

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVESITE MOULOU MAMMARI DE TIZI-OUZOU
FACULTE DE GENIE ELECTRIQUE ET DE L'INFORMATIQUE
DEPARTEMENT D'ELECTROTECHNIQUE



MEMOIRE

de fin d'études

En vue de l'obtention du diplôme d'Ingénieur d'Etat en Electrotechnique

Option : Machines électriques

THEME

**Impact de la découpe sur les caractéristiques
des circuits magnétiques**

Proposé par :

M^r H.MOHELLEBI

Dirigé par :

M^{me} Z.OUDNI

M^r S.H.OULD OUALI

Etudié par :

M^r M.HAMEL

Promotion 2009

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier Mr H.MOHELLEBI professeur à l'université MOULOUD MAMMARI de tizi ousou, 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.

Mes remerciements vont également à ma promotrice Mme Z.OUDNI et mon co-promoteur Mr S.H.OULD OUALI doctorant, chargé de cours à l'université MOULOUD MAMMARI de tizi ousou, pour avoir accepté de diriger ce travail, et pour les conseils et toute l'aide qu'ils m'ont apporté pendant toute la durée de mon travail.

Nous remercions vivement le président et les membres de jury pour nous avoir honoré et accepté d'examiner ce travail.

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail :

A mes très chers parents

A mes frères et sœurs et à toute ma famille

A tous mes amis(es)

Méziane

Sommaire

Introduction générale	2
------------------------------------	---

Chapitre I Circuits magnétiques des machines électriques

I.1.Introduction.....	4
I.2. Machine à courant continu.....	4
I.3. Transformateurs	5
I.4. Machines asynchrones.....	8
I.5. Machines synchrones.....	9
I.6. Machine Linéaire.....	10
I.7. conclusion.....	12

Chapitre II Les lois de l'électromagnétisme

II.1.Introduction.....	14
II.2.Equations de Maxwell.....	14
II.3.Hypothèses simplificatrices.....	18
II.4.Relations du milieu	18
II.5.Loi d'Ohm	19
II.6.Equation de continuité	19
II.7.Relations de passages.....	20
II.8.Conditions aux limites	20
II.9.Equations électromagnétiques.....	21
II.9.1.Equation électrostatique.....	21
II.9.2.Equation magnétostatique	22
II.9.3.Equation magnétodynamique.....	23
II.10.Energie magnétisante.....	24
II.11.Conclusion.....	25

Chapitre III Matériaux et tôles magnétiques

III.1. Introduction.....	27
III.2. Origine microscopique du magnétisme.....	27
III.2.1. Moment magnétique orbital	27
III.2.2. Moment magnétique de spin.....	29
III.2.3. Moment magnétique total.....	29
III.3. Aimantation et polarisation magnétique.....	29
III.3.1. Aimantation	29
III.3.2. Polarisation.....	29
III.4. Susceptibilité magnétique.....	30
III. 5. Induction magnétique dans un matériau.....	30
III.6. Phénoménologie du magnétisme des matériaux à l'échelle microscopique.....	31
III.6.1. Le diamagnétisme.....	31
III.6.2. Le paramagnétisme.....	31
III.6.2.1. Le paramagnétisme de Langevin	32
III.6.3. Le ferromagnétisme.....	34
III.6.3.1. Organisation de la matière ferromagnétique	35
III.6.3.1.1. Origine des domaines de Weiss.....	35
III.6.3.1.2. Energie interne W_{in} d'un corps ferromagnétique.....	36
a) Energie d'échange.....	36
b) Energie d'anisotropie magnétocristalline	36
c) Energie magnétostatique	37
d) Energie magnéto-élastique.....	37
III.6.3.2. Expression de l'énergie d'anisotropie magnétocristalline	37
III.6.3.3. Comportement thermique des ferromagnétiques	39
III.7. Matériaux magnétiques doux et matériaux magnétiques durs.....	41
III.8. Hystérésis.....	41

III.9. Les alliages dans les aciers.....	43
III.9.1. Les alliages fer-silicium, aluminium.....	44
III.9.2. Les alliages fer-nickel.....	44
III.9.3. Les alliages fer-cobalt.....	45
III.10. Pertes dans les matériaux magnétiques.....	45
III.10.1. Pertes par hystérésis	45
III.10.2. Pertes par courants de Foucault.....	45
III.11. Les tôles magnétiques.....	45
III.11.1. Les tôles en fer et fer silicium à grains non orientés.....	45
III.11.2. Les tôles fer-silicium à grain orientés.....	49
III.12. Conclusion.....	50

Chapitre IV Applications et résultats

IV.1. Application I.....	52
IV.1.2. Description du système étudié	52
IV.1.7. Résultats et discussions	54
IV.2. Application II.....	81
IV.2.1. Description du système étudié.....	81
IV.2.3. Résultats et discussions.....	82
IV.3. Conclusion.....	92
Conclusion générale.....	94
Bibliographique.....	96

Introduction générale

Introduction générale

Les matériaux magnétiques sont au cœur du génie électrique et sont un élément moteur de son évolution. On les rencontre dans de nombreux dispositifs allant des machines électriques utilisés dans l'industrie lourde aux petits appareils électroniques du quotidien. Les matériaux magnétiques doux, en particulier, sont incontournables car, tout en étant économiquement accessibles, ils offrent une polarisation magnétique élevée et permettent une variation aisée du flux magnétique avec une faible dissipation d'énergie. [4]

Quel que soit le type de la machine électrique, moteur ou transformateur électrique, le constructeur cherche à canaliser le flux en jouant sur la forme et la géométrie des tôles constituant le circuit magnétique. Alors que les géométries de transformateurs sont assez simples, certains moteurs exigent des formes de denture très élaborées pour obtenir de meilleures performances. [6]

La distribution des grandeurs électromagnétiques dans un matériau est gouvernée par un système d'équations non linéaires à dérivées partielles, dans notre travail nous tenterons de trouver une solution analytique moyennant des hypothèses simplificatrices.

Notre mémoire est construit comme suit :

Le premier chapitre de notre travail est consacré à la présentation des circuits magnétiques des différentes machines électriques.

Le deuxième chapitre est consacré à la présentation des lois de l'électromagnétisme qui se résument aux équations de MAXWELL, relations du milieu et les différents modèles des phénomènes électromagnétiques qui en découlent.

Le troisième chapitre est réservé aux matériaux magnétiques et aux variétés de tôles magnétiques utilisées dans la construction des machines électriques.

Le quatrième et le dernier chapitre sera consacré aux applications et leurs résultats.

Enfin nous terminerons notre travail par une conclusion générale.

Chapitre I

I.1. Introduction

Les circuits magnétique dans les machines électriques sont utilisés pour canaliser le flux magnétique leurs formes a une influence directe sur le la distribution de ce dernier. [10]

I.2. Machine à courant continu

Le rôle du circuit magnétique est de **canaliser le flux** produit par les enroulements inducteurs supportés par les pôles principaux (stator), de façon à ce qu'il englobe un maximum de conducteurs de l'induit (rotor).

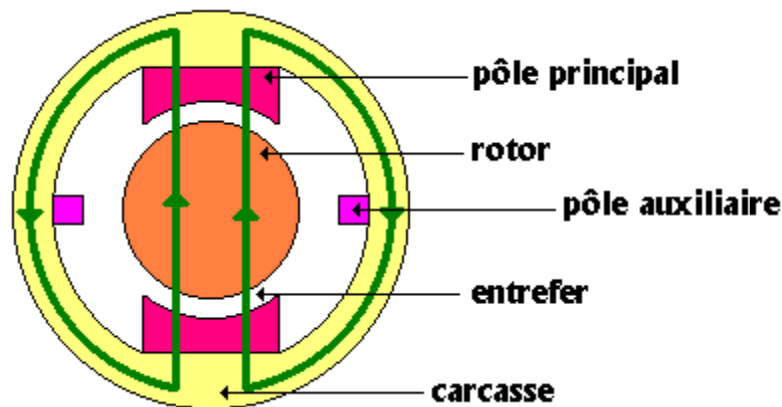


Figure (I.1) : Circuit magnétique d'une machine à courant continu.

Le rotor tourne dans un champ magnétique d'amplitude constante mais de direction variable: il doit être **feuilleté** pour limiter les pertes par **hystérésis** et **courants de Foucault** (tôles en acier au silicium, isolées les unes des autres). [10]

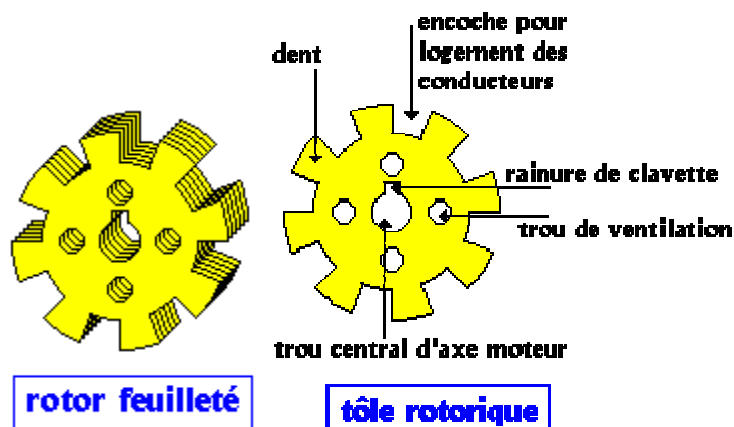


Figure (I.2) : Tôles rotoriques d'une machine à courant continu

L'épanouissement polaire est le siège de courants de Foucault. Pour limiter leur action, il faut le feuilleter. Il est souvent plus économique de feuilleter l'ensemble du pôle.

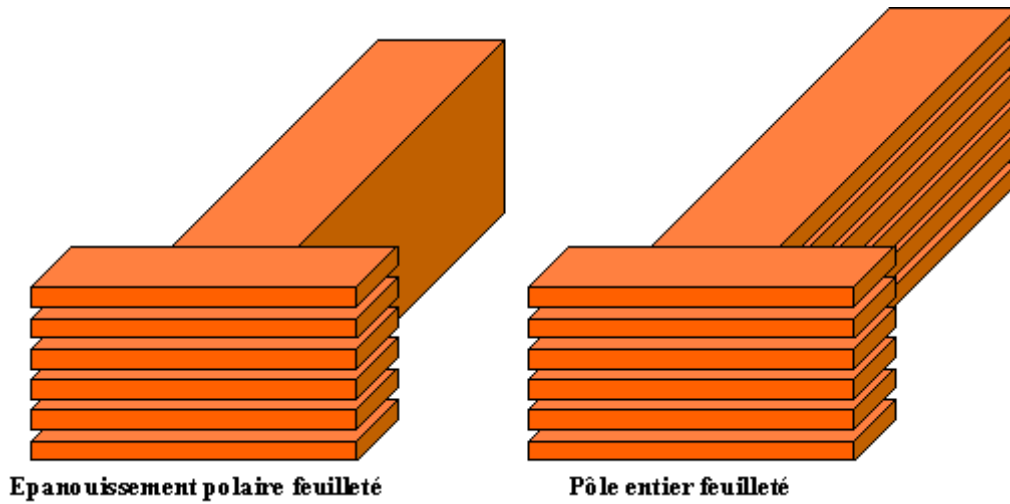


Figure (I.3) : Circuit magnétique du Pole statoriques d'une machine à courant continu

I.3. Transformateurs

Le circuit magnétique d'un transformateur permet de canaliser le flux produit par l'enroulement primaire. Pour réduire l'échauffement par courant de Foucault, il est formé de tôles parallèles à la direction du flux et isolées les unes des autres (circuit magnétique feuilleté). Les tôles sont laminées à froid (**tôles à grains orientés**) et présentent une direction privilégiée du flux, dans le sens du laminage. [10]

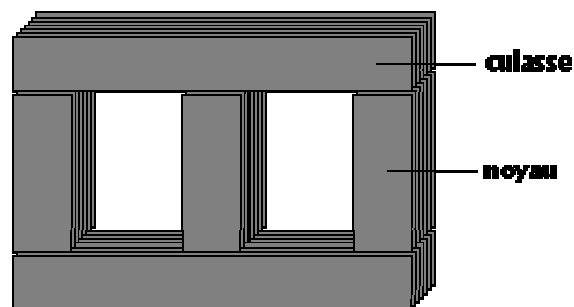


Figure (1.4) : Circuit magnétique d'un transformateur

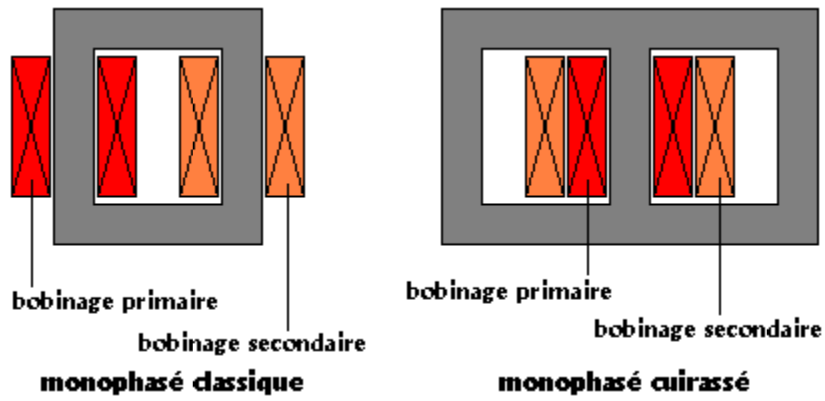


Figure (I.5) : Circuits classique et cuirassé pour transformateur monophasé

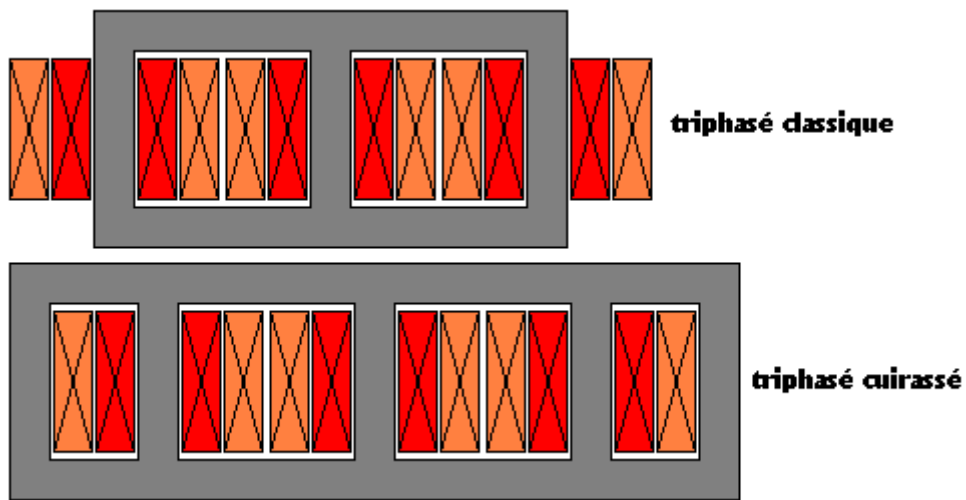


Figure (I.6) : Circuit classique et cuirassé pour transformateur triphasé

Le **noyau** (colonne) porte les bobinages qui sont circulaires de façon à mieux canaliser le flux. La section du noyau doit donc s'inscrire dans un cercle, l'encombrement minimal étant obtenu pour une section circulaire.

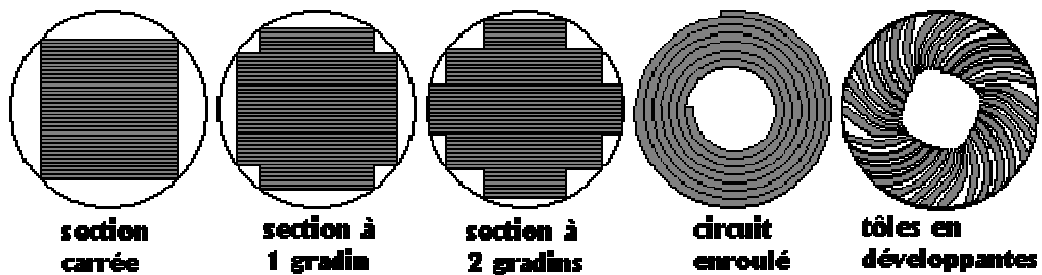


Figure (I.7) : Empilages de noyaux pour transformateurs

La culasse ne porte pas de bobines. Sa section est généralement plus simple que celle du noyau.

Les joints Le problème est de raccorder les noyaux sur les culasses, au moyen d'un joint aussi simple que possible, avec des pertes minimales.

Le joint plan facilite le montage et le démontage des bobinages. Les parties des noyaux et culasse à assembler sont usinées. Un joint isolant est nécessaire pour éviter les courts-circuits magnétiques.

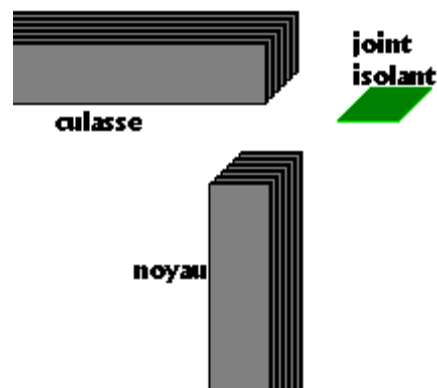


Figure (I.8) : joint plan

Le joint enchevêtré est la solution classique. Le montage est fait tôle par tôle. Les qualités magnétiques du joint sont meilleures.

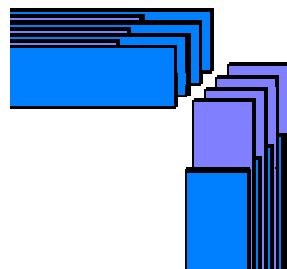


Figure (I.9) : joint enchevêtré

La qualité du joint peut être encore améliorée par les coupes obliques à 45° permettant une meilleure circulation du flux dans le sens du laminage.

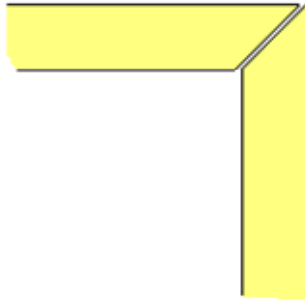


Figure (I.10) : coupe oblique à 45°

I.4.. Machines asynchrones

Le stator est alimenté par des tensions triphasées de fréquence f . Il produit un **champ tournant** de fréquence de rotation f/p (p : nombre de paires de pôles statoriques) et doit donc être feuilleté. L'enroulement rotorique est fermé sur lui-même. Il est traversé par les seuls courants de Foucault induits par la rotation du champ statorique. Le rotor tourne moins vite que le champ tournant: il est placé dans un champ tournant par rapport à lui-même et doit être feuilleté. Stator et rotor sont constitués de tôles empilées, en acier au silicium, laminées à chaud, isolées les unes des autres. [10]

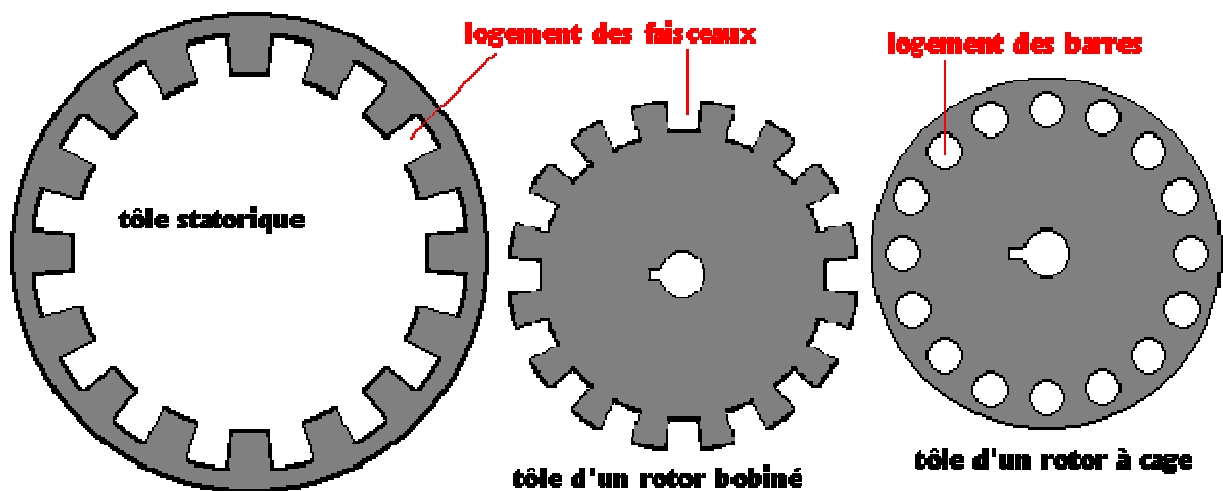


Figure (I.11) : toles pour stator et rotor d'une machine asynchrone.

I.5. Machines synchrones

Le circuit magnétique canalise le flux entre les pôles. Il est constitué de deux parties:

- circuit tournant (rotor), portant les pôles inducteurs, produisant le champ magnétique,
- circuit fixe (stator), portant les bobinages induits .

Le stator est identique à celui d'une machine asynchrone. Il est soumis à un flux tournant et doit être feuilleté. La partie tournante est alimentée en courant continu et tourne à la même vitesse que le champ statorique. Il n'est donc pas nécessaire de la feuilletter. Pour des raisons économiques, elle est souvent constituée de tôles épaisses. [10]

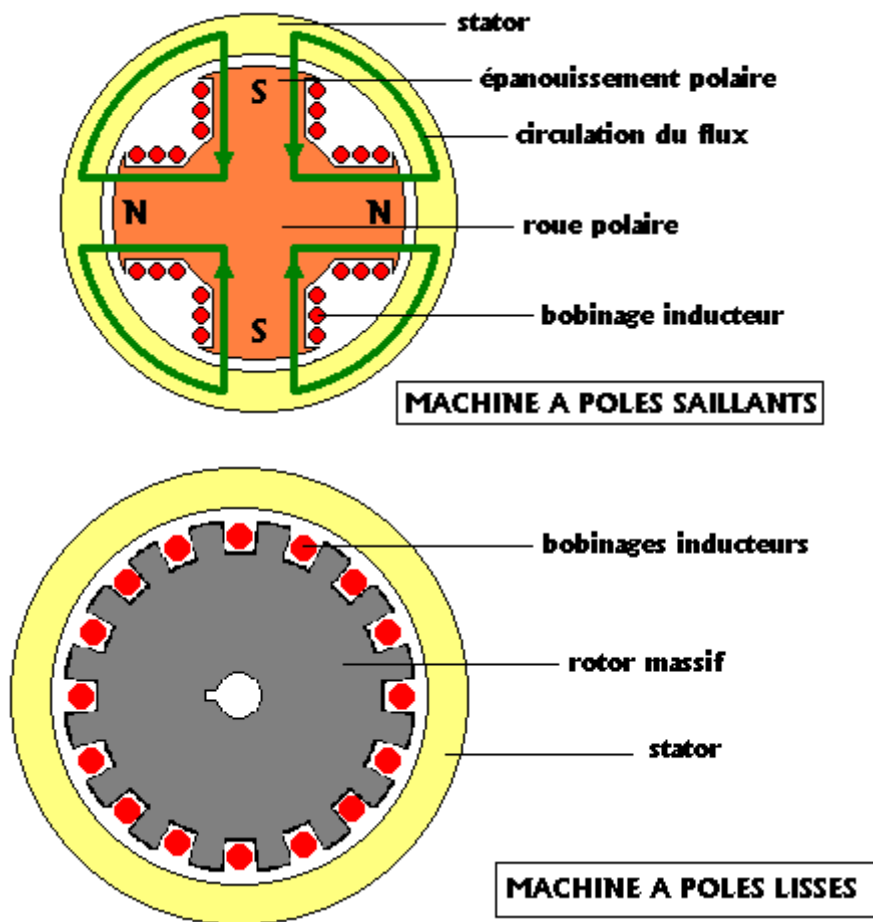


Figure (I.12) : Circuits magnétiques d'une machine asynchrone.

I.6. Machine Linéaire

Le moteur linéaire, utilisé pour l'actionnement direct, est un simple déroulement du moteur rotatif. De la même façon, il est parfaitement réversible du point de vue énergétique. Les modes et les conditions fondamentales de conversion électromagnétique, les moyens et principes d'alimentation ainsi que les modèles électriques équivalents sont rigoureusement identiques. [2].

I.6.1. Différences entre un moteur linéaire et un moteur rotatif :

- a) Alors qu'un moteur rotatif n'a qu'un seul stator inducteur, le moteur linéaire peut avoir deux inducteurs qui se font face. Cette disposition a comme avantages d'une part de faciliter la fermeture du flux dans le circuit magnétique d'autre part d'augmenter l'induction dans l'entrefer.

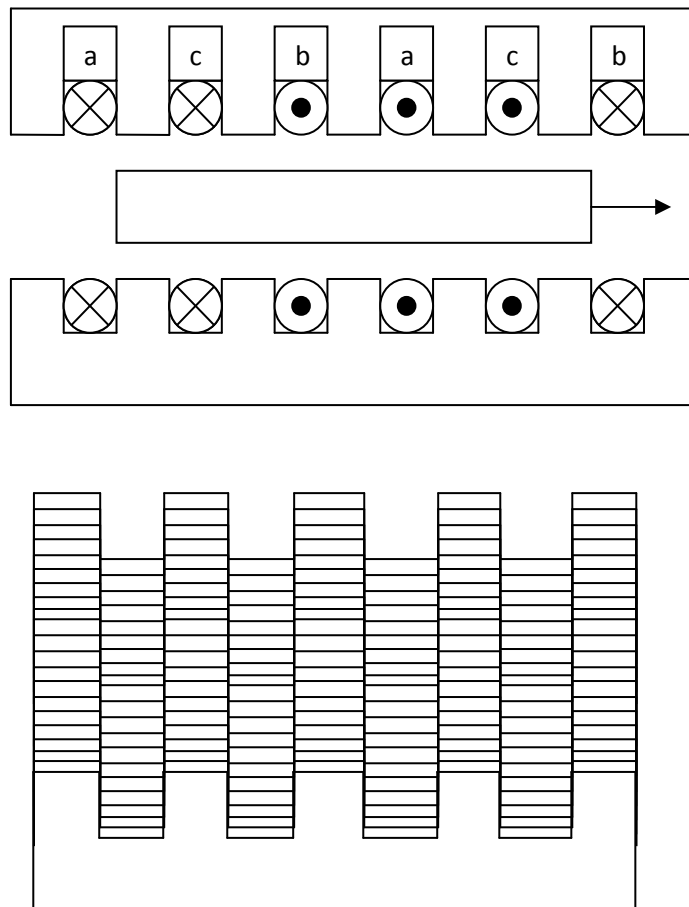


Figure (I.13) : Circuit magnétique d'une machine linéaire.

b) Alors qu'un moteur rotatif a un stator fixe et un rotor mobile le moteur linéaire peut avoir l'une ou l'autre des deux dispositions suivantes :

-inducteur fixe et induit mobile

-induit fixe et inducteur mobile

c) Alors que le rotor d'une machine tournante est constitué de conducteurs (rotor bobiné ou à cage) l'induit d'une machine linéaire est constitué d'une simple plaque conductrice, les courants induits circulant dans la masse même de la plaque.

d) Effets d'extrémités :

L'inducteur d'un moteur rotatif est fermé sur lui-même. Il assure donc la continuité du champ contrairement au moteur linéaire caractérisé par une discontinuité à ces extrémités. Cette discontinuité crée des différences de trajets pour les lignes de champ circulant dans le circuit magnétique (lignes de fuite).

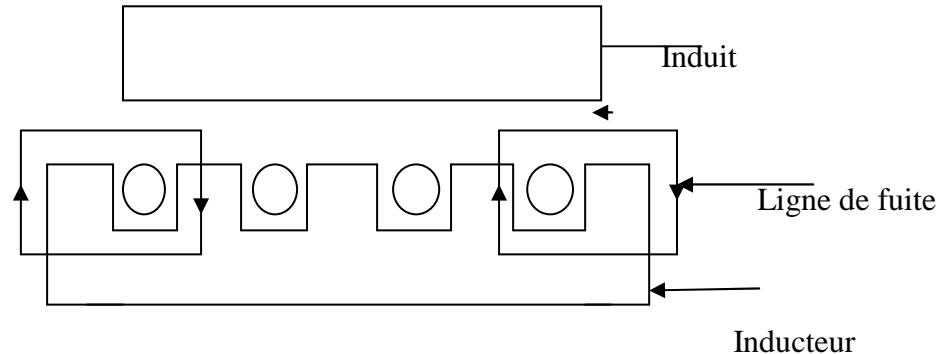


Figure (I.14) : effets d'extrémités dans les machines linéaires.

e) Le moteur linéaire est ouvert aux extrémités ce qui donne la possibilité d'y ménager soit un nombre pair, soit un nombre impair de pôles dans l'inducteur ou l'induit [1].

I.7. Conclusion

L'utilisation des matériaux magnétiques dans les machines électriques améliore les performances de ces dernières. Cependant ces performances sont en fonctions de la disposition et de la forme des tôles magnétiques.

Au cours de ce chapitre nous avons présenté quelques géométries de circuits magnétiques pour différentes machines électriques. Le chapitre suivant portera sur les équations qui régissent les phénomènes électromagnétiques

Chapitre II

II.1.Introduction

L'électromagnétisme est la branche de la physique qui étudie le champ électromagnétique et son interaction avec les particules dotées d'une charge électrique.

Jusqu'au début du XIX^e siècle, les phénomènes électriques et magnétiques sont étudiés séparément. Mais en 1819, lors d'une expérience demeurée célèbre, le physicien et chimiste danois Hans Christian Oersted montre que le courant traversant un fil conducteur fait dévier une aiguille magnétique, concluant que ce fil se comporte comme un aimant. Cette expérience conduit le physicien français André-Marie Ampère à établir en 1827 la première théorie de l'électromagnétisme, reliant ainsi les phénomènes électriques et magnétiques.

En 1831, le physicien britannique Michael Faraday découvre le phénomène de l'induction électromagnétique, en observant qu'un aimant en mouvement crée un courant électrique dans un conducteur proche de cet aimant. En outre, il introduit la notion de champ électromagnétique comme une fonction des coordonnées de l'espace, permettant de calculer en chaque point les forces électrostatiques et magnétiques. En 1873, le physicien britannique James Maxwell établit quatre équations mathématiques fondamentales reliant les caractéristiques du champ électrique à celles du champ magnétique.

II.2.Equations de Maxwell

Les équations de Maxwell, sont des lois fondamentales de la physique. Elles constituent les postulats de base de l'électromagnétisme.

Vers 1865, Maxwell a réalisé une synthèse harmonieuse des diverses lois expérimentales découvertes par ses prédécesseurs (lois de l'électrostatique, du magnétisme, de l'induction...), en les exprimant sous la forme d'un système de quatre équations aux dérivées partielles couplées. Elles furent publiées dans leur forme définitive en 1873 dans l'ouvrage « Electricity and Magnetism ».

Mais cette synthèse n'a été possible que parce que Maxwell a su dépasser les travaux de ses devanciers, en introduisant dans une équation un « chaînon manquant », appelé le courant de déplacement, dont la présence assure la cohérence de l'édifice unifié.

II.2.1. Première équation de Maxwell

Cette équation est héritée du théorème de Gauss, qui permet de lier le flux du champ électrique à travers une surface fermée à la charge intérieure à cette surface.

D'après le théorème de Gauss on a :

$$\oiint_S \vec{E} \cdot \vec{ds} = \frac{\Sigma Q_{int}}{\epsilon_0} \quad (\text{II.1})$$

$$\oiint_S \vec{D} \cdot \vec{ds} = \Sigma Q_{int}$$

D'autre part on a : $\Sigma Q_{int} = \iiint_v \rho \cdot dv$

$$\text{D'où : } \oiint_S \vec{D} \cdot \vec{ds} = \iiint_v \rho \cdot dv \quad (\text{II.2})$$

En appliquant le théorème d'Ostrogradski à l'intégrale de gauche on aura :

$$\iiint_v \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \iiint_v \rho \cdot dv \quad (\text{II.3})$$

D'où l'expression de la première équation de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (\text{II.4})$$

\vec{D} : Induction électrique [C/m²]

ΣQ_{int} : Charge totale contenue dans le volume [C]

ϵ_0 : Permittivité électrique du vide $\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi} 10^{-9}$ (F/m)

dv : Élément du volume [m³]

ρ : Densité de charge volumique [C/m³]

ds : Élément de surface [m²]

II.2.2. Deuxième équation de Maxwell

Cette équation traduit le phénomène d'induction électromagnétique découvert par Faraday et complété par Lenz. Une variation de flux d'induction magnétique engendre une force électromotrice qui tend à s'opposer à la cause qui lui a donnée naissance. Sa forme intégrale est:

$$e = - \frac{d\phi}{dt} \quad (\text{II.5})$$

Sachant que :

$$\phi = \iint_S \vec{B} \cdot \vec{dS} \quad (\text{II.6})$$

$$e = \oint \vec{E} \cdot \vec{dl} \quad (\text{II.7})$$

On aura :

$$\oint \vec{E} \cdot \vec{dl} = - \frac{d}{dt} \left(\iint_S \vec{B} \cdot \vec{dS} \right)$$

Selon le théorème de Stokes :

$$\oint \vec{E} \cdot \vec{dl} = \iint_S (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}) \cdot \vec{dS} \quad (\text{II.8})$$

D'où la deuxième équation de Maxwell est de la forme :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II.9})$$

II.2.3. Troisième équation de Maxwell

Cette équation traduit le principe de conservation flux magnétique à travers une surface fermée.

D'après la deuxième équation de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

En appliquant la divergence aux deux membres de l'équation on aura :

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}) = \vec{\nabla} \cdot \left(- \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) \quad (\text{II.10})$$

On déduit :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{II.11})$$

D'où la troisième équation de Maxwell est de la forme :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{II.12})$$

II.2.4. Quatrième équation de Maxwell

Cette équation est la généralisation du théorème d'Ampère. Elle relie le champ magnétique à ses sources. Le terme supplémentaire $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ indique qu'un champ électrique variable est source de champ magnétique.

D'après le théorème d'Ampère :

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum I \quad (\text{II.13})$$

Selon le théorème de Stokes :

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = \iint_S (\vec{\nabla} \wedge \vec{H}) \cdot d\vec{S} \quad (\text{II.14})$$

Sachant que :

$$\sum I = \iint_S \vec{J} \cdot d\vec{S} \quad (\text{II.15})$$

On déduit

$$\iint_S (\vec{\nabla} \wedge \vec{H}) \cdot d\vec{S} = \iint_S \vec{J} \cdot d\vec{S}$$

D'où :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J} \quad (\text{II.16})$$

Avec :

$$\vec{J} = \vec{J}_c + \vec{J}_d \quad (\text{II.17})$$

$$\vec{J}_d = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{II.18})$$

D'où la quatrième équation de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{II.19})$$

\vec{J}_c : densité de courant de conduction

\vec{J}_d : densité de courant de déplacement

II.3.Hypothèses simplificatrices

En électrotechnique, les fréquences utilisées sont inférieures aux radios fréquences qui sont de l'ordre de 10^{12} Hz . D'où les courants de déplacements sont faibles, ce qui revient à négliger le terme $(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t})$ devant le terme de conduction $\sigma \vec{E}$ [7].

En considérant ces hypothèses, les équations de Maxwell deviennent :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (\text{II.20})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II.21})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{II.22})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J} \quad (\text{II.23})$$

II.4.Relations du milieu

Elles expriment les relations qui existent entre le champ magnétique \vec{H} et l'induction magnétique \vec{B} , à travers la perméabilité magnétique μ ainsi que celle entre l'induction électrique \vec{D} et le champ électrique \vec{E} , à travers la permittivité électrique ε .

$$\vec{B} = \mu(\vec{H}) \cdot \vec{H} \quad (\text{II.24})$$

$$\vec{D} = \varepsilon(\vec{E}) \cdot \vec{E} \quad (\text{II.25})$$

Dans le cas linéaire nous avons :

$$\mu = \mu_0 \mu_r = C^{te} \quad (\text{II.26})$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r = C^{te} \quad (\text{II.27})$$

μ : Perméabilité magnétique absolue (H/m).

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

μ_r : Perméabilité magnétique relative du milieu considéré.

ε : Permittivité électrique (F/m).

ε_0 : Permittivité électrique du vide $\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} 10^{-9}$ (F/m).

ε_r : Permittivité relative du milieu considéré.

II.5.Loi d'Ohm

Elle exprime la relation liant la densité du courant \vec{J} au champ électrique \vec{E} à travers la conductivité σ , elle est donnée par :

$$\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E} \quad (\text{II.28})$$

Dans le cas d'un milieu en mouvement, celle-ci s'écrit :

$$\vec{J} = \sigma \cdot (\vec{E} + \vec{V} \wedge \vec{B}) \quad (\text{II.29})$$

\vec{V} : Vitesse de déplacement du milieu conducteur [m/s]

II.6.Equation de continuité

L'équation de continuité appelée aussi équation de la conservation de la charge électrique est donnée par :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (\text{II.30})$$

Avec :

\vec{J} : Densité de courant (A/m)

ρ : Densité de charge volumique (C/m³)

II.7.Relations de passages

A l'interface entre deux milieux différents respectivement (1) et (2), les champs de vecteurs doivent vérifier certaines conditions dites relations de passages. Elles s'énoncent comme suit :

II.7.1.Conservation de la composante tangentielle du champ électrique

$$E_{t1} - E_{t2} = 0 \quad (\text{II.31})$$

II.7.2.Conservation de la composante normale de l'induction magnétique

$$B_{n1} - B_{n2} = 0 \quad (\text{II.32})$$

II.7.3.Discontinuité de la composante tangentielle du champ magnétique

$$H_{t1} - H_{t2} = k \quad (\text{II.33})$$

II.7.4.Discontinuité de la composante normale de l'induction électrique

$$D_{n1} - D_{n2} = \sigma_s \quad (\text{II.34})$$

K : Densité de courant porté par la surface de séparation.

σ_s : Densité de charge électrique portée par la surface de séparation.

II.8.Conditions aux limites

II.8.1.Condition type DIRICHLET

Cette condition nous informe sur la valeur exacte de l'inconnue sur la frontière du domaine d'étude.

Elle est sous forme :

$$A=A_0=\text{constante.} \quad (\text{II.35})$$

II.8.2.Condition type NEWMANN

Elle est appliquée sur la frontière lorsque la valeur de la grandeur calculée n'est pas connue à la frontière du domaine d'étude.

$$\frac{\partial A}{\partial n} = A_0 \quad (\text{II.36})$$

II.8.3. Condition mixte

C'est la combinaison des deux types précédents, elle s'exprime de la manière suivante :

$$\alpha A + \beta \frac{\partial A}{\partial n} = \gamma \quad (\text{II.37})$$

Où : α , β et γ sont des constantes.

II.8.4. Condition de périodicité et d'anti-périodicité

Appliquée surtout dans le cas des machines tournantes et linéaires, du faite de la périodicité de la distribution du champ magnétique.

Cette périodicité du champ peut être utilisée pour définir un autre type de conditions aux limites pour réduire la taille du modèle numérique. On parle alors de condition de périodicité. La condition de l'anti-périodicité est appliquée lorsque nous avons les mêmes contraintes en module mais de polarité inverse.

Elle s'exprime comme suit :

$$A|_{\Gamma} = K . A|_{\Gamma+d\Gamma} \quad (\text{II.38})$$

A : Fonction inconnue.

$d\Gamma$: Période spatiale suivant le contour Γ .

Si : $K=1$, condition périodique.

Si : $K=-1$, condition anti-périodique.

II.9. Equations électromagnétiques

II.9.1. Equation électrostatique

Formulation en terme du potentiel électrique scalaire V

Dans le cas statique, les équations de Maxwell deviennent :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (\text{II.39})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = 0 \quad (\text{II.40})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{II.41})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{j} \quad (\text{II.42})$$

De (II.40) on a :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = 0 \Rightarrow \exists V / \vec{E} = -\vec{\nabla}V \quad (\text{II.43})$$

Des équations (II.39) et (II.25) on a :

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon \cdot \vec{E}) = \rho$$

D'où :

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon \cdot -\vec{\nabla}V) = \rho \quad (\text{II.44})$$

C'est l'équation électrostatique non linéaire en terme potentiel électrique scalaire V

Dans le cas linéaire on aura :

$$\Delta V = \frac{-\rho}{\epsilon_0} \quad (\text{II.45})$$

C'est l'équation de Poisson linéaire.

II.9.2. Equation magnétostatique

Elle traduit le comportement des phénomènes magnétiques indépendants du temps ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$), déduite à base des équations de Maxwell, les relations du milieu et la loi d'Ohm.

Formulation en en termes de potentiel vecteur magnétique \vec{A}

De (II.41) on a:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \Rightarrow \exists \vec{A} / \vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A} \quad (\text{II.46})$$

De l'équation (II.24) on a :

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \Rightarrow \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu} \quad (\text{II.47})$$

En combinant (II.47) et (II.42), on aura :

$$\vec{\nabla} \wedge \frac{\vec{B}}{\mu} = \vec{j} \quad (\text{II.48})$$

En combinant (II.46) et (II.48), on aboutit à :

$$\vec{\nabla} \wedge \frac{\vec{\nabla} \wedge \vec{A}}{\mu} = \vec{j} \quad (\text{II.49})$$

Avec : $\vec{J} = \vec{J}_s$

\vec{J}_s : Densité de courant de source.

D'où :

$$\vec{\nabla} \wedge \frac{\vec{\nabla} \wedge \vec{A}}{\mu} = \vec{J}_s \quad (\text{II.50})$$

En considérant le cas linéaire on aura:

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) = \mu \vec{J}_s \quad (\text{II.51})$$

On sait que :

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) = -\Delta \vec{A} + \overrightarrow{\nabla(\vec{\nabla} \cdot \vec{A})} \quad (\text{II.52})$$

De la condition de Jauge de Colomb on :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$$

Donc :

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) = -\Delta \vec{A}$$

D'où :

$$-\Delta \vec{A} = \mu \vec{J}_s \quad (\text{II.53})$$

Finalement :

$$\Delta \vec{A} + \mu \vec{J}_s = 0 \quad (\text{II.54})$$

C'est l'équation magnétostatique en terme du potentiel vecteur magnétique \vec{A}

II.9.3. Equation magnétodynamique

L'étude des phénomènes magnétiques et électriques dépendants du temps fait l'objet de la magnétodynamique.

Formulation en termes de potentiel vecteur magnétique \vec{A}

En combinant (II.46) et (II.21) on aura :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) \quad (\text{II.55})$$

De (II.55) on a :

$$\vec{\nabla} \wedge \left(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = 0 \Rightarrow \exists V / \vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\vec{\nabla} V \quad (\text{II.56})$$

D'où :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (\text{II.57})$$

En combinant (II.57) et (II.28) on aura :

$$\vec{J} = -\sigma \vec{\nabla} V - \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (\text{II.58})$$

On pose:

$$\vec{J}_s = -\sigma \vec{\nabla} V \quad (\text{II.59})$$

$$\vec{J} = \vec{J}_s - \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (\text{II.60})$$

De (II.23) ; (II.46) et (II.60) on peut avoir :

$$\vec{\nabla} \wedge \left(\frac{\vec{\nabla} \wedge \vec{A}}{\mu} \right) + \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \vec{J}_s \quad (\text{II.61})$$

C'est l'équation magnétodynamique en terme de \vec{A} .

Dans le cas linéaire on aura :

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) + \mu \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \mu \vec{J}_s \quad (\text{II.62})$$

En régime harmonique on a :

$$\frac{\partial}{\partial t} = j\omega \quad (\text{II.63})$$

D'où :

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) + j\mu\sigma\omega \vec{A} = \mu \vec{J}_s \quad (\text{II.64})$$

II.10.Énergie magnétisante

En appliquant un champ magnétique à un matériau, une énergie W dite magnétisante y sera emmagasinée [8]. Elle est donnée par l'expression suivante:

$$\frac{\partial W}{\partial V} = \int_0^B H \cdot dB \quad \left[\frac{J}{m^3} \right] \quad (II.65)$$

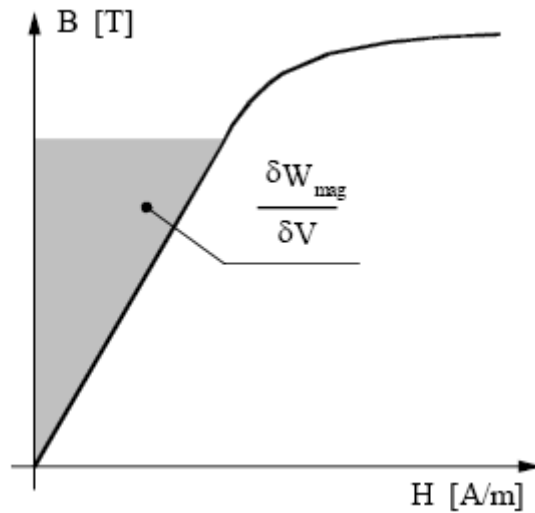


Figure (II.1) : Energie emmagasinée dans un matériau.

II.11.conclusion :

Ce chapitre a permis d'exposer les équations de Maxwell qui sont les lois de base de l'électromagnétisme, ainsi que les modèles des différents phénomènes électromagnétiques qui en découlent.

Chapitre III

III.1. Introduction

De nos jours l'intérêt des physiciens pour le magnétisme n'a pas faibli. Comprendre les propriétés magnétiques des matériaux, l'origine des moments magnétiques et leur arrangement naturel, mobilise toujours les efforts de nombreux spécialistes de la matière condensée. Le fer n'occupe plus le rôle de vedette, mais on découvre tous les jours de nouveaux matériaux, avec une prodigieuse variété d'arrangements d'atomes et de moments atomiques. [3]

L'intérêt pour le magnétisme et les matériaux magnétiques est allé croissant, de même pour leurs applications. Depuis un siècle les utilisations de l'énergie électrique ont connu un développement spectaculaire qui se poursuit encore aujourd'hui à un rythme soutenu. Or, pour produire l'énergie électrique, et très souvent pour l'utiliser on ne peut pas se passer des matériaux magnétiques. Ils sont donc au cœur de nombreux dispositifs industriels qui relèvent du génie électrique. Enfin, un très vaste champ d'applications a vu le jour grâce à leur utilisation comme support de l'information en informatique, en enregistrement sonore et vidéo, en télécommunication, etc. [3]

III.2. Origine microscopique du magnétisme

Chaque atome ou ion est constitué d'un noyau quasi ponctuel, entouré d'électrons répartis en couches et en sous-couches. Cet édifice obéit à des règles de construction solidement établies par la mécanique quantique. A priori le moment magnétique de l'ensemble de l'édifice est la résultante des moments partiels dus à chacune de ces composantes.

III.2.1. Moment magnétique orbital :

L'existence du moment magnétique orbital est déterminée par le mouvement des électrons autour de l'atome. Dans une représentation où on assimile le mouvement de l'électron autour du noyau atomique à une spire de courant, on associe à ce mouvement un moment cinétique et un moment magnétique orbital proportionnels entre eux. [5]

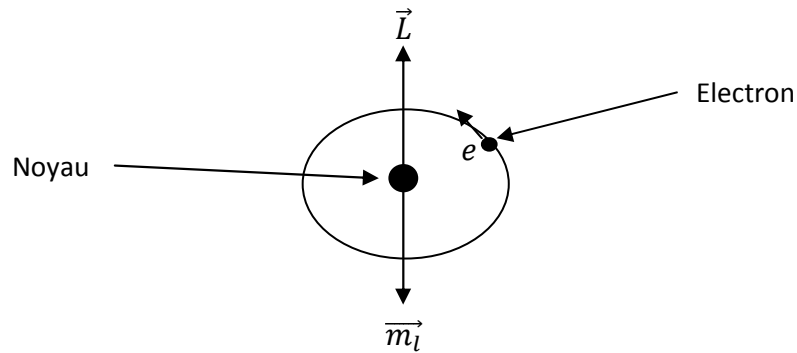


Figure (III-1) : Moment magnétique orbital

$$\vec{m}_l = -\frac{e}{2m_e} \vec{L} \quad (\text{III.1})$$

$$\vec{m}_l = \frac{e}{2m_e} n \hbar \quad (\text{III.2})$$

e : charge de l'électron

$$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{C}$$

m_e : Masse de l'électron

$$m_e = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{Kg}$$

\vec{L} : Moment cinétique de l'électron

n : Nombre quantique principale qui caractérise les couche électroniques d'un atome

\hbar : Constante de Planck

$$\hbar = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}$$

Les propriétés quantiques de l'atome font que le moment magnétique orbital est obligatoirement multiple d'une quantité élémentaire qui est le magnéton de Bohr [3], donné

$$\text{par : } m_B = \frac{e \hbar}{2 m_e} \quad (\text{III.3})$$

$$m_B = 9.27 \cdot 10^{-24} \text{ A} \cdot \text{m}^2$$

III.2.2. Moment magnétique de spin

Le moment magnétique de spin \vec{m}_s est dû à la rotation de l'électron autour de lui-même. [5]



Figure (III-2) : Moment magnétique de spin

III.2.3. Moment magnétique total

Le moment magnétique total est la somme des moments magnétiques orbitaux et les moments de spin des électrons périphériques. [5] Pour les atomes présentant des orbitales électroniques pleines, les moments se compensent globalement. Dans certains cas liés à l'existence de sous-couches incomplètes, la compensation des moments n'est pas totale et l'atome est dit magnétique.

III.3. Aimantation et polarisation magnétique :

III.3.1. Aimantation

On appelle aimantation la densité volumique de moment magnétique orbital.

$$\vec{M} = \frac{d\vec{m}}{dv} [\text{A/m}] \quad (\text{III.4})$$

III.3.2. Polarisation

La polarisation \vec{j} mesure l'induction de la densité volumique de moment magnétique atomique.

$$\vec{J} = \mu_0 \vec{M} [\text{Tesla}] \quad (\text{III.5})$$

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

III.4. Susceptibilité magnétique

Quand une substance magnétique est plongée dans un champ magnétique \vec{H} , celle-ci acquiert une certaine aimantation \vec{M} tel que :

$$\vec{M} = \chi \vec{H} \quad (\text{III.6})$$

χ s'appelle la susceptibilité magnétique de la substance considérée.

Type de matériau	Susceptibilité magnétique	Exemples
Diamagnétique	$\sim -1 \times 10^{-5}$	Cu, Au
Paramagnétique	10^{-5} à 10^{-3}	Al, Pt
ferromagnétique	50 à 10000	Fe, Ni, Co

III. 5. Induction magnétique dans un matériau

L'induction magnétique \vec{B} à l'intérieur du matériau s'exprime de la façon suivante :

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{J} \quad (\text{III.7})$$

On sait que :

$$\vec{J} = \mu_0 \vec{M}$$

Donc :

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (\text{III.8})$$

On a :

$$\vec{M} = \chi \vec{H}$$

Donc :

$$\vec{B} = \mu_0(1 + \chi)\vec{H} \quad (\text{III.9})$$

D'où :

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} \quad (\text{III.10})$$

Avec :

$$\mu_r = 1 + \chi$$

μ_r : Perméabilité magnétique relative

III.6. Phénoménologie du magnétisme des matériaux à l'échelle microscopique

On décrit dans cette section les classes de comportement magnétique les plus répandues et nous en proposons une interprétation phénoménologique à l'échelle microscopique. On distinguera les comportements diamagnétiques, paramagnétiques et ferromagnétiques. [4]

III.6.1. Le diamagnétisme

Le comportement diamagnétique est une réponse magnétique universelle puisque elle est partagée par tous les matériaux magnétiques.

Ce comportement s'explique par le fait que les électrons en mouvement au tour des noyaux atomiques se comportent comme des spires de courant qui, plongées dans un champ magnétique, vont sous l'action de la loi de Lenz générer un flux opposé à la variation de flux occasionnée par l'application du champ appliqué. [4]

La susceptibilité diamagnétique est un effet de très faible amplitude que l'on peut discerner que dans les substances ne présentant aucun moment magnétique intrinsèque. Dans cette logique, on ne qualifie de diamagnétiques que les substances pour lesquelles ce caractère est discernable. [4]

III.6.2. Le paramagnétisme

Avec le paramagnétisme, on aborde les comportements concernant les substances dont certains atomes, caractérisés par des couches électroniques incomplètes, sont porteurs d'un

moment magnétique permanent dont l'ordre de grandeur est égal à 10^{-23} A.m². Celui-ci s'exprime généralement en magnéton de Bohr.[4]

Le paramagnétisme concerne la situation où les atomes magnétiques sont dilués au sein de la substance étudiée sont concernés par ce comportement les gaz d'atomes ou molécules magnétiques, certains sels d'éléments de transition et de terres rares et certains oxydes de terres rares.[4]

A la différence de ce qui se passe avec les diamagnétiques, la susceptibilité paramagnétique est positive, généralement inversement proportionnelle à la température. La susceptibilité paramagnétique est généralement comprise entre 10^{-3} et 10^{-5} . Dans ces matériaux. Les moments magnétiques permanents s'alignent sous l'effet d'un champ magnétique extérieur, mais cette orientation ne compense pas l'agitation thermique qui reste prépondérante. En conséquence l'aimantation globale reste faible.

L'effet encore très faible, offre peu de possibilités d'applications pratiques en électrotechnique. [4]

III.6.2.1. Le paramagnétisme de Langevin

On considère une sphère comportant N atomes par unité de volume dont chaque atome est porteur d'un moment magnétique ' \vec{m} '. En absence de champ appliqué les moments atomiques s'orientent d'une façon aléatoire donnant un moment résultant nul.

En présence d'un champ \vec{B} chaque atome acquiert une énergie magnétique $U_i = -\vec{m}_i \cdot \vec{B}$, la répartition des moments obéit à une statique de Maxwell-Boltzmann et la loi de répartition de l'écart angulaire θ entre l'orientation des moments et le champ appliqué est régi par une densité de probabilité $e^{\frac{-U_i}{kT}}$.

Avec :

$$U_i = -m_i B \cos\theta \quad (\text{III.11})$$

m : moment magnétique atomique

B : Champ appliqué

θ : Angle que fait le moment m avec le champ appliqué

k : Constante de Boltzmann, elle vaut $1,38 \cdot 10^{-23}$ [J/K]

T : Température absolue

Dans la théorie de la physique classique l'orientation des moments atomiques est possible pour des angles compris entre zéro et π

Les N atomes contenus dans la sphère sont obtenus par :

$$N = \int_0^\pi N_0 e^{\frac{mB \cos \theta}{kT}} 2\pi \sin \theta d\theta \quad (\text{III.12})$$

N_0 : nombre d'atomes contenus dans l'angle solide défini par la rotation de θ

La polarisation J s'obtient en projetant tous les moments magnétiques atomiques sur la direction de \vec{B} .

$$J = \mu_0 N m \cos \theta \quad (\text{III.13})$$

En combinant (III.13) et (III.14) on aura :

$$J = 2\pi N_0 m \mu_0 \int_0^\pi \sin(\theta) \cos(\theta) e^{\frac{mB \cos \theta}{kT}} d\theta$$

Sachant que :

$$N_0 = \frac{N}{2\pi \int_0^\pi e^{\frac{mB \cos \theta}{kT}} \sin \theta d\theta} \quad (\text{III.14})$$

On aura:

$$J = \mu_0 N m \frac{\int_0^\pi \sin(\theta) \cos(\theta) e^{\frac{mB \cos \theta}{kT}} d\theta}{2\pi \int_0^\pi e^{\frac{mB \cos \theta}{kT}} \sin \theta d\theta}$$

En posant :

$$x = \frac{mB}{kT} \quad (\text{III.15})$$

$$\cos \theta = \alpha \quad (\text{III.16})$$

On obtient :

$$J = \mu_0 Nm \frac{\int_1^{-1} \alpha e^{\alpha x} d\alpha}{\int_1^{-1} e^{\alpha x} d\alpha} = \mu_0 Nm (\coth x - \frac{1}{x})$$

Avec :

$$L(x) = \coth x - \frac{1}{x} \quad (\text{III.17})$$

$L(x)$: C'est la fonction de Langevin.

La polarisation s'écrit alors :

$$J = \mu_0 Nm L(x) \quad (\text{III.18})$$

Dans un milieu à température ambiante les valeurs de $\frac{mB}{kT}$ sont très petites, la fonction de Langevin peut être approximée par un développement limité au voisinage de zéro.

On aura :

$$L(x) = \frac{x}{3} \quad (\text{III.19})$$

La forme finale de la polarisation s'écrit alors comme suit:

$$J = \mu_0 Nm \frac{x}{3} = \frac{\mu_0 Nm^2 B}{3kT} \quad (\text{III.20})$$

La susceptibilité paramagnétique est alors :

$$\chi = \frac{J}{\mu_0 H} = \frac{\mu_0 Nm^2 B}{3kTB} = \frac{C}{T} \quad (\text{III.21})$$

D'où la loi de Curie :

$$\chi = \frac{C}{T} \quad (\text{III.22})$$

$$\text{Avec : } C = \frac{\mu_0 Nm^2}{3k}$$

III.6.3. Le ferromagnétisme

Avec le ferromagnétisme débute l'étude des comportements associés aux matériaux magnétiquement ordonnés, caractéristique que l'on rencontre dans les matériaux où les distances entre atomes magnétiques sont suffisamment petites (de l'ordre de l'Å) pour qu'ils interagissent. [4]

Les ferromagnétiques présentent une polarisation magnétique même en champ nul, polarisation qualifiée pour cela de spontanée. Celle-ci est due au fait que les moments magnétiques ont tendance à s'aligner spontanément parallèlement les uns aux autres, réalisant une mise en ordre que l'on peut comparer à la mise en ordre géométrique (cristallisation) caractéristique elle aussi de l'état solide. [4]

Une augmentation de température conduit à la destruction progressive de l'ordre directionnel. A la température de Curie T_c la polarisation spontanée disparaît totalement. Au-delà de T_c on observe un comportement de type paramagnétique, avec une susceptibilité inversement proportionnelle à $T - T_c$. On parle alors de paramagnétisme de Curie-Weiss. [4]

III.6.3.1. Organisation de la matière ferromagnétique

III.6.3.1.1. Origine des domaines de Weiss

Un morceau de matériau ferromagnétique n'est pas toujours spontanément aimanté ; il peut présenter un moment magnétique nul. En effet, le matériau est divisé en domaines magnétiques appelés domaines de Weiss chacun regroupant 10^{17} - 10^{21} atomes, qui sont aimantés à la saturation. Historiquement, cette idée d'une structure en domaine a été introduite pour la première fois par *P. Weiss* en 1907. Les interfaces entre les domaines sont appelées « *parois de Bloch* » (1932) à travers lesquelles l'orientation des moments magnétiques passe progressivement d'un domaine à l'autre. [5]

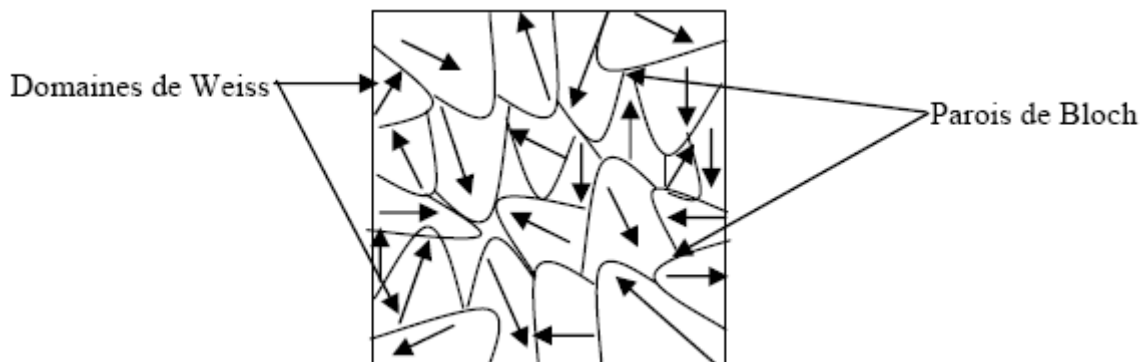


Figure (III-3) : Aspect de la répartition des domaines dans un cristal ferromagnétique

III.6.3.1.2. Energie interne W_{in} d'un corps ferromagnétique

Elle comprend quatre termes :

a) Energie d'échange

L'interaction d'échange constitue en réalité une interaction de type électrostatique entre atomes proches voisins par l'intermédiaire d'électrons mis en commun. Elle s'exprime en fonction des orientations des spins des atomes voisins sous la forme : [3]

$$W_{ij} = -2 J_{ij} \vec{S}_i \vec{S}_j$$

(III.23)

Où \vec{S}_i et \vec{S}_j désignent les moments magnétiques de spins associés aux deux atomes, J_{ij} désigne l'intégrale d'échange entre les atomes i et j.

b) Energie d'anisotropie magnétocristalline

L'énergie interne du cristal varie avec l'orientation de la polarisation \vec{J} . En d'autres termes, il existe des directions cristallographiques privilégiées, dans lesquelles les moments s'orientent de préférence, les arêtes de la maille cubique par exemple dans le cas du fer. On les appelle des directions de facile aimantation. Pour amener l'aimantation dans une autre direction moins favorable, il faut fournir au cristal une énergie supplémentaire apportée par le champ magnétique extérieur appliqué, et qui sert à vaincre les forces internes dues à l'anisotropie magnétocristalline.

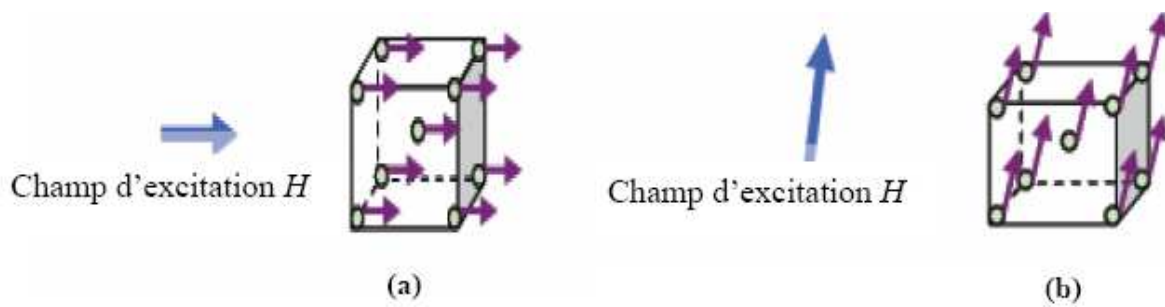


Figure (III-4)

Dans le cas de la Figure (III-4-a), l'énergie à fournir est la plus faible car la direction du champ d'excitation est la même que celle de l'axe de facile aimantation.

Dans le cas de la Figure (III-4-b), l'énergie à fournir est plus importante car la direction du champ d'excitation est quelconque.

c) Energie magnétostatique

On considère un système aimanté isolé de toute autre source de champ magnétique. Les interactions d'échange tendent à aligner parallèlement les moments proches voisins. Si on considère un moment \vec{m}_i , plongé dans le champ \vec{B}_i , créé par tous les autres moments, on lui associe l'énergie potentielle magnétostatique :

$$U_i = - \vec{m}_i \vec{B}_i \quad (\text{III.24})$$

d) Energie magnéto-élastique

Le processus d'aimantation induit des déformations dans la structure du matériau. il s'agit souvent de déformations très faibles, mais qu'on ne peut pas ignorer.

Il s'agit d'un effet très anciennement connu. Dès 1842, le physicien anglais Joule a montré, qu'un barreau de fer soumis à un champ d'excitation croissant commençait par s'allonger spontanément et ensuite raccourcissait progressivement.

III.6.3.2. Expression de l'énergie d'anisotropie magnétocristalline :

Toutes les directions équivalentes d'un cristal doivent avoir la même énergie interne. Aussi les expressions analytiques rendant compte de l'énergie d'anisotropie dépendent nécessairement du système cristallin auquel appartient le matériau magnétique considéré.

a) Cas des systèmes cubiques

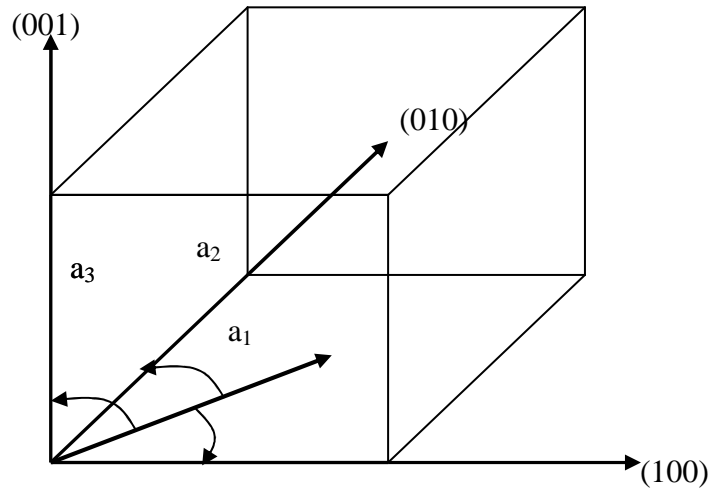


Figure (III-5) : Principaux axes cristallographiques d'une structure cubique

$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ sont les angles que fait le vecteur de polarisation spontanée avec les axes cristallographiques.

L'énergie d'anisotropie est donnée par :

$$U_k = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + \dots \quad (\text{III.25})$$

$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ sont appelés les cosinus directeurs de la polarisation J_s

K_1, K_2 sont des coefficients appelés constantes d'anisotropie variable avec la température.

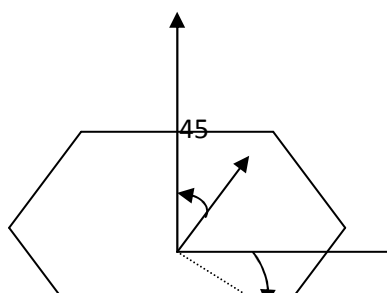
Si K_1 est positif, les directions faciles sont les arêtes (cas du fer), alors que pour K_1 négatif, les directions faciles sont les grandes diagonales (cas nickel).

b) Cas des systèmes de basse symétrie

Dans le cas de systèmes à plus basse symétrie (cas du cobalt par exemple qui cristallise dans le système hexagonal compact), on a alors un axe privilégié et l'énergie d'anisotropie est donnée par :

$$U_k = K_1\sin^2\theta + k_2\sin^4\theta + \dots \quad (\text{III.26})$$

Où θ représente l'angle entre la direction d'aimantation et l'axe principal.



θ φ

Figure (III-6) : Définition des angles θ et φ dans un cristal de structure hexagonale

III.6.3.3. Comportement thermique des ferromagnétiques

Afin de mieux comprendre le comportement thermique des ferromagnétiques on s'intéresse à leur aimantation ou leur polarisation.

Si on reste dans le cadre de la théorie de Langevin et la correction de Weiss

On a :

$$J = \mu_0 NmL(x) = J_0 L(x) \quad (\text{III.27})$$

Avec : $J_0 = \mu_0 Nm$ représente la polarisation à saturation

$$\frac{J}{J_0} = L(x) = L\left(\frac{\mu_0 Nm(H_{ext} + \lambda M)}{kT}\right)$$

On pose

$$\alpha = \frac{\mu_0 m(H_{ext} + \lambda M)}{kT} = \frac{m(\mu_0 H_{ext} + \lambda \mu_0 M)}{kT}$$

$$\alpha = \frac{m(B + \lambda J)}{kT}$$

On aura deux équations pour la polarisation :

$$\begin{cases} \frac{J}{J_0} = L(\alpha) \dots\dots (*) \\ \frac{J}{J_0} = \frac{kT}{m\lambda J_0} \alpha - \frac{B}{\lambda J_0} \dots\dots (**) \end{cases}$$

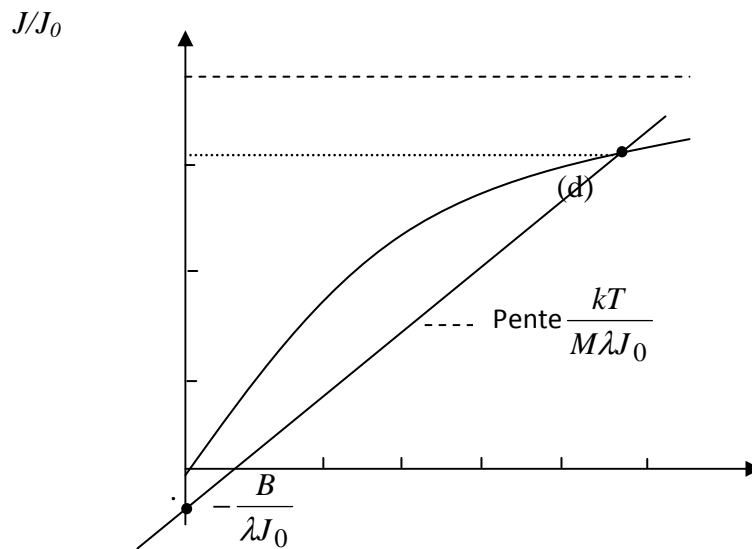


Figure (III-7) : Résolution graphique de l'aimantation relative J/J_0

L'intersection entre les courbes des deux équations nous donne un point P et si $B=0$ L'aimantation sera uniquement fonction de la température. Pour des températures très basses le point P se situe à des valeurs grandes de α , et pour des températures élevées la pente $\frac{kT}{m\lambda J_0}$ de la droite (d) augmente et l'aimantation diminue lentement dans un premier temps

puis rapidement jusqu'à son annulation. Elle passe par un minimum qui correspond à la température de Curie au delà de laquelle les propriétés ferromagnétique disparaissent, la substance aura alors un comportement paramagnétique, cependant, pour garder l'aimantation il faut appliquer un champ B, la polarisation qui résulte est régie par la loi de Curie Weiss :

$$J = \frac{C}{T - T_C} B$$

C : Constante de Curie

T_C : Température de Curie

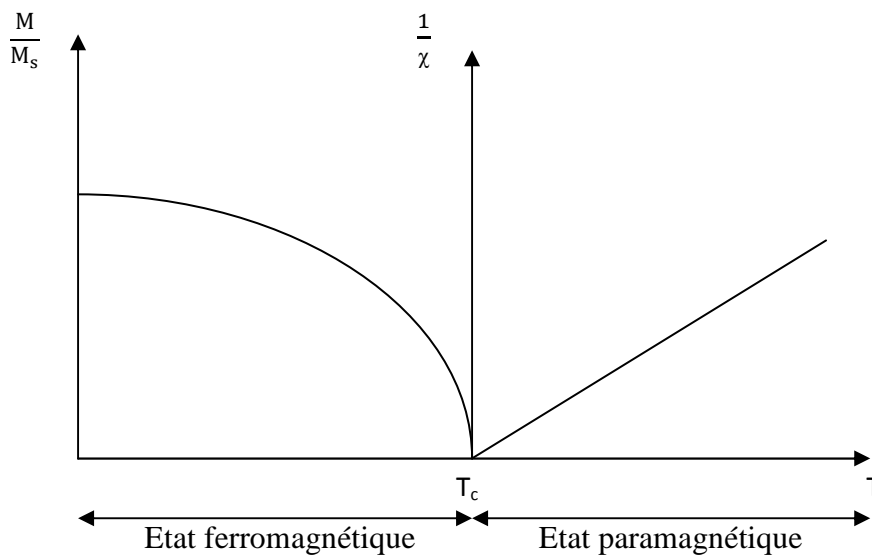


Figure (III-8) : Comportement thermique des ferromagnétiques

III.7. Matériaux magnétiques doux et matériaux magnétiques durs

Un matériau ferromagnétique doux est caractérisé par une perméabilité relative élevée et un champ coercitif faible et il présente un cycle d'hystérésis étroit. On l'utilise notamment comme conducteur de flux pour transmettre une information ou convertir de l'énergie. Matériaux (ex: Fer) qui possèdent une aimantation rémanente facile à annuler (H_c est petit) leur aimantation peut donc être facilement modifiée ce qui diminue d'autant les pertes par hystérésis. Ces matériaux sont donc utilisés dans les nombreux appareils où le champ

magnétique varie (transfo, électro-aimant, ...). Au contraire, les matériaux ferromagnétiques "durs" sont caractérisés par une perméabilité relative faible ($\mu_r \approx 1$) et un fort champ coercitif (H_c est grand); leur magnétisme rémanent est alors assez difficile à supprimer. Les matériaux "durs" présentent un cycle d'hystérésis très large. Ils sont utilisés en général pour faire des aimants permanents (ex : Acier). [5]

III.8. Hystérésis

Le cycle d'hystérésis est la courbe de réponse des matériaux magnétiques, à travers laquelle, ils gardent la mémoire de tous leurs états d'aimantation antérieurs par l'intermédiaire des domaines élémentaires. C'est *J.A.Ewing* qui a montré ce comportement spécifique dans le cas du Fer, et qu'il l'a appelé *hystérésis*. Le cycle d'hystérésis d'un matériau ferromagnétique dépend de la mobilité des parois de *Bloch*, elle même est fonction des énergies magnétiques et du champ appliqué. Donc il peut être considéré comme une caractéristique du matériau. [5]

La courbe de première aimantation et le cycle d'hystérésis sont deux propriétés importantes des substances ferromagnétiques. En effet, la plupart des applications technologiques sont basées sur l'existence de ce cycle. [5]

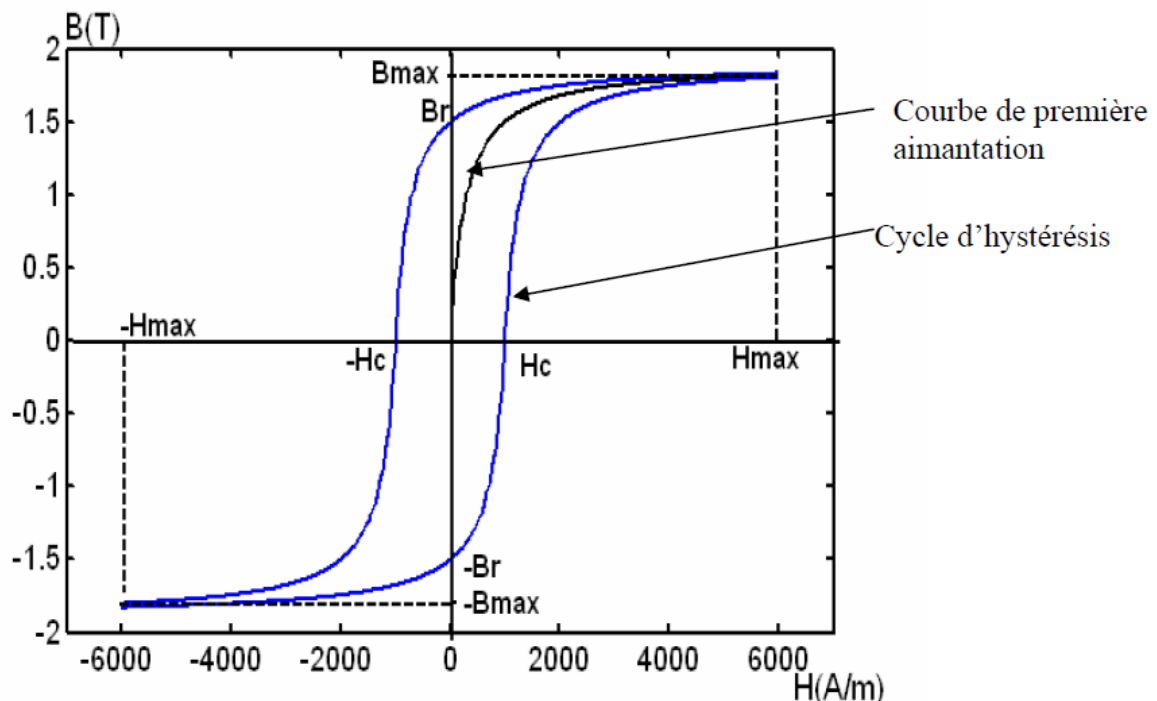


Figure (III-9) : Cycle d'hystérésis

III.8.2. Le champ coercitif \vec{H}_c

Cette grandeur indique la facilité avec laquelle le matériau à s'aimanter. Techniquement, le champ coercitif correspond sur le cycle d'hystérésis au champ d'excitation pour lequel l'induction est nulle.

III.8.3. L'induction rémanente \vec{B}_r

L'induction rémanente est celle qui subsiste quand le champ \vec{H} est nul.

III.8.3. Mécanisme d'hystérésis

Si on applique un champ à un matériau, on modifie la répartition des domaines par déplacement des parois et il en résulte une variation de l'aimantation. Celle-ci est représentée en pointillés sur la figure ci-dessous et est appelée courbe de première aimantation. Si le champ est suffisamment faible ces déplacements de parois sont réversibles et donc les variations de l'aimantation sont réversibles. Si le champ appliqué H dépasse une certaine valeur critique H_c , les déplacements des parois sont alors brutaux et irréversibles. Si le champ appliqué H est suffisamment élevé, l'aimantation augmente par rotation des domaines de Bloch et tend à atteindre une aimantation maximale qui est l'aimantation à saturation M_s , tous les spins sont parallèles. [5]

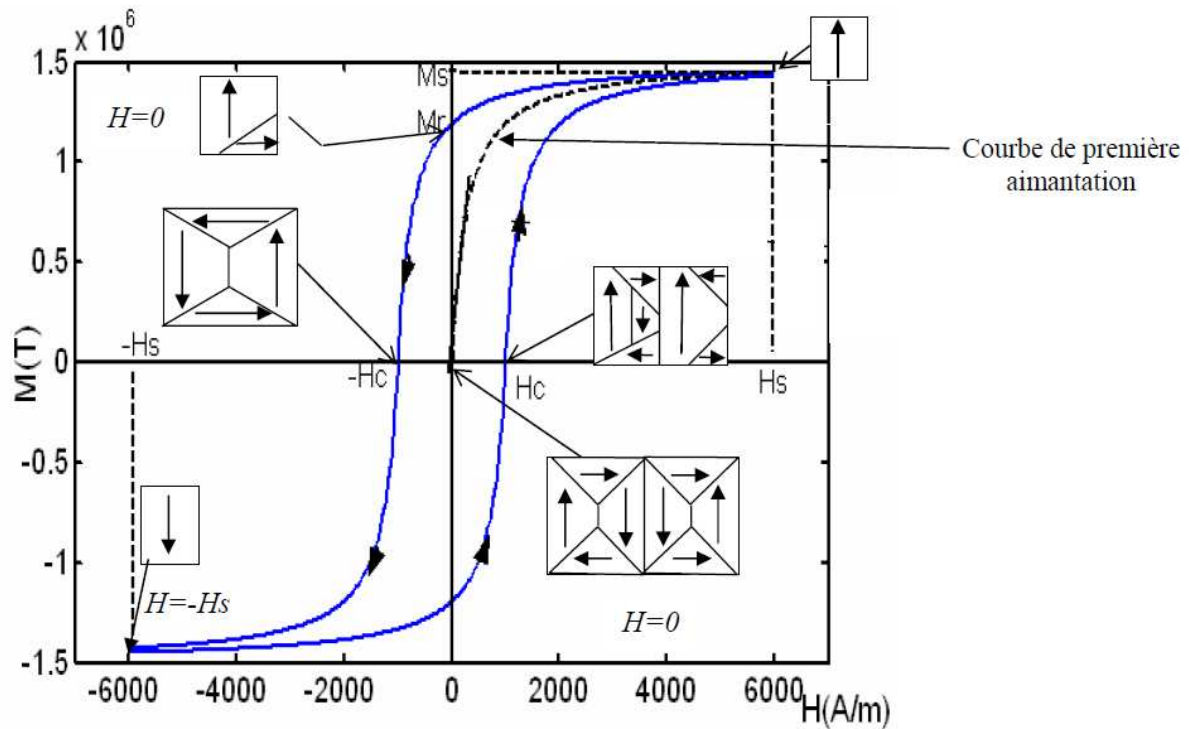


Figure (III-10) : Cycle d'hystérésis d'un matériau aimanté

III.9. Les alliages dans les aciers

Bien que le fer soit un élément fondamental pour son moment magnétique intrinsèque, il n'est pratiquement jamais utilisé pur en construction électrique, mais la plupart du temps en association avec d'autres éléments d'alliage couramment utilisés. Il s'agit essentiellement du silicium, associé éventuellement à un peu d'aluminium. [3]

III.9.1. Les alliages fer-silicium, aluminium

Le premier avantage des alliages fer-silicium réside dans leur conductibilité électrique considérablement réduite. Or, on sait que ce sont les courants induits qui freinent les déplacements des parois dans tous le processus d'aimantation. L'expérience montre que les éléments d'addition silicium et aluminium sont effectivement les plus efficaces pour obtenir une augmentation de la résistivité électrique du métal. [3]

Le fer pur a un comportement cristallographique compliqué, puisqu'il change de structure cristalline entre 910 et 1400°C. Il passe de l'état cubique centré (ferrite ou Fe α) à l'état cubique à faces centrées (austénite ou Fe γ). L'addition de silicium et d'aluminium augmente

la stabilité de la phase α . Le fait que le métal conserve sa structure (α) quelle que soit la température facilite les traitements thermiques de l'alliage. [3]

L'addition de silicium et dans une moindre mesure celle de l'aluminium, entraîne un durcissement du métal. Ce durcissement rend possible la découpe dans les tôles minces, de formes compliquées comme celles qu'utilisent les constructeurs de machines. [3]

L'addition de silicium entraîne une diminution sensible de l'anisotropie magnétocristalline du fer. La rotation des moments s'en trouve donc facilitée. [3]

III.9.2. Les alliages fer-nickel

Les alliages FeNi (plus additions éventuelles) doivent leurs performances élevées à la structure cfc qui apparaît dès 25-30% Ni qui reste stable lors du traitement thermique. Cette structure est de plus facile à laminier jusqu'à de très faibles épaisseurs (25 μm).

Une anisotropie magnétocristalline bien modeste caractérise ces alliages, 40 à 50 fois plus faible que celle du fer, et surtout elle s'annule pour une composition voisine de 75% de nickel. Il s'agit là d'une propriété exceptionnelle, aux conséquences pratiques considérables pour la mise au point des alliages à très grande perméabilité.

Les applications sont alors très variées allant de l'électrotechnique miniature au transformateur de signaux en passant par les relais haute sensibilité et les tores de détection de défaut électrique.

III.9.3. Les alliages fer-cobalt

Les alliages FeCo ont à la fois des qualités véritablement exceptionnelles et d'énormes défauts. Entre 30 à 50% de cobalt ces alliages possèdent une aimantation spontanée à température ambiante supérieure ou égale à 2.4 T le record absolu de tous les alliages ferromagnétiques. [3]

On note aussi que l'anisotropie de l'alliage à 50% de cobalt est bien inférieure à celle du fer pur. Ces caractéristiques favorables laissent espérer des performances exceptionnelles au sein

des matériaux magnétiques destinés à la construction électrique. Ces alliages révèlent malheureusement d'une métallurgie si compliquée. [3]

Enfin, il faut noter que le cobalt est un élément beaucoup plus coûteux que le nickel car il est peu abondant et moins bien réparti sur la terre. [3]

III.10. Pertes dans les matériaux magnétiques

III.10.1. Pertes par hystérésis

Les pertes par hystérésis sont la conséquence des mouvements des parois de Bloch. En fait, à chaque cycle complet d'hystérésis, il se produit une perte d'énergie due au travail des forces de freinage agissant sur les parois de Bloch en mouvement. La quantité d'énergie dissipée par mètre cube est égale à la surface du cycle d'hystérésis.

III.10.2. Pertes par courants de Foucault

On appelle pertes par courant de Foucault, les pertes par effet joules résultant des courants créés dans toute la matière conductrice, par un flux variable.

III.11. Les tôles magnétiques

III.11.1. Les tôles en fer et fer silicium à grains non orientés

III.11.1.1. Utilisation

Ces tôles sont utilisées pour la construction de tous les circuits magnétiques feuilletés, fonctionnant en régime d'induction variable (à l'exclusion des noyaux des transformateurs, pour lesquels on utilise des tôles à grains orientés). [3]

III.11.1.2. Les différentes catégories de tôles en fer et fer silicium à grains non orientés

Il existe deux grandes familles de tôles non orientées qui se partagent le marché de la construction électrique, à parts sensiblement égales :

- les tôles recuites, ayant reçu un revêtement final isolant, dites "fully process" dans le jargon technique international,
- les tôles non terminées, livrées au constructeur électricien à un état intermédiaire semi-fini, dites "semi-process"

Les qualités riches en silicium et aluminium, qui mènent à des pertes réduites et qu'on utilise dans la construction des grosses machines tournantes n'existent sur le marché qu'en tôle "fully process". Les tôles "semi-process" sont apparues il y a plusieurs décennies chez les constructeurs de petites machines en très grandes séries. Dans ces petites machines, le constructeur privilégiait une grande induction de travail de préférence à de faibles pertes et par conséquent des aciers peu alliés, donc moins coûteux. En contre partie l'électricien utilisateur de tôles "semi-process" doit réaliser impérativement un recuit après découpage et l'isolation des tôles. Les deux formules coexistent aujourd'hui en concurrence sur le marché, sans que les avantages d'une technologie s'imposent au plan mondial. [3]

Les compositions utilisées dans les deux familles de produits mènent à un large éventail de qualités. Interviennent en effet :

- En premier lieu la teneur en silicium,
- Eventuellement la teneur en aluminium et en manganèse,
- La teneur en impuretés (leur nature, leur montant, leur forme physique) qui sont fonction des possibilités de l'aciérie. Pour les qualités les plus performantes, l'épuration de l'acier fait appel aux techniques les plus modernes (épuration à l'oxygène sous vide). Les impuretés jouent un rôle déterminant pour les propriétés magnétiques

III.11.1.3. Fabrication des tôles à grains non orientés

Il faut distinguer deux étapes dans cette fabrication. La première comprend :

-l'élaboration de l'acier.

-la coulée en brame.

-et le laminage à chaud jusqu'à une épaisseur voisine de 2 mm.

La composition de l'acier et les niveaux admissibles en impuretés résiduelles sont définis dès le départ et les opérations ultérieures sont menées en veillant à éviter toute pollution accidentelle. Des usines spécifiques, et dans ces usines des lignes de production spécialisées,

sont affectées à la finition des deux familles de tôles à partir de la bande laminée à chaud. Le tableau suivant indique les opérations successives menant aux produits utilisés. [3]

Les épaisseurs utilisées varient de 0.7 mm pour les qualités les moins nobles contenant peu de silicium à 0.35 mm pour les qualités les plus performantes. Enfin les revêtements isolants les plus courants sont des revêtements organiques minces (épaisseurs \approx 2 micromètres), ou des vernis phosphatants qui n'entravent pas la soudure des tôles quand elle est nécessaire et qui possèdent un pouvoir lubrifiant du poinçon utilisé pour la découpe. [3]

étapes	Tôles « fully-process »	Tôles « semi-process »
1	Elaboration de l'acier à l'analyse souhaitée	
2	Coulée continue-Obtention de brames	
3	Réchauffage des brames-laminage à chaud (e= 2 mm à 2.5 mm)	
4	Décapage	Décapage
5	Laminage à froid (e final)	Laminage à froid
6	Traitement thermique en continu (quelques minutes) -décarburation -recristallisation	Traitement thermique en continu (quelques minutes pour recristallisation)
7	Mise en place d'un revêtement isolant	Ecrouissage (allongement contrôlé)
8	Découpage	Découpage
9	Construction du circuit	Recuit pour : -décarburation dénituration -grossissement du grain -isolation par oxydation contrôlée
10		Construction du circuit

III.11.1.4. Caractéristiques magnétiques normalisées de quelques qualités de tôles à grains non orientés

Pour chaque épaisseur, la classification des tôles disponibles sur le marché est assurée à partir de leurs pertes spécifiques, mesurées pour une polarisation sinusoïdale d'amplitude 1.5 T à 50 Hz. Le tableau suivant indique les caractéristiques magnétiques de quelques tôles à

grains non orientés. Les bandes en qualités « semi-process » reçoivent toujours un traitement thermique de référence avant mesure de leurs caractéristiques [3]

	Epaisseur Nominale (mm)	Pertes Spécifiques Maximales (W.Kg ⁻¹ pour B=1.5T)	Induction minimale (en T) Pour un champ H (en A.m ⁻¹)			Utilisation principale
			2500	5000	10 000	
Qualités « fully-Process »	0.35	2.50	1.49	1.60	1.71	Grosses machines tournantes
	0.50	2.70	1.49	1.60	1.71	Grosses machines tournantes
	0.50	4.70	1.52	1.62	1.73	Moteurs de moyennes puissances
	0.65	6.00	1.54	1.64	1.75	-petits moteurs
	0.65	8.00	1.58	1.68	1.76	-relais appareillage domestique
Qualités « semi-Process »	0.50	3.90	1.54	1.64	1.75	Moteurs de moyennes puissances
	0.50	6.60	1.60	1.70	1.80	Petits moteurs
	0.65	5.20	1.55	1.65	1.76	relais
	0.65	10.00	1.58	1.68	1.79	appareillage domestique

III.11.2. Les tôles fer-silicium à grain orientés

III.11.2.1. Utilisation

Il s'agit de tôles généralement obtenues par laminage à froid jusqu'à l'épaisseur souhaitée. Elles sont utilisées pour les circuits magnétiques des transformateurs, cette tôle acquiert très facilement une aimantation importante parallèlement à sa direction de laminage. [3]

III.11.2.3. Principes de fabrication

Deux familles de tôles à grains orientés sont actuellement disponibles sur le marché : les tôles classiques et les tôles dites à haute perméabilité plus performantes. Les grandes. Les différentes étapes de fabrication des tôles classiques sont rapportées dans le schéma suivant : [3]

Etape	Opération
1	Elaboration de l'acier à l'analyse souhaitée
2	Coulé continue-obtention de brames
3	Réchauffage de brames au fours à longerons ($T \geq 1350^\circ\text{C}$)
4	Laminage à chaud au train à bandes ($e=2$ mm)
5	Décapage et premier laminage à froid ($e=0.7$ mm)
6	Recuit intermédiaire
7	Deuxième laminage à froid à l'épaisseur finale ($e=0.30$ mm)
8	Recuit de décarburation en atmosphère très légèrement oxydante
9	Enduction d'un lait de magnésie et séchage
10	Recuit statique de recristallisation secondaire (1175°C)
11	Lavage brossage et recuit de phosphatation

III.11.2.4. L'isolation des tôles à grains orientés

Les tôles à grains orientés sont destinées en priorité à la construction des noyaux des transformateurs, qui fonctionnent très souvent dans un bain d'huile minérale pour l'isolation et le refroidissement du système. L'isolant propre des tôles doit indéfiniment rester parfaitement neutre et chimiquement stable vis-à-vis de ce milieu. [3]

III.11.2.5. Caractéristiques des tôles commercialisées

On ne s'intéresse systématiquement qu'aux caractéristiques magnétiques mesurées parallèlement à la direction de laminage, pour une polarisation magnétique sinusoïdale, à la fréquence industrielle choisie (50 Hz ou 60 Hz) et pour une valeur crête de la polarisation égale à 1.7 T.

Les caractéristiques de quelques tôles à grains orientés à un champ d'excitation alternatif d'amplitude 800 A/m sont rapportées dans le tableau suivant : [3]

	Epaisseur Nominale (en mm)	Pertes spécifiques J=1.7 T ,50 Hz (en W/Kg)	Puissance Apparente Spécifique J=1.7 T, 50 Hz (en VA/Kg)	Polarisation J (en T)
Tôles « classiques »	0.35	1.50	3	1.75
	0.30	1.25	2.7	1.84
	0.23	1.07	2.6-2.7	1.84
Tôles à « haute perméabilité »	0.30	1.05	1.40	1.92
	0.27	1.03	1.40	1.92
	0.23	0.85	1.40	1.90

III.12. conclusion

Les matériaux magnétiques sont classés en familles, chaque famille est distinguée par une grandeur électromagnétique, qui est la susceptibilité magnétique.

Dans le cas des machines électriques c'est les matériaux ferromagnétiques qui sont les plus utilisés.

Les matériaux magnétiques sont incontournables dans la réalisation des dispositifs électromagnétiques, si l'on veut obtenir des performances appréciables. Les constructeurs œuvrent toujours dans le sens de mettre sur le marché, des tôles performantes dans le but réduire les pertes donc d'accroître le rendement.

Chapitre IV

IV.1. Application I

IV.1.2. Description du système étudié

La figure (IV.1) montre la géométrie du système étudié, ce dernier est composé de deux tôles de même épaisseur entre lesquelles existe un entrefer.

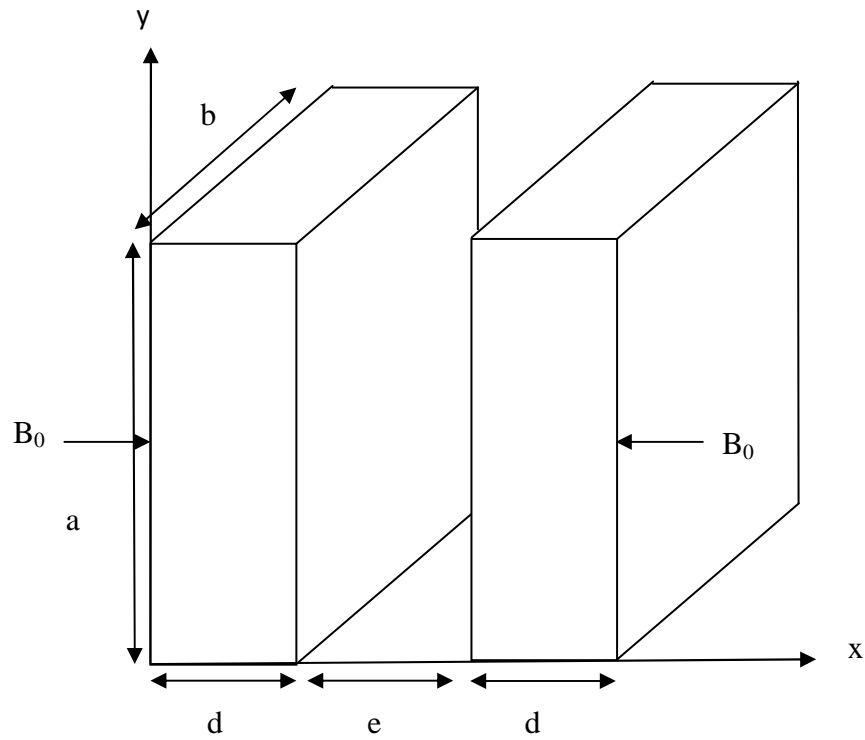


Figure (IV.1) : Structure et dimensions du système étudié

IV.1.3. Les équations associées aux différentes régions du système étudié

a. Les tôles

L'équation en terme du champ magnétique \vec{H} est donnée par :

$$\frac{d^2 H_{\text{tole}}(x)}{dx^2} - j\sigma\mu\omega H_{\text{tole}}(x) = 0 \quad (\text{IV.1})$$

La solution de l'équation (IV.1) est de la forme :

$$H_{\text{tole}}(x) = K_1 e^{+x/\delta} + K_2 e^{-x/\delta} \quad (\text{IV.2})$$

Avec : $\delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma\mu\omega}}$

L'induction magnétique dans la tôle est donné par :

$$B_{tôle}(x) = \mu \cdot H_{tôle}(x) \quad (IV.3)$$

$$\mu = \mu_0 \cdot \mu_r$$

Le flux magnétique est donné par :

$$\Phi_{tôle} = B_{tôle}(x) \cdot a \cdot b \quad (IV.4)$$

L'énergie emmagasinée dans la tôle est donnée par:

$$W_{tôle} = \int_{V_{tôle}} \left(\int_{B_{tôle}} H_{tôle} \cdot dB_{tôle} \right) \cdot dV_{tôle} \quad (IV.5)$$

b. L'entrefer

L'équation en terme de H dans l'entrefer s'écrit comme suit :

$$\frac{d^2 H_{air}(x)}{dx^2} = 0 \quad (IV.6)$$

La solution de l'équation () est de la forme :

$$H_{air}(x) = C_1 \cdot x + C_2 \quad (IV.7)$$

L'induction magnétique est donné par :

$$B_{air}(x) = \mu \cdot H_{air}(x) \quad (IV.8)$$

$$\mu = \mu_0$$

Le flux magnétique est donné par :

$$\Phi_{air} = B_{air}(x) \cdot a \cdot b \quad (IV.9)$$

L'énergie emmagasinée dans l'air est donnée par:

$$W_{air} = \int_{V_{air}} \left(\int_{B_{air}} H_{air} \cdot dB_{air} \right) \cdot dV_{air} \quad (IV.10)$$

IV.1.4. Caractéristiques physiques du système

$$\delta = 0.5 \text{ mm}$$

$$\text{Tôle 1 : } \mu_{r1} = 1000$$

$$\text{Tôle 2 : } \mu_{r2} = 1000$$

$$\text{Entrefer : } \mu_0 = 4. \pi. 10^{-7}$$

IV.1.5. Dimensions géométriques du système

Epaisseur des deux tôles 1 et 2 : « d = 1 mm »

Epaisseur de l'entrefer : « e »

la hauteur du système : « a = 3 cm »

la profondeur du système : « b = 2 cm »

IV.1.6. Conditions aux limites

$$B(x=0) = B_0$$

$$B(x=2.d+e) = B_0$$

$$\text{Avec: } B_0 = 1.5T$$

IV.1.7. Résultats et discussions

Pour « e = 1 mm »

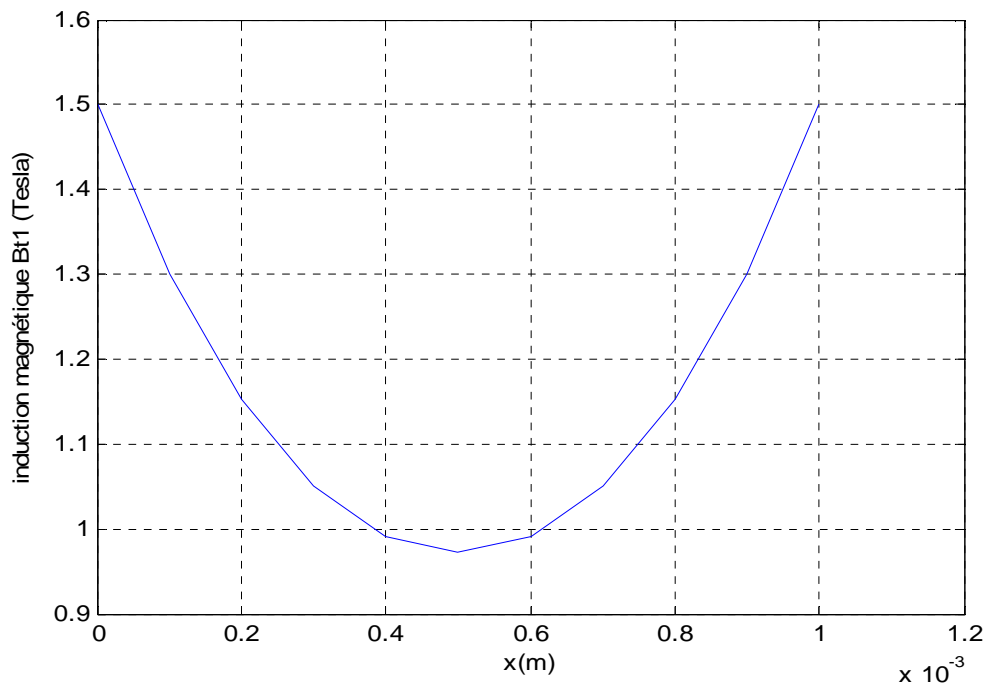


Figure (IV.1) : variation de l'induction magnétique dans la tôle n°1 en fonction de la position

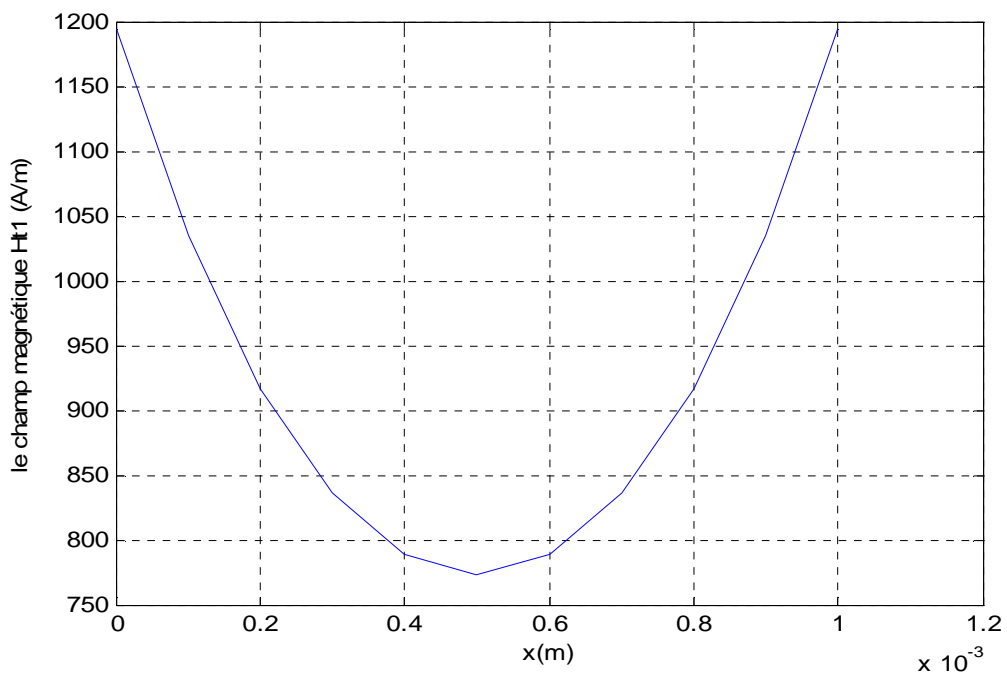


Figure (IV.2) : variation du champ magnétique dans la tôle n°1 en fonction de la position

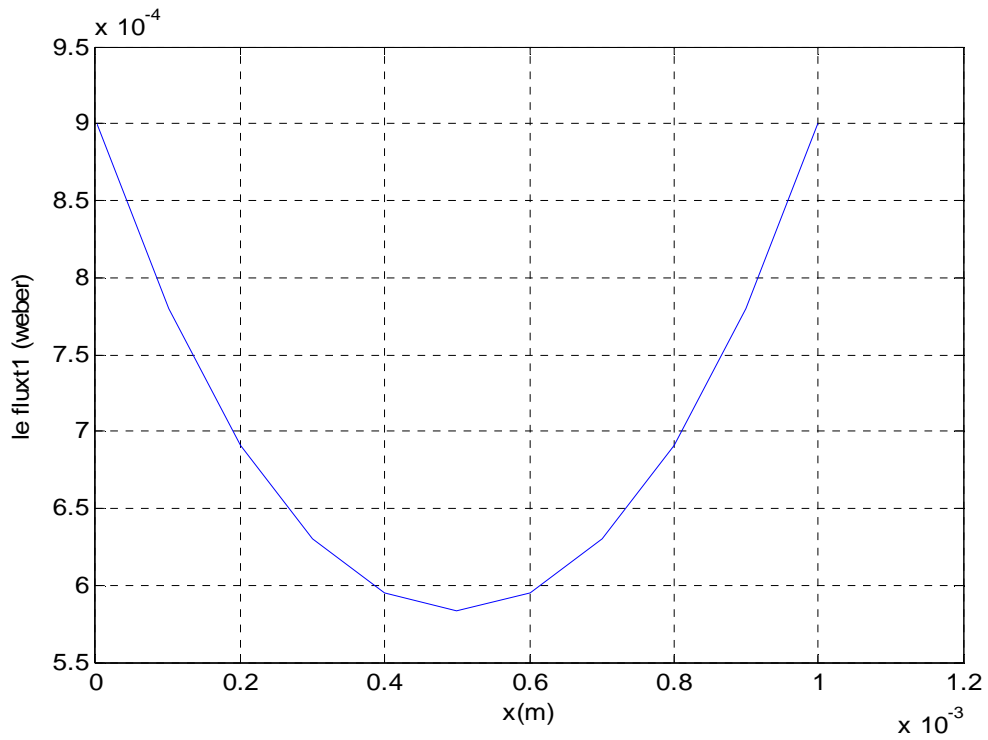


Figure (IV.3) : variation du flux magnétique dans la tôle n°1 en fonction de la position

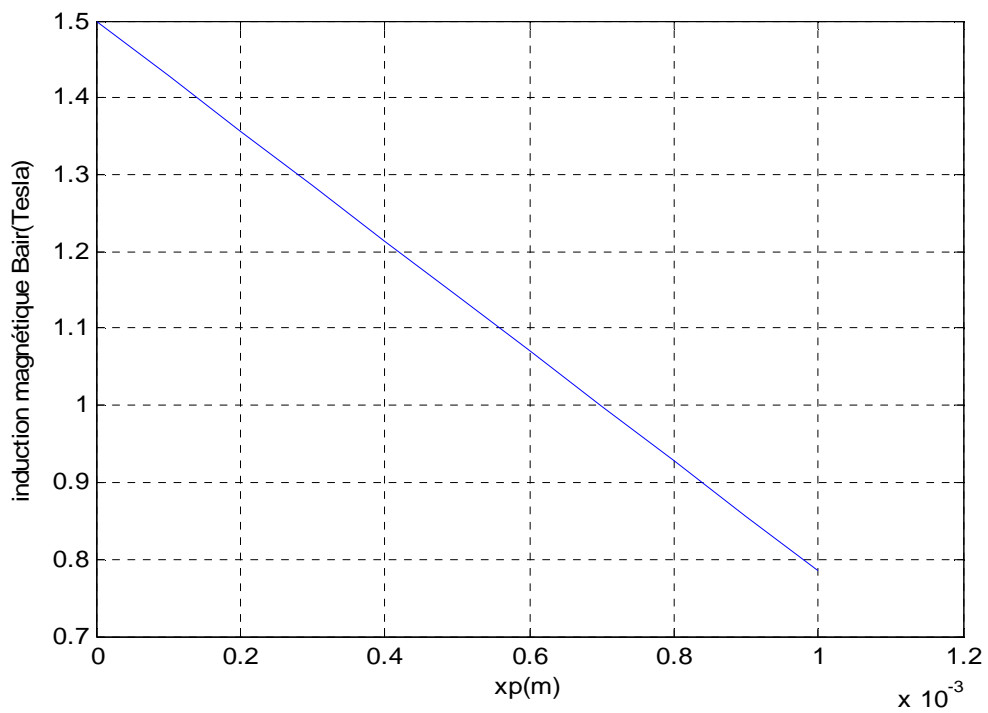


Figure (IV.4) : variation de l'induction magnétique dans l'entrefer en fonction de la position

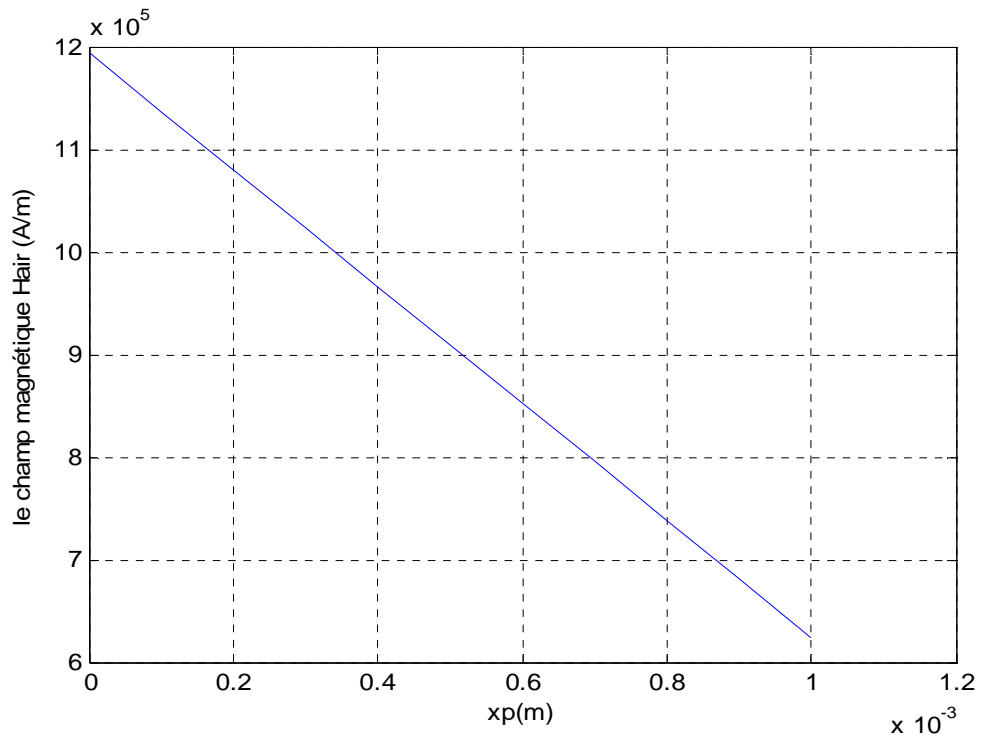


Figure (IV.5) : variation du champ magnétique dans l'entrefer en fonction de la position

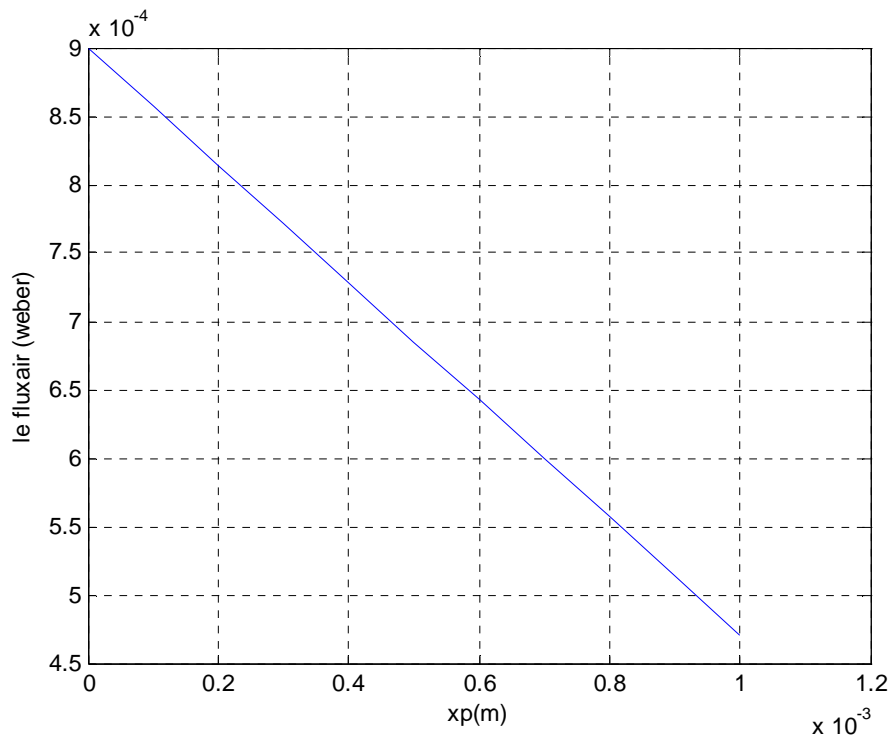


Figure (IV.6) : variation du flux magnétique dans l'entrefer en fonction de la position

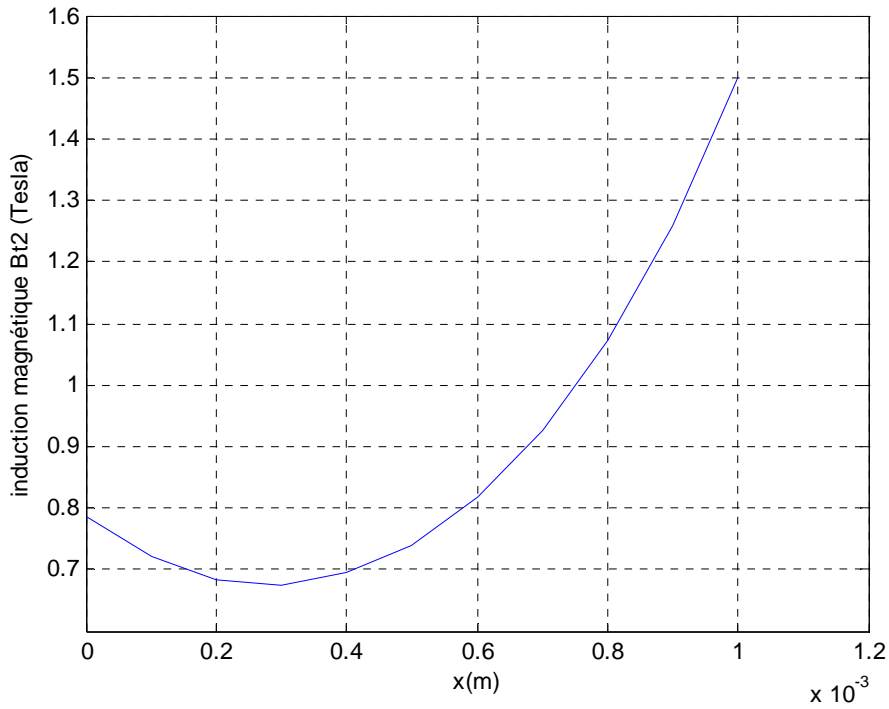


Figure (IV.7) : variation de l'induction magnétique dans la tôle n°2 en fonction de la position

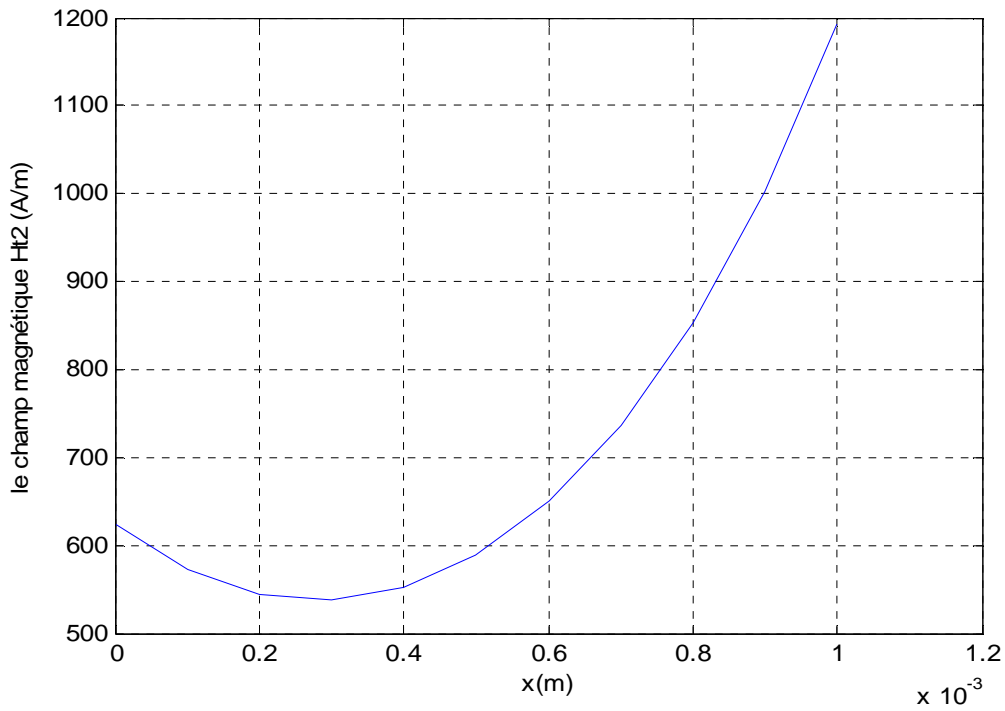


Figure (IV.8) : variation du champ magnétique dans la tôle n°2 en fonction de la position

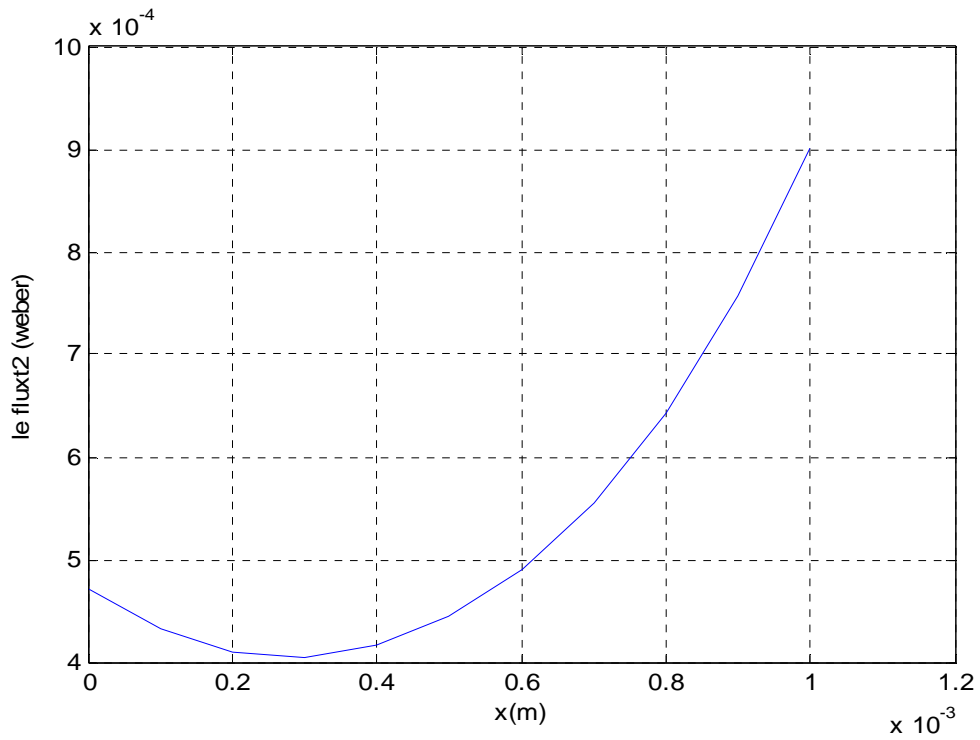


Figure (IV.9) : variation du flux magnétique dans la tôle n°2 en fonction de la position

a- Energie emmagasinée dans la tôle n°1

$$W_{t1} = 1.0898 \cdot 10^{-4} \text{ J}$$

b- Energie emmagasinée dans l'air

$$W_{air} = 0.1992 \text{ J}$$

c- Energie emmagasinée dans la tôle n°2

$$W_{t2} = 1.4026 \cdot 10^{-4} \text{ J}$$

d- Somme des trois énergies ($W = W_{t1} + W_{air} + W_{t2}$)

$$W = 0.1994 \text{ J}$$

Pour « e=0.9mm »

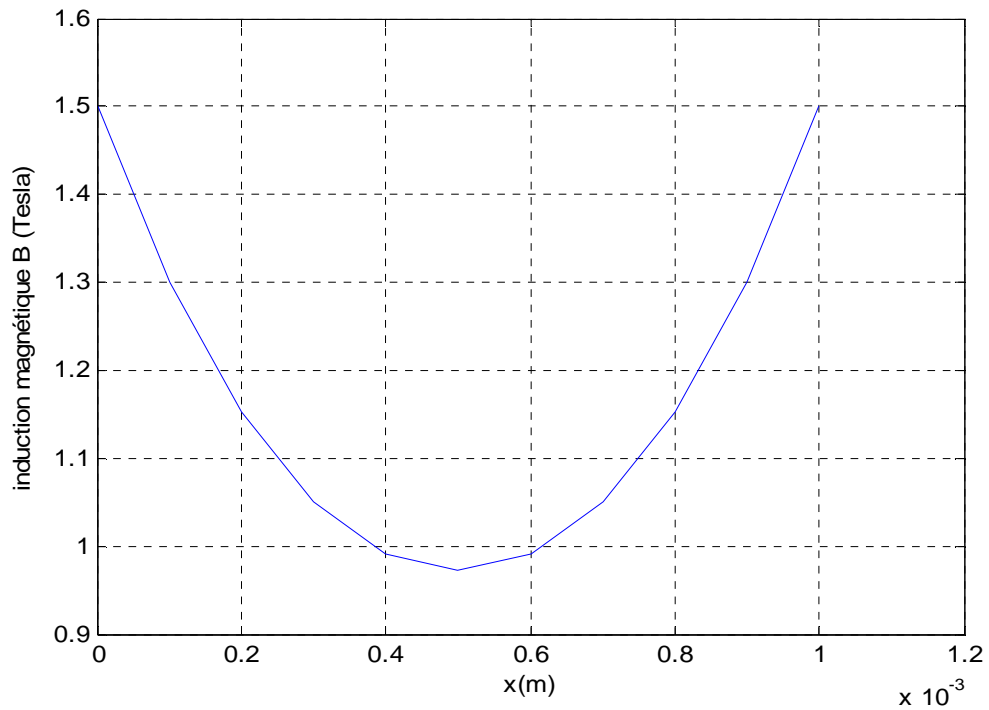


Figure (IV.10) : variation de l'induction magnétique dans la tôle n°1 en fonction de la position

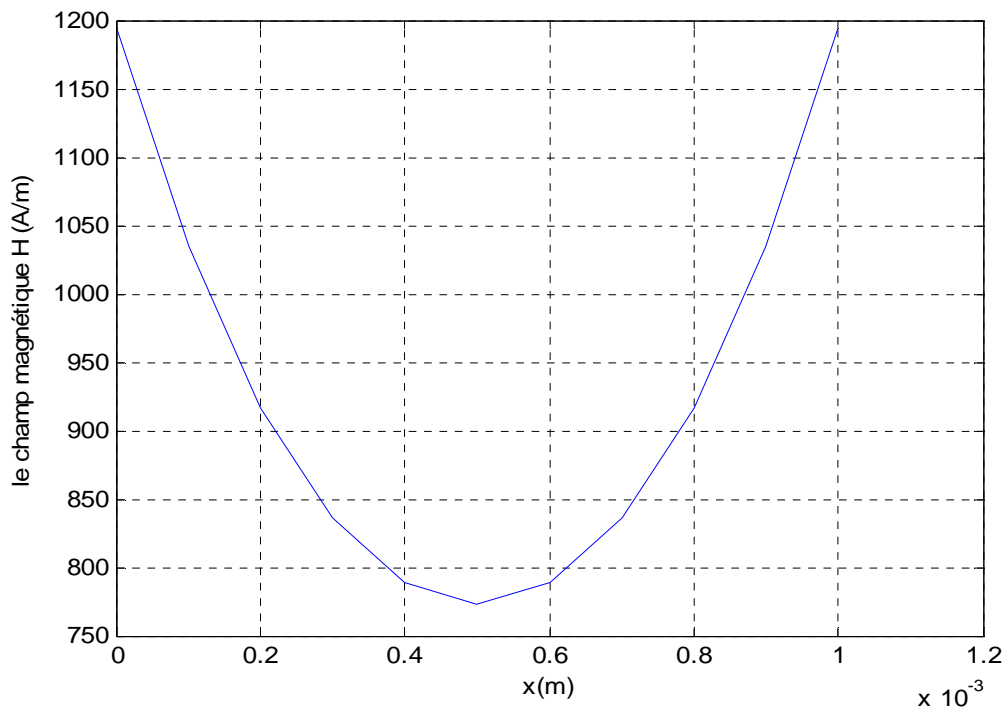


Figure (IV.11) : variation du champ magnétique dans la tôle n°1 en fonction de la position

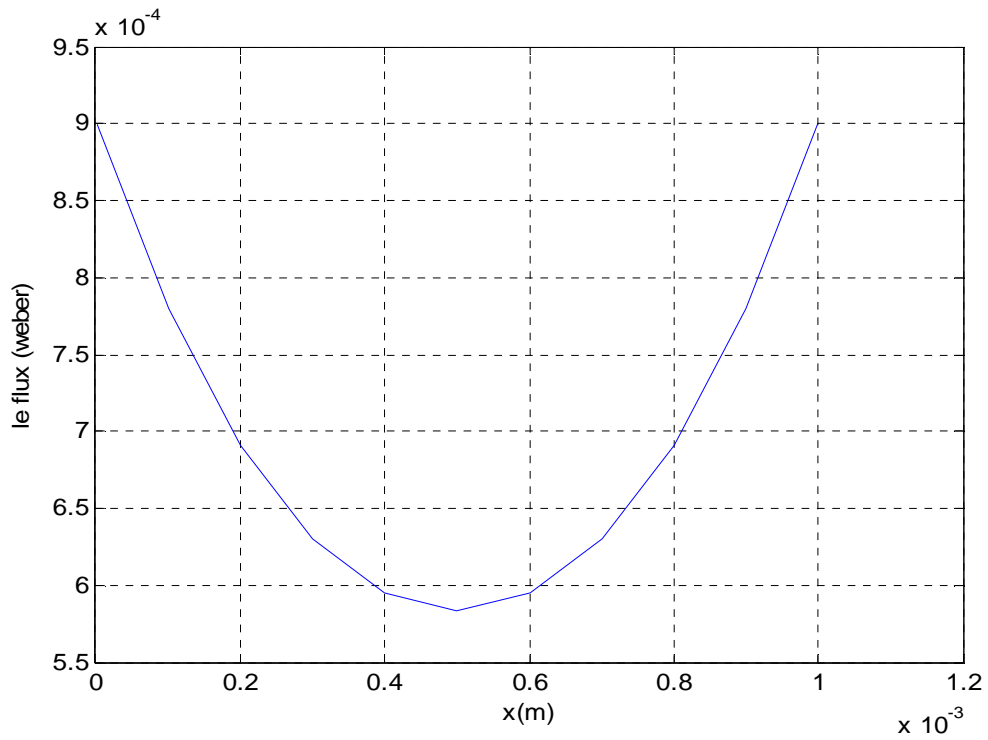


Figure (IV.12) : variation du flux magnétique dans la tôle n°1 en fonction de la position

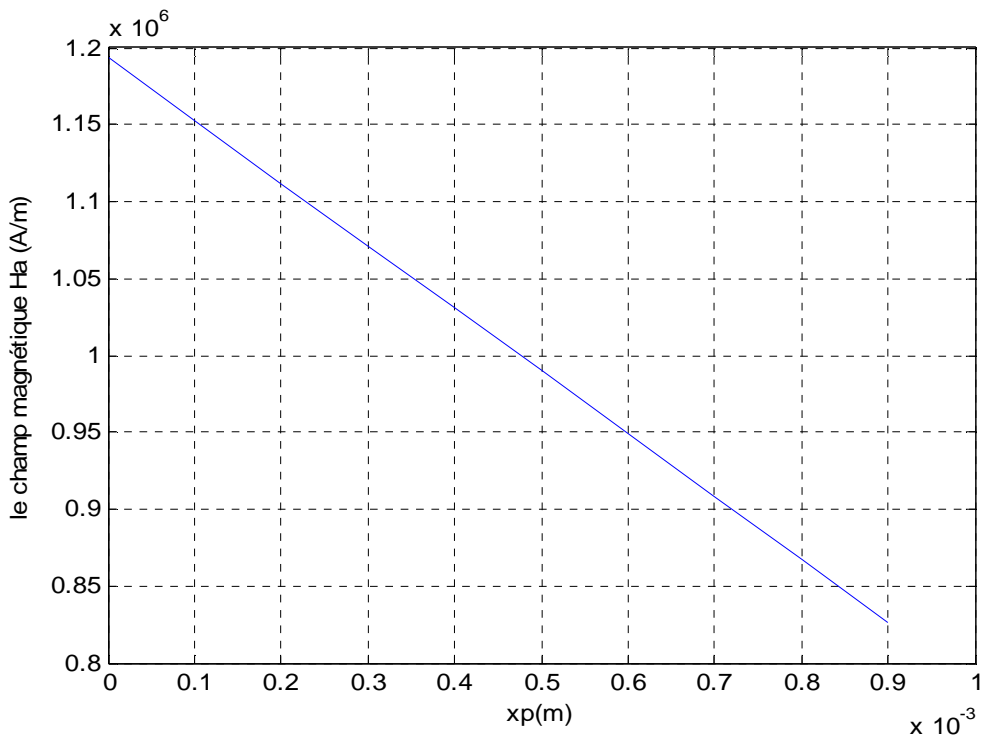


Figure (IV.13) : variation de l'induction magnétique dans l'entrefer en fonction de la position

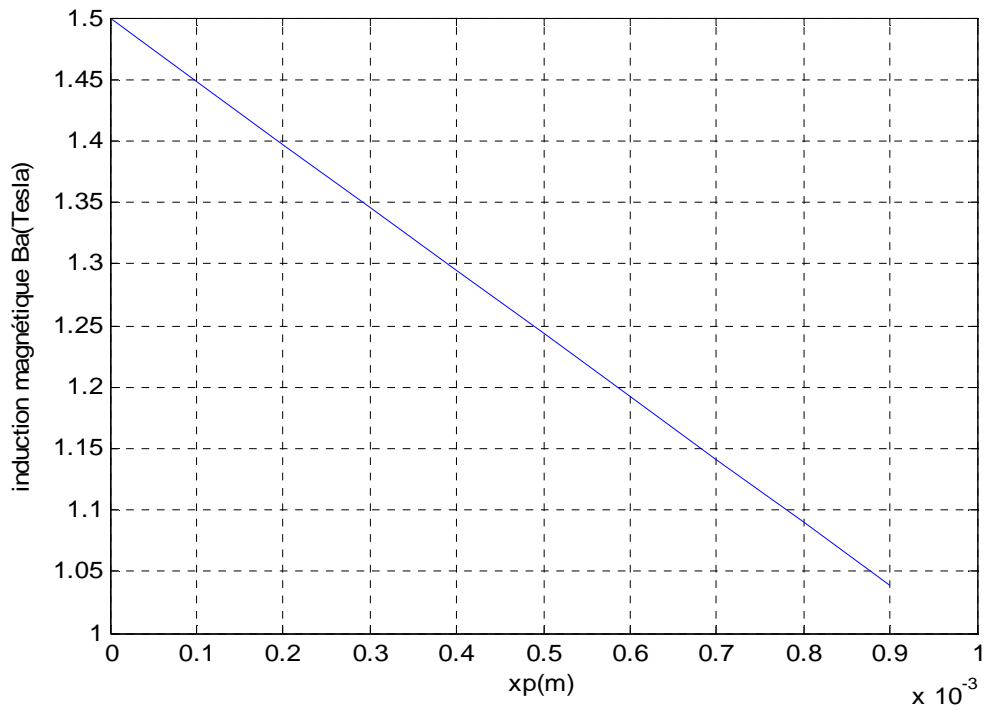


Figure (IV.14) : variation du champ magnétique dans l'entrefer en fonction de la position

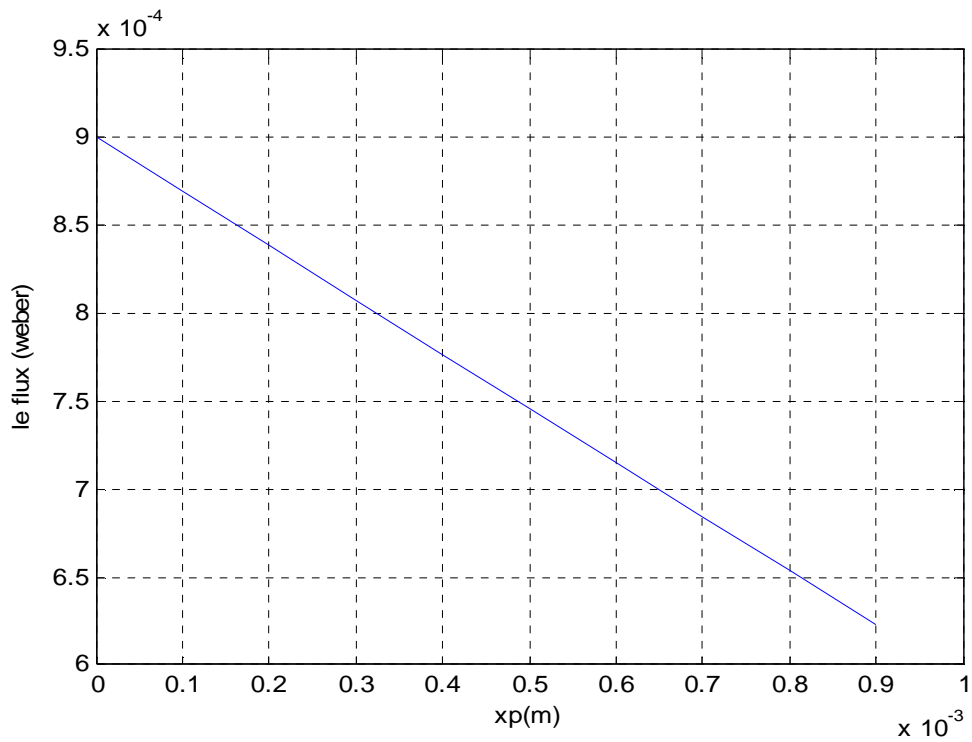


Figure (IV.15) : variation du flux magnétique dans l'entrefer en fonction de la position

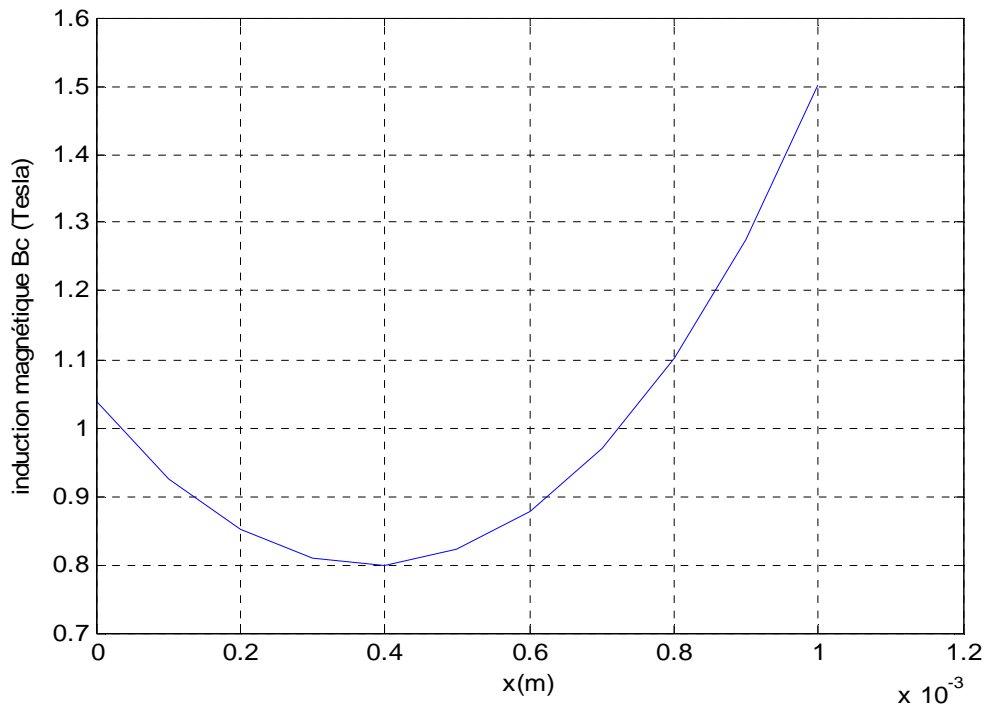


Figure (IV.16) : variation de l'induction magnétique dans la tôle n°2 en fonction de la position

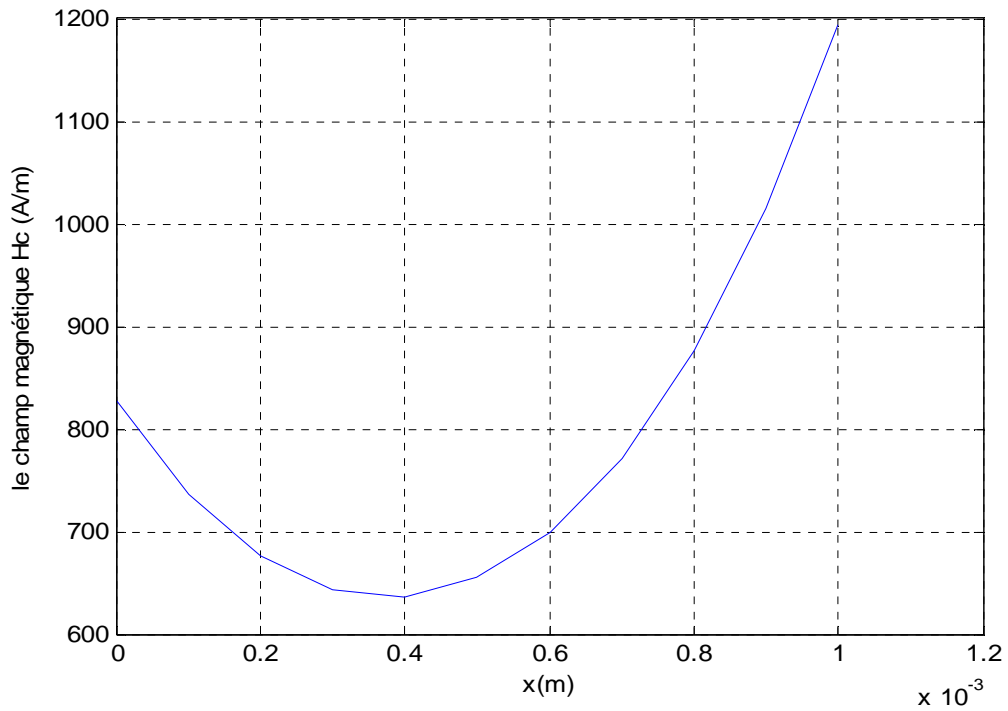


Figure (IV.17) : variation du champ magnétique dans la tôle n°2 en fonction de la position

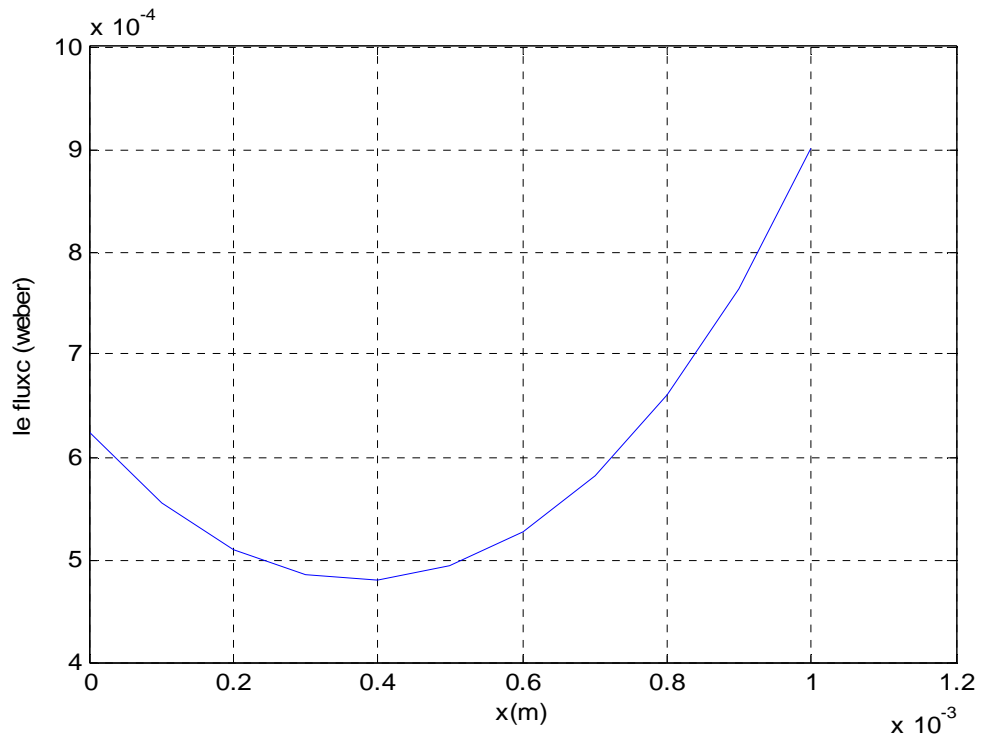


Figure (IV.18) : variation du flux magnétique dans la tôle n°2 en fonction de la position

a- Energie emmagasinée dans la tôle1

$$W_{t1} = 1.0898 \cdot 10^{-4} \text{ J}$$

b- Energie emmagasinée dans l'air

$$W_{air} = 0.1980 \text{ J}$$

c- Energie emmagasinée dans la tôle2

$$W_{t2} = 1.3804 \cdot 10^{-4} \text{ J}$$

d- Somme des trois énergies ($W = W_{t1} + W_{air} + W_{t2}$)

$$W = 0.1982 \text{ J}$$

Pour « e=0.8mm »

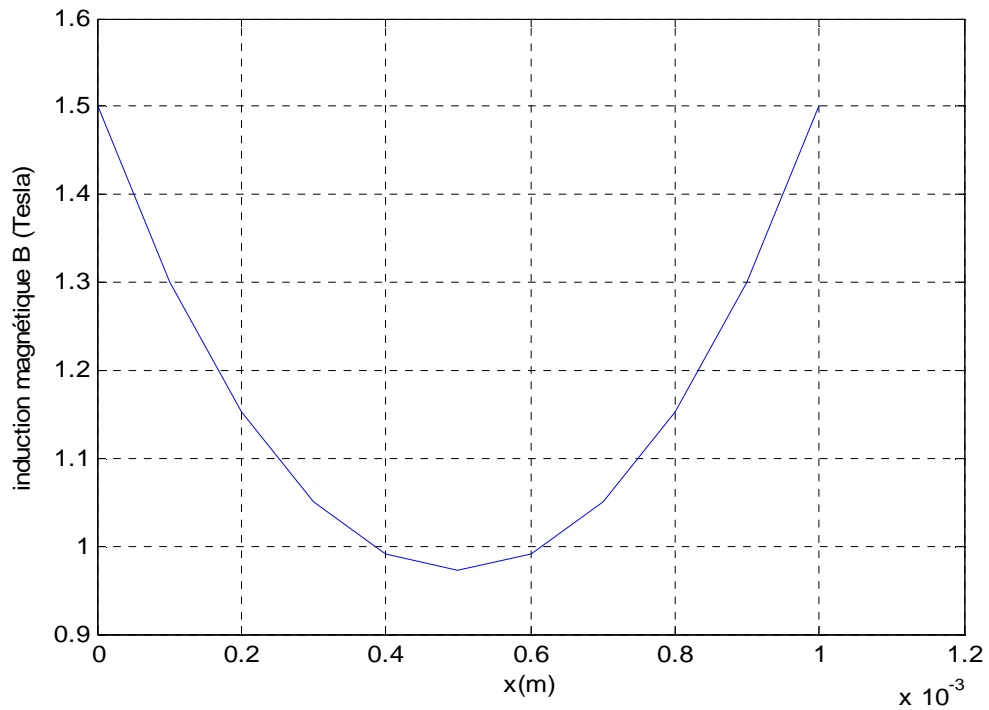


Figure (IV.19) : variation de l'induction magnétique dans la tôle n°1 en fonction de la position

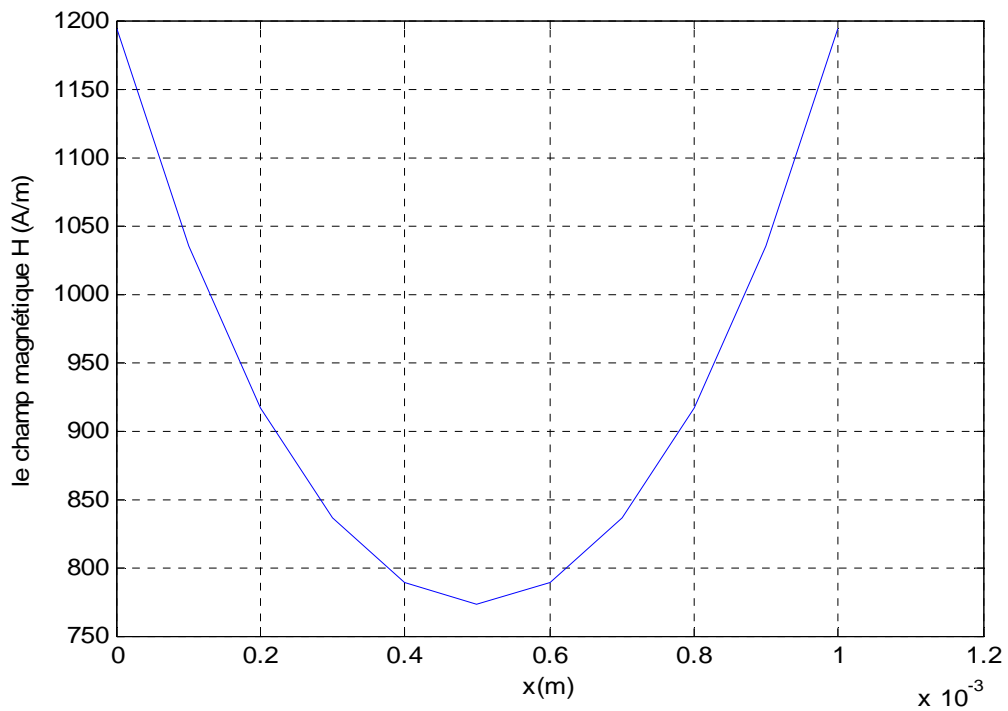


Figure (IV.20) : variation du champ magnétique dans la tôle n°1 en fonction de la position

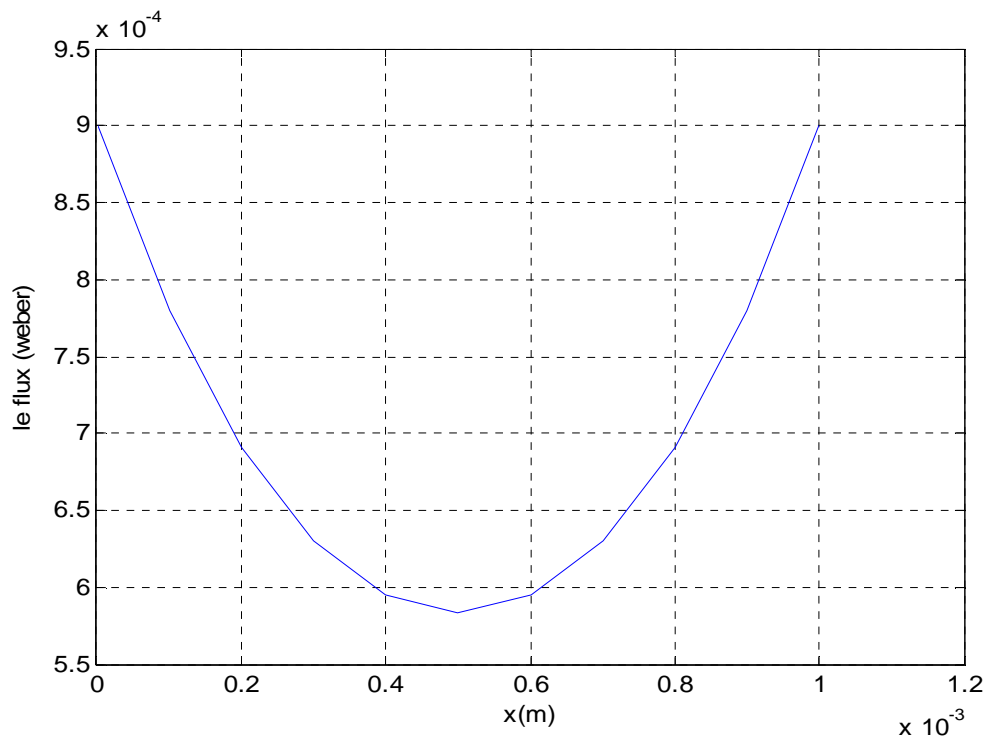


Figure (IV.21) : variation du flux magnétique dans la tôle n°1en fonction de la position

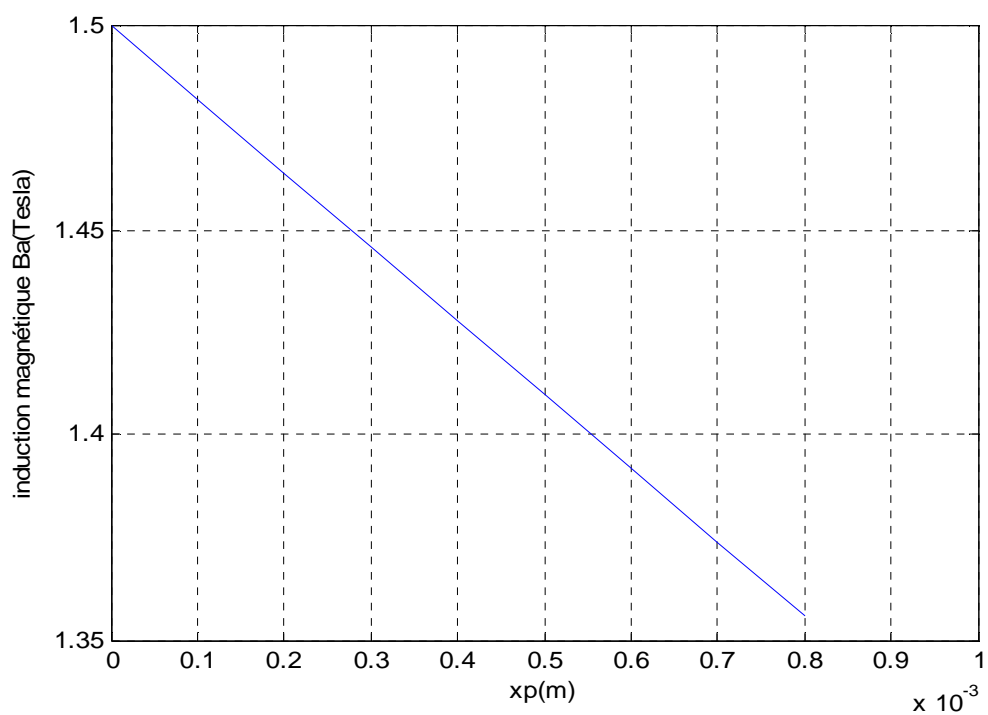


Figure (IV.22) : variation de l'induction magnétique dans l'entrefer en fonction de la position

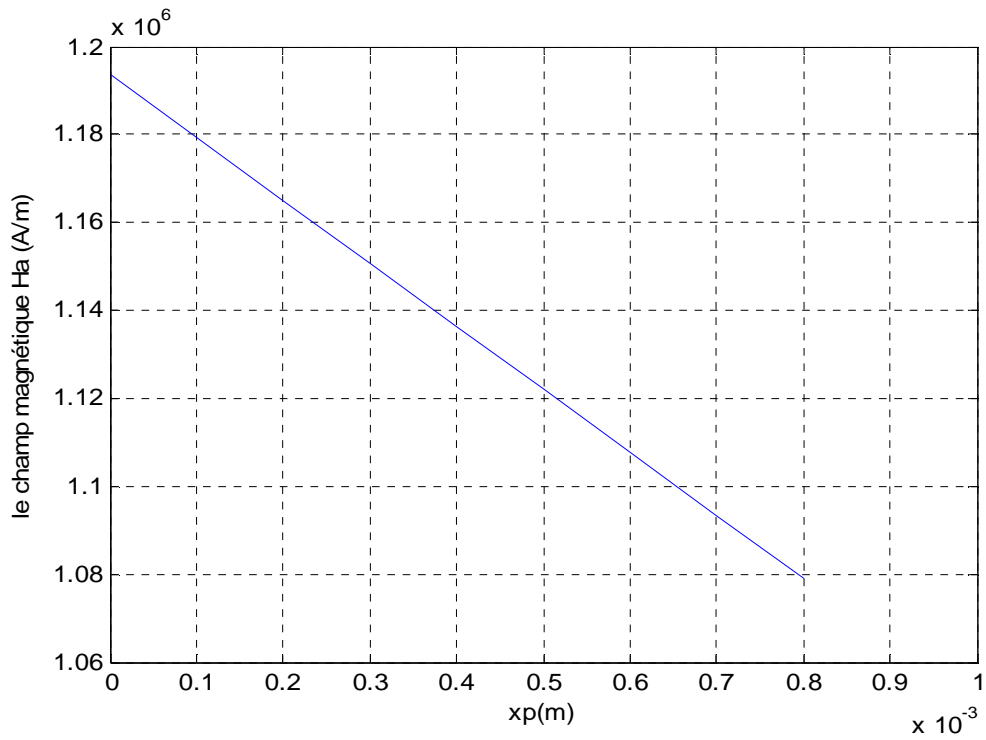


Figure (IV.23) : variation du champ magnétique dans l'entrefer en fonction de la position

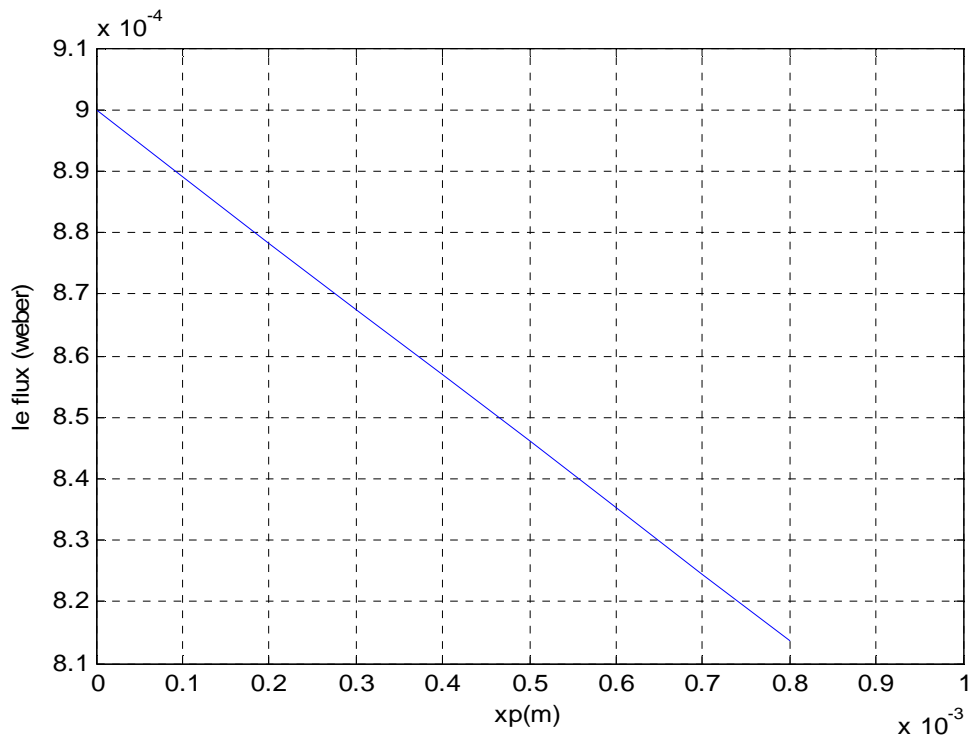


Figure (IV.24) : variation du flux magnétique dans l'entrefer en fonction de la position

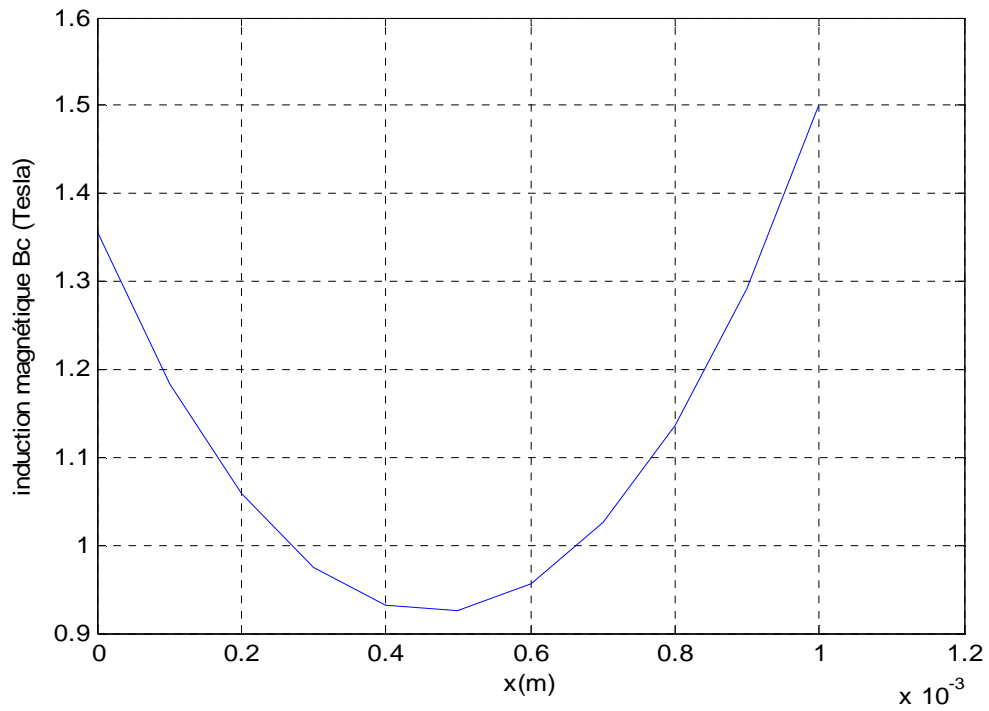


Figure (IV.25) : variation de l'induction magnétique dans la tôle n°2 en fonction de la position

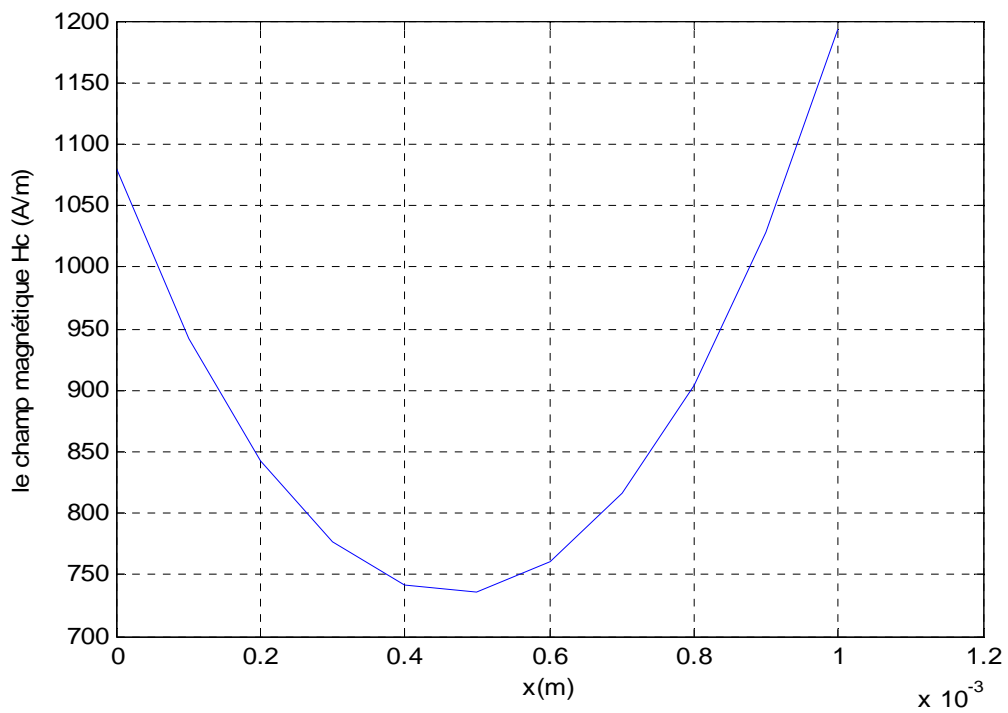


Figure (IV.26) : variation du champ magnétique dans la tôle n°2 en fonction de la position

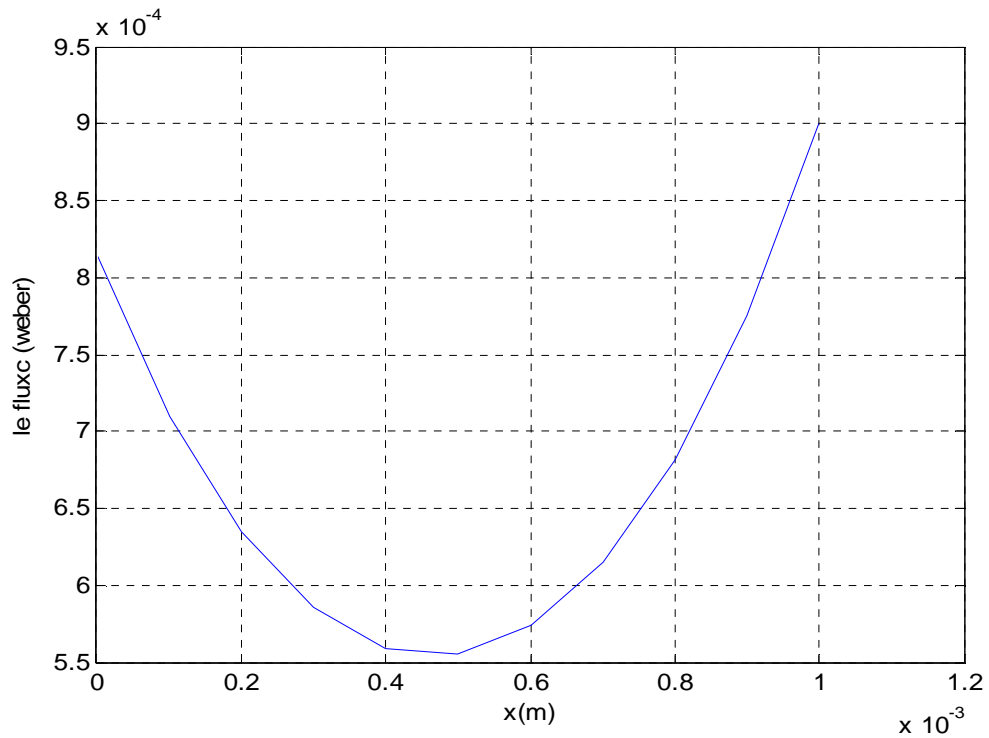


Figure (IV.27) : variation du flux magnétique dans la tôle n°2 en fonction de la position

a- Energie emmagasinée dans la tôle1

$$W_{t1} = 1.0898 \cdot 10^{-4} \text{ J}$$

b- Energie emmagasinée dans l'air

$$W_{air} = 0.1950 \text{ J}$$

c- Energie emmagasinée dans la tôle2

$$W_{t2} = 1.3562 \cdot 10^{-4} \text{ J}$$

d- Somme des trois énergies ($W = W_{t1} + W_{air} + W_{t2}$)

$$W = 0.1952 \text{ J}$$

Pour « e=0.7mm »

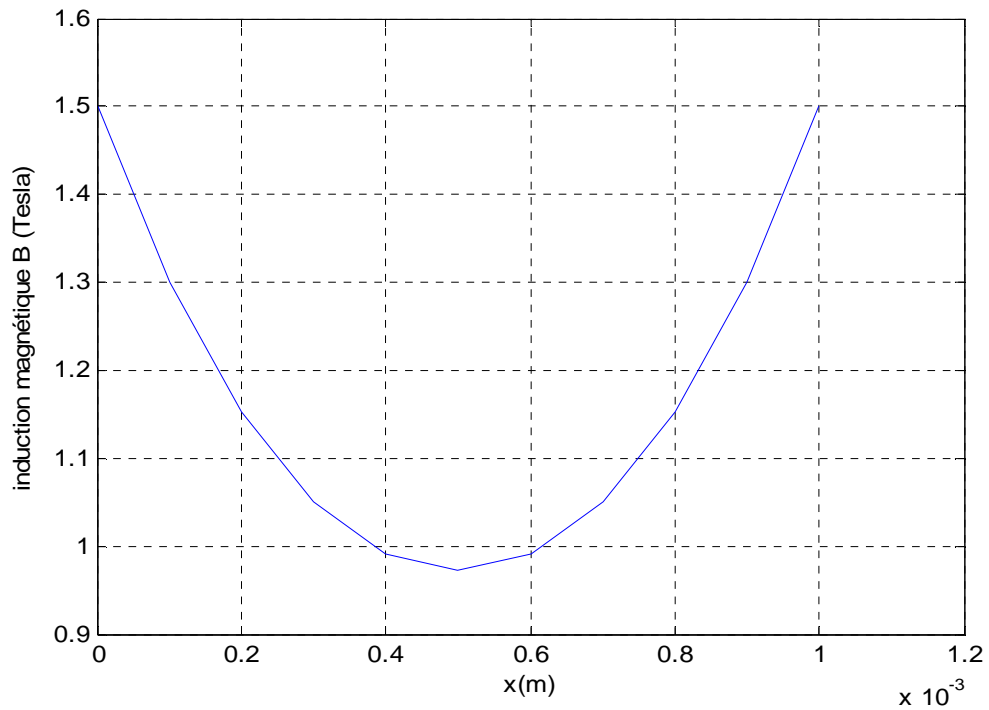


Figure (IV.28) : variation de l'induction magnétique dans la tôle n°1 en fonction de la position

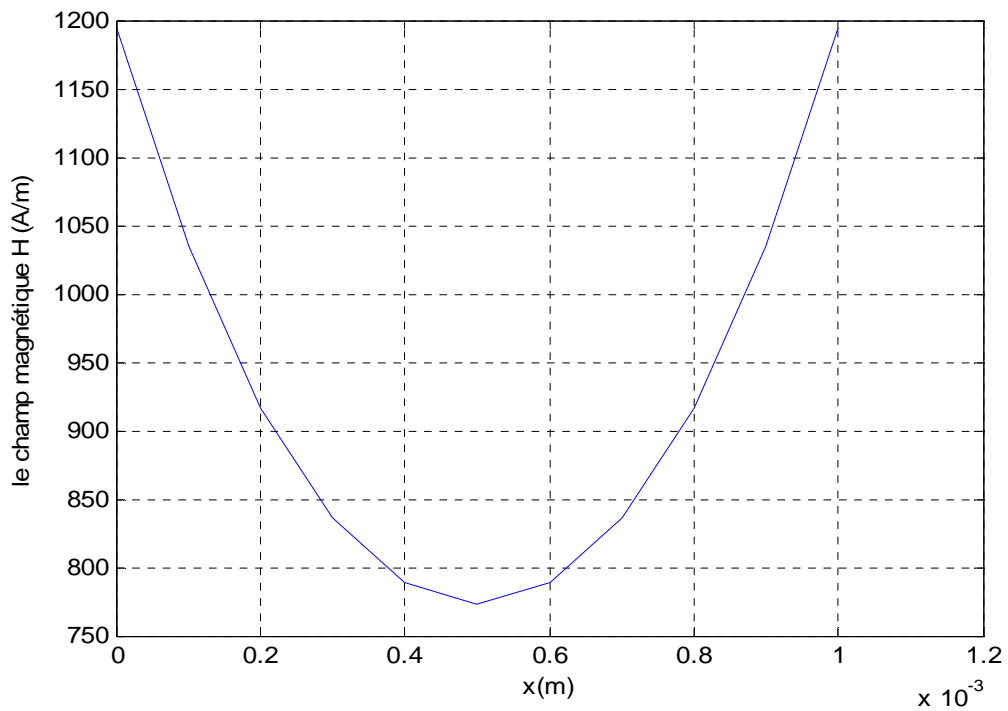


Figure (IV.29) : variation du champ magnétique dans la tôle n°1 en fonction de la position

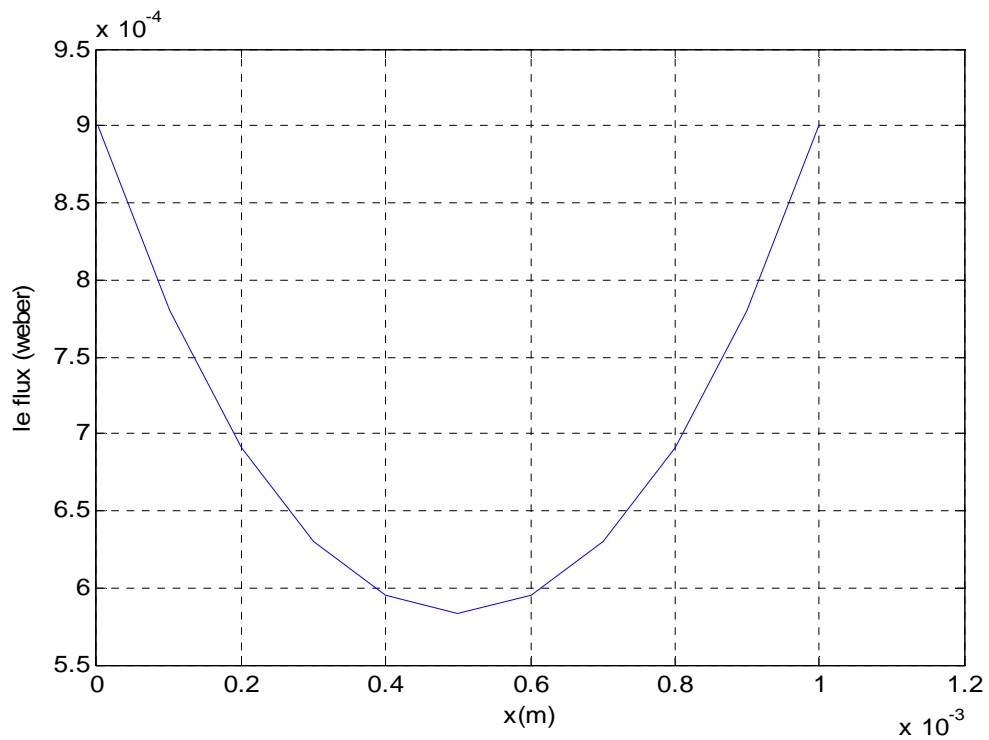


Figure (IV.30) : variation du flux magnétique dans la tôle n°1 en fonction de la position

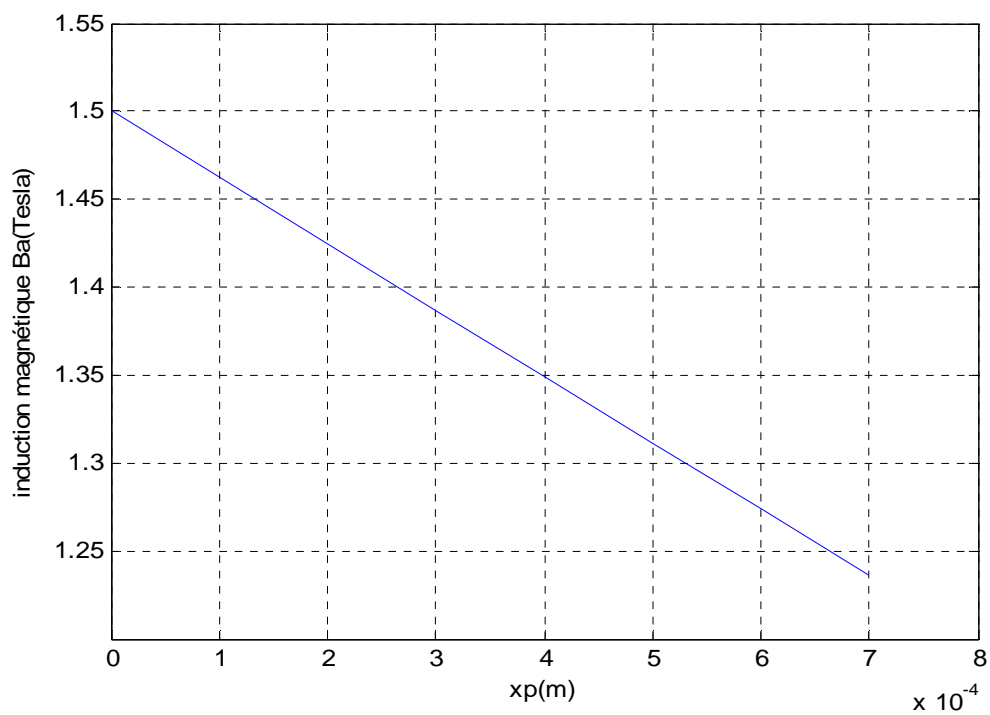


Figure (IV.31) : variation de l'induction magnétique dans l'entrefer en fonction de la position

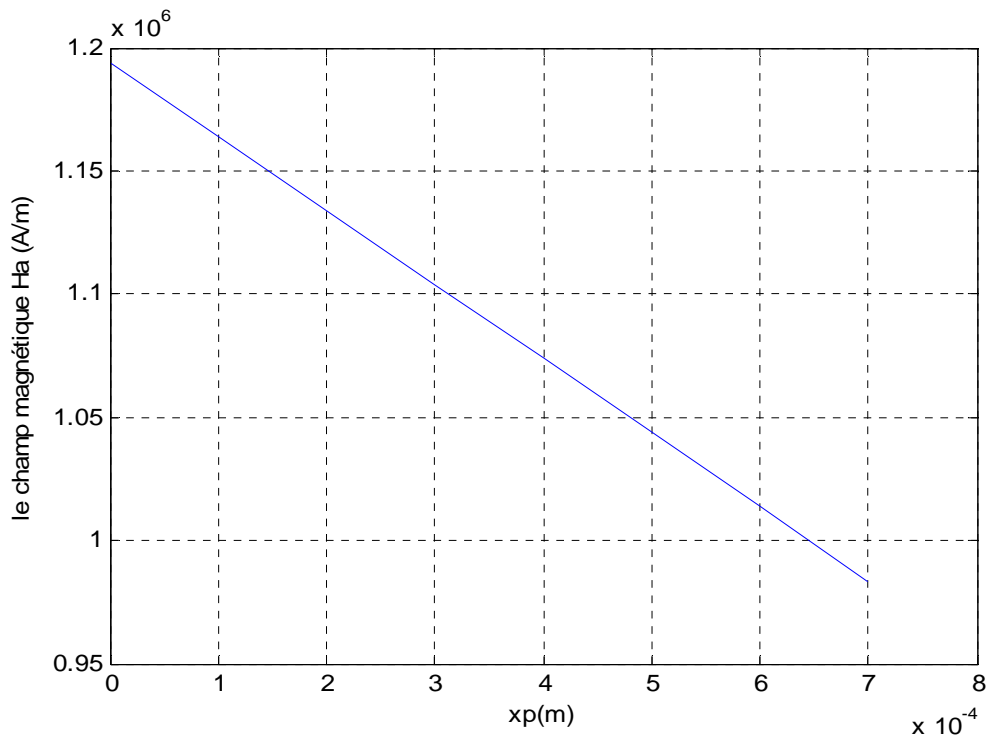


Figure (IV.32) : variation du champ magnétique dans l'entrefer en fonction de la position

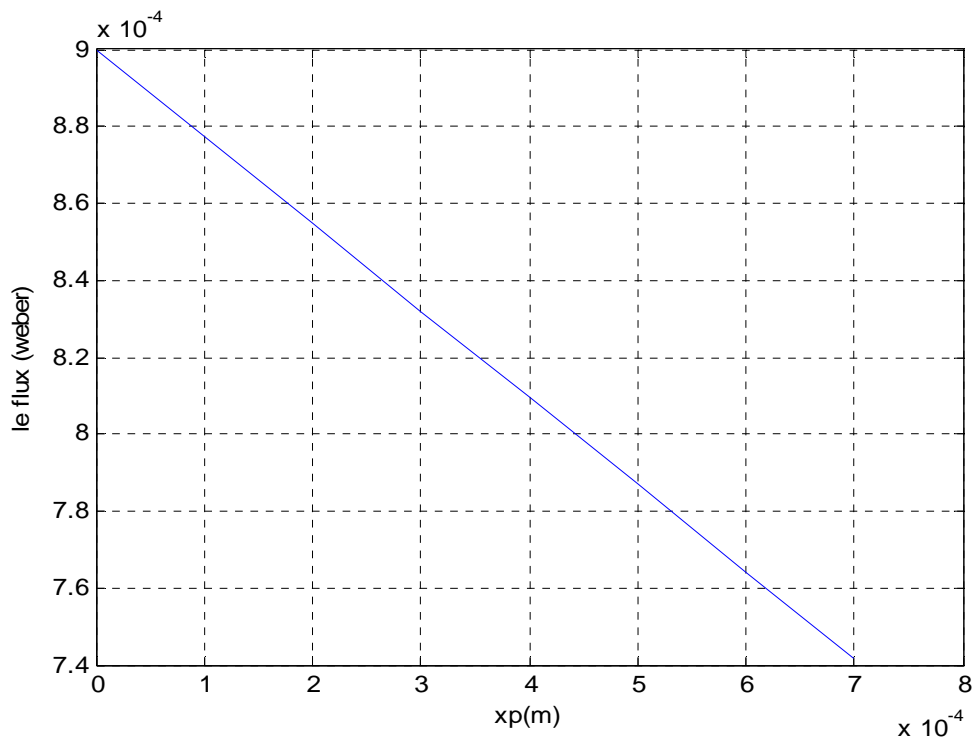


Figure (IV.33) : variation du flux magnétique dans l'entrefer en fonction de la position

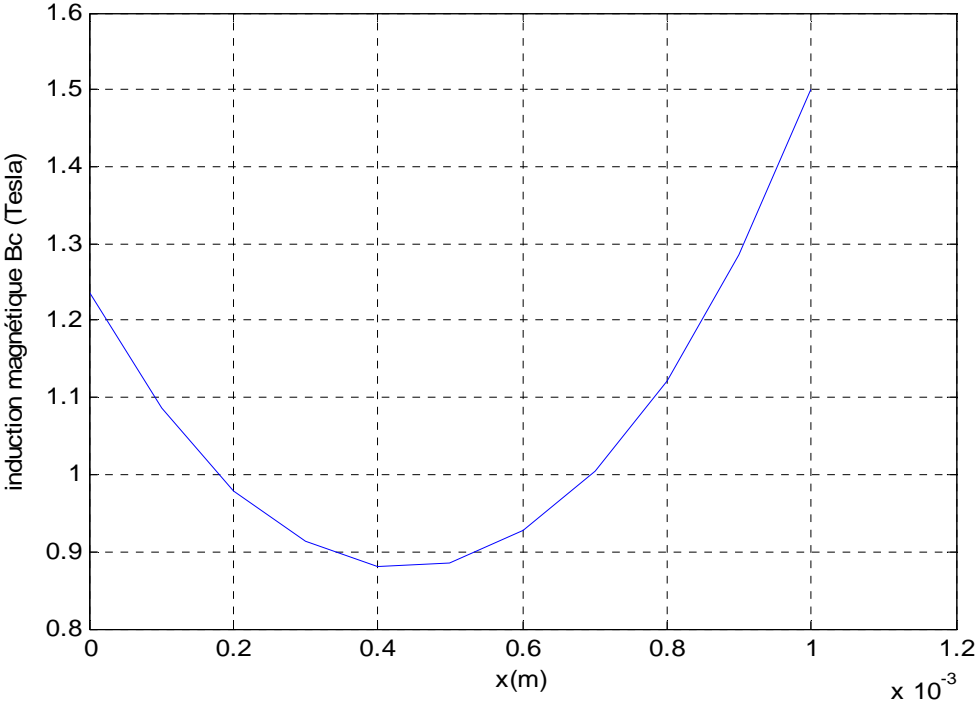


Figure (IV.34) : variation de l'induction magnétique dans la tôle n°2 en fonction de la position

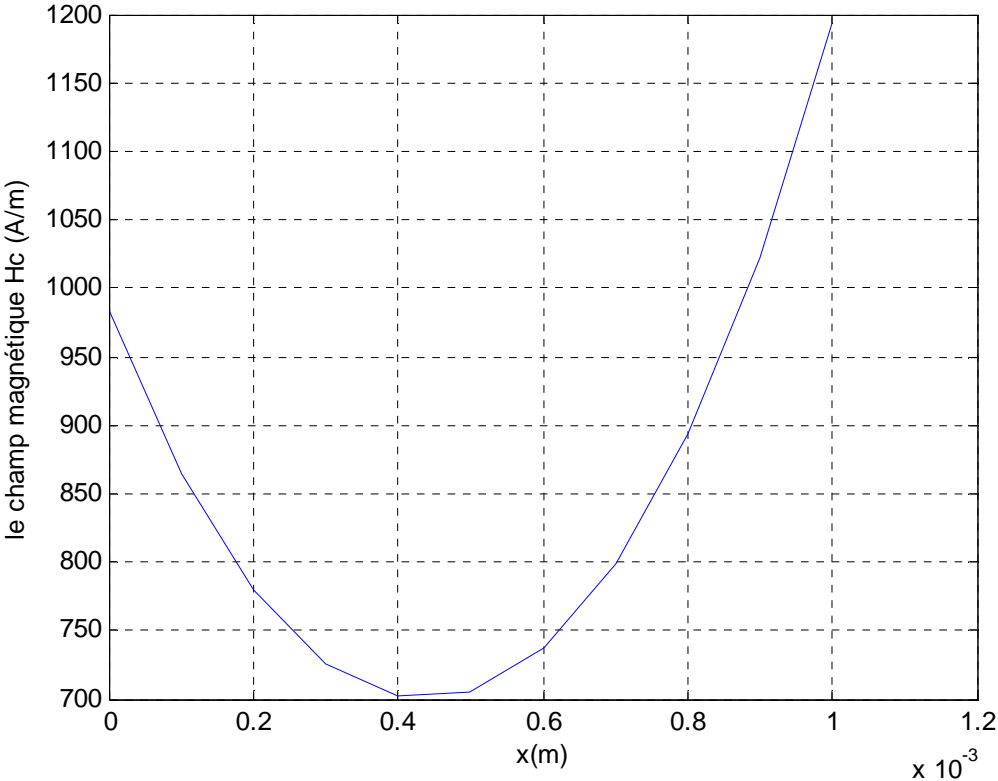


Figure (IV.35) : variation du champ magnétique dans la tôle n°2 en fonction de la position

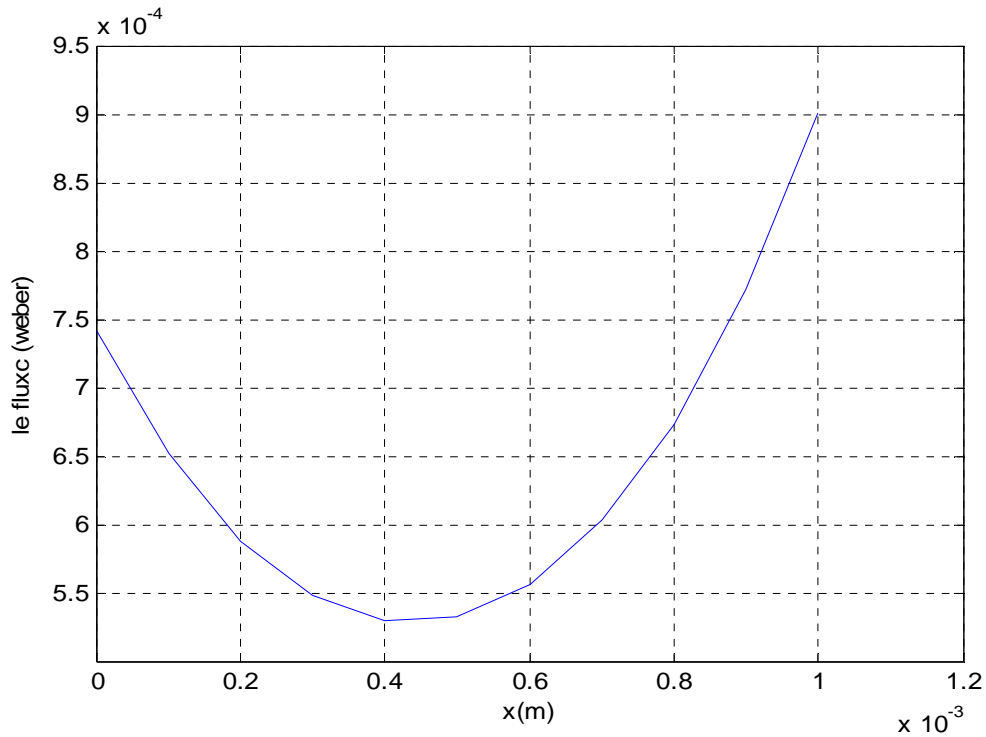


Figure (IV.36) : variation du flux magnétique dans la tôle n°2 en fonction de la position

a- énergie emmagasinée dans la tôle1

$$W_{t1} = 1.0898 \cdot 10^{-4} \text{ J}$$

b- énergie emmagasinée dans l'air

$$W_{air} = 0.1892 \text{ J}$$

c- énergie emmagasinée dans la tôle2

$$W_{t2} = 1.3300 \cdot 10^{-4} \text{ J}$$

d- Somme des trois énergies ($W = W_{t1} + W_{air} + W_{t2}$)

$$W = 0.1894 \text{ J}$$

Pour « e=0.6mm »

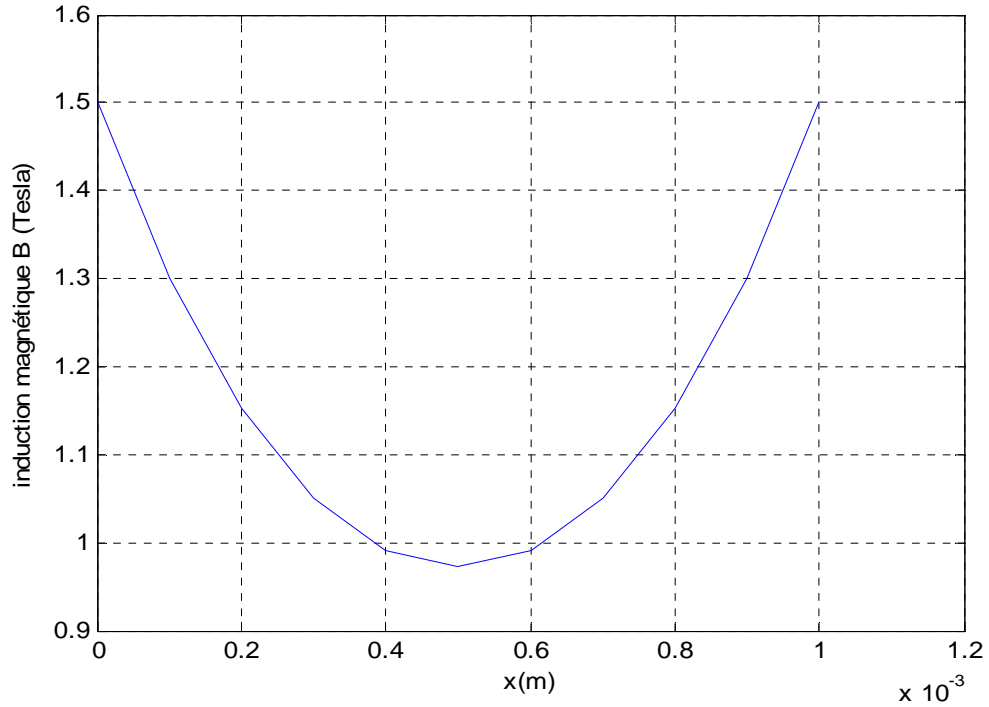


Figure (IV.37) : variation de l'induction magnétique dans la tôle n°1 en fonction de la position

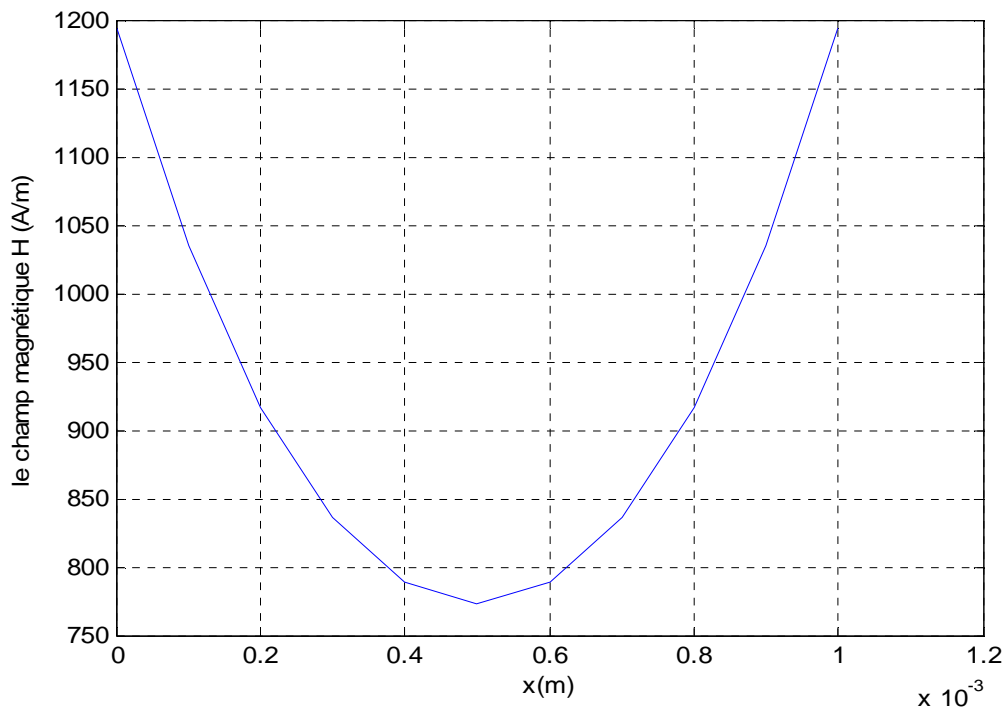


Figure (IV.38) : variation du champ magnétique dans la tôle n°1 en fonction de la position

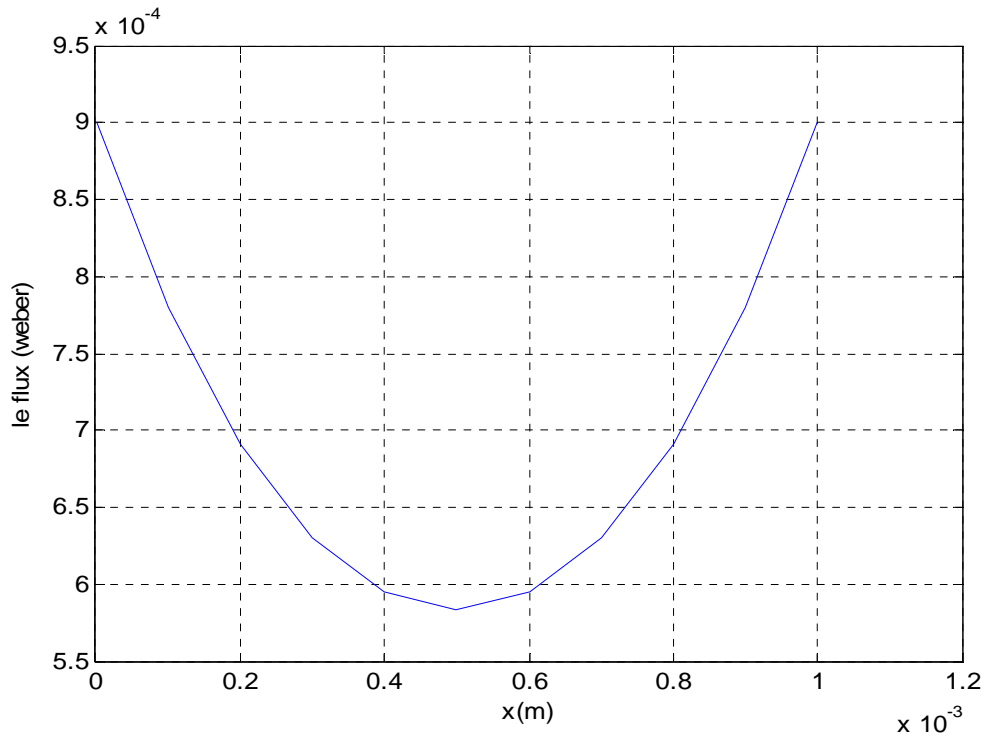


Figure (IV.39) : variation du flux magnétique dans la tôle n°1 en fonction de la position

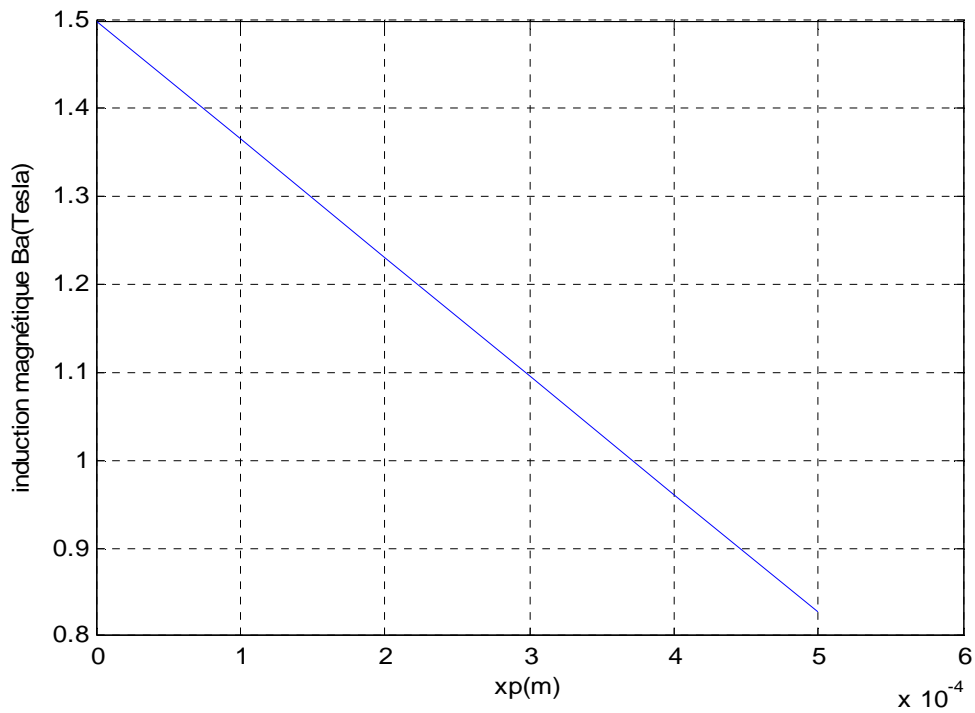


Figure (IV.40) : variation de l'induction magnétique dans l'entrefer en fonction de la position

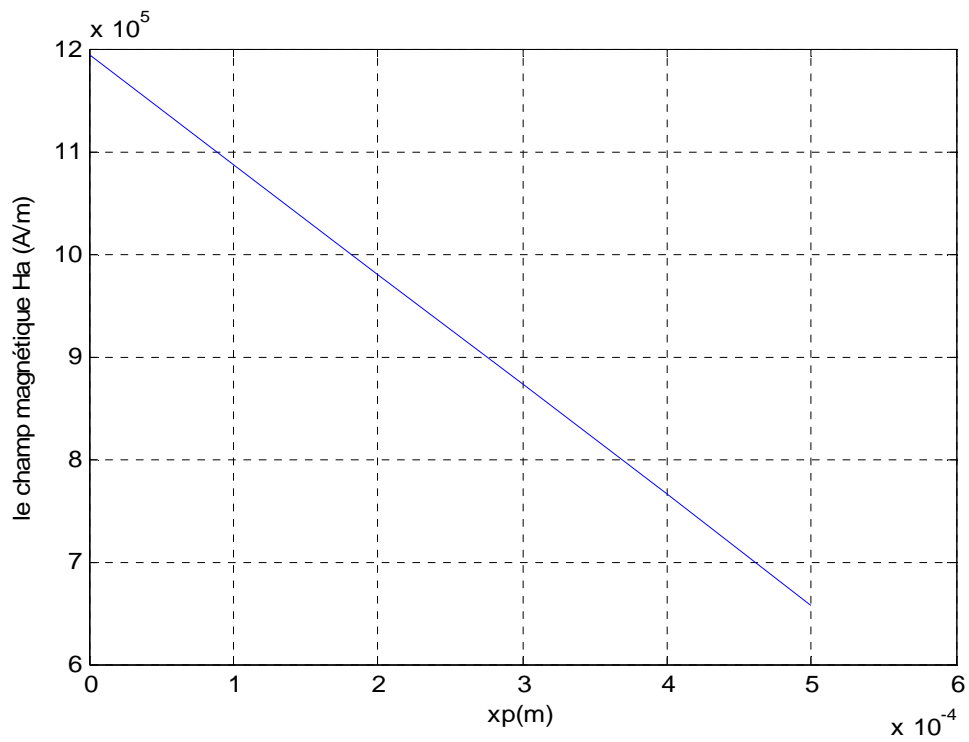


Figure (IV.41) : variation du champ magnétique dans l'entrefer en fonction de la position

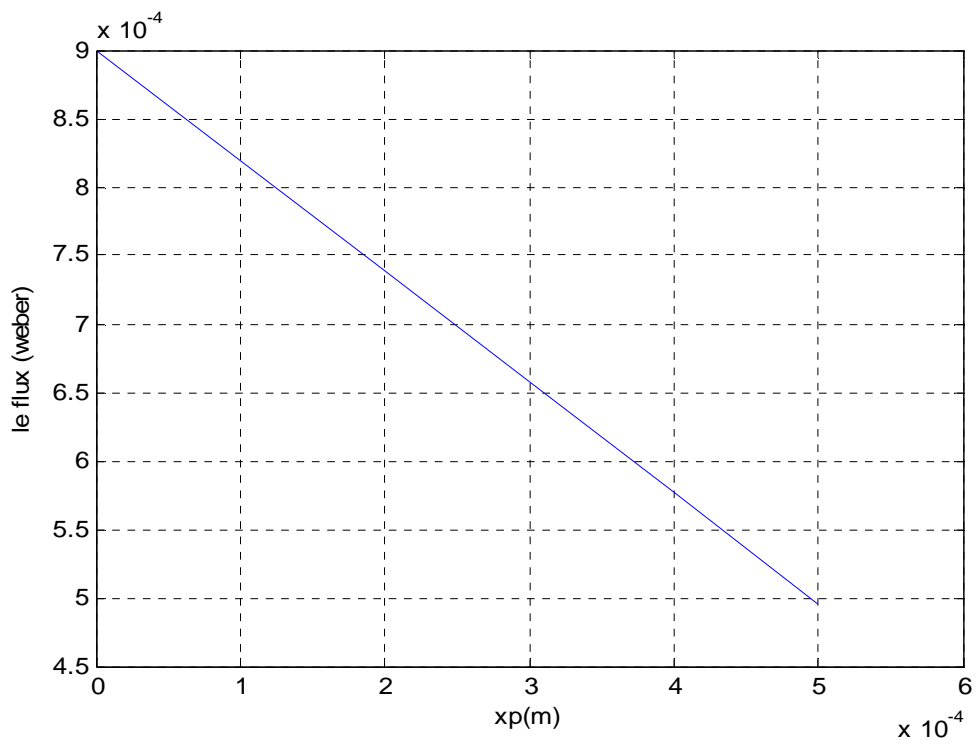


Figure (IV.42) : variation du flux magnétique dans l'entrefer en fonction de la position

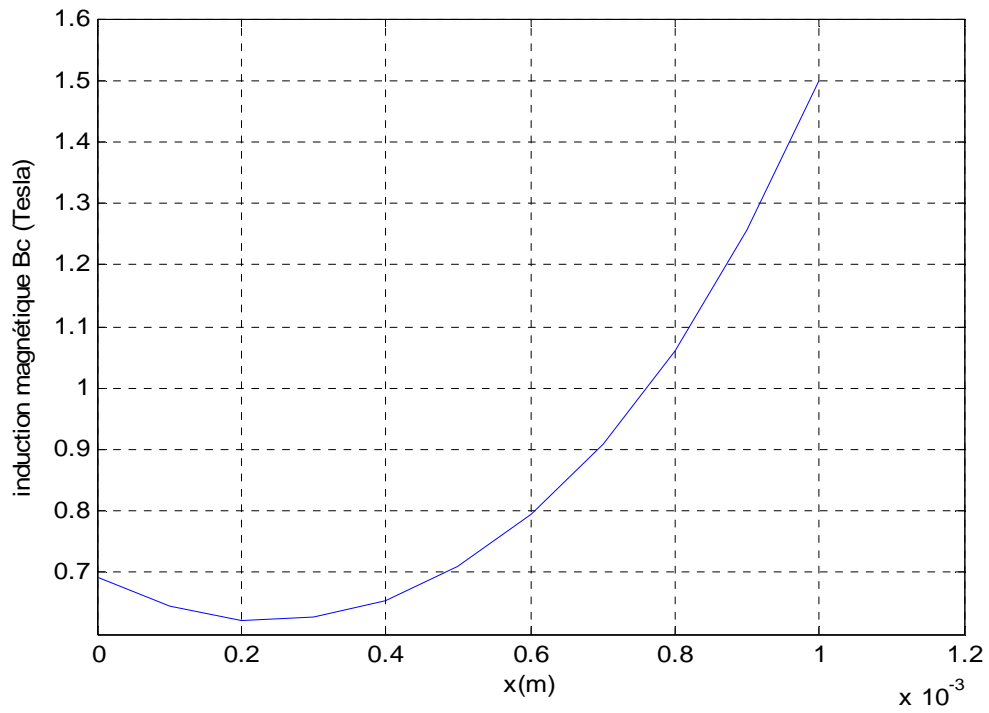


Figure (IV.43) : variation de l'induction magnétique dans la tôle n°2 en fonction de la position

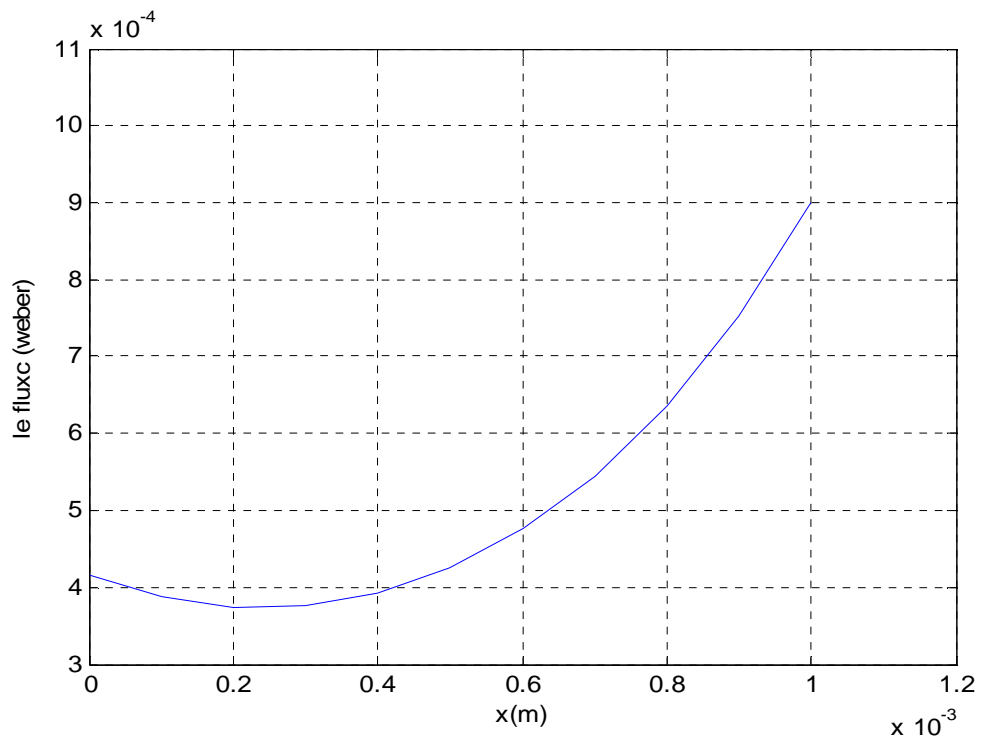


Figure (IV.44) : variation du champ magnétique dans la tôle n°2 en fonction de la position

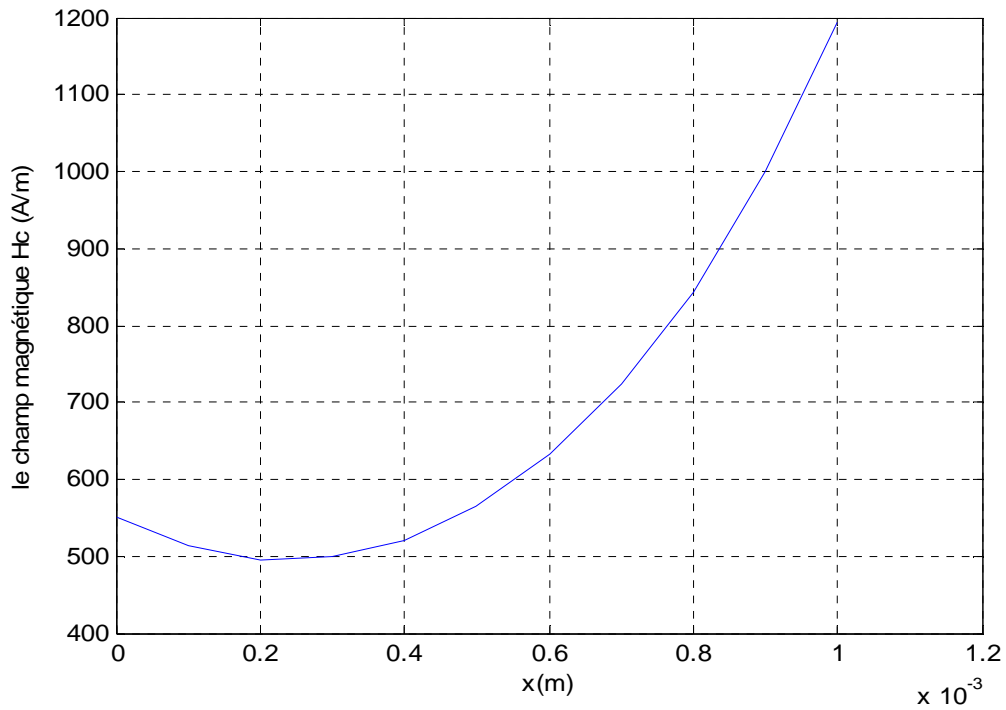


Figure (IV.45) : variation du flux magnétique dans la tôle n°2 en fonction de la position

a-Énergie emmagasinée dans la tôle1

$$W_{t1} = 1.0898 \cdot 10^{-4} \text{ J}$$

b- énergie emmagasinée dans l'air

$$W_{air} = 0.1799 \text{ J}$$

c- énergie emmagasinée dans la tôle2

$$W_{t2} = 1.3017 \cdot 10^{-4} \text{ J}$$

d- La somme des trois énergies ($W = W_{t1} + W_{air} + W_{t2}$)

$$W = 0.1801 \text{ J}$$

Interprétation des résultats

On remarque que les énergies emmagasinées dans les deux tôles sont négligeables devant celle qui est emmagasinée dans la région de l'entrefer, cette dernière diminue avec la diminution de l'épaisseur de l'entrefer donc du volume de l'entrefer car l'énergie magnétique emmagasinée est proportionnelle au volume du milieu.

On remarque aussi que grandeur du champ magnétique dans la région de l'entrefer est beaucoup plus importante que celle dans les deux tôles et cela est dû à l'aimantation qui est nulle dans l'air. Par contre l'aimantation des deux tôles est importante ce qui diminue considérablement la valeur du champ dans ces dernières.

IV.2.Application II

IV.2.1.Description du système étudié

La figure (IV.2) montre la géométrie du système étudié, ce dernier est composé d'une seule tôle.

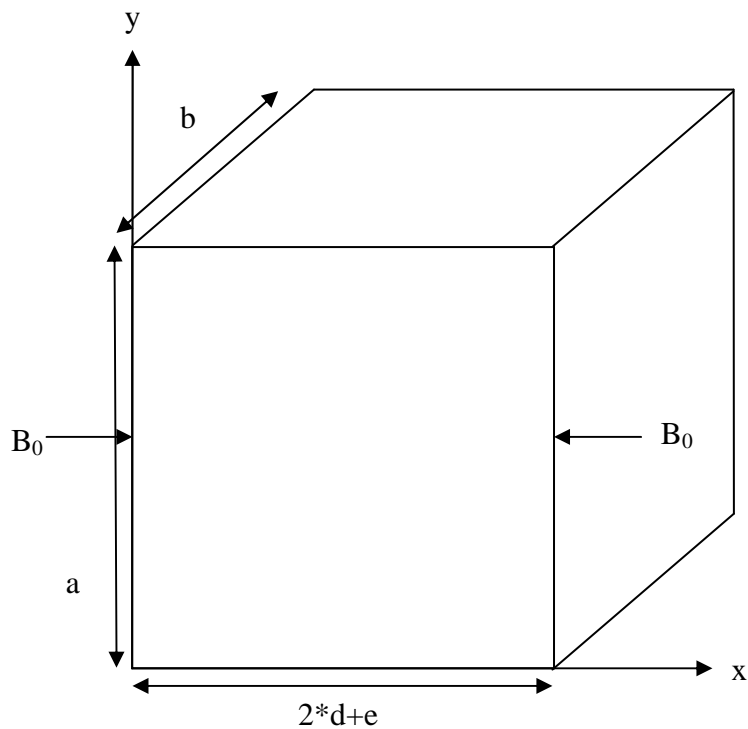


Figure (I.46) : Structure et dimensions du système étudié.

IV.2.2. L'équation associée à la tôle étudiée

L'équation en terme du champ magnétique \vec{H} est donnée par :

$$\frac{d^2 H_{\text{tôle}}(x)}{dx^2} - j\sigma\mu\omega H_{\text{tôle}}(x) = 0 \quad (\text{IV.11})$$

La solution de l'équation (IV.1) est de la forme :

$$H_{\text{tôle}}(x) = K_1 e^{+x/\delta} + K_2 e^{-x/\delta} \quad (\text{V.12})$$

$$\text{Avec : } \delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma\mu\omega}}$$

L'induction magnétique dans la tôle est donné par :

$$B_{tôle}(x) = \mu \cdot H_{tôle}(x) \quad (\text{IV.13})$$

$$\mu = \mu_0 \cdot \mu_r$$

Le flux magnétique est donné par :

$$\Phi_{tôle} = B_{tôle}(x) \cdot a \cdot b \quad (\text{IV.14})$$

L'énergie emmagasinée dans la tôle est donnée par:

$$W_{tôle} = \int_{V_{tôle}} \left(\int_{B_{tôle}} H_{tôle} \cdot dB_{tôle} \right) \cdot dV_{tôle} \quad (\text{IV.15})$$

IV.2.3. Caractéristiques physiques du système

$$\delta = 0.5 \text{ mm}$$

$$\text{Tôle 1 : } \mu_r = 1000$$

IV.2.4. Dimensions géométriques du système

Epaisseur de la tôle: « $d' = 2d + e$ »

La hauteur de la tôle : « $a = 3 \text{ cm}$ »

La profondeur de la tôle : « $b = 2 \text{ cm}$ »

IV.2.5. Conditions aux limites

$$B(x=0) = B_0$$

$$B(x=2 \cdot d + e) = B_0$$

$$\text{Avec: } B_0 = 1.5 \text{ T}$$

IV.2.6. Resumltats et discussions

Pour « e=1mm »

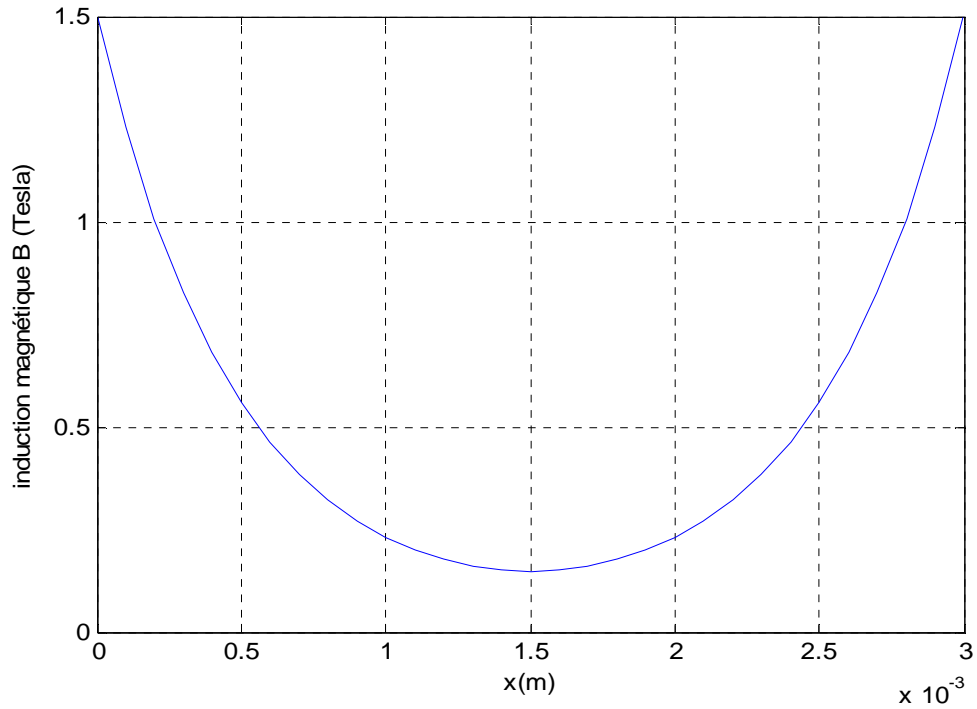


Figure (IV.47) : variation de l'induction magnétique dans la tôle en fonction de la position

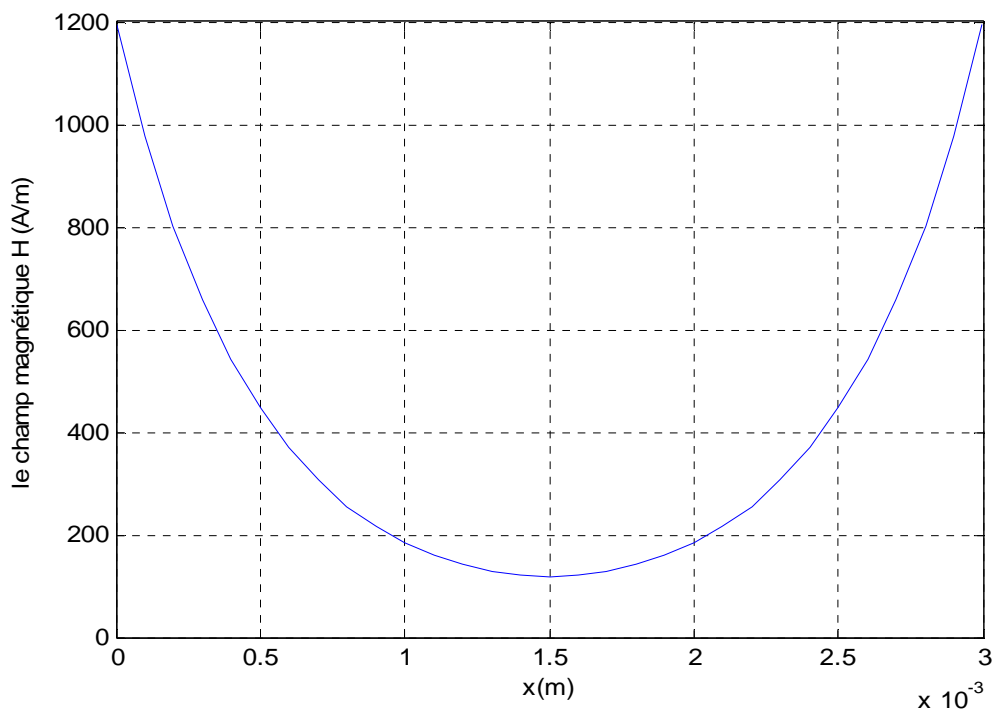


Figure (IV.48) : variation du champ magnétique dans la tôle en fonction de la position

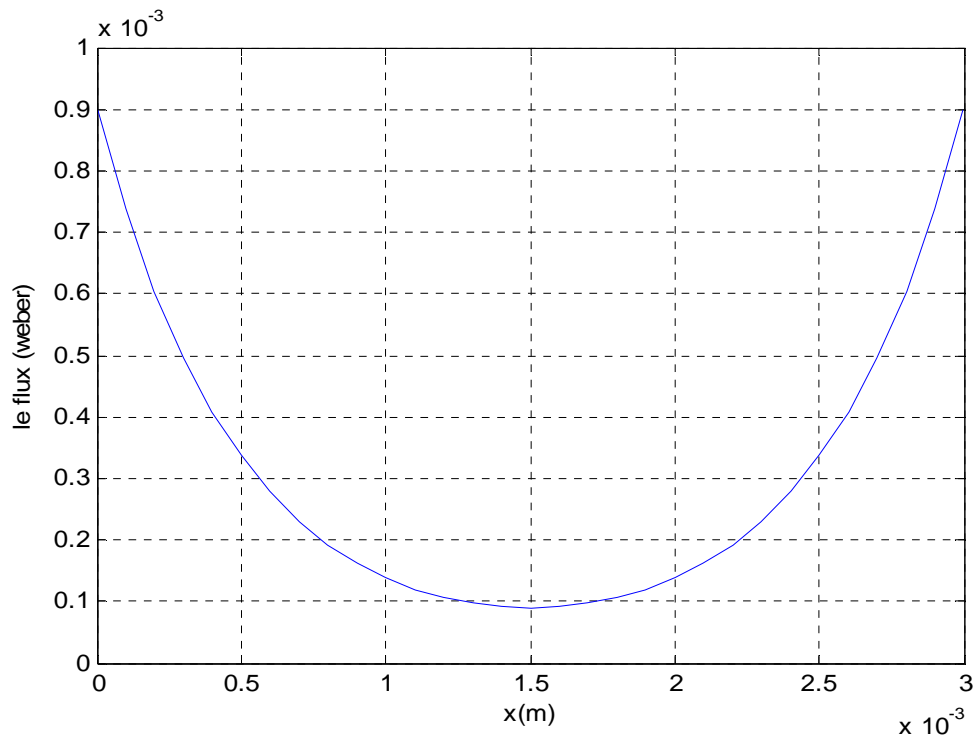


Figure (IV.49) : variation du flux magnétique dans la tôle en fonction de la position

Energie emmagasinée par la tôle

$$W_t = 7.9476 \cdot 10^{-6} \text{ J}$$

Pour « e=0.9mm »

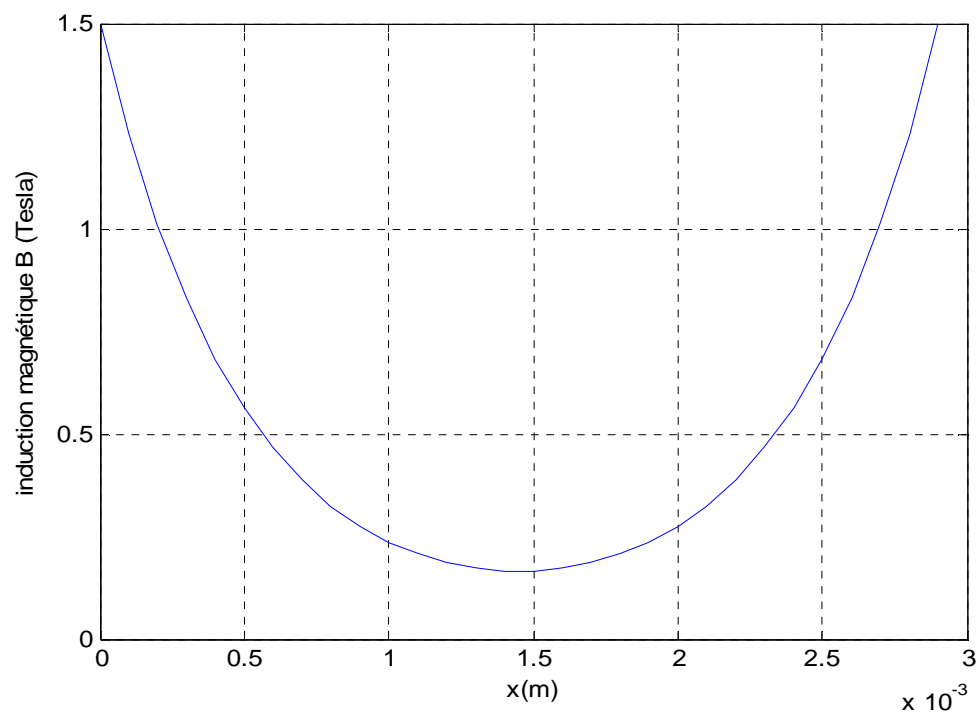


Figure (IV.50) : variation de l'induction magnétique dans la tôle en fonction de la position

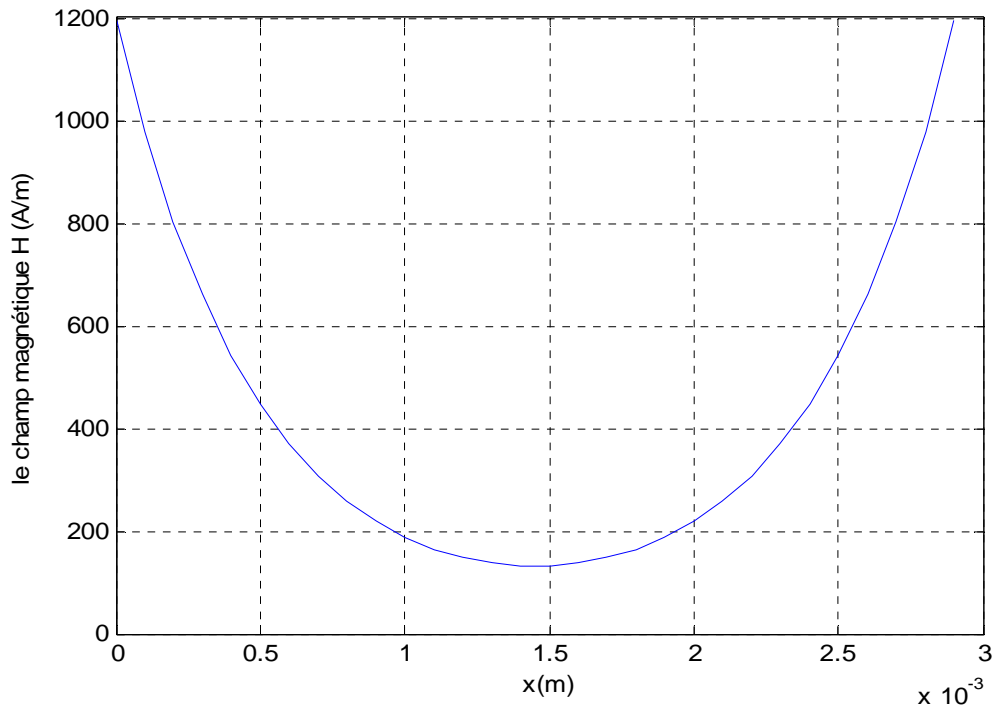
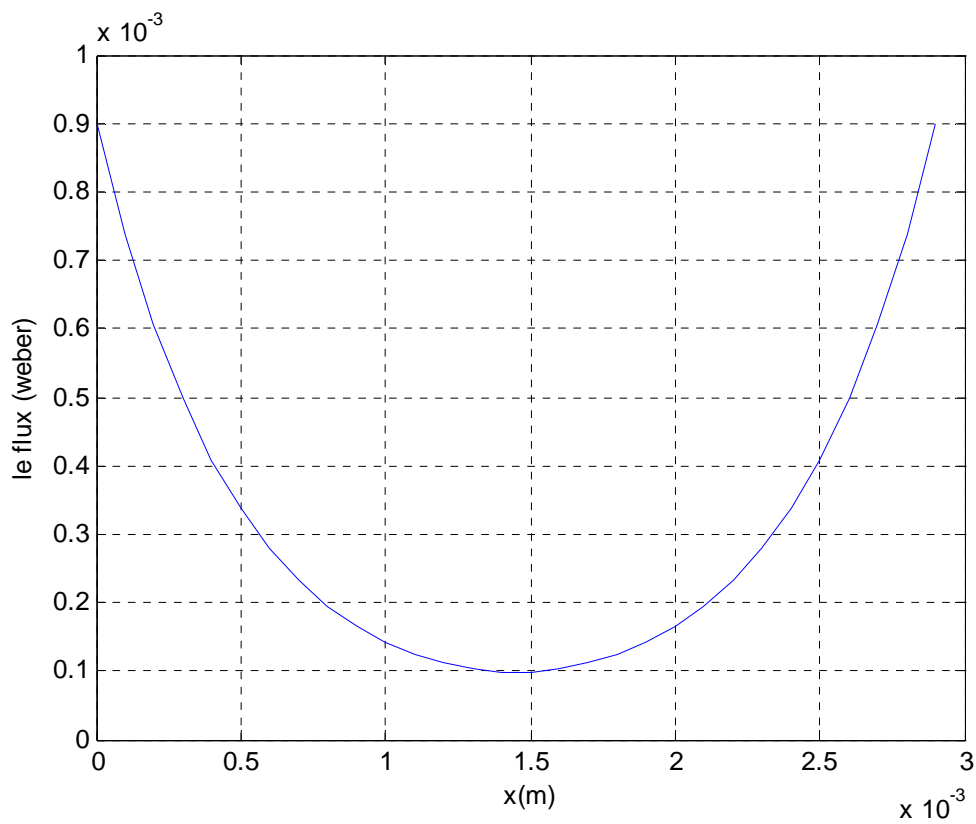


Figure (IV.51) : variation du champ magnétique dans la tôle en fonction de la position



Figure

figure(IV.52) : variation du flux magnétique dans la tôle en fonction de la position

Energie emmagasinée par la tôle

$$W_t = 9.3729 \cdot 10^{-6} \text{ J}$$

Pour « $e=0.8\text{mm}$ »

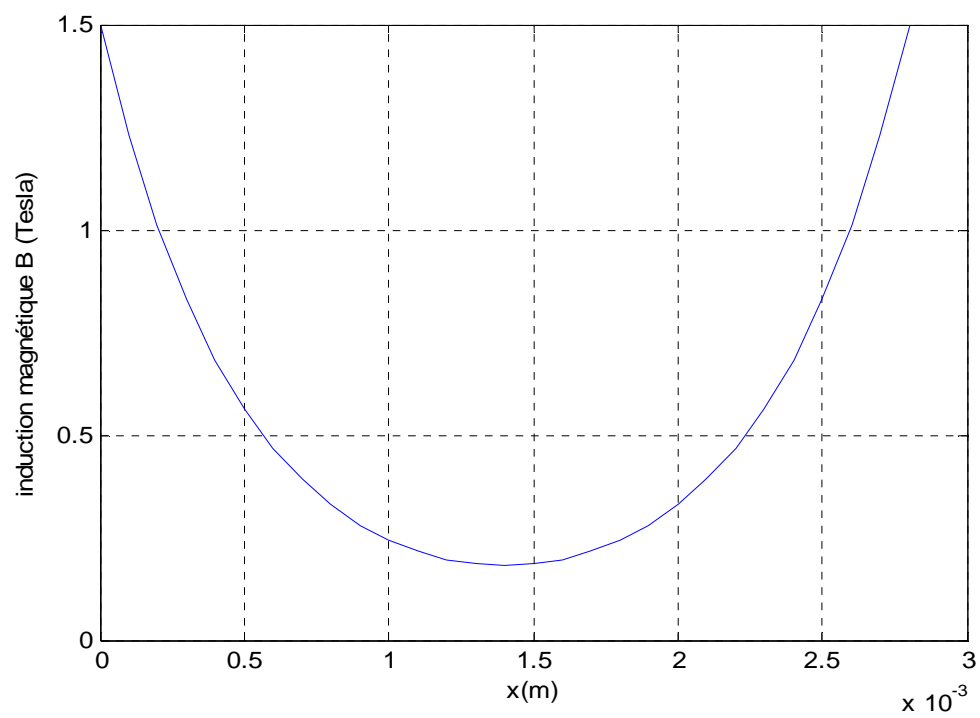


Figure (IV.53) : variation de l'induction magnétique dans la tôle en fonction de la position

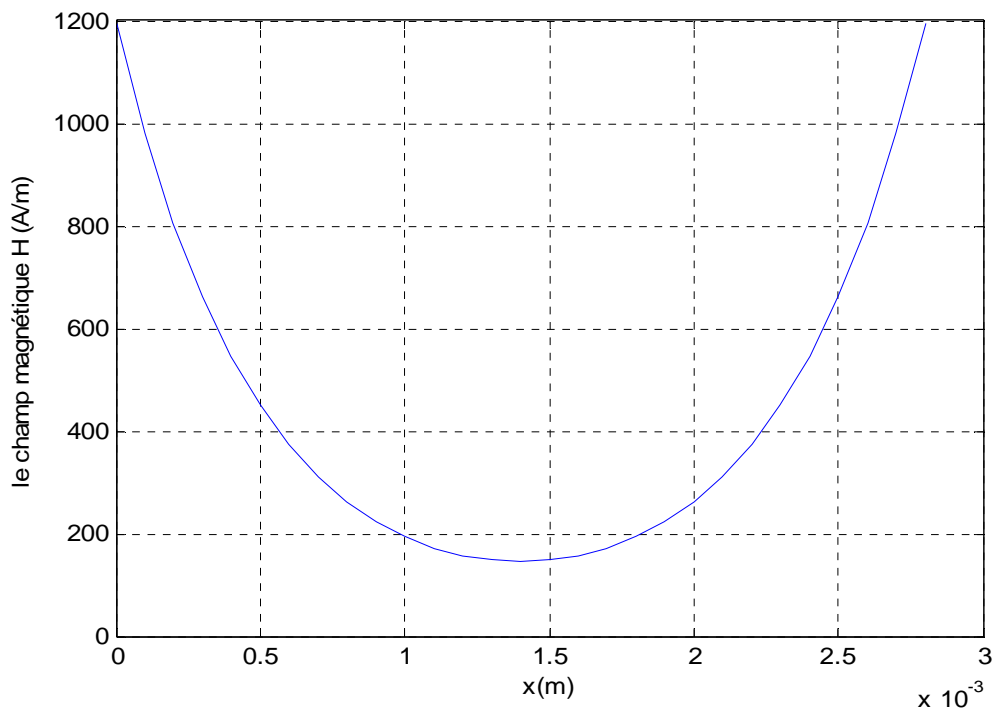


Figure (IV.54) : variation du champ magnétique dans la tôle en fonction de la position

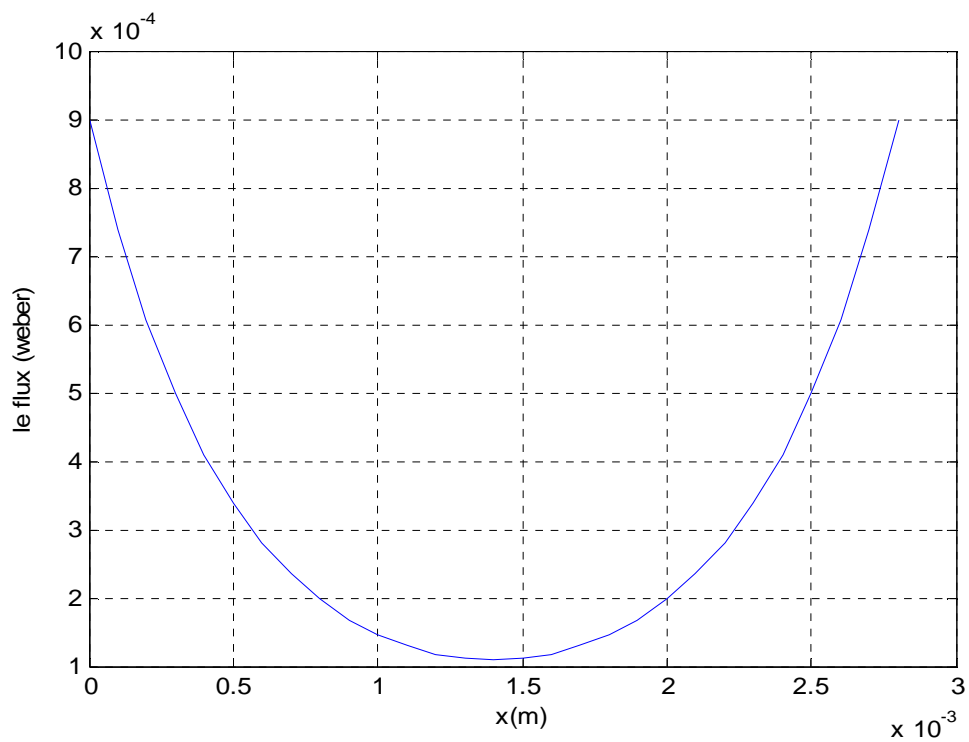


Figure (IV.55) : variation du flux magnétique dans la tôle en fonction de la position

Energie emmagasinée par la tôle

$$W_t = 1.1038 \cdot 10^{-5} \text{ J}$$

Pour « e=0.7mm »

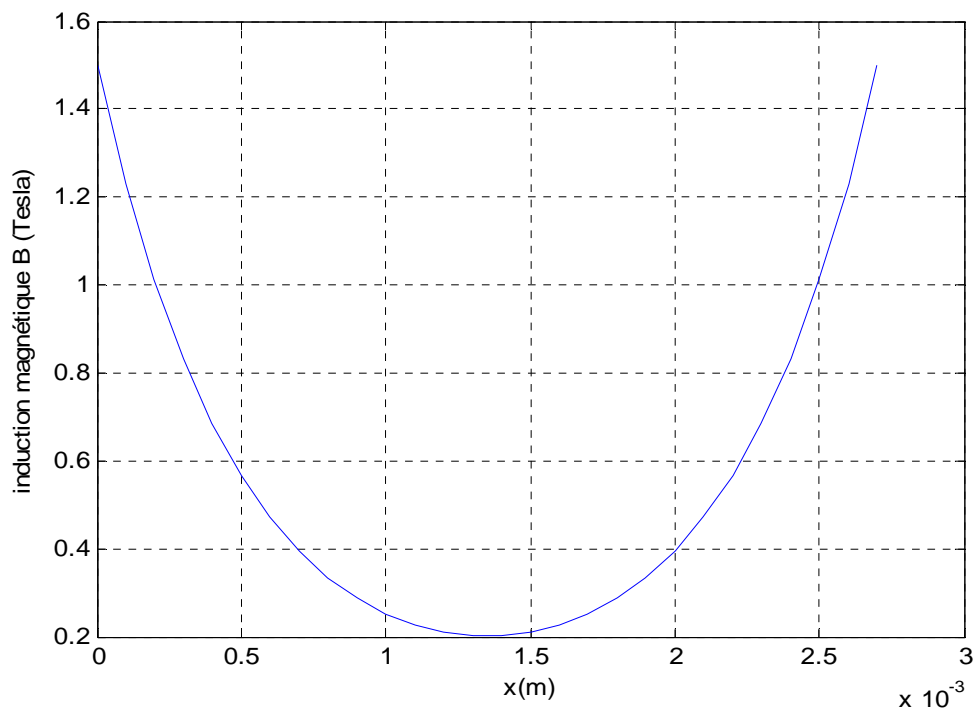


Figure (IV.56) : variation de l'induction magnétique dans la tôle en fonction de la position

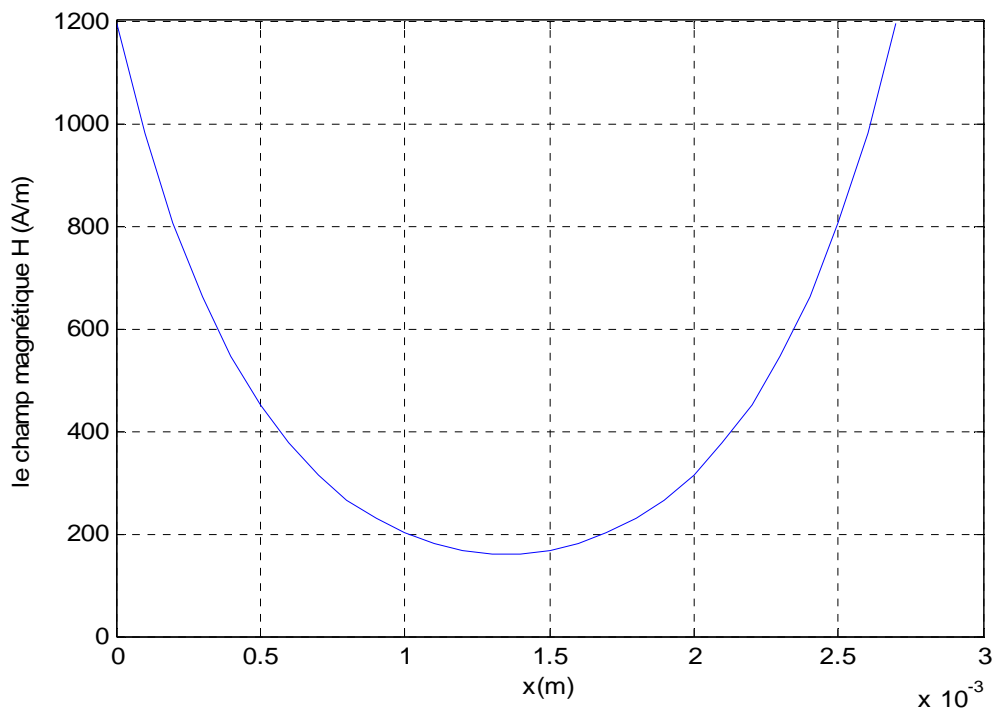


Figure (IV.57) : variation du champ magnétique dans la tôle en fonction de la position

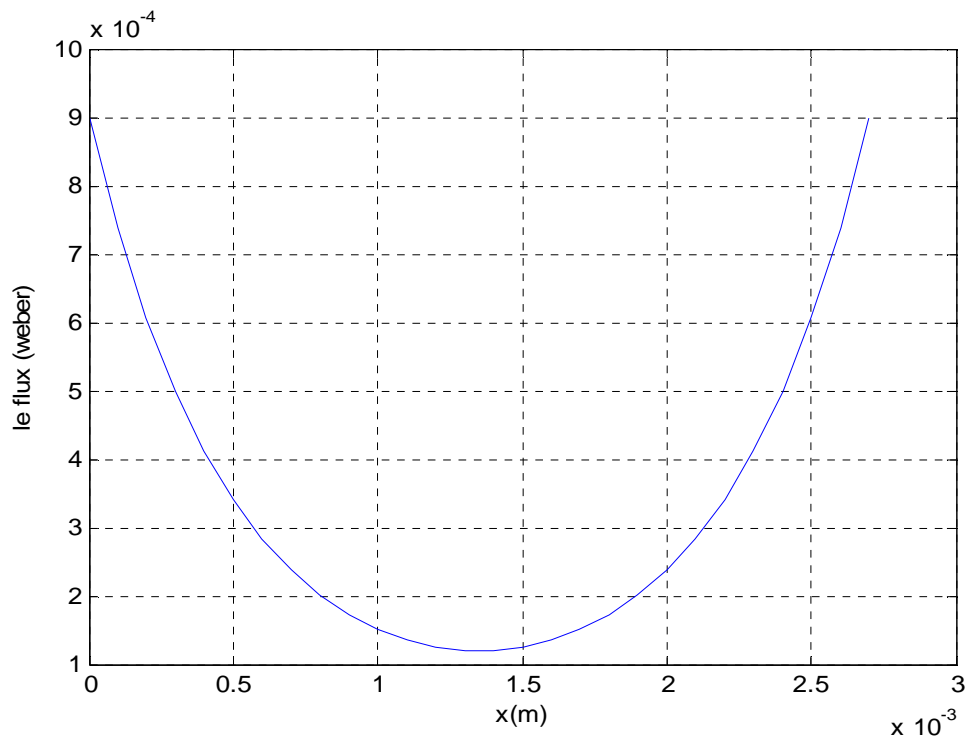


Figure (IV.58) : variation du flux magnétique dans la tôle en fonction de la position

Energie emmagasinée par la tôle

$$W_t = 1.2978 \cdot 10^{-5} \text{ J}$$

« e=0.6mm »

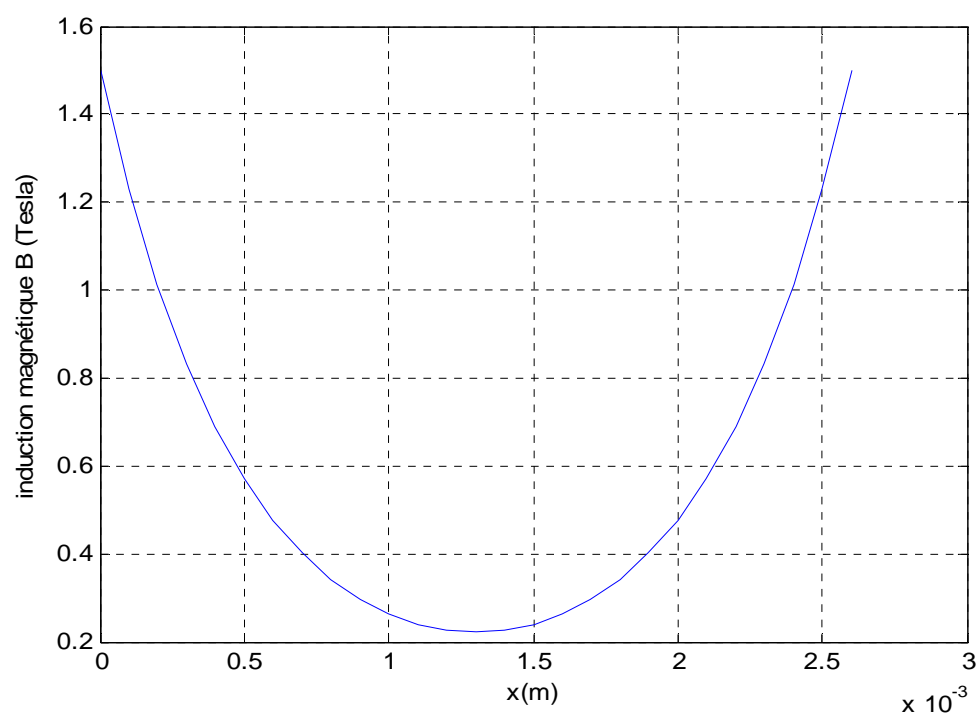


Figure (IV.59) : variation de l'induction magnétique dans la tôle en fonction de la position

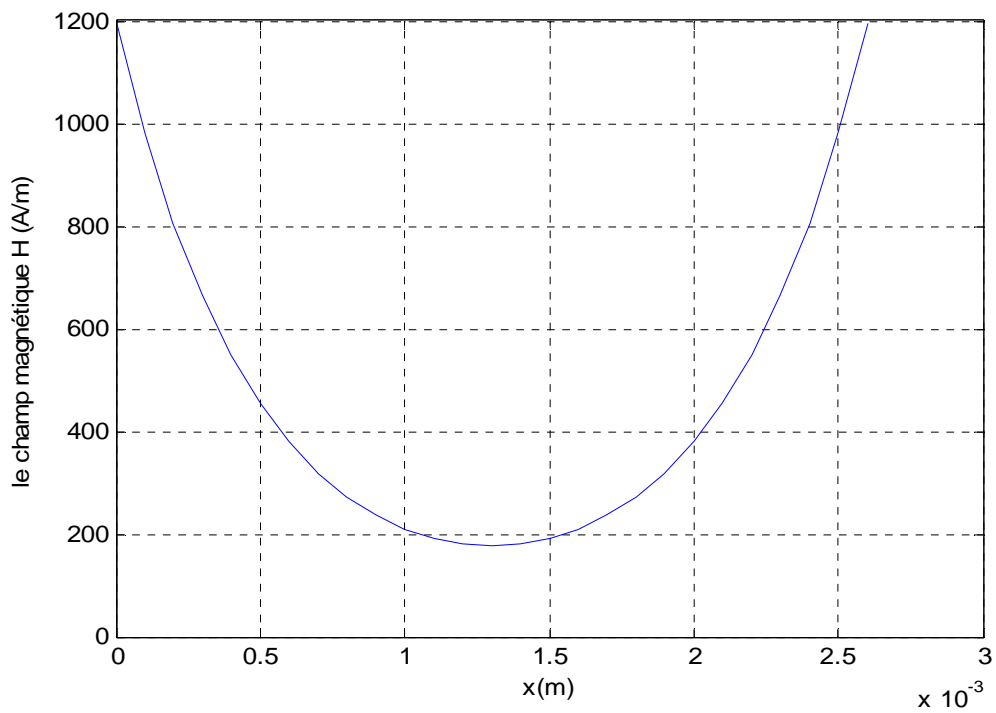


Figure (IV.60) : variation du champ magnétique dans la tôle en fonction de la position

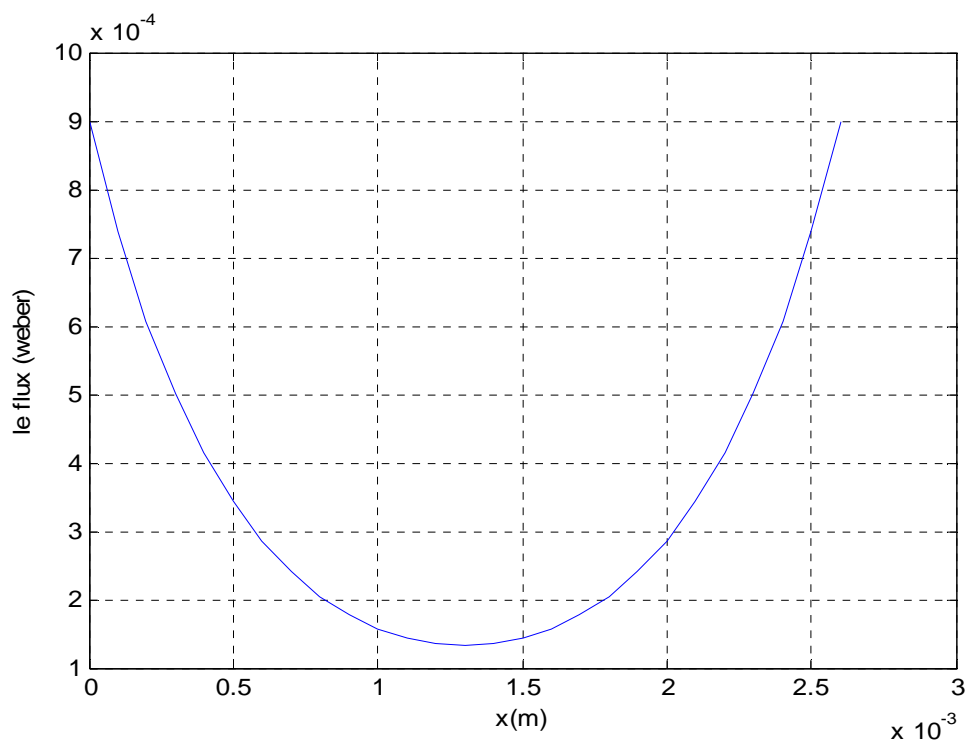


Figure (IV.61) : variation du flux magnétique dans la tôle en fonction de la position

Energie emmagasinée par la tôle

$$W_t = 1.5232 \cdot 10^{-5} \text{ J}$$

Interprétation des résultats

On remarque qu'en diminuant l'épaisseur de la tôle le champ dans celle-ci augmente ainsi que l'énergie emmagasinée mais l'ordre de grandeur reste négligeable devant l'énergie emmagasinée dans l'entrefer dans la première application.

IV.3. conclusion

Dans les dispositifs électromagnétiques les grandeurs électromagnétiques sont décrites par des équations différentielles à dérivés partielles, en outre elles sont le plus souvent couplées, s'ajoutant à cela la géométrie complexe de ces actionneurs. La résolution analytique est pour le plus souvent difficile à mettre en œuvre.

Cependant, moyennant des hypothèses simplificatrices, nous sommes parvenus à une solution analytique pour les applications traitées et qui donne des résultats satisfaisants, en adéquation avec la théorie.

Conclusion générale

Conclusion générale

Notre travail consiste à définir la distribution des grandeurs électromagnétiques dans des systèmes de tôles magnétiques destiné à la fabrication des circuits magnétiques des machines électriques.

Nous avons utilisé des hypothèses simplificatrices qui nous ont permis de définir les différentes distributions des grandeurs électromagnétiques dans nos systèmes en résolvant

l'équation magnétodynamique dans les différentes régions qui les composent et cela en utilisant la méthode analytique.

Nous avons considéré deux systèmes de tôles avec et sans présence d'entrefer ainsi que l'influence de la variation de l'épaisseur de ce dernier; l'intérêt a été porté essentiellement au calcul des énergies magnétiques emmagasinées par les différentes parties de nos systèmes.

Ce travail nous a permis d'observer l'influence de l'existence des entrefers sur la quantité d'énergie magnétique emmagasinée dans les circuits magnétiques en remarquant que les entrefers emmagasinent la majeure partie de cette énergie. Pour la validation des résultats obtenus nous avons confronté ces derniers à ceux existants dans la théorie et nous avons constaté une bonne concordance entre les deux .

Enfin et dans le but d'enrichir Ce travail, il est souhaitable d'envisager d'autres études tenant compte de la variation d'autres paramètres pour améliorer le modèle.

Bibliographie

Bibliographie

[1] Théodore Wildi « Electrotechnique » 4^{eme} édition, Edition De boeck, 2005.

[2] F.MILSANT « cours d'électrotechnique »
Edition ELLIPES, 1992, FRANCE
Editions BERTI 1993, ALGER

[3] Brissonneau Pierre « magnétisme et matériaux magnétiques pour l'électrotechnique »,
Edition HERMES 1997, PARIS.

[4]Kedous-Lebouk Afef « matériaux magnétiques en génie électrique TOME 1 », Edition LAVOISIER, 2006.

[5]A.BELKEBIR « modélisation-identification des paramétrique de l'hystérésis magnétique 'modèle de L.O.CHUA].mémoire de magister. Université de Batna 2006.

[6]Vincent MAUREL « Influence de l'état mécanique multiaxial induit par la découpe sur les propriétés d'usage des tôles magnétiques » thèse doctorat 2002 Ecole Normale supérieure de Cachan.

[7]H.MOHELLEBI « cours de 5^{eme} année ingénieur » UMMTO 2009.

[8]M.CORREVON « cours systèmes électromécaniques » Haute Ecole d'Ingénierie et de Gestion du Canton de Vaud.

[9] L.NAIT KADI, A.NAIT OUSLIMANE « Mise en œuvre du couplage magnétothermique pour l'étude de la répartition de la température en utilisant la méthode des éléments finis: application aux dispositifs de chauffage par induction et lanceurs électromagnétiques ». Mémoire d'ingénieur UMMTO.2002.

[10] <http://www.stielec.ac-aix-marseille.fr/cours/abati/cirmag.htm>