



Mémoire de Fin d'Etude
de MASTER ACADEMIQUE
Spécialité : Entraînements Electriques

Présenté par :

CHIKHAOUI FATMA

Mémoire dirigé par Mr : F .Hocini

Thème

Etude par élément finis d'un dispositif d'injection de
carburant pour moteur à combustion commande
par procédé électromagnétique

Mémoire soutenu publiquement le 11 Juillet 2017 devant le jury composé de :

M ^f OULD OUALI Samy Hassani	Maitre de conférences classe B :	UMMTO	Président
M ^f HOCINI Farid	Maitre de conférences classe B :	UMMTO	Promoteur
M ^{elle} TAMAZIRT Souad	Doctorante :	UMMTO	Co- promotrice
M ^f NAIT OUSLIMANE Ahmed	Maitre Assistant classe A :	UMMTO	Examineur
M ^{me} BOUALI Ferroudja	Maitre Assistant classe A :	UMMTO	Examinatrice

Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu le BON DIEU de m'avoir donné le courage et patience pour faire ce travail.

Je tiens à remercier mon promoteur M^r F.HOCINI maître de conférence à l'université MOULOUD MAMMERRI de TIZIOUZOU, de m'avoir proposé ce sujet, et m'avoir suivi de très près tout au long de mon travail, je tiens à lui exprimer ma profonde gratitude pour ses précieux conseils.

Je tiens à présenter mes remerciements pour tous les enseignants de département E.T.H et particulièrement les enseignants de la spécialité « Entraînements Electriques », pour leurs aides, leur patience, leur générosité, leur disponibilité et leurs encouragements.

Je remercie vivement le président et les membres de jury pour nous avoir honorés et acceptés d'examiner ce travail.

Dédicaces



Dieu merci, Dieu merci Dieu merci... !

Je dédie ce modeste travail à mes très chère parents pour leurs aide et leurs soutien tout au long de mes études, et qui ont fait de moi ce que je suis aujourd'hui et j'espère qu'un jour je serai capable de leurs donner au moins le minimum car quoiqu'on face on arrivera jamais à leurs rendre tout.

A mes très chères sœurs : Bahia, Lynda, Yamina et ses adorables enfants, et leurs maris et a Samira

A mes très chers Frères: Hocine et Ahcene, Mastene.

A tout mes tantes et oncles et leurs enfants

A tous mes amis (es) de près et de loin

Et surtout a mon amie Samira, Kahina, Anissa, Samia, Nabila, Fatiha, Floura et Lynda

Et enfin à une personne qui m'est très chère qui serra se reconnaître

Et a tous les doctorants de la spécialité « Entraînements Electriques », je dis merci a tous.

A toute personne qui me connaît.

Du fond du cœur, je vous dis tous merci pour votre soutien et pour tout ce que vous avez fait pour moi.

Fatma

A decorative graphic of a scroll with a light blue gradient and a darker blue border. The scroll is unrolled, with the word 'SOMMAIRE' centered on the white surface. The scroll has rounded corners and a small circular detail at the top right corner.

SOMMAIRE

CHAPITRE I: Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs

INTRODUCTION.....	(1)
I.1. LA MAGNETOSTRICTION ET L'EFFET MAGNETOSTRICTIF.....	(3)
I.1.1. Le nuage électronique	(3)
I.1.2. Direction de facile aimantation.....	(3)
I.2. PRINCIPAUX PHENOMENES DE MAGNETOSTRICTION.....	(4)
I.2.1. Effet joule longitudinal.....	(4)
I.2.2. Effet Villari	(5)
I.2.3. Effet joule transversal	(6)
I.2.4. Effet Wiedemann	(7)
I.2.5. Effet de variation de volume	(8)
I.2.6. Effet de flexion	(9)
I.2.7. Effet de variation du module d'Young ou effet E	(10)
I.2.3. Les matériaux magnétostrictifs	(12)
I.2.3.1. Définition.....	(13)
I.2.3.2. Magnétisme en L'absence d'excitation	(13)
I.2.3.3. Magnétisme à l'échelle atomique	(13)
I.2.3.4. Magnétisme à l'échelle de l'agrégat d'atomes	(14)
a) Diamagnétisme.....	(14)
b) Le paramagnétisme	(15)
c) Le ferromagnétisme.....	(17)
I.2.3.5. Ferromagnétisme à l'échelle macroscopique.....	(17)
I.3. Les matériaux à magnétostriction géante	(18)
<i>1-3) PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU MOTEUR 4 TEMPS</i>	(19)
<i>1 -3 -1) I:PRINCIPE DE BASE.....</i>	(19)
<i>1-1:Situation problème.....</i>	(19)
<i>a) le principe</i>	(19)
II: LES PRINCIPAUX ELEMENTS DU MOTEUR.....	(19)
I.5) LE CYCLE DE FONCTIONNEMENT.....	(19)
I.5.1) Première phase: ADMISSION.....	(19)

<i>Fonction</i>	(20)
<i>1.5.2)Deuxième phase : COMPRESSION</i>	(20)
<i>Fonction</i>	(21)
<i>1.5.3) Troisième phase: COMBUSTION</i>	
<i>DETENTE</i>	(21)
<i>Fonction</i>	(21)
<i>1.5.4) Quatrième phase: ECHAPPEMENT</i>	(22)
<i>Fonction</i>	(22)
<i>Les d 1.6) DIAGRAMME ET EPURE.</i>	(23)
<i>4-1:Diagramme théorique</i>	(23)
<i>Différents types de moteurs</i>	(23)
<i>1.7: LES DIFFERENTS TYPES DE MOTEURS.</i>	(24)
<i>1.7-1:Les différents types d'énergie.</i>	(24)
<i>1.7-2:Les moteurs à essence.</i>	(24)
<i>1.7-3: Les moteurs Diesel.</i>	(24)
<i>1.8) Classification: Carburateur et injection</i>	(25)
<i>1.8.1) Carburateur</i>	(26)
<i>1.8.1.1) Carburateur simple</i>	(26)
<i>1.8.1.2) Injection multipoint</i>	(26)
<i>1.8.1.3) Injection directe</i>	(27)
<i>1.8.1.4) Moteurs à injection directe et charge stratifiée</i>	(27)
<i>1.9) Injection directe et combustion en mélange pauvre</i>	(28)
<i>Injection directe de carburant et mélange pauvre</i>	(28)
<i>1.10) Injection directe de carburant et mélange pauvre</i>	(28)
<i>1.11) Evolutions récentes</i>	(29)
<i>Moteur essence à injection directe</i>	(29)
<i>1.12) Système d'injection</i>	(29)
<i>1.13) Régulation de la puissance</i>	(30)
<i>Conclusion</i>	(30)
CHAPITRE II : couplage électromagnétique et magnétomécanique :	
II) Principe de fonctionnement des transducteurs	(31)
II.1) Généralités et définitions	(31)

a) Schéma de principe	(31)
II.1.1) Transducteur	(31)
1. Transducteur magnétostrictif	(31)
II.Couplage électromagnétique et magnéto-mécanique	(32)
II.1. Coefficient de couplage magnéto-mécanique	(33)
Conclusion.....	(37)
Chapitre III : modèle numérique et méthodes de résolution des équations électromagnétiques	
III .1.Introduction	(38)
III.2. <i>Equations de Maxwell</i>	(38)
III.2.1. <i>Forme différentielle des équations de Maxwell</i>	(38)
III.2.2. <i>Forme intégrale des équations de maxwell</i>	(39)
III.3. <i>Lois de comportement des milieux</i>	(39)
a. <i>La loi d'ohm</i>	(40)
b. <i>Relation magnétique</i>	(40)
c. <i>La relation diélectrique</i>	(41)
III.4.Méthodes de résolution	(42)
III.4.1.Méthodes analytique.....	(42)
III.4.2.Méthodes semi analytiques	(43)
III.4.3.Méthodes numériques.....	(44)
III.4.3.1. Méthode des différences finies (MDF).....	(45)
III.4.3.2. Méthode des intégrales de frontières(MIF).....	(45)
III.4.3.3. Méthode des éléments finis (MEF)	(46)
III.4.3.4. Formulation éléments finis des équations électromagnétiques.....	(46)
III.4.3.5. Formulation Variationnelle.....	(46)
❖ Cas d'un phénomène magnétique.....	(47)
III.4.3.6. Méthode des résidus pondérés (projective).....	(48)
a) Principe de la méthode.....	(48)

b) Différentes méthodes déduites des résidus pondérés.....	(48)
III.4.3.7.. Discrétisation du domaine d'étude (maillage).....	(49)
a) Eléments finis réels.....	(49)
• Eléments à une dimension (1D).....	(50)
• Eléments à deux dimensions (2D).....	(50)
• Eléments triangulaires.....	(50)
• Eléments carrés.....	(50)
• Eléments à trois dimensions (3D).....	(50)
b) Fonction d'interpolation.....	(51)
1) Principe de l'état complet.....	(51)
2) Principe de compatibilité.....	(51)
c) Fonction d'interpolation sur élément	(52)
d) Fonction d'approximation sur le domaine.....	(52)
III.4.3.8. Formulation éléments finis des équations électromagnétiques.....	(52)
III.2.3.8.1. Equation magnétostatique.....	(52)
a) Cas cartésien.....	(52)
b) Cas axisymétrique.....	(54)
III.4.3.8.2. Equation magnétodynamique.....	(55)
a) Cas cartésien.....	(55)
b) Cas axisymétrique.....	(56)
III.4.3.9. Avantages et inconvénients de la méthode des éléments finis	(57)
a) Les avantages.....	(57)
b) Les inconvénients	(57)
III.4.3.10. Méthodes de calcul de la force magnétique	(57)
III.4.3.10. La méthode de la force de Lorentz.....	(57)
III.4.3.11. La méthode du tenseur de Maxwell.....	(58)
III.4.3.12. La méthode de la variation de la Co-énergie ou de l'énergie magnétique.....	(58)
III.4.3.13. Conclusion	(60)

Chapitre IV Application et résultats

IV.1 .Présentation du logiciel ComsolMultiphysics® V 5.0a	(61)
IV.2.Introduction	(62)
IV.3.Définition du model	(63)
IV.4)Le domaine d'étude et les Caractéristiques géométriques du dispositif d'étude.....	(63)
Caractéristiques physiques géométriques	(64)
• Calcul de non linéarité magnétostriction	(65)
IV.4.Résultats	(66)
1. Pour une variation de la bobine.....	(66)
➤ Etude 1	(66)
• Pour une bobine de 2mm.....	(66)
• Pour une bobine de 3mm	(69)
• Pour une bobine de 4mm	(72)
• Pour une bobine de 5mm :.....	(74)
➤ Etude 2	(76)
• La densité de courant externe appliquée sur la bobine est constante pour tous les développements J_{ext} de 0 à 10^7 (A / m ²).....	(76)
• Pour la même courbe d'aimantation B(H) que la première étude.....	(76)
➤ Bobine de 2mm.....	(76)
➤ Pour une bobine de 3mm.....	(78)
➤ Pour une bobine de 4mm.....	(79)
➤ Pour une bobine de 5mm.....	(81)
Remarque	(82)
➤ Etude 3.....	(82)
○ La densité de courant externe appliquée sur la bobine est constante pour tous les développements J_{ext} de 0 à 10^7 (A / m ²).....	(82)
○ Pour la même courbe d'aimantation B(H) que la première étude.....	(82)
○ On a créé 2 segment dans le matériau magnétostrictifs.....	(82)
➤ Bobine de 2mm.....	(83)

➤ Bobine de 3mm.....	(85)
➤ Bobine de 4mm.....	(88)
➤ Bobine de 5mm	(90)
➤ Remarque	(93)
Conclusion	(93)
Conclusion generale.....	(93)

Résumé du mémoire



Introduction Générale

Introduction générale :

La manière de concevoir un nouveau produit en milieu industriel a pris ces dernières années un tournant significatif. Afin de réduire les temps de conception et d'optimiser les coûts de fabrication, l'utilisation d'outils informatiques aide à la conception est devenue indispensable. Ainsi ont vu le jour de nombreux logiciels de simulation qui ont peu à peu remplacé des phases de prototypage très coûteuses.

Dans le domaine électromagnétique, ceux-ci s'appuient principalement sur le formalisme des éléments finis qui, en contrepartie de résultats précis, demande d'une part une compétence particulière de l'utilisateur, et d'autre part des temps de calcul importants peu compatibles avec l'optimisation de nombreux paramètres.

Cependant, dans les phases de pré dimensionnement, il n'est pas nécessaire d'avoir des modèles extrêmement précis. Souvent, un modèle approché sous forme analytique permet de gagner du temps tout en dégrossissant le travail.

Nous sommes intéressés précisément au cours de ce travail à la modélisation et à la conception d'un transducteur électromagnétique soumis à un champ magnétique.

En effet, la simulation du comportement électromagnétique d'un transducteur par éléments finis à l'aide du logiciel de simulation **Comsol Multiphysics® «V5.0a »** nous permettra d'élaborer une feuille de route à suivre afin d'optimiser et d'orienter le choix des paramètres géométrique et des matériaux parmi une large gamme, afin que le composant conçu puisse répondre aux exigences fonctionnelles souhaitées.

Pour accomplir l'objectif, on a organisé ce travail en **quatre chapitres**, en détaillant l'effet magnétostrictif, et le modèle mathématique utilisé.

Enfin, **l'application et la conclusion générale** fait la synthèse de cette étude, et revient sur les résultats obtenus.

Chapitre I

Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs

Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs

INTRODUCTION :

Le physicien anglais **Joule** découvrit en **1842** qu'un barreau de fer soumis à un champ magnétique longitudinal s'allongeait suivant ce champ, en même temps qu'il se contractait transversalement, comme sous l'effet d'une traction mécanique. Il donna à ce phénomène le nom de magnétostriction.

Depuis lors, d'autres effets mécaniques du champ magnétique ont été mis en évidence.

Soumis à un champ magnétique, des échantillons de certaines substances subissent non seulement des dilatations ou des contractions, mais encore des exions, des torsions, des modifications de densité, voire des variations de leur module **d'Young**.

À la suite de Joule, on a continué à classer tous ces phénomènes magnétoélastique sous le vocable de magnétostriction.

La magnétostriction se présente, au sens le plus général du terme, comme l'ensemble des relations liant les propriétés mécaniques d'un corps à ses propriétés magnétiques.

Les compositions chimiques des matériaux sont notées dans ce chapitre selon les règles suivantes généralement utilisées :

— pour les alliages métalliques et les matériaux amorphes, le nombre suivant le symbole chimique indique le pourcentage de cet atome ou groupe d'atomes contenu dans un volume donné.

Pour un matériau, la somme des différents nombres est égale à **100** ;

— pour les autres matériaux, homogènes, structurés à l'échelle atomique, le nombre en indice suivant le symbole chimique correspond au nombre d'atomes considérés participant à la molécule.

Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs

I.1. LA MAGNETOSTRICTION ET L'EFFET MAGNETOSTRICTIF :

Nous allons nous intéresser tout d'abord à la magnétostriction à l'échelle microscopique afin de comprendre la source de ce phénomène. Nous définirons les particularités du nuage électronique de ces matériaux et le concept de direction de facile aimantation.

I.1.1. Le nuage électronique :

L'énergie magnétoélastique crée un couplage entre les déformations du réseau cristallin et l'état d'aimantation.

La magnétostriction qui en résulte est la conséquence de la forme non sphérique du nuage électronique de certains matériaux : lorsque le champ magnétique extrême fait tourner les moments magnétiques (**Figure I.1**), le nuage électronique non sphérique tourne également et modifie l'équilibre cristallin en attirant ou en repoussant les ions voisins.

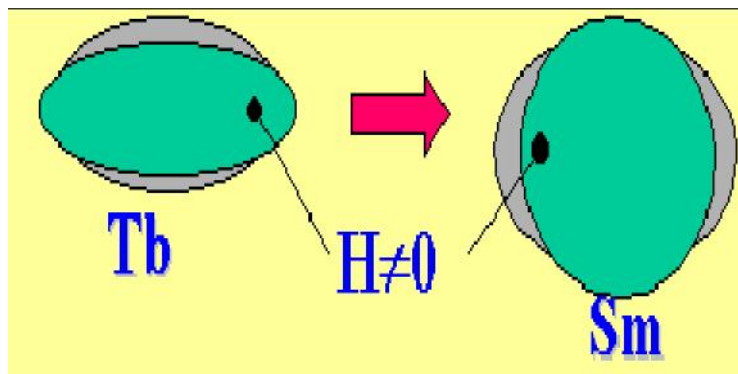


Figure I.1 : Forme des nuages électroniques de quelques terres.

I.1.2. Direction de facile aimantation :

Le réseau cristallin impose des directions préférentielles pour l'aimantation.

Néanmoins si un champ magnétique est appliqué au matériau, ses moments magnétiques auront tendance à s'aligner dans la direction de ce champ pour minimiser l'énergie interne (**Figure I.2**).

Il ensuit un réarrangement des domaines magnétiques, ce qui modifie les dimensions du réseau cristallin de l'échantillon, d'où la déformation de ses dimensions géométriques.

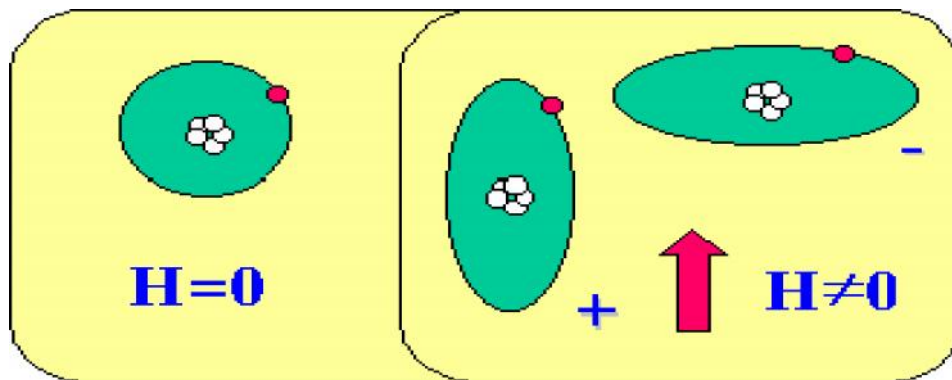


Figure I.2 : Magnétostriction positive et négative. Représentation de la déformation du nuage électronique de l'atome sous l'effet d'un champ magnétique H .

I.2. PRINCIPAUX PHENOMENES DE MAGNETOSTRICTION :

L'on a coutume de classer les phénomènes de magnétostriction suivant leur aspect extérieur, sans tenir compte de leurs causes profondes.

On distingue les effets directs, où l'application d'un champ magnétique (ou la variation de ce champ) produit une modification d'un paramètre mécanique, et les effets inverses, où la variation d'un paramètre ou d'une constante mécanique d'un matériau produit une modification de son aimantation, que ce matériau soit ou non plongé initialement dans un champ magnétique.

I.2.1. Effet joule longitudinal :

C'est de loin le phénomène magnétostrictif le plus important. Il a trait à l'allongement ou au raccourcissement l d'un barreau ferromagnétique de longueur l sous l'action d'un champ magnétique (**Figure I.3**). l/l n'est pas une fonction linéaire du champ et l est indépendant du sens du champ dans une direction.

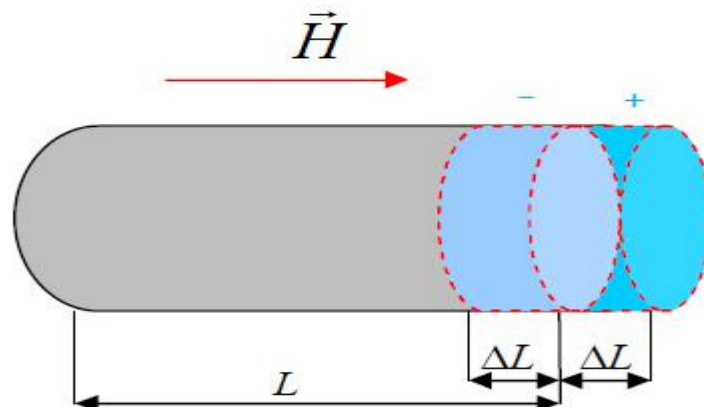


Figure I.3 : Effet joule longitudinal

Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs

Pour la plupart des métaux ou alliages ferromagnétiques, λ garde un signe constant, quelle que soit la valeur de H_a . Mais pour certains matériaux, on observe une inversion de signe de λ ; c'est le cas du fer aux environs de 16 à 40 kA/m suivant les conditions de préparation.

Pour cette valeur critique, l'effet Joule s'annule et le barreau retrouve sa longueur initiale.

- Pour des valeurs de H_a inférieures à 16 kA/m, le barreau de fer s'allonge.
- Pour des valeurs de H_a supérieures, c'est l'inverse qui se produit.

Le phénomène de saturation se traduit par l'existence d'une asymptote horizontale : quand H_a croît indéfiniment, λ tend vers une valeur limite λ_s , que l'on appelle coefficient de magnétostriction à saturation. Ce coefficient λ_s qui peut prendre des valeurs positives ou négatives, joue un rôle important dans la théorie moderne du magnétisme.

I.2.2. Effet Villari :

L'effet Joule longitudinal inverse est aussi connu sous le nom d'effet Villari. Lorsque l'on modifie la longueur naturelle d'un barreau d'un matériau ferromagnétique, ce dernier s'aimante (**Figure I.4**). Si au préalable le barreau a été placé à l'intérieur d'un solénoïde, un courant transitoire parcourt la bobine. Ce courant correspond à une variation de flux magnétique associée à la variation de l'aimantation. La déformation λ associée à une force diffère de celle prédite par la loi de Hooke classique. Cependant on peut écrire :

$$F = ES_e (\Delta l/l) \quad (\text{I.1})$$

Avec : E : module d'Young apparent

S_e : section droite du barreau

($\Delta l/l$) : déformation relative totale [élastique ($\Delta l/l$)e plus magnétostrictive (λ)m].

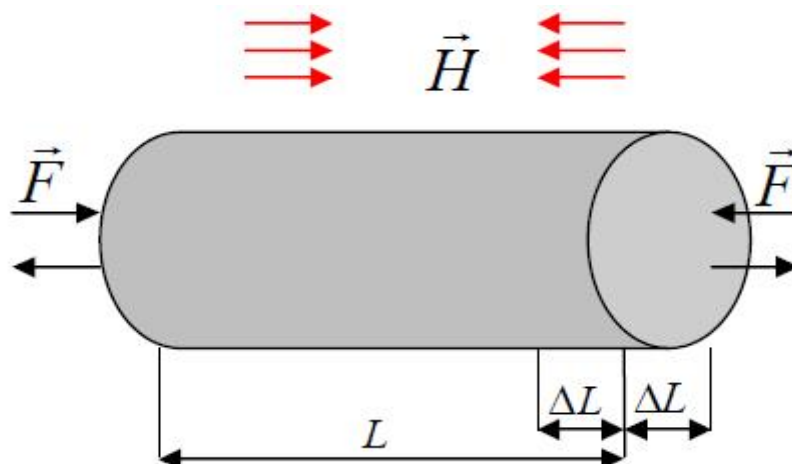


Figure I.4 : Effet Villari

Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs

I.2.3. Effet joule transversal :

L'effet Joule transversal est observé quand la direction de mesure de la dimension est perpendiculaire à l'aimantation (**Figure I.5**). Les effets Joule longitudinal et transversal n'introduisent pas de variation de volume si le matériau est isotrope ou constitué d'un ensemble désordonné de cristaux cubiques. Il n'en est pas de même pour des cristaux élémentaires présentant d'autres symétries.

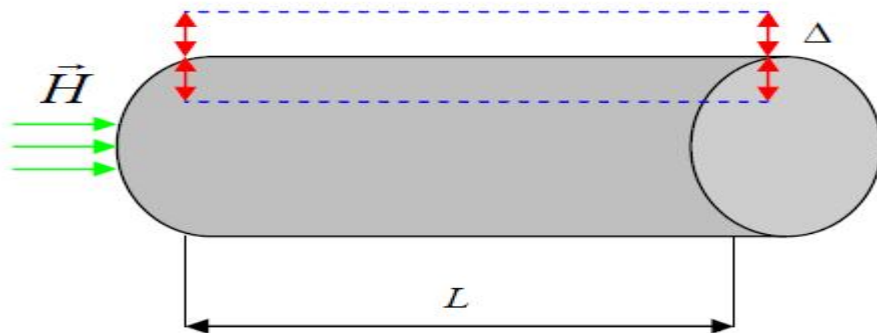


Figure I.5 : Effet joule transversal

I.2.4. Effet Wiedemann :

Cet effet se produit dans un barreau ou aimant ferromagnétique soumis à un champ longitudinal. Si ce barreau est traversé par un courant axial, le champ associé à ce courant provoque une torsion du barreau (**Figure I.6**) : c'est l'effet **Wiedemann**. L'effet inverse produit une variation d'aimantation longitudinale et l'apparition d'une aimantation circulaire dans un élément long aimanté axialement et soumis à un couple de torsion.

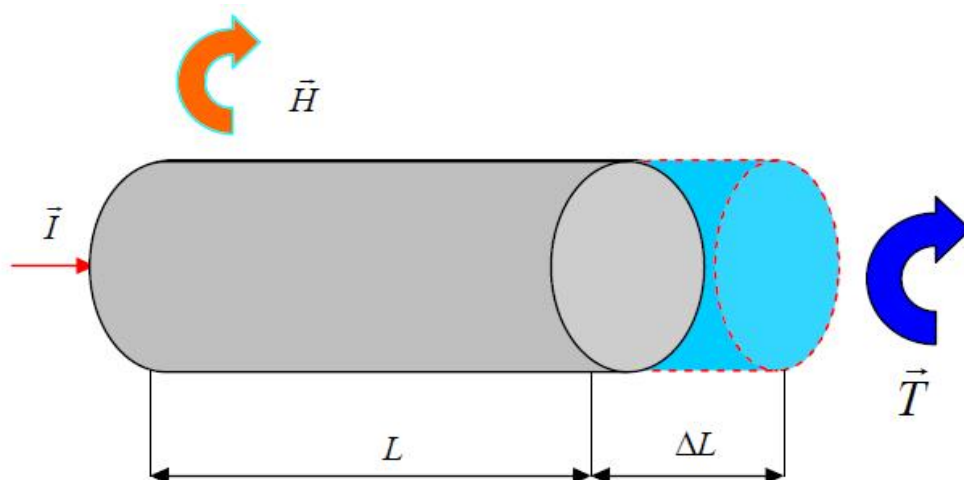


Figure I.6 : Effet Wiedemann

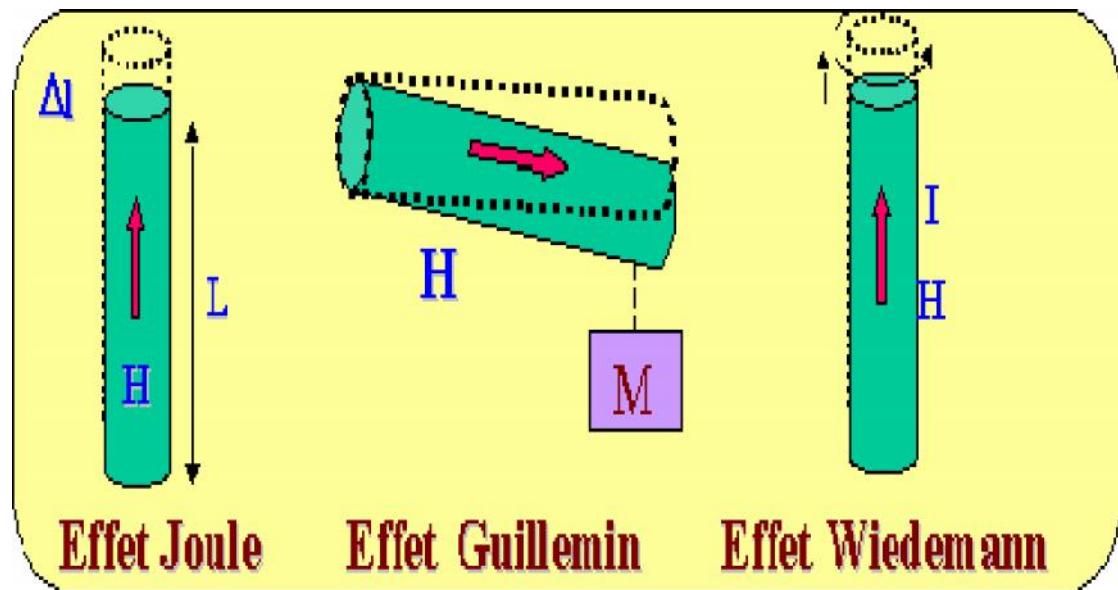


Figure I.6 : Illustration des principaux effets magnétostrictifs

I.2.5. Effet de variation de volume :

Bien que l'effet Joule se manifeste sans changement de volume, il existe des phénomènes magnétostrictifs de variation de volume (ΔV) dans les matériaux ferromagnétiques. On distingue plusieurs types d'effets de volume d'origines différentes. Une variation spontanée (sans champ appliqué) de volume a été mise en évidence.

Un échantillon d'un matériau occupe, alors un volume différent de celui qu'il remplirait s'il n'était pas magnétique (**Figure I.7**). Cette variation de volume est très grande et positive pour les alliages fer-nickel à environ 36 % de nickel ($\Delta V/V$ peut atteindre dans ces alliages $1,9 \cdot 10^{-2}$ à 0 K).

De plus, elle diminue quand la température croît et contribue par un terme $V/(3V)[3]$ à la compensation partielle de la dilatation thermique linéaire classique.

Le principal effet de volume se produit pour des champs très importants (quelques 105 A/m). La variation de volume $\Delta V/V$ est alors après saturation une fonction linéaire du champ : c'est la magnétostriction forcée. Pour la plupart des métaux ou alliages magnétostrictifs, cette dernière variation reste faible, cependant des effets de volume plus importants ont été mesurés dans des composés de terres rares.

Par exemple, avec le nickel $\Delta V/V$ varie de $1,1 \cdot 10^{-6}$ par MA/m et de $110 \cdot 10^{-6}$ par MA/m pour le composé $Tb_{0.03}Fe_{0.97}$. [4]

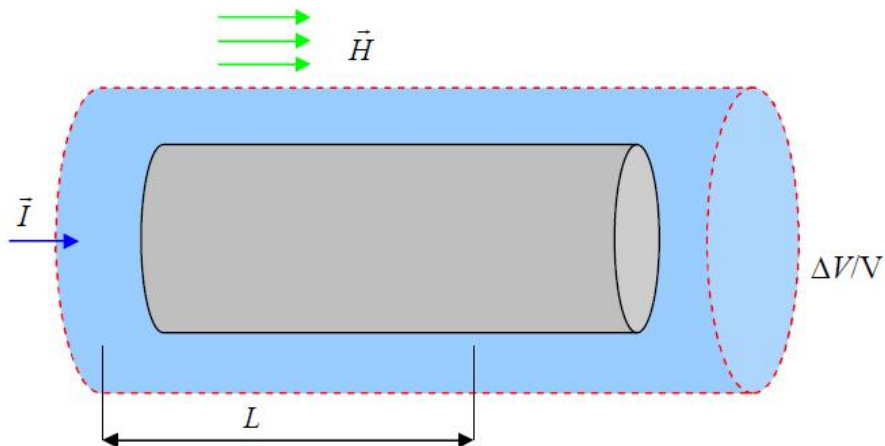


Figure I.7 : Effet de variation de volume

I.2.6. Effet de flexion :

Sous l'action du champ magnétique longitudinal, un barreau encastré à une extrémité subit une courbure, comme s'il travaillait à la flexion. Cet effet se traduit par un déplacement transversal de l'ensemble de l'extrémité libre du barreau sous l'action d'un champ magnétique (**Figure I.8**).

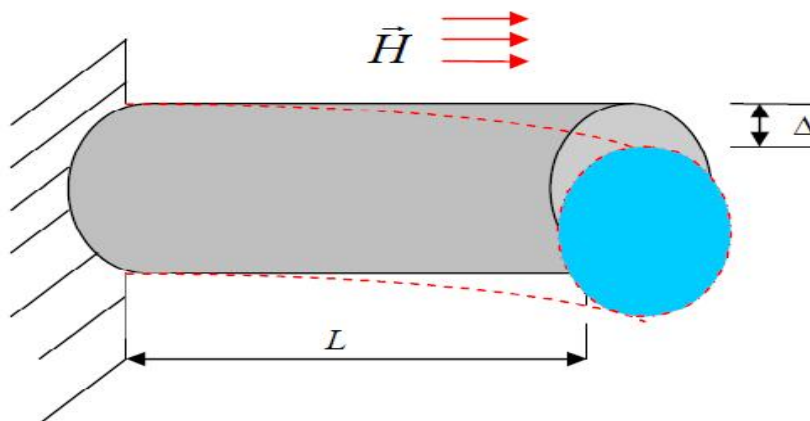


Figure I.8 : Effet de flexion

I.2.7. Effet de variation du module d'Young ou effet E :

Lorsque l'on applique une contrainte à un matériau ferromagnétique, celle-ci provoque une variation d'aimantation qui introduit une déformation en supplément de la déformation créée par élasticité.

Ce phénomène correspond à une modification des constantes élastiques du matériau, donc de son module d'Young E (**Figure I.9**). Le module E est toujours réduit quel que soit le signe du coefficient de magnétostriction s de matériaux ferromagnétiques doux qui présentent un

Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs

alignement des moments magnétiques pour une très faible contrainte à champ nul, pour une traction saturante.

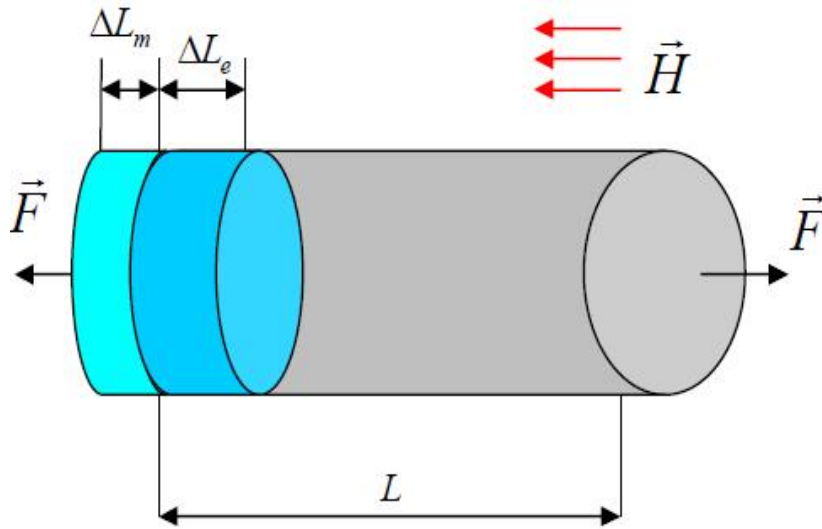


Figure I.9 : Effet de variation du module d'Young

Contrainte	$\lambda_s > 0$	$\lambda_s < 0$
Traction $T > 0$	①	②
Compression $T < 0$	③	④

Tableau I.1: Influence de la contrainte sur la direction de facile aimantation d'un matériau magnétostrictifs isotrope à champ nul[5].

- Si $\lambda_s > 0$; $\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_m = \lambda_s$
- Si $\lambda_s < 0$; $\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_m = -\lambda_s/2 > 0$

$$\Delta E = E_0 - E > 0 \quad (\text{II.2})$$

Avec : E_0 : module d'Young à l'état non magnétique.

Pour une contrainte nettement supérieure à celle saturant l'aimantation, E tend vers zéro

[$(l/D)_m$ est très inférieure à $(l/D)_e$].

Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs

L'effet E est important pour la zone de champ où les domaines magnétiques sont mobiles. Sous champ saturant, une faible contrainte n'affecte pas l'aimantation et introduit uniquement une déformation élastique. E est nulle. Quelques valeurs mesurées de $\Delta E/E_0$ sont présentées dans le **tableau I.2**.

Le comportement du nickel est comparé à celui d'un composé terres rares-fer très magnétostrictif à forte anisotropie et d'un matériau amorphe (**Fe-Si-B**) ayant un très faible champ coercitif.

Matériau	$\Delta E/E_0$ %	H_a A/m
Ni	15	/
$Tb_{0.28}Dy_{0.72}Fe_2$	160	$342 \cdot 10^3$
$Fe_{78}Si_{10}B_{12}$	190	240

Tableau I.2 : Valeurs de $\Delta E/E_0$ du champ statistique appliquée H_a pour différents matériaux [5].

L'effet E est mis à profit pour stabiliser la variation thermique du module d'Young E dans des alliages fer nickel connus sous les noms commerciaux de Elinvar et Durinval C (Ni 42 - Fe 49.5 - Cr 5 - Ti 2,5 - Al 0,5 - Si 0,5).

En général le module E d'un matériau non magnétostrictif est une fonction décroissante de la température. Une déformation due à la magnétostriction diminue en augmentant la température et s'annule au point de Curie (à la température de Curie un matériau ferromagnétique devient paramagnétique et les moments magnétiques sont dans un état désordonné). Une réduction de l'effet magnétostrictif induit une augmentation de E . Donc les variations thermiques de E d'origines soit élastique soit magnétostrictive ont tendance à se compenser.

Les alliages à faible coefficient thermo-élastique sont utilisés dans des résonateurs, des ressorts, des capteurs de force ou de pression, des cuves et tuyaux pour liquides refroidis, des pièces pour appareils de métrologie, ...etc.

Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs

I.2.3. Les matériaux magnétostrictifs :

I.2.3.1. Définition :

Les alliages magnétostrictifs sont au champ magnétique ce que les piézoélectriques sont au champ électrique. Sous l'effet d'un champ magnétique, un barreau de fer s'allonge tandis qu'il subit une striction dans le sens transversal. Inversement, l'effet Villari correspond à l'aimantation du barreau sous l'effet d'un allongement. Selon la géométrie considérée, il est aussi possible d'exploiter des déformations en flexion ou en torsion.

Seuls les alliages de Fer et de Terres rares, tel que le **Terfenol-D**, permettent d'obtenir des déformations importantes, de l'ordre de 1000 à 2000 ppm, soit 10 à 50 fois supérieures à celles obtenus avec les métaux.

Bien que ces déformations soient légèrement plus importantes que celles obtenues avec les piézoélectriques, elles sont plus difficiles à mettre en jeu du fait de la perméabilité relativement faible des matériaux (4 dans le cas du **Terfenol-D**). Ces alliages pourraient être intéressants dans la réalisation de moteurs à effort élevé et faible vitesse.

I.2.3.2. Magnétisme en l'absence d'excitation :

Pour comprendre et interpréter l'évolution de la structure magnétique d'un matériau, il est nécessaire de remonter à l'échelle atomique, puis progressivement de passer à l'échelle de l'arrangement d'atomes puis du cristal et enfin de la pièce.

I.2.3.3. Magnétisme à l'échelle atomique :

Toute substance matérielle est formée d'un ensemble d'atomes. Chaque atome est composé d'un noyau autour duquel gravite un certain nombre d'électrons. Les particules constituant le noyau et les électrons sont chargées et perpétuellement en mouvement, ce qui crée des moments magnétiques qui sont à l'origine des propriétés magnétiques des corps.

Le moment magnétique électronique provient d'une part des mouvements des électrons autour du noyau sur leurs orbites et d'autre part de la rotation spinale de chaque électron l'ordre de grandeur est de 10^{-23} Am^2 . Le moment magnétique dû aux mouvements des composants du noyau est beaucoup plus faible.

Chaque atome possède donc un moment magnétique élémentaire dont la direction et le module dépendent de l'environnement particulier de l'atome (nature et position, ...).

Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs

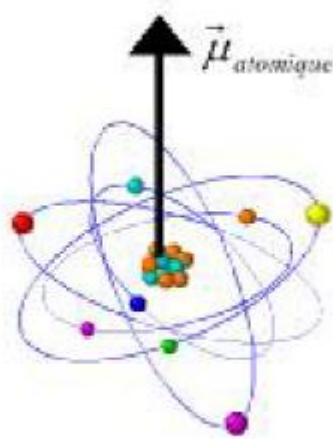


Figure I-27 : Le moment magnétique élémentaire au niveau atomique

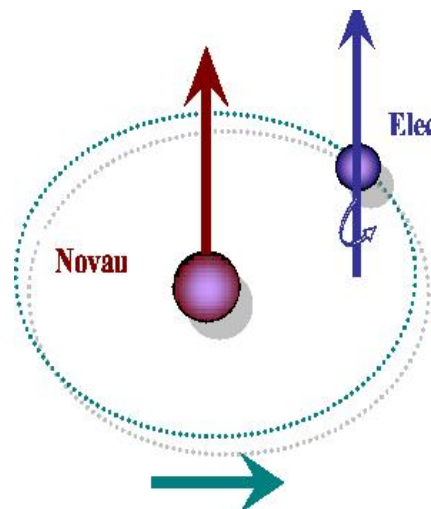


Figure I. 28: Mouvement de l'électron

Du point de vue magnétique, chaque atome peut donc être considéré comme un petit aimant élémentaire. Pour le fer, il se trouve que ce moment magnétique élémentaire est particulièrement important.

1.2.3.4. Magnétisme à l'échelle de l'agrégat d'atomes :

Lorsque des atomes s'assemblent, les moments magnétiques de chacun d'eux interagissent plus ou moins entre eux ce qui conduit, en magnétisme, à classer les matériaux en cinq grandes catégories : les diamagnétiques, les paramagnétiques, les ferromagnétiques, les ferrimagnétiques et les antiferromagnétiques.

Les alliages ferreux étant ferromagnétiques à basse température (en dessous de la température de CURIE) et paramagnétique au-dessus.

a) Diamagnétisme

Les matériaux diamagnétiques sont des matériaux ne comportant pas de moments magnétiques en absence de champ magnétique appliqué. Lors de l'application d'un champ, ils acquièrent une polarisation magnétique de sens opposé à la direction du champ. L'origine de ce phénomène provient d'une déformation des orbitales atomiques et cela peut se décrire par application de la loi de Lenz. Un matériau diamagnétique isotrope est donc caractérisé par une susceptibilité magnétique négative.

En réalité, tout corps présente une réponse diamagnétique, cependant, ce dernier est souvent négligeable devant les autres formes de magnétisme. Le bismuth, le mercure et l'argent sont des exemples de matériaux diamagnétiques. [12]

Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs

Le tableau (II.1) donne les susceptibilités de quelques matériaux diamagnétiques, dont la loi de comportement est linéaire (Figure II.2)

TAB II.1: Susceptibilités de matériaux diamagnétiques à température ambiante.

Matériaux	Susceptibilité χ
Silicium	$-1,2 \cdot 10^{-6}$
Cuivre	$-1,08 \cdot 10^{-6}$
Plomb	$-1,4 \cdot 10^{-6}$

Ainsi, la susceptibilité étant très faible ($|\chi| \ll 1$), nous pouvons assimiler la loi de comportement de ce type de matériaux à celle du vide $B = \mu_0 H$ dans le cadre de l'étude des machines électriques.

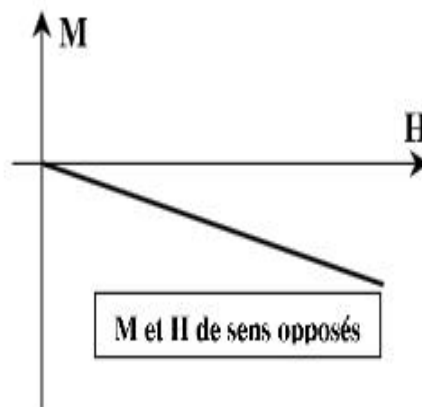


Figure II.2 : Comportement diamagnétique.

b) Le paramagnétisme :

Le paramagnétisme est lié à l'existence d'un moment magnétique permanent que peuvent éventuellement porter les atomes ou les molécules. Ainsi, dans les matériaux paramagnétiques, les vecteurs champs et aimantation sont de même sens et, si le champ extérieur disparaît, on observe une aimantation nulle. L'aimantation est proportionnelle à l'excitation appliquée H :

$$\vec{M} = \chi \cdot \vec{H} \quad (I.2)$$

χ : représente la susceptibilité magnétique (nombre sans dimension).

Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs

Le paramagnétisme est sensible à la température. La susceptibilité initiale est positive et devient infinie au zéro absolu. Elle décroît lorsque la température augmente. On donne dans le tableau (II.2) les valeurs de susceptibilités pour quelque matériau paramagnétique.

De la même manière que pour les matériaux diamagnétiques, la loi de comportement de tels matériaux est linéaire (figure II.3) et nous pouvons utiliser la loi $B = \mu_0 H$ en calcul de champ.

TAB(II.2) : Susceptibilités de matériaux paramagnétiques à température ambiante.

<u>Matériau</u>	<u>Susceptibilité X</u>
Aluminium	$7,7.10^{-6}$
Tungstène	$3,5.10^{-6}$
Platine	$1,2.10^{-5}$

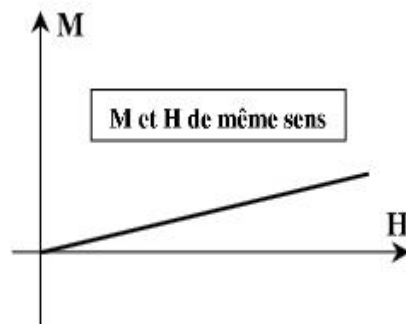


Figure II.3 : Comportement paramagnétique.

Comme cela a été précédemment décrit, les propriétés macroscopiques sont le résultat d'un comportement collectif au niveau microscopique. Nous allons donc nous intéresser à la description du paramagnétisme à l'échelle atomique.

c) Le ferromagnétisme :

Si la température est relativement faible et si les moments atomiques des atomes sont relativement importants (cas du fer et du nickel à température ambiante), lors d'un rassemblement d'atomes (agrégat), les moments magnétiques ont tendance à s'arranger parallèlement entre eux et il en résulte pour l'agrégat une aimantation spontanée.

L'induction magnétique **B** représente l'état magnétique en fonction de l'environnement magnétique exprimé par le champ **H** et de son état d'aimantation exprimé par **M**.

Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs

$$B = \mu_0(H + M) \quad (I.3)$$

Avec :

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m. la perméabilité du vide.

La perméabilité, relie l'induction magnétique résultante au champ magnétique appliqué :

$$\vec{B} = \mu.H = \mu_0.(1 + \chi).\vec{H} = \mu_0.\mu_r.\vec{H} \quad (I.4)$$

Avec : μ_r Perméabilité relative (sans dimension).

L'aimantation spontanée dépend de la température ; elle décroît si la température augmente. Au-dessus de la température de CURIE, le matériau retrouve un comportement paramagnétique.

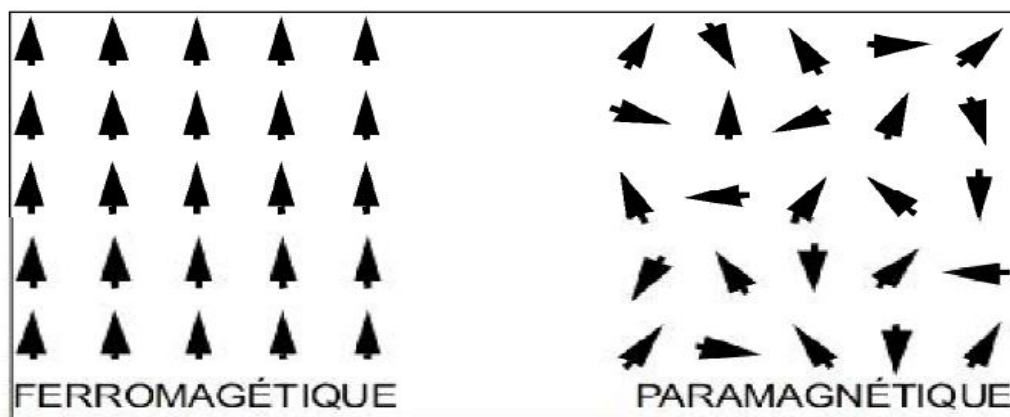


Figure I.29 : Type de magnétisme (cas du fer)

I.2.3.5. Ferromagnétisme à l'échelle macroscopique :

Pour le Fer, qui cristallise dans le système cubique centré, l'alignement des moments magnétiques se fait évidemment dans des directions présentant une grande densité d'atomes directions de type (1,0,0) appelées « directions de facile aimantation ».

Il faut noter que, pour un même cristal cubique centré, il existe trois directions équivalentes. Un cristal ferromagnétique devrait donc être caractérisé par une aimantation spontanée. Or, les échantillons macroscopiques mêmes monocristallins peuvent être complètement désaimantés. Pour expliquer ce phénomène, WEISS introduit le concept de domaines (**Figure I.30**). A ce stade, la matière ferromagnétique présente donc une microstructure magnétique à une échelle légèrement inférieure à celle cristalline.

Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs

Elle est composée de domaines élémentaires appelés domaines de **WEISS** au sein desquels l'aimantation est orientée selon l'une ou l'autre des directions de facile aimantation. En l'absence de champ appliqué et de toute autre sollicitation extérieure, il y a statistiquement une répartition égale du volume des domaines entre les diverses directions ; à l'échelle macroscopique, l'aimantation résultante est donc bien nulle, comme il est observé.

Ce concept, introduit par **WEISS**, s'est avéré correspondre à la structure réellement observée depuis par différentes techniques. Un cristal de fer; il est divisé en vastes domaines principaux de direction de magnétisations antiparallèles. Ils sont terminés par des domaines plus petits dits de fermeture. Les domaines sont séparés par des parois (parois de **BLOCH**). Quand les directions de magnétisation des domaines contigus sont antiparallèles, on dit que la paroi est à 180° quand les directions sont perpendiculaires on dit que la paroi est à 90° .

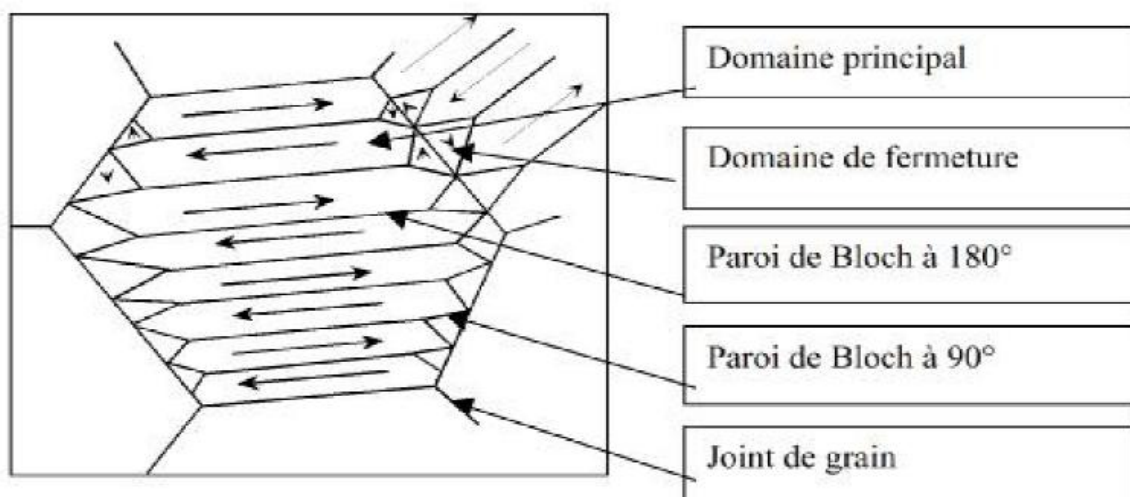


Figure I.30: Représentation schématique de la microstructure magnétique d'un cristal décomposé en domaines.[6]

Ce type de structure fréquemment observé correspond donc à un équilibre stable de la matière donc à un minimum énergétique. L'arrangement en domaines magnétiques dicte le comportement magnétique macroscopique des matériaux ferromagnétiques. Ceci résulte de l'interaction et de la minimisation de plusieurs énergies : énergie d'échange, énergie d'anisotropie magnétocristalline, énergie magnétostatique, énergie magnétoélastique, énergie des parois.

Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs

I.3. Les matériaux à magnétostriction géante :

Durant les années 1960, l'équipe russe de K.P. Belov découvrit l'existence, au sein de certains métaux, de déformations de magnétostriction supérieures de deux ordres de grandeurs à celle des métaux de transition (Fe, Ni, Co).

Ces métaux, appartenant à la famille des terres rares (Terbium, Dysprosium, Gadolinium. . .), présentent ce comportement sous température cryogénique, en raison des très basses températures de Curie des terres rares, et nécessitent l'utilisation de champs magnétiques importants. En conséquence, il est techniquement très difficile d'exploiter ces propriétés magnétostrictives.

Cette découverte relança la recherche, durant les années 1970, de matériaux forte déformation de magnétostriction à température ambiante. L'équipe d'A. E. Clark du Naval Ordnance Laboratory, aujourd'hui NSWC, étudia des alliages à base de métaux de transition et de terres rares, de composition typique RFe_2 où R est une terre rare (figure I.30).

Les alliages $SmFe_2$ et $TbFe_2$ offrent les plus importantes déformations de magnétostriction, respectivement négative et positive, à température ambiante. Cependant, leur forte anisotropie magnétocristalline nécessite des champs magnétiques importants pour l'obtention de déformations élevées.

La réalisation d'alliages ternaires combinant un élément de transition à deux terres rares, de magnétostriction de signe identique mais de constantes d'anisotropie de signes opposées, aboutit à des déformations de magnétostriction dites géantes sous champ magnétique modéré et à température ambiante.

Le Terfenol-D (Terbium Fer Naval Ordnance Laboratory - Dysprosium) de composition typique $Tb_{1-x}Dy_xFe_2$, est le matériau à magnétostriction géante le plus communément utilisé. Il présente à ce jour le meilleur compromis, à température ambiante, entre de larges déformations et des champs magnétiques faibles. Le Terfenol-D a une structure cristalline cubique où les axes $\langle 111 \rangle$ sont les directions de facile aimantation. Disponible sous différentes formes (couches minces, poudres composites) les barreaux cylindriques sont les plus couramment employés dans la conception d'applications.

Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs

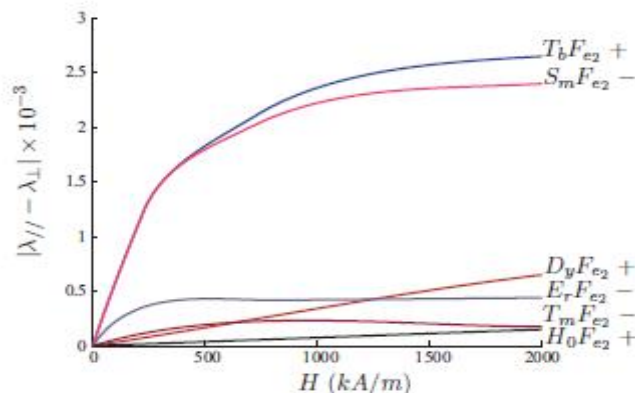


Figure I.30 : Magnétostriction à température ambiante, – , pour des poly cristaux R Fe2 (+ - : signe de la magnétostriction)

Le Terfenol-D est un alliage fragile. Sa résistance à la compression est assez élevée, de l'ordre de 700 MPa, mais sa résistance à la traction est faible, de l'ordre de 25 MPa. Cette fragilité à la traction implique que, sous sa forme massive, le Terfenol-D doit toujours travailler sous contraintes de compression. Ces dernières années, un nouveau composé à base de Gallium (Ga) fait l'objet de beaucoup d'études.

Le Galfenol (Gallium Fer Naval Ordnance Laboratory), de composition typique Fe-x Ga_x, possède une déformation de magnétostriction relativement élevée, quoique cinq fois moindre que celle du Terfenol-D, sous champ magnétique faible. Il possède une induction magnétique à saturation équivalente à celle du Fer-Silicium, présente très peu d'hystérésis et une température de Curie élevée. Mécaniquement il possède une haute résistance à la traction (500MPa), une bonne ductilité et une bonne usinabilité.

1-3) PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU MOTEUR 4 TEMPS

1 -3 -1) I:PRINCIPE DE BASE.

1-1:Situation problème.

a) le principe :

Avec le principe du système bielle manivelle

Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs

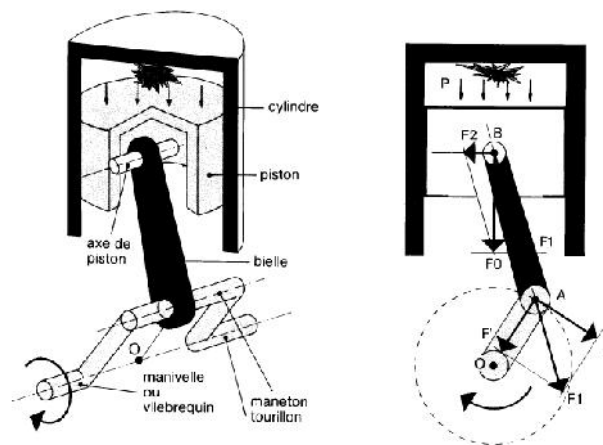


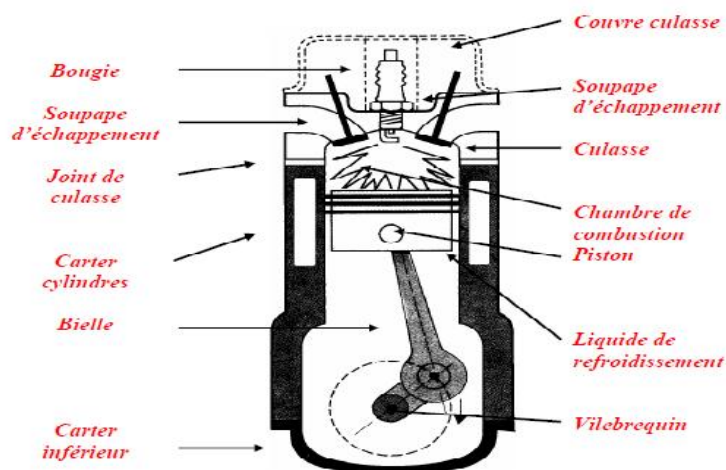
Figure I.7 Comment est assuré le déplacement du piston relié au système bielle-manivelle ?

En créant une combustion d'un mélange air-essence. Il en résulte une pression importante qui se traduit par une force F_0 sur le piston

II: LES PRINCIPAUX ELEMENTS DU MOTEUR.

Avant d'aborder le principe de fonctionnement du moteur à combustion interne, il est important de connaître les principaux éléments du moteur.

Compléter le schéma ci-dessous



Pour permettre le déroulement des 4 temps du cycle, il faut commander l'ouverture et la fermeture des soupapes. C'est la fonction du système de distribution

Pour diminuer les frottements et éviter le grippage, il faut graisser les pièces en mouvement.

C'est la fonction du système de lubrification

Pour assurer la tenue des pièces du moteur, il est nécessaire d'évacuer une partie de la chaleur

Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs

dégagée lors de la combustion. *C'est la fonction du système de refroidissement*

Pour amener l'air et l'essence au moteur, un certain nombre d'éléments sont nécessaires.

C'est la fonction du système d'alimentation Couvercle culasse Soupape

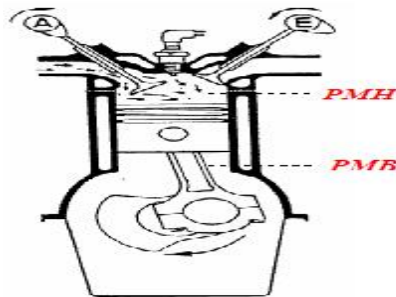
d'échappement Culasse Chambre de combustion Piston Liquide de refroidissement

Vilebrequin Bougie Soupape d'échappement Joint de Culasse Carter cylindres Bielle Carter inférieur

I.5) LE CYCLE DE FONCTIONNEMENT.

I.5.1) Première phase: ADMISSION

Fonction : Admettre dans le cylindre, le mélange gazeux air -essence



Fonctionnement :

- La soupape d'admission s'ouvre quand le piston est au PMH
- La soupape d'échappement est fermée
- Le piston descend du PMH vers le PMB
- Le volume dans le cylindre augmente
- La pression dans le cylindre diminue
- La soupape d'admission se ferme quand le piston est au PMB

I.5.2)Deuxième phase : COMPRESSION

Fonction : Comprimer le mélange gazeux air-essence



Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs

Fonctionnement :

- La soupape d'échappement *est fermée*
- La soupape d'admission *est fermée*
- Le piston *remonte du PMB vers le PMH*
- Le volume dans le cylindre *diminue*
- La pression dans le cylindre *augmente*

PMH

PMB

1.5.3) Troisième phase: COMBUSTION DETENTE

Fonction : Créer un travail à partir de la combustion du mélange :

C'EST LE TEMPS MOTEUR



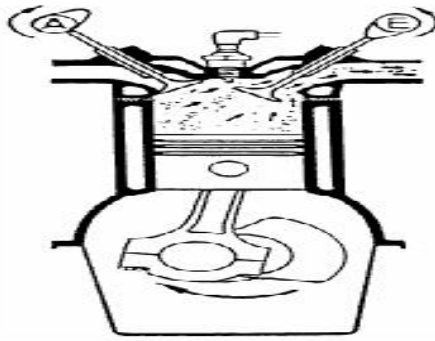
Fonctionnement :

- La soupape d'échappement *est fermée*
- La soupape d'admission *est fermée*
- Quand le piston est PMH, *l'étincelle électrique fournie par la bougie enflamme le mélange*
- La pression dans le cylindre *augmente sur le piston*
- Le piston *descend du PMH vers le PMB*

1.5.4) Quatrième phase: ECHAPPEMENT

Fonction : Evacuer les gaz brûlés hors du cylindre

Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs



Fonctionnement :

- La soupape d'échappement s'ouvre quand le piston est au PMB
- La soupape d'admission est fermée.
- Le piston remonte du PMB vers le PMH.
- Le volume dans le cylindre diminue.
- Les gaz brûlés sont chassés par le piston vers l'extérieur.
- La soupape d'échappement se ferme quand le piston est au PMH.

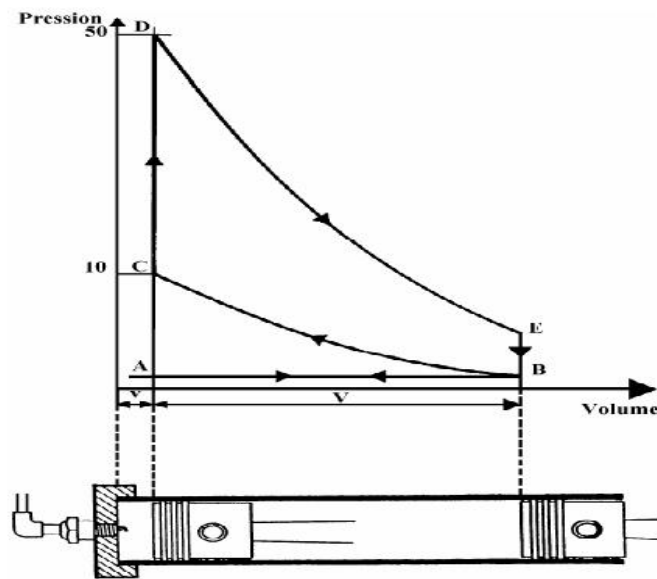
Les différents types de moteurs

Il existe trois types de moteurs :

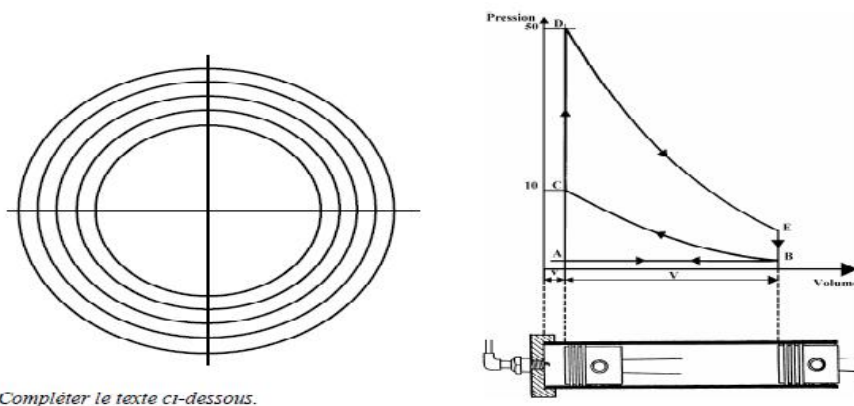
- 1) Les moteurs à quatre temps qui réalisent le cycle en quatre courses de piston et deux tours de vilebrequin,
- 2) Les moteurs à deux temps qui réalisent ce cycle en deux courses de piston et un seul tour de vilebrequin,
- 3) Les moteurs rotatifs dont le mouvement rectiligne alternatif du piston classique est remplacé par la rotation d'un organe jouant le rôle d'un piston. Il réalise le cycle en un tour de piston.

Compléter l'échelle des valeurs des pressions dans le cylindre et les positions PMB et PMH

Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs



4-2:L'épure circulaire. Tracer l'épure circulaire théorique



Compléter le texte ci-dessous.

Compléter le texte ci-dessous.

ADMISSION : La soupape d'admission étant ouverte pendant ce 1er temps, le cylindre se trouve à la pression atmosphérique soit à environ 1 bar. C'est la section *AB* du diagramme.

COMPRESSION : Les soupapes sont fermées et le piston remonte. Le mélange est comprimé, sa pression atteignant environ 10 bars en fin de compression. C'est la section *BC* du diagramme.

COMBUSTION : Quand le piston est au PMH, l'étincelle jaillit et déclenche la combustion qui a lieu instantanément. La pression atteint une valeur de 50 à 60 bars. C'est la section *CD*.

DETENTE : Cette forte pression repousse le piston qui redescend. La pression chute jusqu'à environ 4 bars, c'est la section *DE* du diagramme.

Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs

ÉCHAPPEMENT : Quand le piston est au PMB, la soupape d'échappement s'ouvre, la pression chute de 4 bars à la pression atmosphérique soit $\cong 1$ bar.

C'est la section *EB*, puis le piston remonte, et quand il arrive au PMH la soupape d'échappement se ferme. C'est la section *BA* du diagramme. Et le cycle recommence.

I.7: LES DIFFERENTS TYPES DE MOTEURS.

I.7-1: Les différents types d'énergie.

Il existe deux familles de moteurs en automobiles.

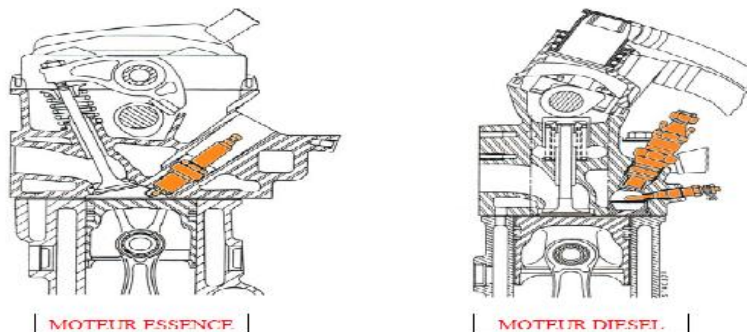
I.7-2: Les moteurs à essence.

Les moteurs à essence dans lesquels la combustion de l'essence est amorcée par l'étincelle d'une bougie, ils possèdent un système d'allumage commandé, le mélange d'air et d'essence pouvant se faire

- Soit par injection.
- Soit par carburateur (depuis le 01/01/93, tous les véhicules neufs vendus en Europe sont équipés d'un système d'injection).

I.7-3: Les moteurs Diesel.

Les moteurs Diesel, dont la combustion est déclenchée par l'injection de gazole sous pression dans de l'air fortement comprimé (T° élevée) ; il se produit alors une auto-inflammation, ce qui signifie que le mélange s'enflamme spontanément.

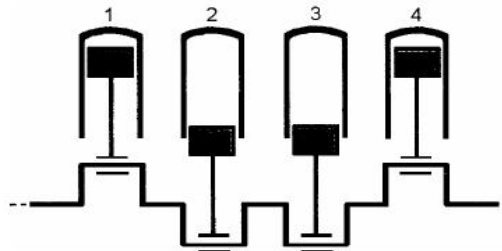


MOTEUR ESSENCE MOTEUR DIESEL

VI: ORDRE DE FONCTIONNEMENT.

On présente ci-dessous le schéma très simplifié du système bielle manivelle d'un moteur quatre cylindres

Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs



Complétez les phrases suivantes en vous aidant du schéma ci-dessus :

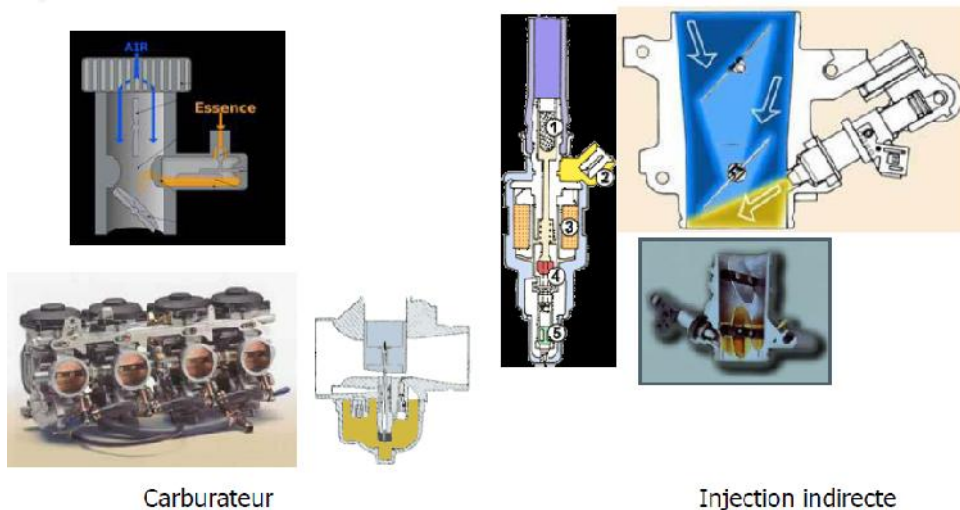
Les pistons des deux cylindres 1 et 4 se trouvent ensemble au *PMH*. Si le cylindre 1 est en fin de compression, l'autre cylindre 4 est en fin d'*échappement*. Où si le cylindre 4 est en fin de compression, l'autre cylindre 1 est en fin d'*échappement*.

Les pistons des deux autres cylindres 2 et 3 se trouvent ensemble au *PMB*. Si le cylindre 2 est en fin d'*admission* l'autre cylindre 3 est en fin de *combustion détente*.

Lorsque le cylindre 1 descend pour le temps admission, le cylindre opposé 4 descend pour le temps *combustion détente*. C'est le temps *MOTEUR*.

Lorsque le cylindre 2 monte pour le temps compression, le cylindre opposé 3 monte pour le temps *échappement*. C'est un temps *MORT*

1.8) Classification: Carburateur et injection :



Carburateur

Injection indirecte

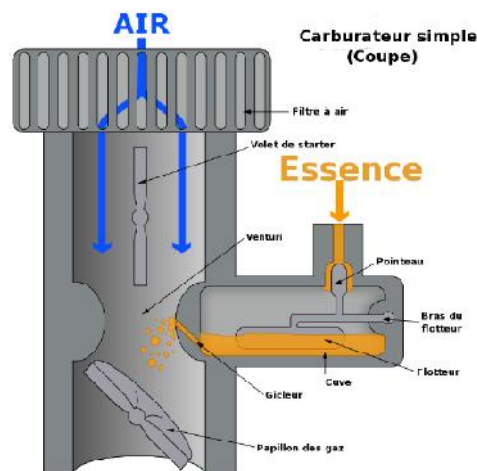
Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs

I.8.1) Carburateur :

I.8.1.1) Carburateur simple :

■ L'injection de carburant est réalisée par un venturi. La dépression engendrée par la mise en vitesse de l'air d'admission au sein d'un col.

■ Un pointeau règle le débit de carburant.

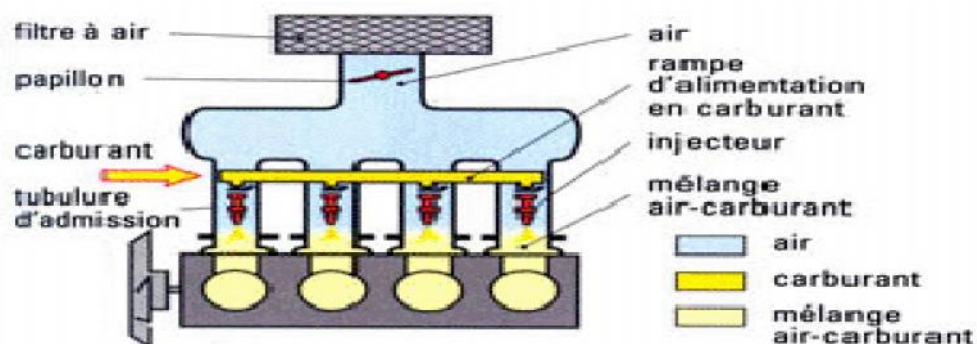


Carburateur de base

I.8.1.2) Injection multipoint :

Injection de carburant multipoint

■ Un ou plusieurs injecteurs dans l'admission de chacun des cylindres .



Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs

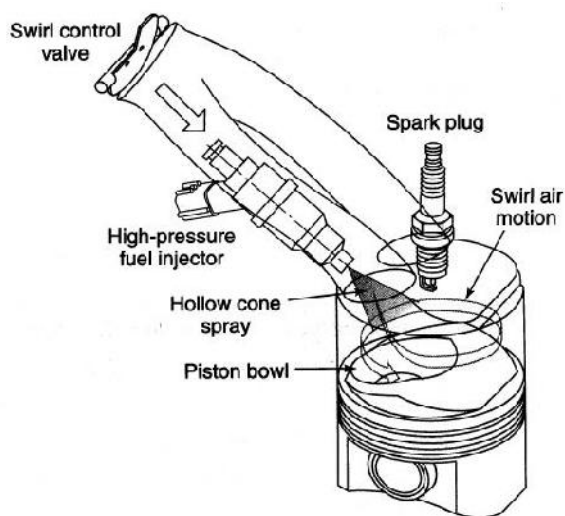
I.8.1.3) Injection directe :

Injection directe de carburant

- Les injecteurs sont montés directement dans les chambres de combustion avec pour effet d'injecter directement le carburant dans les cylindres



Moteur à injection directe



ultra rapide

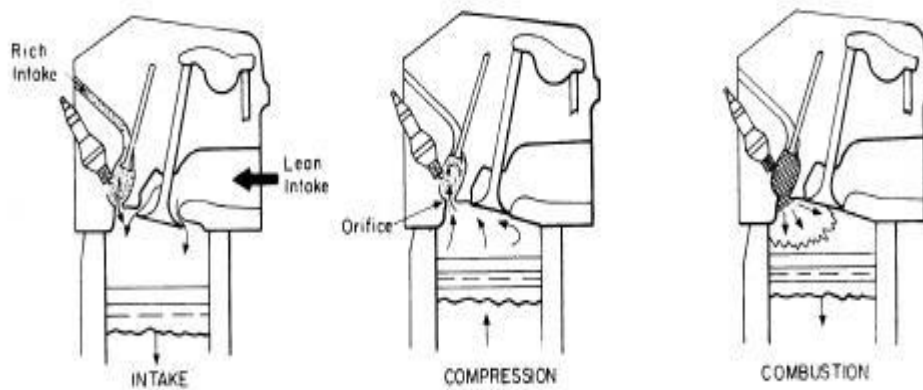


Requiert une cupule dans le piston pour permettre un mélange air carburant

Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs

I.8.1.4) Moteurs à injection directe et charge stratifiée :

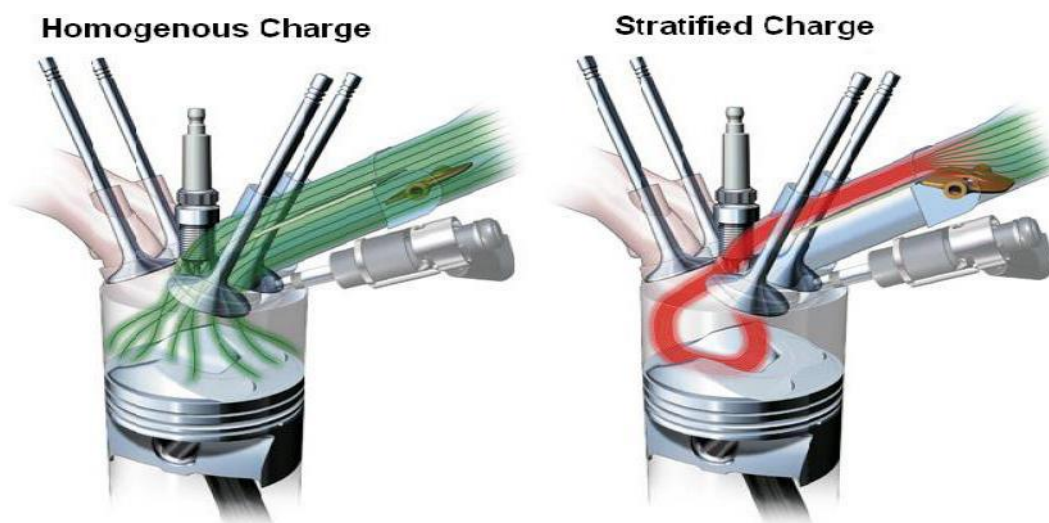
- Créer un mélange air / carburant facilement inflammable autour de la bougie et un mélange pauvre (difficilement inflammable) dans le reste du cylindre
- La combustion en mélange pauvre donne lieu à des émissions plus faibles
- Exemple d'un moteur à torche ou allumage par jet



I.9) Injection directe et combustion en mélange pauvre

Injection directe de carburant et mélange pauvre

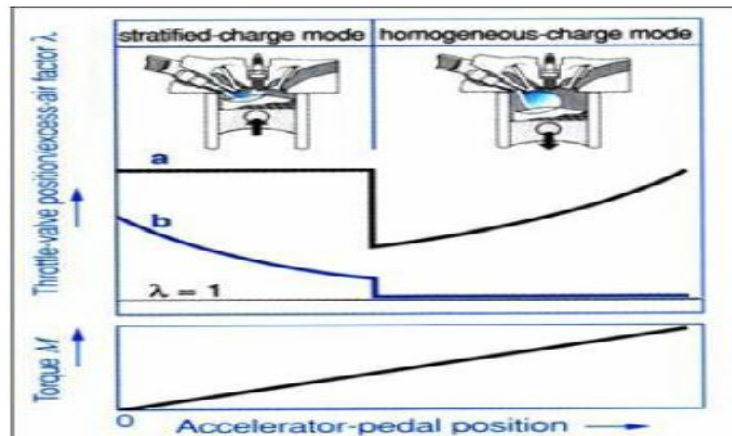
- Afin de réaliser la combustion en quantité stœchiométrique, l'injection de carburant n'est pas réalisée de manière homogène.
- Dans des conditions de charge partielle, l'injection de carburant est réalisée de manière telle que les conditions idéales sont réalisées localement autour de la bougie



Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs

I.10) Injection directe de carburant et mélange pauvre :

- En charge partielle, on commute en mode de combustion stratifiée.
- Une fois revenu avec un taux de charge suffisamment élevé, on bascule dans un mode conventionnelle en charge homogène.



I.11) Evolutions récentes: Moteur essence à injection directe :

- Les moteurs hybrides combinent les meilleures caractéristiques des moteurs à allumage commandé et à compression.
- Opérer au taux de compression optimum (12 à 15) pour un rendement maximum en injectant du carburant directement dans le moteur durant la compression (pour éviter le cognement associé aux moteurs à allumage avec pré mélange de la charge)
- Enflammer le carburant lorsqu'il se mélange (pour éviter les problèmes de qualité de carburant lié aux moteurs Diesel)
- Contrôler la puissance du moteur en ajoutant du carburant (pour éviter le problème du papillon de la manette des gaz et diminuer les pertes par pompage)

I.12) Système d'injection :

- Avec les moteurs, le fuel est vaporisé directement dans le cylindre.
- On peut travailler avec un fort excès d'air, car l'inflammation du carburant est liée aux conditions de pression température.

Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs

- La puissance est modulée en modifiant la quantité de carburant injectée (pas de papillon des gaz).
- Le système d'injection opère à haute pression e.g. 100 Mpa car
- La pression d'injection doit être plus grande que la pression de compression des gaz
- On a besoin d'une grande vitesse de jet pour atomiser les gouttelettes de manière assez fine pour une évaporation rapide

I.13) Régulation de la puissance :

- Un moteur à piston est à la base un moteur à air. Plus on injecte de l'air, plus on peut brûler du carburant
- La pression initiale dans le cylindre est égale à la pression atmosphérique
- La pression dans le système d'admission est modifiée en ouvrant ou fermant la manette des gaz, une vanne papillon qui permet de changer la chute de pression
- Un flux d'air maximum (et donc une puissance max) est obtenu en maintenant la manette des gaz grande ouverte et minimum au ralenti .

Conclusion :

Dans ce chapitre les différents types de phénomènes de magnétostriction ont été présentés, L'importance des coefficients de couplage magnéto mécanique, Ce phénomène physique intervient plus ou moins directement dans le fonctionnement de nombreux dispositifs magnétiques en tenant compte des coefficients de couplage magnéto mécanique. Ces matériaux à magnétostriction géante (Terfenol-D ...) peuvent être aussi utilisés avantageusement dans la conception des actionneurs et des capteurs, Cependant le coût actuel du Terfenol-D est élevé ce qui limite les possibilités effectives d'applications.

Chapitre II

Couplage électromagnétique et magnétomécanique

I. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DES TRANSDUCTEURS :

1. Généralités et définitions :

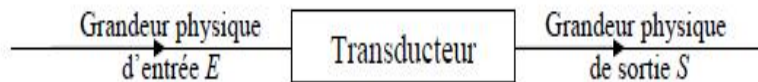
Le potentiomètre convertit une grandeur d'entrée mécanique, la distance x , en une grandeur de sortie électrique, la tension : c'est un transducteur. La grandeur de sortie peut être mesurée, ici à l'aide d'un voltmètre : ce transducteur particulier est un capteur.

Transducteur :

Un transducteur est un système permettant de convertir une grandeur physique appelée grandeur d'entrée E , en une autre grandeur physique qui peut être de même nature appelée grandeur de sortie S .

Cette conversion s'effectue selon une loi connue.

On peut résumer cette définition en utilisant le schéma fonctionnel ci-dessous



Le transducteur convertit une grandeur physique d'entrée E en une grandeur physique de sortie S .

2. Transducteur magnétostrictif :

Un **transducteur magnétostrictif** est typiquement constitué d'un solénoïde traversé par un courant d'excitation servant à générer un champ magnétique variable, à l'intérieur duquel se trouve placé un barreau en matériau ferromagnétique, le tout étant enfermé dans un cylindre assurant la fermeture du circuit magnétique.

Afin d'assurer des déplacements bidirectionnels, une magnétisation statique du matériau est obtenue soit au moyen d'un aimant permanent, soit en faisant circuler dans le solénoïde un courant continu qui vient se superposer au courant d'excitation variable. D'autre part, une précontrainte mécanique est généralement appliquée au barreau ferromagnétique au moyen d'un boulon, ceci afin de faire travailler le transducteur en compression et ainsi toujours garantir la transmission des efforts mécaniques à l'interface du transducteur et de la charge appliquée.

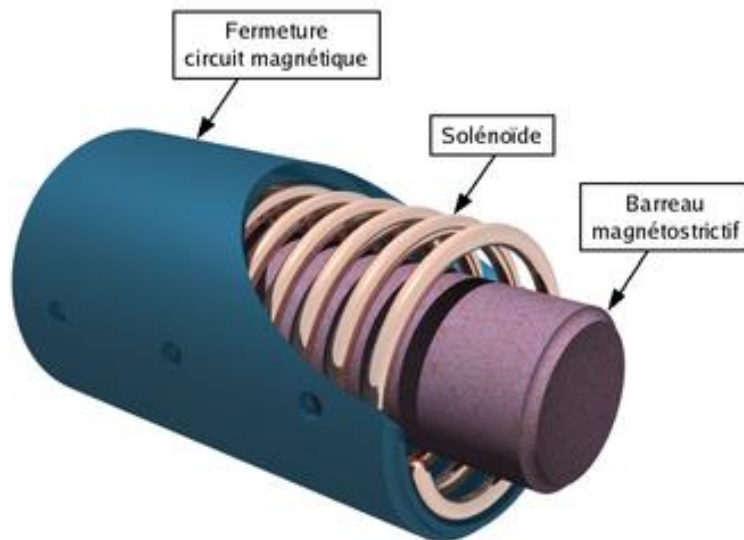


Figure II.1 : Schéma de principe d'un transducteur magnétostrictif

Les matériaux ferromagnétiques employés peuvent être le **fer**, le **nickel**, ou des **alliages aluminium-fer (alfenol)** ou **nickel-cobalt**, bien que le matériau le plus couramment utilisé soit le **Terfenol-D**, du fait de ses bonnes performances magnétostrictives.

II. Couplage électromagnétique et magnéto-mécanique :

II.1. Coefficient de couplage magnéto-mécanique :

Un transducteur acoustique consiste essentiellement en une bobine dont le noyau, en matériau magnétostrictif, résonne mécaniquement à la fréquence de fonctionnement. Un champ magnétique constant est appliqué pour polariser ce matériau et un champ alternatif excite le matériau autour de la valeur du champ permanent.

Dans ces conditions, la perméabilité magnétique utile est appelée perméabilité réversible dynamique. Elle est différente de la perméabilité en régime statique. En fait, il existe deux valeurs de la perméabilité réversible, notées respectivement μT et μS . μT correspond au cas où aucune force extérieure n'est appliquée sur le noyau magnétostrictif, tandis que μS est la perméabilité mesurée lorsque le noyau est encastré de telle façon qu'aucune déformation ne soit possible.

Quand un noyau magnétostrictif sans perte est à l'état libre et excité à une fréquence éloignée de la fréquence de résonance, l'énergie magnétique moyenne localisée par unité de volume est $1/2 \mu T H^2$ (H champ magnétique efficace). Lorsque le noyau est encastré, cette énergie est

Couplage électromagnétique et magnéto-mécanique

égale à $1/2 \mu_S H^2$. Elle est plus faible que celle correspondant à l'état libre, car aucune partie de l'énergie magnétique n'est convertie en énergie mécanique. μ_T est donc plus grande que μ_S .

Par exemple, pour l'Alfenol (Al 12,6 -Fe 87,4, matériau polycristallin ordonné), μ_T et μ_S sont respectivement égales en valeur relative à 114 et 104.

La différence $0,5 (\mu_T - \mu_S) H^2$ caractérise la quantité d'énergie magnétique qui est transformée en énergie élastique fournie à la charge mécanique. Le rapport $(\mu_T - \mu_S) / \mu_T$ représente la fraction de l'énergie magnétique qui est convertie en énergie mécanique (énergie magnétoélastique)

$$\frac{\mu_T - \mu_S}{\mu_T} = \frac{W_{me}}{W_{me} + W_{ms}} = k^2$$

(II.1)

Avec

W_{me} densité d'énergie magnétoélastique,

W_{ms} densité d'énergie magnétique stockée non convertie en énergie mécanique,

k coefficient de couplage magnéto-mécanique du matériau magnétostrictif.

Si un noyau linéaire est soumis à une contrainte, le module d'Young E prend deux valeurs suivant les conditions de mesure. E^B est le module d'Young mesuré à induction B constante : il suffit d'entourer le barreau avec une bobine idéale sans résistance en court-circuit. Dans ces conditions, le flux magnétique traversant la bobine reste constant et une variation d'aimantation introduite par une contrainte est exactement compensée par le champ créé par le courant induit circulant dans la bobine. L'effet de la magnétostriction est annihilé et la déformation est uniquement élastique.

Le module E prend la valeur E^H si la mesure est effectuée à champ magnétique H constant (le circuit d'alimentation de la bobine est ouvert : $H = 0$).

La différence $(1/E^H - 1/E^B)$ caractérise la quantité d'énergie élastique transformée en énergie magnétique donc :

$$\frac{W_{me}}{W_{me} + W_{es}} = \frac{1/E^H - 1/E^B}{1/E^H} = \frac{E^B - E^H}{E^B} = k^2$$

(II.2)

Wes est la densité d'énergie mécanique emmagasinée non convertie en énergie magnétique.

Les grandeurs élastiques (contrainte appliquée T , déformation S) et magnétiques (champ H , induction B) sont reliées par les équations d'état (11) écrites sous forme matricielle. Ces relations sont déduites de considérations thermodynamiques :

$$\begin{aligned} B &= d + \mu H \\ S &= s^H + d_t H \end{aligned}$$

(II.3)

d_t est la matrice transposée de d . La matrice d égale à représente la sensibilité en contrainte. Elle caractérise le comportement d'un matériau magnétostrictif fonctionnant comme récepteur d'ondes élastiques.

On déduit des équations (11) les relations suivantes :

$$\begin{aligned} B &= \frac{d}{s^H} S + \mu^\top \left[1 - \frac{d^2}{s^H \mu^\top} \right] H \\ S &= s^H \left[\frac{d^2}{s^H \mu^\top} \right] T + \frac{d_t}{\mu^\top} B \end{aligned}$$

(II.4)

étant la dérivée de l'induction B par rapport au champ magnétique H , à déformation constante ; et

$$\frac{\partial S}{\partial T}^B = \frac{1}{c^B} = S^B = s^H \left[1 - \frac{d^2}{s^H \mu^\top} \right]$$

(II.5)

étant la dérivée de la déformation par rapport à la contrainte, à induction constante ; donc d'après (9) et (10) :

$$k^2 = \frac{d^2}{s^H \mu^\top} = \frac{d^2}{s^B \mu^\top + d^2}$$

(II.6)

avec $C_b = E_b e(t_1 / S_h) = E H$ pour un noyau allongé.

Couplage électromagnétique et magnéto-mécanique

Il existe un autre couple d'équations reliant T, S, B et H :

$$\begin{aligned} H &= -S + \frac{B}{\mu^S} \\ &= E^B S - {}_t B \end{aligned}$$

(II.7)

On déduit des équations (II.3) et (II.4) :

$$\frac{\partial H}{\partial B} {}^T = \frac{1}{\mu^T} = \frac{1}{\mu^S} \left[1 - \frac{\mu^S}{E^B} \right] {}^2$$

(II.8)

D'après la relation (9) :

$$\text{Et } \frac{\partial B}{\partial T} {}^H = \frac{h\mu^S}{E^B (1-k^2)} = \frac{\mu^S}{E^H} = dk^2 = \frac{\mu^S}{E^B} {}^2 \quad (\text{II.9})$$

À l'aide des relations (1), (3) et (5), on démontre que :

$$\frac{k}{1-k^2} \frac{E^H}{{}_\mu^T} {}^{1/2} \quad (\text{II.10})$$

)

Pour spécifier les matériaux, on suppose qu'une contrainte unidirectionnelle uniforme longitudinale est appliquée au matériau dans une direction désignée par les chiffres 3 et parallèles au champ magnétique.

Dans ce cas :

$$k^2 = k_{33}^2 =$$

$$\frac{d_{33}^2}{s_{33}^H \mu_{33}^T} \quad (\text{II.11})$$

Le **coefficient de couplage** k_{33} est une grandeur qui caractérise l'aptitude des matériaux à convertir l'énergie magnétique en énergie mécanique et réciproquement. C'est donc le paramètre de base qui permet de comparer les matériaux utilisés comme transducteurs d'ultrasons. Le **coefficient de couplage magnéto-mécanique effectif** k_{eff} d'un noyau dépend des conditions aux limites (géométrie et fixation du noyau) et du mode d'induction du champ magnétique.

Couplage électromagnétique et magnéto-mécanique

Par exemple : pour un noyau libre en forme de tore, pour une barre de longueur égale à une demi longueur d'onde.

L'amplitude H du champ magnétique à la fréquence de fonctionnement étant par hypothèse faible, on peut déduire des relations thermodynamiques pour une transformation réversible l'équation suivante :

$$\frac{\partial B}{\partial T}^H = \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial H}^T = d \quad (\text{II.12})$$

donc :

$$\frac{\partial \lambda}{\partial H}^T = d \quad (\text{II.13})$$

d'après la relation :

$$k^2 = \frac{d\lambda}{dH}^T \frac{E^H}{\mu^T} \quad (\text{II.14})$$

Le carré du coefficient de couplage magnéto-mécanique k^2 peut être exprimé par une relation plus générale. L'énergie volumique élastique qui est obtenue par conversion magnétostrictive d'une partie de l'énergie magnétique est W_{me} :

$$W_{me} = \alpha \lambda_s^2 E^H \quad (\text{II.15})$$

α est une constante.

L'énergie volumique magnétique non convertie par magnétostriction en énergie élastique est égale à la somme W_{ms} des énergies d'anisotropie d'origines diverses. La principale est l'énergie d'anisotropie magnétocristalline K . Mais l'anisotropie conséquence de tensions internes et l'anisotropie induite par les formes des grains constituant le matériau sont à prendre en considération. En négligeant ces deux dernières sources d'anisotropie, d'après l'expression (II.1) :

$$k^2 = \frac{W_{me}}{W_{ms} + W_{me}} = \frac{\alpha E^H \lambda_s^2}{K + \alpha E^H \lambda_s^2}$$

(II.16)

Pour augmenter k^2 il faut réduire au maximum les énergies d'anisotropie.

II.2 Résonateur magnétostrictif :

Les noyaux magnétostrictifs des transducteurs ont généralement la forme d'un barreau ou d'un anneau et constituent des résonateurs mécaniques à la fréquence de fonctionnement. Dans les conditions ordinaires d'environnement, la longueur d'un barreau est égale à une demi-longueur d'onde acoustique à la fréquence fondamentale de résonance f_0 :

$$f_0 = \frac{1}{2l} \frac{E}{\rho}^{1/2}$$

(II.17)

Avec :

ρ : Masse volumique,

E : valeur effective du module d'Young.

Un résonateur présente une fréquence de résonance f_r (maximum d'impédance) avec un coefficient de qualité électrique Q et une fréquence d'antirésonance f_a (minimum d'impédance).

f_a est approximativement égale à la fréquence de résonance quand la bobine excitatrice est en court-circuit, tandis que f_r correspond au cas où la bobine est en circuit ouvert (oscillation libre).

$$\text{Donc } f_a = \frac{1}{2l} \frac{E^B}{\rho}^{1/2}$$

$$f_r = \frac{1}{2l} \frac{E^H}{\rho}^{1/2}$$

(II.18)

On déduit à l'aide des relations (2) et (11) le carré du coefficient de couplage effectif :

$$k_{eff}^2 = 1 -$$

$$\frac{f_r}{f_a}^2$$

(II.19)

pour un barreau :

$$k_{33}^2 = \frac{\pi^2}{8} \left(1 - \frac{f_r}{f_a} \right)^2$$

(II.20)

Si k n'est pas trop grand ($k < 30\%$) :

$$\frac{f_a - f_r}{f_a} = \frac{1}{2} k_{eff}^2$$

(II.21)

Un résonateur magnétostrictif ne fonctionne efficacement que dans un intervalle relatif de fréquences de l'ordre de grandeur de la moitié du carré du coefficient de couplage magnéto-mécanique.

Pour un anneau de matériau magnétostrictif de diamètre D la fréquence fondamentale de résonance f_r est :

$$f_r = \frac{1}{\pi D} \sqrt{\frac{E^H}{\rho}} \quad (\text{II.22})$$

Conclusion

Ce chapitre est consacré, à la définition des transducteurs électromagnétique et au développement de modèle de représentation des couplages électromagnétique et magnéto-mécanique relatif aux matériaux magnétostrictifs.

La complexité du modèle est la double non-linéarité du phénomène en régime dynamique : la non-linéarité de la magnétostriction et de la courbe d'aimantation ainsi que l'effet de la fréquence en régime dynamique.

Chapitre III

Modèle numérique et méthodes de
résolution des équations
électromagnétiques

Modèle numérique et méthodes de résolution des équations électromagnétiques

III .1.Introduction :

Les sciences de l'ingénieur (électromagnétique, mécanique des solides et des fluides, thermique ...) Permettent de décrire le comportement de système physique grâce à des équations aux dérivées partielles.

La méthode des éléments finis est l'une des méthodes les plus utilisées aujourd'hui pour résoudre ces équations. C'est une méthode générale qui s'applique à la majorité des problèmes rencontrés dans la pratique : problème stationnaire ou non stationnaire, linéaire ou non linéaire, défini dans un domaine géométrique quelconque à une, deux ou trois dimensions. De plus elle adapte très bien aux milieux hétérogènes.

Dans la pratique de cette méthode, on distingue deux parties essentielles : la discrétisation géométrique (subdivision du domaine d'étude en plusieurs sous domaines), et la discrétisation linéaire qui consiste à discrétiser l'équation aux dérivées partielles. Les deux discrétisations nous permettent d'obtenir. En les associant ; un système d'équations algébriques que l'on résout avec des méthodes numériques

Dans ce chapitre, nous nous proposons, dans le cas du comportement thermique du moteur étudié, d'utiliser la méthode des éléments finis comme moyen de résolution des équations aux dérivées partielles intervenant dès le calcul thermique.

Parmi les logiciels les plus populaires dans la modélisation des systèmes électromagnétiques nous citons, **Matlab P.D.E Tool, Maxwell 2D/3D, Flux 2D/3D (Fr), Comsol 2D/3D...**

III.2. Equations de Maxwell

Les équations de Maxwell spécifient que toute variation spatiale ou temporelle d'un champ électromagnétique en un point de l'espace entraîne ou est due à l'existence d'un autre champ au même point. Ces équations sont donc locales et sont valables dans n'importe quel système d'axes. On utilise les quatre équations fondamentales aux dérivées partielles de Maxwell, Ces équations s'écrivent sous deux formes équivalentes qui sont :

III.2.1. Forme différentielle des équations de Maxwell

$$\text{Maxwell-Gauss:} \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (\text{III.1})$$

Modèle numérique et méthodes de résolution des équations électromagnétiques

$$\text{Maxwell-Faraday:} \quad \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{III.2})$$

$$\text{Conservation de flux:} \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{III.3})$$

$$\text{Maxwell-Ampere:} \quad \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{III.4})$$

\vec{E} [V/m] : Vecteur champs électrique.

\vec{H} [A/m] : Vecteur champs magnétique.

\vec{D} [C/m²] : Vecteur induction électrique.

\vec{B} [T] : Vecteur induction magnétique.

\vec{J}_c [A/m²] : Vecteur densité de courant de conduction.

ρ [C/m³] : Densités de charge volumique.

$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ et aussi noté \vec{J}_D est appelé vecteur densité de courant de déplacement.

III.2.2. Forme intégrale des équations de maxwell :

La première équation de maxwell est héritée du théorème de Gauss, qui relie le flux du champ électrique à travers une surface fermée à la charge interne à cette surface.

$$\oiint_S \vec{E} \cdot \vec{ds} = \frac{1}{\epsilon} \iiint_V \rho \cdot dv \rightarrow \oiint_S \vec{D} \cdot \vec{ds} = \iiint_V \rho \cdot dv \quad (\text{III.5})$$

La deuxième équation de Maxwell est basée sur la loi de Faraday qui énonce qu'une force électromotrice est induite dans un circuit fermé lorsqu'il y a variation dans le temps du flux magnétique à travers le circuit.

$$\oint_c \vec{E} \cdot \vec{dl} = - \frac{\partial}{\partial t} (\oiint_S \vec{B} \cdot \vec{ds}) \quad (\text{III.6})$$

$$\text{Avec : } \Phi = \oiint_S \vec{B} \cdot \vec{ds} \quad (\text{III.7})$$

Φ : Flux magnétique traversant la section s.

Modèle numérique et méthodes de résolution des équations électromagnétiques

dl : Élément de longueur [m].

D'après le théorème de Stokes ; on aura :

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{l} = \iint_S (\vec{\nabla} \times \vec{E}) \cdot d\vec{s} \quad (\text{III.8})$$

La troisième équation de Maxwell traduit le principe de conservation flux magnétique :

$$\iint_S \vec{B} \cdot d\vec{s} = 0 \quad (\text{III.9})$$

La quatrième équation de Maxwell est basée sur la loi d'Ampère qui considère que la circulation d'un champ magnétique le long d'un contour est proportionnelle à la somme des courants traversant la surface délimitée par le contour.

$$\oint_S \vec{H} \cdot d\vec{l} = \iint_S \left(\vec{J}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{s} \quad (\text{III.10})$$

Ces équations ne suffisent pas pour résoudre les problèmes électromagnétiques, il faut associer les relations qui définissent le comportement des milieux à étudier.

III.3. Lois de comportement des milieux

Les inductions et les champs sont reliés entre eux par les lois de comportement qui expriment les propriétés des matériaux, ainsi pour les milieux isotropes nous avons :

a. La loi d'ohm

La loi d'ohm est donnée en chacun des points du domaine par l'expression :

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (\text{III.11})$$

σ : Conductivité électrique [$(\Omega \cdot m)^{-1}$].

b. Relation magnétique

La relation entre le vecteur induction \vec{B} et le vecteur champ magnétique \vec{H} est donnée par :

$$\vec{B} = \mu \vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H} \quad (\text{III.12})$$

μ : Perméabilité magnétique absolue [H/m].

μ_0 : Perméabilité magnétique du vide : $4\pi 10^{-7}$ [H/m].

Modèle numérique et méthodes de résolution des équations électromagnétiques

μ_r : Perméabilité magnétique relative.

Dans le cas des matériaux ferromagnétiques durs (aimants permanents), le phénomène de rémanence est introduit, et on obtient une loi de la forme :

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (\text{III.13})$$

Ou M est l'aimantation de l'aimant permanent exprimé en [A/m].

c. La relation diélectrique

La relation entre la vectrice induction électrique \vec{D} et le vecteur champ électrique \vec{E} est donnée par :

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad (\text{III.14})$$

ϵ : Permittivité électrique absolue [F/m].

ϵ_0 : Permittivité électrique du vide : $\frac{1}{36\pi} 10^{-9}$ [F/m]

ϵ_r : Permittivité relative.

L'expression détaillée des densités de courants :

$$\vec{J} = \vec{J}_s + \vec{J}_{ind} \quad (\text{III.15})$$

\vec{J}_s , \vec{J}_{ind} sont respectivement la densité de courant source et de la densité de courant induit en [A/m²].

Dans le cas d'un milieu conducteur en mouvement le champ électrique est donné par :

$$\vec{E}_t = \vec{E} + \vec{E}' \quad (\text{III.16})$$

$$\vec{E}' = \vec{v} \vec{B} \quad (\text{III.17})$$

\vec{E}' : Le champ électromoteur.

\vec{v} : La vitesse de déplacement du milieu en mouvement [m/s].

\vec{B} : L'induction magnétique [T].

On appliquant la loi d'ohm on aura :

Modèle numérique et méthodes de résolution des équations électromagnétiques

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}_t = \sigma \vec{E} + \vec{E}' = \sigma \vec{E} + \sigma \vec{E}' \quad (\text{III.18})$$

Avec : $\vec{E} = \vec{E}_s + \vec{E}_{ind}$ (III.19)

\vec{E}_s , \vec{E}_{ind} sont respectivement le champ électrique source et le champ électrique induit en [V/ m].

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}_s + \sigma \vec{E}_s + \sigma \vec{E}' \quad (\text{III.20})$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}_s + \sigma \vec{E}_{ind} + \sigma (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (\text{III.21})$$

Donc :

$$\vec{J}_s = \sigma \vec{E}_s \quad (\text{III.22})$$

$$\vec{J}_{ind} = \sigma \vec{E}_{ind} + \sigma (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (\text{III.23})$$

Le terme $\sigma \vec{E}_{ind}$ est le courant résultant du champ électrique \vec{E}_{ind} et le terme $\sigma (\vec{v} \times \vec{B})$ représente la densité de courant résultant

III.4.Méthodes de résolution :

La modélisation des systèmes électriques peut être réalisée par trois types de méthodes différentes :

- Les méthodes analytiques ;
- Méthodes semi analytiques
- Les méthodes numériques

III.4.1.Méthodes analytiques :

Les méthodes analytiques est un ensemble d'équations mathématiques qui déduit des phénomènes physiques.

La solution analytique des problèmes électromagnétiques de contrôle non destructif est très difficile. La raison principale est l'interaction complexe du champ électromagnétique avec des hétérogénéités telles que les défauts.

L'approche analytique est caractérisée par :

- La solution est générale et exacte.
- Le modèle est décrit sous forme des équations mathématiques.
- L'analyse du modèle est presque toujours faite en résolvant les équations aux dérivées partielles linéaires
- Une difficulté liée à la complexité de traitement des géométries complexe.

Modèle numérique et méthodes de résolution des équations électromagnétiques

Parmi ces méthodes nous citons

- la méthode des séries exponentielles.
- la méthode de séparation des variables.

III.4.2.Méthodes semi analytiques :

Les modèles analytiques et numériques peuvent être mixés pour former un modèle hybride (intermédiaire ou bien semi-analytique). Ce type de modèle a des performances intermédiaires en termes du temps de calcul et de précision.

Parmi ces méthodes nous citons

- la Méthode des images électriques.
- Méthode des circuits couplés.

III.4.3.Méthodes numériques :

Les méthodes numériques ont pris un essor considérable avec l'avènement des moyens Informatiques, dans les années 50. Celles-ci sont d'autant plus utilisées que les configurations à traiter sont complexes. L'utilisation de ces méthodes de discrétisation pour la résolution des équations aux dérivées partielles dont le domaines d'études, compte tenu des conditions aux limites, à celle d'un système d'équations algébrique dont la solution donne les valeurs et la distribution des grandeurs recherchées.

Parmi ces méthodes nous citons :

III.4.3.1. Méthode des différences finies (MDF) :

La méthode des différences finies est basée sur la transformation de l'opérateur différentiel en un opérateur aux différences où chaque dérivée est approchée par une différence de valeurs de l'inconnu aux points de calcul (nœuds) du domaine de résolution.

La méthode des différences finies a été la première méthode numérique utilisée pour la résolution d'équations aux dérivées partielles de types « Laplace » ou « Poisson ». Elle a été rendu populaire grâce à l'invention du calculateur numérique qui s'est fait vers 1949.

Les équations aux dérivées partielles résolues sont considérées avec des conditions aux limites de types : Dirichlet, Neumann et mixte.

Considérons le domaine suivant :

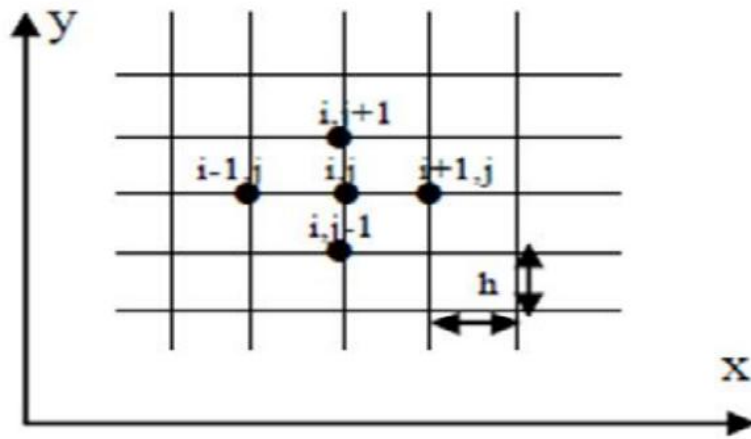


Figure III.1 : Représentation du maillage type différences finies.

Si on applique un développement limité en série de Taylor de la fonction à déterminer en chacun des nœuds du maillage, l'approximation des dérivées aux points (i, j) est

$$\frac{\partial A}{\partial x} \Big|_{i,j} = \frac{A_{i+1,j} - A_{i-1,j}}{2h} \quad (\text{III.24})$$

$$\frac{\partial A}{\partial y} \Big|_{i,j} = \frac{A_{i,j+1} - A_{i,j-1}}{2h} \quad (\text{III.25})$$

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} \Big|_{i,j} = \frac{A_{i+1,j} - 2A_{i,j} + A_{i-1,j}}{h^2} \quad (\text{III.26})$$

$$\frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \Big|_{i,j} = \frac{A_{i,j+1} - 2A_{i,j} + A_{i,j-1}}{h^2} \quad (\text{III.27})$$

Ce qui permet de déduire l'expression du Laplacien :

$$\Delta A \Big|_{i,j} = \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} \Big|_{i,j} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \Big|_{i,j} \quad (\text{III.28})$$

$$\Delta A \Big|_{i,j} = \frac{A_{i+1,j} + A_{i-1,j} + A_{i,j+1} + A_{i,j-1} - 4A_{i,j}}{h^2} \quad (\text{III.29})$$

L'équation (III.7) est appelée la forme à cinq points. Elle s'écrit sous le système matriciel suivant :

$$M A = S \quad (\text{III.30})$$

Avec :

M : La matrice inversible.

A : La matrice des inconnus.

S : La matrice source.

Modèle numérique et méthodes de résolution des équations électromagnétiques

Cette méthode est rarement utilisée à cause de sa difficulté d'application aux problèmes à géométrie complexe.

De nos jours, elle est supplantée par la méthode des éléments finis dans presque toutes les applications en ingénierie.

III.4.3.2. Méthode des intégrales de frontières (MIF) :

La méthode des intégrales de frontières a été utilisée dans le domaine numérique pour la résolution des équations de Maxwell par C.W Trowbridge et son groupe. Elle permet la détermination des grandeurs inconnues sur la frontière du domaine et ne s'applique que dans le cas où le milieu considéré est linéaire.

Cette méthode trouve son application lorsque les fréquences de travail sont très importantes car la profondeur de pénétration devient très faible vis-à-vis des autres dimensions géométriques du dispositif étudié et une discrétisation en éléments finis ferait aboutir à des difficultés insurmontables à cause du grand nombre d'éléments nécessaires à cette discrétisation. Elle présente l'avantage de prendre en compte des domaines infinis, une taille de systèmes algébriques réduite et donc un temps de calcul minime. Comme elle présente l'inconvénient de ne résoudre que les problèmes linéaires et une imprécision due à la considération des courants surfaciques.

Le domaine d'étude est subdivisé en un nombre d'éléments finis. Chaque élément contient quatre nœuds, pour le cas bidimensionnel axisymétrique, un volume fini entoure chaque nœud.

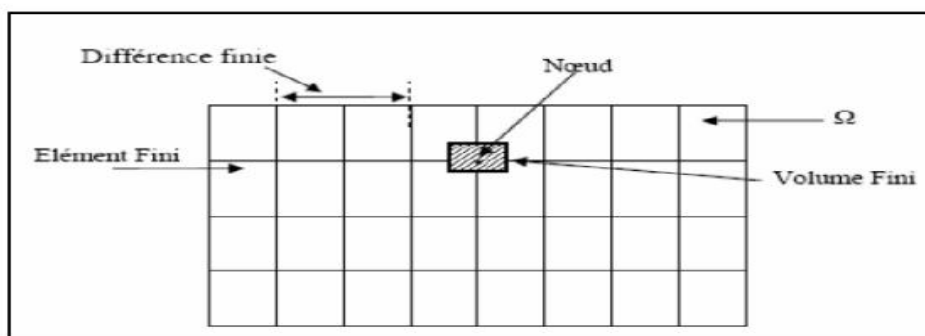


Figure IV.2 : Représentation du maillage type volumes finis.

L'équation différentielle est projetée sur une fonction de projection bien déterminée et ensuite intégrée dans chacun des volumes élémentaires.

Pour calculer l'intégrale dans le volume élémentaire, la fonction inconnue est représentée à l'aide d'une fonction d'approximation (linéaire, parabolique, exponentielle, ...etc.) entre deux nœuds consécutifs.

Ensuite, la forme intégrale est discrétisée dans le domaine d'étude.

Modèle numérique et méthodes de résolution des équations électromagnétiques

L'équation discrétisée de cette façon exprime le principe de conservation pour l'inconnu dans l'élément de volume et la solution obtenue est constituée uniquement par les valeurs nodales.

Lors de l'assemblage des équations discrétisées, la matrice du système globale est construite par arrête contrairement aux matrices globales issues d'une discrétisation par éléments finis, pour laquelle la construction s'effectue par élément.

Cette méthode est utilisée en particulier en mécanique de fluides (l'équation d'écoulement), où elle est apparue depuis une vingtaine d'année, sa procédure donne une solution plus précise que celle par la méthode des différences finis.

III.4.3.3. Méthode des éléments finis(MEF) :

La méthode des éléments a été utilisée pour la première fois pour simuler les problèmes de mécanique des milieux continus déformables (calcul de structure).

Il existe de nos jours un nombre important de logiciels commerciaux et académiques de conception assistée par ordinateur (C.A.O), qui utilisent la méthode des éléments finis comme un outil de simulation robuste pour des problèmes de mécanique des milieux continus, de mécanique des fluides, de thermique, d'électromagnétisme ou de finance, pour ne citer que quelques exemples. Cette méthode a été introduite pour la première fois en électromagnétisme par P.P. Silvestre et M.V.K. Chari vers 1970.

III.4.3.4. Formulation éléments finis des équations électromagnétiques :

Nous définissons la méthode des éléments finis comme une méthode de discrétisation des formes intégrales de type Galerkin : elle remplace la forme intégrale globale par la somme de formes intégrales élémentaires puis discrétiser celles-ci en utilisant une approximation par éléments finis.

La formulation intégrale peut se faire par deux types

- ❖ Variationnelle
- ❖ Résidus pondérés

III.4.3.5. Formulation Variationnelle :

La méthode Variationnelle exige la connaissance au préalable de la fonctionnelle d'énergie du système à étudier. Cette fonctionnelle est déterminée à partir de l'action Hamiltonnienne qui stipule l'existence d'une fonctionnelle de type intégrale définie par :

$$F A = \int_{\Omega} L(x_i, q_i, q'_{ik}) d \quad (III.31)$$

L : Fonction de Lagrange (Lagrangien) qui résulte de la co-énergie du système de type cinétique et de son énergie potentielle.

Modèle numérique et méthodes de résolution des équations électromagnétiques

: Domaine de résolution.

Avec :

$$L(x_i, q_i, q'_{ik}) = W_c - W_p \quad (\text{III.32})$$

W_c : Energie cinétique.

W_p : Energie potentielle.

x_i : Variables.

q_i : Variables d'état.

$q'_{ik} = \frac{\partial q_i}{\partial x_{ik}}$: Dérivées des fonctions d'état.

Résoudre le problème Variationnelle défini par la fonctionnelle d'énergie $F A$ revient à minimiser cette fonctionnelle.

❖ Cas d'un phénomène magnétique

Dans ce cas, la fonction de Lagrange est donnée par l'expression :

$$L = \int_0^B v B dB - J A \quad (\text{III.33})$$

A : Potentiel vecteur magnétique [T. m].

J : Densité de courant [A/m²].

$v = \frac{1}{\mu}$: Réductivité magnétique [H/m]⁻¹.

B : Induction magnétique [T].

L'expression de la fonctionnelle d'énergie est donnée comme suit :

$$F A = \int_{\Omega} \int_0^B v B dB - J A d \quad (\text{III.34})$$

La résolution du problème Variationnelle défini par la fonctionnelle d'énergie $F A$ revient à minimiser cette fonctionnelle ; la minimisation est effectuée en utilisant le principe de Rayleigh-Ritz qui s'énonce comme suit :

« la dérivée de la fonctionnelle d'énergie $F A$ par rapport à chaque inconnue au nœud est nulle ».

$$\frac{\partial F A}{\partial A_i} = 0 \text{ Pour } i = 1, 2, 3, \dots, n \quad (\text{III.35})$$

Où :

$$\frac{\partial F A}{\partial A_i} = \frac{\partial F A}{\partial A_1} = \frac{\partial F A}{\partial A_2} = \dots = \frac{\partial F A}{\partial A_n} = 0 \quad (\text{III.36})$$

Modèle numérique et méthodes de résolution des équations électromagnétiques

n : Nombre de nœuds du domaine d'étude.

A_i : L'inconnu aux nœuds i du domaine.

III.4.3.6. Méthode des résidus pondérés (projective) :

a) Principe de la méthode :

Le principe fondamental des méthodes projectives est basé sur le théorème applicable dans un espace de « Hilbert », qui stipule que seul un vecteur nul est orthogonal à tous les vecteurs de l'espace.

La méthode des résidus pondérés est basée sur la détermination du résidu par :

$$R = L A - f_V \quad (\text{III.37})$$

R : Représente le résidu de l'approximation.

$L A$: Opérateur différentiel.

f_V : Fonction définie sur le domaine d'étude .

A : L'inconnue du problème.

A l'aide de fonctions de pondération bien choisies, on impose à l'intégrale du résidu de s'annuler en n points du domaine :

$$\int_{\Omega} R_i \cdot \phi_i \cdot d = 0 \quad (\text{III.38})$$

ϕ_i : Fonction de projection.

Le choix des fonctions de projection ϕ_i induit une erreur de méthode mais elles présentent un avantage par rapport à la méthode Variationnelle car elle ne nécessite pas la connaissance au préalable de la fonctionnelle d'énergie du système à étudier.

Les valeurs de A qui permettent d'annuler l'intégrale sont la solution du système algébrique obtenu.

b) Différentes méthodes déduites des résidus pondérés :

Le choix des fonctions de pondération appelées aussi fonctions de projection, conduit à plusieurs méthodes. Parmi celles-ci nous citerons :

- ✓ La méthode de collocation par point.
- ✓ La méthode des moindres carrés.
- ✓ La méthode de Petrov Galerkin.

La méthode de collocation par point utilise les fonctions de Dirac comme fonction de pondération (projection), la méthode des moindres carrés est basée sur la minimisation de la norme quadratique

Modèle numérique et méthodes de résolution des équations électromagnétiques

de l'erreur (erreur quadratique) sur l'équation et les conditions aux limites. La méthode de Galerkin consiste à choisir des fonctions de projection identiques aux fonctions d'approximation (elle permet d'avoir un système matriciel symétrique).

Contrairement à la méthode variationnelle, la méthode des résidus pondérés ne nécessite pas la connaissance au préalable de la fonctionnelle d'énergie du système.

Dans le cas de l'utilisation de la méthode de Galerkin, on obtient un système algébrique symétrique facile à résoudre. On se limitera dans ce qui suit, à la méthode projective de Galerkin qui sera employée pour le traitement des problèmes à équations aux dérivées partielles étudiées et cela pour deux raisons :

1. Elle s'applique indépendamment de la connaissance au préalable de la fonctionnelle d'énergie du système à étudier.
2. En choisissant les fonctions de pondérations identiques aux fonctions de formes, nous obtenons un système algébrique dont la résolution devient relativement rapide.

III.4.3.7. Discrétisation du domaine d'étude (maillage) ;

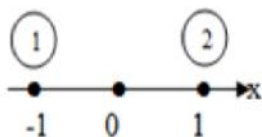
L'approche de base de la méthode des éléments finis est de subdiviser le domaine d'étude en un nombre fini de sous domaines appelés éléments. L'approximation de l'inconnue se fait en chaque élément à l'aide des fonctions d'interpolations. La fonction d'interpolation est aussi définie en fonction de la géométrie de l'élément qu'on choisit préalablement et coïncide avec les nœuds de cet élément relatif aux valeurs de l'inconnue. On parle alors d'interpolation nodale.

a) Éléments finis réels :

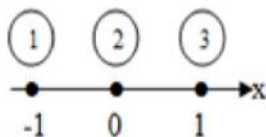
Pour des domaines d'étude à une, deux ou trois dimensions, des éléments classiques peuvent être définis selon le degré de la courbe d'interpolation qui lui est associés. On rencontre généralement, des éléments linéaires, quadratiques ou cubiques.

Nous présenterons dans ce qui suit quelques éléments de bases appelés aussi éléments de références :

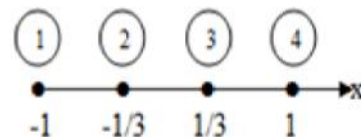
❖ Éléments à une dimension (1D) :



Linéaire (02 nœuds)



Quadratique (03 nœuds)

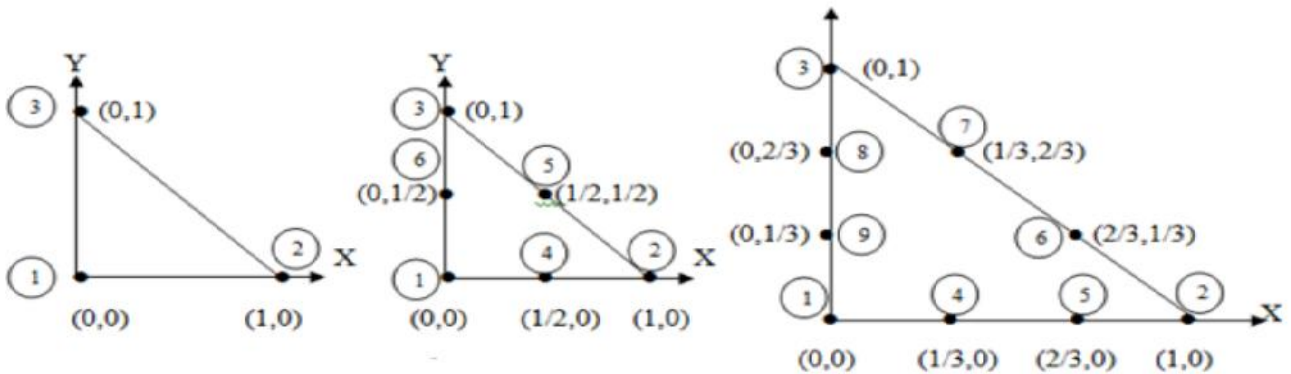


Cubique (04 nœuds)

Modèle numérique et méthodes de résolution des équations électromagnétiques

❖ Éléments à deux dimensions (2D) :

• Éléments triangulaires :

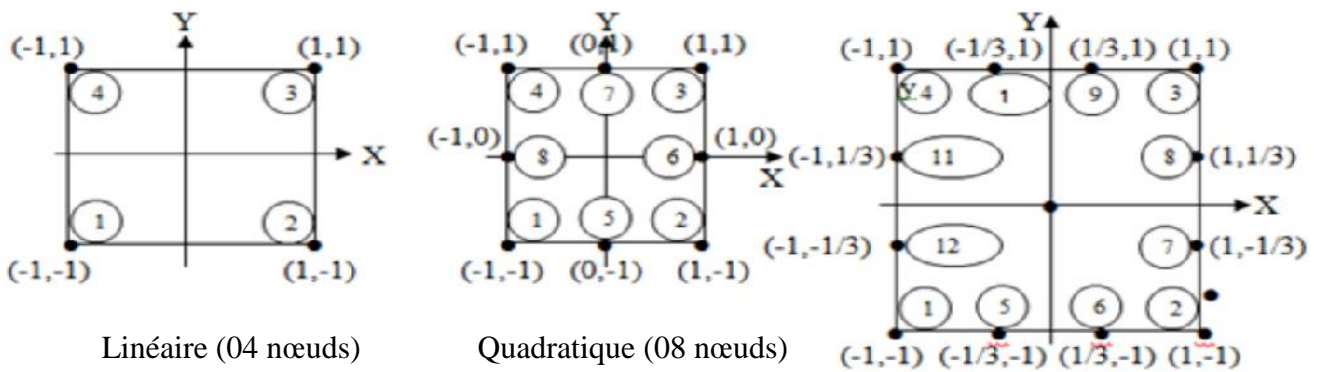


Linéaire (03 nœuds)

Quadratique (06 nœuds)

Cubique (09 nœuds)

• Éléments carrés

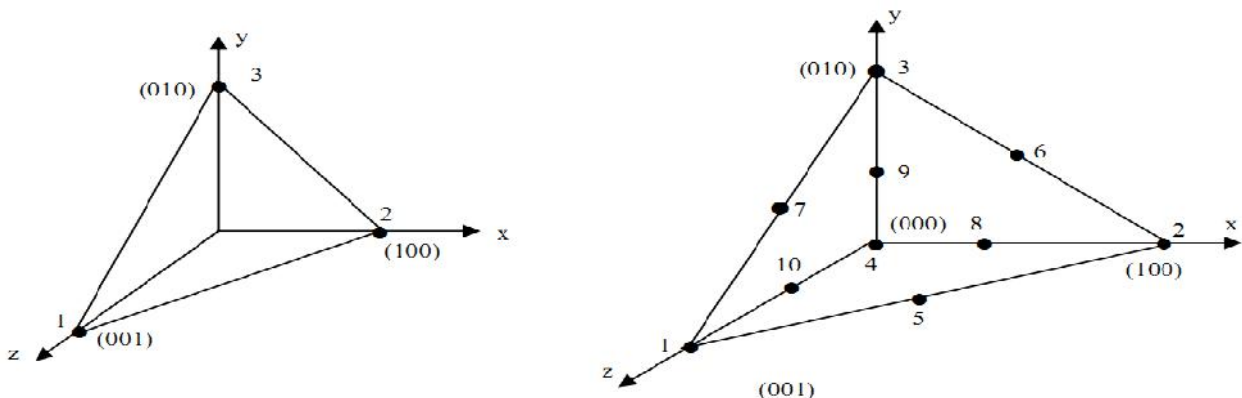


Linéaire (04 nœuds)

Quadratique (08 nœuds)

Cubique (12 nœuds)

❖ Éléments à trois dimensions (3D)



Linéaire (04 nœuds)

Quadratique (10 nœuds)

b) Fonction d'interpolation

Les fonctions d'interpolation sont obtenues à partir du triangle de Pascal, donné ci-dessous :

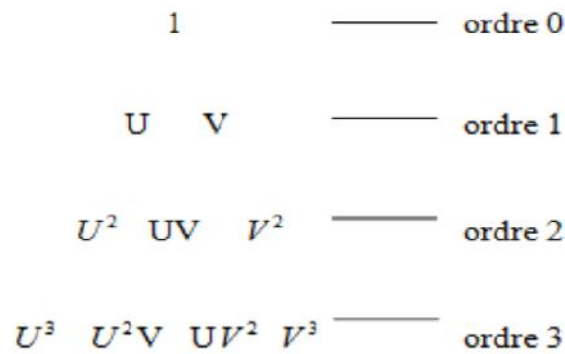


Figure III. 3 : Représentation du triangle de Pascal.

La construction de ces fonctions doit vérifier les conditions suivantes :

1) Principe de l'état complet

- Le nombre de termes de la fonction doit être égal au nombre de nœuds de l'élément.
- La fonction doit contenir un terme constant.

2) Principe de compatibilité

- La fonction doit être continue (c'est-à-dire la première dérivée existe).

On peut citer un exemple d'une fonction d'interpolation (ordre 2) :

$$A U, V = a + bU + cV + dUV + eU^2 + fV^2 \tag{III.39}$$

La base polynômiale sera alors :

$$P = \begin{pmatrix} 1 \\ U \\ V \\ UV \\ U^2 \\ V^2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a \\ b \\ c \\ d \\ e \\ f \end{pmatrix} \tag{III.40}$$

La construction d'une fonction approchée $U^e x$, avec e comme indice relatif à l'élément étudié est différente sur chaque élément par la méthode d'approximation nodale. Donc la fonction d'approximation aura la forme suivante :

$$U x = \begin{pmatrix} \phi_1 & \phi_2 & \dots & \phi_n \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \\ \dots \\ U_n \end{pmatrix} = \phi \cdot U \tag{III.41}$$

$U x$: C'est la fonction d'approximation qui est identifiée à la fonction exacte.

Modèle numérique et méthodes de résolution des équations électromagnétiques

$\phi_1 \ \phi_2 \ \dots \phi_n$: Les fonctions de forme de l'élément.

$U_1 \ U_2 \ \dots U_n$: Les variables associées aux nœuds du domaine.

c) Fonction d'interpolation sur élément

Dans le cas élément triangulaire linéaire, l'approximation d'une fonction $u(x,y)$ de valeurs u_1, u_2 et u_3 respectivement aux sommets 1, 2 et 3, est de la forme suivante :

$$u(x,y) = N_1(x,y) u_1 + N_2(x,y) u_2 + N_3(x,y) u_3 \quad (\text{III.42})$$

Avec : $N_1(x,y) = \frac{1}{2T} \cdot (y_3 - y_2) \cdot (x_2 - x) - (x_3 - x_2) \cdot (y_2 - y)$

$$N_2(x,y) = \frac{1}{2T} \cdot (y_1 - y_3) \cdot (x_3 - x) - (x_1 - x_3) \cdot (y_3 - y)$$

$$N_3(x,y) = \frac{1}{2T} \cdot (y_2 - y_1) \cdot (x_1 - x) - (x_2 - x_1) \cdot (y_1 - y)$$

Où : T est la surface du triangle décrit par les sommets (1), (2) et (3). On remarque que :

$$N_1(x_1, y_1) = 1$$

$$N_2(x_2, y_2) = 0$$

$$N_3(x_3, y_3) = 0$$

d) Fonction d'approximation sur le domaine :

Dans le cas global contenant n nœuds, l'inconnue s'exprime alors comme suit :

$$A = \sum_{j=1}^n \alpha_j \cdot A_j \quad (\text{III.43})$$

n : Le nombre de nœuds.

A_j : La valeur de l'inconnue au nœud j .

α_j : La fonction d'interpolation au nœud j .

III.4.3.8. Formulation éléments finis des équations électromagnétiques :

III.4.3.8.1. Equation magnétostatique :

a) Cas cartésien :

L'équation magnétostatique dans ce cas est donnée par l'expression suivante :

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) = J_s \quad (\text{III.44})$$

La formulation intégrale de l'équation (III.44) est donnée comme suit :

Modèle numérique et méthodes de résolution des équations électromagnétiques

$$\int_{\Omega} \alpha_i \cdot \left(\frac{\partial}{\partial x} v \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} v \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) + J_s \cdot dxdy = 0 \quad (III.45)$$

L'équation (II.84) peut être réécrite sous la forme suivante :

$$\int_{\Omega} \alpha_i \cdot \left(- \frac{\partial}{\partial x} v \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial y} v \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \cdot dxdy = \int_{\Omega} \alpha_i \cdot J_s \cdot dxdy \quad (III.46)$$

L'application du théorème de Green au premier terme de l'équation (III.46) nous permet d'écrire :

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} \alpha_i \cdot \left(\frac{\partial}{\partial x} v \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial y} v \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \cdot dxdy = \quad (III.47) \\ & = - \int_{\Omega} v \cdot \left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial \alpha_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \cdot dxdy + \int_{\Gamma} v \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} \cdot \cos n_x + \frac{\partial A_z}{\partial y} \cdot \cos n_y \cdot \alpha_i \cdot d \end{aligned}$$

Où $\cos n_x$ et $\cos n_y$ sont les cosinus directeurs au point considéré de la frontière .

L'équation (III.25) peut être écrite comme suit :

$$\int_{\Omega} v \cdot \left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial \alpha_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \cdot dxdy - \int_{\Gamma} v \cdot \frac{\partial A_z}{\partial n} \alpha_i \cdot d = \int_{\Omega} \alpha_i \cdot J_s \cdot dxdy \quad (III.48)$$

Dans le cas de conditions aux limites type Dirichlet ou Neumann homogène, le terme sur la frontière s'annule, c'est-à-dire :

$$\int_{\Gamma} v \cdot \frac{\partial A_z}{\partial n} \alpha_i \cdot d = 0 \quad (III.49)$$

L'expression (III.27) devient alors :

$$\int_{\Omega} v \cdot \left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial \alpha_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \cdot dxdy = \int_{\Omega} \alpha_i \cdot J_s \cdot dxdy \quad (III.50)$$

L'équation (III.28) en écriture condensée devient ;

$$\int_{\Omega} v \cdot \left(\sum_{j=1}^n A_j \right) dxdy \quad (III.51)$$

Sachant que :

$$A_z = \sum_{j=1}^n \alpha_j \cdot A_j$$

Et en remplaçant dans (III.29) on aboutira à :

$$\sum_{j=1}^n \int_{\Omega} v \cdot \left(\sum_{i=1}^n \alpha_i \right) dxdy \cdot A_j = \int_{\Omega} \alpha_i \cdot J_s \cdot dxdy \quad (III.52)$$

i, j : Entiers naturels variant de 1 à n .

n : Nombre de nœuds du domaine.

Modèle numérique et méthodes de résolution des équations électromagnétiques

L'écriture de l'équation (III.52) pour tous les nœuds du domaine nous permet d'aboutir au système matriciel suivant :

$$M \cdot A = K \quad (III.53)$$

$$M_{ij} = \int_V v_i \cdot v_j \, dx dy$$

$$K_i = \int_V \alpha_i \cdot J_s \, dx dy$$

A : Vecteur des inconnues du domaine d'étude.

b) Cas axisymétrique

Dans ce cas, l'équation magnétostatique est donné par :

$$-\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v}{r} \cdot \frac{\partial r A_\varphi}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{v}{r} \cdot \frac{\partial r A_\varphi}{\partial z} \right) = J_\varphi \quad (III.54)$$

En considérant comme inconnu le potentiel vecteur modifié donné par $A = r \cdot A_\varphi$ l'équation (III.54) devient

$$-\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v}{r} \cdot \frac{\partial A}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{v}{r} \cdot \frac{\partial A}{\partial z} \right) = J_\varphi \quad (III.55)$$

La formulation intégrale de l'expression (III.55) est donnée comme suit :

$$\int_V \alpha_i \left[-\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v}{r} \cdot \frac{\partial A}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{v}{r} \cdot \frac{\partial A}{\partial z} \right) - J_\varphi \right] \, dr dz = 0 \quad (III.56)$$

L'équation (III.56) peut être écrite comme suit :

$$\int_V \alpha_i \left[-\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v}{r} \cdot \frac{\partial A}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{v}{r} \cdot \frac{\partial A}{\partial z} \right) \right] \, dr dz = \int_V \alpha_i \cdot J_\varphi \, dr dz \quad (III.57)$$

L'application du théorème de Green au premier terme de (III.57) nous permet d'écrire :

$$\begin{aligned} \int_V \alpha_i \left[-\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v}{r} \cdot \frac{\partial A}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{v}{r} \cdot \frac{\partial A}{\partial z} \right) \right] \, dr dz = \\ = - \int_V \left[\frac{v}{r} \cdot \frac{\partial \alpha_i}{\partial r} \cdot \frac{\partial A}{\partial r} + \frac{\partial \alpha_i}{\partial z} \cdot \frac{\partial A}{\partial z} \right] \, dr dz + \int_V \left[\frac{v}{r} \cdot \frac{\partial A}{\partial r} \alpha_i \cdot \cos n, r + \frac{\partial A}{\partial z} \alpha_i \cdot \cos n, r \right] \, d \end{aligned} \quad (III.58)$$

En remplaçant (III.57) dans (III.58), on obtient :

$$\int_V \frac{v}{r} \cdot A \, dr dz - \int_V v \cdot \frac{\partial A}{\partial n} \alpha_i \, d = \int_V \alpha_i \cdot J_\varphi \, dr dz \quad (III.59)$$

Modèle numérique et méthodes de résolution des équations électromagnétiques

Dans le cas de conditions aux limites type Dirichlet ou Neumann homogène le terme sur la frontière s'annule, ce qui revient à écrire :

$$\int_{\Gamma} \nu \cdot \frac{\partial A}{\partial n} \alpha_i \cdot d = 0$$

L'équation (III.59) devient :

$$\int_{\Omega} \frac{\nu}{r} \cdot \int_0^1 A r dr dz = \int_{\Omega} \alpha_i \cdot J_{\varphi} \cdot dr dz \quad (III.60)$$

Sachant que : $A = \sum_{j=1}^n \alpha_j \cdot A_j$

Et en remplaçant dans (III.60), on obtient alors :

$$\sum_{j=1}^n \int_{\Omega} \frac{\nu}{r} \cdot \int_0^1 A_j r dr dz \cdot \alpha_j = \int_{\Omega} \alpha_i \cdot J_{\varphi} \cdot dr dz \quad (III.61)$$

L'écriture de l'équation (III.61) pour tous les nœuds du domaine nous permet d'aboutir au système matriciel suivant :

$$M \cdot A = K \quad (III.62)$$

$$M_{ij} = \int_{\Omega} \frac{\nu}{r} \cdot \alpha_i \cdot \alpha_j \cdot dr dz$$

$$K_i = \int_{\Omega} \alpha_i \cdot J_{\varphi} \cdot dr dz$$

III.4.3.8.2. Equation magnétodynamique :

a) Cas cartésien :

L'équation magnétodynamique dans le cas comportant une source est donnée par :

$$\nu \vec{A} + \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \vec{J}_s \quad (III.63)$$

En considérant le régime harmonique, l'équation (III.63) s'écrit :

$$\nu \vec{A} + j\sigma\omega\vec{A} = \vec{J}_s \quad (III.64)$$

Après transformation, l'équation (III.64) devient :

$$-\frac{\partial}{\partial x} \nu \frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \nu \frac{\partial A_z}{\partial y} + j\sigma\omega A_z = J_s \quad (III.65)$$

La formulation intégrale de l'équation (III.65) est donnée par :

$$\int_{\Omega} \alpha_i \cdot \left(-\frac{\partial}{\partial x} \nu \frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \nu \frac{\partial A_z}{\partial y} + j\sigma\omega A_z - J_s \right) \cdot dx dy = 0 \quad (III.66)$$

L'équation (III.66) peut être réécrite comme suit :

Modèle numérique et méthodes de résolution des équations électromagnétiques

$$\int_{\Omega} \alpha_i \cdot \left(-\frac{\partial}{\partial x} v \frac{\partial A_z}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial y} v \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \cdot dxdy + j\omega \int_{\Omega} \sigma \cdot \alpha_i \cdot A_z \cdot dxdy = \int_{\Omega} \alpha_i \cdot J_s \cdot dxdy \quad (III.67)$$

L'application du théorème de Green nous permet d'écrire :

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} \alpha_i \cdot \left(\frac{\partial}{\partial x} v \frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} v \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \cdot dxdy = \quad (III.68) \\ & = - \int_{\Omega} v \left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial \alpha_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \cdot dxdy + \int_{\Gamma} v \frac{\partial A_z}{\partial x} \cdot \alpha_i \cdot \cos n_x + \frac{\partial A_z}{\partial y} \cdot \alpha_i \cdot \cos n_y \cdot d = \\ & = \int_{\Omega} v \cdot \bar{\alpha}_i \cdot \bar{A}_z dxdy + \int_{\Gamma} v \cdot \alpha_i \cdot \frac{\partial A_z}{\partial n} \cdot d \end{aligned}$$

En remplaçant (III.67) dans (III.68), on obtient :

$$\int_{\Omega} v \cdot \bar{\alpha}_i \cdot \bar{A}_z dxdy - \int_{\Gamma} v \cdot \alpha_i \cdot \frac{\partial A_z}{\partial n} \cdot d + j \int_{\Omega} \sigma \cdot \alpha_i \cdot A_z \cdot dxdy = \int_{\Omega} \alpha_i \cdot J_s \cdot dxdy \quad (III.69)$$

Dans le cas de conditions aux limites type Dirichlet ou Neumann homogène le terme sur la frontière s'annule, ce qui revient à écrire :

$$\int_{\Gamma} v \cdot \alpha_i \cdot \frac{\partial A_z}{\partial n} \cdot d = 0$$

L'expression (III.69) devient alors :

$$\int_{\Omega} v \cdot \bar{\alpha}_i \cdot \bar{A}_z dxdy + j \int_{\Omega} \sigma \cdot \alpha_i \cdot A_z \cdot dxdy = \int_{\Omega} \alpha_i \cdot J_s \cdot dxdy \quad (III.70)$$

Sachant que : $A = \sum_{j=1}^n \alpha_j \cdot A_j$

Et en remplaçant dans (III.70), on obtient :

$$\sum_{j=1}^n \int_{\Omega} v \cdot \bar{\alpha}_i \cdot \bar{\alpha}_j dxdy \cdot A_j + j\omega \sum_{j=1}^n \int_{\Omega} \sigma \cdot \alpha_i \cdot \alpha_j \cdot dxdy \cdot A_j = \int_{\Omega} \alpha_i \cdot J_s \cdot dxdy \quad (III.71)$$

L'écriture de l'équation (III.71) pour tous les nœuds du domaine nous permet d'aboutir au système matriciel suivant :

$$M \cdot A + j\omega \cdot L \cdot A = K \quad (III.72)$$

Avec : $M_{ij} = \int_{\Omega} v \cdot \bar{\alpha}_i \cdot \bar{\alpha}_j dxdy$

$$L_{ij} = \int_{\Omega} \sigma \cdot \alpha_i \cdot \alpha_j \cdot dxdy$$

$$K_i = \int_{\Omega} \alpha_i \cdot J_s \cdot dxdy$$

$$\bar{A} = A_r + jA_i$$

b) Cas axisymétrique

En considérant comme précédemment le régime harmonique, la formulation intégrale dans ce cas est donnée par l'expression suivante :

Modèle numérique et méthodes de résolution des équations électromagnétiques

$$-\int_{\Omega} \alpha_i \cdot \left(\frac{\partial}{\partial r} \frac{v}{r} \cdot \frac{\partial A}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{v}{r} \cdot \frac{\partial A}{\partial z} \right) \cdot drdz + j\omega \int_{\Omega} \sigma \cdot \alpha_i \cdot A_z \cdot \frac{drdz}{r} = \int_{\Omega} \alpha_i \cdot J_{\varphi} \cdot drdz \quad (\text{III.73})$$

L'application du théorème de Green nous permettra d'écrire :

$$\int_{\Omega} \frac{v}{r} \cdot \left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial r} \cdot \frac{\partial A}{\partial r} + \frac{\partial \alpha_i}{\partial z} \cdot \frac{\partial A}{\partial z} \right) \cdot drdz - \int_{\Gamma} \frac{v}{r} \cdot \alpha_i \cdot \frac{\partial A}{\partial n} \cdot d\Gamma + j\omega \int_{\Omega} \sigma \cdot \alpha_i \cdot A \cdot \frac{drdz}{r} = \int_{\Omega} \alpha_i \cdot J_{\varphi} \cdot drdz \quad (\text{III.74})$$

Dans le cas de conditions au limites Dirichlet ou Neumann homogène, le terme sur la frontière s'annule, ce qui revient à écrire :

$$\sum_{j=1}^n \int_{\Omega} \frac{v}{r} \cdot \bar{\alpha}_i \cdot \bar{\alpha}_j \cdot drdz \cdot A_j + j\omega \sum_{j=1}^n \int_{\Omega} \sigma \cdot \alpha_i \cdot \alpha_j \cdot \frac{drdz}{r} \cdot A_j = \int_{\Omega} \alpha_i \cdot J_{\varphi} \cdot drdz \quad (\text{III.75})$$

L'écriture de l'équation (III.75) pour tous les nœuds du domaine nous permet d'aboutir au système matriciel suivant :

$$M \cdot A + j\omega \cdot L \cdot A = K \quad (\text{III.76})$$

Avec :

$$M_{ij} = \int_{\Omega} \frac{v}{r} \cdot \bar{\alpha}_i \cdot \bar{\alpha}_j \cdot drdz$$

$$L_{ij} = \int_{\Omega} \sigma \cdot \alpha_i \cdot \alpha_j \cdot \frac{drdz}{r}$$

$$K_i = \int_{\Omega} \alpha_i \cdot J_{\varphi} \cdot drdz$$

$$\bar{A} = A_r + jA_i$$

III.4.3.9. Avantages et inconvénients de la méthode des éléments finis :

a) Les avantages :

- Adaptation aux géométries complexes.
- Prise en compte des non linéarités.
- Temps de calcul relativement avantageux.

b) Les inconvénients :

- Prise en considération des domaines infinis.
- Impuissante en présence de singularités dans le domaine d'étude.

III.4.3.10. Méthodes de calcul de la force magnétique :

En génie électrique, le calcul des forces magnétiques globales qui agissent sur les parties mobiles est d'un grand intérêt, car elles jouent un rôle déterminant dans tout système

Modèle numérique et méthodes de résolution des équations électromagnétiques

électromagnétique – mécanique en termes de déformation ou de déplacement.

Pour calculer la force magnétique on peut utiliser les quatre méthodes suivantes :

- La méthode de la force de Lorentz
- La méthode du tenseur de Maxwell
- La méthode des travaux virtuels
- La méthode de la variation de la Co-énergie ou de l'énergie magnétique

III.4.3.10. La méthode de la force de Lorentz :

La force électromagnétique de LORENTZ, résulte de la coexistence d'une induction magnétique résultante d'une source d'excitation et d'une densité de courant induite dans un milieu conducteur. L'expression de cette force est la suivante :

$$\mathbf{F} = \iiint_V (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) dV \quad (\text{III.77})$$

$(\mathbf{J} \times \mathbf{B})$: Densité de la force magnétique.

III.4.3.11. La méthode du tenseur de Maxwell :

Dans des milieux non parcourus par des courants, les forces et les couples pouvant être calculé par l'application de cette méthode.

Le tenseur de Maxwell définit les forces directement en termes de champ magnétique.

Elle est déterminée par l'expression suivante :

$$\vec{F} = \oint_S [\vec{B}_n \cdot \vec{H}_t \vec{t} + \frac{1}{2} (\frac{1}{2\mu_0} B_n^2 - \mu_0 H_t^2) \vec{n}] ds \quad (\text{III.78})$$

B_n : La composante normale de l'induction magnétique.

H_t : La composante tangentielle du champ magnétique.

\vec{n} : La normale extérieure à la surface d'intégration.

\vec{t} : Le vecteur unitaire tangent à la surface d'intégration.

S : La surface d'intégration contenant le milieu où la force doit être calculé.

III.4.3.12. La méthode de la variation de la Co-énergie ou de l'énergie magnétique :

Dans ce cas la force magnétique est obtenue en calculant la dérivée de l'énergie magnétique par rapport au déplacement en maintenant le courant constant ou c'est la dérivée de la Co-énergie magnétique par rapport au déplacement, tout en maintenant le flux constant.

Modèle numérique et méthodes de résolution des équations électromagnétiques

Si F_S représente la composante de la force magnétique totale suivant une direction donnée S on aura :

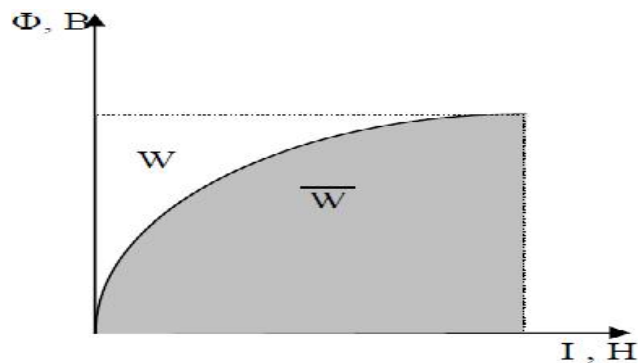


Figure III.3 : Densité d'énergie W et de co-énergie \bar{W} magnétiques

$$F_S = \frac{\partial \bar{W}}{\partial S} \text{ à courant constant} \quad (\text{III.79})$$

$$F_S = \frac{\partial W}{\partial S} \text{ à flux} \quad (\text{III.80})$$

$$\bar{W} = \int_{\Omega} \left(\int_0^H B dH \right) d\Omega \quad (\text{III.81})$$

$$W = \int_{\Omega} \left(\int_0^B H dB \right) d\Omega \quad (\text{III.82})$$

Le principe de cette méthode consiste à l'utilisation de la méthode des éléments finis.

Un domaine Ω_d déformé est subdivisé en sous-domaines Ω_e (éléments finis) sur lesquels, toutes intégration est conduite en fonction des coordonnées locales (u,v,w). Le calcul de la force se fait en faisant appel à la Co-énergie.

L'expression de cette force est :

$$F_S = \frac{\partial}{\partial S} \int_{\Omega_e} \left(\int_0^H B dH \right) d\Omega_e \quad (\text{III.83})$$

Conclusion

Dans ce chapitre nous nous sommes intéressés à développer les équations de Maxwell et les différents modèles physiques (magnétostatique et magnétodynamique) qui vont nous permettre la modélisation numérique du dispositif électromagnétique à étudier.

Par la suite nous avons exposé les différentes méthodes de résolutions des équations aux dérivées partielles et nous avons terminé ce chapitre par la présentation des différentes méthodes de calcul de la force magnétique dans les dispositifs électromagnétiques.



Chapitre IV
Applications et résultats

IV.1 .Présentation du logiciel ComsolMultiphysics® V 5.0a :

COMSOL est un logiciel de simulation par éléments finis (FEM) permettant de résoudre tout type de problème pouvant être décrit par des équations aux dérivées partielles.

Dans ces logiciels, les équations différentielles sont exprimées dans des petits volumes permettant leur expression sous forme de différences simples et transformant le problème continu en un problème comportant un nombre fini d'équations et d'inconnues pouvant se résoudre avec des techniques d'algèbre linéaire. On comprend intuitivement que plus le volume de discrétisation sera petit plus le modèle discret approchera le modèle continu.

Sa particularité est de disposer d'une base de données d'équations permettant de modéliser différents phénomènes physiques tels que : l'électrostatique, la thermique, l'écoulement des fluides ou encore la déformation des matériaux. En effet, cet outil de simulation permet de traiter de nombreux problèmes couplés grâce à sa banque intégrée d'équations physiques très variées (électrothermique, thermo-fluidique ...) décrits par les équations aux dérivées partielles.

Le logiciel **ComsolMultiphysics®** possède un environnement de programmation (**Comsol script**) dans lequel il est possible de modifier le maillage et les équations du problème. Ce logiciel possède de nombreux systèmes de résolution dits « **Solveurs** », pouvant être linéaires ou non, paramétriques ou encore dépendants du temps. En effet, les différentes étapes proposées par cet outil sont :

1. **La construction de la géométrie** : la première étape est la création d'une géométrie 2D ou 3D.
2. **Définition de la physique** : choix du modèle, puis définition des constantes et des expressions.
3. **Définition des propriétés des matériaux** : une bibliothèque de matériaux est à disposition dans **ComsolMultiphysics®**. De plus, il est possible d'introduire d'autres propriétés des matériaux qui ne figurent pas dans cette bibliothèque.
4. **Application des conditions aux frontières** : on impose des conditions sur certaines frontières (selon le cas voulu).
5. **Maillage de la structure** : le maillage des domaines peut être adapté à la structure. Il est possible de le raffiner globalement ou de manière sélective.

- 6. Exploitation des résultats Post-traitement :** Lorsque le programme converge vers une solution, il bascule automatiquement vers la fenêtre de Post-processing (**poste traitement**) qui permet d'analyser et d'afficher les résultats.

IV.2.Introduction :

La Magnétostriction est la déformation qui se produit spontanément dans les matériaux ferromagnétiques lorsqu'un champ magnétique externe est appliqué.

Dans des applications largement définies pour l'actionnement, le matériau magnétostrictif Terfenol-D possède des temps de réponse intrinsèques rapides tout en fournissant des déplacements faibles et précises et un rendement énergétique élevé, qui sont quelques-uns des paramètres essentiels requis pour un contrôle rapide des soupapes d'injection de carburant pour réduire les émissions du moteur et diminuer la consommation de carburant par rapport au système traditionnel d'injection de solénoïde.

Un ensemble prototype d'injecteur de carburant CNG a été conçu, qui comprenait principalement le matériau magnétostrictif Terfenol-D en tant que matériau d'actionnement, 1020 Acier ayant des propriétés magnétiques douces en tant que matériau du boîtier de l'injecteur, matériau de la bobine et acier inoxydable 316 ayant des propriétés non magnétiques. Comme matériau de plongeur.

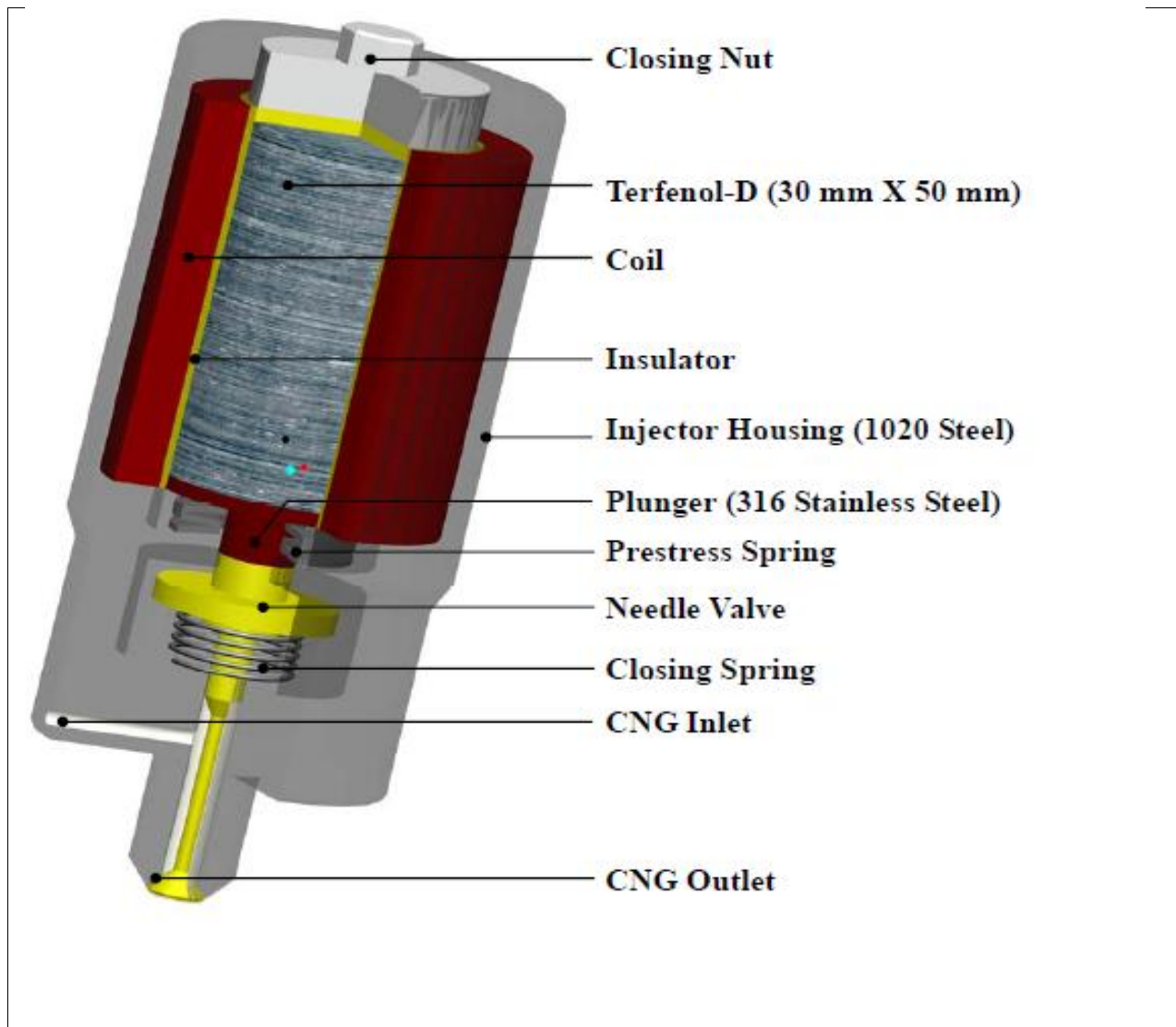
Une géométrie en coupe 2D comprenant le boîtier de l'injecteur, la bobine, l'arbre Terfenol-D et le plongeur a été modélisée par la Méthode d'élément fini, pour avoir la simulation magnétique axisymétrique 2D.

Les simulations magnétiques **ComsolMultiphysics®** ont été effectuées afin de déterminer les paramètres du circuit de la bobine et la force du champ magnétique pour obtenir la contrainte magnétostrictive requise et par conséquent l'élévation à l'aiguille de l'injecteur.

Les simulations magnétiques ont été réalisées pour quatre différentes épaisseurs de bobines d'injecteur afin d'évaluer la relation entre épaisseurs contre la souche obtenue ou l'élévateur d'injecteur.

IV.3.Définition du model :

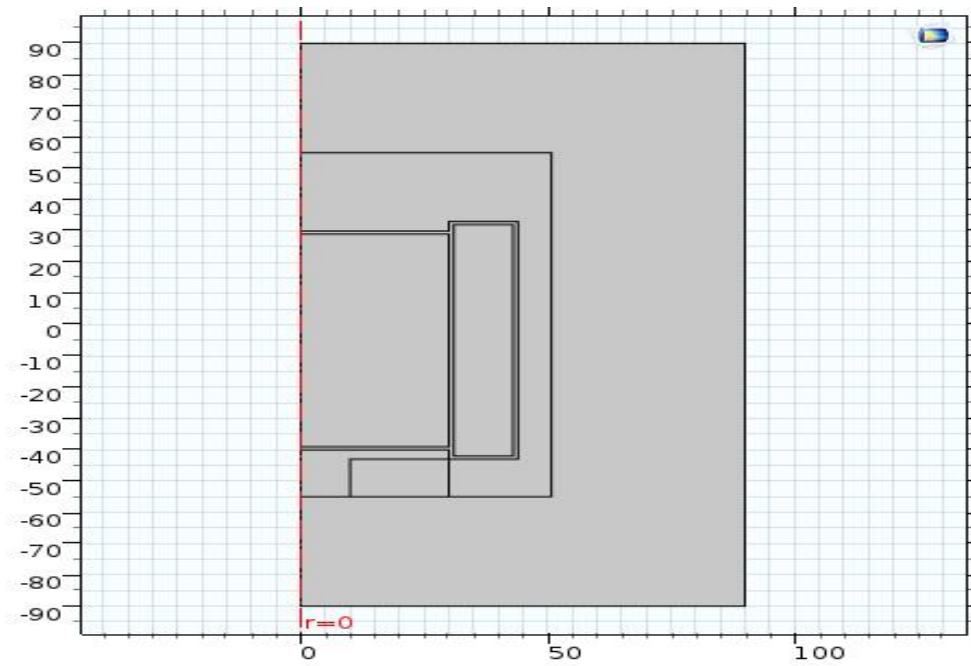
Le transducteur a un acier d'encastrement qui se referme tout en tour de bobinage. Un matériau magnétostrictif est placé dans le centre qui joue le rôle d'une servocommande quand un champ magnétique est produit par le passage du courant électrique à travers la bobine d'excitation. La figure IV.1 illustre le dispositif d'étude relatif à application.



La figure IV.1: Composants d'injecteur pour simulation Comsol

Le domaine d'étude et les Caractéristiques géométriques du dispositif d'étude.

a)Caractéristiques physiques et géométriques :



FigureIV.2 : domaine d'étude 2D axisymérique

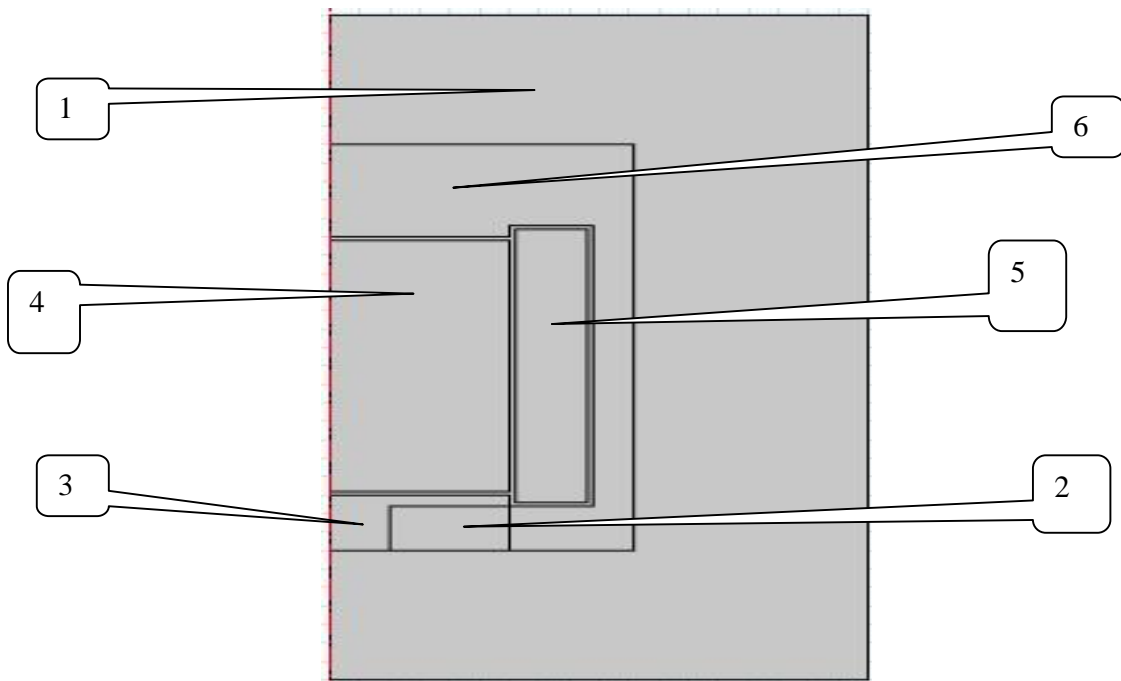


Figure IV.3: Caractéristiques géométriques du dispositif d'étude.

Application et résultats

Les caractéristiques physiques des différentes régions (milieux) sont comme suit :

- **L'air (régions 1-2) :**

- Conductivité électrique : $\sigma_{air} = 0 [\Omega m]^{-1}$
- Perméabilité magnétique : $\mu_{air} = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} [H/m]$
- perméabilité relative = 1
- permittivité relative = 1

- **Le cuivre (région 5) :**

- Conductivité électrique : $\sigma_{cuivre} = 5.9 \cdot 10^7 [\Omega m]^{-1}$

- **1020 steel (régions 3) :**

- Conductivité électrique : $\sigma_{régions\ 3-6} = 0 [\Omega m]^{-1}$
- Permittivité relative = 760

- **316 steel (régions 6) :**

- Conductivité électrique : $\sigma_{régions\ 3-6} = 0 [\Omega m]^{-1}$
- Permittivité relative = 760

- **La tige magnétostrictive (région 4) :**

- Conductivité électrique : $\sigma_{Terfenol-D} = 9 [\Omega m]^{-1}$
- Perméabilité magnétique : $\mu_{Terfenol-D} = \mu_r \mu_0 = 15 * 4\pi \cdot 10^{-7} [H/m]$
- Module de Young : $69 \cdot 10^9$
- La densité : 8000 kg/m^3
- Rapport du poisson : 0.30

- **Calcul de non linéarité magnétostriction :**

La composante de magnétostriction selon une direction quelconque peut être calculée en tant que fonction non-linéaire de l'aimantation en utilisant cette équation :

$$\lambda_i = \frac{3}{2} \lambda_s \alpha_i^2 - \frac{1}{3} = \frac{3}{2} \lambda_s \frac{M_i^2}{M_s^2} - \frac{1}{3} \quad \text{Comsol (IV.1)}$$

- La magnétostriction (λ_i) dans la direction **i** dépend de la constante de magnétostriction (λ_s) et la direction d'aimantation **cosinus** (α_i). Le **cosinus** directeur est le rapport entre l'aimantation le long de la direction désirée (**M_i**) et l'aimantation à saturation (**M_s**) du matériau.
- Le (-1/3) indique que les moments magnétiques sont orientés d'une façon aléatoire dans le matériau, en l'absence de tout champ magnétique. Dans ce chapitre, le (-1/3) est

négligé en raison de l'hypothèse que le matériau est suffisamment précontraint de telle sorte que les moments magnétiques sont perpendiculaires à la direction d'aimantation, au début du processus d'aimantation. (Le matériel dans un état précontraint donnerait une magnétostriction maximale).

IV.4.Résultats :

1. Pour une variation de la bobine :

- **Etude 1 :**

- ✓ La densité de courant externe appliquée sur la bobine est constante pour tous les développements $J_{ext}=10^6$ (A / m²).
- ✓ Pour cette excitation on a courbe d'aimantation B(H)

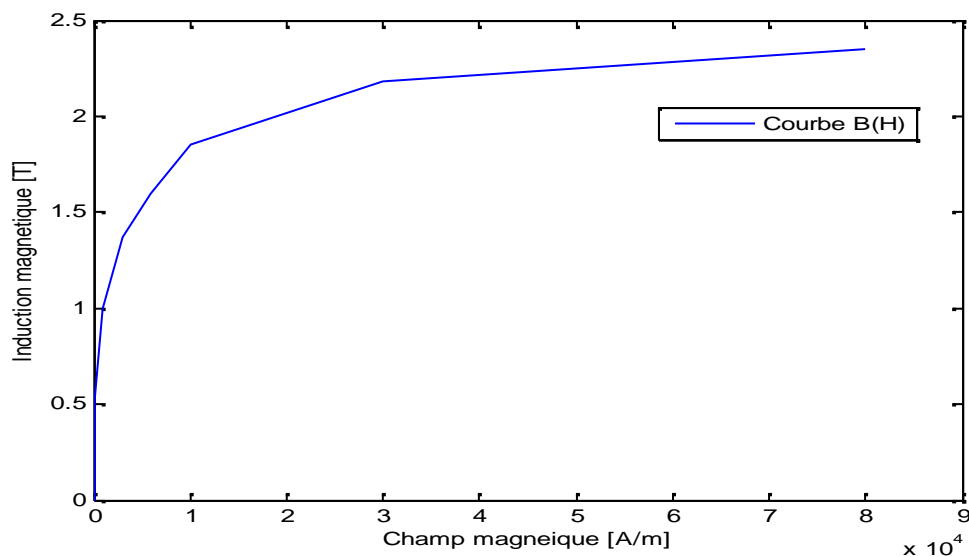


Figure IV.4 Courbe d'aimantation

➤ **Une bobine a 2mm:**

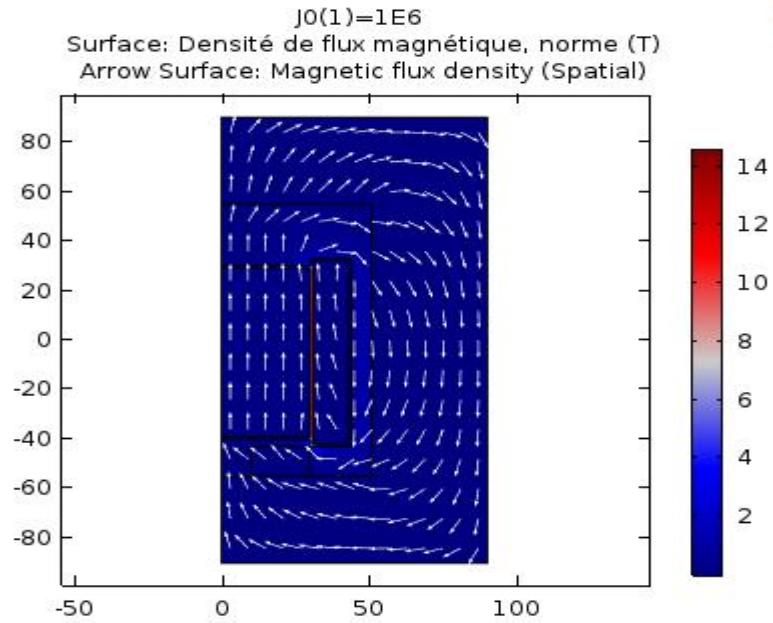


Figure IV.5.a: la densité de flux magnétique sur le matériau magnétostrictif.

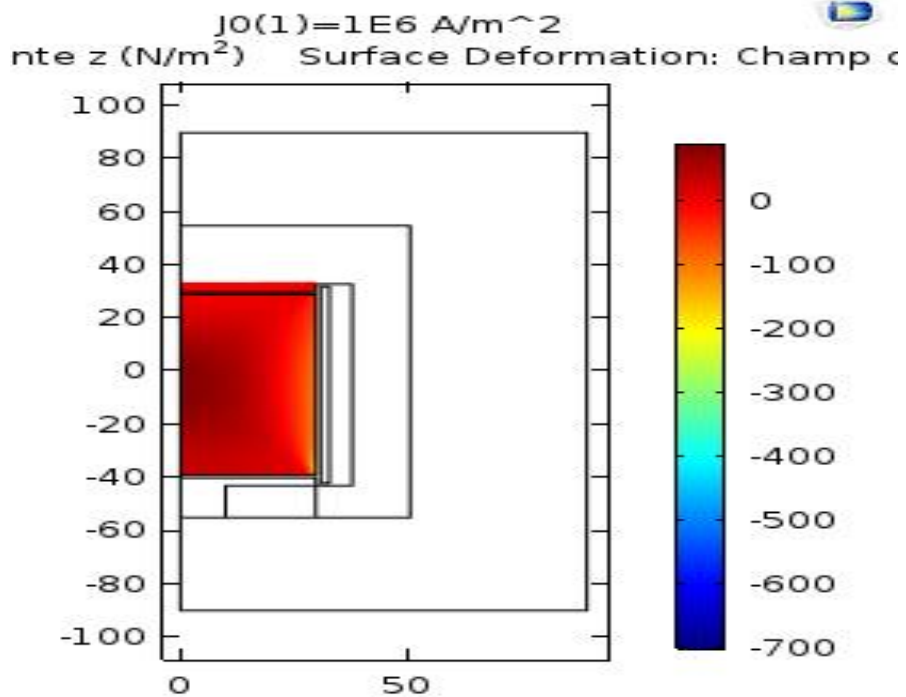


Figure IV.6.a: la contrainte mécanique de matériau magnétostrictif.

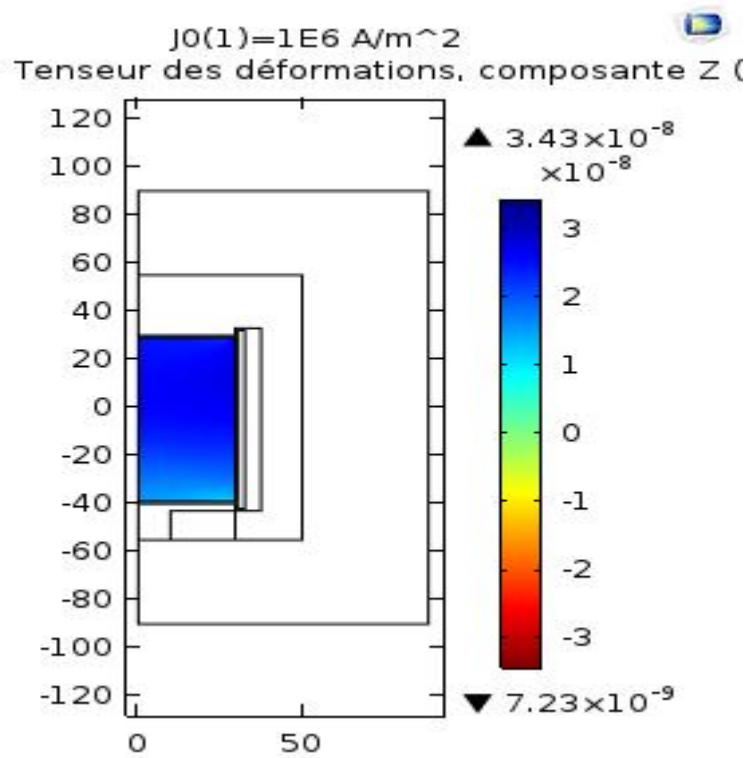
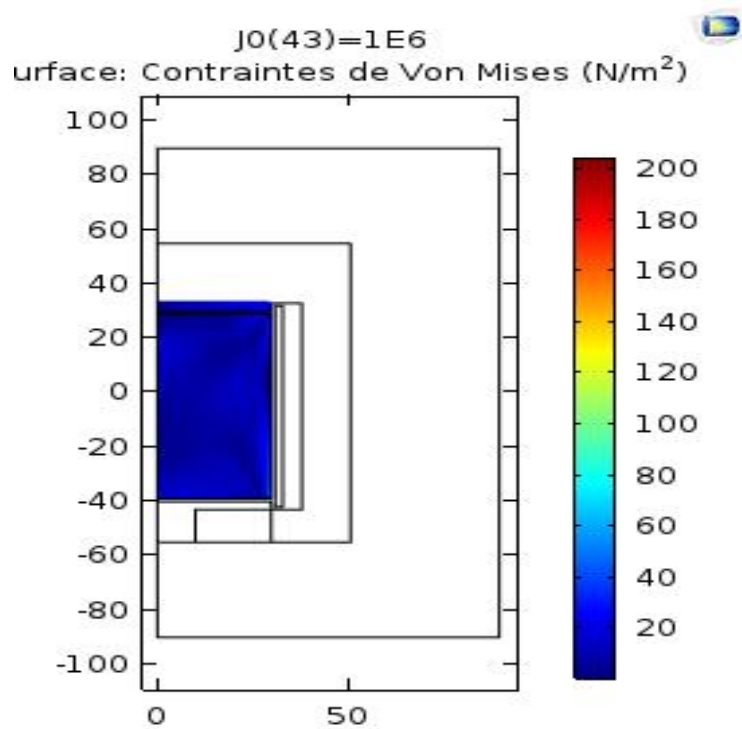


Figure IV.7.a: déformation magnétostrictive

La Figure IV.7.a : montre que l'élément dominant de la déformation due a la magnétostriction est assez uniforme dans la matière, souf au deux extrémités de la tige.



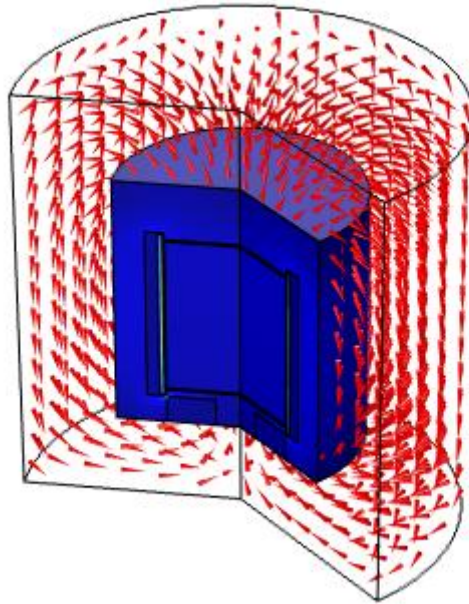


Figure IV.8.a : densité de flux magnétique en 3D

La figure IV.8.a : Montre l'induction magnétique dans la région intérieure du transducteur ; y compris le noyau magnétostriction

➤ **Pour une bobine de 3mm :**

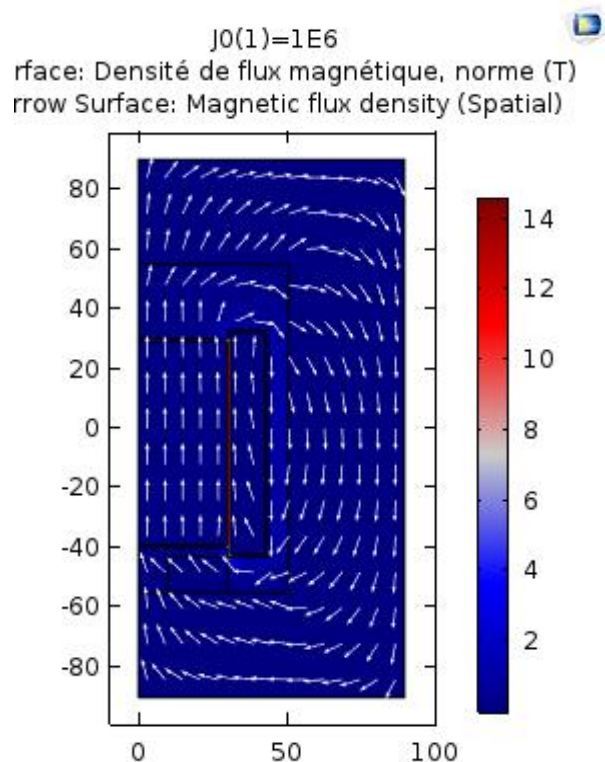


Figure IV.9.b: l'induction magnétique sur le matériau magnétostrictif.

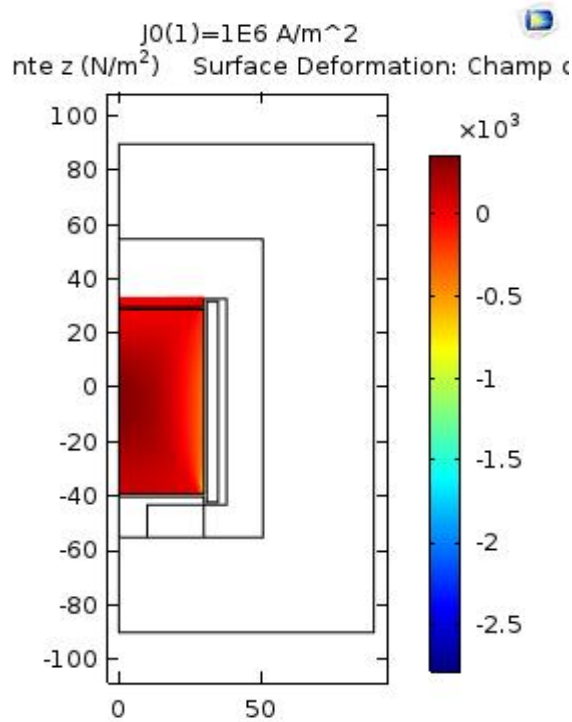


Figure IV.10.b: la contrainte mécanique suivant l'axe Z

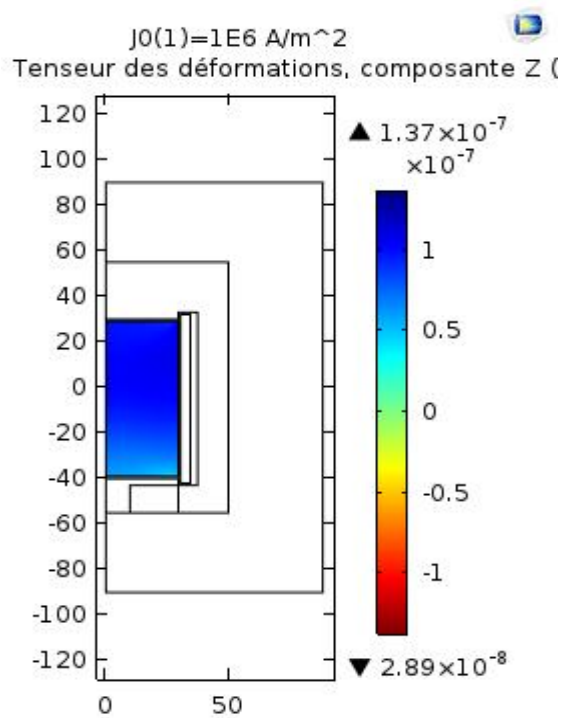


Figure IV.11.b: déformation de matériau magnétostrictif.

La figure V.11.b: montre que l'élément dominant de la déformation due à la magnétostriction est assez uniforme dans la matière, sauf au deux extrémités de la tige.

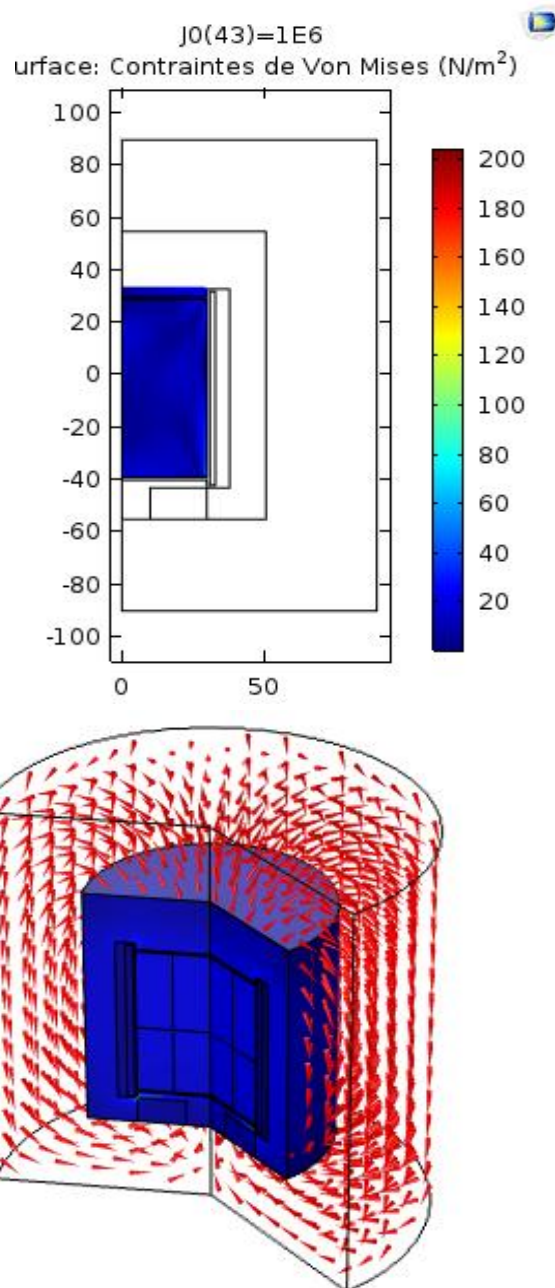


Figure IV.11.b: densité de flux magnétique en 3D

La figure IV.11.b : Montre l'induction magnétique dans la région intérieure du transducteur ; y compris le noyau magnétostriction

➤ Pour une bobine de 4mm :

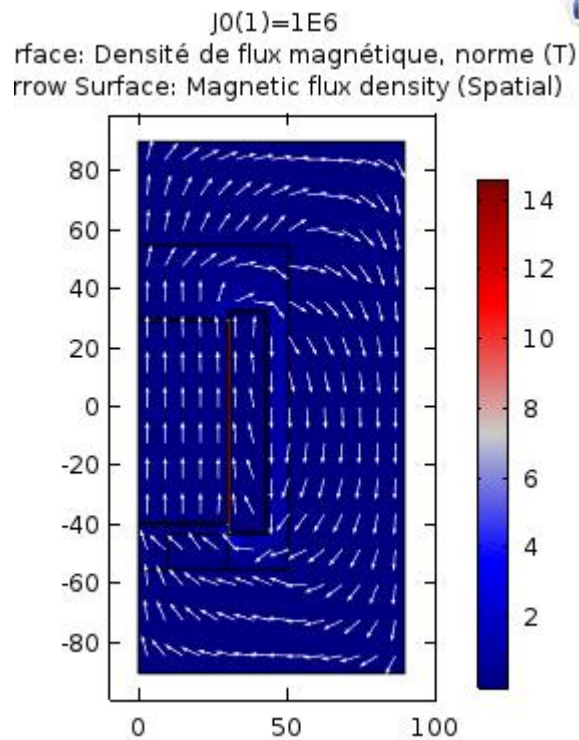


Figure V.12.c: la densité de flux magnétique sur le matériau magnétostrictif.

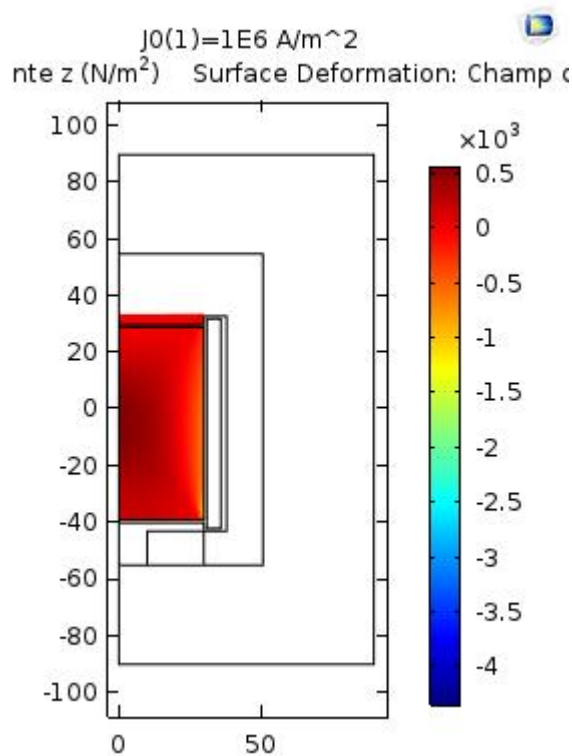


Figure V.13.C : la contrainte mécanique suivant l'axe Z

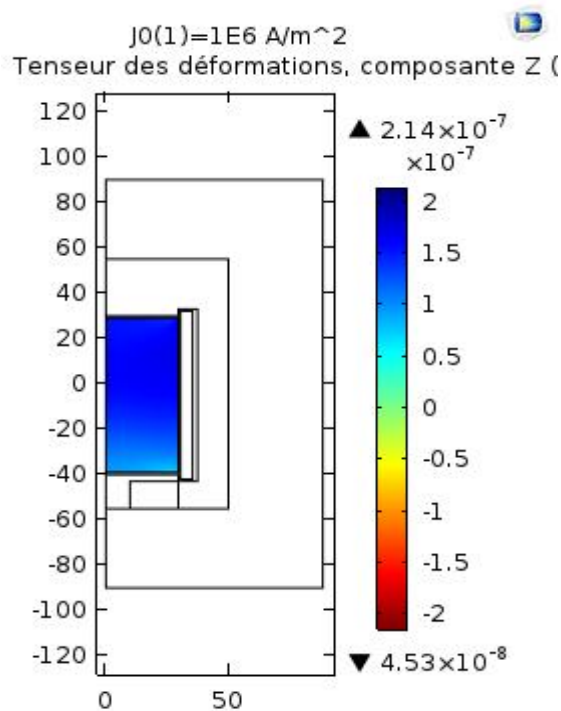


Figure V.14.C: déformation de matériau magnétostrictif.

La figure V.14.C:montre que l'élément dominant de la déformation due a la magnétostriction est assez uniforme dans la matière, souf au deux extrémités de la tige.

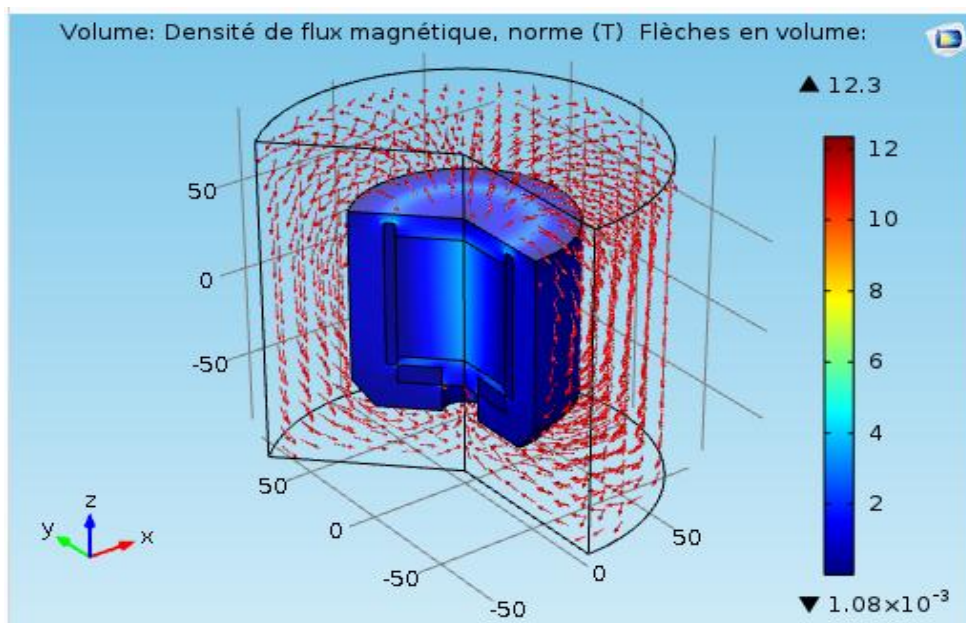


Figure V.15.c : densité de flux magnétique en 3D

La figure IV.15.c : Montre l'induction magnétique dans la région intérieure du transducteur ;y compris le noyau magnétostriction.

➤ Pour une bobine de 5mm :

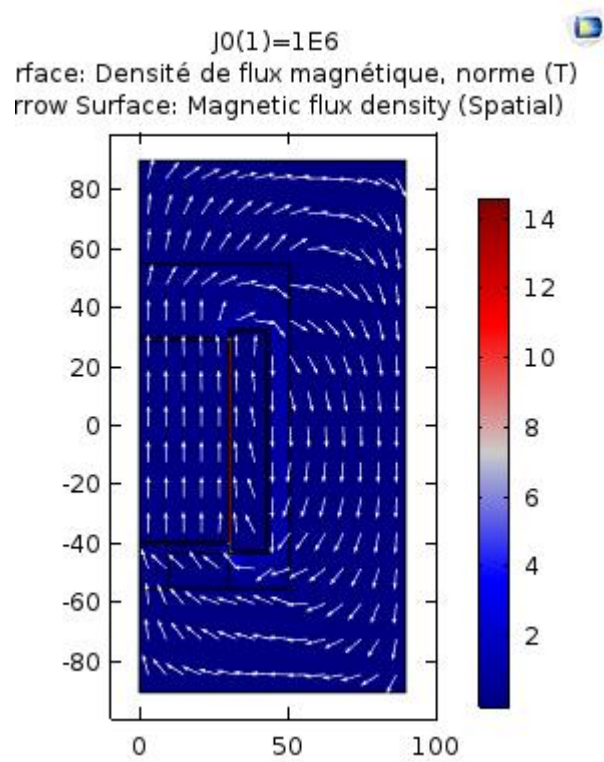


Figure V.16.d: la densité de flux magnétique sur le matériau magnétostrictif.

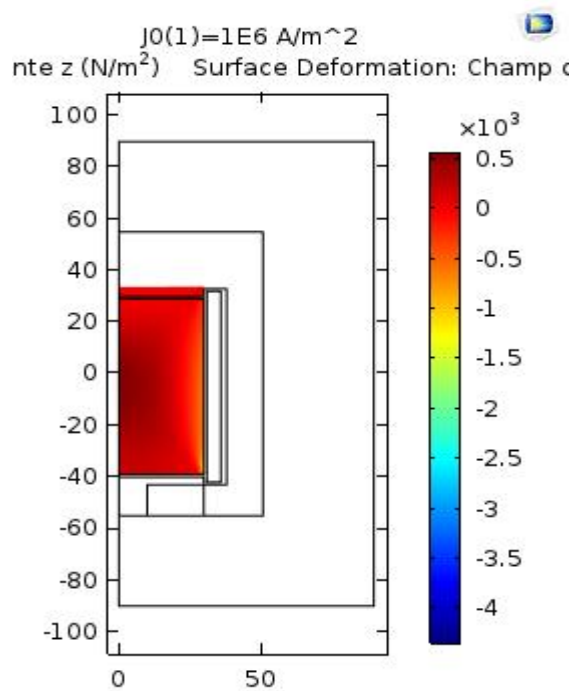


Figure V.17.d: la contrainte mécanique suivant l'axe Z

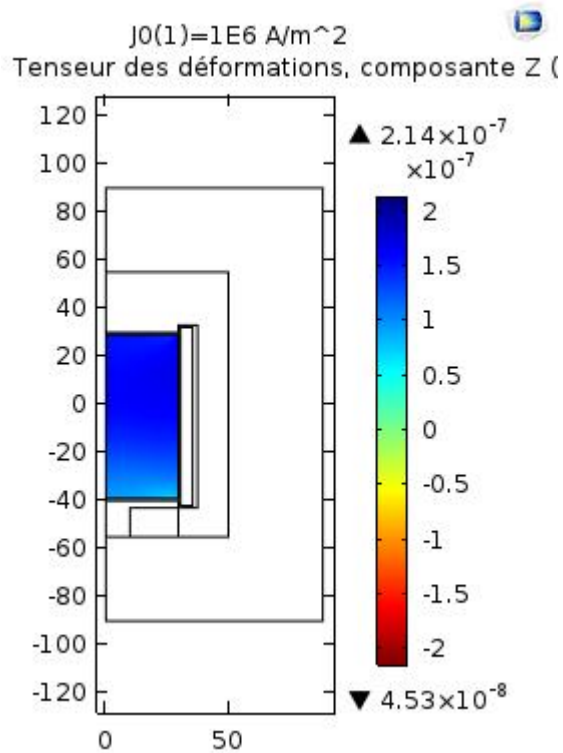
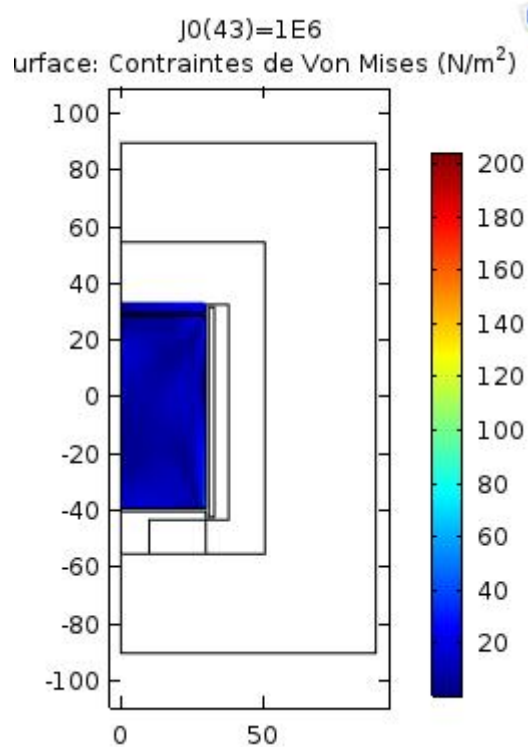


Figure V.18.d: Déformation de matériau magnétostrictif.

La figure V.18.d: montre que l'élément dominant de la déformation due à la magnétostriction est assez uniforme dans la matière, sauf au deux extrémités de la tige.



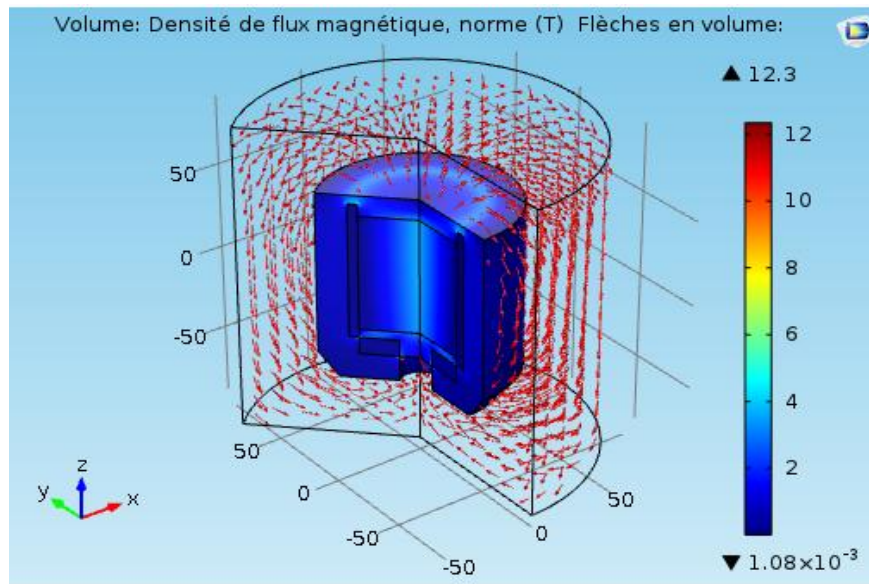


Figure V.19.d: densité de flux magnétique en 3D

La figure IV.19.d : Montre l'induction magnétique dans la région intérieure du transducteur ;y compris le noyau magnétostriction

➤ Etude 2 :

- La densité de courant externe appliquée sur la bobine est constante pour tous les développements J_{ext} de 0 à 10^7 (A / m²).
- Pour la même courbe d'aimantation B(H) que la première étude.

➤ Bobine de 2mm

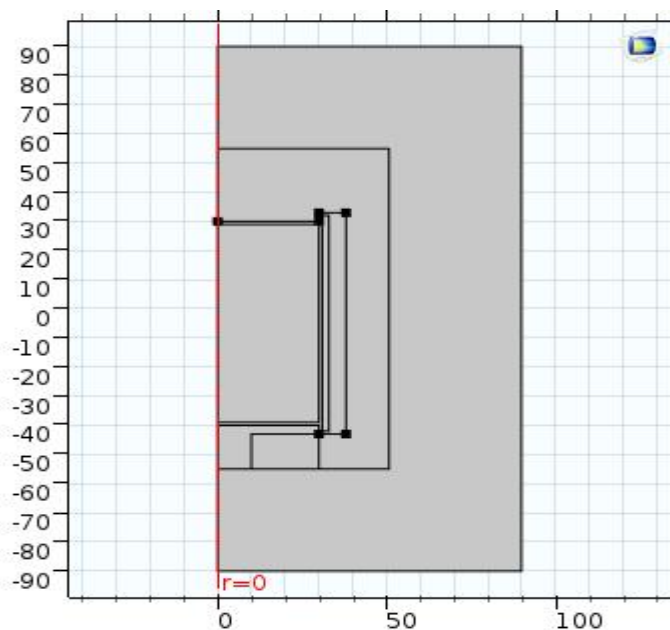


Figure IV.2.1.a: domaine d'étude 2D axisymétrique pour une bobine a 2mm

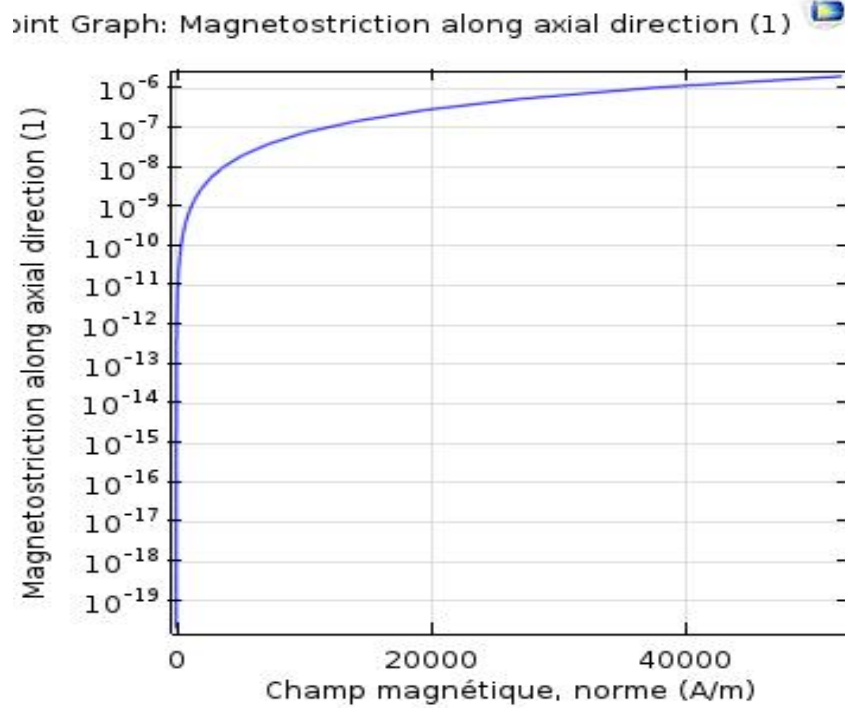


Figure IV.2.2.a: la proportionnalité de champ magnétique et la magnétostriction.

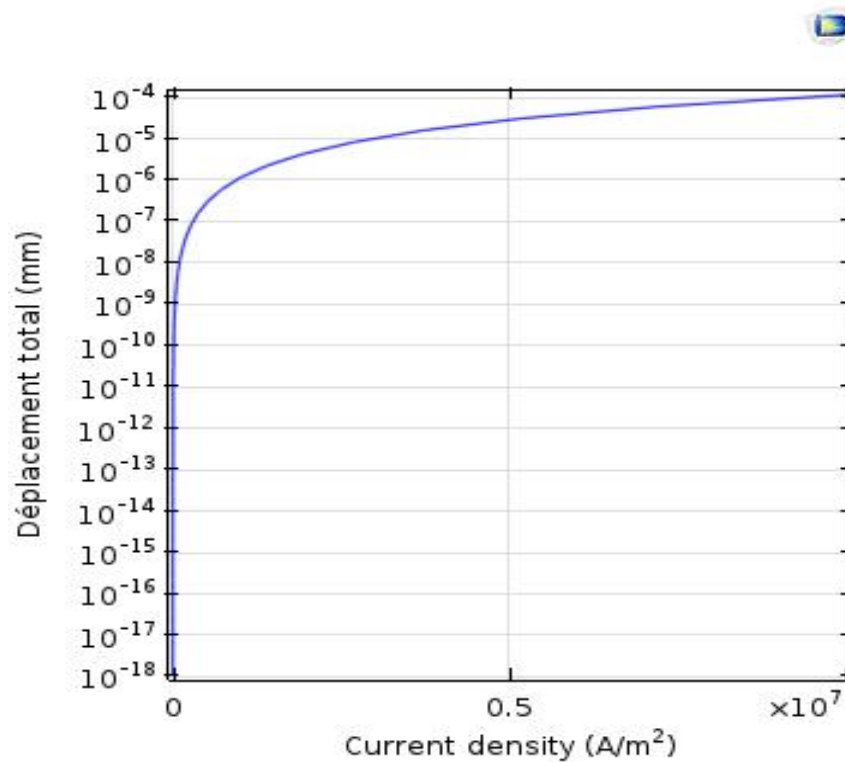


Figure IV.2.3.a : la proportionnalité entre la densité de courant et le déplacement sur l'axe Z.

➤ Pour une bobine de 3mm

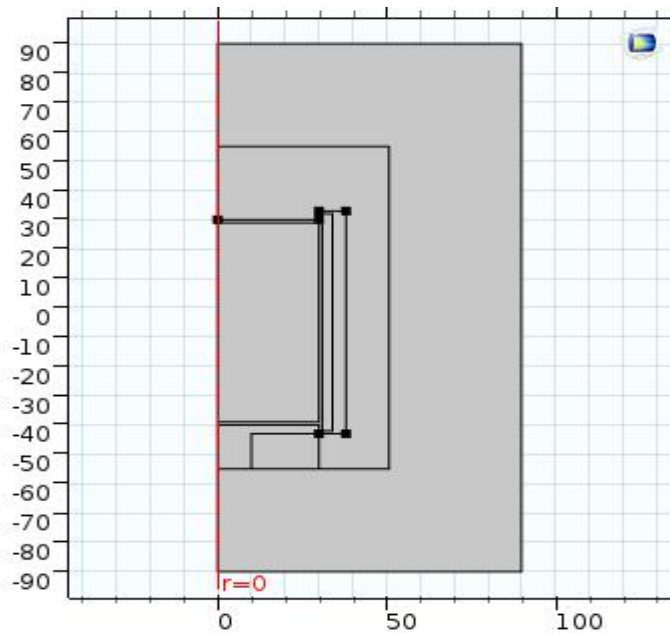


Figure IV.2.4.b: domaine d'étude 2D axisymérique pour une bobine a 3mm

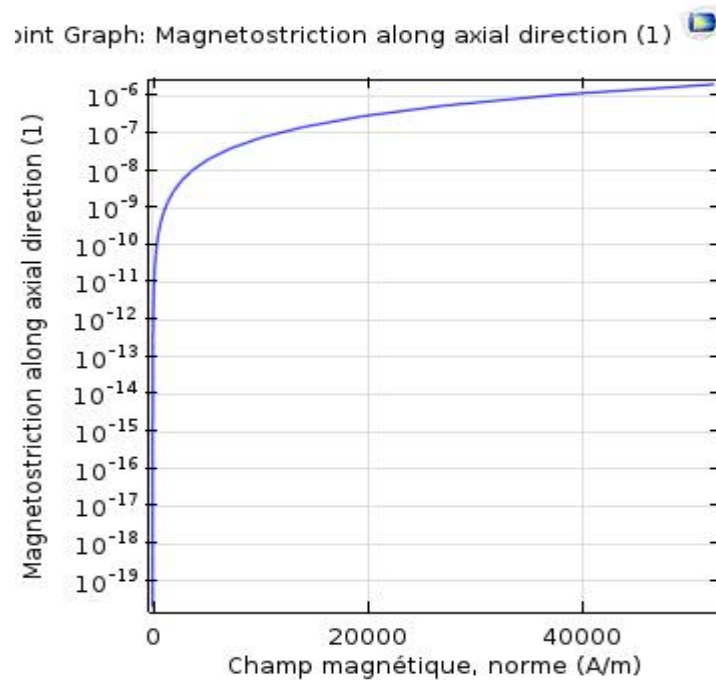


Figure IV.2.5.b: la magnétostriction en fonction du champ magnétique.

La Figure IV.2.5.b:montre lala proportionnalité entre le champ magnétique et la magnétostriction qui se stabilise a partir de 50000(A/m).

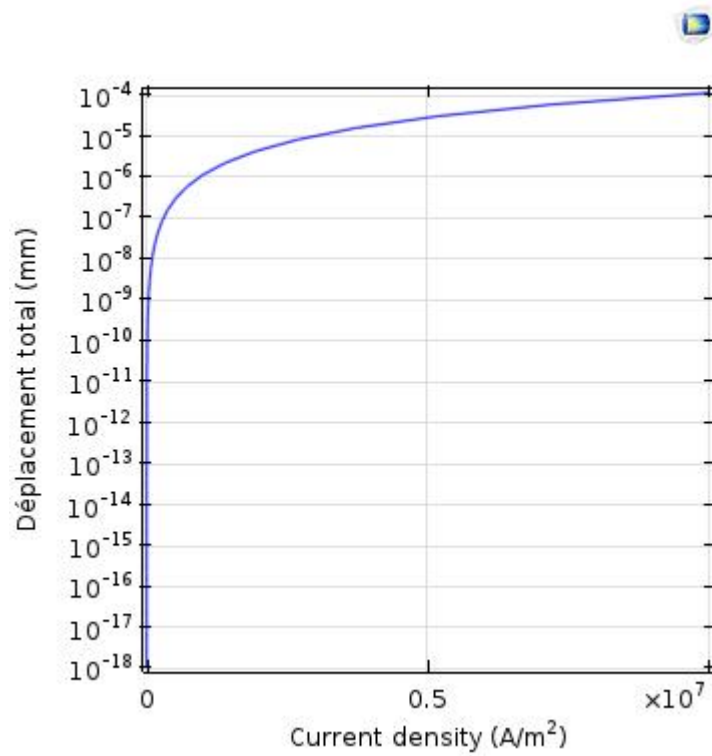


Figure IV.2.6.b: la proportionnalité entre la densité de courant et le déplacement sur l'axe **Z**.

➤ **Pour une bobine de 4mm**

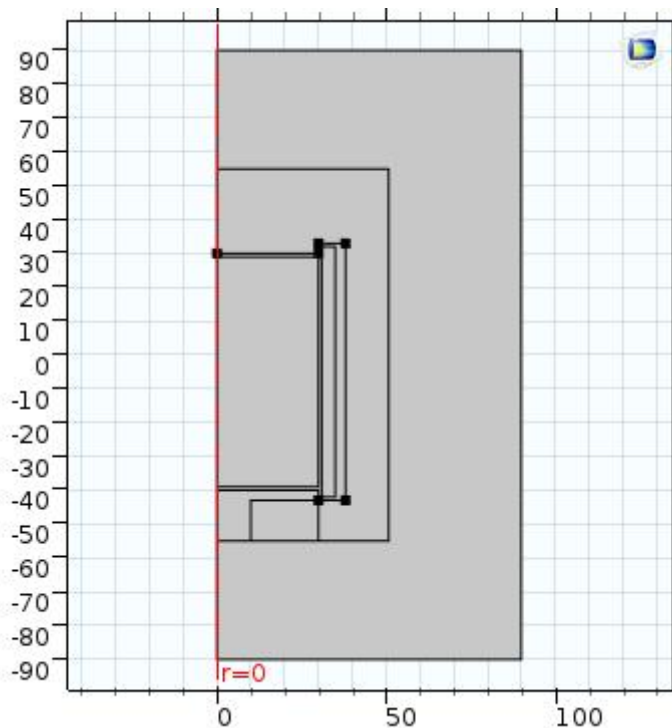


Figure IV.2.7C: domaine d'étude 2D axisymérique pour une bobine a 4mm

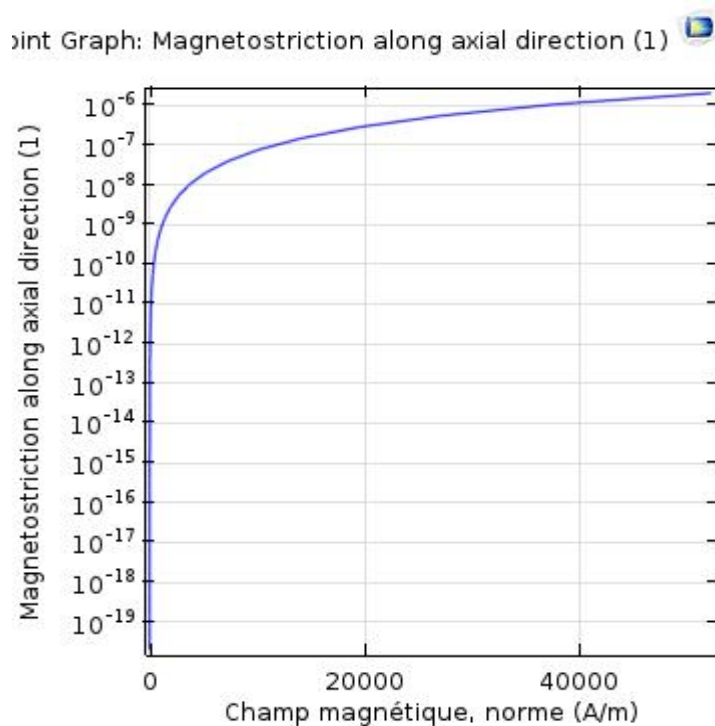


Figure IV.2.8.c: la proportionnalité de champ magnétique et la magnétostriction.

La Figure IV.2.8.c: montre la proportionnalité entre le champ magnétique et la magnétostriction qui se stabilise a partir de 50000(A/m).

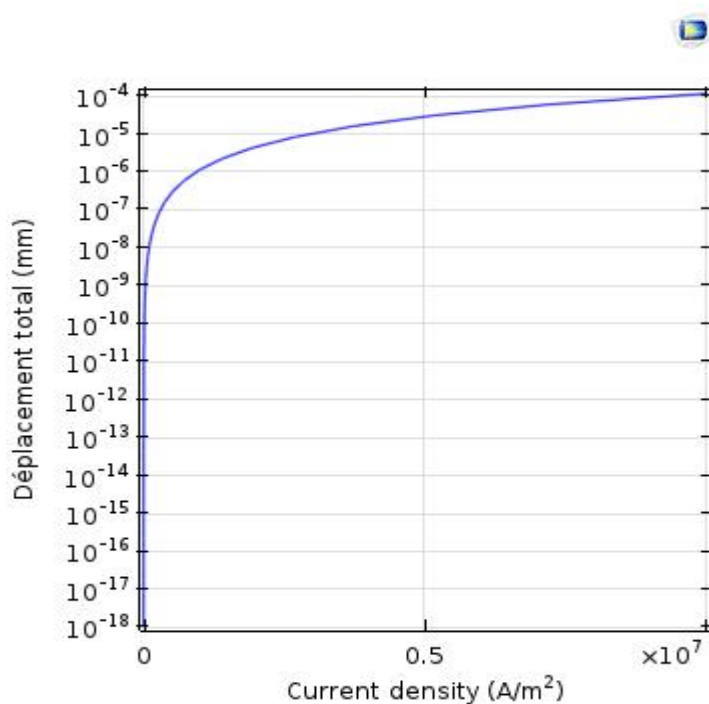


Figure IV.2.9.c : la proportionnalité entre la densité de courant et le déplacement suivant l'axe z.

La Figure IV.2.9.c : montre la proportionnalité entre la densité de courant et le déplacement sur l'axe z.

➤ Pour une bobine de 5mm

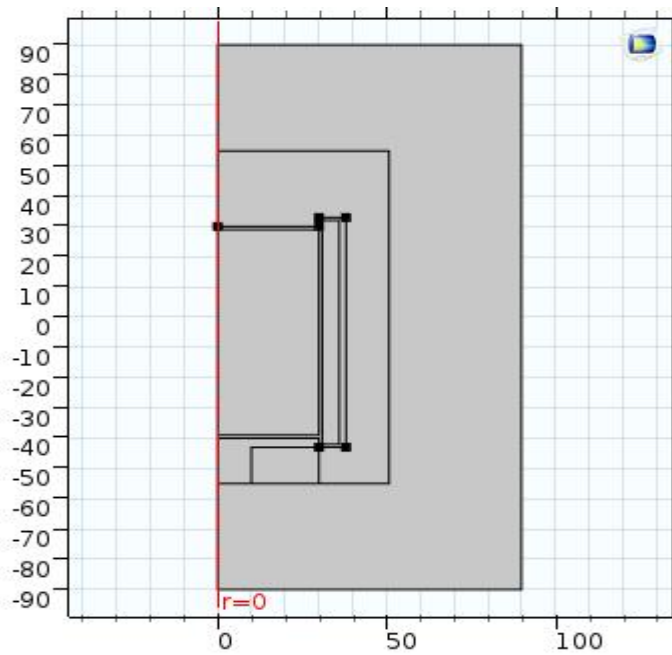


Figure IV.2.10.d: domaine d'étude 2D axisymérique pour une bobine a 5mm

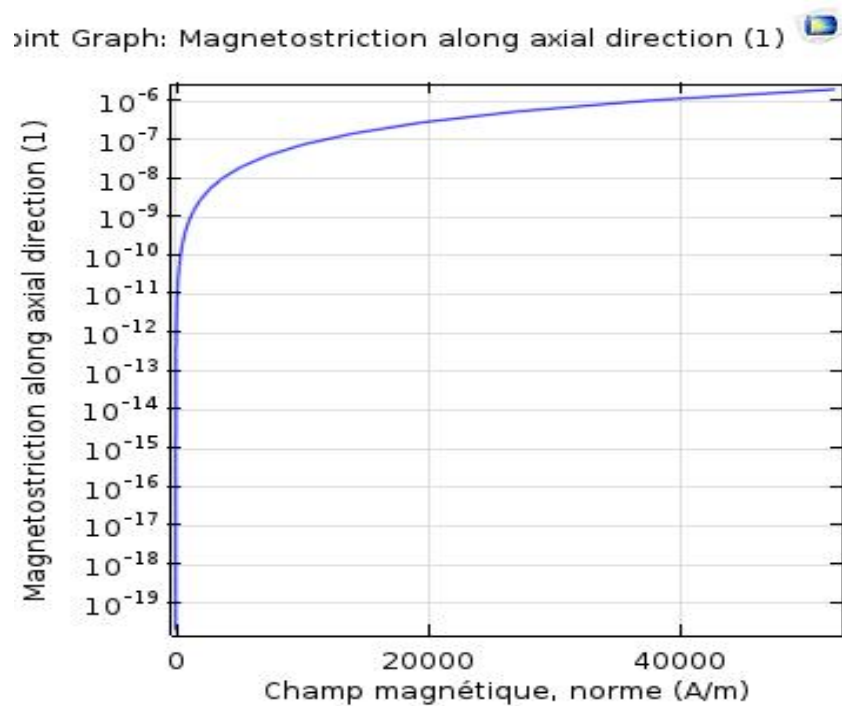


Figure IV.2.11.d: la proportionnalité de champ magnétique et la magnétostriction.

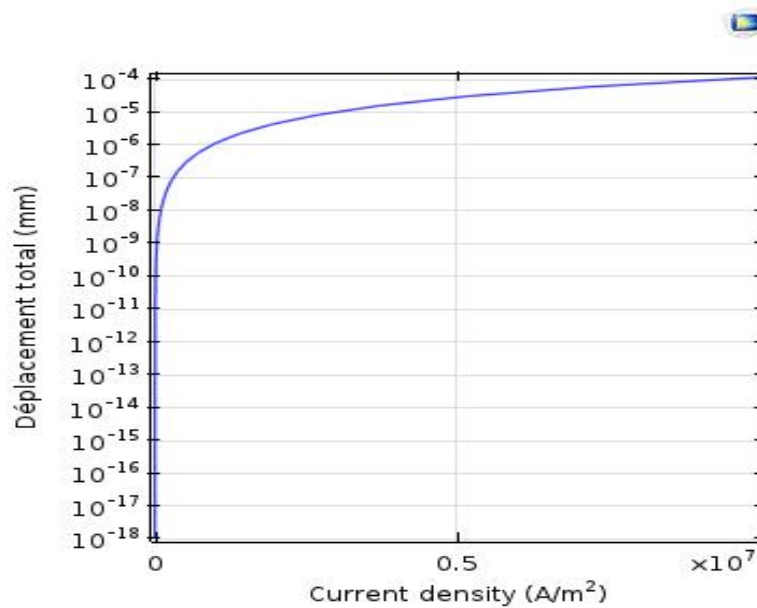


Figure IV.2.12.d : la proportionnalité entre la densité de courant et le déplacement sur l'axe **Z**.

Remarque :

La magnétostriction à saturation en variant l'épaisseur de la bobine est atteinte pour différentes valeurs du champ magnétique. Comme le montrent les figures (figure IV.2.2.a, figure IV.2.5.b, figure IV.2.8.c, figure IV.2.11.d) et sont les mêmes parce que le courant est fixé

La proportionnalité entre la densité de courant et le déplacement sur l'axe **Z** est linéaire et ne varie pas pour les différentes épaisseurs de la bobine (épaisseur de la bobine = 2mm, 3mm, 4mm, et 5mm) (figure IV.2.3.a, figure IV.2.6.b, figure IV.2.9.c, figure IV.2.12.d).

➤ Etude 3 :

- La densité de courant externe appliquée sur la bobine est constante pour tous les développements J_{ext} de 0 à 10^7 (A / m²).
- Pour la même courbe d'aimantation B(H) que la première étude
- On a créé 2 segments dans le matériau magnétostrictifs.

➤ Bobine de 2mm

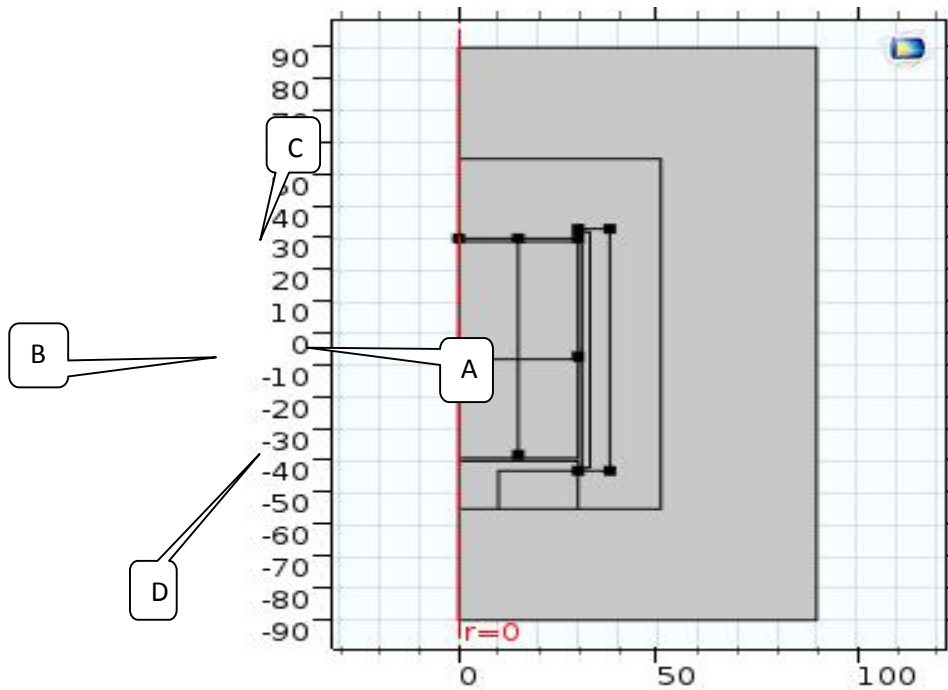


Figure IV.3: Domaine d'étude 2D axisymérique pour une bobine a 2mm



Figure 7a: La proportionnalité du champ magnétique et la magnétostriction.

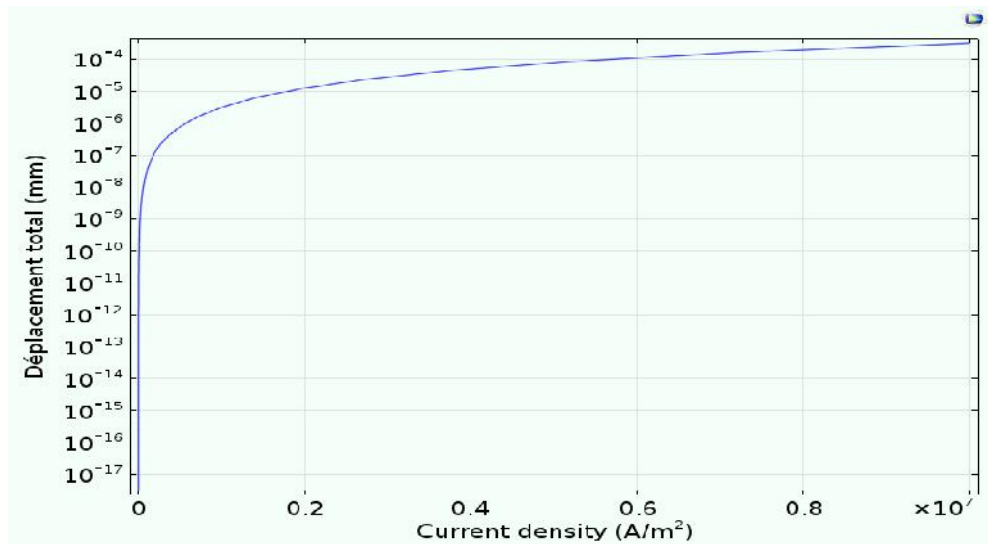


Figure 8a : La proportionnalité entre la densité de courant et le déplacement suivant l'axe **Z**.

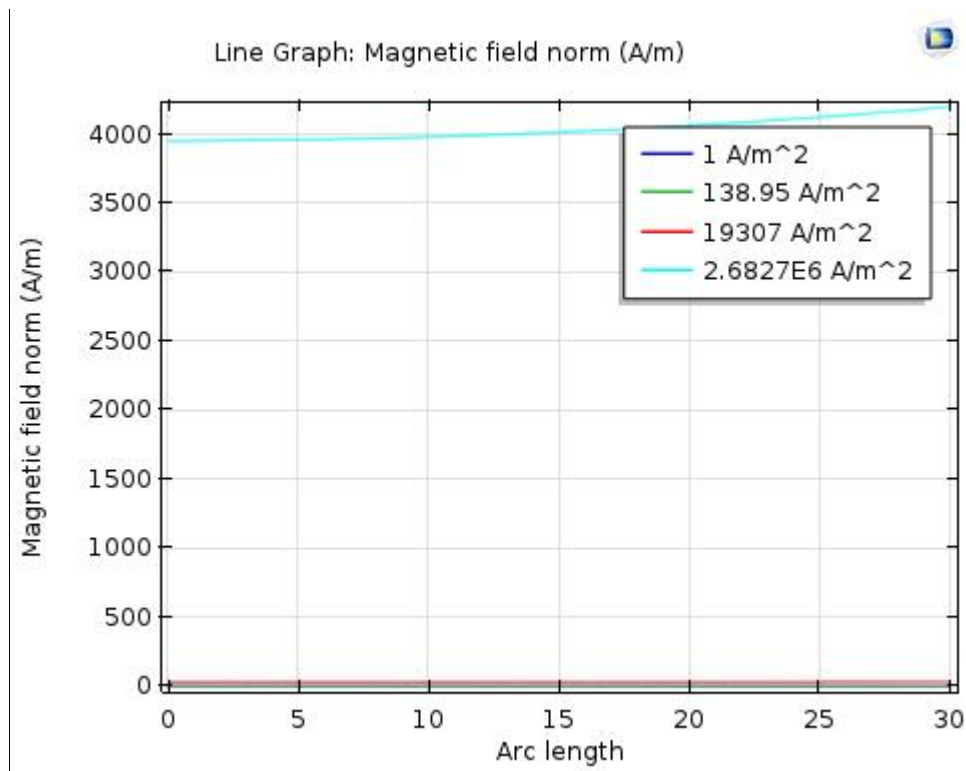


Figure 9.a: le champ magnétique, composante z en fonction de la longueur du segment AB

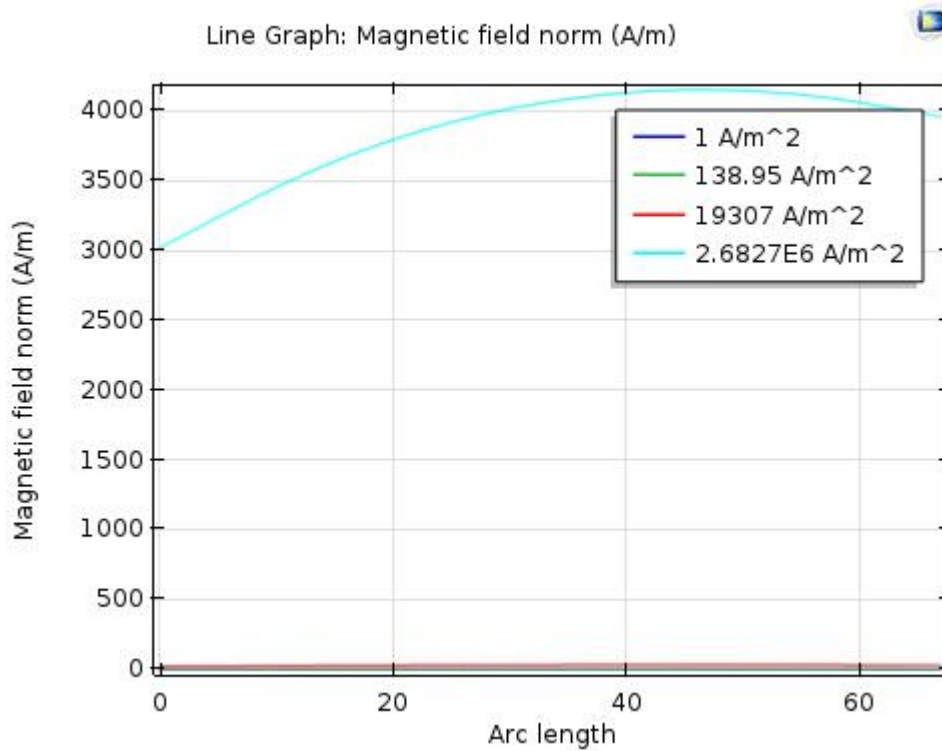


Figure 10.a : champ magnétique, composante r en fonction de la longueur du segment DC

➤ Bobine de 3mm

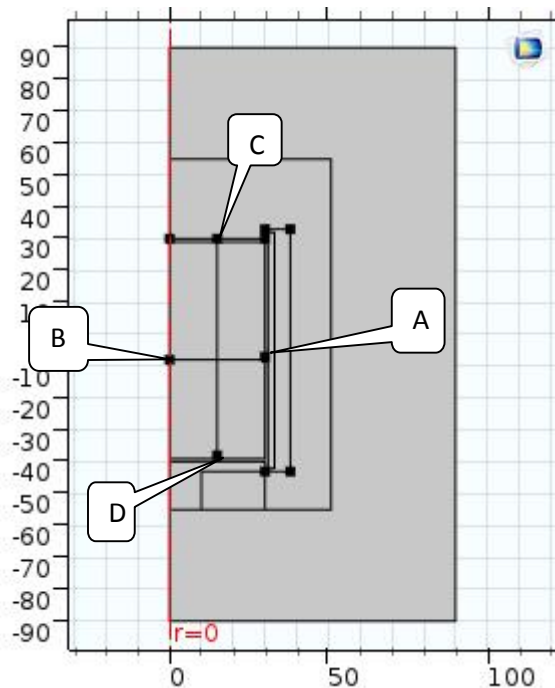


Figure IV.3: domaine d'étude 2D axisymérique pour une bobine a 3mm

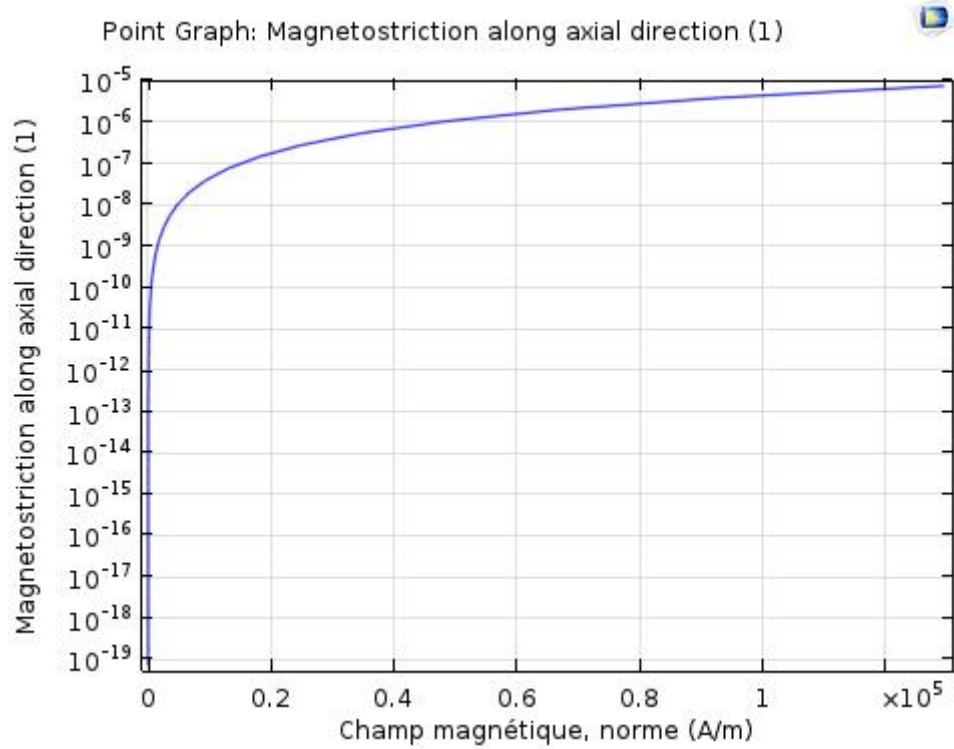


Figure 11.b: la proportionnalité de champ magnétique et la magnétostriction.

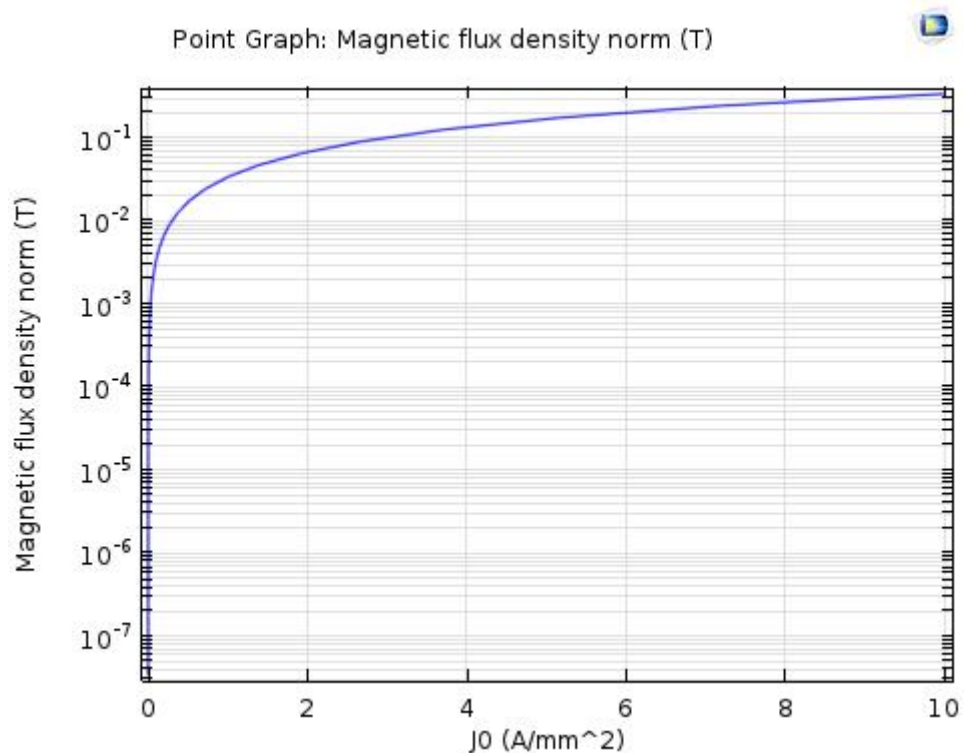


Figure 12.b: la proportionnalité entre la densité de courant et le déplacement sur l'axe **Z**.

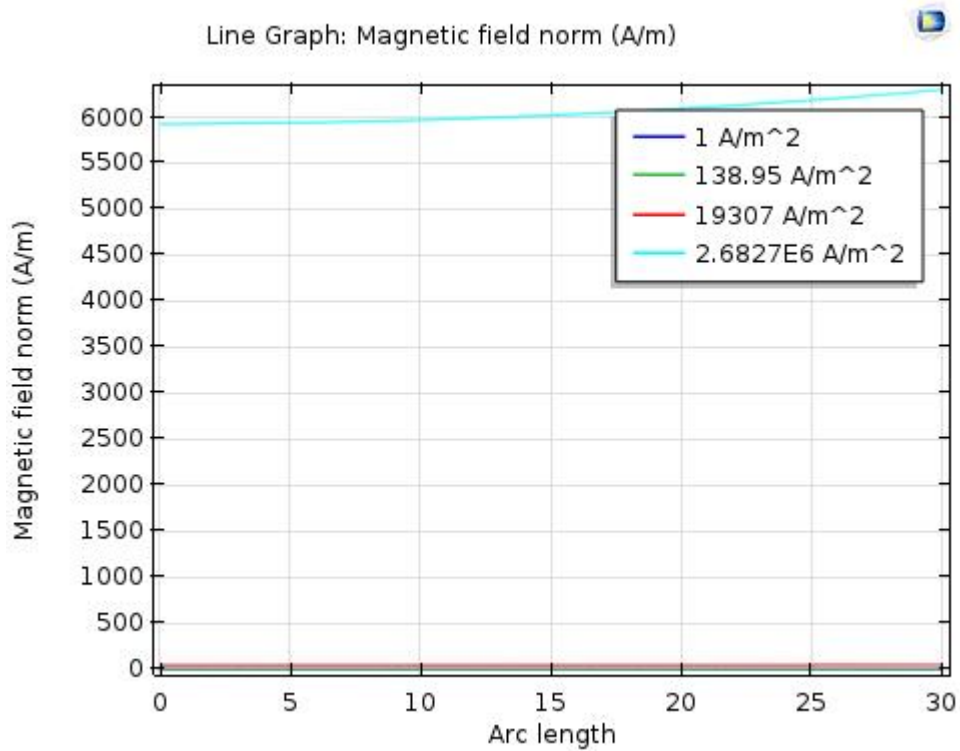


Figure 13.b : le champ magnétique, composante z en fonction de segment (AB)

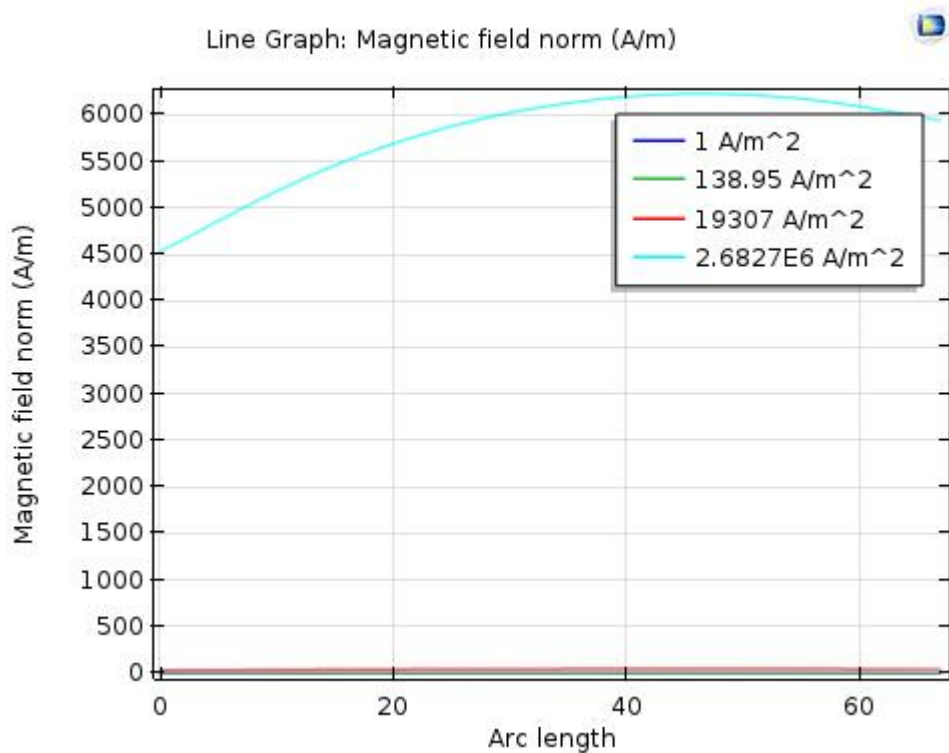


Figure 14.b : le champ magnétique, composante z en fonction de segment (DC)

➤ Bobine de 4mm

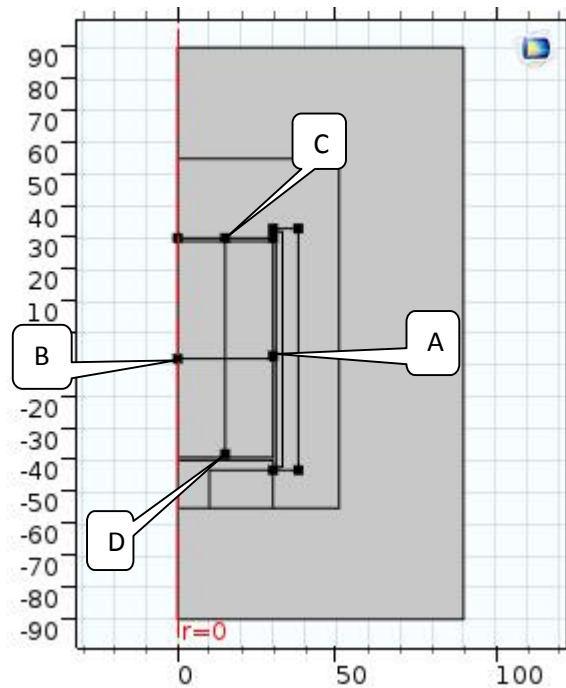


Figure IV.3: domaine d'étude 2D axisymérique pour une bobine a 4mm

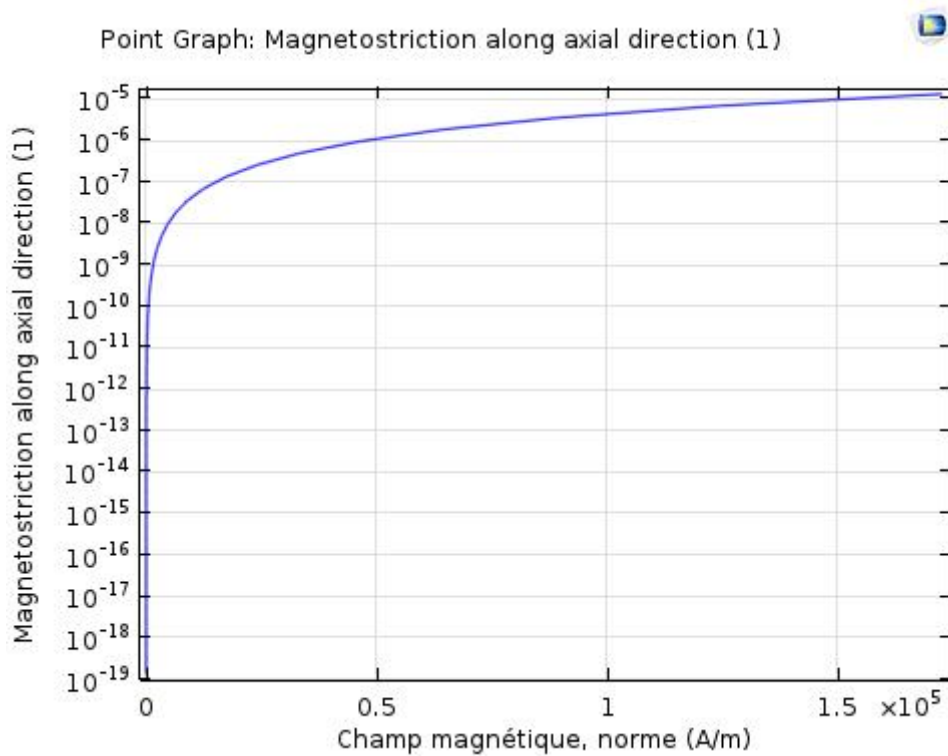


Figure 15.c: la proportionnalité de champ magnétique et la magnétostriction.

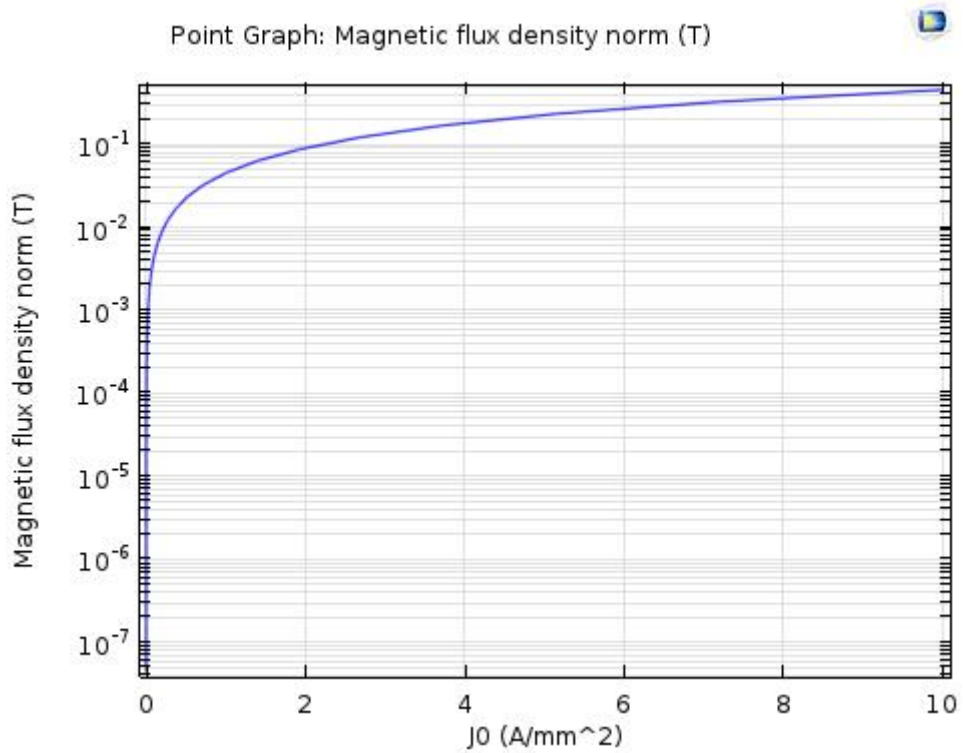


Figure 16.c : la proportionnalité entre la densité de courant et le déplacement sur l'axe Z.

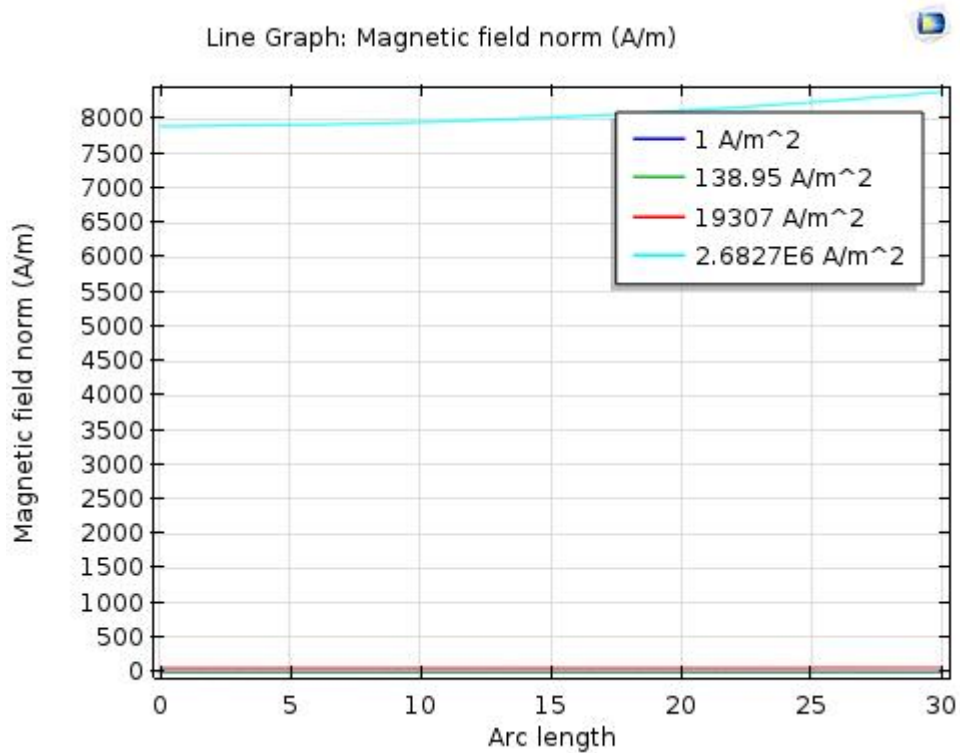


Figure 17.c : le champ magnétique, composante z en fonction de segment (AB)

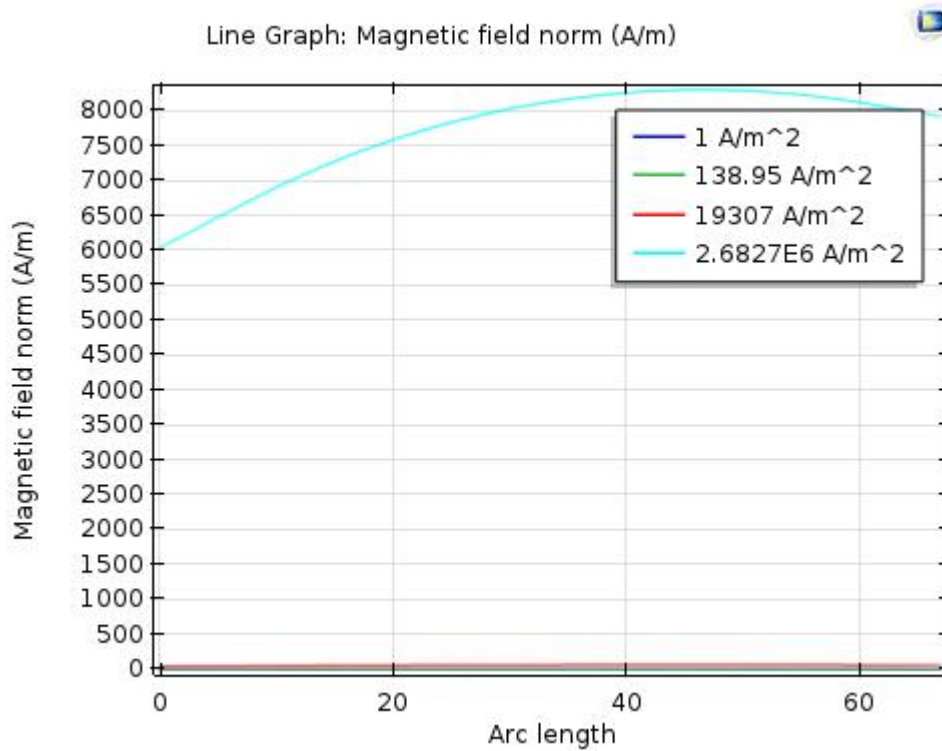


Figure 18.c : Le champ magnétique, composante z en fonction de la longueur (DC)

➤ BOBINE DE 5MM

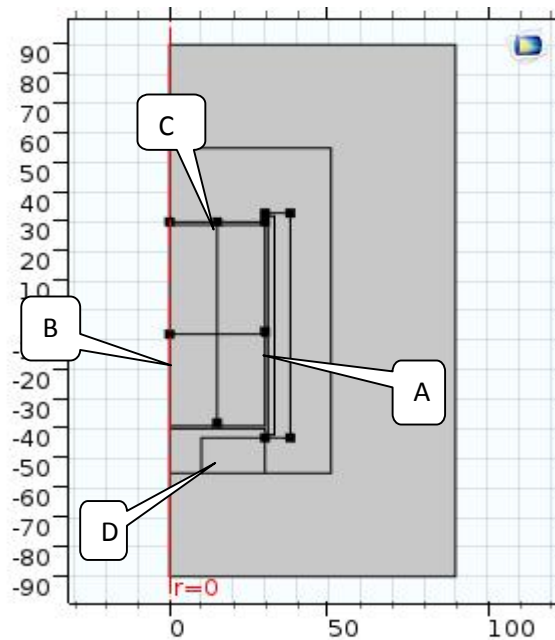


Figure IV.3: domaine d'étude 2D axisymérique pour une bobine de 5mm

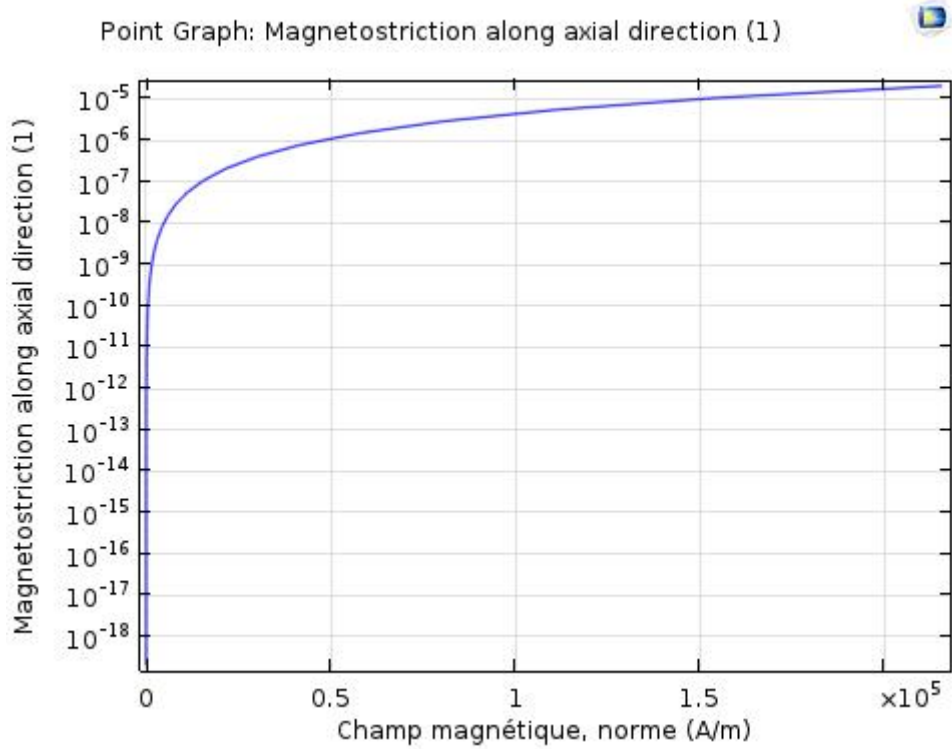


Figure 18.d: la proportionnalité de champ magnétique et la magnétostriction.

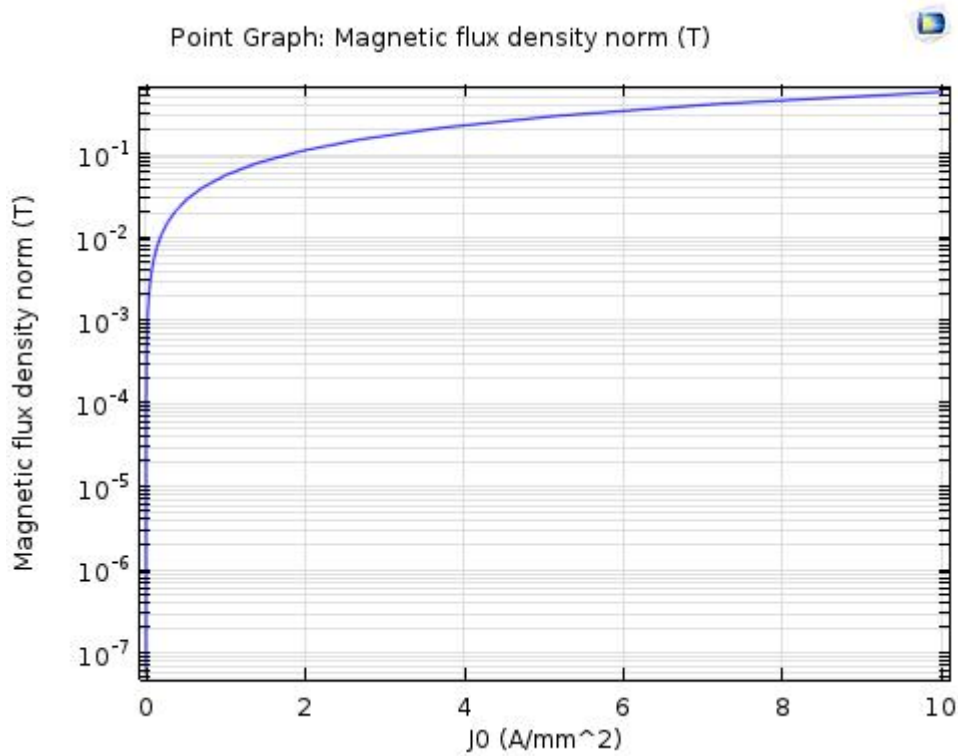


Figure 19.d : la proportionnalité entre la densité de courant et le déplacement sur l'axe **Z**.

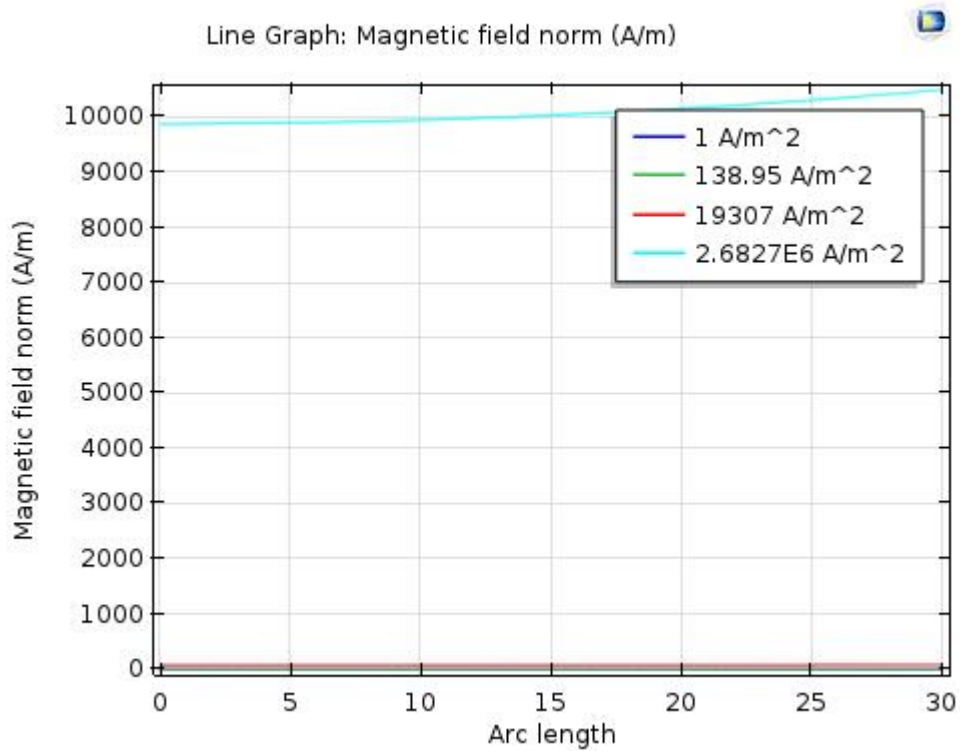


Figure 20.d : Le champ magnétique, composante z en fonction de segment (AB)

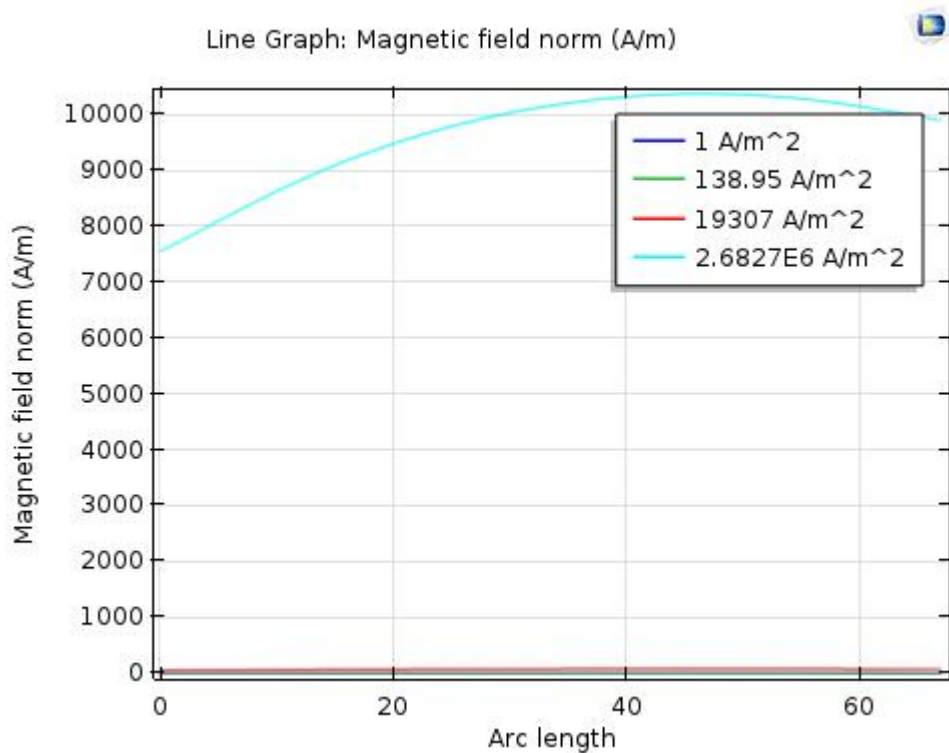


Figure 21.c : Champ magnétique, composante z suivant le segment (DC)

Remarque :

La magnétostriction à saturation en variant l'épaisseur de la bobine est atteinte pour différentes valeurs du champ magnétique. Comme le montrent les figures (Figure 7a ; Figure 11.b ; Figure 15.c ; Figure 18.d)

La proportionnalité entre Le champ magnétique, composant z (A/m) en fonction les deux segments (AB) et (DC)

Pour les différentes épaisseurs de la bobine (épaisseur de la bobine = 2mm, 3mm, 4mm, et 5mm), (Figure 9.a. Figure 13.b .Figure 17.c.Figure 20.d) pour le segment (AB) et (Figure 10.a .Figure 14.b .Figure 18.c .Figure 21.c). Pour le segment (DC)

La Valeur du champ magnétique assurant la saturation est plus grande dans le segment (DC) que celle le segment (AB) pour les différentes bobines

Conclusion :

Le travail réalisé, nous permet de conclure que les déformations ont deux origines possibles: l'action d'un changement géométriques, d'une part, et les propriétés des matériaux électromagnétiques et les paramètres d'excitation d'autre part.

Dans ce chapitre, on a vu l'augmentation d'épaisseur de la bobine sur la déformation du matériau magnétostriction et les paramètres récupérés sur ce dernier.



Conclusion Générale

Conclusion générale

Conclusion générale :

Nous nous sommes intéressés, au cours de ce travail, à l'étude et au développement de modèles mathématiques et numériques des systèmes micro-électromécaniques. Le microsystème considéré dans cette étude constitue d'un transducteur magnétostrictif, les deux derniers sont généralement utilisés dans les sonars, les appareils acoustiques, de vibrations actives, pour cette étude on a choisi les systèmes de contrôle de position et d'injection de carburant.

La modélisation éléments finis est effectuée avec le logiciel **Comsol Multiphysics® V5.0a**.

L'objectif de ce travail était de comprendre les matériaux adaptatifs et d'étudier les matériaux magnétostrictifs et l'accouplement mécanique/magnétique pour un transducteur à base d'un influence des différentes valeurs de la bobine matériau magnétostrictif et voir

l'évolution de différentes valeurs de la bobine sur les matériaux magnétostrictifs que les grandeurs mécaniques telles que la déformation en fonction des grandeurs électromagnétiques.

D'après les résultats obtenus, on a remarqué que la variation de la déformation du matériau magnétostrictif est proportionnelle à la variation de flux magnétique et aux conditions géométriques.

Nous avons conclu que le comportement mécanique des matériaux magnétostrictifs sous l'action d'un champ magnétique est un comportement similaire au comportement dû à l'application d'une action mécanique, la seule différence existe dans l'ordre de la déformation.

Finalement on constate que l'augmentation de ces paramètres engendre une déformation énorme de matériau magnétostrictif.



BIBLIOGRAPGE

Bibliographie

Bibliographie :

- [1] Caractérisation mécanique des matériaux intelligents de type magnétostrictifs et leur application thème de chetouch Samir mai 2010
- [2] Modélisation, conception et caractérisation de pots vibrants magnétostrictifs .Application au contrôle actif
- [3]. Liberman D. S., Scherling M. A. et Karz R. W., Shape memory effects in alloy, Edit. Perkins J., 203-244, 1975.s des vibrations.
- [4] N. Grabham, S. Beeby et N. White, The formulation and proceeding of a thick-film magnetostrictive material, Measurement Science and Technology, vol. 13, pp. 59–64, 2002.
- [5] Ph.D, Modélisation et caractérisation des matériaux magnétique composites doux utilisés dans les machines électriques, thèse de doctorat,
- [6]. Weiss P., L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété fénomagnétique, J. de Physique, vol. 6, p.661_690, 1907.
- [7] L. DANIEL, *Approche multi-échelle du comportement électro-magnéto-mécanique*, Habilitation à diriger des recherches, <http://www.lgep.supelec.fr/index.php?page=laurent-daniel>, (2011).
- [8] M. HIRAO, H. OGI, EMATS for Science and Industry: Noncontacting Ultrasonic Measurements, Boston: Kluwer Academic Publishers, (2003).
- [9] R. JAFARI-SHAPOORABADI, A. KONRAD, A. N. SINCLAIR, *The governing electrodynamic equations of electromagnetic acoustic transducers*, J. Appl. Phys., 97, 10E02, (2005).
- [10] R. B. THOMPSON, *A model for the electromagnetic generation of ultrasonic guided waves in ferromagnetic metal polycrystals*, IEEE Trans. Sonics & Ultras., SU-25, 7-15, (1978).
- [11] M. ESKANDARZARDE, T. KUNDU, N. LIEBEAUX, D. PLACKO, F. MOBADERSANI, *Numerical simulation of electromagnetic acoustic transducers using distributed point source method* Ultrasonics, 50, 583-591, (2010).
- [12] M. J. DAPINO, *Nonlinear and hysteretic magnetomechanical model for magnetostrictive transducers*, thèse de doctorat, Iowa State University, (1999).

Bibliographie

[13] N. BUIRON, L. HIRSINGER, R. BILLARDON, *A multiscale model for magneto-elastic couplings*, J. Phys. IV France, 9, 187-196, (1999).

[14]. Liberman D. S., Scherling M. A. et Karz R. W., Shape memory effects in alloy, Edit. Perkins J., 203-244, 1975.

[15] Ph.D, Modélisation et caractérisation des matériaux magnéto-composites doux utilisés dans les machines électriques, thèse de doctorat, université Laval, 2007.

[16] Mémoire de Magister, présenté par Mohamed Belkacem, thème modélisation numérique d'un micro actionneur composé d'un alliage de matériaux polymère et magnétique.

[17] Thèse doctorat, présenté par Nicolas GALOPIN, thème Modélisation et caractérisation de matériaux actifs pour la conception de dispositifs magnéto-électriques.

[18] Modélisation par éléments finis des matériaux composites magnéto-électriques
Thu Trang Nguyen.

Thu Trang Nguyen. Modélisation par éléments finis de matériaux composites magnéto-électriques. Other. Université Paris Sud - Paris XI, 2011. French. <NNT : 2011PA112271>. <tel-00663218>

HAL Id: tel-00663218

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00663218>

Submitted on 26 Jan 2012

HAL is a multi-disciplinary open access.

[19] H. MOHELLEBI « cours de modélisation numérique des systèmes d'entraînement électrique » cours master académique Entraînement Electrique 2017, UMMTO.

[20] A FINITE ELEMENT APPROACH FOR THE IMPLEMENTATION OF MAGNETOSTRICTIVE MATERIAL TERFENOL-D IN AUTOMOTIVE CNG FUEL INJECTION ACTUATION THESIS OF MASTER JULY 2008

Résumé du mémoire

Notre mémoire est divisé en deux parties, la première partie c'est la théorie qui est faite en trois chapitres :

-Le premier chapitre : Introduction à la magnétostriction, les principaux phénomènes de magnétostriction géante et aux matériaux magnétostrictifs.

-Le deuxième chapitre : couplage électromagnétique et magnétomécanique.

-Le troisième chapitre : modèle numérique et méthodes de résolution des équations électromagnétiques

La seconde partie c'est la partie application dont on a introduit un logiciel de simulation Comsol 5.2.

Le travail concerné est l'évolution de matériaux magnétostrictifs Pour une variation de l'épaisseur de la bobine on a 3 études

➤ Etude 1 : La densité de courant externe appliquée sur la bobine est constante pour tous les développements J_{ext} de 10^6 (A / m²).

Pour une bobine de 2mm ;3mm,4mm et de 5mm

➤ Etude 2 : La densité de courant externe appliquée sur la bobine est constante pour tous les développements J_{ext} de 0 à 10^7 (A / m²).

Pour une Bobine de 2mm ; de 3mm de 4mm et de 5mm

➤ Etude 3 La densité de courant externe appliquée sur la bobine est constante pour tous les développements J_{ext} de 0 à 10^7 (A / m²).

On a créé 2 segments dans le matériau magnétostrictifs.

Pour une Bobine de 2mm ; 3mm,4mm et de 5mm

On a comparé les résultats pour avoir le cas ou le changement de l'épaisseur de la bobine pour faire déplacer ou déformation de matériaux magnétostriction

Mots clés :

Entrainement électrique, Logiciel Comsol 5.2 , matériaux magnétostrictif , Élément finis