



Mémoire

De fin d'études en vue d'obtention du diplôme d'ingénieur d'état en
Electrotechnique
Option: réseaux électriques

Thème

*Étude des pertes fer et des
harmoniques du champ et de
l'induction magnétiques dans les tôles
FeSi 0,35 et 0,50 mm*

Proposé par:

Mr .M.SADOK

Présenté par:

**M^{lle} MAHDID Houria
Mr.KHELIL Med Said**

Promotion 2008

Promotion 2008

Remerciements

Au terme de cette étude, nous adressons nos vifs remerciement à Mr. SADOK notre promoteur pour sa disponibilité, ses conseils et sa bonne humeur.

Nous remercions également les membres du jury qui nous ferons l'honneur de juger notre modeste travail.

Nos remerciements vont aussi aux enseignants de l'institut de l'électrotechnique qui ont contribués à notre formation.

Sans oublier de remercier encor tous ceux et celles qui de près ou de loin ont contribués à la réalisation de ce travail.

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail à :

- ❖ Mes chers parents ;
- ❖ Mes sœurs : Malika , Nacera , Zohra et Karima ;
- ❖ Mes frères Mohammed et particulièrement Fodil pour ses précieux conseils ;
- ❖ Ma nièce Yasmine ;
- ❖ Mes amis (es).

H. MAHDID

Je dédie ce modeste travail à :

- ❖ Mes chers parents
- ❖ Mes frère et sœurs
- ❖ Mes amis (es).

MS. KHELLIL

Sommaire

Introduction générale.....	01
----------------------------	----

Chapitre I **Généralités sur les matériaux magnétiques**

I.1 Définitions.....	02
I.1.1 Matériaux magnétiques	02
I.1.2 Champ magnétique H et induction magnétique B.....	02
I.1.3 Relation entre l'induction magnétique b et le champ d'excitation.....	03
I.1.4 Moment magnétique atomique.....	03
I.1.5 Modélisation du moment magnétique atomique.....	04
I.1.6 Aimantation et polarisation magnétique.....	05
I.1.6.1 Aimantation.....	05
I.1.6.2 Polarisation magnétique.....	05
I.1.7 Susceptibilité et perméabilité magnétique.....	06
I.1.7.1 Susceptibilité magnétique.....	06
I.1.7.2 Perméabilité magnétique.....	06
I.2 Classification des matériaux magnétique d'un point de vu magnétique.....	07
I.2.1 Matériaux diamagnétiques.....	07
I.2.2 Matériaux paramagnétique.....	07
I.2.3 Matériaux ferromagnétique.....	08
I.3 Etude des matériaux ferromagnétiques.....	08
I.3.1 Domaine magnétique.....	08
I.3.2 Structure des domaines.....	09
a) Energie d'anisotropie.....	10
b) Energie magnétostatique.....	10
c) Energie d'échange.....	10
d) Energie magnétostrictive.....	11
I.3.3 Processus d'aimantation.....	11
I.3.4.1 Courbe de première aimantation.....	11
a) Zone des champs faibles.....	12
b) Zone des champs moyens.....	12
c) Zone des champs forts.....	12
I.3.4.2 Hystérésis.....	13
I.4 Classification des matériaux magnétiques.....	14
I.4.1. Matériaux ferromagnétiques doux.....	14
I.4.2. Matériaux ferromagnétiques durs.....	14
I.5. Pertes magnétiques.....	14

Chapitre II

Etude théorique des pertes fer et analyse harmonique de champ et de l'induction magnétique

II.1. Pertes par hystérésis.....	15
II.1.1. Estimation des pertes par hystérésis.....	16
a) Formule de Steinmetz.....	16
b) Formule de Richter.....	16
II.1.2. Moyens de réduction des pertes par hystérésis.....	17
II.2. Pertes par courant induits.....	17
II.2.1. Evaluation des pertes par courants de Foucault.....	17
II.2.2. conséquences des courants induits.....	19
II.3. Pertes par excès des courants induits.....	19
II.3.1. Phénomène physique et facteur d'anomalie des pertes.....	19
a) Pour une induction sinusoïdale.....	19
b) Pour une induction non sinusoïdale.....	20
II.3.2. Evaluation des pertes par excès.....	20
a) Modèle des domaines parallèles de Pry et Been.....	20
b) Modèle statistique de Bertotti.....	20
II.4. Globalisation des pertes fer.....	21
II.5. Analyse harmonique du champ et de l'induction magnétique.....	21
II.5.1. Cas générales.....	21
II.5.2. Analyse basée sur une induction magnétique sinusoïdale.....	25
II.5.3. Analyse basée sur un champ magnétique sinusoïdale.....	29
II.6. Champ électrique induit et densité des pertes magnétique.....	33
II.6.1. Expression du champ électrique.....	33
II.6.2. Densité de la puissance active.....	33
II.6.3. Densité de la puissance réactive.....	34
II.6.4. Expression de la puissance apparente.....	34
II.6.5. Formules simplifiées des pertes.....	34
a) Cas d'un champ électrique sinusoïdale à la surface.....	34
b) Cas d'un champ magnétique sinusoïdale à la surface.....	34

Chapitre III

Etude expérimentale des pertes fer et harmoniques de champ et l'induction magnétique

III.1. Description d'un cadre d'Epstein.....	35
III.1.1. Définition.....	35
III.1.2. Caractéristiques du cadre d'Epstein.....	37
III.1.3. Echantillon étudiés.....	37
III.1.4. Caractéristiques physiques des l'échantillons.....	38
III.1.5. Description de montage expérimentale.....	38
III.2. Modes opératoires des mesures et calculs.....	39
III.2.1. Mesures effectuées.....	39

III.2.2.Calcul des pertes fer, des harmoniques du champ et de l'induction magnétique.....	40
III.2.2.1 Pertes fer.....	40
III.2.2.2 Harmonique du l'induction magnétique.....	41
III.2.2.3 Harmoniques du champ magnétique.....	42
III.3.Résultats expérimentaux.....	44
III.3.1.Induction et champ magnétiques.....	44
III.3.1.1 .Tôles 0,35mm.....	44
III.3.1.2. Tôles 0,50mm.....	58
III.3.2.Harmoniques du champ et de l'induction magnétiques.....	73
III.3.2.1.Tôles 0,35mm.....	73
III.3.2.2.Tôles 0,50mm.....	82
III.3.3.Pertes fer.....	92
III.3.3.1.Tôles 0,35mm.....	92
III.3.3.2 Tôles 0,50mm.....	93
Conclusion général	94
Référence bibliographiques.....	95

Introduction générale

Les matériaux magnétiques sont omniprésents dans plusieurs applications techniques. Ils sont utilisés par exemple en électrotechnique dans les machines tournantes, les transformateurs ...etc. Cela revient à ces bonnes propriétés magnétiques très variées qui se manifestent à différentes échelles telles que l'échelle atomique, mésoscopique et macroscopique, ce qui fait d'eux un vaste domaine de recherche.

Dans ce présent travail, nous présenterons une étude à la fois théorique et expérimentale sur les pertes magnétiques dans deux échantillons de tôles FeSi à grains orientés de différentes épaisseurs (0.35mm et 0.50mm), ces deux échantillons ayant été fournis par l'entreprise nationale ELECTRO-INDUSTRIES. Nous nous intéresserons aussi à l'évolution des harmoniques du champ et de l'induction magnétiques en fonction de l'induction maximale.

Pour ce but nous avons structuré notre mémoire comme suit :

- Dans le premier chapitre, nous avons donné quelques généralités sur le magnétisme et les matériaux magnétiques dans les différentes échelles.
- Dans le second chapitre nous avons effectué une étude théorique sur les pertes magnétiques, suivie par une analyse harmonique du champ et de l'induction magnétiques.
- Quand au troisième chapitre, il présentera le banc d'essai expérimental que nous avons utilisé pour la caractérisation des différents échantillons de tôles utilisées, l'acquisition des données, leurs traitements ainsi que l'interprétation des résultats obtenus.

Nous terminons notre étude par une conclusion générale où nous mettons en relief la qualité et les caractéristiques des tôles étudiées.

Afin de comprendre le magnétisme en général, et en particulier les substances magnétiques, nous donnerons dans ce chapitre les principales définitions et les lois physiques élémentaires associées à l'étude du magnétisme. Nous aborderons ensuite les matériaux magnétiques avec une étude approfondie des matériaux ferromagnétiques.

I.1. Définitions

I.1.1. Matériaux magnétiques

Soumises à une induction magnétique, certaines substances se mettent à produire elles mêmes, dans un volume qu'elles occupent et à l'extérieur, une induction magnétique. On dit qu'elles s'aimantent ou se polarisent magnétiquement. Toutefois, cette propriété ne se manifeste très visiblement que dans certains matériaux appelés matériaux ferromagnétiques.

I.1.2. Champ magnétique \vec{H} et induction magnétique \vec{B}

Lorsque des courants électriques circulent dans les conducteurs, il y a apparition de phénomènes magnétiques qui peuvent être caractérisés par les champs de vecteurs \vec{B} et \vec{H} .

Le vecteur \vec{H} est le champ d'excitation magnétique exprimé en [A/m].

Le calcul du champ magnétique H fait appel à l'utilisation du théorème d'ampère appliqué à une ligne de champ de longueur L :

$$\oint_l \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum_{K=1}^{\Gamma} I_K = nI \quad (\text{I.1})$$

Où n est nombre de spires du circuit traversé par le courant électrique I .

Le vecteur \vec{B} est l'induction magnétique exprimée en [T] ; c'est un pouvoir de force issu de H et dépendant du milieu. Il est à flux conservatif, c'est-à-dire que tout le flux qui sort d'un pôle entre dans le pôle opposé, ce qui se traduit mathématiquement par la relation:

$$\oiint \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (\text{I.2.})$$

I.1.3. Relation entre l'induction magnétique \vec{B} et le champ d'excitation \vec{H}

L'induction magnétique \vec{B} et le champ \vec{H} dépendent l'un de l'autre par la formule :

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

Où μ est la perméabilité magnétique du milieu, s'exprimant en [H/m]

- ◆ Pour le vide : $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ [H/m]
- ◆ Pour un milieu ferromagnétique : $\mu = \mu_0 \mu_r$

Où μ_r est la perméabilité magnétique relative, elle est sans dimension.

I.1.4. Moment magnétique atomique [1]

Les moments magnétiques des atomes sont dus à la fois aux mouvements orbitaux des électrons et aux mouvements sur eux même (Fig.I.1)

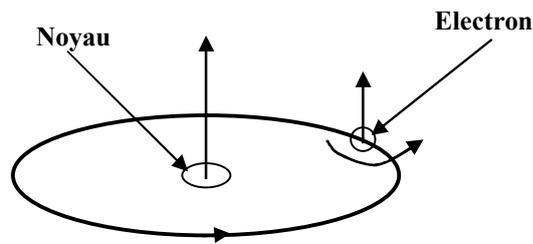


Fig. I.1 : Mouvements de l'électron dans un atome

Le mouvement orbital de l'électron provoque un moment magnétique orbital M_L qui est défini par la relation

$$\vec{M}_L = \frac{e}{2m_e} \vec{L}_{tot} \quad (I.4)$$

Où

$$\vec{L}_{tot} = \sum_i \vec{L}_i$$

est le moment cinétique orbital de l'atome. e et m_e représentent respectivement la charge et la masse de l'électron qui sont égales à

$$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C} \quad m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ Kg}$$

Le mouvement de l'électron sur lui-même provoque un moment magnétique de spin M_S qui est défini par l'expression

$$\vec{M}_S = \frac{e}{m_e} \vec{S}_{tot}$$

Avec

$$\vec{S}_{tot} = \sum_i \vec{S}_i$$

le moment cinétique de spin de l'atome.

Le moment magnétique résultant est la somme des deux moments

$$\vec{M} = \vec{M}_L + \vec{M}_S$$

Soit

$$\vec{M} = \frac{e}{2m_e} [\vec{L}_{tot} + 2\vec{S}_{tot}] \quad (I.5)$$

Dans la relation (I.5), le spin apparaît deux fois plus efficace qu'un moment orbital dans la production du moment magnétique.

I.1.5. Modélisations du moment magnétique atomique [1]

Le moment magnétique atomique est une propriété de l'atome que l'on peut représenter par deux modèles :

- le dipôle magnétique (fig. I.2) ;
- le courant ampérien (fig. I.3).

Le dipôle magnétique est constitué de deux masses magnétiques de signes opposés, séparées par une distance l . Le moment magnétique associé à ce modèle, s'exprimant en [Wb.m], porte le nom de moment magnétique dipolaire m_d qui est défini par l'équation

$$m_d = m.l \quad [\text{wb.m}] \quad (I-6)$$

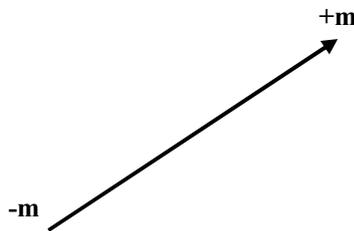


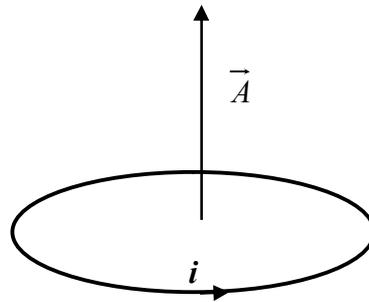
Fig. I.2 : Dipôle magnétique

Le courant ampérien est un petit courant circulaire censé à exister à l'échelle atomique, qui pourrait représenter une résultante des mouvements des électrons autour du noyau. Le

moment magnétique associé à ce modèle porte le nom de moment magnétique ampérien m_A ; il s'exprime en $[A.m^2]$ et il est défini par la relation suivante

$$m_A = i.A [A.m^2] \quad (I.7)$$

où A représente la surface délimitée par le courant circulaire i .



FigI.3 : Courant ampérien.

I.1.6. Aimantation et polarisation magnétique [2]

I.1.6.1. Aimantation

On appelle intensité d'aimantation, la valeur du moment magnétique ampérien par unité de volume d'une substance magnétique ; elle est obtenue en soumettant le matériau à l'influence d'un champ magnétique. Le vecteur d'aimantation est alors donné par la relation

$$\vec{M} = \frac{\sum \vec{m}_{iA}}{V} \quad (I.8)$$

\vec{M} s'exprime en $[A/m]$

Le champ d'excitation H et l'aimantation M se superposent pour donner le champ d'induction B , défini par l'équation

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (I.9)$$

I.1.6.2. Polarisation magnétique

On définit la polarisation magnétique comme étant la valeur du moment magnétique dipolaire par unité de volume d'une substance magnétique.

Le vecteur polarisation est donné par l'expression

$$\vec{J} = \frac{\sum \vec{m}_{id}}{V} \quad (I.10)$$

J s'exprime en $[Wb/m^2]$ ou en $[T]$.

La polarisation et l'aimantation sont liées par la relation

$$\vec{J} = \mu_0 \vec{M} \quad (\text{I.11})$$

Le champ d'induction magnétique peut aussi être exprimé par la formule

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{J} \quad (\text{I.12})$$

I.1.7. Susceptibilité et perméabilité magnétique [2]

I.1.7.1. Susceptibilité magnétique

La susceptibilité magnétique relative χ_r d'une substance magnétique est le coefficient qui exprime en quelque sorte le taux d'aimantation du matériau, elle est définie par la relation

$$\chi_r = \frac{M}{H} \quad (\text{I.13})$$

χ_r est une grandeur sans dimension

On appelle susceptibilité magnétique absolue χ , le rapport

$$\chi = \frac{J}{H} \quad (\text{I.14})$$

χ s'exprime alors en [H/m]

On suppose dans les relation (I.13) et (I.14) que J , M et H sont colinéaires, c'est à cette condition, vérifiée dans les matériaux isotropes, que la susceptibilité est un scalaire. Dans les matériaux anisotropes, la susceptibilité est un tenseur.

I.1.7.2. Perméabilité magnétique

On appelle perméabilité magnétique absolue μ , la grandeur :

$$\mu = \mu_0 + \chi = \mu_0 (1 + \chi_r) \quad (\text{I.15})$$

μ s'exprime en [H/m].

La perméabilité magnétique relative μ_r est définie par l'expression

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$$

μ_r est une grandeur sans dimension.

I.2. Classification des matériaux d'un point de vue magnétique

Les matériaux peuvent être classés suivant leur comportement magnétique, c'est-à-dire suivant leurs susceptibilités magnétiques χ_r . On distingue trois grandes catégories.

I.2.1. Matériaux diamagnétiques

Les matériaux diamagnétiques sont caractérisés par une susceptibilité relative négative, de faible amplitude, de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-6} , pratiquement constante, indépendante de la température et du champ appliqué.

Le moment magnétique résultant est nul en l'absence du champ magnétique extérieur.

L'application d'un champ magnétique extérieur provoque un mouvement des électrons, pouvant être assimilé à un courant microscopique dont le comportement serait comparable à celui d'un courant induit dans un solénoïde. En vertu de la loi de Lenz, le courant induit s'oppose au champ qui l'a produit, ce qui est en accord avec le fait que χ_r est négative.

Exemples des diamagnétiques : eau, cuivre, graphite.[1]

I.2.2. Matériaux paramagnétiques

Les matériaux paramagnétiques sont caractérisés par une susceptibilité relative positive, de faible amplitude, de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-3} , pratiquement constante et indépendante du champ appliqué, mais dépendante de la température.

Les atomes de ces substances possèdent un moment magnétique permanent, lorsque ces moments sont indépendants les uns des autres.

En l'absence de champ extérieur, l'aimantation globale est nulle. Sous l'action d'un champ magnétique, les moments magnétiques tendent à s'aligner ; toutefois, la polarisation qui en résulte demeure très faible, car l'effet de l'agitation thermique reste prépondérant.

Pour la majorité des corps paramagnétiques, la susceptibilité relative varie en raison inverse de la température, elle obéit à la loi de Curie suivante :

$$\chi_r = \frac{C}{T} \quad (\text{I.17})$$

Où C est la constante de Curie ; T , la température thermodynamique.

Exemples des paramagnétiques : aluminium, sodium, tungstène.[1]

I.2.3. Matériaux ferromagnétiques [2], [3]

Les matériaux ferromagnétiques se distinguent par leurs propriétés de posséder une aimantation spontanée, permanente en l'absence de champ magnétique extérieur. Ils sont aussi caractérisés par la valeur très élevée que peut prendre cette aimantation.

L'aimantation varie avec la température selon la théorie de Langevin. Ainsi au dessus d'une température donnée T_c , appelée température de Curie, tous les matériaux ferromagnétiques deviennent paramagnétiques (fig. I.4) et obéissent à la loi de Curie-Weiss qui est donnée par la formule suivante :

$$\chi_r = \frac{C}{T - T_c} \quad (I.18)$$

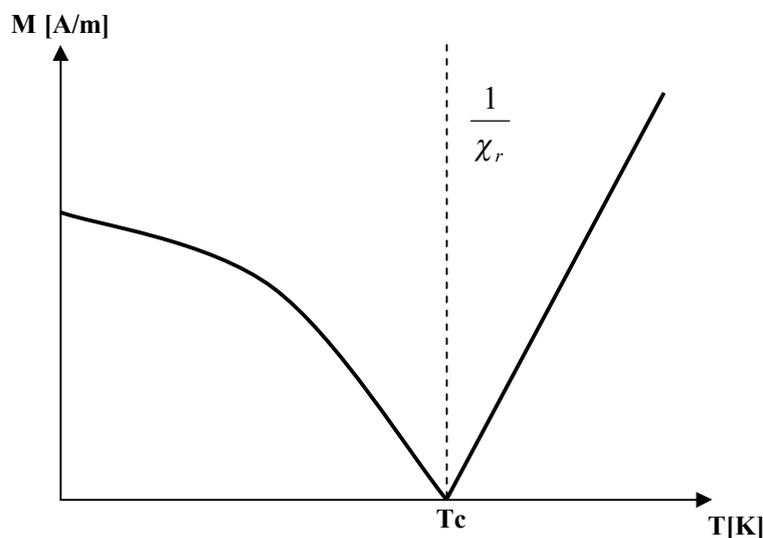


Fig.I.4 : Variations de l'aimantation en fonction de T.

Exemple des ferromagnétiques : Fer, Nickel, Cobalt et certains de leurs alliages.

I.3. Etude des matériaux ferromagnétiques

I.3.1. Domaines magnétiques

Les matériaux magnétiques de volume suffisant se divisent spontanément en régions plus petites qu'on appelle domaines élémentaires. A l'intérieur d'un domaine, tous les moments magnétiques atomiques sont maintenus parallèles par la force d'échange, de telle sorte que chaque domaine se présente comme un petit volume aimanté à saturation.

Les domaines magnétiques peuvent affecter des formes très variables ; ils peuvent mesurer jusqu'à 1mm de longueur. Les domaines se différencient par l'orientation de la polarisation magnétique J_s de chacun d'eux. Entre deux domaines magnétiques, il existe une zone de transition appelée paroi du Bloch, dans laquelle l'orientation des moments magnétiques passe

progressivement de la direction de polarisation dans l'un des domaines à celle régnant dans l'autre domaine.[4]

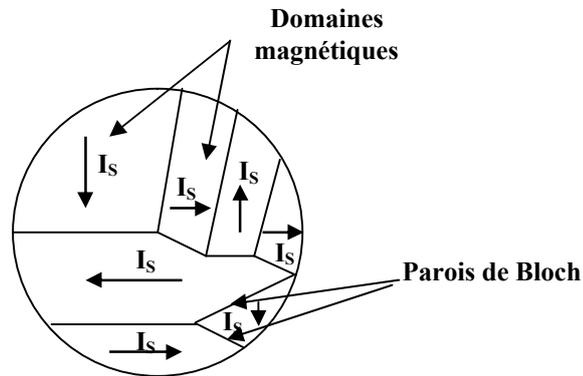


Fig. I.5 : Les domaines magnétiques.

Dans le cas d'un échantillon de volume V , de polarisation spontanée J_s , le moment magnétique M résultant est nécessairement compris entre les limites suivantes :[1]

$$0 \leq M = \int J_s \cdot dv \leq J_s \cdot V$$

I.3.2. Structure des domaines [1]

La structure des domaines magnétiques est définie par les propriétés telles que la forme et les dimensions des domaines, ainsi que l'orientation de J_s .

Parmi l'ensemble des structures possibles, seules celles correspondant à un minimum d'énergie interne de l'échantillon peuvent être réalisées pratiquement.

L'énergie interne associée à la structure des domaines **Win** comprend quatre termes :

$$\mathbf{Win} = \mathbf{Wan} + \mathbf{Wms} + \mathbf{Wec} + \mathbf{Wmt}$$

Avec

W_{an} , l'énergie d'anisotropie ;

W_{ms} , l'énergie magnétostatique ;

W_{ec} , l'énergie d'échange ;

W_{mt} , l'énergie magnétostrictive.

➤ **Energie d'anisotropie [2]**

Cette énergie tient compte de l'anisotropie magnéto cristalline caractérisant la difficulté avec laquelle pivote l'aimantation vers la direction du champ appliqué.

L'énergie d'anisotropie est définie par l'expression suivante :

$$W_{an} = K_0 + K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 \quad (I.20)$$

où $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ sont des cosinus directeurs ; ils caractérisent la position du vecteur aimantation par rapport aux axes du cube. K_0 ; K_1 et K_2 : sont les constantes d'anisotropie.

➤ **Energie magnétostatique [2]**

L'énergie magnétostatique résulte des interactions entre chaque moment magnétique atomique et le champ local. Le champ local est la combinaison du champ créé par les atomes voisins et de champ magnétique extérieur.

L'énergie magnétostatique est définie par

$$W_{ms} = -\frac{1}{2} \int J \cdot H_d \cdot dv \quad (I.21)$$

Où H_d est le champ démagnétisant qui est donné par l'expression suivante :

$$H_d = -\frac{1}{\mu_0} NI \quad (I.22)$$

N étant le coefficient du champ démagnétisant.

➤ **Energie d'échange [2]**

On appelle énergie d'échange, l'énergie résultant de l'interaction entre deux moments magnétiques. Cette énergie dépend de la distance séparant ces moments magnétiques ainsi que leurs orientations relatives.

L'énergie d'échange W_{ec} est donnée par l'équation

$$W_{ec} = -\frac{2m^2}{4\pi\mu_0 r^3} \cos \theta$$

Où

m est le moment magnétique d'un atome ;

r , la distance entre deux moments ;

μ_0 , la perméabilité magnétique de vide.

➤ **Energie magnétostrictive [2]**

L'énergie magnétostrictive est une énergie élastique associée aux déformations et contraintes que les domaines exercent les un sur les autres.

Le cristal peut s'allonger ou se contracter selon la direction de polarisation par rapport à la déformation.

I.3.3. Processus de polarisation [1]

Soit un monocristal de fer, pratiquement sans défauts dans le quel les domaines magnétiques se présentent tels qu'à la figure I.6.

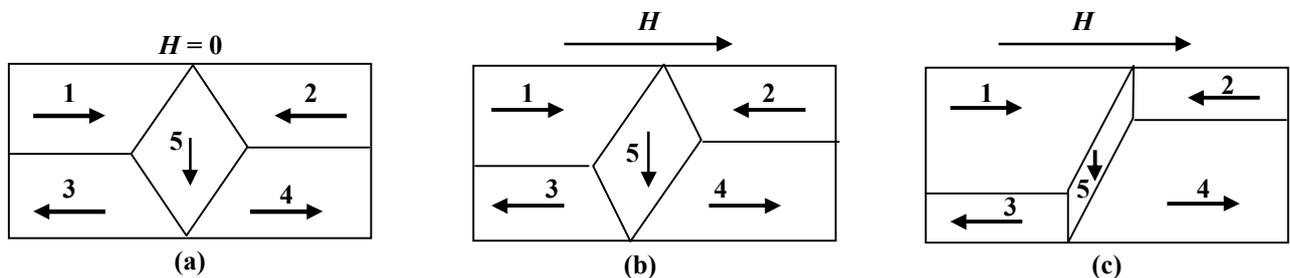


Fig.I.6 : Représentation schématique des domaines magnétiques

Dès que l'on applique un champ H comme indiqué sur la figure I.6, l'énergie des moments magnétiques est augmentée dans les domaines 2 et 3, et dans une faible mesure dans le domaine 5. Le respect de la condition de l'énergie minimum dans l'échantillon entraîne alors une diminution du volume de ces domaines. Dans un champ H croissant, la structure des domaines prendra donc successivement les formes (b), et (c). Finalement un seul domaine orienté selon H subsistera.

I.3.4.1. Courbe de première aimantation [5]

A partir d'un état désaimanté, en appliquant un champ magnétique d'excitation régulièrement croissant, on obtient une aimantation donnée par la courbe $B(H)$ de la figure I.7, appelée courbe de première aimantation.

L'arrangement des moments en domaines varie tout au long de la courbe d'aimantation. Pour en rendre compte, il est commode de diviser cette courbe en trois zones correspondant chacune à des processus d'aimantation distincts.

a) Zone des champs faibles

Dans cette zone, la structure en domaines reste peu perturbée, les parois de Bloch se déplacent ou se déforment légèrement sans qu'il y ait bouleversement de la structure en domaines. Un champ faible provoque une déformation réversible des parois qui se comportent comme des membranes élastiques.

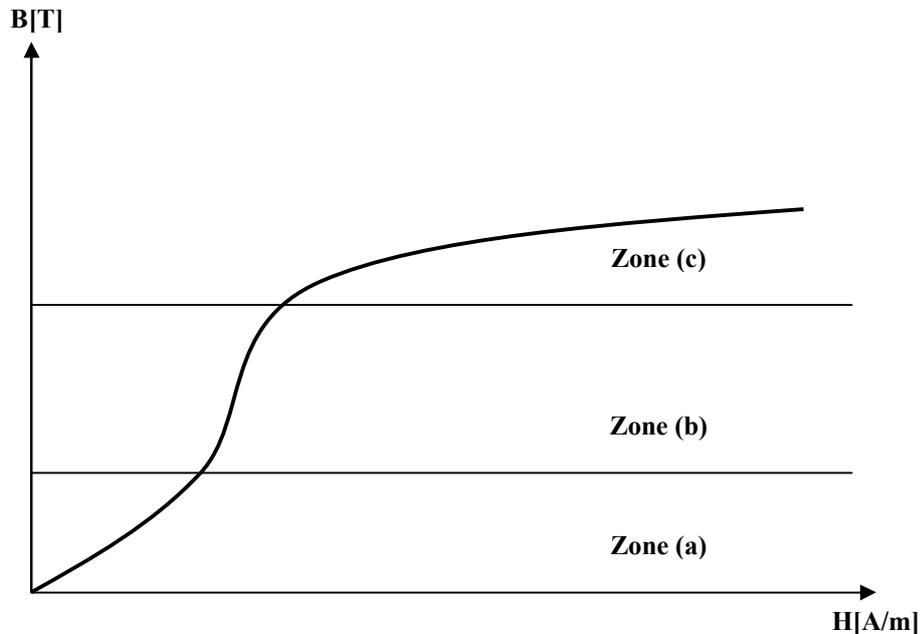


Fig. I.7 : courbe de première aimantation

b) Zone des champs moyens

A champs moyens, les parois de Bloch se déplacent par une série de sauts mis en évidence par l'expérience de BARKHAUSEN. Ces mouvements des parois sont irréversibles.

c) Zone des champs forts

La plupart des parois ont disparu, chaque cristal devient un vaste domaine où l'aimantation quitte progressivement la direction de facile aimantation pour se rapprocher de la direction du champ appliqué.

I.3.4.2. Hystérésis [1]

L'hystérésis est une conséquence directe de l'existence des domaines élémentaires et des processus d'aimantation par déplacement et déformation des parois de Bloch. Quand il n'y a pas de domaines alors l'hystérésis n'existe plus.

Cycle d'hystérésis [5]

Après avoir parcouru la courbe de première aimantation jusqu'à la saturation, on fait décroître le champ H . On observe que la courbe obtenue ne se superpose pas à la première, et bien que l'induction B diminue, elle reste supérieure aux valeurs acquises lorsque H était croissant.

Lorsque le champ magnétisant est supprimé, on constate qu'une certaine induction B_r , appelée induction rémanente, subsiste dans le matériau.

Si l'on inverse ensuite le sens de l'excitation magnétique, on remarque que l'induction devient nulle pour une certaine valeur $-H_c$ du champ magnétisant appelé champ coercitif. Si l'on continue enfin à faire varier H jusqu'à $-H_m$, puis si l'on revient à $+H_m$, on obtient une courbe fermée, symétrique par rapport à l'origine, appelée cycle d'hystérésis (Figure I.8).

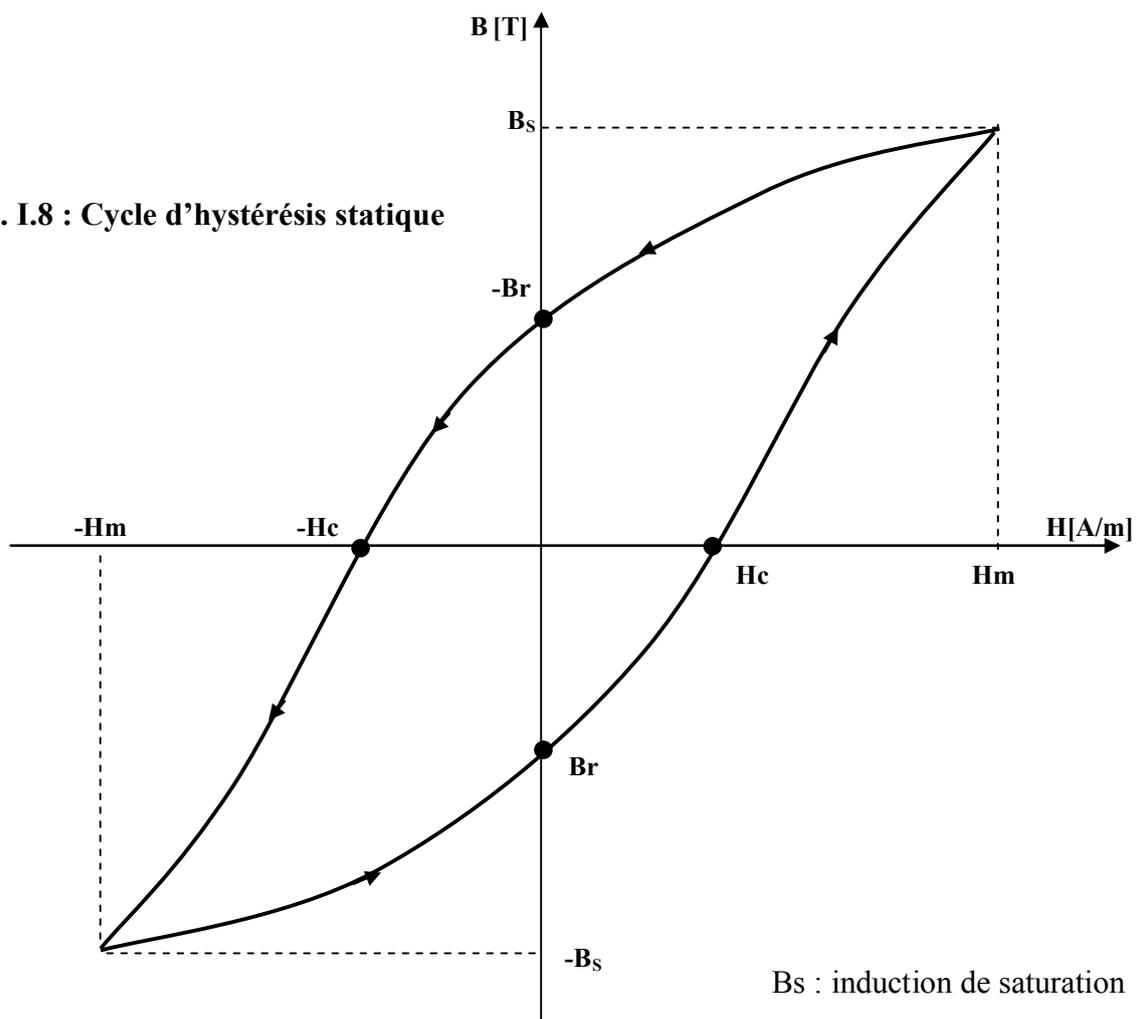


Fig. I.8 : Cycle d'hystérésis statique

B_s : induction de saturation

B_r : induction rémanente

H_c : champ coercitif

I.4. Classification des matériaux ferromagnétiques [1]

D'après des observations faites sur les cycles d'hystérésis, on distingue deux types de matériaux.

I.4.1. Matériaux ferromagnétique doux

Les matériaux ferromagnétiques doux sont caractérisés par une induction rémanente grande et par un champ coercitif très faible, d'où la surface de leurs cycles d'hystérésis faible.

Ils sont utilisés dans les machines tournantes et les transformateurs.

I.4.2. Matériaux ferromagnétique durs

Les matériaux ferromagnétiques durs, au contraire, présentent une induction rémanente relativement faible mais un champ coercitif considérable, par conséquent la surface de leur cycle d'hystérésis est grande.

Ils sont utilisés pour faire des aimants permanents.

I.5. Pertes magnétiques [1]

Toute variation d'induction dans une matière magnétique provoque à l'intérieur de celle-ci une dissipation d'énergie. Cette énergie apparaît le plus souvent sous forme de chaleur et n'est généralement pas récupérable, d'où l'expression « pertes magnétiques » utilisée pour désigner ce phénomène.

On distingue trois types de pertes magnétiques :

- Les pertes par hystérésis,
- Les pertes par courant de Foucault (courants induits),
- Les pertes par excès des courants induits.

Ces différentes pertes seront étudiées en détail dans le prochain chapitre.

Introduction

Un matériau magnétique soumis à une induction variable est le siège de pertes appelées pertes magnétiques ou pertes fer.

Dans ce chapitre, nous donnerons quelques modèles d'étude des pertes magnétiques, ainsi que quelques formules d'évaluation de ces pertes que l'on décompose en trois composantes : les pertes par hystérésis, les pertes par courants induits (courants de Foucault) et les pertes anormales ou par excès des courants induits. Nous présenterons ensuite une analyse harmonique détaillée des champs magnétiques d'excitation $H(t)$ et d'induction $B(t)$ [4].

II.1. Pertes par hystérésis [6]

Ces pertes sont dues au travail des forces de freinage agissant sur les parois de Bloch en mouvement, c'est-à-dire les frottements des domaines magnétiques les uns contre les autres, ce qui entraîne un échauffement du matériau qu'on appelle pertes par hystérésis.

Elles correspondent au travail nécessaire pour parcourir lentement le cycle d'hystérésis [1]. L'énergie W correspondant aux pertes par hystérésis dissipée par unité de volume, lorsqu'on parcourt une fois le cycle vaut :

$$W_h = \int_{\text{cycle}} HdB \quad [\text{J/m}^3] \quad (\text{II.1})$$

Cette intégrale étendue à un cycle (figure II.1) a pour valeur l'aire limitée par ce cycle dans le plan $[H, B]$.

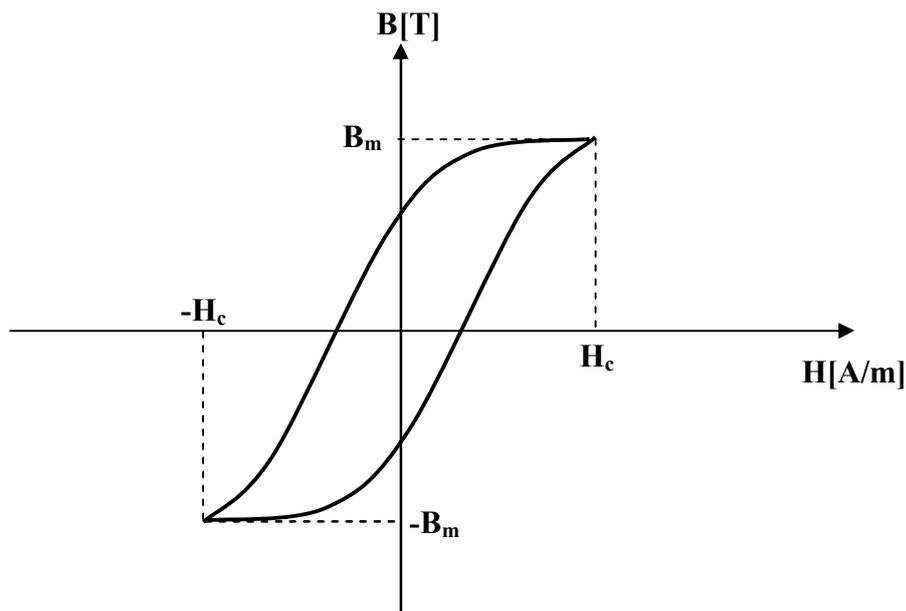


Figure II.1. : Cycle d'hystérésis

II.1.1. Estimation des pertes par hystérésis

Les pertes par hystérésis échappent évidemment à toute expression analytique exacte. Plusieurs formules approximatives ont été néanmoins proposées. Les plus célèbres d'entre elles sont les formules de Steinmetz et Richter.

a) Formule de Steinmetz

Elle est donnée par la relation (II.2) :

$$\begin{array}{l} P_h = \eta B_m^\gamma V f \quad [W] \\ \text{Ou} \\ P_h = \eta \frac{B_m^\gamma}{m_v} \quad [J/Kg] \end{array} \quad (II.2)$$

Où

η est le coefficient de Steinmetz ;

B_m est l'amplitude de l'induction ($\gamma = 1,6$ pour le fer ; pour les tôles de fer Silicium $\gamma = 2$) ;

V est le volume du matériau ; f , la fréquence du cycle; et m_v la masse volumique du matériau.

b) Formule de Richter

La puissance perdue par hystérésis est donnée par la relation (II.3) qui est la formule de Richter.

$$\begin{array}{l} P_h = (aB_m + bB_m^2) V \cdot f \quad [W] \\ \text{Ou} \\ P_h = \frac{aB_m + bB_m^2}{m_v} \quad [J/Kg] \end{array} \quad (II.3)$$

Où a et b sont des constantes qui dépendent de la nature du matériau.

Pour les fortes valeurs de l'induction magnétique $B_m \geq 1T$, la formule de Richter se réduit pratiquement à l'expression suivante :

$$\begin{array}{l} P_h = b \cdot V \cdot f \cdot B_m^2 \quad [W] \\ \text{Ou} \\ P_h = \frac{b \cdot B_m^2}{m_v} \quad [J/Kg] \end{array} \quad (II.4)$$

Cette dernière expression est généralement la mieux adaptée que celle de Steinmetz aux matériaux ferromagnétiques modernes.

II.1.2. Moyens de réduction des pertes par hystérésis

Pour réduire ces pertes, on a donc intérêt à réduire la surface du cycle d'hystérésis des matériaux destinés à supporter des flux alternatifs, en utilisant par exemple des matériaux ferromagnétiques doux [1].

II.2. Pertes par courants induits [6]

Les matériaux ferromagnétiques ont des propriétés conductrices de courant électrique. En présence d'un flux variable, ils sont le siège de courants induits qui circulent dans la masse de ces matériaux. L'effet Joule dissipe l'énergie sous forme de chaleur appelée pertes classiques par courants induits.

II.2.1. Evaluation des pertes par courants de Foucault

Pour évaluer ces pertes, on considère une tôle de longueur L , de largeur l et d'épaisseur e , soumise à un champ d'induction uniforme et sinusoïdale dirigée suivant l'axe OZ (Fig. II.2).

$$B(t) = B_m \cos(\omega t)$$

On peut décomposer cette tôle en circuits fermés élémentaires tel que celui couvert de hachures sur la figure II.2.

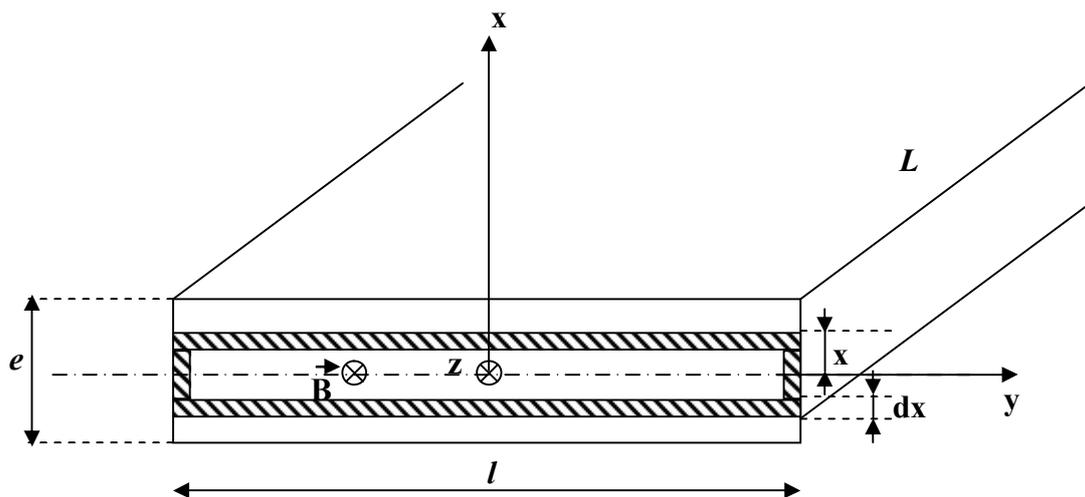


Figure II.2. Schéma d'un circuit fermé dans la tôle

La spire conductrice représentée, de résistivité ρ , de longueur $2l$ et de section Ldx , présente une résistance

$$r = \frac{(2l + 2x)\rho}{Ldx} \Rightarrow r = \frac{2l\rho}{Ldx} \quad (\text{en négligeant } 2x \text{ devant } Ldx) \quad (\text{II.6})$$

Cette spire embrasse un flux d'induction

$$\Phi = S_{sp} \cdot B = 2 \cdot x \cdot l B = 2x \cdot l B_m \cos(\omega t) \quad (\text{II.7})$$

Elle est donc le siège d'une f.e.m. induite

$$e = -\frac{d\Phi}{dt} = 2x l B_m \omega \sin(\omega t) \quad (\text{II.8})$$

De valeur efficace

$$E = \sqrt{2} \cdot x \cdot l \cdot B_m \cdot \omega = \sqrt{8} \cdot x \cdot l \cdot B_m \cdot \pi \cdot f \quad (\text{II.9})$$

Si on néglige l'inductance de cette spire, l'intensité du courant qui la traverse a pour valeur efficace

$$I = \frac{E}{r} = \frac{\sqrt{8} \cdot x \cdot l \cdot B_m \cdot \pi \cdot f L dx}{2l\rho} = \frac{\sqrt{2} \cdot B_m \cdot \pi \cdot f L}{\rho} x dx \quad (\text{II.10})$$

D'où la puissance dissipée par effet Joule dans cette spire élémentaire sera

$$dP_{cF} = rI^2 = EI = \frac{4\pi^2 l L B_m^2 f^2 x^2}{\rho} dx \quad (\text{II.11})$$

En intégrant l'expression précédente sur l'intervalle $\left[0, \frac{e}{2}\right]$ de x , on aura la puissance totale dissipée dans la tôle.

$$\begin{aligned} P_{cF} &= \int dP_{cF} = \int_0^{e/2} \frac{4\pi^2 l L B_m^2 f^2 x^2}{\rho} dx \\ P_{cF} &= \frac{4\pi^2 l L}{\rho} B_m^2 f^2 \left[\frac{x^3}{3} \right]_0^{e/2} \\ P_{cF} &= \frac{4\pi^2 l L e^3}{24\rho} B_m^2 f^2 \end{aligned} \quad (\text{II.12})$$

Sachant que $V = lLe$ est le volume de la tôle, donc la puissance cherchée devient

$$P_{cF} = \frac{\pi^2 V e^2}{6\rho} B_m^2 f^2 \quad (\text{II.13})$$

La puissance correspondante aux courants de Foucault s'exprime sous la forme

$$P_{cF} = KVf^2 B_m^2 e^2 \quad [\text{W}] \quad (\text{II.14})$$

Où $K = \frac{\pi^2}{6\rho}$ est une constante qui dépend de la nature de matériau.

En divisant cette puissance par la masse volumique m_v de la tôle, on aura la puissance par cycle et par unité de masse :

$$P_{cF} = K' e^2 B_m f \quad [\text{W/kg}] \quad (\text{II.15})$$

$$\text{Avec } K' = \frac{\pi^2}{6\rho m_v}$$

II.2.2. Conséquences des courants de Foucault et moyens utilisés pour les réduire

Ces courants diminuent le rendement des machines électriques et provoquent un échauffement des pièces dans lesquelles ils se produisent, d'où la nécessité d'utiliser des moyens de réduction de ces pertes.

Dans le but de diminuer les pertes par courants de Foucault, les circuits magnétiques sont le plus souvent divisés en éléments isolés électriquement les uns des autres. Cette procédure, appelée feuilletage, augmente la résistance au passage du courant, d'où la nécessité de l'utilisation des tôles FeSi de faible épaisseur [1].

II.3. Pertes par excès des courants induits [7]

Elles sont provoquées par des courants induits qui se développent autour des parois de Bloch. Elles tendent à s'opposer à la variation de l'aimantation et par suite au déplacement des parois de Bloch.

II.3.1. Phénomène physique et facteur d'anomalie des pertes

Le déplacement des parois de Bloch engendre des courants qui vont augmenter à leur tour les pertes dynamiques.

Les pertes dynamiques sont obtenues par la différence entre les pertes totales mesurées et les pertes par hystérésis.

$$P_{dyn} = P_{Fer} - P_h \quad (\text{II.16})$$

La relation liant ces pertes dynamiques P_{dyn} aux pertes classiques P_{cF} dépend de la forme de l'induction magnétique.

➤ Pour une induction magnétique sinusoïdale

$$P_{dyn} = \eta \cdot P_{cF} \quad (\text{II.17})$$

η est le facteur d'anomalie des pertes.

➤ **Pour une induction non sinusoïdale**

$$P_{dyn} = \eta \left[\frac{F}{F_S} \right]^2 . P_{cF} \quad (\text{II.18})$$

F est le facteur de forme de l'induction non sinusoïdale.

F_S est le facteur de forme de l'induction sinusoïdale.

II.3.2. Evaluation des pertes par excès

Plusieurs modèles ont été élaborés pour tenter de prédéterminer les pertes par excès. Les plus importants sont :

- Modèle des domaines parallèles de Pry et Bean.
- Modèle statistique de Bertotti.

a) Modèle des domaines parallèles de Pry et Bean.

Dans ce modèle, Pry et Bean supposent dans une tôle d'épaisseur e des domaines à 180° en forme de barres de largeur $2l$, séparées avec des parois de Bloch planes perpendiculaires aux faces de la tôle.

Le coefficient d'anomalie des pertes η est associé au rapport $\frac{2l}{e}$

$$\eta = \frac{48}{\pi^3} \frac{2l}{e} \sum_{n \geq 1} \frac{1}{(2n-1)^3} \coth \left[(2n-1) \frac{\pi}{2} \frac{2l}{e} \right] \quad (\text{II.19})$$

Cas particuliers :

* Si $\frac{2l}{e} \ll 1$ (domaines très étroits)

$\eta \approx 1$: Les pertes dynamiques se confondent aux pertes classiques.

* Si $\frac{2l}{e} > 1$

$\eta \approx 1,63 \left(\frac{2l}{e} \right)$: Les pertes dynamiques sont plus importantes que les pertes classiques.

b) Modèle statistique de BERTTOTTI

G. Bertotti introduit la notion d'objet magnétique (OM) grâce auquel l'aimantation s'inverse.

Un objet magnétique est constitué d'une paroi de Bloch ou d'un ensemble de parois dont les mouvements sont étroitement corrélés.

Le matériau est alors supposé équivalent à un système comportant n objets magnétiques.

Les pertes magnétiques par excès dans un matériau seront caractérisées par le nombre n des objets magnétiques participant au processus de l'aimantation.

Pour une induction sinusoïdale de fréquence f et de valeur de crête B_m , les pertes par excès des courants induits par cycle dans une tôle de section S sont exprimées par la relation suivante :

$$P_{ex} = \frac{8,8}{m_v} \sqrt{\frac{GH_0 S}{\rho}} B_m^{1,5} f^{0,5} \quad [\text{J/Kg}] \quad (\text{II.20})$$

Où G est un coefficient de frottement de l'objet magnétique ($G = 0,136$ dans le cas où l'objet magnétique correspond à une paroi entière). H_0 est équivalent à un champ coercitif.

II.4. Globalisation des pertes fer [7]

Les pertes totales s'expriment donc en utilisant la formule de Richter.

$$P_{Fer} = \frac{aB_m^2 + bB_m^2}{m_v} + K' f B_m^2 e^2 + \frac{8,8}{m_v} \sqrt{\frac{GH_0 S}{\rho}} B_m^{1,5} f^{0,5} \quad [\text{J/Kg}] \quad (\text{II.21})$$

Pour des valeurs maximales importantes du champ, l'expression devient

$$P_{Fer} = \frac{aB_m^2}{m_v} + K' f B_m^2 e^2 + \frac{8,8}{m_v} \sqrt{\frac{GH_0 S}{\rho}} B_m^{1,5} f^{0,5} \quad [\text{J/Kg}] \quad (\text{II.21})$$

II.5. Analyse harmonique du champ et de l'induction magnétique [8]

II.5.1. Cas général

L'équation de diffusion d'un champ magnétique dans un matériau quelconque est donnée par l'équation différentielle

$$\nabla^2 \bar{H} = \frac{1}{\rho} \frac{\delta \bar{B}}{\delta t} \quad (\text{II.23})$$

Cette équation provient de la troisième équation de la théorie de Maxwell, qui s'écrit :

$$\text{div} \bar{H} = 0 \quad (\text{II.24})$$

L'équation (II.24) est valable pour les matériaux paramagnétiques ayant une perméabilité magnétique constante ($\mu = \text{constante}$).

$$\text{div} \bar{B} = \mu \text{div} \bar{H} = 0 \quad (\text{II.25})$$

L'équation (II.23) est valable pour les matériaux ferromagnétiques sous condition de la vérification de l'équation supplémentaire suivante.

$$\text{div} \bar{B} = \text{div}(\mu \bar{H}) = \mu \text{div} \bar{H} + \bar{H} \text{grad} \mu = 0 \quad (\text{II.26})$$

Quand μ n'est pas constante, les équations (II.23) et (II.24) ne sont vérifiées que si et seulement si \vec{H} et $\text{grad } \mu$ sont orthogonaux et leur produit scalaire est nul. Ces conditions sont réalisées dans les deux cas importants suivants.

- Les lignes de force du champ magnétique sont rectilignes et parallèles ;
- Les lignes de force du champ magnétique sont coaxiales circulaires.

Dans notre travail, on s'intéressera uniquement à la configuration du champ magnétique du premier cas.

Si \vec{H} , \vec{B} , et \vec{E} sont parallèles à la surface et si l'axe des x est orthogonal à celle-ci, nous pouvons utiliser les composantes scalaires du champ au lieu des vecteurs ; l'équation (II.23) devient alors

$$\frac{\delta^2 H}{\delta x^2} = \frac{1}{\rho} \frac{\delta B}{\delta t} \quad (\text{II.27})$$

En régime périodique, la loi d'aimantation représentée par le cycle d'hystérésis impose une relation entre B et H. En effet, ces deux grandeurs ne peuvent jamais être toutes les deux sinusoïdales. Si on impose à l'une d'être sinusoïdale, l'autre peut être représentée par un développement en série de Fourier.

Dans le cas général, les champs H et B contiennent des harmoniques de rangs impairs. On peut les écrire sous la forme complexe suivante :

$$H = \sum_1^n H_n \exp j(n\omega t + \Psi_n) \quad (\text{II.28})$$

$$B = \sum_1^n B_n \exp j(n\omega t + \Psi_n - \theta_n) \quad (\text{II.29})$$

Avec $n = 1, 3, 5 \dots$

H_n et B_n sont les amplitudes des harmoniques de rang n du champ et de l'induction respectivement.

Ψ_n est l'angle de phase de l'harmonique n ;

θ_n est l'angle de déphasage hystérétique de l'harmonique n .

On introduit l'expression (II.27) et on calcule la dérivée partielle des équations (II.28) et (II.29), on aura

$$\begin{aligned} & \sum_1^n \left[(H_n'' - H_n (\Psi_n')^2) + j(H_n \Psi_n'' + 2H_n' \Psi_n') \right] \exp j(n\omega t + \Psi_n) \\ & = \sum_1^n \left[\left\{ j \frac{n\omega}{\rho} B_n \exp(-j\theta_n) \exp j(n\omega t + \Psi_n) \right\} \right] \end{aligned} \quad (\text{II.30})$$

tels que H_n et Ψ_n sont des fonctions de la variables x et non pas de t .

H_n' ; Ψ_n' ; H_n'' et Ψ_n'' sont respectivement leurs dérivées partielles premières et secondes.

En écrivant l'égalité (II.30) pour une seule harmonique de rang n donnée, le terme $\exp j(n\omega t + \Psi_n)$ sera simplifié et par identification terme à terme des parties réelles et imaginaires, on aura

$$H_n'' - H_n (\Psi_n')^2 = \frac{n\omega}{\rho} D_n \quad (\text{II.31})$$

$$H_n \Psi_n'' + 2H_n' \Psi_n' = \frac{n\omega}{\rho} C_n \quad (\text{II.32})$$

$$\text{Avec : } \left. \begin{array}{l} C_n = B_n \cos \theta_n \quad \bar{B}_n = C_n - jD_n \\ D_n = B_n \sin \theta_n \quad B_n = \sqrt{C_n^2 + D_n^2} \end{array} \right\} \quad (\text{II.33})$$

➤ **Résolution mathématique des équations (II.30) et (II.31)**

Pour simplifier les formules, nous omettons l'utilisation de l'indice n et nous appliquons les

identités suivantes : $H'' = \frac{1}{2} \frac{d}{dH} (H')^2$ et $\Psi'' = H' \frac{d}{dh} (\Psi')$

Les équations (II.31) et (II.32) s'écrivent :

$$\frac{d}{dH} (H')^2 = 2 \frac{\omega}{\rho} C \tan \theta + 2H (\Psi')^2 \quad (\text{II.34})$$

$$H' \left[H \frac{d}{dx} (\Psi')^2 \pm 4(\Psi')^2 \right] = 2 \frac{\omega}{\rho} C \Psi' \quad (\text{II.35})$$

Pour résoudre les équations (II.34) et (II.35), nous supposons par hypothèse :

$$(\Psi')^2 = \frac{\omega}{2\rho} \frac{C(P - \tan g\theta)}{H} \quad (\text{II.36})$$

C'est la formule généralisée de la théorie linéaire, où P est une quantité initialement indéterminée.

$$\Psi' = \frac{d\Psi}{dx} = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\rho}} = \frac{1}{\rho} = \text{Constante}$$

Où :

$$\mu = \frac{C}{H} ; P = 1 ; \tan \theta = 0 \text{ et } \delta \text{ est la profondeur de pénétration.}$$

Insérons l'équation (II.36) dans (II.34) et par intégration, on aura :

$$(H')^2 = \frac{w}{\rho_0} \int_0^H (P + \tan \theta) C dH \quad (\text{II.37})$$

On considère P et θ provisoirement constants, on aura :

$$H' = \left[(P + \tan \theta) \frac{w}{\rho_0} \int_0^H C dH \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II.38})$$

L'équation différentielle (II.36) résulte de l'équation suivante :

$$H \frac{d}{dH} (\Psi')^2 = \frac{w}{2\rho} (P - \tan \theta) \left[\frac{dC}{dH} - \frac{C}{H} \right] \quad (\text{II.39})$$

Avec l'insertion des équations (II.36) et (II.39) dans (II.35), on trouve :

$$H'(P - \tan \theta)^{\frac{1}{2}} = \frac{4}{3 + \frac{H}{C} \frac{dC}{dH}} \left[\frac{w}{2\rho} CH \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II.40})$$

Et par élimination de H dans les équations (II.38) et (II.40) :

$$(P^2 - \tan^2 \theta)^{\frac{1}{2}} = \frac{4}{3 + \frac{H}{C} \frac{dC}{dH}} \left[\frac{CH}{2 \int_0^H C dH} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II.41})$$

On a supposé P et θ des quantités constantes, il s'ensuit que le second terme de l'équation (II.41) et aussi constant. Cette condition est réalisée dans le cas où la constante C est une fonction de puissance.

$$C = K.H^r \quad (\text{II.42})$$

Avec K et r des constantes ; dans ce cas, on a :

$$\frac{H}{C} \frac{dc}{dH} = r \quad \int_0^H C dH = \frac{CH}{1+r} \quad (\text{II.43})$$

L'équation (II.41) devient :

$$(P^2 - \tan^2 \theta)^{\frac{1}{2}} = \frac{4}{3+r} \left(\frac{1+r}{2} \right)^{\frac{1}{2}} = q \quad (\text{II.44})$$

A partir de l'équation (II.44), on obtient :

$$P \pm \tan \theta = (q^2 \pm \tan^2 \theta)^{\frac{1}{2}} \pm \tan \theta \quad (\text{II.45})$$

$$\text{Ou bien, avec : } D = C \tan \theta \quad \text{et } A = (q^2 C^2 + D^2)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II.46})$$

$$C(P \pm \tan \theta) = A \pm D \quad (\text{II.47})$$

En insérant l'équation (II.47) dans l'équation (II.37) et (II.36), on obtient finalement la solution de l'équation (II.31) et (II.32) donnée comme suit :

$$H'_n = - \left[n \frac{w}{P} \int (A_n + D_n) dH_n \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II.48})$$

$$H_n \Psi'_n = - \left[n \frac{w}{P} \frac{1}{2} (A_n - D_n) H_n \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II.49})$$

Avec :

$$A_n = \left[(q_n C_n)^2 + D_n^2 \right] \quad ; \quad q_n = \frac{4}{3 + r_n} \left[\frac{1 + r_n}{2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

II.5.2. Analyse basée sur une induction magnétique sinusoïdale

On impose une induction sinusoïdale, d'où son expression (II.50)

$$B = B_{\max} \cos(\omega t) = \frac{1}{2} B_{\max} (e^{j\omega t} + e^{-j\omega t}) \quad (\text{II.50})$$

Le champ magnétique est donné sous forme d'une décomposition en série de Fourier :

$$H = \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \bar{H}_n e^{j(n\omega t)} \quad (\text{II.51})$$

Où

$$\bar{H}_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} H e^{-jn\omega t} d(\omega t) \quad (\text{II.52})$$

Introduisons

$$\bar{H}_n = F_n + jG_n \quad (\text{II.53})$$

Avec

$$\left. \begin{aligned} F_n &= H_n \cos \theta_n & G_n &= H_n \sin \theta_n \\ H_n &= \sqrt{F_n^2 + G_n^2} & \theta_n &= \arctg \left[\frac{G_n}{F_n} \right] \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.54})$$

Après la décomposition en série de Fourier, la forme de \bar{H}_n sera donnée par l'équation suivante :

$$\bar{H}_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} H e^{-jn\omega t} d(\omega t) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} H \cos(n\omega t) d(\omega t) - j \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} H \sin(n\omega t) d(\omega t) \quad (\text{II.55})$$

Par identification entre les équations (II.53) et (II.55), on aura :

$$\left\{ \begin{array}{l} F_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} H \cos(nwt) d(wt) \\ -G_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} H \sin(nwt) d(wt) \end{array} \right. \quad \text{Avec : } n = 2K+1, K \in \mathbb{N} \quad (\text{II.56})$$

Le cycle d'hystérésis, figure (II.3) avec ses deux branches H_I et H_{II} , peut être remplacé par deux autres courbes H_m et H_h

La courbe médiane : $H_m = \frac{1}{2}(H_I + H_{II})$ (II.57)

La courbe d'hystérésis : $H_h = \frac{1}{2}(H_{II} - H_I)$ (II.58)

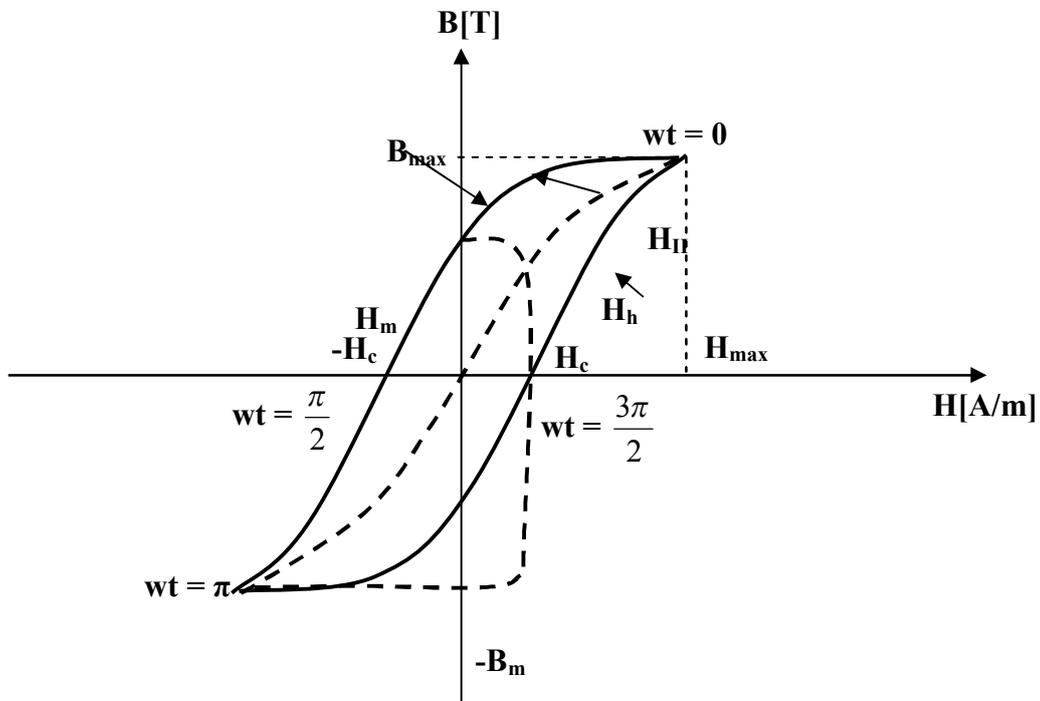


Figure II.3. : Cycle d'hystérésis pour une induction sinusoïdale B

A noter que H_m est une fonction antisymétrique par rapport à $\frac{\pi}{2}$; H_n est une fonction symétrique par rapport à $\frac{\pi}{2}$ (Figure II.4).

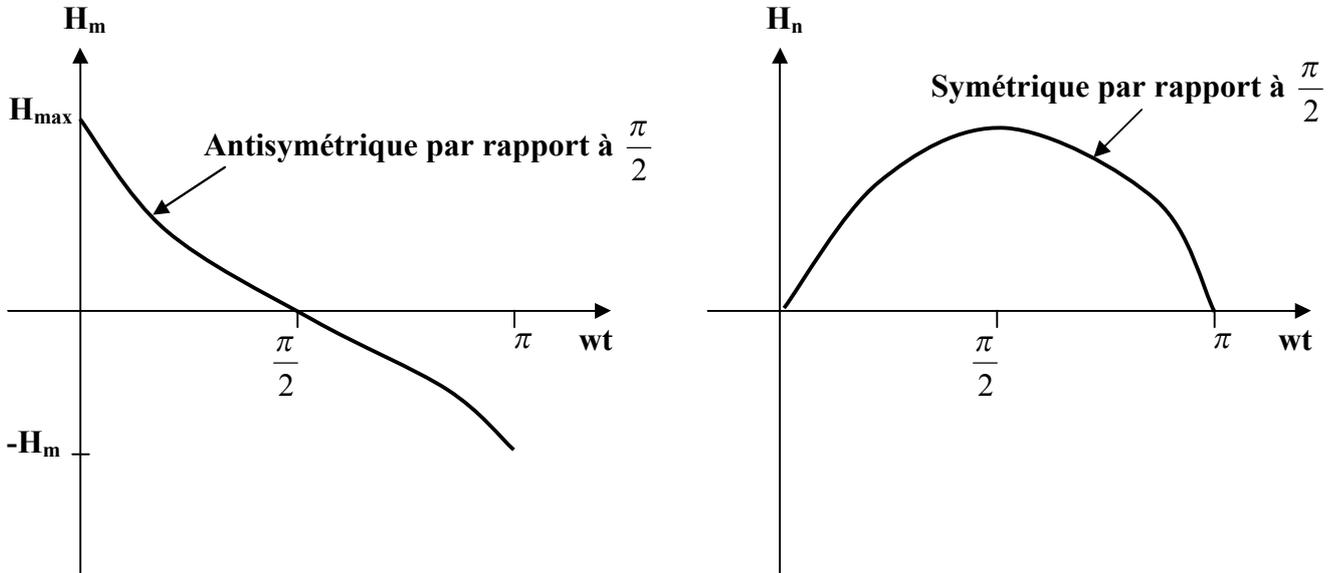


Figure II.4. : La forme de H_m et H_n en fonction de (wt)

L'intersection de $H = H_I = H_m - H_h$ dans l'équation (II.59) conduit à :

$$\left. \begin{aligned} F_n &= \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} (H_m - H_h) \cos(nwt) d(wt) \\ -G_n &= \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} (H_m - H_h) \sin(nwt) d(wt) \end{aligned} \right\} \quad (II.60)$$

$$\left. \begin{aligned} F_n &= \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} H_m \cos(nwt) d(wt) - \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} H_h \cos(nwt) d(wt) \\ -G_n &= -\frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} H_h \sin(nwt) d(nwt) + \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} H_m \sin(nwt) d(wt) \end{aligned} \right\} \quad (II.61)$$

La seconde intégrale dans l'équation (II.61) est nulle car l'intégrale du produit d'une fonction symétrique par une fonction antisymétrique est nulle, on aura donc :

$$\left. \begin{aligned} F_n &= \frac{4}{\pi} \int_0^{\pi/2} H_m \cos(nwt) d(wt) \\ G_n &= \frac{4}{\pi} \int_0^{\pi/2} H_h \sin(nwt) d(wt) \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.62})$$

Notre étude est basée sur le fondamental $n = 1$:

$$F_1 = \frac{4}{\pi} \int_0^{\pi/2} H_m \cos(wt) d(wt) \quad (\text{II.63})$$

$$G_1 = \frac{4}{\pi} \int_0^{\pi/2} H_h \sin(wt) d(wt) \quad (\text{II.64})$$

On a :

$$\frac{d(\sin wt)}{d(\omega t)} = \cos(wt) \Rightarrow \cos(wt) d(wt) = d(\sin wt) \quad (\text{II.65})$$

On introduit (II.65) dans l'équation (II.63), on aura :

$$F_1 = \frac{4}{\pi} \int_0^{\pi/2} H_m d(\sin wt) \quad (\text{II.66})$$

D'après l'équation (II.50), on a :

$$\begin{aligned} \cos(wt) &= \frac{B}{B_{\max}} \\ \Rightarrow d(\cos wt) &= -\sin(wt) d(wt) = \frac{B}{B_{\max}} \end{aligned} \quad (\text{II.67})$$

On remplace dans l'équation (II.64), on aura :

$$\begin{aligned} G_1 &= \frac{4}{\pi} \int_1^0 H_h (-d(\cos wt)) = -\frac{4}{\pi} \int_1^0 H_h d(\cos wt) = \frac{4}{\pi} \int_0^1 H_h d(\cos wt) \\ G_1 &= \frac{4}{\pi} \int_0^1 H_h d(\cos wt) \\ G_1 &= \frac{4}{\pi} \int_0^1 H_h \left(\frac{dB}{B_{\max}} \right) = \frac{4}{\pi B_{\max}} \int_0^{B_{\max}} H_h dB \end{aligned}$$

D'où :

$$\pi B_{\max} G_1 = 4 \int_0^{B_{\max}} H_h dB = W_h \Rightarrow G_1 = \frac{4 \int_0^{B_{\max}} H_h dB}{\pi B_{\max}} = \frac{W_h}{\pi B_{\max}}$$

Finalement, on aura

$$G_1 = \frac{W_h}{\pi B_{\max}} \quad (\text{II.68})$$

Avec :

$$W_h = 4 \int_0^{B_{\max}} H_h dB ; \text{ L'énergie d'hystérésis par unité du volume par cycle.}$$

II.5.3. Analyse basée sur un champ magnétique sinusoïdale

Dans ce cas, l'analyse peut être effectuée de façon analogue à la méthode donnée en (II.5.2).

On impose un champ magnétique sinusoïdale, d'où son expression suivante :

$$H = H_{\max} \cos(\omega t) = \frac{1}{2} H_{\max} (e^{j\omega t} + e^{-j\omega t}) \quad (\text{II.70})$$

L'induction magnétique est donnée sous forme d'une décomposition en série de Fourier :

$$B = \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \bar{B}_n e^{jn\omega t} \quad (\text{II.71})$$

Où :

$$\bar{B}_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} B e^{-jn\omega t} d(\omega t) \quad (\text{II.72})$$

Introduisons

$$\bar{B}_n = C_n - jD_n \quad (\text{II.73})$$

Avec :

$$\begin{aligned} C_n &= B_n \cos\theta_n \\ D_n &= B_n \sin\theta_n \\ \Rightarrow B_n &= \sqrt{C_n^2 + D_n^2} \\ \theta_n &= \arctan\left[\frac{D_n}{C_n}\right] \end{aligned} \quad (\text{II.74})$$

Après la décomposition en série de Fourier de l'expression (II.71), la forme de \bar{B}_n sera donnée par l'équation suivante :

$$\bar{B}_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} B e^{-jn\omega t} d(\omega t) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} B \cos(n\omega t) d(\omega t) - j \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} B \sin(n\omega t) d(\omega t) \quad (\text{II.75})$$

Par identification entre les équations (II.73) et (II.75), on obtient :

$$\begin{cases} C_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} B \cos(n\omega t) (\omega t) \\ D_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} B \sin(n\omega t) (\omega t) \end{cases} \quad (\text{II.76})$$

Avec : $n = 2K+1$; $K \in \mathbb{N}$

Le cycle d'hystérésis (figure II.5), avec ses deux branches B_I et B_{II} , peut être remplacé par deux autres courbes : B_m et B_h :

* **La courbe médiane** : $B_m = \frac{1}{2}(B_I + B_{II})$ (II.77)

* **La courbe d'hystérésis** : $B_h = \frac{1}{2}(B_I - B_{II})$ (II.78)

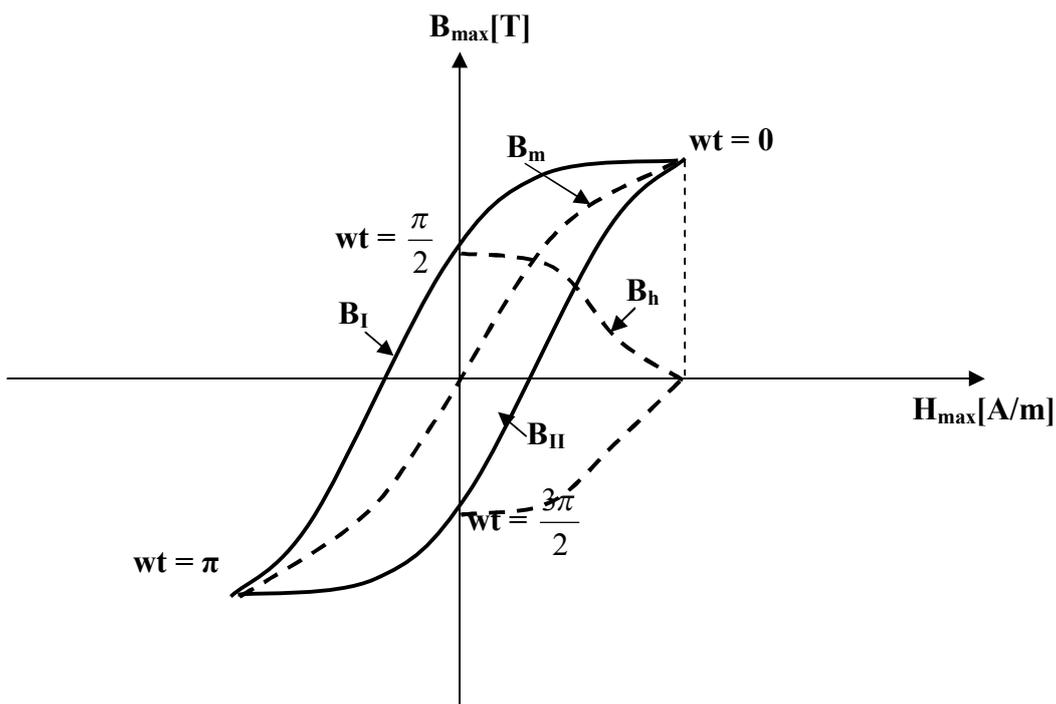


Figure II.5. : Cycle d'hystérésis

A noter que B_m est une fonction antisymétrique par rapport à $\frac{\pi}{2}$; B_h est une fonction symétrique par rapport à $\frac{\pi}{2}$ (figure II.6).

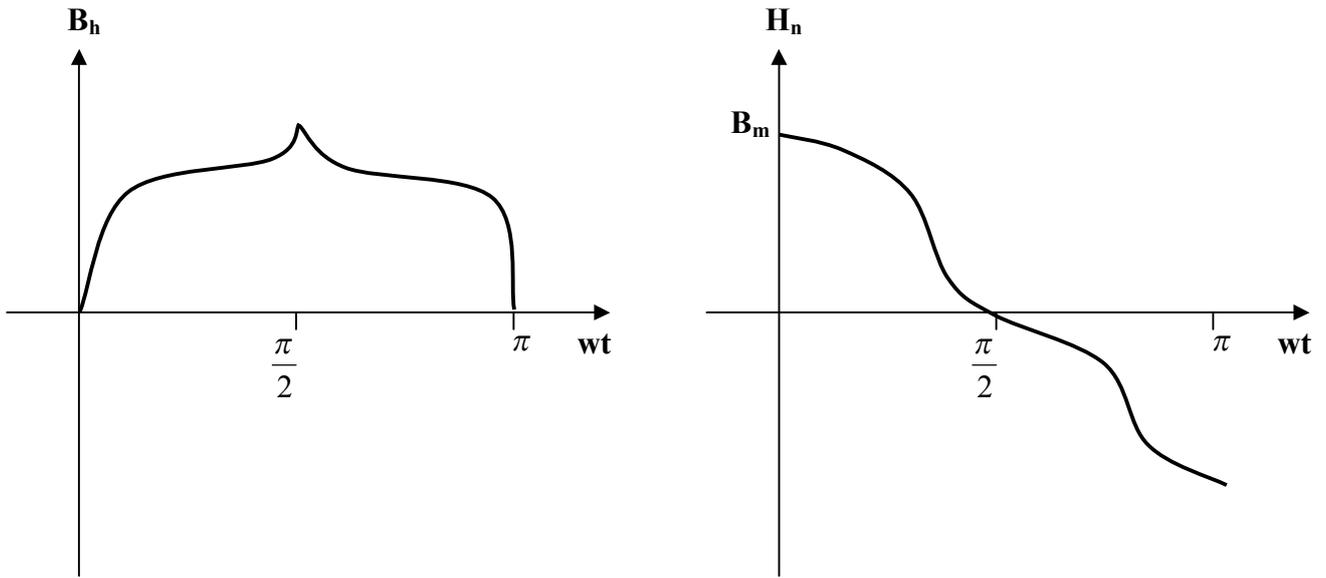


Figure II.6. : La forme de B_m et B_h en fonction de (wt)

L'insertion de $B = B_l = B_m + B_h$ dans l'équation (II.76) conduit à :

$$\left\{ \begin{array}{l} C_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} (B_m + B_h) \cos(nwt)(wt) \\ D_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} (B_m + B_h) \sin(nwt)(wt) \end{array} \right. \quad (II.79)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} C_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} B_m \cos(nwt)(wt) + \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} B_h \cos(nwt)(wt) \\ D_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} B_h \sin(nwt)(wt) + \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} B_m \sin(nwt)(wt) \end{array} \right. \quad (II.80)$$

Le second intégral dans l'équation (II.80) est nul car l'intégral du produit d'une fonction symétrique par une fonction antisymétrique est nul, on aura :

$$\left\{ \begin{array}{l} C_n = \frac{4}{\pi} \int_0^{\pi/2} B_m \cos(nwt)(wt) \\ D_n = \frac{4}{\pi} \int_0^{\pi/2} B_h \sin(nwt)(wt) \end{array} \right. \quad (II.81)$$

Notre étude est basée sur le fondamental (n = 1) :

$$C_1 = \frac{4}{\pi} \int_0^{\pi/2} B_m \cos(\omega t) (\omega t) \quad (\text{II.82})$$

$$D_1 = \frac{4}{\pi} \int_0^{\pi/2} B_h \sin(\omega t) (\omega t) \quad (\text{II.83})$$

On a :

$$\frac{d(\sin \omega t)}{dt} = \cos(\omega t) \Rightarrow \cos(\omega t) d(\omega t) = d(\sin \omega t) \quad (\text{II.84})$$

On introduit (II.84) dans l'équation (II.82), on aura :

$$C_1 = \frac{4}{\pi} \int_0^{\pi/2} B_m d(\sin \omega t) \quad (\text{II.85})$$

D'après l'équation (II.70), on a :

$$\cos \omega t = \frac{H}{H_{\max}} \Rightarrow d(\cos \omega t) = -\sin(\omega t) d(\omega t) = \frac{H}{H_{\max}} \quad (\text{II.86})$$

On remplace (II.86) dans l'équation (II.83), on aura :

$$\begin{aligned} D_1 &= \frac{4}{\pi} \int_1^0 B_h (-d(\cos \omega t)) = -\frac{4}{\pi} \int_1^0 B_h (-d(\cos \omega t)) = \frac{4}{\pi} \int_0^1 B_h (-d(\cos \omega t)) \\ D_1 &= \frac{4}{\pi} \int_0^1 B_h (d(\cos \omega t)) \quad (\text{II.87}) \\ D_1 &= \frac{4}{\pi} \int_0^1 B_h \left(\frac{dH}{H_{\max}} \right) = \frac{4}{\pi H_{\max}} \int_0^1 B_h dH \end{aligned}$$

D'où :

$$\pi H_{\max} D_1 = 4 \int_0^{H_{\max}} B_h dB = W_h \Rightarrow D_1 = \frac{4 \int_0^{H_{\max}} B_h dB}{\pi H_{\max}} = \frac{W_h}{\pi H_{\max}}$$

Finalement, on aura :

$$D_1 = \frac{W_h}{\pi H_{\max}} \quad (\text{II.88})$$

Avec :

$$W_h = 4 \int_0^{H_{\max}} B_h dB ; \text{ L'énergie d'hystérésis par unité du volume par cycle.}$$

II.6. Champ électrique induit et densité des pertes magnétiques [8]

II.6.1. Expression du champ électrique

L'amplitude du champ électrique à la surface du matériau pour l'harmonique fondamentale ($n = 1$) est donné par :

$$E_{01} = \frac{2}{H_{01}} \sqrt{(P_0^2 + Q_0^2)} \quad (\text{II.90})$$

H_{01} est l'amplitude du champ magnétique à la surface du matériau.

La valeur efficace du champ électrique est alors

$$E = \frac{E_{01}}{\sqrt{2}} \quad [\text{V/m}] \quad (\text{II.91})$$

II.6.2. Densité de la puissance active

On note par P_0 la densité des pertes de puissance totale à la surface du matériau due à l'hystérésis et aux courants induits.

$$P_0 = \sum_1^{\infty} P_{on} \quad [\text{W/m}^2] \quad (\text{II.92})$$

Où :

$$P_{on} = \frac{1}{2} H_{0n} \sqrt{nw\rho \int_0^{H_{0n}} (A_n + D_n) dH_n} \quad (\text{II.93})$$

Pour le fondamental ($n = 1$), on aura :

$$P_o = P_{01} = \frac{1}{2} H_{o1} \sqrt{w\rho \int_0^{H_{o1}} (A_1 + D_1) dH_1} \quad (\text{II.94})$$

Avec :

$$A_1 = \sqrt{(q_1 C_1)^2 + D_1^2} \quad ; \quad D_1 = \frac{G_1}{H_1} B_1$$

$$C_1 = \frac{F_1}{G_1} B_1 \quad ; \quad q_1 = \frac{4}{3+r_1} \left[\frac{1+r_1}{2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$r_1 = \frac{H_1}{C_1} \cdot \frac{dC_1}{dH_1} = \frac{\mu_d}{\mu}$$

μ_d est la perméabilité différentielle, r_1 est une constante.

II.6.3. Densité de puissance réactive

La densité des pertes réactives totales à la surface du matériau est donnée par :

$$Q_0 = \sum_1^{\infty} Q_{on} \quad [\text{VAR/m}^2] \quad (\text{II.95})$$

Où :

$$Q_{on} = \frac{1}{2} H_{on} \sqrt{\frac{1}{2} n w \rho [A_n - D_n] H_{on}} \quad (\text{II.96})$$

Pour le fondamental (n = 1) :

$$Q_{01} = \frac{1}{2} H_{o1} \sqrt{\frac{1}{2} w \rho [A_1 - D_1] H_{o1}}$$

II.6.4. Expression de la puissance apparente

Sur la surface du matériau, le module de S s'écrit :

$$S_0 = \sqrt{P_0^2 + Q_0^2} \quad [\text{KVA}] \quad (\text{II.97})$$

II.6.5. Formule simplifiées des pertes

a) Cas d'un champ électrique sinusoïdal à la surface

$$P_0 = 0,475 H_{\max} \sqrt{w \rho \left[W_B + \frac{1}{2\pi} \right] W_h} \quad [\text{W/m}^2] \quad (\text{II.98})$$

Avec :

$$W_B = \int_0^{H_{\max}} B_{\max} dH \quad [\text{J/m}^2]$$

$$W_h = 4 \int_0^{B_{\max}} H_{\max} dB \quad [\text{J/m}^3]$$

La valeur efficace de E est donnée par :

$$E = \sqrt{\frac{w \rho}{2} \left(W_B + \frac{1}{2} (B_{\max} H_{\max}) \right)} \quad [\text{Am}] \quad (\text{II.99})$$

b) Cas d'un champ magnétique sinusoïdal à la surface

$$P_0 = 0,525 H_{\max} \sqrt{1,1 w_B \frac{1}{2\pi} W_h} \quad [\text{W/m}^2] \quad (\text{II.100})$$

Avec :

$$W_h = 4 \int_0^B H_h dB \quad [\text{J/m}^3] \quad (\text{II.101})$$

Introduction

Dans ce chapitre, nous présenterons le banc d'essai de mesures effectuées sur deux échantillons de tôles FeSi permettant de déterminer les pertes magnétiques, la présentation des allures de l'induction et du champ magnétique, ainsi que les amplitudes de leurs harmoniques, et ceci en fonction de l'induction maximale.

III.1. Description d'un cadre d'Epstein [9]

III.1.1. Définition

Le cadre d'Epstein contenant les tôles à mesurer constitue un transformateur. Il se compose de quatre éléments bobinés disposés en forme de carré de dimensions normalisées (Fig. III.1). Une inductance mutuelle de compensation du flux dans l'air est présentée au centre du cadre.

Les enroulements sont répartis uniformément sur une seule couche pour limiter le flux de fuites et des bornes d'alimentations et de mesure sont raccordées à leurs extrémités.

L'enroulement d'aimantation (primaire) est bobiné à l'extérieur tandis que l'enroulement de mesures (secondaire) est bobiné à l'intérieur, l'inductance mutuelle a été ajustée afin de compenser le flux total dans l'air.

L'enroulement primaire de la bobine de compensation est connecté en série avec l'enroulement primaire du cadre d'Epstein, alors que l'enroulement secondaire de l'inductance mutuelle est connecté en opposition avec l'enroulement secondaire du cadre d'Epstein. Des sabots isolants permettent un bon positionnement des tôles dans les angles.

Les tôles sont insérées dans les éléments selon la méthode du joint à double recouvrement (Fig. III.2).

Un système amagnétique permet de placer parfaitement les tôles les unes contre les autres en exerçant une force constante aux quatre angles du cadre.

L'enroulement primaire de N_1 spires, parcouru par le courant I_1 , permet de définir le champ magnétique $H(t)$ par l'utilisation du théorème d'Ampère :

$$H(t) = \frac{N_1}{L_{moy}} I_1(t) \quad (III.1)$$

Où L_{moy} est la longueur moyenne du circuit magnétique du cadre.

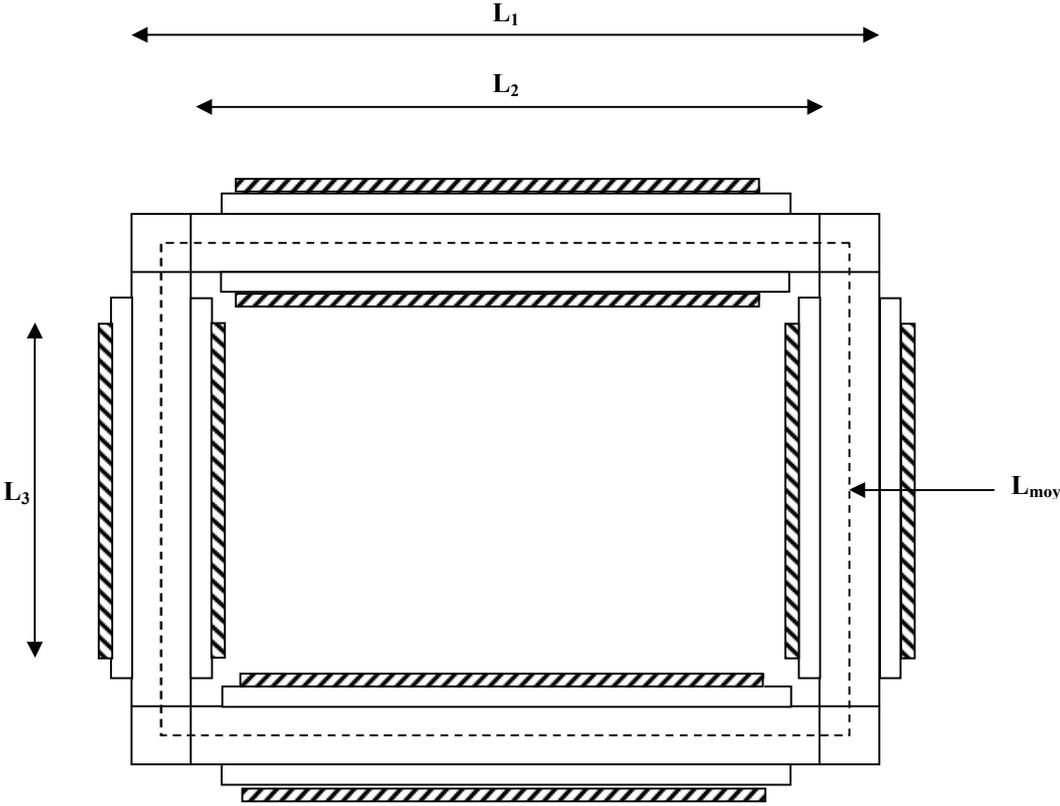


Fig. III.1 : Schéma général d'un cadre d'Epstein

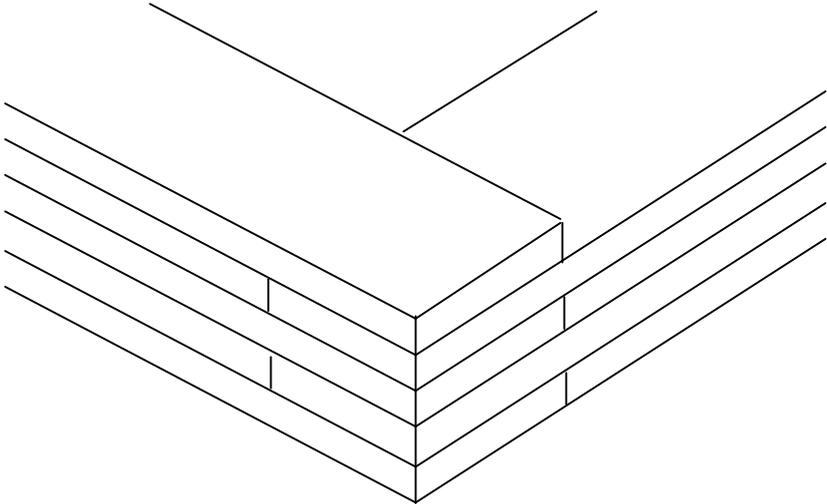


Fig. III.2 : Disposition des tôles en joints à double recouvrement

Chapitre III Etude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

L'enroulement secondaire de N_2 spires permet de déduire l'induction $B(t)$ qui est obtenue en intégrant la tension $V_2(t)$.

$$B(t) = \frac{1}{N_2 S} \int V_2(t) dt \quad (\text{III.2})$$

S est la section droite du circuit magnétique du cadre.

III.1.2. Caractéristiques du cadre d'Epstein

Dans notre travail, le cadre d'Epstein utilisé est un cadre normalisé de type PHYWE, de caractéristiques suivantes :

- Enroulement primaire (excitation) : $N_1 = 700$ spires ;
- Enroulement secondaire (mesures) : $N_2 = 700$ spires ;
- Longueur du côté extérieur du cadre $L_1 = 280\text{mm}$;
- Longueur du côté intérieur du cadre $L_2 = 220\text{mm}$;
- Longueur de la partie bobinée $L_3 = 190\text{mm}$.

Avantages :

- Dispositif normalisé,
- Circuit électrique réalisé une fois pour toute,
- Utilisation de 0,5 à 1,0 Kg de matériau : bonne représentativité.

III.1.3. Echantillons étudiés

Nous avons utilisé dans cette étude deux échantillons de tôles Fer Silicium à grains orientés (FeSi-GO), mais de différentes épaisseurs, l'un étant de 0,35 mm et l'autre de 0,5 mm, fournies par l'entreprise nationale « Electro-Industries ».

Les grandeurs caractérisant les deux échantillons sont regroupées dans les deux tableaux suivants.

Tableau III.1. : Propriétés de l'échantillon d'épaisseur 0,35 mm

Type du matériau	Nombre de tôles N	Longueur d'une tôle L [mm]	Epaisseur d'une tôle e (mm)	Largeur d'une tôle l (mm)	Masse de l'échantillon m (Kg)	Section droite S (m ²)	Masse volumique ρ (Kg/m ³)
FeSi-GO	48	280	0,35	30	0,9	126.10 ⁻⁶	7523,8

Tableau III.2. : Propriétés de l'échantillon d'épaisseur 0,5 mm

Type du matériau	Nombre de tôle N	Longueur d'une tôle L [mm]	Epaisseur d'une tôle e (mm)	Largeur d'une tôle l (mm)	Masse de l'échantillon m (Kg)	Section droite S (m ²)	Masse volumique ρ (Kg/m ³)
FeSi-GO	32	280	0,5	30	1,0112	120.10 ⁻⁶	7523,8

III.1.4. Caractéristiques physiques de l'échantillon

Longueur conventionnelle active du circuit magnétique 1m

La section S est donnée par la relation :

$$S = \frac{m}{4l.\rho} \quad (\text{III.3})$$

Avec

m masse totale des bandes à tester [Kg] ;

l longueur d'une bande [m] ;

ρ masse volumique du matériau [Kg/m³] .

La section utile est exprimée en [m²], cette section est aussi égale au produit de la section d'une tôle par le nombre de tôles par caniveau.

III.1.5. Description du montage expérimental

Pour visualiser l'image du champ magnétique H et celle de l'induction B dans les échantillons étudiés, nous avons utilisé le montage de la figure III.3 qui est constitué de l'appareillage suivant.

- Un Ampèremètre ferromagnétique de type GANZ HLA, de classe 1 et à plusieurs calibres ;
- Un voltmètre ferromagnétique de type GANZ HLA, de classe 1 et à plusieurs calibres ;
- Un Rhéostat de type PHYWE, de caractéristiques 10Ω ; $5,6 \text{ A}$;
- Un cadre d'Epstein de type PHYWE ;
- Un oscilloscope à mémoire de type HAMEG HM 1507-2 ;
- Un analyseur de spectre « Scientifique Instrument GmbH » ; modèle SR 760.

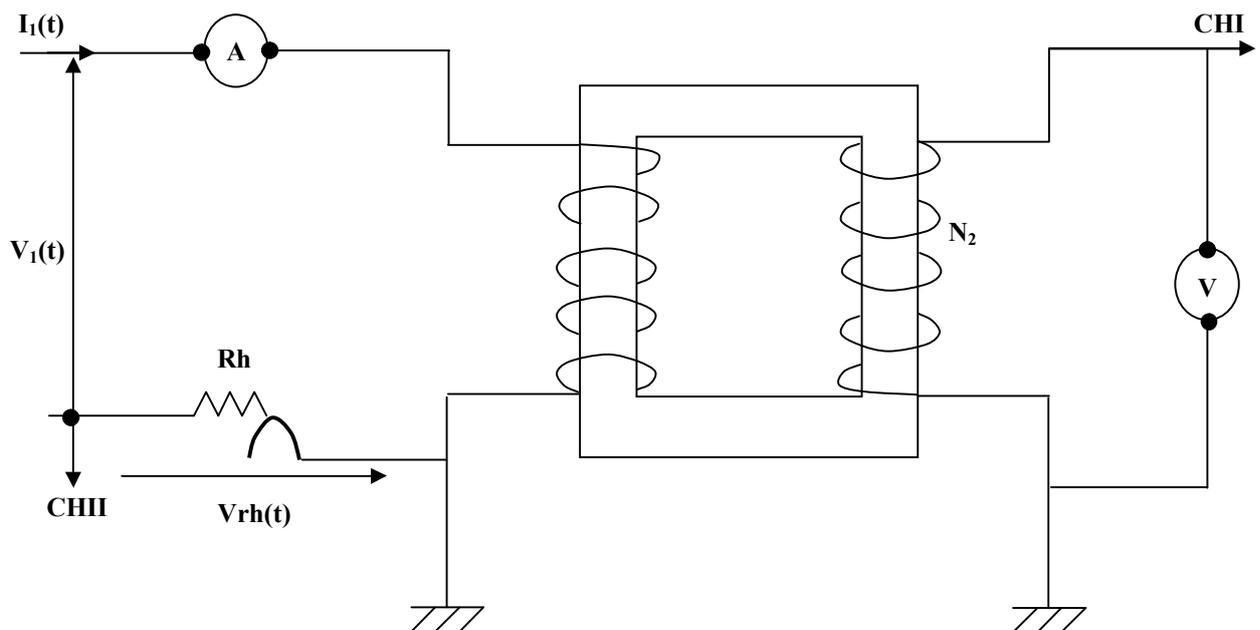


Figure III.3. Schéma du montage

III.2. Modes opératoires des mesures et calculs

III.2.1. Mesures effectuées

A l'aide d'un autotransformateur (non représenté sur le schéma de montage), on fait varier la tension d'alimentation afin d'obtenir les valeurs de l'induction maximale B_m données par le tableau III.3 suivant :

B_m (T)	0.2	0.4	0.6	0.8	1	1.2	1.4	1.5	1.6
-----------	-----	-----	-----	-----	---	-----	-----	-----	-----

Pour chaque induction maximale B_m ,

- Le signal $V_{Rh}(t)$ (image du champ $H(t)$, prélevé aux bornes du rhéostat R_h), est injecté à la voie CHII de l'oscilloscope à mémoire;
- Le signal $V_2(t)$, (image de la dérivée de l'induction $B(t)$) , prélevé aux bornes de l'enroulement secondaire, est injecté à la voie CHI de l'oscilloscope.
- Ces deux signaux sont d'abord envoyés vers un micro-ordinateur à l'aide du logiciel SP107 livré avec l'oscilloscope, puis traités à l'aide du logiciel Microsoft Excel.

Les harmoniques des signaux $V_{Rh}(t)$ et $V_2(t)$ sont ensuite visualisés à l'aide de l'analyseur de spectre.

III.2.2. Calcul des pertes fer, des harmoniques du champ et de l'induction magnétique

III.2.2.1. Pertes fer

Compte tenu de la théorie du transformateur monophasé fonctionnant à vide, le cadre d'Epstein peut se modéliser par le schéma équivalent illustré en fig. III.4.

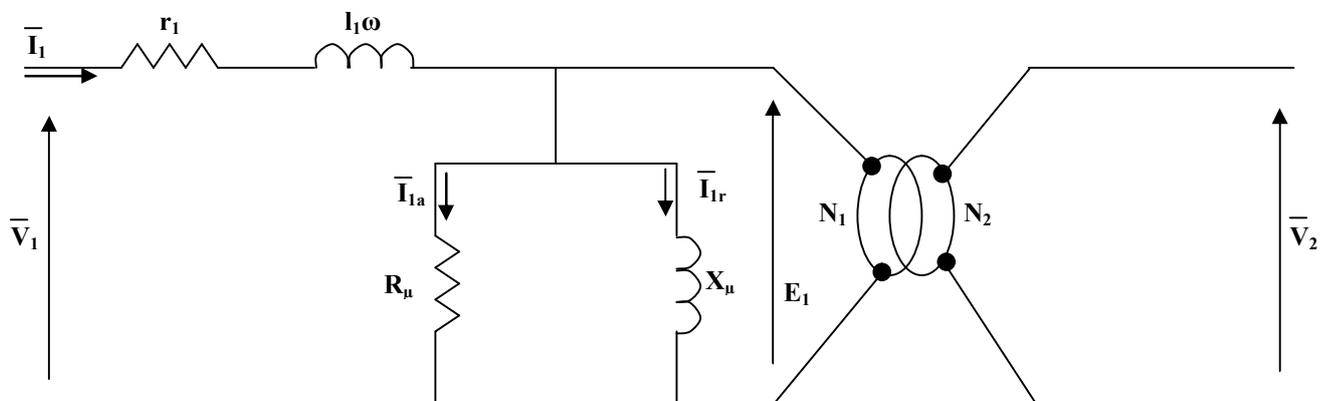


Fig III.4 Schéma électrique équivalent du cadre.

Chapitre III Étude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

Les pertes fer sont représentées par la puissance absorbée par la résistance fictive R_μ située au primaire, alimenté par E_1 et traversée par la composante active I_{1a} du courant primaire I_1 .

$$P_{fer} = \frac{E_1^2}{R_\mu} = R_\mu (I_{1a})^2 \quad (III.4)$$

Elles s'écrivent aussi :

$$P_{fer} = \frac{1}{T} \int_0^T e_1 i_i dt \quad (III.5)$$

A partir du rapport de transformation, on aura

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{V_2}{E_1} \quad \Rightarrow \quad E_1 = \frac{N_1}{N_2} V_2 \quad (III.6)$$

On introduit l'égalité (III.6) dans (III.5)

$$\left. \begin{aligned} P_{fer} &= \frac{1}{T} \int_0^T \frac{N_1}{N_2} V_2 I_1 dt \\ I_1 &= \frac{V_{Rh}}{R_h} \end{aligned} \right\} \Rightarrow P_{fer} = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{N_1}{N_2} \frac{1}{R_h} V_{Rh} V_2 dt \quad (III.7)$$

Finalement, la formule des pertes fer prend la forme suivante

$$P_{fer} = \frac{N_1}{N_2} \frac{1}{T} \int_0^T V_{Rh} V_2 dt \quad (III.8)$$

Où $T = \frac{1}{f}$ est la période ;

f la fréquence des courants industriels.

III.2.2.2. Harmoniques de l'induction magnétique

Nous avons vu dans le chapitre II que les harmoniques de l'induction magnétique sont données par l'équation (II.29).

$$B(t) = \sum_1^n B_n e^{j(n\omega t + \Psi_n - \theta_n)}$$

La tension aux bornes de l'enroulement secondaire s'écrit à tout instant

$$V_2(t) = N_2 S \frac{dB(t)}{dt} \quad (III.9)$$

En introduisant l'équation (II.29) dans (III.9), on obtient alors

$$V_2(t) = N_2 S \frac{d}{dt} \left[\sum_1^n B_n e^{j(n\omega t + \Psi_n - \theta_n)} \right] = N_2 S \sum_1^n B_n \frac{d}{dt} \left[e^{j(n\omega t + \Psi_n - \theta_n)} \right] \quad (III.10)$$

Avec $j = e^{\frac{j\pi}{2}}$

$$V_2(t) = N_2 S \sum_1^n n B_n \omega \left[e^{j(n\omega t + \Psi_n - \theta_n)} \right] \quad (III.11)$$

$$V_2(t) = \sum_1^n n N_2 S B_n \omega \left[e^{j(n\omega t + \Psi_n - \theta_n + \frac{\pi}{2})} \right] \quad (III.12)$$

$$V_2(t) = \sum_1^n V_{2n} e^{j(n\omega t + \Psi_n - \theta_n + \frac{\pi}{2})} \quad (III.13)$$

Où

$V_{2n} = n N_2 S B_n \omega$ est l'amplitude de l'harmonique de rang n ($n = 1, 3, 5 \dots$) de la tension $V_2(t)$. Par identification avec l'équation (III.12), on trouve :

$$V_{2n} = n N_2 S B_n \omega \Rightarrow B_n = \frac{V_{2n}}{n N_2 \omega S} \quad (III.14)$$

ω étant la pulsation de la tension d'alimentation et $n = 1, 3, 5 \dots$

L'équation (III.14) représente les amplitudes des harmoniques de l'induction magnétique.

III.2.2.3. Harmoniques du champ magnétique

Pour calculer le champ magnétique créée par la bobine d'excitation, on applique le théorème d'Ampère le long du circuit magnétique de longueur L_{moy} , il vient :

$$\oint H(t) dl = N_1 I_1(t) \quad (III.15)$$

D'où

$$H(t) = \frac{N_1}{L_{moy}} I_1(t) \quad (III.16)$$

Avec

$$I_1(t) = \frac{V_{Rh}(t)}{R_h} \quad (III.17)$$

En remplaçant $I_1(t)$ par sa valeur dans (III.16), on trouve

$$H(t) = \frac{N_1}{R_h L_{moy}} V_{Rh}(t) \quad (III.18)$$

Chapitre III Étude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

A partir de la formule (III.18), on voit facilement que les harmoniques du champ magnétique sont à une constante après identiques aux harmoniques de $V_{Rh}(t)$ visualisées par l'analyseur de spectre.

Pour le calcul des intégrales (calcul de $B(t)$ et P_{fer}), nous avons utilisé la formule généralisée des trapèzes, que nous rappelons brièvement ci-dessous.

Formule de trapèze [10]

L'intégrale de la fonction $y = f(x)$ entre les points x_0 et x_1 est égale à la surface du trapèze hachuré (Fig. III.5).

$$\int_{x_0}^{x_1} f(x) dx = \frac{1}{2} h (y_0 + y_1) \quad (III.19)$$

Avec

$$h = \frac{(b - a)}{n}$$

$a = x_0$; $b = x_1$

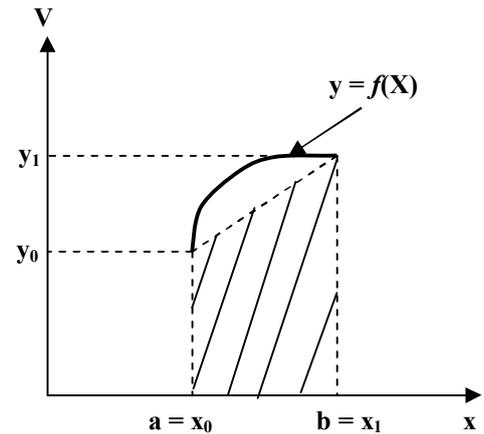


Fig III.5

Formule généralisée des trapèzes [10]

On considère une subdivision de l'intervalle

$[a ; b]$ en n intervalles égaux (Fig.III.5).

$X_i = a + ih \quad i = 0, 1, \dots, n$

$$h = \frac{(b - a)}{n}$$

On applique pour chaque intervalle

la formule des trapèzes et on trouve :

$$\int_a^b f(x) dx = \sum_{i=1}^n \int_a^b f(x) dx = \sum_{i=1}^n \frac{h}{2} [y_i + y_{i-1}] \quad (III.20)$$

Soit

$$\int_a^b f(x) dx = h \left[\frac{y_0}{2} + y_1 + y_2 + \dots + y_{i-1} + \frac{y_n}{2} \right] \quad (III.21)$$

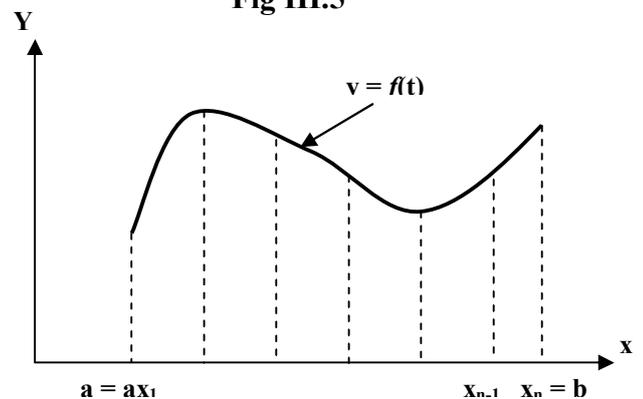


Fig III.6

III.3. Résultats expérimentaux

III.3.1. Induction et champ magnétiques

Il est important de signaler que la forme de la tension délivrée par la source n'est pas sinusoïdale comme l'illustre la figure III.7. Par conséquent, les mesures expérimentales ont été réalisées pour des inductions et des champs magnétiques non sinusoïdaux.

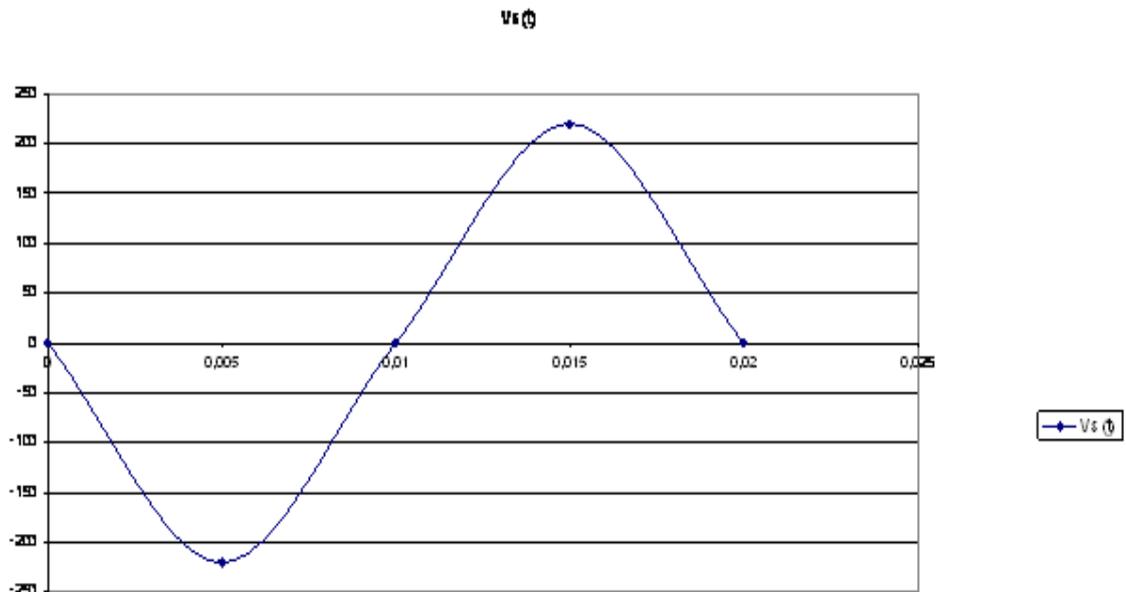


Figure III.7 : Allure de la source

III.3.1.1. Tôles 0.35 mm

Les tableaux des mesures pour les tôles de 0.35 mm sont donnés dans les pages suivantes.

Chapitre III Etude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

t(s)	V2(t)	Vrh(t)	H(t)	$\int v2dt$	B(t)	v2(t)*vrh(t)	$\int v2(t)*vrhdt$	Pfer (w)
0,00E+00	-8,80E-01	-1,01E-01	-7,27E+00	-9,20E-06	-2,09E-01	8,89E-02	9,29E-07	2,49E-02
1,00E-05	-9,60E-01	-1,01E-01	-7,27E+00	-1,84E-05	-2,09E-01	9,70E-02	1,86E-06	
2,00E-05	-8,80E-01	-1,01E-01	-7,27E+00	-2,72E-05	-2,09E-01	8,89E-02	2,74E-06	
3,00E-05	-8,80E-01	-9,90E-02	-7,12E+00	-3,60E-05	-2,09E-01	8,71E-02	3,63E-06	
4,00E-05	-8,80E-01	-1,03E-01	-7,41E+00	-4,48E-05	-2,10E-01	9,06E-02	4,51E-06	
5,00E-05	-8,80E-01	-9,70E-02	-6,98E+00	-5,32E-05	-2,10E-01	8,54E-02	5,35E-06	
6,00E-05	-8,00E-01	-1,03E-01	-7,41E+00	-6,12E-05	-2,10E-01	8,24E-02	6,15E-06	
7,00E-05	-8,00E-01	-9,70E-02	-6,98E+00	-6,92E-05	-2,10E-01	7,76E-02	6,93E-06	
8,00E-05	-8,00E-01	-9,90E-02	-7,12E+00	-7,72E-05	-2,10E-01	7,92E-02	7,73E-06	
9,00E-05	-8,00E-01	-1,01E-01	-7,27E+00	-8,48E-05	-2,10E-01	8,08E-02	8,48E-06	
1,00E-04	-7,20E-01	-9,70E-02	-6,98E+00	-9,20E-05	-2,10E-01	6,98E-02	9,20E-06	
1,50E-04	-6,40E-01	-9,50E-02	-6,84E+00	-1,27E-04	-2,10E-01	6,08E-02	1,26E-05	
2,00E-04	-5,60E-01	-9,50E-02	-6,84E+00	-1,58E-04	-2,11E-01	5,32E-02	1,56E-05	
3,00E-04	-4,80E-01	-9,70E-02	-6,98E+00	-2,10E-04	-2,11E-01	4,66E-02	2,07E-05	
3,50E-04	-4,00E-01	-9,90E-02	-7,12E+00	-2,30E-04	-2,12E-01	3,96E-02	2,26E-05	
4,00E-04	-3,20E-01	-9,50E-02	-6,84E+00	-2,47E-04	-2,12E-01	3,04E-02	2,42E-05	
5,00E-04	-1,60E-01	-9,50E-02	-6,84E+00	-2,69E-04	-2,12E-01	1,52E-02	2,63E-05	
5,50E-04	-8,00E-02	-9,30E-02	-6,69E+00	-2,75E-04	-2,12E-01	7,44E-03	2,69E-05	
6,00E-04	-6,94E-17	-8,90E-02	-6,40E+00	-2,76E-04	-2,12E-01	6,18E-18	2,70E-05	
7,00E-04	1,60E-01	-8,10E-02	-5,83E+00	-2,66E-04	-2,12E-01	-1,30E-02	2,61E-05	
7,50E-04	2,40E-01	-8,90E-02	-6,40E+00	-2,54E-04	-2,12E-01	-2,14E-02	2,51E-05	
8,00E-04	3,20E-01	-8,70E-02	-6,26E+00	-2,39E-04	-2,12E-01	-2,78E-02	2,37E-05	
9,00E-04	4,80E-01	-8,50E-02	-6,12E+00	-1,98E-04	-2,11E-01	-4,08E-02	2,02E-05	
9,50E-04	5,60E-01	-7,90E-02	-5,68E+00	-1,72E-04	-2,11E-01	-4,42E-02	1,82E-05	
1,00E-03	6,40E-01	-8,30E-02	-5,97E+00	-1,40E-04	-2,11E-01	-5,31E-02	1,57E-05	
1,50E-03	1,60E+00	-6,10E-02	-4,39E+00	4,24E-04	-2,04E-01	-9,76E-02	-2,47E-05	
2,00E-03	2,40E+00	-3,90E-02	-2,81E+00	1,44E-03	-1,93E-01	-9,36E-02	-7,84E-05	
3,00E-03	4,08E+00	-7,00E-03	-5,04E-01	4,79E-03	-1,55E-01	-2,86E-02	-1,44E-04	
3,50E-03	4,80E+00	2,50E-02	1,80E+00	7,03E-03	-1,29E-01	1,20E-01	-1,17E-04	
4,00E-03	5,28E+00	4,70E-02	3,38E+00	9,57E-03	-1,00E-01	2,48E-01	-3,58E-05	
5,00E-03	5,60E+00	7,10E-02	5,11E+00	1,51E-02	-3,79E-02	3,98E-01	2,83E-04	
5,50E-03	5,68E+00	8,30E-02	5,97E+00	1,79E-02	-5,84E-03	4,71E-01	5,03E-04	
6,00E-03	5,68E+00	9,50E-02	6,84E+00	2,07E-02	2,62E-02	5,40E-01	7,55E-04	
7,00E-03	5,52E+00	1,15E-01	8,28E+00	2,63E-02	8,97E-02	6,35E-01	1,34E-03	
7,50E-03	5,12E+00	1,17E-01	8,42E+00	2,90E-02	1,20E-01	5,99E-01	1,64E-03	
8,00E-03	4,48E+00	1,25E-01	8,99E+00	3,14E-02	1,47E-01	5,60E-01	1,93E-03	
9,00E-03	2,56E+00	1,13E-01	8,13E+00	3,49E-02	1,86E-01	2,89E-01	2,33E-03	
9,50E-03	1,76E+00	1,09E-01	7,84E+00	3,59E-02	1,99E-01	1,92E-01	2,45E-03	
1,00E-02	9,60E-01	1,01E-01	7,27E+00	3,66E-02	2,06E-01	9,70E-02	2,52E-03	
1,10E-02	-4,80E-01	7,70E-02	5,54E+00	3,68E-02	2,09E-01	-3,70E-02	2,54E-03	
1,20E-02	-2,24E+00	4,70E-02	3,38E+00	3,54E-02	1,93E-01	-1,05E-01	2,46E-03	
1,30E-02	-4,08E+00	1,00E-03	7,20E-02	3,22E-02	1,56E-01	-4,08E-03	2,39E-03	
1,40E-02	-5,20E+00	-3,90E-02	-2,81E+00	2,75E-02	1,03E-01	2,03E-01	2,49E-03	
1,50E-02	-5,60E+00	-7,30E-02	-5,25E+00	2,20E-02	4,09E-02	4,09E-01	2,80E-03	
1,60E-02	-5,60E+00	-9,30E-02	-6,69E+00	1,64E-02	-2,28E-02	5,21E-01	3,27E-03	
1,70E-02	-5,52E+00	-1,13E-01	-8,13E+00	1,08E-02	-8,61E-02	6,24E-01	3,86E-03	
1,80E-02	-4,56E+00	-1,23E-01	-8,85E+00	5,75E-03	-1,44E-01	5,61E-01	4,46E-03	
1,90E-02	-2,64E+00	-1,13E-01	-8,13E+00	2,15E-03	-1,85E-01	2,98E-01	4,89E-03	
2,01E-02	-8,80E-01	-1,01E-01	-7,27E+00	2,30E-04	-2,06E-01	8,89E-02	5,10E-03	

Tableau III.4 : Mesures et calculs pour $B_m = 0.2 T$

Chapitre III Étude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

t(s)	V2(t)	Vrh(t)	H(t)	fv2dt	B(t)	V2(t)*VRh(t)	fv2(t)*VRhdt	Pfer(w)
0,00E+00	-1,80E+00	-1,52E-01	-1,09E+01	-1,80E-05	-0,40531179	2,74E-01	2,70E-06	8,66E-02
1,00E-05	-1,80E+00	-1,48E-01	-1,06E+01	-3,60E-05	-0,40551587	2,66E-01	5,40E-06	
2,00E-05	-1,80E+00	-1,52E-01	-1,09E+01	-5,40E-05	-0,40571995	2,74E-01	8,10E-06	
3,00E-05	-1,80E+00	-1,48E-01	-1,06E+01	-7,20E-05	-0,40592404	2,66E-01	1,08E-05	
4,00E-05	-1,80E+00	-1,52E-01	-1,09E+01	-9,00E-05	-0,40612812	2,74E-01	1,35E-05	
5,00E-05	-1,80E+00	-1,44E-01	-1,04E+01	-1,08E-04	-0,4063322	2,59E-01	1,61E-05	
6,00E-05	-1,80E+00	-1,52E-01	-1,09E+01	-1,25E-04	-0,40652494	2,74E-01	1,87E-05	
7,00E-05	-1,60E+00	-1,48E-01	-1,06E+01	-1,41E-04	-0,40670635	2,37E-01	2,10E-05	
8,00E-05	-1,60E+00	-1,48E-01	-1,06E+01	-1,57E-04	-0,40688776	2,37E-01	2,34E-05	
9,00E-05	-1,60E+00	-1,48E-01	-1,06E+01	-1,72E-04	-0,40705782	2,37E-01	2,56E-05	
1,00E-04	-1,40E+00	-1,44E-01	-1,04E+01	-1,86E-04	-0,40721655	2,02E-01	2,77E-05	
1,50E-04	-1,40E+00	-1,44E-01	-1,04E+01	-2,56E-04	-0,4080102	2,02E-01	3,79E-05	
2,00E-04	-1,20E+00	-1,44E-01	-1,04E+01	-3,21E-04	-0,40874717	1,73E-01	4,73E-05	
3,00E-04	-1,00E+00	-1,44E-01	-1,04E+01	-4,28E-04	-0,40996032	1,44E-01	6,26E-05	
3,50E-04	-8,00E-01	-1,44E-01	-1,04E+01	-4,69E-04	-0,41042517	1,15E-01	6,83E-05	
4,00E-04	-8,00E-01	-1,36E-01	-9,79E+00	-5,09E-04	-0,41087869	1,09E-01	7,38E-05	
5,00E-04	-4,00E-01	-1,36E-01	-9,79E+00	-5,59E-04	-0,41144558	5,44E-02	8,06E-05	
5,50E-04	-2,00E-01	-1,32E-01	-9,50E+00	-5,76E-04	-0,41163832	2,64E-02	8,29E-05	
6,00E-04	-2,00E-01	-1,28E-01	-9,21E+00	-5,85E-04	-0,41174036	2,56E-02	8,40E-05	
7,00E-04	2,00E-01	-1,28E-01	-9,21E+00	-5,78E-04	-0,411661	-2,56E-02	8,32E-05	
7,50E-04	4,00E-01	-1,24E-01	-8,92E+00	-5,65E-04	-0,41151361	-4,96E-02	8,15E-05	
8,00E-04	4,00E-01	-1,16E-01	-8,35E+00	-5,44E-04	-0,41127551	-4,64E-02	7,90E-05	
9,00E-04	8,00E-01	-1,16E-01	-8,35E+00	-4,79E-04	-0,41053855	-9,28E-02	7,14E-05	
9,50E-04	1,00E+00	-1,08E-01	-7,77E+00	-4,30E-04	-0,40998299	-1,08E-01	6,58E-05	
1,00E-03	1,20E+00	-1,16E-01	-8,35E+00	-3,71E-04	-0,40931406	-1,39E-01	5,91E-05	
1,50E-03	3,00E+00	-8,40E-02	-6,04E+00	6,60E-04	-0,39762472	-2,52E-01	-3,91E-05	
2,00E-03	4,60E+00	-4,80E-02	-3,45E+00	2,56E-03	-0,37608277	-2,21E-01	-1,60E-04	
3,00E-03	7,80E+00	3,20E-02	2,30E+00	8,96E-03	-0,30348639	2,50E-01	-1,99E-04	
3,50E-03	9,20E+00	6,00E-02	4,32E+00	1,33E-02	-0,25455215	5,52E-01	-6,53E-06	
4,00E-03	1,00E+01	8,80E-02	6,33E+00	1,82E-02	-0,19891723	8,80E-01	3,67E-04	
5,00E-03	1,08E+01	1,32E-01	9,50E+00	2,88E-02	-0,07804422	1,43E+00	1,57E-03	
5,50E-03	1,10E+01	1,48E-01	1,06E+01	3,43E-02	-0,01593537	1,63E+00	2,34E-03	
6,00E-03	1,10E+01	1,60E-01	1,15E+01	3,98E-02	0,04611678	1,76E+00	3,19E-03	
7,00E-03	1,06E+01	1,84E-01	1,32E+01	5,07E-02	0,16929138	1,95E+00	5,09E-03	
7,50E-03	9,80E+00	1,88E-01	1,35E+01	5,58E-02	0,22745465	1,84E+00	6,05E-03	
8,00E-03	8,60E+00	1,88E-01	1,35E+01	6,05E-02	0,28048186	1,62E+00	6,94E-03	
9,00E-03	5,00E+00	1,76E-01	1,27E+01	6,73E-02	0,35849773	8,80E-01	8,21E-03	
9,50E-03	3,40E+00	1,56E-01	1,12E+01	6,95E-02	0,38246599	5,30E-01	8,56E-03	
1,00E-02	2,00E+00	1,48E-01	1,06E+01	7,08E-02	0,39769274	2,96E-01	8,77E-03	
1,10E-02	-8,00E-01	1,12E-01	8,06E+00	7,13E-02	0,4037585	-8,96E-02	8,85E-03	
1,20E-02	-4,20E+00	4,80E-02	3,45E+00	6,87E-02	0,37433673	-2,02E-01	8,65E-03	
1,30E-02	-7,60E+00	-2,80E-02	-2,01E+00	6,27E-02	0,30556122	2,13E-01	8,61E-03	
1,40E-02	-1,00E+01	-9,20E-02	-6,62E+00	5,37E-02	0,20426871	9,20E-01	9,16E-03	
1,50E-02	-1,08E+01	-1,32E-01	-9,50E+00	4,32E-02	0,08485828	1,43E+00	1,04E-02	
1,60E-02	-1,10E+01	-1,64E-01	-1,18E+01	3,24E-02	-0,03784014	1,80E+00	1,20E-02	
1,70E-02	-1,06E+01	-1,88E-01	-1,35E+01	2,16E-02	-0,1601644	1,99E+00	1,39E-02	
1,80E-02	-8,80E+00	-1,96E-01	-1,41E+01	1,17E-02	-0,27201247	1,72E+00	1,58E-02	
1,90E-02	-5,20E+00	-1,76E-01	-1,27E+01	4,70E-03	-0,35185374	9,15E-01	1,71E-02	
2,00E-02	-1,80E+00	-1,52E-01	-1,09E+01	9,90E-04	-0,39388322	2,74E-01	1,77E-02	

Tableau III.5 : Mesures et calculs pour $B_m = 0.4$ T

t(s)	V2(t)	Vrh(t)	H(t)	fv2(t)	B(t)	v2(t)*Vrh(t)	fv2(t)*Vrhdt	Pfer(w)
------	-------	--------	------	--------	------	--------------	--------------	---------

Chapitre III Étude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

0,00E+00	-2,90E+00	-1,96E-01	-1,41E+01	-2,90E-05	-3,48484694	5,68E-01	5,68E-06	1,84E-01
1,00E-05	-2,90E+00	-1,96E-01	-1,41E+01	-5,80E-05	-3,48484694	5,68E-01	1,14E-05	
2,00E-05	-2,90E+00	-1,96E-01	-1,41E+01	-8,60E-05	-3,48484694	5,68E-01	1,68E-05	
3,00E-05	-2,70E+00	-1,92E-01	-1,38E+01	-1,13E-04	-3,28484694	5,18E-01	2,21E-05	
4,00E-05	-2,70E+00	-2,00E-01	-1,44E+01	-1,40E-04	-3,28484694	5,40E-01	2,74E-05	
5,00E-05	-2,70E+00	-1,92E-01	-1,38E+01	-1,66E-04	-3,28484694	5,18E-01	3,24E-05	
6,00E-05	-2,50E+00	-1,96E-01	-1,41E+01	-1,91E-04	-3,08484694	4,90E-01	3,73E-05	
7,00E-05	-2,50E+00	-1,92E-01	-1,38E+01	-2,16E-04	-3,08484694	4,80E-01	4,20E-05	
8,00E-05	-2,50E+00	-1,88E-01	-1,35E+01	-2,41E-04	-3,08484694	4,70E-01	4,68E-05	
9,00E-05	-2,50E+00	-1,92E-01	-1,38E+01	-2,66E-04	-3,08484694	4,80E-01	5,15E-05	
1,00E-04	-2,50E+00	-1,88E-01	-1,35E+01	-2,90E-04	-3,08484694	4,70E-01	5,60E-05	
1,50E-04	-2,30E+00	-1,84E-01	-1,32E+01	-4,06E-04	-2,88484694	4,23E-01	7,78E-05	
2,00E-04	-2,10E+00	-1,84E-01	-1,32E+01	-5,10E-04	-2,68484694	3,86E-01	9,71E-05	
3,00E-04	-1,70E+00	-1,84E-01	-1,32E+01	-6,91E-04	-2,28484694	3,13E-01	1,30E-04	
3,50E-04	-1,50E+00	-1,80E-01	-1,30E+01	-7,64E-04	-2,08484694	2,70E-01	1,43E-04	
4,00E-04	-1,10E+00	-1,76E-01	-1,27E+01	-8,26E-04	-1,68484694	1,94E-01	1,54E-04	
5,00E-04	-7,00E-01	-1,72E-01	-1,24E+01	-9,21E-04	-1,28484694	1,20E-01	1,71E-04	
5,50E-04	-5,00E-01	-1,68E-01	-1,21E+01	-9,52E-04	-1,08484694	8,40E-02	1,76E-04	
6,00E-04	-3,00E-01	-1,64E-01	-1,18E+01	-9,70E-04	-0,88484694	4,92E-02	1,79E-04	
7,00E-04	1,00E-01	-1,56E-01	-1,12E+01	-9,80E-04	-0,48484694	-1,56E-02	1,81E-04	
7,50E-04	3,00E-01	-1,56E-01	-1,12E+01	-9,65E-04	-0,28484694	-4,68E-02	1,78E-04	
8,00E-04	7,00E-01	-1,56E-01	-1,12E+01	-9,37E-04	0,11515306	-1,09E-01	1,74E-04	
9,00E-04	1,10E+00	-1,40E-01	-1,01E+01	-8,47E-04	0,51515306	-1,54E-01	1,61E-04	
9,50E-04	1,30E+00	-1,44E-01	-1,04E+01	-7,85E-04	0,71515306	-1,87E-01	1,52E-04	
1,00E-03	1,50E+00	-1,44E-01	-1,04E+01	-7,13E-04	0,91515306	-2,16E-01	1,42E-04	
1,50E-03	4,10E+00	-9,20E-02	-6,62E+00	7,52E-04	3,51515306	-3,77E-01	-2,09E-05	
2,00E-03	6,70E+00	-3,60E-02	-2,59E+00	3,50E-03	6,11515306	-2,41E-01	-1,90E-04	
3,00E-03	1,17E+01	8,00E-02	5,76E+00	1,28E-02	11,1151531	9,36E-01	2,38E-05	
3,50E-03	1,35E+01	1,12E-01	8,06E+00	1,92E-02	12,9151531	1,51E+00	6,06E-04	
4,00E-03	1,49E+01	1,48E-01	1,06E+01	2,64E-02	14,3151531	2,21E+00	1,56E-03	
5,00E-03	1,61E+01	1,96E-01	1,41E+01	4,21E-02	15,5151531	3,16E+00	4,30E-03	
5,50E-03	1,61E+01	2,12E-01	1,53E+01	5,01E-02	15,5151531	3,41E+00	5,95E-03	
6,00E-03	1,61E+01	2,28E-01	1,64E+01	5,82E-02	15,5151531	3,67E+00	7,71E-03	
7,00E-03	1,59E+01	2,48E-01	1,78E+01	7,42E-02	15,3151531	3,94E+00	1,15E-02	
7,50E-03	1,47E+01	2,52E-01	1,81E+01	8,18E-02	14,1151531	3,70E+00	1,34E-02	
8,00E-03	1,29E+01	2,56E-01	1,84E+01	8,87E-02	12,3151531	3,30E+00	1,52E-02	
9,00E-03	7,50E+00	2,24E-01	1,61E+01	9,89E-02	6,91515306	1,68E+00	1,77E-02	
9,50E-03	5,10E+00	2,16E-01	1,55E+01	1,02E-01	4,51515306	1,10E+00	1,84E-02	
1,00E-02	2,90E+00	1,92E-01	1,38E+01	1,04E-01	2,31515306	5,57E-01	1,88E-02	
1,10E-02	-1,30E+00	1,44E-01	1,04E+01	1,05E-01	-1,88484694	-1,87E-01	1,89E-02	
1,20E-02	-6,30E+00	3,60E-02	2,59E+00	1,01E-01	-6,88484694	-2,27E-01	1,86E-02	
1,30E-02	-1,15E+01	-6,40E-02	-4,61E+00	9,18E-02	-12,0848469	7,36E-01	1,87E-02	
1,40E-02	-1,49E+01	-1,40E-01	-1,01E+01	7,84E-02	-15,4848469	2,09E+00	2,02E-02	
1,50E-02	-1,61E+01	-1,96E-01	-1,41E+01	6,27E-02	-16,6848469	3,16E+00	2,29E-02	
1,60E-02	-1,63E+01	-2,24E-01	-1,61E+01	4,65E-02	-16,8848469	3,65E+00	2,63E-02	
1,70E-02	-1,59E+01	-2,48E-01	-1,78E+01	3,03E-02	-16,4848469	3,94E+00	3,01E-02	
1,80E-02	-1,33E+01	-2,52E-01	-1,81E+01	1,55E-02	-13,8848469	3,35E+00	3,38E-02	
1,90E-02	-7,90E+00	-2,32E-01	-1,67E+01	4,80E-03	-8,48484694	1,83E+00	3,65E-02	
2,01E-02	-2,90E+00	-1,96E-01	-1,41E+01	-1,02E-03	-0,59638322	5,68E-01	3,77E-02	

Tableau III.6 : Mesures et calculs pour $B_m = 0.6$ T

t(s)	V2(t)	Vrh(t)	H(t)	v2(t)dt	B(t)	v2*vrh(t)	v2*vrh(t)	Pfer (w)
------	-------	--------	------	---------	------	-----------	-----------	----------

Chapitre III Etude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

0,00E+00	-3,00E+00	-1,24E-01	-1,76E+01	-3,00E-05	-0,80417234	3,72E-01	3,78E-06	3,14E-01
1,00E-05	-3,00E+00	-1,28E-01	-1,82E+01	-6,00E-05	-0,80451247	3,84E-01	7,62E-06	
2,00E-05	-3,00E+00	-1,28E-01	-1,82E+01	-9,00E-05	-0,80485261	3,84E-01	1,15E-05	
3,00E-05	-3,00E+00	-1,28E-01	-1,82E+01	-1,20E-04	-0,80519274	3,84E-01	1,52E-05	
4,00E-05	-3,00E+00	-1,24E-01	-1,76E+01	-1,48E-04	-0,8055102	3,72E-01	1,88E-05	
5,00E-05	-2,60E+00	-1,28E-01	-1,82E+01	-1,74E-04	-0,80580499	3,33E-01	2,20E-05	
6,00E-05	-2,60E+00	-1,24E-01	-1,76E+01	-2,00E-04	-0,80609977	3,22E-01	2,53E-05	
7,00E-05	-2,60E+00	-1,28E-01	-1,82E+01	-2,26E-04	-0,80639456	3,33E-01	2,86E-05	
8,00E-05	-2,60E+00	-1,28E-01	-1,82E+01	-2,52E-04	-0,80668934	3,33E-01	3,19E-05	
9,00E-05	-2,60E+00	-1,24E-01	-1,76E+01	-2,78E-04	-0,80698413	3,22E-01	3,52E-05	
1,00E-04	-2,60E+00	-1,28E-01	-1,82E+01	-3,04E-04	-0,80727891	3,33E-01	3,85E-05	
1,50E-04	-2,20E+00	-1,24E-01	-1,76E+01	-4,16E-04	-0,80854875	2,73E-01	5,26E-05	
2,00E-04	-1,80E+00	-1,24E-01	-1,76E+01	-5,12E-04	-0,80963719	2,23E-01	6,45E-05	
3,00E-04	-1,40E+00	-1,20E-01	-1,71E+01	-6,66E-04	-0,81138322	1,68E-01	8,32E-05	
3,50E-04	-1,00E+00	-1,20E-01	-1,71E+01	-7,18E-04	-0,81197279	1,20E-01	8,95E-05	
4,00E-04	-6,00E-01	-1,20E-01	-1,71E+01	-7,58E-04	-0,8124263	7,20E-02	9,44E-05	
5,00E-04	-2,00E-01	-1,12E-01	-1,59E+01	-7,86E-04	-0,81274376	2,24E-02	9,75E-05	
5,50E-04	2,00E-01	-1,08E-01	-1,54E+01	-7,76E-04	-0,81263039	-2,16E-02	9,64E-05	
6,00E-04	6,00E-01	-1,08E-01	-1,54E+01	-7,48E-04	-0,81231293	-6,48E-02	9,34E-05	
7,00E-04	1,40E+00	-1,04E-01	-1,48E+01	-6,54E-04	-0,81124717	-1,46E-01	8,37E-05	
7,50E-04	1,80E+00	-1,04E-01	-1,48E+01	-5,82E-04	-0,81043084	-1,87E-01	7,62E-05	
8,00E-04	1,80E+00	-9,60E-02	-1,37E+01	-4,98E-04	-0,80947846	-1,73E-01	6,80E-05	
9,00E-04	2,20E+00	-9,60E-02	-1,37E+01	-2,82E-04	-0,80702948	-2,11E-01	4,78E-05	
9,50E-04	3,00E+00	-9,20E-02	-1,31E+01	-1,42E-04	-0,80544218	-2,76E-01	3,51E-05	
1,00E-03	3,40E+00	-8,40E-02	-1,19E+01	1,80E-05	-0,80362812	-2,86E-01	2,18E-05	
1,50E-03	6,60E+00	-4,40E-02	-6,26E+00	2,54E-03	-0,77505669	-2,90E-01	-1,33E-04	
2,00E-03	1,02E+01	-4,00E-03	-5,69E-01	6,78E-03	-0,7270068	-4,08E-02	-2,23E-04	
3,00E-03	1,62E+01	6,80E-02	9,67E+00	2,02E-02	-0,57469388	1,10E+00	3,01E-04	
3,50E-03	1,90E+01	8,40E-02	1,19E+01	2,90E-02	-0,47512472	1,60E+00	1,01E-03	
4,00E-03	2,06E+01	1,08E-01	1,54E+01	3,89E-02	-0,36278912	2,22E+00	2,02E-03	
5,00E-03	2,18E+01	1,28E-01	1,82E+01	6,02E-02	-0,12160998	2,79E+00	4,59E-03	
5,50E-03	2,18E+01	1,36E-01	1,93E+01	7,10E-02	0,00163265	2,96E+00	6,02E-03	
6,00E-03	2,18E+01	1,40E-01	1,99E+01	8,19E-02	0,12521542	3,05E+00	7,52E-03	
7,00E-03	2,06E+01	1,52E-01	2,16E+01	1,03E-01	0,36863946	3,13E+00	1,07E-02	
7,50E-03	1,90E+01	1,56E-01	2,22E+01	1,13E-01	0,48142857	2,96E+00	1,22E-02	
8,00E-03	1,62E+01	1,48E-01	2,11E+01	1,22E-01	0,58185941	2,40E+00	1,35E-02	
9,00E-03	9,40E+00	1,44E-01	2,05E+01	1,35E-01	0,72376417	1,35E+00	1,54E-02	
9,50E-03	6,20E+00	1,36E-01	1,93E+01	1,39E-01	0,7668254	8,43E-01	1,59E-02	
1,00E-02	3,40E+00	1,28E-01	1,82E+01	1,41E-01	0,79365079	4,35E-01	1,63E-02	
1,10E-02	-2,60E+00	8,80E-02	1,25E+01	1,41E-01	0,79773243	-2,29E-01	1,63E-02	
1,20E-02	-9,40E+00	8,00E-03	1,14E+00	1,35E-01	0,7285034	-7,52E-02	1,61E-02	
1,30E-02	-1,58E+01	-6,80E-02	-9,67E+00	1,22E-01	0,58278912	1,07E+00	1,65E-02	
1,40E-02	-2,02E+01	-1,08E-01	-1,54E+01	1,04E-01	0,37637188	2,18E+00	1,82E-02	
1,50E-02	-2,14E+01	-1,28E-01	-1,82E+01	8,30E-02	0,13721088	2,74E+00	2,07E-02	
1,60E-02	-2,14E+01	-1,40E-01	-1,99E+01	6,15E-02	-0,10648526	3,00E+00	2,36E-02	
1,70E-02	-2,10E+01	-1,52E-01	-2,16E+01	4,01E-02	-0,34920635	3,19E+00	2,67E-02	
1,80E-02	-1,66E+01	-1,56E-01	-2,22E+01	2,11E-02	-0,56478458	2,59E+00	2,97E-02	
1,90E-02	-9,40E+00	-1,44E-01	-2,05E+01	8,22E-03	-0,71068027	1,35E+00	3,16E-02	
2,00E-02	-3,00E+00	-1,24E-01	-1,76E+01	1,53E-03	0,0173356	-0,7864966	3,72E-01	
2,00E-02	-3,00E+00	-1,24E-01	-1,76E+01	1,53E-03	-0,7864966	3,72E-01	3,25E-02	

Tableau III.7 : Mesures et calculs pour $B_m = 0.8 T$

t(s)	V2(t)	Vrh(t)	H(t)	∫v2dt	B(t)	V2*VRh(t)	∫ v2*vrhdt	Pfer(w)
0,00E+00	4,00E+00	-2,12E-01	-3,02E+01	4,00E-05	0,99303854	-8,48E-01	-8,48E-06	4,85E-01

Chapitre III Étude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

1,00E-05	4,00E+00	-2,12E-01	-3,02E+01	8,00E-05	0,99349206	-8,48E-01	-1,70E-05
2,00E-05	4,00E+00	-2,12E-01	-3,02E+01	1,20E-04	0,99394557	-8,48E-01	-2,53E-05
3,00E-05	4,00E+00	-2,04E-01	-2,90E+01	1,58E-04	0,99437641	-8,16E-01	-3,30E-05
4,00E-05	3,60E+00	-2,04E-01	-2,90E+01	1,94E-04	0,99478458	-7,34E-01	-4,05E-05
5,00E-05	3,60E+00	-2,12E-01	-3,02E+01	2,30E-04	0,99519274	-7,63E-01	-4,82E-05
6,00E-05	3,60E+00	-2,12E-01	-3,02E+01	2,66E-04	0,9956009	-7,63E-01	-5,56E-05
7,00E-05	3,60E+00	-2,04E-01	-2,90E+01	3,02E-04	0,99600907	-7,34E-01	-6,30E-05
8,00E-05	3,60E+00	-2,04E-01	-2,90E+01	3,38E-04	0,99641723	-7,34E-01	-7,03E-05
9,00E-05	3,60E+00	-2,04E-01	-2,90E+01	3,72E-04	0,99680272	-7,34E-01	-7,73E-05
1,00E-04	3,20E+00	-2,04E-01	-2,90E+01	4,04E-04	0,99716553	-6,53E-01	-8,38E-05
1,50E-04	2,80E+00	-2,04E-01	-2,90E+01	5,54E-04	0,99886621	-5,71E-01	-1,15E-04
2,00E-04	2,40E+00	-2,12E-01	-3,02E+01	6,90E-04	1,00040816	-5,09E-01	-1,44E-04
3,00E-04	2,00E+00	-2,04E-01	-2,90E+01	9,10E-04	1,00290249	-4,08E-01	-1,89E-04
3,50E-04	1,60E+00	-1,96E-01	-2,79E+01	9,96E-04	1,00387755	-3,14E-01	-2,07E-04
4,00E-04	1,20E+00	-1,96E-01	-2,79E+01	1,06E-03	1,00458049	-2,35E-01	-2,19E-04
5,00E-04	4,00E-01	-1,96E-01	-2,79E+01	1,13E-03	1,00535147	-7,84E-02	-2,32E-04
5,50E-04	-3,33E-16	-1,96E-01	-2,79E+01	1,14E-03	1,00546485	6,53E-17	-2,34E-04
6,00E-04	-4,00E-01	-1,96E-01	-2,79E+01	1,13E-03	1,00539682	7,84E-02	-2,33E-04
7,00E-04	-1,20E+00	-1,80E-01	-2,56E+01	1,05E-03	1,00444444	2,16E-01	-2,17E-04
7,50E-04	-1,60E+00	-1,80E-01	-2,56E+01	9,72E-04	1,00360544	2,88E-01	-2,04E-04
8,00E-04	-2,00E+00	-1,72E-01	-2,45E+01	8,78E-04	1,00253968	3,44E-01	-1,88E-04
9,00E-04	-2,80E+00	-1,64E-01	-2,33E+01	6,34E-04	0,99977324	4,59E-01	-1,48E-04
9,50E-04	-3,20E+00	-1,56E-01	-2,22E+01	4,84E-04	0,99807256	4,99E-01	-1,24E-04
1,00E-03	-3,60E+00	-1,48E-01	-2,11E+01	3,06E-04	0,99605442	5,33E-01	-9,70E-05
1,50E-03	-8,00E+00	-7,60E-02	-1,08E+01	-2,64E-03	0,96269841	6,08E-01	2,24E-04
2,00E-03	-1,24E+01	4,00E-03	5,69E-01	-7,70E-03	0,90523809	-4,96E-02	3,93E-04
3,00E-03	-2,00E+01	1,00E-01	1,42E+01	-2,40E-02	0,72002267	-2,00E+00	-5,40E-04
3,50E-03	-2,32E+01	1,24E-01	1,76E+01	-3,48E-02	0,59761904	-2,88E+00	-1,70E-03
4,00E-03	-2,52E+01	1,32E-01	1,88E+01	-4,71E-02	0,45866213	-3,33E+00	-3,28E-03
5,00E-03	-2,68E+01	1,56E-01	2,22E+01	-7,35E-02	0,15909297	-4,18E+00	-7,13E-03
5,50E-03	-2,68E+01	1,56E-01	2,22E+01	-8,69E-02	0,00707483	-4,18E+00	-9,20E-03
6,00E-03	-2,68E+01	1,56E-01	2,22E+01	-1,00E-01	-0,14503402	-4,18E+00	-1,13E-02
7,00E-03	-2,56E+01	1,72E-01	2,45E+01	-1,27E-01	-0,4468254	-4,40E+00	-1,57E-02
7,50E-03	-2,40E+01	1,80E-01	2,56E+01	-1,39E-01	-0,58702948	-4,32E+00	-1,79E-02
8,00E-03	-2,04E+01	1,72E-01	2,45E+01	-1,50E-01	-0,71297053	-3,51E+00	-1,98E-02
9,00E-03	-1,16E+01	1,96E-01	2,79E+01	-1,66E-01	-0,89160998	-2,27E+00	-2,28E-02
9,50E-03	-7,60E+00	1,96E-01	2,79E+01	-1,71E-01	-0,94594105	-1,49E+00	-2,37E-02
1,00E-02	-4,00E+00	1,96E-01	2,79E+01	-1,74E-01	-0,97943311	-7,84E-01	-2,43E-02
1,10E-02	2,80E+00	1,56E-01	2,22E+01	-1,74E-01	-0,98582767	4,37E-01	-2,44E-02
1,20E-02	1,16E+01	4,00E-03	5,69E-01	-1,67E-01	-0,90185941	4,64E-02	-2,40E-02
1,30E-02	1,96E+01	-1,00E-01	-1,42E+01	-1,51E-01	-0,72303855	-1,96E+00	-2,49E-02
1,40E-02	2,52E+01	-1,40E-01	-1,99E+01	-1,29E-01	-0,46707483	-3,53E+00	-2,77E-02
1,50E-02	2,68E+01	-1,64E-01	-2,33E+01	-1,02E-01	-0,16888889	-4,40E+00	-3,17E-02
1,60E-02	2,72E+01	-1,72E-01	-2,45E+01	-7,56E-02	0,13589569	-4,68E+00	-3,62E-02
1,70E-02	2,60E+01	-1,80E-01	-2,56E+01	-4,88E-02	0,43922902	-4,68E+00	-4,08E-02
1,80E-02	2,12E+01	-1,96E-01	-2,79E+01	-2,48E-02	0,7110204	-4,16E+00	-4,52E-02
1,90E-02	1,20E+01	-1,96E-01	-2,79E+01	-8,36E-03	0,89780045	-2,35E+00	-4,84E-02
2,00E-02	4,00E+00	-2,12E-01	-3,02E+01	3,90E-04	0,9970068	3,72E-01	3,25E-02

Tableau III.8 : Mesures et calculs pour $B_m = 1$ T

t(s)	V2(t)	Vrh(t)	H(t)	$\sqrt{v2(t)}$	B(t)	$v2(t)*vrh(t)$	$\sqrt{v2(t)*vrh(t)}$	Pfer (w)
------	-------	--------	------	----------------	------	----------------	-----------------------	----------

Chapitre III Étude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

0,00E+00	2,00E+00	1,48E-01	5,45E+01	2,40E-05	-1,19464852	2,96E-01	3,61E-06	6,81E-01
1,00E-05	2,80E+00	1,52E-01	5,60E+01	5,20E-05	-1,19433106	4,26E-01	7,75E-06	
2,00E-05	2,80E+00	1,44E-01	5,31E+01	8,00E-05	-1,1940136	4,03E-01	1,17E-05	
3,00E-05	2,80E+00	1,40E-01	5,16E+01	1,08E-04	-1,19369614	3,92E-01	1,56E-05	
4,00E-05	2,80E+00	1,40E-01	5,16E+01	1,36E-04	-1,19337868	3,92E-01	1,95E-05	
5,00E-05	2,80E+00	1,36E-01	5,01E+01	1,64E-04	-1,19306122	3,81E-01	2,34E-05	
6,00E-05	2,80E+00	1,40E-01	5,16E+01	1,92E-04	-1,19274376	3,92E-01	2,73E-05	
7,00E-05	2,80E+00	1,40E-01	5,16E+01	2,24E-04	-1,19238095	3,92E-01	3,17E-05	
8,00E-05	3,60E+00	1,36E-01	5,01E+01	2,60E-04	-1,19197278	4,90E-01	3,65E-05	
9,00E-05	3,60E+00	1,32E-01	4,86E+01	2,96E-04	-1,19156462	4,75E-01	4,14E-05	
1,00E-04	3,60E+00	1,36E-01	5,01E+01	3,32E-04	-1,19115646	4,90E-01	4,64E-05	
1,50E-04	3,60E+00	1,24E-01	4,57E+01	5,16E-04	-1,18907029	4,46E-01	7,07E-05	
2,00E-04	4,40E+00	1,32E-01	4,86E+01	7,36E-04	-1,18657596	5,81E-01	9,88E-05	
3,00E-04	6,00E+00	1,04E-01	3,83E+01	1,27E-03	-1,18049886	6,24E-01	1,61E-04	
3,50E-04	6,00E+00	1,04E-01	3,83E+01	1,57E-03	-1,1770975	6,24E-01	1,93E-04	
4,00E-04	6,80E+00	1,00E-01	3,68E+01	1,90E-03	-1,17337868	6,80E-01	2,26E-04	
5,00E-04	7,60E+00	8,40E-02	3,09E+01	2,62E-03	-1,16517006	6,38E-01	2,90E-04	
5,50E-04	8,40E+00	7,60E-02	2,80E+01	3,02E-03	-1,16072562	6,38E-01	3,21E-04	
6,00E-04	8,40E+00	7,20E-02	2,65E+01	3,44E-03	-1,15596371	6,05E-01	3,51E-04	
7,00E-04	1,00E+01	5,60E-02	2,06E+01	4,37E-03	-1,14535147	5,60E-01	4,06E-04	
7,50E-04	1,00E+01	4,80E-02	1,77E+01	4,88E-03	-1,13963718	4,80E-01	4,32E-04	
8,00E-04	1,08E+01	3,60E-02	1,33E+01	5,41E-03	-1,13360544	3,89E-01	4,54E-04	
9,00E-04	1,16E+01	2,80E-02	1,03E+01	6,53E-03	-1,12086167	3,25E-01	4,92E-04	
9,50E-04	1,24E+01	2,00E-02	7,37E+00	7,13E-03	-1,11405895	2,48E-01	5,06E-04	
1,00E-03	1,24E+01	1,60E-02	5,89E+00	7,76E-03	-1,10698412	1,98E-01	5,19E-04	
1,50E-03	1,80E+01	-2,00E-02	-7,37E+00	1,54E-02	-1,0202721	-3,60E-01	4,70E-04	
2,00E-03	2,20E+01	-4,40E-02	-1,62E+01	2,54E-02	-0,90648526	-9,68E-01	1,11E-04	
3,00E-03	2,92E+01	-6,00E-02	-2,21E+01	5,16E-02	-0,61015873	-1,75E+00	-1,32E-03	
3,50E-03	3,16E+01	-6,40E-02	-2,36E+01	6,68E-02	-0,4370068	-2,02E+00	-2,30E-03	
4,00E-03	3,24E+01	-6,40E-02	-2,36E+01	8,27E-02	-0,25673469	-2,07E+00	-3,35E-03	
5,00E-03	3,24E+01	-7,20E-02	-2,65E+01	1,15E-01	0,11061225	-2,33E+00	-5,54E-03	
5,50E-03	3,24E+01	-6,80E-02	-2,51E+01	1,31E-01	0,29428572	-2,20E+00	-6,67E-03	
6,00E-03	3,16E+01	-7,20E-02	-2,65E+01	1,47E-01	0,47637189	-2,28E+00	-7,81E-03	
7,00E-03	2,60E+01	-8,00E-02	-2,95E+01	1,76E-01	0,80467121	-2,08E+00	-1,00E-02	
7,50E-03	2,12E+01	-9,60E-02	-3,54E+01	1,88E-01	0,93746032	-2,04E+00	-1,10E-02	
8,00E-03	1,56E+01	-1,08E-01	-3,98E+01	1,97E-01	1,04090703	-1,68E+00	-1,19E-02	
9,00E-03	6,80E+00	-1,52E-01	-5,60E+01	2,08E-01	1,16693878	-1,03E+00	-1,33E-02	
9,50E-03	2,00E+00	-1,72E-01	-6,34E+01	2,11E-01	1,19188209	-3,44E-01	-1,37E-02	
1,00E-02	-2,00E+00	-1,48E-01	-5,45E+01	2,11E-01	1,19183674	2,96E-01	-1,37E-02	
1,10E-02	-1,16E+01	-2,40E-02	-8,84E+00	2,04E-01	1,11505669	2,78E-01	-1,32E-02	
1,20E-02	-2,12E+01	3,60E-02	1,33E+01	1,87E-01	0,92394558	-7,63E-01	-1,35E-02	
1,30E-02	-2,92E+01	6,80E-02	2,51E+01	1,61E-01	0,63424037	-1,99E+00	-1,48E-02	
1,40E-02	-3,16E+01	6,40E-02	2,36E+01	1,31E-01	0,28476191	-2,02E+00	-1,68E-02	
1,50E-02	-3,24E+01	6,80E-02	2,51E+01	9,82E-02	-0,0815873	-2,20E+00	-1,90E-02	
1,60E-02	-3,16E+01	7,60E-02	2,80E+01	6,60E-02	-0,44662131	-2,40E+00	-2,12E-02	
1,70E-02	-2,68E+01	8,40E-02	3,09E+01	3,68E-02	-0,77823129	-2,25E+00	-2,34E-02	
1,80E-02	-1,64E+01	1,00E-01	3,68E+01	1,52E-02	-1,02226757	-1,64E+00	-2,54E-02	
1,90E-02	-7,60E+00	1,48E-01	5,45E+01	3,52E-03	-1,15501133	-1,12E+00	-2,68E-02	
2,00E-02	2,00E+00	1,48E-01	5,45E+01	1,00E-05	0,80507937	2,96E-01	1,48E-06	

Tableau III.9 : Mesures et calculs pour $B_m = 1.2$ T

t(s)	V2(t)	Vrh(t)	H(t)	$\int v2dt$	B(t)	v2(t)*vrh(t)	v2(t)*vrhdt	Pfer (w)
------	-------	--------	------	-------------	------	--------------	-------------	----------

Chapitre III Etude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

0,00E+00	4,00E+00	7,30E-01	2,69E+02	4,00E-05	-1,32954649	2,92E+00	2,92E-05	1,13E+00
1,00E-05	4,00E+00	7,30E-01	2,69E+02	8,00E-05	-1,32909297	2,92E+00	5,88E-05	
2,00E-05	4,00E+00	7,50E-01	2,76E+02	1,20E-04	-1,32863946	3,00E+00	8,84E-05	
3,00E-05	4,00E+00	7,30E-01	2,69E+02	1,64E-04	-1,32814059	2,92E+00	1,20E-04	
4,00E-05	4,80E+00	7,10E-01	2,62E+02	2,12E-04	-1,32759637	3,41E+00	1,54E-04	
5,00E-05	4,80E+00	6,90E-01	2,54E+02	2,60E-04	-1,32705215	3,31E+00	1,87E-04	
6,00E-05	4,80E+00	6,90E-01	2,54E+02	3,08E-04	-1,32650794	3,31E+00	2,20E-04	
7,00E-05	4,80E+00	7,10E-01	2,62E+02	3,56E-04	-1,32596372	3,41E+00	2,54E-04	
8,00E-05	4,80E+00	6,90E-01	2,54E+02	4,04E-04	-1,3254195	3,31E+00	2,87E-04	
9,00E-05	4,80E+00	6,70E-01	2,47E+02	4,52E-04	-1,32487528	3,22E+00	3,19E-04	
1,00E-04	4,80E+00	6,70E-01	2,47E+02	5,04E-04	-1,32428571	3,22E+00	3,54E-04	
1,50E-04	5,60E+00	6,30E-01	2,32E+02	7,84E-04	-1,32111111	3,53E+00	5,36E-04	
2,00E-04	6,40E+00	6,10E-01	2,25E+02	1,08E-03	-1,31770975	3,90E+00	7,20E-04	
3,00E-04	7,20E+00	5,30E-01	1,95E+02	1,75E-03	-1,31013605	3,82E+00	1,09E-03	
3,50E-04	7,20E+00	4,90E-01	1,81E+02	2,11E-03	-1,30605442	3,53E+00	1,27E-03	
4,00E-04	8,00E+00	4,30E-01	1,58E+02	2,51E-03	-1,30156463	3,44E+00	1,45E-03	
5,00E-04	9,60E+00	3,50E-01	1,29E+02	3,39E-03	-1,2915873	3,36E+00	1,79E-03	
5,50E-04	9,60E+00	3,30E-01	1,22E+02	3,87E-03	-1,28609977	3,17E+00	1,96E-03	
6,00E-04	1,04E+01	2,90E-01	1,07E+02	4,39E-03	-1,28020408	3,02E+00	2,11E-03	
7,00E-04	1,20E+01	2,30E-01	8,47E+01	5,52E-03	-1,26741497	2,76E+00	2,39E-03	
7,50E-04	1,20E+01	2,10E-01	7,74E+01	6,12E-03	-1,26056689	2,52E+00	2,51E-03	
8,00E-04	1,28E+01	1,70E-01	6,26E+01	6,76E-03	-1,25331066	2,18E+00	2,62E-03	
9,00E-04	1,44E+01	1,10E-01	4,05E+01	8,12E-03	-1,23789116	1,58E+00	2,80E-03	
9,50E-04	1,52E+01	9,00E-02	3,32E+01	8,86E-03	-1,22959184	1,37E+00	2,87E-03	
1,00E-03	1,52E+01	7,00E-02	2,58E+01	9,62E-03	-1,22097506	1,06E+00	2,93E-03	
1,50E-03	2,16E+01	-5,00E-02	-1,84E+01	1,89E-02	-1,11575964	-1,08E+00	2,90E-03	
2,00E-03	2,64E+01	-7,00E-02	-2,58E+01	3,09E-02	-0,9793424	-1,85E+00	2,14E-03	
3,00E-03	3,44E+01	-9,00E-02	-3,32E+01	6,20E-02	-0,62678005	-3,10E+00	-4,65E-04	
3,50E-03	3,68E+01	-9,00E-02	-3,32E+01	8,01E-02	-0,42192744	-3,31E+00	-2,03E-03	
4,00E-03	3,76E+01	-9,00E-02	-3,32E+01	9,88E-02	-0,20972789	-3,38E+00	-3,71E-03	
5,00E-03	3,76E+01	-9,00E-02	-3,32E+01	1,36E-01	0,21666667	-3,38E+00	-7,04E-03	
5,50E-03	3,76E+01	-9,00E-02	-3,32E+01	1,55E-01	0,42981859	-3,38E+00	-8,71E-03	
6,00E-03	3,68E+01	-9,00E-02	-3,32E+01	1,74E-01	0,64106576	-3,31E+00	-1,04E-02	
7,00E-03	2,88E+01	-1,30E-01	-4,79E+01	2,07E-01	1,01811791	-3,74E+00	-1,38E-02	
7,50E-03	2,32E+01	-1,70E-01	-6,26E+01	2,20E-01	1,1655102	-3,94E+00	-1,56E-02	
8,00E-03	1,68E+01	-2,50E-01	-9,21E+01	2,30E-01	1,27698413	-4,20E+00	-1,77E-02	
9,00E-03	5,60E+00	-6,90E-01	-2,54E+02	2,41E-01	1,40179138	-3,86E+00	-2,22E-02	
9,50E-03	-6,66E-16	-8,50E-01	-3,13E+02	2,42E-01	1,41743764	5,66E-16	-2,33E-02	
1,00E-02	-4,80E+00	-7,70E-01	-2,84E+02	2,41E-01	1,40528345	3,70E+00	-2,24E-02	
1,10E-02	-1,52E+01	-1,10E-01	-4,05E+01	2,32E-01	1,30183673	1,67E+00	-1,92E-02	
1,20E-02	-2,64E+01	7,00E-02	2,58E+01	2,11E-01	1,06301587	-1,85E+00	-1,97E-02	
1,30E-02	-3,52E+01	9,00E-02	3,32E+01	1,80E-01	0,71095238	-3,17E+00	-2,21E-02	
1,40E-02	-3,84E+01	7,00E-02	2,58E+01	1,43E-01	0,28972789	-2,69E+00	-2,53E-02	
1,50E-02	-3,84E+01	9,00E-02	3,32E+01	1,04E-01	-0,14564626	-3,46E+00	-2,86E-02	
1,60E-02	-3,76E+01	9,00E-02	3,32E+01	6,62E-02	-0,579161	-3,38E+00	-3,19E-02	
1,70E-02	-3,04E+01	1,30E-01	4,79E+01	3,17E-02	-0,97022676	-3,95E+00	-3,53E-02	
1,80E-02	-1,84E+01	2,30E-01	8,47E+01	7,24E-03	-1,24791383	-4,23E+00	-3,92E-02	
1,90E-02	-7,20E+00	6,50E-01	2,39E+02	-5,35E-03	-1,39068027	-4,68E+00	-4,41E-02	
2,01E-02	4,00E+00	7,30E-01	2,69E+02	-6,74E-03	-1,40641723	2,92E+00	-4,50E-02	

Tableau III.10 : Mesures et calculs pour $B_m = 1.4$ T

t(s)	V2(t)	Vrh(t)	H(t)	√v2(t)	B(t)	v2(t)*vrh(t)	√v2(t)*vrh(t)	Pfer (w)
------	-------	--------	------	--------	------	--------------	---------------	----------

Chapitre III Étude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

0,00E+00	6,40E+00	1,92E+00	7,07E+02	6,40E-05	-1,48E+00	1,23E+01	1,22E-04	1,52E+00
1,00E-05	6,40E+00	1,88E+00	6,93E+02	1,28E-04	-1,48E+00	1,20E+01	2,41E-04	
2,00E-05	6,40E+00	1,84E+00	6,78E+02	1,92E-04	-1,48E+00	1,18E+01	3,58E-04	
3,00E-05	6,40E+00	1,84E+00	6,78E+02	2,56E-04	-1,48E+00	1,18E+01	4,76E-04	
4,00E-05	6,40E+00	1,84E+00	6,78E+02	3,24E-04	-1,48E+00	1,18E+01	6,00E-04	
5,00E-05	7,20E+00	1,80E+00	6,63E+02	3,96E-04	-1,48E+00	1,30E+01	7,29E-04	
6,00E-05	7,20E+00	1,80E+00	6,63E+02	4,68E-04	-1,47E+00	1,30E+01	8,58E-04	
7,00E-05	7,20E+00	1,76E+00	6,48E+02	5,40E-04	-1,47E+00	1,27E+01	9,84E-04	
8,00E-05	7,20E+00	1,76E+00	6,48E+02	6,12E-04	-1,47E+00	1,27E+01	1,11E-03	
9,00E-05	7,20E+00	1,76E+00	6,48E+02	6,84E-04	-1,47E+00	1,27E+01	1,24E-03	
1,00E-04	7,20E+00	1,72E+00	6,34E+02	7,56E-04	-1,47E+00	1,24E+01	1,36E-03	
1,50E-04	7,20E+00	1,64E+00	6,04E+02	1,12E-03	-1,47E+00	1,18E+01	1,96E-03	
2,00E-04	8,00E+00	1,52E+00	5,60E+02	1,52E-03	-1,46E+00	1,22E+01	2,59E-03	
3,00E-04	8,80E+00	1,36E+00	5,01E+02	2,39E-03	-1,45E+00	1,20E+01	3,81E-03	
3,50E-04	9,60E+00	1,20E+00	4,42E+02	2,86E-03	-1,45E+00	1,15E+01	4,41E-03	
4,00E-04	1,04E+01	1,12E+00	4,13E+02	3,36E-03	-1,44E+00	1,16E+01	4,98E-03	
5,00E-04	1,12E+01	9,20E-01	3,39E+02	4,44E-03	-1,43E+00	1,03E+01	6,06E-03	
5,50E-04	1,20E+01	8,40E-01	3,09E+02	5,03E-03	-1,42E+00	1,01E+01	6,57E-03	
6,00E-04	1,20E+01	7,60E-01	2,80E+02	5,63E-03	-1,42E+00	9,12E+00	7,03E-03	
7,00E-04	1,36E+01	5,60E-01	2,06E+02	6,94E-03	-1,40E+00	7,62E+00	7,88E-03	
7,50E-04	1,44E+01	4,80E-01	1,77E+02	7,64E-03	-1,39E+00	6,91E+00	8,24E-03	
8,00E-04	1,52E+01	4,00E-01	1,47E+02	8,37E-03	-1,39E+00	6,08E+00	8,56E-03	
9,00E-04	1,60E+01	2,80E-01	1,03E+02	9,94E-03	-1,37E+00	4,48E+00	9,08E-03	
9,50E-04	1,68E+01	2,40E-01	8,84E+01	1,08E-02	-1,36E+00	4,03E+00	9,29E-03	
1,00E-03	1,76E+01	2,00E-01	7,37E+01	1,16E-02	-1,35E+00	3,52E+00	9,46E-03	
1,50E-03	2,48E+01	-8,00E-02	-2,95E+01	2,24E-02	-1,23E+00	-1,98E+00	9,59E-03	
2,00E-03	3,04E+01	-1,20E-01	-4,42E+01	3,63E-02	-1,07E+00	-3,65E+00	8,28E-03	
3,00E-03	3,92E+01	-1,20E-01	-4,42E+01	7,18E-02	-6,66E-01	-4,70E+00	4,09E-03	
3,50E-03	4,08E+01	-1,20E-01	-4,42E+01	9,20E-02	-4,36E-01	-4,90E+00	1,66E-03	
4,00E-03	4,16E+01	-1,20E-01	-4,42E+01	1,13E-01	-2,01E-01	-4,99E+00	-7,88E-04	
5,00E-03	4,16E+01	-1,20E-01	-4,42E+01	1,55E-01	2,73E-01	-4,99E+00	-5,63E-03	
5,50E-03	4,16E+01	-1,20E-01	-4,42E+01	1,75E-01	5,08E-01	-4,99E+00	-8,06E-03	
6,00E-03	3,92E+01	-1,20E-01	-4,42E+01	1,96E-01	7,39E-01	-4,70E+00	-1,05E-02	
7,00E-03	3,04E+01	-2,00E-01	-7,37E+01	2,31E-01	1,14E+00	-6,08E+00	-1,59E-02	
7,50E-03	2,32E+01	-3,60E-01	-1,33E+02	2,45E-01	1,30E+00	-8,35E+00	-1,96E-02	
8,00E-03	1,44E+01	-9,20E-01	-3,39E+02	2,54E-01	1,40E+00	-1,32E+01	-2,51E-02	
9,00E-03	1,60E+00	-2,48E+00	-9,14E+02	2,61E-01	1,48E+00	-3,97E+00	-3,60E-02	
9,50E-03	-2,40E+00	-2,56E+00	-9,43E+02	2,61E-01	1,48E+00	6,14E+00	-3,52E-02	
1,00E-02	-6,40E+00	-1,92E+00	-7,07E+02	2,59E-01	1,46E+00	1,23E+01	-3,05E-02	
1,10E-02	-1,68E+01	-2,40E-01	-8,84E+01	2,48E-01	1,34E+00	4,03E+00	-2,10E-02	
1,20E-02	-2,96E+01	1,20E-01	4,42E+01	2,25E-01	1,07E+00	-3,55E+00	-2,16E-02	
1,30E-02	-3,92E+01	1,20E-01	4,42E+01	1,90E-01	6,72E-01	-4,70E+00	-2,57E-02	
1,40E-02	-4,16E+01	8,00E-02	2,95E+01	1,49E-01	2,08E-01	-3,33E+00	-3,04E-02	
1,50E-02	-4,24E+01	1,20E-01	4,42E+01	1,07E-01	-2,69E-01	-5,09E+00	-3,53E-02	
1,60E-02	-4,00E+01	1,20E-01	4,42E+01	6,54E-02	-7,38E-01	-4,80E+00	-4,01E-02	
1,70E-02	-3,12E+01	2,00E-01	7,37E+01	2,90E-02	-1,15E+00	-6,24E+00	-4,55E-02	
1,80E-02	-1,60E+01	8,00E-01	2,95E+02	5,00E-03	-1,42E+00	-1,28E+01	-5,42E-02	
1,90E-02	-2,40E+00	2,40E+00	8,84E+02	-3,24E-03	-1,52E+00	-5,76E+00	-6,58E-02	
2,00E-02	6,40E+00	1,92E+00	7,07E+02	-9,32E-04	-1,49E+00	1,23E+01	-6,06E-02	

Tableau III.11 : Mesures et calculs pour $B_m = 1.5 T$

t(s)	V2(t)	Vrh(t)	H(t)	∫v2dt	b(t)	v2(t)*vrhdt	∫v2*vrh(t)	Pfer (w)
------	-------	--------	------	-------	------	-------------	------------	----------

Chapitre III Étude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

0,00E+00	5,20E+00	6,50E+00	2,39E+03	5,20E-05	-1,58741497	3,38E+01	3,33E-04	2,65E+00
1,00E-05	5,20E+00	6,30E+00	2,32E+03	1,04E-04	-1,5868254	3,28E+01	6,60E-04	
2,00E-05	5,20E+00	6,30E+00	2,32E+03	1,60E-04	-1,58619048	3,28E+01	1,01E-03	
3,00E-05	6,00E+00	6,30E+00	2,32E+03	2,20E-04	-1,58551021	3,78E+01	1,39E-03	
4,00E-05	6,00E+00	6,30E+00	2,32E+03	2,80E-04	-1,58482994	3,78E+01	1,77E-03	
5,00E-05	6,00E+00	6,30E+00	2,32E+03	3,40E-04	-1,58414966	3,78E+01	2,15E-03	
6,00E-05	6,00E+00	6,30E+00	2,32E+03	4,00E-04	-1,58346939	3,78E+01	2,52E-03	
7,00E-05	6,00E+00	6,10E+00	2,25E+03	4,60E-04	-1,58278912	3,66E+01	2,89E-03	
8,00E-05	6,00E+00	6,10E+00	2,25E+03	5,20E-04	-1,58210885	3,66E+01	3,25E-03	
9,00E-05	6,00E+00	6,10E+00	2,25E+03	5,80E-04	-1,58142858	3,66E+01	3,62E-03	
1,00E-04	6,00E+00	6,10E+00	2,25E+03	6,40E-04	-1,5807483	3,66E+01	3,98E-03	
1,50E-04	6,00E+00	5,70E+00	2,10E+03	9,44E-04	-1,57730159	3,42E+01	5,74E-03	
2,00E-04	6,80E+00	5,50E+00	2,03E+03	1,28E-03	-1,57344672	3,74E+01	7,63E-03	
3,00E-04	7,60E+00	4,90E+00	1,81E+03	2,02E-03	-1,56505669	3,72E+01	1,14E-02	
3,50E-04	7,60E+00	4,50E+00	1,66E+03	2,40E-03	-1,5607483	3,42E+01	1,32E-02	
4,00E-04	8,40E+00	4,30E+00	1,58E+03	2,80E-03	-1,55621316	3,61E+01	1,50E-02	
5,00E-04	9,20E+00	3,90E+00	1,44E+03	3,69E-03	-1,54619048	3,59E+01	1,87E-02	
5,50E-04	1,00E+01	3,70E+00	1,36E+03	4,16E-03	-1,54083901	3,70E+01	2,04E-02	
6,00E-04	1,00E+01	3,50E+00	1,29E+03	4,66E-03	-1,53517007	3,50E+01	2,21E-02	
7,00E-04	1,08E+01	2,90E+00	1,07E+03	5,74E-03	-1,52292517	3,13E+01	2,55E-02	
7,50E-04	1,16E+01	2,70E+00	9,95E+02	6,32E-03	-1,51634921	3,13E+01	2,72E-02	
8,00E-04	1,24E+01	2,50E+00	9,21E+02	6,92E-03	-1,50954649	3,10E+01	2,87E-02	
9,00E-04	1,32E+01	2,10E+00	7,74E+02	8,20E-03	-1,49507937	2,77E+01	3,15E-02	
9,50E-04	1,40E+01	1,90E+00	7,00E+02	8,89E-03	-1,48718821	2,66E+01	3,28E-02	
1,00E-03	1,48E+01	1,70E+00	6,26E+02	9,61E-03	-1,47902495	2,52E+01	3,40E-02	
1,50E-03	2,36E+01	-1,00E-01	-3,68E+01	1,91E-02	-1,37113379	-2,36E+00	4,00E-02	
2,00E-03	3,40E+01	-3,00E-01	-1,11E+02	3,37E-02	-1,20564626	-1,02E+01	3,72E-02	
3,00E-03	4,60E+01	-3,00E-01	-1,11E+02	7,43E-02	-0,74546486	-1,38E+01	2,51E-02	
3,50E-03	5,00E+01	-3,00E-01	-1,11E+02	9,84E-02	-0,47235828	-1,50E+01	1,79E-02	
4,00E-03	5,08E+01	-3,00E-01	-1,11E+02	1,24E-01	-0,18727892	-1,52E+01	1,04E-02	
5,00E-03	5,16E+01	-3,00E-01	-1,11E+02	1,75E-01	0,39380952	-1,55E+01	-4,99E-03	
5,50E-03	5,08E+01	-3,00E-01	-1,11E+02	2,01E-01	0,68555555	-1,52E+01	-1,27E-02	
6,00E-03	5,00E+01	-3,00E-01	-1,11E+02	2,26E-01	0,97267573	-1,50E+01	-2,03E-02	
7,00E-03	2,92E+01	-2,10E+00	-7,74E+02	2,69E-01	1,46528344	-6,13E+01	-4,69E-02	
7,50E-03	8,40E+00	-6,30E+00	-2,32E+03	2,78E-01	1,56505668	-5,29E+01	-7,97E-02	
8,00E-03	1,20E+00	-9,70E+00	-3,57E+03	2,80E-01	1,58696145	-1,16E+01	-9,46E-02	
9,00E-03	-2,00E+00	-1,05E+01	-3,87E+03	2,79E-01	1,57653061	2,10E+01	-8,45E-02	
9,50E-03	-2,80E+00	-8,90E+00	-3,28E+03	2,78E-01	1,56174603	2,49E+01	-7,19E-02	
1,00E-02	-5,20E+00	-6,50E+00	-2,39E+03	2,76E-01	1,53798185	3,38E+01	-5,59E-02	
1,10E-02	-1,40E+01	-1,90E+00	-7,00E+02	2,67E-01	1,44079365	2,66E+01	-2,34E-02	
1,20E-02	-3,24E+01	3,00E-01	1,11E+02	2,45E-01	1,18492063	-9,72E+00	-1,73E-02	
1,30E-02	-4,60E+01	1,00E-01	3,68E+01	2,05E-01	0,7361678	-4,60E+00	-2,80E-02	
1,40E-02	-5,08E+01	3,00E-01	1,11E+02	1,56E-01	0,1823356	-1,52E+01	-4,11E-02	
1,50E-02	-5,16E+01	3,00E-01	1,11E+02	1,05E-01	-0,39793651	-1,55E+01	-5,57E-02	
1,60E-02	-5,00E+01	3,00E-01	1,11E+02	5,38E-02	-0,97752835	-1,50E+01	-6,99E-02	
1,70E-02	-3,32E+01	1,50E+00	5,53E+02	9,06E-03	-1,48528345	-4,98E+01	-9,30E-02	
1,80E-02	-2,00E+00	9,50E+00	3,50E+03	-3,75E-03	-1,63054422	-1,90E+01	-1,44E-01	
1,90E-02	2,00E+00	1,07E+01	3,94E+03	-3,03E-03	-1,62238096	2,14E+01	-1,36E-01	
2,00E-02	5,20E+00	6,50E+00	2,39E+03	5,46E-04	-1,58181406	3,38E+01	-1,06E-01	

Tableau III.12 : Mesures et calculs pour $B_m=1.6$

Chapitre III Étude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

Les allures du champ magnétique $H(t)$ et de l'induction $B(t)$ sont représentées simultanément pour chaque valeur de B_m sur les figures suivantes.

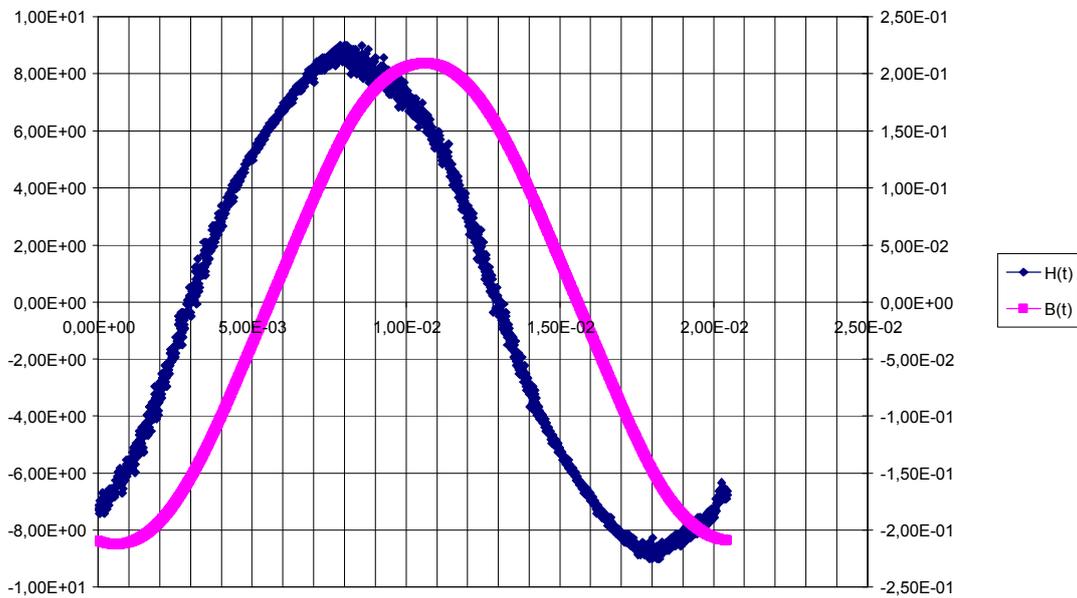


Figure III.8 : Allure de $H(t)$ et de $B(t)$ pour $B_m = 0,2T$

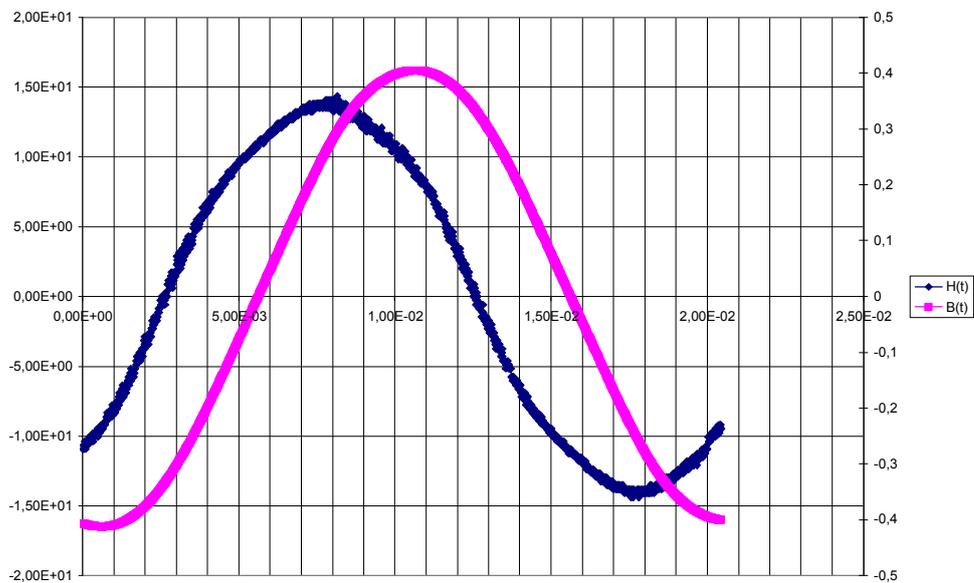


Figure III.9 : Allure de $H(t)$ et de $B(t)$ pour $B_m = 0.4 T$

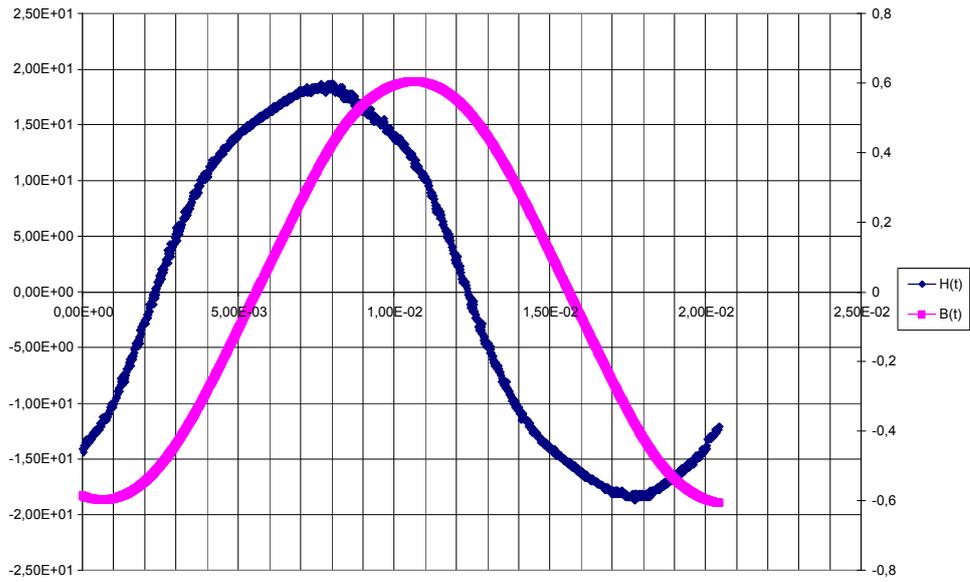


Figure III.10 : Allure de H(t) et de B(t) pour $B_m = 0.6$ T

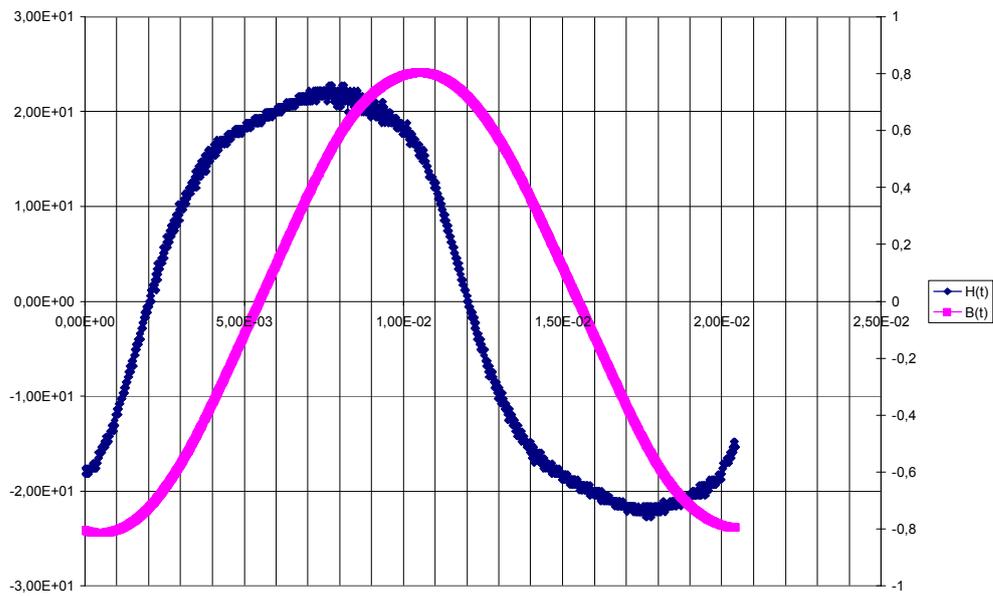


Figure III.11 : Allure de H(t) et de B(t) pour $B_m = 0.8$ T

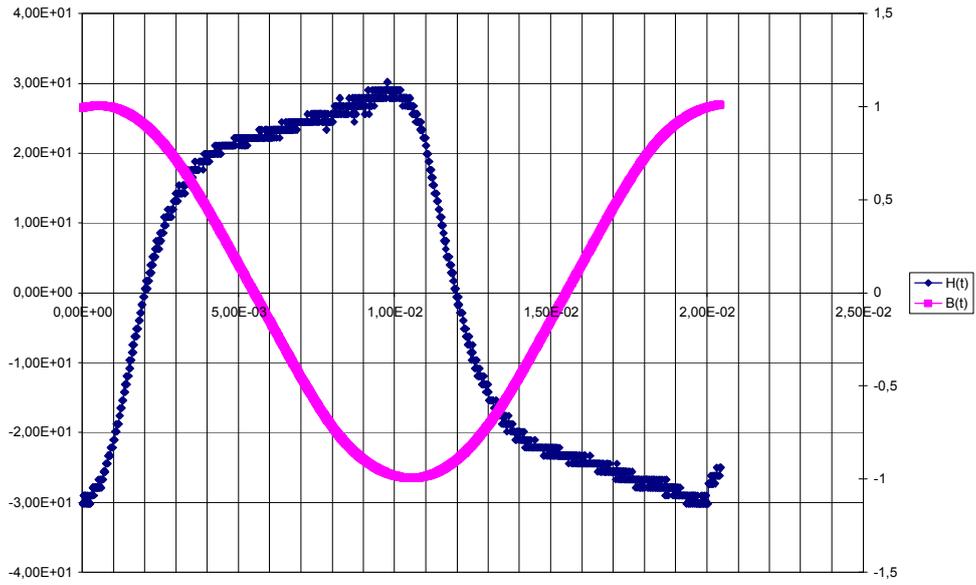


Figure III.12 : Allure de $H(t)$ et de $B(t)$ pour $B_m = 1$ T

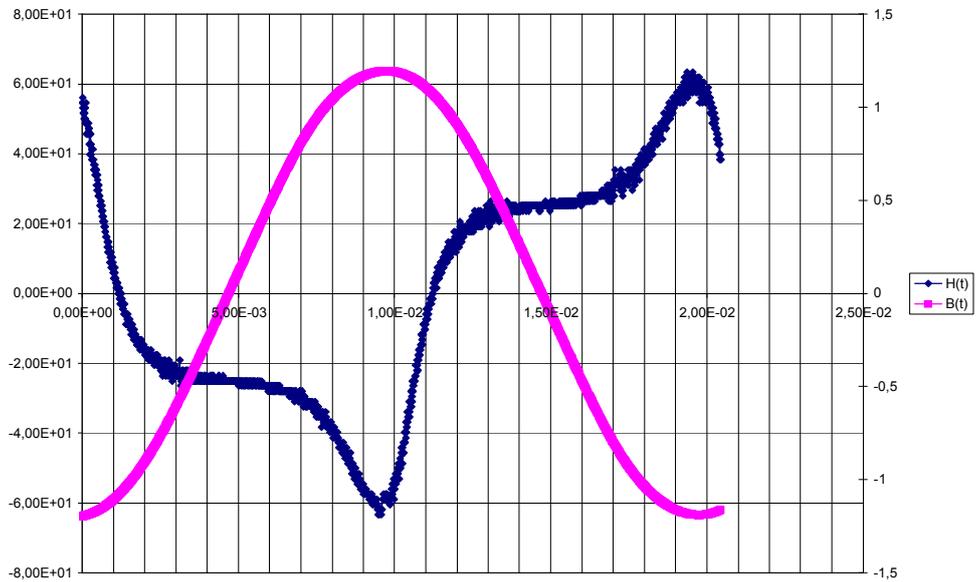


Figure III.13 : Allure de $H(t)$ et de $B(t)$ pour $B_m = 1.2$ T

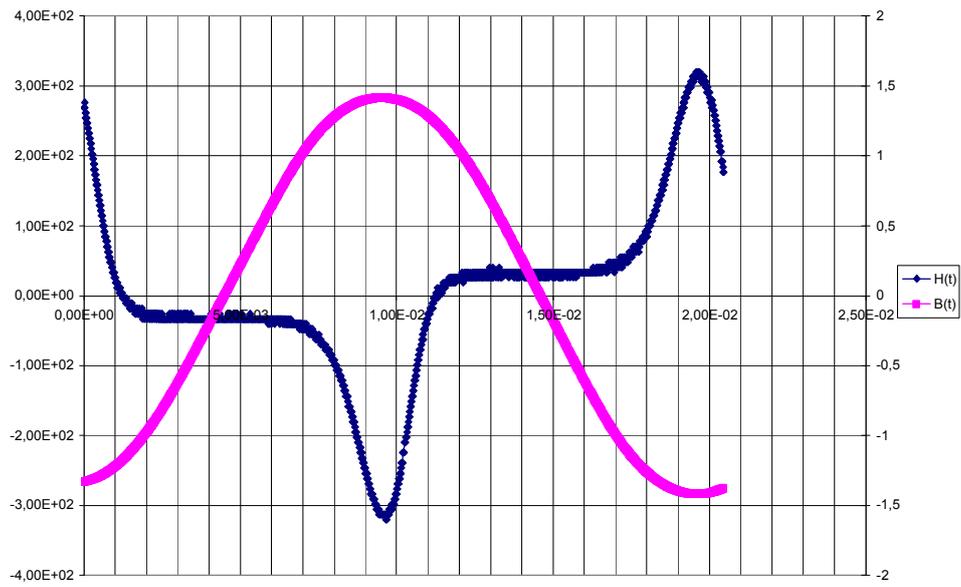


Figure III.14 : Allure de $H(t)$ et de $B(t)$ pour $B_m = 1.4$ T

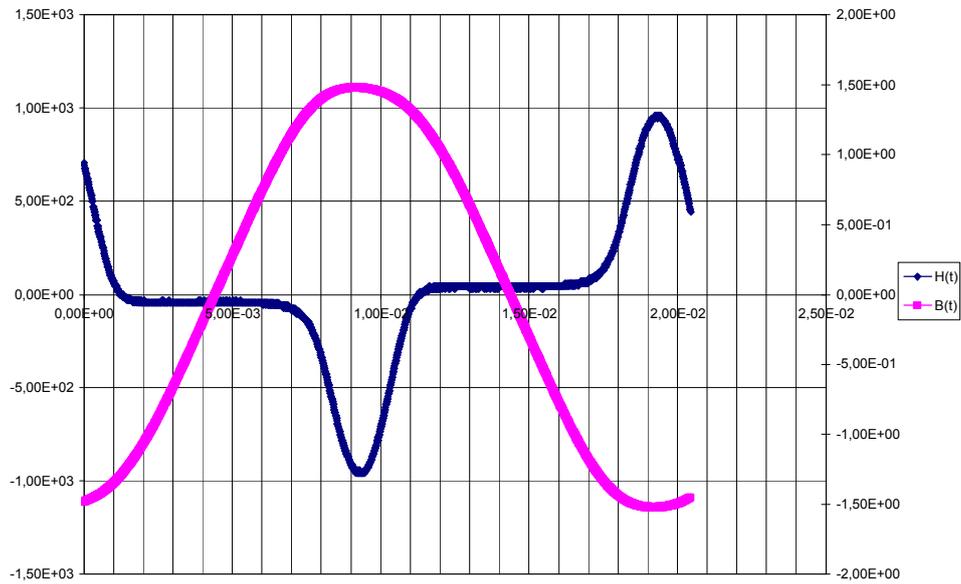


Figure III.15 : Allure de $H(t)$ et de $B(t)$ pour $B_m = 1.5$ T

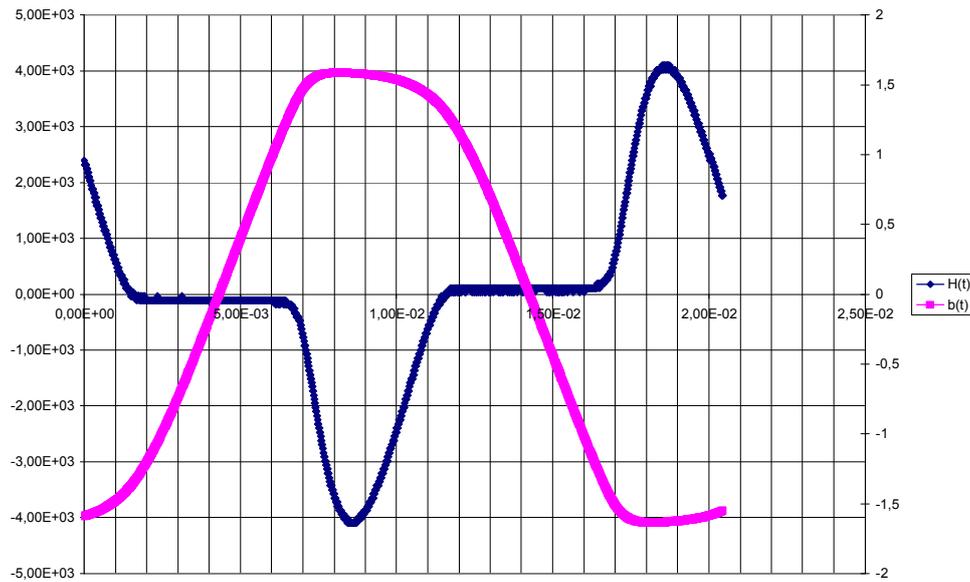


Figure III.16 : Allure de $H(t)$ et de $B(t)$ pour $B_m = 1.6$ T

Interprétations des résultats :

Induction magnétique

Pour un intervalle d'induction maximale de 0,2 T jusqu'à 1,5 T, l'allure de l'induction magnétique $B(t)$ est très proche de la forme de la tension délivrée par la source.

A partir $B_m = 1,6$ T nous observons une petite déformation de l'allure de l'induction magnétique, cela revient à la forme de la tension de source qui est déformé et aux chutes de tension de l'enroulement de magnétisation.

Champ magnétique

Pour un intervalle d'induction maximale allant de $B_m = 0.2$ T jusqu'à 0.6T, l'allure du champ magnétique est proche de la forme de la tension délivrée par la source.

A partir de $B_m = 0.8$ T nous observons une déformation qui devient plus importante à partir de $B_m = 1$ T ce qui traduit l'effet de la saturation du matériau.

III.3.1.2. Tôles 0.5 mm

Les résultats de mesures pour les tôles 0.5 mm sont dans les tableaux suivants.

Chapitre III Étude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

t (s)	V2(t)	Vrh(t)	H(t)	∫ v2(t)	B(t)	V2(t)*vrh(t)	∫v2(t)*vrh(t)	pfer (w)
0,00E+00	8,00E-02	3,70E-01	5,45E+01	8,00E-07	0,20019286	2,96E-02	2,88E-07	1,58E-01
1,00E-05	8,00E-02	3,50E-01	5,16E+01	1,60E-06	0,20020286	2,80E-02	5,60E-07	
2,00E-05	8,00E-02	3,30E-01	4,86E+01	2,00E-06	0,20021286	2,64E-02	6,92E-07	
3,00E-05	0,00E+00	3,70E-01	5,45E+01	2,00E-06	0,20022286	0,00E+00	6,92E-07	
4,00E-05	0,00E+00	3,50E-01	5,16E+01	2,00E-06	0,20023286	0,00E+00	6,92E-07	
5,00E-05	0,00E+00	3,50E-01	5,16E+01	2,00E-06	0,20024286	0,00E+00	6,92E-07	
6,00E-05	0,00E+00	3,70E-01	5,45E+01	2,00E-06	0,20025286	0,00E+00	6,92E-07	
7,00E-05	0,00E+00	3,50E-01	5,16E+01	1,60E-06	0,20026286	0,00E+00	5,44E-07	
8,00E-05	-8,00E-02	3,70E-01	5,45E+01	8,00E-07	0,20027286	-2,96E-02	2,48E-07	
9,00E-05	-8,00E-02	3,70E-01	5,45E+01	0,00E+00	0,20028286	-2,96E-02	-4,80E-08	
1,00E-04	-8,00E-02	3,70E-01	5,45E+01	-8,00E-07	0,20029286	-2,96E-02	-3,20E-07	
1,50E-04	-1,60E-01	3,50E-01	5,16E+01	-7,60E-06	0,20034286	-5,60E-02	-2,67E-06	
2,00E-04	-2,40E-01	3,10E-01	4,57E+01	-1,96E-05	0,20039286	-7,44E-02	-6,66E-06	
3,00E-04	-4,00E-01	3,30E-01	4,86E+01	-5,48E-05	0,20049286	-1,32E-01	-1,92E-05	
3,50E-04	-4,80E-01	3,50E-01	5,16E+01	-7,88E-05	0,20054286	-1,68E-01	-2,76E-05	
4,00E-04	-5,60E-01	3,50E-01	5,16E+01	-1,05E-04	0,20059286	-1,96E-01	-3,60E-05	
5,00E-04	-8,00E-01	3,30E-01	4,86E+01	-1,72E-04	0,20069286	-2,64E-01	-5,76E-05	
5,50E-04	-8,00E-01	3,10E-01	4,57E+01	-2,11E-04	0,20074286	-2,48E-01	-6,96E-05	
6,00E-04	-8,80E-01	3,30E-01	4,86E+01	-2,55E-04	0,20079286	-2,90E-01	-8,33E-05	
7,00E-04	-1,04E+00	3,30E-01	4,86E+01	-3,53E-04	0,20089286	-3,43E-01	-1,12E-04	
7,50E-04	-1,12E+00	2,10E-01	3,09E+01	-4,08E-04	0,20094286	-2,35E-01	-1,27E-04	
8,00E-04	-1,20E+00	3,10E-01	4,57E+01	-4,68E-04	0,20099286	-3,72E-01	-1,45E-04	
9,00E-04	-1,36E+00	2,70E-01	3,98E+01	-5,99E-04	0,20109286	-3,67E-01	-1,82E-04	
9,50E-04	-1,44E+00	2,50E-01	3,68E+01	-6,71E-04	0,20114286	-3,60E-01	-2,02E-04	
1,00E-03	-1,52E+00	1,90E-01	2,80E+01	-7,48E-04	0,20119286	-2,89E-01	-2,21E-04	
1,50E-03	-2,24E+00	1,30E-01	1,92E+01	-1,72E-03	0,20169286	-2,91E-01	-4,31E-04	
2,00E-03	-3,04E+00	7,00E-02	1,03E+01	-3,07E-03	0,20219286	-2,13E-01	-6,20E-04	
3,00E-03	-4,32E+00	1,00E-02	1,47E+00	-6,79E-03	0,20319286	-4,32E-02	-6,62E-04	
3,50E-03	-4,80E+00	-1,50E-01	-2,21E+01	-9,05E-03	0,20369286	7,20E-01	-3,87E-04	
4,00E-03	-5,04E+00	-2,10E-01	-3,09E+01	-1,15E-02	0,20419286	1,06E+00	7,18E-05	
5,00E-03	-5,04E+00	-3,30E-01	-4,86E+01	-1,66E-02	0,20519286	1,66E+00	1,47E-03	
5,50E-03	-5,04E+00	-3,50E-01	-5,16E+01	-1,91E-02	0,20569286	1,76E+00	2,33E-03	
6,00E-03	-5,04E+00	-4,10E-01	-6,04E+01	-2,16E-02	0,20619286	2,07E+00	3,27E-03	
7,00E-03	-4,56E+00	-4,50E-01	-6,63E+01	-2,65E-02	0,20719286	2,05E+00	5,34E-03	
8,00E-03	-3,12E+00	-4,30E-01	-6,34E+01	-3,05E-02	0,20819286	1,34E+00	7,11E-03	
9,00E-03	-1,60E+00	-4,10E-01	-6,04E+01	-3,28E-02	0,20919286	6,56E-01	8,13E-03	
9,50E-03	-8,80E-01	-4,10E-01	-6,04E+01	-3,34E-02	0,20969286	3,61E-01	8,39E-03	
1,00E-02	-8,00E-02	-4,10E-01	-6,04E+01	-3,36E-02	0,21019286	3,28E-02	8,48E-03	
1,10E-02	1,44E+00	-2,90E-01	-4,27E+01	-3,30E-02	0,21114286	-4,18E-01	8,25E-03	
1,20E-02	2,96E+00	-1,50E-01	-2,21E+01	-3,07E-02	0,21215286	-4,44E-01	7,75E-03	
1,30E-02	4,16E+00	5,00E-02	7,37E+00	-2,71E-02	0,21314286	2,08E-01	7,54E-03	
1,40E-02	5,04E+00	1,90E-01	2,80E+01	-2,25E-02	0,21414286	9,58E-01	8,04E-03	
1,50E-02	5,12E+00	2,70E-01	3,98E+01	-1,74E-02	0,21514286	1,38E+00	9,24E-03	
1,60E-02	5,12E+00	3,50E-01	5,16E+01	-1,22E-02	0,21614286	1,79E+00	1,09E-02	
1,70E-02	4,64E+00	3,90E-01	5,75E+01	-7,28E-03	0,21714286	1,81E+00	1,27E-02	
1,80E-02	3,28E+00	3,90E-01	5,75E+01	-3,21E-03	0,21814286	1,28E+00	1,44E-02	
1,90E-02	1,68E+00	4,30E-01	6,34E+01	-7,52E-04	0,21914286	7,22E-01	1,54E-02	
2,00E-02	8,00E-02	3,70E-01	5,45E+01	2,13E-04	0,22020286	2,96E-02	1,58E-02	

Tableau III.13 : Mesures et calculs pour $B_m = 0.2$

Chapitre III Etude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

t(s)	V2(t)	Vrh(t)	H(t)	v2dt	B(t)	v2(t)*vrh(t)	v2(t)*vrhdt	Pfer(w)
0,00E+00	-1,00E-01	4,70E-01	6,93E+01	-1,00E-06	0,39192857	-4,70E-02	-4,70E-07	5,42E-01
1,00E-05	-1,00E-01	4,70E-01	6,93E+01	-2,00E-06	0,39191667	-4,70E-02	-9,30E-07	
2,00E-05	-1,00E-01	4,50E-01	6,63E+01	-3,00E-06	0,39190476	-4,50E-02	-1,40E-06	
3,00E-05	-1,00E-01	4,90E-01	7,22E+01	-4,00E-06	0,39189286	-4,90E-02	-1,89E-06	
4,00E-05	-1,00E-01	4,90E-01	7,22E+01	-6,00E-06	0,39186905	-4,90E-02	-2,81E-06	
5,00E-05	-3,00E-01	4,50E-01	6,63E+01	-9,00E-06	0,39183333	-1,35E-01	-4,22E-06	
6,00E-05	-3,00E-01	4,90E-01	7,22E+01	-1,20E-05	0,39179762	-1,47E-01	-5,72E-06	
7,00E-05	-3,00E-01	5,10E-01	7,52E+01	-1,50E-05	0,3917619	-1,53E-01	-7,19E-06	
8,00E-05	-3,00E-01	4,70E-01	6,93E+01	-1,80E-05	0,39172619	-1,41E-01	-8,63E-06	
9,00E-05	-3,00E-01	4,90E-01	7,22E+01	-2,10E-05	0,39169048	-1,47E-01	-1,01E-05	
1,00E-04	-3,00E-01	4,70E-01	6,93E+01	-2,50E-05	0,39164286	-1,41E-01	-1,20E-05	
1,50E-04	-5,00E-01	4,50E-01	6,63E+01	-5,00E-05	0,39134524	-2,25E-01	-2,37E-05	
2,00E-04	-5,00E-01	4,30E-01	6,34E+01	-7,80E-05	0,3910119	-2,15E-01	-3,67E-05	
3,00E-04	-9,00E-01	4,50E-01	6,63E+01	-1,61E-04	0,39002381	-4,05E-01	-7,43E-05	
3,50E-04	-1,10E+00	4,50E-01	6,63E+01	-2,15E-04	0,38938095	-4,95E-01	-9,75E-05	
4,00E-04	-1,30E+00	4,10E-01	6,04E+01	-2,75E-04	0,38866667	-5,33E-01	-1,23E-04	
5,00E-04	-1,70E+00	4,50E-01	6,63E+01	-4,27E-04	0,38685714	-7,65E-01	-1,83E-04	
5,50E-04	-1,70E+00	3,50E-01	5,16E+01	-5,14E-04	0,38582143	-5,95E-01	-2,16E-04	
6,00E-04	-2,10E+00	3,90E-01	5,75E+01	-6,10E-04	0,38467857	-8,19E-01	-2,51E-04	
7,00E-04	-2,30E+00	3,70E-01	5,45E+01	-8,22E-04	0,38215476	-8,51E-01	-3,32E-04	
7,50E-04	-2,30E+00	3,70E-01	5,45E+01	-9,40E-04	0,38075	-8,51E-01	-3,74E-04	
8,00E-04	-2,50E+00	2,90E-01	4,27E+01	-1,07E-03	0,3792619	-7,25E-01	-4,17E-04	
9,00E-04	-2,90E+00	2,70E-01	3,98E+01	-1,34E-03	0,376	-7,83E-01	-5,08E-04	
9,50E-04	-2,90E+00	2,90E-01	4,27E+01	-1,49E-03	0,37421429	-8,41E-01	-5,55E-04	
1,00E-03	-3,10E+00	2,90E-01	4,27E+01	-1,65E-03	0,37233333	-8,99E-01	-6,00E-04	
1,50E-03	-4,70E+00	1,50E-01	2,21E+01	-3,62E-03	0,34879762	-7,05E-01	-1,03E-03	
2,00E-03	-6,10E+00	3,00E-02	4,42E+00	-6,36E-03	0,31619048	-1,83E-01	-1,26E-03	
3,00E-03	-8,50E+00	-2,50E-01	-3,68E+01	-1,38E-02	0,2282381	2,13E+00	-2,72E-04	
3,50E-03	-9,30E+00	-3,50E-01	-5,16E+01	-1,82E-02	0,17484524	3,26E+00	1,10E-03	
4,00E-03	-9,90E+00	-4,30E-01	-6,34E+01	-2,31E-02	0,11734524	4,26E+00	2,98E-03	
5,00E-03	-9,90E+00	-5,30E-01	-7,81E+01	-3,30E-02	-0,000631	5,25E+00	7,79E-03	
5,50E-03	-9,90E+00	-5,70E-01	-8,40E+01	-3,80E-02	-0,0598452	5,64E+00	1,05E-02	
6,00E-03	-9,90E+00	-6,10E-01	-8,99E+01	-4,29E-02	-0,1191548	6,04E+00	1,35E-02	
7,00E-03	-8,90E+00	-6,30E-01	-9,28E+01	-5,25E-02	-0,2331905	5,61E+00	1,95E-02	
8,00E-03	-5,90E+00	-6,10E-01	-8,99E+01	-6,00E-02	-0,3224167	3,60E+00	2,43E-02	
9,00E-03	-2,90E+00	-5,70E-01	-8,40E+01	-6,44E-02	-0,3742857	1,65E+00	2,68E-02	
9,50E-03	-1,50E+00	-5,30E-01	-7,81E+01	-6,55E-02	-0,387369	7,95E-01	2,75E-02	
1,00E-02	-1,00E-01	-4,90E-01	-7,22E+01	-6,58E-02	-0,3919405	4,90E-02	2,76E-02	
1,10E-02	2,90E+00	-4,10E-01	-6,04E+01	-6,45E-02	-0,3754762	-1,19E+00	2,71E-02	
1,20E-02	5,90E+00	-5,00E-02	-7,37E+00	-6,00E-02	-0,3224643	-2,95E-01	2,63E-02	
1,30E-02	8,30E+00	2,70E-01	3,98E+01	-5,28E-02	-0,2370833	2,24E+00	2,70E-02	
1,40E-02	9,70E+00	4,10E-01	6,04E+01	-4,37E-02	-0,1280476	3,98E+00	2,99E-02	
1,50E-02	9,90E+00	5,10E-01	7,52E+01	-3,38E-02	-0,0104405	5,05E+00	3,45E-02	
1,60E-02	9,90E+00	5,70E-01	8,40E+01	-2,39E-02	0,10753571	5,64E+00	4,00E-02	
1,70E-02	9,10E+00	6,30E-01	9,28E+01	-1,43E-02	0,22178571	5,73E+00	4,58E-02	
1,80E-02	6,10E+00	6,10E-01	8,99E+01	-6,61E-03	0,3132619	3,72E+00	5,06E-02	
1,90E-02	3,30E+00	5,50E-01	8,11E+01	-2,04E-03	0,36760714	1,82E+00	5,33E-02	
2,00E-02	1,00E-01	5,30E-01	7,81E+01	-3,77E-04	0,38745238	5,30E-02	5,42E-02	

Tableau III.14 : Mesures et calculs pour $B_m = 0.4$ T

Chapitre III Étude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

t(s)	V2(t)	Vrh(t)	H(t)	v2(t)	B(t)	v2*vrh(t)	v2(t)*vrhdt	Pfer (w)
0,00E+00	-6,00E-01	6,00E-01	8,84E+01	-6,00E-06	0,00454762	-3,60E-01	-3,66E-06	7,57E-01
1,00E-05	-6,00E-01	6,20E-01	9,14E+01	-1,20E-05	0,00454762	-3,72E-01	-7,32E-06	
2,00E-05	-6,00E-01	6,00E-01	8,84E+01	-1,80E-05	0,00454762	-3,60E-01	-1,09E-05	
3,00E-05	-6,00E-01	6,00E-01	8,84E+01	-2,40E-05	0,00454762	-3,60E-01	-1,44E-05	
4,00E-05	-6,00E-01	5,60E-01	8,25E+01	-3,00E-05	0,00454762	-3,36E-01	-1,78E-05	
5,00E-05	-6,00E-01	5,80E-01	8,55E+01	-3,60E-05	0,00454762	-3,48E-01	-2,13E-05	
6,00E-05	-6,00E-01	5,80E-01	8,55E+01	-4,20E-05	0,00454762	-3,48E-01	-2,48E-05	
7,00E-05	-6,00E-01	5,80E-01	8,55E+01	-4,80E-05	0,00454762	-3,48E-01	-2,82E-05	
8,00E-05	-6,00E-01	5,60E-01	8,25E+01	-5,40E-05	0,00454762	-3,36E-01	-3,16E-05	
9,00E-05	-6,00E-01	5,60E-01	8,25E+01	-6,20E-05	0,00454762	-3,36E-01	-3,61E-05	
1,00E-04	-1,00E+00	5,80E-01	8,55E+01	-7,20E-05	-0,39545238	-5,80E-01	-4,18E-05	
1,50E-04	-1,00E+00	5,80E-01	8,55E+01	-1,22E-04	-0,39545238	-5,80E-01	-6,96E-05	
2,00E-04	-1,40E+00	5,60E-01	8,25E+01	-1,90E-04	-0,79545238	-7,84E-01	-1,07E-04	
3,00E-04	-1,80E+00	5,00E-01	7,37E+01	-3,44E-04	-1,19545238	-9,00E-01	-1,91E-04	
3,50E-04	-2,20E+00	5,40E-01	7,96E+01	-4,40E-04	-1,59545238	-1,19E+00	-2,42E-04	
4,00E-04	-2,20E+00	5,20E-01	7,66E+01	-5,50E-04	-1,59545238	-1,14E+00	-2,99E-04	
5,00E-04	-3,00E+00	4,80E-01	7,07E+01	-8,06E-04	-2,39545238	-1,44E+00	-4,28E-04	
5,50E-04	-3,00E+00	4,80E-01	7,07E+01	-9,56E-04	-2,39545238	-1,44E+00	-5,02E-04	
6,00E-04	-3,40E+00	5,00E-01	7,37E+01	-1,12E-03	-2,79545238	-1,70E+00	-5,84E-04	
7,00E-04	-3,80E+00	4,60E-01	6,78E+01	-1,48E-03	-3,19545238	-1,75E+00	-7,48E-04	
7,50E-04	-3,80E+00	4,20E-01	6,19E+01	-1,67E-03	-3,19545238	-1,60E+00	-8,35E-04	
8,00E-04	-4,20E+00	4,20E-01	6,19E+01	-1,88E-03	-3,59545238	-1,76E+00	-9,28E-04	
9,00E-04	-4,60E+00	4,20E-01	6,19E+01	-2,33E-03	-3,99545238	-1,93E+00	-1,11E-03	
9,50E-04	-5,00E+00	3,80E-01	5,60E+01	-2,57E-03	-4,39545238	-1,90E+00	-1,21E-03	
1,00E-03	-5,00E+00	3,60E-01	5,31E+01	-2,82E-03	-4,39545238	-1,80E+00	-1,30E-03	
1,50E-03	-7,40E+00	1,80E-01	2,65E+01	-5,98E-03	-6,79545238	-1,33E+00	-2,20E-03	
2,00E-03	-9,80E+00	6,00E-02	8,84E+00	-1,03E-02	-9,19545238	-5,88E-01	-2,74E-03	
3,00E-03	-1,34E+01	-2,00E-01	-2,95E+01	-2,19E-02	-12,7954524	2,68E+00	-1,66E-03	
3,50E-03	-1,46E+01	-3,00E-01	-4,42E+01	-2,89E-02	-13,9954524	4,38E+00	1,47E-04	
4,00E-03	-1,54E+01	-3,80E-01	-5,60E+01	-3,63E-02	-14,7954524	5,85E+00	2,70E-03	
5,00E-03	-1,54E+01	-4,80E-01	-7,07E+01	-5,17E-02	-14,7954524	7,39E+00	9,30E-03	
5,50E-03	-1,54E+01	-5,20E-01	-7,66E+01	-5,94E-02	-14,7954524	8,01E+00	1,31E-02	
6,00E-03	-1,54E+01	-5,40E-01	-7,96E+01	-6,71E-02	-14,7954524	8,32E+00	1,72E-02	
7,00E-03	-1,34E+01	-6,00E-01	-8,84E+01	-8,17E-02	-12,7954524	8,04E+00	2,57E-02	
7,50E-03	-1,14E+01	-6,00E-01	-8,84E+01	-8,80E-02	-10,7954524	6,84E+00	2,96E-02	
8,00E-03	-9,00E+00	-6,20E-01	-9,14E+01	-9,30E-02	-8,39545238	5,58E+00	3,27E-02	
9,00E-03	-4,20E+00	-6,20E-01	-9,14E+01	-9,95E-02	-3,59545238	2,60E+00	3,68E-02	
9,50E-03	-2,20E+00	-6,20E-01	-9,14E+01	-1,01E-01	-1,59545238	1,36E+00	3,78E-02	
1,00E-02	2,00E-01	-5,60E-01	-8,25E+01	-1,02E-01	0,80454762	-1,12E-01	3,81E-02	
1,10E-02	4,60E+00	-4,00E-01	-5,89E+01	-9,93E-02	5,20454762	-1,84E+00	3,70E-02	
1,20E-02	9,40E+00	-1,00E-01	-1,47E+01	-9,23E-02	10,0045476	-9,40E-01	3,55E-02	
1,30E-02	1,30E+01	2,00E-01	2,95E+01	-8,11E-02	13,6045476	2,60E+00	3,64E-02	
1,40E-02	1,50E+01	3,80E-01	5,60E+01	-6,70E-02	15,6045476	5,70E+00	4,04E-02	
1,50E-02	1,50E+01	4,80E-01	7,07E+01	-5,20E-02	15,6045476	7,20E+00	4,68E-02	
1,60E-02	1,50E+01	5,60E-01	8,25E+01	-3,67E-02	15,6045476	8,40E+00	5,46E-02	
1,70E-02	1,34E+01	6,00E-01	8,84E+01	-2,22E-02	14,0045476	8,04E+00	6,30E-02	
1,80E-02	9,00E+00	6,40E-01	9,43E+01	-1,07E-02	9,60454762	5,76E+00	7,02E-02	
1,90E-02	4,60E+00	6,20E-01	9,14E+01	-4,05E-03	5,20454762	2,85E+00	7,43E-02	
2,01E-02	-6,00E-01	6,00E-01	8,84E+01	-1,84E-03	0,00454762	-3,60E-01	7,57E-02	

Tableau III.15 : Mesures et calculs pour $B_m = 0.6 T$

Chapitre III Étude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

t(s)	V2(t)	Vrh(t)	H(t)	∫v2dt	B(t)	v2(t)*vrh(t)	∫v2(t)*vrhdt	Pfer (w)
0,00E+00	4,00E-01	7,40E-01	1,09E+02	4,00E-06	0,7929881	2,96E-01	2,96E-06	1,24E+00
1,00E-05	4,00E-01	7,40E-01	1,09E+02	8,00E-06	0,79303572	2,96E-01	5,92E-06	
2,00E-05	4,00E-01	7,40E-01	1,09E+02	1,20E-05	0,79308334	2,96E-01	8,88E-06	
3,00E-05	4,00E-01	7,40E-01	1,09E+02	1,40E-05	0,79310715	2,96E-01	1,04E-05	
4,00E-05	-3,33E-16	7,20E-01	1,06E+02	1,40E-05	0,79310715	-2,40E-16	1,04E-05	
5,00E-05	-3,33E-16	7,20E-01	1,06E+02	1,40E-05	0,79310715	-2,40E-16	1,04E-05	
6,00E-05	-3,33E-16	7,20E-01	1,06E+02	1,40E-05	0,79310715	-2,40E-16	1,04E-05	
7,00E-05	-3,33E-16	7,20E-01	1,06E+02	1,40E-05	0,79310715	-2,40E-16	1,04E-05	
8,00E-05	-3,33E-16	7,40E-01	1,09E+02	1,40E-05	0,79310715	-2,46E-16	1,04E-05	
9,00E-05	-3,33E-16	7,40E-01	1,09E+02	1,20E-05	0,79308334	-2,46E-16	8,92E-06	
1,00E-04	-4,00E-01	7,20E-01	1,06E+02	8,00E-06	0,79303572	-2,88E-01	6,04E-06	
1,50E-04	-4,00E-01	7,20E-01	1,06E+02	-1,40E-05	0,79277381	-2,88E-01	-9,64E-06	
2,00E-04	-8,00E-01	7,20E-01	1,06E+02	-5,40E-05	0,79229762	-5,76E-01	-3,80E-05	
3,00E-04	-1,60E+00	7,00E-01	1,03E+02	-1,78E-04	0,79082143	-1,12E+00	-1,25E-04	
3,50E-04	-2,00E+00	6,80E-01	1,00E+02	-2,64E-04	0,78979762	-1,36E+00	-1,84E-04	
4,00E-04	-2,00E+00	6,80E-01	1,00E+02	-3,66E-04	0,78858334	-1,36E+00	-2,53E-04	
5,00E-04	-2,80E+00	6,40E-01	9,43E+01	-6,24E-04	0,78551191	-1,79E+00	-4,21E-04	
5,50E-04	-3,20E+00	6,20E-01	9,14E+01	-7,78E-04	0,78367858	-1,98E+00	-5,18E-04	
6,00E-04	-3,60E+00	6,20E-01	9,14E+01	-9,52E-04	0,78160715	-2,23E+00	-6,27E-04	
7,00E-04	-4,00E+00	6,00E-01	8,84E+01	-1,33E-03	0,77705953	-2,40E+00	-8,56E-04	
7,50E-04	-4,40E+00	5,80E-01	8,55E+01	-1,55E-03	0,77446429	-2,55E+00	-9,80E-04	
8,00E-04	-4,80E+00	5,20E-01	7,66E+01	-1,79E-03	0,77167858	-2,50E+00	-1,11E-03	
9,00E-04	-5,20E+00	4,80E-01	7,07E+01	-2,29E-03	0,76565477	-2,50E+00	-1,37E-03	
9,50E-04	-5,60E+00	4,80E-01	7,07E+01	-2,57E-03	0,76239286	-2,69E+00	-1,50E-03	
1,00E-03	-6,00E+00	4,80E-01	7,07E+01	-2,86E-03	0,75884524	-2,88E+00	-1,64E-03	
1,50E-03	-9,20E+00	2,80E-01	4,13E+01	-6,63E-03	0,7139881	-2,58E+00	-2,96E-03	
2,00E-03	-1,20E+01	4,00E-02	5,89E+00	-1,19E-02	0,65101191	-4,80E-01	-3,71E-03	
3,00E-03	-1,68E+01	-2,20E-01	-3,24E+01	-2,65E-02	0,4774881	3,70E+00	-1,94E-03	
3,50E-03	-1,88E+01	-3,60E-01	-5,31E+01	-3,55E-02	0,37041667	6,77E+00	8,66E-04	
4,00E-03	-2,00E+01	-4,60E-01	-6,78E+01	-4,52E-02	0,25444048	9,20E+00	4,83E-03	
5,00E-03	-2,04E+01	-5,60E-01	-8,25E+01	-6,54E-02	0,01379762	1,14E+01	1,51E-02	
5,50E-03	-2,04E+01	-6,20E-01	-9,14E+01	-7,56E-02	-0,10763095	1,26E+01	2,10E-02	
6,00E-03	-2,04E+01	-6,40E-01	-9,43E+01	-8,59E-02	-0,22910714	1,31E+01	2,74E-02	
7,00E-03	-1,80E+01	-7,20E-01	-1,06E+02	-1,05E-01	-0,46177381	1,30E+01	4,07E-02	
7,50E-03	-1,56E+01	-7,80E-01	-1,15E+02	-1,14E-01	-0,56225	1,22E+01	4,70E-02	
8,00E-03	-1,24E+01	-8,00E-01	-1,18E+02	-1,21E-01	-0,64496428	9,92E+00	5,22E-02	
9,00E-03	-6,40E+00	-7,80E-01	-1,15E+02	-1,30E-01	-0,75434523	4,99E+00	5,94E-02	
9,50E-03	-3,20E+00	-7,60E-01	-1,12E+02	-1,32E-01	-0,78270238	2,43E+00	6,13E-02	
1,00E-02	-3,33E-16	-7,40E-01	-1,09E+02	-1,33E-01	-0,79294047	2,46E-16	6,19E-02	
1,10E-02	6,00E+00	-5,00E-01	-7,37E+01	-1,31E-01	-0,76110714	-3,00E+00	6,03E-02	
1,20E-02	1,20E+01	-8,00E-02	-1,18E+01	-1,22E-01	-0,65517857	-9,60E-01	5,79E-02	
1,30E-02	1,68E+01	2,40E-01	3,54E+01	-1,07E-01	-0,48255952	4,03E+00	5,92E-02	
1,40E-02	2,00E+01	4,20E-01	6,19E+01	-8,83E-02	-0,25879762	8,40E+00	6,56E-02	
1,50E-02	2,04E+01	5,40E-01	7,96E+01	-6,79E-02	-0,01565476	1,10E+01	7,57E-02	
1,60E-02	2,08E+01	6,40E-01	9,43E+01	-4,72E-02	0,23155953	1,33E+01	8,80E-02	
1,70E-02	1,88E+01	7,20E-01	1,06E+02	-2,72E-02	0,46941667	1,35E+01	1,01E-01	
1,80E-02	1,32E+01	7,20E-01	1,06E+02	-1,11E-02	0,6604881	9,50E+00	1,13E-01	
1,90E-02	7,20E+00	7,80E-01	1,15E+02	-1,25E-03	0,77803572	5,62E+00	1,21E-01	
2,00E-02	4,00E-01	7,40E-01	1,09E+02	2,71E-03	0,82520238	2,96E-01	1,24E-01	

Tableau III.16 : Mesures et calculs pour $B_m = 0.8$ T

Chapitre III Étude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

t(s)	V2(t)	Vrh(t)	H(t)	∫v2dt	B(t)	v2(t)*vrh(t)	∫v2(t)*vrhdt	pfer(w)
0,00E+00	8,00E-01	1,00E+00	1,47E+02	8,00E-06	1,00321429	8,00E-01	7,92E-06	1,63E+00
1,00E-05	8,00E-01	9,80E-01	1,44E+02	1,60E-05	1,00330953	7,84E-01	1,58E-05	
2,00E-05	8,00E-01	9,80E-01	1,44E+02	2,20E-05	1,00338095	7,84E-01	2,16E-05	
3,00E-05	4,00E-01	9,80E-01	1,44E+02	2,60E-05	1,00342857	3,92E-01	2,56E-05	
4,00E-05	4,00E-01	9,80E-01	1,44E+02	3,00E-05	1,00347619	3,92E-01	2,94E-05	
5,00E-05	4,00E-01	9,60E-01	1,41E+02	3,40E-05	1,00352381	3,84E-01	3,33E-05	
6,00E-05	4,00E-01	9,60E-01	1,41E+02	3,80E-05	1,00357143	3,84E-01	3,71E-05	
7,00E-05	4,00E-01	9,40E-01	1,39E+02	4,00E-05	1,00359524	3,76E-01	3,90E-05	
8,00E-05	0,00E+00	9,60E-01	1,41E+02	4,00E-05	1,00359524	0,00E+00	3,90E-05	
9,00E-05	0,00E+00	9,80E-01	1,44E+02	4,00E-05	1,00359524	0,00E+00	3,90E-05	
1,00E-04	0,00E+00	9,60E-01	1,41E+02	4,00E-05	1,00359524	0,00E+00	3,90E-05	
1,50E-04	-4,00E-01	9,40E-01	1,39E+02	2,20E-05	1,00338095	-3,76E-01	2,18E-05	
2,00E-04	-8,00E-01	9,60E-01	1,41E+02	-8,00E-06	1,00302381	-7,68E-01	-6,96E-06	
3,00E-04	-1,60E+00	9,40E-01	1,39E+02	-1,28E-04	1,00159524	-1,50E+00	-1,19E-04	
3,50E-04	-2,00E+00	9,20E-01	1,36E+02	-2,18E-04	1,00052381	-1,84E+00	-2,02E-04	
4,00E-04	-2,40E+00	9,00E-01	1,33E+02	-3,32E-04	0,99916667	-2,16E+00	-3,05E-04	
5,00E-04	-3,20E+00	8,40E-01	1,24E+02	-6,20E-04	0,9957381	-2,69E+00	-5,58E-04	
5,50E-04	-3,60E+00	8,60E-01	1,27E+02	-7,98E-04	0,99361905	-3,10E+00	-7,11E-04	
6,00E-04	-4,00E+00	8,40E-01	1,24E+02	-9,92E-04	0,99130953	-3,36E+00	-8,73E-04	
7,00E-04	-4,80E+00	7,80E-01	1,15E+02	-1,44E-03	0,98592857	-3,74E+00	-1,24E-03	
7,50E-04	-5,20E+00	7,60E-01	1,12E+02	-1,69E-03	0,98295238	-3,95E+00	-1,43E-03	
8,00E-04	-5,20E+00	7,20E-01	1,06E+02	-1,96E-03	0,97983334	-3,74E+00	-1,62E-03	
9,00E-04	-6,00E+00	6,60E-01	9,73E+01	-2,54E-03	0,97285715	-3,96E+00	-2,03E-03	
9,50E-04	-6,40E+00	6,80E-01	1,00E+02	-2,86E-03	0,96904762	-4,35E+00	-2,24E-03	
1,00E-03	-6,80E+00	6,20E-01	9,14E+01	-3,20E-03	0,965	-4,22E+00	-2,45E-03	
1,50E-03	-1,08E+01	3,60E-01	5,31E+01	-7,61E-03	0,91247619	-3,89E+00	-4,53E-03	
2,00E-03	-1,40E+01	1,20E-01	1,77E+01	-1,39E-02	0,83807143	-1,68E+00	-5,87E-03	
3,00E-03	-2,08E+01	-2,20E-01	-3,24E+01	-3,15E-02	0,62792857	4,58E+00	-4,54E-03	
3,50E-03	-2,36E+01	-3,40E-01	-5,01E+01	-4,26E-02	0,49614286	8,02E+00	-1,46E-03	
4,00E-03	-2,48E+01	-4,20E-01	-6,19E+01	-5,48E-02	0,35128572	1,04E+01	3,18E-03	
5,00E-03	-2,56E+01	-5,60E-01	-8,25E+01	-8,02E-02	0,04845238	1,43E+01	1,57E-02	
5,50E-03	-2,60E+01	-5,80E-01	-8,55E+01	-9,30E-02	-0,10402381	1,51E+01	2,31E-02	
6,00E-03	-2,56E+01	-6,60E-01	-9,73E+01	-1,06E-01	-0,25764285	1,69E+01	3,12E-02	
7,00E-03	-2,32E+01	-7,40E-01	-1,09E+02	-1,31E-01	-0,5535	1,72E+01	4,85E-02	
7,50E-03	-2,04E+01	-8,20E-01	-1,21E+02	-1,42E-01	-0,68285714	1,67E+01	5,70E-02	
8,00E-03	-1,64E+01	-8,20E-01	-1,21E+02	-1,51E-01	-0,79157143	1,34E+01	6,45E-02	
9,00E-03	-8,80E+00	-9,20E-01	-1,36E+02	-1,63E-01	-0,94219047	8,10E+00	7,58E-02	
9,50E-03	-5,20E+00	-9,80E-01	-1,44E+02	-1,67E-01	-0,98395238	5,10E+00	7,92E-02	
1,00E-02	-1,20E+00	-9,40E-01	-1,39E+02	-1,68E-01	-1,00233333	1,13E+00	8,07E-02	
1,10E-02	6,00E+00	-6,40E-01	-9,43E+01	-1,66E-01	-0,97202381	-3,84E+00	7,87E-02	
1,20E-02	1,36E+01	-1,20E-01	-1,77E+01	-1,56E-01	-0,85321428	-1,63E+00	7,53E-02	
1,30E-02	2,00E+01	2,00E-01	2,95E+01	-1,39E-01	-0,65078571	4,00E+00	7,63E-02	
1,40E-02	2,48E+01	4,20E-01	6,19E+01	-1,16E-01	-0,37997619	1,04E+01	8,38E-02	
1,50E-02	2,56E+01	5,40E-01	7,96E+01	-9,09E-02	-0,07957143	1,38E+01	9,63E-02	
1,60E-02	2,56E+01	6,40E-01	9,43E+01	-6,53E-02	0,22516667	1,64E+01	1,12E-01	
1,70E-02	2,36E+01	7,60E-01	1,12E+02	-4,04E-02	0,52190476	1,79E+01	1,29E-01	
1,80E-02	1,68E+01	8,20E-01	1,21E+02	-2,00E-02	0,76483334	1,38E+01	1,46E-01	
1,90E-02	9,60E+00	9,20E-01	1,36E+02	-6,91E-03	0,92080953	8,83E+00	1,58E-01	
2,00E-02	8,00E-01	1,00E+00	1,47E+02	-1,28E-03	0,98783334	8,00E-01	1,63E-01	

Tableau III.17 : Mesures et calculs pour $B_m = 1$ T

Chapitre III Étude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

t(s)	V2(t)	Vrh(t)	H(t)	∫v2dt	B(t)	v2(t)*vrh(t)	∫v2(t)*vrhdt	P fer(w)
0,00E+00	1,74E+01	-8,00E-02	-1,18E+01	1,74E-03	16,363	-1,39E+00	-1,39E-05	2,26E+00
1,00E-05	1,74E+01	-8,00E-02	-1,18E+01	1,91E-03	16,363	-1,39E+00	-2,61E-05	
2,00E-05	1,74E+01	-6,00E-02	-8,84E+00	2,09E-03	16,363	-1,04E+00	-3,84E-05	
3,00E-05	1,78E+01	-8,00E-02	-1,18E+01	2,27E-03	16,763	-1,42E+00	-5,09E-05	
4,00E-05	1,78E+01	-6,00E-02	-8,84E+00	2,45E-03	16,763	-1,07E+00	-5,98E-05	
5,00E-05	1,78E+01	-4,00E-02	-5,89E+00	2,63E-03	16,763	-7,12E-01	-6,88E-05	
6,00E-05	1,82E+01	-6,00E-02	-8,84E+00	2,81E-03	17,163	-1,09E+00	-7,78E-05	
7,00E-05	1,78E+01	-4,00E-02	-5,89E+00	2,99E-03	16,763	-7,12E-01	-8,32E-05	
8,00E-05	1,82E+01	-2,00E-02	-2,95E+00	3,17E-03	17,163	-3,64E-01	-8,69E-05	
9,00E-05	1,82E+01	-2,00E-02	-2,95E+00	3,35E-03	17,163	-3,64E-01	-9,23E-05	
1,00E-04	1,82E+01	-4,00E-02	-5,89E+00	3,53E-03	17,163	-7,28E-01	-9,78E-05	
1,50E-04	1,86E+01	-2,00E-02	-2,95E+00	4,46E-03	17,563	-3,72E-01	-1,18E-04	
2,00E-04	1,90E+01	-3,47E-17	-5,11E-15	5,41E-03	17,963	-6,59E-16	-1,18E-04	
3,00E-04	1,98E+01	4,00E-02	5,89E+00	7,37E-03	18,763	7,92E-01	-5,71E-05	
3,50E-04	2,06E+01	4,00E-02	5,89E+00	8,39E-03	19,563	8,24E-01	1,80E-06	
4,00E-04	2,06E+01	1,00E-01	1,47E+01	9,42E-03	19,563	2,06E+00	9,26E-05	
5,00E-04	2,14E+01	1,20E-01	1,77E+01	1,15E-02	20,363	2,57E+00	3,13E-04	
5,50E-04	2,18E+01	1,20E-01	1,77E+01	1,26E-02	20,763	2,62E+00	4,54E-04	
6,00E-04	2,22E+01	1,60E-01	2,36E+01	1,37E-02	21,163	3,55E+00	6,26E-04	
7,00E-04	2,30E+01	1,80E-01	2,65E+01	1,60E-02	21,963	4,14E+00	1,02E-03	
7,50E-04	2,34E+01	2,00E-01	2,95E+01	1,72E-02	22,363	4,68E+00	1,25E-03	
8,00E-04	2,38E+01	2,20E-01	3,24E+01	1,84E-02	22,763	5,24E+00	1,50E-03	
9,00E-04	2,46E+01	2,60E-01	3,83E+01	2,08E-02	23,563	6,40E+00	2,07E-03	
9,50E-04	2,50E+01	2,60E-01	3,83E+01	2,20E-02	23,963	6,50E+00	2,39E-03	
1,00E-03	2,54E+01	2,60E-01	3,83E+01	2,33E-02	24,363	6,60E+00	2,72E-03	
1,50E-03	2,82E+01	3,80E-01	5,60E+01	3,67E-02	27,163	1,07E+01	7,34E-03	
2,00E-03	3,02E+01	5,20E-01	7,66E+01	5,14E-02	29,163	1,57E+01	1,41E-02	
3,00E-03	3,10E+01	6,40E-01	9,43E+01	8,19E-02	29,963	1,98E+01	3,16E-02	
3,50E-03	3,10E+01	7,20E-01	1,06E+02	9,73E-02	29,963	2,23E+01	4,19E-02	
4,00E-03	3,10E+01	7,60E-01	1,12E+02	1,13E-01	29,963	2,36E+01	5,31E-02	
5,00E-03	2,74E+01	8,80E-01	1,30E+02	1,42E-01	26,363	2,41E+01	7,75E-02	
5,50E-03	2,38E+01	9,80E-01	1,44E+02	1,55E-01	22,763	2,33E+01	8,94E-02	
6,00E-03	1,90E+01	1,06E+00	1,56E+02	1,66E-01	17,963	2,01E+01	1,00E-01	
7,00E-03	9,80E+00	1,32E+00	1,95E+02	1,81E-01	8,763	1,29E+01	1,17E-01	
7,50E-03	5,40E+00	1,46E+00	2,15E+02	1,84E-01	4,363	7,88E+00	1,22E-01	
8,00E-03	2,00E-01	1,50E+00	2,21E+02	1,86E-01	-0,837	3,00E-01	1,24E-01	
9,00E-03	-8,20E+00	8,00E-01	1,18E+02	1,82E-01	-9,237	-6,56E+00	1,20E-01	
9,50E-03	-1,26E+01	4,00E-01	5,89E+01	1,76E-01	-13,637	-5,04E+00	1,17E-01	
1,00E-02	-1,70E+01	8,00E-02	1,18E+01	1,69E-01	-18,037	-1,36E+00	1,15E-01	
1,10E-02	-2,46E+01	-2,40E-01	-3,54E+01	1,49E-01	-25,637	5,90E+00	1,17E-01	
1,20E-02	-2,94E+01	-4,80E-01	-7,07E+01	1,22E-01	-30,437	1,41E+01	1,28E-01	
1,30E-02	-3,06E+01	-6,20E-01	-9,14E+01	9,15E-02	-31,637	1,90E+01	1,44E-01	
1,40E-02	-3,06E+01	-7,40E-01	-1,09E+02	6,09E-02	-31,637	2,26E+01	1,65E-01	
1,50E-02	-2,74E+01	-8,80E-01	-1,30E+02	3,13E-02	-28,437	2,41E+01	1,89E-01	
1,60E-02	-1,94E+01	-1,04E+00	-1,53E+02	7,48E-03	-20,437	2,02E+01	2,11E-01	
1,70E-02	-1,02E+01	-1,28E+00	-1,89E+02	-7,36E-03	-11,237	1,31E+01	2,28E-01	
1,80E-02	-6,00E-01	-1,48E+00	-2,18E+02	-1,29E-02	-1,637	8,88E-01	2,36E-01	
1,90E-02	8,20E+00	-8,60E-01	-1,27E+02	-9,09E-03	7,163	-7,05E+00	2,32E-01	
2,00E-02	1,74E+01	-8,00E-02	-1,18E+01	4,52E-03	-0,98325	-1,39E+00	2,26E-01	

Tableau III.18 : Mesure et calculs pour B_m = 1.2 T

Chapitre III Etude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

t(s)	V2(t)	Vrh(t)	H(t)	∫ v2dt	B(t)	v2(t)*vrh(t)	∫v2(t)*vrhdt	Pfer (w)
0,00E+00	2,08E+01	-8,00E-02	-1,18E+01	2,08E-04	-1,09752381	-1,66E+00	-1,25E-05	3,17E+00
1,00E-05	2,08E+01	-4,00E-02	-5,89E+00	4,16E-04	-1,09504762	-8,32E-01	-2,08E-05	
2,00E-05	2,08E+01	-4,00E-02	-5,89E+00	6,26E-04	-1,09254762	-8,32E-01	-2,92E-05	
3,00E-05	2,12E+01	-4,00E-02	-5,89E+00	8,38E-04	-1,09002381	-8,48E-01	-3,77E-05	
4,00E-05	2,12E+01	-4,00E-02	-5,89E+00	1,05E-03	-1,0875	-8,48E-01	-4,62E-05	
5,00E-05	2,12E+01	-4,00E-02	-5,89E+00	1,26E-03	-1,08497619	-8,48E-01	-5,04E-05	
6,00E-05	2,12E+01	-6,94E-17	-1,02E-14	1,48E-03	-1,08242857	-1,47E-15	-5,47E-05	
7,00E-05	2,16E+01	-4,00E-02	-5,89E+00	1,69E-03	-1,07985714	-8,64E-01	-5,90E-05	
8,00E-05	2,16E+01	-6,94E-17	-1,02E-14	1,91E-03	-1,07728571	-1,50E-15	-6,34E-05	
9,00E-05	2,16E+01	-4,00E-02	-5,89E+00	2,12E-03	-1,07471429	-8,64E-01	-6,77E-05	
1,00E-04	2,16E+01	-6,94E-17	-1,02E-14	2,34E-03	-1,07211905	-1,50E-15	-6,77E-05	
1,50E-04	2,24E+01	4,00E-02	5,89E+00	3,45E-03	-1,05890476	8,96E-01	-4,98E-05	
2,00E-04	2,28E+01	4,00E-02	5,89E+00	4,59E-03	-1,04540476	9,12E-01	-8,88E-06	
3,00E-04	2,36E+01	8,00E-02	1,18E+01	6,92E-03	-1,01759524	1,89E+00	1,88E-04	
3,50E-04	2,40E+01	1,60E-01	2,36E+01	8,12E-03	-1,00330952	3,84E+00	3,46E-04	
4,00E-04	2,48E+01	1,60E-01	2,36E+01	9,35E-03	-0,98871429	3,97E+00	5,23E-04	
5,00E-04	2,56E+01	2,00E-01	2,95E+01	1,19E-02	-0,9587619	5,12E+00	9,61E-04	
5,50E-04	2,60E+01	2,00E-01	2,95E+01	1,32E-02	-0,94335714	5,20E+00	1,22E-03	
6,00E-04	2,64E+01	2,40E-01	3,54E+01	1,45E-02	-0,9277619	6,34E+00	1,51E-03	
7,00E-04	2,72E+01	2,80E-01	4,13E+01	1,72E-02	-0,89580952	7,62E+00	2,17E-03	
7,50E-04	2,76E+01	2,80E-01	4,13E+01	1,85E-02	-0,87940476	7,73E+00	2,54E-03	
8,00E-04	2,80E+01	3,20E-01	4,72E+01	1,99E-02	-0,86280952	8,96E+00	2,95E-03	
9,00E-04	2,88E+01	3,20E-01	4,72E+01	2,28E-02	-0,82878571	9,22E+00	3,84E-03	
9,50E-04	2,92E+01	3,60E-01	5,31E+01	2,42E-02	-0,81142857	1,05E+01	4,32E-03	
1,00E-03	2,96E+01	3,20E-01	4,72E+01	2,57E-02	-0,79378571	9,47E+00	4,84E-03	
1,50E-03	3,32E+01	4,80E-01	7,07E+01	4,16E-02	-0,60433333	1,59E+01	1,16E-02	
2,00E-03	3,52E+01	6,00E-01	8,84E+01	5,89E-02	-0,39838095	2,11E+01	2,11E-02	
3,00E-03	3,60E+01	7,20E-01	1,06E+02	9,46E-02	0,02609524	2,59E+01	4,54E-02	
3,50E-03	3,64E+01	8,40E-01	1,24E+02	1,13E-01	0,2407619	3,06E+01	5,96E-02	
4,00E-03	3,60E+01	9,20E-01	1,36E+02	1,31E-01	0,45609524	3,31E+01	7,52E-02	
5,00E-03	3,16E+01	1,08E+00	1,59E+02	1,65E-01	0,86569048	3,41E+01	1,10E-01	
5,50E-03	2,68E+01	1,28E+00	1,89E+02	1,80E-01	1,0402619	3,43E+01	1,27E-01	
6,00E-03	2,12E+01	1,56E+00	2,30E+02	1,92E-01	1,18295238	3,31E+01	1,44E-01	
7,00E-03	8,40E+00	3,00E+00	4,42E+02	2,07E-01	1,35930952	2,52E+01	1,75E-01	
7,50E-03	2,40E+00	3,76E+00	5,54E+02	2,09E-01	1,39047619	9,02E+00	1,84E-01	
8,00E-03	-2,40E+00	3,84E+00	5,66E+02	2,09E-01	1,38942857	-9,22E+00	1,83E-01	
9,00E-03	-1,00E+01	1,36E+00	2,00E+02	2,03E-01	1,31716667	-1,36E+01	1,69E-01	
9,50E-03	-1,52E+01	5,20E-01	7,66E+01	1,97E-01	1,2417619	-7,90E+00	1,64E-01	
1,00E-02	-2,04E+01	1,20E-01	1,77E+01	1,88E-01	1,13483333	-2,45E+00	1,61E-01	
1,10E-02	-2,92E+01	-2,80E-01	-4,13E+01	1,64E-01	0,85207143	8,18E+00	1,64E-01	
1,20E-02	-3,52E+01	-5,20E-01	-7,66E+01	1,31E-01	0,46285714	1,83E+01	1,79E-01	
1,30E-02	-3,60E+01	-6,80E-01	-1,00E+02	9,56E-02	0,03795238	2,45E+01	2,01E-01	
1,40E-02	-3,60E+01	-8,80E-01	-1,30E+02	5,94E-02	-0,39309524	3,17E+01	2,29E-01	
1,50E-02	-3,24E+01	-1,04E+00	-1,53E+02	2,45E-02	-0,80797619	3,37E+01	2,62E-01	
1,60E-02	-2,24E+01	-1,48E+00	-2,18E+02	-3,14E-03	-1,13738095	3,32E+01	2,96E-01	
1,70E-02	-9,60E+00	-2,84E+00	-4,19E+02	-1,92E-02	-1,32866667	2,73E+01	3,27E-01	
1,80E-02	1,60E+00	-3,88E+00	-5,72E+02	-2,28E-02	-1,37114286	-6,21E+00	3,39E-01	
1,90E-02	9,20E+00	-1,56E+00	-2,30E+02	-1,75E-02	-1,30809524	-1,44E+01	3,26E-01	
2,00E-02	2,04E+01	-4,00E-02	-5,89E+00	-1,29E-03	-1,11530952	-8,16E-01	3,17E-01	

Tableau III.18 : Mesure et calculs pour B_m = 1.4 T

Chapitre III Etude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

t(s)	V2(t)	Vrh(t)	H(t)	∫v2(t)	B(t)	v2(t)*vrh(t)	∫v2(t)*vrh(t)	Pfer (w)
0,00E+00	-1,60E+00	1,07E+01	1,58E+03	-1,60E-05	1,499	-1,71E+01	-1,70E-04	4,04E+00
1,00E-05	-1,60E+00	1,05E+01	1,55E+03	-3,20E-05	1,49880953	-1,68E+01	-3,38E-04	
2,00E-05	-1,60E+00	1,05E+01	1,55E+03	-5,20E-05	1,49857143	-1,68E+01	-5,48E-04	
3,00E-05	-2,40E+00	1,05E+01	1,55E+03	-7,60E-05	1,49828572	-2,52E+01	-8,00E-04	
4,00E-05	-2,40E+00	1,05E+01	1,55E+03	-1,00E-04	1,498	-2,52E+01	-1,05E-03	
5,00E-05	-2,40E+00	1,05E+01	1,55E+03	-1,24E-04	1,49771429	-2,52E+01	-1,30E-03	
6,00E-05	-2,40E+00	1,05E+01	1,55E+03	-1,48E-04	1,49742858	-2,52E+01	-1,56E-03	
7,00E-05	-2,40E+00	1,05E+01	1,55E+03	-1,72E-04	1,49714286	-2,52E+01	-1,81E-03	
8,00E-05	-2,40E+00	1,05E+01	1,55E+03	-1,96E-04	1,49685715	-2,52E+01	-2,06E-03	
9,00E-05	-2,40E+00	1,03E+01	1,52E+03	-2,20E-04	1,49657143	-2,47E+01	-2,30E-03	
1,00E-04	-2,40E+00	1,03E+01	1,52E+03	-2,44E-04	1,49628572	-2,47E+01	-2,55E-03	
1,50E-04	-2,40E+00	1,03E+01	1,52E+03	-3,68E-04	1,49480953	-2,47E+01	-3,83E-03	
2,00E-04	-3,20E+00	1,01E+01	1,49E+03	-5,20E-04	1,493	-3,23E+01	-5,37E-03	
3,00E-04	-3,20E+00	9,70E+00	1,43E+03	-8,40E-04	1,48919048	-3,10E+01	-8,54E-03	
3,50E-04	-3,20E+00	9,50E+00	1,40E+03	-1,01E-03	1,48714286	-3,04E+01	-1,02E-02	
4,00E-04	-4,00E+00	9,30E+00	1,37E+03	-1,21E-03	1,48476191	-3,72E+01	-1,21E-02	
5,00E-04	-4,00E+00	8,90E+00	1,31E+03	-1,61E-03	1,48	-3,56E+01	-1,57E-02	
5,50E-04	-4,00E+00	8,70E+00	1,28E+03	-1,82E-03	1,47757143	-3,48E+01	-1,75E-02	
6,00E-04	-4,80E+00	8,50E+00	1,25E+03	-2,06E-03	1,47471429	-4,08E+01	-1,95E-02	
7,00E-04	-4,80E+00	7,90E+00	1,16E+03	-2,54E-03	1,469	-3,79E+01	-2,34E-02	
7,50E-04	-5,60E+00	7,70E+00	1,13E+03	-2,79E-03	1,466	-4,31E+01	-2,54E-02	
8,00E-04	-5,60E+00	7,30E+00	1,08E+03	-3,06E-03	1,46276191	-4,09E+01	-2,74E-02	
9,00E-04	-5,60E+00	6,90E+00	1,02E+03	-3,62E-03	1,45609524	-3,86E+01	-3,14E-02	
9,50E-04	-6,40E+00	6,50E+00	9,58E+02	-3,94E-03	1,45233334	-4,16E+01	-3,35E-02	
1,00E-03	-6,40E+00	6,30E+00	9,28E+02	-4,26E-03	1,44852381	-4,03E+01	-3,55E-02	
1,50E-03	-9,60E+00	3,30E+00	4,86E+02	-8,26E-03	1,40080953	-3,17E+01	-5,38E-02	
2,00E-03	-1,52E+01	1,10E+00	1,62E+02	-1,44E-02	1,32819048	-1,67E+01	-6,56E-02	
3,00E-03	-2,80E+01	-1,00E-01	-1,47E+01	-3,63E-02	1,06761905	2,80E+00	-7,11E-02	
3,50E-03	-3,28E+01	-3,00E-01	-4,42E+01	-5,15E-02	0,88657143	9,84E+00	-6,77E-02	
4,00E-03	-3,76E+01	-5,00E-01	-7,37E+01	-6,90E-02	0,67780953	1,88E+01	-6,06E-02	
5,00E-03	-4,08E+01	-7,00E-01	-1,03E+02	-1,09E-01	0,20409524	2,86E+01	-3,70E-02	
5,50E-03	-4,08E+01	-7,00E-01	-1,03E+02	-1,29E-01	-0,03904762	2,86E+01	-2,27E-02	
6,00E-03	-4,08E+01	-9,00E-01	-1,33E+02	-1,50E-01	-0,283	3,67E+01	-6,65E-03	
7,00E-03	-4,08E+01	-1,10E+00	-1,62E+02	-1,91E-01	-0,772	4,49E+01	3,28E-02	
7,50E-03	-3,76E+01	-1,30E+00	-1,92E+02	-2,10E-01	-1,00657142	4,89E+01	5,61E-02	
8,00E-03	-3,28E+01	-1,70E+00	-2,51E+02	-2,28E-01	-1,21690476	5,58E+01	8,29E-02	
9,00E-03	-8,80E+00	-7,30E+00	-1,08E+03	-2,49E-01	-1,46723809	6,42E+01	1,56E-01	
9,50E-03	-1,60E+00	-1,01E+01	-1,49E+03	-2,52E-01	-1,49671428	1,62E+01	1,77E-01	
1,00E-02	1,60E+00	-1,05E+01	-1,55E+03	-2,52E-01	-1,49614285	-1,68E+01	1,77E-01	
1,10E-02	6,40E+00	-6,50E+00	-9,58E+02	-2,48E-01	-1,45147619	-4,16E+01	1,45E-01	
1,20E-02	1,44E+01	-1,10E+00	-1,62E+02	-2,38E-01	-1,33842857	-1,58E+01	1,15E-01	
1,30E-02	2,72E+01	3,00E-01	4,42E+01	-2,17E-01	-1,08938095	8,16E+00	1,13E-01	
1,40E-02	3,60E+01	7,00E-01	1,03E+02	-1,85E-01	-0,70766666	2,52E+01	1,29E-01	
1,50E-02	4,08E+01	9,00E-01	1,33E+02	-1,46E-01	-0,23857142	3,67E+01	1,60E-01	
1,60E-02	4,08E+01	1,10E+00	1,62E+02	-1,05E-01	0,24714286	4,49E+01	2,00E-01	
1,70E-02	4,08E+01	1,30E+00	1,92E+02	-6,44E-02	0,73295238	5,30E+01	2,47E-01	
1,80E-02	3,28E+01	1,90E+00	2,80E+02	-2,66E-02	1,182	6,23E+01	3,03E-01	
1,90E-02	1,04E+01	6,90E+00	1,02E+03	-4,27E-03	1,44838096	7,18E+01	3,79E-01	
2,00E-02	-1,60E+00	1,07E+01	1,58E+03	-1,30E-03	1,4842381	-1,71E+01	4,04E-01	

Tableau III.19 : Mesures et calculs pour $B_m = 1.5 T$

Chapitre III Étude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

t(s)	V2(t)	Vrh(t)	H(t)	∫V2(t)	B(t)	v2(t)*vrh(t)	∫v2(t)*vrh(t)	P fer (w)
0,00E+00	-4,00E+00	2,06E+01	3,04E+03	-4,00E-05	1,49952381	-8,24E+01	-8,24E-04	4,75E+00
1,00E-05	-4,00E+00	2,06E+01	3,04E+03	-8,00E-05	1,49904762	-8,24E+01	-1,64E-03	
2,00E-05	-4,00E+00	2,02E+01	2,98E+03	-1,20E-04	1,49857143	-8,08E+01	-2,45E-03	
3,00E-05	-4,00E+00	2,02E+01	2,98E+03	-1,60E-04	1,49809524	-8,08E+01	-3,26E-03	
4,00E-05	-4,00E+00	2,02E+01	2,98E+03	-2,00E-04	1,49761905	-8,08E+01	-4,06E-03	
5,00E-05	-4,00E+00	2,02E+01	2,98E+03	-2,40E-04	1,49714286	-8,08E+01	-4,87E-03	
6,00E-05	-4,00E+00	2,02E+01	2,98E+03	-2,80E-04	1,49666667	-8,08E+01	-5,68E-03	
7,00E-05	-4,00E+00	2,02E+01	2,98E+03	-3,20E-04	1,49619048	-8,08E+01	-6,48E-03	
8,00E-05	-4,00E+00	1,98E+01	2,92E+03	-3,60E-04	1,49571429	-7,92E+01	-7,27E-03	
9,00E-05	-4,00E+00	1,98E+01	2,92E+03	-4,00E-04	1,4952381	-7,92E+01	-8,06E-03	
1,00E-04	-4,00E+00	1,98E+01	2,92E+03	-4,40E-04	1,4947619	-7,92E+01	-8,85E-03	
1,50E-04	-4,00E+00	1,94E+01	2,86E+03	-6,40E-04	1,49238095	-7,76E+01	-1,27E-02	
2,00E-04	-4,00E+00	1,90E+01	2,80E+03	-8,48E-04	1,48990476	-7,60E+01	-1,67E-02	
3,00E-04	-4,80E+00	1,82E+01	2,68E+03	-1,29E-03	1,48461905	-8,74E+01	-2,49E-02	
3,50E-04	-4,80E+00	1,78E+01	2,62E+03	-1,53E-03	1,4817619	-8,54E+01	-2,92E-02	
4,00E-04	-4,80E+00	1,74E+01	2,56E+03	-1,77E-03	1,47890476	-8,35E+01	-3,34E-02	
5,00E-04	-5,60E+00	1,62E+01	2,39E+03	-2,27E-03	1,473	-9,07E+01	-4,16E-02	
5,50E-04	-5,60E+00	1,62E+01	2,39E+03	-2,53E-03	1,46990476	-9,07E+01	-4,58E-02	
6,00E-04	-5,60E+00	1,54E+01	2,27E+03	-2,81E-03	1,46657143	-8,62E+01	-5,02E-02	
7,00E-04	-5,60E+00	1,46E+01	2,15E+03	-3,37E-03	1,45990476	-8,18E+01	-5,86E-02	
7,50E-04	-5,60E+00	1,42E+01	2,09E+03	-3,65E-03	1,45657143	-7,95E+01	-6,26E-02	
8,00E-04	-6,40E+00	1,38E+01	2,03E+03	-3,96E-03	1,45290476	-8,83E+01	-6,68E-02	
9,00E-04	-6,40E+00	1,26E+01	1,86E+03	-4,60E-03	1,44528571	-8,06E+01	-7,52E-02	
9,50E-04	-6,40E+00	1,22E+01	1,80E+03	-4,92E-03	1,44147619	-7,81E+01	-7,91E-02	
1,00E-03	-6,40E+00	1,18E+01	1,74E+03	-5,24E-03	1,43766667	-7,55E+01	-8,30E-02	
1,50E-03	-8,80E+00	7,00E+00	1,03E+03	-9,03E-03	1,39247619	-6,16E+01	-1,17E-01	
2,00E-03	-1,28E+01	2,60E+00	3,83E+02	-1,43E-02	1,32938095	-3,33E+01	-1,41E-01	
3,00E-03	-2,96E+01	-2,00E-01	-2,95E+01	-3,55E-02	1,07733333	5,92E+00	-1,49E-01	
3,50E-03	-3,60E+01	-6,00E-01	-8,84E+01	-5,21E-02	0,8802381	2,16E+01	-1,42E-01	
4,00E-03	-4,24E+01	-6,00E-01	-8,84E+01	-7,17E-02	0,64647619	2,54E+01	-1,30E-01	
5,00E-03	-4,96E+01	-1,00E+00	-1,47E+02	-1,18E-01	0,09014286	4,96E+01	-9,29E-02	
5,50E-03	-4,96E+01	-1,00E+00	-1,47E+02	-1,43E-01	-0,20509524	4,96E+01	-6,81E-02	
6,00E-03	-4,96E+01	-1,40E+00	-2,06E+02	-1,68E-01	-0,50042857	6,94E+01	-4,25E-02	
7,00E-03	-4,88E+01	-1,80E+00	-2,65E+02	-2,18E-01	-1,09104762	8,78E+01	2,60E-02	
7,50E-03	-4,40E+01	-3,00E+00	-4,42E+02	-2,41E-01	-1,37233333	1,32E+02	7,73E-02	
8,00E-03	-1,92E+01	-1,18E+01	-1,74E+03	-2,57E-01	-1,55771429	2,27E+02	1,75E-01	
9,00E-03	8,00E-01	-2,46E+01	-3,63E+03	-2,63E-01	-1,63209524	-1,97E+01	2,81E-01	
9,50E-03	3,20E+00	-2,34E+01	-3,45E+03	-2,62E-01	-1,61966667	-7,49E+01	2,56E-01	
1,00E-02	4,80E+00	-2,06E+01	-3,04E+03	-2,60E-01	-1,59728571	-9,89E+01	2,15E-01	
1,10E-02	7,20E+00	-1,26E+01	-1,86E+03	-2,55E-01	-1,53285714	-9,07E+01	1,27E-01	
1,20E-02	1,28E+01	-3,00E+00	-4,42E+02	-2,45E-01	-1,42109524	-3,84E+01	6,06E-02	
1,30E-02	2,88E+01	2,00E-01	2,95E+01	-2,25E-01	-1,17528571	5,76E+00	4,94E-02	
1,40E-02	4,16E+01	6,00E-01	8,84E+01	-1,89E-01	-0,74728571	2,50E+01	6,91E-02	
1,50E-02	4,96E+01	1,00E+00	1,47E+02	-1,42E-01	-0,18966667	4,96E+01	1,14E-01	
1,60E-02	5,04E+01	1,40E+00	2,06E+02	-9,16E-02	0,40971429	7,06E+01	1,69E-01	
1,70E-02	5,04E+01	1,80E+00	2,65E+02	-4,12E-02	1,00971429	9,07E+01	2,43E-01	
1,80E-02	2,24E+01	1,06E+01	1,56E+03	7,08E-04	1,50842857	2,37E+02	3,88E-01	
1,90E-02	8,00E-01	2,46E+01	3,63E+03	9,10E-03	1,60838095	1,97E+01	5,26E-01	
2,00E-02	-4,00E+00	2,06E+01	3,04E+03	6,86E-03	1,58161905	-8,40E+01	4,76E-01	

Tableau III.20 : Mesure et calculs pour $B_m = 1.6 T$

Les allures de $H(t)$ et $B(t)$ pour les tôles 0.5 mm sont représentés simultanément pour chaque valeur de B_m sur les figures suivantes.

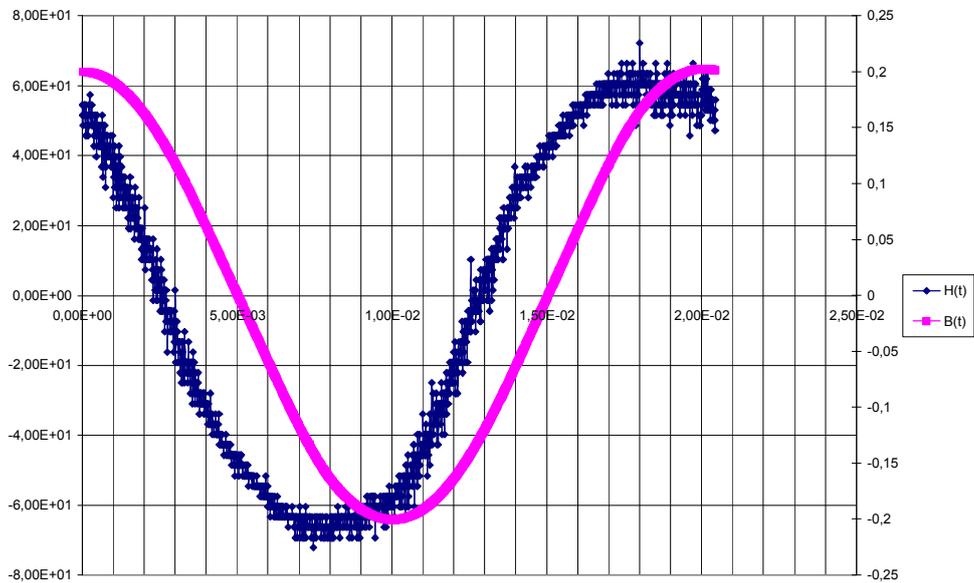


Figure III.17 : Allure de $H(t)$ et de $B(t)$ pour $B_m = 0.2$ T

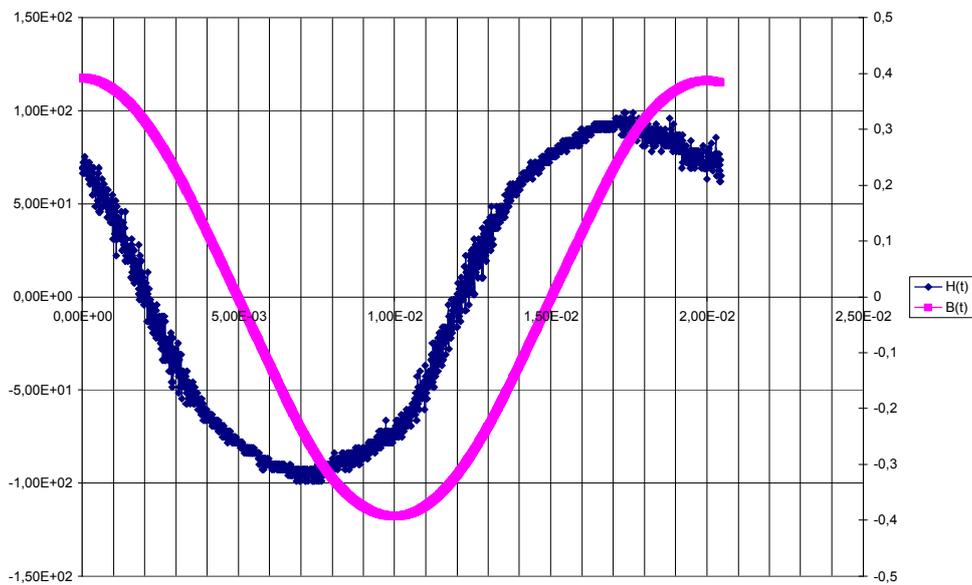


Figure III.18 : Allure de $H(t)$ et de $B(t)$ pour $B_m = 0.4$ T

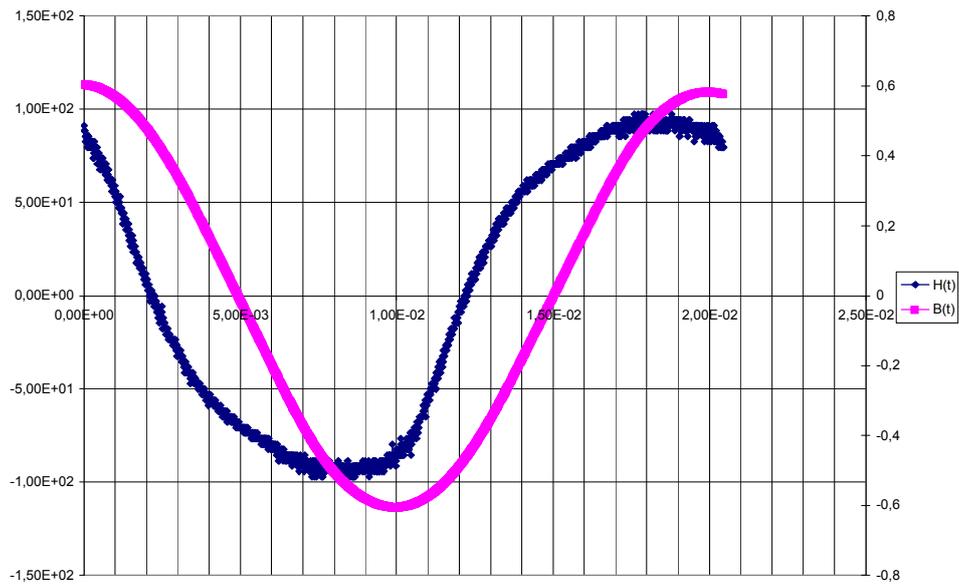


Figure III.19 : Allure de $H(t)$ et de $B(t)$ pour $B_m = 0.6$ T

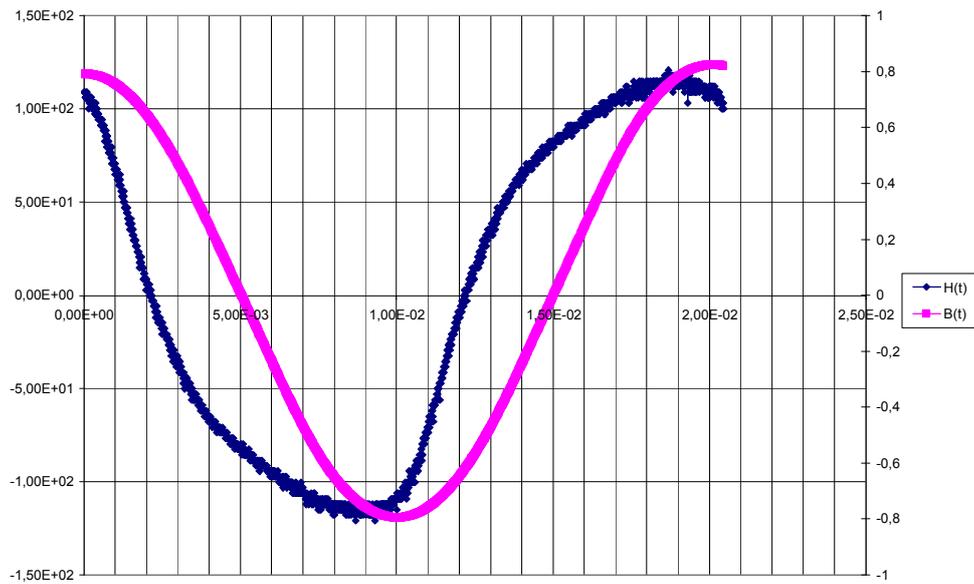


Figure III.20 : Allure de $H(t)$ et de $B(t)$ pour $B_m = 0.8$ T

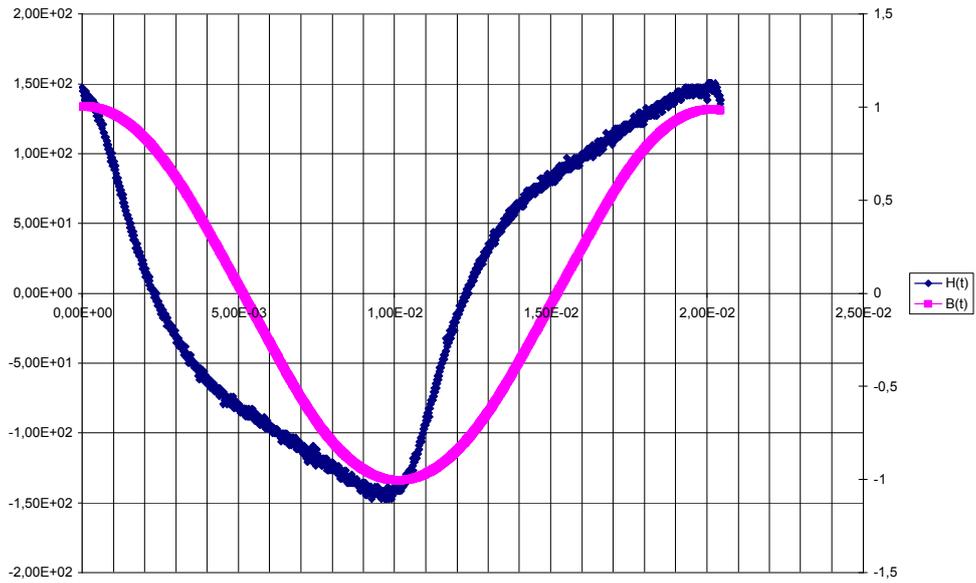


Figure III. 21 : Allure de H(t) et de B(t) pour $B_m = 1$ T

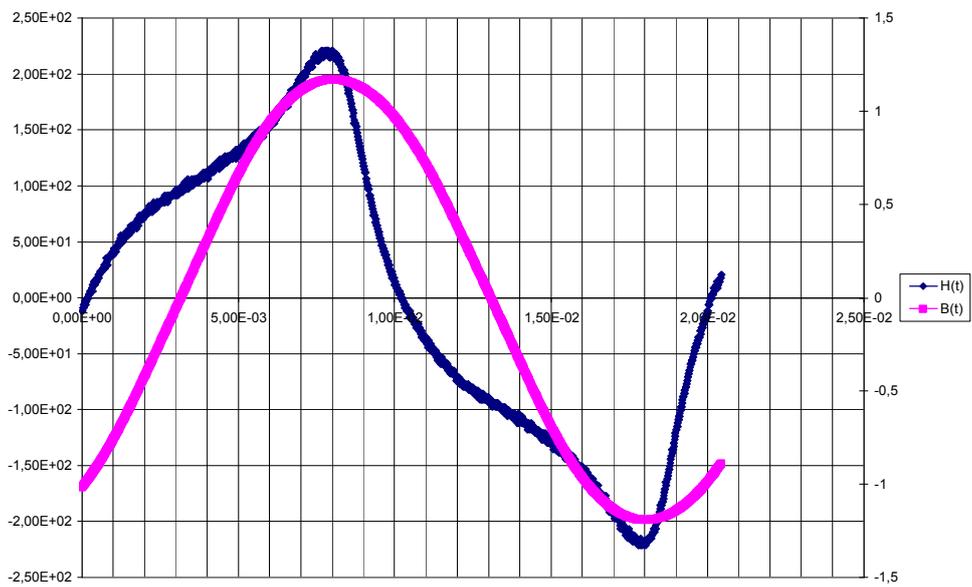


Figure III.22 : Allure de H(t) et de B(t) pour $B_m = 1.2$ T

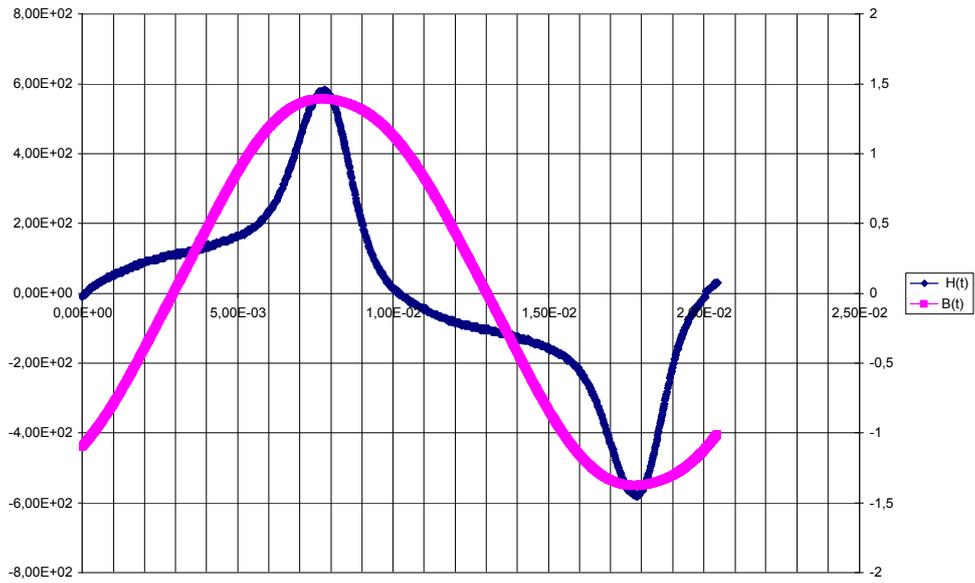


Figure III.23 : Allure de $H(t)$ et de $B(t)$ pour $B_m = 1.4$ T

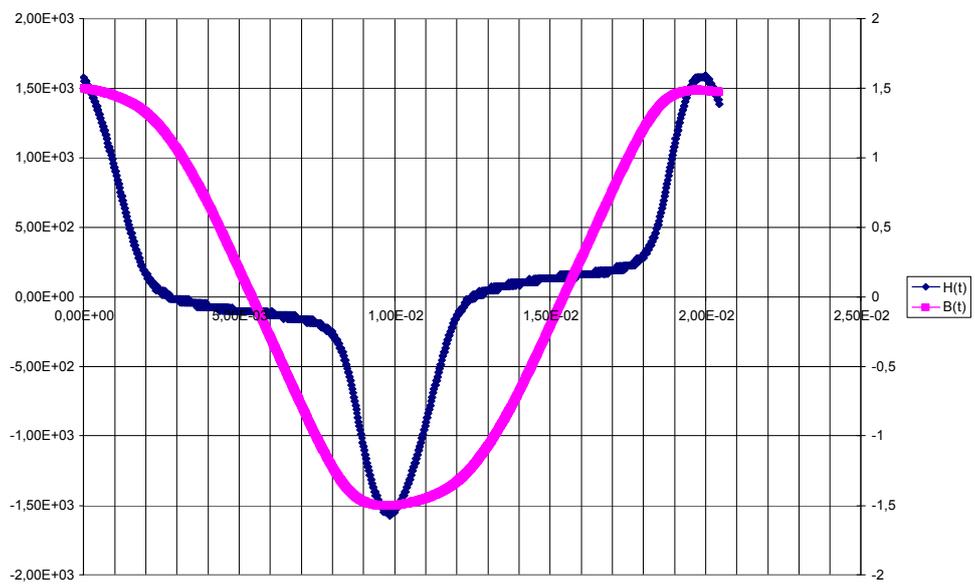


Figure III.24 : Allure de $H(t)$ et de $B(t)$ pour $B_m = 1.5$ T

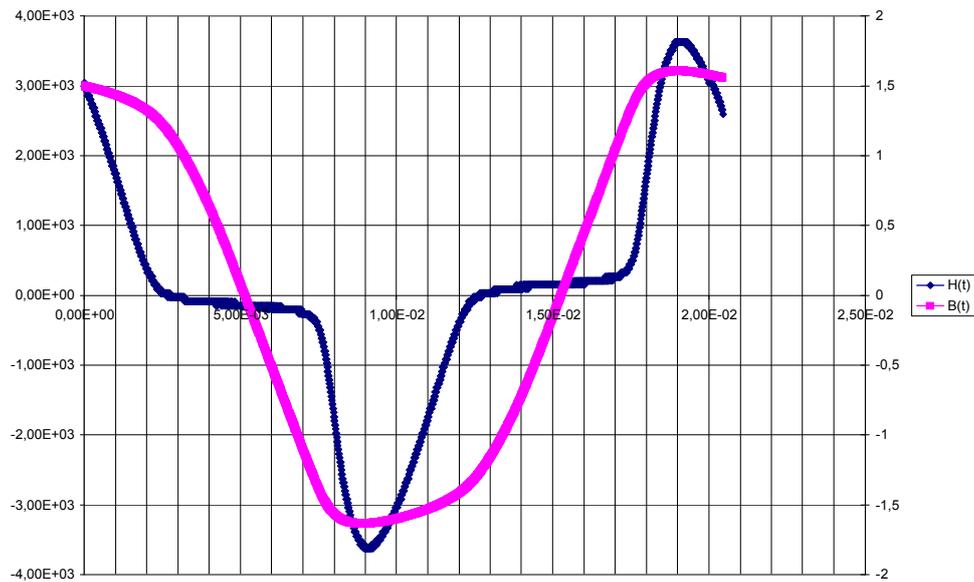


Figure III.25 : Allure de $H(t)$ et de $B(t)$ pour $B_m = 1.6$ T

Interprétation des résultats :

Induction magnétique

Pour un intervalle d'induction maximale situé entre 0.2 T et 1.4T, l'allure de l'induction magnétique $B(t)$ est très proche de la forme de la tension délivrée par la source.

A partir de $B_m = 1.5$ T, nous observons une déformation de $B(t)$ qui est due aux chutes de tension dans l'enroulement de magnétisation.

Champ magnétique

Pour un intervalle d'induction maximale allant de 0.2 T jusqu'à 0.4 T, l'allure de champ magnétique $H(t)$ est proche de la forme de la tension délivrée par la source.

A partir de $B_m = 0.6$ T, nous constatons une petite déformation de $H(t)$ qui devient plus importante pour les inductions supérieures à 1T, ce qui traduit l'effet de saturation du matériau sur la déformation du signal..

III.3.2. Harmoniques du champ et de l'induction magnétiques

III.3.2.1. Tôles 0.35 mm

Rang de l'harmonique	Harmoniques H (A/m)	Harmoniques B(T)
1	6,349348345	0,147268029
3	0,269983776	0,000162122
5	0,160859662	0,001044628
7	0,011747389	0,000201369
9	0,010046926	2,3156E-05
11	0,011158332	3,37958E-05
13	0,007094638	5,72957E-06
15	0,006780067	2,35568E-05
17	0,005953754	4,32545E-06
19	0,006002312	6,36364E-06
21	0,007810425	4,36908E-06
23	0,006519037	3,3704E-06
25	0,003884122	5,64083E-06
27	0,001025304	2,50756E-06
29	0,005371638	2,97481E-06
31	0,010874974	4,48485E-06

Tableau III.21 : Harmoniques de H(t) et B(t) pour $B_m = 0.2$ T

Rang de l'harmonique	Harmoniques H (A/m)	Harmoniques B (T)
1	10,07442116	0,284349065
3	0,468734564	0,000351443
5	0,264616208	0,000210866
7	0,026076145	0,000376634
9	0,006900449	3,91816E-05
11	0,009965648	6,0326E-05
13	0,012519154	1,40964E-05
15	0,01470757	4,52078E-05
17	0,008979113	9,10141E-06
19	0,00975664	1,59701E-05
21	0,005164832	9,06961E-06
23	0,004221354	6,03254E-06
25	0,005794712	1,19984E-05
27	0,004794231	6,3405E-06
29	0,006142055	4,74251E-06
31	0,0042135	9,90814E-06

Tableau III.22 : Harmoniques de H(t) et B(t) pour $B_m = 0.4$ T

Chapitre III Étude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

Rang de l'harmonique	Harmoniques H (A/m)	Harmoniques de B(T)
1	13,55128978	0,423072671
3	0,962547132	0,000597894
5	0,417218306	0,003023442
7	0,079509617	0,000553593
9	0,009699437	6,67032E-05
11	0,024684906	8,20293E-05
13	0,013287544	1,89101E-05
15	0,024852568	6,43677E-05
17	0,012143562	1,17235E-05
19	0,017231813	2,68949E-05
21	0,007075455	1,6488E-05
23	0,014539296	9,4943E-06
25	0,008745174	1,98672E-05
27	0,010329664	1,01807E-05
29	0,00447136	9,13839E-06
31	0,011660244	1,33728E-05

Tableau III.23 : Harmoniques de H(t) et B(t) pour $B_m = 0.6$ T

Rang de l'harmonique	Harmoniques H (A/m)	Harmoniques B(T)
1	16,98294737	0,567160152
3	2,170822475	0,000871113
5	0,664001252	0,004004068
7	0,197008193	0,000767161
9	0,045409569	8,78011E-05
11	0,018208817	0,000107683
13	0,010050139	1,83427E-05
15	0,017460444	8,53024E-05
17	0,00341415	2,12261E-05
19	0,010431353	3,52343E-05
21	0,002030066	1,76666E-05
23	0,004306415	1,33364E-05
25	0,007237596	2,54698E-05
27	0,003267188	1,01052E-05
29	0,00468348	1,24682E-05
31	0,006274306	1,59031E-05

Tableau III.24. Harmoniques de H(t) et B(t) pour $B_m = 0.8$ T

Chapitre III Étude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

Rang de l'harmonique	Harmoniques H (A/m)	Harmoniques B(T)
1	30,35253727	0,698791287
3	6,94021963	0,001114753
5	2,351066003	0,003335996
7	0,847131437	0,001036356
9	0,288170555	0,000142685
11	0,097696159	0,000188522
13	0,054731294	3,17239E-05
15	0,037769132	0,000111174
17	0,011351067	2,7589E-05
19	0,02559175	3,43472E-05
21	0,000670555	4,07947E-05
23	0,006685633	1,39111E-05
25	0,015508108	2,20997E-05
27	0,000616216	2,0353E-05
29	0,008902276	8,93852E-06
31	0,011092745	1,66898E-05

Tableau III.25 : Harmoniques de H(t) et B(t) pour $B_m = 1$ T

Rang de l'harmonique	Harmoniques H (A/m)	Harmoniques B(T)
1	4,24E+01	0,837218266
3	1,60E+01	0,001754452
5	7,94E+00	0,004199298
7	3,06E+00	0,001202772
9	1,30E+00	0,000212583
11	6,47E-01	0,000247144
13	2,90E-01	3,36483E-05
15	2,04E-01	0,000125409
17	1,51E-01	4,46429E-05
19	5,19E-02	4,10677E-05
21	1,98E-02	5,21928E-05
23	5,13E-02	2,24037E-05
25	1,14E-02	2,78565E-05
27	1,74E-02	2,92736E-05
29	3,43E-02	1,4562E-05
31	1,88E-02	1,96737E-05

Tableau III.26 : Harmoniques de H(t) et B(t) pour $B_m = 1.2$ T

Chapitre III Étude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

Rang de l'harmonique	Harmoniques H (A/m)	Harmoniques B(T)
1,00E+00	1,69E+02	0,981572737
3	1,16E+02	0,021837201
5	6,95E+01	0,057696889
7	2,93E+01	0,022792746
9	1,03E+01	0,004869165
11	3,35E+00	0,004368024
13	4,23E+00	0,00459615
15	4,52E+00	0,003224973
17	3,57E+00	0,003514703
19	3,02E+00	0,00268407
21	2,32E+00	0,001523279
23	1,91E+00	0,001676518
25	1,51E+00	0,001163865
27	1,01E+00	0,000888579
29	7,83E-01	0,000963399
31	4,63E-01	0,002404947

Tableau III.27 : Harmoniques de H(t) et B(t) pour $B_m = 1.4$ T

Rang de l'harmonique	Harmoniques H (A/m)	Harmoniques B(T)
1	2,28E+02	0,988240102
3	1,39E+02	0,006267696
5	4,86E+01	0,006934449
7	1,52E+01	0,00060506
9	3,31E+01	0,000629172
11	2,24E+01	0,000356444
13	5,83E+00	2,34254E-05
15	7,50E+00	0,000144077
17	9,92E+00	6,00501E-05
19	7,41E+00	4,20808E-05
21	1,84E+00	5,83601E-05
23	2,48E+00	2,56516E-05
25	4,02E+00	2,82171E-05
27	3,13E+00	3,21834E-05
29	1,11E+00	1,32185E-05
31	9,36E-01	2,1023E-05

Tableau III.28 : Harmoniques de H(t) et B(t) pour $B_m = 1.5$ T

Rang de l'harmonique	Harmoniques H (A/m)	Harmoniques B(T)
1	2,43E+02	1,07622525
3	6,92E+01	0,019332206
5	9,75E+01	0,013452819
7	6,12E+01	0,001248394
9	3,19E+01	0,007082964
11	4,05E+01	0,000347393
13	7,54E+00	0,000274337
15	2,56E+01	0,00014099
17	1,35E+01	6,88488E-05
19	6,29E+00	7,68637E-05
21	1,47E+01	7,32642E-05
23	1,85E+01	3,15125E-05
25	1,29E+01	2,01698E-05
27	3,89E+00	2,98561E-05
29	7,23E+00	1,69921E-05
31	2,13E+01	2,68423E-05

Tableau III.29 : Harmoniques de H(t) et B(t) pour $B_m = 1.6 T$

L'allures des amplitudes des harmoniques impaires ($n=1,3,5,\dots,31$) de B(t) et H(t) en fonction des rangs d'armoniques sont représentées sur les figures suivantes.

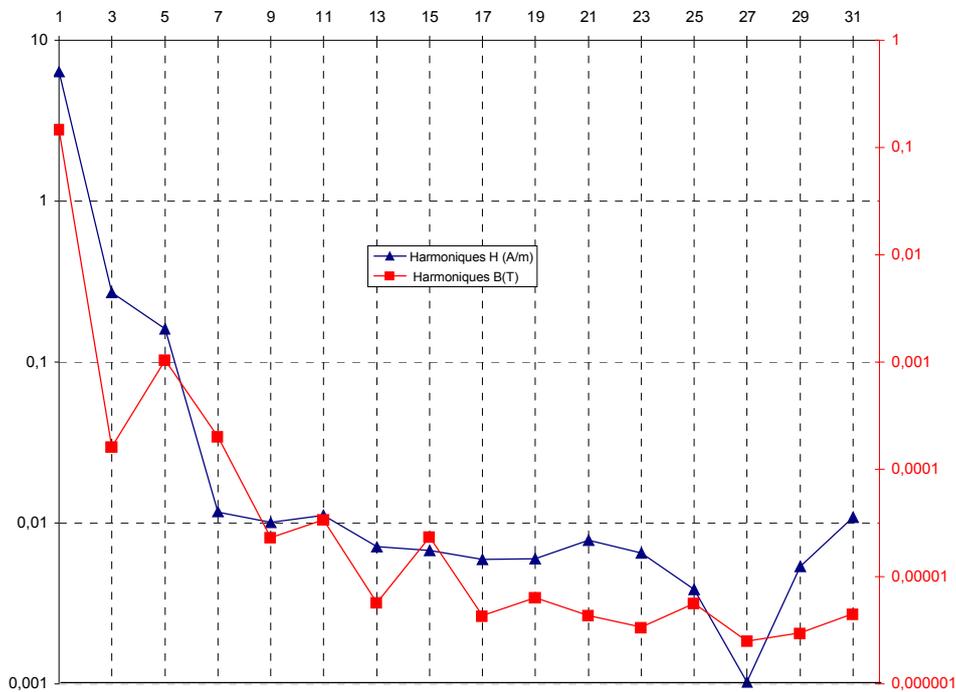


Figure III.26 : Amplitudes des Harmoniques de H(t) et de B(t) pour $B_m = 0.2 T$

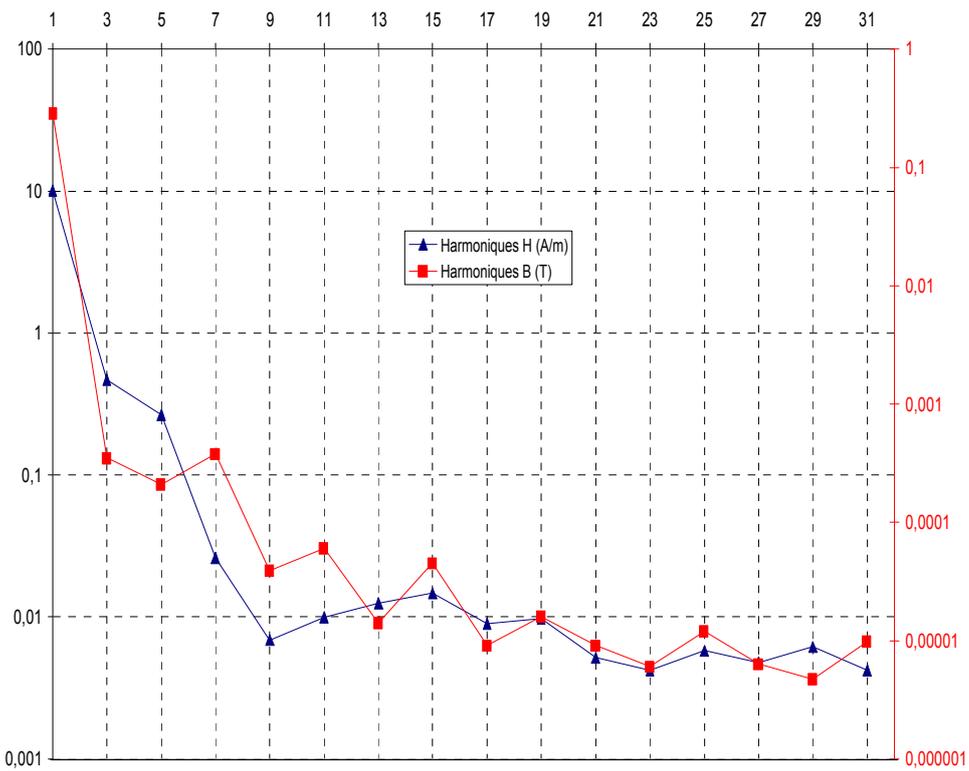


Figure III.27 : Amplitudes des Harmoniques de $H(t)$ et de $B(t)$ pour $B_m = 0.4$ T

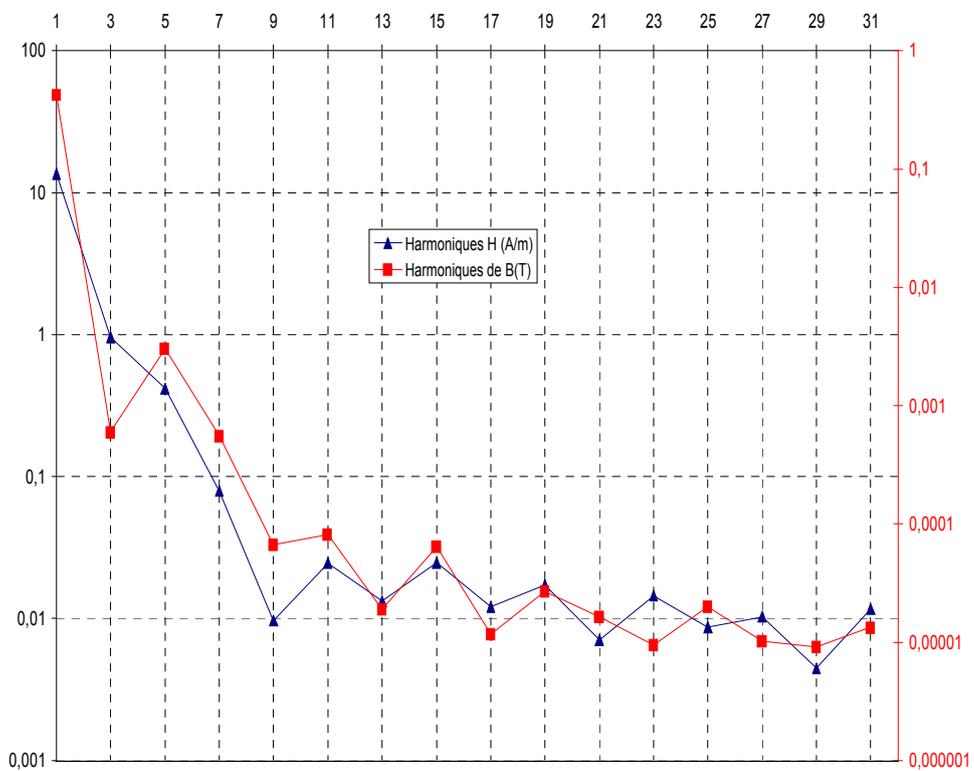


Figure III.28 : Amplitudes des Harmoniques de $H(t)$ et de $B(t)$ pour $B_m = 0.6$ T

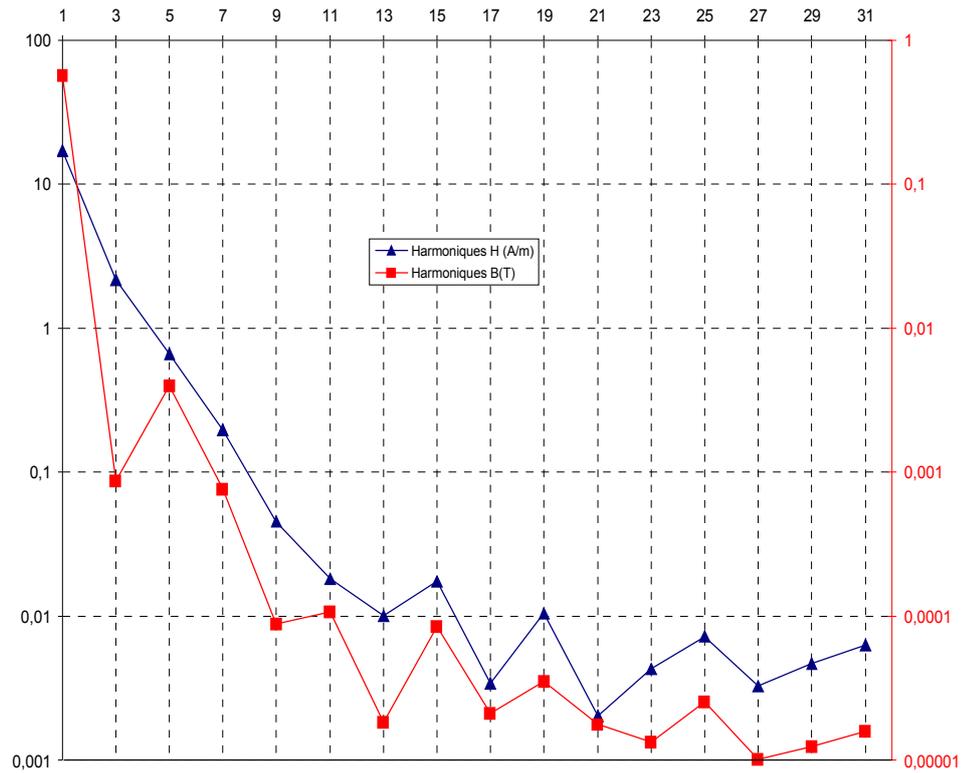


Figure III.29 : Amplitudes des Harmoniques de $H(t)$ et de $B_s(t)$ pour $B_m = 0.8$ T

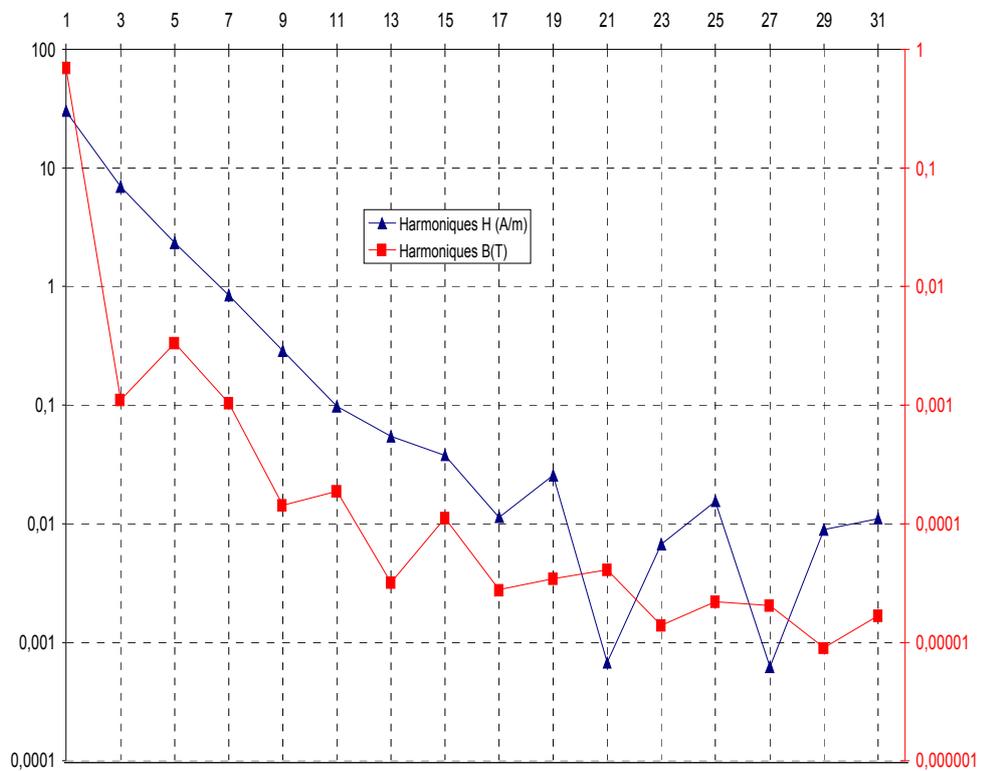


Figure III.30 : Amplitudes des Harmoniques de $H(t)$ et de $B(t)$ pour $B_m = 1$ T

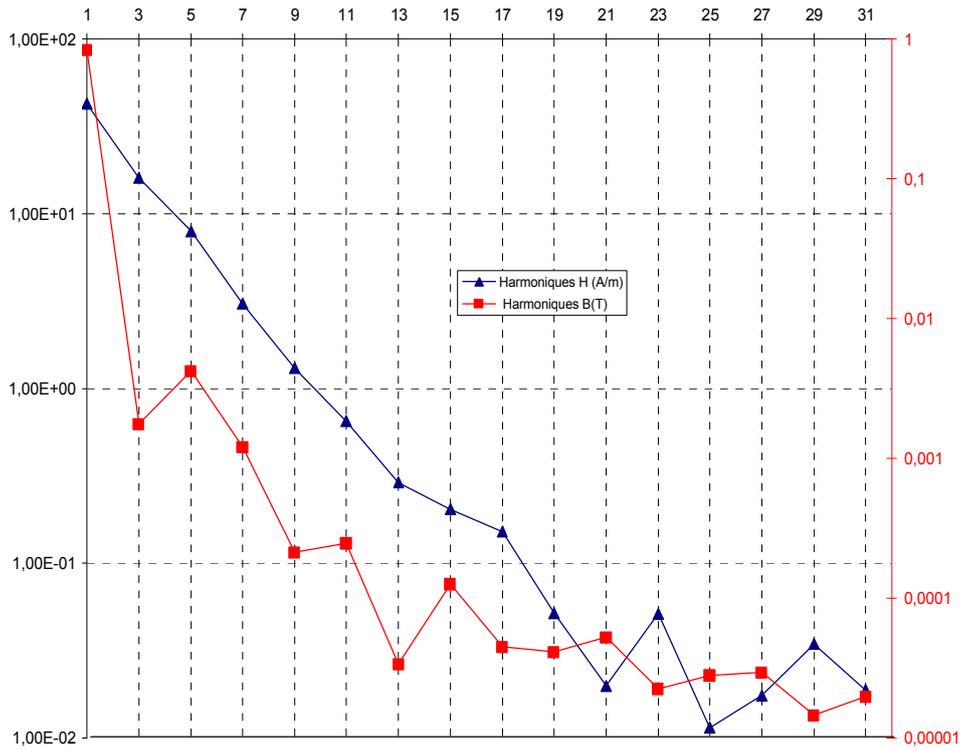


Figure III.31 : Amplitudes des Harmoniques de H(t) et de B(t) pour B_m = 1.2 T

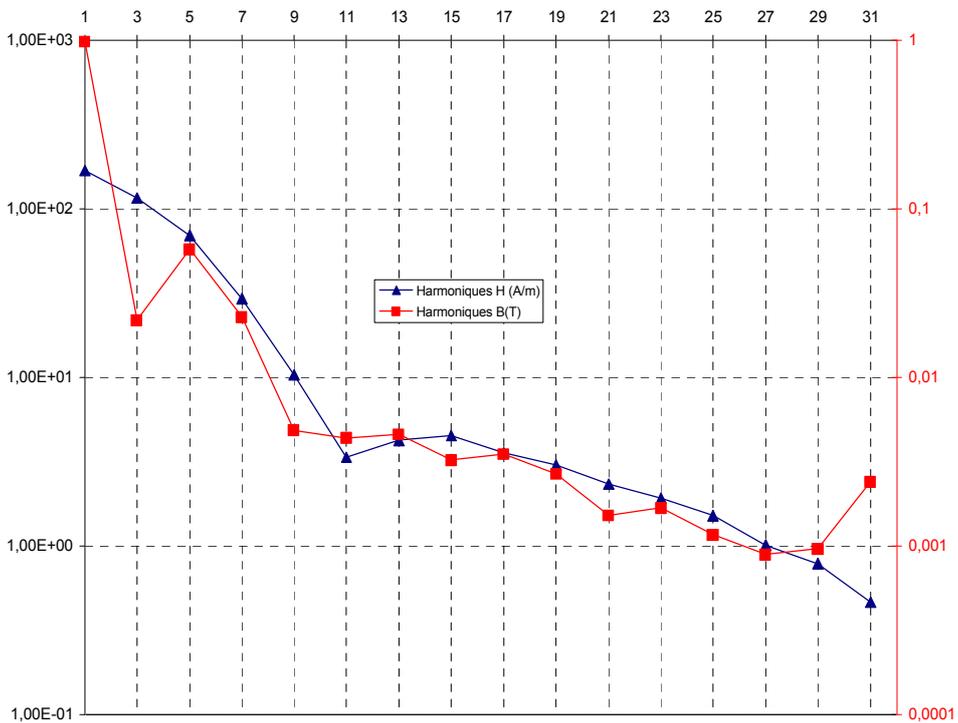


Figure III.32 : Amplitudes des Harmoniques de H(t) et de B(t) pour B_m = 1.4 T

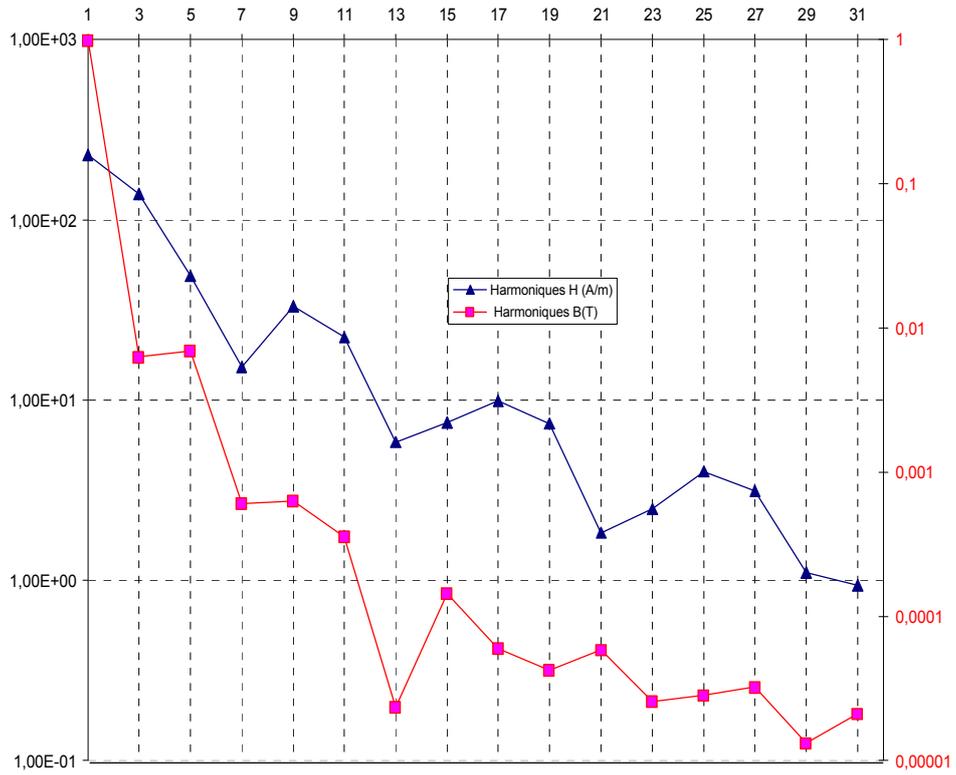


Figure III.33 : Amplitudes des Harmoniques de $H(t)$ et de $B(t)$ pour $B_m = 1.5$ T

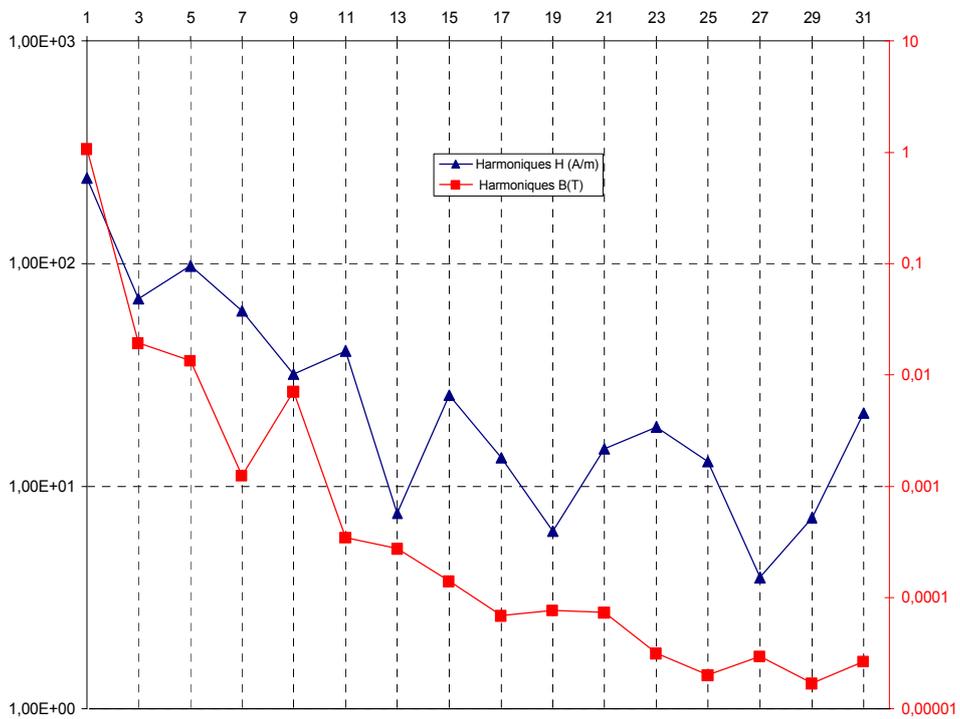


Figure III.34 : Amplitudes des Harmoniques de $H(t)$ et de $B(t)$ pour $B_m = 1.6$ T

Interprétation des résultats :

Harmoniques de l'induction magnétique

Pour un intervalle d'induction maximale de 0.2 T à 1.4 T les amplitudes des harmoniques supérieurs ou égal à 3 sont loin du fondamental ; c'est pour cette raison que la forme de l'induction magnétique n'est pas vraiment différente de celle de la tension délivrée par la source.

A partir de $B_m = 1.5$ T, les amplitudes des harmoniques de rang 3, 5 et 7 vont atteindre des valeurs de l'ordre 1/10 de celle du fondamental, ceci influe sensiblement sur la forme de $B(t)$ par une petite déformation.

Le champ magnétique

Nous remarquons que les amplitudes des Harmoniques impairs de $H(t)$ augmentent avec L'induction maximale B_m . Cette augmentation devient plus importante a partir de $B_m = 1$ T, ce qui explique la déformation de l'Allure de $H(t)$.

III.3.2.2. Tôles 0.5 mm

Rang de l'harmonique	Harmoniques H (A/m)	Harmoniques B(T)
1	47,60017242	0,0945317
3	3,211497726	0,00036901
5	1,013386051	0,00051602
7	0,203730093	0,00017744
9	0,046202213	9,76E-06
11	0,012193287	2,51E-05
13	0,027771155	5,55E-05
15	0,012292734	1,1787E-05
17	0,013979888	2,4086E-06
19	0,011803478	1,31124E-06
21	0,020506584	3,78777E-06
23	0,019999365	1,77546E-06
25	0,014490532	1,13639E-06
27	0,017046618	1,56873E-06
29	0,012193287	1,1595E-06
31	0,0112344	1,12279E-06

Tableau III.30 : Harmoniques de $H(t)$ et $B(t)$ pour $B_m = 0.2$ T

Chapitre III Étude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

Rang de l'harmonique	Harmoniques H (A/m)	Harmoniques B(T)
1	6,97E+01	0,273231147
3	5,77E+00	0,000965565
5	2,06E+00	0,001520012
7	3,87E-01	0,000493778
9	7,69E-02	3,14672E-05
11	3,01E-02	6,82849E-05
13	4,81E-02	1,42507E-05
15	8,69E-02	3,09674E-05
17	1,70E-02	8,35213E-06
19	1,63E-02	4,91831E-06
21	2,30E-02	8,88175E-06
23	1,45E-02	5,41728E-06
25	1,74E-02	5,50906E-06
27	1,22E-02	3,38687E-06
29	8,97E-03	2,62836E-06
31	1,19E-02	3,28951E-06

Tableau III. 31 : Harmoniques de H(t) et de B(t) pour $B_m = 0.4$ T

Rang de l'harmonique	Harmoniques H (A/m)	Harmoniques de B(T)
1	7,04E+01	0,428485691
3	8,65E+00	0,001618725
5	2,37E+00	0,002410146
7	6,68E-01	0,000742173
9	2,30E-01	6,25098E-05
11	9,73E-02	0,000106745
13	9,25E-02	2,2935E-05
15	7,15E-02	4,95698E-05
17	1,45E-02	1,05706E-05
19	1,09E-02	5,57067E-06
21	3,08E-02	1,46073E-05
23	1,59E-02	7,66006E-06
25	1,23E-02	6,44148E-06
27	8,61E-03	5,95626E-06
29	1,43E-02	4,4958E-06
31	1,16E-02	3,28951E-06

Tableau III. 32 : Harmoniques de H(t) et de B(t) pour $B_m = 0.6$ T

Chapitre III Étude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

Rang de l'harmonique	Harmoniques H (A/m)	Harmoniques B(T)
1	8,43E+01	0,553161459
3	1,19E+01	0,001843009
5	3,22E+00	0,002605258
7	1,18E+00	0,000883194
9	4,48E-01	7,32878E-05
11	2,12E-01	0,000132922
13	1,33E-01	2,84242E-05
15	1,11E-01	4,664E-05
17	3,64E-02	1,40371E-05
19	2,15E-02	1,25255E-05
21	3,56E-02	1,50082E-05
23	1,92E-02	8,57227E-06
25	2,50E-02	9,07884E-06
27	1,27E-02	8,81424E-06
29	1,71E-02	4,71715E-06
31	1,82E-02	5,09721E-06

Tableau III.33 : Harmoniques de H(t) et de B(t) pour $B_m = 0.8$ T

Rang de l'harmonique	Harmoniques H (A/m)	Harmoniques B(T)
1	9,68E+01	0,700722798
3	1,81E+01	0,002709545
5	5,38E+00	0,002880422
7	2,14E+00	0,001179453
9	9,50E-01	0,000186306
11	4,28E-01	0,000166905
13	3,12E-01	5,84365E-05
15	2,08E-01	6,74184E-05
17	5,96E-02	3,46131E-05
19	5,73E-02	2,86891E-05
21	7,56E-02	3,09308E-05
23	4,45E-02	1,32501E-05
25	6,71E-02	2,03629E-05
27	1,42E-02	1,6334E-05
29	1,90E-02	7,69177E-06
31	2,61E-02	1,40161E-05

Tableau III. 34 : Harmoniques de H(t) et de B(t) pour $B_m = 1$ T

Chapitre III Étude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

Rang de l'harmonique	Harmoniques H (A/m)	Harmoniques B(T)
1	1,23E+02	0,830489099
3	3,18E+01	0,004293236
5	1,25E+01	0,003858808
7	5,33E+00	0,001223364
9	2,30E+00	0,000285771
11	1,19E+00	0,000199022
13	7,18E-01	6,35372E-05
15	4,87E-01	6,88015E-05
17	1,94E-01	3,81053E-05
19	1,54E-01	4,05451E-05
21	1,28E-01	3,66837E-05
23	7,17E-02	1,99966E-05
25	9,22E-02	2,27845E-05
27	2,12E-02	1,82889E-05
29	2,42E-02	1,21221E-05
31	5,02E-02	1,65893E-05

Tableau III.35 : Harmoniques de H(t) et de B(t) pour $B_m = 1.2$ T

Rang de l'harmonique	Harmoniques H (A/m)	Harmoniques B(T)
1	2,17E+02	0,965152976
3	9,80E+01	0,011691801
5	5,20E+01	0,007207619
7	2,31E+01	0,000433404
9	1,01E+01	0,000810474
11	3,80E+00	0,000278994
13	1,58E+00	1,56919E-05
15	7,24E-01	8,50378E-05
17	3,54E-01	5,93661E-05
19	2,34E-01	4,61723E-05
21	1,95E-01	3,49623E-05
23	9,51E-02	2,19843E-05
25	4,61E-02	3,14251E-05
27	8,07E-02	1,93851E-05
29	5,55E-02	9,99527E-06
31	1,81E-02	2,24661E-05

Tableau III.36. Harmoniques de H(t) et de B(t) pour $B_m = 1.4$ T

Chapitre III Étude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

Rang de l'harmonique	Harmoniques H (A/m)	Harmoniques B(T)
1	5,18E+02	1,062528935
3	2,97E+02	0,048083298
5	1,58E+02	0,043953926
7	5,16E+01	0,024672601
9	1,28E+01	0,015758816
11	1,26E+01	0,007697769
13	6,39E+00	0,003928398
15	2,54E+00	0,003745568
17	2,16E+00	0,002562275
19	1,57E+00	0,001180135
21	7,06E-01	0,000259278
23	3,50E-01	0,00117039
25	3,07E-01	0,001915539
27	1,57E-01	0,00226154
29	7,98E-02	0,002813137
31	1,18E-01	0,003189452

Tableau III.37 : Harmoniques de H(t) et de B(t) pour $B_m = 1.5$ T

Rang de l'harmonique	Harmoniques H (A/m)	Harmoniques B(T)
1	6,18E+02	1,07482661
3	3,65E+02	0,034862337
5	1,87E+02	0,018910608
7	5,63E+01	0,000412229
9	2,22E+01	0,000688946
11	1,85E+01	0,000967446
13	8,21E+00	0,000270296
15	3,88E+00	0,000198458
17	3,38E+00	9,06302E-05
19	1,95E+00	5,67602E-05
21	1,13E+00	1,2538E-05
23	7,98E-01	3,27983E-05
25	4,18E-01	3,01744E-05
27	2,88E-01	1,7115E-05
29	2,62E-01	1,80849E-05
31	1,27E-01	1,43424E-05

Tableau III.38 : Harmonique de H(t) et de B(t) pour $B_m = 1.6$ T

L'allure des amplitudes impaires ($n= 1, 3,5,\dots,31$) de $B(t)$ et de $H(t)$ en fonction des rangs harmoniques sont représenté par les figures suivantes

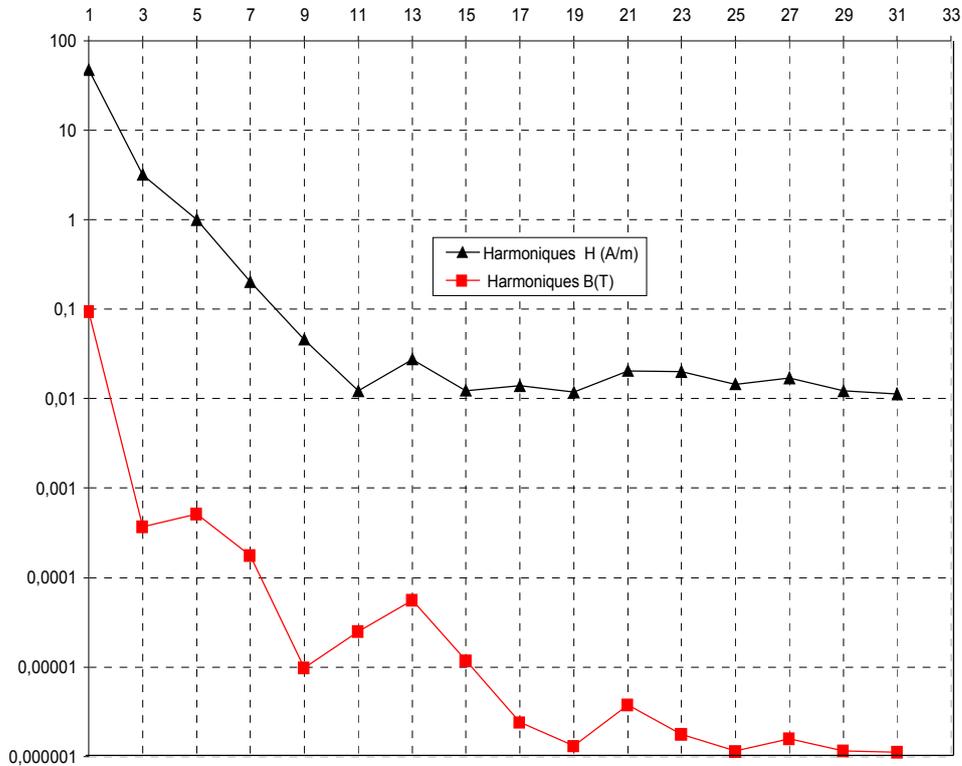


Figure III.35 : Amplitudes des Harmoniques de $H(t)$ et de $B(t)$ pour $B_m= 0.2$ T

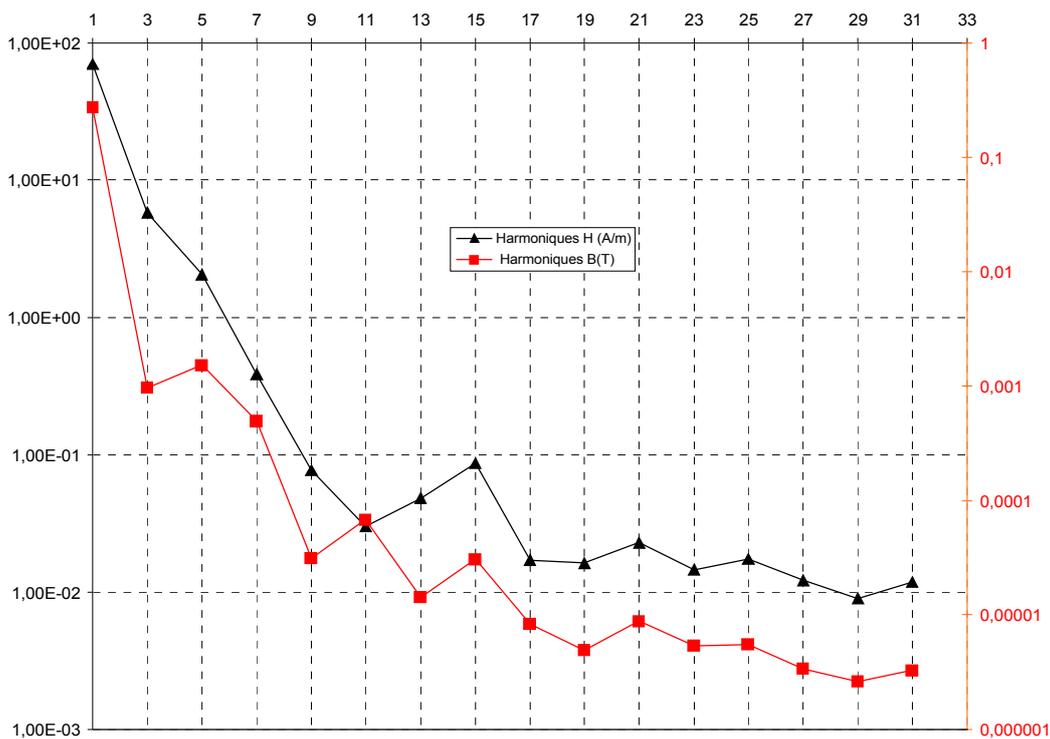


Figure III.36 : Amplitudes des Harmoniques de $H(t)$ et de $B(t)$ pour $B_m= 0.4$ T

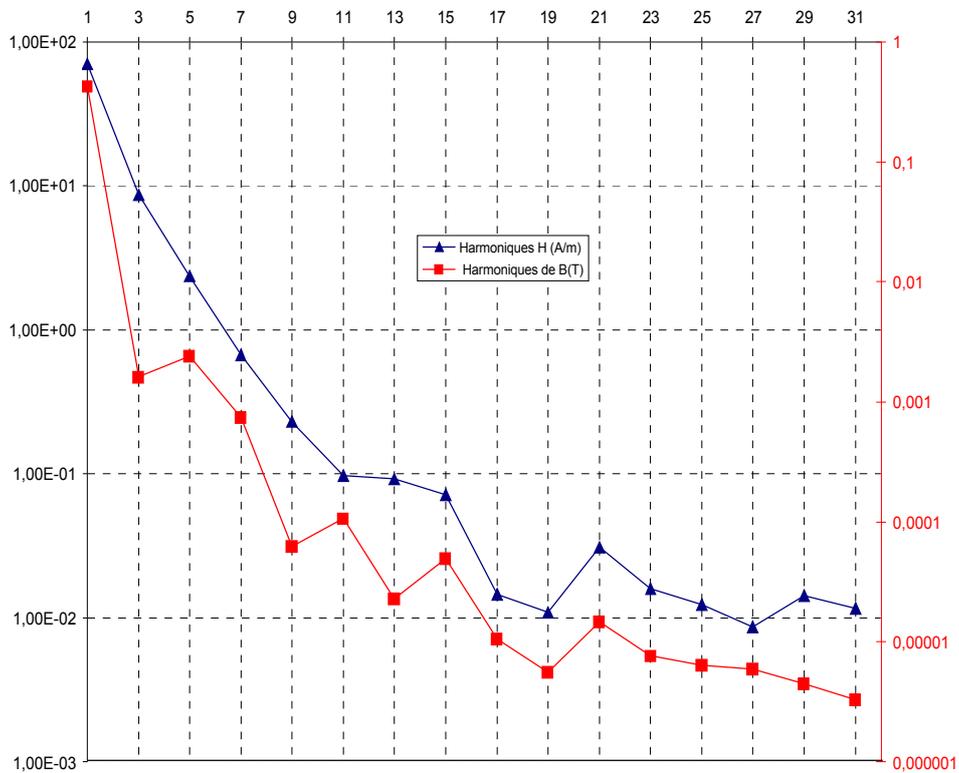


Figure III.37 : Amplitudes des Harmoniques de H(t) et de B(t) pour B_m= 0.6 T

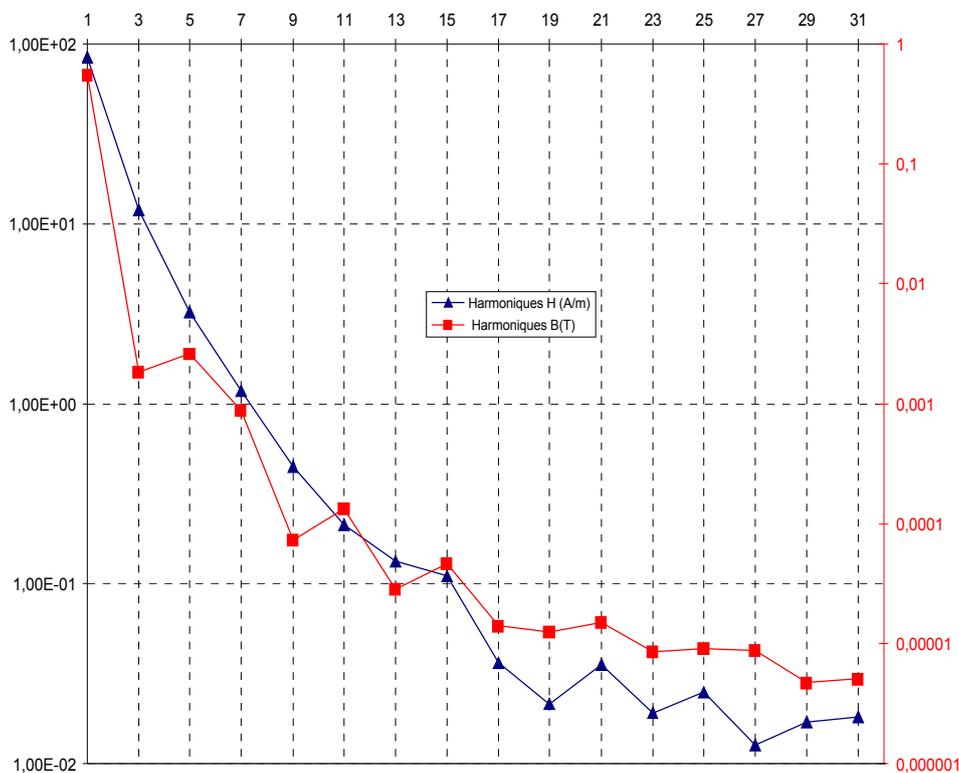


Figure III.38 : Amplitudes des Harmoniques de H(t) et de B(t) pour B_m= 0.8 T

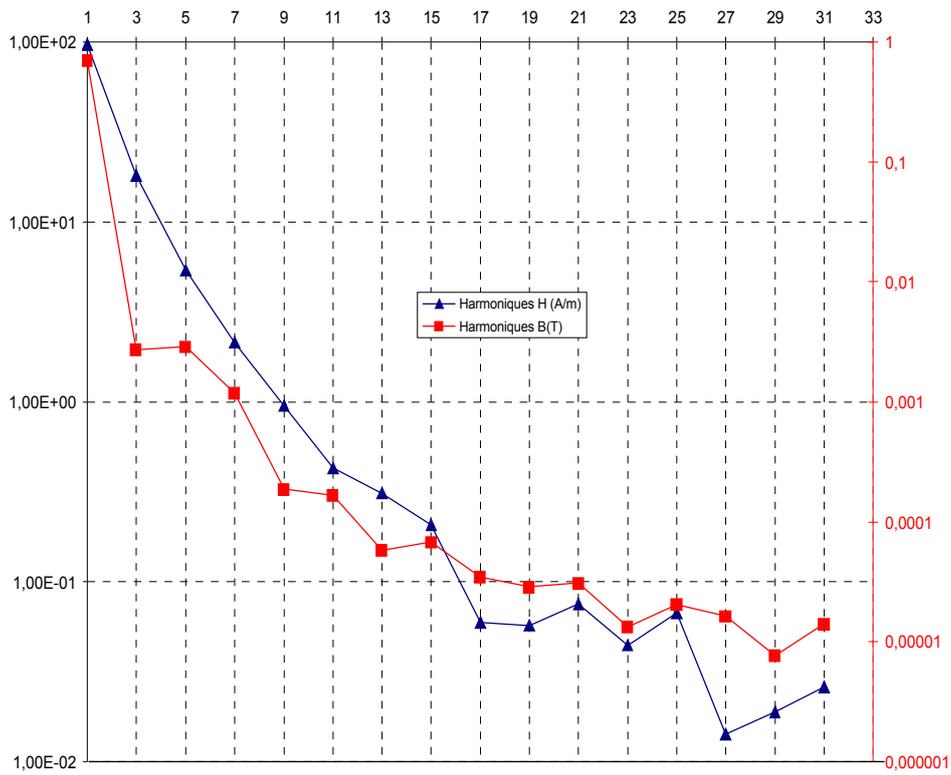


Figure III.39 : Amplitudes des Harmoniques de H(t) et de B(t) pour B_m= 1 T

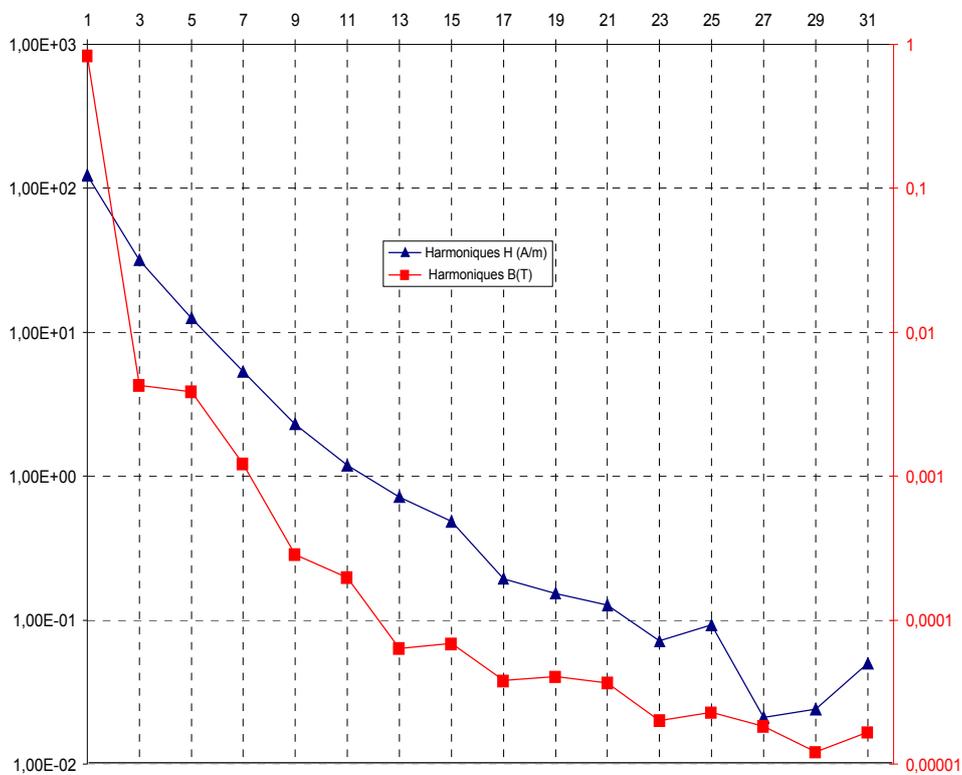


Figure III.40 : Amplitudes des Harmoniques de H(t) et de B(t) pour B_m= 1.2 T

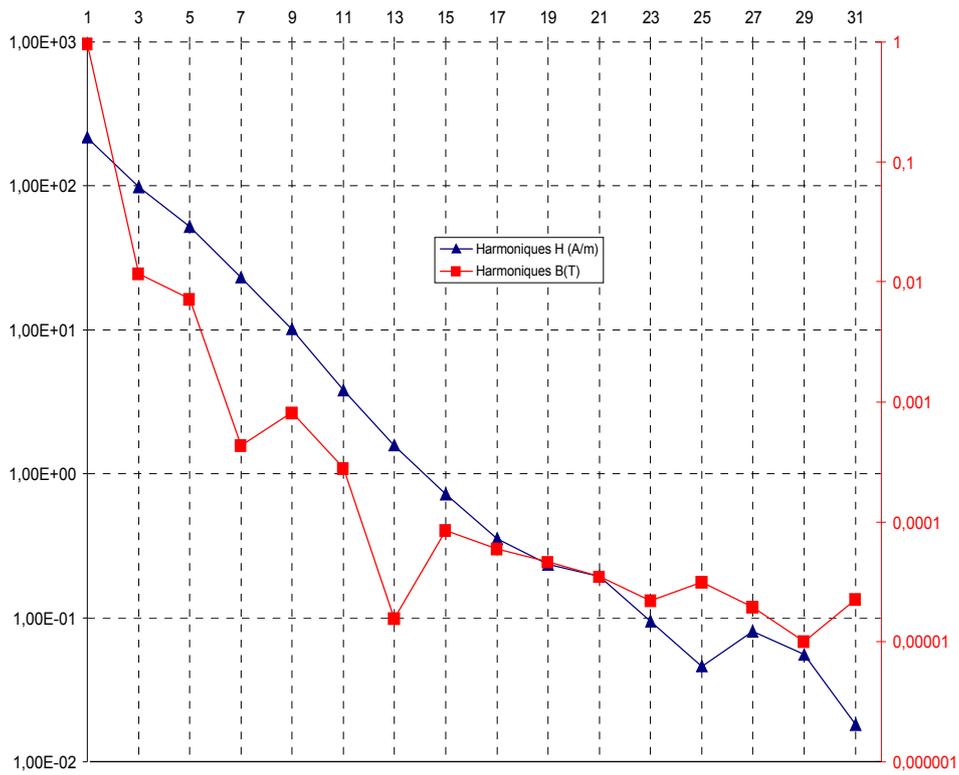


Figure III.41 : Amplitudes des Harmoniques de H(t) et de B(t) pour $B_m = 1.4$ T

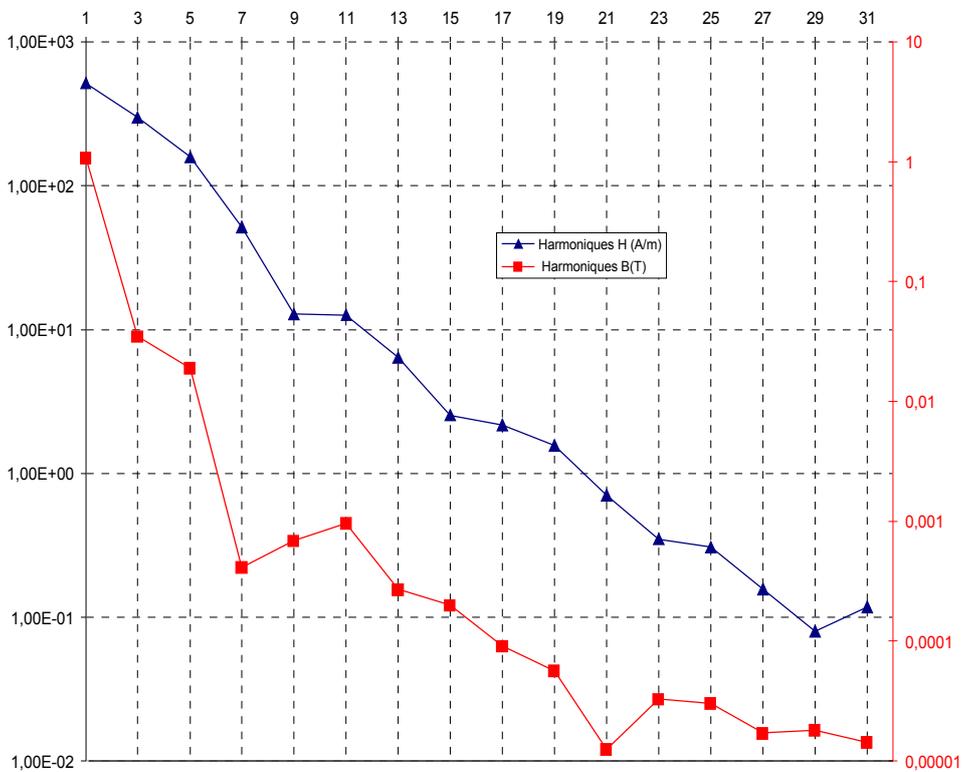


Figure III.42: Amplitudes des Harmoniques de H(t) et de B(t) pour $B_m = 1.5$ T

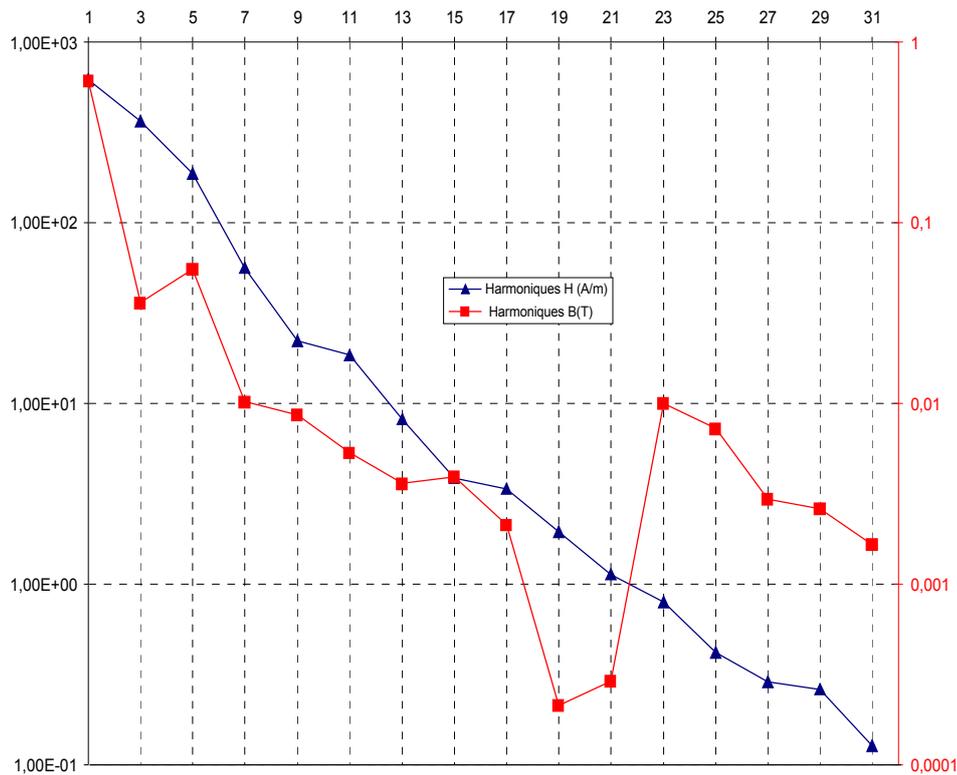


Figure III.43 : Amplitudes des Harmoniques de $H(t)$ et de $B(t)$ pour $B_m=1.6$ T

Interprétations des résultats :

Harmoniques de l'induction magnétique

Nous remarquons que les amplitudes des harmoniques impairs de $B(t)$ augmentent avec l'induction maximale B_m .

Pour les inductions maximales allant de 0.2 T à 1.2 T, les amplitudes des harmoniques de rang supérieur ou égal à 3 sont très inférieures à celle du fondamental ; ces harmoniques ayant des amplitudes faibles n'influent pas beaucoup sur la forme de $B(t)$.

A partir de $B_m=1.4$ T, les amplitudes harmoniques de rang 3 et 5 sont considérables ; ceci influe sur la forme de $B(t)$ par une petite déformation.

Harmoniques de champ magnétique

Nous observons que les amplitudes des harmoniques impaires de $H(t)$ augmentent avec l'induction maximale B_m , cette augmentation devient très importante à partir de 1.0 T, ce qui influe sur la forme du champ magnétique.

III.3.3. Pertes fer

III.3.3.1. Tôles 0.35 mm

Les pertes fer présentées dans les tableaux III.4 à III.12 pour les tôles 0.35 mm sont évaluées en [W/kg] en les divisant par la masse totale des tôles $m = 0.9 \text{ Kg}$, puis reproduites ci-dessous sous forme de tableau en fonction de l'induction maximale.

Induction maximale B_m [T]	Pertes fer P_{fer} [W/Kg]
0.2	$2.77 \cdot 10^{-2}$
0.4	$9.62 \cdot 10^{-2}$
0.6	$2.04 \cdot 10^{-1}$
0.8	$3.49 \cdot 10^{-1}$
1.0	$5.39 \cdot 10^{-1}$
1.2	$7.57 \cdot 10^{-1}$
1.4	1.26
1.5	1.69
1.6	2.94

Tableau III.39 : Pertes fer en fonction de l'induction maximale.

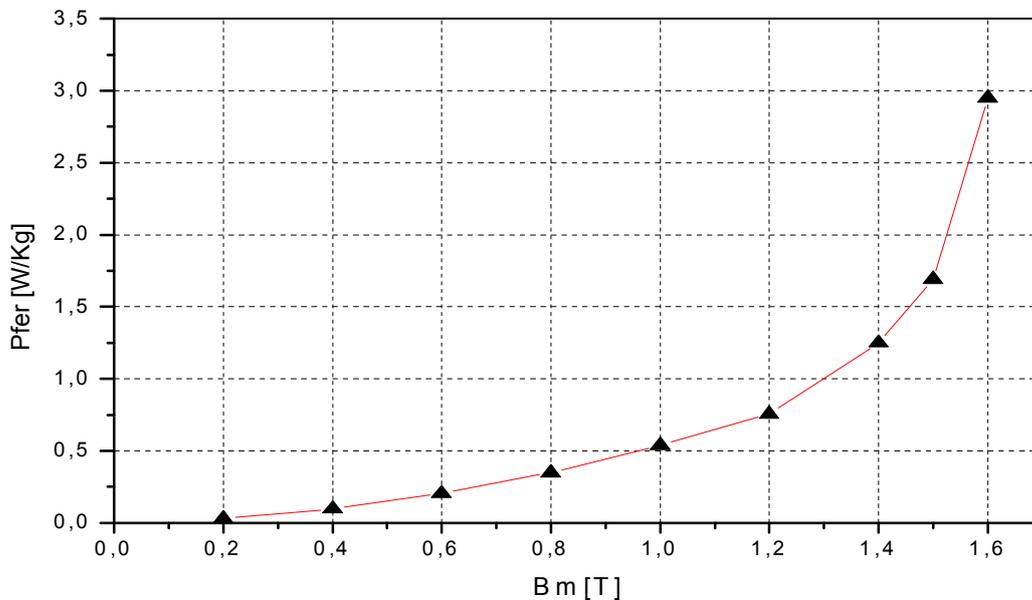


Figure III.44 : Evolution des Pertes fer en fonction de l'induction maximale.

Chapitre III Étude expérimentale des pertes fer et harmoniques du champ et de l'induction

Sur la figure III.44 est illustré le graphe des pertes magnétiques pour les tôles 0.35 mm en fonction de l'induction maximale. L'observation de cette figure montre que les pertes fer varient sensiblement paraboliquement avec l'induction de crête, ce qui est en accord avec l'étude théorique que nous avons menée dans le chapitre précédent. Les pertes n'excèdent pas 3 W/Kg pour 1.6 T, ce qui montre que les tôles étudiées sont de bonne qualité.

III.3.3.1. Tôles 0.50 mm

La masse totale des tôles 0.5 mm étant $m = 1.0112$ Kg, les pertes fer présentées dans les tableaux III.12 à III.20 sont évaluées en [W/kg], puis reproduites ci-dessous sous forme de tableau en fonction de l'induction maximale.

Induction maximale B_m [T]	Pertes fer P_{fer} [W/Kg]
0.2	$1.56 \cdot 10^{-1}$
0.4	$5.36 \cdot 10^{-1}$
0.6	$7.49 \cdot 10^{-1}$
0.8	1.23
1.0	1.61
1.2	2.23
1.4	3.13
1.5	4.00
1.6	4.70

Tableau III.40 : Pertes fer en fonction de l'induction maximale.

La figure III.45 représente la courbe des pertes magnétiques pour les tôles 0.5 mm en fonction de l'induction maximale. L'observation de ce graphe montre que les pertes fer varient également paraboliquement avec l'induction de crête, ce qui est aussi en accord avec l'étude théorique que nous avons menée précédemment. Pour cette épaisseur de tôle, les pertes fer s'élèvent à 4.7 W/Kg pour 1.6 T, ce qui est encore satisfaisant même si elles restent supérieures à celles des tôles de 0.35 mm d'épaisseur où les courants induits semblent moins importants.

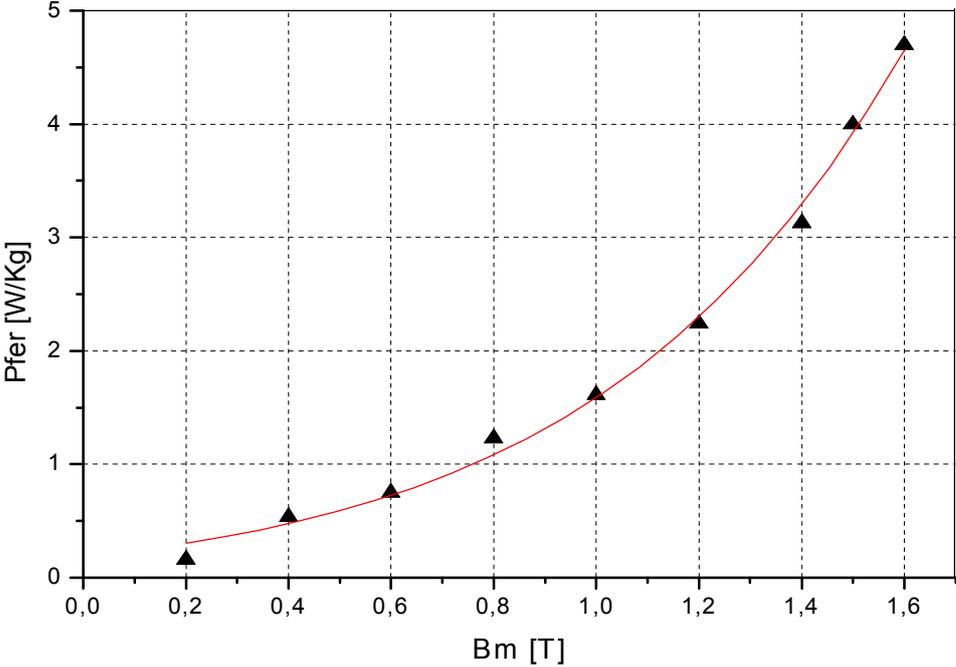


Figure III.45 : Evolution des Pertes fer en fonction de l'induction maximale.

Conclusion générale

Nous avons déterminé à travers ce mémoire les principales caractéristiques de deux échantillons de tôles Fer Silicium à grains orientés d'épaisseur respectives 0.35 mm et 0.50 mm.

Pour accomplir ces tâches, nous avons effectué une recherche bibliographique sur les notions physiques de base de magnétisme à différentes échelles permettant la compréhension du comportement des matériaux ferromagnétiques ainsi que leurs utilisations.

Pour obtenir les mesures et les données expérimentales utilisées dans notre travail, nous avons effectué deux essais expérimentaux sur un banc d'essai à cadre d'Epstein. Un pour les tôles 0.35 mm et l'autre pour 0.50 mm. Ensuite, nous avons relevé les signaux nécessaires à la détermination des grandeurs magnétiques de ces tôles. Ces mesures nous ont permis de tracer leur courbes de l'induction et du champ magnétique avec leurs harmoniques, ainsi que le calcul des pertes fer pour différentes valeurs de l'induction crête, en se servant du logiciel Microsoft Excel.

L'étude expérimentale nous permet de conclure que :

- ◆ L'allure du champ magnétique se déforme d'une manière considérable par rapport à celle de l'induction magnétique dès que l'on s'approche des inductions maximales élevées.
- ◆ Quand on augmente l'induction maximale, les harmoniques du champ et de l'induction magnétiques deviennent plus importants, par conséquent leurs allures se déforment et les pertes fer augmentent.
- ◆ La variation de ces pertes en fonction de l'induction maximale suit une allure parabolique, ce qui est en accord avec les résultats du chapitre II.
- ◆ Pour les tôles 0.35 mm, les valeurs de pertes fer sont satisfaisantes. Cependant pour les tôles 0.50 mm, les pertes restent relativement élevées à cause des courants induits qui sont plus importants dans ces dernières tôles.

Nous souhaitons que ce modeste travail puisse apporter intérêt à tous ceux qui auront à le consulter.

Référence Bibliographiques

- [1] **P. Robert,**
« Matériaux de l'électrotechnique »,
Edition Dunod, Paris 1979.

- [2] **J. E. Thomson,**
« The magnetic properties of materials »,
Edition Newnes Books, New York, 1968.

- [3] **Christian Garing,**
« Milieux magnétiques »,
Edition Marketing, Paris 1996.

- [4] **P. Brissonneau,**
« Magnétisme et matériaux magnétique pour l'électrotechnique »,
Edition Hermès, Paris 1997.

- [5] **M. Aziri et S. Tagzirt,**
« Etude des pertes fer et analyse harmonique du champ et de l'induction magnétique dans les tôles FeSi »,
Mémoire d'ingénieurs, UMMTO, 2006.

- [6] **S. Chikazumi,**
« Physics of magnetism »,
Edition John Willey and Sons, Inc., New York 1964.

- [7] **G. Bertotti,**
« General properties of power losses in soft ferromagnetic materials »,
IEEE Trans. On Magn, Vol. 29, N° 1, pp 621-630, 1988.

- [8] **J.B .Barth, M.N.E.F,**
« Alternating electromagnetic field, eddy current and power loss in solid iron »,
Proc. IEE. Vol. 120, No 11, November 1973.

- [9] **H. Kacimi et S. Kebdi,**
« Etude des pertes magnétiques à l'aide d'un cadre d'Epstein »,
Mémoire d'ingénieurs, UMMTO, 1998.

- [10] **J.Baranger,**
« Introduction à l'analyse numérique »,
Edition Hermann, Paris 1997.