

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE



UNIVERSITE BADJI MOKHTAR – ANNABA

FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR

DEPARTEMENT D'ELECTROMECHANIQUE

جامعة باجي مختار - عنابة

كلية علوم المهندسين

قسم الإلكتروميكانيك

THESE

Présentée en vue de l'obtention du diplôme de
DOCTORAT D'ETAT

**CARACTERISATION DES MATERIAUX MAGNETIQUES
SOUS CHAMP TOURNANT – Dispositif Experimental**

Option : **ELECTROMECHANIQUE**

Par

Mohamed Faouzi RACHEDI

Directeur de thèse : Rabah DIABI

M.C Université Annaba

Président: Ali BELHAMRA

M.C Université Annaba

Examineurs: Abdenacer ABOUBOU

M.C Université Biskra

Lazhar HEROUS

M.C Université Annaba

Qu'il me soit permis de remercier ici,

Monsieur Rabah DIABI, maître de conférence au département d'électromécanique, pour m'avoir accordé sa confiance en m'accordant la direction de cette thèse, pour la qualité de ses orientations et de ses précieux conseils, ainsi que pour la bienveillance qu'il m'a toujours témoigné.

Monsieur Ali BELHAMRA, maître de conférence au département d'électromécanique, d'avoir accepté, en me faisant l'honneur de présider le jury de soutenance.

Monsieur Abdenacer ABOUBOU, maître de conférence au département d'électrotechnique de l'université de BISKRA de l'intérêt qu'il porte à ce sujet en acceptant de participer au jury.

Monsieur Lazhar HEROUS, maître de conférence au département d'électromécanique, qui s'intéresse à ce travail en me faisant l'honneur de participer au jury.

Monsieur Slimane BOURAS, maître de conférence au département d'électromécanique de m'honorer de sa présence au jury.

Tout le personnel du laboratoire du CNAM pour leur collaboration tant sur le plan technique que sur le plan personnel en ne ménageant pas leur aide et encouragements et à qui je dois d'avoir mené à terme ces travaux dans les meilleures conditions.

Qu'il me soit permis également d'associer tous ceux dont les encouragements tout au long de la préparation de ma thèse au département d'électromécanique ont contribué à l'aboutissement jusqu'à la soutenance .

SOMMAIRE

* * * * *

1 - INTRODUCTION

- 1.1 - Dispositifs et techniques de caractérisation
- 1.2 - Paramètres influents sur les pertes
- 1.3 - Influence des convertisseurs statiques
- 1.4 - Elaboration et préparations des échantillons

2 - CREATION D'UN CHAMP TOURNANT

3 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

3.1 - Perméamètre à champ tournant

3.1.1 - Principe

3.1.2 - Choix des culasses

3.1.3 - Circuits d'excitation et détermination des champs magnétiques

3.1.3.1 - Circuit d'excitation selon l'axe OX

3.1.3.2 - Circuit d'excitation selon l'axe OY

3.1.3.3 - Détermination des champs magnétiques selon OX et OY

3.1.4 - Bobines de détection de l'induction. Détermination du module de l'induction tournante

3.1.5 - Enroulements auxiliaires

3.2 - Circuit d'alimentation. Etude de l'asservissement.

3.3 - Traitement des données.

3.3.1 - Matériel d'acquisition et de traitement des mesures

3.3.2 - Détermination des pertes

3.3.3 - Logiciel

4 - MISE AU POINT DE LA METHODE DE MESURE

4.1 - Mise au point selon l'axe OX

4.2 - Mise au point selon l'axe OY

4.2.1 - Evolution du dispositif

4.2.2 - Logiciel

4.2.3 - Résultat des mesures

5- CARACTERISATION SOUS CHAMP TOURNANT

5.1 - Mise au point des mesures d'induction

5.2 - Influence du champ démagnétisant

5.3 - Détermination des pertes. Résultat des mesures

6 - CONCLUSION

7 - ANNEXE

Liste des figures:

- Figure 1.1 : Appareil de mesure utilisant la bobine de Helmholtz.
- Figure 1.2 : mesure des pertes par la méthode thermique
- Figure 1.3 : La mesure de pertes par SST
- Figure 1.4 : cadre à deux bobines biphasées
- Figure 1.5 : cadre à champ tournant
- Figure 1.6 : Cadre d'Epstein
- Figure 1.7 : Système de mesure de couple exercé sur l'échantillon
- Figure 1.8 : L'influence de la forme d'onde dans l'entrefer sur l'enveloppe d'induction
- Figure 1.9 : L'influence de rapport encoche/dents sur les enveloppes d'induction
- Figure 1.10 : L'influence de profondeur de point de mesure sur les enveloppes.
- Figure 1.11 : L'influence de la forme d'encoche.
- Figure 1.12 : L'influence de l'anisotropie sur les enveloppes d'inductions.
- Figure 1.13 : Le convertisseur alimentant l'inducteur
- Figure 1.14 : Le courant délivré par le convertisseur alimentant l'inducteur
- Figure 1.15 : L'influence du hachage sur la l'induction dans l'entrefer.
- Figure 1.16: L'induction dans l'entrefer est l'image du courant inducteur.
- Figure 1.17 : Les pertes en fonction du fondamental pour deux types de matériaux
- Figure 1.18 : Les pertes dans une tôle Fe-Si en fonction du fondamental pour différentes valeurs du courant
- Figure 1.19 : Les pertes dans une tôle Fe-Si en fonction du courant
- Figure 1.20 : Les pertes dans une tôle d'Acier en fonction du fondamental, pour les différentes valeurs du courant.
- Figure 1.21 : Les pertes dans une tôle d'Acier en fonction du courant inducteur
- Figure 1.22 : Les pertes dans une tôle Fe-Si en fonction du fondamental
- Figure 1.23 Les pertes dans une tôle Fe-Si en fonction de la fréquence de hachage
- Figure 1.24 : Les pertes dans une tôle d'Acier en fonction du fondamental, pour différentes fréquences de hachage.

- Figure 1.25 : Les pertes dans une tôle d'Acier en fonction de la fréquence de hachage
- Figure 1.26: Les pertes dans une tôle Fe-Si en fonction du fondamental, pour différents taux d'ondulation.
- Figure 1.27 : Les pertes dans une tôle Fe-Si en fonction du taux d'ondulation.
- Figure 1.28 : Les pertes dans une tôle d'Acier en fonction du fondamental pour différents taux d'ondulation
- Figure 1.29: Courbe expérimentale et modèle mathématique pour une tôle Fe-Si et un courant de 6A.
- Figure 1.30 : Courbe expérimentale et modèle mathématique pour une tôle d'acier et un courant de 5A.
- Figure 1.31 Courbe expérimentale et modèle mathématique pour une tôle Fe-Si et une fréquence de 70Hz.
- Figure 1.32: Courbe expérimentale et modèle mathématique pour une tôle d'acier et une fréquence de 70Hz
- Figure 1.33 : influence de la teneur en silicium
- Figure 1.34: Principe de la trempe rapide
- Figure 1.35 : influence du recuit sur la taille moyenne des grains dans la structure
- Figure 1.36 diagramme d'équilibre du système Fe-Si
- Figure 1.37 : Evolution de la micro dureté en fonction de la température du recuit
- Figure 1.38 : Evolution de la microdurete en fonction de la durée du recuit
- Figure 2.1 : forme du champ si on suppose $B_x \geq B_y$
- Figure 2.2 : forme du champ si on suppose $B_x = B_y$
- Figure 3.1 : circuit magnétique équivalent selon ox
- Figure 3.2 : circuit magnétique équivalent simplifié selon ox
- Figure 3.3 : circuit magnétique équivalent selon oy
- Figure 3.4 : circuit magnétique équivalent simplifié selon oy
- Figure 3.5 : dispositif à bobines de détection de l'induction
- Figure 3.6 : circuit d'asservissement du flux selon les axes ox et oy
- Figure 3.7 : courbe théorique des pertes en champ tournant et en champ longitudinal
- Figure 3.8 : zones du ruban soumises aux champ tournant et au champ fixe
- Figure 4.1 : schéma du circuit d'alimentation pour une caractérisation à champ longitudinal
- Figure 4.2 : dispositif utilisant culasse ferrite coulissante et tôles a grains orientés pour minimiser l'effet du champ démagnétisant

- Figure 4.3 : dispositif utilisant un paquet de tôles à grains orientés pour minimiser l'effet du champ démagnétisant
- Figure 4.4 : présentation des tôles testées, alternées par rapport aux tôles de fermetures des lignes de flux
- Figure 4.5 : présentation avec une seule tôle à tester posée sur le paquet des tôles de fermetures
- Figure 4.6 : représentation des lignes de flux relatif au dispositif 4
- Figure 4.7: dispositif utilisant uniquement les culasses coulissantes de fermeture du flux, en ferrites.
- Figure 4.8 : dispositif utilisant un échantillon de dimensions adaptées
- Figure 5.1 : dispositif à culasses mobiles pour tester un ruban sous champ tournant
- Figure 5.2 : écart de la forme de l'induction souhaitée à celle mesurée

Liste des planches:

- Planche 2.1: perméamètre à champ tournant - circuit magnétique
- Planche 3.1: culasses C1- circuit longitudinal
- Planche 3.2: culasses C2- circuit transversal
- Planche 3.3: circuit d'alimentation
- Planche 3.4: organigramme de détermination des pertes en champ tournant
- Planche 4.0: perméamètre de référence à champ fixe
- Planche 4.1: circuit d'alimentation longitudinal
- Planche 4.2: aimantation longitudinale sous champ alternatif à 400Hz
- Planche 4.3: aimantation transversale sous champ alternatif à 400Hz pour les dispositifs de mesure de 1 à 4
- Planche 4.4: aimantation transversale sous champ alternatif à 400Hz pour les dispositifs de mesure 4 et 5 et 6
- Planche 4.5: organigramme de détermination des pertes en champ fixe
- Planche 4.6: aimantation dans les directions orthogonales à 50Hz et 400Hz
- Planche 4.7: perméabilité en fonction de l'induction à 50Hz et 400Hz
- Planche 4.8: pertes en fonction de l'induction selon OX et OY à 50Hz et 400Hz
- Planche 5.1: pertes en fonction de l'induction sous champ alternatif à 50 Hz
- Planche 5.2: pertes massiques en fonction de l'induction $f=50\text{Hz}$
- Planche 5.3: pertes en fonction de l'induction sous champ alternatif à 400Hz

- Planche 5.4: pertes massiques en fonction de l'induction $f=400\text{Hz}$

SYMBOLES UTILISES

$\Omega,$	vitesse angulaire
$R_L,$	réductance du ruban dans le sens longitudinal
$R_C,$	réductance d'une culasse (circuit ABCD, axe OX)
$R_e,$	réductance de l'entrefer (entre le ruban et une culasse, (axe OX))
$R_{air},$	réductance de la couche d'air comprise entre les bobines d'excitation (axe OX)
$R'_{air},$	réductance de la section d'air entourant le ruban et comprise entre les deux culasses coulissantes (axe OY)
$R_T,$	réductance du ruban dans le sens transversal
$R'_C,$	réductance d'une culasse (circuit ABCD, axe OY)
$R_{CI},$	réductance d'une culasse coulissante (circuit FA, axe OY)
$R'_e,$	réductance de l'entrefer (entre le ruban et une culasse, axe OY)
$R_{e'},$	réductance de l'entrefer (entre deux portion de culasse, axe OY)
$F,$	force magnétomotrice (axe OX)
$F',$	force magnétomotrice correspondant à 2 N spires (axe OY)
$V_a,$	différence de potentiel magnétique entre les extrémités du ruban (entre les points G et H repérés sur la planche 3.1, axe OX)
$V_a,$	d.d.p. magnétique entre les extrémités latérales du ruban (entre les points P et P' repérés sur la planche 3.2, axe OY)
$l,$	longueur utile du ruban dans le sens longitudinal

l' ,	largeur du ruban
l_r ,	longueur du ruban (sous champ alternatif)
N_L ,	nombre de spires d'une bobine d'excitation (axe OX)
N_d ,	nombre de spires d'un enroulement auxiliaire (axe OX)
N_T ,	nombre de spires d'une bobine d'excitation (axe OY)
N'_d ,	nombre de spires d'un enroulement auxiliaire (axe OY)
n_1, n_2, n	nombre de spires d'une bobine de détection
n_e ,	nombre de spires de l'enroulement d'excitation (sous champ alternatif)
I_x ,	courant inducteur (axe OX)
I_y ,	courant inducteur (axe OY)
u_1 ,	f.e.m. induite aux bornes de la bobine de détection b_1
u_2 ,	f.e.m. induite aux bornes de la bobine de détection b_2
u ,	tension de référence (axe OX)
u' ,	tension de référence (axe OY)
φ_1 ,	flux magnétique à travers la bobine de détection b_1
φ_2 ,	flux à travers la bobine de détection b_2
φ_x ,	flux à travers le ruban, associé à la composante selon l'axe OX de l'induction
φ_y ,	flux à travers le ruban, associé à la composante selon l'axe OY de l'induction
φ ,	flux à travers la bobine de détection (sous champ alternatif)
B_x ,	induction magnétique maximale selon l'axe OX

B_y ,	induction maximale selon l'axe OY
S_x ,	section du ruban parcourue par b (t)
S_y ,	section du ruban parcourue par b (t)
s_r ,	section du ruban (sous champ alternatif)
s_{ai} ,	section d'air dans une bobine de détection de l'induction
e_r ,	épaisseur du ruban (sous champ alternatif)
v_r ,	volume du ruban (sous champ alternatif)
δ ,	masse volumique du ruban
μ_0 ,	perméabilité de l'air
μ_r ,	perméabilité relative du ruban
P_x ,	puissance moyenne dissipée dans le ruban selon l'axe OX
P_y ,	puissance moyenne dissipée dans le ruban selon l'axe OY
P_T ,	pertes totales dans le ruban
P_{CT} ,	pertes dans la zone du ruban sous champ tournant
P_A ,	pertes dans les deux zones du ruban soumises à un champ alternatif
P_{XL}	pertes volumiques sous champ alternatif longitudinal (axe OX)
p_{CT} ,	pertes volumiques sous champ tournant
p'_{CT} ,	pertes massiques sous champ tournant
p_v ,	pertes volumiques sous champ alternatif.

1 - INTRODUCTION -

Les études les plus récentes concernant la répartition de l'induction magnétique dans les machines électriques tournantes confirment que dans une partie importante des circuits magnétiques il existe des champs magnétiques tournants. Ainsi, dans le cas des stators des machines à courant alternatif, le champ est tournant au pied des dents, alors qu'il est uni axial à la pointe des dents (radial) et au dos de la culasse (tangential) le passage d'un système à l'autre s'effectue par l'intermédiaire de champs elliptiques [10]. On trouve aussi des champs tournants dans les jonctions en T des transformateurs triphasés [10] [11] [12]. De façon générale, les champs fixes et les champs tournants coexistent dans la majeure partie des appareils électriques [11].

Il est donc important de pouvoir caractériser les matériaux sous l'effet d'un champ tournant et de préciser l'influence de l'anisotropie.

Dans ce but, différentes méthodes sont classiquement utilisées. Parmi celles-ci, certaines nécessitent une forme adaptée de l'échantillon (disque), leur mise en œuvre étant souvent délicate ; c'est le cas de la technique basée sur le principe du pendule angulaire pour les études d'anisotropie [19], ou de la méthode consistant à soumettre l'échantillon possédant deux degrés de liberté (rotation-translation), solidaire d'un axe à l'action, d'un champ alternatif. Dans ce dernier cas, les caractéristiques magnétiques sont calculées à partir de mesures faites à l'aide de sondes à effet Hall. Ce dispositif permet d'étudier soit l'anisotropie, soit les pertes sous champ tournant [20] [21].

Pour déterminer les pertes électromagnétiques, une méthode consiste à mesurer l'échauffement de l'échantillon à l'aide d'un thermocouple. Le signal de sortie, après amplification, est enregistré sur une table traçante. On en déduit les pertes qui sont proportionnelles à la pente à l'origine de la courbe représentative de l'échauffement en fonction du temps [11] [12]. Cette technique nécessite une mesure très précise de la vitesse d'élévation de la température et de la détermination de la chaleur massique des échantillons. La mesure de la température de l'échantillon fournit une valeur absolue de la dissipation de puissance au point d'application du thermocouple [2]. La détermination des pertes dans l'échantillon nécessite un nombre important de mesures, de façon à obtenir une valeur moyenne significative.

Le dispositif que nous nous proposons d'étudier est basé sur la création d'un champ tournant à partir de deux enroulements d'excitation en quadrature et alimentés de manière à imposer deux inductions sinusoïdales, de même amplitude et déphasées d'un angle de $\pi/2$. Le système permet de caractériser des échantillons se présentant sous forme de rubans. La détermination des pertes, correspondant à l'existence du champ tournant, est effectuée à partir de grandeurs électriques, tensions et courants.

Dans le présent travail, après avoir précisé les moyens de production d'un champ magnétique tournant, on décrit le dispositif expérimental et les solutions retenues pour contrôler les paramètres et satisfaire aux spécifications. On traite ensuite de la mise au point de la méthode de mesure et de la caractérisation de l'anisotropie des échantillons. En particulier, sont présentés et discutés les résultats expérimentaux relatifs à l'alliage traditionnel en Fe-Si 3,5 % à grains non orientés.

On termine par la caractérisation sous champ tournant de l'alliage Fe-Si 3,5 % à grains non orientés, pour lequel on présente quelques résultats concernant la variation des pertes en fonction de l'induction.

Lors de cette étude, nous avons rencontré divers problèmes dont certains ne sont pas encore entièrement résolus. Le plus délicat est lié à l'existence d'un champ démagnétisant selon la direction transversale du ruban testé et l'épanouissement des lignes d'induction dans la même direction. Nous proposons, en conclusion, quelques directions de recherche permettant d'améliorer le dispositif.

1.1 – DISPOSITIFS ET TECHNIQUES DE CARACTERISATION

1.1.1 - DISPOSITIF UTILISANT LA METHODE DU COUPLE

C'est la méthode la plus ancienne. Elle consiste à suspendre l'échantillon par un fil en son centre et de deux cotés. Si on applique un champ tournant, un courant induit se crée au niveau de l'échantillon qui s'oppose au champ excitant.

Cette opposition se traduit par un couple mettant l'échantillon en rotation. Une échelle nous indique le déplacement effectué par la tôle; on en déduit le couple. Quant aux pertes massiques elles sont obtenues par la relation:

$$P_r = C \cdot \omega / m \quad 1.1$$

ω : vitesse angulaire de l'échantillon

C: Couple exercé sur l'échantillon
 m: masse de l'échantillon

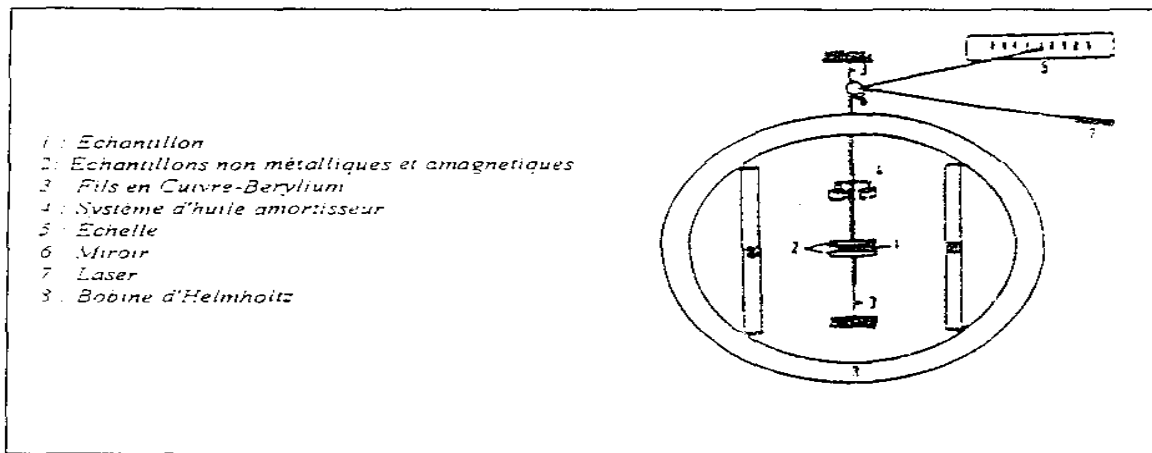


Figure 1.1 : Appareil de mesure utilisant la bobine de Helmholtz.

La constante de temps mécanique fait que la rapidité de la méthode est modeste. L'oscillation de l'échantillon provoque l'imprécision de la mesure. Le coefficient de distorsion peut être affecté à cause des éléments externes tels que la chaleur. Sans oublier que cette méthode ne nous permet pas d'accéder à des informations physiques telles que l'induction B et le champ H.

1.1.2 - METHODE THERMIOUE

Les pertes par hystérésis et courants de Foucault se dissipent sous forme de chaleur. La mesure de cette dernière nous donne l'image des pertes fer. Pour cela, nous mettons l'échantillon entre deux bobines délivrant un champ magnétique tournant.

Afin de garder la température de l'échantillon constante, nous le plaçons par une enceinte sous vide. Une sonde thermique déposée sur l'échantillon nous indique la variation de la température (figure: 1.2). Les pertes s'expriment alors par la relation.

$$P_r = C_v \cdot dT/dt \quad 1.2$$

C_v Chaleur massique exprimée en [J/°C.Kg]

T: Temperature en [°C] t; Temps en[s]

Les principaux inconvénients de cette méthode résident dans la faible variation de la température; cela impose aux appareils une haute précision “ utilisation d’un nano voltmètre pour mesurer la f.e.m. thermoélectrique” [23][24].

De même, la chaleur spécifique C_v n’est pas totalement indépendante de la température, notamment lorsque celle ci tend vers des valeurs élevées [24].

De plus, cette méthode ne nous permet pas d’avoir une idée ou des informations sur l’évolution du processus d’aimantation.

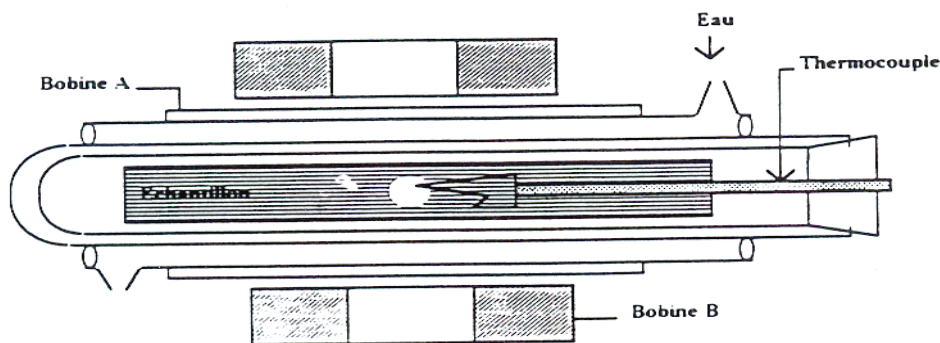


Figure 1.2 : mesure des pertes par la méthode thermique

1.1.3 - TESTEUR A TOLES UNIQUE (SST : SINGLE SHEET TESTER)

Ce dispositif est constitué par deux culasses espacées par un entrefer, qui permet le défilement continu des tôles. Deux bobines d’excitations disposées à plat sur un fourreau entourent la tôle, Le dispositif est réalisé de telle sorte que le flux se renferme à travers la culasse en passant par l’échantillon sous test.

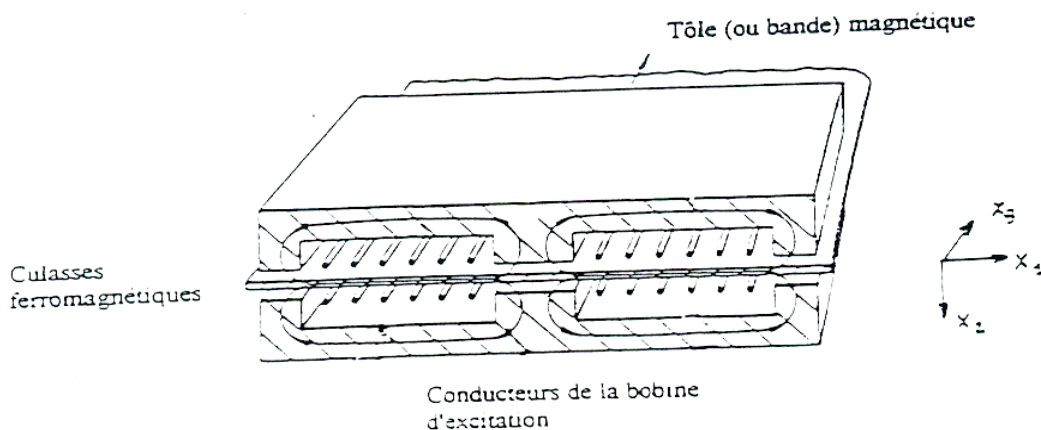


Figure 1.3 : La mesure de pertes par SST

1.1.4 - CADRE A BOBINES BIPHASEES

Cette méthode utilise un circuit fermé constitué par des culasses canalisant le flux et deux bobines orthogonales, alimentées par des courants diphasés, créent un champ tournant embrassant la tôle sous test, située au centre de dispositif (figure:1.4).

L'inconvénient majeur de cette méthode réside dans la nécessité de travailler avec de faibles inductions. Cela est dû au matériau magnétique qui ne peut être le siège d'un flux intense issu des deux bobines simultanément. De même, l'homogénéité du champ magnétique dans l'échantillon n'est obtenue que dans une partie centrale très réduite.

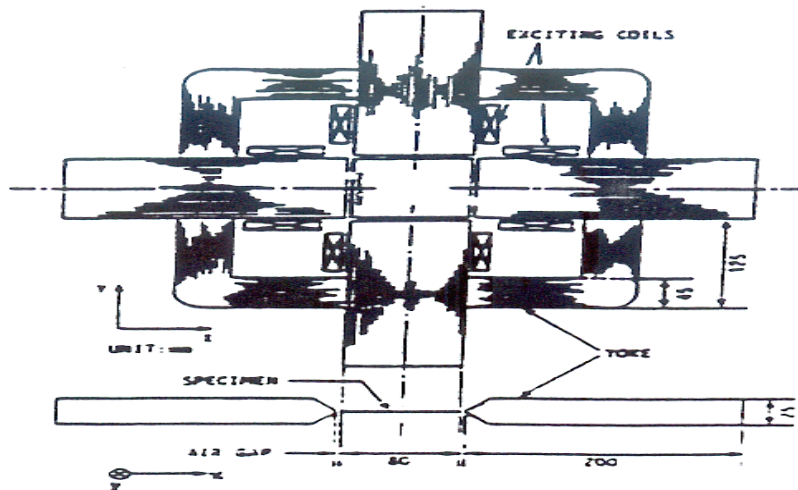


Figure 1.4 : cadre à deux bobines biphasées

1.1.5 - CADRE A CHAMP TOURNANT

Ce cadre a pour objectif de franchir le principal inconvénient du précédent dispositif, l'obtention d'un champ tournant d'une induction plus élevée.

L'échantillon sous test est de forme carrée disposé au centre de deux circuits magnétiques orthogonaux. Ces derniers sont constitués par des culasses et des pièces rapportées assurant la fermeture de flux créé par deux bobines suivant les axes x et y.

Chaque bobine contient deux enroulements branchés en série placés des deux cotés de l'échantillon sur les pièces rapportées. Ces dernières sont composées par trois bandes empilées en tôle Fe-Ni à grains orientés (figure:1.5).

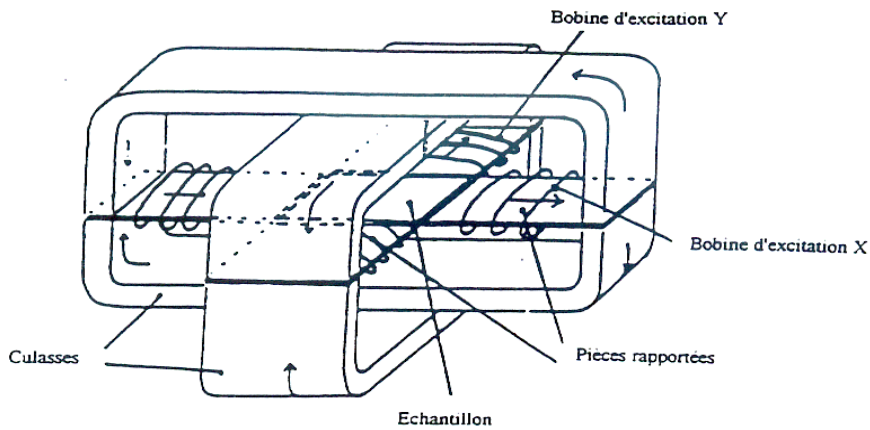


Figure 1.5 : cadre à champ tournant

Les mesures des pertes s'effectuent par l'intermédiaire de mesures de B et H au niveau de l'échantillon. Les concepteurs de ce cadre (LEG Grenoble) utilisent la méthode des pointes conductrices.

Cette méthode est intéressante, car elle est capable de nous donner des informations sur les grandeurs physiques. Elle nous permet de mesurer les composantes des vecteurs S et H selon deux axes perpendiculaires (x,y).

Les composantes B_x et B_y sont déterminées par des pointes conductrices mises en contact avec l'échantillon et mesurent la f.e.m. induite au passage de flux à travers les deux pointes.

$$E_b = -e \cdot l/2 \cdot dB/dt \quad 1.3$$

Quant à la mesure de H, elle se fait par l'intermédiaire d'une bobine plate, placée dans l'air à une distance d de la tôle. Le champ tangentiel à sa surface est considéré comme étant celui de la tôle.

$$V_h = N_h \cdot S_b \cdot \mu_0 \cdot dH_d/dt \quad 1.4$$

Nb: Nombre de spire

Sb :Section de la bobine

Hd: Champ de la bobine mesuré à une distance d de l'échantillon, supposé égal au champ de l'échantillon H.

Les pertes massiques se déterminent par la relation suivante:

$$P_r = 1/\rho T. \int (H_x .dB_x/dt + H_y . dB_y/dt).dt \quad 1.5$$

ρ : La masse volumique du matériau.

T: La période de rotation du champ.

L'inconvénient principal de cette méthode est la difficulté de la mise en œuvre, ceci étant dû d'une part, aux faibles signaux obtenus, et d'autre part, à la vibration de la tôle et au passage du flux de fuite à travers les deux pointes pouvant perturber les résultats de mesure.

Cependant, ces inconvénients sont masqués par des avantages intéressants tel que la rapidité de la réponse, la non influence de transfert thermique, l'accès aux valeurs conjoints des champs B et H.

En plus des inconvénients dus à l'utilisation de pointes conductrices, le cadre présente ses propres défauts tels que l'uniformité de B sur une partie restreinte de l'échantillon. Sans oublier un défaut majeur lié à la forme de la tôle. Ce défaut n'est pas pris en considération, ni par cette méthode, ni par les précédentes.

1.1.6 - CADRE D'EPSTEIN

Le fonctionnement du cadre d'Epstein est basé sur le principe de la mesure de pertes totales à vide dans les transformateurs.

On met quatre solénoïdes branchés en série, chacun dans un coté du cadre, à l'intérieur desquels on introduit l'éprouvette de façon à former un circuit magnétique.

Deux bobines composent chaque solénoïde. La première orientée à l'extérieur sert à alimenter le cadre (primaire d'un transformateur). La deuxième bobine sert à récupérer la tension induite (secondaire d'un transformateur).

Des études ont montré que si le nombre d'échantillon sous test dépasse quatre par coté, alors les pertes fer mesurées sont identiques. Pour cela, les utilisateurs par souci de poids et de simplicité d'utilisation se contentent de prendre quatre échantillons par coté en caractérisant les tôles magnétiques.

Leur masse est répartie en deux groupes, chacun occupe deux cotés opposés. Dans le premier la direction du champ est parallèle au sens du

laminage. Dans le second les tôles possèdent un sens du laminage perpendiculaire au champ.

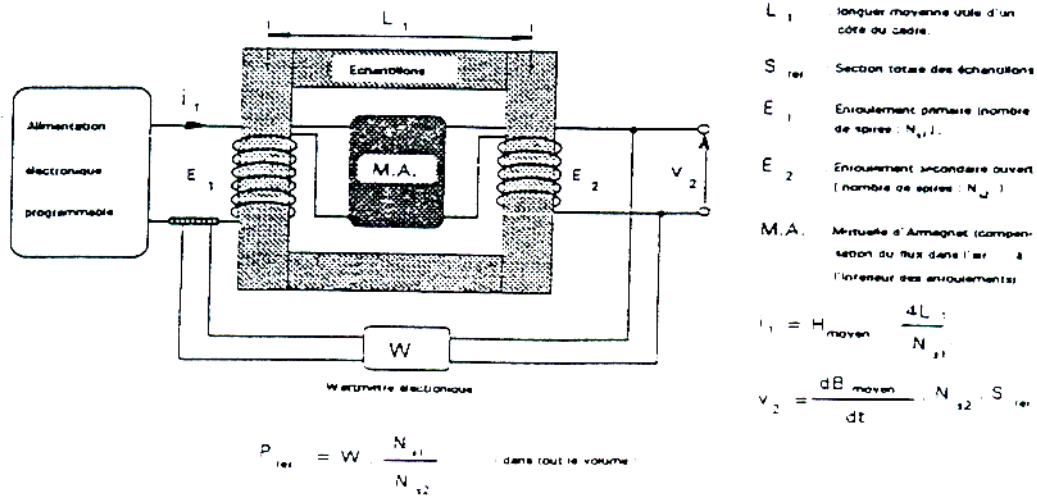


Figure 1.6 : Cadre d'Epstein

Le courant I_1 au primaire est l'image du champ magnétique, la tension V_2 est de l'induction dans le circuit magnétique. Le wattmètre est alimenté par le courant primaire et la tension au secondaire, ce qui permet la mesure des pertes fer à vide.

Les formes désirées (amplitude de signal, fréquence, forme de signal. etc.) sont générées par une alimentation électronique programmable, la température du cadre pouvant atteindre 300°C.

L'inconvénient majeur de ce dispositif est que le champ auquel les tôles sous test sont soumises est unidirectionnel. Ceci est acceptable que si les tôles ont comme destination la fabrication des transformateurs, Cependant, si les tôles sont intégrées dans des systèmes à champ tournant (machines électriques), les caractéristiques magnétiques sont alors erronées.

1.1.7 - MESURE OPTOELECTRONIQUE

Un champ tournant est créé par la rotation d'un inducteur à aimant permanent (ou bobiné), monté sur un plateau, entraîné par un moteur à courant continu, possédant une gamme de vitesse allant jusqu'à 3000 tr/min.

Le champ tournant agit sur l'échantillon sous test en causant sa rotation sur son axe, le couple exercé sur l'échantillon est lié aux pertes fer par la relation : $P = C.\omega$.

Le couple d'entraînement est en permanence compensé par un asservissement qui tire sur un ressort, lequel est perpendiculaire à un bras de levier lui même perpendiculaire à l'axe de porte échantillon, ce dernier devant rester immobile.

Pour cela, le banc est réalisé, de façon à ce que la rotation de l'échantillon provoque le déplacement d'un levier, au dessus duquel une fourche optoélectronique a été fixée. Cette dernière a pour rôle de détecter tout déplacement du levier par rapport à sa position initiale (méthode de zéro).

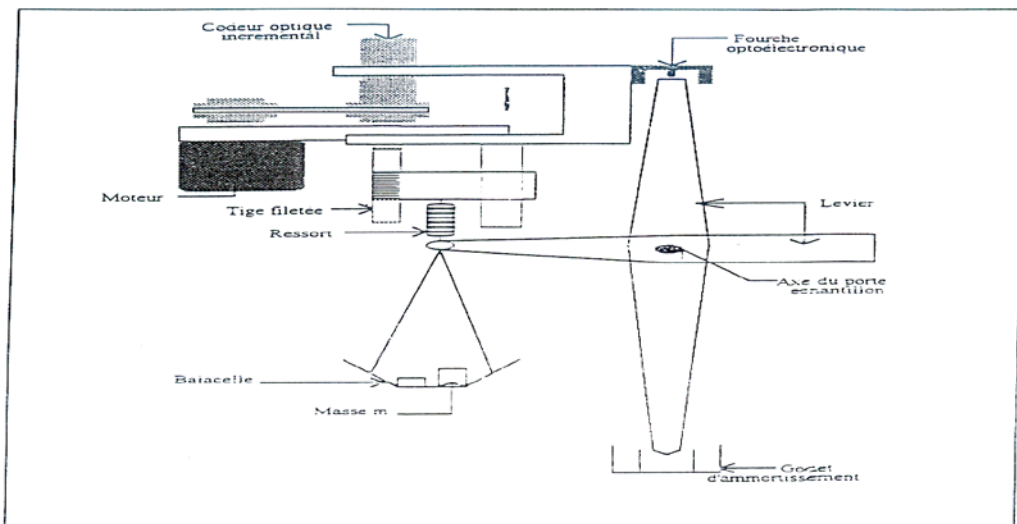


Figure 1.7 : Système de mesure de couple exercé sur l'échantillon [23]

Le principal inconvénient de cette méthode réside dans le fait que le bras de levier, et le ressort pour asservir le déplacement, très sensible aux moindres vibrations (du moteur d'entraînement en l'occurrence), nécessite une mécanique de haute précision et un plancher ou un socle adapté.

Les études menées jusqu'à présent mettent en évidence l'évolution des pertes en fonction de paramètres rarement pris en considération par les dispositifs de mesure actuellement disponibles pour les industriels.

En effet, le comportement magnétique est complexe et associe non linéarité, hystérésis, et anisotropie. Il dépend de la structure microscopique (domaines magnétiques du matériau) et de la dynamique des parois de Bloch.

Leurs propriétés sont liées à l'amplitude de l'excitation, la direction, la fréquence, la forme, etc. C'est cette vision globale qu'a guidé le laboratoire dans le développement du banc de mesure.

1.2 - PARAMETRES INFLUANTS SUR LES PERTES

Les constructeurs de machines électriques ont constaté que les pertes mesurées par les dispositifs cités auparavant s'éloignent de la réalité après la construction des machines. Des défauts spécifiques à chaque méthode de mesure ont un rôle dans ces erreurs. Cependant, l'inconvénient déterminant commun à tous les dispositifs de mesure est que ces derniers ne reflètent pas l'environnement dans lequel les tôles fonctionnent réellement.

En effet, les dispositifs en général utilisent des tôles sans déformation, le champ qu'il traverse parfois est unidirectionnel comme dans le cadre d'Epstein.

Toutes ces suppositions faussent considérablement les mesures. Nous verrons leurs influences et les justifications qui ont menés les laboratoires de génie électrique à développer de nouveaux dispositifs qui s'approche des conditions réelles dans lesquelles les machines fonctionnent.

1.2.1 – INFLUENCE DE LA FORME D'ONDE DANS L'ENTREFER

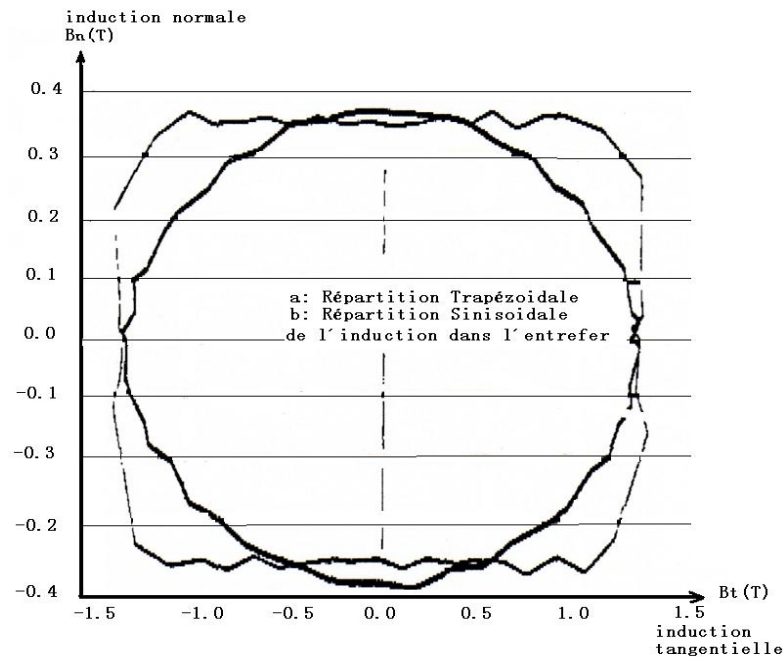


Figure 1.8 : L'influence de la forme d'onde dans l'entrefer sur l'enveloppe d'induction [23]

Sans tenir compte de l'influence des convertisseurs statiques sur la déformation de l'onde de l'induction, celle-ci souvent est distribuée spatialement sous deux formes, trapézoïdale ou sinusoïdale, obéissant à la géométrie de la machine, notamment son inducteur. Une machine à entrefer constant peut imposer une répartition de l'induction trapézoïdale (exemple machine synchrone); si l'entrefer ne l'est pas, alors la répartition de l'induction peut être sinusoïdale, exemple machine asynchrone (ne pas dire que toutes les machines à entrefer non constant implique une répartition sinusoïdale, il y a des dimensions à respecter).

Certaines études [24] ont montré l'influence de la forme d'onde sur les caractéristiques magnétiques. En effet, la figure (1.8) montre bien que l'enveloppe d'induction dépend de la forme d'onde, une modification de celle-ci entraîne inévitablement une modification de comportement du matériau magnétique.

1.2.2 - INFLUENCE DU RAPPORT DE LARGEUR ENCOCHE-DENT

Il est évident qu'un courant électrique ne dépend pas uniquement de la source de tension qu'il génère, mais également du circuit qu'il alimente. De même, un flux magnétique dépend intimement de l'environnement magnétique qu'il traverse.

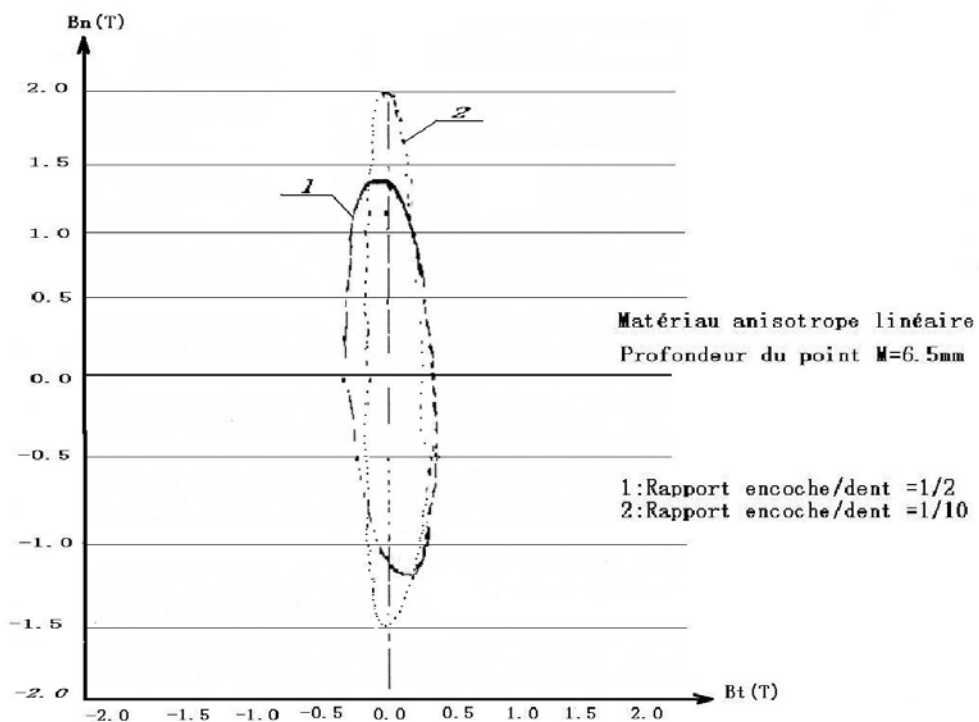


Figure 1.9 : L'influence de rapport encoche/dents [23]

Une étude menée par [23] a montré que l'enveloppe de l'induction prend différentes allures au fur et à mesure que le rapport encoche/dent change. Les résultats ont été obtenus sur des encoches ouvertes ce qui est le cas dans les machines de grosse puissance telles que l'alternateur. L'auteur déduit que l'induction normale est privilégiée lorsque la largeur de dent diminue, la saturation devient donc très probable.

1.2.3 – INFLUENCE DE LA PROFONDEUR DU POINT DE MESURE [23].

Si on déplace un point de mesure M sur un axe appartenant à l'échantillon, le comportement magnétique n'est pas le même en tous points.

La figure (1.10) montre bien qu'il y a des points où (B_n, B_t) est presque nul; ceci attire notre attention à ne pas prévoir des appareils de mesures prenant en compte seulement des informations physiques dans des points appartenant à l'échantillon.

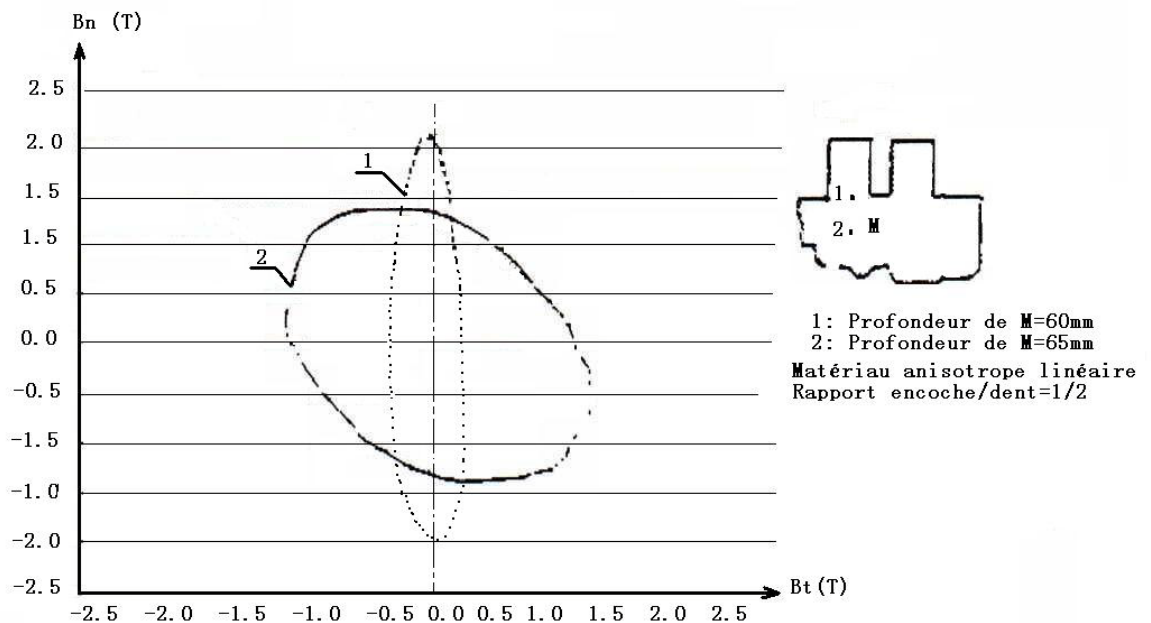


Figure 1.10 : L'influence de profondeur de point de mesure sur les enveloppes [23].

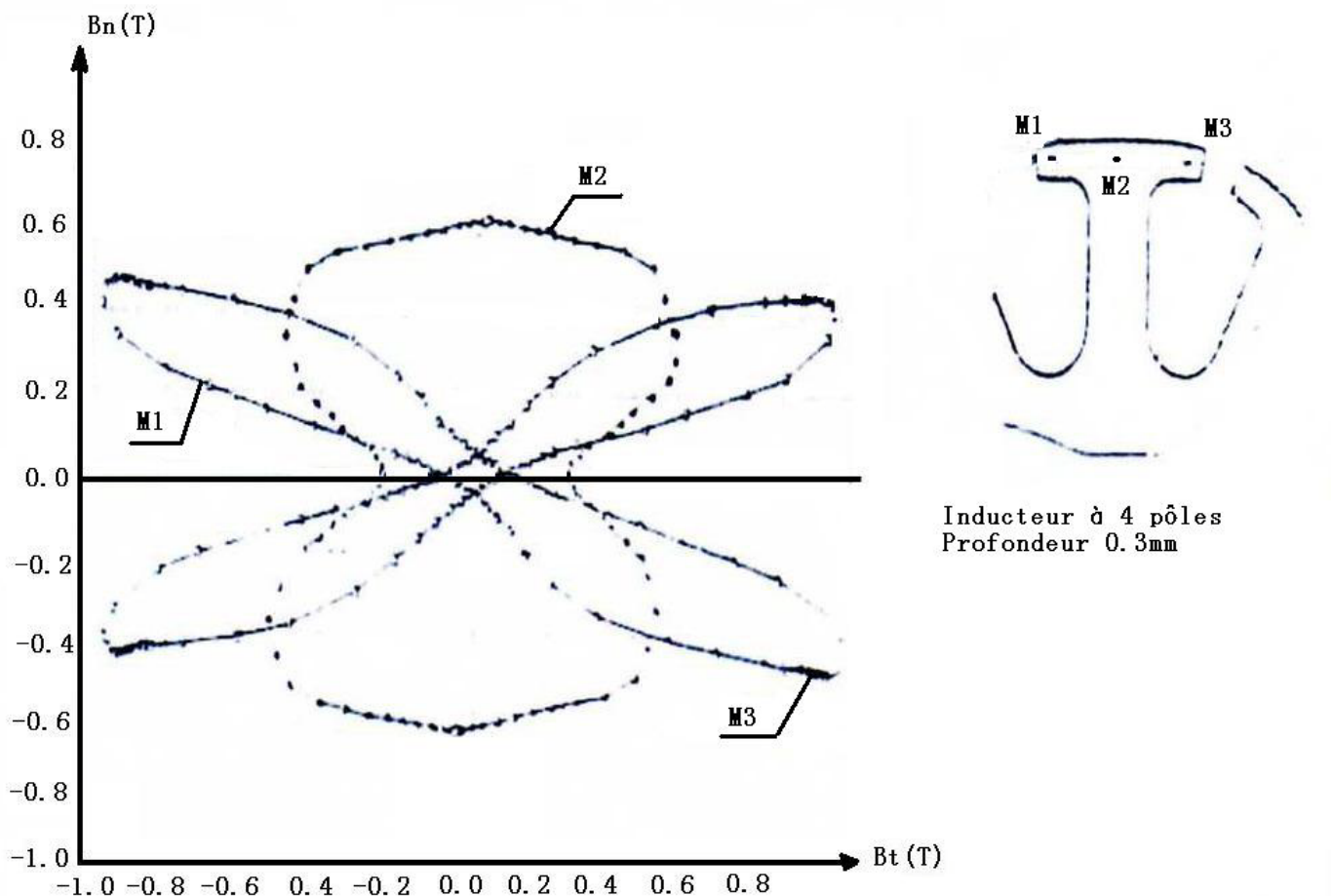
En effet, nous avons vu que plusieurs méthodes mesurent l'induction en deux points appartenant à l'échantillon. Ensuite ils intègrent en supposant que

l'induction est uniforme sur tout l'échantillon. Ce résultat montre que la réalité est loin des suppositions formulées en théorie.

1.2.4 – INFLUENCE DE LA FORME D'ENCOUCHE

L'influence ne se limite pas uniquement au rapport des largeurs dent/encoche, ainsi que de la position de profondeur de mesure, mais également de la forme de l'encoche (ouverte ou fermée) et de la position du point de mesure par rapport à l'encoche.

La figure (1.11) montre que l'enveloppe d'induction dépend également de la position de M sur l'échantillon circulaire.



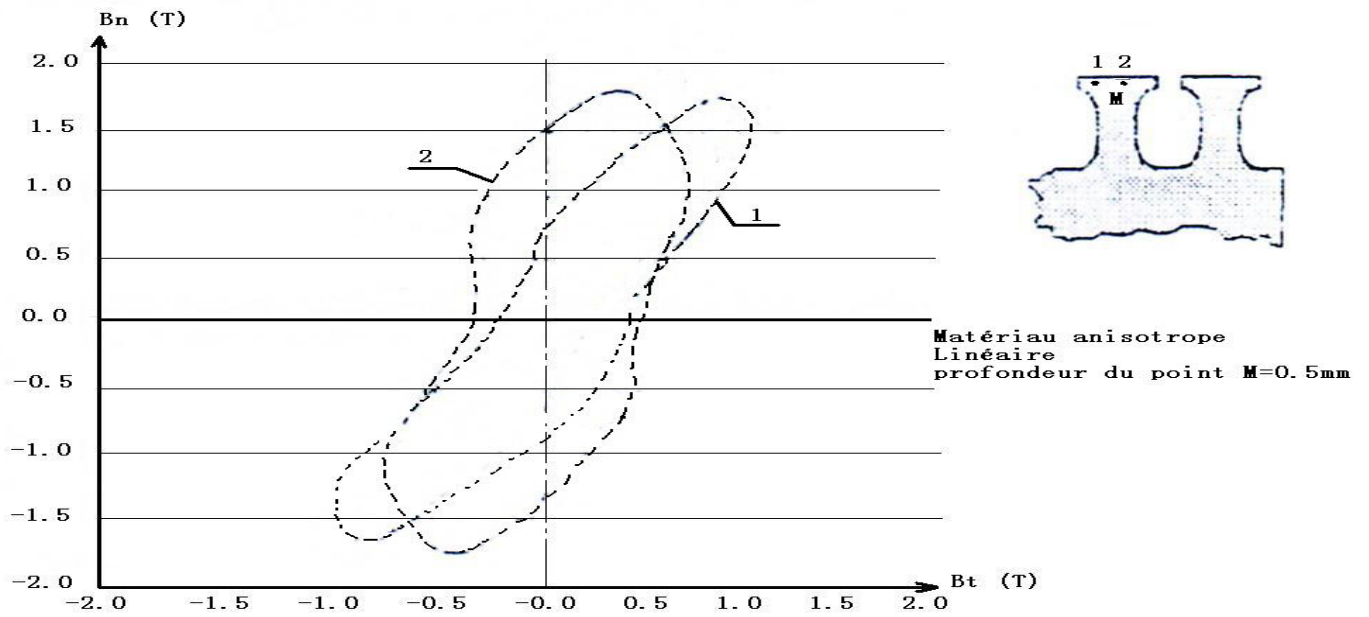


Figure 1.11: L'influence de la forme d'encoche [23].

1.2.5 – INFLUENCE DE L'ANISOTROPIE

La figure (1.12) met en évidence que les enveloppes d'induction varient d'une dent à l'autre, car le circuit magnétique se modifie suivant la position de l'axe de la dent par rapport à l'axe de facile aimantation [23].

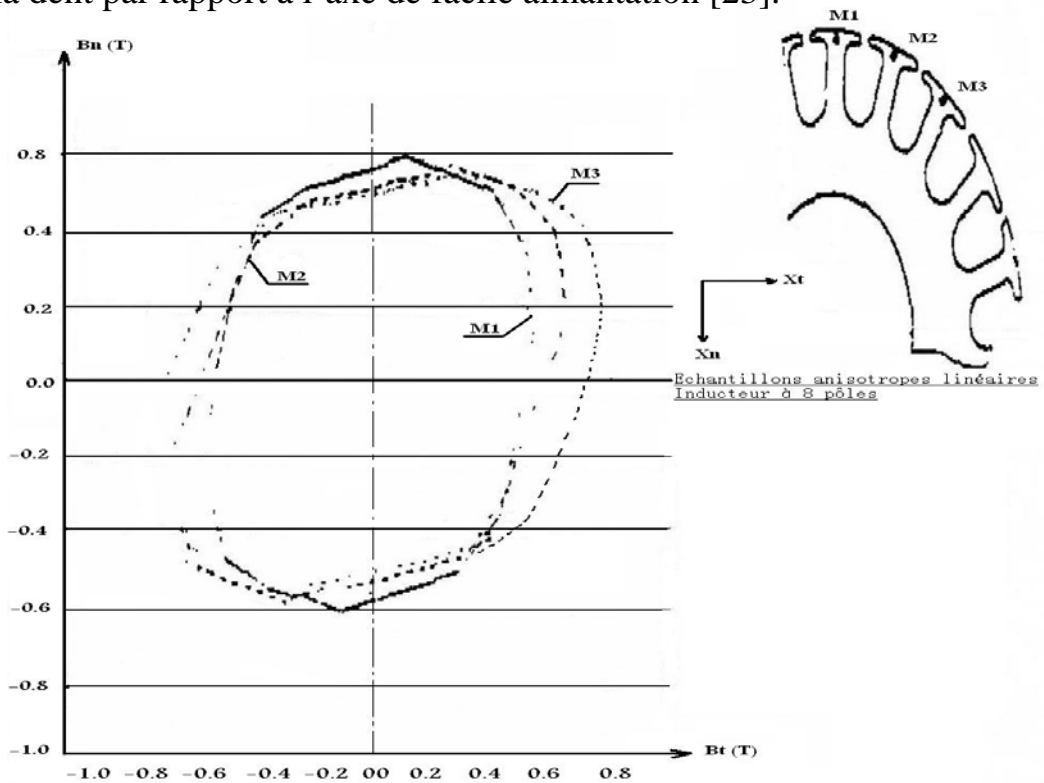


Figure 1.12 : L'influence de l'anisotropie sur les enveloppes d'inductions [23].

Apprendre à mesurer les caractéristiques magnétiques dans des conditions de fonctionnement proche de la réalité, comprendre les comportements observés et en bâtir des modèles, Concevoir des matériaux et méthodes des mesures adaptés à l'utilisation souhaitée, constitue une démarche rationnelle d'innovation c'est dans ce sens que le Laboratoire du LCIE-CNAM a mis au point ce dispositif de mesure.

1.3 - INFLUENCE DES CONVERTISSEURS STATIQUES SUR LES PERTES FER.

Beaucoup d'applications industrielles ont besoin d'utiliser la variation de la vitesse. Au début, seuls les moteurs à courant continu pouvaient remplir une telle fonction, Ceci par l'intermédiaire de trois paramètres :

Le plus souvent utilisé est la tension d'alimentation. Quant à l'utilisation de la résistance d'induit, elle n'est pas économique; c'est pour cela qu'elle n'est utilisée que lorsqu'on entraîne des machines à faible puissance. Le dernier paramètre est le flux d'excitation souvent utilisé quand on désire des vitesses très élevées.

Cette souplesse de la commande ne masque pas totalement la fragilité du moteur à courant continu 'collecteur' qui fait que sa durée de vie est relativement courte. Ces faiblesses ont laissé les électrotechniciens se retourner vers les machines à courant alternatif qui prennent de plus en plus une place privilégiée dans le marché.

La connaissance de la température en tout point de la machine est une préoccupation importante pour les constructeurs. En effet, la détermination des points chauds est souvent suffisante pour fixer les limites de fonctionnement en régime permanent et également durant les cycles de démarrage et de freinage.

Le comportement thermique est lié, d'une part aux pertes et à leur localisation, et d'autre part au mode de refroidissement, Réduire les pertes là où elles apparaissent a toujours été une préoccupation des constructeurs pour augmenter la puissance massique de la machine. Il faut toujours veiller à ce que les conditions de refroidissement ne se détériorent pas dans le temps.

La performance des machines à champ tournant atteint aujourd'hui des niveaux très satisfaisants et d'énormes progrès ont été faits dans tous les domaines. Deux éléments tendent à modifier cet état de fait. Le premier concerne l'alimentation par des sources non sinusoïdales, les harmoniques temporels qui se conjuguent aux harmoniques spatiaux pour engendrer des phénomènes négligeables auparavant. À savoir les couples et les forces

pulsatoires et par voie de conséquence, des vibrations, du bruit et des pertes supplémentaires.

En effet, dans le domaine industriel à vitesse variable l'ensemble (réseau, machine, convertisseur d'électronique de puissance, charge, commande) constitue un bloc indissociable.

Ce sont des caractéristiques générales et particulières du procédé nécessitant un entraînement à vitesse variable qui vont être à la base du choix des sous ensembles (type de convertisseur, type de machine, principe de pilotage).

Les performances générales concernent essentiellement, soit le régime statique, soit le régime dynamique ou les deux ensembles.

Quant aux performances particulières elles ont trait en particulier à la pollution des réseaux électriques (harmoniques de courant et de tension, consommation de puissance réactive), pollution d'origine mécanique tel que le bruit, la vibration, surtout la pulsation de couple, et les performances liées aux pertes fer de la machine.

Donc, par souci de visualiser l'effet sur les pertes fer de la présence des convertisseurs statiques alimentant des machines électriques, nous proposons dans ce paragraphe de traiter cet ensemble indissociable, bien que l'usage classique veuille à ce que l'étude se fasse séparément.

Nous avons réalisé une campagne d'essais sur deux types de tôles Fer-silicium et acier soumises à une induction trapézoïdale. Cette forme d'induction se rapproche de celle que les tôles semblent rencontrer dans les machines à courant continu et les machines synchrones autopilotées. Le courant alimentant l'inducteur est généré par un hacheur abaisseur.

1.3.1- DESCRIPTION DE L'ALIMENTATION

L'inducteur bobiné servant à créer le champ tournant possède une résistance de 175Ω et une inductance de l'ordre de 7.81 mH est alimentée par un hacheur abaisseur comme le monte la figure 1.13.

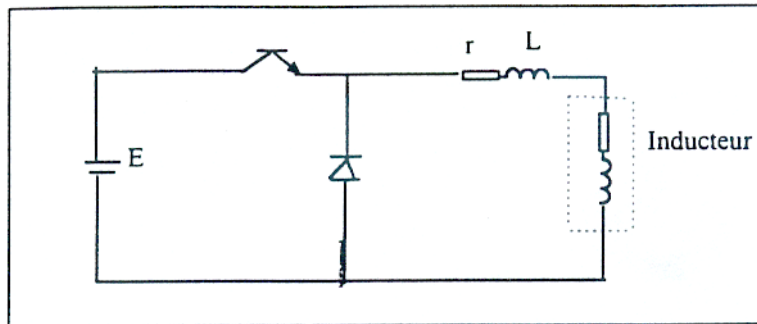


Figure 1.13 : Le convertisseur alimentant l'inducteur [24]

L'inductance L sert à varier le di/dt en maintenant la tension d'alimentation E et la fréquence de hachage constantes, ceci pour visualiser l'influence du front de montée du hachage sur les pertes fer.

La résistance r sert à faire varier la valeur moyenne de courant traversant l'inducteur, ce qui permet de faire varier l'induction dans la tôle sous test.

La variation du temps d'ouverture et de fermeture de transistor permet d'étudier les conséquences du hachage sur les pertes fer susceptible d'apparaître et de tirer des conclusions concernant les performances des machines.

Les paramètres vont varier dans des plages imposées par des contraintes de dimensionnement des éléments constituant le montage.

La valeur moyenne de courant varie entre 3.5 et 7A .

La fréquence varie entre 1kHz et 2.6kHz .

L'amplitude de l'ondulation (crête à crête) oscille entre 10% et 25% .

La forme du courant, telle qu'elle est délivrée par le convertisseur, et son influence sur l'induction dans l'entrefer, sont montrées dans les figure 1.14 et 1.15

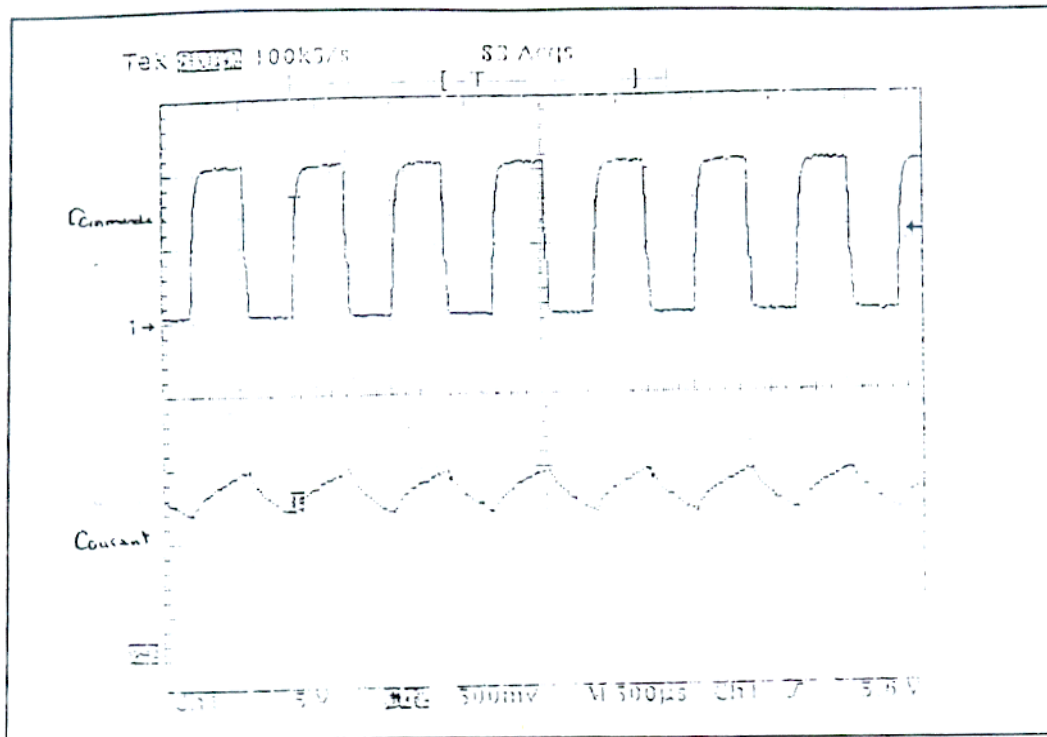


Figure 1.14 : Le courant délivré par le convertisseur alimentant l'inducteur [24]

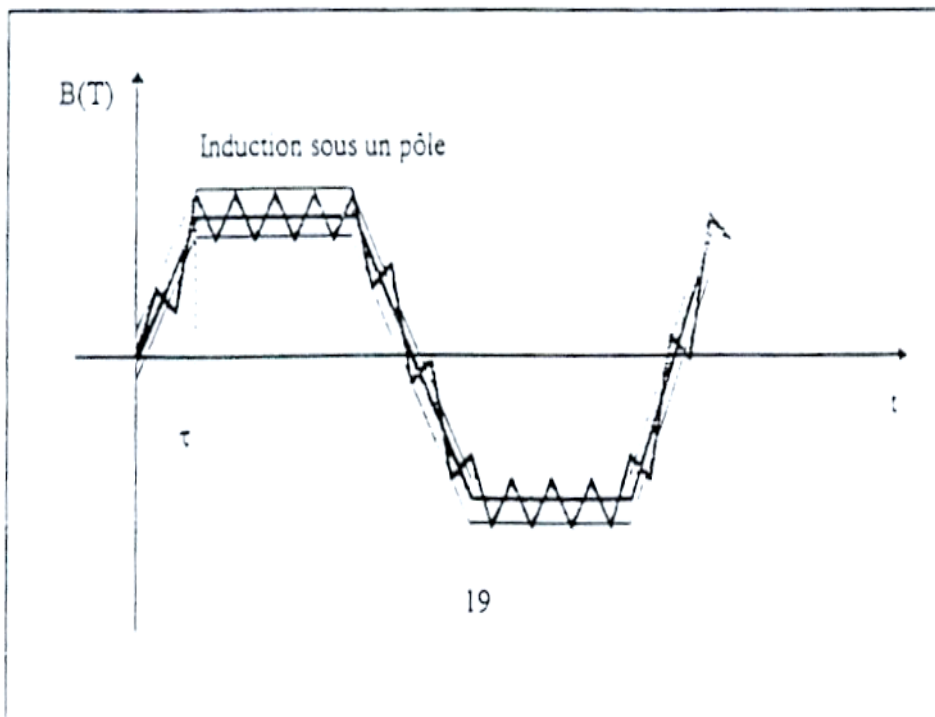


Figure 1.15 : L'influence de l'hachage sur la l'induction dans l'entrefer [24].

Le lecteur remarquera que nous nous sommes intéressés à la forme du courant qui traverse l'inducteur et non pas à celle de la tension.

Ceci vient du fait que l'induction dans l'entrefer est l'image du courant et non pas par la tension.

En effet lorsque l'on impose une forme de courant différente de la tension, la visualisation de l'induction dans l'entrefer montre qu'elle est l'image de courant (Figure 1.16).

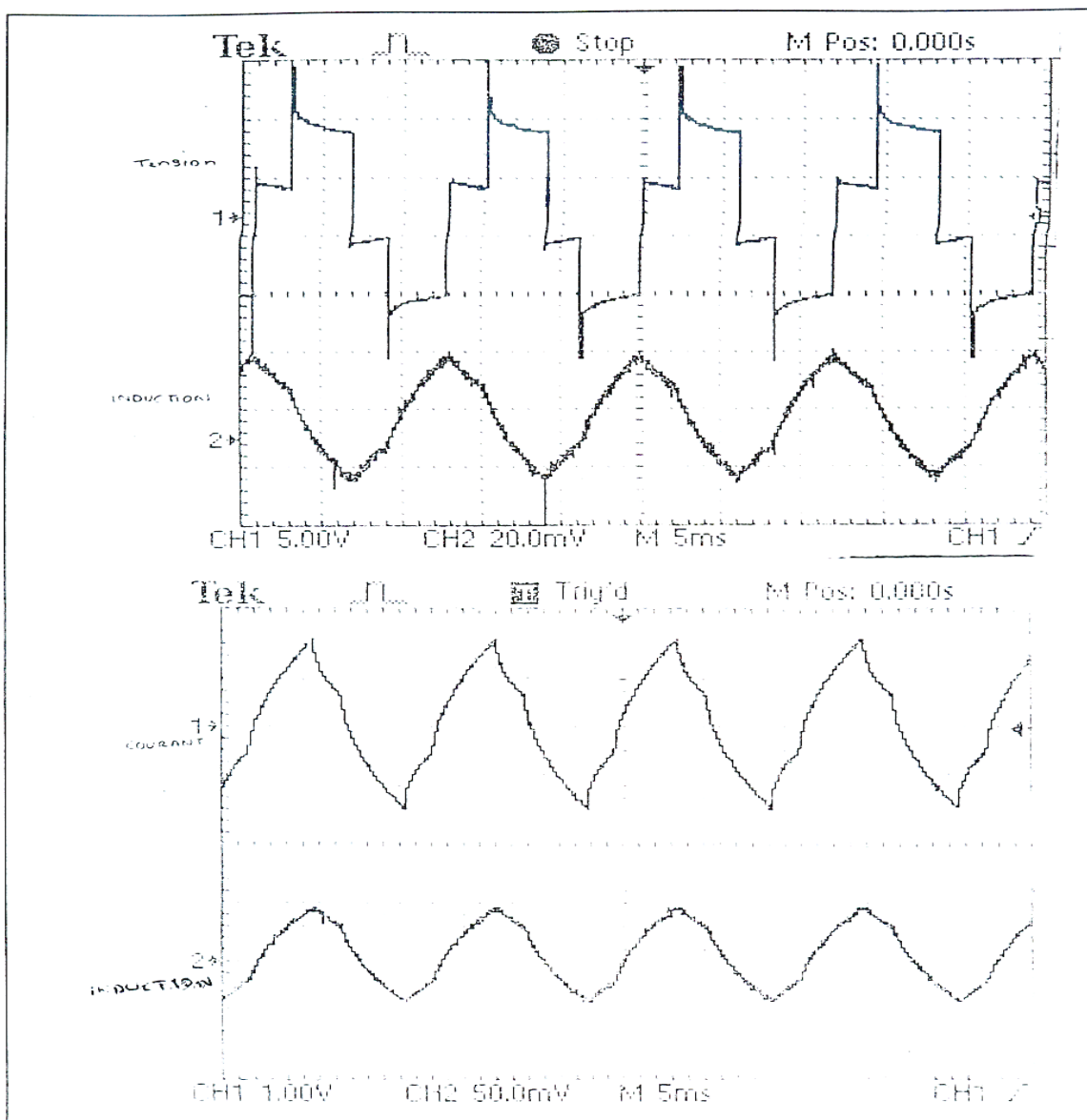


Figure 1.16: L'induction dans l'entrefer est l'image du courant inducteur [24].

1.3.2 - L'INFLUENCE DE LA FREQUENCE FONDAMENTALE

Nous fixons la rotation du micromoteur entraînant l'inducteur bobiné à 3000tr/min. Comme la fréquence du champ est liée à la vitesse de rotation de l'inducteur, ceci nous permet de balayer une plage de fréquence allant de 0 à 100Hz.

Nous remarquons, d'après les courbes de la figure 1.17, que les pertes augmentent au fur et à mesure que la fréquence est élevée. Ceci s'explique par le fait que la surface du cycle d'hystérésis augmente en fonction de la fréquence. En effet, le champ coercitif prend des valeurs plus importantes quand la fréquence croît.

Nous remarquons également que pour une même valeur de courant et une même fréquence du fondamental, les pertes de l'acier sont supérieures aux pertes du fer-silicium. L'écart augmente davantage quand la fréquence tend vers son maximum. Cela provient de la faible résistivité de l'acier ($10^{-7} \mu\Omega.m$) et donc, plus de pertes par courants de Foucault intimement lié à la fréquence.

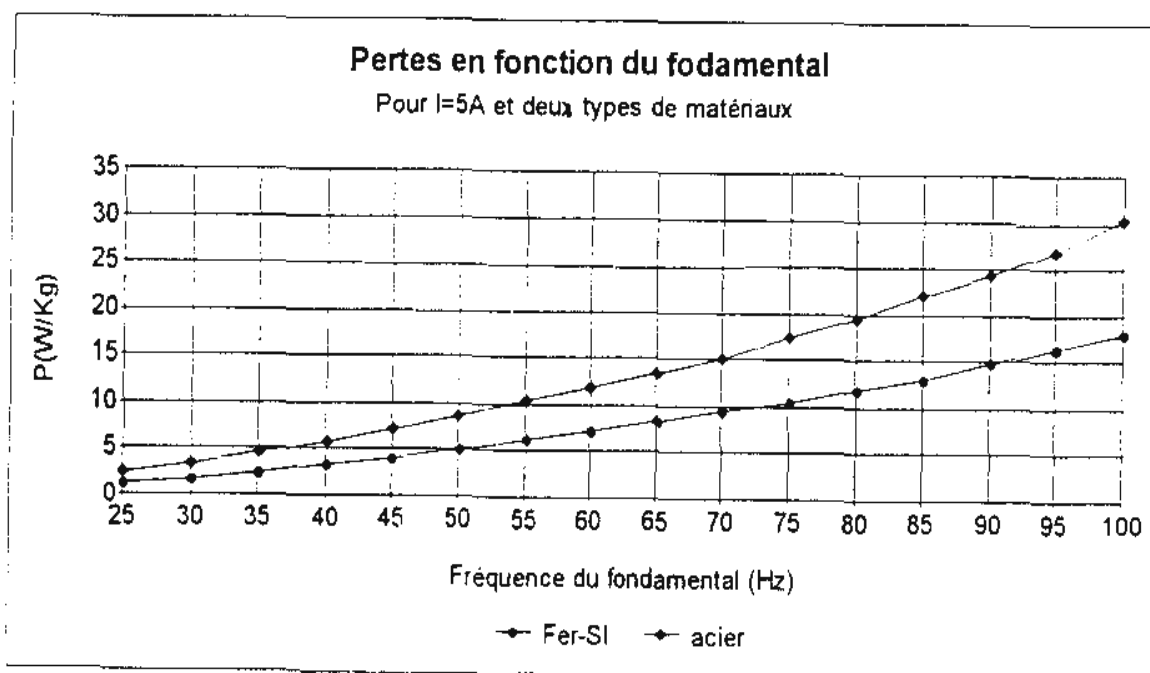


Figure 1.17 : Les pertes en fonction du fondamental pour deux types de matériaux [25]

1.3.3 - INFLUENCE DE L'INDUCTION (COURANT INDUCTEUR)

Pour un même taux d'ondulation de courant de 20% et une même fréquence de hachage 1.5kHz, nous avons fait varier la valeur moyenne du courant alimentant l'inducteur de 3.5 à 7A (limite imposée par des contraintes de dimensionnement). Nous constatons deux zones (figure : 1.18) pour les deux types de tôles :

Dans la première zone ($I = 3.5$ à 5.5 A), nous observons une augmentation rapide des pertes; ce sont les pertes par hystérésis et courants de Foucault qui augmentent conjointement. Dans cette zone, le champ magnétique excitant force les moments magnétiques du matériau à s'aligner dans le même sens. Les domaines, qui ont la même direction d'aimantation que le champ, se trouvent favorisés; leur nombre augmente, le cycle d'hystérésis s'élargit et les pertes fer croissent en conséquence.

Quant à la deuxième zone ($I = 5.5$ à 7 A), la caractéristique affiche un point d'inflexion à partir duquel les pertes par hystérésis commencent à diminuer, contrairement aux pertes par courants de Foucault qui continuent à croître.

Ces essais n'ont pas permis de mettre en évidence deux zones classiques; celle qui correspond à la tendance du matériau vers le mono-domaine à partir de laquelle l'évolution des pertes par hystérésis s'arrête voire diminue; l'autre, qui correspond à la domination totale des pertes par courants de Foucault où le comportement du matériau en mono-domaine est permanent.

Nous remarquons également que la deuxième zone est atteinte pour l'acier avant le Fer-silicium ($I_{\text{acier}} 5$ A, $I_{\text{ferSilicium}} 5.5$ A). Ceci confirme un résultat déjà connu; l'acier sature avant le fer silicium, d'où les propriétés magnétiques relativement dégradées pour l'acier.

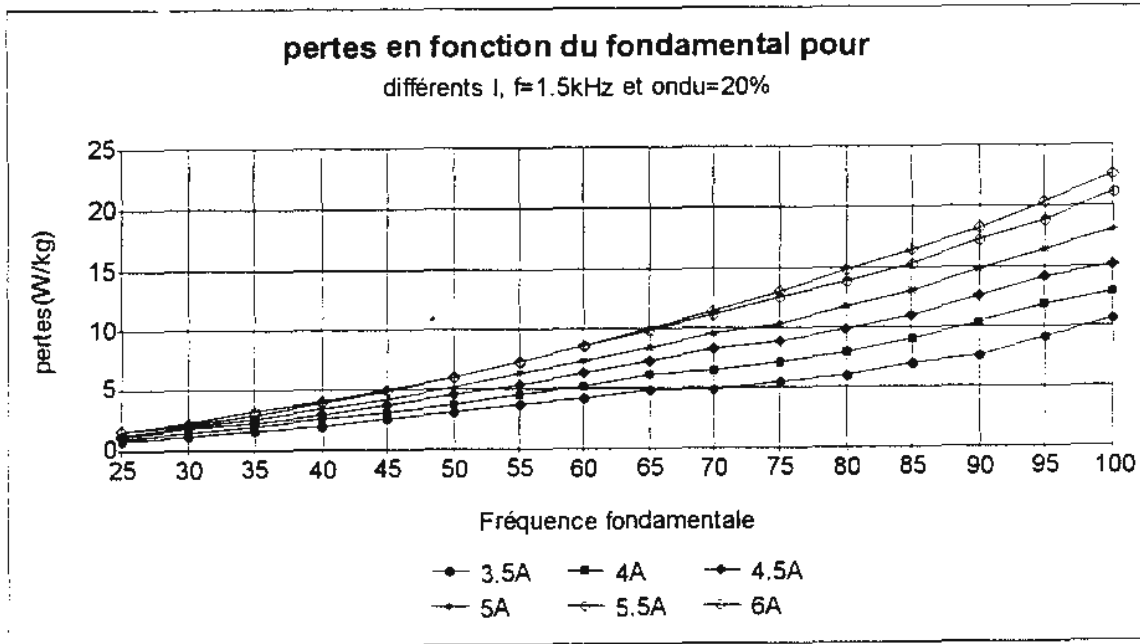


Figure 1.18 : Les pertes dans une tôle Fer-Si en fonction du fondamental pour différentes valeurs du courant [25]

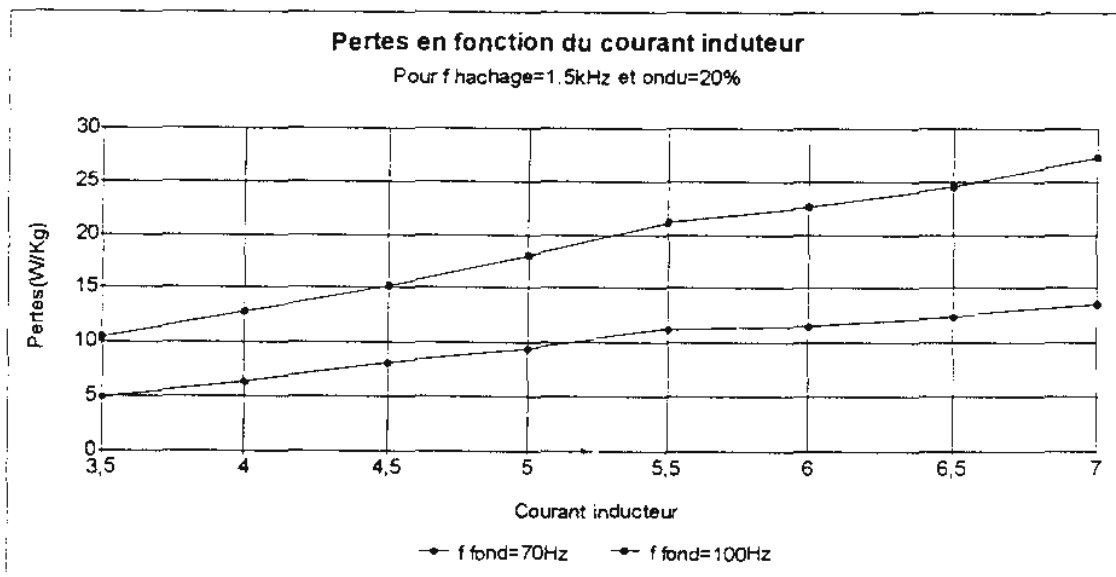


Figure 1.19 : Les pertes dans une tôle Fer-Si en fonction du courant [25]

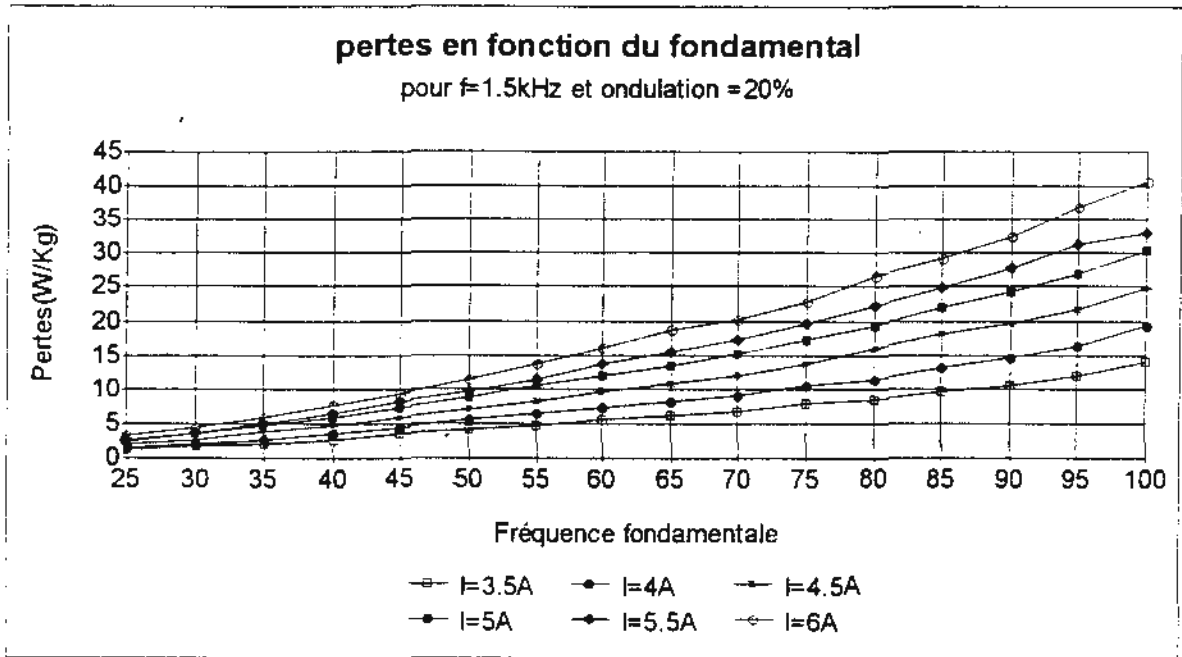


Figure 1.20 : Les pertes dans une tôle d'Acier en fonction du fondamental, pour les différentes valeurs du courant [25].

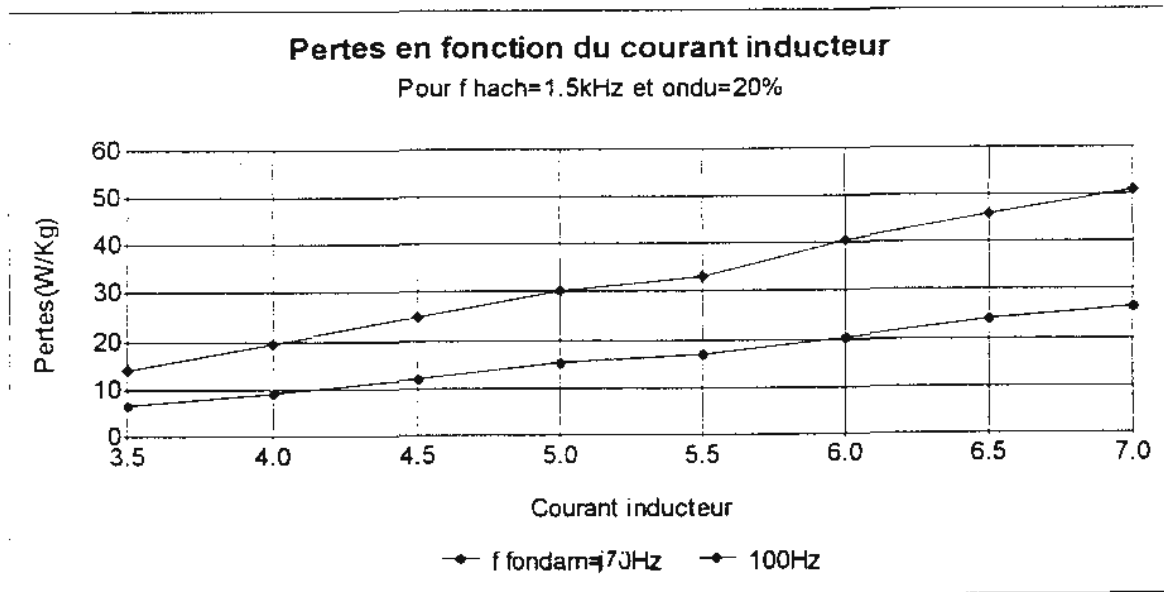


Figure 1.21 : Les pertes dans une tôle d'Acier en fonction du courant inducteur [25]

1.3.4 - INFLUENCE DE LA FREQUENCE DE HACHAGE

Deux façons permettent de traiter le transit de l'énergie à travers un convertisseur statique continu-continu. Soit fixer la fréquence de hachage et faire varier le rapport cyclique, ou le contraire.

C'est la deuxième option qui a été choisie, car les industriels, notamment avec l'évolution de la physique des composants, choisissent de plus en plus des systèmes fonctionnant à fréquence élevée. Il est intéressant d'avoir une idée sur l'évolution des pertes fer en fonction de la fréquence de hachage.

Nous constatons, d'après une série de mesure sur les tôles fer-silicium que les pertes n'ont pas évolué sensiblement notamment pour des fréquences de hachage au dessous de 1.8 kHz et au delà de 2.2 kHz. La seule bande de fréquence où une évolution des pertes fer est constatée se situe entre 1.6 kHz et 2 kHz.

Cette constatation nous laisse penser au phénomène de filtrage de l'inducteur qui absorbe une bande assez large des harmoniques supplémentaires dus à la présence du hachage. La réponse de l'inducteur semble analogue à un filtre passe bande.

Concernant la réponse du système utilisant la tôle d'acier, est le contraire de celle du Fer-Silicium. En effet, l'affaiblissement dû à l'inducteur est analogue cette fois-ci à un filtre coupe bande. On en conclut que le système de filtrage semble tellement compliqué que la séparation des causes selon le type de matériau ne permet pas de déduire des conclusions fiables.

De plus, un pic de hachage se matérialise sur le cycle d'hystérésis par un cycle mineur, représenté par des petites boucles caractérisant l'accroissement des pertes volumiques correspondantes [5].

Il est Constaté que la surface de cette boucle est se réduit au fur et à mesure qu'on s'approche de la saturation. Il est donc très probable que les valeurs du courant que nous avons choisies correspondent à des cycles mineurs très minces et par conséquent, des pertes supplémentaires négligeables.

Ceci, allié au phénomène de filtrage, pourrait expliquer la constatation de la non influence du hachage sur les pertes fer durant nos essais.

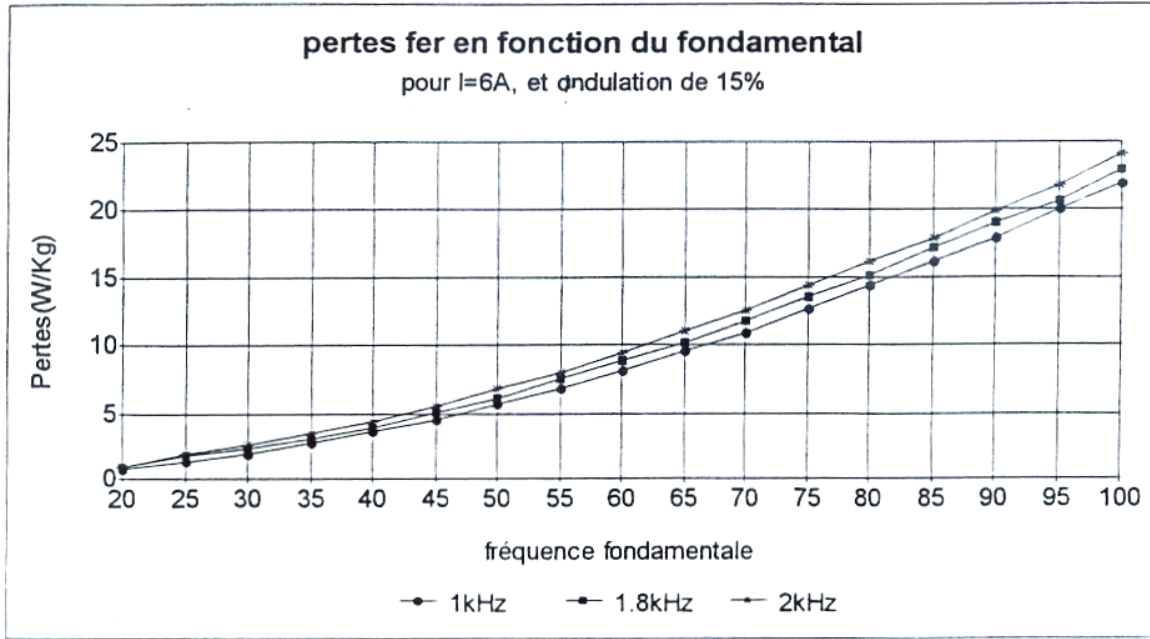


Figure 1.22 : Les pertes dans une tôle Fer-Si en fonction du fondamental [25]

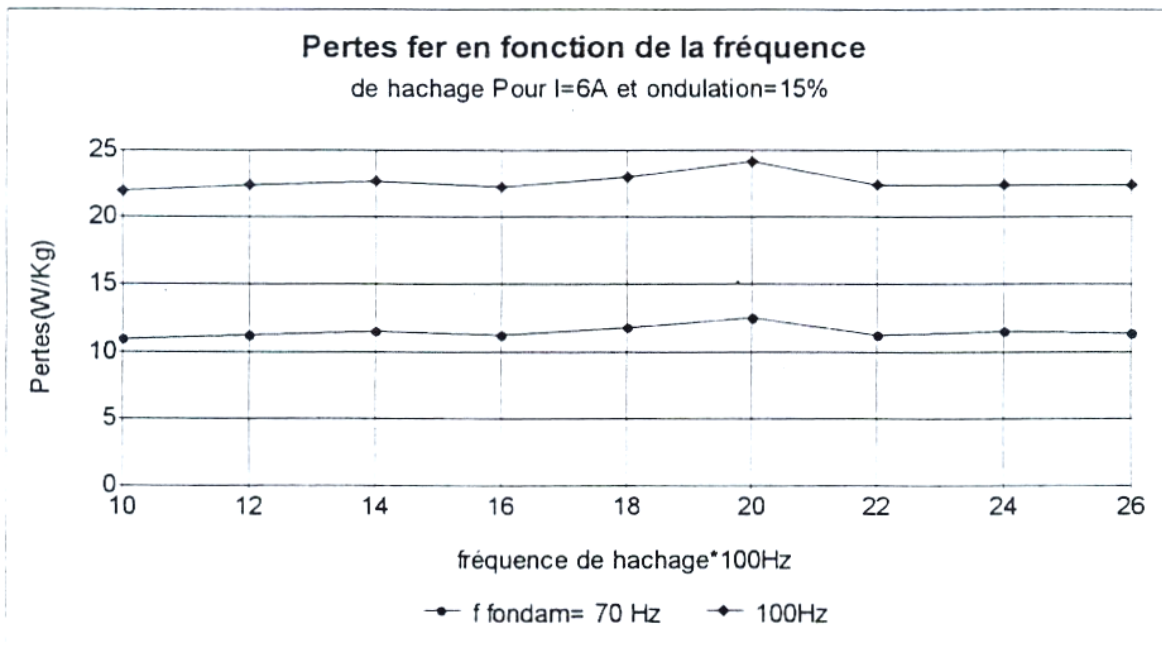


Figure 1.23 Les pertes dans une tôle Fer-Si en fonction de la fréquence de hachage [25]

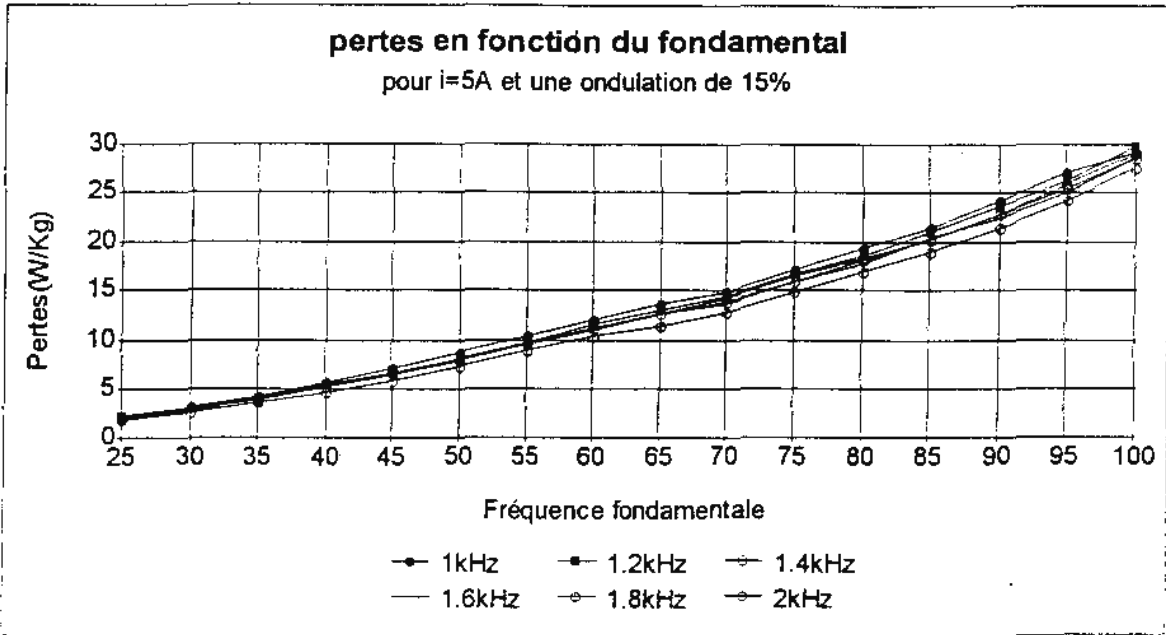


Figure 1.24 : Les pertes dans une tôle d'Acier en fonction du fondamental, pour différentes fréquences de hachage [25].

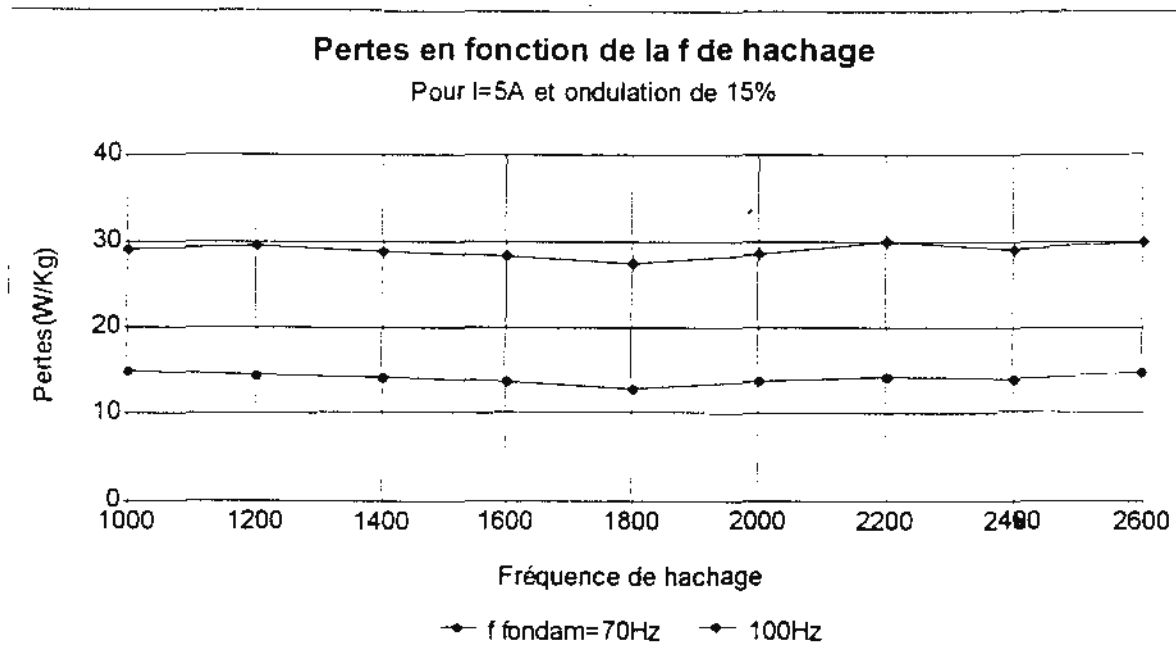


Figure 1.25 : Les pertes dans une tôle d'Acier en fonction de la fréquence de hachage

1.3.5 - L'INFLUENCE DE L'ONDULATION DU COURANT

Les industriels intègrent souvent à leurs convertisseurs statiques des accumulateurs d'énergie, comme l'inductance et la capacité. Cette dernière est branchée généralement en parallèle avec la charge, quant à l'inductance elle est mise en série. L'objectif principal de tels montages est de réduire l'ondulation de la tension grâce à la capacité et l'ondulation du courant par l'intermédiaire de l'inductance.

Ceci pour éviter les perturbations harmoniques qui deviennent de plus en plus contraignantes. En effet, il est démontré que le taux d'ondulation du courant est proportionnellement inverse à l'inductance; augmenter cette dernière réduit l'ondulation du courant, qui à son tour provoque un rejet des perturbations acceptables au réseau.

L'étude en amont de l'inductance a été soigneusement traitée par les électroniciens de puissance; nous nous sommes intéressés à la partie en aval de l'inductance. Le taux d'ondulation a-t-il ou non une influence sur les pertes fer?

L'analyse des courbes issues de l'expérience ne nous a pas permis de visualiser leurs effets, ce qui est en contradiction avec d'autres travaux [26][27].

Les justificatifs pourraient être les mêmes que ceux cités dans le paragraphe précédent.

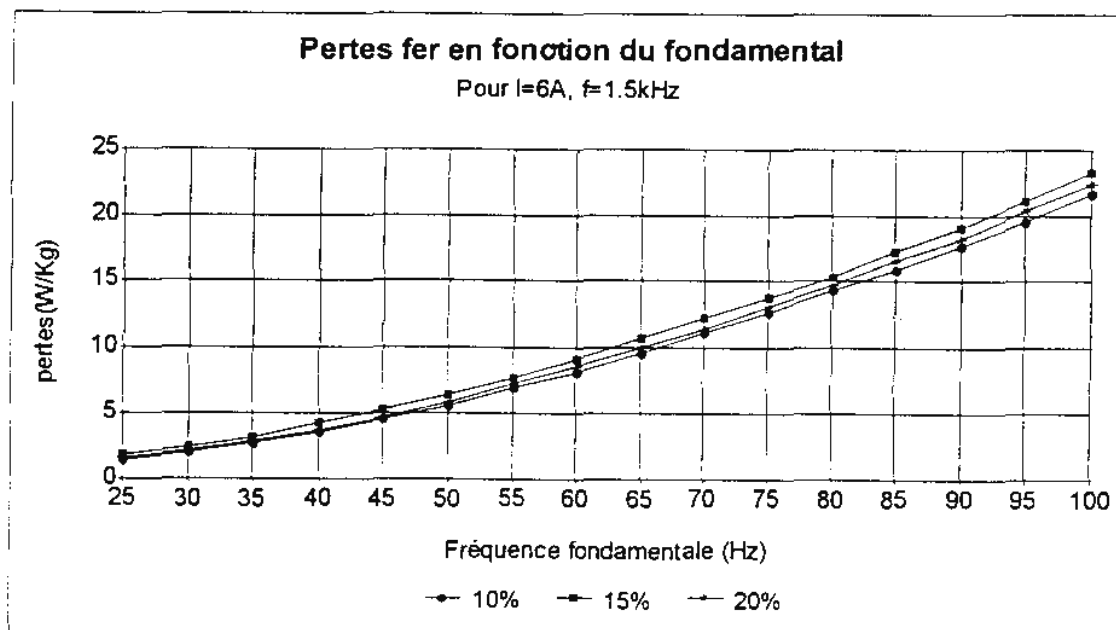


Figure 1.26: Les pertes dans une tôle Fer-Si en fonction du fondamental, pour différents taux d'ondulation.

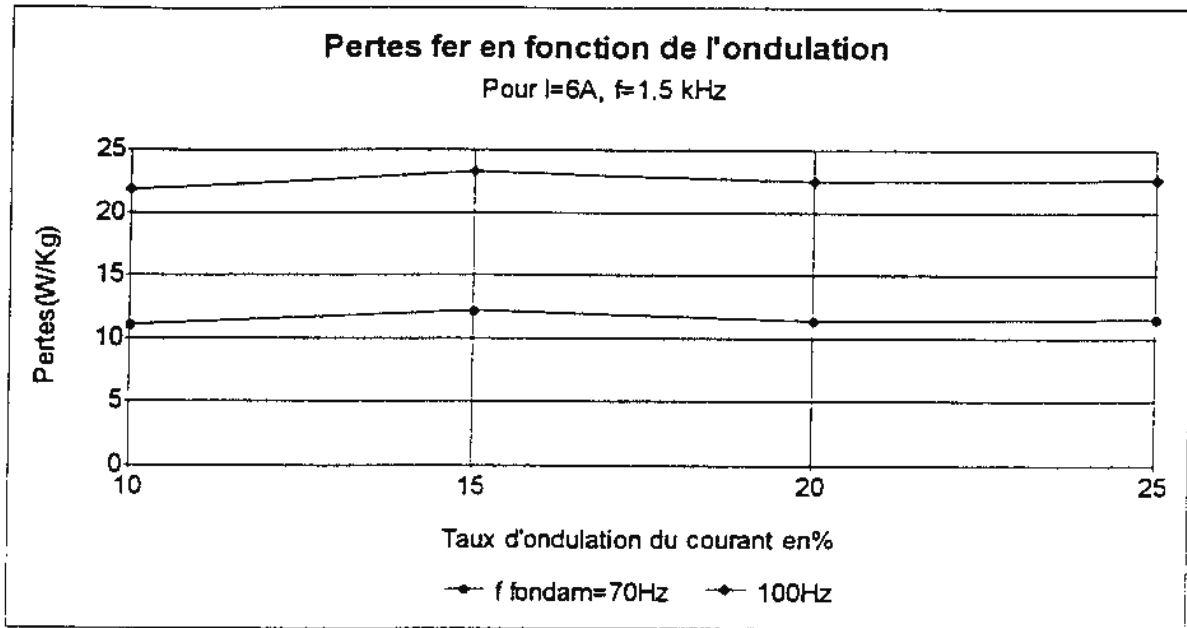


Figure 1.27 : Les pertes dans une tôle Fer-Si en fonction du taux d'ondulation.

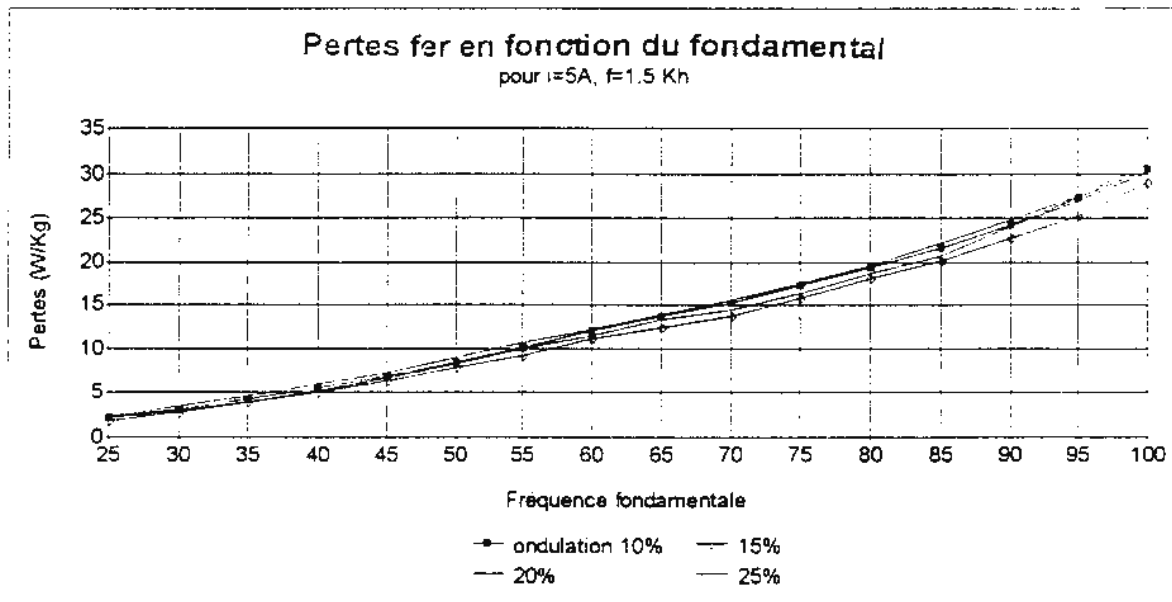


Figure 1.28 : Les pertes dans une tôle d'Acier en fonction du fondamental pour différents taux d'ondulation

1.3.6 - MODELISATION DES PERTES FER

La modélisation est un outil nécessaire pour passer de l'expérimental à la simulation numérique, en vue de la conception d'un dispositif. Nous avons essayé dans cette optique de donner une formulation mathématique à l'évolution des pertes en fonction de la fréquence fondamentale et l'amplitude du champ et sa distribution spatio-temporelle.

Quant aux autres paramètres, tels que la fréquence de hachage et le taux d'ondulation, leurs modèles obtenus s'éloignent considérablement des courbes expérimentales. Pour cela, nous ne les avons pas intégrés à ce paragraphe.

Nous nous sommes référés à une bibliothèque d'équations mathématiques contenue dans un logiciel de simulation numérique. Notre choix a été orienté vers des équations simples qui peuvent être exploitées facilement.

Bien entendu, d'autres modèles plus précis passant par le maximum des points expérimentaux pourraient être proposés, mais cela au détriment de la simplicité et de la compatibilité entre les constantes de différentes lois.

Cette compatibilité est nécessaire pour passer d'une formulation séparée à une formulation empirique englobant l'évolution des pertes en fonction de tous les paramètres pris en compte.

A- Modélisation en fonction de la fréquence fondamentale.

Nous avons obtenu une formulation valable sur la totalité des courants mesurés et pour les deux types de tôles Fer-silicium et Acier. Le modèle est représenté par l'équation suivante :

$$P(f) = a \cdot f^2$$

Les courbes représentant les pertes fer obtenus par expérience et leurs modèles mathématiques associés sont montrés sur la figure 1.29 et 1.30

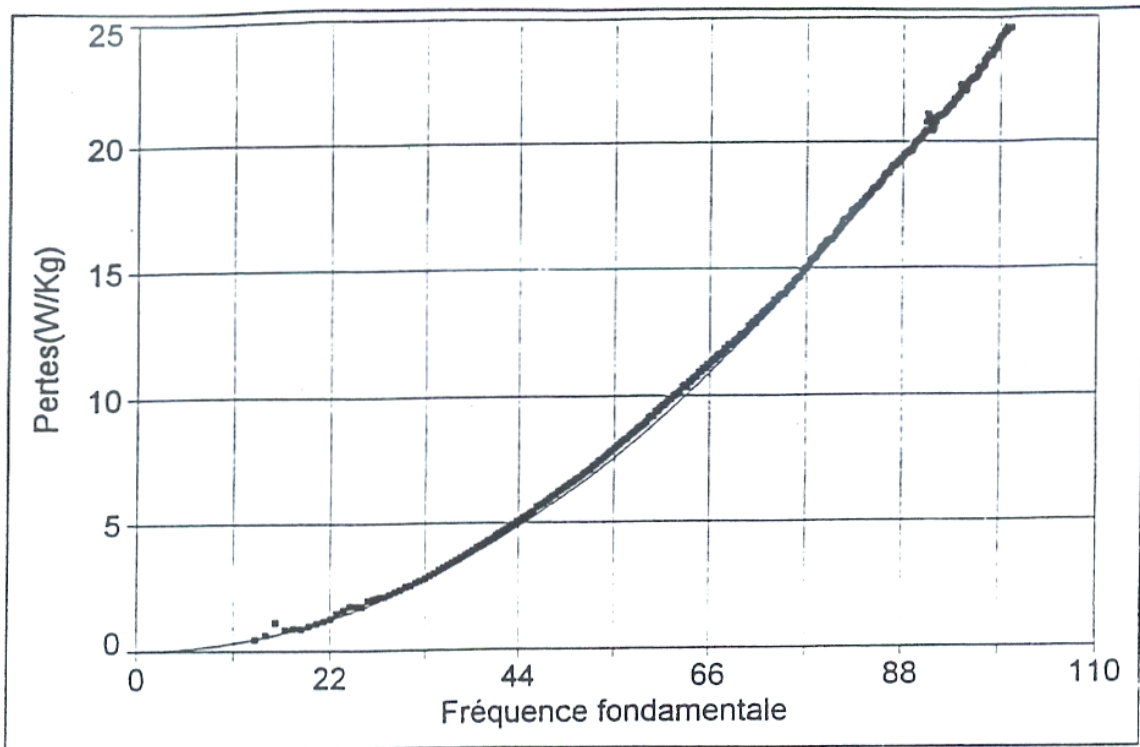


Figure 1.29: Courbe expérimentale et modèle mathématique pour une tôle Fe-Si et un courant de 6A.

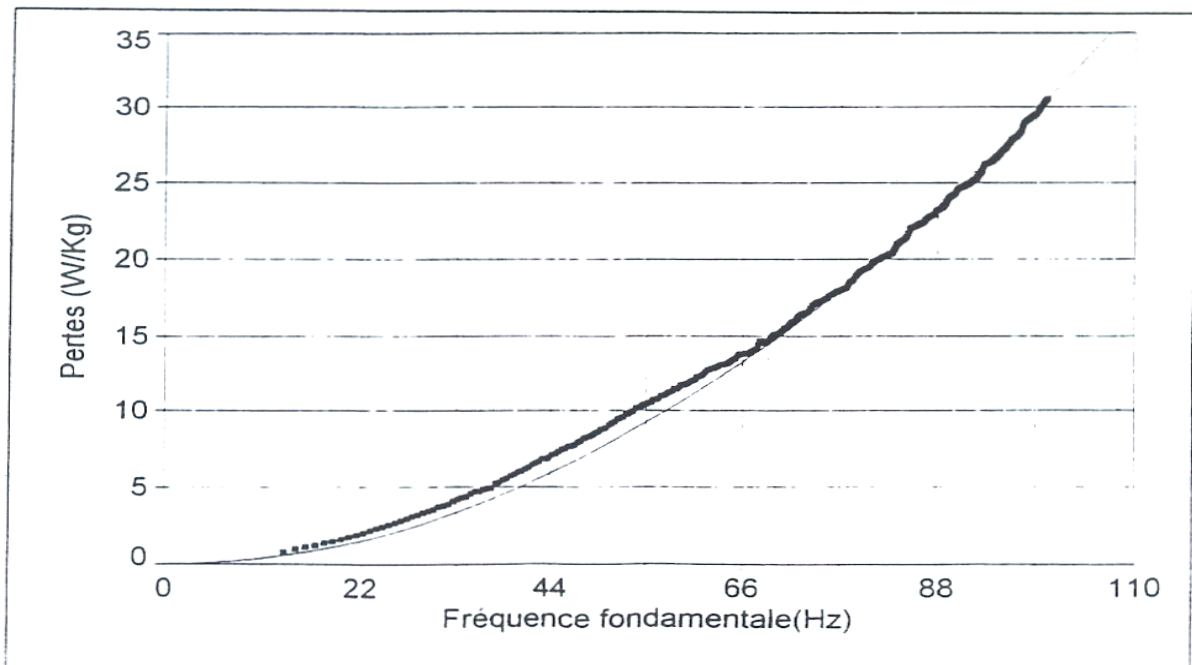


Figure 1.30 : Courbe expérimentale et modèle mathématique pour une tôle d'acier et un courant de 5A.

B - Modélisation en fonction de l'intensité moyenne du courant inducteur

Nous avons procédé de la même façon que précédemment, les pertes massiques croissent avec le courant selon la loi suivante :

$$P(I) = b.I^2 + c.I^2.\ln(I)$$

Le modèle obtenu est valable pour toutes les fréquences fondamentales incluses dans nos expériences. On montre celle qui correspond à la fréquence fondamentale de 70Hz. Si on change cette dernière le modèle garde sa forme mathématique, mais les constantes b et c prennent d'autres valeurs.

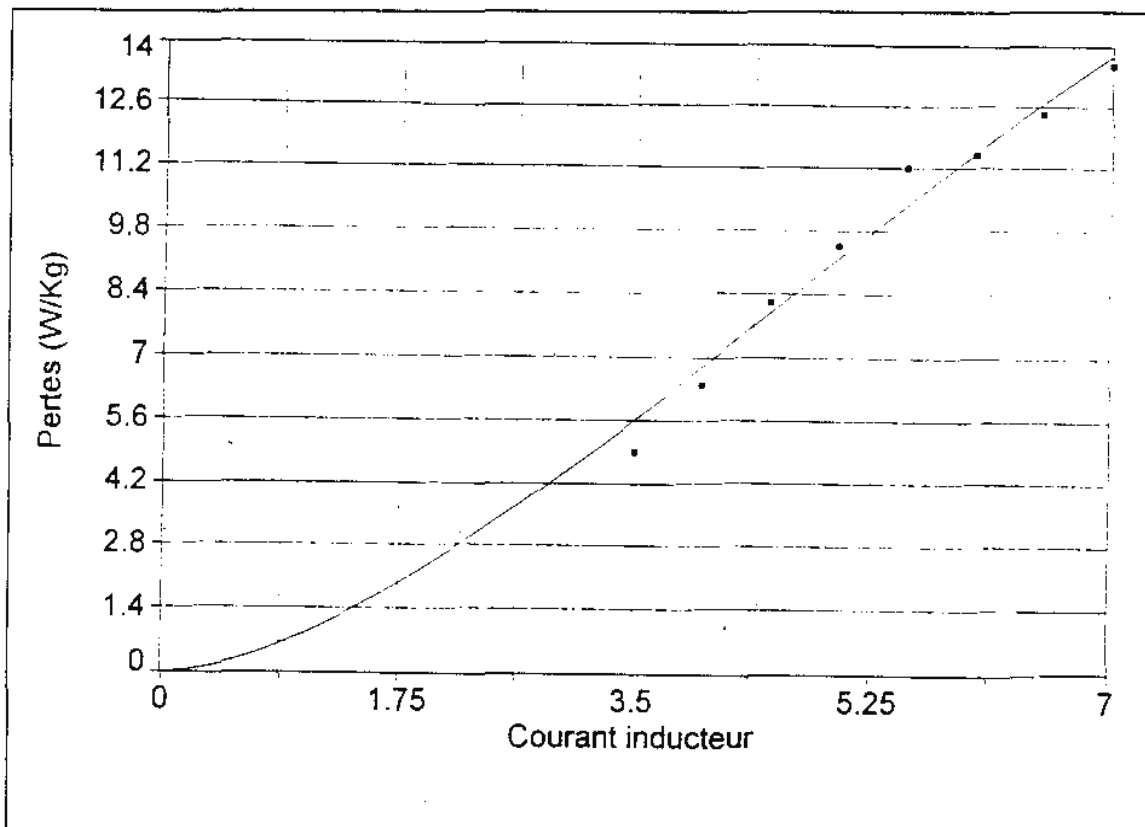


Figure 1.31 Courbe expérimentale et modèle mathématique pour une tôle Fe-Si et une fréquence de 70Hz.

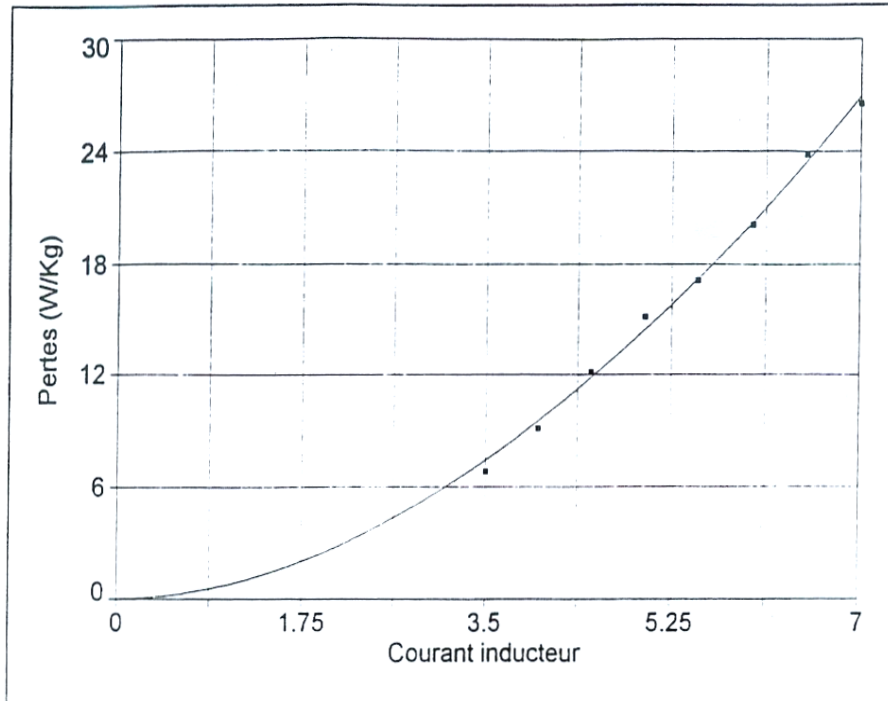


Figure 1.32: Courbe expérimentale et modèle mathématique pour une tôle d'acier et une fréquence de 70Hz

1.3.6.3 - Modélisation globale

Une formulation mathématique globale contenant tous les paramètres accessibles (la fréquence fondamentale, le courant) est particulièrement intéressante. Pour y parvenir, il faut veiller à ce que la compatibilité entre les constantes a, b et c de formulations séparées soit respectée.

En effet, on devrait trouver les différentes valeurs de a en fonction de courant, puis tracer la courbe donnant l'évolution de a en fonction du courant I.

Si cette courbe obéit à la même loi que P(I), on dit alors que les constantes sont compatibles entre elles et la déduction d'une formulation globale devient donc possible. La loi empirique globale que nous avons pu obtenir est:

$$P(f,I) = [b.I^2 + c.I^2 \cdot \ln(I)] \cdot f^2$$

Remarque:

Les lois proposées ne sont pas les seules à pouvoir modéliser les pertes, notre choix est conduit par:

La simplicité des équations choisies.

La compatibilité entre les constantes des modèles séparée.

La concordance avec d'autres travaux.

Pour cela des modèles plus fins n'ont pas été pris en considération, car nous n'avons pas pu passer d'une formulation séparée à une formulation globale.

De cela on peut tirer les conclusions suivantes :

L'évolution des moteurs électriques, étroitement liée à celle de l'électronique de puissance, implique de nouvelles formes de sollicitations, que les matériaux magnétiques ne sont d'ailleurs pas les seuls à subir.

Comment se comportent t-ils en présence des harmoniques délivrés par les convertisseurs ? Quelles sont les répercussions sur les pertes globales ? Ce sont des questions auxquelles nous avons tenté de répondre. Les résultats expérimentaux n'ont pas permis de mettre en évidence leur influence. Nous estimons que ceci est dû au fait que l'inducteur massif absorbe les harmoniques du champ engendré par les convertisseurs statiques.

L'acier et le fer-silicium, représentent un bon compromis technico-économique pour les utilisations actuelles, Malgré les progrès enregistrés ces dernières décennies dans le domaine des matériaux doux, ils sont toujours le siège de pertes fer qui' il demeure souhaitable de réduire.

Aussi, afin de comparer dans les mêmes conditions les différents matériaux magnétiques ayant des formes géométriques identiques et sous des effets comparables ; il est d'abord nécessaire d'adopter un dispositif simple de construction et les échantillons sous test doivent présenter une forme sinusoïdale de l'induction.

1.4 – ELABORATION ET PREPARATION DES ECHANTILLONS.

Les alliages Fe Si sont très utilisés dans l'industrie électrotechnique; l'addition du silicium au fer augmente la résistivité électrique du matériau, ce qui contribue à diminuer les pertes. Une élévation de la teneur en Si permettrait d'améliorer les performances magnétiques, mais l'apparition d'une transformation ordre—désordre fragilise le matériau. La mise en forme par laminage à froid n'est alors plus réalisable [13]. Au cours des dernières années, le développement des techniques de trempe rapide a permis de produire directement, à partir de l'état liquide, des rubans métalliques. Des rubans FeSi, contenant de 3% à 7% de silicium, ont pu être ainsi préparés. Les alliages à 6.5% présentent un intérêt particulier car, à cette teneur, la magnétostriction est nulle, la constante d'anisotropie magnétocristalline est minimale et l'induction à saturation reste convenable (figure 1.33).

A l'état brut de trempe, ces matériaux n'offrent que peu d'intérêt il faut procéder à des traitements thermiques, et parfois mécaniques, afin d'améliorer les propriétés magnétiques. Cela a conduit plusieurs laboratoires (Centre d'Etudes de Chimie Métallurgique, Société Imphy, Laboratoire d'Electricité Industrielle du CNAM) à entreprendre une étude coordonnée pour ces matériaux. La coulée mère de l'alliage (6,5% Si-Fe) est élaborée dans les laboratoires de la Société Imphy. Les rubans, réalisés au CECM de Vitry sur Seine, y subissent divers traitements thermiques et sont caractérisés afin de déterminer les paramètres d'ordre métallurgique (par diffraction X, microscopie électronique...). Des rubans, également élaborés au CECM, sont envoyés chez Imphy pour subir d'autres traitements et des essais complémentaires. Enfin, les caractérisations magnétiques sont évaluées au CNAM.

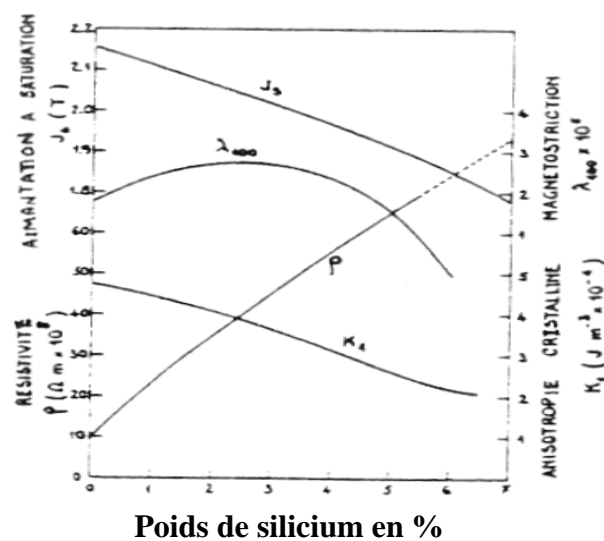


Figure 1.33 : influence de la teneur en silicium

1.4.1- Elaboration des rubans microcristallins par trempe rapide

Les deux techniques de trempe rapide actuellement les plus couramment utilisées sont celles du jet libre et du flot planaire. Les défauts de la première technique étant liés à la sensibilité du produit aux instabilités hydrodynamiques et à l'existence de mouvements turbulents qui empêchent l'obtention de largeurs dépassant quelques centimètres, les rubans sont élaborés par la méthode du flot planaire [13].

1.4.1.1 - Principe

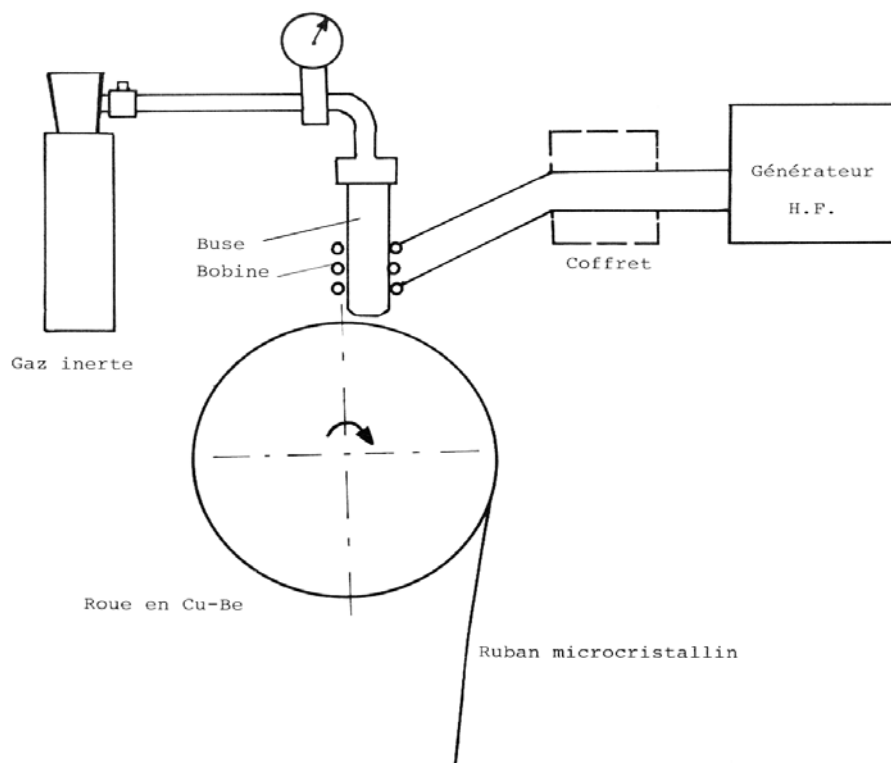


Figure 1.34: Principe de la trempe rapide

L'alliage mère est réalisé à partir de matériaux industriels. Sa composition en silicium est de 6,24% (proportions pondérales) ; la teneur en impuretés du fer est soigneusement contrôlée. L'alliage est fondu dans une buse en silice transparente au moyen d'un four à induction, alimenté par des courants PIF (150 kHz).

Le principe consiste à projeter le liquide sur un substrat en mouvement avec refroidissement rapide. La vitesse de trempe dépend de l'épaisseur de l'échantillon et de la qualité du contact thermique entre l'échantillon et le substrat. La vitesse de refroidissement, évaluée à quelques 10^6 K/s, permet

d'obtenir des rubans microcristallins de 20 mm de large et de 30 à 40 μm d'épaisseur.

Plus précisément, une surpression d'argon sur l'alliage fondu projetée, à travers la fente rectangulaire de la buse, le liquide sur une roue tournant à grande vitesse. Au contact du substrat, le jet forme une flaque liquide stable dont la partie solidifiée, entraînée par la roue, constitue le ruban.

Pour éviter la combustion, en présence d'air, du ruban à l'échappement de la roue, on réalise une protection gazeuse d'hélium autour de la flaque liquide.

Pour obtenir un état de surface convenable et non oxydé, la mise en œuvre de la technique est assez délicate.

Les paramètres les plus importants qui font varier l'épaisseur du ruban sont la nature du gaz et la surpression, la vitesse de la roue, la hauteur de la buse au dessus du substrat et l'inclinaison de celle-ci par rapport à la roue.

La largeur du ruban est conditionnée par la longueur de la fente rectangulaire d'éjection. C'est en fait, le même procédé que celui utilisé pour la préparation des matériaux ferromagnétiques amorphes au CECM.

1.4.1.2 - Morphologie des rubans

La largeur des rubans microcristallins élaborés est de 20mm ; leur longueur atteint une dizaine de mètres. Cela permet aisément de réaliser des tores en bandes enroulées. L'épaisseur des rubans varie entre 40 et 60 μm . Les propriétés mécaniques sont alors plus intéressantes; ainsi, la résistance à la traction se trouve être maximale (entre 55 et 65 kg/mm²).

On constate sur un même ruban, des irrégularités d'épaisseurs, liées aux difficultés de mouillage du substrat et à l'inclusion de bulles d'air entre la roue et le ruban. Les variations vont de 7 à 15 μm . Par ailleurs, les mesures de rugosité, effectuées au CECM, indiquent une variation moyenne de 1,72 à 4,14 μm . Dans tous les cas, on observe que la face du ruban en contact avec la roue est beaucoup plus régulière que la face extérieure. Ainsi, l'aspect du ruban est brillant sur la face externe, mat sur la face en contact avec le substrat.

1.4.2 - Influence des traitements thermiques

Des travaux antérieurs ont montré que les propriétés magnétiques des alliages Fe-Si sont optimisées par des traitements thermiques et même mécaniques [13]. Il est donc important de préciser l'évolution de certains paramètres d'ordre métallurgique au cours de tels traitements.

1.4.2.1- Résultats provenant d'études effectuées au CECM

-a- Structure et taille des grains

La taille des grains du ruban brut de trempe n'évolue pas dans l'épaisseur.

En estimant que les grains ont une forme sphérique, leur diamètre moyen est de l'ordre de 4 à 10 μm . La microstructure présente toujours des grains sous forme colonnaire dans la section longitudinale, s'étendant à travers toute l'épaisseur du ruban. Dans ces sections, les grains sont inclinés dans le sens inverse de production du ruban l'angle mesuré est de 20° à 32° . Cela provient essentiellement des contraintes de cisaillement dans le front de solidification, induites par la force de frottement hydrodynamique.

L'évaluation de la taille des grains est faite par micrographie optique sur la surface des rubans, après polissage mécanique et attaque au picral. Pour les deux faces, la taille des grains du ruban brut est identique.

Les recuits sont effectués sous hélium (N 55) dont la pureté est contrôlée par micrographie en phase gazeuse et sont suivis de trempe par retrait du four. Pour des températures de recuit de 500°C à 700°C , la taille des grains n'évolue pas quelle que soit la durée du traitement, et reste de l'ordre de 4 à 10 μm .

Dès 750°C , les grains grossissent de façon homogène jusqu'à environ 70 μm jusqu'à 950°C . A partir de 950°C , de gros grains se forment au détriment des petits ; cela suggère une recristallisation secondaire. A 1200°C , le diamètre moyen des grains atteint 300 μm après 24 heures de recuit. Les résultats de ces mesures sont reportés sur la figure 1.35.

Par des essais de flexion, on constate que le matériau est d'autant moins ductile que la température de recuit est élevée. Le traitement thermique à 1200°C pendant 24 heures sous hélium constitue une limite pour obtenir un alliage Fe-Si 6.5% ductile.

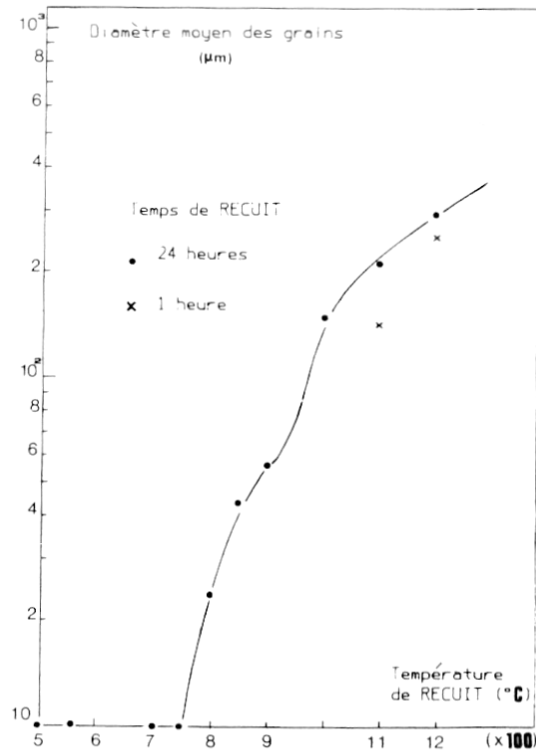


Figure 1.35 : influence du recuit sur la taille moyenne des grains dans la structure

-b- Evolution de l'état d'ordre et de la texture en fonction des traitements thermiques

Le diagramme d'équilibre du système Fe—Si est reporté sur la figure 1.36. Pour une composition pondérale de 6,5% de silicium, les alliages sont biphasés (B2+D03) jusqu'à 550°C, monophasés (B2) de 550° à 750°C, puis complètement désordonnés (A2) à plus haute température.

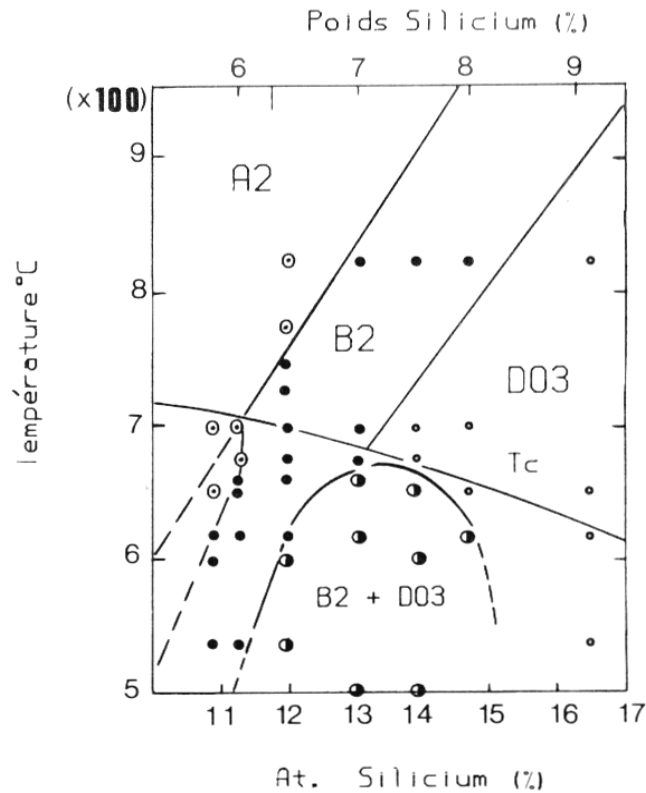


Figure 1.36 diagramme d'équilibre du système Fe-Si

La phase A2 correspond à une structure cristalline cubique centrée ordonnée, la phase B2 a une structure cubique centrée ordonnée et la phase DO3 possède une maille cubique à faces centrées composée de huit cubes centrés.

Toutefois, les temps de recuit nécessaires pour obtenir ces différents états, sont mal définis et varient selon les auteurs .

On s'est proposé d'étudier la cinétique de formation des différentes phases ordonnées par des mesures de microdureté, aux rayons X et au microscope électronique. L'évolution de la microdureté au cours des traitements isochrones de 24 heures est reportée sur la figure 1.37.

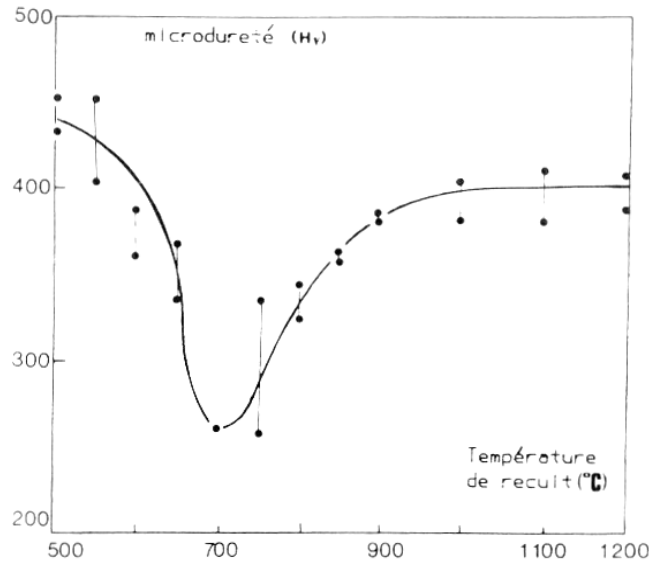


Figure 1.37 : Evolution de la micro dureté en fonction de la température du recuit

A l'état brut de trempe, la dureté Vickers est voisine de 400 Hv et les spectres de rayons X ne relèvent pas la présence d'ordre. Notons toutefois que les spectres de diffraction électronique présentent des traces de surstructure, ce qui indique que, malgré la trempe rapide, l'état désordonné n'est pas complètement conservé.

Après un traitement de 24 heures à 500°C, la dureté est de 440 Hv et les raies de B2 et DO3 sont bien marquées. A 700°C, la dureté est minimale (260 Hv) avec uniquement les raies de la phase B2. L'intensité des raies de cette phase diminue lorsque la température s'élève. L'alliage est complètement désordonné après 24 heures à 1000°C et la dureté augmente. Ces résultats montrent que la microdureté rend bien compte de l'état d'ordre de l'alliage Fe—Si 6,5%. Dans un deuxième temps, on a relevé, au cours du temps, la microdureté d'alliages, initialement bruts de trempe, selon deux isothermes à 500°C et 700°C, (figure 1.38).

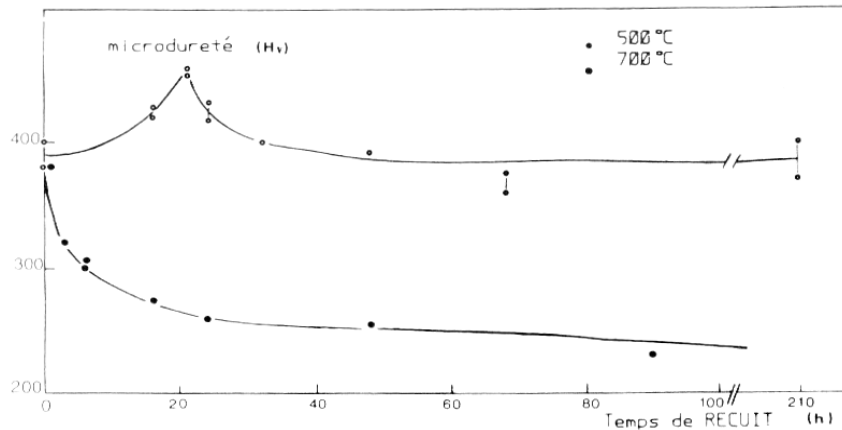


Figure 1.38 : Evolution de la microdurete en fonction de la durée du recuit

A 500°C, on observe un maximum de dureté après 20 heures de traitement. Les rayons X indiquent que le degré d'ordre, défini comme étant le rapport des intensités de la raie de surstructure 100 et de la raie fondamentale 110 correspondante, est égal à 0,008 après une heure de traitement et se stabilise à 0,015 après trois heures. Au delà de cette durée, la microscopie électronique et les rayons X montrent que la taille des domaines ordonnés augmente de 100 à 340 Å dans l'état d'ordre DO3 et de 162 à 470 Å dans la phase B2.

A 700°C, le degré d'ordre reste constant et égal à 0,015 à partir de 3 heures. On a donc, comme précédemment, augmentation de la fraction volumique de la phase ordonnée, puis augmentation de la taille des domaines.

La microdureté diminue de façon monotone en fonction du temps de maintien à 700°C.

Des études complémentaires sont effectuées en observant l'effet de traitements de revenu à 500°C et 700°C sur des rubans préalablement recuits à 1200°C pendant 24 heures. La taille des domaines dépasse largement 1000 Å dans la phase B2.

La courbe de dureté peut indiquer que la Phase DO3 apparait en premier tandis que , après 20 heures, la phase B2 est plus importante.

Faute de temps, l'existence d'une texture n'a pu être confirmée sur les rubans traités au CECM. Par Contre, on a étudié l'évolution de la texture en fonction des traitements thermiques, sur quelques rubans traités chez Imphy.

Les travaux effectués dans ce domaine montrent que, pour des températures de recuits comprises entre 900° et 1050°C, il existe une amorce de la texture (100) dans la matrice à grains normaux, qu'entre 1050° et 1150°C ,

seule la texture (100) existe et qu'à partir de 1180°C, on a la présence d'une texture (110) associée à (100) Au delà de 1200°C, seule existe la texture (110).

1.4.2.2. Etudes effectuées par la Société IMPHY

A- Traitements des rubans

Les rubans microcristallins, bruts de trempe, élaborés au CECM, subissent d'abord un recuit à 1180°C pendant 8 heures sous différentes atmosphères, (hydrogène humide ou argon) .Ce traitement thermique a pour but d'observer l'évolution de la taille des grains et de la texture en fonction de l'atmosphère, différente de celle utilisée lors des recuits au CECM.

Pour certains rubans, un traitement préalable consiste à tenter de développer au sein du matériau une anisotropie permettant d'obtenir des rubans texturés, la majorité des grains ayant alors une orientation particulière. Cette opération doit avoir pour effet de déclencher le mécanisme de recristallisation secondaire, qui ne peut se produire qu'après une certaine déformation minimale, dite « écrouissage critique » .

Aussi, les rubans bruts de trempe sont laminés à froid avec un taux de réduction d'environ 10%. Enfin, pour étudier l'effet de l'état d'ordre, des traitements de revenus sous champ magnétique longitudinal (800 A/m) sont effectués. La température du revenu, après le premier traitement de 1180°C pendant 8 heures, est choisie pour obtenir les meilleures propriétés, notamment en ce qui concerne la ductilité et une structure de domaines ordonnés à gros grains. c'est—à—dire lorsque l'alliage se trouve dans la phase (B2 + D03) . Le revenu consiste en un traitement à la température de 500°C pendant 3 heures, sous H2.

B- Géométrie des rubans

A l'état brut de trempe, l'épaisseur des rubans varie de 65 à 75 μm selon des mesures effectuées chez Imphy. Par contre, notre méthode de mesure, qui consiste à peser l'échantillon et, connaissant la densité volumique, d'en déduire la section transversale puis les épaisseurs variant de 40 à 45 μm . Les rubans laminés ont une épaisseur de 35 μm quelle que soit la méthode de mesure. Les rubans ont une largeur initiale de 21 mm, ramenée avant les traitements thermiques à 16mm, par cisaillement.

Cette opération est réalisée dans le but d'éliminer les rives brûlées sur le matériau brut de trempe et les criques de laminage.

C- Taille des grains

La détermination de la taille des grains est faite conformément à la norme AFNOR (NF A 04-102)

Après le maintien pendant 8 heures à 1180°C en four classique, les échantillons brut de trempe ont un grain plus fin que ceux issus du laminage, quelle que soit l'atmosphère du four (hydrogène ou argon). Cela correspond à un diamètre moyen des grains d'environ 250 µm pour le premier état et 350 µm pour le second.

L'utilisation du four à gradient thermique permet de déduire que la taille des grains évolue avec la température. Au dessus de 1100°C, la grosseur du grain évolue peu avec la température. Plus précisément, le diamètre augmente de 125 µm à 354 µm pour des températures variant de 900°C jusqu'à 1180°C, la durée du traitement étant de 8 heures.

D- Texture , anisotropie cristalline

Pour l'étude de la répartition des pôles (110), la méthode de Shultz est utilisée elle est réalisée par réflexion de la raie du molybdène, avec un pas de 1,25°.

Le tracé des figures de pôles a été effectué automatiquement avec un appareil Texturex. Quel que soit le traitement (classique ou à gradient), la température ou l'atmosphère, les échantillons non préalablement laminés semblent être isotropes. Seuls les échantillons laminés sont texturés (110) (011). Déjà, à 500°C , cette texture est présente. L'intensité de la raie de structure (110) est 1,5 à 8 fois plus importante que celle existant dans le matériau non laminé pour des températures de recuit variant de 900° à 1180°C pendant 8 heures. On montre que seule la texture (110) existe à partir d'une heure de traitement à 1200°C.

Les échantillons testés sont de petites dimensions (30 x 20 mm pour les tales à grains non orientés et à grains orientés et 17 x 10 mm pour les microcristallins) , ce qui pose des problèmes quant à l'homogénéité.

Le perméamètre doit permettre de caractériser de façon relativement satisfaisante des échantillons dans les deux directions longitudinale selon l'axe ox et transversale selon l'axe oy.

Les pertes sont liées aux déplacements des parois [10]. Ce mécanisme, plus difficile lorsque le champ appliqué est transversal, conduit à des pertes plus élevées.

2 - CREATION D'UN CHAMP TOURNANT

Dans le cas d'une machine électrique, il existe deux moyens de produire un champ tournant [1] :

- à l'aide d'une armature mobile ;
- à l'aide d'une armature fixe polyphasée.

Nous allons nous intéresser au cas d'un dispositif constitué par deux armatures magnétiquement indépendantes, disposées perpendiculairement l'une par rapport à l'autre.

Les deux circuits magnétiques ainsi constitués, se referment chacun au travers d'un ruban dont on veut connaître les caractéristiques magnétiques sous champ tournant (planche 2.1) et possèdent chacun un enroulement d'excitation.

Les deux enroulements, alimentés par deux tensions sinusoïdales de même pulsation, déphasées d'un angle α , créent chacun une induction.

$$\text{selon X :} \quad b_x = B_x \sqrt{2} \cos \omega t \quad (2.1)$$

$$\text{selon Y :} \quad b_y = B_y \sqrt{2} \cos (\omega t - \alpha) \quad (2.2)$$

En tous les points du matériau, le module de l'induction \vec{B} doit être constant ; seule sa direction doit changer.

La relation (2.2) peut se mettre sous la forme :

$$b_y = B_y \sqrt{2} (\cos \omega t \cos \alpha + \sin \omega t \sin \alpha)$$

Il s'ensuit que :

$$\frac{b_y}{B_y \sqrt{2}} = \frac{b_x}{B_x \sqrt{2}} \cdot \cos \alpha + \sqrt{1 - \frac{b_x^2}{2B_x^2}} \cdot \sin \alpha$$

ou encore

$$\sin^2 \alpha \cdot \left[1 - \frac{b_x^2}{2B_x^2} \right] = \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{b_x}{B_x} \cdot \cos \alpha - \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{b_y}{B_y} \right]^2 \quad (2.3)$$

Lorsque $\alpha = \pi/2$, l'équation (2.3), devient l'équation d'une ellipse :

$$\frac{b^2x}{2B^2x} + \frac{b^2y}{2B^2y} = 1 \quad (2.4)$$

et l'extrémité du vecteur \vec{B} associé à l'induction décrit une ellipse dont, dans l'exemple choisi, le demi grand axe est égal à $B_x\sqrt{2}$ et le demi petit axe à $B_y\sqrt{2}$, Au point M, l'induction tourne en moyenne à la vitesse angulaire ω (fig. 2.1)

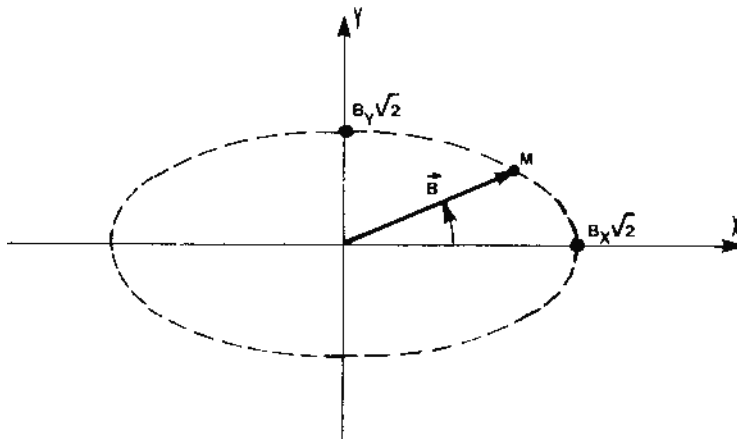


Figure 2.1 : forme du champ si on suppose $B_x > B_y$

Lorsque $B_x = B_y = B$, l'équation (2.4) devient :

$$b^2_x + b^2_y = 2 B^2 \quad (2.5)$$

L'extrémité du vecteur \vec{B} associé à l'induction décrit un cercle de rayon $B\sqrt{2}$. Le champ d'induction tourne alors à une vitesse angulaire constante ω (fig. 2.2).

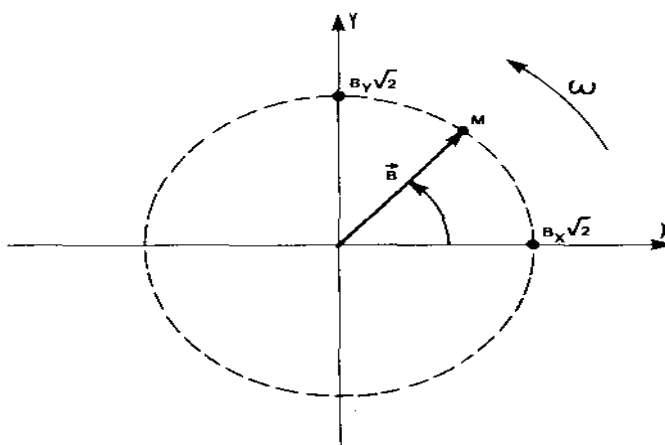


Figure 2.2 : forme du champ si on suppose $B_x = B_y$

3. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

3.1- Perméamètre à champ tournant

3.1.1 - Principe [2] [3] [4]

Le Perméamètre à champ tournant est constitué par deux circuits magnétiques C_1 et C_2 , représentés sur la planche 2.1, disposés perpendiculairement l'un par rapport à l'autre.

Chaque circuit magnétique est composé de deux culasses symétriques réalisées à partir d'un matériau ferromagnétique dont la nature et les dimensions géométriques doivent être convenablement choisies (cf. paragraphes 3.1.2 et 3.1.3) ; en effet, pour avoir un dispositif fonctionnant dans de bonnes conditions, il est nécessaire que la d.d.p. magnétique aux extrémités du ruban à tester soit la plus faible possible.

Les dimensions de ces circuits sont indiquées sur les planches 3.1 et 3.2.

Les enroulements d'excitation sont alimentés par deux tensions sinusoïdales de même amplitude et déphasées de $\pi/2$, afin de créer un champ d'induction tournant dans la région centrale du ruban à tester (planche 2.1). Dans cette région sont placées les bobines de détection de l'induction (cf. paragraphe 3.1.4).

Les composantes du champ magnétique sont déduites d'une mesure des courants primaires (cf. paragraphe 3.1.3).

3.1.2 - Choix des culasses

Les culasses doivent posséder deux caractéristiques essentielles :

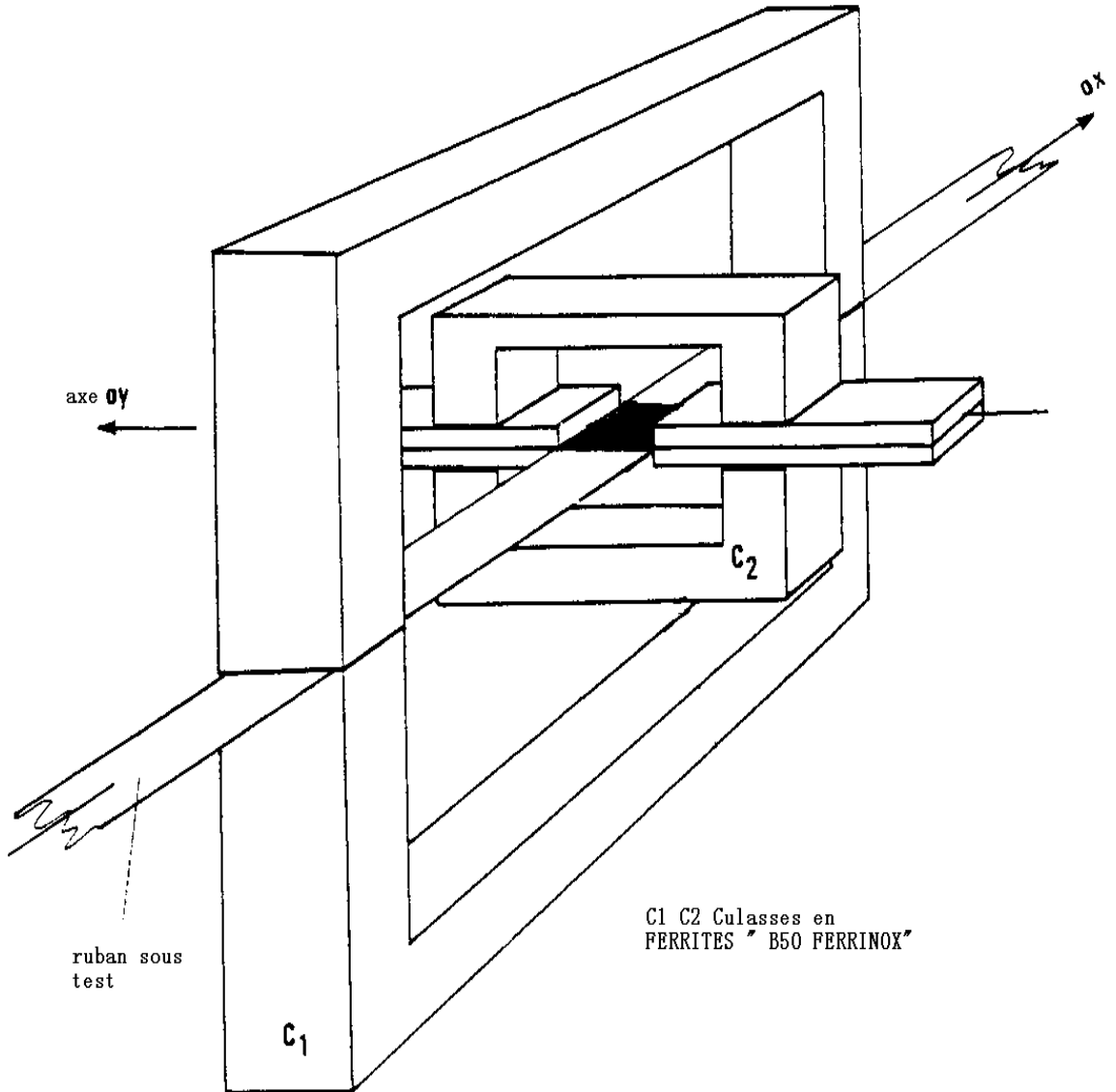
- une perméabilité relative μ_r la plus élevée et la plus constantes possible aux faibles valeurs d'induction pour que la réluctance des culasses puisse être négligée devant celle du ruban à tester. Cela permet alors de supposer que la d.d.p. magnétique aux extrémités du ruban est nulle on peut donc écrire avec une bonne approximation [4] que le champ magnétique h dans le ruban est relié à la f.m.m.($n \cdot i$) par :

$$h = \frac{n \cdot i}{l}$$

où l est la longueur utile du ruban à tester.

PLANCHE 2.1

PERMEAMETRE A CHAMP TOURNANT
CIRCUIT MAGNETIQUE



-des pertes électromagnétiques suffisamment faibles pour qu'elles puissent être négligées devant celles dissipées dans l'échantillon [5] ; en effet, à cause de leur résistivité élevée (au moins 10^6 fois celle des alliages métalliques), les ferrites peuvent être utilisées à l'état massif [6].

Ces deux raisons nous ont conduites à choisir le ferrite B50 FERRINOX pour former les culasses.

3.1.3 – Circuits d'excitation magnétiques

3.1.3.1 - Circuit d'excitation selon l'axe OX [3] [4] [7]

Le circuit d'excitation selon l'axe OX est constitué par deux bobines de N_L spires chacune, branchées en série et enroulées de façon à ce que leurs forces magnétomotrices s'ajoutent (planche 3.1).

Le bobinage ainsi constitué crée un champ magnétique orienté dans le sens longitudinal du ruban à tester.

Le champ magnétique h , dans un circuit magnétique autour duquel est enroulée une bobine comportant $2N_L$ spires parcourues par un courant i_x , est donné par le théorème d'Ampère :

$$F = 2N_L \cdot i_x + \oint h \cdot dl$$

Si le circuit comporte plusieurs tronçons, l'expression précédente, en supposant le champ uniforme dans chaque tronçon, s'écrit :

$$F = 2N_L \cdot i_x = \sum_{k=1}^{k=n} h_k l_k$$

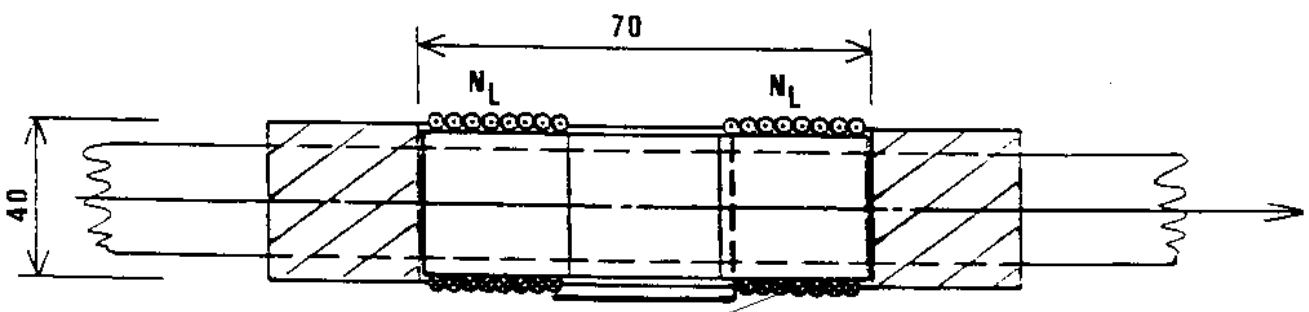
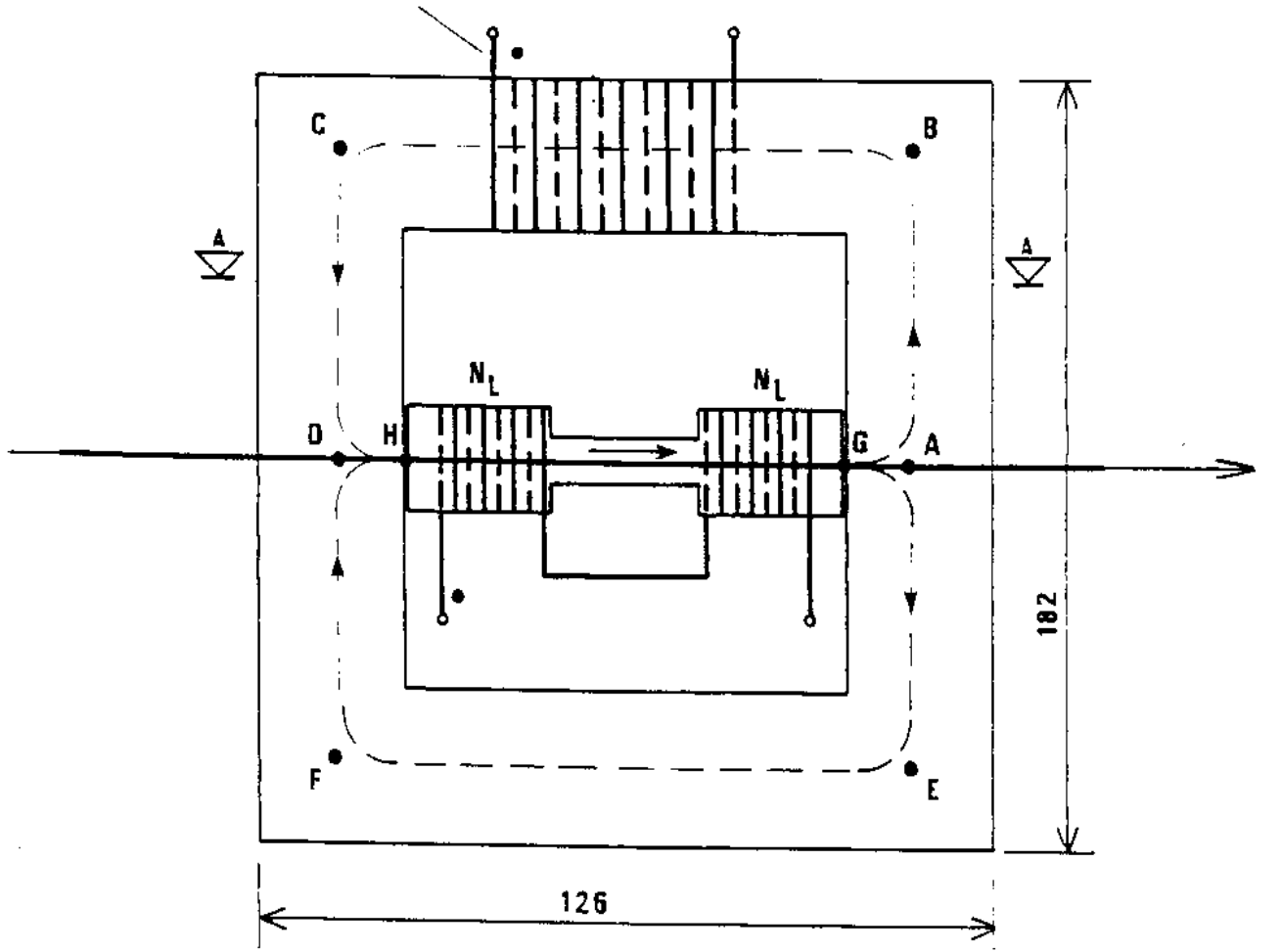
En négligeant les flux de fuite, la force magnétomotrice est reliée aux réluctances de chaque tronçon et au flux magnétique φ_k par la relation

$$F = 2N_L \cdot i_x = \sum_{k=1}^n R_k \varphi_k \quad (3.2)$$

Le circuit magnétique dans l'axe OX (planche 3.1), peut être représenté, par analogie avec un circuit électrique, par le schéma de la fig. 3.1.

PLANCHE 3.1
CULASSE C1-SELON OX

Enroulement de compensation
Nd = 210 spires



Enroulement d'excitation selon OX
2 NL = 70 spires

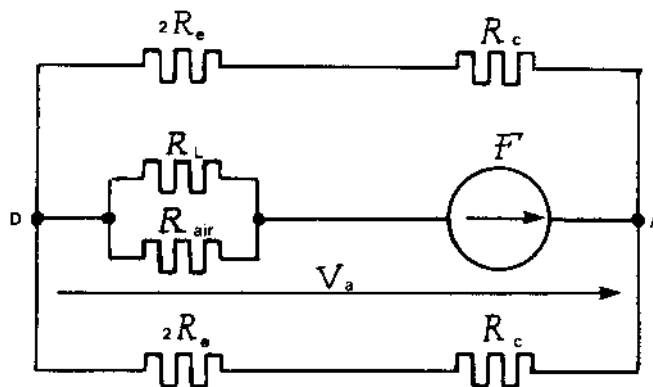


Figure 3.1 :circuit magnétique équivalent selon ox

Avec :

R_L , réluctance du ruban, dans le sens longitudinal

R_c , réluctance d'une culasse (circuit ABCD)

R_e , réluctance de l'entrefer (entre le ruban et une culasse)

R_{air} , réluctance de la couche d'air comprise entre les bobines d'excitation

F , force magnétomotrice

V_a , différence de potentiel magnétique entre les extrémités du ruban (entre les points G et H repérés sur la planche 3.1).

En remarquant que le circuit est symétrique et en posant :

$$R = \frac{R_L \cdot R_{air}}{R_L + R_{air}}$$

Nous pouvons remplacer le schéma de la fig. 3.1 par le schéma équivalent de la fig.3.2.

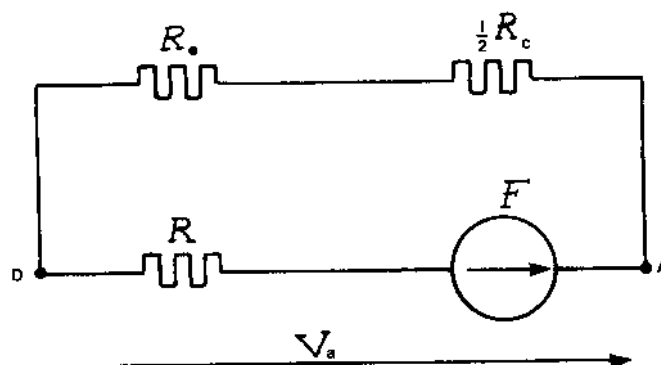


Figure 3.2 : circuit magnétique équivalent simplifié selon ox

L'expression de la force magnétomotrice est alors :

$$F = (R + R_e + \frac{1}{2} R_c) \varphi$$

ou φ est le flux magnétique à travers une spire de l'enroulement d'excitation.

La d.d.p. magnétique aux extrémités du ruban s'écrit :

$$V_a = F - R \varphi = (R_e + \frac{1}{2} R_c) \varphi$$

Pour obtenir une d.d.p. magnétique nulle aux extrémités du ruban, il est nécessaire que les réluctances de l'entrefer et de la culasse soient négligeables devant celles de l'air et du ruban à tester, c'est-à-dire

$$R \gg (R_e + \frac{1}{2} R_c)$$

Dans ce cas, si on appelle l la longueur utile du ruban dans le sens longitudinal et h_x le champ dans l'échantillon, l'application de l'expression (3.1) du circuit magnétique représenté par le schéma de la fig. 3.2 conduit à :

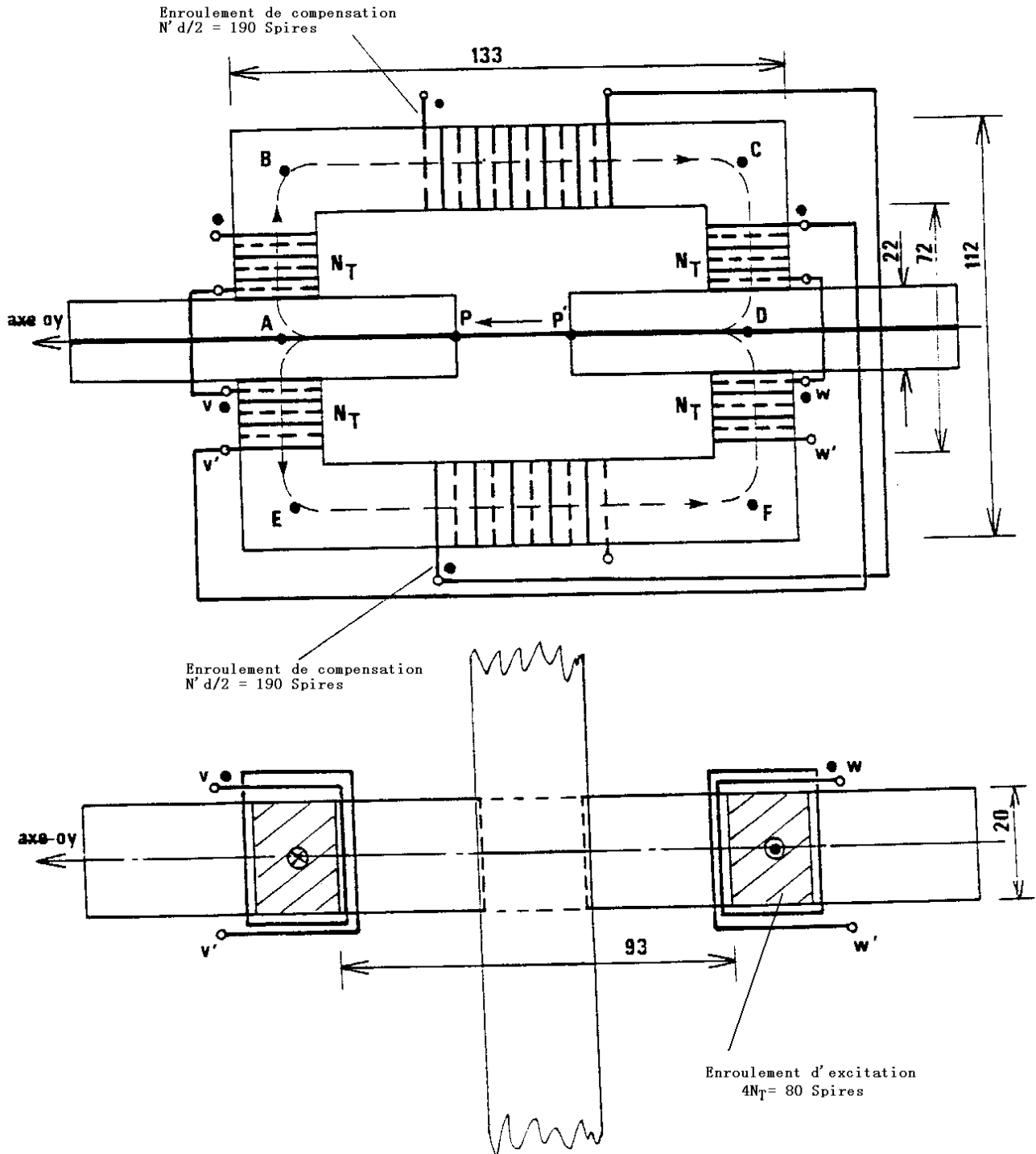
$$F = 2N_L i_x = h_x \cdot l \quad (3.3)$$

3.1.3.2 - Circuit d'excitation selon l'axe OY [3] [4] [7] –

Le circuit d'excitation selon l'axe OY est constitué par 4 bobines de N_T spires chacune, branchées en série et enroulées autour des deux culasses en U (planche 3.2). Leurs forces magnétomotrices créent un champ magnétique orienté dans le sens transversal du ruban à tester.

Par un raisonnement analogue à celui effectué pour l'axe OX, on peut représenter le circuit magnétique de l'axe OY, par le schéma de la fig. 3.3.

PLANCHE 3.2
CULASSE C2-SELON OY



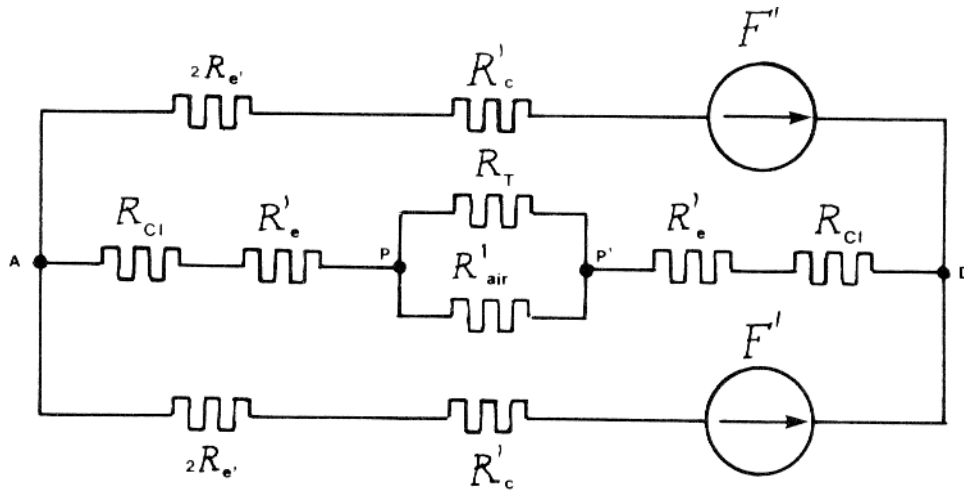


Figure 3.3 : circuit magnétique équivalent selon oy

avec

R'_{air} réluctance de la section d'air entourant le ruban et comprise entre les deux culasses coulissantes

R_T , réluctance du ruban dans le sens transversal

R'_c , réluctance d'une culasse (circuit ABCD)

R_{cl} , réluctance d'une culasse coulissante (circuit PA)

R'_e , réluctance de l'entrefer (entre le ruban et une culasse)

R_e , réluctance de l'entrefer (entre deux portions de culasse)

F' , force magnétomotrice primaire correspondant à $2N_T$ spires.

En posant :

$$R_1 = R_{cl} + R'_e \quad , \quad R' = \frac{R_T \cdot R'_{air}}{R_T + R'_{air}} \quad \text{et} \quad R_2 = 2 R_e' + R'_c$$

nous pouvons remplacer le schéma de la fig. 3.3 par celui de la fig. 3.4.

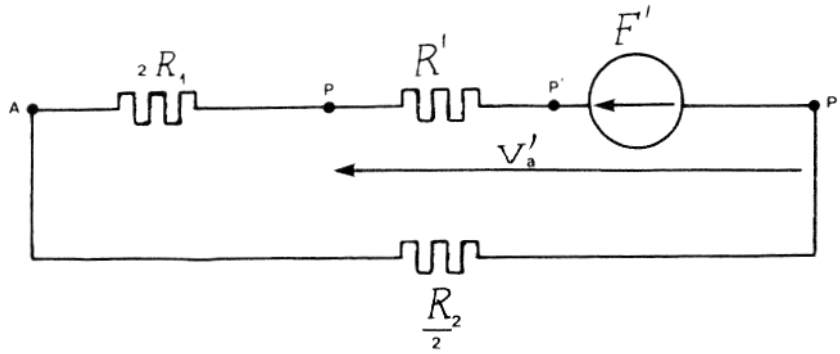


Figure 3.4 : circuit magnétique équivalent simplifié selon oy

La force magnétomotrice est liée au flux ϕ à travers une spire de l'enroulement d'excitation par :

$$F' = \left[R' + 2R_1 + \frac{R_2}{2} \right] \cdot \phi \quad (3.4)$$

et à la d.d.p. magnétique V'_a entre les pointes P et P' par :

$$V'_a = F' - R' \phi \quad (3.5)$$

Si on remplace dans l'équation (3.5), la valeur de F' , donnée par l'équation (3.4), on obtient :

$$V'_a = \left[R' + 2R_1 + \frac{R_2}{2} \right] \cdot \phi - R' \cdot \phi$$

On en déduit que, pour que V'_a soit nulle, il faut que :

$$2R_1 + \frac{R_2}{2} \ll R'$$

Dans ces conditions, si on appelle l' la largeur du ruban et h_y le champ produit par $2 N_T$ spires de l'enroulement parcourues par un courant i_y on a en définitive :

$$F' = 2 N_T i_y = h_y \cdot l' \quad (3.6)$$

3.1.3.3 - Détermination des champs magnétiques selon les axes OX et OY –

Les champs magnétiques sont calculés par application des expressions (3.3) et (3.6).

En l'absence de courants de FOUCAULT, le champ alternatif dans l'échantillon est uniforme et s'écrit :

$$h_x(t) = \frac{2N_L}{l} \cdot i_x(t) \quad (3.7)$$

$$h_y(t) = \frac{2N_T}{l'} \cdot i_y(t) \quad (3.8)$$

Lorsque les courants de FOUCAULT deviennent notables, il y a exclusion des lignes de champ et l'on considère les expressions ci-dessus comme donnant le champ en surface du matériau [5].

Par ailleurs, la présence d'un entrefer produit un champ démagnétisant qui modifie la courbe d'aimantation [10], introduisant une erreur dans la mesure du champ dans l'échantillon.

3.1.4 - Bobines de détection de l'induction - Détermination du module de l'induction tournante [2] [3] [4] [12] -

Les bobines de détection de l'induction sont disposées en croix et entourent le ruban sous test. Les axes selon lesquels elles sont bobinées font respectivement un angle $q \pm \pi/4$ par rapport à l'axe OX (fig. 3.5).

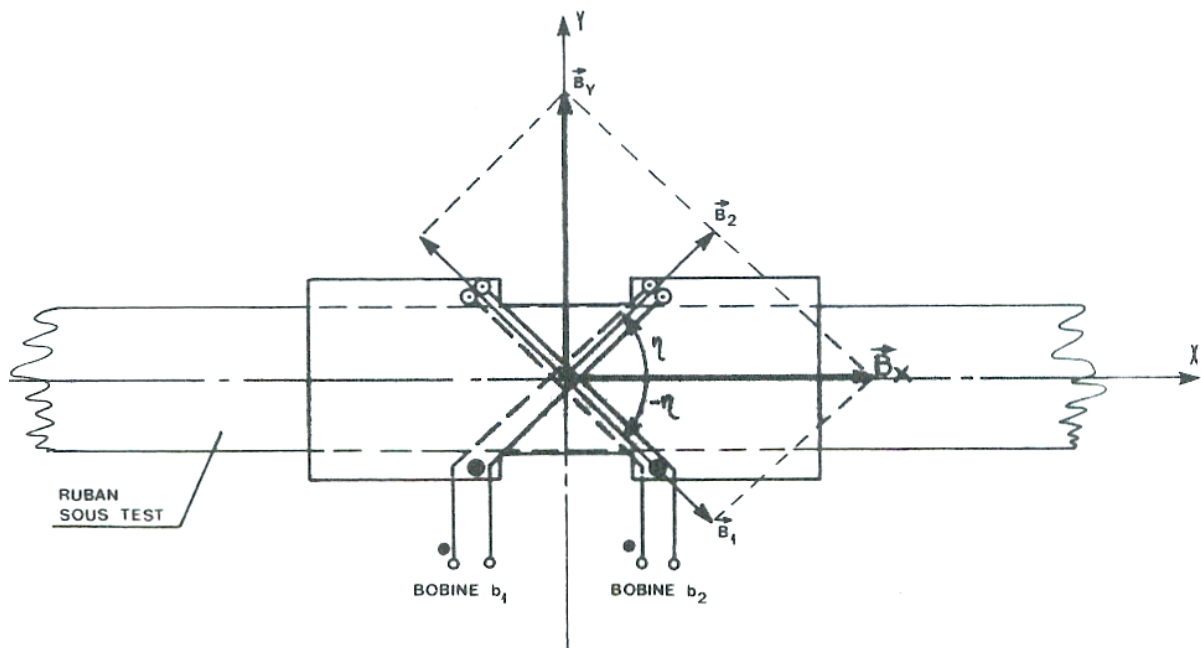


Figure 3.5 :dispositif à bobines de détection de l'induction

Chaque bobine possède 10 spires ; leur nombre a été calculé de façon à obtenir des signaux d'amplitude suffisante aux faibles inductions, afin de permettre leur traitement par le calculateur. Par ailleurs, la section des bobines

doit être la plus réduite possible, pour minimiser les corrections sur les mesures d'induction.

Détermination du module de l'induction tournante :

D'après la fig. 3.5, nous avons :

$$\varphi_x(t) = \varphi_1(t) \cos(-\eta) + \varphi_2(t) \cos \eta \quad (3.9)$$

$$\varphi_y(t) = \varphi_2(t) \sin(\eta) - \varphi_1(t) \sin \eta \quad (3.10)$$

avec :

φ_1 , flux magnétique à travers la bobine de détection b_1

φ_2 , flux à travers la bobine de détection b_2

φ_x , flux à travers le ruban, associé à la composante selon l'axe OX de l'induction

φ_y , flux associé à la composante selon l'axe OY.

Lorsque l'induction est tournante, on peut poser :

$$\varphi_x(t) = \varnothing \cos \omega t$$

$$\varphi_y(t) = \varnothing \sin \omega t$$

Dans la géométrie choisie ($\eta = \pi/4$), les équations (3.9) et 3.10) deviennent :

$$\varphi_x(t) = \varphi_1(t) + \varphi_2(t) \quad (3.11)$$

$$\varphi_y(t) = \varphi_2(t) - \varphi_1(t) \quad (3.12)$$

On en tire :

$$\varphi_1(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \hat{B}_x S_x (\cos \omega t - \sin \omega t) \quad (3.13)$$

$$\varphi_2(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \hat{B}_y S_y (\cos \omega t + \sin \omega t) \quad (3.14)$$

ou encore

$$\varphi_1(t) = \hat{B}_x S_x (\cos \omega t + \pi/4) \quad (3.15)$$

$$\varphi_2(t) = \hat{B}_y S_y (\cos \omega t - \pi/4) \quad (3.16)$$

avec

S_x , section du ruban sous test parcourue par $b_x(t)$.
 S_y , section du ruban sous test parcourue par $b_y(t)$.

Les équations (3.15) et (3.16) montrent que les deux f.e.m. $e_1(t)$ et $e_2(t)$ induites dans les deux bobines, images des flux $\varphi_1(t)$ et $\varphi_2(t)$ doivent être déphasées de $\pi/2$.

Les tensions mesurées aux bornes des bobines b_1 et b_2 sont respectivement :

$$u_1 = n_1 \cdot \frac{d\varphi_1}{dt} \quad (3.17)$$

$$u_2 = n_2 \cdot \frac{d\varphi_2}{dt} \quad (3.18)$$

où $n_1 = n_2 = n$ est le nombre de spires d'une bobine de détection.

Si on porte, dans les équations (3.17) et (3.18), les valeurs de $\varphi_1(t)$ et $\varphi_2(t)$ données par les équations (3.15) et (3.16), on obtient :

$$u_1 = -n_1 S_x \hat{B}_x \omega \sin(\omega t + \pi/4) \quad (3.19)$$

$$u_2 = -n_2 S_y \hat{B}_y \omega \sin(\omega t - \pi/4) \quad (3.20)$$

On en déduit les valeurs maximales de l'induction selon les axes OX et OY

$$\hat{B}_x = \frac{\hat{U}_1}{n_1 S_x \omega} \quad (3.21)$$

$$\hat{B}_y = \frac{\hat{U}_2}{n_2 S_y \omega} \quad (3.22)$$

Or, pour avoir un champ tournant circulaire, il faut que $\hat{B}_x = \hat{B}_y = \hat{B}$

On impose donc au système, $\hat{U}_1 = \hat{U}_2 = \hat{U}$ en jouant sur l'amplitude de la tension d'entrée u dans l'axe OY (voir fig. 3.6).

Par ailleurs, dans la configuration choisie, on a :

$$S_x = S_y = S$$

Dans ces conditions, on peut poser :

$$\hat{B}_x = \hat{B}_y = \hat{B} = \frac{\hat{U}}{n S \omega} \quad (3.23)$$

3.1.5 - Enroulements auxiliaires

Ces enroulements servent à démagnétiser les culasses lorsqu'il existe une polarisation résiduelle, qui se manifeste par une asymétrie des courants d'excitation.

Les culasses du circuit magnétique de l'axe OX possèdent un enroulement auxiliaire (planche 3.1) et les culasses du circuit magnétique de l'axe OY en possèdent deux (planche 3.2) ; cela est lié à leurs configurations respectives.

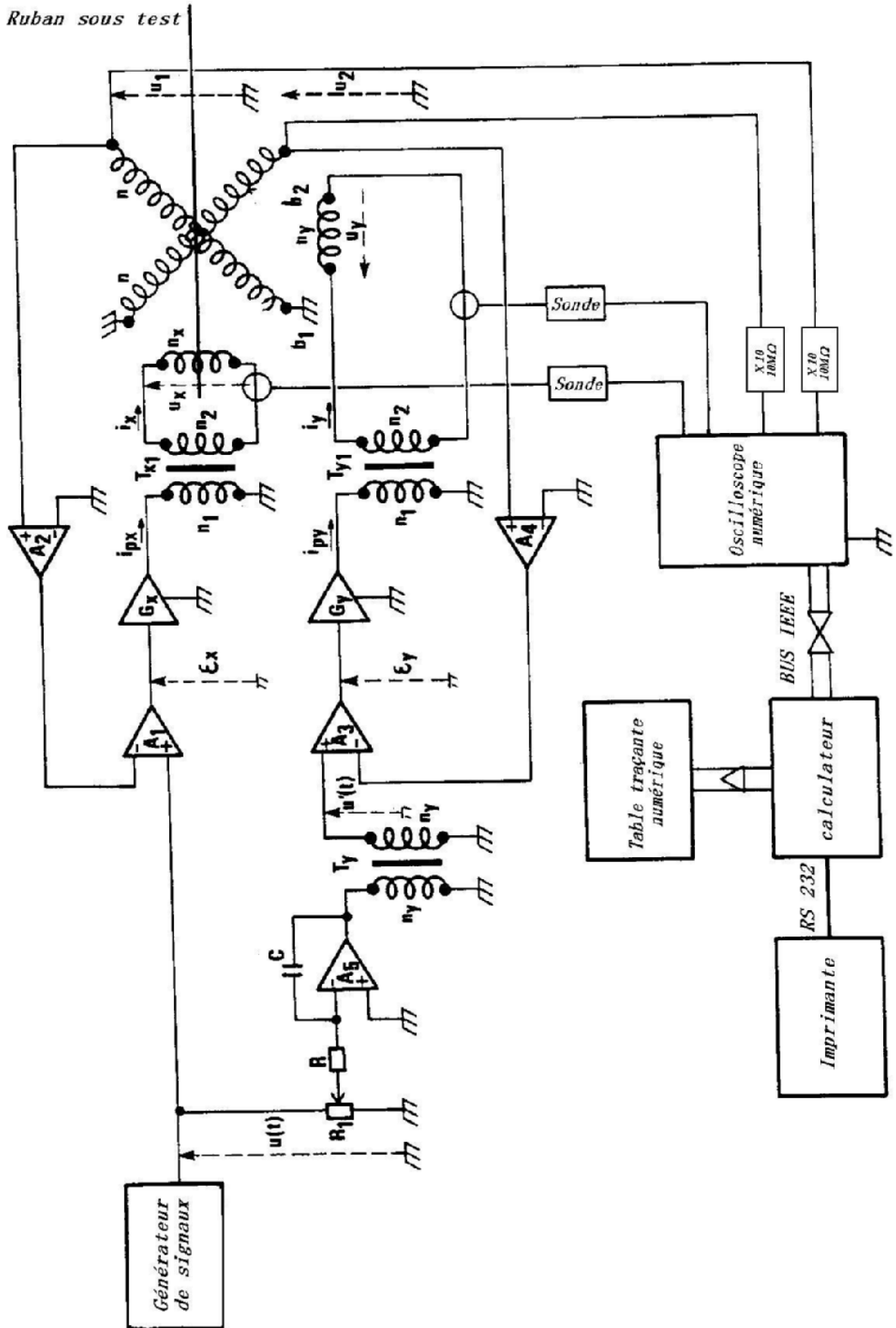
3.2- Circuit d'alimentation – Etude de l'asservissement

Le circuit d'alimentation représenté sur la planche 3.3 comprend :

- un générateur de signaux sinusoïdaux à fréquence variable ($0.1 \text{ Hz} < f < 1 \text{ MHz}$) ; le taux de distorsion est inférieur à 0,02 %,
- deux amplificateurs différentiels à gain réglable de 1 à 10^5 et à bande passante ajustable de 0,1 Hz à 1 MHz ; les valeurs maximales de sortie sont $\pm 5 \text{ V}$ et 20 mA,
- deux amplificateurs de puissance, ayant comme caractéristiques de sortie $\pm 50 \text{ V}$ et $\pm 8 \text{ A}$,
- un amplificateur à bande passante fixe (5MHz) monté en intégrateur à gain variable, couvrant une gamme de fréquences comprise entre 10 Hz et 10 kHz,
- des circuits électroniques à amplificateurs opérationnels permettant de réaliser les fonctions d'amplification des chaînes de retour pour les deux axes OX et OY (gain réglable de 1 à 10),
- des transformateurs d'isolement et adaptateurs d'impédances [7], qui assurent l'isolement vis-à-vis des composantes continues et l'adaptation d'impédance des circuits primaires aux amplificateurs,

CIRCUIT D'ALIMENTATION
Caractérisation en champ tournant

Ruban sous test



Etude de l'asservissement :

L'asservissement est représenté sur le schéma simplifié de la fig. 3.6.

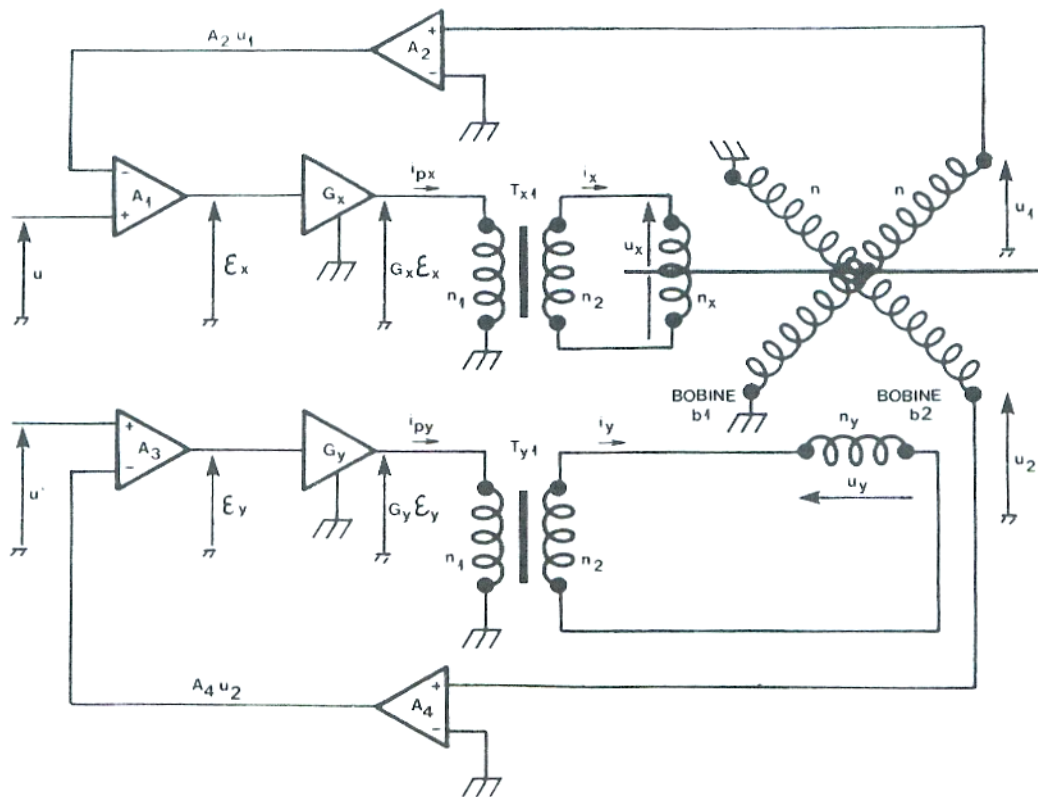


Figure 3.6 :circuit d'asservissement du flux selon les axes ox et oy

Comme il a été montré au paragraphe 3.14, l'obtention d'un champ tournant impose que les tensions u_1 et u_2 aux bornes des enroulements de mesure soient sinusoïdales, de même pulsation et amplitude et déphasées de $\pi/2$.

Le montage est réalisé de manière à asservir ces deux grandeurs à deux tensions de référence u et u' satisfaisant aux conditions citées ci-dessus.

La tension aux bornes de l'enroulement d'excitation d'axe OX est donnée par

$$u_x = n_x \cdot \frac{d\varphi_x}{dt} + R_x i_x \quad (3.24)$$

avec :

$$n_x = 2N_L.$$

R_x , résistance de l'enroulement d'excitation de l'axe OX

I_x ,courant d'excitation.

Par ailleurs, nous avons, aux bornes du secondaire du transformateur T_{x1} :

$$n_2 \cdot \frac{d\varphi_{x1}}{dt} = u_{x+} + R_2 i_x \quad (3.25)$$

où R_2 représente la résistance de l'enroulement secondaire, et au primaire :

$$n_1 \frac{d\varphi_{x1}}{dt} = \frac{n_1}{n_2} u_x + \frac{n_1}{n_2} R_2 i_x \quad (3.26)$$

La tension à la sortie de l'amplificateur de puissance G_x , s'écrit :

$$G_x \cdot c_x = R_1 \cdot i_{px} + n_1 \cdot \frac{d\varphi_{x1}}{dt} \quad (3.27)$$

où R_1 représente la résistance de l'enroulement primaire du transformateur T_{x1} .

En tenant compte des équations (3.24) et (3.26), on obtient :

$$G_x \cdot c_x = R_1 \cdot i_{px} + \frac{n_1 n_x}{n_2} \frac{d\varphi_x}{dt} + \frac{n_1}{n_2} (R_x + R_2) i_x \quad (3.28)$$

On a par ailleurs :

$$i_x \approx \frac{n_1}{n_2} i_{px} \quad (3.29)$$

L'équation (3.28) devient alors :

$$G_x \cdot c_x = \left[R_1 + \left[\frac{n_1}{n_2} \right]^2 (R_x + R_2) \right] i_{px} + \frac{n_1 n_x}{n_2} \cdot \frac{d\varphi_x}{dt} \quad (3.30)$$

Les tensions aux bornes des deux bobines de détection de flux sont données par :

$$u_1 = n \frac{d\varphi_x}{dt} - n \frac{d\varphi_y}{dt} \quad (3.31)$$

$$u_2 = n \frac{d\varphi_x}{dt} + n \frac{d\varphi_y}{dt} \quad (3.32)$$

En négligeant les impédances de sortie des amplificateurs A_1 et G_x et posant :

$$R_{px} = R_1 + \left[\frac{n_1}{n_2} \right]^2 (R_x + R_2),$$

l'équation (3.30) se met sous la forme :

$$G_x \cdot c_x + R_{px} i_{px} + \frac{n_1 n_x}{2n_2 n} (u_1 + u_2) \quad (3.33)$$

comme

$$c_x = A_1 (u - A_2 u_1) \quad (3.34)$$

l'équation (3.33) s'écrit :

$$G_x A_1 (u - A_2 u_1) = R_{px} i_{px} + \frac{n_1 n_x}{2n_2 n} (u_1 + u_2) \quad (3.35)$$

Par un raisonnement analogue, on obtient dans l'axe OY :

$$G_y A_3 (u' - A_4 u_2) = R_{py} \cdot i_{py} + \frac{n_1 n_y}{2n_2 n} (u_2 - u_1) \quad (3.36)$$

Avec :

$$R_{py} = R_1 + \left[\frac{n_1}{n_2} \right]^2 (R_y + R_2),$$

Finalement, les tensions aux bornes des deux enroulements de mesure et les tensions de référence sont reliées par :

Axe OX

$$u = \frac{R_{px}}{A_1 G_x} i_{px} + \left[A_2 + \frac{n_1 n_x}{2n_2 n A_1 G_x} \right] u_1 + \frac{n_1 n_x}{2n_2 n A_1 G_x} u_2 \quad (3.37)$$

Axe OY

$$u' = \frac{R_{py}}{A_3 G_y} i_{py} + \left[A_4 + \frac{n_1 n_y}{2n_2 n A_3 G_y} \right] u_2 + \frac{n_1 n_y}{2n_2 n A_3 G_y} u_1 \quad (3.38)$$

Rappelons que, l'objectif est d'asservir u_1 à u et u_2 à u' . Lorsque les tensions u_1 et u_2 sont sinusoïdales, les cycles d'hystérésis imposent une variation non sinusoïdale des courants d'excitation i_x et i_y [5].

Pour que l'asservissement se fasse dans de bonnes conditions de précision, il faut que :

$$A_2 \gg \frac{n_1 n_x}{2n_2 n A_1 G_x}$$

$$A_4 \gg \frac{n_1 n_y}{2n_2 n A_3 G_y}$$

Par ailleurs, il est nécessaire de minimiser,

$$\frac{R_{px}}{A_1 G_x} i_{px} \text{ devant } A_2 u_1$$

$$\text{et } \frac{R_{py}}{A_1 G_y} i_{py} \text{ devant } A_4 u_2$$

Alors, les conditions idéales sont atteintes et on a :

$$u = A_2 u_1$$

$$u' = A_4 u_2$$

Le flux est l'intégrale de la tension et, même s'il y a des harmoniques de tension, celles-ci seront atténuées dans le flux.

En réalité, les produits $G_x A_1$ et $G_y A_3$ sont limités par les caractéristiques de sortie (courant, tension) des amplificateurs. Lorsque ceux-ci écrêtent les signaux, il s'ensuit une instabilité d'autant plus prononcée que l'on approche de la saturation (non linéarité importante du matériau) [5].

Dans la pratique, on envoie dans les circuits d'excitation du Perméamètre deux signaux de façon à avoir deux tensions u et u' de même module, déphasées de $\pi/2$ et donc $A_2 = A_4$ le plus grand possible à la limite de la stabilité.

3.3 - Traitement des données

3.3.1 –Matériel d'acquisition et traitement des mesures

Le système est construit autour d'un ordinateur numérique, interfacé, par bus IEEE, à un oscilloscope à mémoire numérique et à une table traçante numérique et, par liaison RS232, à une imprimante.

Les courants d'excitation sont mesurés à l'aide de deux sondes à effet Hall.

Les tensions u_1 et u_2 , induites dans les bobines de détection sont prélevées par deux sondes d'impédance égale à $10\text{ M}\Omega$.

L'oscilloscope à mémoire numérique visualise i_x , i_y , u_1 et u_2 ,

Le calculateur effectue leur codage numérique à raison de 100 points par carreau (en abscisse et en ordonnée).

Après acquisition numérique de i_x , i_y , u_1 et u_2 , le calculateur effectue le traitement au moyen d'un logiciel, qui permet de calculer les grandeurs magnétiques et électriques.

L'impression des résultats est obtenue sur une imprimante et une table traçante numérique.

3.3.2 - Détermination des pertes

Dans de nombreux équipements électrotechniques, il existe des régions où l'induction \vec{B} ne garde pas une direction fixe mais tourne à la fréquence angulaire ω . C'est le cas notamment dans la partie du stator d'un moteur qu'on appelle le pied des dents et, également, dans les coins d'un circuit de transformateur triphasé. Les mécanismes d'aimantation n'ont rien à voir alors avec ceux d'une aimantation unidirectionnelle [10] [11] [12].

L'allure de la courbe des pertes massiques en champ tournant P'_{CT} est donc fondamentalement différente de celle des pertes en champ uni axial à la même fréquence (fig. 3.7) [10].

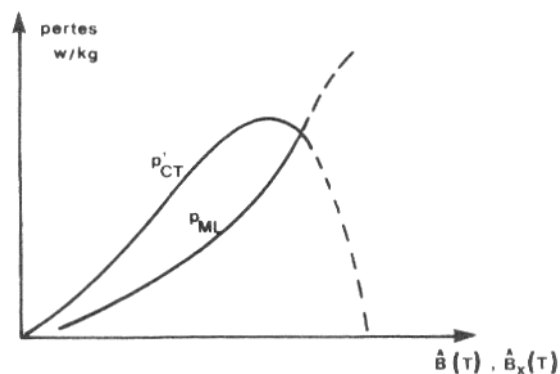


Figure 3.7 : courbe théorique des pertes en champ tournant et en champ longitudinal

La puissance instantanée consommée par le circuit primaire de l'axe OX (fig. 3.6) s'écrit, en négligeant les pertes par effet Joule dans le circuit d'excitation :

$$P_x = u_x i_x = i_x n_x \frac{d\varphi_x}{dt} \quad (3.39)$$

Si on remplace dans l'équation (3.39), par sa valeur, tirée de (3.31) et (3.32), on obtient :

$$P_x = i_x n_x \frac{u_1 + u_2}{2n} \quad (3.40)$$

On en déduit la puissance moyenne transmise au circuit magnétique :

$$\bar{P}_x = \frac{n_x}{2n} \frac{1}{T} \int_0^T i_x (u_1 + u_2) . dt \quad (3.41)$$

Le circuit secondaire fonctionnant à vide et les pertes dans les culasses étant négligeables (cf. paragraphe 3.1.2), la puissance transmise au circuit magnétique est totalement dissipée dans le ruban sous test [3] [7].

Par un raisonnement analogue, la puissance instantanée — consommées par le circuit primaire de l'axe OY (fig. 3.6) s'écrit :

$$P_y = i_y n_y \frac{u_2 - u_1}{2n} \quad (3.42)$$

La puissance moyenne transmise au circuit magnétique et dissipée dans le ruban sous test selon OY est donc :

$$\bar{P}_y = \frac{n_y}{2n} \frac{1}{T} \int_0^T i_y (u_2 - u_1) . dt \quad (3.43)$$

L'expression des pertes totales dans le ruban sous test est ainsi :

$$\bar{P}_T = \bar{P}_x + \bar{P}_y \quad (3.44)$$

Mais, compte-tenu de la géométrie du Perméamètre, on peut considérer que l'échantillon est constitué de trois zones, l'une centrale, soumise au champ tournant, les deux autres, latérales, dans lesquelles l'induction, de direction fixe, varie sinusoidalement au cours du temps (fig. 3.8).

Les pertes totales tiennent compte des dissipations dans chacune de ces zones :

$$\bar{P}_T = \bar{P}_{CT} + \bar{P}_A \quad (3.45)$$

où \bar{P}_{CT} désigne les pertes dans la zone sous champ tournant et \bar{P}_A les pertes dans les deux zones soumises à un champ alternatif.

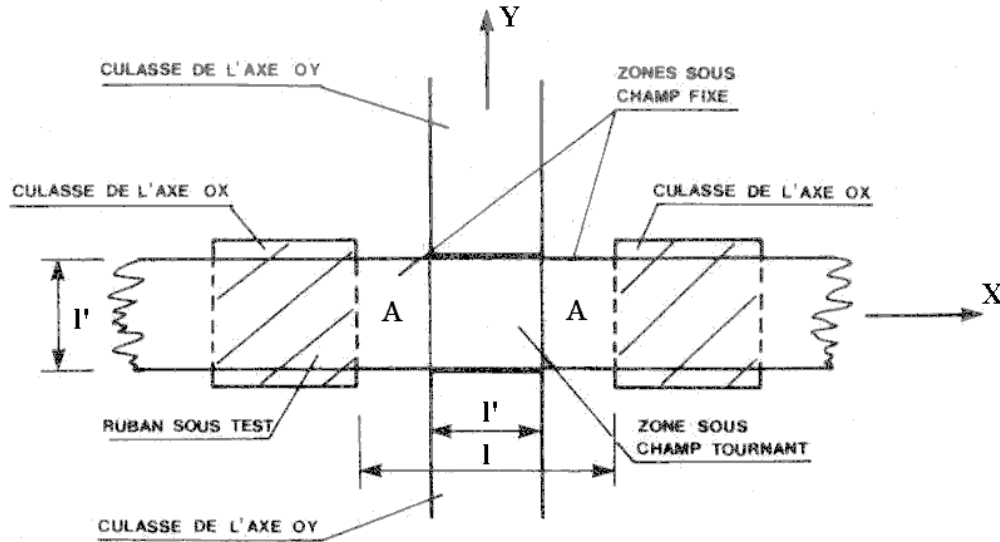


Figure 3.8 : zones du ruban soumises aux champ tournant et au champ fixe

Calcul des pertes \bar{P}_A :

A chaque mesure, le calculateur donne l'induction sous champ tournant, calculée d'après l'expression (3.23). Selon cette même expression, nous avons $\hat{B} = \hat{B}_x$. On relève, pour cette valeur de \hat{B}_x , la valeur des pertes volumiques p_{xL} sous champ fixe appliqué selon l'axe OX, sur une courbe des pertes en fonction de l'induction maximale, tracée à la pulsation ω .

Cela permet de déterminer les pertes \bar{P}_A dissipées dans les zones A (fig. 3.8) à l'aide de l'équation :

$$\bar{P}_A = p_{xL} S_x (l - l') \quad (3.46)$$

Les pertes sous champ tournant P_{CT} sont données par :

$$\bar{P}_{CT} = \bar{P}_T - p_{xL} S_x (l - l') \quad (3.47)$$

tandis que les pertes volumiques correspondantes sont :

$$P_{CT} = \frac{\overline{P}_{CT}}{l'^2 e_r} \quad (3.48)$$

et les pertes massiques :

$$P'_{CT} = \frac{\overline{P}_{CT}}{l'^2 e_r \delta} \quad (3.49)$$

où e_r désigne l'épaisseur du ruban et δ sa masse volumique.

En réalité, d'autres problèmes liés à la configuration du dispositif viennent perturber le calcul des pertes, notamment les erreurs commises dans les mesures d'induction et de champ magnétique (cf. paragraphes 4 et 5).

3.3.3 – Logiciel [5] [7] –

Ainsi que nous l'avons vu au paragraphe 3.1.1, notre but est de créer un dispositif, permettant d'étudier l'évolution des pertes électromagnétiques dans un matériau soumis à un champ tournant.

Les grandeurs magnétiques et les pertes électromagnétiques associées sont calculées à partir de mesures électriques, des caractéristiques géométriques de l'échantillon et des enroulements utilisés.

A cet effet, nous devons traiter les signaux suivants :

- $i_x(t)$, courant d'excitation de l'axe OX
- $i_y(t)$, courant d'excitation de l'axe OY
- $u_1(t)$, tension induite aux bornes de la bobine de détection b_1
- $u_2(t)$, tension induite aux bornes de la bobine de détection b_2 .

Le logiciel le plus couramment utilisé dans cette étude est présenté sur la planche 3.4.

PLANCHE 3.4

ORGANIGRAMME DE DETERMINATION
DES PERTES EN CHAMP TOURNANT

Acquisition des courbes $i_x(t)$, $i_y(t)$, $u_1(t)$, $u_2(t)$ ← oscilloscope

Vérification de la continuité des courbes $i_x(t)$, $i_y(t)$, $u_1(t)$, $u_2(t)$

Recherche de la période T sur la courbe $i_x(t)$ et son recentrage

Recentrage des courbes $i_y(t)$, $u_1(t)$, $u_2(t)$

Calcul de la valeur moyenne des courants $i_x(t)$, $i_y(t)$

$$\bar{I}_x = \frac{1}{T} \int_0^T i_x \cdot dt \quad , \quad \bar{I}_y = \frac{1}{T} \int_0^T i_y \cdot dt$$

Calcul de la valeur moyenne des tensions $u_1(t)$, $u_2(t)$

$$\bar{U}_1 = \frac{1}{T} \int_0^T u_1 \cdot dt \quad , \quad \bar{U}_2 = \frac{1}{T} \int_0^T u_2 \cdot dt$$

Calcul des pertes totales dans le ruban

$$\bar{P}_T = \frac{n_x}{2n} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T i_x (u_1 + u_2) dt + \frac{n_y}{2n} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T i_y (u_2 - u_1) dt$$

Calcul de l'induction maximale \hat{B}

$$\hat{B} = \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{1}{nS_x} \left[\frac{M_{ax} \left[\int_0^T (u_1 - \bar{u}_1) dt \right] - M_{in} \left[\int_0^T (u_1 - \bar{u}_1) dt \right]}{2} + \frac{M_{ax} \left[\int_0^T (u_2 - \bar{u}_2) dt \right] - M_{in} \left[\int_0^T (u_2 - \bar{u}_2) dt \right]}{2} \right]$$

Calcul des pertes dissipées dans les deux zones du ruban soumises à un champ fixe

$$\bar{P}_A = p_{xl} S_x (1 - l')$$

Calcul des pertes dissipées sous champ tournant

$$\bar{P}_{CT} = \bar{P}_T - \bar{P}_A$$

Calcul des pertes volumiques

$$P_{CT} = \frac{\bar{P}_{CT}}{l'^2 e_r}$$

Calcul des pertes massiques

$$P'_{CT} = \frac{\bar{P}_{CT}}{l'^2 e_r \delta}$$

Impression des résultats

$$f = \frac{1}{T}, \hat{I}_x, \hat{I}_y, \hat{B}_x, \hat{B}_y, \hat{B}, \bar{P}_T, P_{CT}, P'_{CT} \longrightarrow \text{imprimante}$$

↓
FIN

4- MISE AU POINT DE LA METHODE DE MESURE

Nous avons rencontré divers problèmes tout au long de cette étude, notamment en ce qui concerne les mesures d'induction et de champ magnétique. Afin de mieux les cerner, nous avons été amenés, dans un premier temps, à étudier séparément la fiabilité des mesures dans chacun des deux axes OX et OY du Perméamètre, sous champ d'induction fixe sinusoïdal. En particulier, le développement du système selon l'axe OY a permis quelques caractérisations d'anisotropie (cf. paragraphe 4.2.3) en s'affranchissant, en partie du champ démagnétisant lié à l'existence d'entrefers en présence d'un champ démagnétisant, le cycle d'hystérésis est normalement "couché", ce qui diminue la valeur de l'aimantation rémanente apparente [5] [10].

Par ailleurs, dans cette étude, les problèmes dus à la répartition non uniforme des lignes d'induction ont été résolus (cf. paragraphe 4.2).

Les résultats des mesures ont été comparés à ceux obtenus avec un Perméamètre traditionnel servant de référence (planche 4.0) [13].

Pour cette étude, le circuit d'alimentation, représenté sur la planche 4.1, comprend les mêmes éléments que celui utilisé dans l'axe OX décrit au paragraphe 3.2. Un schéma simplifié est donné par la fig. 4.1.

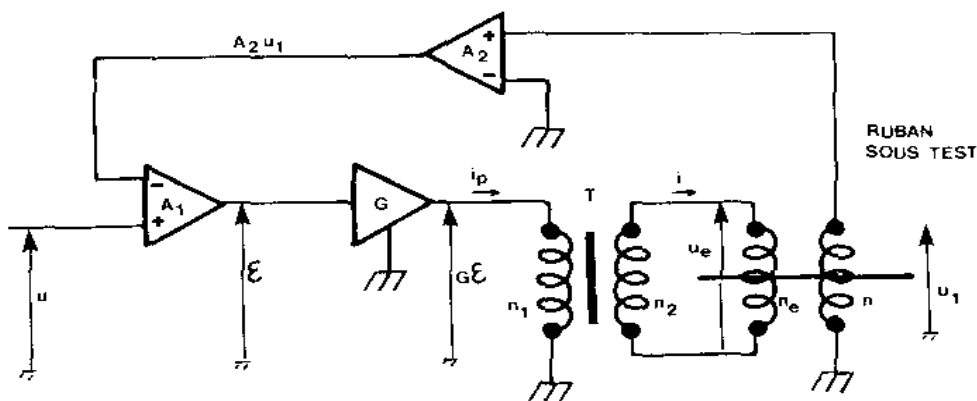


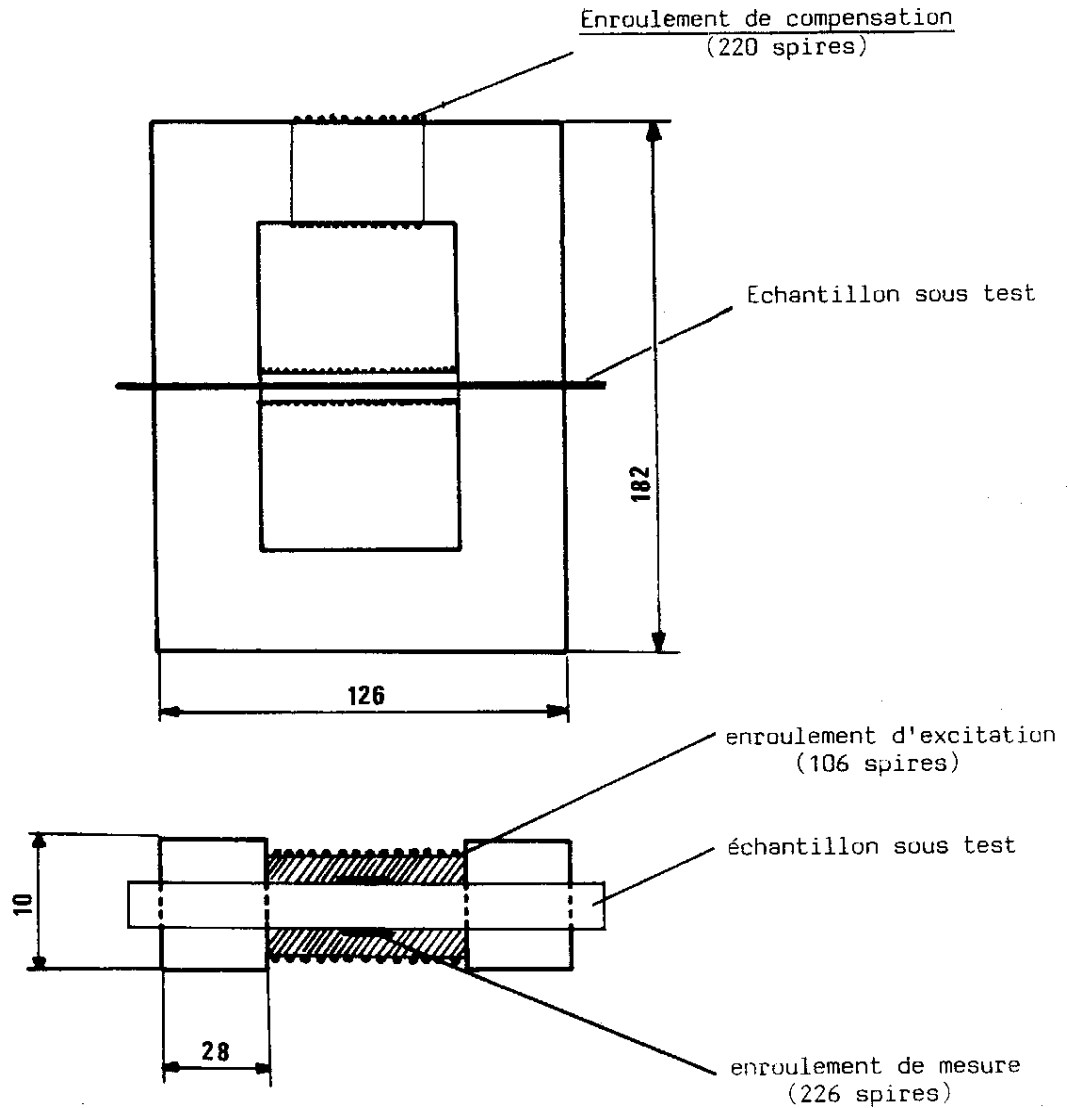
Figure 4.1 :schéma du circuit d'alimentation pour une caractérisation à champ longitudinal

Par un raisonnement analogue à celui du paragraphe 3.2, on montre que la tension u_1 aux bornes de l'enroulement de mesure et la tension de référence u sont liées par :

$$u = \frac{R_p}{A_1 G} i_p + \left[A_2 + \frac{n_1 n_e}{n_2 n A_1 G} \right] u_1 \quad (4.1)$$

PLANCHE 4.0

PERPEAMETRE DE REFERENCE
A CHAMP MAGNETIQUE FIXE

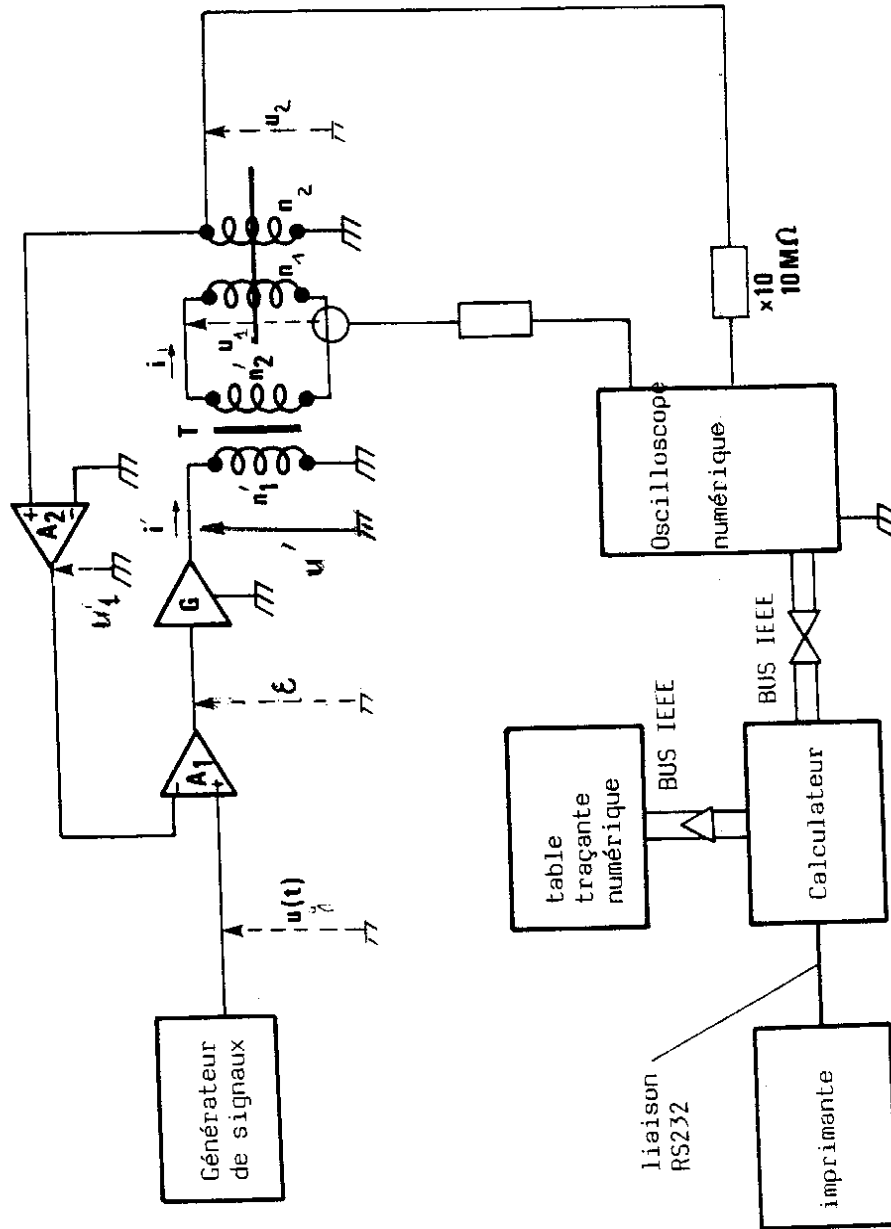


Matière : Ferrite doux FERRINOX B50

Section utile : $1,12 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$

Longueur de la ligne d'induction moyenne : 0,504 m (par culasse)

PLANCHE 4. 1
CIRCUIT D'ALIMENTATION
LONGITUDINAL



Où R_p représente la résistance équivalente du circuit ramenée au primaire du transformateur T et n_e le nombre de spires de l'enroulement d'excitation du Perméamètre.

Dans ces conditions l'asservissement de u_1 à u nécessite que :

$$\frac{R_p}{A_1 G} i_p \ll \left[A_2 + \frac{n_1 n_e}{n_2 n A_1 G} \right] u_1$$

Dans la pratique, le terme

$$\left[\frac{n_1 n_e}{n_2 n A_1 G} \right]$$

reste toujours négligeable devant A_2 et on a :

$$u \approx A_2 u_1$$

4.1 - Mise au point selon l'axe OX

Selon cet axe, le circuit magnétique est identique à celui ayant servi aux essais précédents [13] seule la disposition des enroulements d'excitation et de mesure est différente (cf. planche 3.1 et fig. 35). Par ailleurs, on utilise une seule des deux bobines de détection de l'induction pour l'ensemble des mesures.

A induction donnée, le flux est d'autant plus important que la section de l'échantillon est grande. D'autre part, lorsque la condition $S_{ai}/S_r \ll 1$ est satisfaite, S_{ai} représentant la section d'air dans une bobine de détection de l'induction et S_r la section du ruban, on peut négliger le flux dans l'air et poser :

$$b(t) = \frac{\varphi(t)}{S_r} \quad (4.2)$$

Nous utilisons donc cinq rubans superposés au lieu d'un seul ruban, comme dans le Perméamètre à champ fixe [13]. Cela permet de multiplier le flux par cinq et rend l'asservissement plus facile.

Pour cet essai, nous avons utilisé des rubans en Fe-Si 3,5 % à grains non orientés, laminés longitudinalement et d'épaisseur 100 μm .

La comparaison des caractéristiques longitudinales $\hat{B} = f(\hat{H})$, relevées à 400 Hz, obtenues avec le présent circuit et avec le Perméamètre servant de référence [13] (planche 4.2), montre la validité de notre dispositif.

4.2 - Mise au point selon l'axe OY –

Ainsi qu'il a été dit en début du paragraphe 4, les problèmes principaux pour les caractérisations se sont posés selon l'axe OY. Ils sont liés à l'existence d'un champ démagnétisant important et à la répartition non uniforme des lignes d'induction dans l'échantillon.

Chacun de ces problèmes a été traité séparément les principales solutions envisagées sont décrites au paragraphe 4.2.1.

4.2.1 - Evolution du dispositif

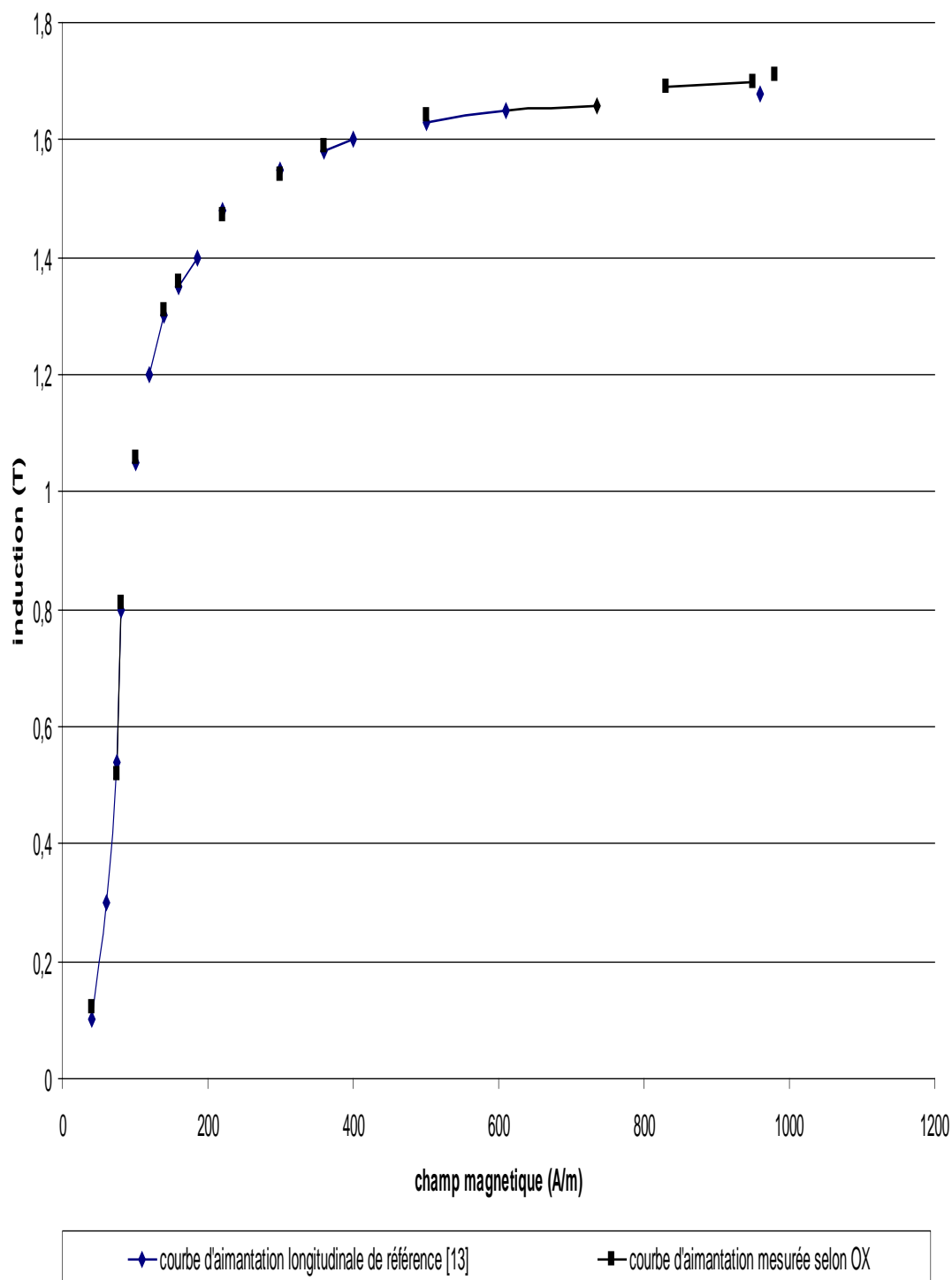
Pour l'ensemble des essais concernant ce paragraphe, nous avons utilisé des rubans Fe-Si 3,5 % à grains non orientés, Laminés longitudinalement et d'épaisseur 100 μm .

Les caractéristiques $\hat{B} = f(\hat{H})$ ont été relevées dans le sens transversal, à la fréquence de 400 Hz.

L'échantillon utilisé dans les trois premiers dispositifs décrits est constitué par cinq rubans superposés et, dans ce cas, on ne fait pas de correction du flux dans l'air pour le calcul de l'induction $b(t)$ (cf. paragraphe 4.1).

Dans les autres cas, on a utilisé un seul ruban le rapport S_{ai}/S_r n'est alors plus négligeable et on opère une correction du flux dans l'air pour déduire des mesures l'induction $b(t)$ (cf. paragraphe 4.2.2).

PLANCHE 4.2 : Aimantation longitudinale sous champ alternatif à 400Hz



Dispositif 1

Dans ce dispositif, les enroulements d'excitation (fig. 4.2.a) ont une forme similaire à celle des bobines utilisées dans l'axe OX. L'objectif est de minimiser les entrefers entre les culasses coulissantes et les rubans sous test, en intercalant, de part et d'autre des rubans, deux empilements de tôles Fe-Si 3,5 % à grains orientés (fig. 4.2.b et c).

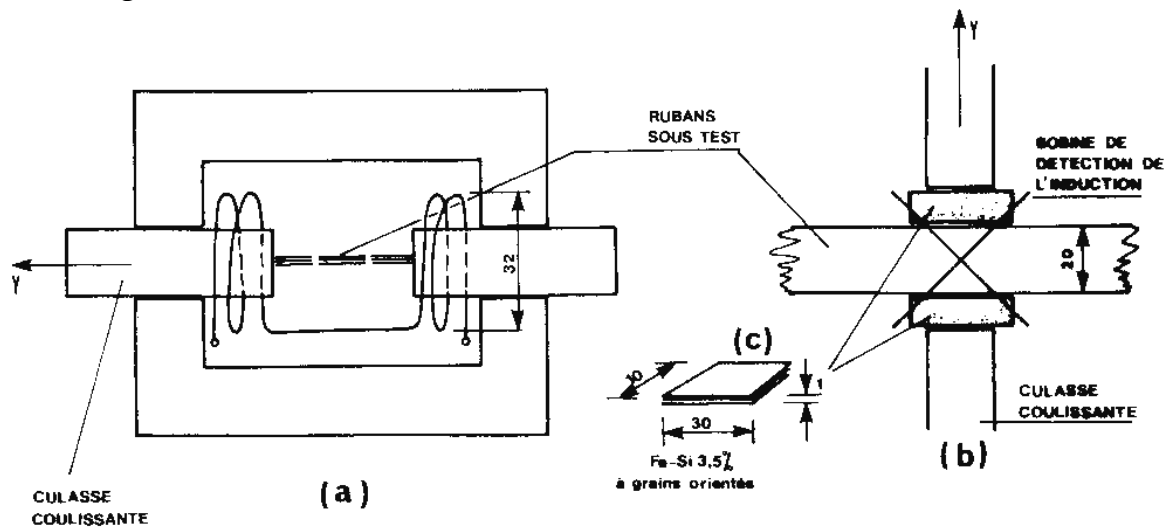


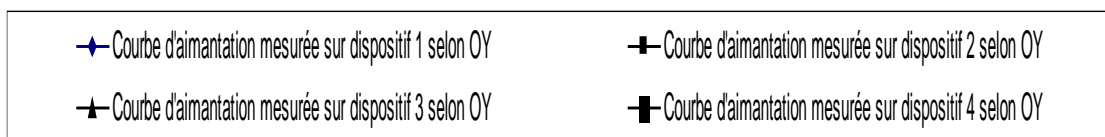
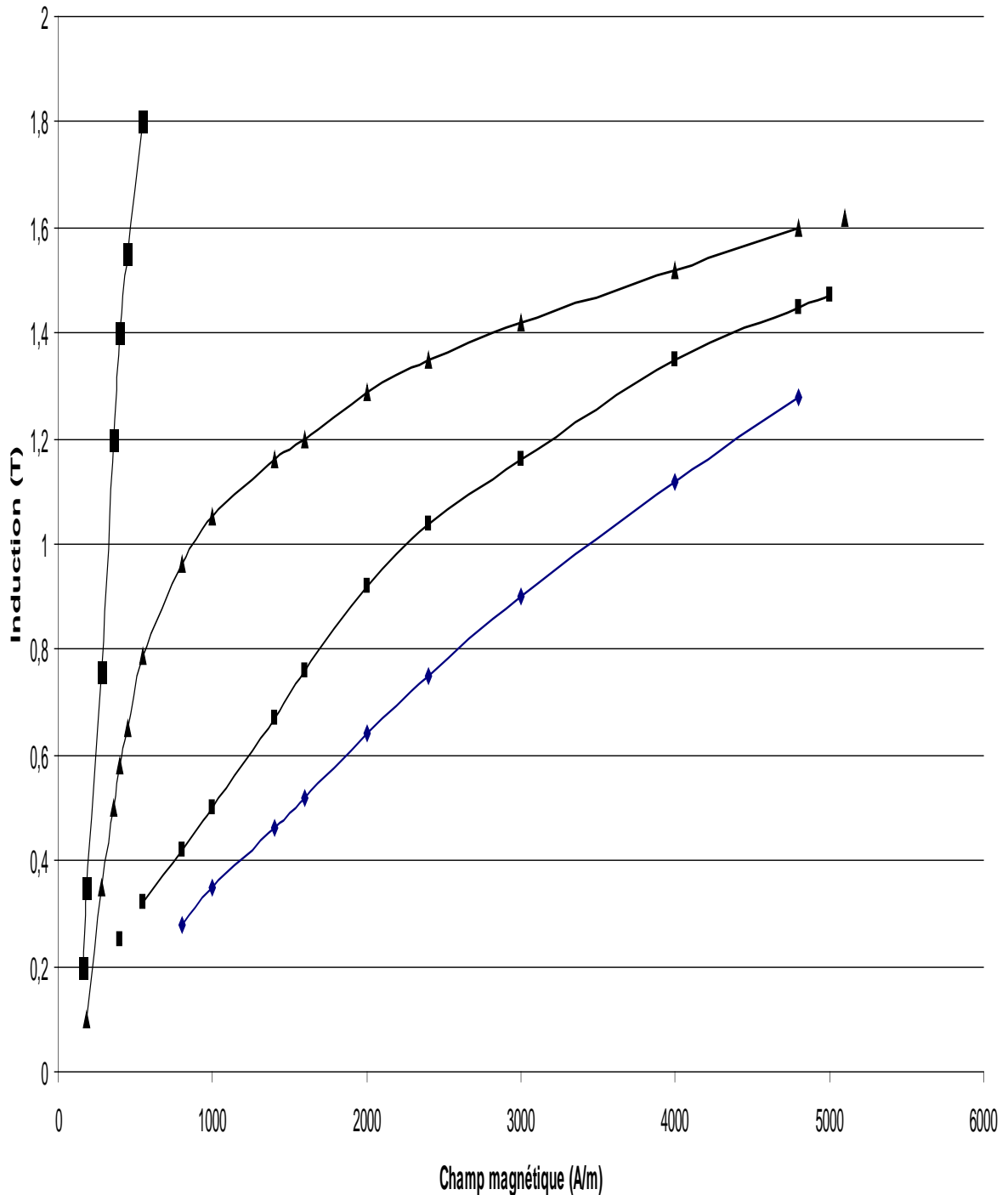
Figure 4.2 : dispositif utilisant culasse ferrite coulissante et tôles à grains orientés pour minimiser l'effet du champ démagnétisant

L'examen de la planche 4.3 (courbe relative au dispositif 1) fait apparaître une linéarisation marquée de la caractéristique $\hat{B} = f(\hat{H})$, qui s'accompagne d'une augmentation notable du champ magnétique nécessaire à l'obtention de la valeur crête de l'induction désirée [5]. Cela traduit l'existence d'entrefers de dimensions prohibitives –

Dispositif 2

Dans ce dispositif, les bobines d'excitation sont réparties sur les culasses en U (fig. 4.3.a). Les culasses coulissantes en ferrite sont remplacées par 12 rubans en Fe-Si 3,5 % à grains orientés de 50 μ m, collés entre eux. Dix rubans assurent un simple contact avec ceux sous test et les deux rubans extérieurs recouvrent l'échantillon sur une largeur de 1 mm (fig. 4.3.b).

PLANCHE 4.3: Aimantation transversale sous champ alternatif à 400Hz



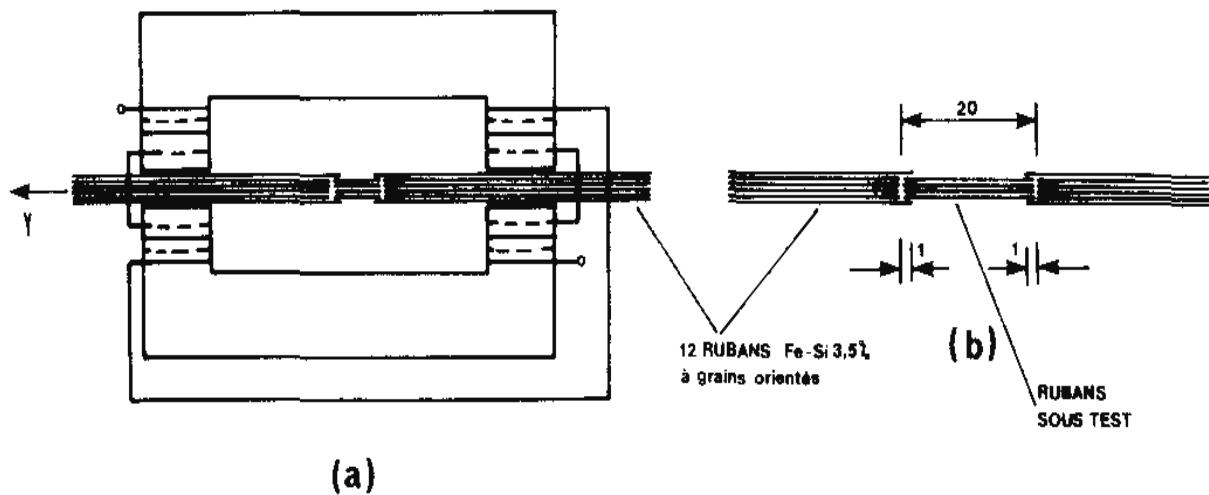


Figure 4.3 : dispositif utilisant un paquet de tôles à grains orientés pour minimiser l'effet du champ démagnétisant

En comparant la courbe $\hat{B} = f(\hat{H})$ obtenue avec la précédente (planche 4.3), on remarque que, pour une valeur d'induction donnée, le champ mesuré est environ 1,5 fois plus faible. Nous avons donc diminué légèrement les entrefers toutefois, ils restent encore trop importants et il en résulte une linéarisation de la courbe $\hat{B} = f(\hat{H})$.

Dispositif 3

Dans ce dispositif, comme dans tous ceux qui suivent, les bobines d'excitation restent réparties sur les culasses en U (fig. 4.3.a). Nous ne représenterons donc que la partie centrale du perméamètre.

Les culasses coulissantes sont ici remplacées par 16 rubans en Fe-Si 3,5 % à grains orientés de 50 μ m, collés entre eux ceux-ci sont intercalés avec les rubans sous test sur une largeur de 1 mm (fig. 4.4).

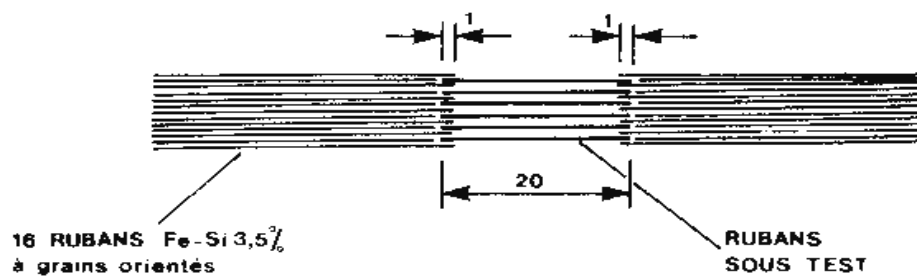


Figure 4.4 : présentation des tôles testées, alternées par rapport aux tôles de fermetures des lignes de flux

Par rapport au dispositif précédent, on diminue le champ démagnétisant qui reste néanmoins important par rapport au champ appliqué (planche 4.3).

Son utilisation reste très délicate, car toute déformation aux bords des rubans crée un entrefer supplémentaire, ce qui rend les mesures difficilement reproductibles.

Dispositif 4

Les parties coulissantes du circuit magnétique en Fe-Si à grains orientés restent inchangées par rapport au dispositif 3.

L'échantillon, constitué par un seul ruban, est placé comme il est indiqué sur la fig. 4.5 l'ensemble est maintenu sous une légère pression pour assurer un bon contact.

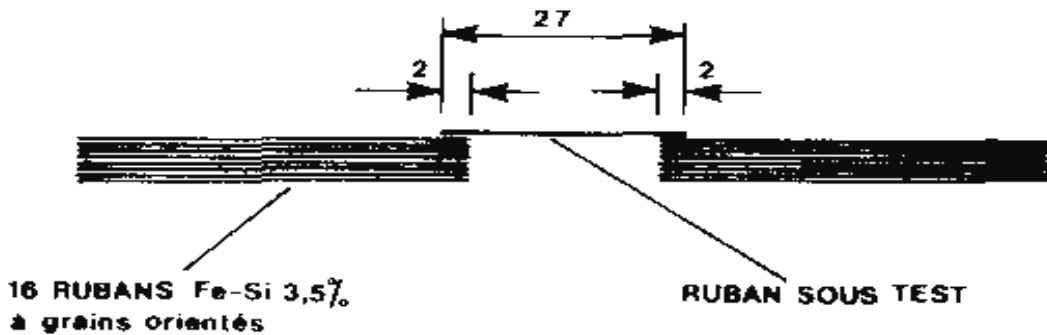
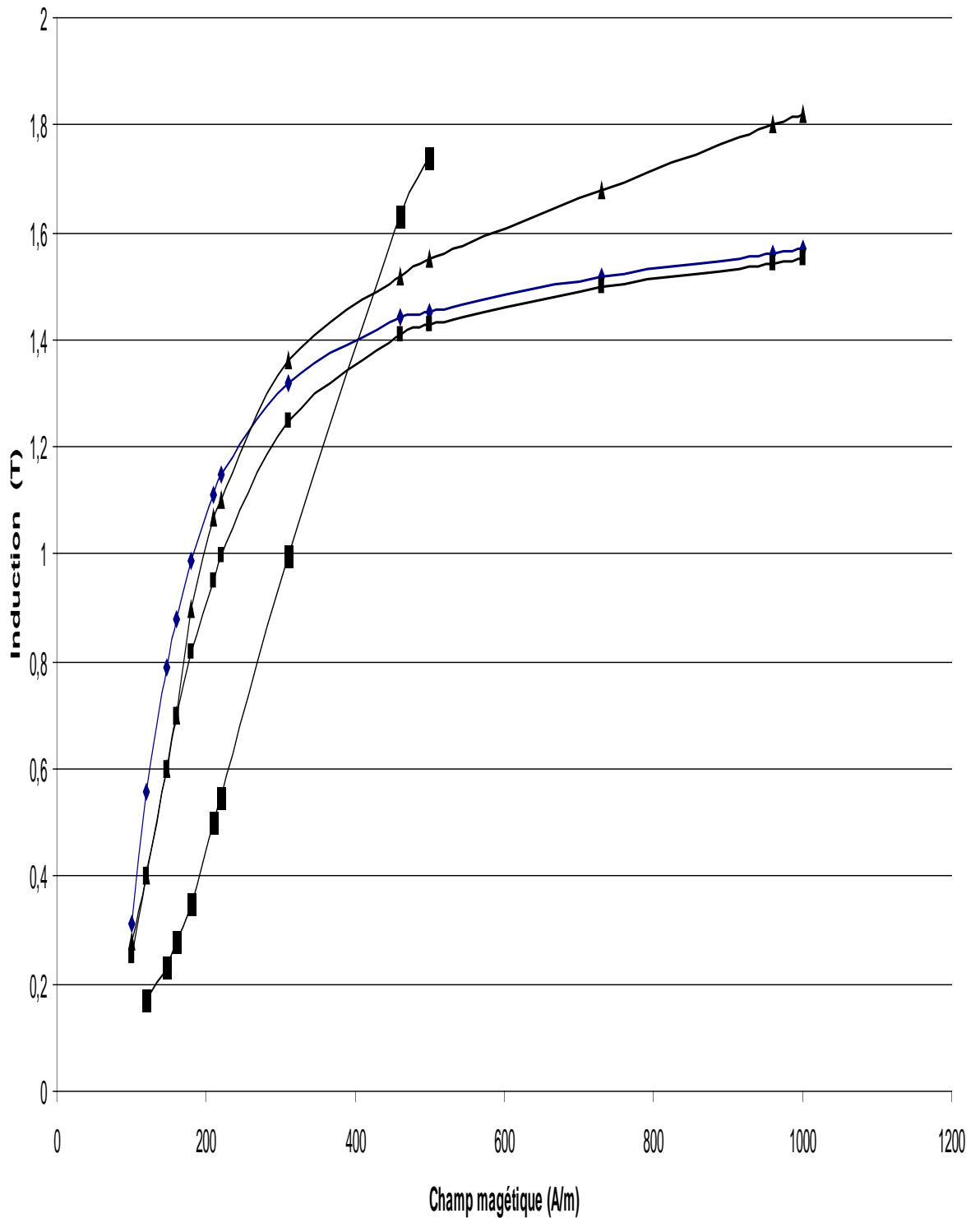


Figure 4.5 : présentation avec une seule tôle à tester posée sur le paquet des tôles de fermetures

Il y a augmentation de la réluctance de l'échantillon et donc diminution de la réluctance relative des autres zones.

L'observation des courbes $\hat{B} = f(\hat{H})$ de la planche 4.3, rend compte de la nette amélioration obtenue grâce à ce dispositif en ce qui concerne la diminution du champ démagnétisant. Par contre, surgit maintenant un nouveau problème lié à l'épanouissement des lignes d'induction (fig. 4.6). Cela se traduit par une erreur par excès dans la mesure de l'induction, comme on peut le voir en comparant, sur la planche 4.4, la caractéristique $\hat{B} = f(\hat{H})$, relative au dispositif 4 et la courbe de référence.

PLANCHE 4.4: Aimantation transversale sous champ alternatif à 400 Hz



◆ Courbe d'aimantation transversale de référence [13] ■ Courbe d'aimantation mesurée sur le dispositif 6 selon OY
■ Courbe d'aimantation mesurée sur le dispositif 4 selon OY ▲ Courbe d'aimantation mesurée sur le dispositif 5 selon OY

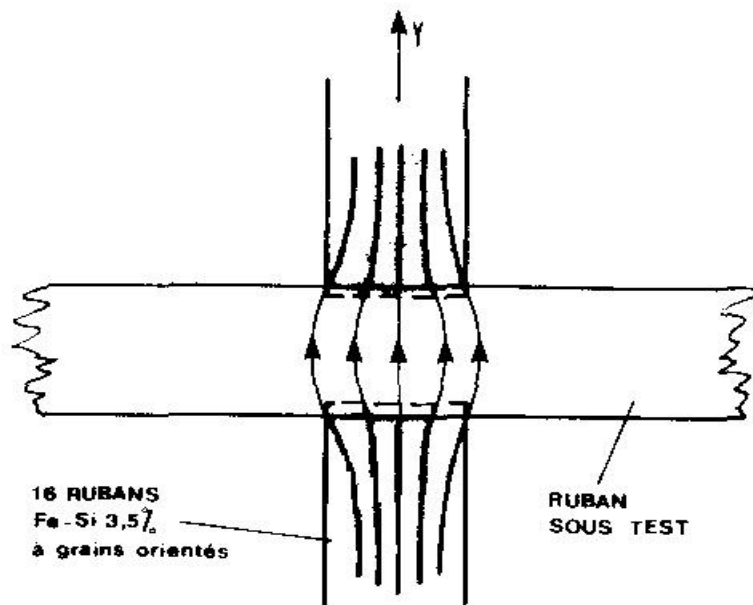


Figure 4.6 : représentation de l'épanouissement des lignes de flux relatif au dispositif 4

Dispositif 5

Les parties coulissantes du circuit magnétique sont constituées par 2 barreaux en ferrite de section rectangulaire (fig. 4.7.a et b). Ces barreaux recouvrent l'échantillon, constitué par un seul ruban, sur une largeur de 3 mm.

Le système, ainsi constitué, a par rapport au dispositif 4, l'avantage de diminuer la réluctance des culasses, qui devient négligeable par rapport à celle du ruban sous test (cf. paragraphe 3.1.3.2).

Par ailleurs, on réduit encore les entrefers de part et d'autre du ruban et, par la même occasion, le champ démagnétisant. Cela peut être observé en comparant la courbe $\hat{B} = f(\hat{H})$ relevée, à celle obtenue à l'aide du dispositif 4 (planche 4.4).

Si on compare maintenant cette courbe à la courbe de référence [13] (planche 4.4), on observe que la détermination de l'induction, est encore affectée d'une erreur par excès, qui s'explique par l'épanouissement des lignes d'induction.

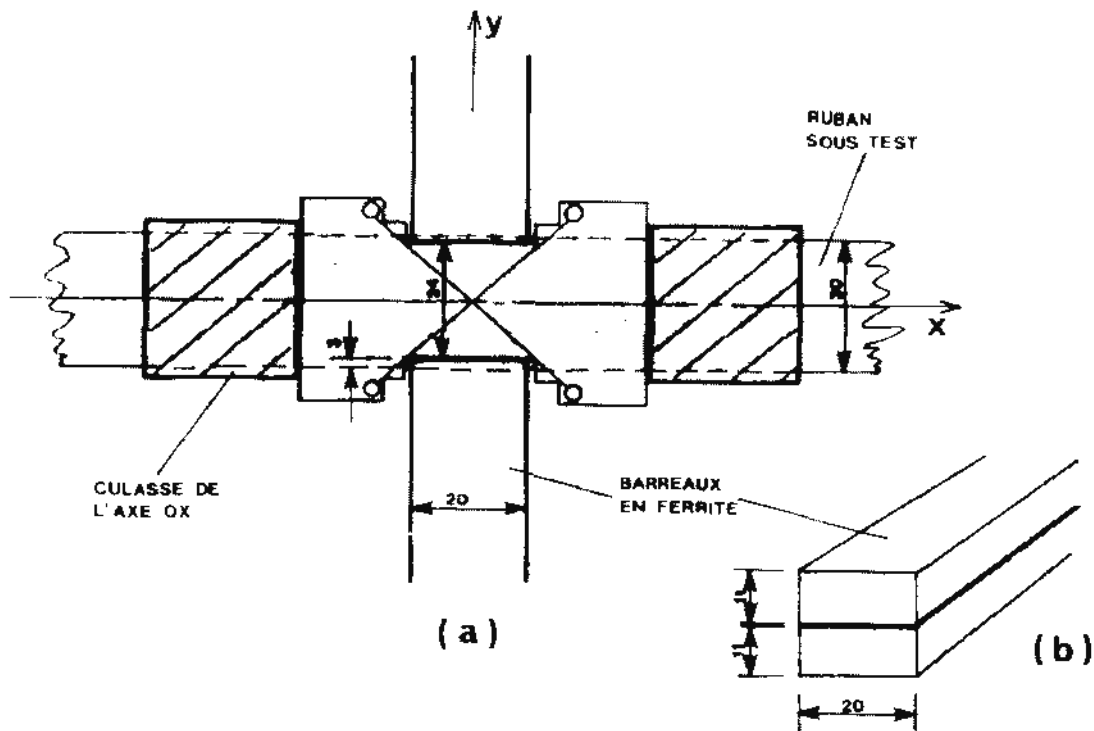


Figure 4.7: dispositif utilisant uniquement les culasses coulissantes de fermeture du flux, en ferrites.

Cette configuration correspond à celle utilisée dans l'axe OY lors des mesures en champ tournant.

Néanmoins, lorsque l'on est en champ alternatif, on peut s'affranchir de ce problème à l'aide du dispositif 6.

Dispositif 6

Ce dispositif est identique au précédent en ce qui concerne la constitution du circuit magnétique. La seule modification a lieu au niveau de l'échantillon ; en effet, pour éliminer l'épanouissement des lignes d'induction, on prélève dans le ruban un échantillon de dimensions adaptées (fig. 4.8).

D'après les caractéristiques $\hat{B} = f(\hat{H})$ de la planche 4.4, on voit qu'aux faibles valeurs d'induction ($\hat{B} \leq 0,6 \text{ T}$), les courbes des dispositifs 5 et 6 évoluent de façon identique ; au-delà, les deux courbes s'éloignent l'une de l'autre et celle du dispositif 6, rejoint la courbe de référence [13]. On peut donc admettre qu'il n'y a plus d'erreur appréciable sur la mesure de l'induction.

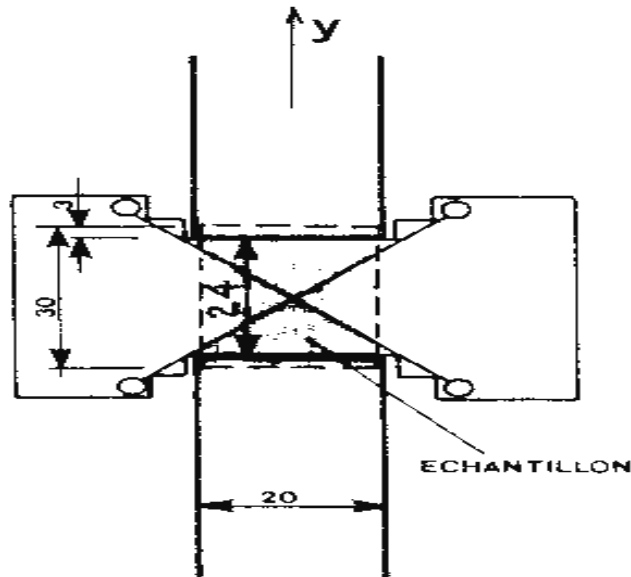


Figure 4.8 : dispositif utilisant un échantillon de dimensions adaptées

Par contre, on ne peut pas s'affranchir complètement du champ démagnétisant. Néanmoins, la mesure du champ démagnétisant n'influe pas sur la valeur des pertes.

Dans la suite de cette étude, on utilise le **dispositif 6**.

4.2.2 Logiciel [5] [7] –

Le développement du logiciel, utilisé pour l'obtention des caractéristiques d'un échantillon soumis à un champ alternatif, impose de préciser les relations et notations nécessaires aux calculs de certaines grandeurs.

Champ magnétique

Les variations temporelles $h(t)$ du champ alternatif sont liées à celles $i(t)$ du courant d'excitation correspondant par :

$$h(t) = \frac{n_e}{l_r} i(t) \quad (4.3)$$

où n_e désigne le nombre de spires de l'enroulement d'excitation et l_r la longueur de l'échantillon soumis au champ.

Induction magnétique

Le flux $\phi(t)$ à travers la bobine de détection est déduit, par intégration, de la mesure de la tension induite $u_1(t)$ dans ce même enroulement.

$$\varphi(t) = \frac{1}{n} \int u_1(t).dt \quad (4.4)$$

n désignant le nombre de spires de la bobine de mesure. La constante d'intégration est déterminée de manière à annuler la valeur moyenne de $\varphi(t)$.

L'induction $b(t)$ dans l'échantillon est obtenue après correction du flux dans l'air selon la relation :

$$b(t) = \frac{\varphi(t) - \mu_0 \cdot h(t) \cdot S_{ai}}{S_r} \quad (4.5)$$

ou S_{ai} et S_r sont définies au paragraphe 4.1.

Pertes volumiques

Le calcul est effectué à partir du produit du courant d'excitation $i(t)$ et de la tension induite $u_1(t)$ dans l'enroulement de mesure. Plus précisément, la valeur moyenne de la puissance dissipée dans l'échantillon s'écrit :

$$\bar{P} = \frac{n_e}{n} \frac{1}{T} \int_T^0 u_1(t) i_1(t) dt \quad (4.6)$$

où T est la période commune de $u_1(t)$ et $i_1(t)$. Les pertes volumiques s'expriment alors selon :

$$P_v = \frac{\bar{P}}{V_r} \quad (4.7)$$

V_r désignant le volume du ruban sous test.

Perméabilité d'amplitude

Connaissant les valeurs crête \hat{B} de l'induction et \hat{H} du champ, nous obtenons la perméabilité relative d'amplitude μ_r :

$$\mu_r = \frac{1}{\mu_0} \frac{\hat{B}}{\hat{H}} \quad (4.8)$$

Cette relation n'a de sens qu'en l'absence de courants de Foucault notables. En cas contraire, il y a exclusion des lignes de champ et n'a plus de

signification physique ; en effet correspond alors à une valeur moyenne à travers le ruban et \hat{H} au champ en surface de l'échantillon.

Le logiciel le plus couramment utilisé dans cette étude est présenté sur la planche 4.5.

4.2.3 - Résultat des mesures –

Malgré le soin que l'on apporte au montage, il n'est pas possible d'éliminer complètement les entrefers existant entre le ruban sous test et les culasses. Il en résulte un champ démagnétisant dont l'influence est visible sur l'ensemble des caractérisations. Ainsi, les courbes mesurées $\hat{B} = f(\hat{H})$ font apparaître une approche à la saturation plus "arrondie" que celle des caractéristiques réelles.

Les pertes mesurées ne sont pas sensiblement affectées par la présence d'entrefers "raisonnables", dès lors que l'induction reste sinusoïdale [5]

Lorsque la valeur maximale de l'induction est supérieure à 1,5 T, l'asservissement devient peu précis. Cela s'accompagne d'une déformation de l'onde de tension et en conséquence, d'une augmentation des pertes [14].

Les caractéristiques $\hat{B} = f(\hat{H})$ et $\mu_r = f(\hat{B})$ (planches 4.6 et 4.7), obtenues sur les rubans Fe-Si 3,5 % à grains non orientés (épaisseur 100 μ m), montrent l'existence d'une certaine anisotropie.

A cause des opérations successives de laminage et de recuit, la tôle acquiert presque toujours une texture non négligeable. Un écart relatif de 20 % entre les pertes mesurées dans la direction de laminage et dans la direction perpendiculaire n'est nullement exceptionnel [10]. Cet écart est effectivement apparent sur les courbes $p_v = f(\hat{B})$ de la planche 4.8.

Par ailleurs, si on compare les caractéristiques $\hat{B} = f(\hat{H})$ obtenues à celles de référence (planche 4.6), on observe l'influence d'un champ démagnétisant.

Les caractéristiques $p_v = f(\hat{B})$ de la planche 4.8 montrent que, pour les inductions inférieures à 1,5 T, les pertes varient en fonction de l'induction et de la fréquence suivant une loi de la forme $p_v \propto B^{1,8} \cdot f^{1,2}$.

En ce qui concerne l'évolution avec la fréquence, cela signifie que les pertes par hystérésis sont relativement élevées par rapport aux pertes par courants de FOUCAULT (dans la mesure où les pertes peuvent être séparées).

PLANCHE 4.5
ORGANIGRAMME DE DETERMINATION
DES PERTES EN CHAMP FIXE

Acquisition de la courbe $i_1(t)$ ← oscilloscope

↓
Recherche de la période sur la courbe $i_1(t)$

Acquisition de la courbe $u_2(t)$ ← oscilloscope

↓
Calcul de la valeur moyenne du courant $i_1(t)$

$$\bar{I} = \frac{1}{T} \int_0^T i_1 dt$$

↓
Calcul de la valeur moyenne de la tension $u_2(t)$

$$\bar{U}_2 = \frac{1}{T} \int_0^T u_2 dt$$

↓
Calcul de la puissance moyenne apparente

$$\bar{P} = \frac{1}{T} \int_0^T i_1 \cdot u_2 dt$$

↓
Recherche du champ alternatif maximal

$$\hat{H} = \frac{n_1}{l_r} \cdot \frac{\text{Max.}(i_1) - \text{Min.}(i_1)}{2}$$

↓
Calcul de l'induction maximale \hat{B}

$$\hat{B} = \frac{1}{n_2 S_r} \cdot \frac{M_{\text{ax}} \left[\int_0^T (u_2 - \bar{u}_2) dt \right] - M_{\text{in}} \left[\int_0^T (u_2 - \bar{u}_2) dt \right]}{2} - \mu_0 \cdot \hat{H} \cdot \frac{s_{ai}}{s_r}$$

↓
Calcul des pertes volumiques

$$P_v = \frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{\bar{P} - \bar{U}_2 \bar{I}_1}{V_r}$$

↓
Calcul de la perméabilité relative

$$\mu_r = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\hat{B}}{\hat{H}}$$

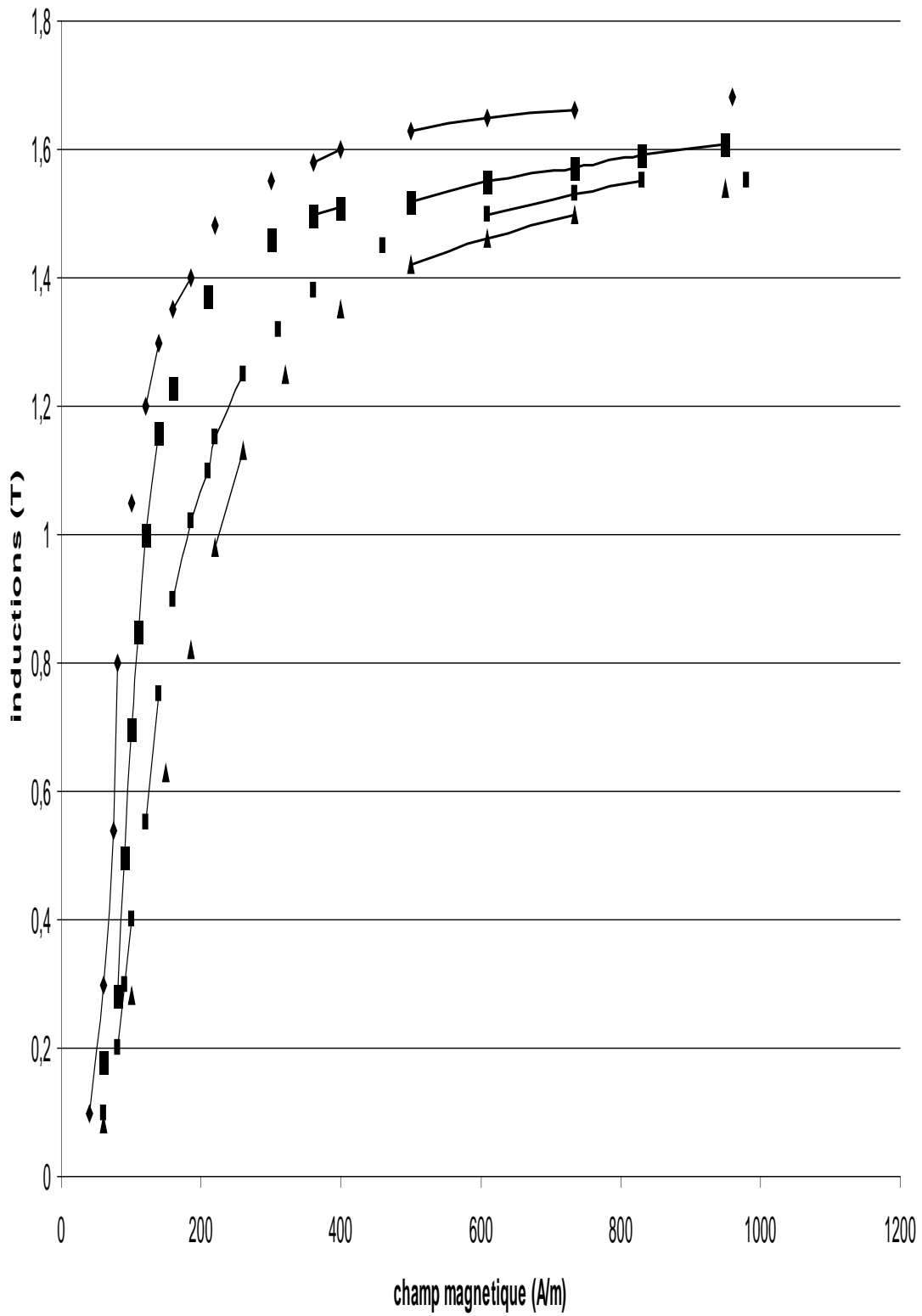
↓
Impression des résultats

$f = \frac{1}{T}$, \hat{H} , \hat{B} , P_v , μ_r → imprimante

↓
tracé de cycle d'hystérésis → table traçante

↓
FIN

PLANCHE 4.6 : Courbes d'aimantations dans les directions orthogonales à 50 et 400 Hz



◇— Courbe de référence selon OX ■— Courbe mesurée selon OX ▲— Courbe de référence selon OY ■— Courbe mesurée selon OY

PLANCHE 4.7 : Permeabilité en fonction de l'induction 50 et 400 Hz

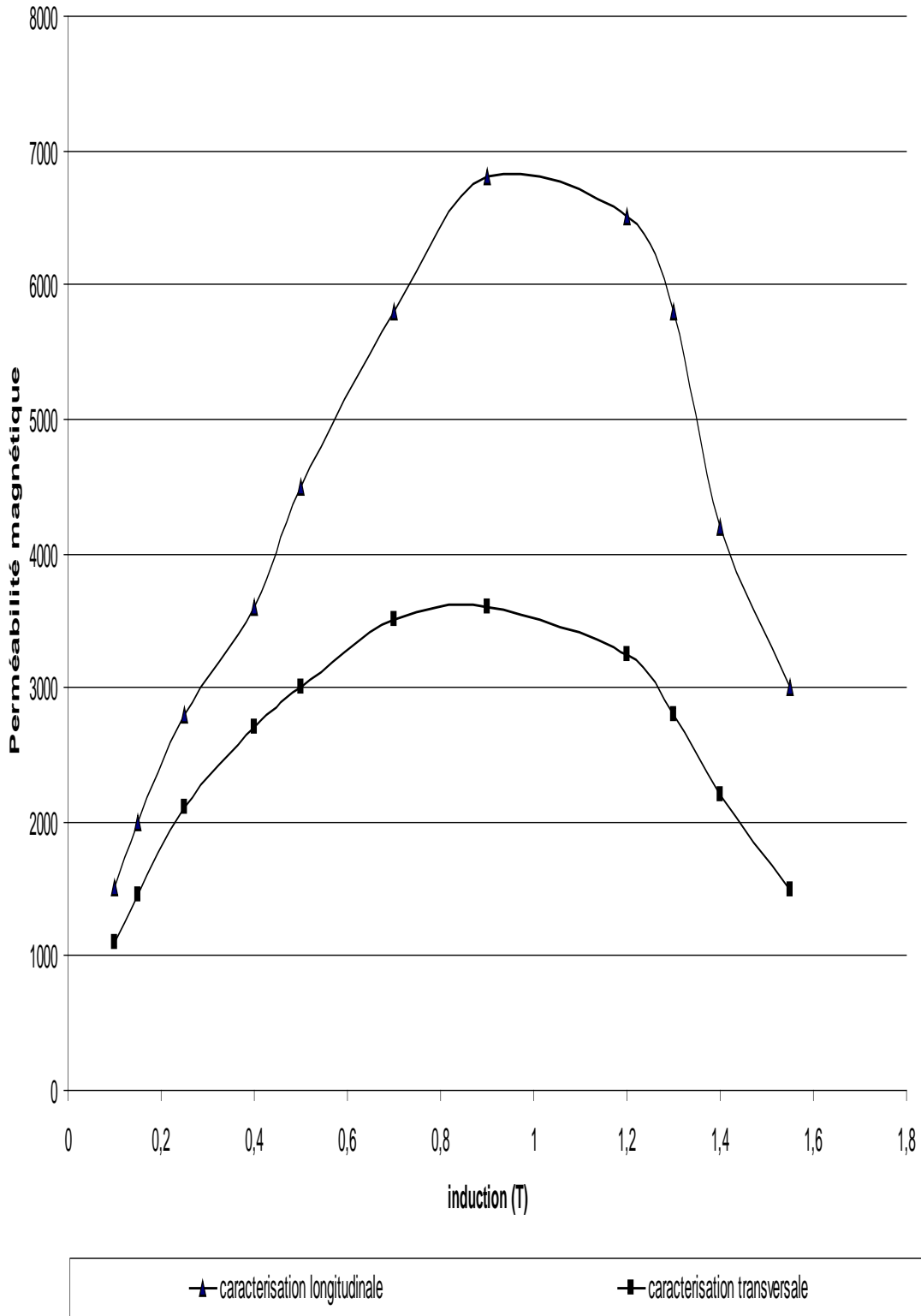
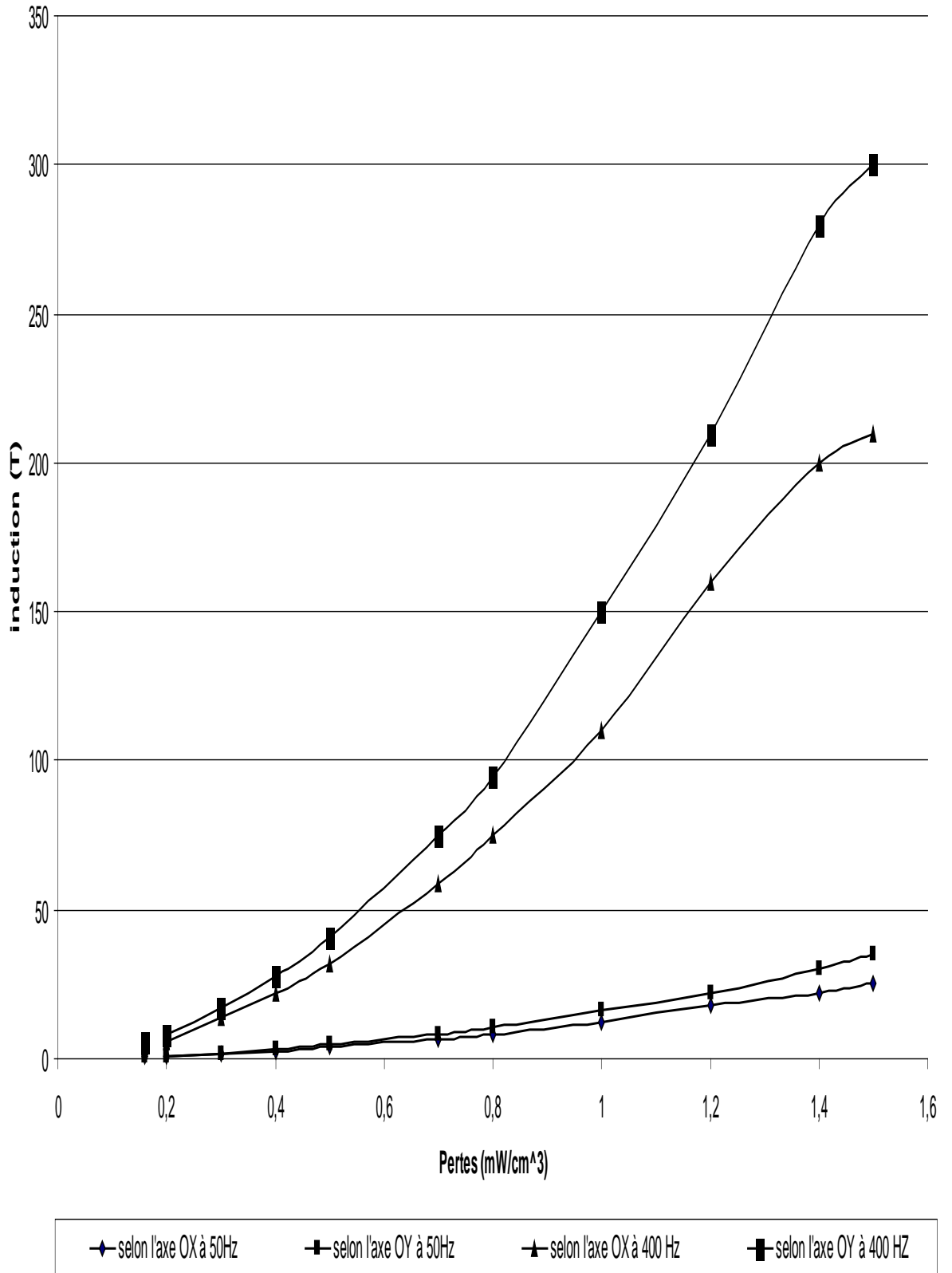


PLANCHE 4.8 : Pertes en fonction de l'induction



Une conclusion plus précise nécessite donc des essais complémentaires, de diffraction aux rayons X en particulier. [13] [18].

D'autre part, les échantillons testés sont de petites dimensions (30 x 20 mm pour les t&les à grains non orientés, ce qui pose des problèmes quant à l'homogénéité. Néanmoins, le Perméamètre permet de caractériser de façon relativement satisfaisante des échantillons dans les deux axes.

5 - CARACTERISATION SOUS CHAMP TOURNANT –

Cette étude a pour objectif de comparer qualitativement l'évolution des pertes en fonction de l'induction dans un ruban ferromagnétique sous champ tournant et sous champ alternatif.

Différents problèmes ont été rencontrés, en ce qui l'obtention du champ tournant. Ceux-ci sont traités paragraphes 5.1 à 5.3.

Par ailleurs, toutes les mesures ont été opérées sur en Fe-Si 3,5 % à grains non orientés d'épaisseur 100 μm et les fréquences d'essai choisies sont de 50 Hz et 400 Hz.

5.1- Mise au point des mesures d'induction –

Le dispositif utilisé est représenté sur la fig. 5.1.

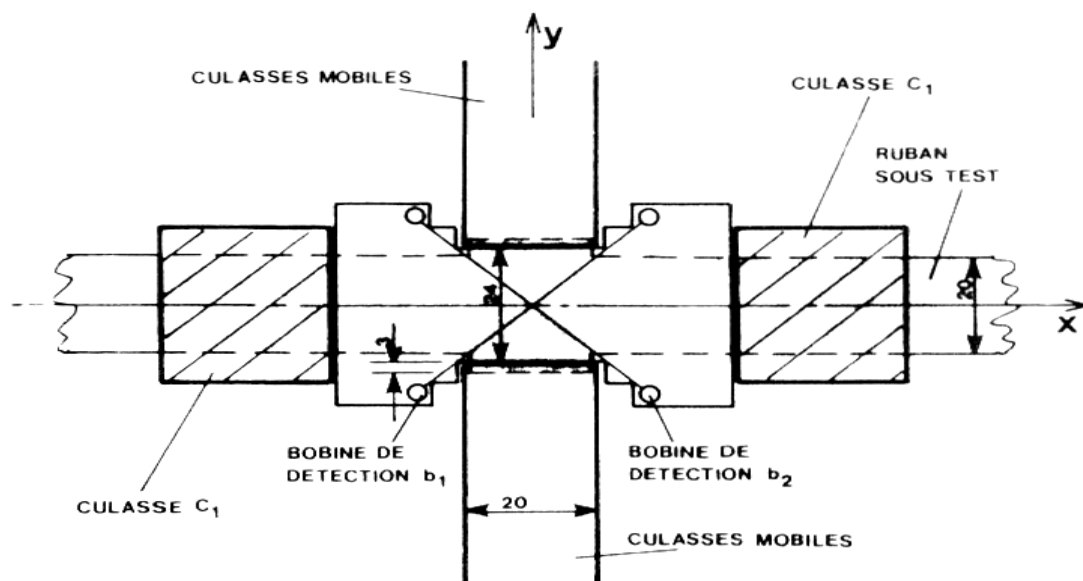


Figure 5.1 : dispositif à culasses mobiles pour tester un ruban sous champ tournant

Les culasses mobiles de l'axe OY recouvrent le ruban de chaque coté sur une largeur de 3 mm.

Dans ces conditions, et afin d'évaluer les erreurs commises sur les valeurs de \hat{B}_x et \hat{B}_y , nous avons fait une mesure d'induction sous champ alternatif selon chaque axe.

Pour cela, nous avons fixé une valeur de champ $\hat{H}_x = \hat{H}_y = 1000$ A/m et une fréquence $f = 400$ Hz. Les mesures donnent pour les inductions correspondantes : $\hat{B}_x = 1,64$ T et $\hat{B}_y = 1,81$ T.

A cette valeur du champ correspondent sur les caractéristiques de référence :

$$B_{xvrai} = 1,68 \text{ T} \quad (\text{planche 4.2})$$

$$B_{yvrai} = 1,56 \text{ T} \quad (\text{planche 4.4})$$

Ainsi, la mesure selon OX est obtenue par défaut, l'erreur étant :

$$\Delta\hat{B}_x = -2,4 \%$$

et celle selon OY est obtenue par excès, l'erreur commise valant alors :

$$\Delta\hat{B}_y = +16 \%$$

L'erreur selon l'axe OX est due à la présence des culasses mobiles. En leur absence, l'erreur est, en effet, inexistante (cf. paragraphe 4.1).

Lors des mesures sous induction tournante, l'asservissement permet d'afficher par l'intermédiaire des bobines de détection, les valeurs des inductions désirées : \hat{B}_{xd} et \hat{B}_{yd}

Les mesures précédentes montrent que l'erreur commise entre les valeurs désirées et celles réellement obtenues est négligeable dans l'axe OX ; par contre, l'induction \hat{B}_y , dans l'axe OY est sensiblement inférieur à la valeur de consigne. Cependant, pour des raisons de simplicité, le montage est réglé de manière à respecter la condition

$$\hat{B}_{xd} = \hat{B}_{yd}$$

Il s'ensuit qu'au sein du matériau, l'induction réelle tourne de façon elliptique (fig. 5.2).

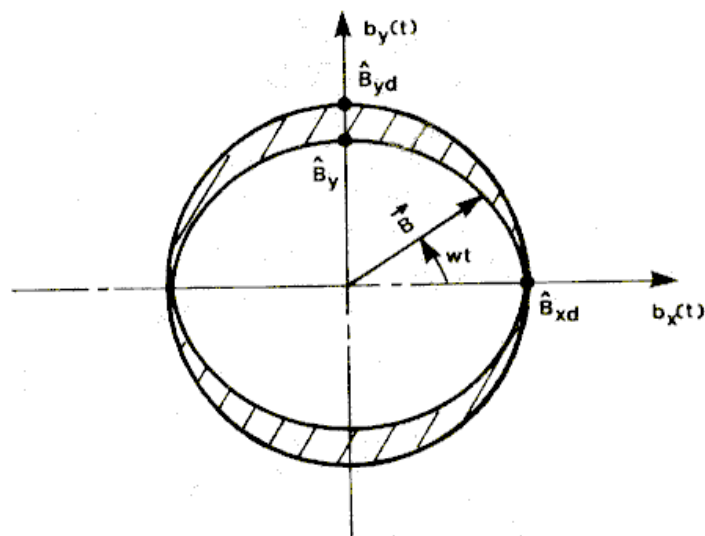


Figure 5.2 : écart de la forme de l'induction souhaitée à celle mesurée

On supposera néanmoins, que l'induction tourne de façon circulaire ; son module \hat{B} étant égal à :

$$\hat{B} = \hat{B}_{xd} = \hat{B}_{yd}$$

En outre, les conditions idéales d'asservissement décrites au paragraphe 3.2 sont difficilement atteintes car, au-delà d'une certaine valeur, l'augmentation du gain des amplificateurs provoque des instabilités. L'asservissement devient alors insuffisant et les tensions u et u' données par les équations (3.37) et (3.38) restent simultanément fonctions de u_1 et de u_2 .

5.2 - Influence du champ démagnétisant –

Ainsi que nous l'avons vu au paragraphe 4.2.1, pour une induction crête donnée, l'existence d'un champ démagnétisant selon la direction OY a pour effet d'augmenter la valeur du champ magnétique appliqué nécessaire.

Le champ démagnétisant est très mal connu et il faut être prudent dans l'interprétation des mesures. En particulier, il est difficile de déterminer précisément la perméabilité du matériau, d'autant plus que celle-ci est mal définie en présence d'un champ tournant.

5.3 - Détermination des pertes - Résultat des mesures –

Les pertes sous champ tournant sont calculées suivant la méthode décrite au paragraphe 3.3.2.

Les fréquences d'essais choisies sont de 50 Hz et 400 Hz.

Les valeurs des pertes \bar{P}_x et \bar{P}_y définies par les équations (3.41) et (3.43) sont obtenues à l'aide du calculateur. Les pertes totales $\bar{P}_T = \bar{P}_x + \bar{P}_y$ dissipées dans le ruban s'en déduisent facilement.

Dans une seconde phase, pour la valeur d'induction \hat{B}_x calculée, on introduit dans le fichier la valeur des pertes \bar{P}_A (pertes dans la zone du ruban sous champ alternatif) relevées sur les courbes $\bar{P}_A = f(\hat{B}_x)$, données sur les planches 5.1 et 5.3, déduites des pertes volumiques sous champ alternatif P_{xL} à l'aide de l'équation (3.46). Les pertes sous champ tournant et les pertes massiques P_{CT} définies respectivement par les équations (3.47) et (3.49), sont enfin calculées.

Les planches 5.2 et 5.4 représentent, à 50 Hz et à 400 Hz, les variations des pertes massiques sous champ tournant et sous champ alternatif sinusoïdal (longitudinal et transversal) en fonction de l'induction \hat{B} , pour un ruban en Fe-Si 3,5 % à grains non orientés d'épaisseur 100 μm .

A 50 Hz, et pour une induction inférieure ou égale à 0,8 T, les pertes sous champ tournant sont sensiblement égales à la somme des pertes sous champ alternatif selon les deux directions perpendiculaires ; on peut donc considérer que les modifications des domaines restent très réduites et qu'un comportement linéaire constitue une première approximation raisonnable (10).

Au-delà de 0,8 T, les pertes sous champ tournant sont plus faibles que la somme des pertes sous champ alternatif de direction fixe ; l'écart existant tend à s'accroître avec l'induction.

A 400 Hz, les pertes sous champ tournant sont sensiblement égales à la somme des pertes sous champ alternatif selon les deux directions perpendiculaires, jusqu'à 0,4 T. Au-delà de 0,4 T, les pertes sous champ tournant sont plus faibles que la somme des pertes sous champs de direction fixe ; l'écart reste à peu près constant ($\approx 20\%$) jusqu'à 1,2 T et ensuite tend à augmenter avec l'induction.

Ces résultats semblent étonnants, car l'allure de la courbe des pertes sous champ tournant au-delà de 0,8 T à la fréquence de 50 Hz et au-delà de 0,4 T à 400 Hz s'éloigne de l'allure prévisible, lorsqu'on la compare à la courbe représentant la somme des pertes sous champs alternatifs selon les deux directions perpendiculaires.

PLANCHE 5.1: Pertes en fonction de l'induction sous champ alternatif f=50Hz

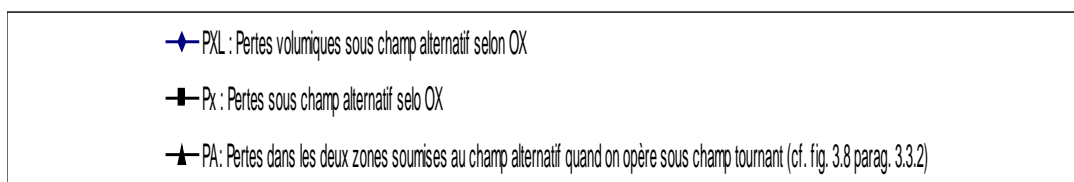
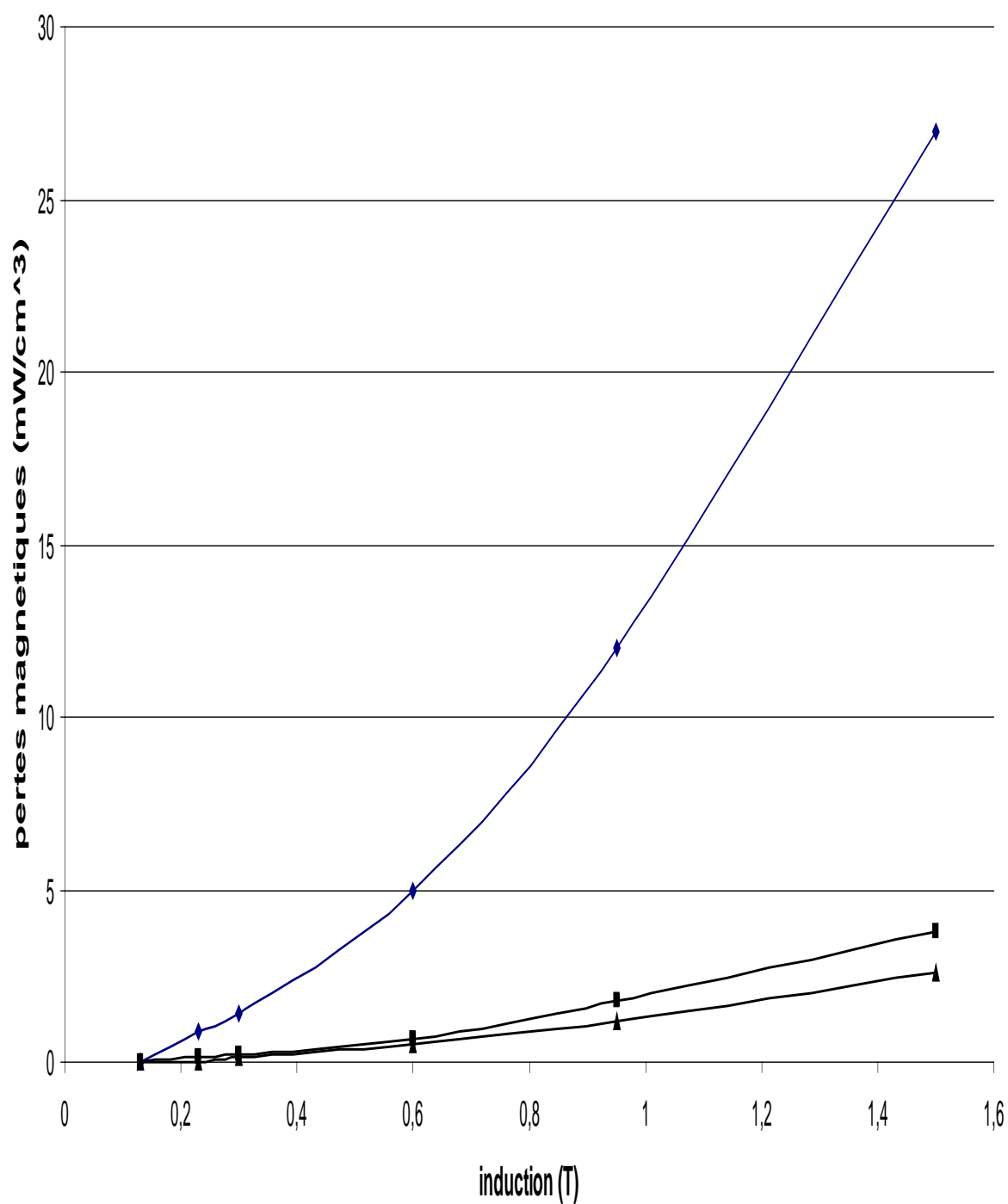


PLANCHE 5.3 : Pertes en fonction de l'induction sous champ alternatif f=400Hz

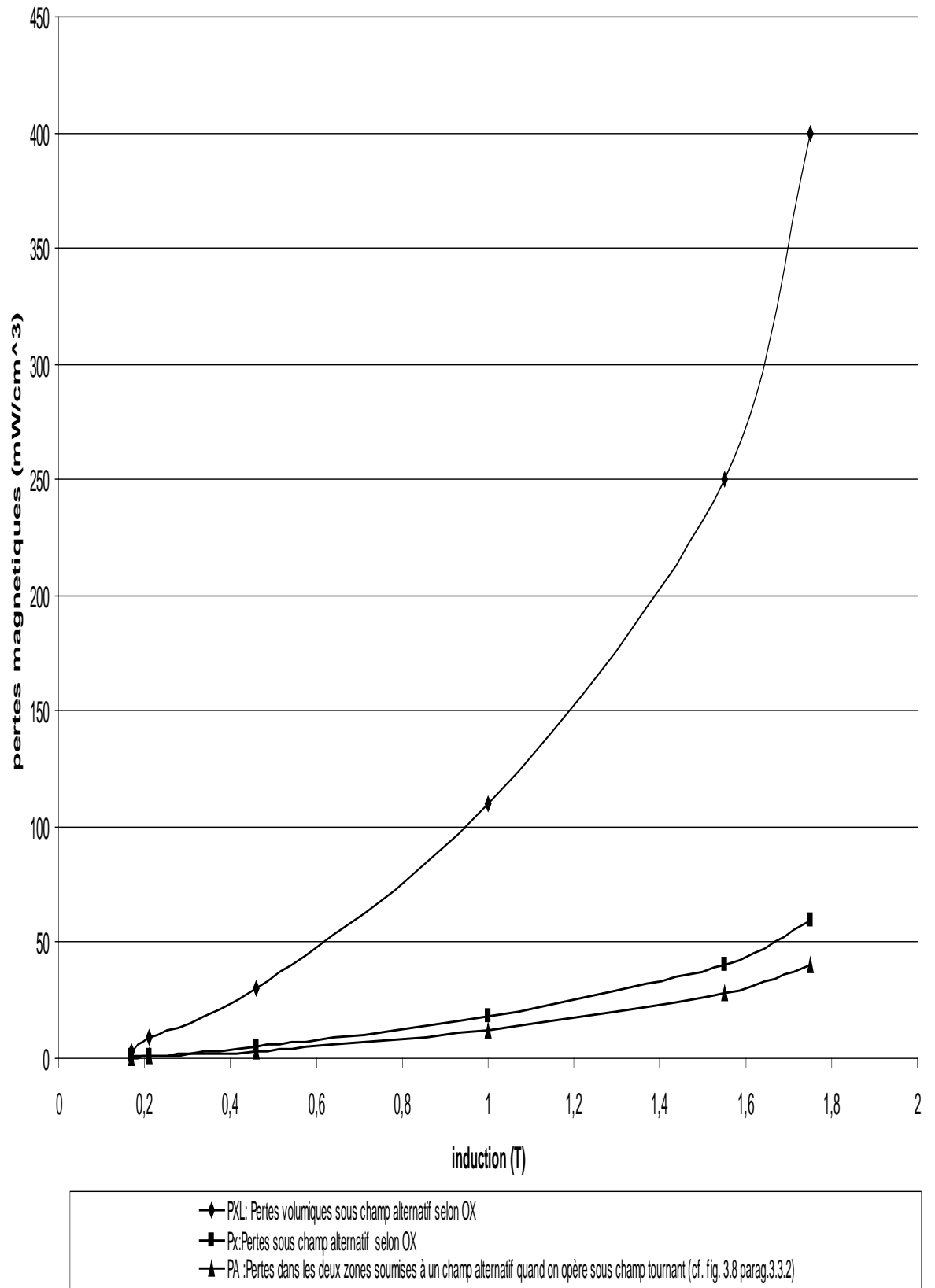


PLANCHE 5.2 : Pertes massiques en fonction de l'induction $f = 50\text{Hz}$

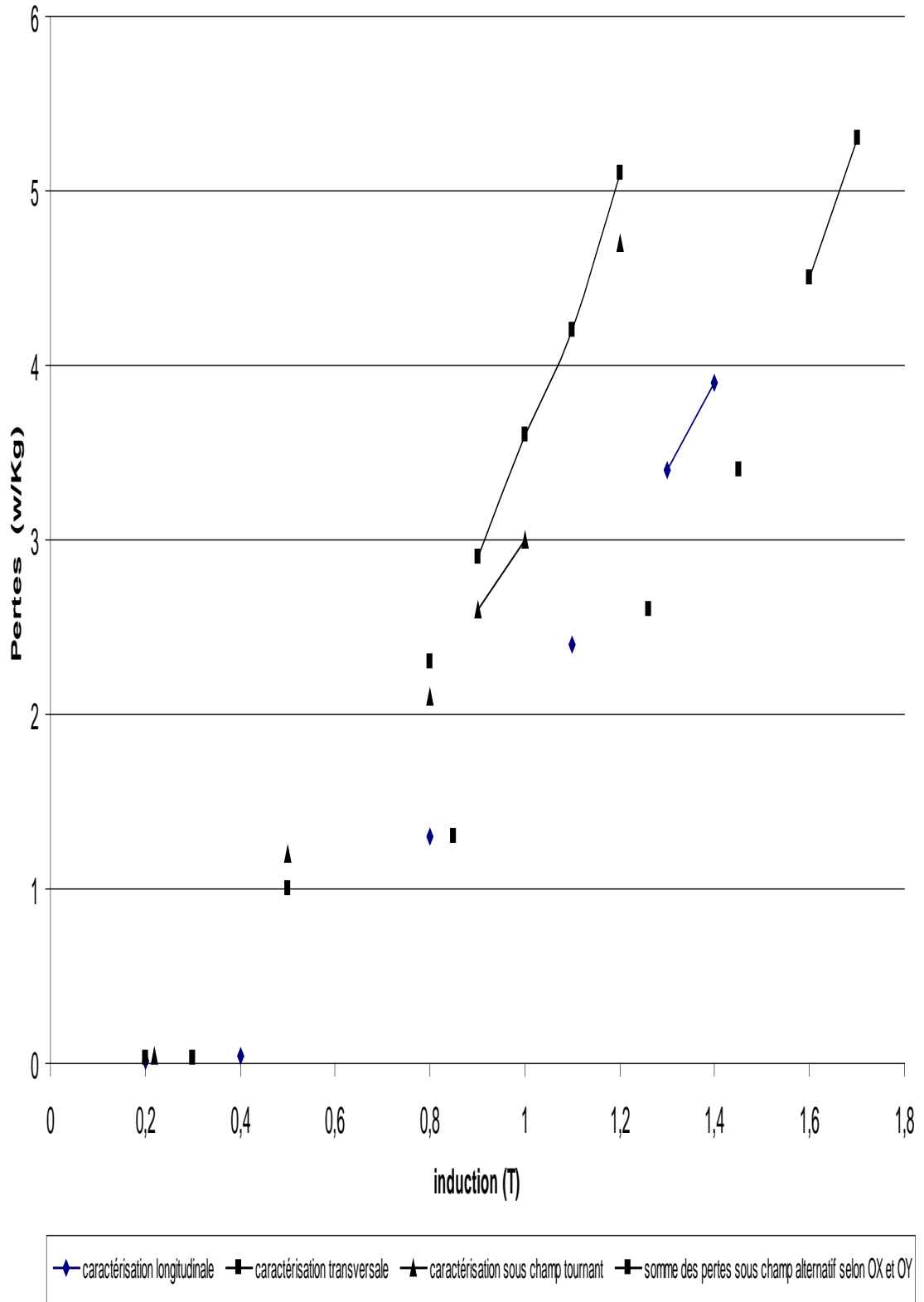
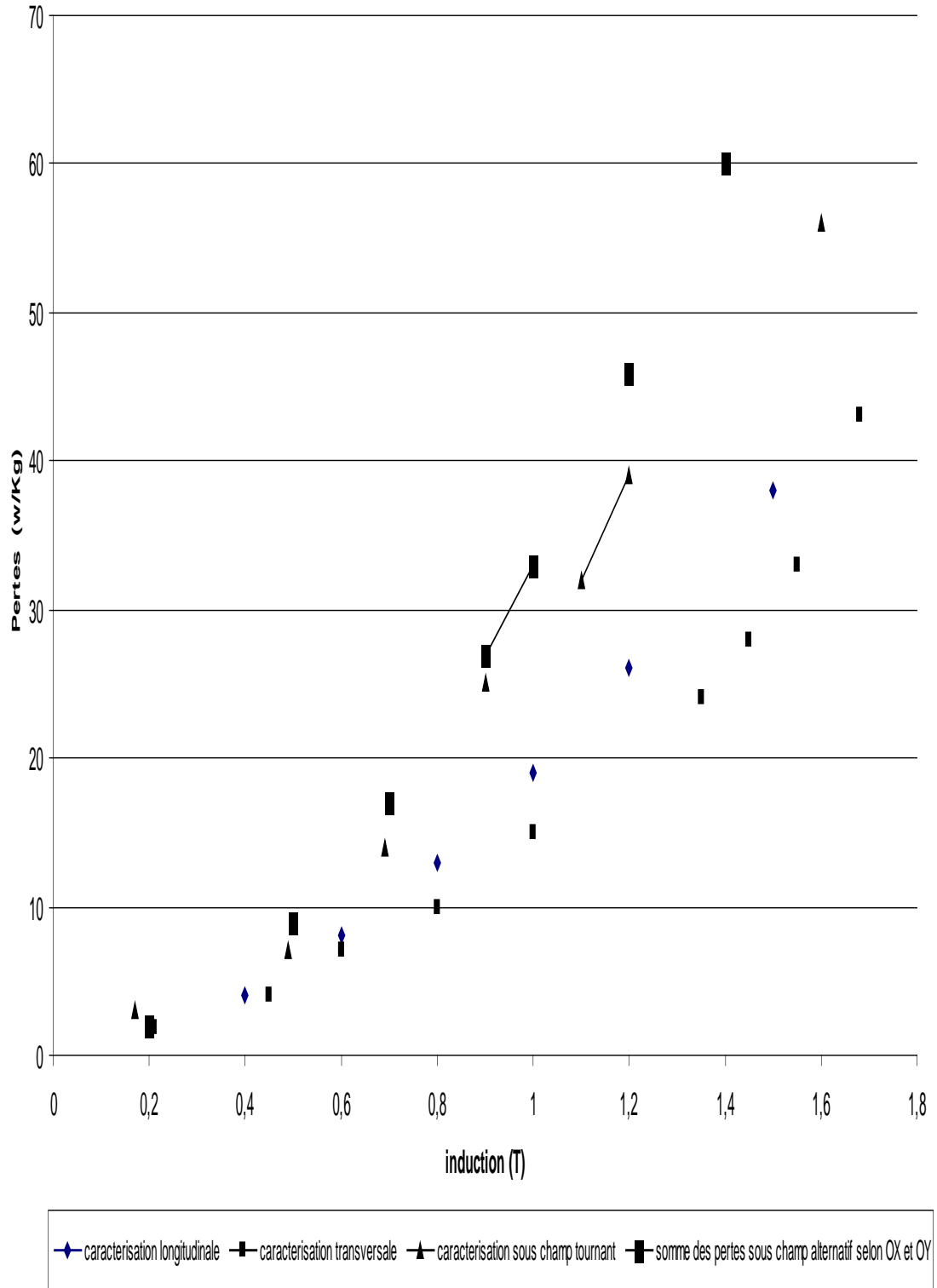


PLANCHE 5.4: Pertes massiques en fonction de l'induction $f = 400$ Hz



6 - CONCLUSION

Ces travaux ont permis de réaliser un Perméamètre destiné à la caractérisation des propriétés magnétiques de rubans sous champ alternatif (longitudinal ou transversal) et sous champ tournant.

Lors des mesures, nous avons rencontré essentiellement deux problèmes, l'un étant lié à l'existence d'un champ démagnétisant, l'autre aux faibles dimensions des échantillons.

Le champ démagnétisant a pour effet de linéariser les caractéristiques $\hat{B} = f(\hat{H})$ et, de ce fait, il est difficile de conclure précisément quant à la perméabilité relative maximale des rubans testés. La comparaison qualitative entre les caractéristiques $\hat{B} = f(\hat{H})$ selon les deux directions, longitudinale et transversale, est tout de même possible dans la mesure où les échantillons testés ont une forme identique et que l'on peut admettre que le champ démagnétisant est le même selon les deux directions de caractérisation.

En ce qui concerne les pertes, celles-ci ne sont pas affectées par l'existence du champ démagnétisant, dès lors qu'il reste dans des limites acceptables". Néanmoins, il faut être prudent dans l'interprétation des résultats, car on ne peut pas conclure, quant à l'anisotropie d'un matériau, uniquement à partir de ce paramètre. Par ailleurs, la caractérisation d'échantillons de faibles dimensions nécessite de s'assurer de leur homogénéité.

Dans le cas des mesures sous champ tournant, hormis la présence d'un champ démagnétisant selon l'axe transversal (OY), d'autres problèmes se sont posés.

Ainsi que nous l'avons vu au paragraphe 5.1 l'induction tourne de façon elliptique. Selon l'axe longitudinal (OX), la source d'erreur sur la mesure de l'induction \hat{B}_x est due à la présence des culasses mobiles situées dans l'axe OY il s'agit d'une erreur négligeable, la valeur de mesurée étant pratiquement égale à celle désirée. Par contre, selon l'axe OY, il y a, au-delà d'une certaine valeur de l'induction ($\approx 0,6T$), épanouissement des lignes d'induction à travers le ruban.

Cela se traduit par une erreur, par excès, sur la mesure de l'induction maximale \hat{B}_y . Aussi, l'induction \hat{B}_y est sensiblement inférieure à la valeur de consigne.

Par ailleurs, en ce qui concerne l'asservissement, les deux tensions de référence u (axe OX) et u' (axe OY) restent simultanément fonctions des tensions de sortie u_1 et u_2 des deux bobines de détection c'est essentiellement

cette interaction qui rend difficile l'obtention des conditions idéales d'asservissement. Pour s'en affranchir, il faudrait disposer, sur chacun des deux axes, deux bobines de détection du flux qui soient indépendantes.

On a rencontré un autre problème, celui de la définition précise de la zone du ruban affectée par le champ tournant. En effet, le ruban comprend trois zones, l'une, centrale, soumise à un champ tournant, et deux, latérales, soumises à un champ alternatif sinusoïdal. Cela provoque des perturbations dans les régions de transition.

D'autre part, dans la zone centrale, l'induction ne tourne pas de la même façon en tous les points. Il en résulte que la définition de la région du ruban sous champ tournant comporte quelques incertitudes.

L'ensemble de ces problèmes explique la différence d'allure rencontrée entre les courbes des pertes mesurées sous champ tournant et la courbe attendue.

Cette étude doit se poursuivre dans deux directions.

En ce qui concerne les caractérisations d'anisotropie, il semble nécessaire de modifier le système afin de tester des échantillons de plus grande dimension et de minimiser ainsi les problèmes liés à l'homogénéité. Cette modification doit être accompagnée d'une étude complémentaire au niveau métallurgique, en particulier par des mesures de diffraction aux rayons X.

Pour les caractérisations sous champ tournant, on peut d'abord améliorer l'asservissement ; mais, du fait de l'épanouissement des lignes d'induction selon la direction transversale du ruban, l'induction tournante sera toujours elliptique, à moins d'effectuer des corrections, a priori délicates.

Pour s'affranchir des problèmes liés à l'épanouissement des lignes d'induction, on peut envisager de créer le champ tournant à l'aide d'une armature fixe triphasée parcourue par des courants triphasés sinusoïdaux équilibrés. L'échantillon doit alors avoir une forme circulaire. C'est une méthode qu'il faut mettre au point et comparer à la précédente. De toute façon, aucune méthode n'est parfaite et, selon les grandeurs à caractériser, l'une ou l'autre sera la mieux adaptée.

7- ANNEXE

INTEGRATION DU SIGNAL D'ENTREE SELON L'AXE OY .

L'intégration du signal d'entrée selon l'axe OY, est faite à l'aide d'un amplificateur opérationnel AM501 Techtronix, sur lequel sont montés des circuits intégrateurs à gain variable couvrant une gamme de fréquences comprise entre 10 Hz et 10 kHz.

Le principe utilisé est représenté sur la figure AN.1.

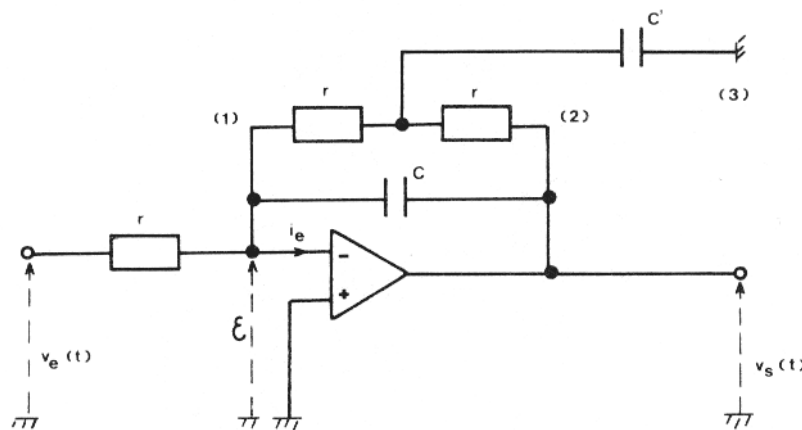


Figure.AN.1

L'impédance d'entrée ainsi que le gain en boucle ouverte étant supposés infinis, on a :

$$\varepsilon = 0 \quad \text{et} \quad i_e = 0$$

Calcul de la fonction de transfert

Pour simplifier le calcul on applique la transformation étoile le triangle au réseau 1,2, 3 et on raisonne sur les admittances équivalentes (fig. AN.2).

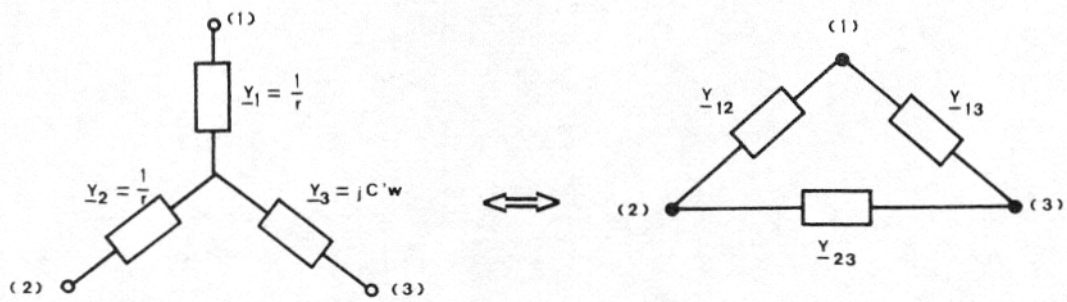


Figure AN.2

$$\underline{Y}_{12} = \frac{\underline{Y}_1 \underline{Y}_2}{\underline{Y}_1 + \underline{Y}_2 + \underline{Y}_3} \quad , \quad \underline{Y}_{13} = \frac{\underline{Y}_1 \underline{Y}_3}{\underline{Y}_1 + \underline{Y}_2 + \underline{Y}_3} \quad , \quad \underline{Y}_{23} = \frac{\underline{Y}_2 \underline{Y}_3}{\underline{Y}_1 + \underline{Y}_2 + \underline{Y}_3}$$

Comme $\underline{Y}_1 = \underline{Y}_2$ alors $\underline{Y}_{13} = \underline{Y}_{23}$

On en déduit les impédances :

$$\underline{Z}_{12} = \frac{1}{\underline{Y}_{12}} = r(2 + jc'\omega) \quad \text{et} \quad \underline{Z}_{13} = \underline{Z}_{23} = \frac{1}{\underline{Y}_{23}} = \frac{2 + jc'\omega}{jc'\omega}$$

Le schéma équivalent devient celui de la fig. AN.3.

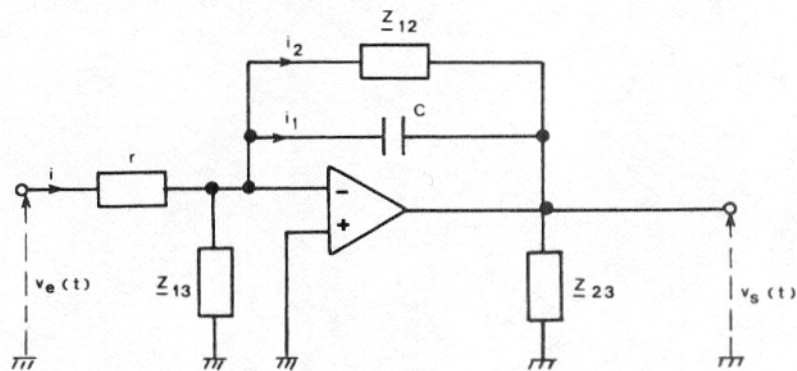


Figure AN.3

L'amplificateur opérationnel étant supposé parfait, on considère que l'impédance d'entrée est infinie, l'impédance de sortie nulle et le gain en boucle ouverte infini.

On a donc :

$$\underline{I} = \underline{V}_e / r , \quad \underline{I}_1 = -j\omega \underline{V}_s / \underline{Z}_{12} , \quad \underline{I}_2 = -\underline{V}_s / \underline{Z}_{12}$$

D'où :

$$\frac{\underline{V}_s}{\underline{V}_e} = -\frac{1}{r} \left[\frac{\underline{Z}_{12}}{1 + j\omega \underline{Z}_{12}} \right]$$

En remplaçant \underline{Z}_{12} par sa valeur on obtient :

$$\frac{\underline{V}_s}{\underline{V}_e} = -2 \frac{1 + j \frac{rc' \omega}{2}}{1 - r^2 cc' \omega^2 + 2 jrc \omega}$$

La représentation dans le plan de Bode de la réponse en fréquence $T(j\omega)$ en boucle ouverte (fig. AN.4) montre qu'il existe deux pulsations de coupure :

$$\omega_1 = \frac{2}{rc'} , \quad \omega_2 = \frac{1}{r\sqrt{cc'}}$$

Le circuit ainsi réalisé possède un gain de 2 pour les pulsations inférieures à ω_1 ce qui répond au problème de dérive.

Représentation dans le plan de Bode de la réponse en fréquence $T(j\omega)$ en boucle ouverte de l'intégrateur de l'axe OX

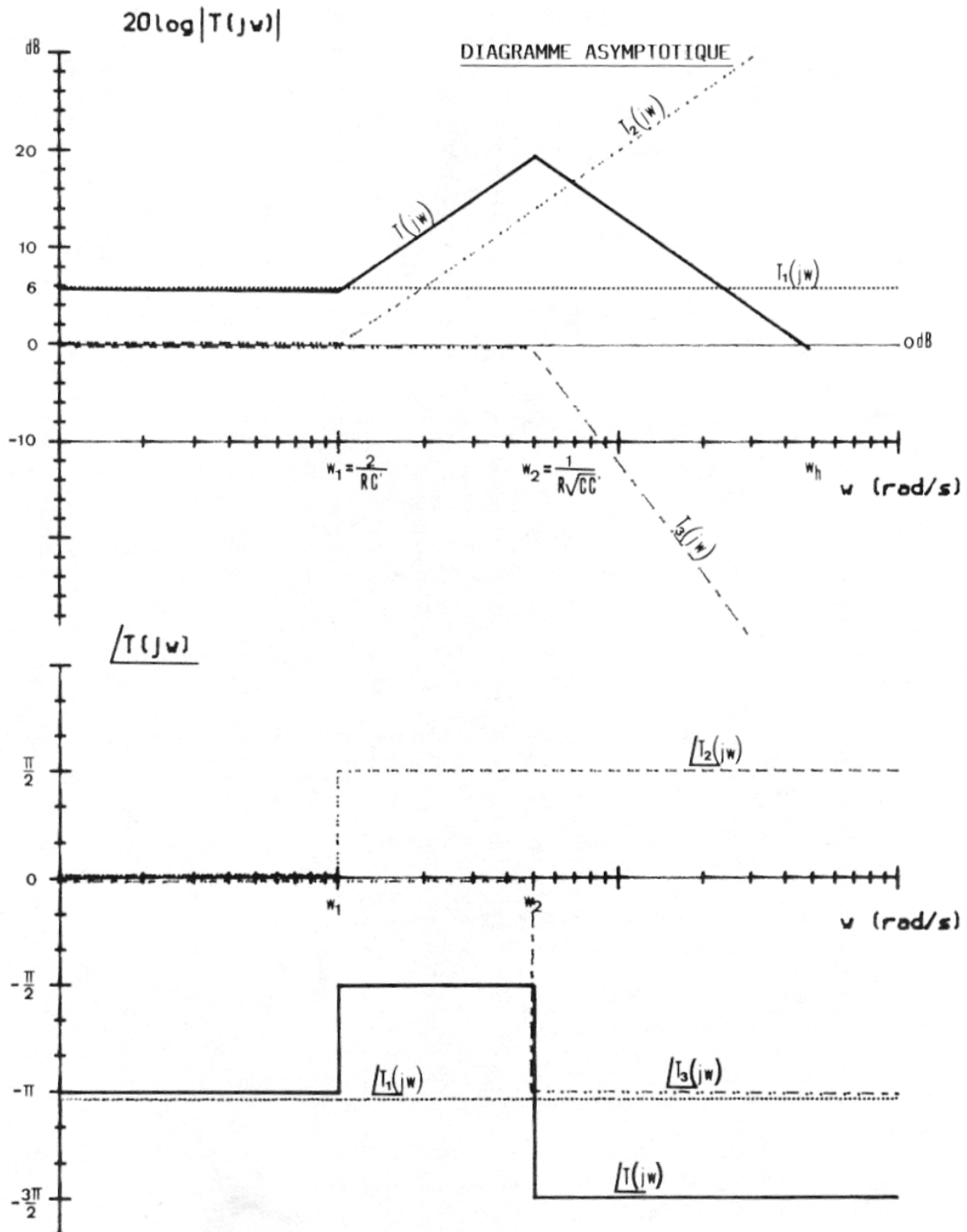


Figure AN.4

$$T_1(j\omega) = -2 \quad , \quad T_2(j\omega) = 1 + j \frac{rc'\omega}{2} \quad , \quad T_3(j\omega) = \frac{1}{1 - r^2cc'\omega^2 + 2jrc\omega}$$

$$T(j\omega) = -2 \frac{1 + j \frac{rc'\omega}{2}}{1 - r^2cc'\omega^2 + 2jrc\omega}$$

Nous voulons obtenir un fonctionnement en intégrateur (déphasage de $\pi/2$) et un gain unité pour l'ensemble de la plage de fréquences. Pour cela nous avons divisé notre gamme de fréquences en 5 bandes :

- 10Hz à 50Hz
- 50Hz à 400Hz
- 400Hz à 1kHz
- 1kHz à 5kHz
- 5kHz à 10kHz

L'examen simultané des diagrammes d'amplitude et de phase de la fig. AN.4, montre que, pour réunir les deux conditions précédentes (déphasage de $\pi/2$ et gain unité pour chaque bande de fréquences), il faut opérer à des pulsations :

$$\omega > \omega_2 = 1/RCC'$$

Cela est réalisé en choisissant un gain unité pour la fréquence la plus élevée de chaque bande de fréquences, ce qui correspond à l'intersection de la courbe d'amplitude avec l'axe 0 dB, et en faisant ensuite un rattrapage du gain pour les fréquences les plus faibles à l'aide d'un potentiomètre disposé en amont de l'amplificateur.

Le schéma utilisé est représenté sur la figure

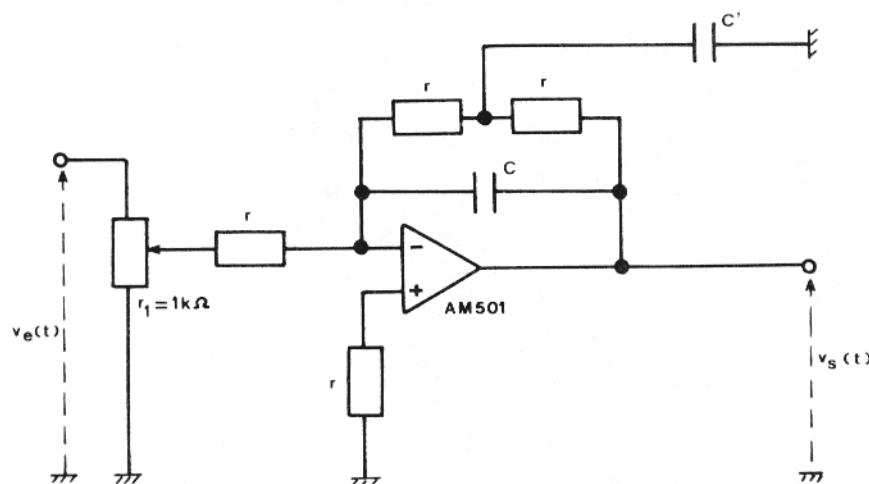


Figure.AN.5

Détermination des éléments r, C et C' pour les 5 bandes de fréquences

L'expérience montre qu'un rapport de 5 entre ω_1 et ω_2 est suffisant. De plus, la pente de la partie montante de la courbe de gain étant égale à 6 dB/octave, on a, pour $\omega = \omega_2$:

$$|T(j\omega)|_{dB} = 6 + 14 = 20 \text{ dB.}$$

Le circuit possède, à la pulsation $\omega = \omega_2$, un gain de 10.

Pour obtenir un gain unité dans toute la bande d'utilisation, il suffit que cette condition soit réalisée pour la plus haute fréquence.

Cherchons l'abscisse ω_h de l'intersection de la courbe de gain avec l'axe 0 dB ; puisque la partie descendante de la courbe a une pente de - 6 dB/octave, on a d'après la fig. AN.4 :

$$\omega_h = 10 \omega_2 = \frac{10}{r\sqrt{CC'}}$$

Cette pulsation ω_h doit correspondre à la plus haute fréquence de la bande.

De plus, $\omega_2 = 5 \omega_1$, soit :

$$\frac{1}{r\sqrt{CC'}} = 5 \cdot \frac{2}{rc'}$$

d'où : $C = C' / 100$

Des équations (AN.1) et (AN.2), on déduit :

$$C = 1/r \omega_h \quad \text{et} \quad C' = 100/ r \omega_h$$

Si on fixe $r = 10 \text{ k}\Omega$, on détermine ainsi les valeurs de C et C' pour chaque bande de fréquences.

On obtient alors les résultats notés sur le tableau ci-dessous:

f	C	C'
50 Hz	66 nF	6,8 μ F
400 Hz	10 nF	1,5 μ F
1 kHz	4,7 nF	33 nF
5 kHz	1,6 nF	47 nF
10 kHz	1,3 nF	66 nF

Les valeurs de C et C' sont celles des condensateurs existant sur le marché, qui se rapprochent le plus des valeurs calculées.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] R. BONNEFILLE
Structure générale des machines électriques tournantes. Techniques de l'ingénieur, D435, p. 10-13.
- [2] T. SASAICI, M. IMAMURA, S. TAXADA and Y. SUZUKI
Measurement of rotational power losses in silicon-iron sheets using wattmeter method. IEEE transactions on magnetic, Vol. Mag-21. No5, September 1985, p. 1918-1920.
- [3] A NABAIS
Mise au point d'un Perméamètre destiné à la caractérisation, sous contraintes, de rubans ferromagnétiques amorphes. Mémoire CNAN, Mars 1983.
- [4] N. ELNEKAVE
Mesures magnétiques. Techniques de l'ingénieur, 111125.
- [5] M, PHILIPPE
Contribution à l'étude en régime périodique des pertes électromagnétiques dans l'acier doux. Mémoire CNAM, Mai 1986.
- [6] Y. LESCROEL
Ferrites doux. Techniques de l'ingénieur, E244.
- [7] J. DECALONNE Contribution à la caractérisation, sous contraintes mécaniques, de rubans ferromagnétiques amorphes ayant subi des traitements thermiques, magnétiques et mécaniques. Mémoire CNM1, Décembre 1983.
- [8] P. LABUSSIÈRE
Contribution à l'étude de l'influence de traitements thermiques sur les propriétés de rubans à structure amorphe e40 Ni40 P14 B6. Mémoire CNAM, Janvier 1981.
- [9] F. de CARFORT, C. FOULARD, J. CALVET
Asservissements linéaires continus, Editions Dunod Université, Paris, 1976.
- [10] P. BRISSONNEAU
Matériaux magnétiques pour l'électrotechnique. Cours, ENSIEC Grenoble.
- [11] CIL BOON, B.Sc., and JE. THOMPSON, 5.5e., Ph. D., A. Inst. P., A.M.I.E.E. Alternating and rotational power loss at 50 c/s in 3 % silicon-iron sheets. PROC.IEE, Vol. 112, No. 11, November 1965, p. 2147-2151.

- [12] ANTUONY J. MOSES and BLEDDYN TUOMAS
Measurement of Rotating Flux in Silicon Iron Laminations. IEEE Transactions on magnetic, Vol. Mag-9, No.4, December 1973. p. 651-654.
- [13] Mohamed Faouzi RACHEDI
Contribution à l'étude de rubans ferromagnétiques Fe-Si obtenus par trempe rapide. Comparaison avec des matériaux destinés au domaine des basses et moyennes fréquences. Thèse de Docteur-Ingénieur. CNAM, Paris 1987.
- [14] A. KEDOUS, D. LEBOUÇ et P. BRISSONNEAU
Etude des pertes dans des tôles magnétiques soumises à des variations d'induction $B(t)$ de forme trapézoïdale. Revue Phys. Appl. 21 (1986) p.269-275.
- [15] F. VIALE
Alliage fer-silicium. Techniques de l'ingénieur. 0195.
- [16] ZOUZOU, S.:
Contribution à l'étude des pertes magnétiques en champs tournants. Thèse de doctorat de l'institut national polytechnique de Grenoble. Décembre 1991.
- [17] G. COUDERCHON et E. JOSSO
Tôles magnétiques, alliages magnétiques doux. Techniques de l'ingénieur. E242.
- [18] F. FIORILLO & A.M. RIETTO
Extended induction range analysis of rotational losses in soft magnetic materials.
IEEE Transactions on magnetic Flight. Mag-24, No. 2, Mai 1988, p1960-1963,
- [19] CF. DIONNE and J.F. FITZGERALD
A simple magnetometer for planar geometries. IEEE Transactions on magnetic, Vol. Mag-No.5, September 1985.
- [20] P. FLANDERS
A Hall sensing magnetometer for measuring magnetization, anisotropy, rotational loss and time effects. IEEE Transactions on magnetic, Vol. Mag-21, No.5, September 1985.
- [21] K.S.TAN, A. DATTA, P.J. FLANDERS and CD. GRAHAM
Rotational loss in thin gage soft magnetic materials. IEEE Transactions on magnetic, Vol. Mag-21, No5, September 1985.

[22] R AOULI ,AKROUNE M ,DAMI,M.A and MOUILLET M:
Characterisation of electric alloys for electric drives .IEE PROC. Sci. Meas.
Technol. VOL 143 No 3 .May 1996.

[23] M.A. DAMI :
Conception des machines de testes de caractérisation dynamique en induction trapézoïdale ,pour modélisation du comportement des tôles magnétiques utilisées dans la construction électrique .
Thèse de doctorat université de Bourgogne 1993.

[24] M. AKROUNE :
Caractérisation des tôles magnétiques utilisées en génie électrique en signal sinusoïdal.
Thèse de doctorat Université de bourgogne 1993.

[25] R.AOULI :
Contribution à l'étude des pertes en champ tournant dans les toles magnetiques pour machines électriques mobiles .
Thèse de doctorat Université de Aix-Marseille III .1995.

[26] A. KEDOUS, D. LEBOUÇ :
Les matériaux doux pour machines tournantes et transformateurs aspect non conventionnels de la caractérisation des tôles . Colloque Caractérisation des matériaux magnétiques , Grenoble Mai 1996.

[27] S.SERRARD :
Détermination et analyse des pertes supplémentaires développées dans les toles des machines alimentées par des convertisseurs statiques .
Thèse de doctorat de l'I.N.P.Lille .Mai 1993.