T 994
MEDIATHEQUE AMPERE GRENOBLE INPG
D 051 096764 8

THESE

présentée par

Serge ERRARD

pour obtenir le titre de DOCTEUR
de L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

(Arrêté ministériel du 30 Mars 1992)

(Spécialité : Génie Electrique)

DETERMINATION ET ANALYSE DES PERTES SUPPLEMENTAIRES DEVELOPPEES DANS LES TOLES DES MACHINES ALIMENTEES PAR CONVERTISSEUR STATIQUE

Date de soutenance : 17 Mai 1993

Composition du Jury

Monsieur	P. BRISSONNEAU	Président
Madame	A. KEDOUS-LEBOUC	
Messieurs	S. ALLANO	Examinateurs
	J. DEGAUQUE	
	P. MANFE	

Thèse préparée au sein du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble

THESE

présentée par

Serge ERRARD

pour obtenir le titre de DOCTEUR
de L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

(Arrêté ministériel du 30 Mars 1992)

(Spécialité : Génie Electrique)

DETERMINATION ET ANALYSE DES PERTES SUPPLEMENTAIRES DEVELOPPEES DANS LES TOLES DES MACHINES ALIMENTEES PAR CONVERTISSEUR STATIQUE

Date de soutenance : 17 Mai 1993

Composition du Jury

Monsieur	P. BRISSONNEAU	Président
Madame	A. KEDOUS LEBOUC	
Messieurs	S. ALLANO	Examinateurs
	J. DEGAUQUE	
	P. MANFE	

Thèse préparée au sein du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble

PREFACE

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble dans l'équipe Matériaux Magnétiques. Il synthétise trois années de recherche, qui firent l'objet d'un contrat CIFRE avec la Société des Moteurs Leroy-Somer.

La direction Scientifique de cette thèse a été assurée par Monsieur Pierre Brissonneau, professeur à l'Institut National Polytechnique de Grenoble, et responsable de l'Equipe Matériaux Magnétiques. Son expérience et ses convictions sur les perspectives qu'ouvraient cette étude furent une aide immense. Je le remercie pour toute l'attention qu'il a portée à mes travaux et pour l'honneur qu'il me fait de présider le Jury de thèse.

J'exprime ma profonde gratitude à Madame Afef Lebouc pour le soutien permanent qu'elle m'a apporté. Ses conseils avisés pour la partie expérimentale, ses idées pour l'interprétation des résultats, et sa collaboration à la rédaction de ce mémoire sont inestimables.

Je tiens également à remercier Monsieur Bruno Cornut, qui a participé à l'encadrement scientifique du travail. Ses analyses pertinentes, et sa critique constructive, ont souvent fait progresser l'étude.

J'adresse mes vifs remerciements à Messieurs Robert Perret et Jean Claude Sabonnadière, précédent et actuel Directeur du LEG, pour l'accueil généreux qu'ils m'ont réservé.

Pour leur soutien matériel et financier, pour la confiance qu'ils m'ont accordée, et pour l'esprit de collaboration qui a caractérisé nos échanges, je suis très reconnaissant envers Messieurs François Peltier et Philippe Manfé, Directeur et Ingénieur de Développement au sein des Moteurs Leroy-Somer.

Je remercie vivement Messieurs les professeurs Jacques Degauque et Sylvain Allano, pour avoir accepté la charge d'un rapport sur ce mémoire.

Je suis très reconnaissant envers Christophe Cester, pour les derniers essais et les simulations qu'il a pratiqués.

Enfin, que les personnes que j'ai fréquentées dans le cadre de cette étude trouvent ici un signe de mon amitié. En particuliers Jacqueline Delaye, Marie-Thérèse Loubinoux, Josiane Even, Sylvie Pelletier, Bruno Mallet, Jean-Claude Fresnard, Daniel Tomasik, Jean-Claude Perrier, Thierry Waeckerle, Rémi Merle. Chacun à leur façon, par leurs compétences professionelles, par un sourire ou une discussion sur d'autres moteurs qui nous font avancer, ont contribué à enrichir cette expérience.

SOMMAIRE

Pages

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I :OBJECTIFS DANS LE CONTEXTE SCIENTIFIQUE ET INDUSTRIEL

I.1.Le marché de la variation de vitesse 2
I.2.Les deux types de convertisseur 3
I.3.Exemple de courant délivré par le commutateur 4
I.4.Etude des tôles soumises à cette forme d'excitation spécifique 7
I.5.Nécessité d'une modélisation physique du comportement des tôles 8

CHAPITRE II :ANALYSE DES TRAVAUX ANTERIEURS

II.1.Expression générale des pertes 10
II.2.Pertes supplémentaires en ondes déformées 11
II.3.L'augmentation des pertes en ondes B(t) trapézoïdales 14
II.4.Pertes supplémentaires dans les échantillons soumis à une excitation produite par un convertisseur électronique 17

CHAPITRE III :VERS UN NOUVEAU CONVEPT DE MESURE : LE CONTROLE DU CHAMP MAGNETIQUE

III.1.L'idée générale 20
III.2.Montage expérimental 21
III.2.1.Principe général 21
III.2.2.Description des éléments du montage 23
III.3.Validation et discussion 24
III.3.1.Le courant primaire 24
III.3.2.La tension Epstein secondaire 25
III.3.3.Une première visualisation des pertes supplémentaires 26
III.3.4.Critique des performances 27

III.4.Conclusion et orientation 27
III.5.Analyse approfondie du courant de phase 28
III.5.1.Allure générale 28
III.5.2.Fréquence de découpage 29
III.5.3.Fronts de montée - Fronts de descente 30
III.5.4.Analyse spectrale 31
III.6.Cahier des charges 32

CHAPITRE IV :LE BANC DE SIMULATION ET D'ACQUISITION NUMERIQUE

IV.1.Le banc de mesures 33
IV.1.1.Principe général 33
IV.1.2.Les éléments essentiels du montage 34
IV.2.Simulation du courant 35
IV.3.Acquisition et traitement des données 36
IV.3.1.Organigramme du banc de mesures 36
IV.3.2.Test du banc de mesures 38
IV.3.2.1. Comportement global 38
IV.3.2.2. Test du programme de calcul des pertes 39
IV.3.3.Déclenchement synchronisé des deux voies 41
IV.3.4.Modèles de correction des pertes 42
IV.4.Performances et limitations du banc de mesures 44
IV.5.Conclusion 46

CHAPITRE V :RESULTATS ET INTERPRETATION DES MESURES SOUS CHAMP CONFORME A CELUI D'UN CONVERTISSEUR

Introduction 47

V.1.Les paramètres expérimentaux 47
V.1.1.Les échantillons 47
V.1.2.Le champ magnétique imposé 48

V.2.Etude avec champ trapézoïdal non haché 48
V.2.1.Représentation graphiques usuelles 49
V.2.2.Influence de τ sur l'induction crête 53
V.2.3.Adaptation des échantillons - Effet de peau 53
V.2.4.Réponse du matériau à une excitation H(t) trapézoïdale 54
V.2.5.Etude de la diffusion du champ magnétique dans une tôle homogène isotrope et linéaire 58
V.3.Etude avec superposition de hachage 61
V.3.1.Synthèse des mesures 62
V.3.2.Influence de la localisation du hachage 64
V.3.3.Influence de la fréquence de hachage 67
V.3.4.Discussion des résultats 71

CHAPITRE VI :CONCLUSION GENERALE 75

ANNEXES

BIBLIOGRAPHIE

INTRODUCTION

INTRODUCTION

Depuis les débuts du Génie Electrique, il y a à peine plus d'un siècle, l'utilisation des machines électriques n'a jamais cessé de s'élargir, de conquérir de nouveaux créneaux de l'activité humaine. Cette diversification s'accompagne d'ailleurs d'une plus grande spécialisation. Les fabricants doivent concevoir des moteurs toujours mieux adaptés aux besoins des utilisateurs c'est-à-dire avec le bon couple et la bonne vitesse de rotation. En s'intéressant à l'usage domestique, on voit immédiatement qu'en quelques dizaines d'années, une multitude de robots sont affectés aux tâches ménagères, remplaçant un personnel de maison qui était pléthorique autrefois. Dans l'industrie une évolution du même type se poursuit, attachant toujours plus d'importance à l'automatisation et à la robotisation des procédés de fabrication. Le monde moderne a besoin de machines électriques souples, propres, économiques, répondant parfaitement à une utilisation définie ; et toutes ces qualités ne peuvent être réunies souvent que par des machines fonctionnant à vitesse variable.

Une compréhension approfondie pouvant mener à une amélioration du fonctionnement des machines électriques à vitesse variable constitue donc un objectif constant de la recherche industrielle. Notre travail s'inscrit dans cette préoccupation. Nous nous sommes intéressés au fonctionnement des tôles magnétiques dans un circuit alimenté par un convertisseur du même type que ceux qui alimentent des machines industrielles à vitesse variable. Dans le premier chapitre de ce mémoire, nous essaierons de situer plus précisément nos préoccupations dans le contexte scientifique et industriel actuel, et de définir nos objectifs.

Le second chapitre sera consacré à une analyse bibliographique des travaux connus.

Dans le troisième chapitre, l'idée générale de l'étude ainsi que l'analyse des conditions industrielles auxquelles sont soumises les tôles magnétiques pour convertisseurs seront exposées.

Cela nous conduira à présenter dans un quatrième chapitre, un banc de simulation et d'acquisition numérique adapté à la caractérisation de ces tôles.

Enfin, les résultats expérimentaux sur plusieurs matériaux et les réflexions sur les phénomènes mis en jeu constitueront le cinquième chapitre.

CHAPITRE I

OBJECTIFS DANS LE CONTEXTE SCIENTIFIQUE ET INDUSTRIEL

I.1. Le marché de la variation de vitesse

Pendant longtemps les seules machines électriques utilisées à vitesse variable ont été les moteurs à courant continu. Pour une excitation donnée, on peut contrôler la vitesse et le couple de la machine en réglant la tension et le courant appliqués à l'induit. La possibilité de modifier à la fois l'excitation et la force électromotrice de la machine permet un fonctionnement soit à couple maximal constant et puissance croissante comme la vitesse, soit à couple inversement proportionnel à la vitesse et par conséquent à puissance constante. De nombreuses chaînes de traction électrique continuent à utiliser des machines à courant continu pour tirer parti de cet avantage. Toutefois, la présence du collecteur apparaît de plus en plus comme un élément pénalisant coûteux à fabriquer et à entretenir, inutilisable en milieu humide, poussiéreux ou explosif.

La disponibilité des semi-conducteurs de puissance a permis l'émergence de machines alimentées en courant alternatif par l'intermédiaire de convertisseurs statiques. Parce qu'ils n'utilisent les semi-conducteurs du type transistor ou thyristor, que sous la forme d'interrupteurs électroniques pour ouvrir ou fermer des circuits électriques avec une excellente dynamique, les convertisseurs statiques atteignent des rendements de 85 à 90 %, voire davantage encore dans certaines applications embarquées. Convertisseurs et machines alimentés en alternatif sont des solutions modernes qui gagnent constamment du terrain par rapport aux machines à courant continu, comme l'indique la figure I.1. En somme, bien que les convertisseurs alternatifs soient d'un coût élevé, les prix décroissants pratiqués sur le marché des composants de puissance, ceci joint à l'apparition de nouveaux composants plus fiables et plus performants, tous ces facteurs ne cessent de favoriser le développement industriel des variateurs alternatifs.

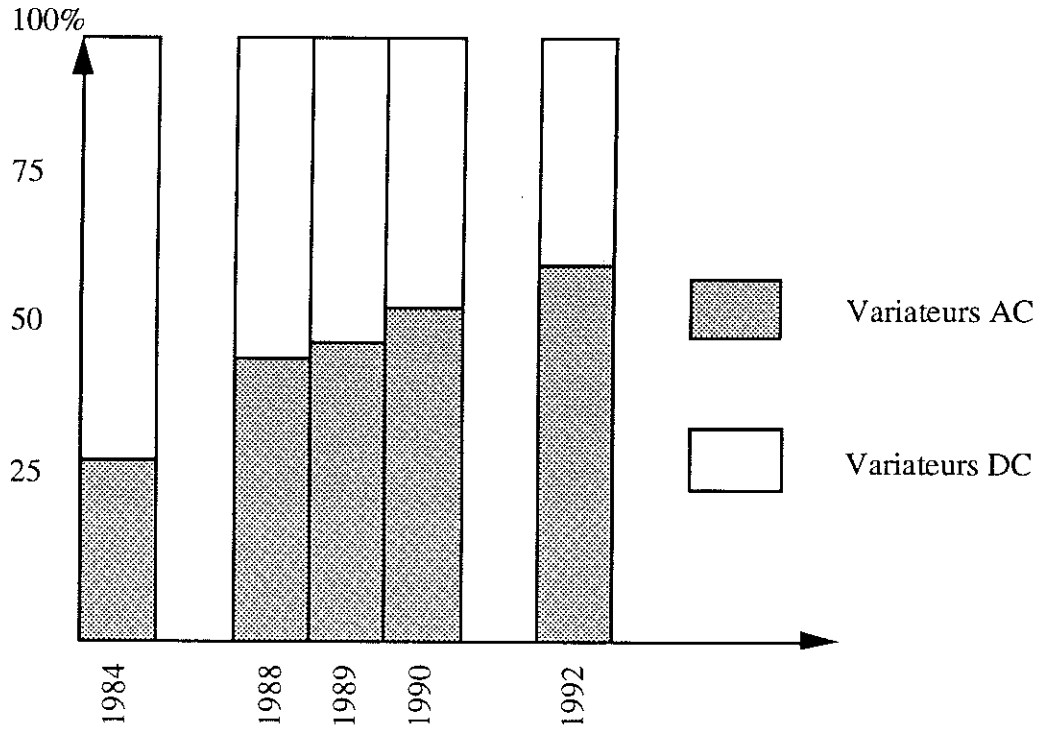


***Figure I.1** : Evolution récente et prévisions du marché français et européen des convertisseurs. D'après [25].*

I.2. Les deux types de convertisseurs

On se propose de rappeler d'abord sommairement le principe de fonctionnement d'une machine synchrone. Un circuit magnétique fixe (le stator) équipé d'enroulements d'excitation triphasés par exemple, génère dans le volume du rotor un champ d'induction magnétique tournant à la vitesse Ω :

$$\Omega = \omega / p \qquad (1.1)$$

où : ω désigne la pulsation du courant d'excitation,

et p le nombre de paires de pôles du stator.

Le rotor qui est porteur d'un moment magnétique subit alors un couple d'entraînement dont la valeur moyenne ne diffère de zéro que pour une vitesse rotorique rigoureusement égale à Ω.

A partir de l'énergie fournie par le secteur à la fréquence nominale de 50 Hz le convertisseur a pour tâche d'alimenter la machine à la fréquence ω continûment variable sur commande, et il élabore pour cela un signal convenable en dissipant le moins d'énergie possible en chaleur. Comme nous l'avons dit précédemment les semi-conducteurs de puissance fonctionnent alors comme des interrupteurs commandés, les instants d'ouverture et de fermeture étant soigneusement contrôlés. De ce fait, il existe deux types de convertisseurs :

- certains convertisseurs imposent une tension appliquée aux enroulements de la machine. On les appelle des onduleurs.

- D'autres imposent un courant à chaque instant dans chaque enroulement. On dit qu'on a alors un commutateur de courant. La tension entre phase dépend bien entendu de l'impédance de la machine.

En accord avec les établissements LEROY-SOMER directement intéressés nous nous limiterons dans une première étude à ce second dispositif souvent utilisé avec des moteurs à aimants de moyenne puissance. Pour ce type de convertisseur nous nous proposons d'analyser en détails le comportement des tôles magnétiques.

I.3. Exemple de courant délivré par le commutateur

La figure I.2 représente le schéma de principe du commutateur et sa machine associée. Les six interrupteurs électroniques étant alternativement ouverts et fermés selon les séquences indiquées sur la figure I.3, la forme idéale du courant délivré par le convertisseur dans chaque phase de la machine est représentée figure I.4.

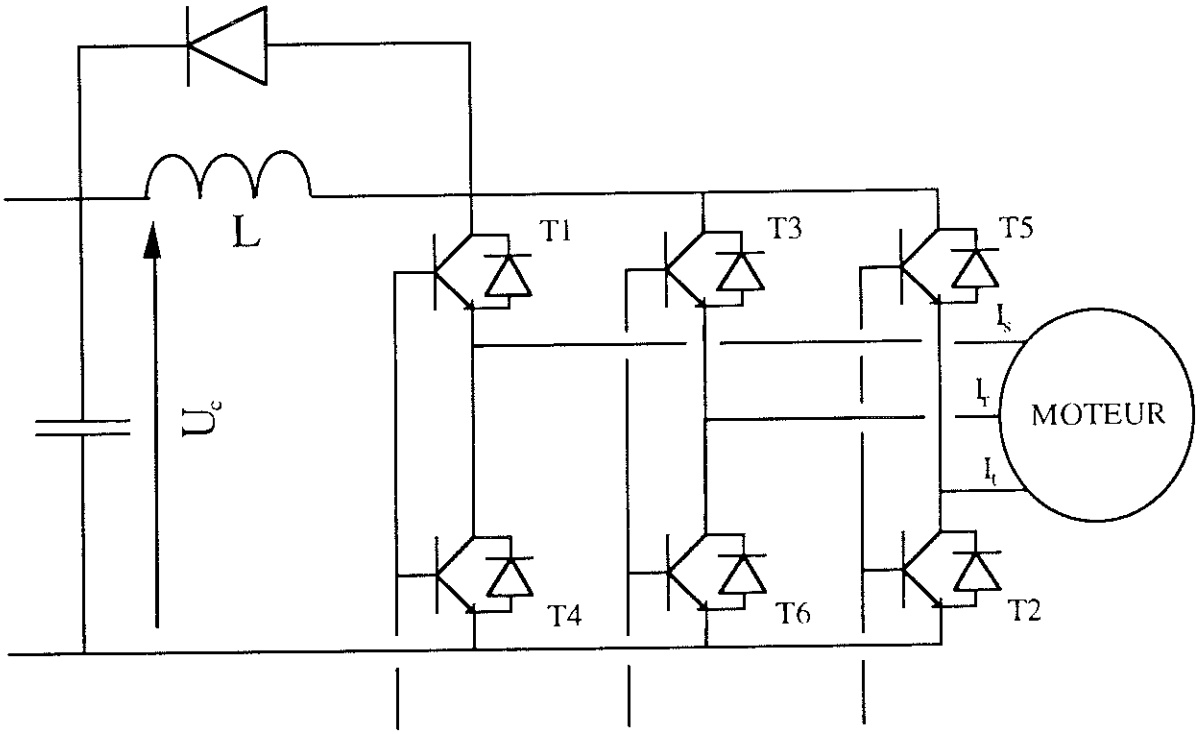


***Figure I.2** : Schéma de principe du commutateur avec sa machine associée. L'ensemble source de tension continue Uc et self-inductance L constitue une source de courant.*
Le dispositif de commande des 6 interrupteurs électroniques T1,...T6 n'est pas représenté

A l'évidence, une telle forme de courant assure bien un courant total constant 2 I_0 délivré par la source à travers la self-inductance L, tout en maintenant une certaine "parenté" avec un courant

d'alimentation d'allure sinusoïdale dans chacune des trois phases, comme le montre une analyse de Fourier. A cette description de principe, il nous faut maintenant apporter deux correctifs pour obtenir le courant réel.

En premier lieu on ne sait pas obtenir des variations infiniment rapides du courant dans chaque phase, tout au plus peut-on faire passer le courant d'une valeur nulle à sa valeur maximale en un temps τ suffisamment court. Nous verrons dans les prochains chapitres que τ est voisin de 10^{-3} s dans le cas du commutateur industriel auquel nous nous référons. En réalité, ce temps de montée τ est optimisé par le constructeur. L'allonger c'est diminuer un peu les pertes du circuit magnétique de la machine, comme nous le verrons dans les chapitres qui suivent, mais c'est surtout accroître dangereusement les contraintes thermiques exercées sur les interrupteurs électroniques. Tous les systèmes industriels opèrent donc avec des temps $\tau << T/10$, donc avec des fronts de montée d'onde de courant importants.

En second lieu, la commande des interrupteurs électroniques est en réalité du type tout ou rien. Elle est toujours réalisée par l'intermédiaire d'un hachage à fréquence élevée, par exemple 5 ou 10 kHz, dans tous les cas à une fréquence très supérieure à la fréquence fondamentale d'alimentation de la machine. D'une façon générale, deux interrupteurs en série sur une même branche du pont de thyristors sont toujours dans des états complémentaires. Quand l'un des interrupteurs est passant, l'autre est bloquant. Si on désigne par θ_1 la période de hachage, chaque interrupteur est fermé pendant $\alpha\theta_1$ et ouvert pendant $(1-\alpha)\theta_1$ avec $0 \leq \alpha \leq 1$. Ainsi en se référant à la figure I.3, pour l'interrupteur T1 et pour le courant maximal permis par la source :

$\alpha = 1$	quand	$0 < \omega t < \pi/3$	et quand	$5\pi/3 < \omega t < 2\pi$
$\alpha = 0{,}5$	quand	$\pi/3 < \omega t < 2\pi/3$	et quand	$4\pi/3 < \omega t < 5\pi/3$
et $\alpha=0$	quand	$2\pi/3 < \omega t < 4\pi/3$		

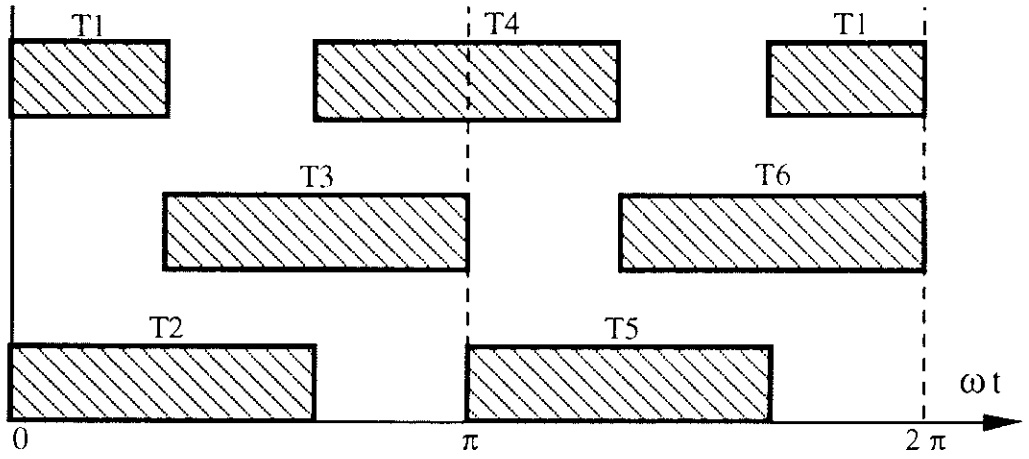


***Figure I.3** : Schéma de principe des séquences de fermeture des interrupteurs électroniques*

Avec une telle commande, le courant moyen dans chacune des phases de la machine a bien l'allure souhaitée mais le coefficient de self-inductance de chacun des circuits superpose au courant moyen une composante en dents de scie asymétriques à la fréquence de hachage. L'amplitude de ces oscillations de hachage dépend des caractéristiques électriques de la machine.

Compte-tenu de tous ces facteurs, le courant délivré par le commutateur dans chacune des phases de la machine à l'allure représentée sur la figure I.5. Le champ d'excitation appliqué au stator aussi ; et nous sommes donc conduits à nous intéresser aux propriétés magnétiques des tôles dans ces conditions très particulières d'excitation.

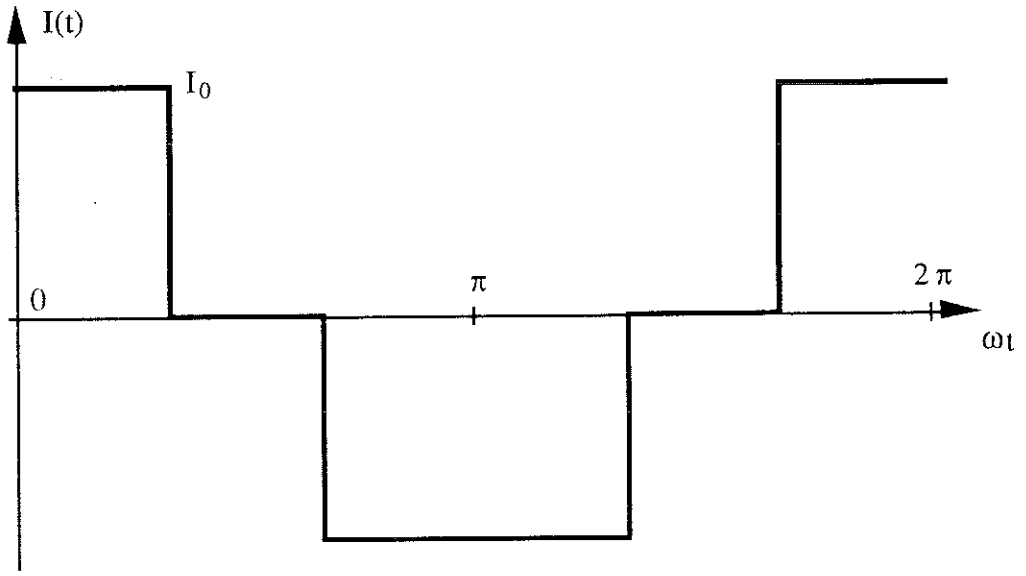


***Figure I.4** : Forme idéale du courant délivré par le convertisseur dans chaque phase de la machine*

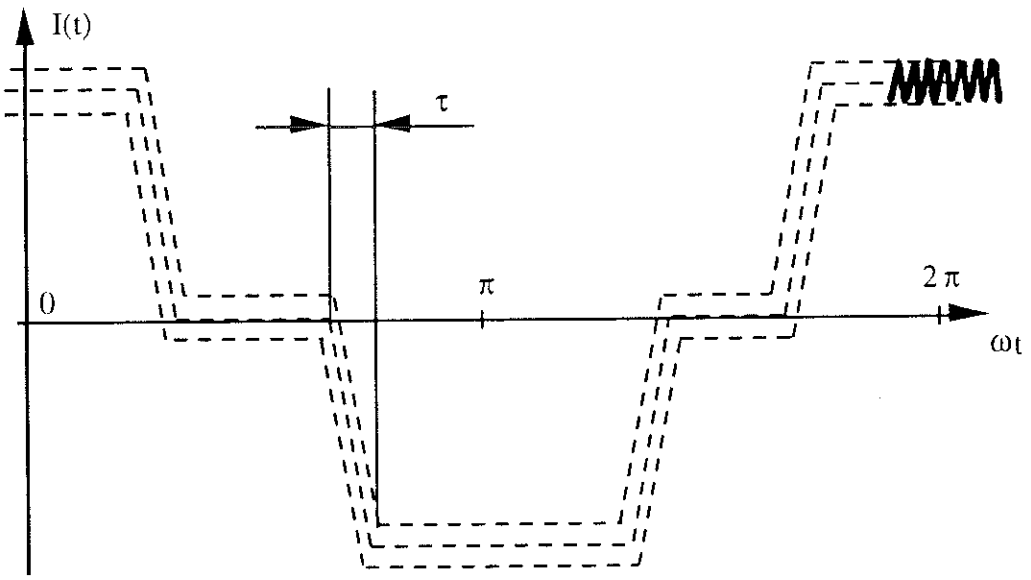


***Figure I.5** : Forme réelle du courant délivré par le commutateur dans chaque phase compte-tenu de la constante de temps τ et du hachage*

I.4. Etude des tôles soumises à cette forme d'excitation spécifique

Nous sommes à même de préciser maintenant l'objet de notre étude.

Les tôles magnétiques utilisées en construction de machines alternatives alimentées par un commutateur de courant ne diffèrent aucunement des tôles non orientées les plus courantes. Il s'agit d'alliages dilués de fer, contenant le plus souvent 1 à 3 % de silicium, un peu d'aluminium et un peu de manganèse. Leurs épaisseurs vont de 0,2 à 1 mm, les plus courantes étant voisines de 0,5 à 0,65 mm. Les performances magnétiques en sont garanties par le fabricant dans les conditions d'utilisation normalisées, c'est-à-dire pour une induction B sinusoïdale, à la fréquence du secteur (50 Hz) et pour une valeur d'induction crête $\widehat{B}$=1,5 T. Ces conditions sont en fait celles qu'on rencontre dans un noyau magnétique de transformateur, mais pas du tout celles qui s'appliquent au circuit d'une machine alimentée par un convertisseur.

Dans ces conditions les caractéristiques catalogue fournies par le fabricant de la tôle n'ont qu'un rapport assez lointain avec les propriétés rencontrées réellement dans la machine. Si la tôle acquiert une aimantation de 1,5 T dans un champ d'excitation de 800 $A.m^{-1}$ à 50 Hz, peut-on être assuré que son aimantation sera encore 1,5 T quand elle sera soumise à une excitation comme celle représentée sur la figure I.5, avec un palier à 800 $A.m^{-1}$ et un champ de hachage superposé à 5 ou 10 kHz ? Non, bien sûr ! La réponse appartient au seul domaine de l'expérience pour l'instant. Tous les constructeurs de machines alimentées par convertisseurs savent en tous cas, par expérience, que les pertes dans les tôles sont considérablement augmentées à une même induction crête et une même fréquence fondamentale. Un accroissement des pertes, surtout s'il est très substantiel comme nous aurons l'occasion de le montrer dans nos expériences, n'est jamais un effet secondaire. Il limite l'induction de travail du circuit magnétique, donc les performances utiles de la machine. A la limite l'augmentation des pertes peut imposer un déclassement de la machine. Au minimum l'augmentation des pertes entraîne un surcoût pour la mise en place d'isolants plus performants.

Les bureaux d'étude des constructeurs de machines à vitesse variable alimentées par convertisseur alternatif manquent d'informations concernant les propriétés magnétiques des tôles dans leurs conditions réelles d'utilisation. Notre premier objectif est de leur apporter ce type d'information. Ainsi quel que soit le choix du constructeur électricien parmi les qualités disponibles en catalogue, quelle que soit la résistivité de l'alliage ou l'épaisseur de la tôle, le technicien averti disposera de tous les éléments qui lui permettront de juger de l'intérêt du matériau choisi dans l'application envisagée.

I.5. Nécessité d'une modélisation physique du comportement des tôles

Il n'est pas sûr qu'il s'agisse là d'un programme complètement réaliste si on prend en compte le très grand nombre de paramètres à introduire comme on l'a expliqué au paragraphe I.3.

Pour une température et une qualité de tôle données, nous nous proposons d'appliquer un champ d'excitation H(t) du type représenté sur la figure I.5, et de mesurer l'aimantation J(t) ou l'induction B(t) acquise dans ces conditions. Cette information est suffisante puisqu'on démontre en électromagnétisme, et ce sans aucune restriction concernant la forme des ondes H(t) et B(t), que l'aire du cycle d'hystérésis dynamique représente les pertes volumiques par cycle. Bien évidemment l'expérience ne fournit qu'une mesure globale des pertes et n'apporte aucun élément concernant une éventuelle séparation en pertes par hystérésis et pertes par courants induits. Cela n'a rien de surprenant puisque les pertes par hystérésis elles-mêmes trouvent leur origine physique dans les courants induits qui accompagnent les déplacements des parois de BLOCH, même aux fréquences les plus basses.

Nous allons donc maintenant dresser la liste des paramètres physiques de notre expérience. Pour le champ d'excitation moyen H(t) (Fig.I.4) il nous faut deux paramètres

- $\hat{H}$ crête correspondant au courant crête $\hat{I}_o$
- et la fréquence fondamentale dont dépend la vitesse de rotation de la machine.

En outre, il nous faut prendre en compte comme nous l'avons expliqué précédemment (Fig.I.5) :

- le temps de montée τ
- la fréquence de hachage
- l'amplitude de hachage
- et le rapport des pentes dI/dt sur une dent, au cours du hachage.

Cette énumération nous montre que le problème que nous nous proposons de résoudre est en réalité beaucoup plus compliqué que celui qui consiste à traiter les propriétés magnétiques des tôles en régime B(t) sinusoïdal.

Face à une telle complexité, un traitement systématique du problème ne peut que nous mener à une impasse. D'une part, la quantité de mesures à effectuer sera telle que les tôles auront disparu du marché avant qu'on ait achevé leur caractérisation. D'autre part, une très grande abondance de courbes ne peut que masquer l'évolution des grandeurs les plus utiles en fonction des paramètres les plus importants.

En parfait accord avec les industriels intéressés, les moteurs LEROY-SOMER, nous avons donc décidé pour y voir clair :

1° de fixer dans un premier temps quatre des six paramètres énumérés précédemment à des valeurs mesurées sur un convertisseur industriel d'un modèle connu. C'est ainsi par exemple qu'on travaillera à une fréquence fondamentale de 50 Hz, avec un temps de montée $\tau=10^{-3}$ s, une fréquence de hachage égale à 5 kHz, et un rapport des pentes des pics de hachage égal à trois (voir § III.5.2.).

L'étude portera alors, pour chaque qualité de tôle sur une variation du champ d'excitation crête $\widehat{H}(t)$ et sur l'amplitude du hachage.

2° Le travail expérimental étant allégé, on peut alors envisager de porter notre effort sur l'analyse des mécanismes physiques qui interviennent. Le but ultime serait de construire un modèle expliquant les comportements spécifiques de certains échantillons, au moins de façon qualitative. Un tel modèle peut être d'une utilité certaine pour le concepteur de la machine, mieux à même de juger de l'incidence de la modification de tel ou tel paramètre de fonctionnement du convertisseur sur le couple moteur et l'échauffement de la machine.

CHAPITRE II

ANALYSE DES TRAVAUX ANTERIEURS

CHAPITRE II

ANALYSE DES TRAVAUX ANTERIEURS

Tous les constructeurs de machines savent que, pour une induction donnée dans les tôles, les pertes dépassent toujours celles qu'on mesure au cadre EPSTEIN en imposant, une variation sinusoïdale de l'aimantation. Ces pertes supplémentaires peuvent avoir des origines très diverses :

- écrouissage consécutif au découpage et à la manipulation des tôles,
- contraintes liées à l'assemblage des secteurs,
- courants induits entre tôles mal isolées,
- présence de bavures, etc...

Les pertes supplémentaires qui nous intéressent ici sont de nature différente. Ce sont celles qu'on rencontre dans un circuit parfait, avec des tôles non contraintes et bien isolées, du seul fait que leur variation d'induction B(t) n'est pas sinsuoïdale.

II.1. Expression générale des pertes

On montre en électromagnétisme que la puissance volumique fournie à un noyau magnétique s'exprime à chaque instant par l'intégrale :

$$W = \int H(t)\, dB(t) \qquad (2.1)$$

où B(t) désigne l'induction moyenne dans le matériau
et H(t) le champ magnétique d'excitation à la surface de la tôle.

B et H sont des fonctions périodiques, décomposables en séries de Fourier et ne contenant que des harmoniques impairs par raison de symétrie. Dans le cas particulier d'une mesure au banc EPSTEIN, on impose que B soit sinusoïdal pur. H contient alors de nombreux harmoniques de rang n impair, d'autant moins négligeables qu'on est plus éloigné des conditions de linéarité :

$$B(t) = \Re e\left(\hat{B}_1\, e^{j\omega t}\right) \qquad (2.2)$$

$$H(t) = \Re e\left(\hat{H}_1\, e^{j(\omega t+\varphi_1)} + \hat{H}_3 e^{j(3\omega t+\varphi_3)} + \ldots + \hat{H}_n e^{j(n\omega t+\varphi_n)} + \ldots\right) \qquad (2.3)$$

Dans ce cas particulier la valeur moyenne du produit HdB ne dépend que des composantes fondamentales de B et H. On calcule alors des pertes volumiques à la fréquence f :

$$W_1 = \pi f \hat{B}_1 \hat{H}_1 \sin \varphi_1 \qquad (2.4)$$

Pour B(t) périodique non sinusoïdal, on peut encore envisager d'écrire un développement en série de Fourier, chacun des harmoniques étant de rang impair et caractérisé par son module et sa phase :

$$B(t) = \Re e\left(\hat{B}_1 e^{j\omega t} + \hat{B}_3 e^{j(3\omega t+\theta_3)} + \ldots \hat{B}_n e^{j(n\omega t+\theta_n)}\right) \qquad (2.5)$$

Quand on procède alors au calcul des pertes, tous les produits partiels HdB issus d'harmoniques de rangs différents, ont une valeur moyenne nulle sur la période, et les pertes totales apparaissent comme la somme de n contributions partielles :

$$W = \sum_n W_n \qquad (2.6)$$

$$W_n = n \pi f \hat{B}_n \hat{H}_n \sin(\varphi_n - \theta_n) \quad (\text{en } W.m^{-3}) \qquad (2.7)$$

Ce résultat ne signifie en aucun cas qu'on peut déterminer les pertes totales en additionnant les pertes qu'on pourrait mesurer au cours d'expériences séparées aux fréquences f, 3f, ..., nf, ... en imposant dans chaque cas une induction sinusoïdale de module $\hat{B}_1$, $\hat{B}_3$, ..., $\hat{B}_n$. La tôle magnétique n'étant pas un milieu linéaire, il est exclu de pouvoir appliquer le principe de superposition. Les expériences séparées aux différentes fréquences conduiraient alors à des valeurs particulières du champ d'excitation sans rapport avec les coefficients réels du développement en série de Fourier ($\hat{H}_n$ et (φ_n-θ_n)) mentionnés précédemment.

Dans la littérature on rencontre assez peu d'études expérimentales qui utilisent ces principes d'analyse harmonique. Pourtant les travaux les plus anciens concernant l'étude des pertes supplémentaires en ondes déformées peuvent s'y rattacher.

II.2. Pertes supplémentaires en ondes déformées

Les premiers travaux relatifs à l'accroissement des pertes dans les tôles quand on déforme l'onde B(t) ont été entrepris dans le but de rendre compte des pertes supplémentaires des machines tournantes. Dès 1969, H. HOLLITCHER [1] prétend qu'une des causes de sous-évaluation des pertes, par la mesure au banc EPSTEIN peut être attribuée au fait qu'à l'approche de la saturation, le flux d'induction d'une machine contient de nombreux harmoniques de rang élevé.

Il construit alors un banc de mesure particulier, excité par un générateur de tension pour lequel on peut contrôler les premiers harmoniques en module et en phase. La mesure des pertes s'effectue par calorimétrie. La figure II.1 reproduit l'allure d'un champ d'induction B(t) et le champ d'excitation H(t) obtenus avec ce dispositif dans une tôle FeSi 1,75%. Le cycle d'hystérésis correspondant est indiqué sur la figure II.2.

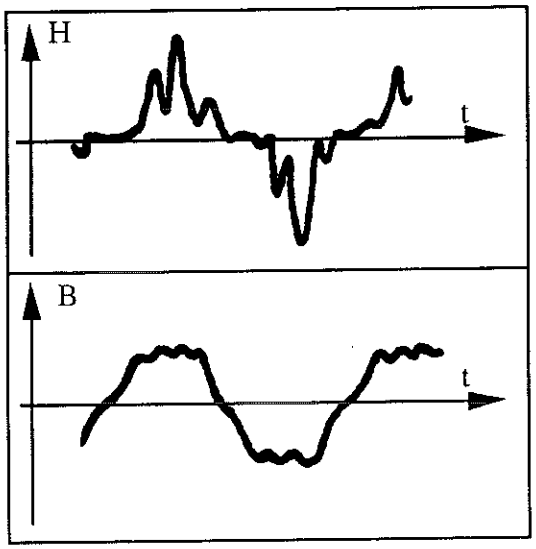


***Figure II.1** : Champ d'induction B(t) et champ d'excitation H(t) dans une tôle FeSi 1,75%. D'après [1].*

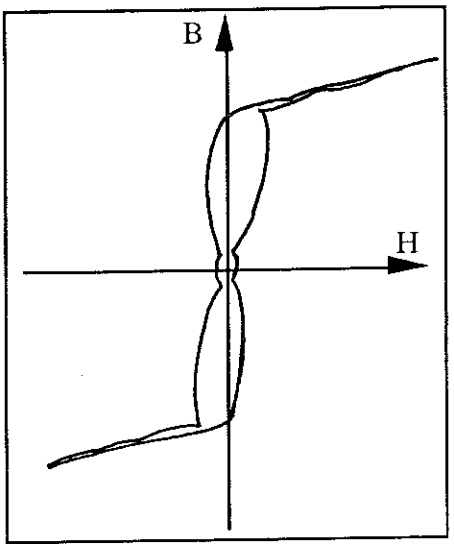


***Figure II.2** : Cycle d'hystérésis correspondant D'après [1].*

Ses mesures conduisent HOLLITCHER à affirmer que la présence d'harmoniques entraîne une augmentation notable des pertes (Figure II.3) d'autant plus substantielle qu'on travaille à une induction plus élevée.

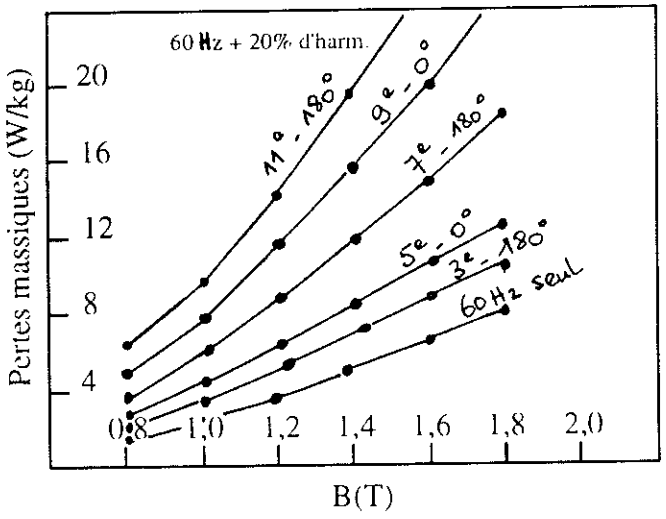


***Figure II.3** : Pertes à 60 Hz en fonction de l'induction avec différentes composantes harmoniques*

La mesure au cadre EPSTEIN de tôles FeSi soumises à une induction B(t) comportant une composante fondamentale et une composante harmonique de rang n (n=3,5,...) avec une amplitude relative et une phase variable pose de difficiles problèmes expérimentaux. T. NAKATA et ses collègues publient en 1970 un travail très complet sur le sujet [2]. Ils s'intéressent en particulier à l'apparition de cycles d'hystérésis mineurs sur le cycle principal pour une amplitude suffisante de l'harmonique considéré.

Les travaux de NEWBURY [3] parus en 1978 se rapportent à des tôles FeSi à grains orientés, toujours mesurées au cadre EPSTEIN dont l'excitation est assurée par un générateur de fonction, avec contrôle du taux d'harmoniques. Une analyse des pertes totales en pertes par hystérésis et pertes par courants induits rend compte des mesures expérimentales à mieux que 2% pour un grand intervalle d'induction de crête $\left(1{,}4\ \mathrm{T} < \widehat{\mathrm{B}} < 1{,}8\ \mathrm{T}\right)$. L'harmonique trois se révèle particulièrement efficace pour modifier les pertes. Enfin pour un taux d'harmonique trois et une phase convenables, l'auteur signale des pertes totales inférieures aux pertes obtenues avec la même induction crête en régime sinusoïdal pur. Ce point s'oppose aux conclusions initiales tirées par HOLLITCHER, mais il a été parfaitement confirmé par la suite.

L'étude la plus générale sur les pertes supplémentaires en présence d'harmoniques est vraisemblablement celle de A.J. MOSES et G.H. SHIRKOOHI [4] sur des tôles FeSi non orientées et à grains orientés. Les auteurs y confirment le fait que, pour une induction crête donnée, B=1,0 T par exemple, l'addition d'une composante harmonique 3 peut entraîner soit une augmentation substantielle, soit une légère diminution des pertes totales, et ceci en fonction de la phase de l'harmonique. L'explication est simple. En présence d'une composante harmonique la vitesse de variation de B, dB/dt, peut être augmentée ou ralentie pour une même valeur de $\widehat{\mathrm{B}}$. Comme les pertes varient très rapidement avec la vitesse dB/dt, on comprend bien l'importance du paramètre phase de l'harmonique.

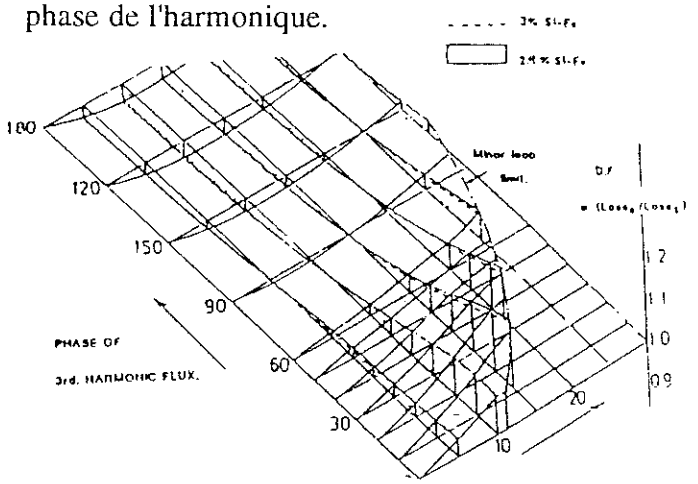


Figure II.4 : Evolution des pertes fer dues à l'harm. 3 dans une tôle N.O. à B=1T. D'après [4].

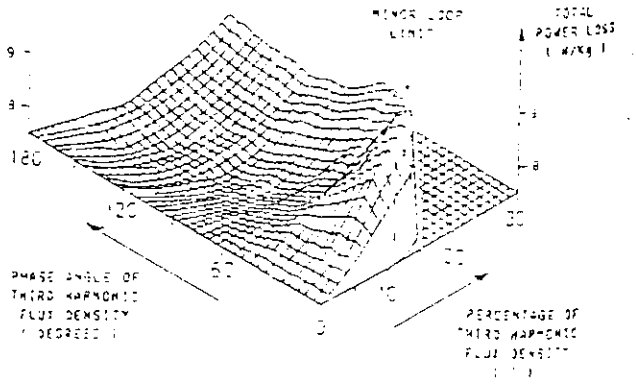


Figure II.5 : Evolution des pertes totales dans une tôle N.O. à B=1,5T à 50 Hz. D'après [4].

A plus haute induction crête on n'observe pratiquement qu'un accroissement des pertes. Les auteurs notent aussi que les tôles les plus sensibles à la présence d'harmoniques sont aussi les plus performantes. Les effets sur les tôles G.O. dépassent beaucoup ceux qu'on constate sur des tôles non orientées de qualités moyennes et relativement épaisses.

II.3. L'augmentation des pertes en ondes B(t) trapézoïdales

Il existe des circuits où les tôles connaissent une variation d'induction B(t) d'allure trapézoïdale. C'est le cas, en particulier, de certaines machines à aimants.

A. KEDOUS, D. LEBOUC et P. BRISSONNEAU ont publié en 1986 une étude expérimentale portant sur plusieurs types de tôles utilisables en construction électrique [5]. Les résultats qui suivent sont clairement établis :

1° Si on désigne par τ le temps de passage de l'induction $-\hat{B}$ à l'induction $+\hat{B}$ ou l'inverse, les pertes par cycle ne dépendent que des deux paramètres $\hat{B}$ et τ. Elles sont indépendantes de la fréquence.

2° Les pertes par cycles croissent rapidement quand τ décroît à 600 Hz. Elles sont 2 ou 3 fois plus importantes qu'en régime sinusoïdal quand τ décroît à 80 µs.

3° Une paroi de BLOCH en mouvement uniforme est en permanence à l'équilibre entre la pression motrice exercée par le champ d'excitation résultant et une pression de freinage due aux courants induits. On ne peut donc augmenter la vitesse de variation dB/dt qu'en accroissant le champ d'excitation magnétique appliqué, ce qui bien sûr augmente les pertes.
En simplifiant la structure en domaines, si on suppose que l'échantillon tout entier se comporte comme une paroi de BLOCH unique ayant son champ coercitif propre bien défini, alors on montre que les pertes par cycle sont la somme de deux termes :

- une composante de pertes par hystérésis proportionnelle à $\hat{B}$
- et une composante de pertes par courants induits proportionnelle à $\frac{\hat{B}^2}{\tau}$

$$\frac{W}{f} = \alpha \hat{B} + \beta \frac{\hat{B}^2}{\tau} \qquad (2.8)$$

où α et β sont deux constantes convenables obtenues par l'expérience.

Les mesures de pertes en ondes trapézoïdales vérifient qualitativement ce comportement, au moins pour des variations limitées des paramètres expérimentaux $\hat{B}$ et dB/dt (Figure II.6). Le modèle utilisé ici est évidemment beaucoup trop sommaire pour qu'on en tire des résultats quantitatifs précis applicables dans un large domaine de variation du paramètre $\hat{B}$ en particulier.

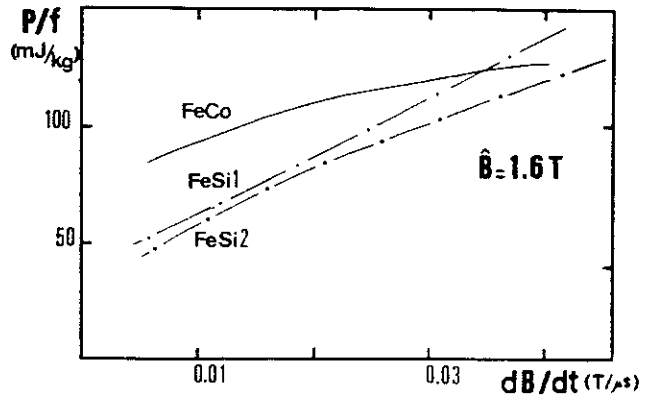


***Figure II.6** : Pertes spécifiques par cycles en fonction de dB/dt (B=1,6T). D'après [5].*

F. FIORILLO, C. APPINO et M. BARISONI ont également présenté en 1989, à la Conférence SMM9 une étude des pertes dans un matériau soumis à une onde B(t) d'allure trapézoïdale [6]. L'intérêt de ce travail vient du fait que, d'après les auteurs, il suffit de connaître les pertes en régime sinusoïdal à très basse fréquence d'une part, et à 50 Hz d'autre part, pour calculer les pertes par cycle en régime trapézoïdal à la même induction crête, quelle que soit la vitesse de variation dB/dt imposée. S'il s'agit d'un résultat bien établi, il ne manquera pas d'entraîner une simplification de tous les processus de caractérisation.

La théorie générale des pertes, dénommée théorie des "Objets Magnétiques" (Magnetic Objects - MO), établie par G. BERTOTTI [7],[8], en constitue la base. Les pertes sont analysées en trois composantes :

- Les pertes par hystérésis qu'on mesure à une fréquence tendant vers zéro. Elles sont proportionnelles à la fréquence et indépendantes de la forme d'onde B(t).

- Les pertes classiques par courants induits, qu'on calcule en milieu homogène, sans tenir compte des domaines et parois.

- Et les pertes supplémentaires, c'est-à-dire ce qui reste en sus des deux composantes précédentes. A partir de considérations statistiques très générales G. BERTOTTI a établi que ce terme variait comme $(dB/dt)^{3/2}$. On a donc tous les éléments pour calculer les pertes totales en ondes trapézoïdales.

Les figures II.7 et II.8 rapportent des résultats expérimentaux obtenus sur une tôle FeSi 3% GO pour $\widehat{B}$=1,7 T et sur un alliage amorphe Metglas 2605-S2 pour $\widehat{B}$=1,2 T, dans tous les cas en parfait accord avec la théorie.

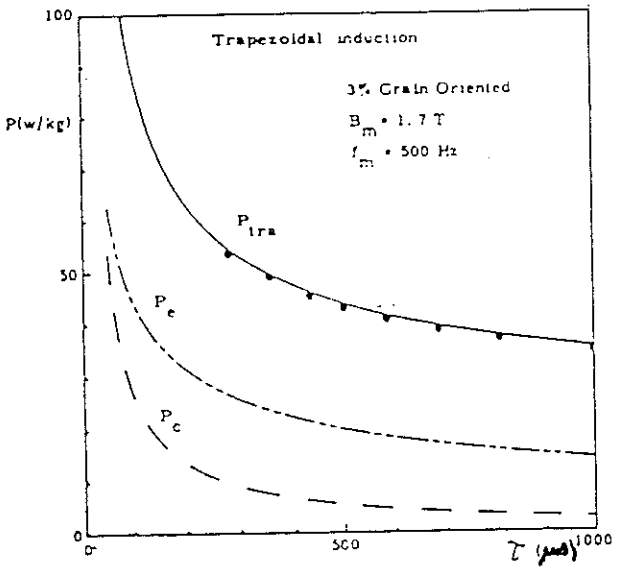


Figure II.7: Pertes massiques dans une tôle FeSiGO en ondes trapézoïdales en fonction de τ. P_c désigne les pertes par courants induits, P_e les pertes supplémentaires et P_{tra} les pertes totales calculées.

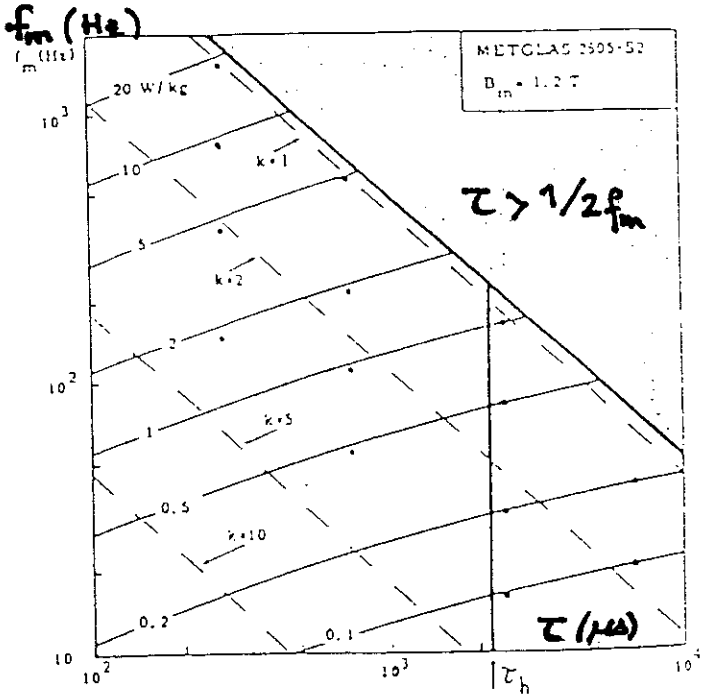


Figure II.8: Abaque (τ,fm) permettant de calculer les pertes massiques d'une tôle amorphe (traits continus) et points expérimentaux obtenus.

D'après [6].

Les points expérimentaux vérifient parfaitement la théorie.

Ainsi, pour chaque valeur de $\widehat{B}$, ce traitement conduit à une variation des pertes massiques par cycle du type :

$$\frac{W}{f} = \alpha_o + \frac{\beta_o}{\tau} + \frac{\gamma_o}{\sqrt{\tau}} \qquad (2.9)$$

où α_o,β_o et γ_o sont des constantes obtenues par le calcul (β_o) ou la mesure en régime sinusoïdal (α_o et γ_o).

A. MOUILLET [9] et son équipe ont rapporté récemment une série de mesures en ondes trapézoïdales effectuées sur diverses qualités de tôles. Il serait intéressant de vérifier dans quelle mesure cette théorie de FIORILLO-BERTOTTI rend compte des résultats expérimentaux obtenus.

II.4. Pertes supplémentaires dans les échantillons soumis à une excitation produite par un convertisseur électronique

Ce sujet est au centre de nos préoccupations mais il ne fait encore l'objet que d'un très petit nombre de travaux. Nous en avons retenu deux.

T. SASAKI et S. TAKADA s'intéressent [10] en 1990 aux pertes dans les tôles soumises à une excitation produite par un convertisseur source de tension de type MLI (Modulation de Largeur d'Impulsions). La fréquence du fondamental est maintenue constante (50 Hz) et la fréquence du hachage MLI varie de 50 Hz, ce qui correspond à une variation B(t) triangulaire, à 2,4 kHz, auquel cas B(t) est sensiblement sinusoïdal, la modulation de B étant alors très réduite.

L'expérience montre que les pertes minimales pour une valeur donnée de $\widehat{B}$ sont obtenues en onde B(t) triangulaire et les pertes maximales en onde B(t) trapézoïdale. Les figures II.9 et II.10 résument ces résultats expérimentaux obtenus sur une tôle FeSi GO de type G9H.

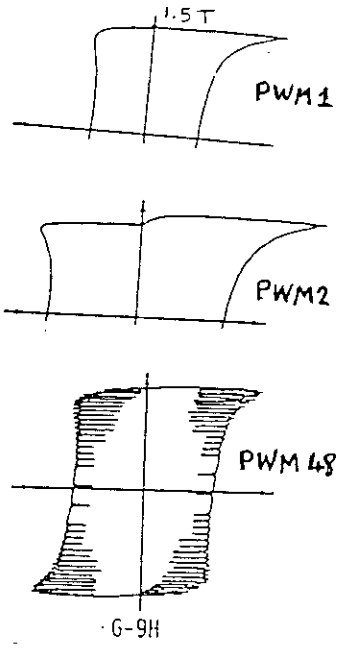


***Figure II.9** : Cycles d'hystérésis pour différentes formes d'excitation B=1,5T*

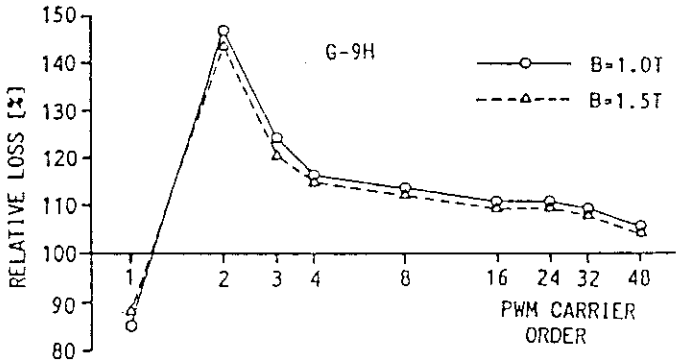
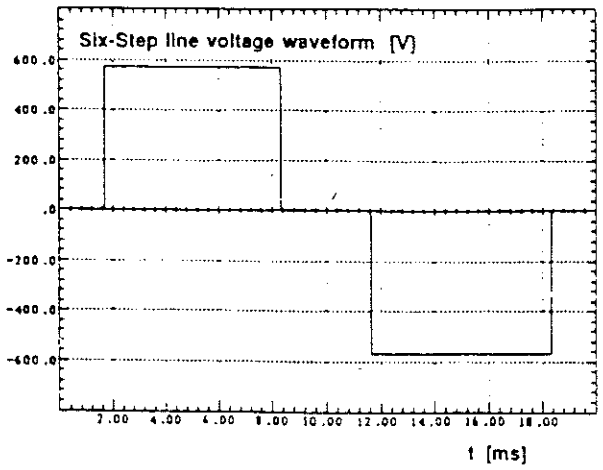


***Figure II.10** : Variation des pertes par rapport à un cas B(t)sinusoïdal. W_{50}^{1T}=0,39W/kg et $W_{50}^{1.5T}$=0,89 W/kg*

D'après [10].

L'article de A. BOGLIETTI, P. FERRARIS, M. LAZZARI et F. PROFUMO est encore plus récent [11]. Les auteurs s'intéressent aussi aux pertes supplémentaires associées à une alimentation par un convertisseur de tension soit générateur de tension en créneaux du type appelé inverseur à 6 pas, soit du type inverseur MLI. Les figures II.11 et II.12 représentent les tensions délivrées par ces deux convertisseurs respectifs.



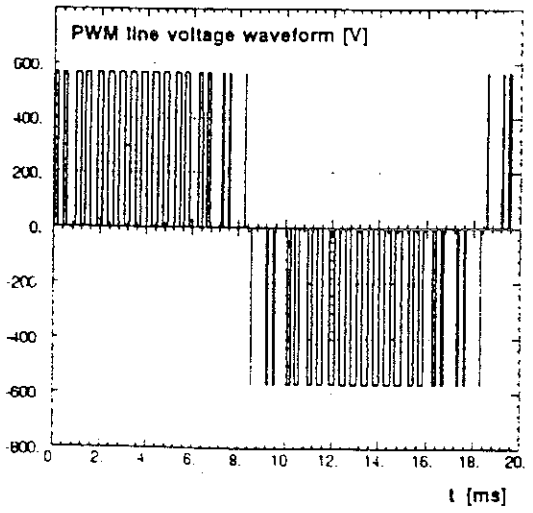


***Figure II.11** : Tension de sortie délivrée par un inverseur à 6 pas.*

***Figure II.12** : Tension de sortie délivrée par un un convertisseur MLI.*

D'après [11].

Le circuit magnétique alimenté par la tension en créneaux connaît une variation B(t) d'allure trapézoïdale, mais avec des variations lentes de B étalées sur les 2/3 de la période. Le même circuit alimenté par le convertisseur MLI connaît une variation de B presque sinusoïdale avec une modulation résiduelle à haute fréquence de faible amplitude. Toutes les mesures de pertes étant rapportées à une même valeur du fondamental de B(t) les auteurs observent des différences considérables selon le type d'alimentation (figure II.13).

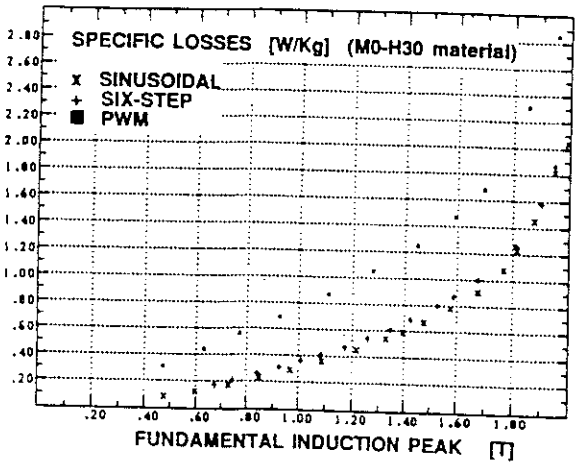


Figure II.13 *: Pertes comparées d'une tôle M0H pour différents types d'alimentation. D'après [11]*

Les pertes obtenues dans le cas d'une alimentation en créneaux sont comparables à celles mesurées en régime B(t) sinusoïdal alors que l'augmentation des pertes en valeur relative qu'entraîne une alimentation MLI atteint 50 à 100 % dans les cas les plus défavorables pour une tôle à grains orientés M0H.

Ces résultats s'opposent à ceux obtenus par T. SASAKI et S. TAKADA sans qu'on en comprenne parfaitement la cause.

CHAPITRE III

VERS UN NOUVEAU CONCEPT DES MESURES: LE CONTROLE DU CHAMP MAGNETIQUE

CHAPITRE III

VERS UN NOUVEAU CONCEPT DES MESURES: LE CONTROLE DU CHAMP MAGNETIQUE

III.1. L'idée générale

Comme nous l'avons déjà exposé dans le premier chapitre, notre objectif général était de caractériser des tôles magnétiques utilisées dans la construction de machines tournantes (essentiellement tôles FeSi à grains non orientés), lorsque nous imposions le champ magnétique, par un courant d'excitation contrôlé. Pour cela, nous envisagions d'utiliser toujours le cadre Epstein au coeur du montage, en adaptant l'environnement aux nouvelles conditions.

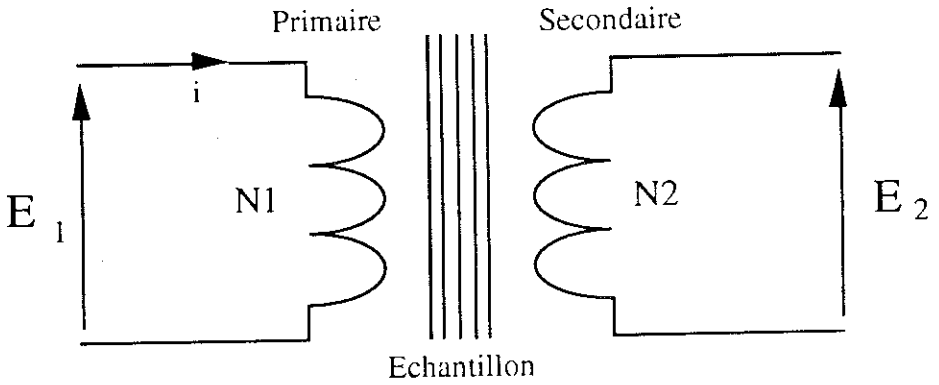


***Figure III.1** : Schématisation du cadre Epstein*

Sur la figure III.1, on retrouve le schéma du cadre Epstein, qui constitue un transformateur dont les pertes totales à vide sont mesurées par la méthode du wattmètre. Le tableau ci dessous permettra de comprendre les différences entre les conditions et les moyens de mesure standards et celles qui nous intéressent, l_m étant la longueur moyenne du circuit magnétique et s sa section.

METHODE	GRANDEUR CONTROLEE	MESURE DE H	MESURE DE B
EPSTEIN Euronorm 118	B(t)	$H = \frac{N_1}{lm} i_1$ Shunt, ampèremètre de champ, mutuelles..	$E_2 = N_2 s \frac{dB}{dt}$ Voltmètre de valeur moyenne
Notre objectif	H(t)	A définir	A définir

Le souci majeur était alors d'alimenter le cadre Epstein par un courant i_1 qui pourrait reproduire les conditions de champ dans la machine, lorsque celle-ci était alimentée par un convertisseur à commutateur de courant.

Nous étions conscients que nous simplifions la réalité, puisque le cadre Epstein présente une grande homogénéité dans la circulation du champ, alors que dans la machine, l'amplitude et la direction du champ diffèrent d'une région à l'autre de la tôle. Il y règne aussi des champs tournants et dans certains cas il y a superposition de champs fixes, comme dans les machines à aimants.

Malgré cela, cette méthode pouvait être une bonne première approche du phénomène et permettrait de comprendre en partie l'origine des pertes magnétiques supplémentaires développées dans la machine.

III.2. Le montage expérimental

Moyennant l'adaptation du montage que nous exposerons plus loin, nous avons choisi d'exciter le cadre Epstein par le courant d'alimentation d'une machine synchrone autopilotée en l'insérant dans une phase de son stator. Ce courant devant présenter des fréquences de découpage de quelques kilohertz, et la mesure de celui-ci étant primordiale, nous avons utilisé une sonde présentant une large bande passante (50 MHz).

III.2.1. Principe général (Figure III.2)

Le courant d'une phase du convertisseur alimente le primaire du cadre, traverse la sonde de courant, et arrive enfin dans le moteur sur l'enroulement statorique de la phase en question. Une génératrice débitant sur une résistance constitue la charge du moteur.

La tension secondaire du cadre est mesurée par un voltmètre moyen (V), mais également intégrée par un filtre actif, pour donner une image de l'induction B(t) dans l'échantillon par la relation :

$$E_2 = N_2 \, s \, \frac{dB}{dt} \qquad (3.1)$$

N_2 : nombre de spires de l'enroulement secondaire

s : section de l'échantillon

La tension de sortie V_S est prélevée sur une voie d'un oscilloscope numérique enregistreur pour tracer l'image de B. L'autre voie prélève la tension de sortie de la sonde, proportionnelle au courant i_1 donc au champ magnétique dans l'échantillon par la relation :

$$H = \frac{N_1}{lm} i_1 \qquad (3.2)$$

N_1 : nombre de spires de l'enroulement primaire

l_m : longueur moyenne conventionelle du circuit magnétique (0,94 m).

Nous avons mis en place uniquement une chaîne d'analyse des grandeurs caractéristiques, mais n'avons pas encore envisagé la mesure des pertes.

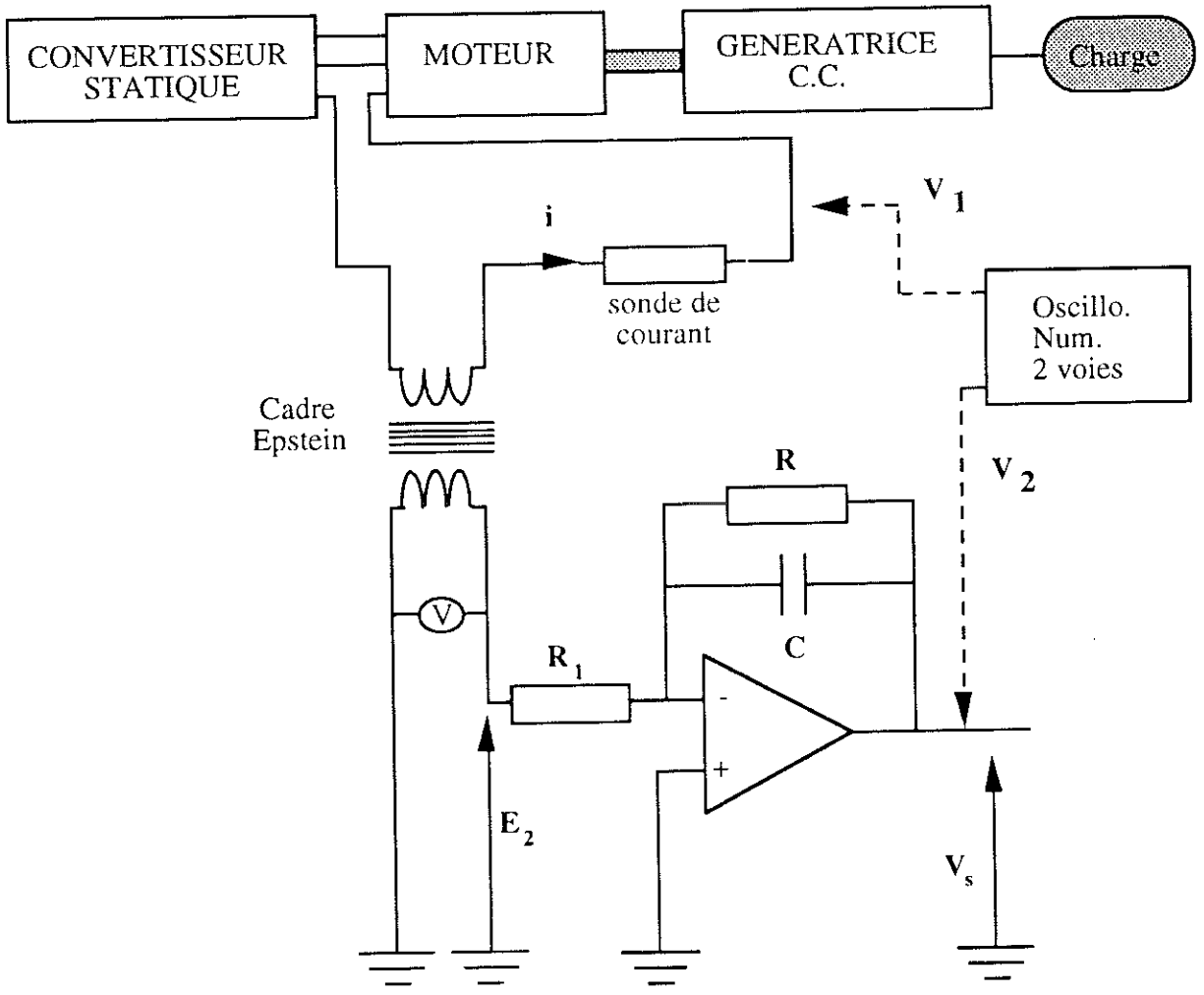


***Figure III.2** : Schéma du montage initial*

III.2.2. Description des éléments du montage

CONVERTISSEUR : Modèle LEROY SOMER SMV A3100
Puissance : 21 kVA
Type analogique, alternatif triphasé à commutation de courant

MOTEUR : Modèle LEROY SOMER LS SMV 132 L30C
Puissance : 15 kW Vitesse nominale : 3000 tr/min.

CHARGE : Génératrice à courant continu. Excitation séparée
Puissance : 11,5 kW
Nn = 1500 tr/min

INTEGRATEUR : Il a été dimensionné afin que $f/f_0 >> 100$.
Avec R_1=10 kΩ , R = 1 MΩ , C = 470 nF
Nous avons RC=0,47 s - f_0 = 0,34 Hz
L'intégration est très correcte dès 34 Hz et $V_s(t)$ =2,37 B(t)

OSCILLOSCOPE : Modèle PHILIPS PM 3335 50 MHz
Type numérique - 2 voies synchronisées

SONDE DE COURANT : Modèle TEKTRONIX 50 MHz
Amplificateur : AM503 et Sonde A6302

Cet appareil, basé sur le principe de l'effet Hall (voir Annexe 1), nous permettait de réaliser des mesures isolées, ce qui est primordial dans les environnements très perturbés par les composants de l'électronique de puissance. Sa bande passante de 50 MHz nous assurait de mesurer toutes les harmoniques du courant de phase du convertisseur.

CADRE EPSTEIN : Par des analyses préalables du courant de phase en court-circuitant le cadre Epstein, nous savions qu'il présentait une fréquence de découpage de l'ordre de 3 kHz. Il était indispensable d'utiliser un cadre Epstein adapté aux moyennes fréquences, c'est-à-dire avec des impédances de bobinage bien calculées. En Annexe 2, on trouve une synthèse des effets des imperfections du cadre sur les mesures à fréquence moyenne. On note que les capacités parasites primaires, secondaires et entre enroulements (C_1, C_2, C_0) doivent être faibles, ainsi que les inductances de fuite l_1 et l_2.

Nous utiliserons un cadre conçu spécialement au laboratoire il y a quelques années pour fonctionner à des fréquences allant de 0,4 à 20 kHz. Ses caractéristiques sont :

$N_1 = N_2 = 168$ spires $\quad l_1 = 1{,}5\mu H \quad l_2 = 2{,}5\ \mu H$
$C_o = 1500$ pF $\quad C_1 = 20$ pF $\quad C_2 = 200$ pF

Nous avons dû rebobiner le primaire pour avoir $N_1 = 32$ spires, pour adapter le montage au courant d'alimentation du moteur, en s'assurant que le champ créé n'approche pas la saturation des matériaux étudiés.

ECHANTILLON : L'échantillon que nous avons choisi pour les premiers essais est une tôle FeSi à 3% de Si, à grains non orientés, d'une épaisseur de 0,15 mm. Cette épaisseur n'est pas utilisée dans les machines, mais nous permettait dans un premier temps de réduire les effets des courants induits, qui peuvent masquer les mécanismes mis en jeu et qui sont beaucoup plus importants dans une tôle de 0,50 ou 0,65 mm, conforme aux tôleries de machines électriques.

FeSi 3% N.O.	: $\rho = 7650$ kg/m^3
Nombre de bandes	: 64
Masse totale	: $m_t = 0{,}564$ kg
Masse active	: $m_a = 0{,}473$ kg
Section	: $s = 6{,}63.10^{-5}$ m^2

III.3. Validation et discussion

Les premières expériences ont consisté à enregistrer le courant primaire, et la tension secondaire du cadre Epstein, les deux ondes indispensables à la caractérisation.

L'excitatrice de la génératrice était fixée à 50 V. Nous faisions tourner le moteur à 30% de sa vitesse nominale, le convertisseur délivrait un courant crête d'environ 15 A. Un essai préliminaire a permis de vérifier que l'introduction du cadre Epstein dans la phase d'alimentation du moteur ne modifie pas les caractéristiques du courant délivré par le convertisseur.

III.3.1. Le courant primaire (figure III.3).

On retrouve ici l'allure trapézoïdale modulée du courant, avec l'alternance 120°-60° que nous citons au § I.4., caractéristique des commutateurs de courant.

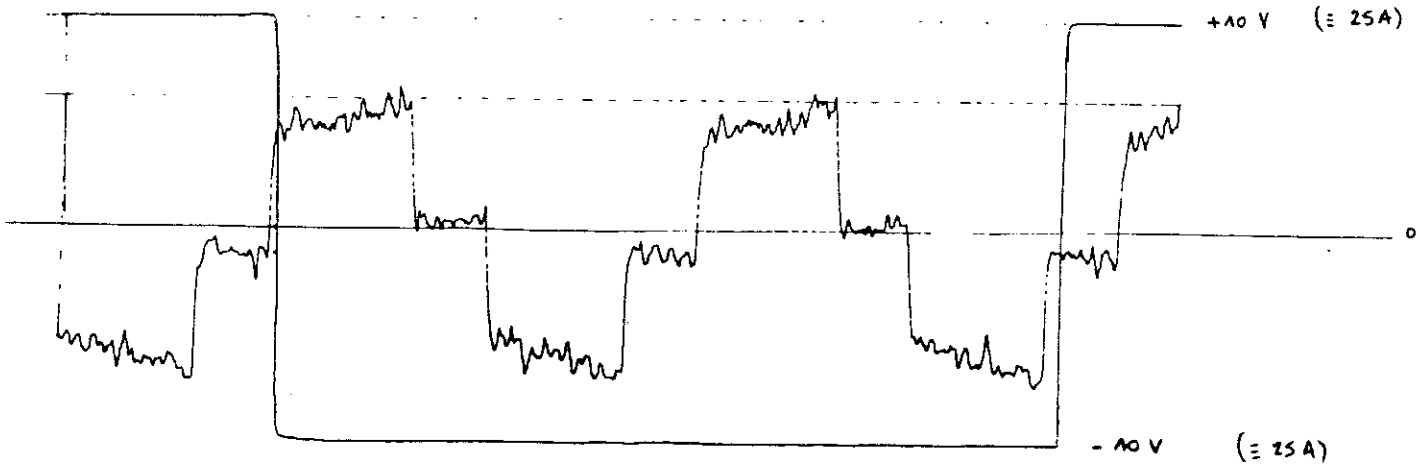


Figure III.3 : Courant magnétisant

III.3.2. La tension Epstein secondaire

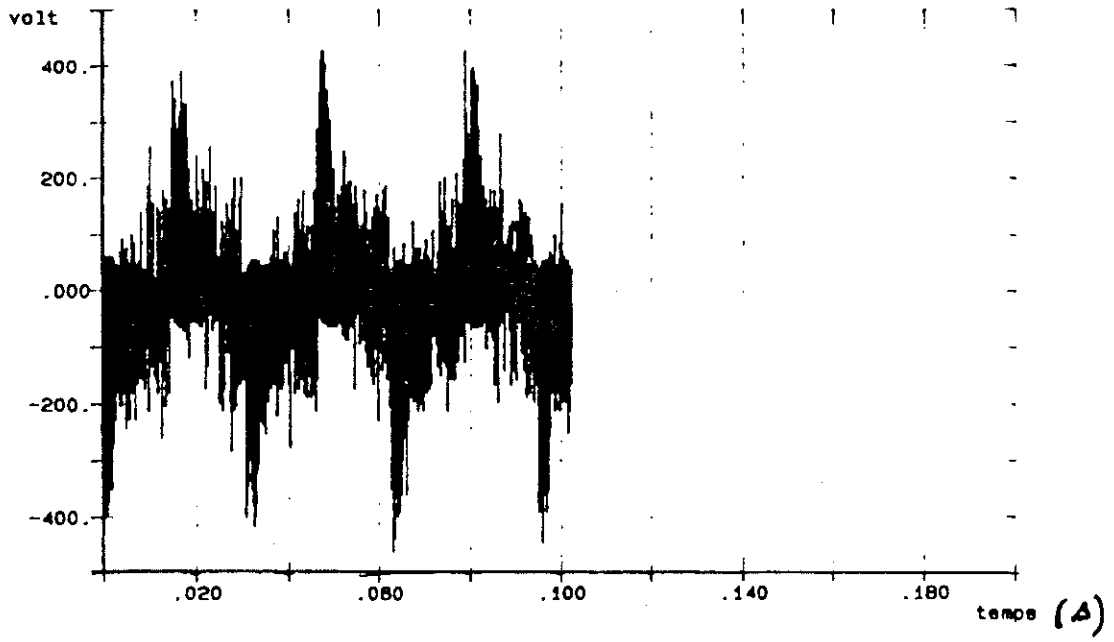


Figure III.4 : Tension secondaire du cadre Epstein

Il est difficile de commenter cet enregistrement, au-delà du constat qu'il est périodique, à une fréquence similaire au courant magnétisant (environ 30 Hz). Ce signal est très perturbé, mais nous n'avons jamais réussi à obtenir une trace plus propre.

Les valeurs atteintes par cette tension sont assez importantes, bien que la masse d'échantillon dans le cadre soit moyenne (environ 500 g). Les pics d'amplitude 400V, se reproduisent à chaque période. Ils correspondent au passage de 0 à + I_c et de 0 à -I_c pendant le temps τ sur le courant, c'est-à-dire de -B_r à +B_{max} et +B_r à -B_{max} sur l'induction. On peut justifier ainsi les fortes valeurs de E_2 qui sont proportionnelles à dB/dt.

III.3.3. Une première visualisation des pertes supplémentaires

Malgré les perturbations sur les ondes $i_1(t)$ et $E_2(t)$, nous avons cherché à visualiser le cycle d'hystérésis B(H) correspondant. Les pertes fer spécifiques étant de la forme :

$$W = \frac{1}{\rho T} \int H dB \qquad (3.3)$$

elles sont proportionnelles à l'aire du cycle d'hystérésis qui peut être pris comme outil de comparaison, essentiellement qualitatif, des niveaux de pertes. La figure III.5 représente les formes d'ondes du champ d'excitation et de l'induction magnétiques observés, ainsi que le cycle d'hystérésis correspondant. Ces graphes sont des transcriptions manuelles d'oscillogrammes, dont les photographies étaient difficiles à reproduire.

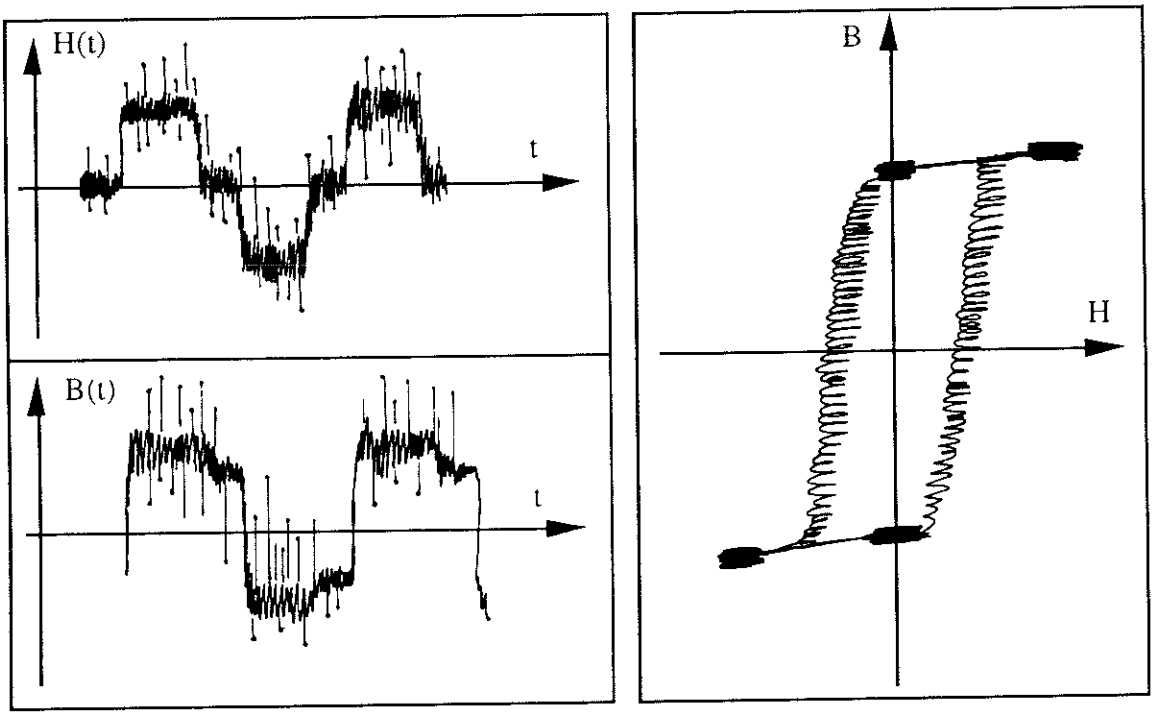


***Figure III.5** : Champ, induction et cycle d'hystérésis*

Sur le cycle les taches lumineuses traduisent les paliers sur H et B. Les oscillations sur les 2 branches du cycle proviennent du hachage, qui se matérialise par des boucles. C'est la première visualisation que nous obtenons de la contribution du convertisseur aux pertes fer.

III.3.4. Critique des performances

Après la première phase d'enregistrement des courants et des tensions, nous avons pu faire un certain nombre de critiques et de remarques. En voici une synthèse, qui servira à élaborer la stratégie de poursuite de notre étude.

Utiliser le courant réel du convertisseur semblait judicieux, pour reconstituer des conditions proche de la réalité dans le matériau. Cependant,

- le convertisseur perturbe beaucoup l'environnement, comme dans beaucoup d'expériences d'électronique de puissance. Les figures III.3,4,5 montrent des formes d'ondes que nous ne pouvons pas utiliser pour faire de la caractérisation, dans une optique de recherche ;

- toutes les tentatives d'atténuation du rayonnement ont échoué (filtre d'isolement de réseau, cloisons amagnétiques, blindage ...). Le filtrage est difficile, car en atténuant les fréquences parasites, on supprime également une partie du hachage ;

- il nous avait semblé plus judicieux d'installer le cadre sur le retour de phase afin qu'une borne des enroulements soit réellement à un potentiel nul. Mais nous n'y avons pas accès. Cela nous oblige à travailler avec le potentiel de phase comme tension de référence. Compte tenu des valeurs de la tension (fig.III.6), il y a un risque pour les appareils de métrologie qui ne supportent pas de grosses différences de potentiel entre le châssis et le neutre du secteur. Ainsi, travailler sur le départ de phase en potentiel flottant est dangereux pour les personnes et les appareils;

- les signaux sont instables, non répétitifs d'une période à une autre;

- le réglage du courant demeure grossier.

III.4.Conclusion et orientations

Les enregistrements réalisés avec le montage proposé, et les critiques que nous avons formulées au paragraphe précédent suffisent à affirmer que nous ne pouvons pas l'utiliser pour caractériser les matériaux dans une optique de recherche, qui nécessite une métrologie rigoureuse. De plus, à part l'amplitude du courant (réglée par la charge) et sa fréquence (réglée par la vitesse du moteur), nous ne

pouvons faire varier les autres paramètres. De cette phase expérimentale nous retiendrons les formes approximatives des ondes H(t), B(t) et du cycle B(H), auxquelles nous nous référerons plus loin dans l'étude.

Pour dépasser les problèmes énoncés plus haut nous avons décidé de:

1. SIMULER LE COURANT DE PHASE, à l'aide d'un générateur de fonctions arbitraires programmables. Cela doit nous permettre à la fois de
   - supprimer les perturbations dues à l'environnement électronique
   - faire varier les paramètres caractéristiques de l'onde $i_1(t)$
2. REALISER UNE CHAINE D'ACQUISITION ET DE TRAITEMENT NUMERIQUE, à l'aide d'un voltmètre numérique 2 voies, couplé à un micro-ordinateur (bus IEEE). Cela doit nous permettre à la fois de
   - mesurer le courant, la tension secondaire
   - par intégration calculer l'induction et les pertes
   - garantir une bonne précision de mesures
   - disposer d'outils graphiques et de bibliothèques du réseau informatique du laboratoire.

Cette nouvelle étape importante de l'étude qui est la mise en place d'un banc de simulation du courant, et d'une chaîne d'acquisition et de traitement numérique fera l'objet du troisième chapitre.

Il faut être convaincu que l'installation proposée au début de ce chapître n'est pas inutile. Peut-être avons-nous sous estimé les difficultés de métrologie qu'elle entraînerait. Par contre, nous en disposions pour avoir l'image réelle des tensions et du courant, et l'avons utilisée à cet effet :

une analyse précise du courant de phase du moteur ainsi qu'une identification des plages de variation des paramètres mis en jeu ont été effectués pour permettre sa simulation par le générateur de fonctions arbitraires.

III.5 Analyse approfondie du courant de phase

III.5.1. Allure générale I(t)

La figure III.3 a donné la forme du courant observé lorsque le moteur tourne à charge fixe et à environ 30% de sa vitesse nominale. La valeur crête est environ de 17A, la fréquence entre 25 et 30 Hz.

III.5.2. Fréquence de découpage

La figure III.6 est obtenue en diminuant la base de temps de l'oscilloscope et en se plaçant sur un palier I=+I_C.

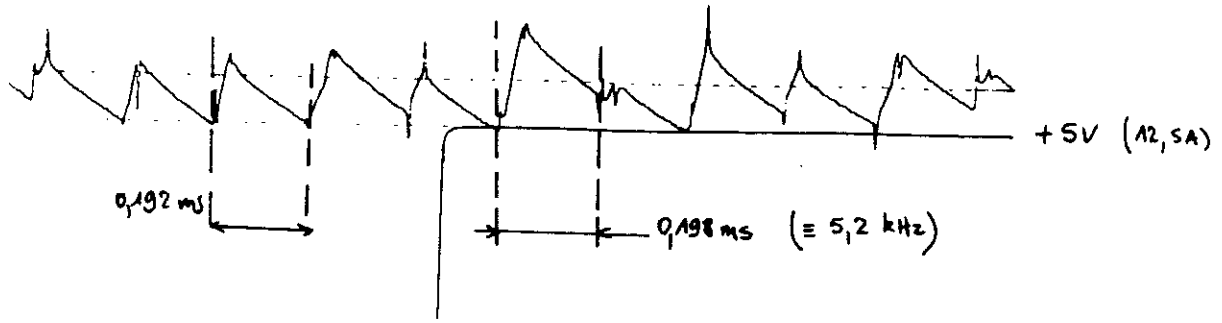


***Figure III.6** : Agrandissement d'un palier +I_C*
Forme du découpage.

- La fréquence de découpage communiquée par LEROY-SOMER (2,7 kHz) correspond à un cycle de 2 pics. En effet sur un pic nous avons mesuré environ 5,2 kHz.

- L'amplitude du découpage est environ de 4A, soit environ 20% du courant maximal.

Remarque importante : L'amplitude des pics est indépendante de la valeur crête du courant, mais varie en 1/f_{hach}.

en effet, le découpage est obtenu par la commutation sur une tension U_c continue. A cause de l'inductance de lissage la relation avec I est du type

$$Uc = L\frac{di}{dt} \text{ soit } \Delta I = \frac{Uc}{L}\Delta t = \frac{Uc}{L}\left(\frac{1}{f_{hach}}\right)$$

On redémontre ainsi que l'amplitude des pics est inversement proportionnelle à la fréquence de découpage. En effet, le lissage est d'autant plus efficace que f_{hach} est grande.

- Il y a une dissymétrie sur chaque pic évaluée à environ 25%.

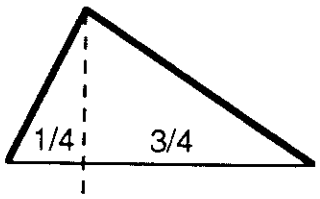


***Figure III.7** : Dissymétrie des pics*

III.5.3. Fronts de montée - Fronts de descente

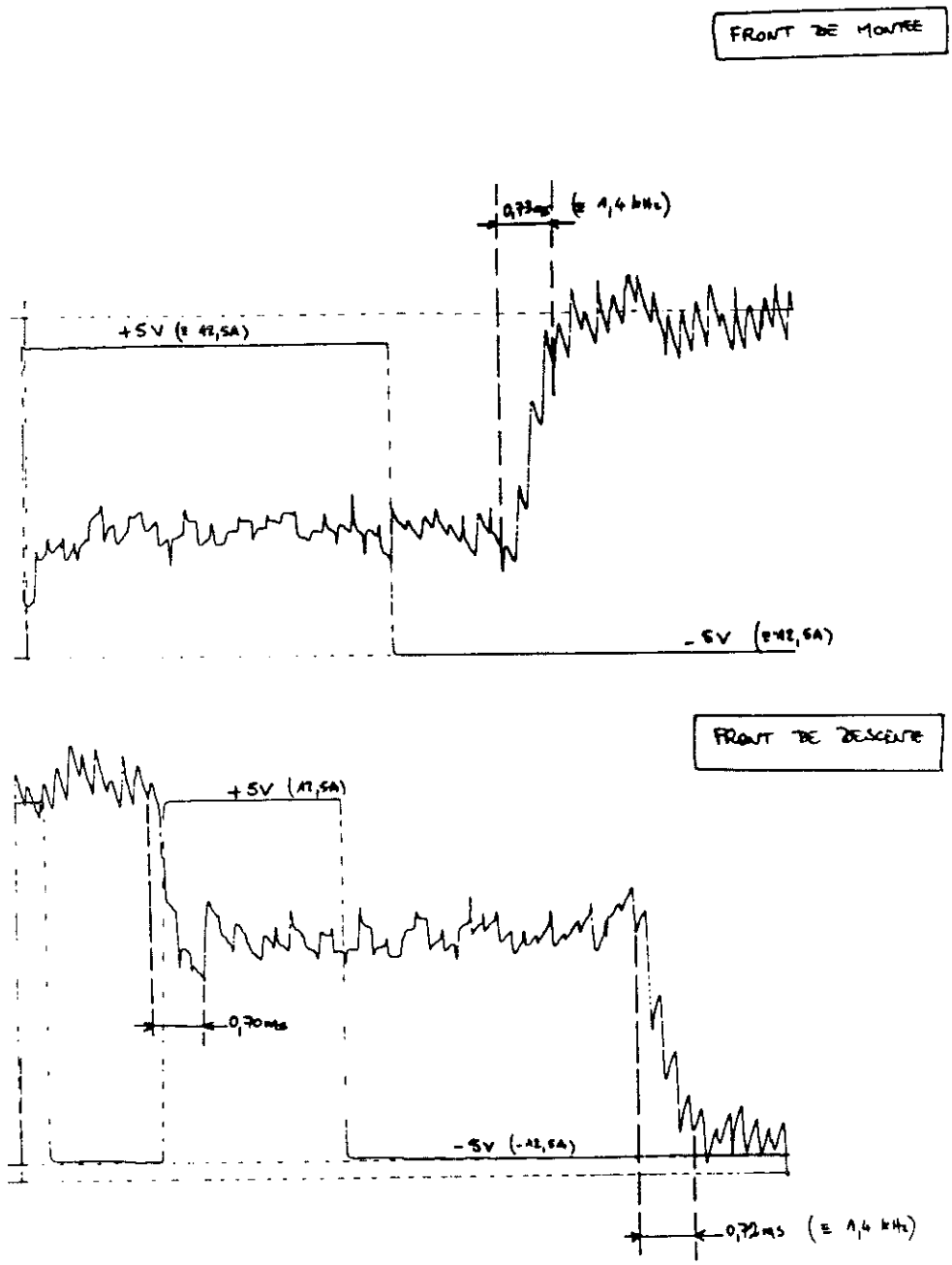


***Figure III.8** : Front de montée - Front de descente*

Selon les points de départ et d'arrivée que l'on choisit, le temps de montée peut être :

- minoré par 0,73 ms (4 pics - 1,4 kHz)
- majoré par 1,10 ms (6 pics - 0,9 kHz)

Les mêmes valeurs sont applicables aux fronts de descente.

Remarque importante :

L'expérience a montré que la durée des fronts de montée ou descente, que nous appelerons désormais τ, est indépendante de tout autre paramètre opératoire, et notamment de la fréquence fondamentale. τ est fixé en partie par les composants électroniques et leur temps de commutation, mais essentiellement par les réactances (transitoires et subtransitoires) de la machine synchrone alimentée.

III.5.4. Analyse spectrale

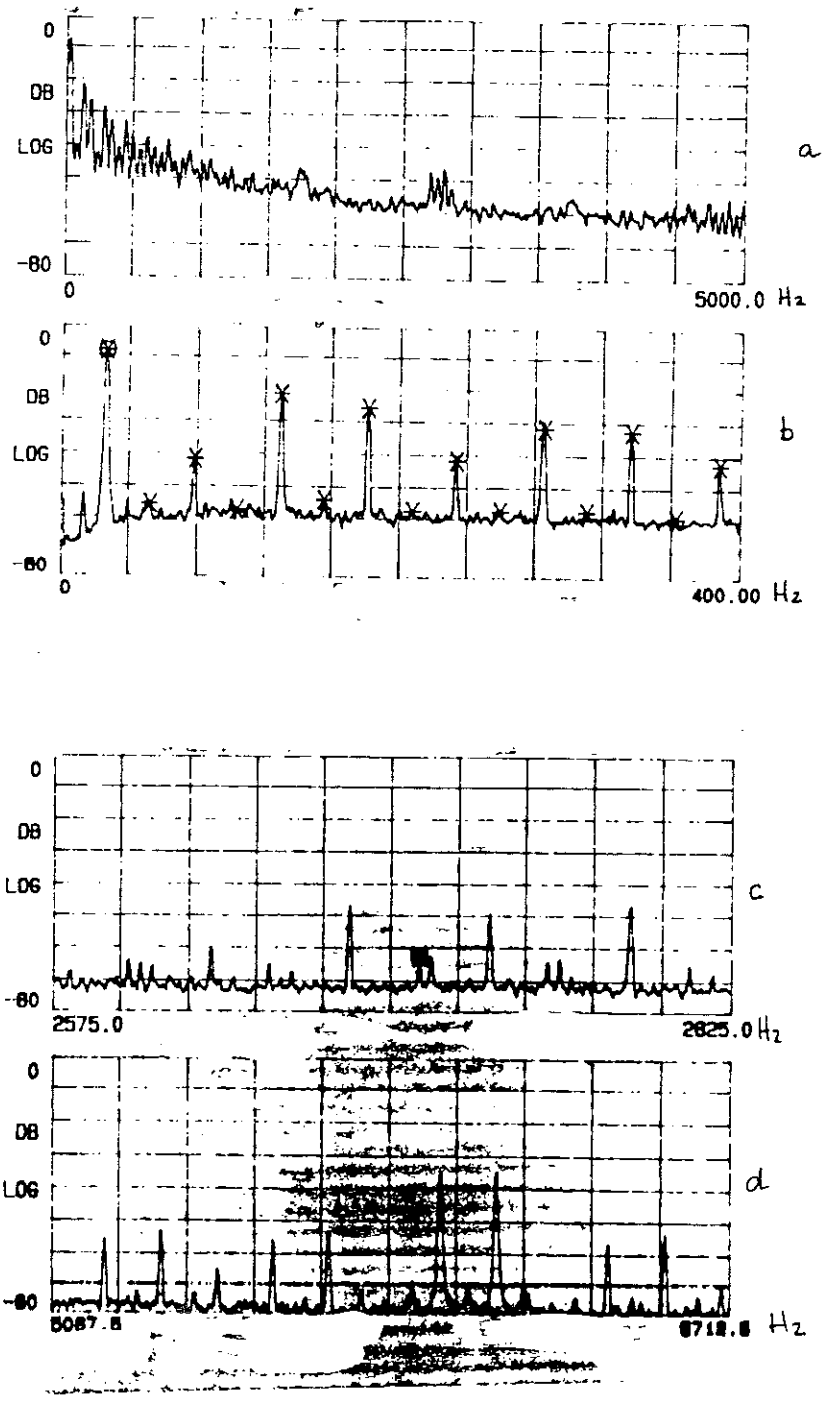


Figure III.9 : Analyse spectrale du courant

Le spectre des fréquences, entre 0 et 5 kHz, confirme, au voisinage de 0, le fondamental (~25 Hz), et vers 2700 Hz, la fréquence de découpage (Fig.III.9.a).
Sur la figure III.9.b (intervalle 0-400 Hz) le fondamental apparaît à 25,869 Hz (G=-11,4 dB), avec ses harmoniques impairs.

Sur la figure III.9.c, la fréquence de découpage apparaît à 2710 Hz (G=-61,9 dB) modulée à ±25Hz (fondamental).

Et sur la figure III.9.d (intervalle 5000-5700 Hz), on retrouve la fréquence d'un pic (5420 Hz).

III.6 Cahier des charges

Le cahier des charges relatif à la simulation du courant généré par le convertisseur est constitué par la prise en compte de ce que nous venons de mesurer. Nous présenterons dans le prochain chapitre le domaine de variation des paramètres, en s'engageant à ce qu'il contienne les valeurs citées dans le paragraphe précedent.
Tout ce qui a été mesuré est conforme aux spécifications fournies par le bureau d'étude des Moteurs Leroy-Somer pour ce convertisseur. Enfin, la gamme des convertisseurs est assez bien décrite par l'ensemble des paramètres choisis.

CHAPITRE IV

LE BANC DE SIMULATION ET D'ACQUISITION NUMERIQUE

CHAPITRE IV

LE BANC DE SIMULATION ET D'ACQUISITION NUMERIQUE

Introduction

Compte tenu des conclusions du chapitre précédent, nous avons travaillé sur la mise en place d'un banc de simulation du courant tel que nous l'avons analysé, et de traitement numérique des informations. Cette phase d'instrumentation, même si elle a pris un peu de temps, fut indispensable à la caractérisation que nous envisageons.

IV.1. Le banc de mesures

IV.1.1. Principe général (Figure IV.1)

Le générateur de fonctions arbitraires délivre une tension que nous programmons, à l'image du courant souhaité. L'amplificateur la transforme en un courant qui alimente l'enroulement primaire du cadre Epstein. On impose ainsi au matériau un champ magnétique extérieur de même forme que le courant.

Un voltmètre numérique à deux voies réalise l'acquisition des tensions V_H et E_2. Il est commandé par un micro-ordinateur, à partir duquel un programme spécifique permet d'obtenir les ondes H(t) et B(t), la mesure des pertes, et des représentations graphiques. Ce programme fut le coeur du travail l'instrumentation.

051 096764 8

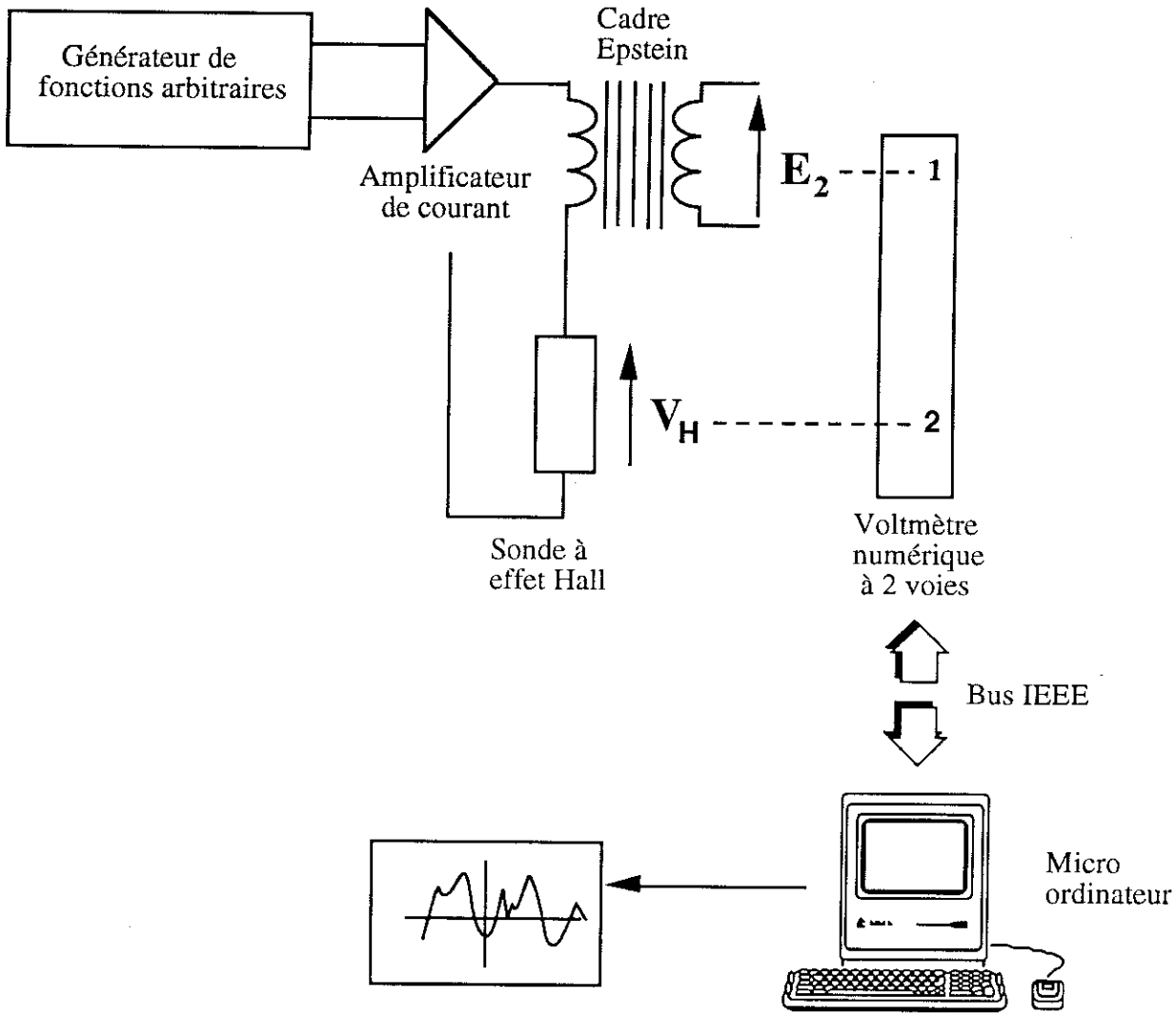


Figure IV.1 : Montage expérimental

IV.1.2. Les éléments essentiels du montage

Deux appareils dont le laboratoire venait de faire l'acquisition ont été installés et testés à l'occasion de notre étude : le générateur, et le voltmètre numérique à deux voies.

LE GENERATEUR : WAVETEK Modèle 95
Fréquences d'échantillonage : 1 MHz à 20 MHz
Amplitude : 0 à 30 V crête - crête

Outre les fonctions classiques (sinus, carré, triangle), cet appareil permet la programmation de n'importe quel signal. Dans un repère cartésien t, V(t) (figure IV.2), on peut éditer un signal point par point, par segmentation linéaire, ou par blocs (entre deux curseurs sur l'axe t, insertion de sinus, cosinus, rampe...)

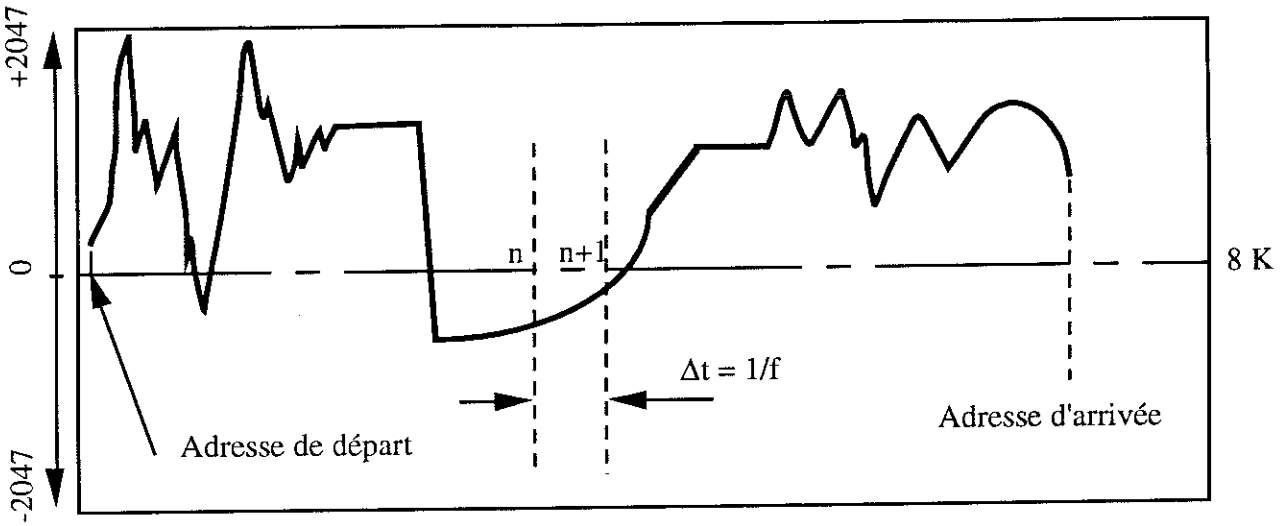


Figure IV.2 : Fenêtre d'édition

L'AMPLIFICATEUR : Modèle KEPCO BOP - 20.20 M
Puissance : 400 W
Bande Passante en mode courant : 2 KHz
Vitesse de montée en mode courant : 260 mA/µs

LE VOLTMETRE 2 VOIES : Modèle KEITHLEY 194 A - 2 Voies
Les deux voies ont les mêmes caractéristiques
Calibres : 0,32 / 3,2 / 32 / 200 Volts.
Echantillonage : 0 à 1 MHz
Résolution : 16 Bits à 100 KHz
8 Bits à 1 MHz

LE MICRO-ORDINATEUR : Type PC Modèle SAMSUNG SD 700

Nous ne détaillerons pas le reste de l'appareillage. Le cadre Epstein est le même que celui décrit au paragraphe III.2.2 ainsi que l'échantillon. La sonde Tektronix, aux performances bien supérieures à celles dont nous avions besoin, a été remplacée par un capteur de courant du laboratoire. Son principe est le même que celui décrit en annexe 1.

IV.2. Simulation du courant

L'édition d'une tension à l'image du courant souhaité pouvait être réalisée soit par programmation numérique depuis le microordinateur via un bus IEEE, soit par programmation manuelle en face avant de l'appareil. Les courants à simuler nous ont fait choisir la deuxième solution, car étaient constitués de segments simples (figure IV.3)

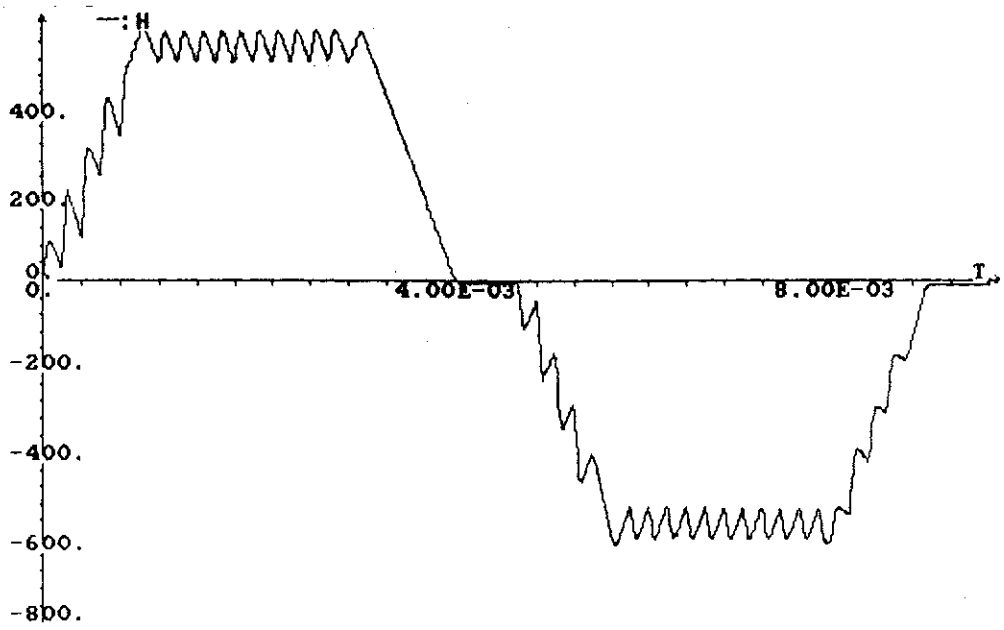


Fig. IV.3 : Une forme de courant simulé

D'autre part, à cause des paramètres intrinsèques à l'onde I(t) que nous souhaitons faire varier, la programmation manuelle était une solution souple et rapide. Bien sûr, cette idée pourrait être révisée pour des utilisations futures du banc.
Nous nous sommes donc initiés à une programmation manuelle rapide de signaux conformes à la figure III.10, avec la maîtrise des paramètres T, I_{max}, τ, ΔI, f_{hach}.

IV.3. Acquisition et traitement des données

IV.3.1. Organigramme du banc de mesures

La chaine d'acquisition et de traitement que nous avons conçue se résume par l'organigramme de la figure IV.4. Le programme de commande, dans sa partie finale, fait appel à la bibliothèque MIC - CAO (outils d'intéractivité alpha-numérique et graphique) mise au point au laboratoire.

LES PARAMETRES DE L'ACQUISITION

Le premier groupe est constitué par les caractéristiques du cadre Epstein et de l'échantillon :

Nombre de spires primaires	N_1
Nombre de spires secondaires	N_2
Masse d'échantillon	m_t
Masse volumique de l'échantillon	ρ
Longueur unitaire	l

La section S et la masse active m_a seront déduites de m_t, ρ et l.

Le second groupe est constitué par les paramètres liés au voltmètre. Nous l'avons volontairement réduit à ceux qui nous semblaient essentiels :

Calibre de la voie 1	R_1
Calibre de la voie 2	R_2
Nombre de points acquis	N
Fréquence d'échantillonage	f

Les autres paramètres ont été fixés définitivement en les insérant dans les lignes du programme dans la partie "configuration sans intéractivité avec l'opérateur" (mode de déclenchement, seuil de déclenchement, source de l'acquisition, filtres...).
Pour la détermination de l'induction, comme pour la valeur des pertes, nous faisons appel respectivement à l'intégration numérique de $E_2(t)$ et $H(t).E_2(t)$ par la méthode des trapèzes. Pour l'induction, nous avons ensuite moyenné la fonction intégrée pour la centrer sur la valeur nulle.

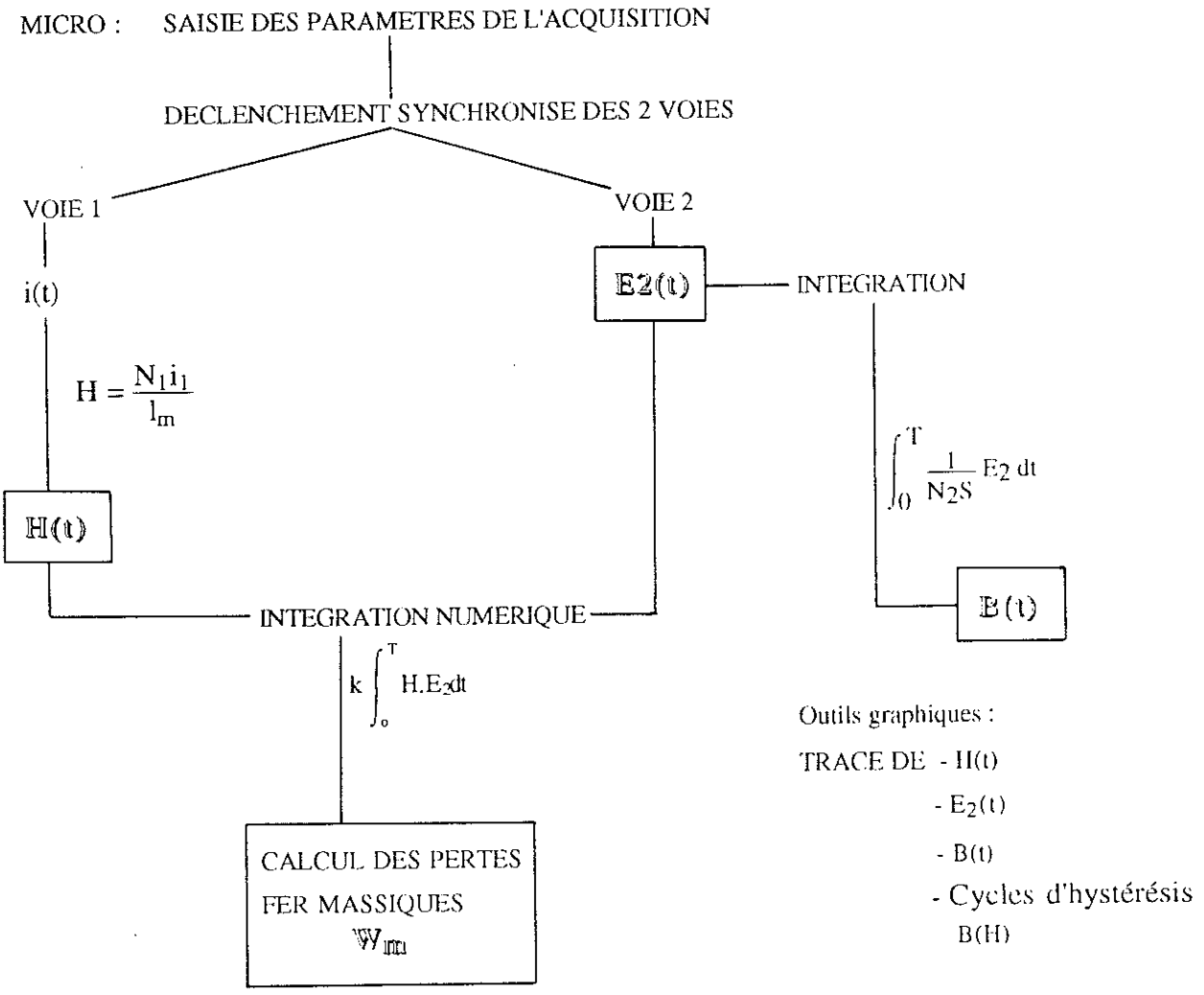


***Fig. IV.4** : Organigramme de la chaine de mesure*

IV.3.2. Test du banc de mesure

IV.3.2.1. Comportement global

Pour tester le comportement global du banc de mesure nous avons simulé un courant trapézoïdal sans superposition de hachage, fidèle à la ligne moyenne d'un courant de convertisseur. Converti en champ magnétique, ses caractéristiques étaient les suivantes :

$f = 50\ Hz \qquad \tau = 1ms \qquad \hat{H} = 640\ A/m$

Sur la figure IV.5, nous avons H(t), B(t) et le cycle d'hystérésis.
Le programme calcule une induction de valeur crête 1,43 T, et des pertes massiques de 3,77 W/kg.

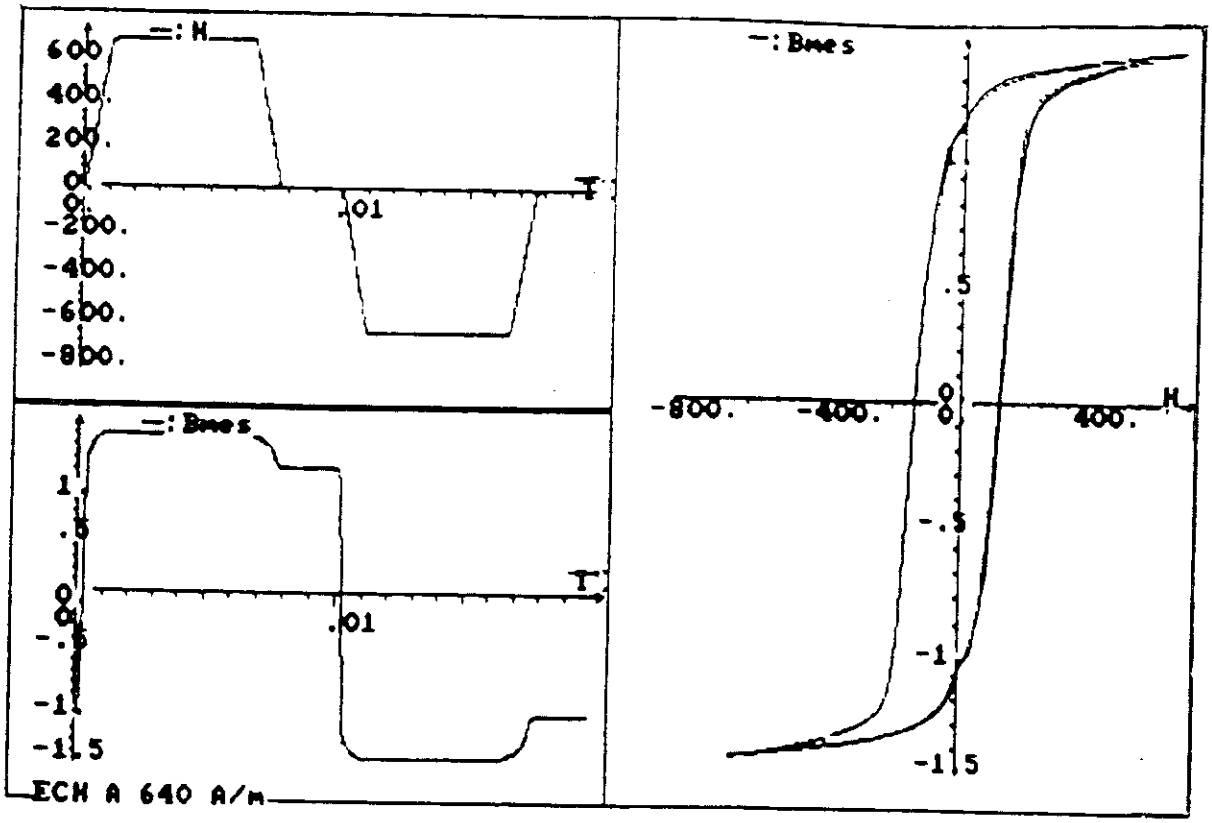


Figure IV.5 : Caractéristiques magnétiques à 50 Hz

Cette première utilisation de la chaine de mesure nous a permis de vérifier son bon comportement global. Le point $\widehat{H}$ = 640 A/m ; $\widehat{B}$ = 1,43 T est cohérent avec la courbe de première aimantation tracée par méthode Epstein normalisée. On rappelle que la courbe B(H) est peu sensible à la forme temporelle du champ d'excitation, ce qui explique cette cohérence.Par contre la valeur de 3,77 W/kg est très supérieure à la valeur des pertes en B sinusoïdale à 1,43 T (2,70 W/kg), mais nous en discuterons dans les prochains chapitres.

IV.3.2.2. Test du programme de calcul des pertes

Pour tester la fiabilité de notre banc de mesure, nous allons d'abord vérifier la qualité de la mesure des pertes. La mesure de B sera supposée fiable si celle des pertes l'est, faisant appel à la même itération, et au même type d'intégration.

Nous savons que les pertes massiques s'écrivent :

$$W_m = \frac{1}{\rho T}\int_o^T H dB$$

$$\text{or} \quad H = \frac{N_1}{l_m} I_1 = \frac{N_1 K}{l_m} V_1$$

$$dB = \frac{1}{N_2 s} E_2\, dt = \frac{1}{N_2 s} V_2\, dt$$

$$\frac{1}{\rho} = \frac{l_m . s}{m_a}$$

$$\text{d'où} \quad W_m = \frac{N_1 . K}{N_2 . m_a}\left(\frac{1}{T}\int_o^T V_1(t)\, V_2(t)\, dt\right) \qquad (4.1)$$

avec

N_1, N_2	nombres de spires primaires et secondaires du cadre
V_1, V_2	tensions des voies 1 et 2 du voltmètre
l_m	longueur conventionnelle du circuit magnétique
K	rapport de transformation de la sonde de courant
s	section de l'échantillon
m_a	masse active
I_1	courant dans le bobinage primaire
T	période du signal

Les signaux normalement délivrés par le voltmètre sont simulés par des fonctions analytiques. Le calcul numérique des pertes effectué par le logiciel peut alors être comparé au résultat analytique. Voici deux exemples de tests qui ont été réalisés.

Test n° 1 : V_1 et V_2 fonctions sinusoïdales en phase (amplitude : 1V à 50 Hz)

Pour des pertes d'environ 6W/kg on obtient , en fonction de l'échantillonage N, les écarts suivants.

N_{ech}	1000	100	50
Ecart (W/kg)	2.10^{-6}	2.10^{-6}	1.10^{-6}

Test n° 2 : V_1 et V_2 fonctions sinusoïdales déphasées de $\pi/2$ avec des composantes harmoniques (amplitude : 1 V à 50 Hz) **(fig. IV.6)**

Amplitude des harmoniques (V) : harm 3 : 0,5 harm 9 : 0,3
harm 5 : 0,4 harm 11 : 0,3
harm 7 : 0 harm 13 : 0,3

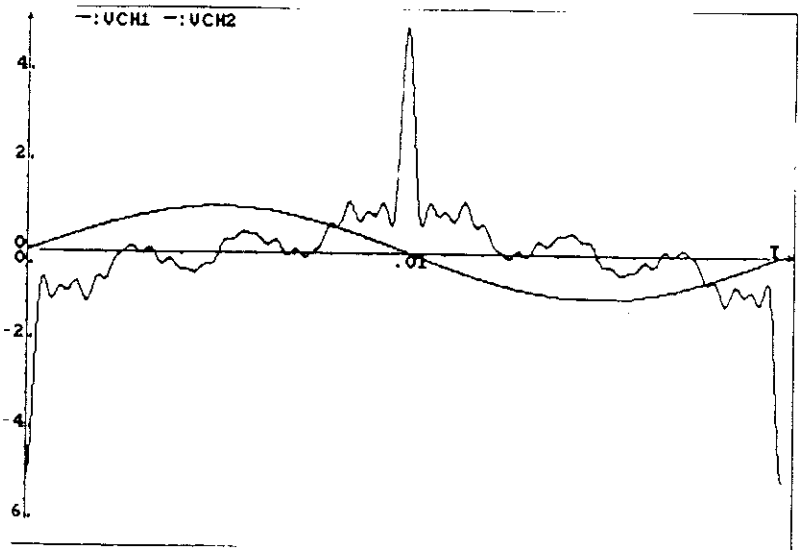


Figure IV.6 : Tensions $V_1(t)$ et $V_2(t)$

Nous savons que malgré les harmoniques, le déphasage de $\pi/2$ doit annuler l'intégrale (4.1).

N	1000	100	50
Ecart (W/kg)	3.10^{-7}	4.10^{-7}	2.10^{-7}

En conclusion, l'écart entre les pertes calculées analytiquement et les pertes mesurées est inférieur à 2.10^{-6} W/kg. Cet écart est négligeable.

IV.3.3. Déclenchement synchronisé des deux voies

La détermination des pertes magnétiques nécessite la connaissance des signaux E2(t) et H(t) aux mêmes instants. Les acquisitions sur les deux voies du voltmètre doivent être donc synchrones. L'optimisation de leur déphasage ($\varphi_{idéal}(V_1-V_2)=0°$) allait dépendre du mode de déclenchement choisi.

Pour tester les performances des modes de déclenchement nous avons envoyé sur les deux voies du voltmètre un même signal à variation rapide : une onde triangulaire ou sinusoïdale de fréquence égale à 10 ou 100 kHz. La fréquence d'échantillonage étant réglée à 100 kHz nous mesurions une période. Les résultats d'acquisition sur les deux voies, dans le cas où elles sont parfaitement synchrones doivent donner deux signaux identiques qui doivent rester constants au cours du temps pour la fréquence de 100 kHz, et qui correspondent aux tensions d'entrée dans le cas de la fréquence de 10 kHz. En pratique les signaux observés ne se superposent pas et le déphasage obtenu est plus ou moins important selon le mode de déclenchement. La solution optimale fut de déclencher sur une des voies (courant) au passage par zéro et sur le front de montée de son signal d'entrée, la deuxième voie (tension E_2) étant déclenchée par la première. Dans ce cas, les deux signaux sont décalés de 10 µs, temps correspondant à la conversion analogique/numérique de la carte (fig.IV.7).

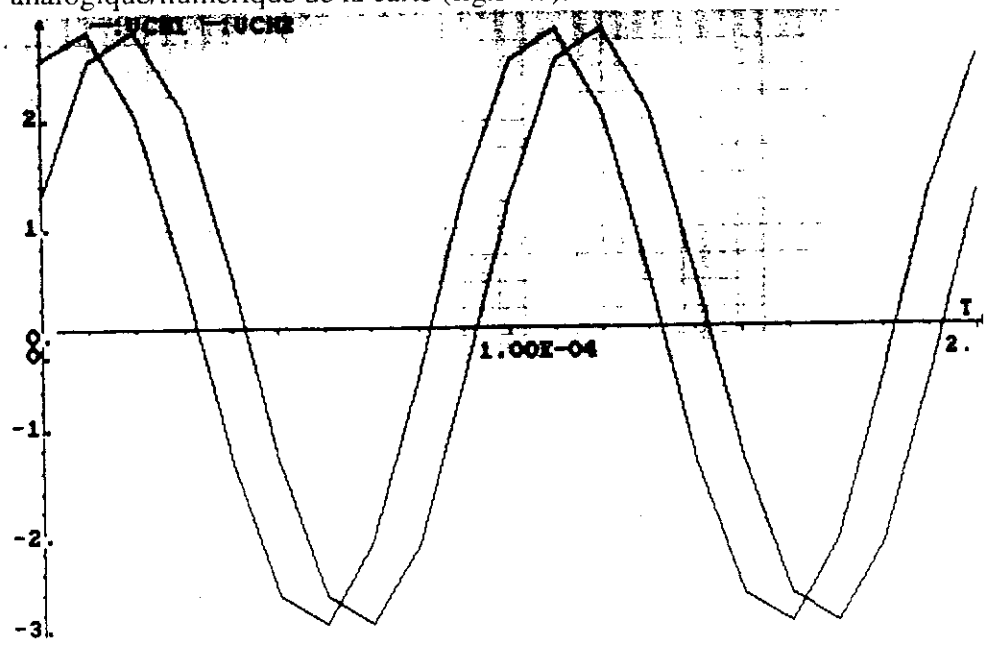


Fig. IV.7: Mesure de déphasage entre les deux voies

Ce décalage est sans influence lors d'essais standards en induction sinusoidale. Par contre, il a affecté nos mesures en ondes trapézoidales. Nous avons donc soit introduit une correction des résultats comme indiqué ci après, soit utilisé une horloge externe pour améliorer la synchronisation des deux voies.

IV.3.4 Modèles de correction des pertes pour compenser l'erreur induite par un déclenchement décalé des deux voies.

Ils ont été construits à partir de la connaissance des signaux H(t), B(t) et des cycles d'hystérésis pour un courant d'excitation trapézoïdal lisse, et chaque type de matériau. Pour les présenter ici, nous devons anticiper sur les résultats du prochain chapitre. Par contre, cela nous permettra plus loin de donner uniquement les mesures corrigées.

Si l'on admet ici, sans le justifier pour l'instant, que les ondes B(t) et dH/dt ont des représentations semblables à celles de la figure IV.8, on peut alors tracer le produit B(t) dH/dt.

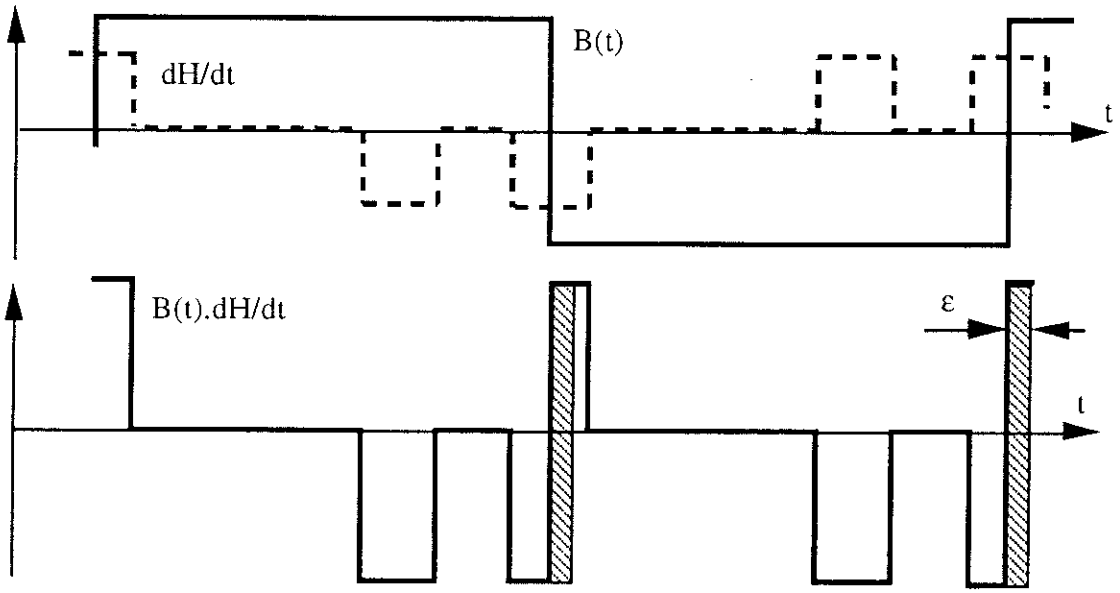


***Figure IV.8** : Modélisation des formes d'ondes*

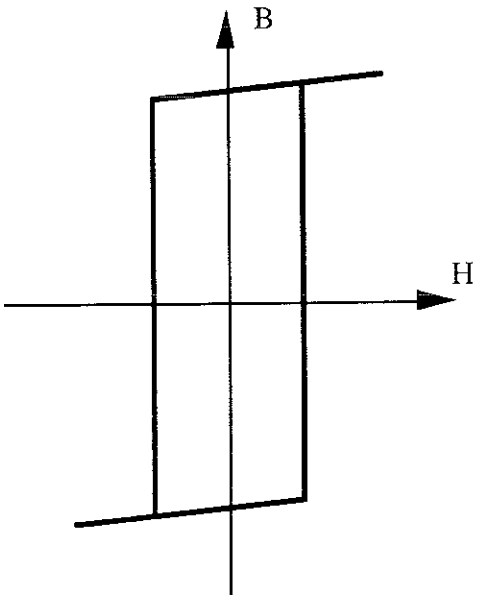
Sachant que les pertes s'écrivent :

$$W = \frac{f}{\rho} \int_{\circ}^{T} B(t) \frac{dH}{dt} \, . \, dt \qquad \text{(voir § III.3.2)} \tag{4.2}$$

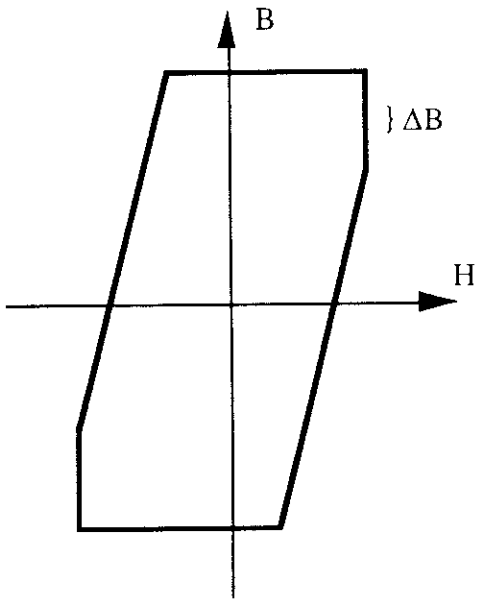
On peut estimer alors qu'un retard ε sur le déclenchement de B entraîne un écart sur les pertes proportionnel à deux fois l'aire du rectangle hachuré, soit :

$$2.\frac{f}{\rho}\left(2\hat{B}\,\frac{\hat{H}}{\tau}\right)\varepsilon \quad \text{d'où} \quad \boxed{\Delta W = 4\,\frac{f}{\rho}\left(\frac{\hat{B}\hat{H}}{\tau}\right)\varepsilon}$$

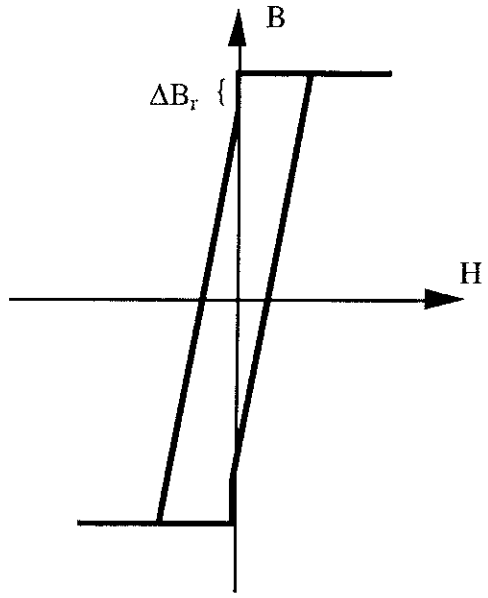
Certains matériaux ont des comportements très spécifiques quand l'excitation H(t) est celle de la figure IV.8. Cela se traduit par des cycles d'hystérésis particuliers. Le prochain chapitre nous montrera que l'on peut retenir quatre cycles particuliers. Pour chacun nous avons affiné la correction, en fonction de ΔB_r et $\Delta\hat{B}$.



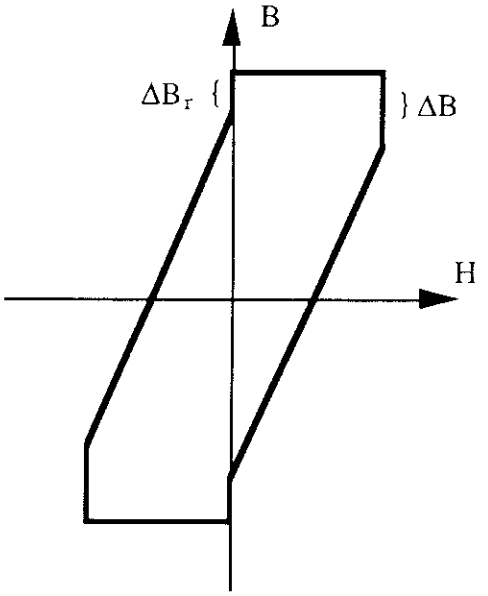
$$\boxed{\Delta W = 4\,\frac{f}{\rho}\left(\frac{\hat{B}\hat{H}}{\tau}\right)\varepsilon}$$



$$\boxed{\Delta W = 4\,\frac{f}{\rho}\,\hat{B}\,\frac{\hat{H}}{\tau}\left(1 - \frac{\Delta\hat{B}}{2\hat{B}}\right)\varepsilon}$$



$$\Delta W = 4 \frac{f}{\rho} \hat{B} \frac{\hat{H}}{\tau} \left(1 - \frac{\Delta B_r}{2\hat{B}}\right) \varepsilon$$



$$\Delta W = \frac{4f}{\rho} \frac{\hat{B}\hat{H}}{\tau} \left(1 - \frac{\Delta B_r}{2\hat{B}} - \frac{\Delta \hat{B}}{2\hat{B}}\right) \varepsilon$$

***Figure IV.9** : Corrections selon le type de cycle*

IV.4. Performances et limitation du banc de mesures

Nous avons donc un montage qui dans sa partie métrologie, correspond à ce que l'on trouve de mieux dans les laboratoires spécialisés. Avec une reproductibilité meilleure que 1%, on peut déterminer les cycles d'hystérésis, mesurer les pertes et les champs dans les conditions d'excitation correspondant au cahier des charges.Ce système de mesures sera d'ailleurs étendu aux autres montages de mesures magnétiques du laboratoire.

En ce qui concerne les conditions d'utilsation de notre étude, deux limitations sont apparues:

1) Atténuation en fréquence

La fréquence de coupure de l'amplificateur est de 2 kHz. Cela laissera passer le fondamental de nos signaux, par contre, il y aura une atténuation des "dents de scies" reproduisant le hachage, qui seront à une fréquence supérieure à 2 kHz. Cela imposera dans nos expériences de contrôler les paramètres en aval de l'amplificateur et non pas sur la tension simulée par le générateur.

2) Limitation en puissance

La forme de l'induction présente de fortes valeurs de dB/dt, d'où les pics sur E_2 (fig. IV.5). Nous avons donc, besoin d'un amplificateur qui délivre une tension suffisante.

Parallélement, pour atteindre des inductions de l'ordre de 1,7 - 1,8 T il faudra imposer un champ crête, donc un courant, important. Or, les amplificateurs disponibles étant limités en puissance, le meilleur compromis que nous ayons trouvé fut l'amplificateur de courant de marque KEPCO modèle BOP 20 - 20 ayant une puissance de 400 W. Le bobinage primaire du cadre a été modifié et son nombre de spires, adapté à 76 afin d'assurer un champ magnétique suffisant.

Si le nombre de spires est trop important, avec un signal présentant du hachage, l'inductance propre proportionnelle à N^2 crée une surtension. Pour diminuer l'appel de tension, nous avons à chaque expérience diminué le masse d'échantillon jusqu'à la limite qui donnait 5 % d'écart sur les pertes, par rapport à un remplissage standard.

Malgré cela, les valeurs maximales atteintes, et nous le verrons au prochain chapitre restent modestes, en deça des valeurs interéssant usuellement le constructeur électricien. Le champ maximum théorique maximum reste de 1600A/m. L'induction, selon la perméabilité du matériau sera comprise entre 1,4 et 1,7 T.

Ce point reste à étudier, et des solutions devront rapidement être apportées. Le couplage d'amplificateurs pourrait être une ouverture.

Il n'est pas dit assez clairement que les seules limitations du banc sous sa forme actuelle viennent de la partie génération de l'excitation et non pas de la mesure, c'est à dire de l'acquisition et du traitement des signaux. La partie métrologie magnétique représente ce qui existe de plus performant dans les laboratoires spécialisés. Le raccordement aux étalons électriques nationaux est en cours.

IV.5. Conclusion

Nous avons réalisé dans le laboratoire un banc de mesures adapté à la caractérisation sous ondes non sinusoïdales. Si nous l'avons étudié pour que la grandeur imposée soit le courant magnétisant, il n'empêche que par une simple modification il peut devenir un banc numérique de caractérisation Epstein standard. Actuellement, la puissance de l'amplification demeure le facteur limitant, qui nous empêche de dépasser certains seuils d'induction selon le matériau. Mais ce problème devrait être résolu dans un avenir proche. En contrepartie, les résultats issus des tests de fiabilité de notre banc sont très satisfaisants, et cautionnent une longue phase d'instrumentation.

CHAPITRE V

RESULTATS ET INTERPRETATION DES MESURES SOUS CHAMP CONFORME A CELUI D'UN CONVERTISSEUR

CHAPITRE V

RESULTATS ET INTERPRETATION DES MESURES SOUS CHAMP CONFORME A CELUI D'UN CONVERTISSEUR

Introduction

Ce chapitre regroupe les résultats expérimentaux relatifs aux mesures de pertes sous un champ magnétique analogue à celui que nous avons mis en évidence dans le chapitre III, réalisées par l'utilisation du banc de caractérisation numérique. Nous proposons au fur et à mesure de la présentation une interprétation des phénomènes observés.

Le plan d'expérience qui a été dressé a cherché avant tout l'efficacité : la partie instrumentation a laissé une part réduite à l'utilisation expérimentale du banc. Par exemple, les études ont porté sur uniquement trois échantillons de tôles magnétiques, et cela s'avère aujourd'hui le support minimal et suffisant des réflexions qui vont suivre. Plus modestement, ces premiers résultats laissent entrevoir un développement intéressant de la chaîne de mesure.

V.1. Les paramètres expérimentaux

V.1.1. Les échantillons

Trois types de matériaux magnétiques ont été étudiés. Il s'agit exclusivement de tôles FeSi à grains non orientés, en bandes Epstein dont les spécifications sont les suivantes :

	ECH. A	ECH. B	ECH. C
Epaisseur d(mm)	0,15	0,50	0,50
Densité $\rho(g/cm^3)$	7,65	7,65	7,85
Résistivité $1/\sigma$ (Ω-m)	50.10^{-8}	50.10^{-8}	17.10^{-8}

Pour la suite de l'exposé nous garderons les appellations A, B, C. On remarquera que compte tenu des épaisseurs, seuls B et C sont utilisés en construction électrique standard.

V.1.2. Le champ magnétique imposé

Il est fidèle au cahier des charges du paragraphe III.6. dans l'étude, nous avons distingué les cas d'un champ sans et avec hachage (fig. V.1).

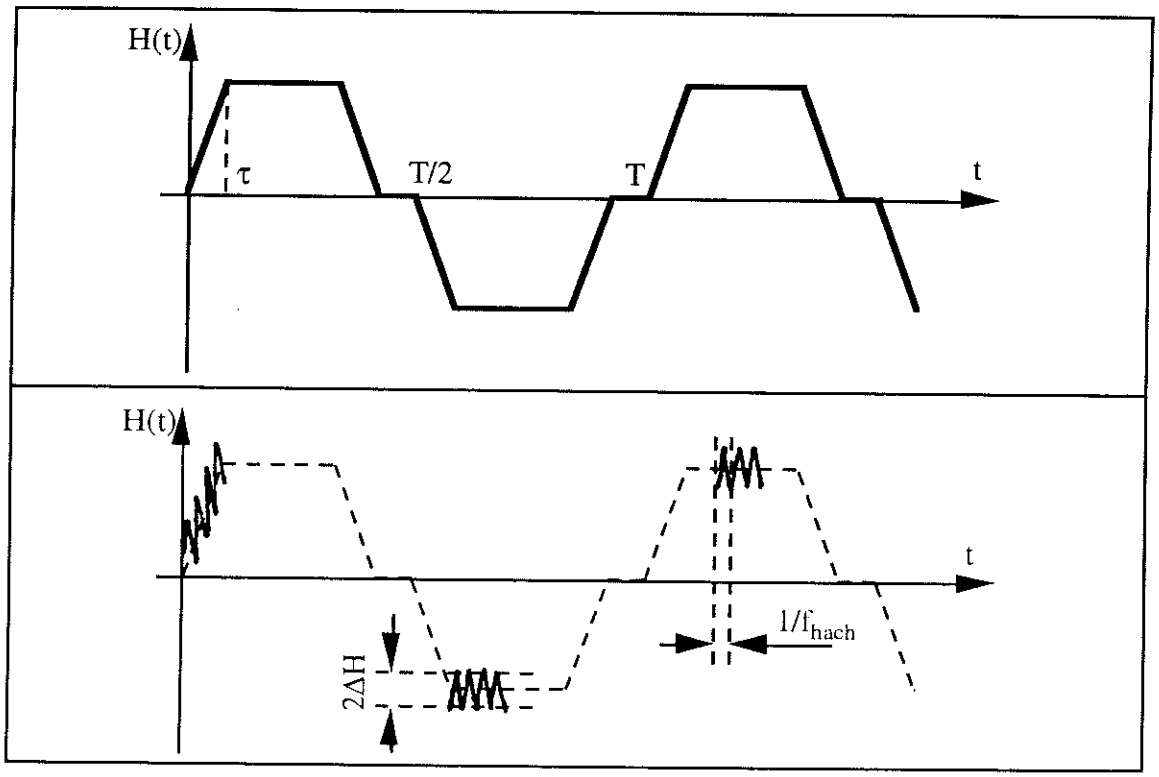


***Figure V.1** : Les champs simulés*

Les domaines de variation des paramètres de l'onde H(t) sont les suivants :

Fréquence fondamentale f(Hz) : 30 - 50 - 75 - 100
Temps de montée et descente τ(ms) : 0,5 - 0,8 - 1 - 2
Champ crête $\hat{H}$(A/m) : 80 - 160 - 320 - 640 - 1280
Amplitude de découpage ΔH(A/m) : ± 40 - ± 80 - ± 120
Fréquence de découpage f_{hach}(kHz) : 5 - 12,5

V.2. Etude avec champ trapézoïdal non haché

L'objectif de cette expérience était d'étudier essentiellement l'influence du paramètre τ. Le chapitre II a récencé plusieurs travaux qui montraient qu'il avait une incidence importante sur les pertes. Nous allons essayer ici de voir dans quelle mesure et d'en comprendre les raisons.

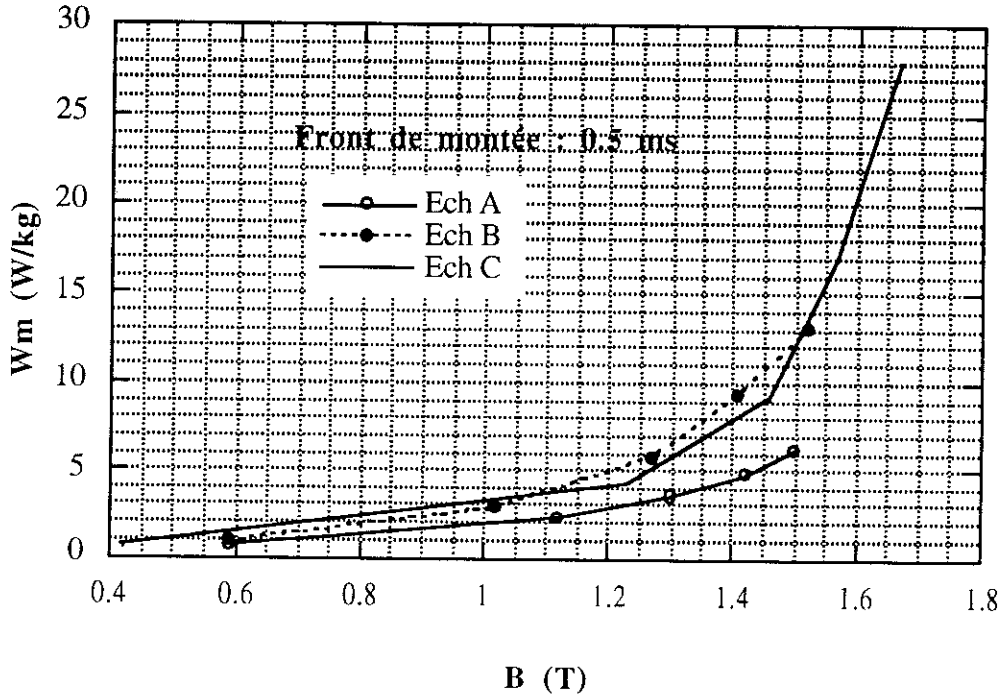
Les mesures sont regroupées dans le tableau de la figure V.2. Elles tiennent compte de la correction de l'erreur de déclenchement interne (méthode du § IV.3). La fréquence fondamentale est de 50 Hz. Les mesures ont été réalisées également à 25, 75 et 100 Hz, mais les tableaux correspondants ne seront pas présentés ici.

τ (ms)	$\hat{H}$(A/m)	Ech A FeSi NO 15/100		Ech B FeSi NO 50/100		Ech C Fer 50/100	
		$\hat{B}$(T)	P(W/kg)	$\hat{B}$(T)	P(W/kg)	$\hat{B}$(T)	P(W/kg)
Sinus 50 Hz		1,42	2,60	1,41	2,78	1,57	5,30
2	80	0,59	0,54	0,59	0,70	0,42	0,51
	160	1,12	1,79	1,02	2,13	1,23	3,72
	320	1,30	2,67	1,27	3,56	1,46	7,36
	640	1,42	3,51	1,41	5,17	1,57	11,3
	1280	1,50	4,55	1,52	7,24	1,67	15,6
1	80	0,59	0,59	0,59	0,78	0,42	0,59
	160	1,12	2,00	1,02	2,51	1,23	4,05
	320	1,30	3,00	1,27	4,65	1,46	8,41
	640	1,42	4,01	1,41	6,81	1,57	14,6
	1280	1,50	5,35	1,52	9,64	1,67	21,2
0,8	80	0,59	0,63	0,59	0,81	0,42	0,61
	160	1,12	2,08	1,02	2,64	1,23	4,10
	320	1,30	3,18	1,27	5,02	1,46	8,68
	640	1,42	4,25	1,41	7,49	1,57	15,4
	1280	1,50	5,58	1,52	10,5	1,67	23,3
0,5	80	0,59	0,67	0,59	0,85	0,42	0,63
	160	1,12	2,32	1,02	2,84	1,23	4,24
	320	1,30	3,54	1,27	5,75	1,46	9,16
	640	1,42	4,78	1,41	9,23	1,57	16,9
	1280	1,50	6,25	1,52	13,1	1,67	27,9

***Figure V.2.** : Mesures des pertes en champ trapézoïdal lisse. Influence du temps de montée τ, à la fréquence fondamentale $f = 50$ Hz*

V.2.1 Représentations graphiques usuelles

Les résultats peuvent être visualisés graphiquement. Nous pouvons d'abord observer les pertes en fonction de l'induction pour les trois échantillons et deux valeurs de τ (0,5 et 2 ms) sur la figure V.3.



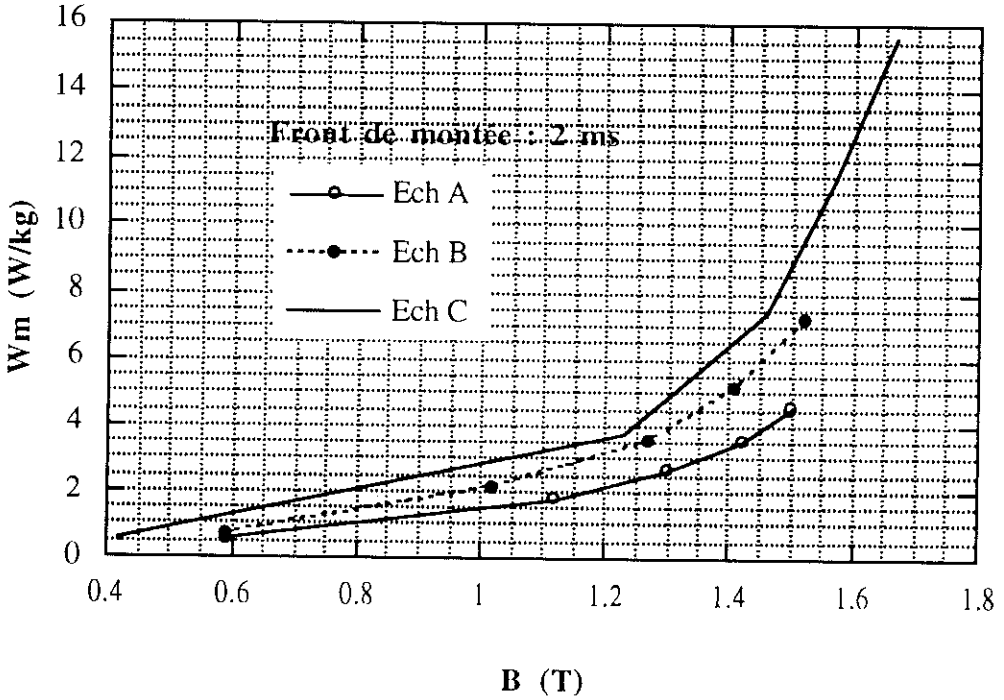


***Figure V.3** : Pertes massiques en fonction de l'induction, $f = 50$ Hz*

On se limitera ici à reconnaître les comportements classiques $W_m = f(B)$ de la forme $W_m = kB^n$ à fréquence fixée. On notera aussi la singularité de l'échantillon B qui est le plus sensible au passage de $\tau = 2$ ms à $\tau = 0{,}5$ ms (fig. V.4).

	Ech. A	Ech. B	Ech. C
$\frac{\Delta W}{W}$	+ 36 %	+ 78 %	+ 26 %

***Figure V.4** : Variation relative des pertes à 1,42 T - 50 Hz entre $\tau = 2$ et 0,5 ms*

En prenant en compte les mesures réalisées aux trois autres fréquences fondamentales (35, 75, 100 Hz), on peut tracer les pertes par cycle W_m/f en fonction de la fréquence à une induction crête fixée. La figure V.5 fournit les graphes des trois échantillons. L'observation de ceux-ci nous incite à conclure que les pertes par cycle ne dépendent que des paramètres τ et $\widehat{B}$. Elles sont indépendantes de la fréquence. On retrouve là les conclusions de A. KEDOUS, D. LEBOUC, P. BRISSONNEAU [5] dans le cas d'une induction trapézoïdale. Nous verrons plus loin en visualisant l'onde B(t) correspondant à H(t) trapézoïdal, que ces conclusions identiques sont cohérentes (B(t) approximativement trapézoïdale).

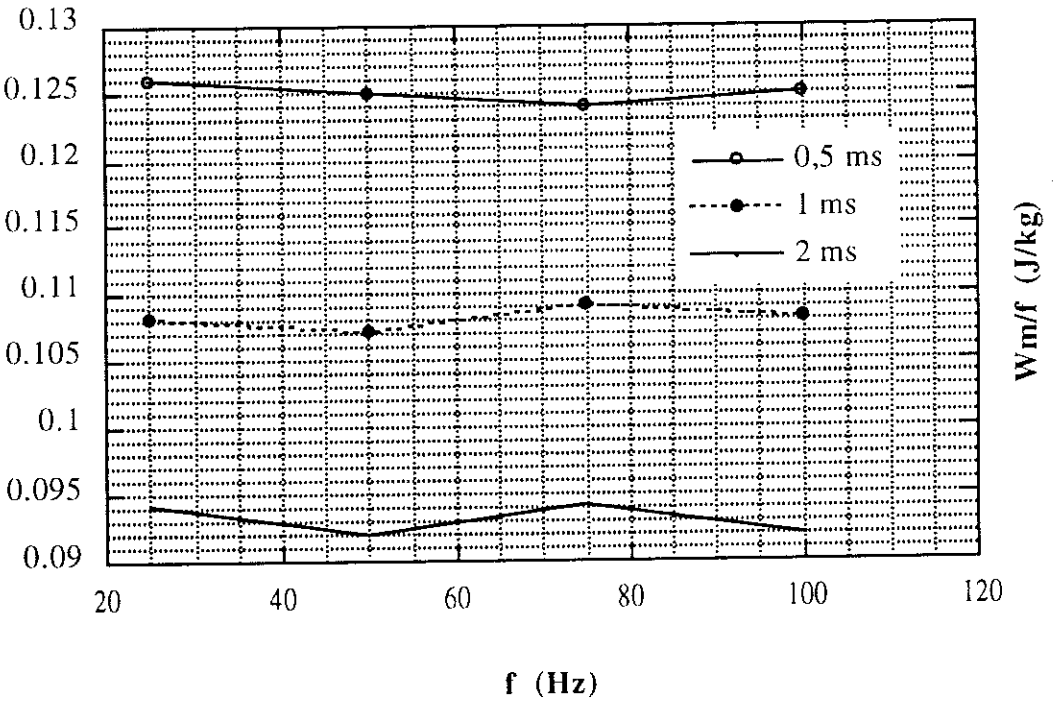


***Figure V.5** : Pertes par cycle W_m/f en fonction de la fréquence. Induction crête fixée*
Echantillon A (1,5 T)

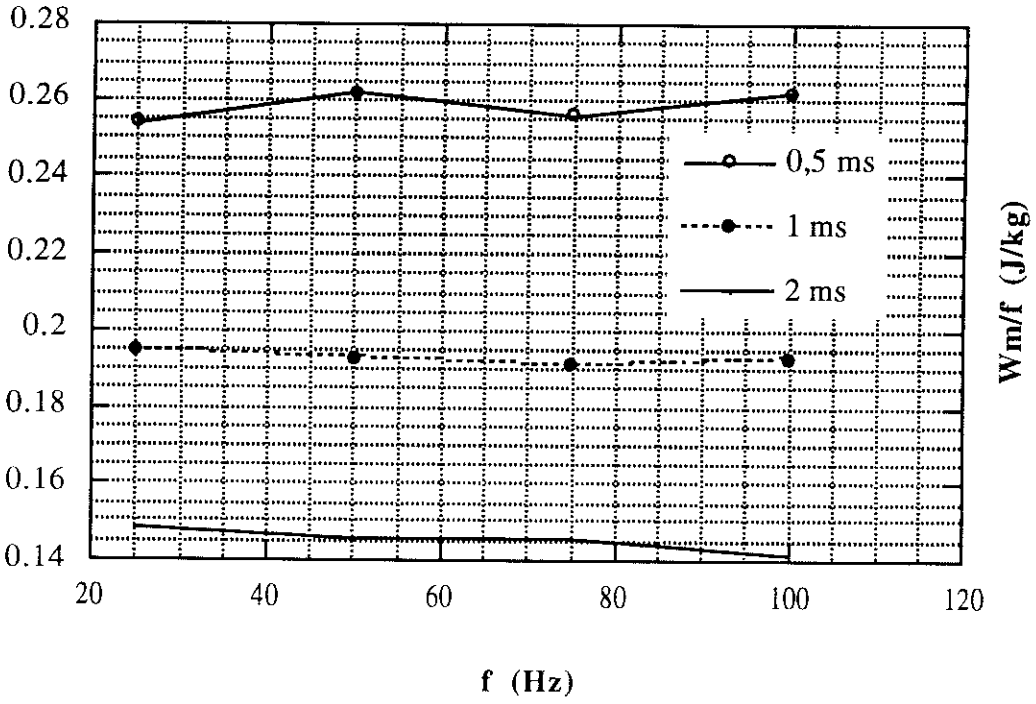


***Figure V.5 bis** : Pertes par cycle W_m/f en fonction de la fréquence. Induction crête fixée*
Echantillon B (1,5 T)

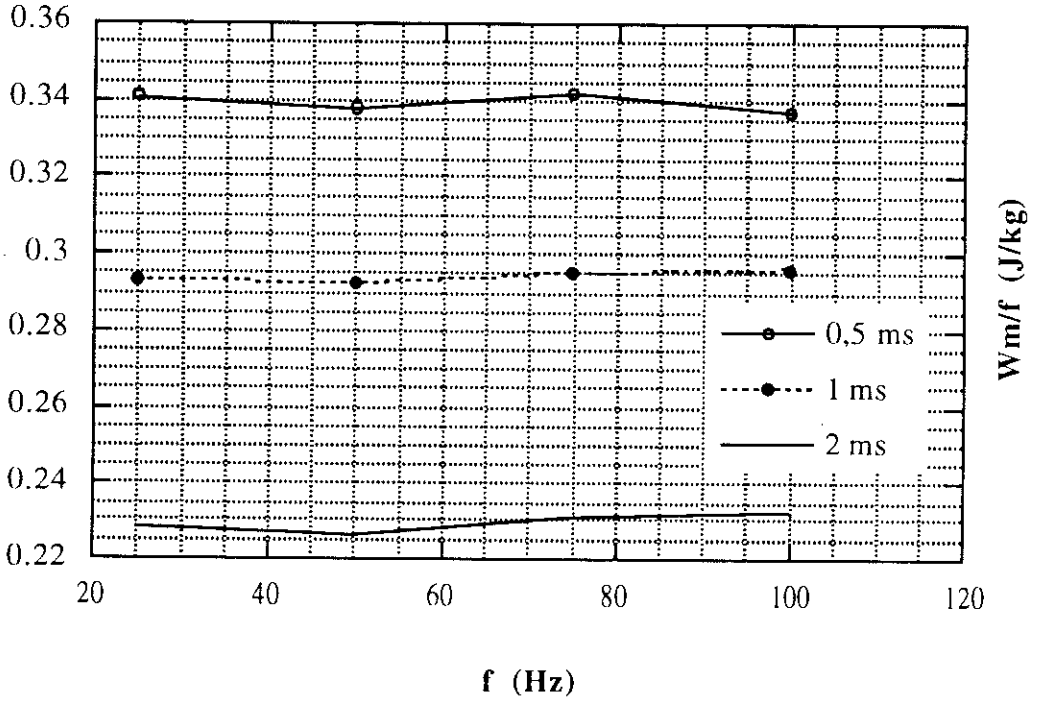


***Figure V.5 ter** : Pertes par cycle W_m/f en fonction de la fréquence. Induction crête fixée*
Echantillon C (1,57 T)

V.2.2. Influence de τ sur l'induction crête

Le tableau de la figure V.2 révèle que pour $\hat{H}$ fixé, la valeur de $\hat{B}$ ne varie pas avec τ. Cette situation se justifie par le fait que la longueur des paliers $H = \pm \hat{H}$ sur le signal H(t) est suffisamment grande devant τ pour que la diffusion de B se fasse, soit homogène et se stabilise toujours à la même valeur (figure V.6.).

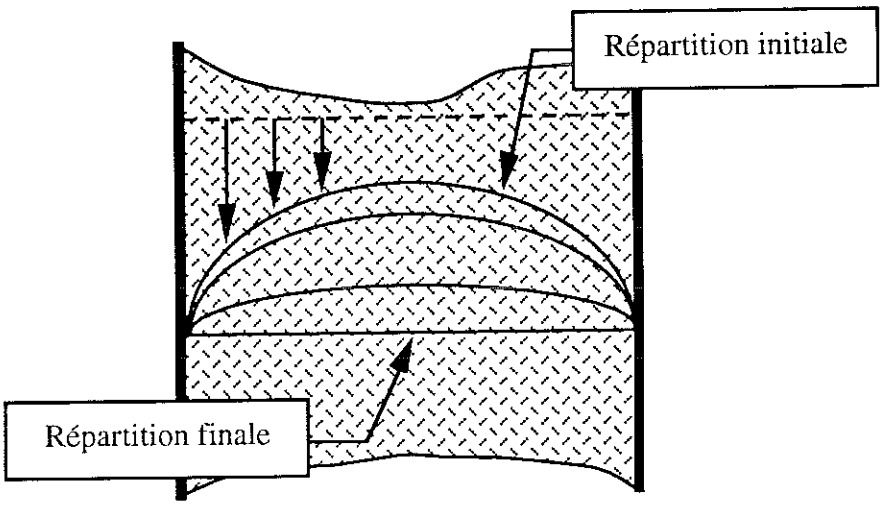


***Figure V.6.** : Répartition de B dans la tôle au cours du temps (B croissant des bords vers le milieu de la tôle).*

V.2.3. Adaptation des échantillons. Effet de peau

Pour une tôle magnétique isotrope linéaire et homogène soumise à un champ magnétique extérieur sinusoïdal, on peut, connaissant sa conductivité σ, sa perméabilité μ et la pulsation ω_o de l'induction, définir l'épaisseur de peau δ.

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma \mu \omega_o}} \qquad \text{avec} \quad \omega_o = 2 \pi f_o \tag{5.1}$$

Usuellement, on retient qu'en régime sinusoïdal, 1,5 δ est la valeur admissible pour l'épaisseur de la tôle. Au delà, la pénétration du flux est insuffisante, et les pertes sont augmentées.

Dans le cas d'un signal H(t) trapézoïdal, on peut supposer que les mécanismes de pertes n'agissent que pendant les variations de H(t), et on assimile alors le trapèze à un triangle de fréquence $f_o = \frac{1}{4\tau}$.
On peut alors définir une épaisseur caractéristique δ qui sera égale à l'épaisseur de peau calculée en remplaçant le signal triangulaire par son fondamental.

Les valeurs de perméabilité on été mesurées sur un cycle d'hystérésis quasi-statique (f = 5 Hz) en considérant la pente maximale obtenue autour du champ coercitif. Pour les trois matériaux on retient la valeur $\mu_A = \mu_B = \mu_C = 2.10^{-2}$ correspondant à une perméabilité relative $\mu_r = 16000$.Ainsi, on peut dresser le tableau des épaisseurs de peau des trois matériaux, en fonction de τ (fig. V.7.).

	δ_A(mm)	δ_B(mm)	δ_C(mm)
Sinus 50 Hz	0,38	0,38	0,22
Trapèze τ = 2 ms	0,24	0,24	0,14
Trapèze τ = 1 ms	0,17	0,17	0,10
Trapèze τ = 0,5 ms	0,12	0,12	0,07

***Figure V.7.** : Epaisseurs de peau pour H(t) trapézoïdal à 50 Hz*

Dès lors, il apparait que seul l'échantillon A possède une épaisseur adaptée à une utilisation en onde trapézoïdale. Son épaisseur de 0,15 mm est bien choisie puisque $0,12 < \delta_A < 0,24$ mm.

A l'inverse on remarque que l'épaisseur de B est 0,50 pour $0,12 < \delta_B < 0,24$ et que celle de C (0,50) est encore plus inadaptée : $0,07 < \delta_C < 0,14$ mm.

V.2.4. Réponse du matériau à une excitation H(t) trapézoïdale

Nous considérons ici que pour une consigne en champ, l'induction sera la réponse du matériau. Nous pourrons alors tracer le cycle d'hystérésis B(H). Les figure V.8., V.9., V.10. regroupent les enregistrements H(t), B(t) et le cycle d'hystérésis, pour les trois échantillons, chaque fois à deux valeurs de champ crête différentes (240 et 640 A/m).

Comme nous l'avons signalé dans les chapitres précédents, le cycle d'hystérésis se présente comme un outil très intéressant de discussion des phénomènes mis en jeu, puisqu'il traduit l'hystérésis, la rémanence, ainsi que les pertes. Après les avoir observés, nous tenterons plus loin de comprendre la forme des signaux et des cycles par une étude de diffusion du champ dans la tôle.

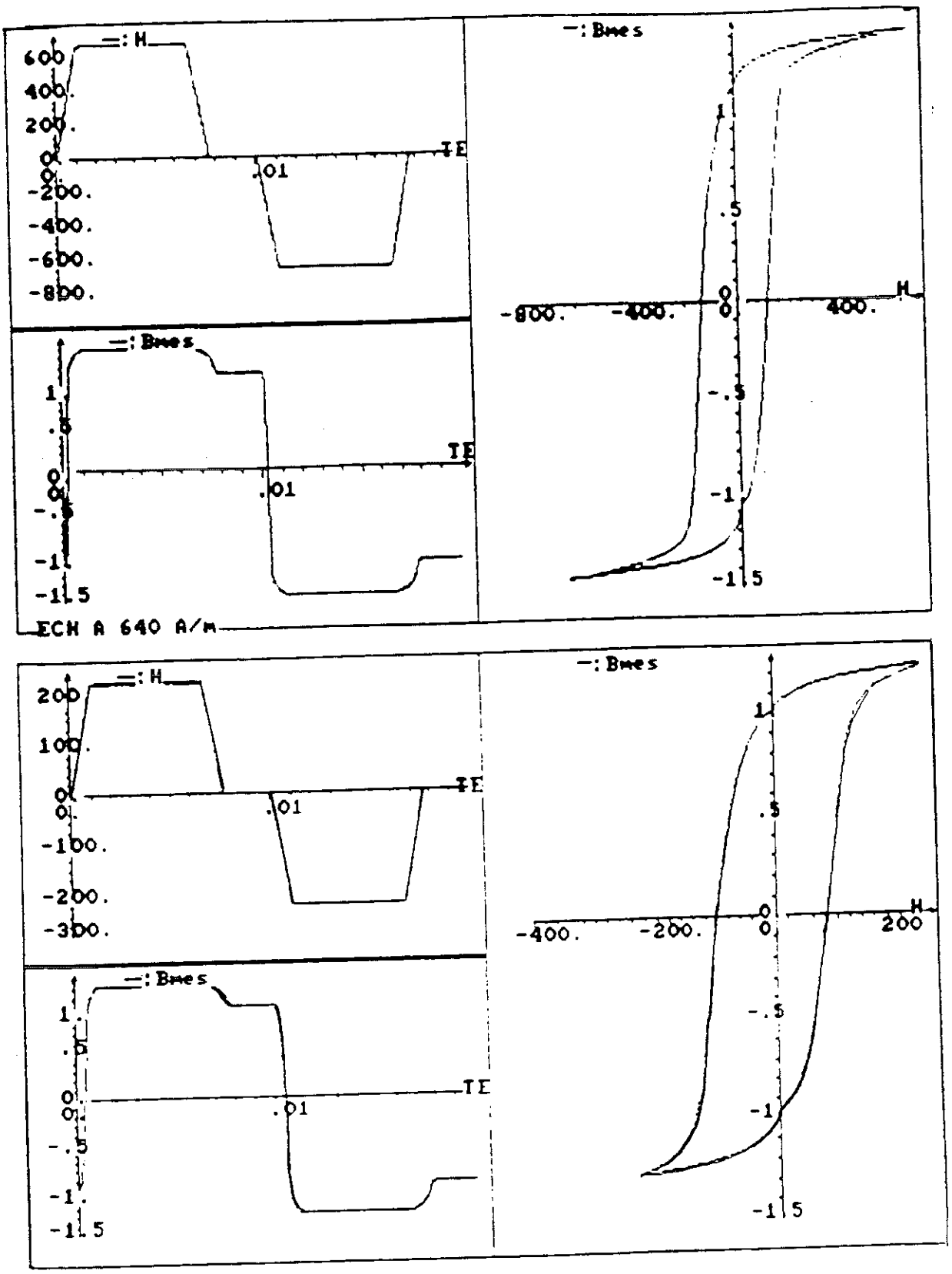


Figure V.8. : Formes d'ondes pour l'échantillon A

f = 50 Hz, τ = 1 ms

$\widehat{H}$ = 240 et 640 A/m

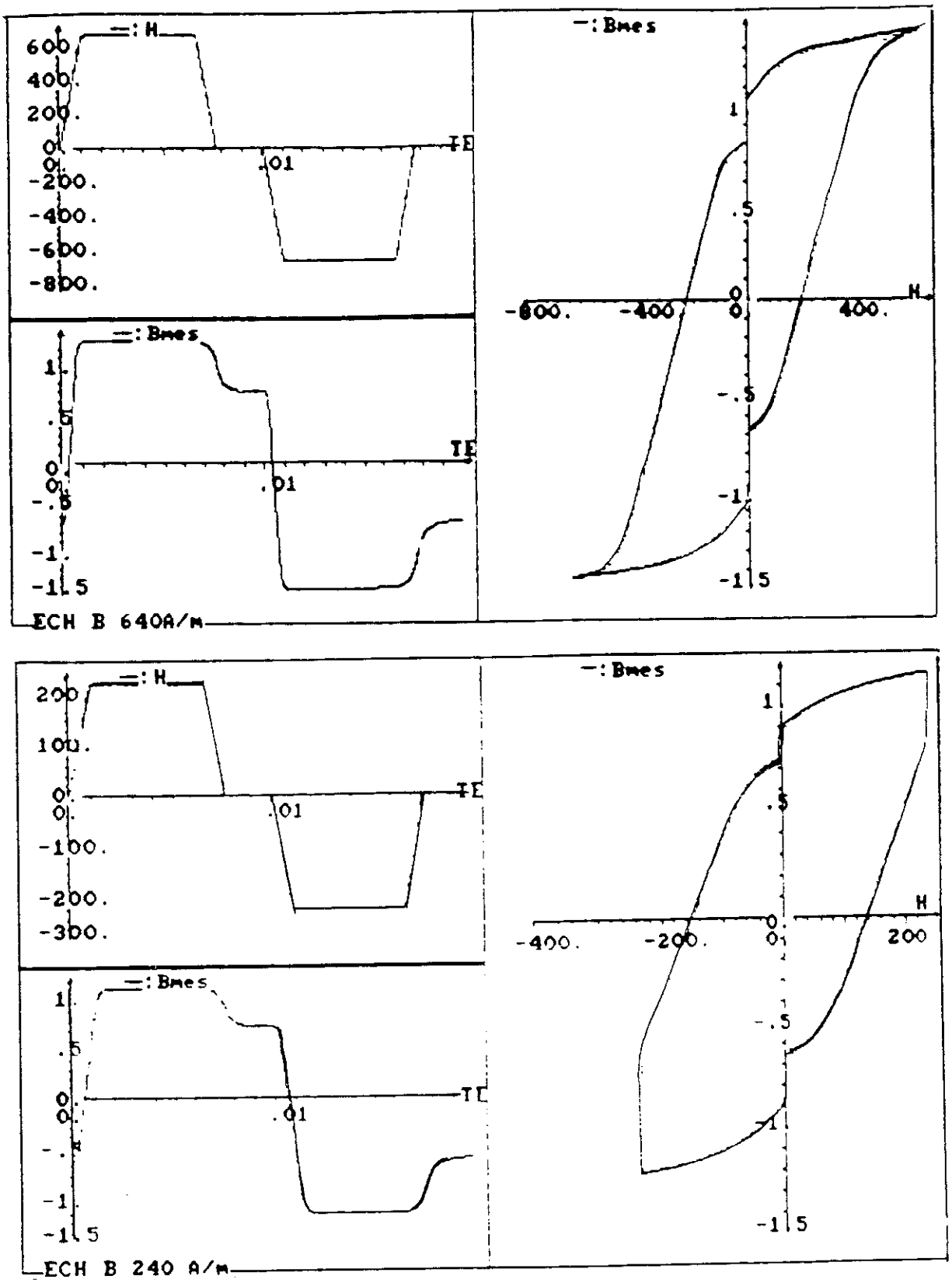


Figure V.9. : Formes d'ondes pour l'échantillon B

f = 50 Hz, τ = 1 ms

$\widehat{H}$ = 240 et 640 A/m

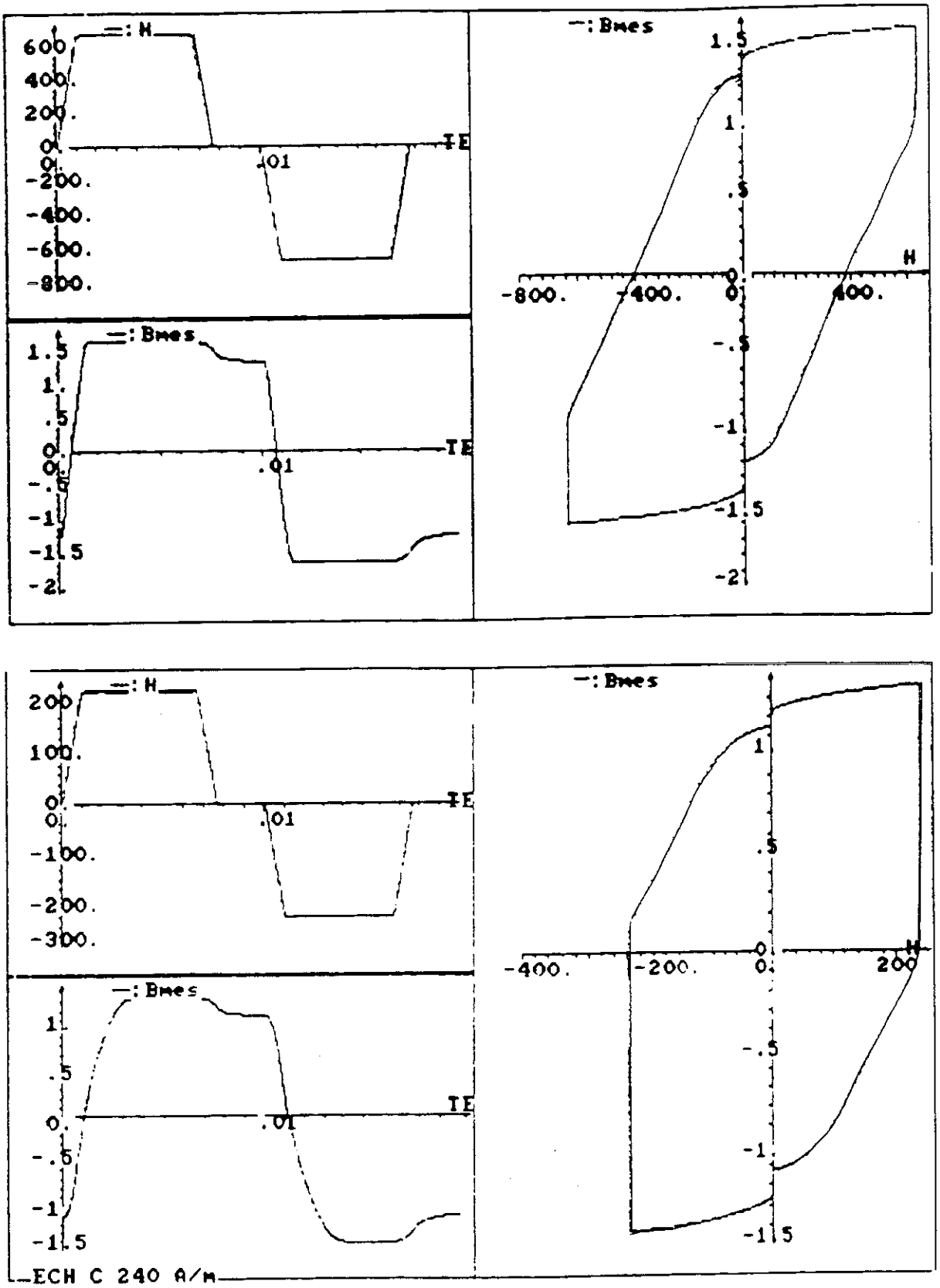


Figure V.10. : Formes d'ondes pour l'échantillon C

f = 50 Hz, τ = 1 ms

$\widehat{H}$ = 240 et 640 A/m

Les formes de cycle que nous avions schématisés au § IV.3. par anticipation, pour justifier notre méthode de correction apparaissent ici. Les variations ΔB et ΔB_r (fig. V.11.) sont parfois spectaculaires, et dépendent du matériau et du champ crête.

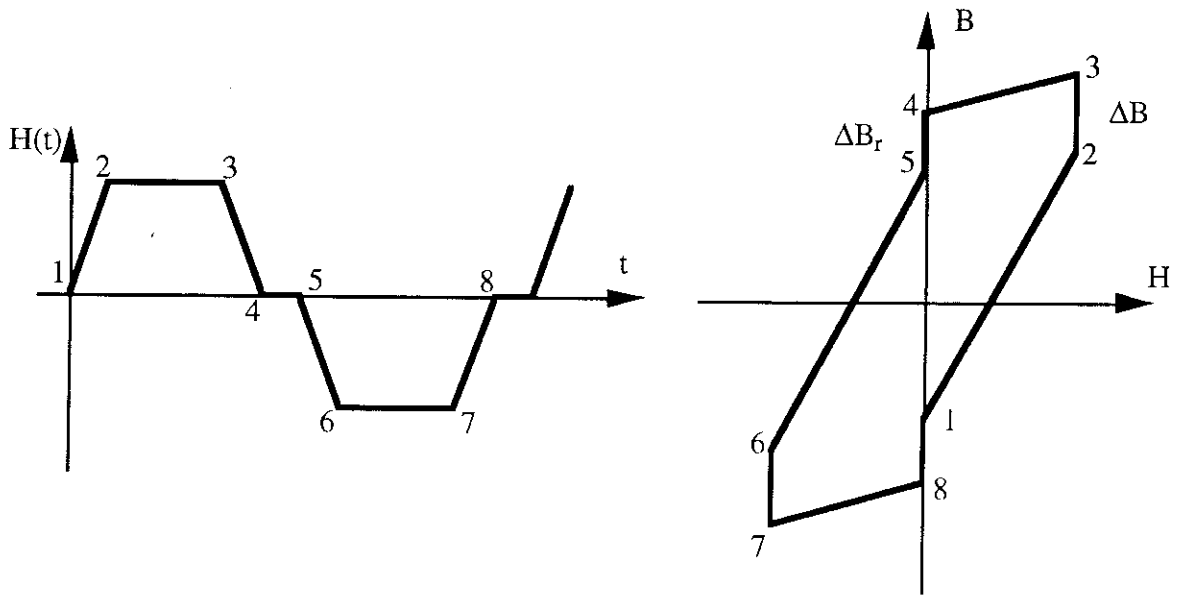


Figure V.11. : Modélisation du champ et du cycle avec indices de position

L'écart ΔB traduit la relaxation de l'aimantation en présence des courants induits c'est à dire le retard de B qui "court" derrière le champ appliqué. Ce phénomène apparaît sur chacun des paliers $H = \pm \widehat{H}$. Un phénomène analogue se produit à l'induction rémanente $+ B_r$ (ou $- B_r$) entraînant l'écart ΔB_r.

Pour l'échantillon A, la relaxation ΔB est insignifiante, et ΔB_r est très peu marquée. En effet, à cause de la faible épaisseur la diffusion est plus rapide, et la valeur de l'induction se stabilise rapidement. Les échantillons B et C sont sensibles aux écarts ΔB et ΔB_r. ΔB_r est sensiblement constant (0,2 T). Par contre ΔB varie entre B et C, mais surtout avec la valeur de $\widehat{H}$ (fig. V.9. et 10.).

V.2.5. Etude de la diffusion du champ magnétique dans une tôle homogène isotrope et linéaire (μ, σ)

Pour valider les formes d'ondes obtenues expérimentalement, nous avons cherché à résoudre l'équation de diffusion du champ dans une tôle, connaissant la formulation analytique du champ extérieur. Nous avons supposé le matériau homogène, isotrope et linéaire, caractérisé par sa perméabilité μ et sa conductivité σ.

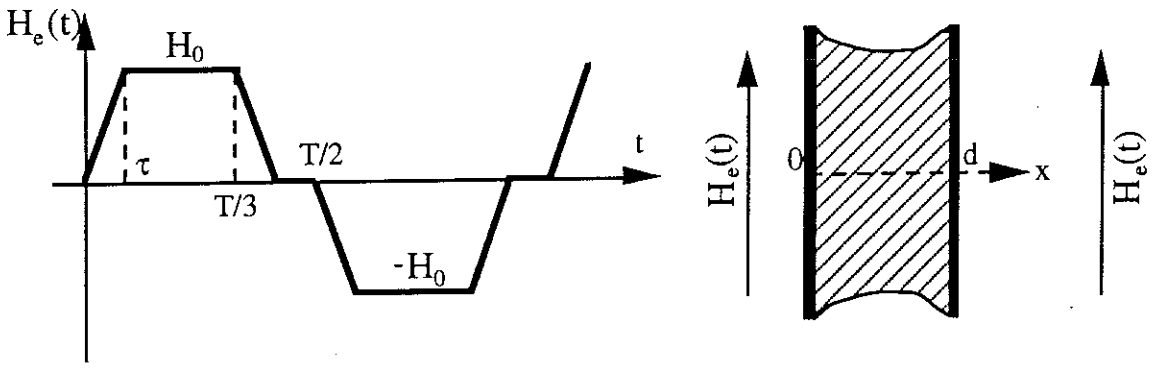


***Figure V.12.** : Champ extérieur et coupe de la tôle*

L'induction à la cote x, à l'instant t, notée B(x, t), sera solution de l'équation de diffusion :

$$\frac{\partial^2 B(x,t)}{\partial x^2} - \sigma\mu \frac{\partial B(x,t)}{\partial t} = 0 \qquad (5.2)$$

Les conditions limites sont : $B(o,t) = B(d,t) = \mu H_e(t)$ (5.3)

L'induction mesurée expérimentalement est la moyenne spatiale $\overline{B}(t)$, sur toute l'épaisseur d de la tôle, de l'induction B(x, t). Elle s'exprime par :

$$\overline{B}(t) = \frac{1}{d}\int_o^d B(x,t)\, dx \qquad (5.4)$$

La résolution de l'équation (Annexe 3) conduit sur l'intervalle [0 ; T/2] à la formulation analytique suivante :

$$[0\,;\tau] \qquad \overline{B}(t) = \mu H_e(t) - \frac{\pi^2}{12}\mu H_o \frac{\tau_o}{\tau} + \frac{8}{\pi^2}\mu H_o \frac{\tau_o}{\tau} \sum_{n\ impair} \frac{e^{-n^2 t/\tau_o}}{n^4}(1 + A_{no})$$

$$\left[\tau\,;\frac{T}{3}\right] \qquad \overline{B}(t) = \mu H_e(t) + \frac{8}{\pi^2}\mu H_o \frac{\tau_o}{\tau} \sum \frac{e^{-n^2 t/\tau_o}}{n^4}\left(1 - e^{\,n^2\tau/\tau_o} + A_{no}\right)$$

$$\left[\frac{T}{3}\,;\frac{T}{3}+\tau\right] \quad \overline{B}(t) = \mu H_e(t) + \frac{\pi^2}{12}\mu H_o \frac{\tau_o}{\tau} + \frac{8}{\pi^2}\mu H_o \frac{\tau_o}{\tau} \sum \frac{e^{-n^2 t/\tau_o}}{n^4}\left(1 - e^{\,n^2\tau/\tau_o} - e^{\,n^2 T/3\tau_o} + A_{no}\right)$$

$$\left[\frac{T}{3}+\tau\,;\frac{T}{2}\right] \quad \overline{B}(t) = \frac{8}{\pi^2}\mu H_o \frac{\tau_o}{\tau} \sum \frac{e^{-n^2 t/\tau_o}}{n^4}\left(\left(1 - e^{\,n^2\tau/\tau_o}\right)\left(1 - e^{\,n^2 T/3\tau_o}\right) + A_{no}\right)$$

$$\text{Avec} \quad A_{no} = \left(\frac{1 - e^{n^2 \tau/\tau_o}}{1 - e^{-n^2 T/\tau_o}} \right) \left(e^{-n^2 T/\tau_o} - e^{-n^2 2T/3\tau_o} - e^{-n^2 T/2\tau_o} + e^{-n^2 T/6\tau_o} \right)$$

$$\text{et} \quad \boxed{\tau_o = \frac{\sigma \mu d^2}{\pi^2}} \qquad (5.5)$$

On voit ici l'importance du temps caractéristique de relaxation τ_o dont la valeur doit être comparée aux temps caractéristiques de l'onde, à savoir le temps de montée τ et la durée du palier pour apprécier les effets de la diffusion.

Nous avons alors programmé cette fonction analytique définie par intervalles. Ainsi nous pouvons tracer $H_e(t)$, $\overline{B}(t)$ et le cycle correspondant, qui est le cycle imposé par les courants induits (fig. V.13.). Le calcul de τ_o dépendant du choix de μ (5.5), nous avons réalisé les tracés pour 3 valeurs de τ_o ($\tau_o = \tau/10, \tau, 5\tau$).

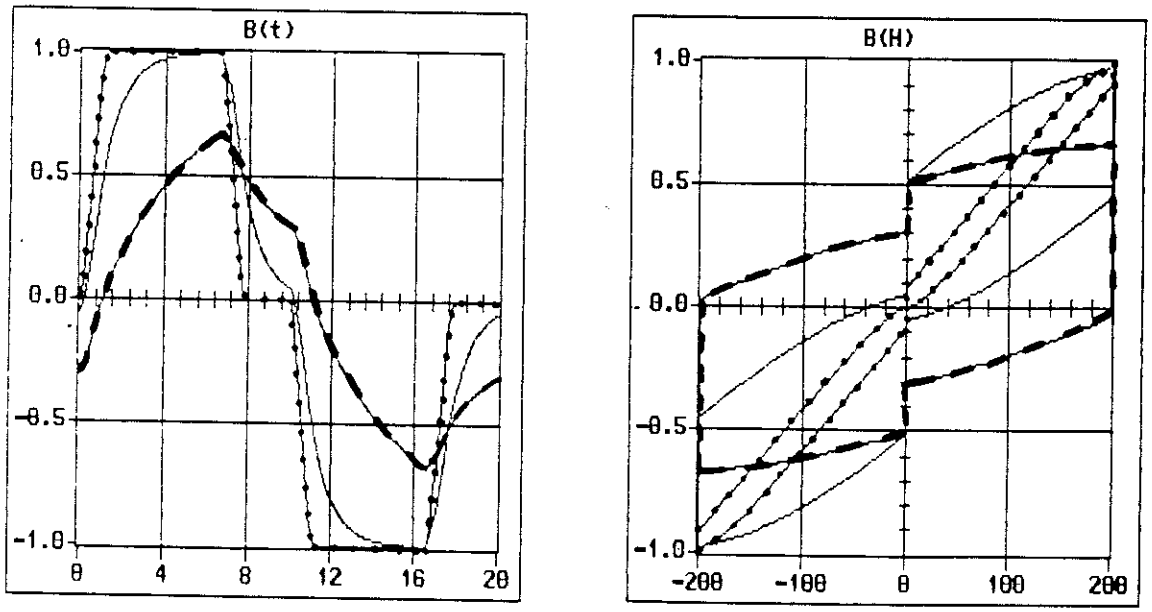


Figure V.13. : Induction et cycle des courants induits calculés pour un champ extérieur trapézoïdal

(f = 50Hz, τ = 1 ms, ⟿ τ_o = 0,1 ms, — τ_o = 1 ms, ---- τ_o = 5 ms)

Pour enfin obtenir l'image du cycle réel, il faut prendre en compte la non linéarité de B(H) et l'hystérésis. On peut superposer le cycle d'hystérésis quasistatique, tracé à basse fréquence, au cycle des courants induits. Cette procédure qui n'est pas exacte à cause des non linéarités, permet toutefois d'obtenir une image plus au moins réaliste (fig. V.14.).

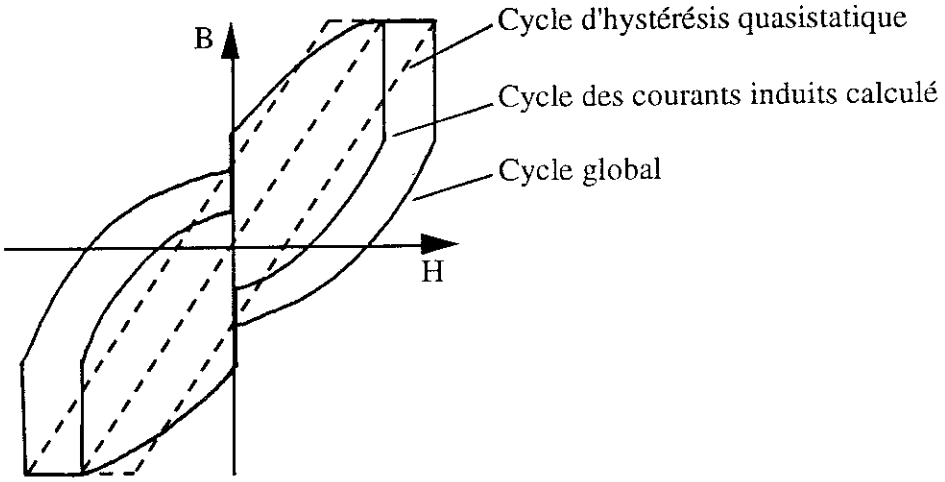


Figure V.14. : Construction du cycle global

La ressemblance avec les cycles mesurés est frappante, et les écarts ΔB et ΔB_r sont ici bien présents. On peut également penser qu'un τ_0 proche de τ (fig. V.13.), donne la meilleure ressemblance avec les cycles observés dans le précédent paragraphe.

Cette remarque nous amène à réfléchir sur la valeur de μ à considérer, τ_0 étant relié à μ par la formule (5.5). La valeur $\tau_0 = 10^{-3}$ s correspond dans le cas de l'échantillon C par exemple à $\mu = \frac{\pi^2 \tau_0}{\sigma d^2}$

$= \frac{10^{-2}.\ 17.\ 10^{-8}}{25.\ 10^{-8}} = 7.10^{-3}$, soit $\mu_r = 5400$ environ.

C'est une valeur tout à fait comparable à celle qu'on peut déduire de la pente du cycle quasi-statique. C'est cette valeur qui a donné le meilleur compromis sur les trois matériaux pour approcher τ par la formule (5.5).

V.3. Etude avec superposition de hachage

Nous allons superposer au champ trapézoïdal le hachage électronique. Son effet sur les pertes peut être visualisé ci-dessous sur la figure V.15., où nous voyons un champ haché et le cycle d'hystérésis qu'il engendre. Les pertes étant proportionnelles à l'aires du cycle, on peut penser que les déformations visibles ci-dessus traduisent un niveau de pertes augmenté de façon conséquente. Cependant, en dépassant l'effet spectaculaire observé, des expériences préliminaires nous ont montré que l'augmentation des pertes était étroitement liée à la nature du matériau, à la fréquence de hachage, à son amplitude, et que de façon relative, les pics avaient une contribution différente selon l'endroit du signal où ils étaient installés. Ainsi, nous allons observer l'influence de la localisation du hachage, de sa fréquence et de son amplitude sur les trois matériaux A, B et C. La fréquence fondamentale a été fixée à 50 Hz, le champ crête à 640 A/m, pour une valeur de τ fixe égale à 1 ms.

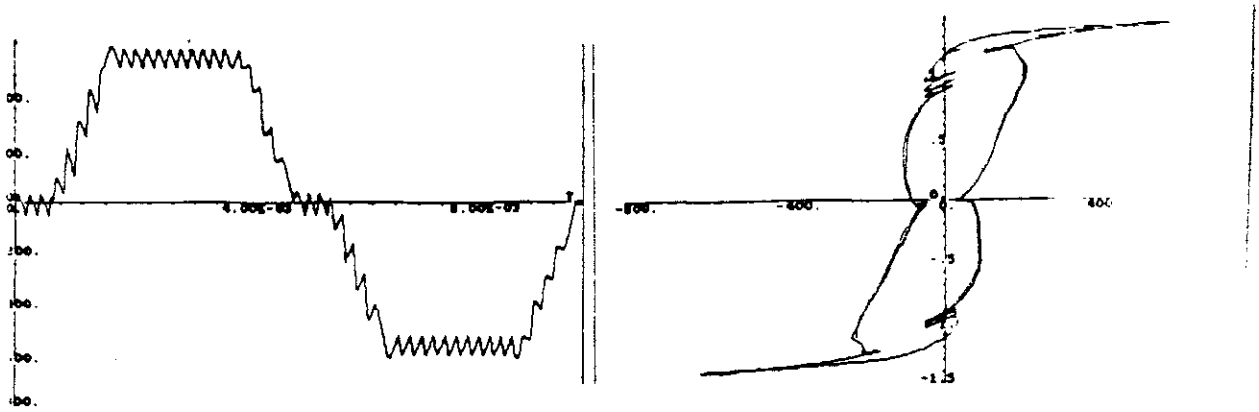


Figure V.15. : Champ et cycle d'hystérésis à 50 Hz. Echantillon A.

V.3.1. Synthèse des mesures

Dans le tableau de la figure V.17., on rappelle les valeurs des pertes sous H trapézoïdal lisse, sous B sinusoïdale à la même valeur d'induction. On présente les mesures de pertes avec superposition de hachage à 5 kHz d'une part sur les paliers H = 0, et d'autre part sur les fronts $H = 0 \rightarrow \pm \hat{H}$
La mesure avec hachage sur toute la période est également citée.
Le hachage sur les fronts $H = \pm \hat{H} \rightarrow 0$ et sur les paliers $\pm \hat{H}$ n'ayant pas donné de variations substantielles sur les pertes, nous ne discuterons pas ce cas de figure. Cependant, on pouvait prévoir ce phénomène. En effet, un pic de hachage se matérialisera sur le cycle d'hystérésis par un cycle mineur, représenté par une petite boucle (fig. V.16.), caractérisant l'accroissement des pertes volumiques correspondantes. Or, on constate que la surface de cette boucle est toujours beaucoup plus réduite au voisinage de la saturation qu'au milieu du cycle d'hystérésis. Il est donc normal qu'il n'y ait pas de pertes supplémentaires importantes dûes au hachage pour $H(t) = \pm\hat{H}$

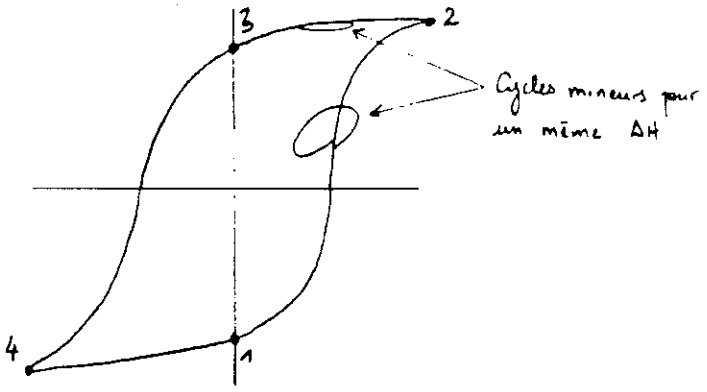


Figure V.16. : Cycles mineurs dûs à des pics élémentaires de hachage

Les trajets 1-2 et 3-4 correspondant aux transitions $0 \rightarrow \pm \widehat{H}$
Les points 1 et 3 correspondent aux paliers $H = 0$
Les trajets 2-3 et 4-1 correspondent aux transitions $\pm \widehat{H} \rightarrow 0$
Les points 2 et 4 correspondent aux paliers $\rightarrow \widehat{H}$

On comprend que dans ces deux derniers cas la surface des cycles mineurs soit négligeable.

Les mesures qui sont présentées ci-dessous ont été réalisées avec le déclenchement sur horloge externe, et n'ont donc pas eu à subir une correction, qui aurait été difficile à évaluer à cause de la forme hachée des signaux (voir § IV.3.).
Pour toutes celles ci l'amplitude de hachage est fixe, et vaut 80 A/m.

	ECH A	ECH B	ECH C
B sinusoïdale f= 50 Hz	1,42 T 2,60 W/kg	1,41 T 2,78 W/kg	1,57 T 5,30 W/kg
H(t) : Trapèze lisse $\widehat{H}$ = 640 A/m τ = 1 ms f = 50 Hz	4,00 W/kg	6,83 W/kg	14,5 W/kg
H(t) : Trapèze $\widehat{H}$ = 640 A/m Hachage sur H = 0 ΔH = 80 A/m f_{hach} = 5 kHz	10,2 W/kg	8,57 W/kg	14,9 W/kg
Hachage à 5 kHz sur fronts $H = 0 \rightarrow + \widehat{H}$ $H = 0 \rightarrow - \widehat{H}$ ΔH = 80 A/m	4,94 W/kg	7,27 W/kg	14,5 W/kg
H(t) : Trapèze avec hachage complet à 5 kHz	11,2 W/kg	9,0 W/kg	15,0 W/kg

***Figure V.17.** : Synthèse des mesures avec hachage (f= 5 kHz)*

V.3.2. Influence de la localisation du hachage

a) Paliers H = 0

Pour un hachage à 5 kHz d'amplitude ± 80 A/m sur les paliers H = 0, les échantillons se comportent singulièrement. Les cycles d'hystérésis correspondants le montrent (figure V.20.) ainsi que les calculs d'écarts absolu et relatif à la mesure avec signal lisse (figure V.18.).

ECH	ΔW(W/kg)	ΔW/W (%)
A	6,2	155 %
B	1,7	25 %
C	0,4	3 %

***Figure V.18.** : Variation des pertes par rapport au signal lisse pour un hachage sur les paliers $H = 0$ - $f_{hach} = 5\ kHz$*

b) Fronts $0 \rightarrow \pm \hat{H}$

On arrive à la même conclusion pour un hachage identique installé sur les fronts $0 \rightarrow \pm \hat{H}$, en visualisant les cycles de la figure V.I9. et le tableau ci-dessous :

ECH	ΔW(W/kg)	ΔW/W (%)
A	0,94	23 %
B	0,44	6 %
C	0,07	0,5 %

***Figure V.19.** : Variation des pertes par rapport au signal lisse pour un hachage sur les fronts $0 \rightarrow \pm \hat{H}$ - $f_{hach} = 5\ kHz$*

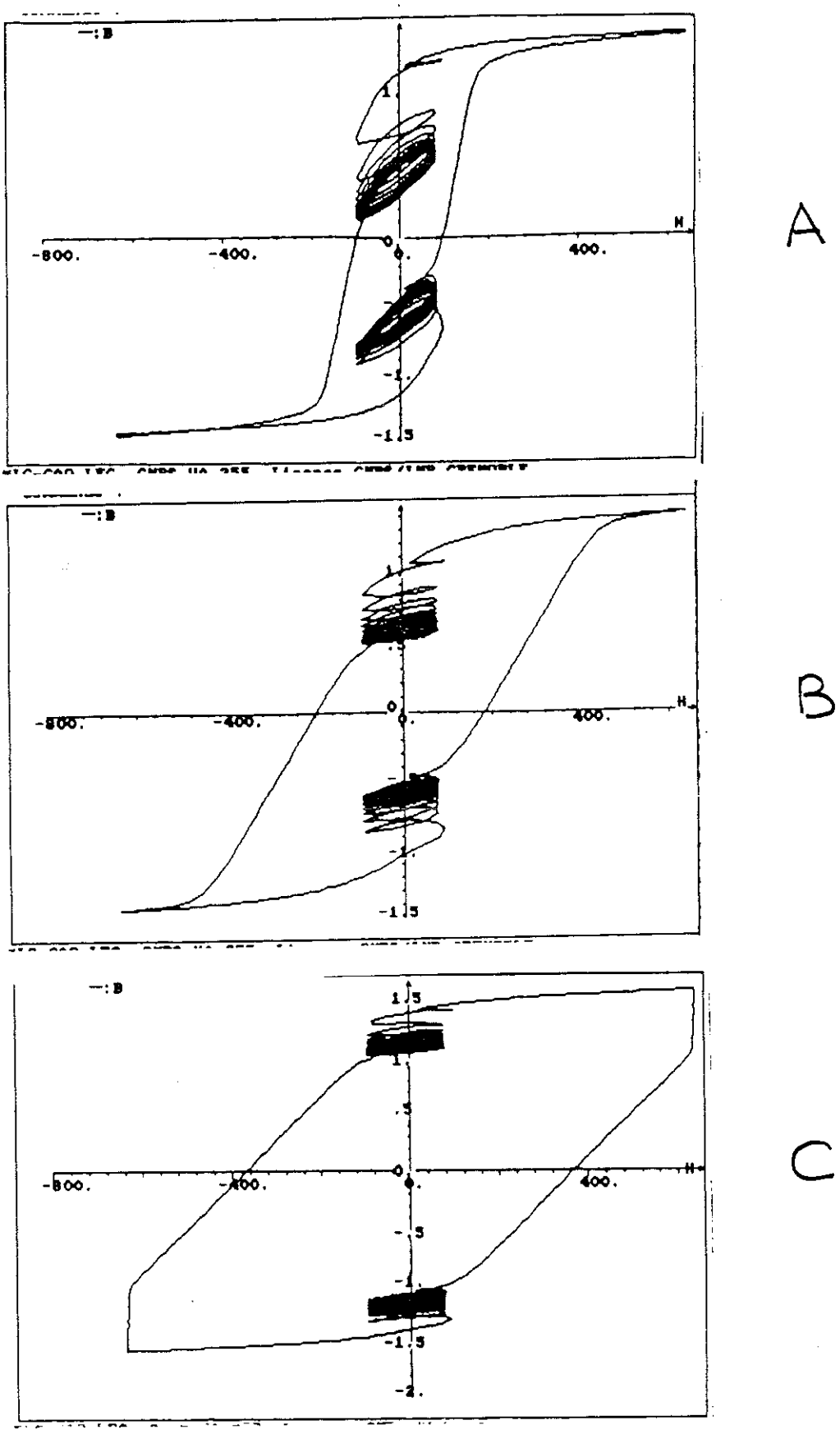


Figure V.20. *: Cycles d'hystérésis avec hachage sur H = 0 pour les 3 échantillons*
($\widehat{H}$ = 640 A/m, f_{hach} = 5 kHz)

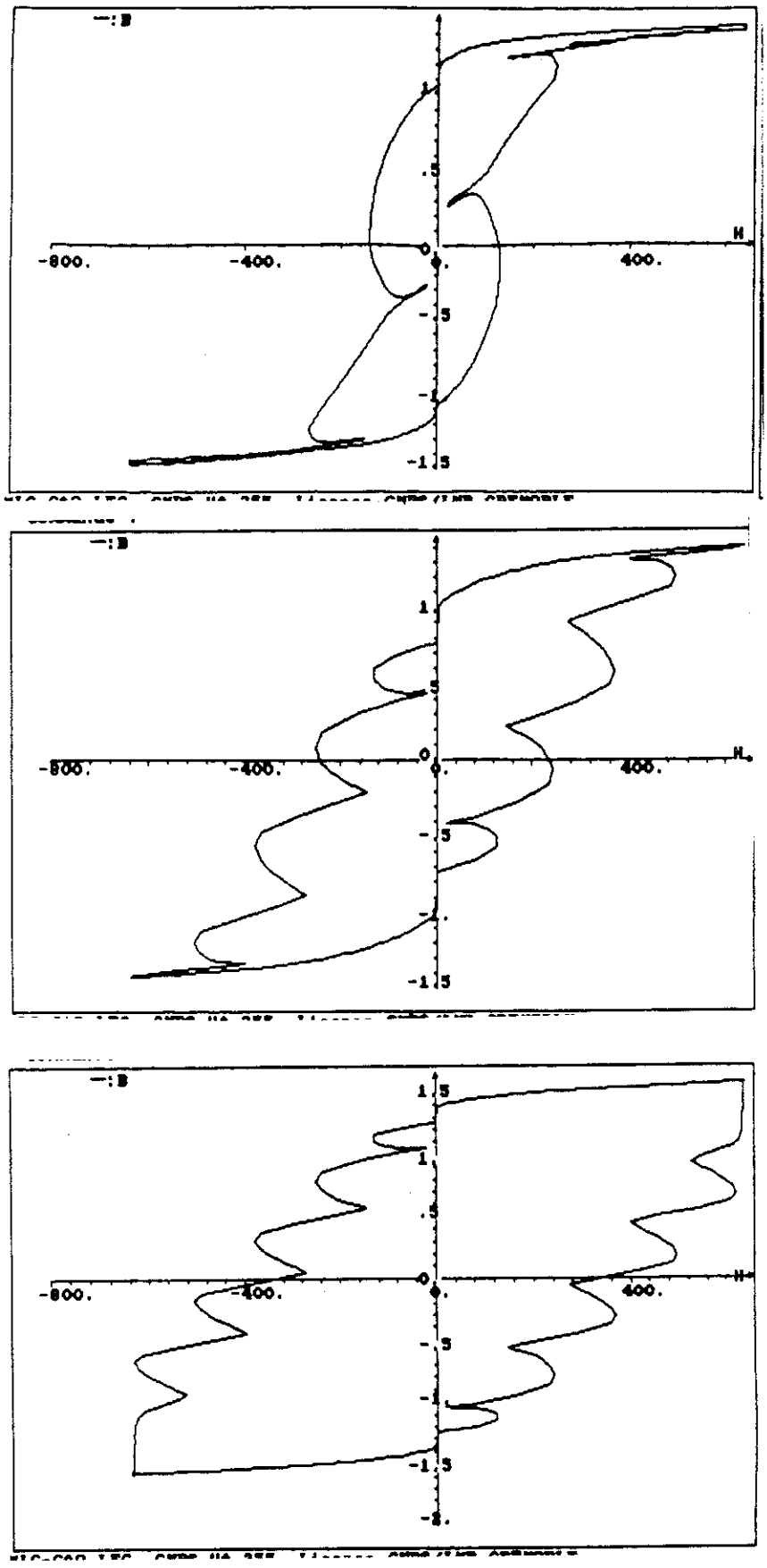


***Figure V.21.** : Cycles d'hystérésis avec hachage sur fronts 0 → $\hat{H}$ pour les 3 échantillons ($\hat{H}$ = 640 A/m, f_{hach} = 5 kHz)*

Enfin sur la fig. V.17, on peut vérifier un phénomène attendu. Il y a superposition des hachages localisés à l'augmentation des pertes constatées sur les mesures avec hachage complet. En effet pour l'échantillon A, les deux types de hachage apportent 6,2 et 0,94 W/kg de pertes supplémentaires par rapport au signal lisse, soit en superposant 7,14 W/kg. Les mesures avec hachage complet ont donné 7,17 W/kg.

V.3.3. Influence de la fréquence de hachage

Les mesures précédentes ont été refaites en augmentant la fréquence de hachage à 12,5 kHz. les autres paramètres restent les mêmes.

	ECH A	ECH B	ECH C
B sinusoïdale f= 50 Hz	1,42 T 2,60 W/kg	1,41 T 2,78 W/kg	1,57 T 5,30 W/kg
H(t) : Trapèze lisse $\widehat{H}$ = 640 A/m τ = 1 ms f = 50 Hz	4,00 W/kg	6,83 W/kg	14,5 W/kg
H(t) : Trapèze $\widehat{H}$ = 640 A/m Hachage sur H = 0 ΔH = 80 A/m f_{hach} = 12,5 kHz	12,5 W/kg	8,72 W/kg	15,2 W/kg
Hachage à 12,5 kHz sur fronts H = 0→ + $\widehat{H}$ H = 0→ - $\widehat{H}$ ΔH = 80 A/m	5,33 W/kg	7,35 W/kg	14,7 W/kg
H(t) : Trapèze avec hachage complet à 12,5 kHz	13,9 W/kg	9,3 W/kg	15,5 W/kg

***Figure V.22.** : Synthèse des mesures avec hachage (f= 12,5 kHz)*

a) Paliers H = 0

ECH	ΔW(W/kg)	ΔW/W (%)
A	8,5	210 %
B	1,9	28 %
C	0,7	5 %

Figure V.23. *: Variations des pertes par rapport au signal lisse pour un hachage sur les paliers* $H = 0$ *-* $f_{hach} = 12{,}5$ *kHz*

Les cycles d'hystérésis sont sur la figure V.25.

b) Fronts $0 \rightarrow \pm \hat{H}$

ECH	ΔW(W/kg)	ΔW/W (%)
A	1,33	33 %
B	0,52	8 %
C	0,2	1,4 %

Figure V.24. *: Variation des pertes par rapport au signal lisse pour un hachage sur les fronts* $0 \rightarrow \pm \hat{H}$ *-* $f_{hach} = 12{,}5$ *kHz-*

Les cycles d'hystérésis sont sur la figure V.26.

La remarque du paragraphe V.3.2 sur la superposition des contributions locales reste valable.

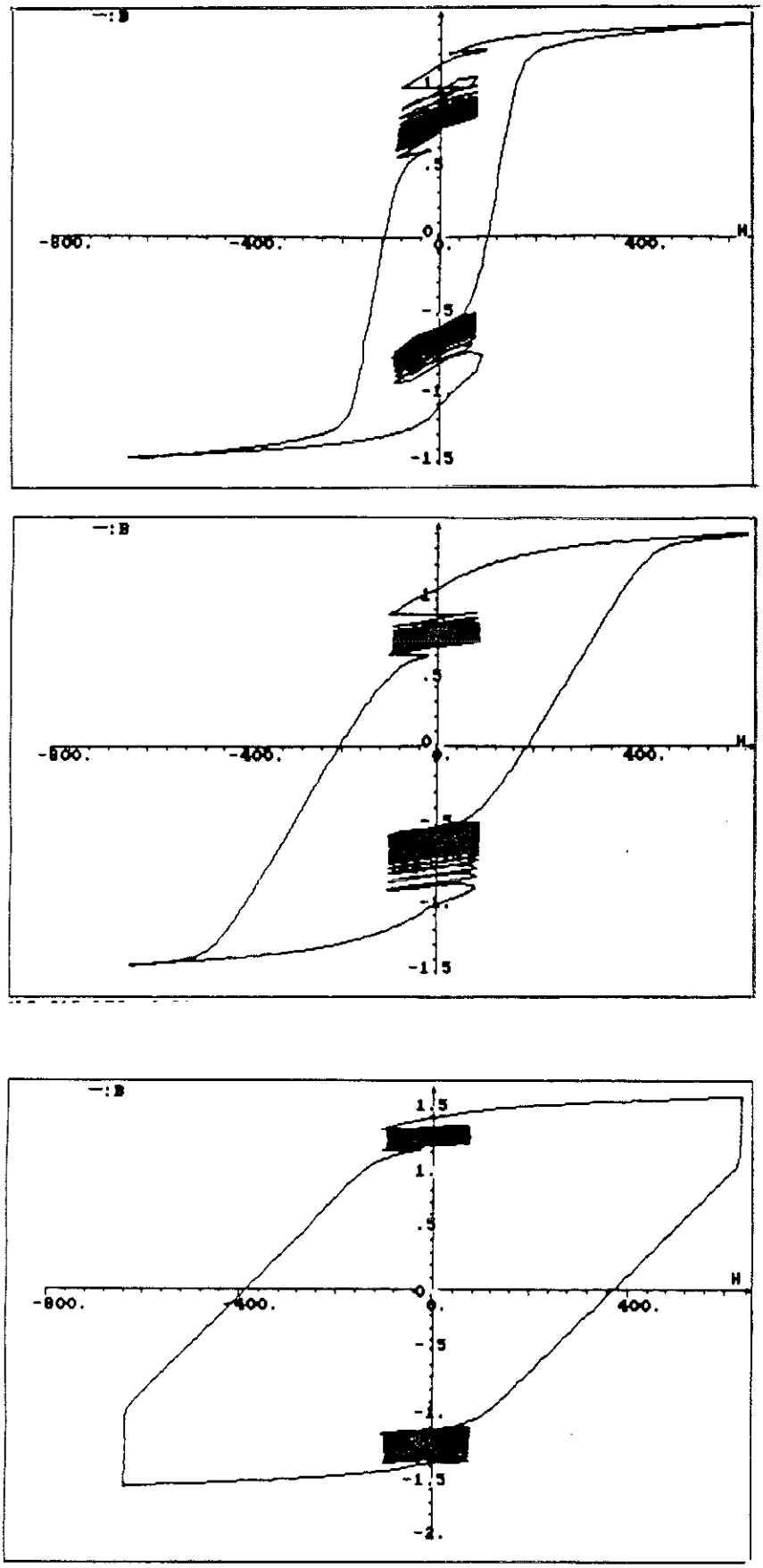


Figure V.25. *. : Cycles d'hystérésis avec hachage sur paliers H = 0 pour les 3 échantillons ($\widehat{H}$ = 640 A/m, f_{hach} = 12,5 kHz)*

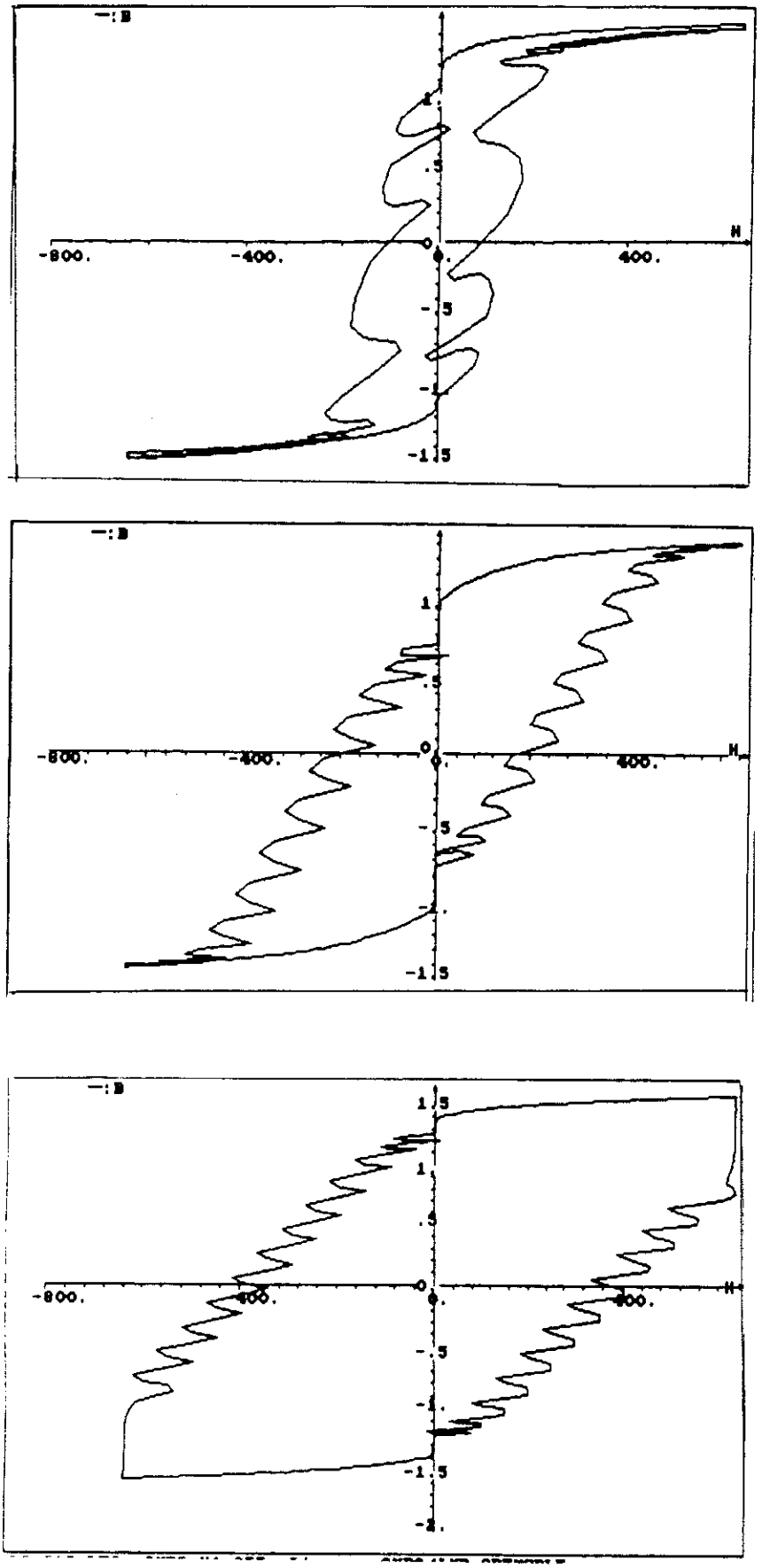


***Figure V.26.** : Cycles d'hystérésis avec hachage sur fronts $0 \rightarrow \hat{H}$ pour les 3 échantillons ($\hat{H}$ = 640 A/m, f_{hach} = 12,5 kHz)*

V.3.4. Discussion des résultats

Les quatre tableaux V.18., V.19., V.23. et V.24. peuvent être résumés par celui qui figure ci-dessous pour servir de support synoptique à nos discussions.

Paliers H=0

f_{hach}	5 kHz		12,5 kHz		Variation relative des pertes entre 5 et 12,5 kHz
ECH	ΔW(W/kg) avec H lisse	ΔW/W	ΔW(W/kg) avec H lisse	ΔW/W	
A	6,2	+ 155 %	8,5	+ 210 %	22 %
B	1,7	+ 25 %	1,9	+ 28 %	1,8 %
C	0,4	+ 3 %	0,7	+ 5 %	2 %

Fronts $0 \rightarrow \pm \hat{H}$

A	0,94	+ 23 %	1,33	+ 33 %	8 %
B	0,44	+ 6 %	0,52	+ 8 %	1 %
C	0,07	+ 0,5 %	0,2	+ 1,4 %	1,4 %

***Figure V.27.** : Synthèse des évolutions de pertes avec comme référence le signal trapézoïdal lisse*

Toutes les mesures présentées ici confirment un résultat bien connu : le découpage des alimentations électroniques augmente la valeur des pertes mesurée sous signal lisse. Nous pouvons développer cette observation en dégageant plusieurs résultats marquants.

D'abord la localisation du hachage a un effet sur l'accroissement des pertes. Ainsi on a observé sur les trois échantillons et pour les deux fréquences, que la variation absolue des pertes pour un hachage sur les paliers H = 0 était plus forte que s'il agissait sur les fronts $0 \rightarrow \pm \hat{H}$. Certes, la durée Δt_0 des paliers H = 0 est plus grande que Δt_{f+}, celle des fronts $0 \rightarrow \pm \hat{H}$. (égale à 4 τ sur une période). Le rapport entre les deux à 50 Hz est environ égal à 2,4.On pourrait alors comparer les variations en prenant en compte la contribution d'un même nombre de pics de hachage, en divisant ΔW sur le palier

nul par le coefficient 2,4. Malgré cela, la conclusion initiale resterait identique. Quant aux pertes dues au hachage sur les paliers $\pm \hat{H}$.et les fronts$\pm$ $\hat{H} \rightarrow 0$, on se contentera dans cette étude de les considérer comme négligeables devant les deux autres cas, comme nous l'avons expliqué au § V.3.1.

L'autre point marquant de cette étude est le constat sur la figure V.17 que si l'échantillon A possède à une induction donnée (1,41 T) le plus faible niveau de pertes en B sinusoïdale, et sous H trapézoïdal lisse, c'est aussi ce même échantillon qui va subir les plus fortes dégradations quand on superposera le hachage (+ 155 % de pertes pour un découpage à 5 kHz sur H = 0). Le calcul des épaisseurs de peau du matériau quand la fréquence est égale à celle de hachage justifie ce résultat. En effet, on peut admettre que localement le découpage électronique génère une nouvelle épaisseur de peau, calculée avec $W = 2 \pi f_{hach}$. Pour le palier H = 0, nous pendrons comme valeur de μ la pente du cycle au point de rémanence. On peut ainsi dresser le tableau suivant :

	ECH. A	ECH. B	ECH. C
μ_r	1250	900	400
μ	1/600	1/900	1/2000
δ à 5 kHz (mm)	0,14	0,17	0,16
δ à 12,5 kHz (mm)	0,09	0,11	0,10

***Figure V.28.** : Epaisseurs de peau sous les fréquences de hachage*

Encore une fois, il s'avère que seul l'échantillon A (e = 0,15 mm) reste adapté à son épaisseur de peau, alors que B et C (e = 0,50 mm) sont trop épais. Ce qui entraîne que la pénétration du flux dans A est très bonne, et que sa contribution aux phénomènes de pertes est presque totale. Cela explique les fortes variations relatives entre les mesures sur signal lisse, et haché (5 et 12,5 kHz).
Ainsi, on retiendra que l'épaisseur de l'échantillon A, bien adaptée à son épaisseur de peau lui confère les propriétés suivantes :

- Niveau de pertes minimal sous excitation "classique".
- Réaction totale du matériau lorsque l'excitation est perturbée, entraînant de fortes variations relatives des pertes.

Le troisième point marquant dans ces expériences est la reptation des cycles d'hystérésis observée sur les paliers H = 0. Lorsqu'on applique du hachage, le matériau est soumis localement à un champ triangulaire alternatif autour de H = 0, ce qui génère un phénomène de désaimantation qui s'ajoute au phénomène de relaxation et un déplacement du point de rémanence sur l'axe H = 0. Les cycles mineurs (boucles) ne se superposent pas, et sont inclinés à cause de la reptation (figure V.29.).

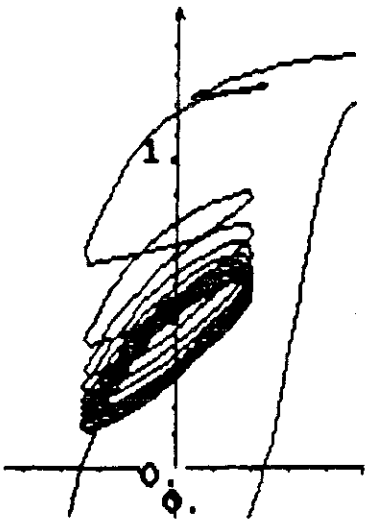


***Figure V.29.** : Reptation des cycles mineurs autour de H = 0 pour l'échantillon A*

Enfin pour terminer cette discussion, nous abordons ici le problème de l'amplitude de hachage. Ce sujet n'a pas été traité en profondeur, mais nous pouvons commenter qualitativement des mesures préliminaires effectuées à 40 et 120 A/m qui ne sont pas reportées ici.

Il y apparaît que l'accroissement des pics de hachage augmente considérablement la valeur des pertes mesurées. Nous avons également pressenti que c'est davantage le rapport entre l'amplitude du hachage et le champ coercitif du matériau qui détermine l'augmentation relative des pertes. En effet, cette variation relative par rapport au signal non haché s'est montrée sensiblement constante pour les trois matériaux, pour un rapport $\Delta H/H_c$ identique. Des mesures complémentaires restent à faire pour confirmer quantitativement ces premières observations.

Cependant, ces constatations restent sans signification vis à vis des convertisseurs industriels et c'est en partie pour cela que nous n'avons pas beaucoup développé ce point: pour un convertisseur donné, l'amplitude du hachage est inversement proportionnelle à sa fréquence. Pour une tension de commutation et une inductance de lissage données (voir § III.5.2.), augmenter la fréquence de découpage diminuera l'amplitude de hachage, et améliorera le lissage du courant de convertisseur. L'aspect néfaste souligné précédemment sera alors atténué. Ainsi, lorsque nous faisons passer f_{hach} de 5 à 12,5 kHz, dans l'étude d'influence de la fréquence, nous devrions, pour restituer la réalité du contexte industriel, diminuer ΔH (fixé à $\pm$ 80 A/m) d'un rapport 2,5. L'augmentation générale des pertes constatée serait alors atténuée, et probablement nous pourrions constater dans certains cas une

diminution des pertes en passant de 5 à 12,5 kHz. Ce résultat serait cohérent avec l'observation suivante réalisée sur plate-forme d'essai de machines: dans des mêmes conditions de fonctionnement, le déclassement d'un moteur lié aux échauffements, est moins important quand le convertisseur statique d'alimentation possède une fréquence de découpage élevée.

En conclusion, les futures générations de machines à vitesse variable pour lesquelles la fréquence de découpage dépassera 10 kHz auront probablement des performances moins dégradées que le laisse craindre notre étude.

CHAPITRE VI

CONCLUSION GENERALE

CHAPITRE VI

CONCLUSION GENERALE

1° On a mis au point un bel instrument, encore perfectible en ce qui concerne la maîtrise des conditions d'excitation des échantillons. Avec ce banc de mesure, on peut connaître le comportement de n'importe quel type de tôle soumise à un champ H(t) comme celui qu'impose un commutateur de courant. On tient compte de tous les paramètres imposés :

- La fréquence du courant.
- L'amplitude.
- La forme trapézoïdale, avec des temps de montée de l'ordre de 1 ms.
- La fréquence de hachage.
- L'amplitude de hachage.

La mesure permet de connaître simultanément l'induction B(t) qui résulte de cette excitation, les pertes correspondantes, le cycle d'hystérésis...

2° Dans un deuxième temps notre étude a porté sur trois types d'échantillons :

- Deux tôles fer silicium de compositions voisines mais d'épaisseurs distinctes, une très mince (0,15 mm) et une normale (0,50 mm) avec des résistivités importantes.
- Une tôle contenant peu d'éléments d'addition, et par conséquent de faible résistivité, d'une épaisseur de 0,50 mm également.

3° Nous confirmons que dans tous les cas de figure étudiés les pertes des tôles soumises à une excitation du type de celle générée par un commutateur de courant sont augmentées dans des proportions considérables par rapport aux pertes mesurées en régime sinusoïdal à la même fréquence et la même induction crête. Les pertes spécifiques obtenues sont couramment multipliées par un facteur 3 à 5, ce qui est évidemment très pénalisant.

4° En tirant profit de la souplesse du dispositif mis en place, on peut agir séparément sur tous les paramètres d'excitation, comprendre l'origine physique de ces pertes supplémentaires et améliorer les tôles pour satisfaire les objectifs prioritaires.

4.1 La première cause d'augmentation des pertes doit être attribuée à la forme trapézoïdale du champ moyen d'excitation. A ce stade apparaît un problème de pénétration du champ dans la tôle. Plus la tôle est épaisse et conductrice et plus l'accroissement des pertes est spectaculaire.

4.2 On a mis en évidence des effets de diffusion de B dans la tôle très importants pour les tôles d'épaisseur 0,50 mm, en raison des courants induits internes. Ces courants induits se traduisent par des cycles moyens tronqués qui n'ont jamais été signalés dans la littérature à notre connaissance.
L'influence de cette relaxation sur les performances du circuit magnétique n'est certainement pas négligeable et devra faire l'objet d'un examen plus approfondi.

4.3 Le hachage à une fréquence de 5 kHz augmente encore les pertes de façon substantielle mais c'est la tôle la plus mince qui paraît alors la plus sensible. Cette influence diffère selon sa place sur le cycle d'hystérésis, le hachage au voisinage de H = 0 étant le plus important.

4.4 Une augmentation de la fréquence de hachage, qui entraînerait corrélativement une diminution de l'amplitude de hachage semble favorable à l'amélioration des performances.

En résumé le banc de mesure réalisé nous permet d'analyser le fonctionnement des tôles magnétiques dans des conditions qui sont celles mises en pratique dans un certain nombre de machines à vitesse variable.

Les travaux se poursuivent pour :

- Obtenir un panorama plus complet des différentes qualités de tôles soumises à toutes les conditions physiques inhérentes aux convertisseurs électroniques.
- Aboutir à une compréhension suffisamment claire et quantitative pour pouvoir optimiser l'ensemble convertisseur-circuit magnétique.

ANNEXES

ANNEXE 1

MESURE DU COURANT PAR CAPTEUR A COMPENSATION ELECTRONIQUE DE FLUX

Après avoir utilisé initialement une sonde de marque TEKTRONIX, nous nous sommes rendus compte qu'un simple capteur réalisé au laboratoire possédait des caractéristiques suffisantes pour les mesures à effectuer. Le type de senseur décrit ici est la solution la plus économique. Les petites dimensions lui permettent d'être monté directement sur un circuit imprimé. Mais ce que nous recherchions était avant tout de réaliser des mesures isolées.

Principe (Figure A.1.)

Dans un transformateur, le courant secondaire est l'image du courant primaire. Cette image est d'autant plus fidèle que le flux magnétique mis en jeu est maintenu constant, d'où l'idée de le maintenir à zéro.
Le circuit électronique, asservi à une sonde d'entrefer à effet Hall injecte au secondaire le courant compensateur approprié : équilibrage à zéro du flux résultant.
La mesure de ce courant secondaire donne une image précise du courant primaire quelle que soit la nature de celui-ci.

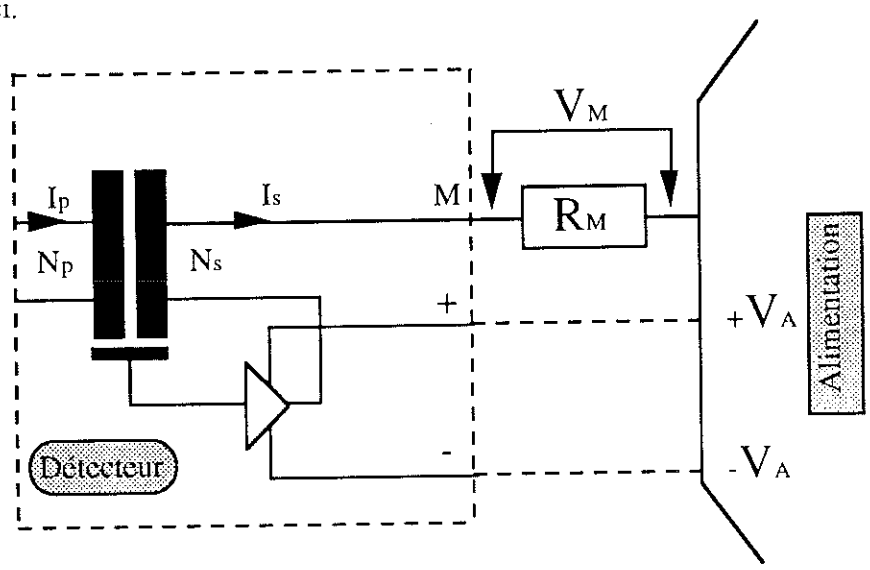


Figure A.1 : Schéma de principe du capteur

Caractéristiques

- Haut niveau d'isolation entre circuit primaire et circuit secondaire.
- Précision meilleure que 1 %.
- Linéarité meilleure que 0,1 %.
- Réponse rapide : $dI_p/dt > 50\ A/\mu_s$.
- Grande étendue de mesure.

ANNEXE 2

EFFETS DES IMPERFECTIONS DU CADRE EPSTEIN SUR LES MESURES DE PERTES AUX FREQUENCES MOYENNES

Une précédente étude réalisée au laboratoire [24] a montré que la mesure au cadre Epstein à des fréquences comprises entre 0,4 et 10 kHz entraînait des erreurs dues aux caractéristiques des enroulements primaires et secondaires.
Aux fréquences moyennes, le cadre peut être modélisé par le schéma de la figure A.2.

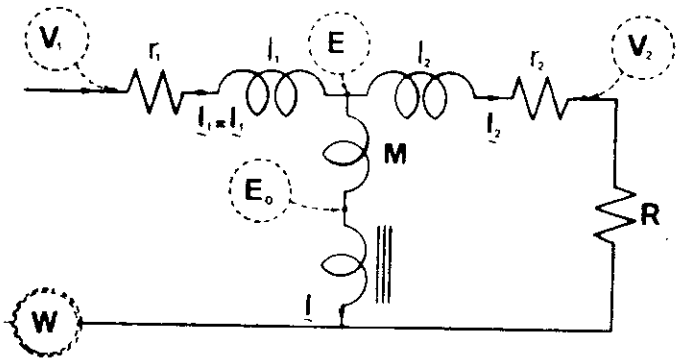


Figure A.2 : Modélisation du cadre Epstein.D'après [24].

Si aux basses fréquences, les enroulements ont des impédances de type (r, l) on prend ici en compte les capacités intrinsèques C_1 et C_2, et C_0 capacité entre enroulements. Pour des enroulements de 100 à 200 spires, nous avons $r_{1,2} < 1\ \Omega$ et $l_2 < 10\ \mu H$. La valeur de l_1 dépend de la méthode de construction. Quand un écran d'isolement est placé entre le primaire et le secondaire, C_0 est négligeable, mais C_1 et C_2 sont relativement importantes (1000 à 3000 pF). Sinon, C_1 est faible (10 pF), et C_0 vaut entre 1000 et 3000 pF.
Les erreurs sur W et S sont uniquement dues à la différence entre I_1 et I. L'étude à donné :

$$W + \Delta W = EI \cos\phi + \frac{E^2}{R} - l_1 C_1 \omega^2 EI \cos\phi + r_1 C_1 \omega EI \sin\phi$$

$$S + \Delta S = EI\left(1 - l_1 C_1 \omega^2\right) + \frac{E^2}{R}\cos\phi - (C_1 + C_2)\,\omega E^2 \sin\phi$$

Pour simuler ces considérations théoriques on a utilisé un cadre construit au laboratoire avec les caractéristiques suivantes :

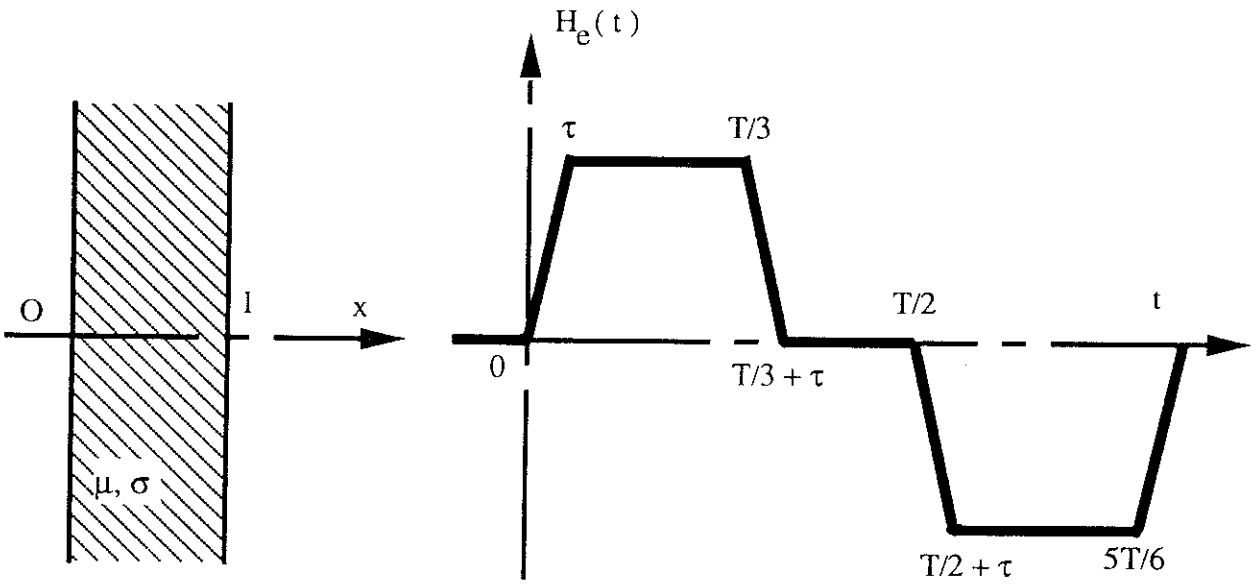
$N_1 = N_2 = 168$ spires
$l_1 = 1{,}5\ \mu H$ $l_2 = 2{,}5\ \mu H$
$C_o = 1500$ pF $C_1 = 20$ pF $C_2 = 200$ pF

En ajoutant ensuite une inductance (200 µH) est une capacité (30 nF) parasites pour matérialiser l_1, C_1, C_2 et C_o, les calculs d'erreurs ont été confirmés.

Cette étude a montré qu'il était difficile de compenser ces erreurs sur un cadre donné, mais elle donne par contre de riches indications pour la construction d'un cadre adapté à une utilisation particulière. On notera aussi qu'une bonne constante diélectrique est recommandée pour l'imprégnation des enroulements.

ANNEXE 3

RESOLUTION DE LEQUATION E LA DIFFUSION DANS UNE TOLE D'EPAISSEUR l SOUMISE A UNE EXCITATION $H_e(T)$ DE FORME SINUSOIDALE



$$[0, \tau] : H_e(t) = \frac{H_o}{\tau} t$$

$$\left[\tau, \frac{T}{3}\right] : H_e(t) = H_o$$

$$\left[\frac{T}{3}, \frac{T}{3} + \tau\right] : H_e(t) = \frac{-H_o}{\tau}\left(t - \frac{T}{3}\right) + H_o$$

$$\left[\frac{T}{3} + \tau, \frac{T}{2}\right] : H_e(t) = 0$$

$$\left[\frac{T}{2}, \frac{T}{2} + \tau\right] : H_e(t) = \frac{- H_o}{\tau}\left(t - \frac{T}{2}\right)$$

$$\left[\frac{T}{2} + \tau, \frac{5T}{6}\right] : H_e(t) = - H_o$$

$$\left[\frac{5T}{6}, \frac{5T}{6} + \tau\right] : H_e(t) = \frac{H_o}{\tau}\left(t - \frac{5T}{6}\right) - H_o$$

$$\left[\frac{5T}{6} + \tau, T\right] : H_e(t) = 0$$

Soit H(x, t) ; le champ dans la tôle, on a à résoudre :

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2}(x, t) - \sigma \mu \frac{\partial H}{\partial t}(x, t) = 0$$

La solution H(x, t) s'écrit : voir livre : Fourier Séries de Georgi P.Tolstov Chap : The Eigenfunction method and its applications

$$H(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} T_n(t)\, \phi_n(x)$$

avec $\phi_n(x) = \sin(n \pi x / l)$

$$T_n(t) = A_n\, e^{-n^2 t/\tau_o} + \frac{2n}{\pi \tau_o} e^{-n^2 t/\tau_o} \int_o^t e^{n^2 t/\tau_o} \left(H(o,t) - (-1)^n H(l, t)\right) dt$$

$$A_n = T_n(o) = \frac{2}{l} \int_0^l H(x, o) \sin \frac{n \pi x}{l}\, dx$$

$$\boxed{\tau_o = \frac{\sigma \mu l^2}{\pi^2}}$$

dans notre cas $H(o, t) = H(l, t) = H_e(t)$

$$\boxed{T_n(t) = A_n\, e^{-n^2 t/\tau_o} + \frac{4n}{\pi\, \tau_o}\, e^{-n^2 t/\tau_o} \int_o^t H_e(t)\, e^{n^2 t/\tau_o}\, dt} \quad \text{pour n impaire}$$

He(t) étant périodique

$$T_n(t + T) = T_n(t) \quad \text{ou} \quad T_n(T) = T_n(o)$$

$$A_n = A_n\, e^{-n^2 T/\tau_o} + \frac{4n}{\pi\, \tau_o}\, e^{-n^2 T/\tau_o} \int_o^T H_e(t)\, e^{n^2 t/\tau_o}\, dt$$

$$= A_n\, e^{-n^2 T/\tau_o} + \frac{4n}{\pi\, \tau_o}\, e^{-n^2 T/\tau_o} \left(\int_o^{\tau} H_e(t)\, e^{n^2 t/\tau_o}\, dt + \int_{\tau}^{\frac{T}{3}} \ldots\ldots + \ldots\ldots \right)$$

$$= A_n\, e^{-n^2 T/\tau_o} + e^{-n^2 T/\tau_o} \left(B_n(0, \tau) + B_n\left(\tau, \frac{T}{3}\right) + B_n\left(\frac{T}{3}, \frac{T}{3} + \tau\right) + \ldots\ldots\ldots + B_n\left(\frac{5T}{6} + \tau, T\right) \right)$$

Calcul intermédiaire :

$$H_e(t) = \alpha\, t + \beta$$

$$\int_{t_1}^t H_e(t)\, e^{+n^2 t/\tau_o}\, dt = \alpha \int_{t_1}^t t\, e^{n^2 t/\tau_o}\, dt + \beta \int_{t_1}^t e^{n^2 t/\tau_o}\, dt$$

$$= \alpha \left(\left[\frac{\tau_o}{n^2}\, t\, e^{n^2 t/\tau_o} \right]_{t_1}^t - \frac{\tau_o^2}{n^4} \left[e^{n^2 t/\tau_o} \right]_{t_1}^t \right) + \beta\, \frac{\tau_o}{n^2} \left(\left[e^{n^2 t/\tau_o} \right]_{t_1}^t \right)$$

$$= \frac{\tau_o}{n^2}\, e^{n^2 t/\tau_o} (\alpha\, t + \beta) - \frac{\tau_o}{n^2}\, e^{n^2 t_1/\tau_o} (\alpha\, t_1 + \beta) - \alpha\, \frac{\tau_o}{n^2} \left(e^{n^2 t/\tau_o} - e^{n^2 t_1/\tau_o} \right)$$

$$= \frac{\tau_o}{n^2}\, e^{n^2 t/\tau_o}\, H_e(t) - \frac{\tau_o}{n^2}\, e^{n^2 t_1/\tau_o}\, H_e(t_1) - \alpha\, \frac{\tau_o}{n^2} \left(e^{n^2 t/\tau_o} - e^{n^2 t_1/\tau_o} \right)$$

$$\boxed{B_n(t_1, t) = \frac{4}{\pi\, n} \left(e^{n^2 t/\tau_o}\, H_e(t) - e^{n^2 t_1/\tau_o}\, H_e(t_1) \right) - \frac{4\, \tau_o}{\pi\, n^3}\, \alpha \left(e^{n^2 t/\tau_o} - e^{n^2 t_1/\tau_o} \right)}$$

• $B_n(0, \tau) + B_n\left(\tau, \frac{T}{3}\right) + B_n\left(\frac{T}{3}, \frac{T}{3} + \tau\right) + B_n\left(\frac{T}{3} + \tau, \frac{T}{2}\right) + B_n\left(\frac{T}{2}, \frac{T}{2} + \tau\right) + B_n\left(\frac{T}{2} + \tau, \frac{5T}{6}\right) + B_n\left(\frac{5T}{6}, 0\right)$

$$= \frac{4}{\pi n}\left(- H_e(o) + e^{n^2 T/\tau_o} H_e(T)\right) - \frac{4\tau_o}{\pi n^3}\left(\frac{H_o}{\tau}\left(e^{n^2 \tau/\tau_o} - 1\right) + 0 - \frac{H_o}{\tau}\left(e^{n^2/\tau_o}\left(\frac{T}{3} + \tau\right) - e^{n^2 T/3\tau_o}\right)\right) + 0$$

$$- \frac{H_o}{\tau}\left(e^{n^2/\tau_o (T/2 + \tau)} - e^{n^2/\tau_o T/2}\right) + 0 + \frac{H_o}{\tau}\left(e^{n^2/\tau_o (5T/6 + \tau)} - e^{n^2 5T/6\tau_o}\right)$$

$$= + \frac{4 H_o}{\pi n^3}\frac{\tau_o}{\tau}\left(\left(1 - e^{n^2 \tau/\tau_o}\right) - e^{n^2 T/3\tau_o}\left(1 - e^{n^2 \tau/\tau_o}\right) - e^{n^2 T/2\tau_o}\left(1 - e^{n^2 \tau/\tau_o}\right) + e^{n^2 5T/6}\left(1 - e^{n^2 \tau/\tau_o}\right)\right)$$

$$= + \frac{4 H_o}{\pi n^2}\frac{\tau_o}{\tau}\left(- e^{n^2 \tau/\tau_o} + 1\right)\left(1 - e^{n^2 T/3\tau_o} - e^{n^2 T/2\tau_o} + - e^{n^2 5T/6\tau_o}\right)$$

$$A_n = A_n e^{- n^2 T\tau_o} + e^{- n^2 T\tau_o} \frac{\left(1 - e^{n^2 \tau/\tau_o}\right)\left(1 - e^{n^2 T/3\tau_o} - e^{n^2 T/2\tau_o} + e^{n^2 5T/6\tau_o}\right) 4 H_o \tau_o}{\pi n^3 \tau}$$

$$\boxed{A_n = \frac{4 H_o}{\pi n^3}\frac{\tau_o}{\tau}\frac{e^{- n^2 T/\tau_o}}{\left(1 - e^{- n^2 T/\tau_o}\right)}\left(1 - e^{n^2 \tau/\tau_o}\right)\left(1 - e^{n^2 T/3\tau_o} - e^{n^2 T/2\tau_o} + e^{n^2 5T/6\tau_o}\right)}$$

$$\boxed{A_n = \frac{4 H_o}{\pi n^3}\frac{\tau_o}{\tau} A_{no}} \qquad A_{no} = \frac{\left(1 - e^{n^2 \tau/\tau_o}\right)}{\left(1 - e^{- n^2 T/\tau_o}\right)}\left(e^{- n^2 T/\tau_o} - e^{- n^2 2T/3\tau_o} - e^{- n^2 T/2\tau_o} + e^{- n^2 T/6\tau_o}\right)$$

Calcul de H(x,t)

- $t \in [0,\tau]$ $\quad H_e(t) = \frac{H_o}{\tau} t$

$$T_n(t) = A_n e^{-n^2t/\tau_o} + e^{-n^2t/\tau_o}(B_n(0,t))$$
$$= A_n e^{-n^2t/\tau_o} + e^{-n^2t/\tau_o}\left(\frac{4}{\pi n} H_e(t)\ e^{-n^2t/\tau_o} - \frac{4Ho}{\pi n^3}\frac{\tau_o}{\tau}\left(e^{n^2t/\tau_o} - 1\right)\right)$$
$$= \frac{4}{\pi n} H_e(t) - \frac{4Ho}{\pi n^3}\frac{\tau_o}{\tau} + \frac{4Ho}{\pi n^3}\frac{\tau_o}{\tau}(1 + A_{no})\, e^{n^2t/\tau_o}$$

$$H(x,t) = \sum_{n\ \text{impair} = 1}^{\infty} T_n(t) \sin\frac{n\pi x}{l}$$

* $0 \le x \le 1$ $\qquad X = \pi x / l$ $\qquad \sum_{n\ \text{impair}} \frac{\sin nX}{n} = \frac{\pi}{4}$

$$\sum_{n\ \text{impair}} \frac{\sin nX}{n^3} = \frac{\pi^2 X - \pi X^2}{8} = \frac{\pi^3}{8l^2} x\,(1-x)$$

$$\boxed{H(x,t) = H_e(t) - \frac{H_0\pi^2}{2l^2}\frac{\tau_o}{\tau} x(1-x) + \frac{4H_o}{\pi}\frac{\tau_o}{\tau}\sum_{n\ \text{impair}} \sin\left(\frac{n\pi x}{l}\right)\frac{e^{-n^2t/\tau_o}}{n^3}(1 + A_{no})}$$

- $t \in [\tau, T/3]$ $\quad H_e(t) = H_O$

$$T_n(t) = A_n e^{-n^2t/\tau_o} + e^{-n^2t/\tau_o}(B_n(0,\tau) + B_n(\tau,t))$$
$$= A_n e^{-n^2t/\tau_o} + e^{-n^2t/\tau_o}\left(\frac{4}{\pi n} H_e(t)\ e^{n^2t/\tau_o} - \frac{4\tau_o}{\pi n^3}\frac{H_o}{\tau}\left(e^{n^2\tau/\tau_o} - 1\right)\right)$$
$$= \frac{4}{\pi n} H_e(t) + \frac{4Ho}{\pi n^3}\frac{\tau_o}{\tau}\left(e^{-n^2t/\tau_o}\left(1 - e^{n^2\tau/\tau_o} + A_{no}\right)\right)$$

$$\boxed{H(x,t) = H_e(t) + \frac{4H_o}{\pi}\frac{\tau_o}{\tau}\sum_{n\ \text{impair}} \frac{\sin n\pi x/l}{n^3} e^{-n^2t/\tau_o}\left(1 - e^{n^2\tau/\tau_o} + A_{no}\right)}$$

- $t \in \left[\frac{T}{3}, \frac{T}{3} + \tau\right]$ $\quad H_e(t) = -\frac{H_o}{\tau}\left(t - \frac{T}{3}\right) + H_o$

$$T_n(t) = A_n e^{-n^2t/\tau_o} + e^{-n^2t/\tau_o}\left(B_n(0,\tau) + B_n\left(\tau,\frac{T}{3}\right) + B_n\left(\frac{T}{3},t\right)\right)$$
$$= A_n e^{-n^2t/\tau_o} + e^{-n^2t/\tau_o}\left(\frac{4}{\pi n} H_o\, e^{-n^2T/3\tau_o} - \frac{4\,H_o\,\tau_o}{\pi n^3\tau}\left(e^{n^2t/\tau_o} - 1\right) + \frac{4}{\pi n}\left(H_e(t)e^{+n^2t/\tau_o} - H_o e^{n^2T/3\tau_o}\right)\right)$$
$$+ e^{-n^2t/\tau_o}\frac{4\tau_o}{\pi n^3}\frac{H_o}{\tau}\left(e^{n^2t/\tau_o} e^{n^2T/3\tau_o}\right)$$

$$=A_n\, e^{-n^2t/\tau_o} + e^{-n^2t/\tau_o}\left(\frac{4}{\pi n} H_e(t)\; e^{+n^2t/\tau_o} + \frac{4\, H_o\tau_o}{\pi n^3\tau}\, e^{n^2/\tau_o} + \frac{4\, H_o\tau_o}{\pi n^3\tau}\left(1-e^{n^2\tau/\tau_o}-e^{n^2T/3\tau_o}\right)\right)$$

$$= \frac{4}{\pi n} H_e(t) + \frac{4H_o}{\pi n^3}\frac{\tau_o}{\tau} + \frac{4\, H_o\tau_o}{\pi\tau n^3}\, e^{n^2t/\tau_o}\left(1 - e^{n^2t/\tau_o} - e^{n^2T/3\tau_o} + A_{no}\right)$$

$$H(x,t) = H_e(t) + \frac{H_o\pi^2}{2l^2}\frac{\tau_o}{\tau}x(l-x) + \frac{4\, H_o\tau_o}{\pi\tau}\sum_n \frac{\sin n\pi x/l}{n^3}\, e^{-n^2t/\tau_o}\left(1 - e^{n^2t/\tau_o} - e^{n^2T/3\tau_o} + A_{no}\right)$$

- $t \in \left[\frac{T}{3}+\tau, \frac{T}{2}\right]$ $\quad H_e(t) = 0$

$$T_n(t) = A_n\, e^{-n^2t/\tau_o} + e^{-n^2t/\tau_o}\left(\frac{4}{\pi n}\, e^{n^2/\tau_o\left(\frac{T}{3}+\tau\right)}.0 + \frac{4\, H_o\tau_o}{\pi n^3\tau}\, e^{n^2/\tau_o\left(\frac{T}{3}+\tau\right)} + \frac{4\, H_o\tau_o}{\pi n^3\tau}\left(1 - e^{+n^2\tau/\tau_o - e^{n^2T/3\tau_o}}\right)\right)$$

$$=A_n\, e^{-n^2t/\tau_o} + e^{-n^2t/\tau_o}\left(\frac{4\, H_o\,\tau_o}{\pi n^3\tau}\right)\left(1 - e^{n^2\tau/\tau_o} - e^{n^2T/3\tau_o} + e^{n^2/\tau_o\left(\frac{T}{3}+\tau\right)}\right)$$

$$H(x,t) = \frac{4H_o}{\pi}\frac{\tau_o}{\tau}\sum_n \frac{\sin n\pi x/l}{n^3}\, e^{-n^2t/\tau_o}\left(1 - e^{n^2\tau/\tau_o}\right)\left(1 - e^{n^2T/3\tau_o}\right) + A_{no}\right)$$

Calcul de $\overline{B}(t)$ dans la tôle

$$\overline{B}(t) = \frac{1}{l}\int_o^l B(x,t)dx = \frac{\mu}{l}\int_o^l H(x,t)dx \qquad \begin{matrix} B_e = \mu H_e(t) \\ B_o = \mu H_o \end{matrix}$$

$[0,\tau]$ $\quad \overline{B}(t) = \mu\, H_e(t) - \frac{\pi^2}{12}\mu H_o\frac{\tau_o}{\tau} + \frac{8}{\pi^2}\mu H_o\frac{\tau_o}{\tau}\sum\frac{e^{-n^2t/\tau_o}}{n^4}(1 + A_{no})$

$[0,\tau]$ $\quad \overline{B}(t) = B_e(t) - \frac{\pi^2}{12} B_o\frac{\tau_o}{\tau} + \frac{8}{\pi^2} B_o\frac{\tau_o}{\tau}\sum_{n\ \text{impair}}\frac{e^{-n^2t/\tau_o}}{n^4}(1 + A_{no})$

$\left[\tau,\frac{T}{3}\right]$ $\quad \overline{B}(t) = B_e(t) + \frac{8}{\pi^2} B_o\frac{\tau_o}{\tau}\sum_{n\ \text{impair}}\frac{e^{-n^2t/\tau_o}}{n^4}\left(1 - e^{n^2\tau/\tau_o} + A_{no}\right)$

$\left[\frac{T}{3},\frac{T}{3}+\tau\right]$ $\quad \overline{B}(t) = B_e(t) + \frac{\pi^2}{12} B_o\frac{\tau_o}{\tau} + \frac{4B_o}{\pi^2}\frac{\tau_o}{\tau}\sum_{n\ \text{impair}}\frac{e^{-n^2t/\tau_o}}{n^4}\left(1 - e^{n^2\tau/\tau_o} - e^{n^2T/3\tau_o} + A_{no}\right)$

$\left[\frac{T}{3}+\tau, \frac{T}{2}\right]$ $\quad \overline{B}(t) = \frac{8B_o}{\pi^2}\frac{\tau_o}{\tau}\sum_{n\ \text{impair}}\frac{e^{-n^2t/\tau_o}}{n^4}\left(\left(1 - e^{n^2\tau/\tau_o}\right)\left(1 - e^{n^2T/3\tau_o}\right) + A_{no}\right)$

BIBLIOGRAPHIE

PRESIDENT DE L'INSTITUT
Monsieur Maurice RENAUD

INPG

Année1993

PROFESSEURS DES UNIVERSITES

BARIBAUD	Michel	ENSERG
BARRAUD	Alain	ENSIEG
BARTHELEMY	Alain	ENSHMG
BAUDELET	Bernard	ENSPG
BAUDIN	Gérard	UFR PGP
BEAUFILS	Jean-Pierre	ENSIEG/ILL
BOIS	Philippe	ENSHMG
BOUVIER	Gérard	ENSERG
BRINI	Jean	ENSERG
BRUNET	Yves	CUEFA
CAVAIGNAC	Jean-François	ENSPG
CHARTIER	Germain	ENSPG
CHENEVIER	Pierre	ENSERG
CHERUY	Arlette	ENSIEG
CHOVET	Alain	ENSERG
COGNET	Gérard	ENSGI
COLINET	Catherine	ENSEEG
COMMAULT	Christian	ENSIEG
CORNUT	Bruno	ENSIEG
COULOMB	Jean-Louis	ENSIEG
COUTRIS	Nicole	ENSPG
CROWLEY	James	ENSIMAG
DALARD	Francis	ENSEEG
DARVE	Félix	ENSHMG
DELLA DORA	Jean	ENSIMAG
DEPEY	Maurice	ENSERG
DEPORTES	Jacques	ENSPG
DEROO	Daniel	ENSEEG
DESRE	Pierre	ENSEEG
DIARD	Jean-Paul	ENSEEG
DOLMAZON	Jean-Marc	ENSERG
DURAND	Francis	ENSEEG
DURAND	Jean-Louis	ENSPG
FAUTRELLE	Yves	ENSHMG
FOGGIA	Albert	ENSIEG
FORAY	Pierre	ENSHMG
FOULARD	Claude	ENSIEG
GALERIE	Alain	ENSEEG
GANDINI	Alessandro	UFR/PGP
GAUBERT	Claude	ENSPG
GENTIL	Pierre	ENSERG
GENTIL	Sylviane	ENSIEG
GUERIN	Bernard	ENSERG
GUYOT	Pierre	ENSEEG
IVANES	Marcel	ENSIEG
JACQUET	Paul	ENSIMAG
JALLUT	Christian	ENSEEG
JANOT	Marie-Thérese	ENSERG

JAULENT	Patrick	ENSGI
JAUSSAUD	Pierre	ENSIEG
JOST	Rémy	ENSPG
JOUBERT	Jean-Claude	ENSPG
JOURDAIN	Geneviéve	ENSIEG
KUENY	Jean-Louis	ENSHMG
LACHENAL	Dominique	UFR PGP
LACOUME	Jean-Louis	ENSIEG
LADET	Pierre	ENSIEG
LE NEST	Jean-François	UFR/PGP
LESIEUR	Marcel	ENSHMG
LESPINARD	Georges	ENSHMG
LIENARD	Joël	ENSIEG
LONGEQUEUE	Jean-Pierre	ENSPG
LORET	Benjamin	ENSHMG
LOUCHET	François	ENSEEG
LUCAZEAU	Guy	ENSEEG
LUX	Augustin	ENSIMAG
MASSE	Philippe	ENSPG
MASSELOT	Christian	ENSIEG
MAZARE	Guy	ENSIMAG
MICHEL	Gérard	ENSIMAG
MOHR	Roger	ENSIMAG
MOREAU	René	ENSHMG
MORET	Roger	ENSIEG
MOSSIERE	Jacques	ENSIMAG
OBLED	Charles	ENSHMG
OZIL	Patrick	ENSEEG
PANANAKAKIS	Georges	ENSERG
PAULEAU	Yves	ENSEEG
PERRET	Robert	ENSIEG
PERRIER	Pascal	ENSERG
PIAU	Jean-Michel	ENSHMG
PIC	Etienne	ENSERG
PLATEAU	Brigitte	ENSIMAG
POUPOT	Christian	ENSERG
RAMEAU	Jean-Jacques	ENSEEG
REINISCH	Raymond	ENSPG
RENAUD	Maurice	UFR/PGP
RIMET	Roger	ENSERG
ROBERT	François	ENSIMAG
ROGNON	Jean-Pierre	ENSIEG
ROSSIGNOL	Michel	ENSPG
ROYE	Daniel	ENSIEG
SABONNADIERE	Jean-Claude	ENSIEG
SAGUET	Pierre	ENSERG
SAUCIER	Gabriéle	ENSIMAG
SCHLENKER	Claire	ENSPG
SCHLENKER	Michel	ENSPG
SILVY	Jacques	UFR/PGP
SOHM	Jean-Claude	ENSEEG
SOLER	Jean-Louis	ENSIMAG
SOUQUET	Jean-Louis	ENSEEG
TICHKIEWITCH	Serge	ENSHMG
TROMPETTE	Philippe	ENSHMG
TRYSTRAM	Denis	ENSGI
VEILLON	Gérard	ENSIMAG
VERJUS	Jean-Pierre	ENSIMAG
VINCENT	Henri	ENSPG

SITUATION PARTICULIERE

PROFESSEURS D'UNIVERSITE

DETACHEMENT

BLOCH Daniel	ENSPG
BONNET Guy	ENSPG
BRECHET Yves	ENSEEG
CAILLERIE Denis	ENSHMG
GREVEN Héléne	CUEFA
LATOMBE Jean-Claude	ENSIMAG
PIERRARD Jean-Marie	ENSHMG

DIRECTEURS DE RECHERCHE CNRS

ABELLO	Louis
ALDEBERT	Pierre
ALEMANY	Antoine
ALLIBERT	Colette
ALLIBERT	Michel
ANSARA	Ibrahim
ARMAND	Michel
AUDIER	Marc
AUGOYARD	Jean-François
AVIGNON	Michel
BERNARD	Claude
BINDER	Gilbert
BLAISING	Jean-Jacques
BONNET	Roland
BORNARD	Guy
BOUCHERLE	Jean-Xavier
CAILLET	Marcel
CARRE	René
CHASSERY	Jean-Marc
CHATILLON	Christian
CIBERT	Joël
CLERMONT	Jean-Robert
COURTOIS	Bernard
CRIQUI	Patrick
CRISTOLOVEANU	Sorin
DAVID	René
DION	Jean-Michel
DOUSSIERE	Jacques
DRIOLE	Jean
DUCHET	Pierre
DUGARD	Luc
DURAND	Robert
ESCUDIER	Pierre
EUSTATHOPOULOS	Nicolas
FINON	Dominique
FRUCHARD	Robert
GARNIER	Marcel
GIROD	Jacques
GLANGEAUD	François
GUELIN	Pierre
HOPFINGER	Emil
JORRAND	Philippe
JOUD	Jean-Charles
KAMARINOS	Georges
KLEITZ	Michel
KOFMAN	Walter
LACROIX	Claudine
LANDAU	Ioan
LAULHERE	Jean-Pierre
LEGRAND	Michel
LEJEUNE	Gérard
LEPROVOST	Christian
MADAR	Roland
MARTIN	Jean-Marie
MERMET	Jean

MEUNIER	Gérard
MICHEL	Jean-Marie
NAYROLLES	Bernard
PASTUREL	Alain
PEUZIN	Jean-Claude
PHAM	Antoine
PIAU	Monique
PIQUE	Jean-Paul
POINSIGNON	Christiane
PREJEAN	Jean-Jacques
RENOUARD	Dominique
SENATEUR	Jean-Pierre
SIFAKIS	Joseph
SIMON	Jean-Paul
SUERY	Michel
TEODOSIU	Christian
VACHAUD	Georges
VAUCLIN	Michel
WACK	Bernard
YAVARI	Ali-Reza
YONNET	Jean-Paul

PERSONNES AYANT OBTENU LE DIPLOME

D'HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

BALESTRA	Francis
BALME	Louis
BECKER	Monique
BIGEON	Jean
BINDER	Zdeneck
BOE	Louis-Jean
BRECHET	Yves
CADOZ	Claude
CANUDAS DE WIT	Carlos
CHAMPENOIS	Gérard
CHOLLET	Jean-Pierre
COEY	Jean-Pierre
CORNUEJOLS	Gerard
COURNIL	Michel
CRASTES DE PAULET	Michel
DALLERY	Yves
DESCOTES-GENON	Bernard
DUGARD	Luc
DURAND	Madeleine
FERRIEUX	Jean-Paul
FEUILLET	René
FORAY	Pierre
FREIN	Yannick
GAUTHIER	Jean-Paul
GHIBAUDO	Gérard
GUILLEMOT	Nadine
GUYOT	Alain
HAMAR	Sylviane
HAMAR	Roger
HORAUD	Patrice
JACQUET	Paul
LATOMBE	Claudine
LE HUY	Hoang
LE GORREC	Bernard
LOZANO-LEAL	Rogelio
MACOVSCHI	Mihaïl
MAHEY	Philippe
METAIS	Olivier
MONMUSSON-PICQ	Georgette
MORY	Mathieu
MULLER	Jean
MULLER	Jean-Michel
NGUYEN TRONG	Bernadette
NIEZ	Jean-Jacques
PERRIER	Pascal
PLA	Fernand
RECHENMANN	François
ROGNON	Jean-Pierre
ROUGER	Jean
ROUX	Jean-Claude
SKOTNICKI	Tomasz
TCHUENT	Maurice
THOMAS	Olivier
VAHLAS	Constantin

PERSONNES AYANT OBTENU LE DIPLOME

DE DOCTEUR D'ETAT INPG

ABDEL-RAZEK	Adel
AKSAS	Haris
ALLA	Hassane
AMER	Ahmed
ANCELLE	Bernard
ANGENIEUX	Gilbert
ATMANI	Hamid
AYEDI	Hassine Feri
A.BADR	Osman
BACHIR	Aziz
BALANZAT	Emmanuel
BALTER	Roland
BARDEL	Robert
BARRAL	Gérard
BAUDON	Yves
BAUSSAND	Patrick
BEAUX	Jacques
BEGUINOT	Jean
BELLISSENT née FUNEZ	Marie-Claire
BELLON	Catherine
BEN RAIS	Abdejettah
BERGER-SABBATEL	Gilles
BERNACHE-ASSOLANT	Didier
BEROVAL	Abderrahmane
BERTHOD	Jacques
BILLARD	Dominique
BLANC épouse FOULETIER	Mireille
BOCHU	Bernard
BOJO	Gilles
BOKSENBAUM	Claude
BOLOPION	Alain
BONNARD	Bernard
BORRIONE	Dominique
BOUCHACOURT	Michel
BRION	Bernard
CAIRE	Jean-Pierre
CAMEL	Denis
CAPERAN	Philippe
CAPLAIN	Michel
CAPOLINO	Gérard
CASPI	Paul
CHAN-TUNG	Nam
CHASSANDE	Jean-Pierre
CHATAIN	Dominique
CHEHIKIAN	Alain
CHIRAMELLA	Yves
CHILO	Jean
CHUPIN	Jean-Claude
COLONNA	Jean-François
COMITI	Jacques
CORDET	Christian
COUDURIER	Lucien
COUTAZ	Jean-Louis

CREUTIN	Jean-Dominique
DAO	Trongtich
DARONDEAU	Philippe
DAVID	Bertrand
DE LA SEN	Manuel
DELACHAUME	Jean-Claude
DENAT	André
DESCHIZEAUX née CHERUY	Marie-Noëlle
DIJON	Jean
DOREMUS	Pierre
DUPEUX	Michel
EL ADHAM	Karim
EL OMAR	Fovaz
EL-HENNAWY	Adel
ETAY	Jacqueline
FABRE	Suzanne
FAURE-BONTE	Mireille
FAVIER	Denis
FAVIER	Jean-Jacques
FELIACHI	Movloud
FERYAL	Haj Hassan
FLANDRIN	Patrick
FOREST	Bernard
FORESTIER	Michel
FOSTER	Panayolis
FRANC	Jean-Pierre
GADELLE	Patrice
GARDAN	Yvon
GENIN	Jacques
GERVASON	Georges
GILORMINI	Pierre
GINOUX	Jean-Louis
GOUMIRI	Louis
GROC	Bernard
GROSJEAN	André
GUEDON	Jean-Yves
GUERIN	Jean-Claude
GUESSOUS	Anas
GUIBOUD-RIBAUD	Serge
HALBWACHS	Nicolas
HAMMOURI	Hassan
HEDEIROS SILIVEIR	Hamilton
HERAULT	Jeanny
HONER	Claude
HUECKEL	Tomasz
IGNAT	Michel
ILIADIS	Athananios
JANIN	Gérard
JERRAYA	Ahmed Amine
JUTTEN	Christian
KAHIL	Hassan
KHUONGQUANG	Dong
KILLIS	Andreas
KONE	Ali
LABEAU	Michel
LACAZE	Alain
LACROIX	Jean-Claude
LANG	Jean-Claude
LATHUILLERE	Chantal
LATY	Pierre

LAUGIER	Christian
LE CADRE	Jean-Pierre
LE GARDEVR	René
LE THIESSE	Jean-Claude
LEMAIGNAN	Clement
LEMUET	Daniel
LEVEQUE	Jean-Luc
LONDICHE	Henry
L'HERITIER	Philippe
MAGNIN	Thierry
MAISON	François
MAMWI	Abdullah
MANTEL épouse SIEBERT	Elisabeth
MARCON	Guy
MARTINEZ	Francis
MARTIN-GARIN	Lionel
MASSE	Dominique
MAZER	Emmanuel
MERCKEL	Gérard
MEUNIER	Jean
MILI	Ali
MOALLA	Mohamed
MODE	Jean-Michel
MONLLOR	Christian
MONTELLA	Claude
MORET	Frédéric
MRAYATI	Mohammed
M'SAAD	Mohammed
M'SIRDI	Kouider Nace
NEPOMIASTCHY	Pierre
NGUYEN	Trong Khoi
NGUYEN-XUAN-DANG	Michel
ORANIER	Bernard
ORTEGA MARTINEZ	Roméo
PAIDASSI	Serge
PASSERONE	Alberto
PEGON	Pierre
PIJOLAT	Christophe
POGGI	Yves
POIGNET	Jean-Claude
PONS	Michel
POU	Tong Eck
RAFINEJAD	Paiviz
RAGAIE	Harie Fikri
RAHAL	Salah
RAMA SEABRA SANTOS	Fernando
RAVAINE	Denis
RAZBAN-HAGHIGHI	Tchanguiz
RAZZOUK	Micham
REGAZZONI	Gilles
RIQUET	Jean-Pierre
ROBACH	Chantal
ROBERT	Yves
ROGEZ	Jacques
ROHMER	Jean
ROUSSEL	Claude
SAAD	Abdallah
SAAD	Youcef
SABRY	Mohamed Nabi
SALON	Marie-Christine

SAUBAT épouse MARCUS	Bernadette
SCHMITT	Jean-Hubert
SCHOELLKOPF	Jean-Pierre
SCHOLL	Michel
SCHOLL	Pierre-Claude
SCHOULER	Edmond
SCHWARTZ	Jean-Luc
SEGUIN	Jean
SIWY	Jacques
SKALLI	Abdellatif
SKALLI HOUSSEYNI	Abdelali
SOUCHON	Alain
SUETRY	Jean
TALLAJ	Nizar
TEDJAR	Farouk
TEDJINI	Smail
TEYSSANDIER	Francis
THEVENODFOSSE	Pascale
TMAR	Mohamed
TRIOLLIER	Michel
TUFFELIT	Denis
TZIRITAS	Georges
VALLIN	Didier
VELAZCO	Raoul
VERDILLON	André
VERMANDE	Alain
VIKTOROVITCH	Pierre
VITRANT	Guy
WEISS	François
YAZAMI	Rachid

UNIVERSITE
JOSEPH FOURIER
SCIENCES. TECHNOLOGIE. MEDECINE
GRENOBLE 1

Président de l'Université :

M. NEMOZ Alain

MEMBRES DU CORPS ENSEIGNANT DE SCIENCES ET DE GEOGRAPHIE

PROFESSEURS DE 1ERE CLASSE

ADIBA Michel	Informatique
ANTOINE Pierre	Géologie I.R.I.G.M.
ARVIEU Robert	Physique Nucléaire I.S.N.
AURIAULT Jean Louis	Mécanique
BARRA Jean René	Statistiques - Mathématiques Appliquées
BECKER Pierre	Physique
BEGUIN Claude	Chimie Organique
BELORISKY Elie	Physique
BENZAKEN Claude	Mathématiques Pures
BERARD Pierre	Mathématiques Pures
BERNARD Alain	Mathématiques Pures
BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
BERTRANDIAS Jean Paul	Mathématiques Pures
BILLET Jean	Géographie
BLANCHI Jean Pierre	A.P.S.
BOEHLER Jean Paul	Mécanique
BOITET Christian	Informatique et Mathématiques Appliquées
BORNAREL Jean	
BRUANDET Jean François	Physique
CARLIER Georges	Biologie Végétale
CASTAING Bernard	Physique
CHARDON Michel	Géographie
CHIBON Pierre	Biologie Animale
COHEN ADDAD Jean Pierre	Physique
COLIN DE VERDIERE Yves	Mathématiques Pures
CYROT Michel	Physique du Solide
DEBELMAS Jacques	Géologie Générale
DEMAILLY Jean Pierre	Mathématiques Pures
DENEUVILLE Alain	Physique
DEPORTES Charles	Chimie Minérale
DOLIQUE Jean Michel	Physique des Plasmas
DOUCE Roland	Physiologie Végétale
DUCROS Pierre	Cristallographie
FINKE Gerde	Informatique
GAUTRON René	Chimie
GENIES Eugène	Chimie
GERMAIN Jean Pierre	Mécanique
GIDON Maurice	Géologie
GIGNOUX Claude	Sciences nucléaires
GILLARD Roland	Mathématiques
GUITTON Jacques	Chimie

../ ...

BATIMENT ADMINISTRATIF, 621, AVENUE CENTRALE, DOMAINE UNIVERSITAIRE SAINT-MARTIN-D'HERES - GIERES - B.P. 53 X - 38041 GRENOBLE CEDEX
TELEPHONE : (33) 76 51 46 00 - TELEX : 980 134 F - TELECOPIE : (33) 76 51 48 48

HERAULT Jeanny	Physique
HICTER Pierre	Chimie
JANIN Bernard	Géographie
JOLY Jean René	Mathématiques Pures
JOSELEAU Jean Paul	Biochimie
KAHANE André	Physique
KAHANE Josette	Physique
KRAKOWIAK Sacha	Mathématiques Appliquées
LAJZEROWICZ Jeanine	Physique
LAJZEROWICZ Joseph	Physique
LAURENT Pierre Jean	Mathématiques Appliquées
LEBRETON Alain	Mathématiques Appliquées
DE LEIRIS Joël	Biologie
LHOMME Jean	Chimie
LOISEAUX Jean Marie	Sciences Nucléaires I.S.N.
LONGEQUEUE Nicole	Physique
LUNA Domingo	Mathématiques Pures
MACHE Régis	Physiologie Végétale
MASCLE Georges	Géologie
MAYNARD Roger	Physique du Solide
NEMOZ Alain	Physique
OMONT Alain	Astrophysique
PELMONT Jean	Biochimie
PERRIER Guy	Géophysique
PIERRE Jean Louis	Chimie Organique
RENARD Michel	Thermodynamique
RICHARD Jean Marc	
RIEDTMANN Christine	Mathématiques
RINAUDO Marguerite	Chimie C.E.R.M.A.V.
ROBERT Jean Bernard	
ROSSI André	Biologie
SAXOD Raymond	Biologie Animale
SENGEL Philippe	Biologie Animale
SERGERAERT Francis	Mathématiques Pures
SOUCHIER Bernard	Biologie
STUTZ Pierre	Mécanique
TRILLING Laurent	Mathématiques Appliquées
VALLADE Marcel	Physique
VAN CUTSEM Bernard	Mathématiques Appliquées
VIALON Pierre	Géologie
VIDAL Micheal	

PROFESSEURS DE 2EME CLASSE

APPARU Marcel	Chimie
ARMAND Gilbert	Géographie
ARNAUD Hubert	Géologie
ARTRU Marie Christine	Physique
ATTANE Pierre	Mécanique
BARATE Robert	Sciences Nucléaires
BARET Paul	Chimie
BARGE Jean	Mathématiques
BARLET Roger	Chimie
BERTIN José	Mathématiques
BLOCK Marc	Biologie
BLUM Jacques	Mathématiques Appliquées
BOITET Christian	Mathématiques Appliquées
BORRIONE Dominique	Automatique informatique
BOULON Marc	Mécanique
BOUTRON Claude	Glaciologie
BOUVET Jean	Biologie
BROSSARD Jean	Mathématiques
BRUGAL Gérard	Biologie
CAMPILLO Michel	Géophysique
CAVAILLE Jean Yves	Chimie
CERFF Rudiger	Biologie
CHIARAMELLA Yves	Mathématiques Appliquées
CHOLLET Jean Pierre	Mécanique
COLOMBEAU Jean François	Mathématiques (ENSL)
COTTET Georges-Henri	Modélisation, calcul scientifique, statis.
COURT Jean	Chimie
CUNIN Pierre Yves	Informatique
DAVID Jean	Géographie
DEROUARD Jacques	Physique
DHOUAILLY Danielle	Biologie
DUFRESNOY Alain	Mathématiques Pures
DUPUY Claude	Chimie
DURAND Mireille	Sciences Nucléaires
FONTECAVE Marc	Chimie
FOURNIER Jean Marc	Physique
GASPARD François	Physique
GIDON Maurice	Géologie
GIORNI Alain	Sciences Nucléaires
GONZALEZ SPRINBERG Gérardo	Mathématiques Pures
GOURC Jean Pierre	Mécanique
GUIGO Maryse	Géographie
GUMUCHIAN Hervé	Géographie
HACQUES Gérard	Mathématiques Appliquées
HAMMOU Abdelkader	Chimie
HERBIN Jacky	Géographie
HERINO Roland	Physique
HERZOG Michel	Biologie
JARDON Pierre	Chimie
JUTTEN Christian	Physique
KERCKHOVE Claude	Géologie
KOSAREW Siegmund	Math. fondamentales et appliquées
KLINGER Jurgen	Glaciologie
LAURENT Christine	Mathématiques
MANDARON Paul	Biologie
MARTINEZ Francis	Mathématiques Appliquées
MERCHEZ Fernand	Physique
MILAS Michel	Chimie
MOREL Alain	Géographie
MORIN Pierre	Physique
NGUYEN HUY Xuong-	Informatique
OUDET Bruno	Mathématiques Appliquées

../ ...

PAUTOU Guy	Biologie
PECHER Arnaud	Géologie
PELLETIER Guy	Astrophysique
PERRIN Claude	Sciences Nucléaires I.S.N.
PFISTER Claude	Biologie
PIBOULE Michel	Géologie
PORTESEIL Jean Louis	Physique
PUECH Laurent	Physique
RAYNAUD Hervé	Mathématiques Appliquées
REGNARD Jean René	Physique
ROBERT Claudine	Didactique des disciplines scientifiques
ROBERT Danielle	Chimie
ROBERT Gilles	Mathématiques Pures
SAJOT Gérard	Physique
SARROT REYNAULD Jean	Géologie
SAYETAT Françoise	Physique
SERVE Denis	Chimie
STOECKEL Frédéric	Physique
SCHOLL Pierre Claude	Mathématiques Appliquées
SUBRA Robert	Chimie
TEMPERVILLE André	Mécanique
TISSUT Michel	Biologie
TOURNIER Evelyne	Informatique et Mathématiques appliquées
VALLADE Marcel	Physique
VALLON Michel	Glaciologie
VICAT Jean	Physique
VINCENS Maurice	Chimie
VINCENT Gilbert	Physique
VIVIAN Robert	Géographie
VOTTERO Philippe	Chimie
WITOMSKI Patrick	

INPG **département des études doctorales**

AUTORISATION de SOUTENANCE

VU les dispositions de l'Arrêté du 30 mars 1992 relatif aux Etudes doctorales

VU les rapports de présentation de

. Monsieur ALLANO Sylvain , Professeur

. Monsieur DEGAUQUE Jacques , Professeur

Monsieur ERRARD Serge

est autorisé(e) à présenter une thèse en soutenance en vue de l'obtention du diplôme de DOCTEUR de L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE, spécialité " Génie Electrique "

Fait à Grenoble, le 29 avril 1993

/ BV.

Pour le Président de l'INPG
et par délégation
le Directeur de l'Ecole Doctorale
J.L. LACOUME

INPG

Résumé

Des pertes supplémentaires sont générées dans la partie ferromagnétique d'une machine électrique alimentée par un convertisseur statique. Pour comprendre ces phénomènes, des tôles Fer-Silicium ont été soumises à des champs magnétiques simulés par un générateur de fonctions arbitraires et identiques à ceux délivrés par l'alimentation de courant d'une machine auto-synchrone. Les mesures de pertes et les tracés de caractéristiques ont été réalisés par une chaîne d'acquisition numérique spécialement conçue. Les discussions et premières interprétations s'articulent autour du rôle des différents paramètres du courant magnétisant, notamment la fréquence de découpage et le temps de montée. La poursuite des travaux et l'exploitation du banc de mesures laissent entrevoir une application intéressante pour le calcul des structures de machines.

Abstract

The presence of additional magnetic power losses in the ferromagnetic core of electrical machines caused by a PWM or a converter power source can't be easily explained by theoritical considerations. In this study, electrical FE-Si sheets have been magnetized by an arbitrary function generator, with magnetic fields appropriate to the ones released by the converter. A numeric acquisition set-up has been developped, by which we have measured magnetic losses, and plotted characteristic curves (hysteresis loops, B and H curbes). Discussions and first interpretations are built upon the effect of the magnetizing current parameters, especially the PWM frequency and the rising time. Using the set-up and carrying on the interpretations should be fairly useful to calculate the structure of the electrical motors.

Mots clés

1- Génie Electrique
2- Pertes magnétiques
3- Instrumentation numérique
4- FeSi (Fer Silicium)
5- Excitations non sinusoïdales