On observe alors un comportement diamagnétique du matériau. Cette faculté est utilisée pour la réalisation de barrières magnétiques ou pour guider le flux magnétique (concentration de flux), [23].



Figure III.2. Exemple de matériaux supraconducteurs massifs de composition YBCO, [23].

b. Les supraconducteurs sous forme fils

Les matériaux qui sont supraconducteurs pour des températures supérieures à 30 K sont qualifiés de matériaux HTc pour Haute Température Critique. Ces matériaux ont vu le jour à partir de 1986, année de la découverte des céramiques supraconductrices par J. G. Bednorz et K. A. Muller, [24].

Les matériaux les plus utilisés dans les applications industrielles et la recherche en électrotechnique sont le BiSrCaCuO, plus communément appelé "BSCCO", qui présente une température critique de 110 K et l'YBaCuO (YBCO) qui lui est supraconducteur à partir d'environ 92 K. Ces matériaux étant supraconducteurs au dessus de la température de l'azote liquide (77 K), leur utilisation s'en trouve grandement facilité et donne accès à cette technologie même en l'absence de moyens cryogéniques poussés. Un simple bain d'azote suffit pour mettre en évidence leurs caractéristiques, [25].

Dans cette section, nous présentons trois technologies de câblage supraconducteur. Nous expliquerons d'abord leurs formulations, leurs avantages. Ensuite, nous comparerons ses performances en termes de densité de courant critique en fonction du champ magnétique appliqué, de la température de refroidissement et des coûts de fabrication, [23].

b.1. 1ère génération : BSCCO

Le fil BSCCO est un composé supraconducteur à base de Bismuth (Bismuth Strontium Calcium Copper Oxide) a été mis au point par une équipe japonaise en 1988 . Les premières performances électriques étaient médiocres (e.g : l'index $n \approx 2$ et $T_c = 105$ Kelvin). Ensuite, d'autres équipes de recherche ont continué à développer ce matériau et les premiers fils multi filamentaires sont apparus au début des années 1990. La dénomination commerciale de ce fil est : HTS-1G, ce qui signifie supraconducteur HTc de 1ère génération, [26].



Figure III.3. Section d'un ruban supraconducteur BSCCO de type H (SUMITOMO®), [26].

Les inconvénients majeurs des fils supraconducteurs en BSCCO proviennent de sa matrice stabilisatrice. En effet, pour assurer un bon fonctionnement du fil, elle doit être composée en grande partie d'argent. Cela induit de fortes répercussions sur les coûts de fabrication et baisse sa résistance mécanique. Ainsi, malgré un processus de fabrication simple, il est compliqué de fabriquer de grandes longueurs de fil, [23].

b.2. 2ème génération : YBCO

Les conducteurs de seconde génération sont à base $YBa_2Cu_3O_x$ (Yttrium Barium Copper Oxide), Il est un fil supraconducteur à haute température. Il est probablement le plus prometteur en termes de densité de courant. Par contre, il n'est pas mûr industriellement. Il est produit en centaines des mètres seulement. Le bobinage est particulièrement complexe à réaliser en raison de la fragilité du fil. Par ailleurs, ce fil ne supporte pas d'imprégnation. Celle-ci dégrade de manière irréversible, jusqu'à 90%, les propriétés de transport de courant du fil. Des fils pour des applications en courant alternatif font actuellement l'objet de développements en laboratoires privés ou publics, [27].

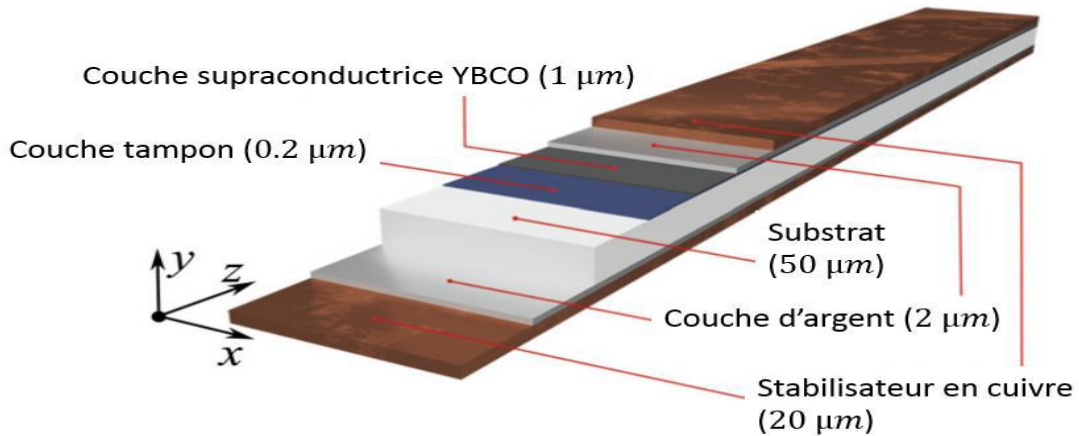


Figure III.4. Exemple de ruban YBCO commercialisé par SUPERPOWER, [23].

b.3. Le MgB₂

Découverte qu'en 2001. La transition apparaît à une température de 39 K, qui est en dessous de celle de l'azote liquide et au-dessus de la limite des 30 K de la théorie BCS. Ce matériau n'est donc ni répertorié comme un supraconducteur à BTC ou à HTC, [28].

Composée d'éléments simples, sa structure offre une grande liberté dans son utilisation sous forme de conducteur ou de massif. À l'instar du BSCCO, les conducteurs MgB₂ reposent sur un procédé de type PIT, Powder In Tube.

Les conducteurs obtenus sont très robustes (supérieur au BSCCO) pour des longueurs filaires de plusieurs dizaines de kilomètres sous forme de ruban ou de fil rond ; des sections de fils sont illustrées sur la figure III.5, [29].

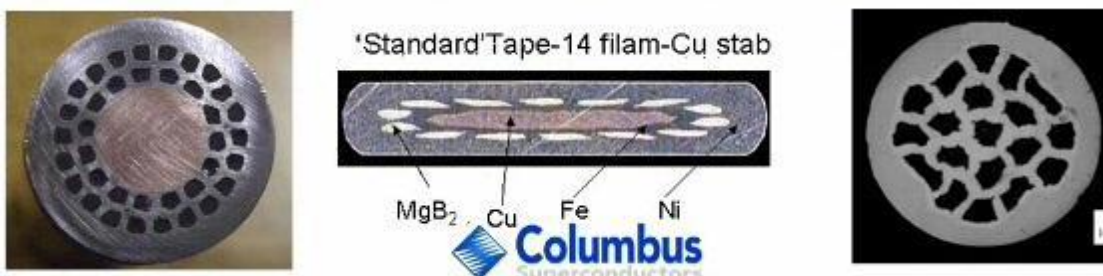


Figure III.5. Fil supraconducteur de MgB₂, [29].

c . Comparaison des conducteurs

Concernant le prix de ces conducteurs, le BSCCO comme l'YBCO coûtent environ 220€/kA/m sous champ propre à 77 K, ce prix augmente, si l'on augmente le champ. Ces prix contrairement au cuivre dépendent du champ magnétique appliqué car la densité de courant admissible dépend de ce courant contrairement au cuivre. Si l'on diminue la température, la densité de courant augmentant, le coût du fil va diminuer. Le MgB2 coûte environ 10€/kA/m sous 2T à 20K. Le cuivre est, suivant les cours, légèrement inférieur à 8€/kA/m. Ces considérations matérielles sont un des freins au développement de machines supraconductrices.

Un autre point particulièrement important est la longueur de fil supraconducteur nécessaire pour la réalisation d'un moteur. Celle-ci est évaluée à environ 360 km pour l'inducteur supraconducteur d'un moteur de 10 MW. En tenant compte du prix du fil et d'un courant dans l'inducteur de 100 A et d'une température de 30K, on aboutit à un coût d'environ 2 millions d'euros pour un fil supraconducteur en BSCCO ou YBCO. Cette somme est à comparer au coût des aimants permanents pour une machine de cette puissance avec les mêmes performances qui est évaluée à 800 k€. Le surcoût des supraconducteurs représente un frein très fort au développement de ces machines, [27].

III.2.3. La bobine supraconductrice

a. Estimation de la masse :

La géométrie de la bobine supraconductrice est fixée par l'étude électromagnétique. Le poids de cette dernière va dépendre du type de ruban utilisé. L'étude sera conduite sur les deux générations de rubans supraconducteurs à haute température critique.

Pour la première génération (BSCCO), la Figure III.6 a, on retrouve environ 30% de BSCCO alors que les 70% restants sont de l'argent, Avec cette répartition, on obtient la densité volumique équivalente d'un ruban de BSCCO :

$$\rho_{tape} = 0.3\rho_{BSCCO} + 0.7\rho_{Ag} = 8980 \text{ kg/m}^3 \quad (\text{III.1})$$

La section d'un ruban de deuxième génération (YBCO) est représentée sur la Figure III.6 b, Pour le calcul de la densité volumique, les couches « buffer », très fines, sont négligées.

En considérant une double couche de stabilisateur en cuivre de 20 μm , comme dans l'étude, on a :

$$\rho_{tape} = 0.53\rho_{Hastelloy} + 0.04\rho_{Ag} + 0.42\rho_{Cu} + 0.01\rho_{YBCO} = 8825 \text{ kg/m}^3 \quad (\text{III.2})$$

La masse volumique des deux générations de rubans est identique, cependant les propriétés électriques de l'YBCO font que ces rubans sont plus intéressants pour le développement de machines supraconductrices à fortes densités de puissance, [28].

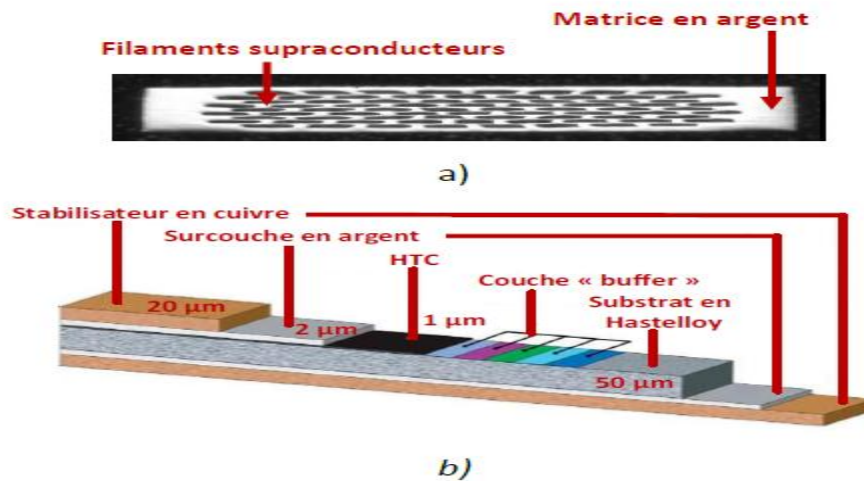


Figure III.6. Section d'un ruban a) BSCCO de SUMITOMO b) YBCO de SUPERPOWER, [28].

b. Estimation des contraintes :

Les forces de Lorentz qui s'exercent sur des matériaux transportant des courants de fortes intensités engendrent des contraintes mécaniques pouvant déformer voire détruire la bobine. De plus, la densité de courant critique d'un ruban supraconducteur dépend également de son état de contrainte.

Ainsi, les contraintes au sein de l'électro-aimant ne sont dues qu'à une traction ortho-radiale dont

l'expression est donnée par :
$$\sigma = JBR \quad (\text{III.3})$$

Où J est la densité de courant, B l'induction magnétique et R le rayon moyen de la bobine.

Pour la machine du pré-dimensionnement, $B = 2 \text{ T}$ (il s'agit du champ maximal sur le ruban), $J = 240 \text{ A/mm}^2$ et $R = 0,173 \text{ m}$. Avec ces données et l'expression (III.3), on trouve une contrainte à la traction de 83 MPa , qui est inférieure à la limite donnée par le fabricant SUMITOMO de 130 MPa . En cas de dépassement, l'utilisation d'une frette est indispensable, [28].

III.2.4. Types de machines synchrone supraconductrices

a. Machine à flux radial

La plupart des réalisations industrielles des machines électriques supraconductrices sont des moteurs synchrones à flux radial. Ces machines supraconductrices sont basées sur une conception similaire aux machines synchrones classiques à pôles saillants.

Le rotor est composé d'un enroulement d'excitation supraconducteur mais l'induit est réalisé en général par une armature en cuivre classique.

Les fabricants de machines supraconductrices développent des moteurs avec des champs d'entrefer de l'ordre de 2 Tesla et un rendement proche de celui des machines conventionnelles classiques en cuivre. Les résultats obtenus montrent un important gain en compacité et de bonnes performances dynamiques, [27].

Le moteur le plus puissant est construit par la compagnie American Supraconducteur (AMSC) et Northrop Grumman en partenariat avec l'U.S. Navy's Office of Naval Research (ONR) program. Ce moteur de propulsion de navire a une puissance de 36,5 MW à 120 tr/min à 8 paires de pôles (Figure III.7). Ce moteur a par rapport aux moteurs classiques, un bon rendement et le gain en termes de compacité (poids et volume) est de plus de 50 %, [27].



Figure III.7. Moteur HTC de propulsion de navire 36,5 MW construit par AMSC, [27].

b. Machine à flux axial

La machine synchrone à flux axial est composée de disques fixes maintenant des bobinages et de disques mobiles maintenant des aimants permanents. Ces disques sont en vis-à-vis, le flux provenant des aimants est axial. Plusieurs configurations de machines à flux axial sont présentées : simple face, double rotors, double stators et multi stators, [27].

L'équipe de recherche Japanese frontière research group, en collaboration étroite avec la compagnie IHI a développé le moteur le plus puissant en 2006 : 400 kW-250 tr/min, en utilisant du ruban DI-BSCCO à l'azote liquide, [26].

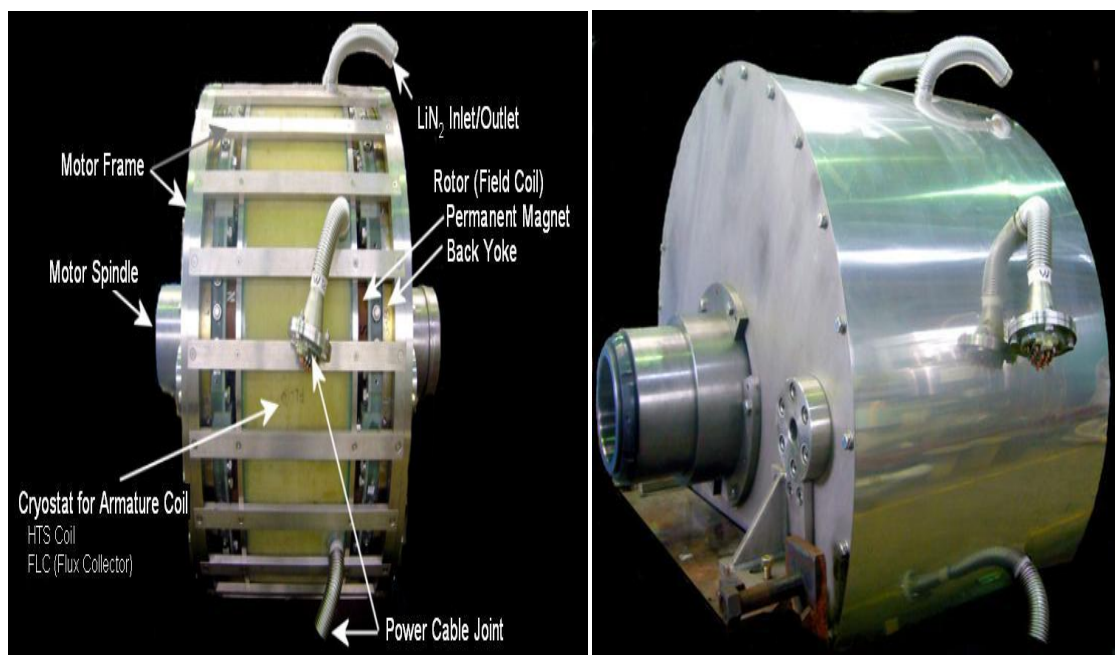


Figure III.8. Moteur à flux axial 365 kW – 250 tr/min, fabriqué par Sumitomo, [27].

III.3. MODELISATION ET SIMULATION DE LA MSAP:

III.3. Modélisation de la MSAP :

III.3.1. Mise en équations de la machine dans le repère (abc) :

La Figure (III.9) donne la représentation des enroulements pour une machine synchrone triphasée à aimants permanents.

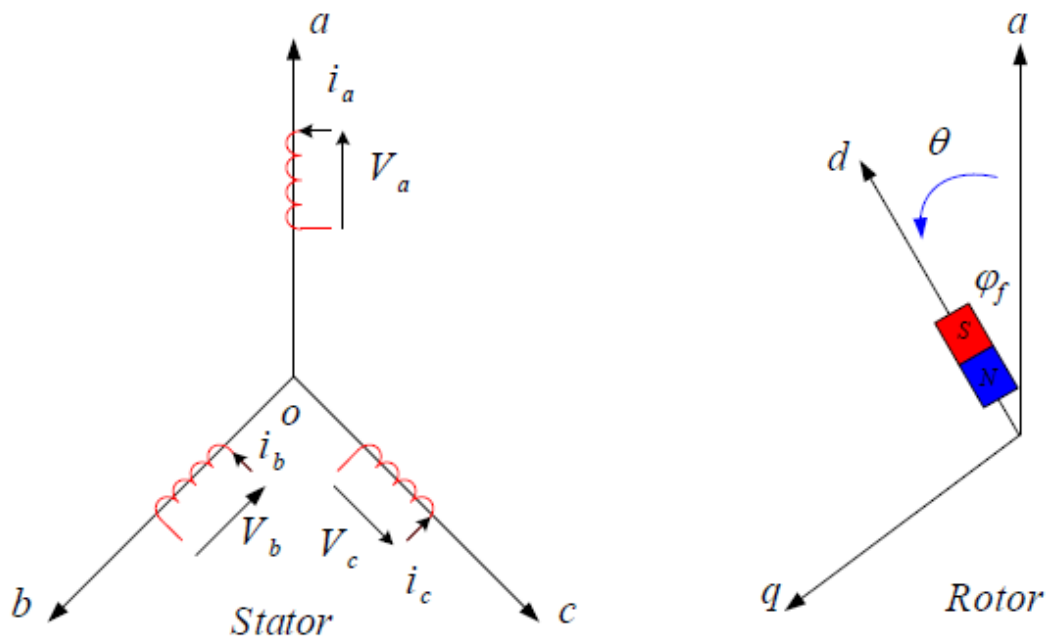


Figure III.9. Schéma de la MSAP dans le repère abc, [30].

A partir de la figure III.9, nous écrivons les équations de la machine synchrone dans le repère fixe au stator, en notation matricielle :

III.3.1.1. Equations électriques :

$$[V] = [R_S][i] + \frac{d[\varphi]}{dt} \quad (\text{III.4})$$

$$[V] = [V_a \ V_b \ V_c]^T \quad : \text{Vecteur tensions statoriques.}$$

$$[i] = [i_a \ i_b \ i_c]^T \quad : \text{Vecteur courants statoriques.}$$

$$[\varphi] = [\varphi_a \ \varphi_b \ \varphi_c]^T \quad : \text{Vecteur flux statorique.}$$

$$[R_S] = \begin{bmatrix} r_s & 0 & 0 \\ 0 & r_s & 0 \\ 0 & 0 & r_s \end{bmatrix} \quad : \text{Matrice de la résistance équivalente d'un enroulement statorique.}$$

III.3.1.2. Equations magnétiques :

Les hypothèses que nous avons présentées précédemment, conduisant à une matrice des inductances, qui établit les relations linéaires entre les flux et les courants.

$$[\varphi] = [L_s][i_s][\varphi_f] \quad (\text{III.5})$$

$$[L_s] = \begin{bmatrix} I_s & M_s & M_s \\ M_s & I_s & M_s \\ M_s & M_s & I_s \end{bmatrix}$$

:Matrice d'inductance propre d'une phase statorique.

$$[\varphi_f] = [\varphi_{af} \ \varphi_{bf} \ \varphi_{cf}]^T$$

:Vecteur flux créé par l'aimant à travers l'enroulement statorique.

III.3.1.3. Equation mécanique :

L'équation mécanique s'écrit comme suite :

$$J \frac{d\Omega}{dt} = C_{em} - C_r - C_f \quad (\text{III.6})$$

$$C_f = f_c \Omega \quad (\text{III.7})$$

$$\Omega = \frac{\omega_r}{p} \quad (\text{III.8})$$

C_r : Couple résistant.

C_{em} : Couple électromagnétique.

C_f : Couple de frottement.

J : Moment d'inertie.

f_c : Coefficient de frottement.

p : Nombre de paires de pôles

ω_r : Vitesse électrique du rotor

III.3.2. Transformation De Park :

Pour supprimer la non linéarité du système d'équations différentielles, on fait des changements de variables qui réduisent la complexité de ce système. Dans les machines électriques triphasées, ce changement de variable consiste à transformer les trois enroulements relatifs aux trois phases à des enroulements orthogonaux (d, q), tournant à une vitesse ω , [31].

Avec cette transformation, nous pouvons passer d'une représentation dans le repère triphasé (a,b,c) à une représentation dans un repère cartésien d'axes (d,q) comme nous le montre la figure suivante :

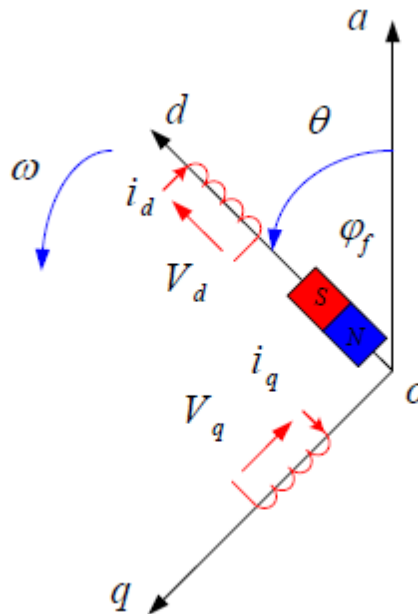


Figure III.10. Schéma équivalent de la MSAP dans le repère (d,q), [30].

$$[X_{dq0}] = [P(\theta)][X_{abc}] \quad (\text{III.9})$$

$[P(\theta)]$: La matrice de passage direct de Park,

$[X_{abc}]$: Représente les variables considérées de la machine (tensions, courants ou flux),

$[X_{dq0}]$: La composante homopolaire, ajoutée pour rendre la transformation réversible, elle est nulle lorsque le système est en équilibre.

$$[P(\theta)] = \frac{2}{3} \begin{bmatrix} \cos(\theta) & \cos(\theta - \frac{2\pi}{3}) & \cos(\theta - \frac{4\pi}{3}) \\ \sin(\theta) & \sin(\theta - \frac{2\pi}{3}) & \sin(\theta - \frac{4\pi}{3}) \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{bmatrix} \quad (\text{III.10})$$

Dont la matrice inverse est la suivante :

$$[P(\theta)]^{-1} = \begin{bmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) & 1 \\ \cos(\theta - \frac{2\pi}{3}) & \sin(\theta - \frac{2\pi}{3}) & 1 \\ \cos(\theta - \frac{4\pi}{3}) & \sin(\theta - \frac{4\pi}{3}) & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{III.11})$$

III.3.3. Equations des tensions et des flux dans référentiel de PARK :

A partir de cette transformation, les équations s'écrivent comme:

$$V_d = R_s i_d + \frac{d\varphi_d}{dt} - \omega_r \varphi_q$$

$$V_q = R_s i_q + \frac{d\varphi_q}{dt} + \omega_r \varphi_d \quad (\text{III.12})$$

$$\varphi_d = L_d i_d + \varphi_f$$

$$\varphi_q = L_q i_q \quad (\text{III.13})$$

En remplaçant les expressions des flux φ_d et φ_q dans le système

$$V_d = R_s i_d + L_d \frac{di_d}{dt} - \omega_r L_q i_q$$

$$V_q = R_s i_q + L_q \frac{di_q}{dt} + \omega_r L_d i_d + \omega_r \varphi_f \quad (\text{III.14})$$

La forme d'état :

$$\frac{di_d}{dt} = \frac{1}{L_d} (V_d - R_s + \omega_r L_q i_q)$$

$$\frac{di_q}{dt} = \frac{1}{L_q} (V_q - R_s i_q - \omega_r L_d i_d - \omega_r \varphi_f) \quad (\text{III.15})$$

$$\begin{bmatrix} \dot{I}_d \\ \dot{I}_q \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{R_s}{L_d} & 0 \\ 0 & -\frac{R_s}{L_q} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_d \\ I_q \end{bmatrix} + \omega_r \begin{bmatrix} 0 & \frac{L_q}{L_d} \\ -\frac{L_d}{L_q} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_d \\ I_q \end{bmatrix} + \omega_r \begin{bmatrix} 0 \\ -\frac{\varphi_f}{L_q} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \frac{1}{L_d} & 0 \\ 0 & \frac{1}{L_q} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_d \\ V_q \end{bmatrix} \quad (\text{III.16})$$

Le couple électromagnétique est exprimé par la dérivée partielle de l'énergie électromagnétique par rapport à l'angle géométrique de rotation du rotor comme suit :

$$C_{em} = \frac{dW_e}{d\theta_{geo}} = P \frac{dW_e}{d\theta} \quad (\text{III.17})$$

Selon Park, l'expression de la puissance transmise est la suivante :

$$P(t) = \frac{3}{2} (V_d i_d + V_q i_q) \quad (\text{III.18})$$

En remplaçant, V_d V_q par leurs expressions on aura :

$$P(t) = \frac{3}{2} \left[R_s (i_d^2 + i_q^2) + \left(\frac{d\varphi_d}{dt} i_d + \frac{d\varphi_q}{dt} i_q \right) + \frac{d\theta}{dt} (\varphi_d i_q - \varphi_q i_d) \right] \quad (\text{III.19})$$

$\frac{3}{2} R_s (i_d^2 + i_q^2)$: représente la puissance dissipée en pertes Joules dans les enroulements du stator

$\left(\frac{d\varphi_d}{dt} i_d + \frac{d\varphi_q}{dt} i_q \right)$: représente la variation de l'énergie magnétique emmagasinée dans les enroulements du stator

$(\varphi_d i_q - \varphi_q i_d)$: représente la puissance électromagnétique.

Sachant que :

$$P_e = C_{em} \omega_r \quad (\text{III.20})$$

Il vient :

$$C_{em} = \frac{3}{2} P (\varphi_d i_q - \varphi_q i_d) \quad (\text{III.21})$$

L'expression du couple électromagnétique en fonction des courants est comme suit :

$$C_{em} = \frac{3}{2} P [(L_d - L_q) i_q i_d + i_q \phi_f] \tag{III.22}$$

III.3.4. Paramètres de la machine étudiée

Les paramètres de la machine étudiée sont proposés sur le tableau (III.2)

Paramètres de la machines	Valeurs
Résistance d'un enroulement	R = 1.4 Ω
Inductance direct	Ld = 6.6 mH
Inductance quadratique	Lq = 5.8 mH
Nombre de paires de pôles	P = 2
Frottement	F= 0.0003881
Flux	PHI=0.1546Wb

Tableau III.2. Paramètres de la machine étudiée

Le schéma bloc de ce système est représenté par la figure (III.11) :

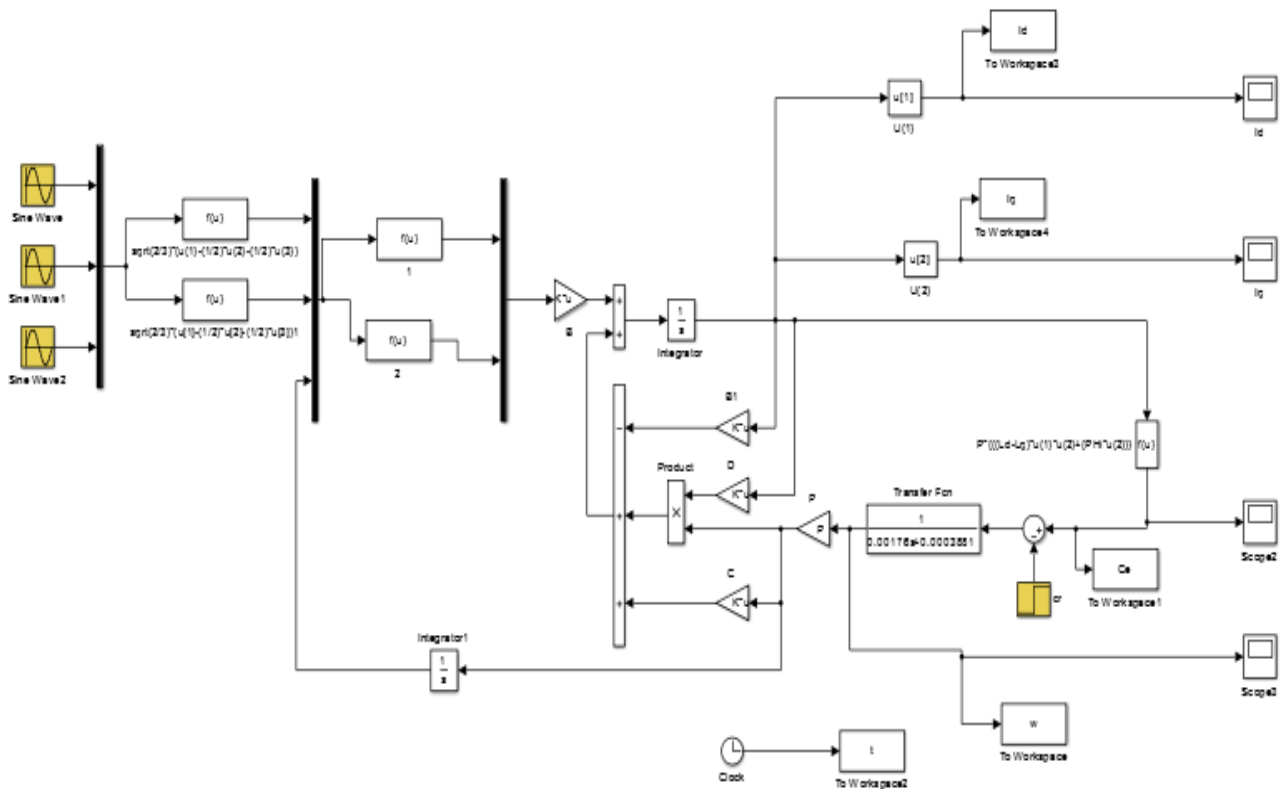


Figure III.11. Schéma bloc du modèle de la MSAP dans le repère d-q

III.4. Résultats de simulation

Les résultats obtenus après simulation sont donnés par les Figures (III.12-15).

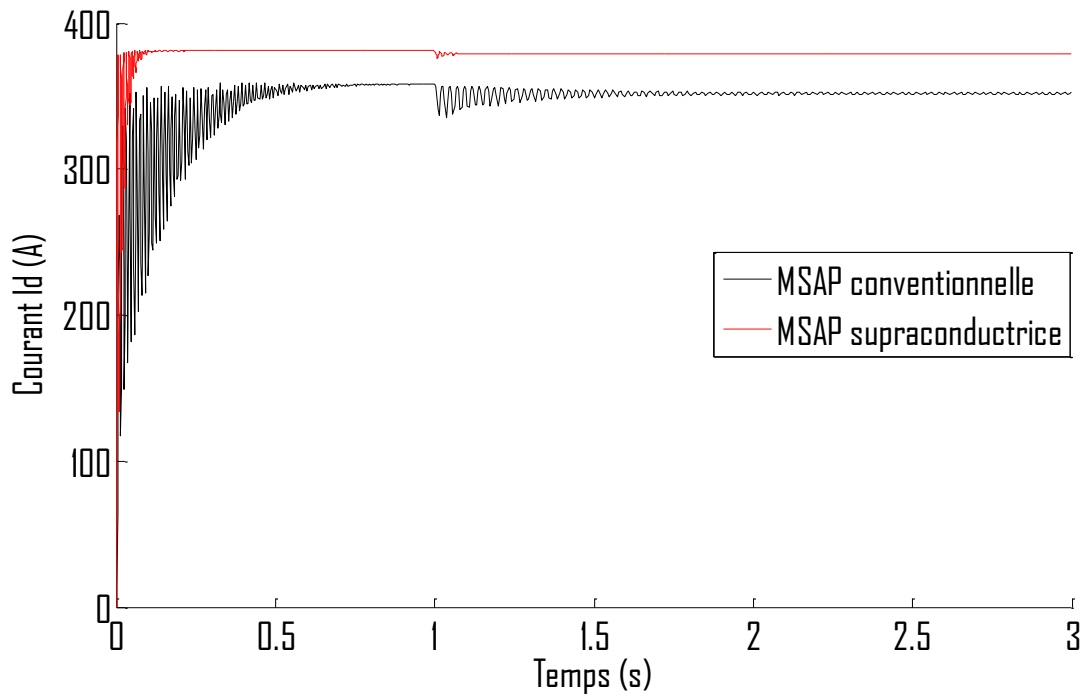


Figure III.12. Variation de courant I_d en fonction de temps.

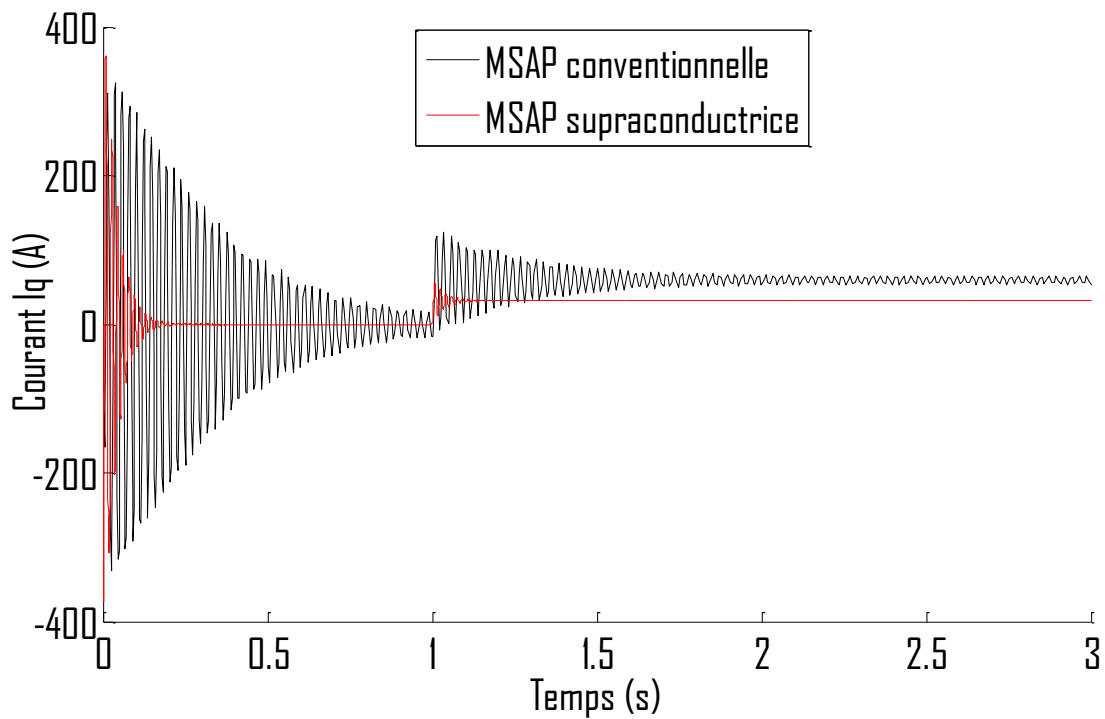


Figure III.13. Variation de courant I_q en fonction de temps.

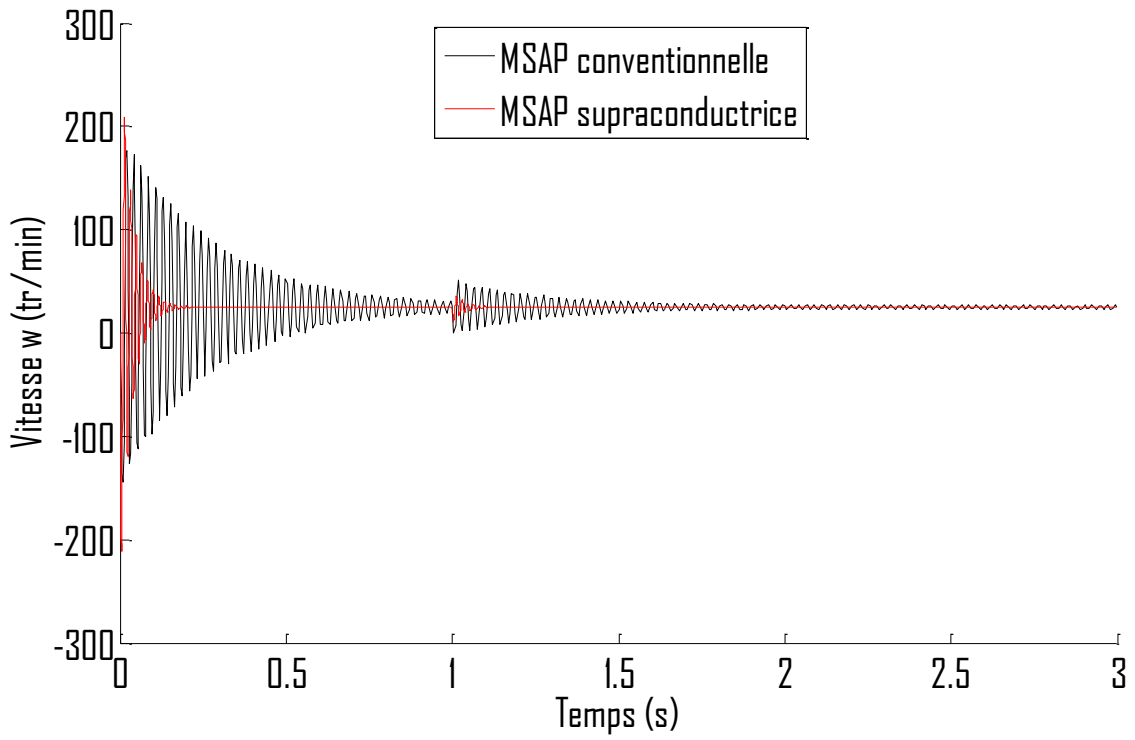


Figure III.14. Variation de la vitesse W en fonction de temps.

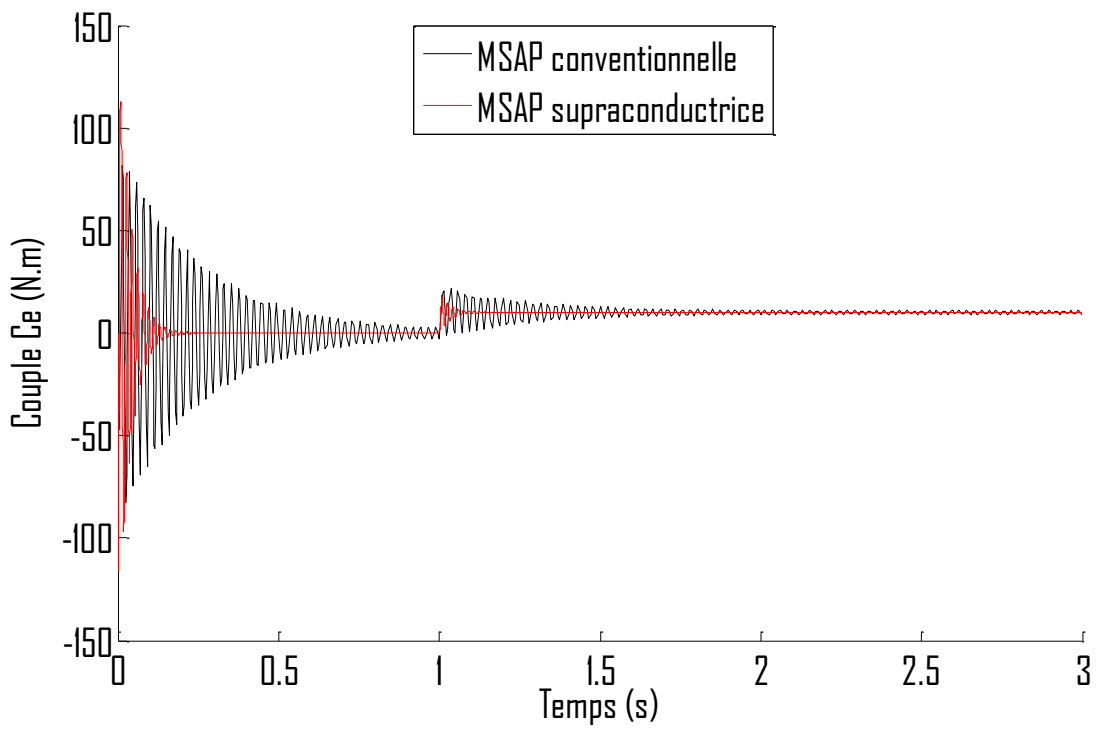


Figure III.15. Variation de couple C_e en fonction de temps

Après plusieurs simulations, une comparaison a été effectuée en termes du courant (I_d, I_q), la vitesse de rotation (ω) et le couple (C_e), vu l'écart important entre les résultats des caractéristiques de deux machines notamment la réduction des oscillations dans le régime transitoire.

On constate aussi que ces résultats des simulations ont montré l'intérêt et l'efficacité des matériaux supraconducteurs introduits dans la conception d'une machine électrique. Ces derniers améliorent considérablement les contraintes thermiques durant le processus de fonctionnement par diminution importante des pertes joules. Ainsi ils peuvent prolonger considérablement la durée de vie de cette dernière.

III.5. Conception de la machine étudiée sous logiciel FLUX2D

III.5.1. Paramètres de la machine

Les paramètres de la machine sont :

Tension maximale du bus : 500 V

- Couple de crête : 400 N.m
- Vitesse maximale : 6 000 tr/min
- Puissance de crête : 50 kW à 1 200-1 500 tr/min

Ce moteur a les caractéristiques principales suivantes

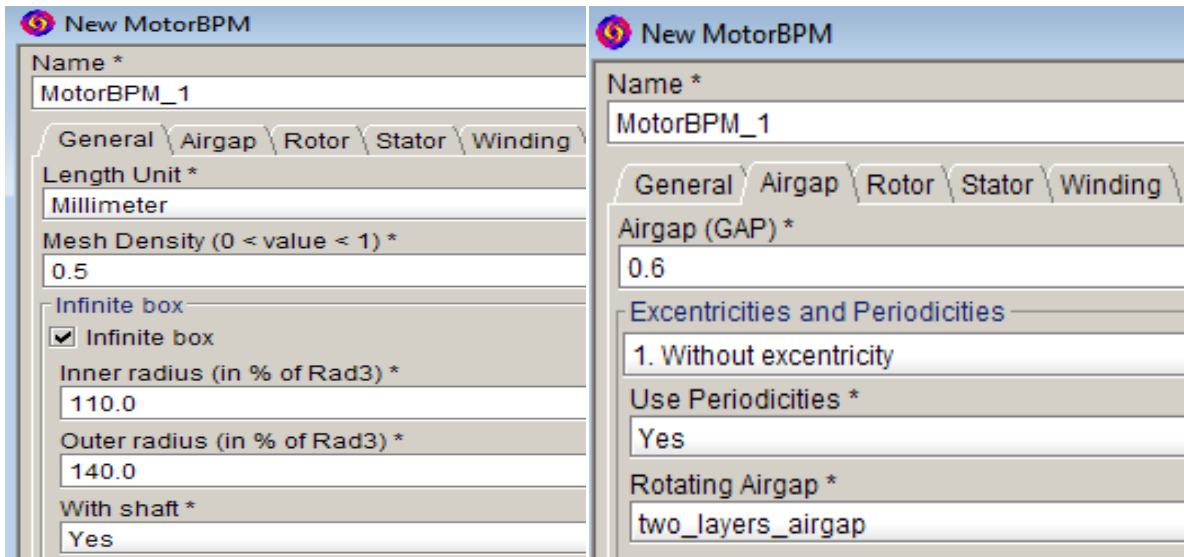
- 48 emplacements de stator
- triphasé connecté en étoile
- 4 paires de pôles
- Aimant NdFeB
- Type de stratification M270-35A
- Diamètre extérieur : 242 mm
- Longueur de la pile : 75 mm

III.5.2. Description de la géométrie et du maillage du moteur

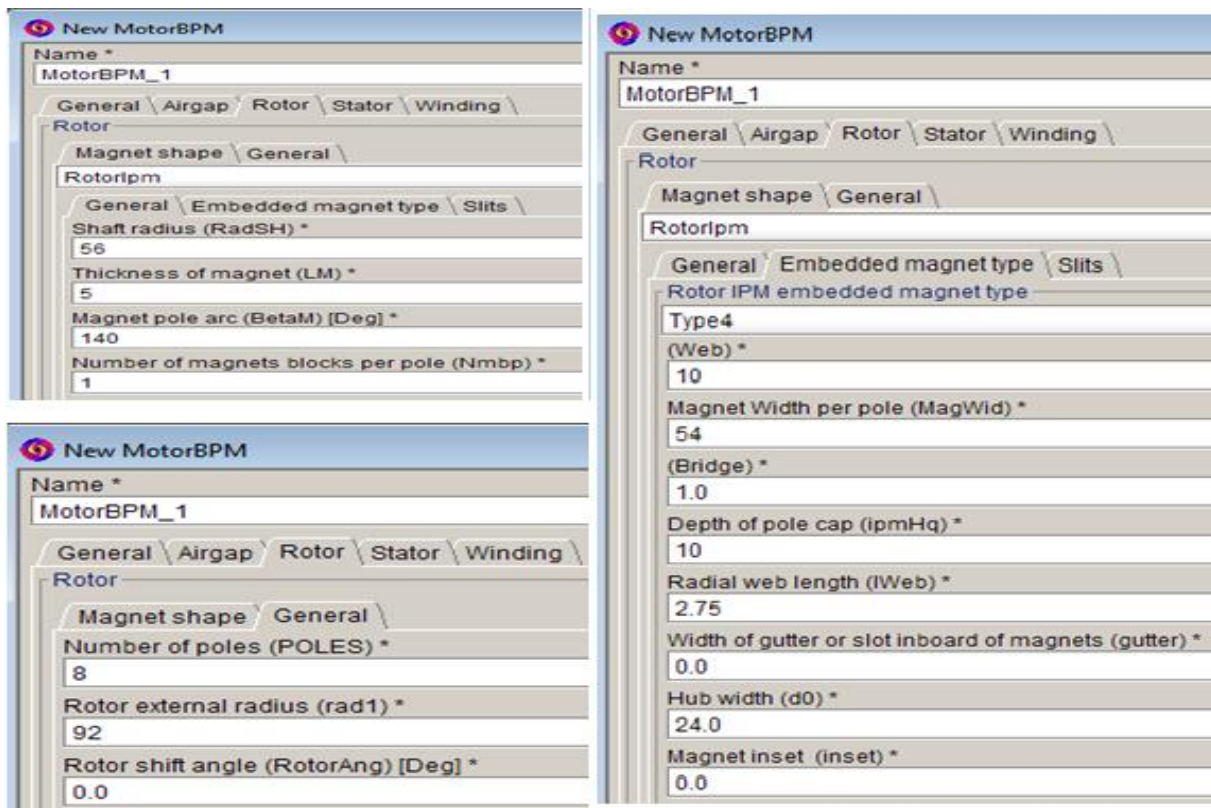
III.5.2.1. la géométrie

Nous créons le moteur à l'aide des superpositions suivantes

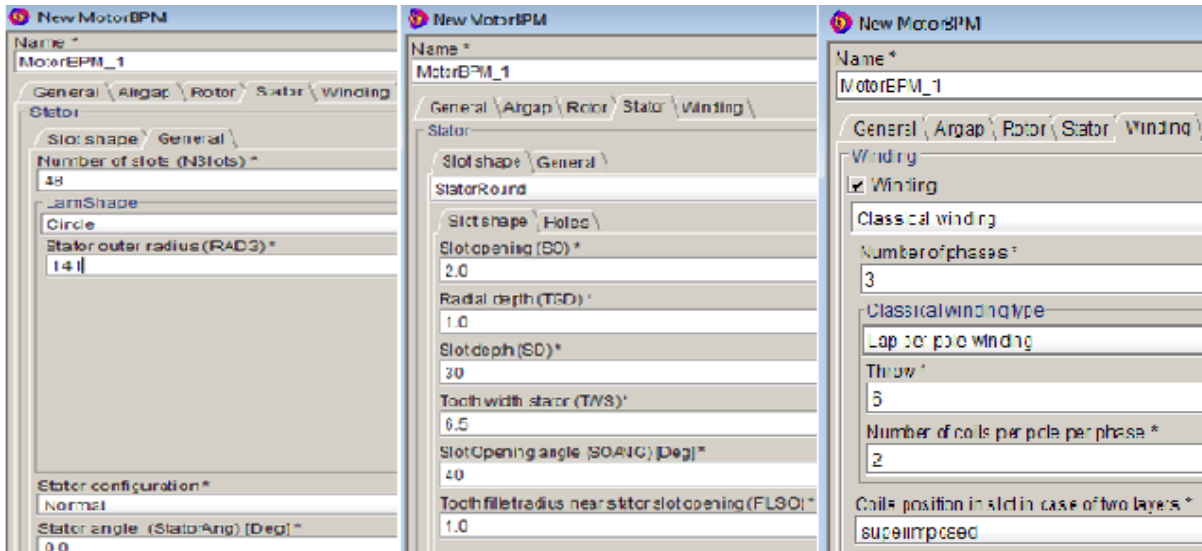
Les caractéristiques générales du moteur



Les caractéristiques du rotor :



Les caractéristiques du stator :



III.5.2.2.maillage

Le moteur suivant est créé avec partie de la géométrie et partie de la physique, prêt à être maillé.

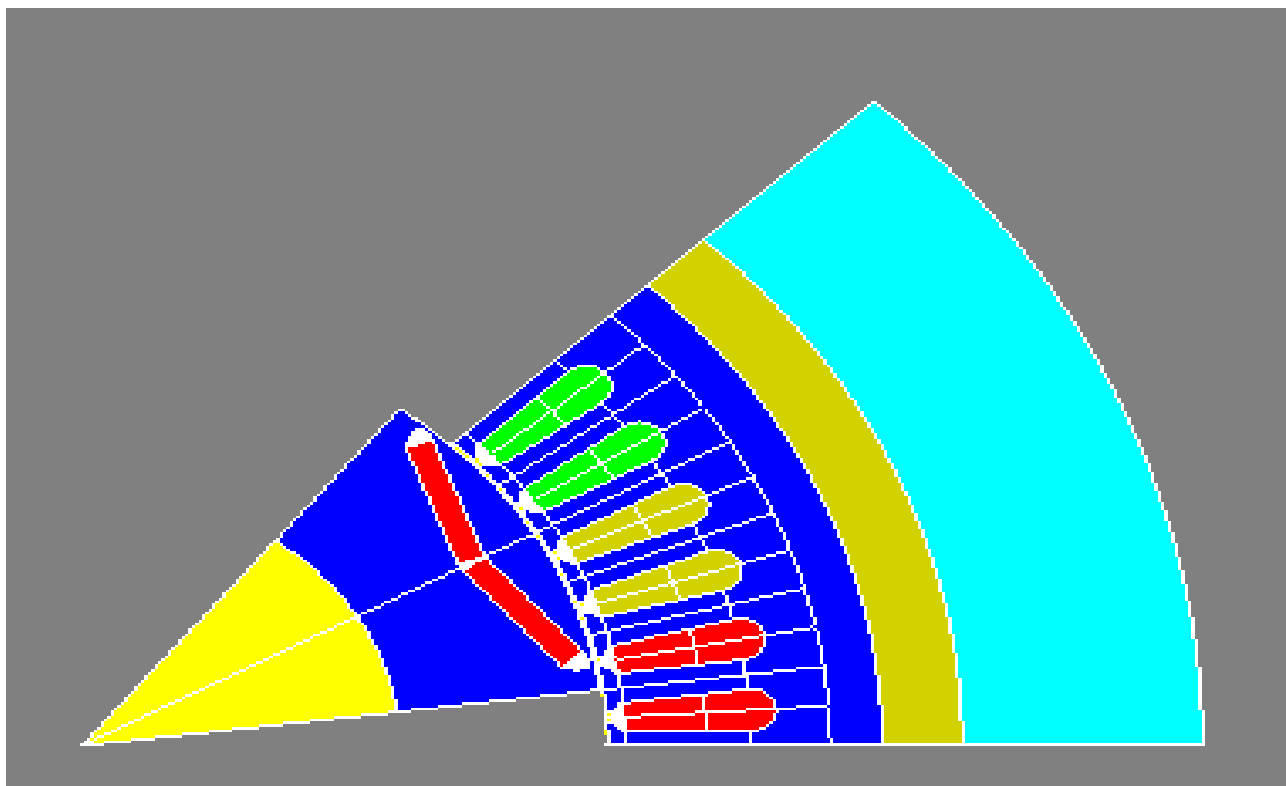


Figure III.16. Maillage utilisé de la machine.

III.5.3. Création des matériaux

La machine classique :

B(H) linear magnet described in the Br module		
Name	Remanent flux density (T)	Relative permeability
NDFEB	1.2	1.05

La machine supraconductrice :

B(H) linear magnet described in the Br module		
Name	Remanent flux density (T)	Relative permeability
NDFEB	1.2	1e-6

III.5.4. Création d'un circuit intégré

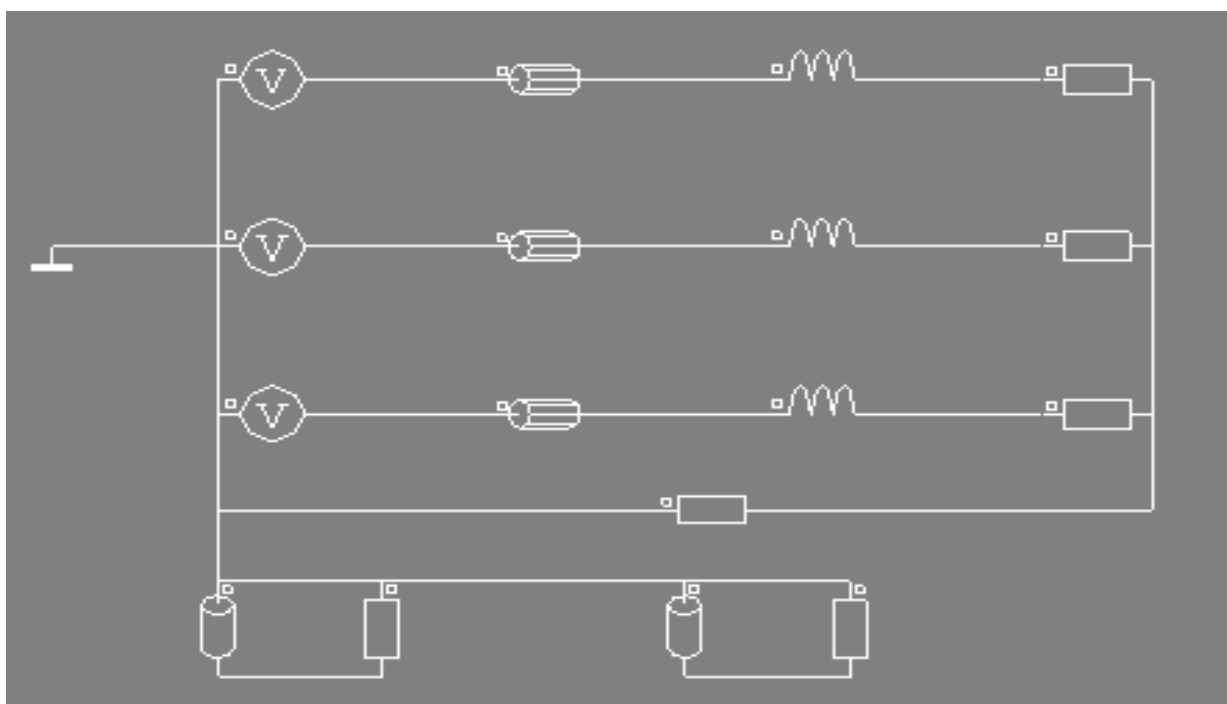


Figure III.17. Circuit intégré au projet.

Les caractéristiques des conducteurs de bobine toronnée et des inductances sont décrites dans le tableau ci-dessous.

Conducteurs de bobine toronnés	
Nom	Formule de résistance
C_1	0.088
C_2	0.088
C_3	0.088
inductance	
Nom	Formule d'inductance
L_1	0.159e-3
L_2	0.159e-3
L_3	0.159e-3

Tableau III.3. Les caractéristiques des inductances.

Les caractéristiques des résistances sont décrites dans le tableau ci-dessous.

Résistances	
Nom	Formule de résistance
R_1	1e-4
R_2	1e-4
R_3	1e-4
R_4	1e4
R_5	1e4
R_6	1e4

Tableau III.4. Les caractéristiques des résistances.

Résistors	
Name	Résistance formula
R_1	1e-6
R_2	1e-6
R_3	1e-6
R_4	1
R_5	1
R_6	1

Tableau III.5. Les caractéristiques des résistances de la machine supraconductrice.

III.5.5. Résultats de simulation sous FLUX2D

Nous avons aussi voulu comparer les résultats de simulation obtenus par FLUX2D dans la machine classique et celle supraconductrice.

1^{er} cas Dans le cas de la machine classique :

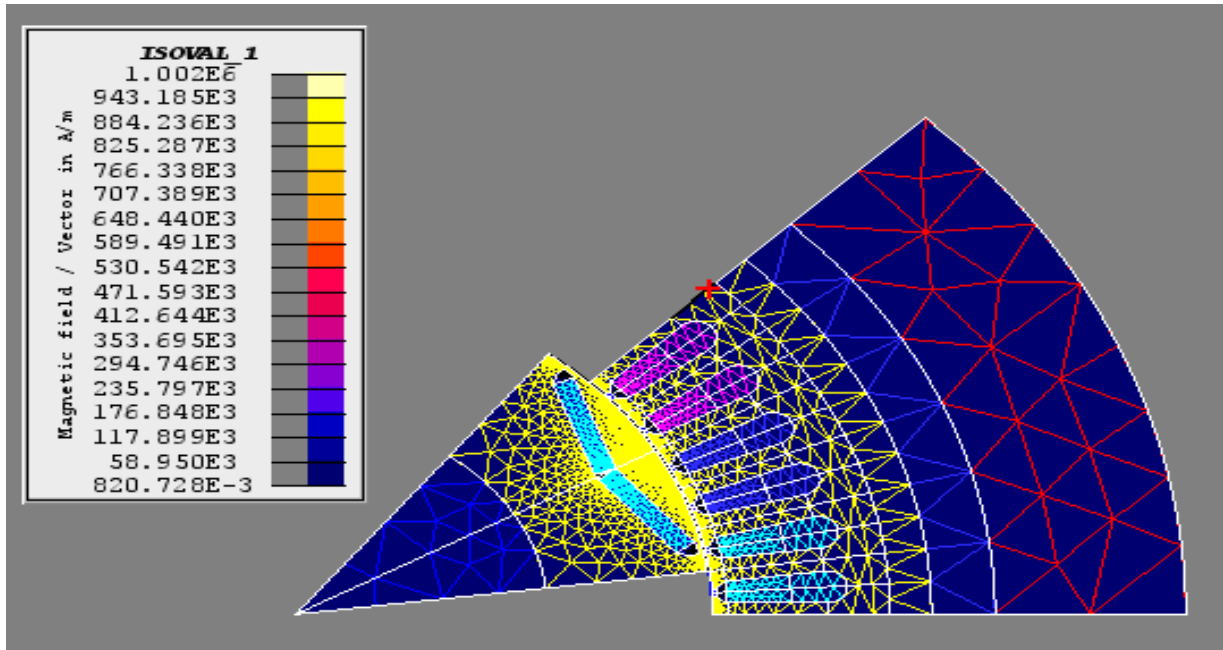


Figure III.18. Champ magnétique.

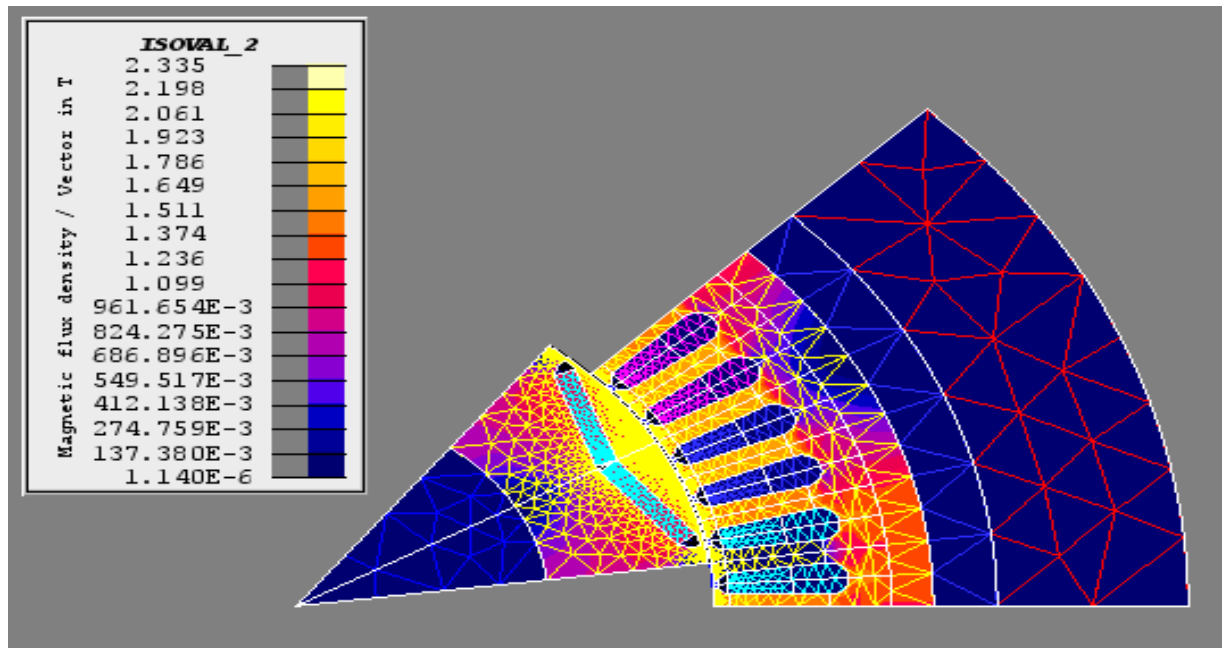


Figure III.19. Densité de flux magnétique.

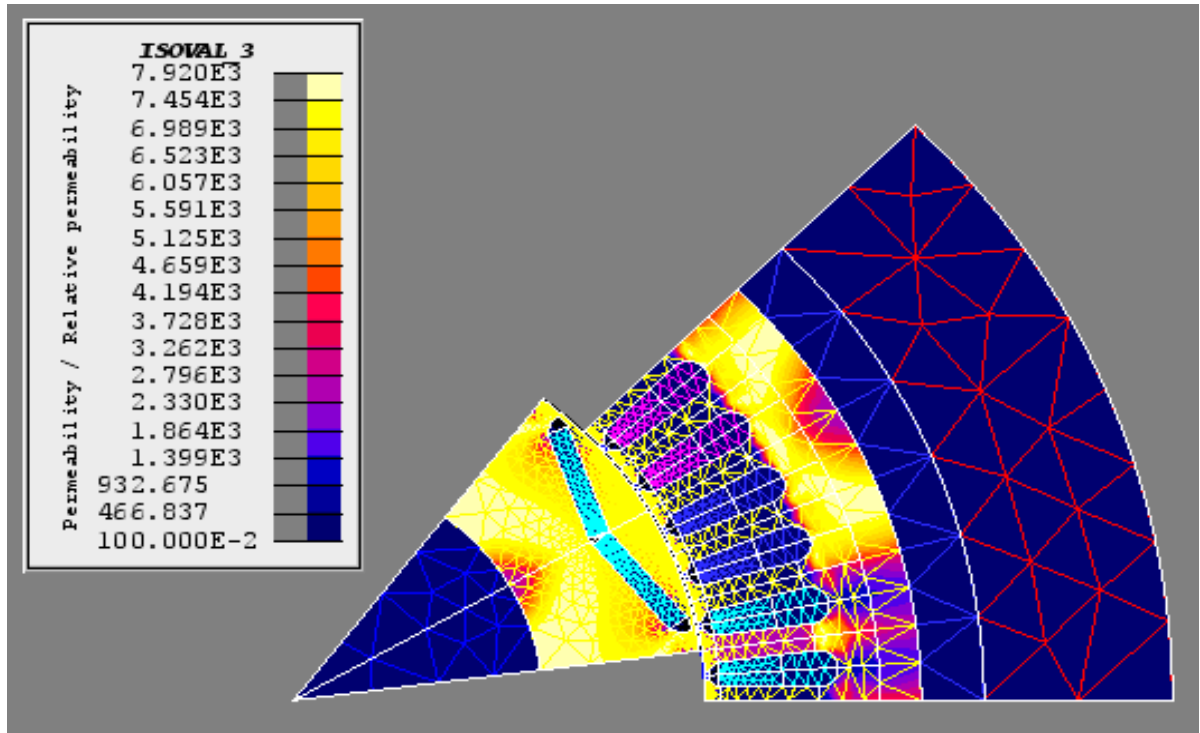


Figure III.20. Perméabilité dans la machine.

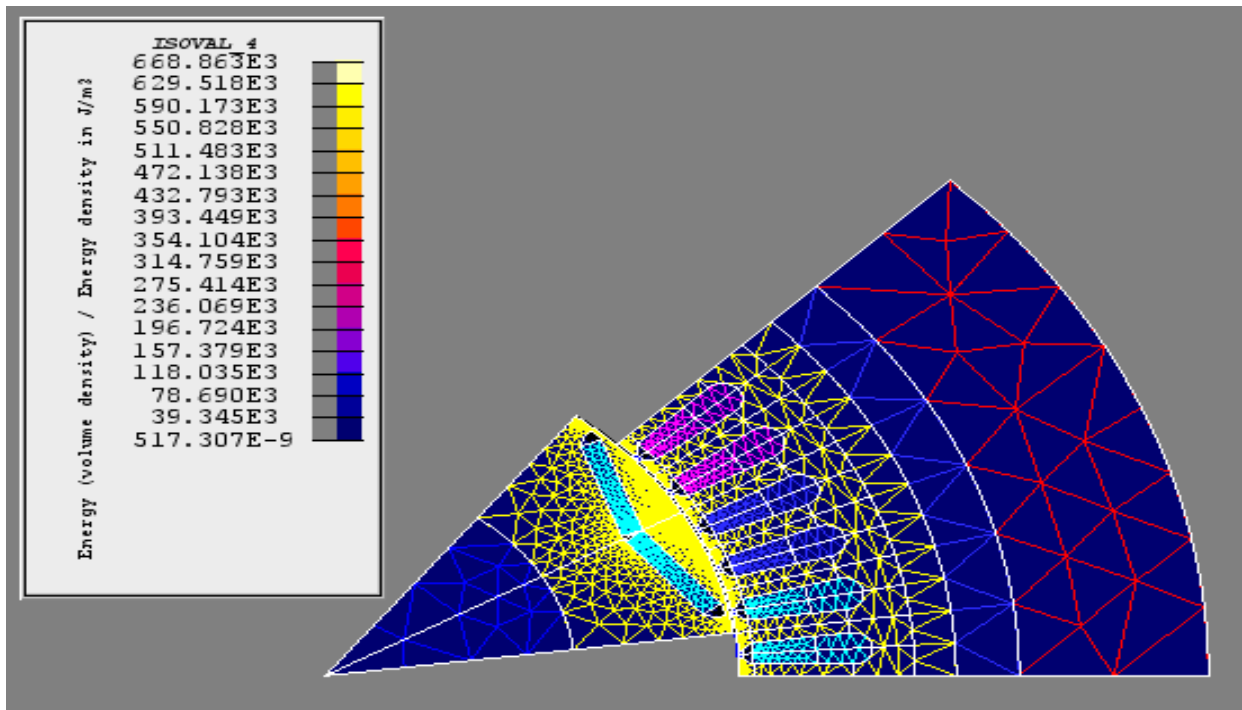


Figure III.21. Densité d'énergie magnétique dans la machine.

Magnetic flux / Intensity [1_DOMAIN]

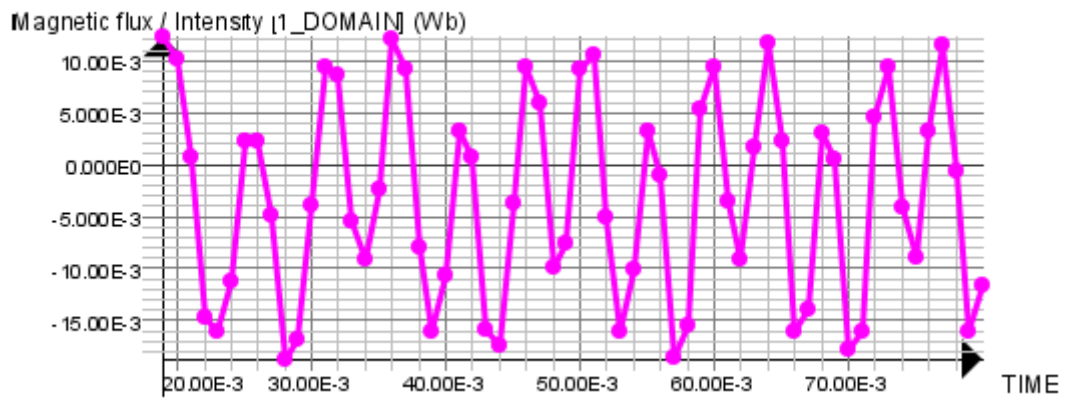


Figure III.22. Variation de flux en fonction de temps.

Mechanical set / Acceleration [ROTOR]

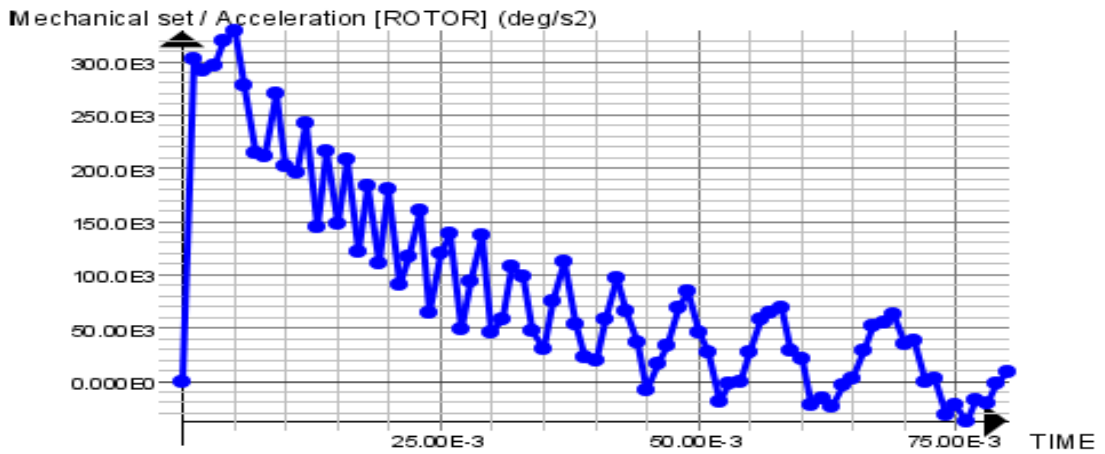


Figure III.23. Variation d'accélération en fonction de temps.

Mechanical set / Magnetic torque [ROTOR]

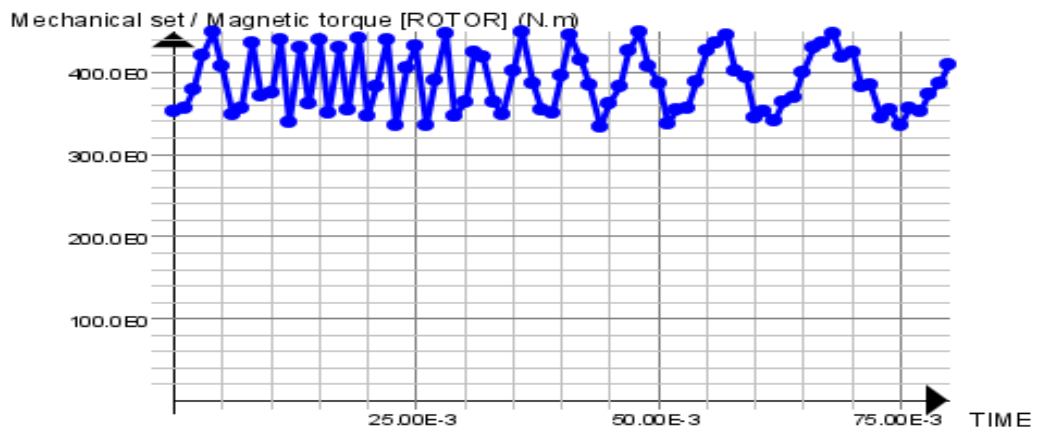


Figure III.24. Variation de couple en fonction de temps.

Energy / Stored Energy [1_DOMAIN]

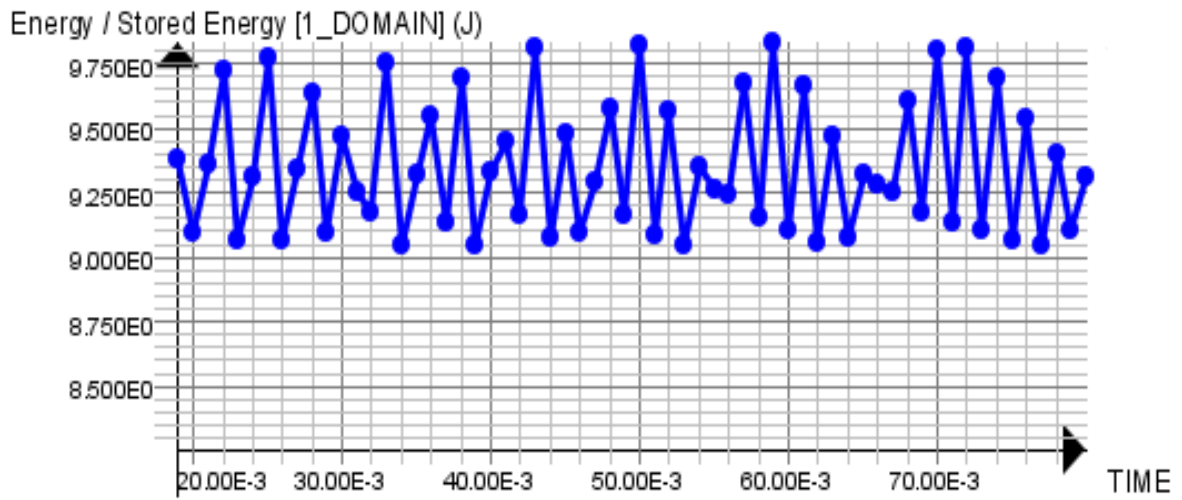


Figure III.25. Variation d'énergie en fonction de temps.

2^{ème} cas Dans le cas de la machine supraconductrice :

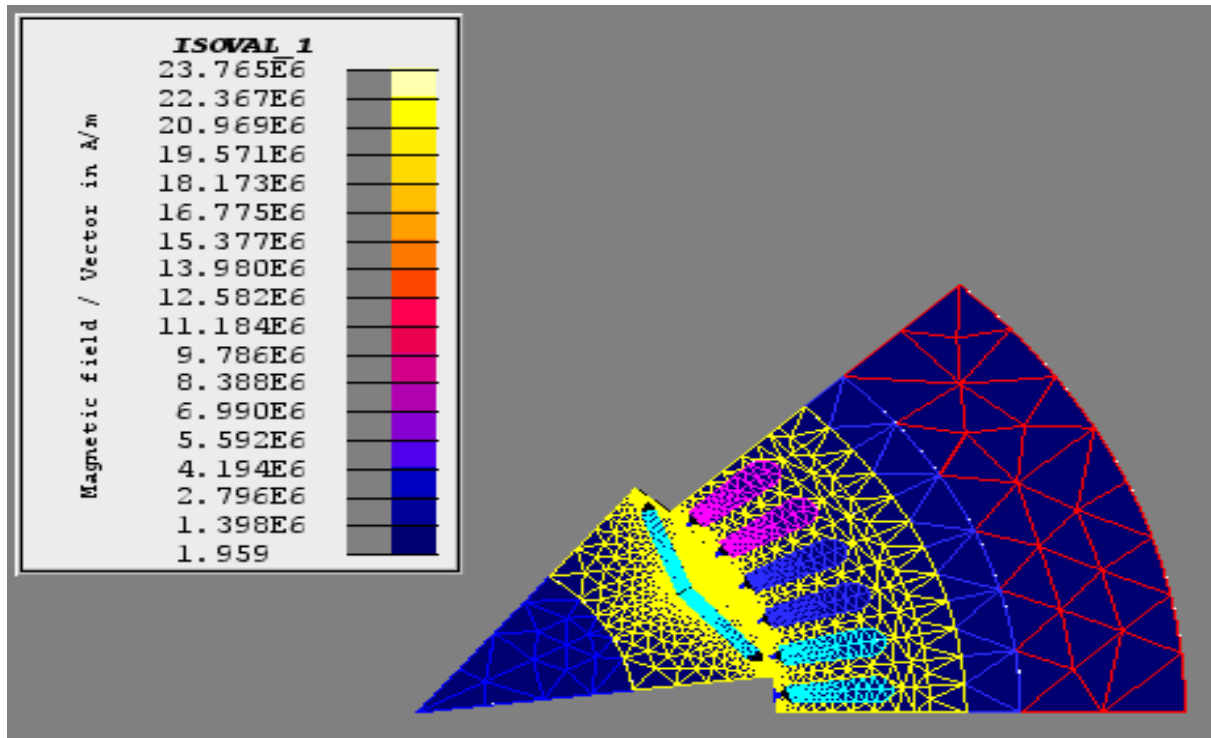


Figure III.26. Champ magnétique.

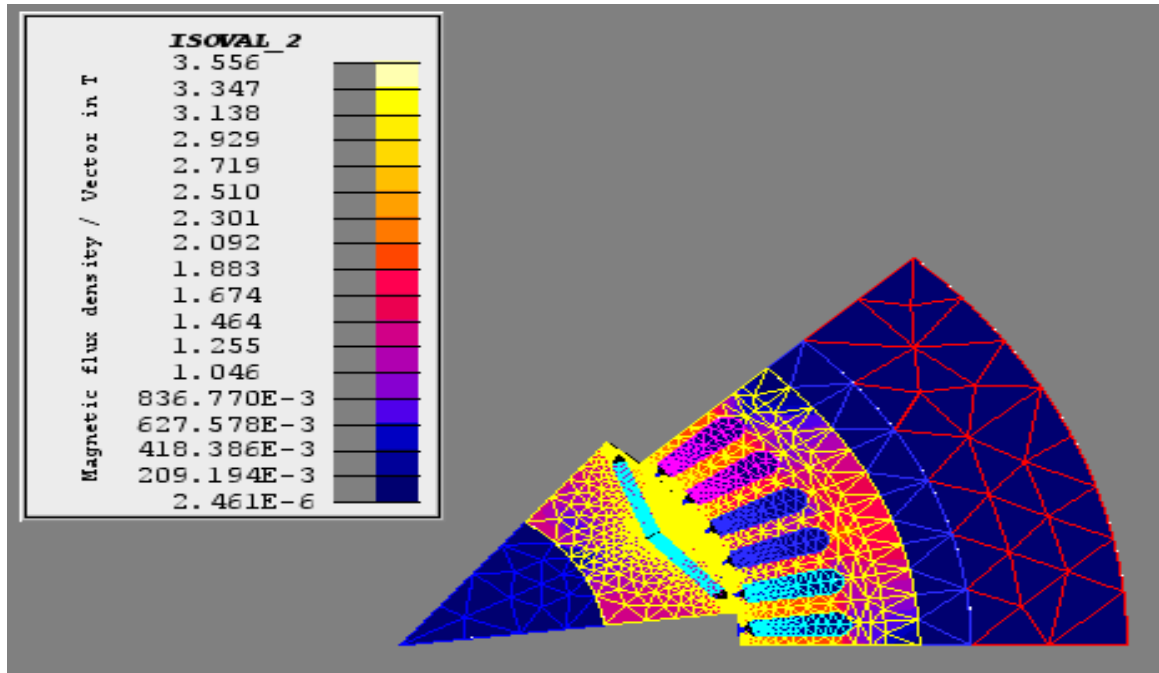


Figure III.27. Densité de flux magnétique.

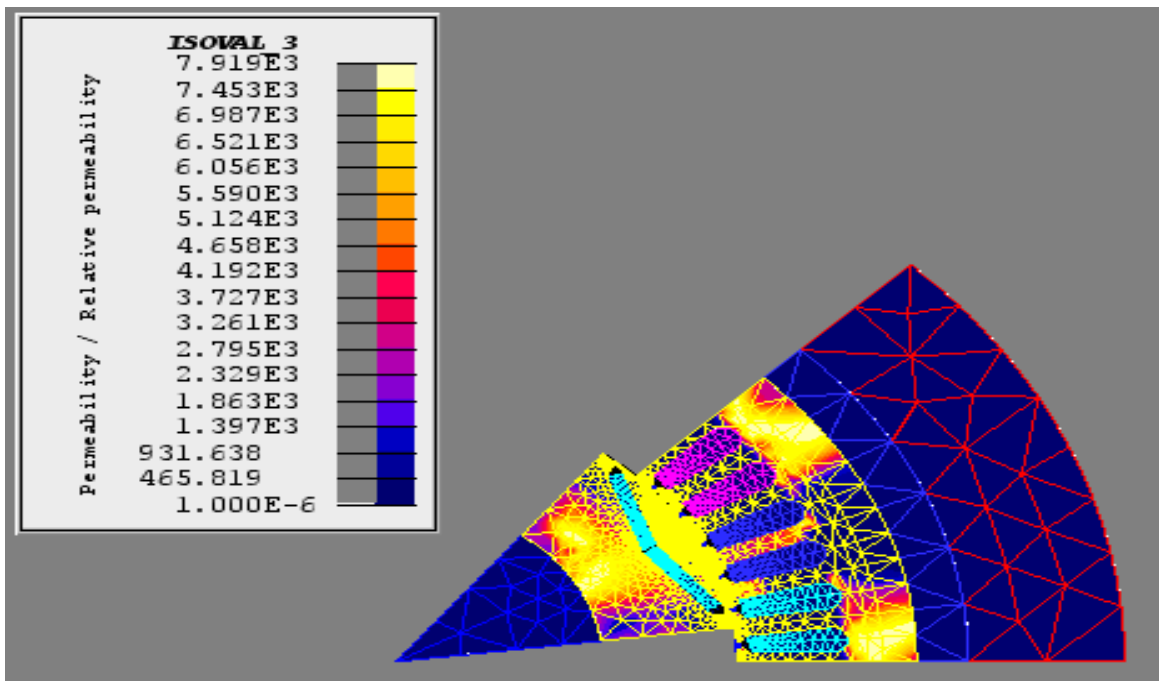


Figure III.28. Perméabilité dans la machine.

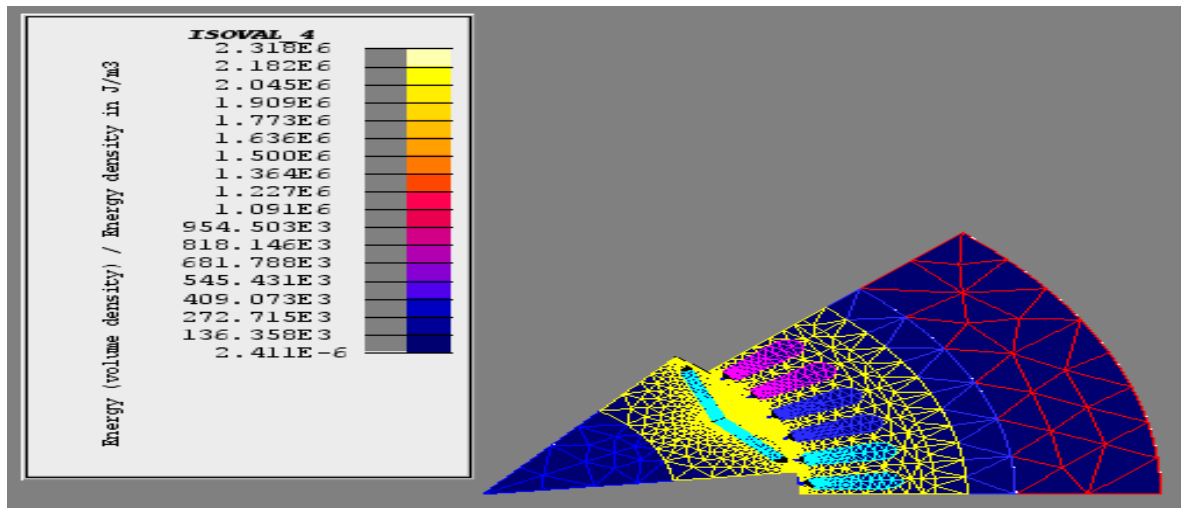


Figure III.29. Densité d'énergie magnétique dans la machine.

Magnetic flux / Intensity [1_DOMAIN]

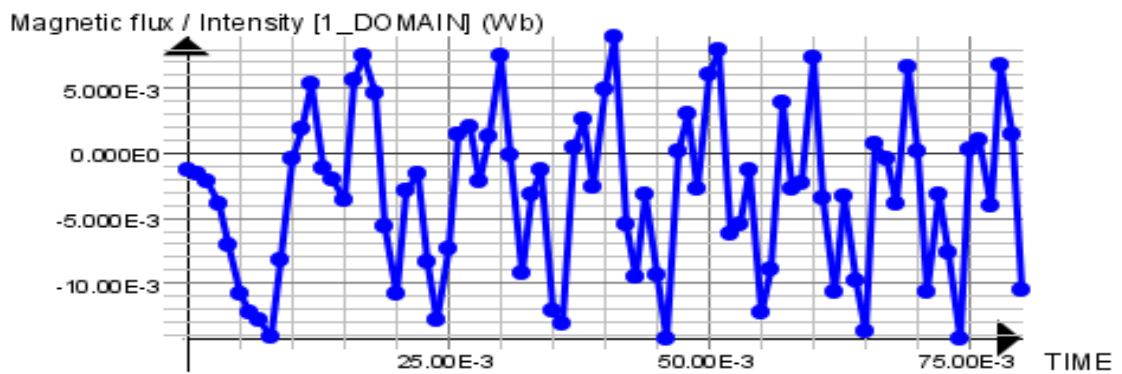


Figure III.30. Variation de flux en fonction de temps.

Mechanical set / Acceleration [ROTOR]

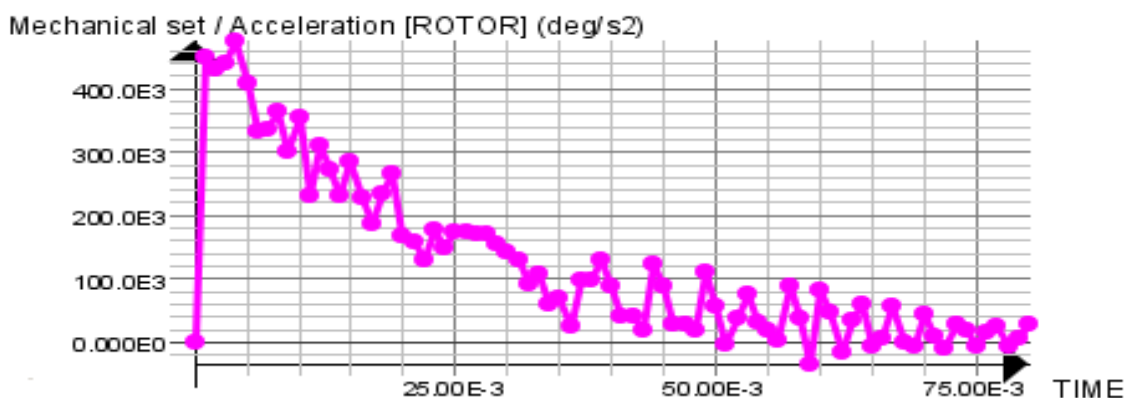
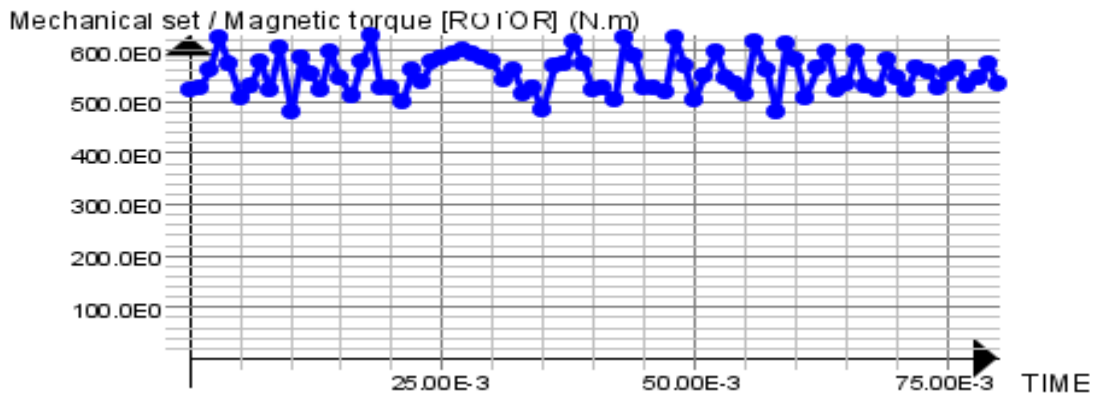
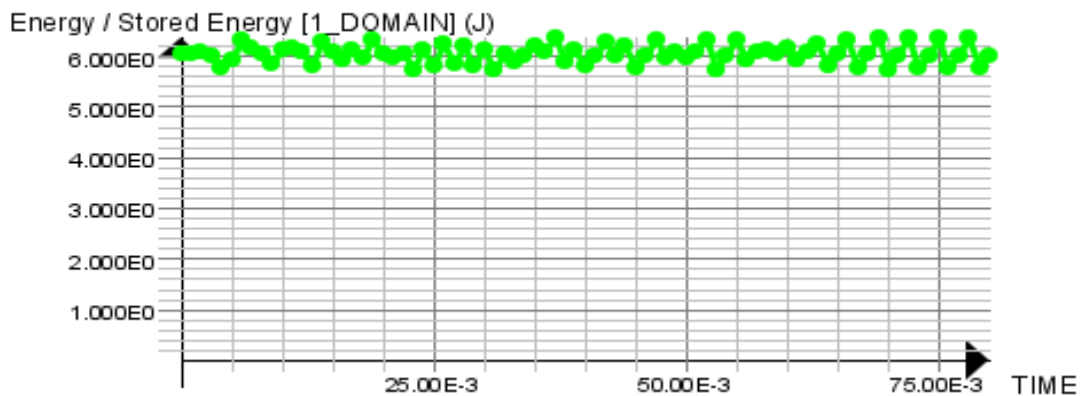


Figure III.31. Variation d'accélération en fonction de temps.

Mechanical set / Magnetic torque [ROTOR]**Figure III.32. Variation de couple en fonction de temps.****Energy / Stored Energy [1_DOMAIN]****Figure III.33. Variation d'énergie en fonction de temps.**

D'après les résultats présentés, nous observons évidemment qu'il y a une amélioration des performances de la machine supraconductrice par rapport à la machine classique en termes ; du couple, de la vitesse de rotation et du temps de réponse du système. Nous remarquons aussi une réduction importante des pertes par effet joules (les pertes semblent diminuées quand on utilise les matériaux supraconducteurs). Ceci est conforme à la prévision théorique.

III.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes préoccupés plus particulièrement de l'étude comparative entre une machine synchrone conventionnelle et celle supraconductrice.

Après avoir rappelé et signalé les différentes formes et générations des conducteurs supraconducteurs, ensuite la situation des différentes structures des machines synchrones supraconductrices, dans la première partie de ce chapitre.

Nous avons cependant attaché beaucoup d'importance aux résultats numériques trouvés par le logiciel FLUX2D basé sur la méthode des éléments finis, cette méthode permet de connaître le mieux possible les domaines d'applications et de validité de ces derniers.

Les résultats ont été très satisfaisants, car une grande différence a été observée dans la réponse du système et une amélioration notable en termes du couple et de la vitesse de la machine, en plus, la diminution remarquable des pertes par effet de Joules.

CONCLUSION

GENERALE

CONCLUSION GENERALE :

L'objectif de ce travail est d'exposer une étude de la possibilité d'implémenter un matériau supraconducteur à haute température critique dans la conception d'une machine électrique dans le but, non seulement de réduire sa taille et volume mais également d'améliorer ses caractéristiques et performances électriques. Depuis quelques années, l'intérêt croissant pour des applications faisant appel à des supraconducteurs nous a incités à étudier de façon très succincte le principe de fonctionnement de ces derniers, en rappelant les deux effets de base sur lesquels il repose : l'absence de résistance électrique, en dessous d'une certaine température critique T_c . et le phénomène quantique appelé Effet MEISSNER (l'expulsion du champ magnétique).

Nous avons commencé notre étude par une recherche bibliographique approfondie. Cette première étape a fait l'objet du premier chapitre sous forme d'un guide technologique supraconducteur. L'objectif étant de découvrir, les caractéristiques et l'évolution des matériaux supraconducteurs.

Les résultats présentés au dernier chapitre portent sur l'étude et la conception d'un moteur synchrone supraconducteur. L'architecture originale de ce moteur était basée sur le principe de l'augmentation du flux en utilisant des fils supraconducteurs. Le but de cette étude est de voir et de vérifier le bon fonctionnement de cette nouvelle structure constituée d'un inducteur supraconducteur et induit aimants permanent, Ce qui nous permet de le comparer aux performances d'une structure de la machine classique. Nous avons cependant attaché beaucoup d'importance à la comparaison des résultats numériques trouvés par les deux logiciels.

L'introduction des matériaux supraconducteurs dans la machine électrique, ont la capacité à résister à des densités de courant élevées, permettent la création d'un champ magnétique puissant à l'intérieur de cette dernière et augmentent ainsi sa pression, c'est-à-dire, de diminuer le rapport poids-puissance.

Les développements futurs des machines supraconductrices dépendent en grande partie de la qualité des matériaux et surtout de leur coût. A l'heure actuelle, la plupart des réalisations de machines supraconductrices utilisent le BSCCO redonné très cher en raison de l'utilisation de l'Argent. Une autre alternative intéressante est l'utilisation du MgB_2 qui est bon marché mais qui présente des propriétés inférieures à celles du BSCCO (température de refroidissement plus basse, dégradation importante sous fort champ).

Une poursuite possible de ce travail consisterait à :

- ✓ La comparaison entre la méthode des volumes finis et la méthode des éléments finis s'impose pour modéliser les matériaux supraconducteurs.
- ✓ La confrontation entre le logiciel FLUX2D et COMSOL Multiphasiques pour modéliser les matériaux supraconducteurs.
- ✓ La prise en compte de la dépendance de J_c en fonction de l'induction magnétique (de façon anisotrope) et également de la température.
- ✓ Prendre en compte l'anisotropie de la densité de courant.

Références Bibliographiques

- [1] **SALAH, B.** (2018). Etude de l'implantation des matériaux supraconducteurs dans les réseaux électriques (Doctoral dissertation, UNIVERSITE MOHAMED KHIDER BISKRA).
- [2] **Belkhiri, S., Alloui, L., & Mebarek, F. B.** (2019). The Influence of the Geometrical Properties of Bulk Superconductors on Limiting Fault Current in an Electrical Network. *Advanced Electromagnetics*, 8(4), 136-142.
- [3] **Belkhiri, S., Bouroubi, M., & Harrabi, A.** (2020). Improvement of the Transient Stability of a 14-bus Network Using a Superconducting Fault-Current Limiter SFCL. *Advanced Electromagnetics*, 9(2), 75-83.
- [4] **Thê Cuong HOÀNG**, « Caractérisation des supraconducteurs à haute température critique en vue d'application en électrotechnique », Thèse de Doctorat, Université Henri Poincaré, Nancy I, 6 Décembre 2010.
- [5] **HOTAMFOU Sandra**, « Modélisation des dispositifs supraconducteurs », thèse de doctorat PARIS XI ,6/2000.
- [6] **Isabella KLUTSCH** « Modélisation des supraconducteurs et mesures », thèse de doctorat Institut national polytechnique de Grenoble, le 26 Septembre 2003.
- [7] **ABDERREZAK Amira** « Etude des propriétés structurales, électriques et magnétiques de céramiques supraconductrices YBaCuO et BiSrCaCuO », thèse de doctorat, Université Mentouri-Constantine, 28/09/2005.
- [8] **Belkhiri, S.** (2004). Contribution à l'étude des frontières libres de conduction et des pertes dans les fils supraconducteurs de type II massifs avec la loi de conduction idéale de BEAN (Magister dissertation, Batna, Université El Hadj Lakhder. Faculté des sciences de l'ingénieur).
- [9] **Siham BADI**, « Interfaces optoélectroniques ultra-rapides pour l'électronique supraconductrice à quantum de flux magnétique », thèse de doctorat, Université de Savoie, 16 Octobre 2008.
- [10] **BAKOUR, S. E.** (2013). Etude de l'évolution des frontières libres de conduction dans les matériaux Supraconducteurs de type II (Master dissertation, Université Mohamed Boudiaf-M'Sila).
- [11] **BOUROUBI, M., & HERABI, A.** (2020). Amélioration de la stabilité transitoire des réseaux électriques par SFCL en présence du défaut de court-circuit (Master dissertation, Univ M'sila).
- [12] **Didier Buzon**, « Limitation de courant à partir de matériaux supraconducteurs HTC », Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 30 Sep 2002.
- [13] **Benlembarek Freiha**, « Etude Numérique d'un Limiteur de courant de défaut », Mémoire de master en Réseau électrique, Université de M'sila, 2015.
-

- [14] **Jérôme DELAMARE, Fabien FAURE** « Les paliers magnétiques », Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble, B.P. 46, 38402 Saint Martin d'Hères CEDEX
- [15] **Amir Faïçal, Salmi., & Mohamed, Deghiche.** (2019). Etude de l'influence des courants de court-circuit sur la stabilité des réseaux électriques (Master dissertation, UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF-M'SILA).
- [16] **Samir BENSaid** « Contribution a la caractérisation et a la modélisation électromagnétique et thermique des matériaux composites anisotropes », thèse de doctorat, Université de Nantes, Année 2006.
- [17] **Mohamed YAHIA,** « Modélisation Electromagnétique des Structures Complexes par Couplage des Méthodes », thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse), 9 novembre 2010.
- [18] **Belkhiri, S.** Modeling a superconducting fault current limiter inserted in a nine-bus electrical network.
- [19] **Yves Brunet, Pascal Tixador,** « Supraconducteurs - Environnement et applications », N°d3662, Techniques de l'Ingénieur, 01/12/ 2012.
- [20] **Yannick Cointe,** « Limiteur supraconducteur de courant continu », Thèse de Doctorat, L'institut national polytechnique de Grenoble, 2007.
- [21] **DAHMANI, H.** (2018). Modélisation des matériaux supraconducteurs application a la limitation de courant de défaut dans un réseau électrique à neuf (09) jeux de barres (Master dissertation, Université Mohamed Boudiaf-M'sila).
- [22] **BOUZIDI, A.** (2012). *CONTRIBUTION A LA MODELISATION DES MATERIAUX SUPRACONDUCTEURS A HAUT TEMPERATURE CRITIQUE (HTC)* (Master dissertation, Université Mohamed Boudiaf-M'Sila).
- [23] **Bastien Dolisy,** « Étude d'un moteur supraconducteur à flux axial avec une transmission magnétique supraconductrice intégrée », 29 Mar 2018 .
- [24] **J. G. Bednorz, and K. A. Muller,** « Possible high T_c superconductivity in the Ba- La-Cu-O system » *Z. Phys. B-Condensed Matter*, vol. 64, pp. 189–193, 1986.
- [25] **Thierry Lubin** « Contribution _a la modelisation analytique des actionneurs electromecaniques », 28 Jun 2016 .
- [26] **Sofiane Bendali** « Dimensionnement d'un moteur supraconducteur HTc », 29 Mar 2018.
- [27] **Rada Alhasan,** « Étude et réalisation d'une nouvelle structure d'un moteur synchrone supraconducteur », 29 Mar 2018 .
- [28] **Alexandre Colle,** « Étude d'une machine supraconductrice à flux axial pour une application aéronautique », 3 Sep 2020 .

[29] **Gaël Malé**, « Étude d'une structure d'inducteur supraconducteur à modulation de champ magnétique », 29 Mar 2018 .

[30] **Mr. Noureddine BOUNASLA**, « Commande par Mode de Glissement d'Ordre supérieur ».

[31] **Mr. MEKKI HEMZA**, « COMMANDE EN VITESSE D'UNE MACHINE SYNCHRONE A AIMANTS PERMANENTS D'OTEE D'UN OBSERVATEUR D'ETAT DE LUENBERGER ».

ملخص

أدى استخدام المواد فائقة التوصيل في مجال الهندسة الكهربائية ، وتحديداً في تصميم الآلات الدوارة ، إلى إحياء اهتمام الباحثين بشكل كبير في السنوات الأخيرة. تتمثل الظاهرة في استبدال اللغات النحاسية بملفات فائقة التوصيل تسمح بزيادة الكتلة بفضل كثافات التيار العالية للسلك واختفاء الدائرة المغناطيسية. إن عزم الكتلة العالي لهذه الآلات يجعلها تطبيقاً مثيراً للاهتمام للأنظمة الموجودة على متن الطائرة الهدف الرئيسي من أطروحتنا النهائية هو المساهمة في تقديم دراسة مقارنة بين نوعين من الآلات المتزامنة مع المغناطيس الدائم (MSAP) ، الأول كلاسيكي والثاني هو الموصلية الفائقة . يتم عرض نتائج المحاكاة على نطاق واسع لمعرفة سلوك هاتين الأدوات ، باستخدام برنامج SIMULINK تحت MATLAB و FLUX 2D على أساس طريقة العناصر المحدودة.

Résumé

L'utilisation des matériaux supraconducteurs dans le domaine de génie électrique bien précisément dans la conception des machines tournantes à fortement relancés l'intérêt pour les chercheurs dans les dernières années. Le phénomène consiste à remplacer les bobinages en cuivre par des enroulements supraconducteurs permet un gain de masse grâce aux grandes densités de courant du fil et à la disparition du circuit magnétique. Le fort couple massique de ces machines en fait une application intéressante pour les systèmes embarqués. L'objectif principal de notre mémoire de fin d'études consiste à contribuer pour présenter une étude comparative entre deux types des machines synchrones à aimant permanent (MSAP), le premier est classique la seconde est supraconductrice. Les résultats de simulations sont largement exposés pour voir le comportement de ces deux machines, en utilisant les logiciels SIMULINK sous MATLAB et FLUX 2D basé sur la méthode des éléments finis.

Abstract

The use of superconducting materials in the field of electrical engineering, precisely in the design of rotating machines, has greatly revived interest for researchers in recent years. The phenomenon consists in replacing the copper windings by superconducting windings allowing a mass gain thanks to the high current densities of the wire and the disappearance of the magnetic circuit. The high mass torque of these machines makes them an interesting application for on-board systems. The main objective of our final thesis is to contribute to present a comparative study between two types of permanent magnet synchronous machines (MSAP), the first is classical and the second is superconducting .The results of simulations are widely exposed to see the behavior of these two machines, using SIMULINK software under MATLAB and FLUX 2D based on the finite element method.