



HAL
open science

Modélisation numérique de l'enregistrement magnétique

Florence Ossart

► **To cite this version:**

Florence Ossart. Modélisation numérique de l'enregistrement magnétique. Energie électrique. Institut National Polytechnique de Grenoble (INPG), 1991. Français. NNT: . tel-02394117

HAL Id: tel-02394117

<https://hal.science/tel-02394117>

Submitted on 4 Dec 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

présentée par

Florence OSSART

pour obtenir le titre de DOCTEUR
de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE
(Arrêté ministériel du 23 novembre 1988)

(Spécialité : Génie Electrique)

*

* *

Modélisation numérique de l'enregistrement magnétique

*

* *

Date de soutenance : le 5 février 1991

Composition du jury :

Monsieur	J.C JOUBERT	PRESIDENT
Messieurs	J.M. FEDELI	
	J.J. GAGNEPAIN	
	D. GIVORD	EXAMINATEURS
	G. MEUNIER	
	J.C SABONNADIÈRE	

Thèse préparée au sein du Laboratoire d'Electronique de Technologie et
d'Instrumentation (CEA) et du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble

*A mes parents,
de si bons parents.*

*à Nicolas,
Jean-Christophe, Eric et Gilles.*

REMERCIEMENTS

Cette thèse, financée par le C.E.A (Commissariat à l'Energie Atomique), résulte d'une collaboration entre :

- l'équipe "Modélisation Conception Test" (MCT) du groupe "Microélectronique Magnétique" du Laboratoire d'Electronique, de Technologie et d'Instrumentation (LETI) pour la partie physique et expérimentale du travail et
- l'équipe "Modélisation" du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble (URA CNRS 35) pour la partie numérique et le soutien logiciel.

Je remercie chacun des membres de ces équipes pour l'aide et les conseils qu'ils m'ont apportés, chacun dans leur domaine.

J'adresse également mes sincères remerciements aux membres du jury :

- Monsieur JOUBERT, professeur à l'Institut National Polytechnique de Grenoble, pour m'avoir fait l'honneur de présider ce jury,
- Monsieur FEDELI, responsable du groupe "MCT" du LETI, pour avoir suivi ce travail. J'ai particulièrement apprécié ses idées judicieuses, son efficacité et son soutien.
- Monsieur GAGNEPAIN, directeur de recherche au Laboratoire de Physique et de Métrologie des Oscillateurs de Besançon, pour sa participation à ce jury.
- Monsieur GIVORD, directeur de recherche au Laboratoire de Magnétisme Louis-Néel de Grenoble, pour avoir accepté d'être rapporteur.
- Monsieur MEUNIER, chargé de recherche au Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble, responsable de l'équipe "Modélisation" du LEG, pour avoir suivi ce travail et m'avoir fait une si grande confiance dans son avancement.
- Monsieur SABONNADIÈRE, professeur à l'Institut National Polytechnique de Grenoble, directeur du LEG, pour m'avoir proposé ce sujet très intéressant.

Parmi les personnes cotoyées au cours de ces trois années, j'ai plaisir à remercier plus particulièrement Yves MARECHAL pour avoir parfait mon travail sur les éléments rectangulaires, Christian PISELLA, Jean-Baptiste ALBERTINI, Rémy KLEIN et Hélène JOISTEN pour les nombreuses discussions que nous avons eues, Paul BERNARD pour les résultats expérimentaux du dernier chapitre. Le soutien logistique rapide et efficace de Miguel SARO m'a été précieux lors de la frappe de ce document. Enfin, il me faut penser à Marc BUTEZ, maintenant au CEN de Cadarache, avec qui j'ai débuté sur le sujet.

SOMMAIRE

<u>REMERCIEMENTS</u>	<u>1</u>
<u>SOMMAIRE</u>	<u>2</u>
<u>INTRODUCTION</u>	<u>6</u>
<u>I L'ENREGISTREMENT MAGNÉTIQUE, PRINCIPE ET MODÉLISATION.</u>	<u>8</u>
1.1 PRINCIPE DE L'ENREGISTREMENT MAGNÉTIQUE	9
1.1.1 Fonctionnement en écriture	9
1.1.2 Fonctionnement en lecture	9
1.1.3 Différents modes d'enregistrement	10
1.2 PRINCIPAUX TYPES DE TÊTES	10
1.2.1 Têtes ferrites	10
1.2.2 Têtes "MIG"	11
1.2.3 Têtes en couches minces	11
1.2.4 Les réalisations du LETI	12
1.3 LES MILIEUX D'ENREGISTREMENT	13
1.3.1 Les milieux particuliers	13
1.3.2 Les milieux continus	14
1.4 MODÉLISATION DE L'ENREGISTREMENT MAGNÉTIQUE	14
1.4.1 Rendement de la tête	14
1.4.2 Champ d'écriture	15
1.4.3 Procédé d'écriture	16
1.4.4 Procédé de lecture	19
1.5 CONCLUSION	21
<u>II LA MÉTHODE DES ÉLÉMENTS FINIS, PRINCIPE ET GÉNÉRALITÉS.</u>	<u>22</u>
2.1 ÉQUATION DE LA MAGNÉTOSTATIQUE	23
2.1.1 Définition du problème	23
2.1.2 Formulation en potentiel vecteur	23
2.1.3 Simplification en 2D	24
2.2 LA MÉTHODE DES ÉLÉMENTS FINIS	24
2.2.1 Présentation du problème	24
2.2.2 Conditions aux limites	25
2.2.3 Formulation variationnelle	25
2.2.4 Approximation par la méthode de Galerkin	25
2.2.5 Construction des fonctions d'interpolation	26
2.2.6 Résolution du système	28
2.2.7 Exploitation des résultats	29
2.3 PRÉSENTATION DE FLUXLAB	29
2.4 CONCLUSION	30
<u>III MODÉLISATION DE L'HYSTÉRÉSIS</u>	<u>31</u>
3.1 INTRODUCTION	32
3.1.1 Position du problème	32
3.1.2 Modèles étudiés	33

3.2	ÉTUDE THÉORIQUE DES MODELES	33
3.2.1	Modèles analytiques élémentaires	33
3.2.2	Modèle de Mayergoyz	35
3.2.3	Modèle de Hodgdon	37
3.3	ÉTUDE EXPÉRIMENTALE	38
3.3.1	Le matériau	38
3.3.2	Dispositif de mesure	39
3.3.3	Mesures effectuées	39
3.4	COMPARAISON ENTRE MODELES ET COMPORTEMENT EXPÉRIMENTAL	39
3.4.1	Identification	39
3.4.2	Observations réalisées	41
3.4.3	Discussion	43
3.5	CONCLUSION	44
<u>IV APPLICATION LA MODÉLISATION DE L'ENREGISTREMENT MAGNÉTIQUE.</u>		45
4.1	TRAVAUX ANTERIEURS	46
4.2	HYPOTHESES GENERALES	47
4.2.1	Modélisation 2D	47
4.2.2	Modélisation des matériaux	48
4.2.3	Modélisation statique	49
4.3	DIFFICULTES DE MAILLAGE	49
4.3.1	Position du problème	49
4.3.2	Utilisation d'éléments rectangulaires	50
4.4	MODELISATION DE L'ECRITURE	50
4.4.1	Principe du calcul direct	50
4.4.2	Choix du modèle d'hystérésis	51
4.4.3	Problèmes de convergence et solutions	51
4.4.4	Utilisation du modèle de Williams-Comstock	52
4.5	MODELISATION DE LA LECTURE	53
4.5.1	Calcul direct pas à pas	53
4.5.2	Théorème de réciprocity	53
4.5.3	Superposition linéaire	53
4.6	QUELQUES RESULTATS	53
4.6.1	Dispositif simulé	54
4.6.2	Phase d'écriture	54
4.6.3	Phase de lecture	57
4.7	CONCLUSION	58
<u>V ANALYSE ET CRITIQUE DES RESULTATS DE SIMULATION</u>		59
5.1	INTRODUCTION	60
5.2	DESCRIPTION DES TETES ETUDIEES	60
5.2.1	Géométries des dispositifs	60
5.2.2	Propriétés magnétiques	62

5.3 RESULTATS EXPERIMENTAUX ET SIMULATIONS ANALYTIQUES	63
5.3.1 Introduction	63
5.3.2 Résultats et commentaires	64
5.4 SIMULATIONS NUMERIQUES ET ANALYTIQUES	68
5.4.1 Introduction	68
5.4.2 Dispositifs simulés	68
5.4.3 Simulations réalisées	69
5.5 CONCLUSION	72
<u>CONCLUSION GENERALE</u>	<u>73</u>
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	<u>75</u>

INTRODUCTION

Parmi les procédés de stockage de l'information, l'enregistrement magnétique occupe une place prépondérante. A terme, l'aspect mécanique du dispositif, avec le déplacement relatif du milieu d'enregistrement et de la tête paraît être ce qui limitera les performances de ce procédé, mais les mémoires solides ne sont pas encore concurrentielles, que ce soit au niveau capacité de stockage ou coûts de fabrication. Les nombreuses études et réalisations dans le domaine montrent que les supports magnétiques n'ont pas encore atteint leurs limites et que des progrès peuvent encore être réalisés, avec par exemple l'utilisation de la magnétooptique.

Les travaux faits dans le service "Microélectronique Magnétique" du Laboratoire d'Electronique, de Technologie et d'Instrumentation (LETI) ont pour but d'améliorer les performances du procédé d'enregistrement magnétique ou de proposer des applications nouvelles. Les domaines de la billetterie ou des capteurs offrent entre autres de vastes champs d'applications encore peu exploités. L'utilisation des techniques de la microélectronique et des dépôts en couche mince permettent de s'affranchir de certaines des contraintes de la fabrication mécanique et de réaliser des formes de circuit magnétique très variées.

Pour toutes ces études, il est important de disposer d'un outil de simulation performant. En effet, si les techniques de fabrication utilisées conviennent à la production de masse, elles aboutissent à des délais et des coûts peu compatibles avec la fabrication de prototypes en petit nombre. Il faut donc un dimensionnement préalable des systèmes étudiés aussi précis que possible. D'autre part, l'échelle des dispositifs étudiés ne permet guère l'observation directe des phénomènes, ni la mesure des grandeurs magnétiques. La simulation apporte alors une aide efficace pour ~~analyser~~ analyser des phénomènes parfois inattendus.

Que ce soit pour l'une ou l'autre de ces utilisations, l'outil de simulation doit être général et précis : général pour permettre de modéliser des dispositifs tête/disque variés - tout ce qui peut venir à l'esprit du concepteur - et précis pour prendre en compte des détails très fins, que ce soit au niveau de la géométrie ou des propriétés physiques des matériaux dont est fait le dispositif.

Le plus souvent, des modèles analytiques simples et faciles à mettre en oeuvre sont utilisés pour ces simulations. Ils sont très utiles pour des études rapides ou la détermination d'ordre de grandeur, mais ils sont basés sur des hypothèses restrictives et n'intègrent jamais la totalité des phénomènes mis en jeu dans l'enregistrement magnétique. En particulier l'interaction tête/média et l'hystérésis du milieu sont mal pris en compte.

Pour répondre aux besoins du LETI, nous avons travaillé en étroite collaboration avec l'équipe "Modélisation" du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble. Cette équipe de recherche sur la méthode des éléments finis et ses applications à la CAO en électrotechnique a développé un logiciel de calcul très général, FLUXLAB, que nous avons spécialisé pour l'enregistrement magnétique.

La généralité de ce logiciel est liée à l'utilisation de la méthode des éléments finis qui permet le calcul de champs magnétiques dans des dispositifs de géométrie quelconque avec des matériaux dont le comportement est fortement non linéaire. L'hystérésis du milieu d'enregistrement a été introduite et les phases d'écriture puis de lecture sont totalement simulées.

Le premier chapitre de ce mémoire rappelle les fondements de l'enregistrement magnétique et présente les modèles les plus utilisés dans le domaine ainsi que leurs limites.

Le deuxième chapitre introduit la méthode des éléments finis, méthode qui nous permettra de réaliser avec précision les calculs de champ dont nous avons besoin.

Au cours du troisième chapitre, la modélisation de l'hystérésis est étudiée. Les comportements prédits par les modèles les plus intéressants de la littérature sont comparés au comportement observé expérimentalement, ce qui permet d'évaluer les avantages et les inconvénients de chaque modèle.

Dans le quatrième chapitre, l'application de la méthode des éléments finis à la modélisation de l'enregistrement magnétique est détaillée, avec l'introduction du comportement hystérétique dans les calculs de champs. Les problèmes numériques rencontrés et les solutions apportées sont exposés. Des modèles analytiques sont associés aux méthodes numériques dans les cas où une approche approximative est suffisante.

Dans le cinquième chapitre, les comportements expérimentaux et obtenus par simulation sont comparés pour deux têtes de structures différentes. Les ordres de grandeurs des paramètres mesurés et calculés sont comparables, mais on constate des écarts dans les évolutions que la mauvaise connaissance des conditions réelles de fonctionnement des dispositifs rend difficile d'interpréter. On s'aperçoit également que les modèles analytiques simples donnent des résultats très proches des nôtres.

CHAPITRE 1 :

L'ENREGISTREMENT MAGNÉTIQUE, PRINCIPE ET GÉNÉRALITÉS.

L'enregistrement magnétique consiste à utiliser l'hystérésis d'un milieu d'enregistrement pour mémoriser une information. Dans le chapitre qui suit, nous présentons le fonctionnement du procédé en écriture et en lecture, ainsi que les différents types de têtes et de milieu d'enregistrement actuellement sur le marché.

Le problème de la modélisation est abordé. L'analyse des modèles les plus courants montre leur intérêt mais aussi leurs limites pour l'utilisation qui en est faite au LETI.

1.1 PRINCIPE DE L'ENREGISTREMENT MAGNÉTIQUE :

1.1.1 Fonctionnement en écriture :

La figure 1.1 montre les principaux éléments d'un dispositif d'enregistrement magnétique. On y retrouve la tête avec son circuit magnétique coupé d'un entrefer très fin et son bobinage, ainsi que le milieu d'enregistrement - plus souvent appelé média - qui se déplace sous la tête.

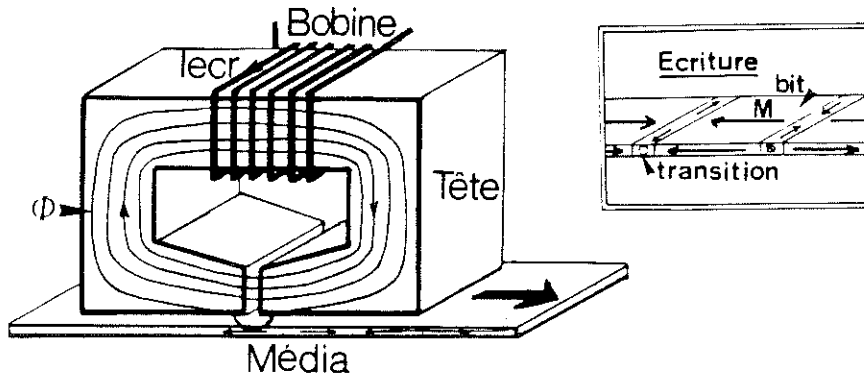


Figure 1.1 : Fonctionnement d'une tête en écriture

En écriture, le bobinage est alimenté par un courant i_{ecr} , ce qui crée un flux Φ dans la tête. Au niveau de l'entrefer, une partie de ce flux s'échappe et agit sur le milieu d'enregistrement en modifiant localement son aimantation. Au cours de son déplacement, le média enregistre les variations du champ appliqué.

En enregistrement digital, deux valeurs du courant d'écriture $\pm I_{max}$ sont mémorisées, ce qui forme une suite de régions d'aimantations opposées appelées bits. L'information est contenue dans le sens de l'aimantation.

Entre deux bits existe une zone de transition où l'aimantation change de sens. La longueur de cette zone, appelée longueur de transition, dépend des caractéristiques du milieu d'enregistrement, mais aussi du champ d'écriture.

1.1.2 Fonctionnement en lecture :

Le fonctionnement en lecture est inversé : les variations d'aimantation dans le média créent un champ de fuite dont une partie se referme en suivant le circuit magnétique au lieu de passer dans l'entrefer. Quand une transition passe devant l'entrefer, le flux change de sens, ce qui induit une tension aux bornes du bobinage.

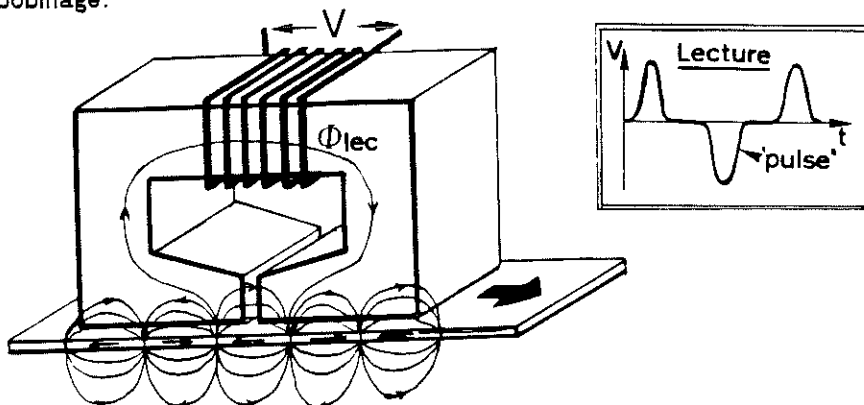


Figure 1.2 : Fonctionnement d'une tête en lecture

Le signal de lecture est donc formé d'une suite de signaux isolés correspondant à chaque transition. Aux fortes densités, ces signaux se superposent, donnant un signal d'allure vaguement sinusoïdale. Le signal est ensuite décodé pour retrouver l'information initiale.

1.1.3 Différents modes d'enregistrement :

En enregistrement longitudinal, l'aimantation créée est dans le plan du média. Ceci se fait assez naturellement par l'anisotropie de forme du média qui induit un axe de facile aimantation horizontal lors de la fabrication. L'aimantation répond alors essentiellement à la composante longitudinale du champ appliqué.

L'enregistrement perpendiculaire est possible depuis que l'on sait fabriquer des média ayant un axe de facile aimantation vertical. Il est alors possible d'obtenir une aimantation verticale par application du même champ d'écriture que précédemment ou d'un champ purement vertical par une tête spéciale.

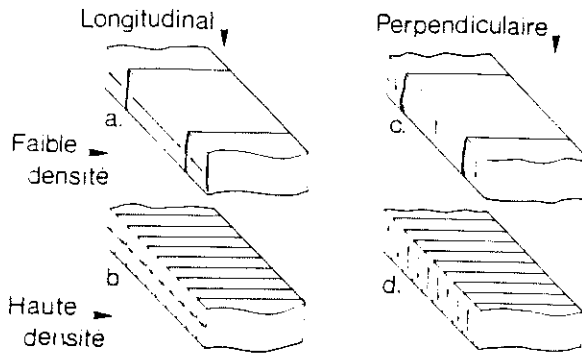


Figure 1.3 : Enregistrement longitudinal et enregistrement perpendiculaire

Ce mode d'enregistrement a été porteur de nombreux espoirs dans les années 80 parce que les champs démagnétisants stabilisent la configuration aux fortes densités et ne constituent donc pas une limite théorique comme en enregistrement longitudinal. Mais divers problèmes pratiques ont fait passer cet engouement et les seules réalisations commercialisées concernent les disques souples - ou "floppy".

1.2 PRINCIPAUX TYPES DE TÊTES : 2

Différents types de tête existent selon l'application et les performances souhaitées. Ainsi, les contraintes de fonctionnement ne sont pas les mêmes dans le cas de l'enregistrement sur disque dur où la tête vole au dessus du média par effet aérodynamique et dans le cas de l'enregistrement sur bande où la tête frotte sur la bande. Nous ne citerons ici que les principaux produits, en enregistrement digital longitudinal.

1.2.1 Têtes ferrites : (ou têtes en anneau)

Le circuit magnétique est constitué par l'assemblage de deux pièces en ferrite massive usinées mécaniquement. Un fil de cuivre est bobiné manuellement et l'entrefer est réalisé par le dépôt d'une couche amagnétique sur l'une des deux parties. L'ensemble est solidarisé par un joint de colle (fig.1.4.a). Cette simplicité de fabrication a permis l'expansion de l'enregistrement magnétique.

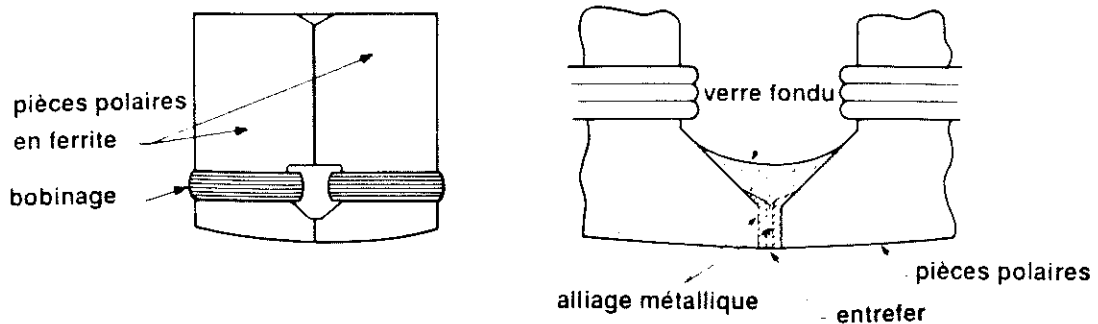


Figure 1.4 : a. tête ferrite classique - b. tête "Metal In Gap"

1.2.2 Têtes "MIG" : (Metal In Gap)

Dans les têtes précédentes, la saturation apparaît d'abord le long des arêtes de l'entrefer et dégrade le champ d'écriture avant que la ferrite ait été utilisée au mieux de ses performances. Dans les têtes MIG, une couche de matériau d'aimantation à saturation très élevée est déposée dans l'entrefer (fig.1.4.b). Le champ d'écriture maximum est toujours imposé par la ferrite, mais on évite la saturation des arêtes de l'entrefer. Par contre, il se forme un entrefer parasite au niveau de l'interface ferrite/métal.

La forme massive et la ferrite utilisée dans ces deux types de tête donne des circuits magnétiques de faible reluctance et donc un fort champ d'écriture. Par contre, les courants de Foucault qui se développent et la forte inductance du bobinage limitent les performances en fréquence et donnent un niveau de bruit élevé auquel se rajoute le bruit de Barkhausen lié à l'orientation aléatoire des domaines dans la tête.

1.2.3 Têtes en couches minces :

Une autre technique de fabrication est l'utilisation des techniques de la microélectronique et le dépôt de matériaux en couche très mince. La géométrie du circuit magnétique diffère des précédentes surtout par le fait que la partie des pièces polaires face au média est de faible longueur.

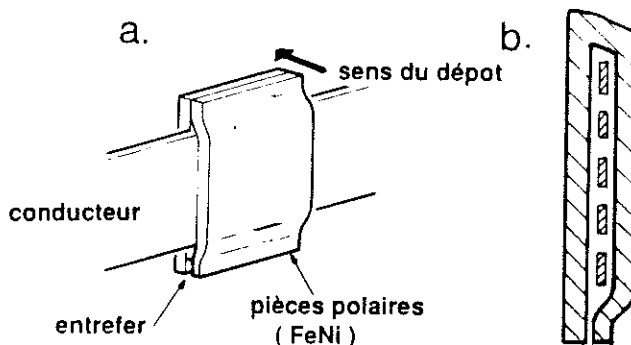


Figure 1.5 : Tête intégrée : a.Principe - b. Vue de côté

En faisant des dépôts sous champ, on essaie de favoriser la formation de domaines perpendiculaires au flux, de manière à ce que les variations d'aimantation dans la tête se fassent par rotation plutôt que par déplacement de parois. On limite ainsi les problèmes de bruit de Barkhausen. Mais la géométrie intervient beaucoup dans la formation des domaines et leur orientation finale n'est pas vraiment maîtrisée. De plus, la perméabilité est nettement moins bonne que celle des ferrites massives.

La très faible épaisseur du circuit magnétique repousse le développement des courants induits à des fréquences plus élevées que dans le cas précédent et résulte en un circuit magnétique de plus faible inductance et un meilleur comportement en fréquence. Mais le circuit magnétique est moins efficace, le signal de lecture est affecté par l'épaisseur finie des poles, et la technologie complexe de fabrication aboutit à des coûts de fabrication élevés.

Actuellement, ces trois types de têtes se partagent le marché en fonction des performances recherchées sans que l'une ou l'autre prédomine. Dans les années à venir par contre, il semble que seules les têtes intégrées pourront évoluer vers les très faibles largeurs de piste.

1.2.4 Les réalisations du LETI :

Les têtes que nous venons de présenter sont les produits actuellement commercialisés. Les travaux faits au LETI ont pour objectif l'amélioration des performances des produits en proposant des solutions originales à des coûts compétitifs. Nous présentons ici deux réalisations récentes du LETI utilisant les techniques de la microélectronique.

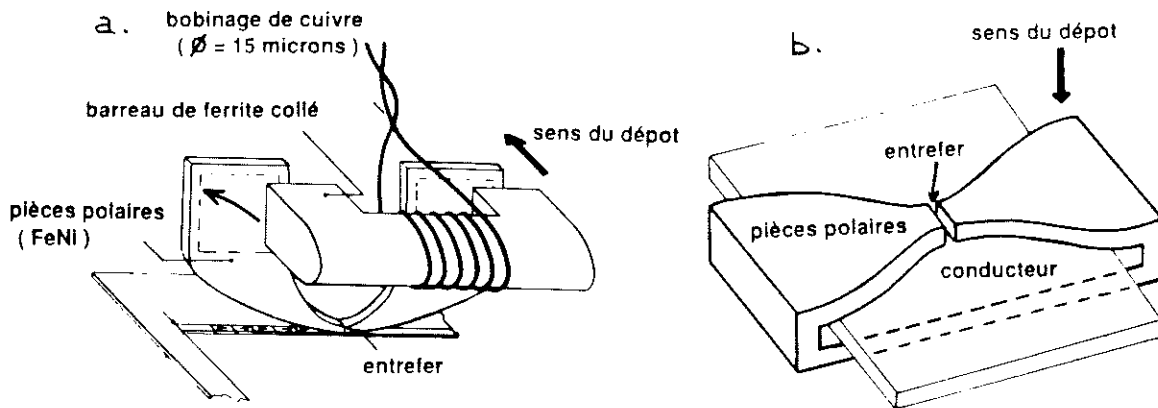


Figure 1.6 : Réalisations du LETI : a. Tête en "U" - b. Tête "Silmag"

1.2.4.a Tête en "U" :

Pour augmenter la densité d'enregistrement, on peut jouer sur la densité linéaire d'enregistrement - plus de bits suivant une même piste - ou sur la densité transversale d'enregistrement - plus de pistes en parallèle. Ces deux densités sont respectivement exprimées en FCI - " Flux Changes per Inch " - et en TPI - " Track Per Inch " .

La tête en U est conçue pour de très faibles largeurs de pistes : c'est une tête verticale à poles infinis dont la largeur est donnée par l'épaisseur du dépôt magnétique (fig.1.6.a). La principale difficulté technologique réside dans la fabrication de l'entrefer.

En fonctionnement, la lecture de très faibles largeurs de piste donne un signal de faible amplitude dont la détection nécessite un excellent rapport signal/bruit de la tête. Le bruit engendré par le cavalier en ferrite ne permet pas d'obtenir cette performance malgré un comportement par ailleurs satisfaisant.

1.2.4.b Tête intégrée horizontale : (Silmag) ³

L'objectif de ce projet est de réaliser une tête intégrée de structure horizontale (fig.1.6.b) en utilisant des technologies totalement compatibles avec celles de la microélectronique sur silicium. L'amélioration des performances techniques se double d'une réduction des coûts de fabrication.

Sur le plan théorique, la structure horizontale permet d'avoir des pôles infinis et la saturation ne limite pas le champ d'écriture aussi rapidement que pour la structure verticale. Les performances obtenues sont excellentes. Nous reviendrons sur la comparaison de ces deux types de têtes de manière beaucoup plus détaillée au dernier chapitre.

1.3 LES MILIEUX D'ENREGISTREMENT :

Les performances d'un dispositif d'enregistrement sont liées à celles de la tête, mais aussi à celles du milieu d'enregistrement. On utilise des matériaux durs avec un cycle aussi rectangulaire que possible. Il faut une forte aimantation rémanente pour garder l'information après le retrait du champ appliqué et un champ coercitif suffisamment élevé pour éviter l'effacement des informations sous l'effet des champs démagnétisants ou de champs extérieurs parasites. Mais ce champ coercitif ne doit pas être plus grand que le champ d'écriture que la tête est capable de créer. Les milieux particuliers sont les plus anciens et les plus couramment utilisés. Ils sont maintenant concurrencés par les milieux continus en couche très mince.

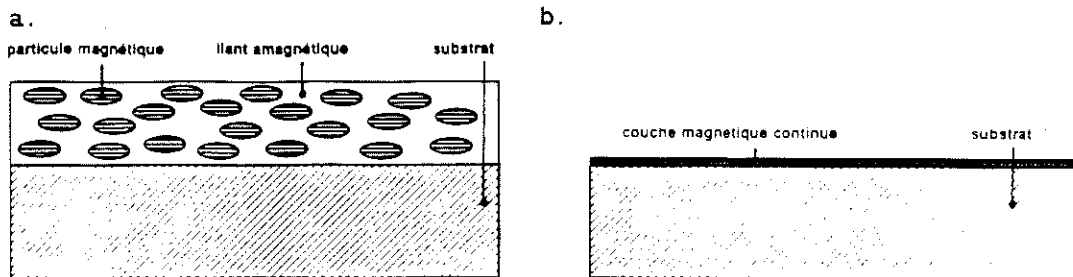


Figure 1.7 : Milieux d'enregistrement : a. particulaire - b. continu.

1.3.1 Les milieux particuliers : ⁴

Ils sont constitués de fines particules magnétiques noyées dans un liant magnétique (fig.1.7.a). L'épaisseur de la couche est de 1 à quelques microns. Leur forme d'aiguille donne à ces particules une anisotropie très importante et impose la direction de l'aimantation.

La coercivité dépend du matériau utilisé et de la taille des particules. Elle est maximale quand les particules sont monodomaines, c'est à dire pour une longueur comprise entre 0.04 et 1.0 microns. Les valeurs obtenues vont alors de 100 à 3000 Oersteds.

L'aimantation à saturation et l'aimantation rémanente sont limitées par le nombre de particules par unité de volume que l'on sait produire sans dispersion excessive de leur taille et de leur direction. En pratique, les particules n'occupent que 20 à 40% du volume du média, d'où des valeurs d'aimantation à saturation (4.Ms) ne dépassant pas 8000 Gauss même dans le cas idéal du fer pur.

1.3.2 Les milieux continus : ⁵

Malgré le choix très large de particules et leur faible coût de fabrication, les milieux particuliers sont concurrencés par les milieux continus. Plus difficiles à réaliser, ils offrent cependant l'avantage énorme d'une aimantation à saturation élevée puisque la totalité du volume du média est magnétique (fig.1.7.b). On augmente ainsi nettement l'amplitude des signaux de lecture.

Ces milieux sont utilisés en couche très mince : de 0.05 à 0.1 micron d'épaisseur. Ils sont obtenus le plus souvent par pulvérisation cathodique d'un alliage magnétique à base de Cobalt et de Nickel. Les performances finales sont très sensibles aux conditions de dépôt et elles ne sont pas toujours faciles à mesurer sur des échantillons aussi minces. Les champs coercitifs sont de 650 à 1250 Oe et les aimantations à saturation (4Ms) atteignent couramment 10 000 Gauss.

Ce type de média se trouve surtout dans les applications sur disque dur, où il a contribué à la miniaturisation des dispositifs de stockage. Il est utilisé depuis peu en enregistrement vidéo avec les "metal evaporated tape" et là aussi on espère réduire la taille des équipements.

1.4 MODÉLISATION DE L'ENREGISTREMENT MAGNÉTIQUE : ⁶

Jusqu'à présent, nous avons fait une description très sommaire de l'enregistrement magnétique. L'étude des modèles les plus connus va nous amener à une meilleure compréhension des phénomènes qui interviennent.

Avant d'étudier le procédé dans sa totalité, il convient de s'intéresser ~~d'abord~~ au champ d'écriture créé par la tête en l'absence du milieu d'enregistrement. Nous verrons comment ce champ permet de calculer l'aimantation dans le média, puis le signal de lecture par le théorème de réciprocité.

1.4.1 Rendement de la tête :

La fonction de la tête est de concentrer dans la région de l'entrefer le champ créé par l'excitation du bobinage. En supposant le circuit magnétique infiniment perméable, l'application du théorème d'Ampère suivant une ligne de champ donne une valeur idéal H_0 du champ dans l'entrefer de longueur g .

$$H_0 = NI / g \quad (1.1)$$

En pratique, cette valeur est loin d'être atteinte et on définit le rendement de la tête comme étant le rapport de la force magnétomotrice dans le entrefer et de la force magnétomotrice injectée. H_g étant la valeur de champ réellement obtenue dans l'entrefer, on écrit :

$$\eta = H_g . g / NI \quad (1.2)$$

Ce rendement dépend des caractéristiques générales du circuit magnétique : perméabilité et géométrie. Son calcul est généralement fait par la méthode des reluctances ou par le modèle des lignes de transmission ⁷, lesquelles supposent une simplification des géométries étudiées et ne permettent pas la prise en compte de toutes les fuites ni de la saturation des matériaux.

1.4.2 Champ d'écriture :

La force magnétomotrice disponible au niveau de l'entrefer est donnée par le rendement global du circuit magnétique. Par contre, la forme du champ de fuite au niveau du milieu d'enregistrement dépend de caractéristiques purement locales.

Dans une première approximation, la perméabilité de la tête peut être considérée comme infinie comparée à la perméabilité de l'air et seule la géométrie intervient. Le modèle de Karlqvist donne une expression analytique simple dans le cas où la longueur des pôles est grande devant la taille de l'entrefer. Des modèles plus complexes existent quand cette hypothèse n'est pas réalisée.

1.4.2.a Modèle de Karlqvist : ⁸

Le champ est calculé à partir du potentiel scalaire φ . Sous la tête, il n'y a pas de source de courant et le potentiel φ est donné par l'équation :

$$\nabla^2 \varphi = 0 \quad \text{avec } H = \text{grad} \varphi \quad (1.3)$$

La perméabilité de la tête étant infinie, φ est constant à la surface de chaque pôle. De plus, on suppose une variation linéaire le long de l'entrefer (fig.1.8), ce qui après calcul donne pour le champ les expressions suivantes :

$$H_x(x,y) = \frac{H_g}{\pi} \left[\tan^{-1} \left(\frac{x+g/2}{y} \right) - \tan^{-1} \left(\frac{x-g/2}{y} \right) \right] \quad (1.4)$$

$$H_y(x,y) = \frac{-H_g}{2\pi} \log \frac{(x+g/2)^2 + y^2}{(x-g/2)^2 + y^2}$$

Ces expressions donnent de bons résultats tant qu'on ne se rapproche pas trop de la surface de la tête ($y > g/2$).

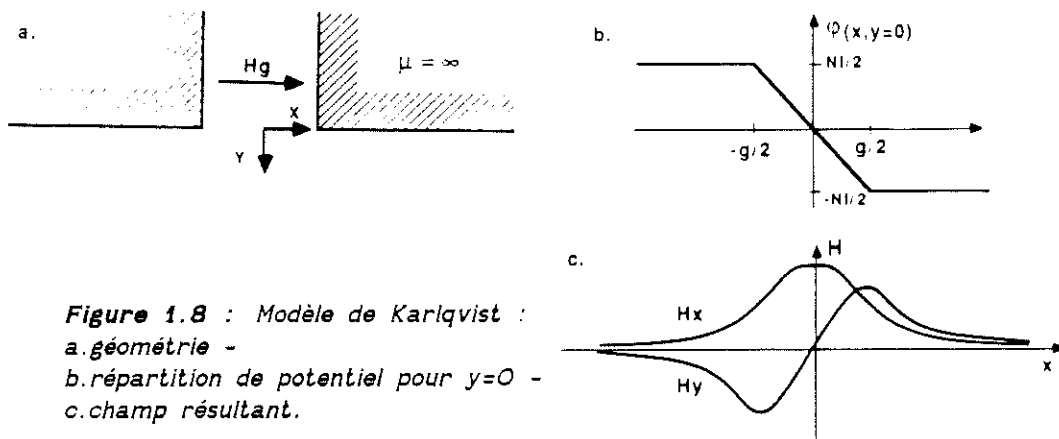


Figure 1.8 : Modèle de Karlqvist :
 a.géométrie -
 b.répartition de potentiel pour $y=0$ -
 c.champ résultant.

1.4.1.b Tête à poles finis :

Les têtes intégrées à structure verticale ne suivent pas le modèle de Karlqvist car la longueur des pôles est finie. Le champ d'écriture a tendance à être plus étroit et des champs parasites se forment au niveau des arêtes des pôles (fig.1.9).

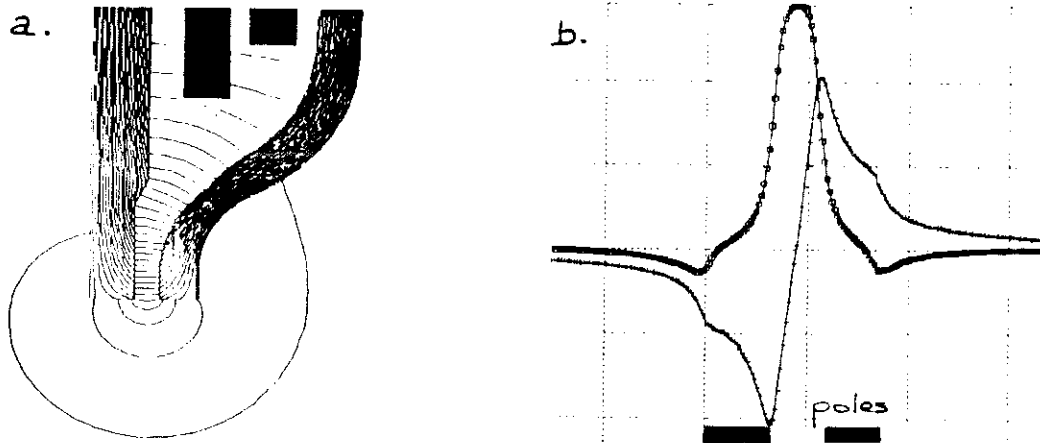


Figure 1.9 : Tête à pôles minces : a.équiflux - b.champ sous la tête.

L'utilisation des transformations conformes associée à des hypothèses sur l'expression analytique du champ aboutit à des formules complexes et lourdes à manipuler. En pratique, elles sont très peu utilisées^{9,10}.

1.4.3 Processus d'écriture :

L'analyse du processus d'écriture n'est pas simple. La réponse du milieu d'enregistrement au champ issu de la tête est fortement non linéaire et dépend de l'aimantation passée. De plus, il faut tenir compte des champs démagnétisants dus aux variations d'aimantation.

1.4.3.a Longueur de transition :

Dans un premier temps, un raisonnement simple montre comment la longueur de la transition dépend à la fois des caractéristiques du milieu d'enregistrement et du champ d'écriture. On ne considère que les composantes longitudinales du champ et de l'aimantation.

Considérons un milieu d'enregistrement ayant un cycle d'hystérésis M-H non rectangulaire. H_{c1} et H_{c2} sont les valeurs de champ pour lesquelles l'aimantation passe de -50 à + 50% de sa valeur à saturation en suivant le cycle majeur ascendant (figure 1.9).

L'aimantation initiale est supposée négative et on applique un champ d'écriture positif. Dans le modèle de Karlqvist, les lignes suivant lesquelles H_x est constant sont des cercles passant par les arêtes de l'entrefer. La zone entre les lignes pour lesquelles H_x vaut H_{c1} et H_{c2} définit la zone de transition entre le bit négatif écrit auparavant et le bit positif en cours d'écriture.

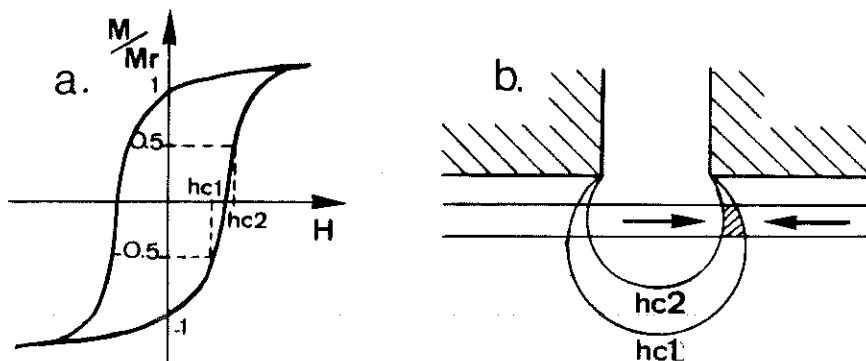


Figure 1.9 : a.Définition de $hc1$ et $hc2$ - b.Notion de largeur de transition.

Cette zone est d'autant plus petite que les valeurs de H_{c1} et de H_{c2} sont proches, donc que le cycle est carré. Elle est aussi d'autant plus petite que le champ d'écriture passe rapidement de la valeur H_{c1} à la valeur H_{c2} , donc que le gradient de champ est fort autour de ces valeurs.

1.4.3.b Modèles de transitions :

Dans le cas d'un média très fin, l'aimantation reste dans le plan de la couche et ne varie pas dans l'épaisseur. Le plus souvent, sa variation est approximée par une fonction arctangente, choisie pour ses "bonnes" propriétés mathématiques - en particulier une transformée de Fourier simple :

$$M_x(x) = \frac{2M_r}{\pi} \operatorname{atan}\left(\frac{x}{atr}\right) \quad (1.5)$$

Le paramètre atr est appelé paramètre de transition.

Cette forme simple en arctangente cache des phénomènes complexes dans le plan de la couche. En particulier, la zone de transition n'est pas une simple paroi rectiligne mais a une forme en dents de scie qui minimise les champs démagnétisants. Sa forme exacte dépend de la structure cristalline et granulaire du média mais n'est pas connue de manière très précise¹¹.

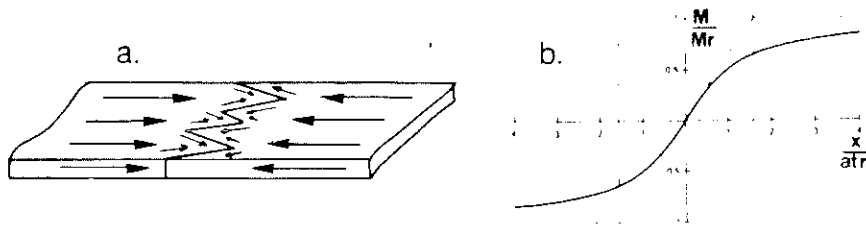


Figure 1.10 : a. Structure réelle de la transition - b. Modèle en arctangente

1.4.3.c Limite de la longueur de transition :

Pour obtenir de grandes densités d'enregistrement, il faut des transitions aussi fines que possible. Mais en diminuant la longueur de transition, on augmente les champs démagnétisants. Or ceux-ci ne peuvent dépasser le champ coercitif du média, d'où une longueur de transition minimale imposée par le matériau.

Pour une transition en arctangente dans un milieu très mince, le champ démagnétisant maximum vaut :

$$H_d^{max} = \frac{M_r \delta}{2\pi \cdot atr} \quad (1.6)$$

Cette valeur ne doit pas dépasser la valeur du champ coercitif, d'où la longueur de transition minimale :

$$a^{min} = \frac{\delta M_r}{2\pi \cdot H_c} \quad (1.7)$$

1.4.3.d Modèle de Williams-Comstock :¹²

Ce modèle estime la largeur de transition à partir des caractéristiques du milieu d'enregistrement et du gradient de champ en écriture en supposant la transition en arctangente (fig.1.11.a). Pour cela, on se place au centre de la

transition. Après retrait du champ, le champ démagnétisant et l'aimantation sont nuls en ce point. Avant retrait du champ, ce point est dans l'état I (fig.1.11.b), il se situe donc à l'abscisse x_0 où le champ d'écriture vaut H_i , légèrement supérieure en valeur absolue au champ coercitif. En ce point, on écrit :

$$\frac{dM}{dx} = \frac{dM}{dH} \left(\frac{dH_t}{dx} + \frac{dH_d}{dx} \right) \quad (1.8)$$

Dans cette formule, H_t représente le champ créé par la tête seule (champ d'écriture) et H_d représente le champ démagnétisant, le champ total étant la somme de ces deux termes. Les termes dM/dx et dH_d/dx s'expriment à partir de la formule en arctangente de la transition et sont paramétrés par le paramètre de transition que l'on veut calculer.

Le terme dH_t/dx dépend du champ d'écriture et peut être donné par un modèle quelconque. Enfin le terme dM/dH est donné par la pente du cycle majeur en I.

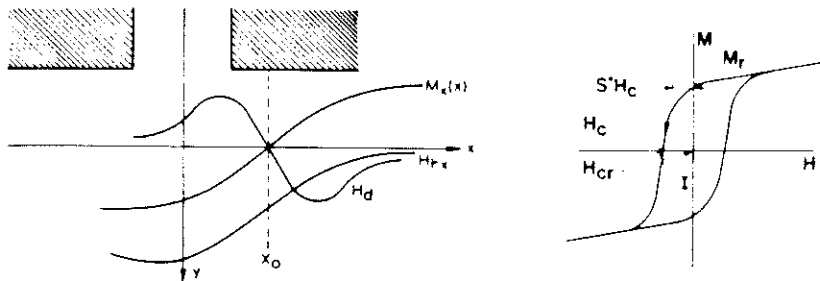


Figure 1.11 : Modèle de Williams-Comstock, définition des paramètres.

Après calcul, on obtient pour une transition sous champ :

$$atr = \frac{H_c (1 - S^*)}{\pi \Delta} + \sqrt{\left(\frac{H_c (1 - S^*)}{\pi \Delta} \right)^2 + \frac{M_r \beta}{\pi \Delta}} \quad \text{avec } \Delta = \left(\frac{dH_t}{dx} \right) I \quad (1.9)$$

En exprimant (1.9) pour un champ d'écriture nul et dM/dH suivant un cycle mineur, on obtient une longueur de transition sous champ nul plus grande que la précédente (relaxation de la transition).

1.4.3.e Modèles auto-cohérents :

Le modèle précédent a l'avantage d'être très rapide à utiliser mais il est assez simpliste et manque de précision quand il s'agit de calculer l'aimantation en tout point du média. L'approche auto-cohérente tient compte des champs démagnétisants de manière plus rigoureuse.

Dans ce calcul itératif, on part d'un champ d'écriture $H_t(x,y)$. L'utilisation d'un modèle d'aimantation $M(H)$ donne une première répartition d'aimantation $M(x,y)$ pour laquelle on calcule numériquement le champ démagnétisant $H_d(x,y)$. Le champ total $H(x,y)$ est la somme de ces champs $H(x,y) = H_t(x,y) + H_d(x,y)$. On calcule alors une nouvelle distribution d'aimantation, d'où un nouveau champ démagnétisant, et ceci jusqu'à convergence du calcul.

Ce calcul a été fait avec divers modèles d'hystérésis et de champ d'écriture, que ce soit en enregistrement longitudinal ou perpendiculaire. Les résultats obtenus dépendent de la qualité des modèles utilisés ^{13,14}.

1.4.4 Processus de lecture :

Le problème est de calculer le flux induit dans la tête par les variations d'aimantation du média lors du déplacement de celui-ci. Le calcul direct n'est pas simple, mais le principe de réciprocité permet de relier le comportement en lecture à celui en écriture par la convolution du champ d'écriture et de l'aimantation du média.

1.4.4.a Le théorème de réciprocité :¹⁵

Ce calcul est basé sur l'inductance mutuelle existant entre deux circuits électriques C_t et C_m . Le premier circuit est le bobinage de la tête, le second circuit est un petit élément du milieu d'enregistrement, situé à l'abscisse X_0 et pour lequel on fait l'équivalence aimantation-courant (fig.1.12).

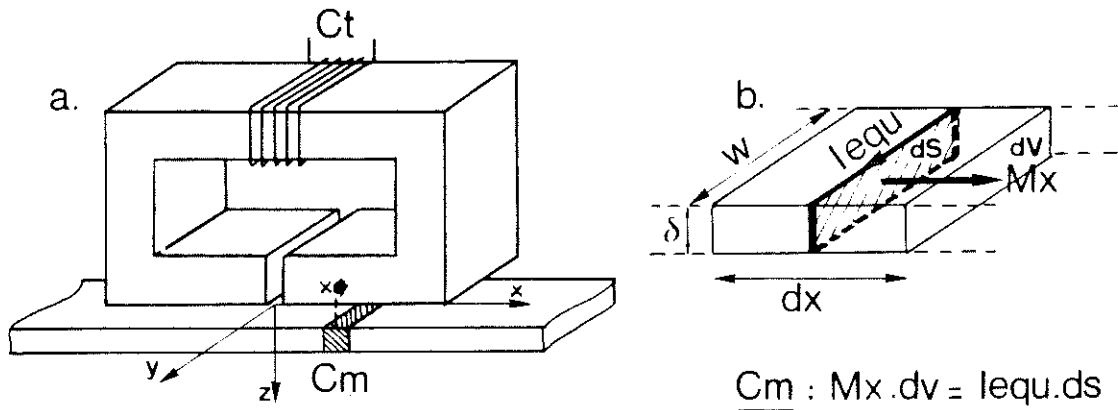


Figure 1.12 : Théorème de réciprocité : a. Définition des circuits C_t et C_m - b. Equivalence "aimantation-courant".

Soit ϕ_{tm} le flux traversant C_m quand le circuit C_t est alimenté par un courant I_{ecr} et soit $d\phi_{mt}$ le flux envoyé par l'élément de média (circuit C_m alimenté par I_{equ}) dans le circuit C_t . C'est ce flux que l'on veut calculer. Le principe de réciprocité permet d'écrire :

$$\frac{\phi_{tm}}{I_{ecr}} = \frac{d\phi_{mt}}{I_{equ}} \quad \text{pour un déplacement } x_0 \text{ du milieu par rapport à sa position initiale} \quad (1.10)$$

Si on ne tient compte que des composantes longitudinales du champ et de l'aimantation, le flux ϕ_{tm} à travers le circuit C_t vaut :

$$\phi_{tm} = \mu_0 \cdot \delta w \cdot H_x(x,y) \quad (1.11)$$

L'intensité équivalente dans l'élément de média vaut :

$$I_{equ}(x_0) = M_x(x-x_0,y) \cdot dx \quad (1.12)$$

D'où, en reportant dans (1.10) :

$$d\phi_{mt}(x_0) = \frac{\mu_0 w \delta}{I_{ecr}} H_x(x,y) \cdot M_x(x-x_0,y) dx \quad (1.13)$$

En intégrant sur tout le média, on obtient :

$$\phi_{mt}(x_0) = \frac{\mu_0 w \delta}{I_{ecr}} \int_{-\infty}^{+\infty} H_x(x,y) \cdot M_x(x-x_0,y) dx \quad (1.14)$$

Pour obtenir la tension induite, on dérive cette expression, d'où le résultat final, où V est la vitesse de défilement du milieu d'enregistrement :

$$V(x_0) = \frac{\mu_0 w \delta V}{4\pi r} \int_{-\infty}^{+\infty} H_x(x, y) \cdot \frac{dM_x}{dx}(x-x_0, y) dx \quad (1.15)$$

Supposons maintenant une transition parfaite, c'est à dire infiniment raide. La dérivée de l'aimantation est alors un Dirac d'amplitude $2Mr$ et la tension de lecture a exactement la forme du champ d'écriture.

Cette expression permet de bien comprendre le comportement d'une tête en lecture à partir de ses caractéristiques en écriture. Or le comportement en écriture est beaucoup plus intuitif que celui en lecture. Le théorème de réciprocity est donc un outil précieux. Les hypothèses de calcul définissent son domaine de validité : la tête a un comportement linéaire, l'aimantation dans le milieu d'enregistrement ne varie pas au cours de la lecture et les effets dynamiques n'interviennent pas.

1.4.4.b Principe de superposition linéaire :

Ce calcul permet de déterminer le comportement du système pour une longueur de bit quelconque à partir du signal dû à une transition isolée. Pour cela, on considère que l'aimantation du milieu d'enregistrement est constituée d'une succession de transitions séparées par la longueur de bit et on suppose que le signal résultant est la somme des signaux liés à chaque transition.

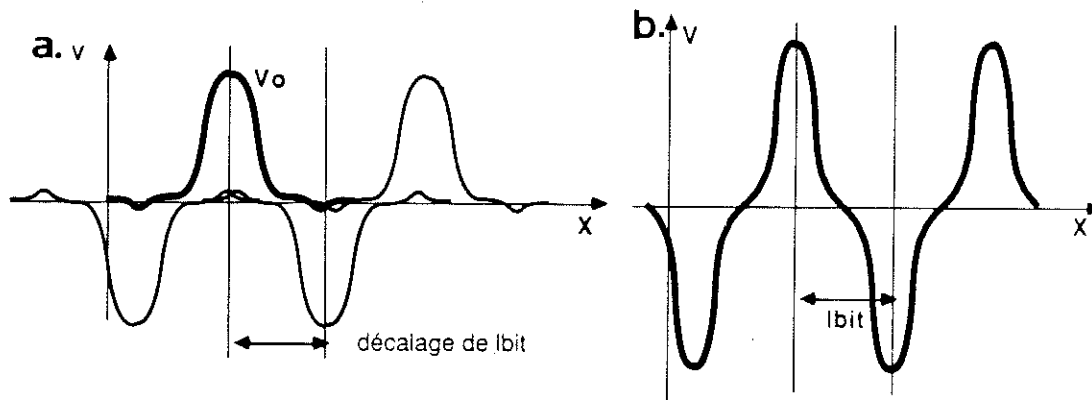


Figure 1.13 : a. Superposition linéaire d'un signal de base V_0 -
b. Signal résultant.

Quand la longueur de bit diminue, les signaux liés à chaque transition interfèrent entre eux, ce qui diminue l'amplitude du signal global (fig.1.15). Quand le signal a diminué de moitié on considère qu'on a atteint la limite d'utilisation du dispositif.

Dans le cas des têtes à pôles minces, nous avons vu que le champ d'écriture a une forme un peu particulière. Cette forme se retrouve dans le signal de lecture et donne lieu à des oscillations dans la courbe de réponse en fonction de la densité d'enregistrement. Pour cette raison, on a tendance à préférer les têtes à pôles infinis, dont la réponse est plus plate.

Ce calcul suppose que les transitions n'ont pas d'influence les unes sur les autres : le champ démagnétisant d'une transition ne modifie pas la forme de la transition voisine. Ceci est vrai aux faibles densités mais ne se vérifie plus aux fortes densités, là où justement il faut des simulations précises pour connaître les limites du dispositif.

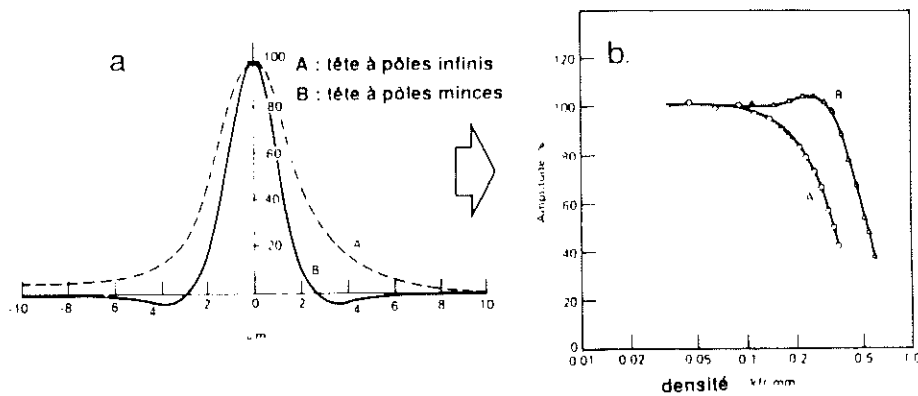


Figure 1.14 : a. Signal de lecture d'une transition isolée - b. Amplitude du signal en fonction de la densité d'enregistrement.

1.5 CONCLUSION :

Dans ce chapitre, les principes fondamentaux de l'enregistrement magnétique ont été abordés. Après leur introduction, nous avons présenté les principaux produits en enregistrement digital longitudinal - têtes et milieux. L'étude des modèles les plus classiques nous a permis d'approfondir la compréhension de ces phénomènes et suscite quelques réflexions.

Les calculs de rendement et de champs prennent mal en compte la géométrie et pas du tout les phénomènes de saturation dans la tête. Or le champ d'écriture est utilisé dans les modèles d'écriture (modèle de Williams-Comstock et modèles auto-cohérents), puis dans le théorème de réciprocité. Donc toute approximation dans ce calcul du champ d'écriture se répercute sur les modèles utilisés ultérieurement. D'autre part, le calcul des champs démagnétisants est indispensable à la détermination précise de l'aimantation dans le milieu d'enregistrement.

L'amélioration de la modélisation de ces phénomènes passe donc par l'utilisation de méthodes de calcul de champs à la fois générales et précises. La méthode des éléments finis dans ce domaine va nous permettre de nous affranchir de tous les problèmes de calcul de champ. De plus, nous aurons un modèle global du phénomène au lieu d'une succession de modèles partiels.

Avant de présenter la méthode des éléments finis et son application à l'enregistrement magnétique, il nous semble important d'insister sur le fait que quelles que soient les hypothèses restrictives qu'ils utilisent, les modèles analytiques que nous avons évoqués sont basés sur une bonne connaissance des phénomènes. Ils mettent en évidence les paramètres importants dans l'amélioration d'un dispositif beaucoup mieux que ne le fera la modélisation globale que nous proposons. Même s'ils se révèlent insuffisants pour des calculs précis, ces modèles sont des références pour l'analyse et l'interprétation des résultats numériques que nous obtiendrons.

CHAPITRE 2 :

LA MÉTHODE DES ÉLÉMENTS FINIS, PRINCIPE ET GÉNÉRALITÉS.

La méthode des éléments finis est une méthode numérique de résolution d'équations aux dérivées partielles. Son intérêt réside dans le fait qu'elle permet d'intégrer ces équations sur des géométries complexes en prenant en compte des lois de comportement non linéaires. Elle s'applique à des domaines très variés de la physique, mais nous exposons ses principes dans le cas de la magnétostatique seulement. Puis nous présenterons Fluxlab, le logiciel général de calcul de champ que nous avons spécialisé pour l'enregistrement magnétique.

Ce chapitre se veut pédagogique, il est surtout destiné aux personnes ne connaissant pas cette méthode de calcul numérique et souhaitant en comprendre les fondements.

2.1 EQUATION DE LA MAGNÉTOSTATIQUE :

2.1.1 Définition du problème :

Dans les problèmes de magnétostatique, les champs magnétiques sont engendrés par des courants électriques constants et des milieux aimantés (courants atomiques). Ces grandeurs sont liées entre elles par les équations de Maxwell.

J source de courant connue, crée un champ magnétique H tel que :

$$\text{rot } H = J \quad (2.1)$$

Ce champ H agit sur les matériaux magnétiques et modifie leur aimantation selon la loi de comportement du matériau. Si on néglige les phénomènes d'hystérésis, cette loi peut s'écrire sans ambiguïté :

$$M = [\chi(H)].H + M_r \quad (2.2)$$

où $[\chi(H)]$ est le tenseur de susceptibilité magnétique du milieu et M_r est son aimantation rémanente (aimantation sous champ nul).

Les variations d'aimantation sont source de champ démagnétisant, ce qui modifie le champ total H . L'induction résultante B est donnée par la relation constitutive du milieu, liant le champ H et l'aimantation M :

$$B = \mu_0 (H + M(H)) \quad (2.3)$$

où μ_0 est la perméabilité du vide et vaut $4\pi \cdot 10^{-7}$ dans le système MKSA rationalisé.

De plus l'induction B est à divergence nulle :

$$\text{div } B = 0 \quad (2.4)$$

Notre problème est de calculer H , M , B à partir des données J , $[\chi]$, M_r ou de données équivalentes.

2.1.2 Formulation en potentiel vecteur :

On choisit de travailler en potentiel vecteur A , défini par :

$$B = \text{rot } A \quad (2.5)$$

La condition (2.4) est alors automatiquement satisfaite. Les calculs suivants permettent d'obtenir l'équation différentielle liant l'inconnue A aux données du problème.

Les relations de départ sont la relation constitutive du milieu (2.3) et la loi de comportement du matériau (2.2). On combine ces relations et on définit la perméabilité relative du matériau par $[\mu_r] = Id + [\chi]$ ce qui donne :

$$B = \mu_0 ([\mu_r].H + M_r) \quad (2.6)$$

Après inversion, cette équation devient :

$$H = [v_r] (\mu_0.B - M_r) \quad (2.7)$$

où $\nu_0 = 1 / \mu_0$ est la reluctivité du vide et $[\nu_r] = [\mu_r]^{-1}$ est le tenseur de reluctivité relative du matériau.

En reportant dans (2.1), et en utilisant la définition de A, on obtient finalement l'équation différentielle régissant le problème :

$$\text{rot} \{ \nu_0 \cdot [\nu_r] \text{rot } A \} = J + \text{rot} \{ [\nu_r] M_r \} \quad (2.8)$$

Cette équation permet de prendre en compte des problèmes très généraux dans lesquels le champ est créé par des courants ou des milieux aimantés. Notons que l'aimantation intervient par ses variations spatiales. Le terme "rot{[\nu_r].M_r}" correspond à l'équivalence "aimantation-courant". Dans la suite du chapitre, nous engloberons ce terme dans la densité de courant totale.

2.1.3 Simplification en 2D :

Dans notre cas, nous avons choisi de traiter nos calculs de champ en 2D. Cela suppose qu'une dimension du problème - que nous noterons z dans la suite du texte - est très grande devant les autres, que les courants sont parallèles à cette direction et que les aimantations lui sont perpendiculaires. Dans ces conditions, on n'étudie plus qu'une section droite du problème et les équations se simplifient.

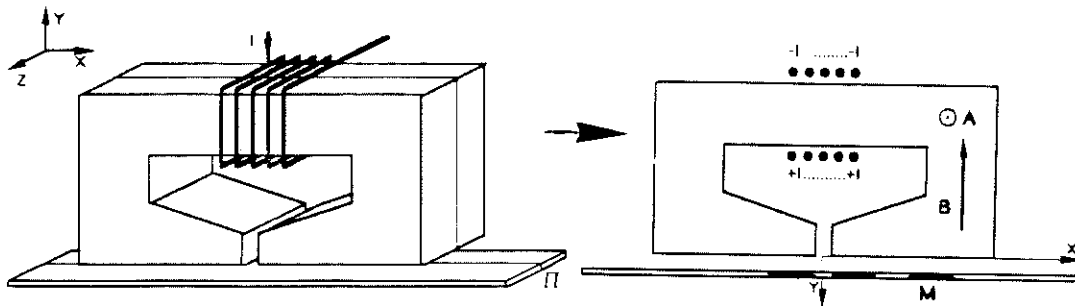


Figure 2.1 : Représentation 2D du domaine d'étude.

Le potentiel vecteur se réduit à une seule composante parallèle aux courants : $A = A_z z$ et l'équation vectorielle (2.8) se ramène à une équation scalaire. Après développement et réorganisation des termes, l'équation à résoudre devient :

$$- \text{div} \{ \nu_0 \cdot [\nu_r] \text{grad } A_z \} = J_z \quad (2.9)$$

Cette équation ne peut être résolue analytiquement que dans des cas très particuliers. L'utilisation de la méthode des éléments finis permet de traiter des problèmes très généraux, sans hypothèses trop restrictives sur la géométrie du domaine d'étude et sur le comportement des matériaux.

2.2 LA MÉTHODE DES ÉLÉMENTS FINIS : ^{16,17}

2.2.1 Présentation du problème :

Le problème est de résoudre l'équation (2.9) pour un dispositif d'enregistrement magnétique quelconque. La complexité du problème réside dans le fait que l'on souhaite résoudre l'équation sur un domaine de forme quelconque, comportant des matériaux de caractéristiques variées. La méthode des éléments finis permet de traiter ces deux difficultés. Les paragraphes suivants présentent les principes fondamentaux de cette méthode.

2.2.2 Conditions aux limites :

Le fait d'utiliser une méthode numérique impose une représentation finie du domaine d'étude Ω . Les conditions aux limites permettent de modéliser les liens entre le dispositif et l'environnement qui n'a pas été représenté. Elles sont de différents types suivant que le potentiel ou sa dérivée normale sont connues sur la limites du domaine représenté.

2.2.3 Formulation variationnelle :

Pour discrétiser le problème, on passe par la forme intégrale de l'équation (2.9). Différentes méthodes permettent d'obtenir cette forme intégrale. La plus utilisée par les physiciens consiste à exprimer l'énergie du système et à la minimiser. Nous avons choisi de présenter ici une approche plus mathématique.

Soit E_{φ} , un espace de fonctions définies et intégrables sur Ω . Multiplions l'équation (2.9) par une fonction φ de cet espace et intégrons chacun des membres sur le domaine Ω . On obtient :

$$\int_{\Omega} -\text{div} (\nu \text{grad} Az) . \Phi \, d\Omega = \int_{\Omega} Jz . \Phi \, d\Omega \quad (2.10)$$

La solution A de l'équation (2.9) vérifie l'équation (2.10), mais la ou les solutions de (2.10) dépendent de l'espace E_{φ} choisi. Le problème est donc de choisir un espace E_{φ} de telle sorte que la solution de (2.10) soit aussi la solution de (2.9).

Sur cette forme intégrale, une intégration par partie permet de diminuer l'ordre de dérivation de A , mais augmente celui de φ :

$$\int_{\Omega} \nu (\text{grad} Az . \text{grad} \Phi) \, d\Omega - \int_{\Gamma} \nu (\text{grad} Az . \mathbf{n}) . \Phi \, d\Omega = \int_{\Omega} Jz . \Phi \, d\Omega \quad (2.11)$$

où Γ est la frontière limitant le domaine Ω et \mathbf{n} est le vecteur normal à cette frontière.

Les conditions aux limites portant sur les dérivées de A sont prises en compte par le terme de bord qui apparait lors de cette transformation.

On choisit des fonctions φ s'annulant sur Γ . Le terme de bord s'annule donc quelle que soit la condition de potentiel imposé sur la frontière du domaine. On note cependant que ce terme est naturellement nul pour une dérivée normale de A nulle sur la frontière Γ . C'est ce comportement que l'on obtient si on n'impose pas d'autre condition de frontière.

La formulation intégrale du problème est donc finalement :

$$\int_{\Omega} \nu (\text{grad} Az . \text{grad} \Phi) \, d\Omega = \int_{\Omega} Jz . \Phi \, d\Omega \quad (2.12)$$

2.2.4 Approximation par la méthode de Galerkin :

Pour discrétiser le problème, on choisit un espace vectoriel de fonctions de dimension finie n , que l'on note $E_{\varphi n}$. Soit $(\varphi_i)_{i=1,n}$, une base de cet espace. La formulation (2.11) est vraie pour toutes les fonctions φ de $E_{\varphi n}$ si elle est vérifiée pour les fonctions de la base, donc si :

$$\forall i=1,n \quad \int_{\Omega} v (\text{grad } Az, \text{grad } \Phi_i) d\Omega = \int_{\Omega} J_i \cdot \Phi_i d\Omega \quad (2.13)$$

La solution est une combinaison linéaire des fonctions de base :

$$Az = \sum_{j=1}^n A_j \cdot \Phi_j \quad (2.14)$$

Le problème est alors de déterminer les coefficients A_j .

On reporte l'expression (2.14) dans l'équation (2.13) et on utilise la linéarité de l'opérateur gradient et de l'intégrale pour écrire :

$$\forall i=1,n \quad \int_{\Omega} v \left(\text{grad} \left(\sum_{j=1}^n A_j \cdot \Phi_j \right), \text{grad } \Phi_i \right) d\Omega = \int_{\Omega} J_i \cdot \Phi_i d\Omega \quad (2.15)$$

puis,

$$\forall i=1,n \quad \sum_{j=1}^n A_j \cdot \int_{\Omega} v (\text{grad } \Phi_j, \text{grad } \Phi_i) d\Omega = \int_{\Omega} J_i \cdot \Phi_i d\Omega \quad (2.16)$$

On obtient donc un système de n équations à n inconnues pouvant s'écrire sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} \dots & \dots & \dots \\ \dots & S_{ij} & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \dots \\ A_j \\ \dots \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \dots \\ J_i \\ \dots \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

où S est la matrice de terme général :

$$S_{ij} = \int_{\Omega} v (\text{grad } \Phi_j, \text{grad } \Phi_i) d\Omega \quad (2.18)$$

J est le vecteur source de terme général :

$$J_i = \int_{\Omega} J_i \cdot \Phi_i d\Omega \quad (2.19)$$

et A est le vecteur des inconnues (A_j).

La forme de la matrice dépend de la construction de $E_{\mathcal{M}}$ et de la base choisie. La méthode des éléments finis est une manière de construire cet espace $E_{\mathcal{M}}$ à partir de la discrétisation du domaine d'étude.

2.2.5 Construction des fonctions d'interpolation :

Le domaine d'étude est découpé en petits éléments de différentes formes. Ces éléments forment une partition du domaine \mathcal{R} , c'est à dire qu'ils ne se recouvrent pas les uns les autres, mais ils couvrent la totalité de \mathcal{R} . C'est ce qu'on appelle le maillage du domaine (fig.2.2). Selon la topologie de ces éléments, différentes types de fonctions d'interpolation sont obtenues. Pour des raisons de simplicité des calculs et de facilité du maillage, les éléments les plus utilisés sont les triangles. Nous expliquons ici comment sont définies ces fonctions dans le cas des éléments triangulaires d'ordre 1 et 2 .

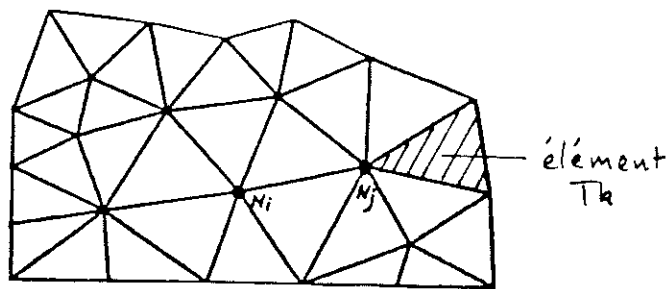


Figure 2.2 : Maillage par des éléments triangulaires.

2.2.5.a Triangles d'ordre 1 :

A chaque sommet de triangle correspond un noeud N_i , point en lequel sera calculée le potentiel A_z . Pour chaque noeud N_i , on construit une fonction d'interpolation φ_i , polynôme de degré 1, définie sur chaque élément du domaine par :

$$\begin{cases} \varphi_i(x,y) = 0 & \text{aux noeuds } N_j \text{ différents de } N_i, \\ \varphi_i(x,y) = 1 & \text{au noeud } N_i. \end{cases}$$

Les fonctions φ_i ont donc l'allure suivante : ce sont des morceaux de plan sur les éléments entourant le noeud N_i et elles sont nulles partout ailleurs.

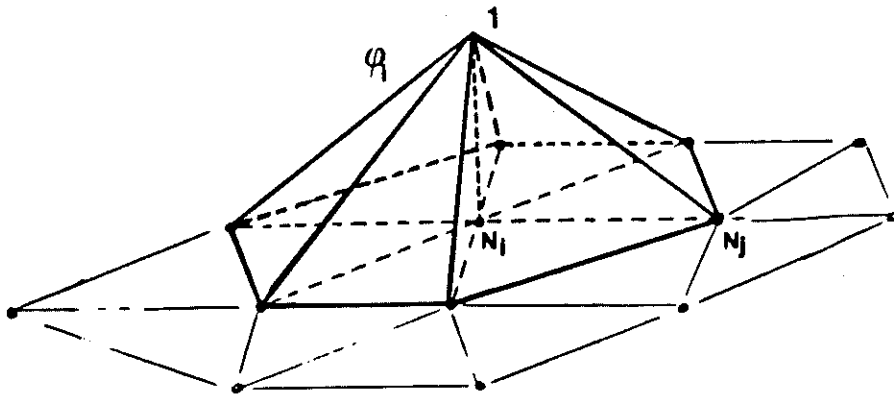


Figure 2.3 : Fonctions de forme d'un élément d'ordre 1.

Avec cette définition des fonctions φ_i , les inconnues A_i sont directement les valeurs du potentiel aux noeuds N_i et les termes S_{ij} et J_i se calculent facilement :

- S_{ij} est nul pour tous les indices (i,j) tels que les noeuds N_i et N_j ne sont pas voisins et se calcule donc en limitant le domaine d'intégration aux deux éléments d'arête (i,j) .
- J_i se calcule en limitant le domaine d'intégration aux éléments ayant le noeud N_i pour sommet.

La matrice S est donc composée essentiellement de termes nuls, et on note qu'en numérotant astucieusement les noeuds, on peut obtenir une matrice bande, plus facile à manipuler et à inverser.

2.2.5.b Triangles d'ordre 2 :

Pour obtenir davantage de précision, on utilise des éléments d'ordre 2, pour lesquels le potentiel est calculé en plus de points : dans ce cas, les noeuds sont les sommets des triangles et les milieux des arêtes. Les fonctions d'interpolation ψ_i sont des polynômes de degré 2 définis sur chaque élément par la même condition que précédemment : $\psi_i(N_j) = \delta(i,j)$, où δ est le symbole de Kronecker. On a donc 6 conditions par élément qui permettent de calculer les 6 coefficients de ψ_i .

Selon que le noeud N_i est un sommet d'élément ou un milieu d'arête, on obtient les deux allures de fonction.

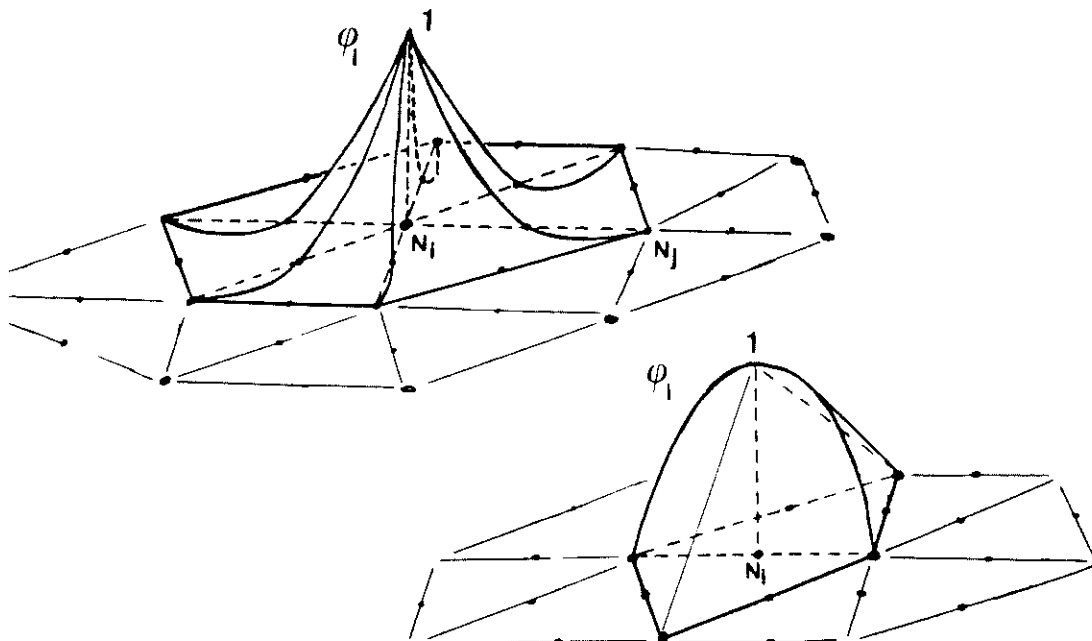


Figure 2.4 : Fonctions de forme d'un élément d'ordre 2.

2.2.5.c Manipulation des fonctions d'interpolation :

En pratique, la construction de la matrice S se fait en décomposant chaque intégrale sur \mathcal{Q} en la somme des intégrales sur chaque élément T_k du domaine. Pour chaque élément T_k , on calcule les termes S_{ij} non nuls sur T_k (phase d'intégration), puis on place des termes dans la matrice S (phase d'assemblage).

Pour cela, on ne considère pas le noeud N_i et la fonction ψ_i qui lui est associée, mais l'élément T_k et les fonctions ψ non nulles sur cet élément.

2.2.6 Résolution du système

Dans le cas où tous les matériaux du dispositif modélisé ont un comportement linéaire, la reluctivité v ne dépend pas du champ appliqué. Le système à résoudre est linéaire et la solution est obtenue directement en résolvant le système (2.17).

S'il y a des régions constituées de matériau saturable, la reluctivité dépend du champ appliqué. Les coefficients de la matrice dépendent donc de la solution et le système à résoudre est non linéaire, de la forme "[S(A)]A = J". Pour résoudre un tel système, on utilise des méthodes itératives (Newton-Raphson et Gauss-Seidel) associées à un modèle de courbe $B(H)$.

2.2.7 Exploitation de la solution :

Le calcul du potentiel étant réalisé, on dispose d'une solution approchée donnée par $A_z(x,y) = \sum_{i=1}^n A_i \varphi_i(x,y)$ où les A_i sont les valeurs du potentiel calculées numériquement.

Cette connaissance n'est pas suffisante, car l'ingénieur concevant un dispositif électromagnétique a besoin d'informations plus tangibles : induction en un point donné, flux, inductance... Il faut donc passer du potentiel A aux grandeurs utiles, et cela dans le contexte de la méthode des éléments finis.

L'induction magnétique B se déduit immédiatement du potentiel A par dérivation : $B = \text{rot } A_z$, soit $B(x,y) = \sum_{i=1}^n A_i \text{rot } \varphi_i(x,y)$. La dérivation se fait sur les fonctions φ_i connues.

Le champ magnétique H est calculé à partir de B et de M_r par la relation : $H = [\nabla_r] (v_0 B - M_r)$.

Dans le cas des éléments triangulaires d'ordre 1, ces grandeurs sont constantes sur chaque élément ; pour les éléments d'ordre 2, elles varient linéairement et seule la composante normale de B est continue à la traversée de deux éléments d'un même matériau.

Les grandeurs estimées intéressantes dépendent beaucoup de l'application en cours. Les soucis ne sont pas les mêmes quand on conçoit un moteur, un transformateur, ou une tête d'enregistrement magnétique. Les calculs spécifiques à l'enregistrement magnétique sont décrits dans le quatrième chapitre.

2.3 PRÉSENTATION DE FLUXLAB :

FLUXLAB est de logiciel de calcul de champs électromagnétiques par la méthode des éléments finis que nous avons utilisé pour nos travaux. Développé par l'équipe "Modélisation" du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble (LEG), c'est un produit de laboratoire conçu pour tester facilement de nouvelles méthodes dans les domaines de la CAO (graphisme, bases de données...) ou de la modélisation de différents phénomènes physiques (courants de Foucault, comportement des matériaux...).

Dans le cadre de la collaboration avec le LEG dont cette thèse a fait l'objet, le LETI dispose d'une version traitant les problèmes de magnétostatique en potentiel vecteur et en 2D. C'est cette version que nous avons adaptée aux problèmes particuliers de l'enregistrement magnétique, avec en particulier la prise en compte de l'hystérésis du milieu d'enregistrement.

Le traitement d'un problème se fait en trois phases :

- description interactive et maillage automatique de la géométrie, affectation des propriétés physiques de l'ensemble des composants du dispositif étudié (préprocesseur),
- intégration des termes de la matrice S et du vecteur J , puis résolution du système d'équations obtenu pour calculer le potentiel A en tout point du maillage (processeur),
- exploitation interactive des résultats (postprocesseur).

Nous avons pleinement profité de la facilité d'utilisation de ce logiciel et de sa puissance, en particulier au niveau du maillage. La clarté de la programmation nous a permis d'intervenir sans difficultés excessives à toutes les étapes de traitement d'un problème.

2.4 CONCLUSION :

En résumé, la méthode des éléments finis consiste à résoudre une équation aux dérivées partielles complexe sur un domaine de géométrie quelconque. Pour cela, le domaine d'étude est discrétisé en petits éléments sur chacun desquels la solution est approximée par une fonction polynomiale. L'intégration de cette forme paramétrée de la solution permet de construire un système d'équations dont les inconnues sont les paramètres de la solution polynomiale.

Cette présentation se limite aux grands principes de la méthode et au vocabulaire utilisé. Les techniques de mise en oeuvre ou de résolution n'ont pas été détaillées dans la mesure où elles ne sont pas nécessaires à la compréhension de notre travail.

L'étape suivante consiste à appliquer la méthode dans le cas de l'enregistrement magnétique. Les problèmes à résoudre sont liés d'une part à la géométrie des dispositifs traités avec un entrefer délicat à mailler, d'autre part à la prise en compte du comportement hystérétique du milieu d'enregistrement.

Mais auparavant, une étude détaillée de l'hystérésis et de sa modélisation sont nécessaires. C'est l'objet du chapitre suivant.

CHAPITRE 3 :

MODÉLISATION DE L'HYSTÉRÉSIS

De nombreux modèles d'hystérésis existent dans la littérature. Certains possèdent des propriétés très intéressantes, mais parfois contradictoires. Ainsi, les modèles dérivés du modèle de Preisach ne représentent pas la reptation des cycles mineurs alors que d'autres accentuent ce phénomène.

La confrontation des comportements prédits par les modèles avec les comportements réels n'est pas toujours faite de manière précise et le choix de l'un ou l'autre de ces modèles n'est pas évident à priori. Dans ce chapitre, les modèles les plus intéressants sont analysés d'un point de vue théorique, numérique puis expérimental.

3.1 INTRODUCTION :

3.1.1 Position du problème :

L'hystérésis est un phénomène complexe lié à des processus irréversibles et sa modélisation reste un problème délicat. La difficulté vient de ce que la courbe d'aimantation du matériau à un instant donné dépend non seulement des propriétés intrinsèques du matériau, mais aussi de son "histoire". En effet, la structure en domaines qui détermine la réponse du matériau à un champ appliqué est le résultat de phénomènes complexes qui se déroulent lors de l'élaboration du matériau, mais aussi lors de l'application d'un champ variable au cours du temps.

Les matériaux magnétiques sont caractérisés dans le plan (H,M) par leur cycle d'hystérésis (fig.3.1.a). Ce cycle représente une surface dont tous les points sont accessibles. Il n'existe donc pas une courbe M(H) univoque mais une infinité de courbes. Supposons un matériau dans l'état initial (H₀,M₀). Différentes configurations en domaines sont possibles pour cet état initial, selon la manière dont il a été obtenu, et la seule donnée (H₀,M₀) n'est pas suffisante pour le caractériser (fig.3.1.b). La courbe d'aimantation suivie à partir de cet état ne peut donc être prévue avec précision à partir de cette seule donnée, il faut connaître l'histoire du matériau.

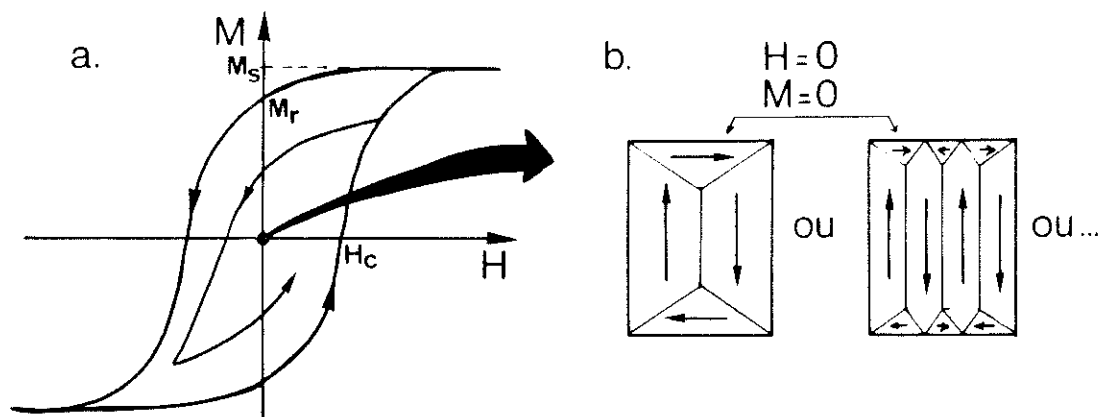


Figure 3.1 : a. Cycle d'hystérésis, définition de H_c, M_r et M_s -
b. Exemple de configuration en domaines dans l'état H=0, M=0.

Dans le cas de matériaux doux parfaits, la répartition théorique des domaines est donnée par le minimum d'énergie du système. Cette énergie a quatre composantes : l'énergie d'échange provient des variations d'alignement entre moments magnétiques voisins, l'énergie d'anisotropie agit comme un ressort pour ramener **M** suivant les directions d'aimantation facile, l'énergie démagnétisante provient des variations de **M** à divergence non nulle, enfin l'énergie extérieure tend à aligner **M** sur le champ extérieur. Le calcul théorique de ces termes est possible, et la structure de **M** en tout point peut être déterminée en minimisant l'énergie totale du système, mais le volume de calculs nécessaires ne permet de traiter que des applications de taille très réduite, en utilisant des moyens informatiques spéciaux.

Dans les matériaux réels, les déplacements des parois sont compliqués par la présence d'obstacles tels que joints de grain, impuretés ou dislocations. Ces défauts constituent des points d'ancrage pour les parois et résultent en une dissipation d'énergie analogue à celle d'un frottement sec. A la complexité des calculs s'ajoute alors le manque de modèles pour représenter cette dissipation d'énergie.

La modélisation est rendue encore plus complexe par la nature vectorielle et anisotrope du phénomène. Les moyens de mesure habituels projettent les phénomènes suivant un axe d'observation et ne sont donc pas très adaptés à leur étude.

3.1.2 Modèles étudiés :

Comme nous venons de le voir, l'approche physique est rapidement limitée par sa complexité. On peut espérer obtenir des résultats pour des géométries très simples - dans le cas des magnétorésistances, par exemple - mais dans le cas plus général qui nous intéresse, le volume de calculs est rédhibitoire, d'autant plus qu'on ne s'intéresse qu'à l'effet moyen des microstructures^{18,19}.

Pour cette raison, seuls les modèles phénoménologiques, reproduisant le phénomène sans s'appuyer sur son origine, sont étudiés ici. Ces modèles ne sont pas très satisfaisants pour le physicien, mais c'est pour l'instant la seule approche permettant d'obtenir des modèles précis sans être excessivement complexes. De plus, on s'intéresse à une modélisation 2D de l'enregistrement longitudinal sur milieu très mince. L'aimantation reste dans le plan de la couche et un modèle scalaire représente correctement les phénomènes. Nous reviendrons plus tard sur la validité de cette hypothèse.

Parmi les nombreux modèles proposés dans la littérature, deux nous ont paru avoir des propriétés particulièrement séduisantes : le premier est développé à partir du modèle plus connu de Preisach-Néel. Le second consiste à lier le champ appliqué et l'induction résultante par une équation différentielle. Des modèles beaucoup plus élémentaires mais fréquemment utilisés ont également été considérés.

Après une présentation des principes et des propriétés des différents modèles étudiés, les comportements prédits par ces modèles sont comparés au comportement observé expérimentalement dans le cas d'un matériau dur utilisé comme milieu d'enregistrement.

3.2 ÉTUDE THÉORIQUE DES MODELES :

3.2.1 Modèles analytiques élémentaires :

Nous décrivons tout d'abord deux modèles très simples, dans lesquels on se donne une expression analytique de la courbe $M(H)$ ne dépendant que du point où on se trouve dans le cycle. Il est évident que de tels modèles sont sans prétention, mais dans la mesure où ils sont très souvent utilisés, il est intéressant de voir à quel point ils divergent du comportement des matériaux réels.

3.2.1.a Modèle en "arctangente hyperbolique" : (ou de Potter)

Ce modèle a déjà été longuement utilisé en enregistrement magnétique. L'aimantation est donnée par la formule :

$$M(H, \alpha) = M_s \left\{ \operatorname{sgn} \alpha - \alpha \left[1 + \tanh \left(1 - \operatorname{sgn} \alpha \cdot H/H_c \right) \tanh^{-1} S \right] \right\} \quad (3.1)$$

où sgn est la fonction signe, H_c est le champ coercitif, M_s est l'aimantation à saturation, $S=Mr/M_s$ est le coefficient de rectangularité du cycle et Mr est l'aimantation rémanente (fig.3.2). α caractérise la courbe d'aimantation sur

laquelle on se situe à un instant donné. Après chaque extrémum H_m du champ appliqué, on change de courbe d'aimantation en calculant une nouvelle valeur α' de ce paramètre.

$$\alpha' = - \frac{2 \operatorname{sgn} \alpha - \alpha \left[1 + \tanh \left(1 - \operatorname{sgn} \alpha \cdot H_m / H_c \right) \tanh^{-1} S \right]}{\left[1 + \tanh \left(1 + \operatorname{sgn} \alpha \cdot H_m / H_c \right) \tanh^{-1} S \right]} \quad (3.2)$$

Ce modèle a l'inconvénient de ne pas représenter de cycles fermés.

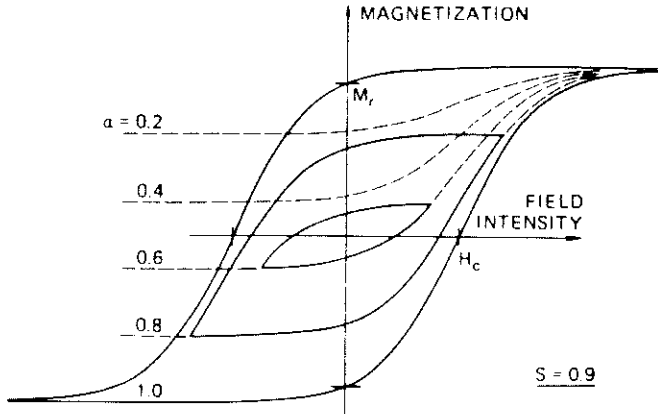


Figure 3.2 : Modèle de Potter

3.2.1.b Modèle "polynômial" :

Nous proposons une expression plus simple pour ces courbes d'aimantation, utilisant une donnée supplémentaire : le champ de fermeture du cycle, H_s . Au delà de ce point, on suppose une pente nulle. Le cycle majeur est approché par les fonctions polynômiales P_1 , P_2 et P_3 , respectivement de degré 2.2 et 3 (fig.3.3). Les cycles mineurs sont déduits de ce cycle majeur par la transformation suivante :

$$M_s - m(H) = \alpha (M_s - M(H)) \quad (3.3)$$

où α est calculé en exprimant que le point de rebroussement appartient à la nouvelle courbe d'aimantation suivie.

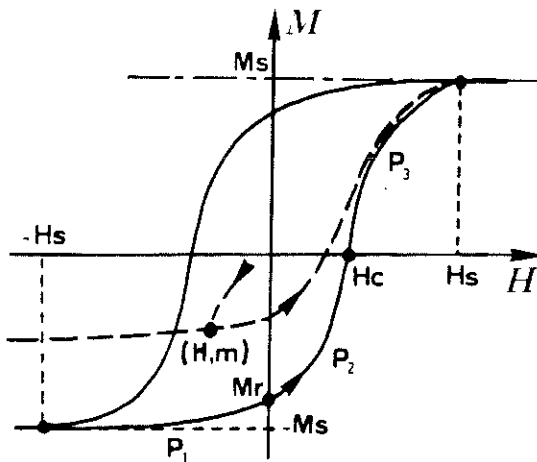


Figure 3.3 : Modèle "polynômial"

3.2.2 Le modèle de Mayergoyz :

Ce modèle est compliqué mais conceptuellement très intéressant. De plus il suit une démarche rigoureuse, sans aucun empirisme. Le domaine d'application du modèle ainsi que les données expérimentales nécessaires à l'identification sont parfaitement définis.

3.2.2.a Le modèle de Preisach classique : ^{20,21,22}

Le modèle développé par Mayergoyz est une extension du modèle plus connu de Preisach, construit à partir d'opérateurs d'hystérésis élémentaires caractérisés par leurs valeurs de basculement α et β (fig.3.4.a).

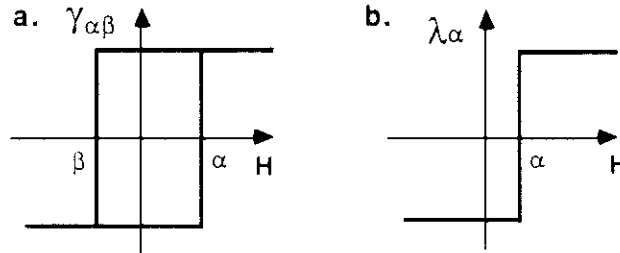


Figure 3.4 : Modèle de Mayergoyz : a.opérateur hystérésis élémentaire - b.opérateur pas.

L'idée de base est que tout cycle peut être considéré comme une somme pondérée de ces opérateurs suivant la formule :

$$M(H) = \iint_{\alpha, \beta} \mu(\alpha, \beta) \cdot \gamma_{\alpha, \beta}(H) \, d\alpha \, d\beta \quad (3.4)$$

La description du cycle est contenue dans la fonction $\mu(\alpha, \beta)$ qui associe une amplitude à chaque cycle élémentaire. Cette fonction peut être obtenue par dérivation seconde de cycles expérimentaux.

Ce modèle a fait l'objet de nombreuses publications et adaptations ^{23,24,25,26,27,28}. Nous ne rappellerons ici que les propriétés les plus importantes, du point de vue de l'utilisateur.

1. Le modèle détecte et accumule les valeurs extrêmes du champ appliqué, mais il reproduit également l'effacement des extrêmes stockés par des champs d'amplitude plus grande (fig.3.5.a).
2. Les cycles mineurs fermés correspondant à des champs extrêmes identiques sont congruents, c'est à dire qu'ils se superposent par translation verticale (fig.3.5.b).

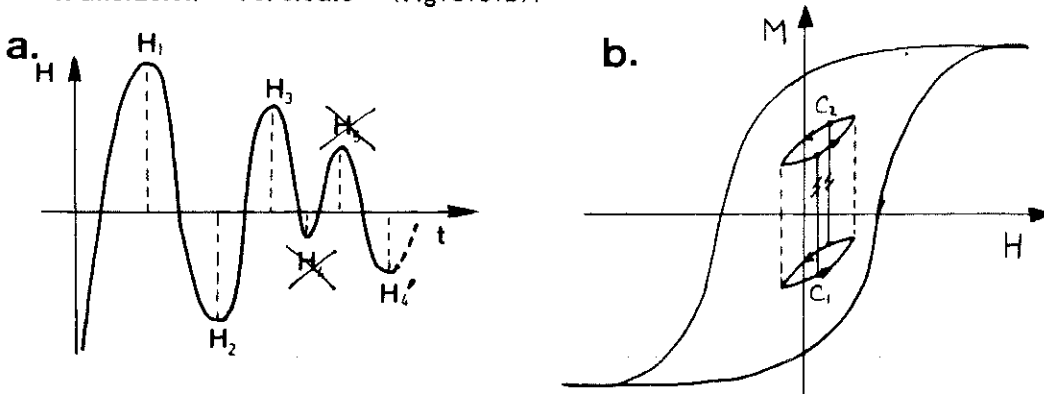


Figure 3.5 : a.Mémoire partielle des extrêmes : H_4 et H_4' sont gommés par H_3 - b. Congruence des cycles mineurs.

3. L'identification du modèle se fait à partir des courbes de renversement d'ordre 1 (fig.3.6). Le calcul de la formule (3.4) utilise directement ces données comme suit : soient (α_i) et (β_j) les suites respectivement croissante et décroissante des minima et des maxima mémorisés et soit ΔM la fonction définie par :

$$\Delta M(\alpha, \beta) = M_\alpha - M_{\alpha\beta} \quad (3.5)$$

Pour un état initial de saturation négative et un champ appliqué croissant dans sa phase finale, on montre que la formule (3.4) est égale à :

$$M(H) = -M_s + \sum_{i=1}^n \{ \Delta M(\alpha_i, \beta_{i-1}) - \Delta M(\alpha_i, \beta_i) \} + \Delta M(H, \beta_n) \quad (3.6)$$

On obtient des formules similaires pour les autres conditions initiales et finales.

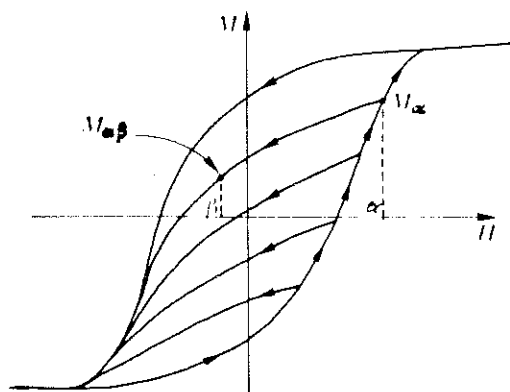


Figure 3.6 : Courbes de renversement d'ordre 1, définition de M_α et de $M_{\alpha\beta}$.

3.2.2.b Généralisation du modèle de Preisach : ^{29,30}

Dans le modèle classique de Preisach, la congruence des cycles mineurs limite le domaine d'application. De plus, il n'est pas possible de représenter une pente non nulle après la fermeture du cycle. Ainsi, les particules de Stoner-Wohlfarth ne peuvent être modélisées.

Pour relacher ces contraintes, les modifications suivantes ont été apportées au modèle : l'amplitude affectée à un cycle élémentaire dépend maintenant du champ appliqué et on introduit un opérateur totalement réversible λ_α (fig.3.4.b).

L'aimantation est alors donnée par :

$$M(H) = \iint_{\alpha, \beta} \mu(\alpha, \beta) \cdot \gamma_{\alpha\beta}(H) d\alpha d\beta + \int_{-\infty}^{+\infty} v(\alpha) \cdot \lambda_\alpha(H) d\alpha \quad (3.7)$$

L'interprétation géométrique du modèle n'est pas modifiée, mais les propriétés sont légèrement différentes de celles du modèle classique :

1. La mémorisation des valeurs extrêmes de champ n'est pas modifiée.
2. Les cycles mineurs ne sont plus congruents mais ils ont la même hauteur pour un champ donné (fig.3.7.a).

3. Le calcul des fonctions μ et ν est toujours possible par dérivations successives de courbes expérimentales, mais l'identification peut se faire à l'aide des courbes de renversement d'ordre 1 et 2 (fig.3.7.b). La fonction ΔM est alors définie par :

$$\Delta M(\alpha, \beta, H) = M_{\alpha\beta} - M_{\alpha\beta H} \quad (3.8)$$

Pour un état initial de saturation négative et un champ appliqué finalement croissant, la formule (3.7) est égale à :

$$M(H) = M_{11}^+(H) + \sum_{i=1}^n \{ \Delta M(\alpha_i, \beta_{i-1}, H) - \Delta M(\alpha_i, \beta_i, H) \} \quad (3.9)$$

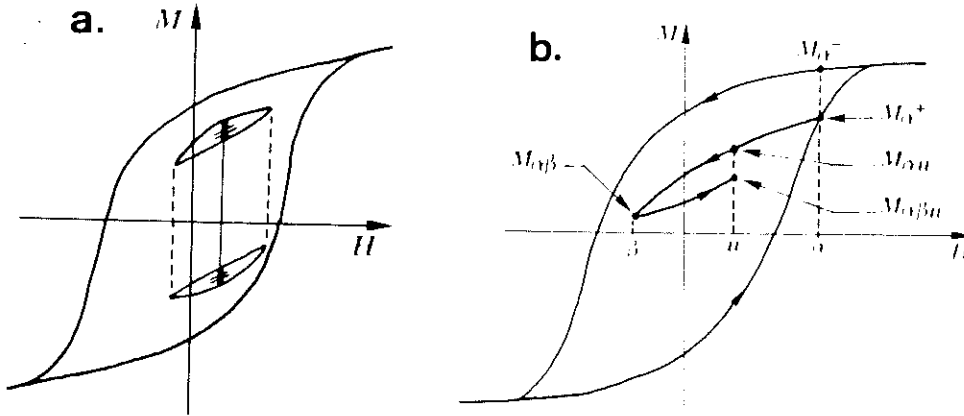


Figure 3.7 : a. Relaxation de la congruence des cycles mineurs -
b. Courbes de renversement d'ordre 2, définition de $M_{\alpha\beta}^+$, $M_{\alpha\beta}$ et $M_{\alpha\beta u}$

Ce modèle pouvant représenter des pentes non nulles après fermeture du cycle, nous pouvons l'appliquer à l'induction B aussi bien qu'à l'aimantation M.

3.2.3 Le modèle de Hodgdon : 31,32,33

Ce modèle diffère totalement du précédent. Il suppose une relation constitutive entre H et B donnée par une équation différentielle de la forme :

$$\frac{dB}{dt} = \alpha \cdot \text{sgn} \left(\frac{dB}{dt} \right) [f(B) - H] + g(B) \quad (3.10)$$

Dans cette relation, α est une constante réelle, sgn est la fonction signe, dB/dt est la dérivée temporelle de B - ou de H -, enfin f et g sont des fonctions caractéristiques du matériau qui doivent vérifier certaines conditions de régularités. Avec un choix adéquat de ces fonctions et du paramètre α , il est possible de décrire les cycles d'hystérésis de matériaux variés. Le choix de f et g est guidé par les considérations suivantes :

1. Le graphe de f coïncide avec la courbe d'anhytérésis.
 2. Sur les intervalles où $g(B) = f'(B)$, les branches ascendantes et descendantes sont confondues, ce qui assure la fermeture du cycle.
- Hodgdon propose les expressions suivantes pour f et g :

$$f(B) = \begin{cases} A_1 \tan (A_2 B) & \text{pour } |B| \leq B_{c1} \\ A_1 \tan (A_2 B_{c1}) + (B - B_{c1})/\mu_{c1} & \text{pour } B > B_{c1} \\ -A_1 \tan (A_2 B_{c1}) + (B + B_{c1})/\mu_{c1} & \text{pour } B < B_{c1} \end{cases} \quad (3.11.a)$$

et

(3.11.b)

$$g(B) = \begin{cases} f'(B) \{ 1 - A_3 \exp[-A_4 |B| / (B_{cl} - |B|)] \} & \text{pour } |B| \leq B_{cl} \\ f'(B) & \text{pour } |B| > B_{cl} \end{cases}$$

α est supposé valoir 1. B_{cl} est la valeur de l'induction au point de fermeture du cycle, et c_l est la pente du cycle après ce point de fermeture. Les paramètres A_1 à A_4 sont déterminés à partir de données expérimentales mesurées sur le cycle majeur (fig.3.8.a).

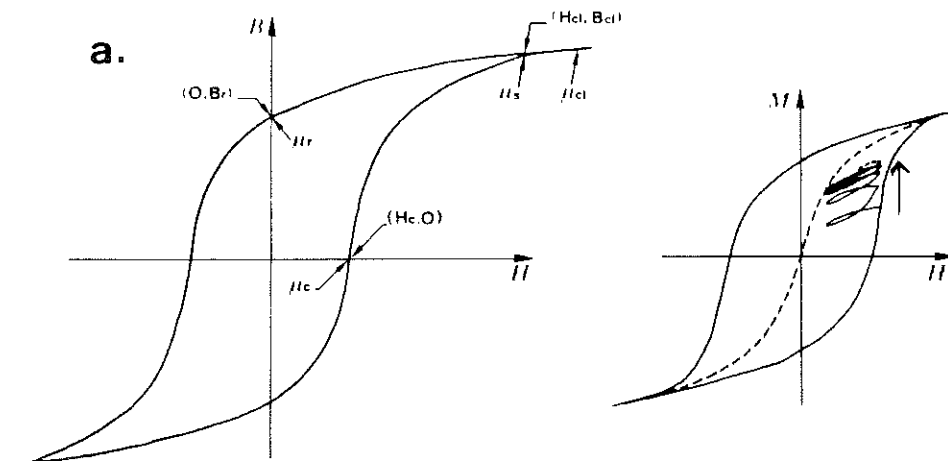


Figure 3.8 : Modèle de Hodgdon ; a. Données expérimentales pour l'identification du modèle - b. Reptation des cycles mineurs.

Les propriétés les plus intéressantes de ce modèle concernent le comportement des cycles mineurs. Coleman et Hodgdon ont montré que pour tout couple de points (H_{min}, H_{max}), il existe un cycle fermé unique ayant les propriétés d'un cycle stable. Quand H oscille entre H_{min} et H_{max} , le cycle résultant se déplace vers le cycle stable quel que soit l'état initial. On montre également que les cycles stables d'amplitude infiniment petite sont situés sur le graphe de la fonction f (figure 3.8.b).

Ces comportements correspondent à la compréhension théorique que l'on a du phénomène : pour tout champ appliqué, il existe un état d'énergie minimale situé sur la courbe d'anhystrésis. Cette configuration stable est obtenue quand toutes les irréversibilités sont vaincues, que ce soit par des procédés mécaniques, thermiques ou par superposition d'un champ alternatif d'amplitude décroissante. Quand on applique un champ oscillant entre H_{min} et H_{max} , la tendance est de se rapprocher de l'état d'équilibre et il se produit ce que l'on appelle une reptation des cycles mineurs vers la courbe d'anhystrésis.

3.3 ÉTUDE EXPERIMENTALE :

3.3.1 Le matériau : ³⁴

Le matériau dont nous souhaitons modéliser le comportement est un alliage de Cobalt-Nickel-Chrome utilisé en couche mince pour l'enregistrement longitudinal haute densité sur disque dur. Ces disques sont fabriqués au LETI. Ils sont obtenus par pulvérisation de l'alliage sur une couche de base de Chrome. Une couche de carbone protège le dépôt magnétique d'une épaisseur de 700 Angströms.

La structure cristalline de la sous-couche de Chrome induit une structure hexagonale horizontale dans la couche de CoNi, ce qui résulte en une forte anisotropie horizontale. Cette anisotropie associée à la présence de Chrome sous forme d'impuretés est à l'origine de la forte coercivité du matériau.

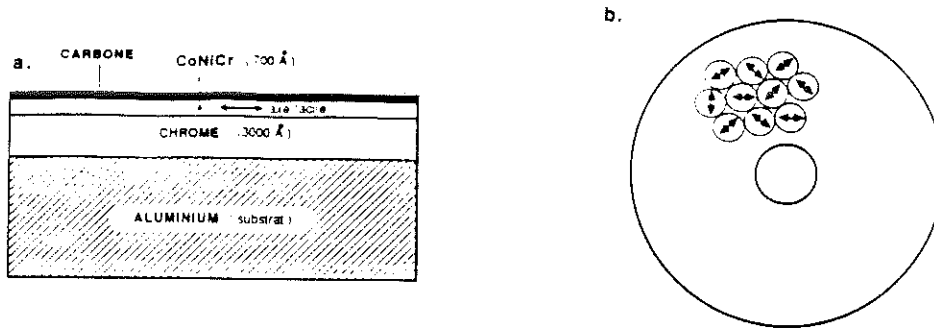


Figure 3.9 : a. Structure du disque - b. Répartition isotrope des axes faciles dans le plan du disque.

3.3.2 Dispositif de mesure :

Le comportement du matériau a été mesuré à l'aide d'un magnétomètre à échantillon vibrant (VSM). Cet équipement permet d'appliquer à un échantillon du matériau un champ longitudinal et de mesurer le moment magnétique résultant dans cette direction (fig.3.10). De par la forme de l'échantillon, les champs démagnétisants sont faibles et le champ appliqué est donc le champ réellement vu par le matériau. Il n'est donc pas nécessaire de corriger les cycles mesurés.

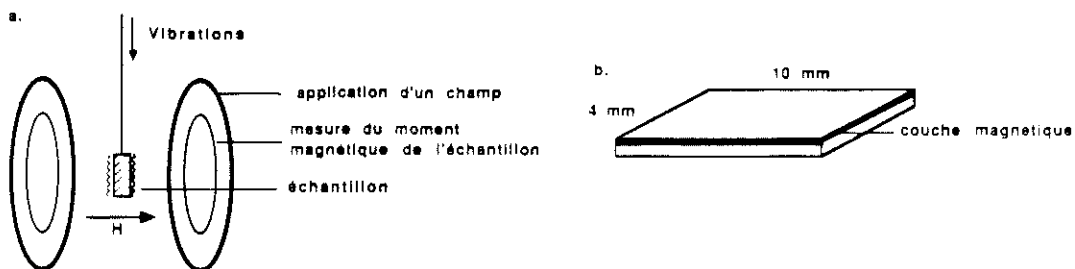


Figure 3.10 : a. Dispositif de mesure - b. Echantillon testé.

3.3.3 Mesures effectuées :

Les mesures faites sur le matériau concernent le relevé des données nécessaires à l'identification des différents modèles : cycle majeur, courbes de renversement d'ordre 1 et 2. D'autres mesures sont faites lors de la désaimantation de l'échantillon puis de l'application d'un champ quelconque et ce pour comparer les comportements prédits par les modèles dans ces conditions avec le comportement réel du matériau.

3.4 COMPARAISON ENTRE MODELES ET COMPORTEMENT EXPERIMENTAL :

3.4.1 Identification :

L'identification d'un modèle consiste à déterminer ses paramètres à partir de données expérimentales. C'est donc le passage de l'étude théorique à l'utilisation pratique du modèle. Dans le cas des modèles analytiques, cette phase se passe de commentaire, pour les modèles, elle est plus ou moins simple.

autres

3.4.1.a Modèle de Mayergoyz :

La procédure d'identification est rigoureuse et sans surprise, ce qui représente un avantage non négligeable. La difficulté réside essentiellement dans le nombre de points de mesure. La précision du modèle augmente avec le nombre de courbes de renversement utilisées et avec la finesse de l'échantillonnage de ces courbes.

Dans notre cas, l'appareillage utilisé ne permet pas d'automatiser ce relevé de mesure, de sorte que nous nous sommes limités à 15 points de mesure entre les points de fermeture du cycle, ce qui représente déjà un total de 625 valeurs d'aimantation (fig.3.11) ! Mais cette limitation est due uniquement à un interface difficilement programmable et ne constitue pas une limite du modèle lui-même.

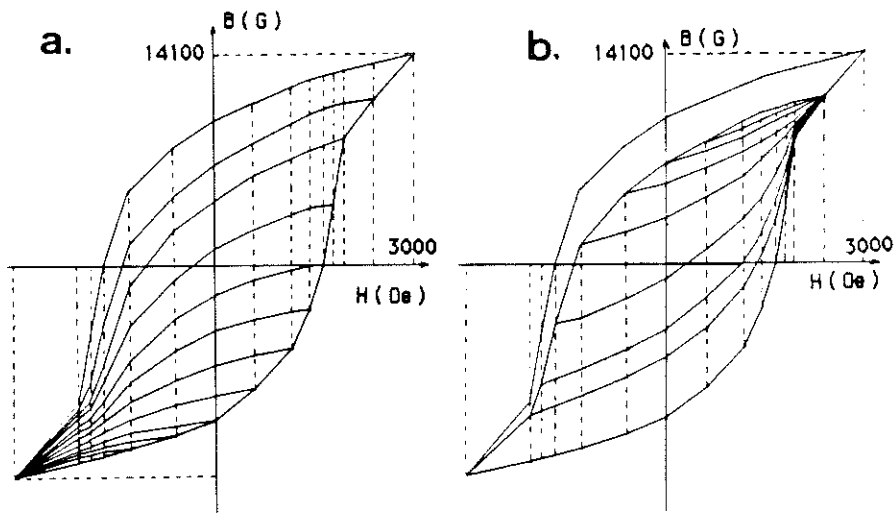


Figure 3.11 : Données expérimentales pour le modèle de Mayergoyz :
a. Courbes de renversement d'ordre 1 - b. Une série de courbes d'ordre 2.

Des problèmes plus sérieux peuvent apparaître si les cycles mineurs relevés ne se referment pas. Cette propriété définit le domaine de validité du modèle et si le matériau ne la vérifie pas, l'identification n'est pas possible.

3.4.2.b Modèle de Hodgdon :

Dans ce cas, les données expérimentales sont très simples à exprimer : il s'agit de points ou de pentes mesurés sur le cycle majeur. Le relevé des données H_c, B_r, H_s, B_s ne pose aucun problème, par contre la mesure des pentes est cause d'erreur et ce d'autant plus que la pente mesurée est forte au point coercitif et faible au point de fermeture du cycle et au-delà. Or le modèle est très sensible à ces erreurs et les valeurs mesurées ont du être ajustées après quelques essais.

Le choix de la valeur de α est aussi un point délicat : la valeur de 1 proposée par Hodgdon donne des résultats abérants dans notre cas et rien ne relie ce paramètre à des données expérimentales. Après une série d'essais, la valeur $\alpha=8$ nous a paru la plus correcte.

On le voit donc, l'identification du modèle est théoriquement facile, mais pratiquement elle repose sur un certain empirisme. Le domaine d'application de ce modèle ne s'étend sûrement pas à tous les matériaux, mais aucun critère précis ne le définit.

3.4.2 Observations réalisées :

Différents tests ont été réalisés pour comparer les modèles avec les données expérimentales.

3.4.2.a Cycles majeurs : (fig.3.12)

On vérifie que le cycle majeur est parfaitement reproduit par le modèle de Mayergoyz. L'observation de ces résultats montre qu'il n'est pas nécessaire d'utiliser des fonctions très complexes pour représenter le cycle majeur et notre modèle polynomial simple donne de meilleurs résultats que le modèle utilisant des fonctions en arctangente hyperbolique, ou que le modèle de Hodgdon.

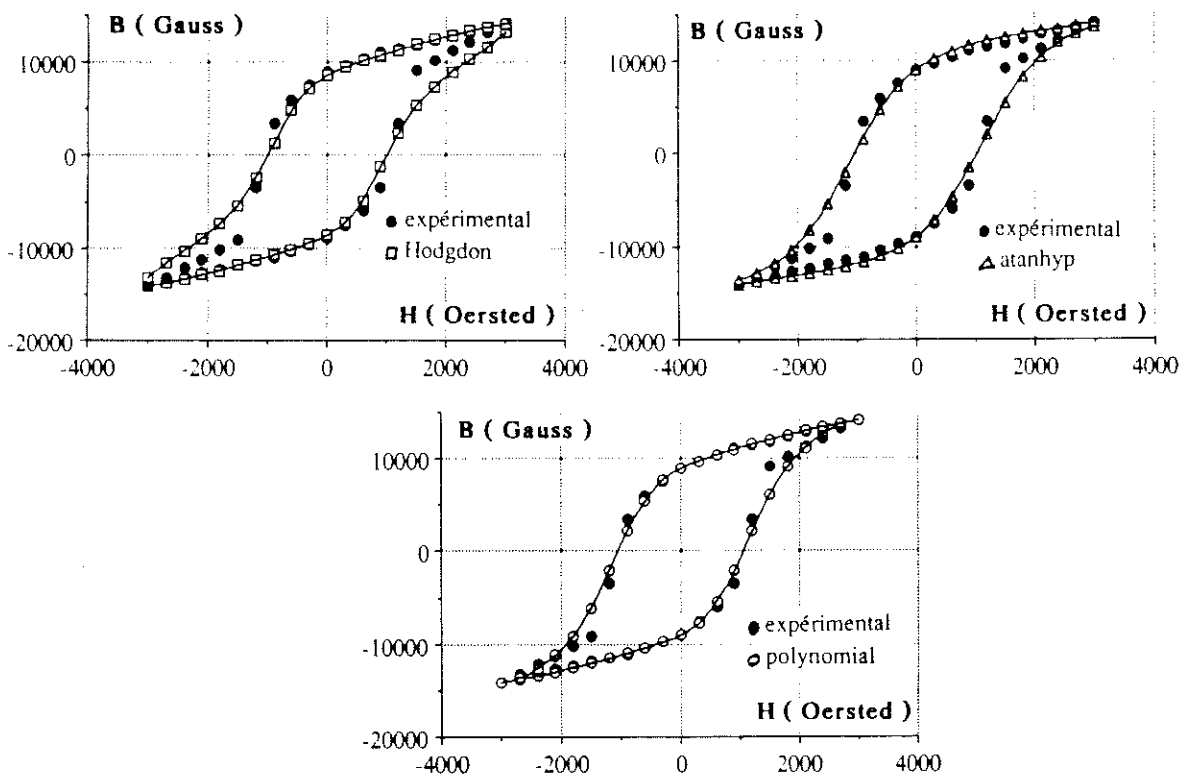


Figure 3.12 : Cycles majeurs expérimentaux et calculés.

3.4.2.b Cycles mineurs : (fig.3.13)

La stabilité des cycles mineurs est vérifiée : le matériau étudié ne montre pas le phénomène de reptation. La hauteur de cycles mineurs superposés n'a pas été mesurée. Les données expérimentales ne sont pas montrées ici parce qu'elles se superposent à nouveau parfaitement au modèle de Mayergoyz. Les cycles mineurs prédits par Hodgdon se stabilisent vers un cycle proche du cycle observés expérimentalement, mais ceux prédits par les modèles analytiques ne se stabilisent que sur le cycle majeur.

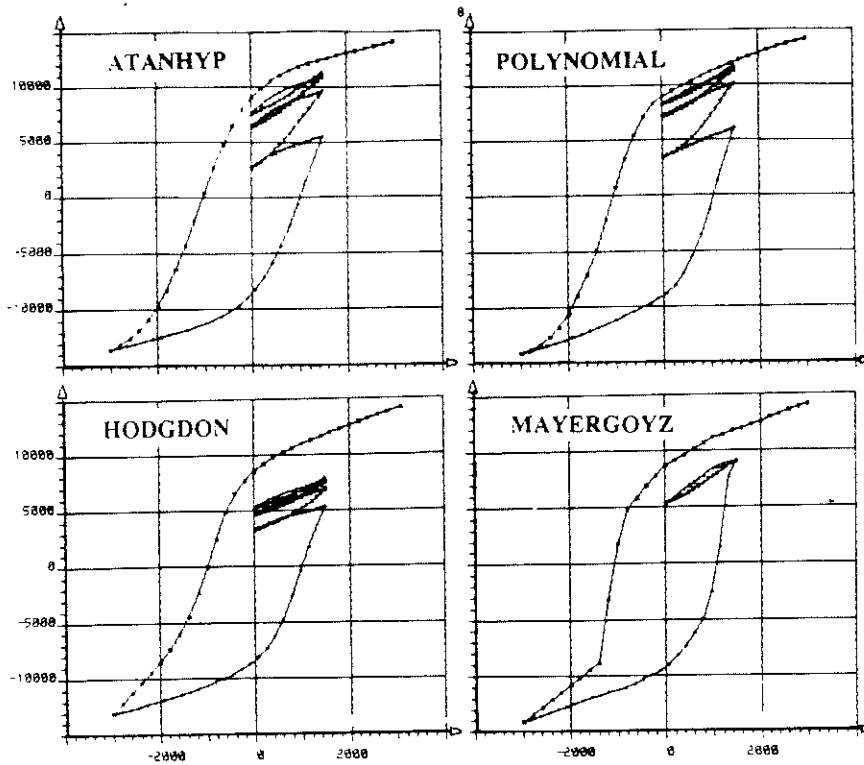


Figure 3.13 : Cycles mineurs calculés.

3.4.2.c Désaimantation de l'échantillon : (fig.3.14)

L'échantillon est démagnétisé par application d'un champ alternatif d'amplitude décroissante. Les courbes tracées représentent l'induction mesurée en chaque point de rebroussement.

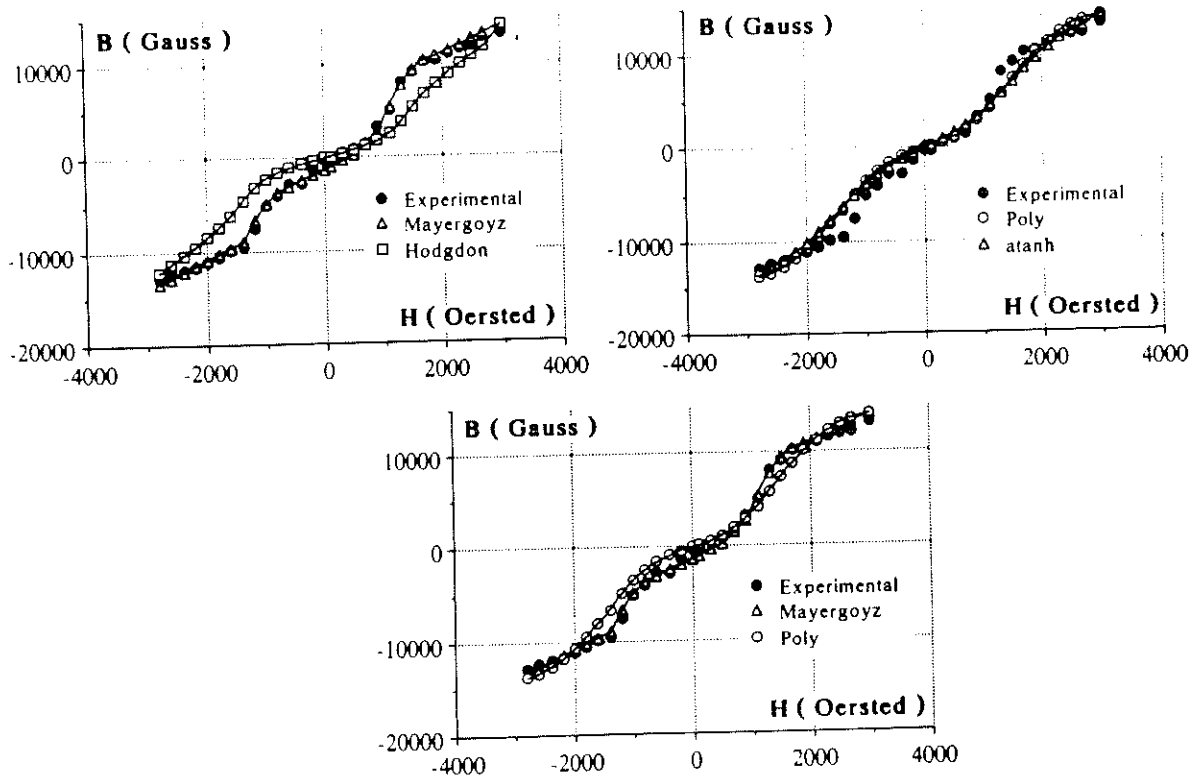


Figure 3.14 : Désaimantation de l'échantillon.

3.4.2.d Application d'un champ quelconque :

L'échantillon démagnétisé par la manoeuvre précédente est soumis à un champ d'amplitude quelconque. Les courbes montrent les inductions obtenues pour les valeurs de champ successivement appliquées.

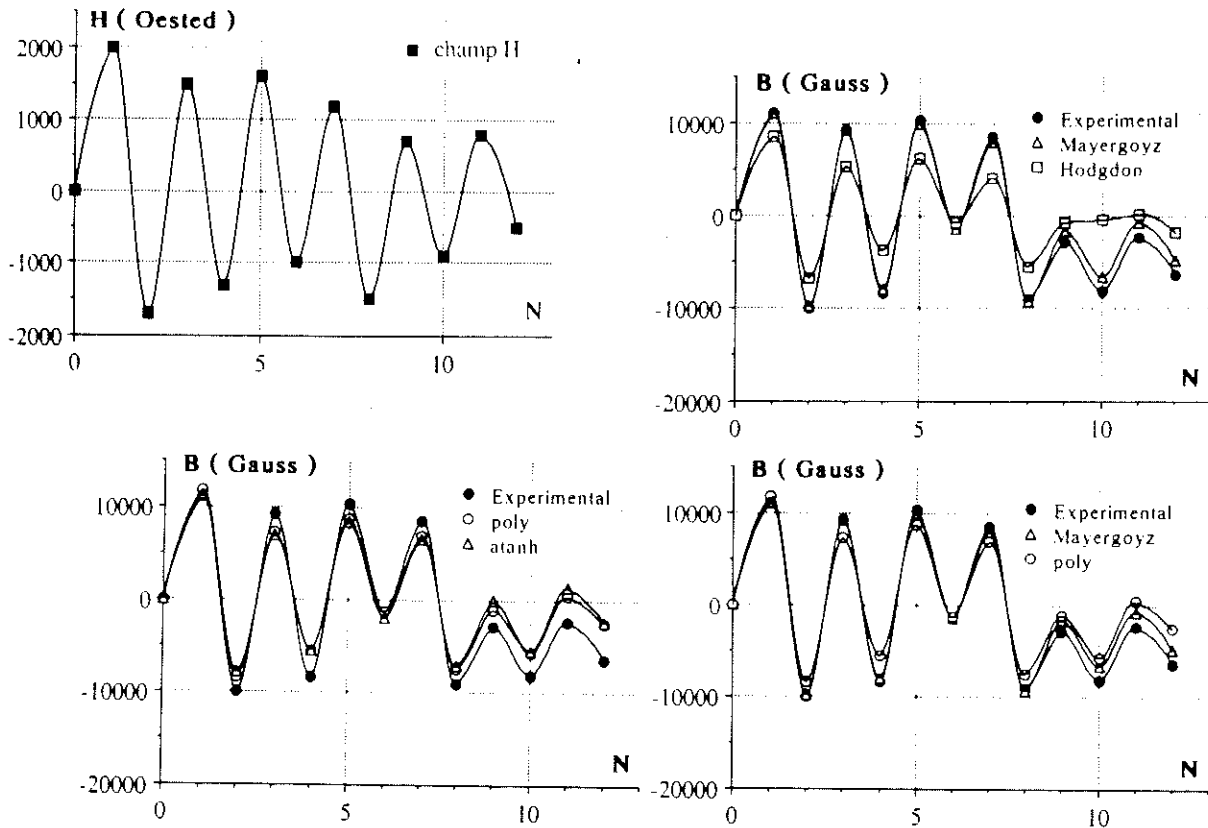


Figure 3.15 : Application d'un champ quelconque.

3.4.3 Discussion :

Ces tests montrent que des modèles analytiques peuvent donner des résultats intéressants si on les utilise en champ alternativement positif et négatif. Compte tenu de leur très grande simplicité, ils peuvent se révéler utiles dans une première approche d'un problème avec hystérésis, mais il faut considérer des modèles plus élaborés dès que l'on veut représenter correctement le comportement des cycles mineurs.

De manière générale, l'induction calculée par le modèle de Hodgdon est trop faible par rapport à l'induction mesurée expérimentalement. De plus la reptation de cycles mineurs, qui fait l'intérêt du modèle, ne se manifeste pas de manière significative sur notre matériau. Le modèle de Mayergoyz est donc sans conteste plus adapté. Mais la comparaison de ces modèles appelle d'autres commentaires.

Le fait que les résultats prévus par le modèle de Mayergoyz soient nettement meilleurs que ceux prévus par le modèle de Hodgdon n'est pas étonnant puisque ce modèle utilise beaucoup plus de données. Ce nombre important de données a d'ailleurs été considéré plutôt comme un inconvénient lors de la phase d'identification. Mais c'est également un avantage : les modèles dérivés du modèle de Preisach sont les seuls, à notre connaissance, dont la précision ne soit pas figée par un nombre fixe de données pour l'identification. Le modèle de Mayergoyz est en fait une méthode pour interpoler la courbe d'aimantation du matériau à partir de cycles mineurs.

Ces bonnes performances se paient par une complexité certaine du modèle et de sa programmation. La gestion des extrema de champ appliqué et des nombreuses données utilisées doit être faite correctement, mais la formule finale est simple à calculer, elle n'utilise que des opérations algébriques. De l'autre côté, le modèle de Hodgdon est beaucoup plus simple à appréhender, mais il nécessite une intégration susceptible d'accumuler les erreurs numériques. Au total, le coût de calcul de ces deux modèles doit être équivalent, mais aucune mesure précise n'a été faite.

3.5 CONCLUSION :

L'étude expérimentale est indispensable pour estimer les qualités et les limites des modèles d'hystérésis proposés dans la littérature. Il faut d'une part déterminer les paramètres nécessaires à leur identification et d'autre part confronter les comportements prédits au comportement réel du matériau utilisé dans notre application.

La reptation des cycles mineurs ne se manifeste pas sur ce matériau, et le modèle développé par Mayergoyz apparaît comme le plus fiable. Bien que souvent critiqué pour sa complexité et le fait qu'il ne représente pas parfaitement le comportement théorique des cycles mineurs, ce modèle reste malgré tout le plus précis et constitue pour nous une référence.

Cette conclusion doit être remise en question dans le cas des matériaux doux : la reptation des cycles y est plus sensible, les cycles mineurs sont moins faciles à mesurer dans un cycle fermé, alors que la détermination des pentes nécessaires au modèle de Hodgdon y est plus précise. Une telle étude serait intéressante à faire.

Dans le chapitre suivant, l'utilisation de la méthode des éléments finis pour modéliser un dispositif d'enregistrement magnétique est détaillée, avec en particulier la prise en compte de l'hystérésis du milieu d'enregistrement. Cependant, ce n'est pas le modèle de Mayergoyz qui a été utilisé, mais le modèle polynômial. En effet, l'intégration du comportement hystérétique dans les calculs de champ magnétique pose un certain nombre de problèmes que nous n'avons pas voulu cumuler avec l'utilisation d'un modèle complexe, même si à terme c'est ce modèle que nous souhaitons adopter.

CHAPITRE 4 :

APPLICATION A LA MODÉLISATION DE L'ENREGISTREMENT MAGNÉTIQUE

Au cours des chapitres précédents, les différents aspects du problème traité ont été abordés séparément. Le dispositif étudié a été décrit et les outils que nous souhaitons utiliser pour résoudre les problèmes liés à sa modélisation ont été présentés.

Nous allons maintenant voir comment la méthode des éléments finis associée à un modèle d'hystérésis est utilisée pour arriver à une modélisation complète du procédé, que ce soit en écriture ou en lecture.

4.1 TRAVAUX ANTÉRIEURS :

L'application de la méthode des éléments finis à la modélisation l'enregistrement magnétique n'est pas nouvelle, mais les travaux réalisés jusqu'à présent ne sont pas ~~très~~ nombreux et n'ont pas été très concluants.

Les japonais utilisent couramment la méthode des éléments finis dans de nombreux domaines. Mais son application en enregistrement magnétique est limitée au calcul du champ d'écriture en l'absence du milieu d'enregistrement^{35,36}. Seule l'équipe de Nakamura fait intervenir l'hystérésis de ce milieu en utilisant un modèle basé sur le modèle de Stoner-Wohlfarth (ou modèle de l'astroïde), mais les publications sur le sujet manquent de détails³⁷. D'autres travaux intègrent la prise en compte d'un matériau avec hystérésis, mais dans le cas des matériaux doux, avec par exemple application au transformateur^{38,39}. Il s'agit de calculs auto-cohérents en potentiel vecteur utilisant un modèle $M(H)$, tout comme le calcul que nous présentons par la suite, mais les publications donnent des résultats sans expliquer les difficultés inhérentes à ce type de calcul.

Ailleurs dans le monde, on trouve ponctuellement des travaux plus ou moins théoriques^{40,41,42}, mais ils ne semblent pas poursuivis jusqu'à des réalisations réellement utilisables.

On peut également citer les travaux de J.Machuj⁴³ pour calculer en 3D le champ d'écriture de la tête en l'absence du milieu d'enregistrement. Les problèmes de maillage sont traités par une méthode de décomposition du domaine d'étude qui permet de traiter séparément les régions de tailles très différentes - entrefer et reste de la tête. Un algorithme itératif est utilisé pour assurer l'interdépendance des sous-domaines.

Nous connaissons mieux les travaux réalisés en France de 80 à 86 lors des collaborations successives Bull-Inria, Bull-Leg, Leti-Leg^{44,45,46}. Les travaux réalisés sur le sujet ont abouti à une modélisation de l'enregistrement perpendiculaire tout à fait similaire à celle de Nakamura évoquée plus haut. Ces travaux ont été présentés dans la thèse de M.Féliachi en juin 86⁴⁷.

Les progrès réalisés depuis ne concernent pas le principe même du calcul : les points délicats sont restés les mêmes avec la modélisation de l'hystérésis, la prise en compte de forts champs démagnétisants, le maillage délicat dans la région de l'entrefer où les phénomènes varient très rapidement et où l'on souhaite une grande précision.

Mais ces difficultés se posent de manière différente dans la mesure où il s'agit d'enregistrement longitudinal sur milieu très mince et non plus d'enregistrement perpendiculaire. On peut donc utiliser un modèle d'hystérésis scalaire au lieu d'un modèle vectoriel, ce qui élargit le choix de modèles et facilite le calcul.

De plus, les performances des calculateurs ayant progressé de façon spectaculaire, tous ces calculs gros consommateurs de temps CPU et de mémoire deviennent envisageables de manière courante et quasiment interactive. Ainsi, la précision des calculs a pu être améliorée simplement en affinant le maillage au niveau de l'entrefer et du milieu d'enregistrement, tout en gardant des temps de calcul compatibles avec une utilisation courante du logiciel. La production de nombreux résultats permet de faire des études systématiques et de les comparer avec les résultats de tests expérimentaux. Nous avons donc pu aller plus loin que nos prédécesseurs dans le test et la validation de la méthode.

4.2 HYPOTHESES GÉNÉRALES :

Que ce soit en écriture ou en lecture, le problème est sensiblement le même : il faut calculer la répartition de potentiel due à des courants - éventuellement nuls - et à un milieu aimanté, tout en tenant compte de l'hystérésis et du déplacement du milieu d'enregistrement. Malgré sa généralité, le calcul que nous faisons repose sur un certain nombre d'hypothèses qu'il faut connaître pour apprécier son domaine de validité.

4.2.1 Modélisation 2D :

Tout d'abord, nous faisons une représentation 2D d'un dispositif tridimensionnel. Or les pièces polaires n'ont pas une largeur constante suivant l'axe z , elles sont rétrécies dans la région de l'entrefer afin d'y concentrer le flux (fig.4.1.a). L'effet 3D à ce niveau est important puisque la répartition des zones de saturation dépend fortement de cette largeur. Pour en rendre compte partiellement, une solution consiste à définir une zone saturable au niveau du resserrement de la géométrie et une zone non saturable au-delà (fig.4.1.b). Pour affiner cette modélisation, il faudrait affecter en tout point une perméabilité fonction de la largeur suivant z , cette perméabilité étant définie en exprimant que le flux le long du circuit magnétique doit être le même en 2D et en 3D.

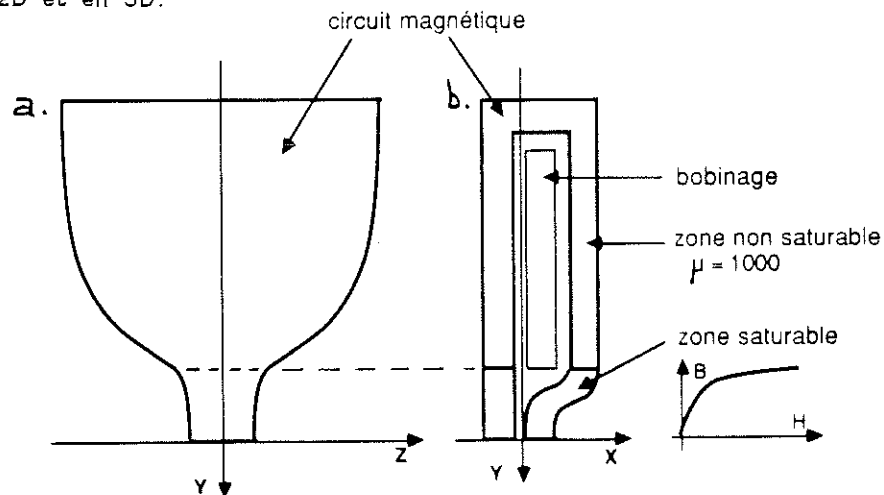


Figure 4.1 : Tête intégrée : a. vue de dessus - b. vue de côté.

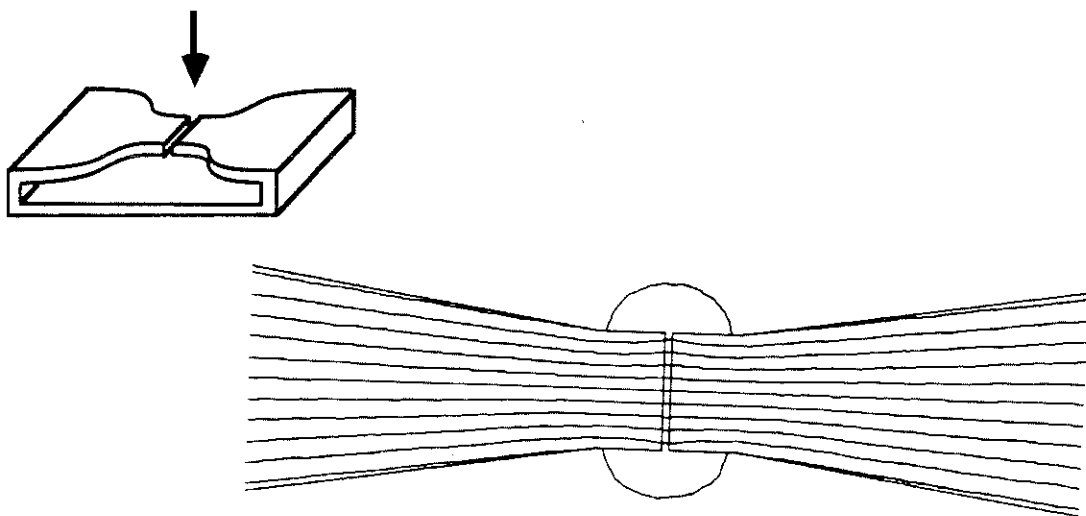


Figure 4.2 : Modélisation des fuites latérales d'une tête SILMAG.

D'autre part, dans cette représentation 2D les fuites latérales sont négligées. Ceci est légitime compte tenu des largeurs de pôles actuelles mais ne le sera plus en très faible largeur de piste (inférieure à 5 microns). Pour estimer ces effets de bords, il est possible de faire des calculs dans le plan (x,z), le champ étant alors créé par des aimants permanents (fig.4.2).

4.2.2 Modélisation des matériaux :

4.2.2.a Approche macroscopique :

Les phénomènes magnétiques dans la matière peuvent être étudiés à différents niveaux. A l'échelle atomique se trouve l'origine quantique du magnétisme ; à l'échelle microscopique, on s'intéresse à la formation et à l'évolution des parois et des domaines ; enfin, à l'échelle macroscopique, on observe le résultat moyen de tous ces phénomènes : la courbe B(H) généralement utilisée.

En enregistrement magnétique, que ce soit dans la tête ou dans le milieu d'enregistrement, la taille du dispositif est suffisamment petite pour que les phénomènes microscopiques commencent à intervenir de manière significative. On note d'ailleurs un nombre croissant de publications sur le sujet, mais elles sont centrées sur l'observation des domaines dans la tête car les phénomènes ne sont pas encore assez bien compris pour être modélisés.

Ce sujet difficile dépassant le cadre de notre étude, nous nous sommes contentés de lois de comportement macroscopiques, avec différents modèles selon qu'il s'agit de matériaux linéaires, saturables ou hystérétiques.

Dans le milieu d'enregistrement, on utilise la loi de comportement sous sa forme fondamentale, associée à un modèle M(H) :

$$B = \mu_0 \cdot (H + M) \quad \text{et} \quad M (H) \quad (4 . 1)$$

Dans les milieux sans hystérésis, on modélise le matériau par sa reluctivité supposée isotrope et exprimée en fonction du carré de l'induction ⁴⁸ :

$$H = \nu_0 \nu_1 B \quad \text{et} \quad \nu_1 (B^2) \quad (4 . 2)$$

4.2.2.b Modèle scalaire d'hystérésis :

La très faible épaisseur du milieu d'enregistrement magnétique impose à l'aimantation de se retourner dans le plan (x,z) du disque. Pour modéliser ceci en 2D, on ne représente que la projection Mx de l'aimantation, que l'on suppose obéir à la seule composante longitudinale du champ et on utilise un modèle scalaire donnant Mx en fonction de Hx. Ce sont bien ces données qui ont été étudiées dans le chapitre précédent. Les phénomènes liés à la structure complexe de la transition interviennent par leur effet moyen dans les courbes d'aimantation utilisées.

L'hypothèse consistant à négliger l'influence de la composante perpendiculaire du champ d'écriture sur l'aimantation est couramment pratiquée, mais elle serait à vérifier plus rigoureusement. Le matériel à notre disposition n'a pas permis cette étude et la littérature ne fournit pas de données précises sur ce sujet.

4.2.3 Modélisation statique :

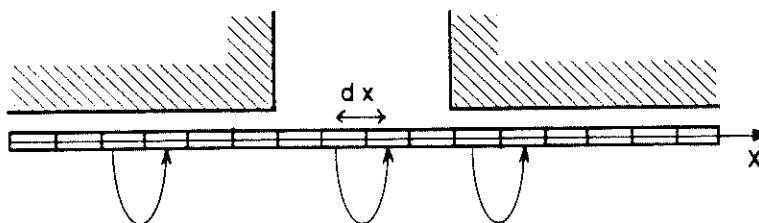
Le dispositif fonctionne en régime dynamique avec un courant d'écriture carré et un milieu d'enregistrement défilant à une vitesse constante sous la tête. L'épaisseur de peau est fonction de la résistivité ρ , de la perméabilité μ et de la pulsation ω du système, selon la formule :

$$\delta = \sqrt{\frac{2 \cdot \rho}{\mu_0 \mu_r \cdot \omega}}$$

Dans le permalloy de la tête, la résistivité vaut $20 \Omega \cdot \text{cm}$, la perméabilité est estimée à 1000, ce qui à 10 MHz donne une épaisseur de peau de 2.25 microns. Compte tenu de l'épaisseur des pièces polaires dans les têtes intégrées, on peut négliger les courants de Foucault que ne commenceront à se développer qu'aux fortes densités et considérer le problème comme une succession d'états statiques.

A chaque pas de temps, on résout l'équation de la magnéto-statique pour une position du média et une valeur de courant données. En écriture, le temps intervient par l'aimantation rémanente du milieu d'enregistrement. En lecture, le flux à travers le bobinage est dérivé pour obtenir la tension induite aux bornes du bobinage de la tête.

La géométrie de l'ensemble du dispositif n'est pas modifiée par le déplacement du milieu d'enregistrement, de sorte qu'il est possible de traiter ce déplacement sans remailler la géométrie, simplement en propageant les valeurs d'aimantation d'un élément à son voisin (Fig.4.3). Cette manipulation est facilitée par un maillage parfaitement régulier afin de ne pas déformer la répartition spatiale de l'aimantation. Le pas de déplacement minimum est donné par la finesse du maillage.



Propagation : $M(x+dx,t) = M(x,t-dx/v)$

Figure 4.3 : Modélisation du déplacement du média.

4.3 DIFFICULTÉS DE MAILLAGE :

Les calculs qui vont être présentés ne posent pas de problème théorique particulier. Par contre, leur mise en oeuvre informatique est assez lourde et leur utilisation nécessite de bien mailler la géométrie.

4.3.1 Position du problème :

Comme nous l'avons vu dans le deuxième chapitre, l'utilisation d'éléments triangulaires d'ordre 2 aboutit à une variation linéaire de l'induction sur chaque élément et assure la continuité de sa composante normale mais non de la composante tangentielle. On comprend donc aisément que le maillage devra être localement d'autant plus fin que la solution varie rapidement et que l'on souhaite obtenir une bonne précision.

Dans le cas de l'enregistrement magnétique, les phénomènes à observer avec précision se situent dans la région de l'entrefer et dans le milieu d'enregistrement, de dimensions très petites par rapport au reste du dispositif. Il faut donc mailler finement une zone de superficie réduite mais de forme très allongée; le reste du domaine étant maillé beaucoup plus grossièrement. De plus d'une zone à l'autre, le maillage doit se relâcher progressivement sans générer un nombre excessif de triangles plats. Ces contraintes se traduisent par une opération de maillage longue, demandant beaucoup de savoir-faire et aboutissent à des nombre important d'éléments.

4.3.2 Utilisation d'éléments rectangulaires :

Aux contraintes géométriques s'ajoute la contrainte de régularité parfaite du maillage dans le milieu d'enregistrement afin de permettre son déplacement. Cette régularité n'est pas facile à obtenir par un mailleur automatique utilisant des éléments triangulaires. Nous avons donc ajouté la possibilité de remailler certaines zones par des éléments rectangulaires d'ordre 2. Il est ainsi possible de mieux contrôler la répartition et la qualité du maillage dans les zones cruciales. La géométrie du dispositif se prête particulièrement bien à l'utilisation de ce type d'élément et la figure 4.6 en montre le résultat.

4.4 MODÉLISATION DE L'ÉCRITURE :

4.4.1 Principe du calcul direct :

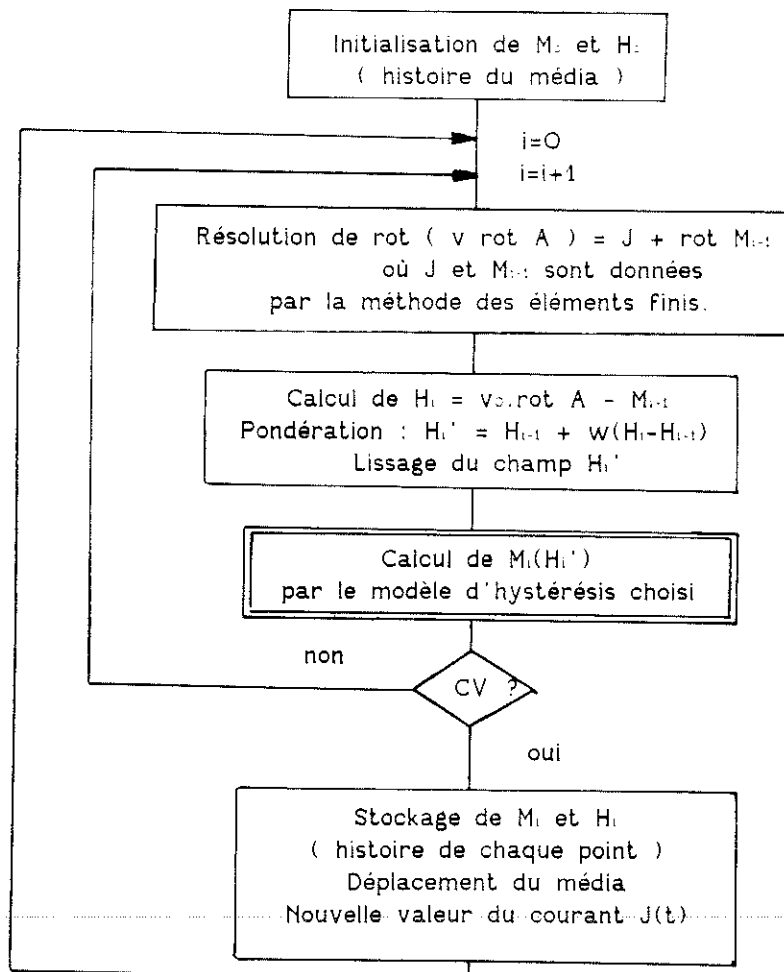


Fig. 4.4 : schéma de principe de la méthode de Gauss-Seidel.

L'hystérésis du milieu d'enregistrement rend l'équation traitée fortement non linéaire. La méthode de Gauss-Seidel, schématisée par la figure 4.4 est utilisée pour sa résolution. Ce procédé est strictement identique à celui des calculs dits auto-cohérents évoqués lors du premier chapitre.

Des méthodes plus élégantes existent : la méthode de Newton-Raphson, par exemple, est utilisée pour traiter les non linéarités liées aux problèmes de saturation classiques, mais elle nécessite de connaître la dérivée seconde de la courbe d'aimantation, donnée qui n'est pas facilement accessible dans tout modèle d'hystérésis. Aussi archaïque qu'il puisse paraître, le procédé utilisé ici a l'avantage de pouvoir utiliser directement tout modèle d'hystérésis $M(H)$. Nous souhaitons utiliser cette possibilité par la suite.

4.4.2 Choix du modèle d'hystérésis :

La méthode de calcul décrite est indépendante du modèle d'hystérésis choisi, pourvu que celui-ci soit scalaire. Par contre, la réalisation informatique et la mise au point sont simplifiées si un modèle simple est utilisé. Pour ne pas cumuler les difficultés et montrer la faisabilité du calcul, nous avons utilisé le modèle "polynômial", numériquement très simple et donnant des résultats satisfaisants dans une première approche.

4.4.3 Problèmes de convergence et solutions :

Le principe de calcul est simple, mais la convergence vers la solution n'est pas facile à obtenir. En effet, le média est caractérisé par une forte aimantation et un cycle plutôt raide ($4\pi M_s = 10000$ G, $4\pi M_r = 8500$ G). Toute variation d'aimantation entraîne donc une modification conséquente des champs démagnétisants, ce qui a pour effet de faire varier l'aimantation. Si l'équilibre physique se fait naturellement, il est plus difficile à reproduire numériquement.

4.4.2.a Pondération du champ :

Une première opération consiste à pondérer les variations de champ entre deux itérations successives : quand un champ est appliqué, il induit une aimantation dont l'effet est de créer un champ démagnétisant, de sorte que le champ réel est plus faible que le champ appliqué. C'est ce phénomène que l'on essaie d'approcher en n'appliquant pas le champ calculé H_i , mais un champ pondéré H_i' selon la formule :

$$H_i' = H_{i-1} + \omega (H_i - H_{i-1}) \quad \text{avec } 0 \leq \omega \leq 1 \quad (4.2)$$

Le choix du facteur de pondération optimum dépend de la variation de la solution entre l'état initial et l'état final. Si le champ appliqué modifie beaucoup l'aimantation - renversement complet de M , par exemple - il est nécessaire de pondérer fortement le champ, en appliquant un facteur petit, de l'ordre de 0.3. Dans les cas où l'aimantation varie peu - petit déplacement du média sans variation du champ appliqué - une trop forte pondération est pénalisante car elle augmente le nombre d'itérations nécessaires pour atteindre la convergence. Un facteur de 0.5 est alors suffisant.

En pratique, on constate que si le champ calculé au cours des itérations intermédiaires dépasse le champ d'équilibre de la configuration, il se produit des oscillations numériques qui empêchent la convergence du calcul.

4.4.2.b Lissage du champ :

L'application d'un facteur de pondération améliore l'approche de la solution, mais ne suffit pas à obtenir la convergence. En effet, le calcul du champ H par soustraction de B et de M aboutit à des discontinuités à la traversée de deux éléments malgré une allure moyenne très correcte. Ces discontinuités se répercutent sur le profil d'aimantation et génèrent des champs démagnétisants parasites qui perturbent la convergence du calcul.

Pour éliminer ce problème, on lisse le champ en faisant en tout point de calcul une moyenne pondérée du champ en ce point et en ses voisins (fig.4.5). Le calcul de base consiste à faire une moyenne simple du champ sur trois points consécutifs dans la direction Ox. On obtient ainsi un champ lissé H_i auquel on réapplique la procédure tant que le résultat n'est pas jugé assez lisse. Dans l'état actuel des choses, ce résultat est estimé visuellement et nous n'avons pas défini de critère rigoureux pour dire que le champ est suffisamment lisse.

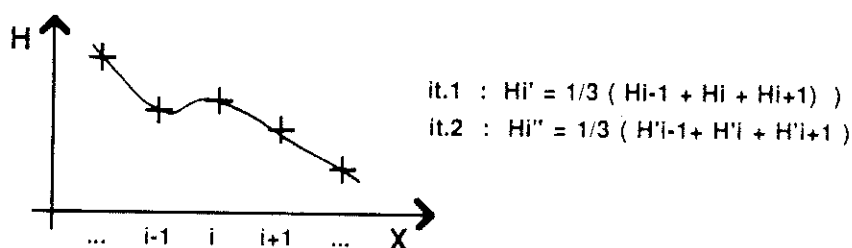


Figure 4.5 : Lissage du champ.

Cette opération de lissage gomme les petites discontinuités numérique avec beaucoup d'efficacité sans affecter la forme générale du champ. Associée à l'opération de pondération, elle permet d'obtenir la convergence de la méthode de Gauss-Seidel en un nombre raisonnable d'itérations - une dizaine.

Il serait possible d'optimiser la convergence par une étude numérique plus poussée, mais nous avons préféré commencer par vérifier la validité des résultats.

4.4.3 Utilisation du modèle de Williams-Comstock :

Le modèle de Williams-Comstock a été présenté au premier chapitre. C'est un modèle analytique qui relie la largeur de transition au gradient du champ d'écriture H_t :

$$atr = \frac{H_c (1 - S^*)}{\pi \Delta} + \sqrt{\left(\frac{H_c (1 - S^*)}{\pi \Delta} \right)^2 + \frac{M_r \delta}{\pi \Delta}} \tag{4.2}$$

avec $\Delta = \frac{dH_c}{dx}$ calculé au point où $H_i = H_c$

Cette formule est généralement appliquée avec un champ d'écriture calculé analytiquement, mais rien n'empêche de l'utiliser avec un champ d'écriture calculé numériquement en l'absence du milieu d'enregistrement. Ce calcul nous donne une première approximation de la largeur de transition à un coût très faible : il suffit d'une résolution ne faisant pas intervenir l'hystérésis du milieu d'enregistrement.

4.5 MODÉLISATION DE LA LECTURE :

La phase de lecture est plus facile à modéliser car l'hystérésis du média intervient peu : les champs démagnétisants sont légèrement modifiés lors de l'approche de la tête et de l'entrefers, mais l'effet est très faible.

4.5.1 Calcul direct pas à pas :

Une première manière d'obtenir la tension de lecture est de calculer le flux à travers le bobinage de la tête puis de le dériver par rapport au temps. Pour cela, on fait un calcul pas à pas suivant le même principe qu'en écriture, mais le bobinage de la tête n'est pas alimenté. L'aimantation initiale dans le milieu d'enregistrement est le résultat d'un calcul en écriture.

En 3D, le flux est donné par la formule générale ⁴⁹ :

$$\Phi = \frac{1}{\mu_0} \iiint_{\text{Bob}} A \cdot J \, d\Omega \quad \text{avec } I = \iint_S J \, dS \quad (4.3)$$

où Bob est le bobinage et S en est une section quelconque. Cette formule s'applique sans problème particulier en 2D et le calcul en est simple dans le contexte de la méthode des éléments finis.

4.5.2 Théorème de réciprocité :

Dans le calcul précédent, l'hystérésis du milieu intervient peu. Le théorème de réciprocité néglige cet effet et permet d'éviter le calcul pas à pas. Le principe en a été détaillé dans le premier chapitre : la tension de lecture est obtenue par convolution du champ d'écriture et de la dérivée de l'aimantation du milieu d'enregistrement :

$$V(x_0) = \frac{\mu_0 w \beta V}{l_{\text{ecr}}} \int_{-\infty}^{+\infty} H_x(x, y) \cdot \frac{dM_x}{dx}(x-x_0, y) \, dx \quad (4.4)$$

Ce calcul n'est pas à mettre sur le même plan que le modèle de Williams-Comstock en écriture : en effet, il est beaucoup moins approximatif et constitue plus qu'une première approximation si la répartition d'aimantation a été correctement calculée en écriture.

4.5.3 Superposition linéaire :

Ce principe, présenté dans le premier chapitre, est souvent utilisé pour connaître le comportement d'un dispositif tête/disque en fonction de la densité d'enregistrement à partir du signal créé par une transition isolée. Il n'est plus applicable aux fortes densités, là où se situent justement les limites des dispositifs et où il faut donc une bonne précision.

4.6 QUELQUES RÉSULTATS :

Les différents modèles ^{présentés} ont été implantés. Ils permettent d'avoir une approche plus ou moins rapide du problème, selon la précision souhaitée par l'utilisateur. Par la suite, nous appellerons "simulation numérique" les calculs faits par la méthode des éléments finis intégrant numériquement l'hystérésis du

milieu d'enregistrement et "simulation analytique" les calculs faits à l'aide du modèle de Williams-Comstock et du principe de superposition linéaire. Dans tous les cas, la lecture sera faite par le théorème de réciprocité.

4.6.1 Dispositif simulé :

Les calculs décrits ont été utilisés pour simuler une tête de structure horizontale simplifiée à l'extrême. Le domaine d'étude est réduit à la région de l'entrefer. La figure 4.6 représente la géométrie du dispositif, ses propriétés physiques, les conditions aux limites affectées et le maillage. Le bobinage de la tête n'est pas modélisé et le champ d'écriture est créé par différence de potentiel entre la frontière supérieure ($A = 0$) et la frontière inférieure ($A = A_{source}$). L'utilisation d'éléments rectangulaires entre la tête et le média et dans celui-ci permet d'obtenir un maillage ayant la qualité nécessaire à nos calculs. Il comporte au total 2355 éléments et 5372 noeuds.

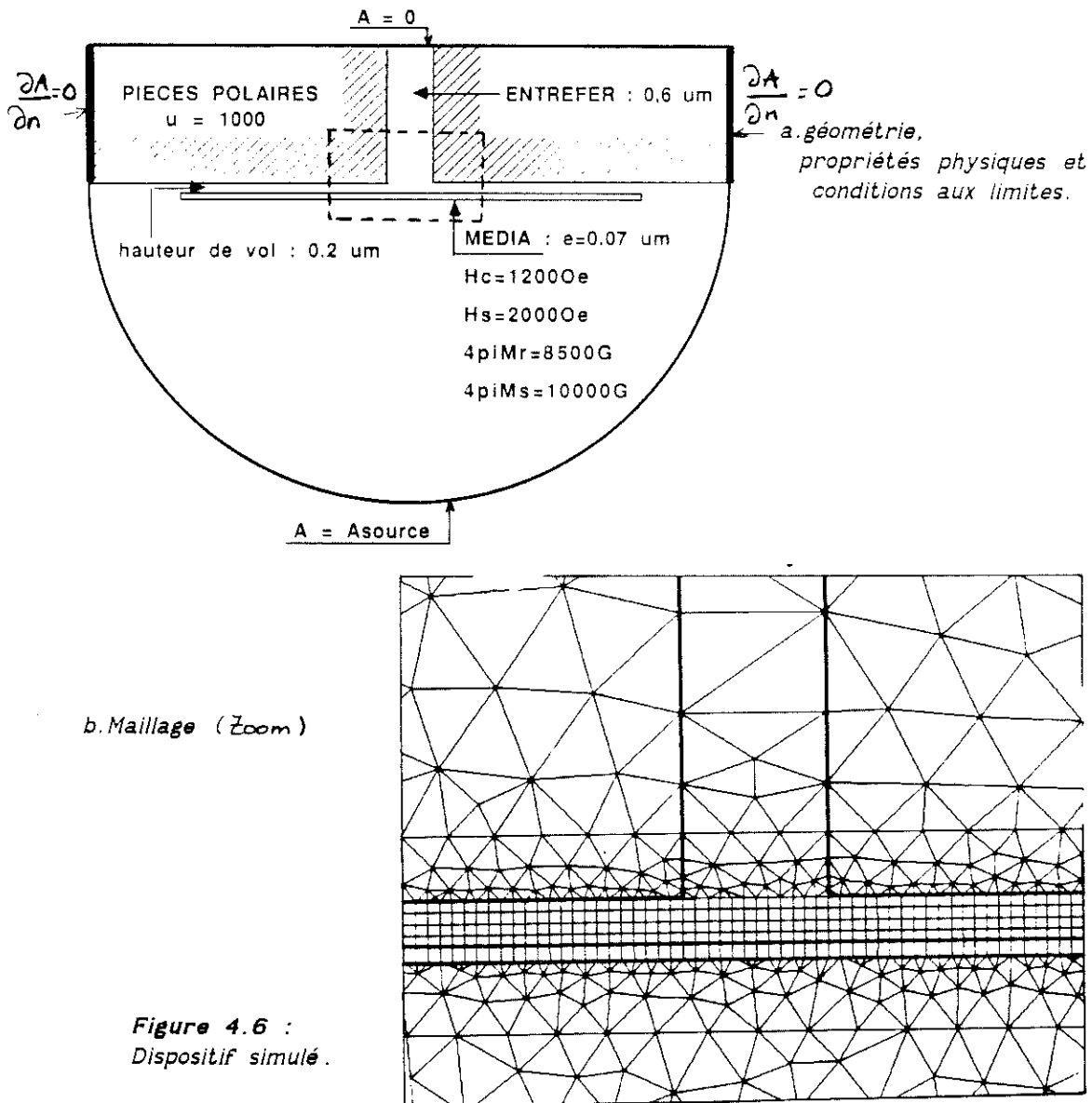


Figure 4.6 :
Dispositif simulé.

4.6.2 Phase d'écriture :

On souhaite simuler l'écriture d'un bit "positif" (d'aimantation orientée positivement suivant X) alors qu'un bit négatif a déjà été écrit et que le média arrivant sous l'entrefer est initialement désaimanté. Pour cela, on crée

un champ d'écriture orienté positivement suivant X ($A_s > 0$) et on suppose l'état initial du milieu d'enregistrement donné par la figure 4.7. Les points à droite de l'entrefer ($X > 0$) ont atteint la saturation négative et ceux à gauche ($X < 0$) sont désaimantés.

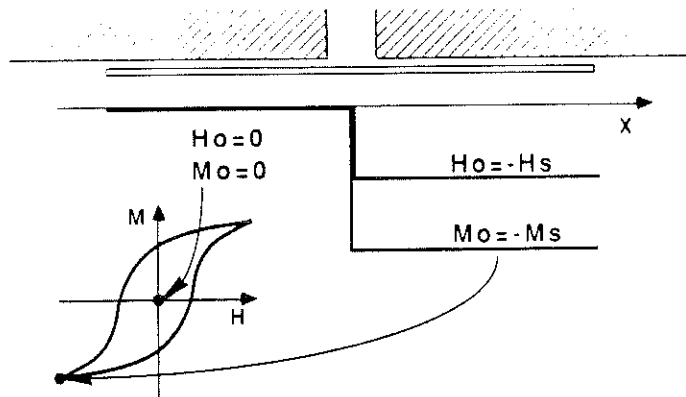


Figure 4.7 : Aimantation initiale du média.

L'état réel de ces derniers points se situe quelque part sur la courbe de première aimantation. Cette erreur n'est pas gênante dans la mesure où le résultat qui nous intéresse est la transition écrite à droite de l'entrefer, entre le bit négatif et le bit positif en cours d'écriture. De plus, lors du déplacement du média, ces points seront soumis au champ d'écriture qui les amènera à la saturation et effacera donc ces conditions initiales approximatives.

Sur la figure 4.8, on a représenté : le champ d'écriture en l'absence du milieu d'enregistrement, le champ total en présence du milieu d'enregistrement et l'aimantation résultante. On observe l'importance du champ démagnétisant qui diminue l'amplitude du champ d'écriture. La répartition de l'aimantation est conforme à notre attente.

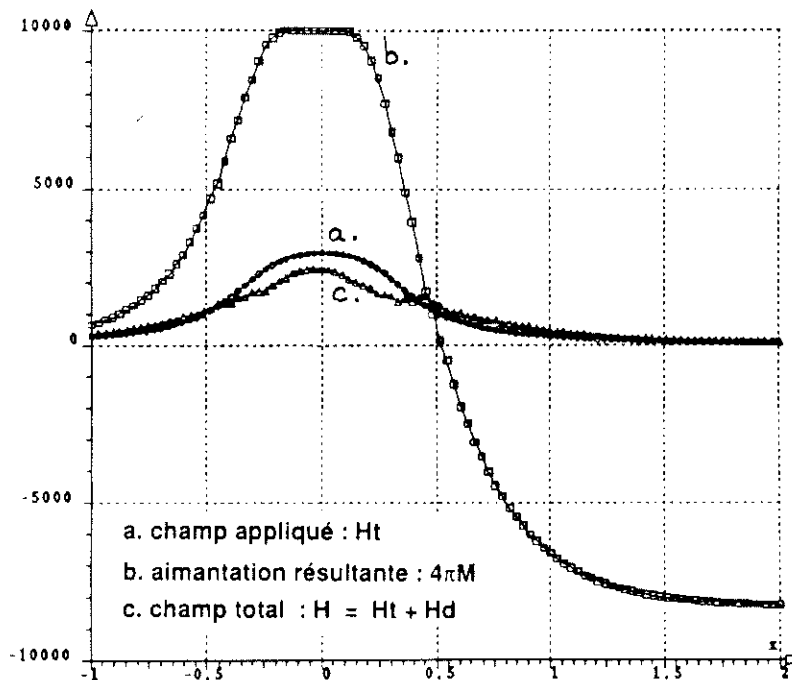


Figure 4.8 : Ecriture d'une transition.

La figure 4.9 superpose le profil d'aimantation ainsi obtenu au profil calculé par le modèle de Williams-Comstock. On trouve la même pente au milieu de la transition, mais la forme en arctangente n'est pas parfaitement suivie.

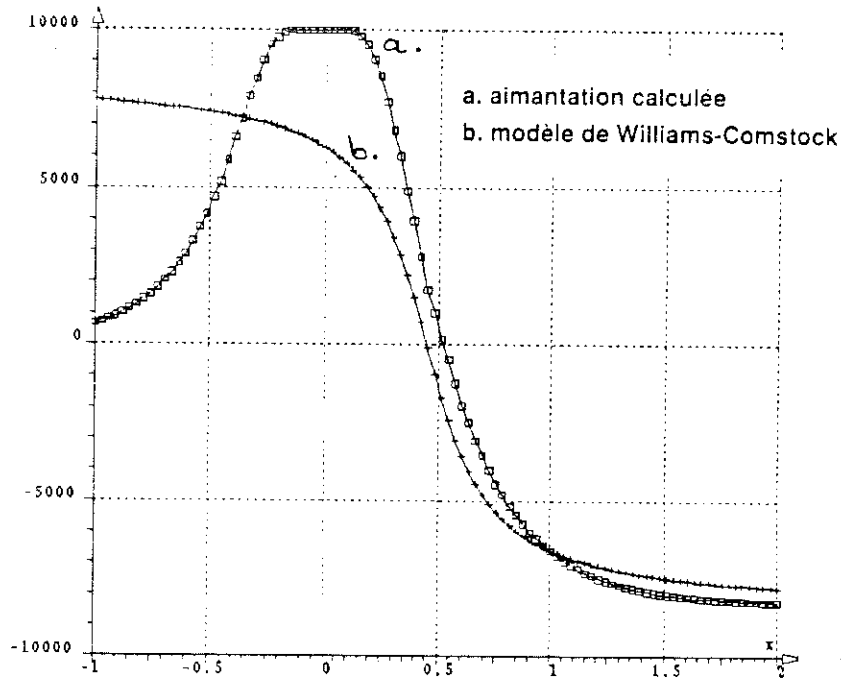


Figure 4.9 : Comparaison avec le modèle de Williams-Comstock.

Le calcul est poursuivi en déplaçant le média de 1.5 microns par pas de 0.05 microns, le profil d'aimantation étant recalculé à chaque pas de déplacement (fig.4.10.a). La région saturée sous l'entrefer est plus large que précédemment parce que le champ démagnétisant de la transition ne s'oppose plus au champ d'écriture. On note que lorsque la transition s'éloigne du champ d'écriture, sa forme n'est pas sensiblement modifiée.

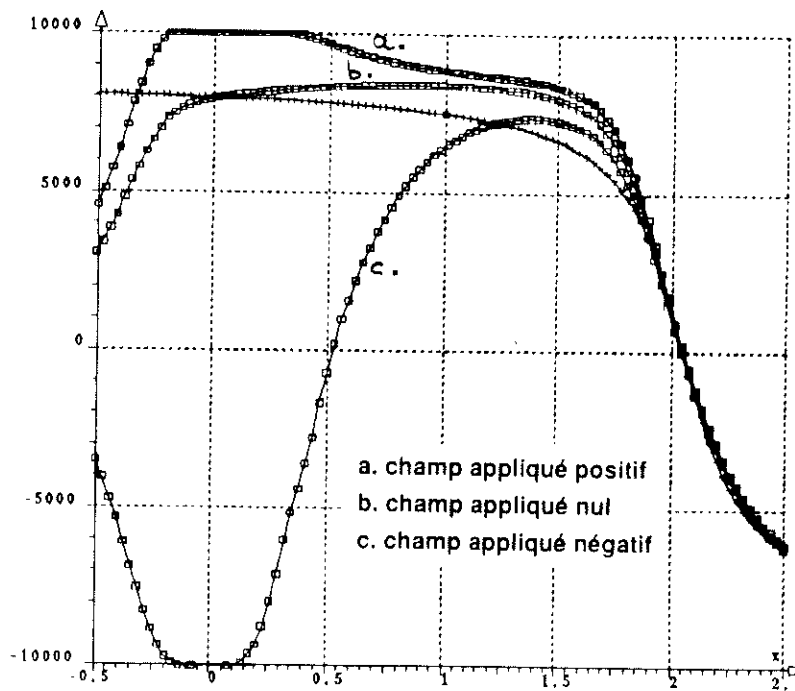


Figure 4.10 : Aimantation après déplacement du média.

L'étape suivante consiste à inverser le champ d'écriture, en supposant la commutation instantanée. L'aimantation est totalement renversée sous l'entrefer et on écrit une nouvelle transition (fig.4.10.b et c).

4.6.3 Phase de lecture :

Des résultats du calcul pas à pas ont été publiés⁵⁰ et montrent que l'on retrouve bien les résultats classiques sur l'influence des différents paramètres du dispositif. Ce calcul ne présente un intérêt réel que dans le cas de la lecture par magnétorésistance, car le théorème de réciprocité ne s'applique plus aussi simplement. Des calculs ont été faits sur le sujet, en interne au LETI.

Les résultats que nous montrons ici ont été obtenus pour le même dispositif que précédemment par le théorème de réciprocité. La figure 4.11 donne le résultat en écriture pour deux longueurs de bit (0.75 et 1.00 microns). Le motif $M(x)$ écrit est périodisé, dérivé puis lissé avant d'être convolué avec le champ d'écriture pour donner la tension de lecture.

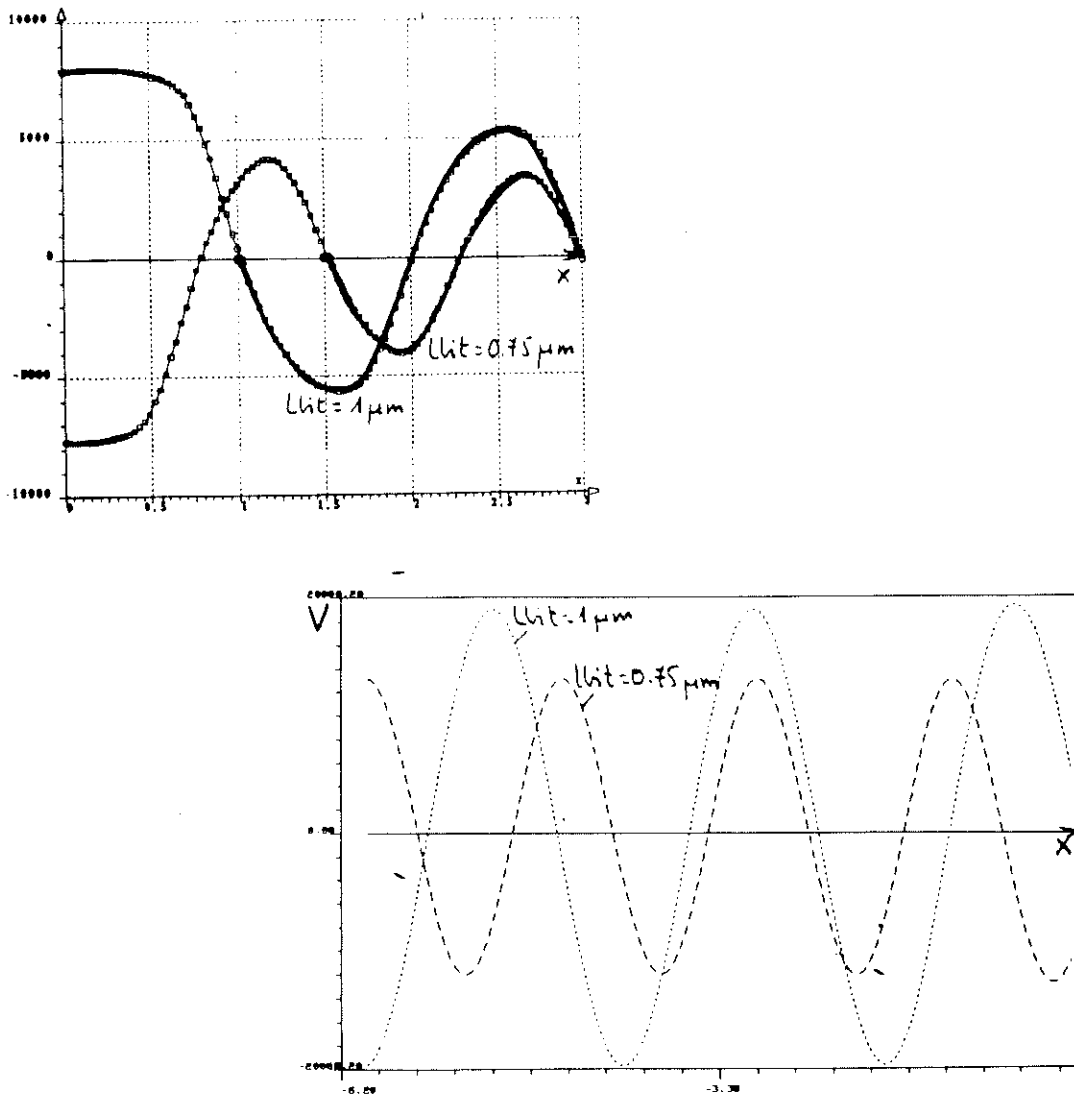


Figure 4.11 : Phase de lecture :
a. Aimantation, le motif surligné est périodisé.
b. Tension de lecture. (unité arbitraire)

4.7 CONCLUSION :

L'introduction de l'hystérésis dans les calculs de champ magnétique permet de modéliser complètement le fonctionnement d'une tête d'enregistrement magnétique en écriture puis en lecture. Les calculs purement numériques peuvent être associés à des modèles analytiques moins précis, mais plus rapides dans une première approche et dont il est intéressant de connaître le domaine de validité.

Quelques résultats dans un cas simple montrent la cohérence du calcul : les ordres de grandeur obtenus sont tout à fait corrects. Le calcul ne tient pas compte de la structure exacte de la transition, mais le résultat observé peut être considéré comme la moyenne des phénomènes suivant l'axe z puisque ce sont essentiellement des effets de champ démagnétisant. Les travaux faits sur la forme exacte de la transition aboutissent à des conclusions similaires ^{51,52,53}.

CHAPITRE 5 :

ANALYSE ET CRITIQUE DES RÉSULTATS DE SIMULATION.

Notre outil de simulation ayant été présenté et grossièrement testé, il faut maintenant analyser plus finement les résultats obtenus.

Dans ce dernier chapitre, on essaie de comparer entre eux des résultats de calcul purement numérique, de modèles analytiques et de test expérimental, et ce pour deux structures de têtes afin de cerner la validité de notre calcul.

5.1 INTRODUCTION :

Pour analyser plus finement nos résultats de simulation, il faut les confronter au comportement des têtes observé expérimentalement. Nous avons tenté cette démarche, mais il est difficile de conclure. En effet, on connaît précisément les caractéristiques et certaines insuffisances des modèles utilisés pour nos simulations, mais on connaît moins bien l'objet réel et des paramètres expérimentaux importants ne sont pas maîtrisés. Il n'est donc pas possible de comparer les résultats en valeur absolue, il faut le faire en terme de tendance et d'évolution.

Pour cela, on s'est intéressé à deux têtes intégrées de structures différentes : une tête verticale à pôles minces classique et une tête horizontale à pôles infinis. Pour chacune de ces têtes, on a étudié l'influence de la hauteur de vol et du courant d'écriture expérimentalement et par simulation analytique. Cette première étude montre l'intérêt de la méthode des éléments finis et des modèles analytiques classiques. Elle met aussi en évidence la difficulté de corrélérer précisément expérience et simulation.

Une seconde étude est faite par simulation purement numérique et intègre l'hystérésis du milieu d'enregistrement comme nous l'avons décrit au cours du chapitre précédent. La géométrie des têtes est réduite pour limiter le nombre d'éléments et donc les temps de calcul. On étudie le profil d'aimantation en fonction de la densité d'enregistrement. Les géométries ayant été modifiées, il n'y a plus de résultats expérimentaux qui correspondent et les résultats sont comparés avec ceux de simulations analytiques. On vérifie que l'on retrouve les défauts du modèle d'hystérésis utilisé.

Dans les pages qui suivent, de nombreux résultats de simulation et d'expérience sont présentés. Nous avons essayé de synthétiser au mieux ces informations sous forme de courbes uniquement et en limitant le nombre de courbes par graphique. Nous espérons que ce grand nombre de données ne nuira pas à la clarté du chapitre. Toutes les simulations possibles n'ont pas été faites, par manque de temps ou d'intérêt selon les cas.

5.2 DESCRIPTION DES TETES ETUDIEES :

Il s'agit de deux têtes en couches minces, rapidement présentées dans le premier chapitre. La tête verticale à pôles minces est couramment utilisée. Nous la nommerons tête "AMC" du nom du fabricant l'ayant fournie au LETI. La tête horizontale à pôles infinis est nouvelle. Elle a été conçue et réalisée au LETI et l'évaluation expérimentale de ses performances a été faite à la même époque que les simulations décrites ici. Par la suite, nous appellerons cette tête "SILMAG" du nom du projet (SILicium MAGnétique).

5.2.1 Géométrie des dispositifs :

La figure 5.1 donne la géométrie et les différentes côtes des têtes. Ces côtes ont été mesurées optiquement après "autopsie" des têtes, à l'exception de l'entrefer mesuré électriquement : à très basse vitesse (tête au contact), sur un milieu d'enregistrement de champ coercitif suffisamment élevé, la densité d'enregistrement est augmentée jusqu'à annuler le signal. La longueur de bit est alors directement liée à la longueur de l'entrefer (fig.5.2).

Pour la tête AMC, nous n'avons pas retenu la largeur de pôles mesurée optiquement. En effet, la forme du signal de lecture est incompatible avec cette mesure. Au cours du premier chapitre, nous avons évoqué la forme particulière du

signal de lecture : de part et d'autre du pic central se trouvent deux bosses de sens opposé et de faible amplitude ("undershoot" en anglais). Ces bosses sont dues à une augmentation en valeur absolue du flux dans le circuit magnétique lorsque la transition arrive sous la tête (fig.5.3). Leur position est donc directement liée à la taille des pôles et en donne une mesure électrique. On obtient ainsi une épaisseur de pôles de 3.0 microns au lieu des 3.5 observés au microscope.

Cette mesure est plus fiable que la mesure optique car elle tient compte de défauts probables des propriétés magnétiques des pôles au niveau des interfaces : effet de "peau morte", dû à des interdiffusions d'atomes non magnétiques dans le circuit magnétique, accumulation de contraintes mécaniques lors du polissage...

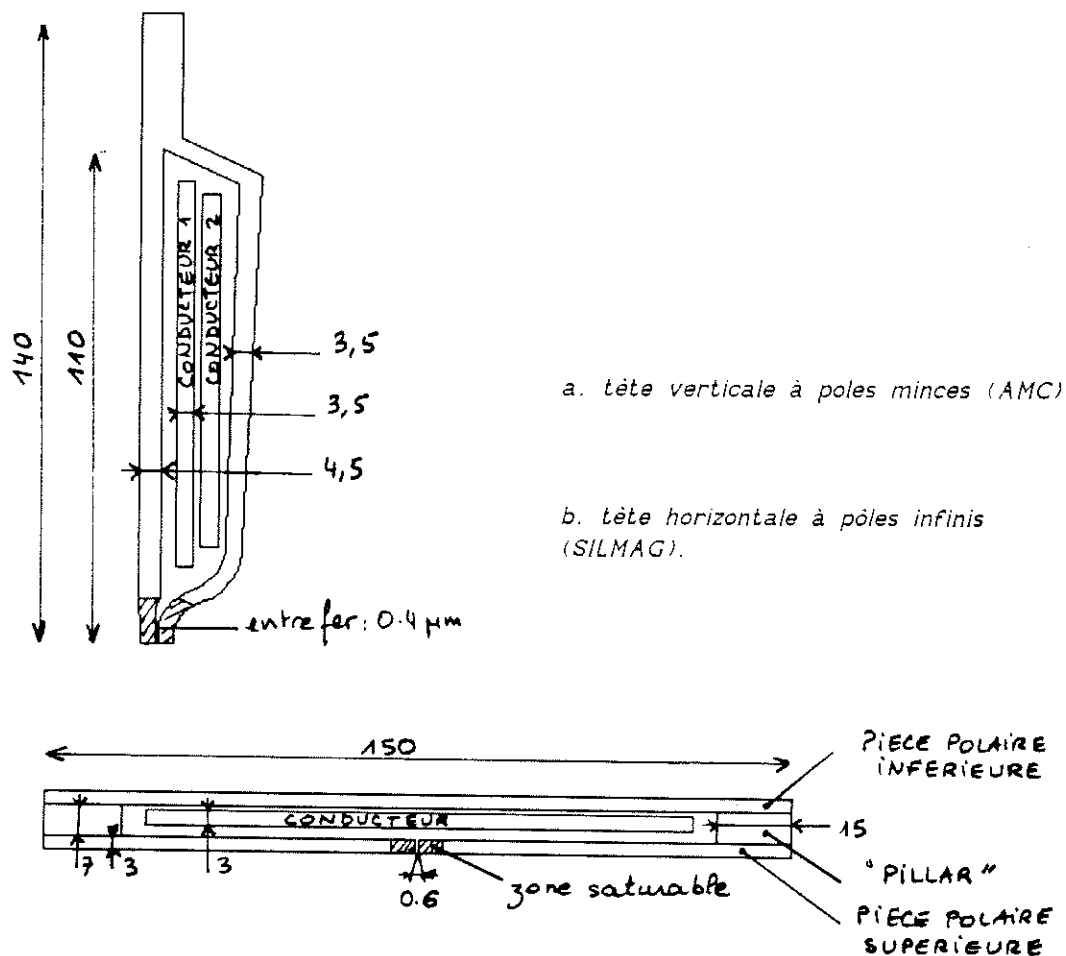


Figure 5.1 : Géométrie des têtes étudiées (côtes exprimées en microns)

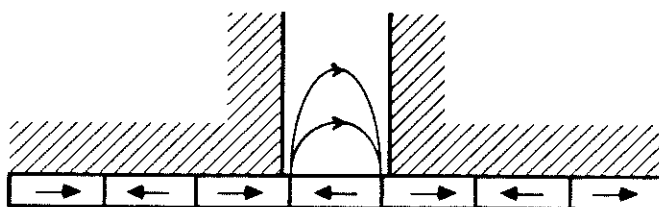


Figure 5.2 : Pour une longueur de bit inférieure à la longueur de l'entrefer, le flux se referme dans l'entrefer sans être capté par le circuit magnétique.

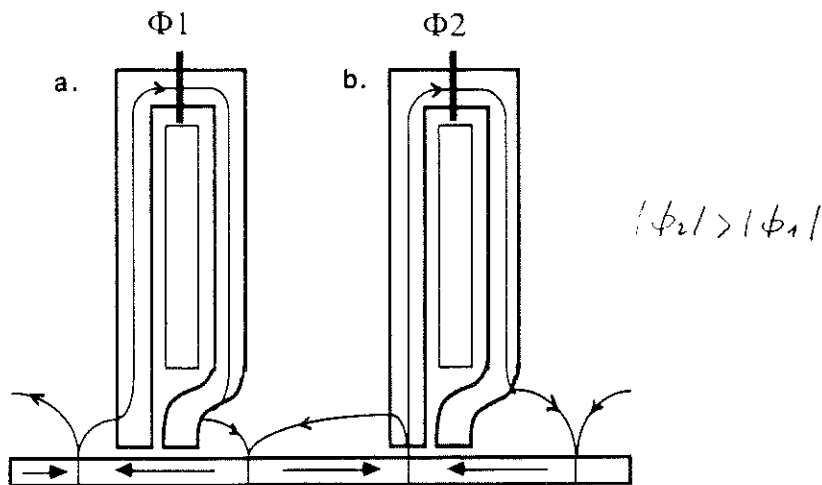


Figure 5.3 : Dans le cas b., le flux pénètre mieux dans le circuit magnétique grâce à un facteur de forme plus favorable.

5.2.2 Propriétés magnétiques :

Dans le circuit magnétique, la seule propriété à définir est la perméabilité. Pour chaque tête, on définit une zone linéaire et une zone saturable pour modéliser le resserrement des pièces polaires à leur extrémité. Dans cette zone, la caractéristique affectée est celle du permalloy, avec une perméabilité initiale de 1000 et une aimantation à saturation ($4\pi Ms$) de 9000 Gauss. Dans les régions linéaires, la perméabilité affectée est de 500, sauf dans les "pillars" de la tête SILMAG où elle n'est que de 200.

Ces valeurs sont approximatives et ne reposent sur aucune étude approfondie, mais on s'en satisfait faute de mieux. En effet, la mesure des valeurs réelles de perméabilité est difficilement faisable. Le fait de travailler en couche mince dégrade les propriétés magnétiques par rapport à celle du matériau massif. D'autre part, les seules mesures de perméabilité pouvant être faites sont des mesures "pleine tranche", c'est-à-dire réalisées sur des échantillons ronds de grande surface par rapport à celle de la tête et ne portant que la couche de permalloy. Les conditions de dépôt du matériau sont les mêmes que pour une tête réelle, mais on ne reproduit pas toutes les opérations de fabrication de la tête complète. Or ces opérations dégradent la qualité du circuit magnétique, mais on ne sait pas dans quelles proportions.

Dans le cas de la tête AMC, aucune mesure de perméabilité n'est disponible et on a affecté arbitrairement les mêmes caractéristiques que pour la tête SILMAG. Ces incertitudes sur la qualité du circuit magnétique se répercutent surtout sur le rendement global des têtes, mais n'affectent pas la forme du champ d'écriture. Les sensibilités trouvées expérimentalement montrent qu'on a plutôt sous-estimé ces perméabilités, surtout dans le cas de la tête AMC.

Une étude préalable a montré que les performances en fréquence de la tête AMC sont un peu décevantes par rapport à la longueur de l'entrefer, ce qui nous amène à douter de la qualité de celui-ci. L'étude du procédé de fabrication confirme ce sentiment : en effet, lors des dépôts à chaud successifs, il y a diffusion d'impuretés non magnétiques dans le Fer-Nickel, comme le montre la figure 5.4.a. L'évolution de la composition des pièces polaires en fonction de la profondeur montre le même phénomène pour les têtes SILMAG, mais ces interfaces de mauvaise qualité ne se situent pas à des endroits aussi importants et ils ne jouent donc aucun rôle (fig.5.4.b). Pour modéliser cet interface, nous avons dégradé le matériau de part et d'autre de l'entrefer de la tête AMC en lui affectant une perméabilité de 10 sur une profondeur de 0.1 micron.

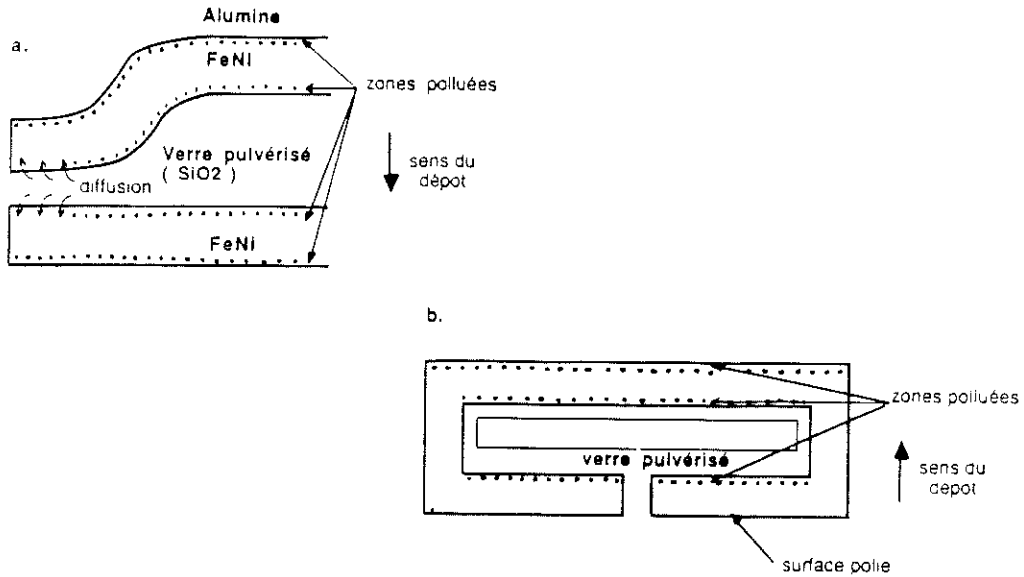


Figure 5.4 : Diffusion d'impuretés non magnétiques dans le circuit magnétique - a. tête AMC - b. tête SILMAG.

5.3 RESULTATS EXPERIMENTAUX ET SIMULATIONS ANALYTIQUES :

5.3.1 Introduction :

Le comportement d'un système tête/disque est le résultat des performances en écriture et en lecture. Un paramètre essentiel est la longueur de l'entrefer, mais son influence n'est pas la même pour chacun des modes de fonctionnement et dépend fortement de la hauteur de vol. Il n'est donc pas évident de prévoir à priori l'entrefer optimal d'un système.

Dans le cas qui nous intéresse, nous souhaitons mettre en évidence les différences de comportement entre la tête ayant un gap de 0.4 microns et la tête SILMAG ayant un gap de 0.6 microns.

Différents effets se combinent : dans la tête verticale, le gap de 0.4 microns favorise une meilleure résolution en lecture (pouvoir de séparation entre deux transitions voisines) mais il nécessite de voler très bas pour une écriture correcte (forte décroissance du champ et de son gradient quand on s'éloigne du gap). La structure verticale de la tête et son faible angle d'ouverture entraîne une zone de saturation et d'importantes fuites dans la partie supérieure des pôles, loin de la zone d'écriture (fig.5.5.a). Cela a pour effet de rapidement limiter le champ d'écriture, mais de ne jamais dégrader sa forme, même si on sature fortement la tête.

A l'inverse, la structure horizontale de la tête SILMAG permet d'atteindre un champ maximal dans la région de l'entrefer en évitant les fuites entre les pièces polaires. Il est possible d'atteindre l'aimantation à saturation du matériau dans la région où un champ important est effectivement nécessaire, ce qui améliore l'écriture. L'entrefer de 0.6 microns favorise également une meilleure écriture, mais limite la résolution de la tête. La saturation pouvant se produire au niveau des arêtes du gap, ces têtes sont sensibles à une suralimentation (fig.5.5.b).

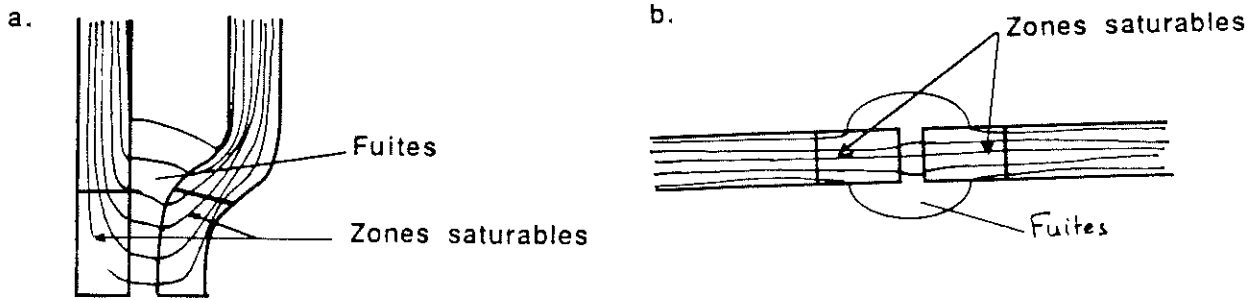


Figure 5.5 : Localisation des fuites - a.tête AMC - b.tête SILMAG.

5.3.2 Résultats et commentaires :

5.3.2.a Paramètres étudiés :

Les tests réalisés concernent l'influence du courant d'écriture et de la hauteur de vol sur les performances de chaque tête.

Dans les test expérimentaux, on n'observe pas directement le résultat de l'écriture : la tête est utilisée successivement en écriture puis en lecture et on ne mesure que la performance finale. Les résultats de l'écriture ne sont donc connus qu'à travers la fonction de lecture de la tête. Des essais ont été faits pour décorrélérer l'écriture et la lecture en faisant des test "croisés" : on écrit avec une tête et on lit avec une autre tête, mais le changement de tête introduit des erreurs de positionnement trop importantes pour les effets que l'on veut observer.

Les grandeurs expérimentales relevées sont les suivantes : à faible densité (transitions éloignées les unes des autres), on mesure l'amplitude crête-crête V_0 du signal et sa largeur à mi-hauteur P50 (fig.5.6). Les tensions sont exprimées en nanoVolts et normalisées par le nombre de tours de bobinage, la largeur de piste (microns), la vitesse linéaire de défilement du disque (m/s) et la force magnétomotrice (A.tours). Dans cette partie de l'étude, les simulations réalisées utilisent les modèles analytiques associés au calcul numérique du champ d'écriture. Le modèle de Williams-Comstock permet de calculer le paramètre de transition pour un profil d'aimantation supposé en arctangente et le théorème de réciprocité donne le signal de lecture.

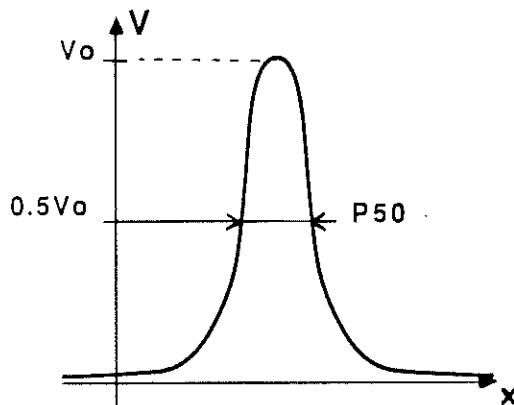


Figure 5.6 : Définition de l'amplitude V_0 et de la largeur à mi-hauteur P50 du signal.

5.3.2.b Effet de la saturation :

Une première série de résultats concerne l'influence du courant d'écriture. Les figure 5.7 et 5.8 montre l'évolution du signal observée expérimentalement, et ce pour différentes vitesses de défilement du disque. Ces courbes

correspondent à deux séries de mesure faites à un mois d'intervalle, et on constate que les résultats ne se répètent pas très exactement.

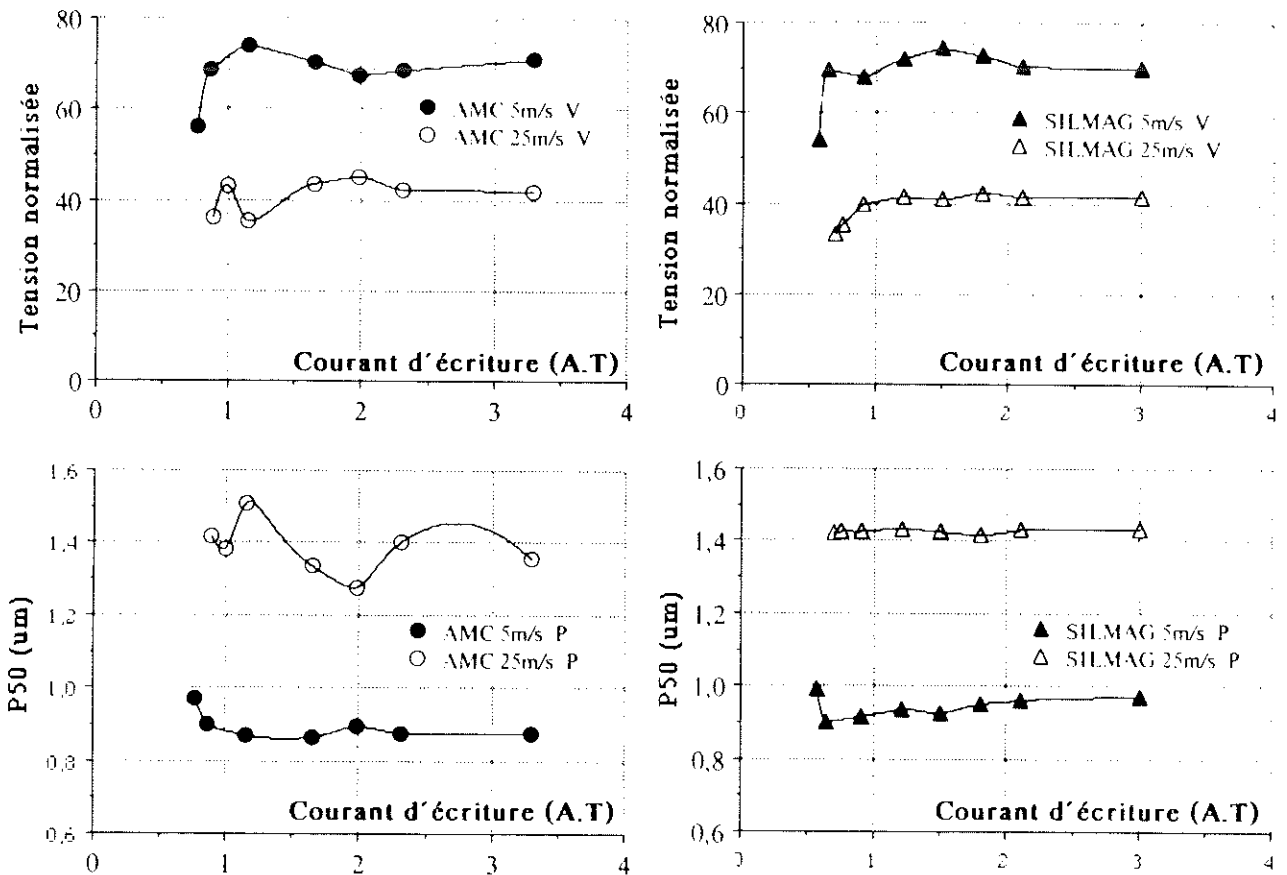


Figure 5.7 : Données expérimentales : influence du courant d'écriture.

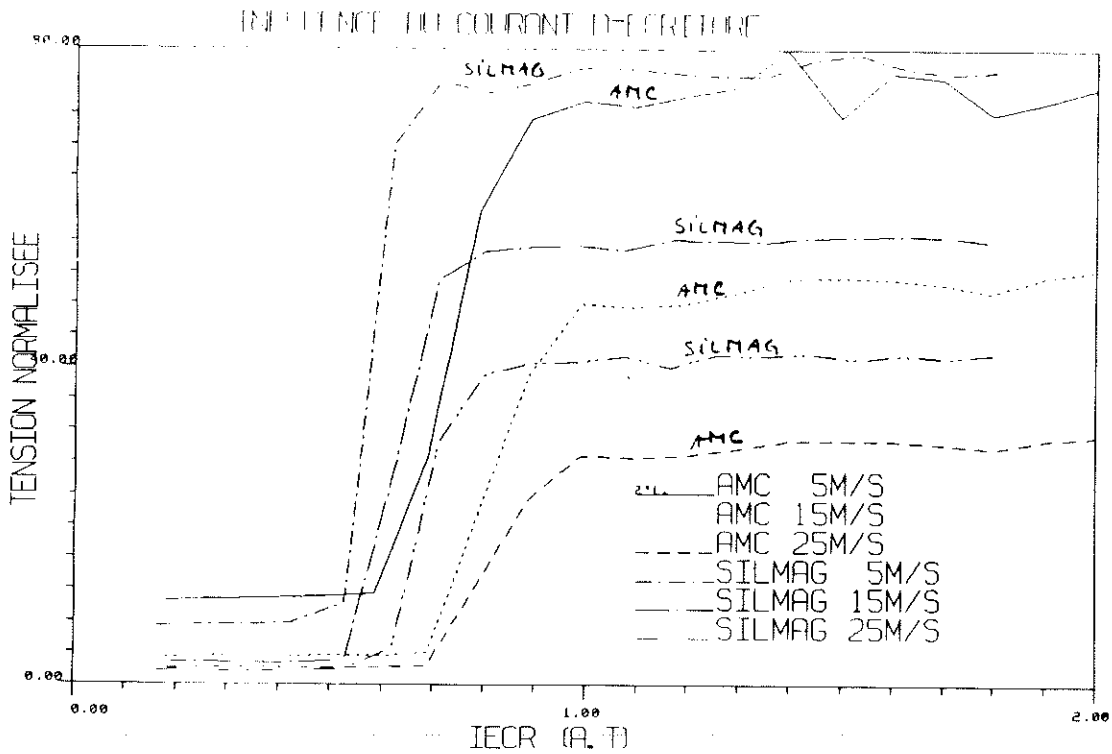


Figure 5.8 : Données expérimentales, deuxième série de mesures.

La tête SILMAG atteint ses conditions de fonctionnement optimales pour un courant d'écriture légèrement plus faible que la tête AMC, ce qui est dû à sa structure horizontale. Mais surtout, les performances sont beaucoup plus stables. Le signal s'élargit légèrement quand le courant d'écriture augmente, indiquant une certaine sensibilité à une suralimentation, mais l'effet est très faible.

Les courbes relevées pour la tête AMC sont très perturbées et il est difficile de relever une tendance quelconque. Ceci pourrait correspondre à de fortes variations de la configuration en domaines dans le circuit magnétique quand l'excitation est modifiée. Cette instabilité n'apparaît pas dans les têtes SILMAG.

Quand on regarde les valeurs des courbes 5.7, on s'étonne de trouver des résultats aussi proches pour les deux têtes. Compte tenu de la différence des longueurs d'entrefer, on s'attendait à des écarts plus importants pour les largeurs de signal (P50). C'est ce résultat qui nous a fait douter de la qualité de l'entrefer de la tête AMC.

Dans les courbes de la figure 5.8, on retrouve le fait que plus son entrefer est fin, plus une tête est sensible à la hauteur de vol et donc à la vitesse de défilement du disque. Les amplitudes des signaux correspondent bien à celles de la figure 5.7 pour la tête SILMAG, mais moins pour la tête AMC.

Pour les simulations, nous avons calculé deux courbes : la figure 5.9.a donne l'évolution du champ d'écriture et la figure 5.9.b celle du paramètre de transition. La largeur du signal de lecture est à l'image de ce paramètre. Ces courbes représentent les performances en écriture pour une hauteur de vol de 0.15 microns.

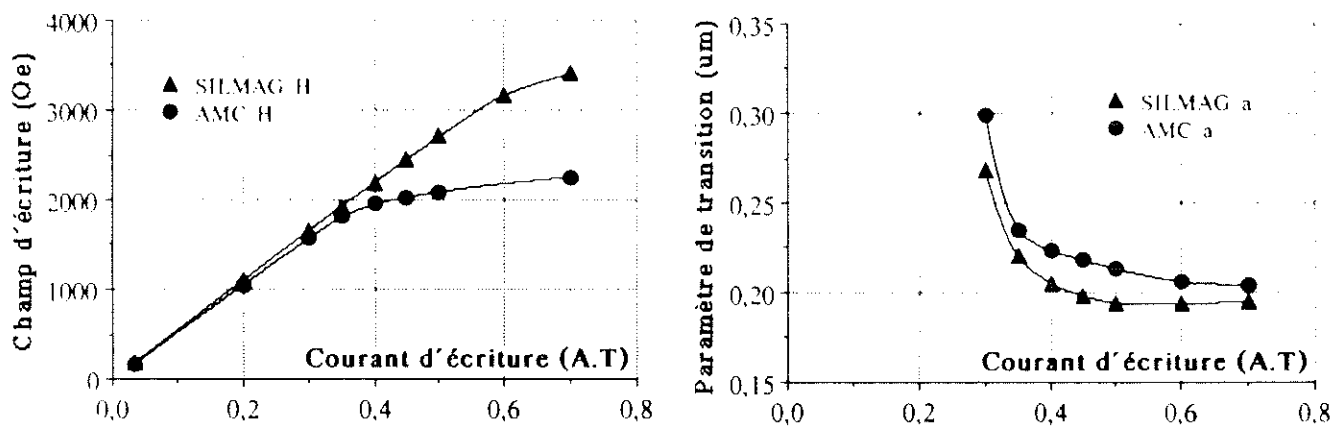


Figure 5.9 : Données de simulation pour $h_v = 0.15$ microns.

L'avantage de la structure horizontale apparaît clairement : on obtient un champ d'écriture plus grand. L'effet sur le paramètre de transition est plus subtil : au-delà de 0.4 A.T, augmenter le champ d'écriture n'améliore pas les performances, car on n'augmente pas le gradient de champ au point où il égale le champ coercitif. Par contre, on pourrait écrire sur un milieu de coercitif plus élevé que ne le permet la tête AMC.

On constate que dans le cas des simulations, la saturation se fait sentir pour un courant d'écriture plus faible que celui observé expérimentalement. Cette différence est probablement due à une mauvaise prise en compte de la troisième dimension et du rétrécissement des pièces polaires.

5.3.2.c. Effet de la hauteur de vol :

La hauteur de vol est le résultat d'effets aérodynamiques fonction de la vitesse de défilement du disque et d'autres paramètres mécaniques. C'est cette vitesse qui est connue. En cours d'utilisation, elle varie selon que la tête suit une piste intérieure ou extérieure du disque. La dépendance de la hauteur de vol par rapport à la vitesse linéaire est donnée sous forme d'abaques ayant l'allure indiquée par la figure 5.10, mais nous ne disposons pas des abaques relatives aux têtes testées. Cette incertitude se rajoute à celles déjà évoquées.

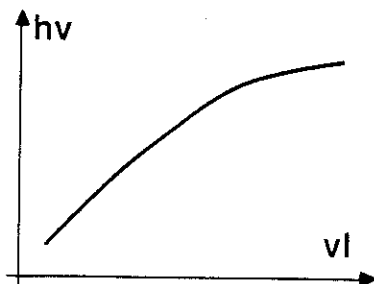


Figure 5.10 : Hauteur de vol (hv) en fonction de la vitesse linéaire (vl) de défilement du disque.

Les courbes 5.11 sont d'origine expérimentale. Elles recouvrent certaines des données précédentes, mais mesurées au cours d'une autre séance de test. On ne retrouve pas les mêmes valeurs numériques, en particulier les largeurs de signal trouvées pour la tête SILMAG nous paraissent anormalement grandes par rapport aux mesures habituelles. Les tendances sont conservées : quand la hauteur de vol augmente, la dégradation des performances en écriture et en lecture entraîne une diminution de l'amplitude du signal de lecture et une augmentation de sa largeur. L'effet est d'autant plus sensible que l'entrefeuf est fin.

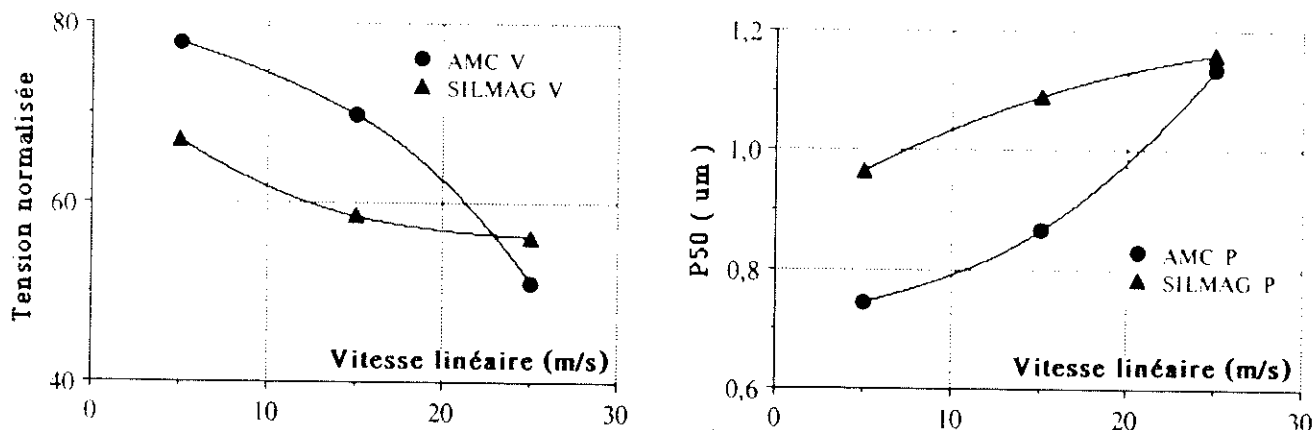


Figure 5.11 : Données expérimentales - Influence de la vitesse du disque.

Les courbes 5.12 montrent les mêmes grandeurs obtenues par simulation. La comparaison avec les courbes expérimentales amène les remarques suivantes : la dépendance de la hauteur de vol par rapport à la vitesse de défilement du disque n'est pas la même pour les deux têtes et on peut supposer le genre d'allure donné par la figure 5.13 : linéaire pour la tête SILMAG, avec une concavité orientée vers le haut pour la tête AMC.

Notons encore que la plage de variation des largeurs de signal est correcte, mais que le fait de trouver une tension de lecture plus élevée pour la tête SILMAG que pour la tête AMC n'est pas confirmé expérimentalement et laisse penser que l'on a sous-estimé la qualité du circuit magnétique de cette dernière.

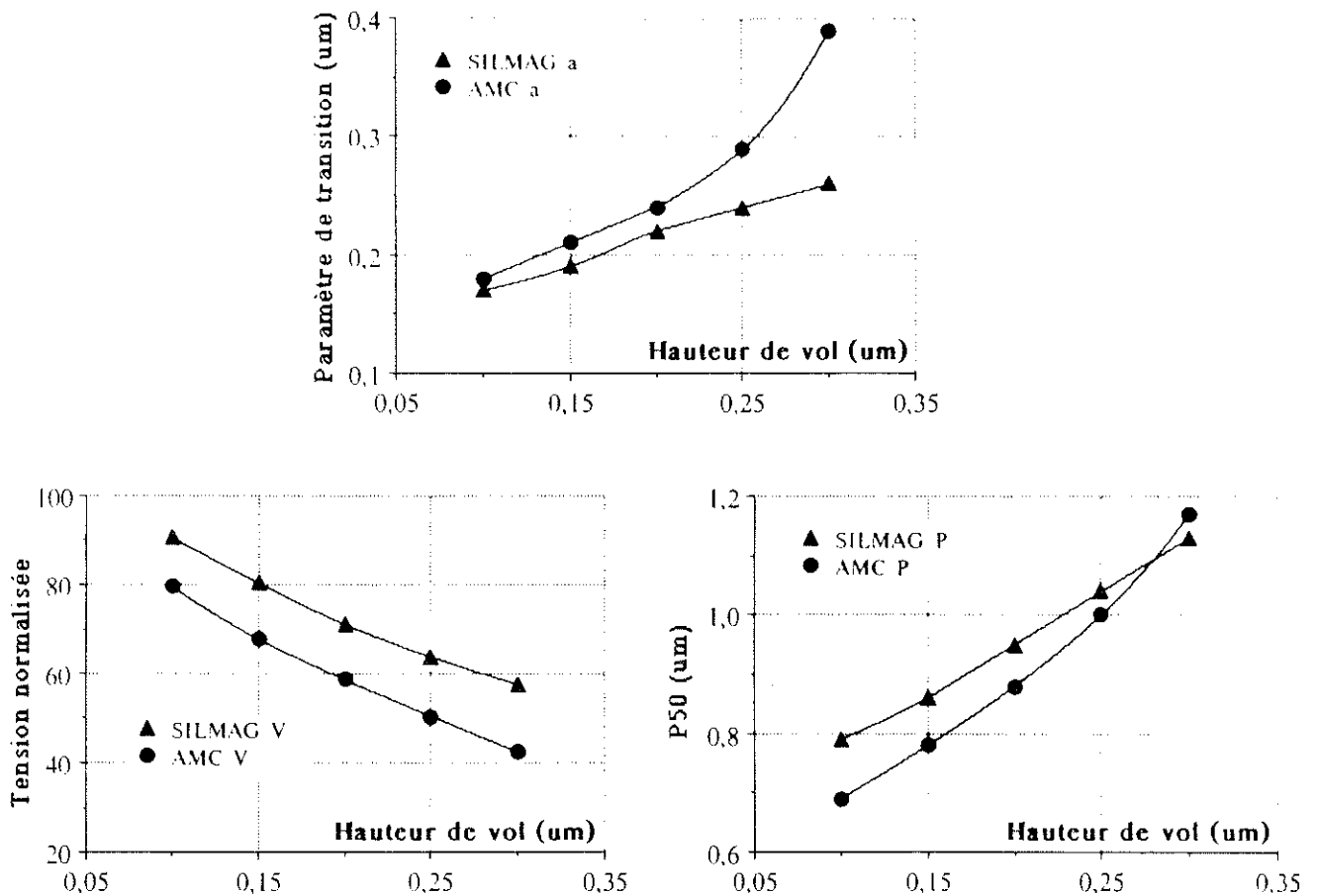


Figure 5.12 : Données de simulation - Influence de la hauteur de vol.

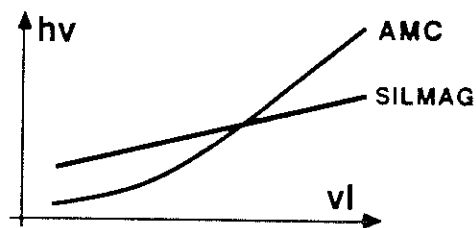


Figure 5.13 : Variation de la hauteur de vol supposée.

5.4 SIMULATIONS NUMÉRIQUES ET ANALYTIQUES :

5.4.1 Introduction :

Les simulations purement numériques nécessitent des temps de calculs beaucoup plus longs que les simulations analytiques. Compte tenu de la difficulté de faire des comparaisons avec les résultats expérimentaux, nous nous sommes contentés de faire des comparaisons entre ces deux types de modèles. A ce niveau, l'objectif est de vérifier que les résultats obtenus par simulation purement numérique ont des ordres de grandeurs raisonnables et sont cohérents avec les caractéristiques du modèle.

5.4.2 Dispositifs simulés :

L'étude est fait pour le même type de tête que précédemment, mais la longueur du circuit magnétique est diminuée et le milieu d'enregistrement a été rajouté. Dans le cas de la tête à pôles minces, la largeur des pôles a été

réduite à 2.0 microns et l'interface de part et d'autre de l'entrefer a été supprimé. La figure 5.14 montre les nouvelles géométries.

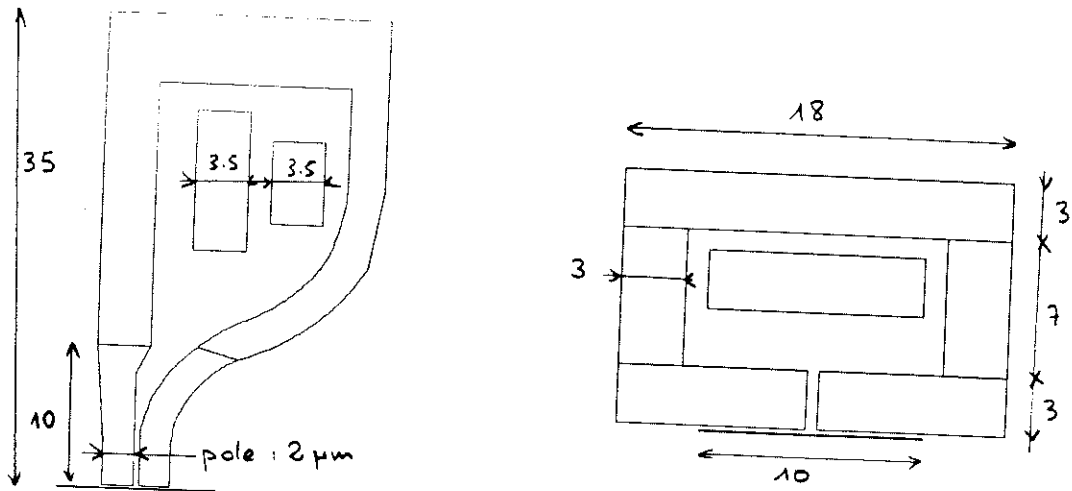


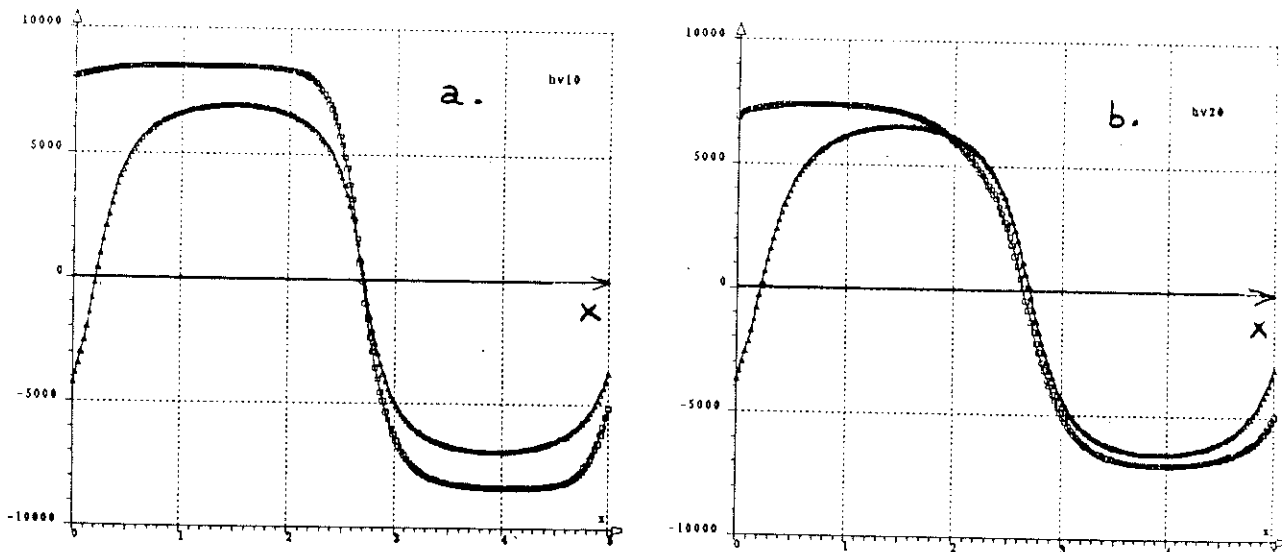
Figure 5.14 : Géométries réduites - a.tête AMC - b.tête SILMAG.

Les caractéristiques physiques ont également été simplifiées en remplaçant les zones saturables par des zones de comportement linéaire. Le courant d'écriture a été ajusté de manière à avoir les mêmes champs d'écriture que ceux trouvés dans l'étude précédente.

5.4.3 Simulations réalisées :

5.4.3.a Quelques profils d'aimantation :

Les courbes 5.15 comparent le résultat de l'écriture par notre modèle numérique et par le modèle de Williams-Comstock pour différentes hauteurs de vol, une longueur de bit de 2.5 microns et dans le cas de la tête SILMAG.



□ : simulation numérique - Δ : simulation analytique.
 !!! Les profils sont à comparer entre 1.5 et 5.0 microns.

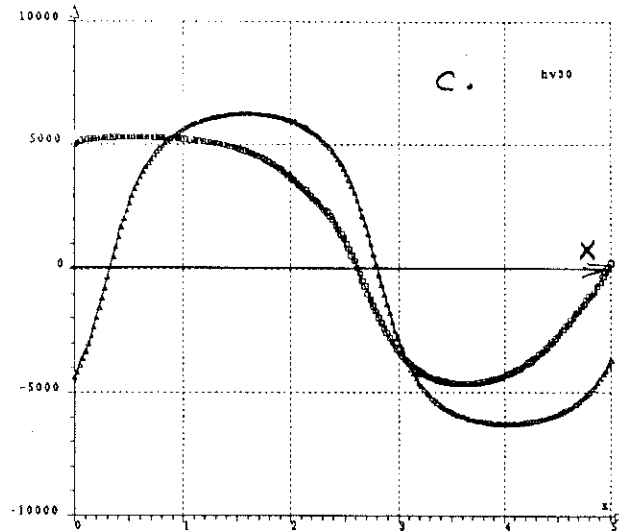


Figure 5.15 : Profils d'aimantation pour différentes hauteurs de vol.
a. $h_v = 0.1$ micron - b. $h_v = 0.2$ micron - c. $h_v = 0.3$ micron.
 \square : simulation numérique - Δ : simulation analytique.

Pour une hauteur de vol inférieure à 0.2 microns, il y a un bon accord entre les modèles. Au-delà, le nôtre donne lieu à une importante dégradation de l'écriture qui ne correspond pas aux tendances expérimentales. Ceci peut s'expliquer par le fait que le matériau n'est plus saturé et que le comportement des cycles mineurs n'est pas satisfaisant dans notre modèle.

5.4.3.b Comportement en densité :

Pour une hauteur de vol donnée (0.2 microns) et chacune des têtes, la simulation complète écriture/lecture est faite en fonction de la densité d'écriture. Les résultats sont comparés à ceux donnés par le modèle de Williams-Comstock et par superposition linéaire. Les courbes 5.16 tracent l'amplitude du profil d'aimantation $M(x)$, les courbes 5.17 l'amplitude du signal de lecture. Chacune des têtes donne le même paramètre de transition par le modèle de Williams-Comstock, c'est pourquoi il n'y a qu'une courbe d'aimantation calculée analytiquement.

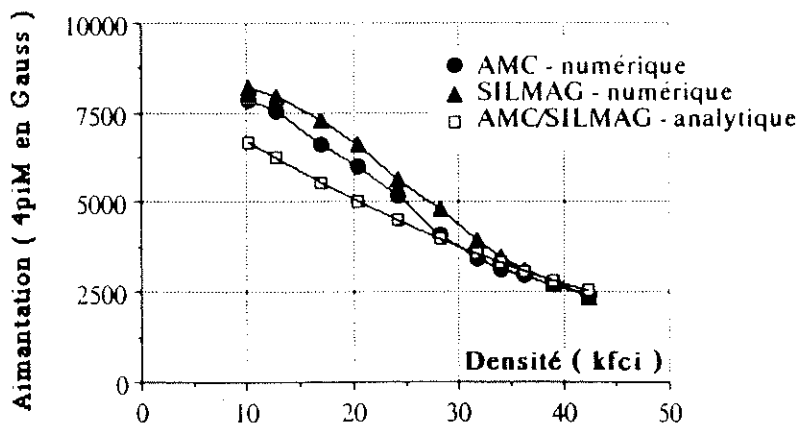


Figure 5.16 : Amplitude de l'aimantation dans le milieu d'enregistrement.

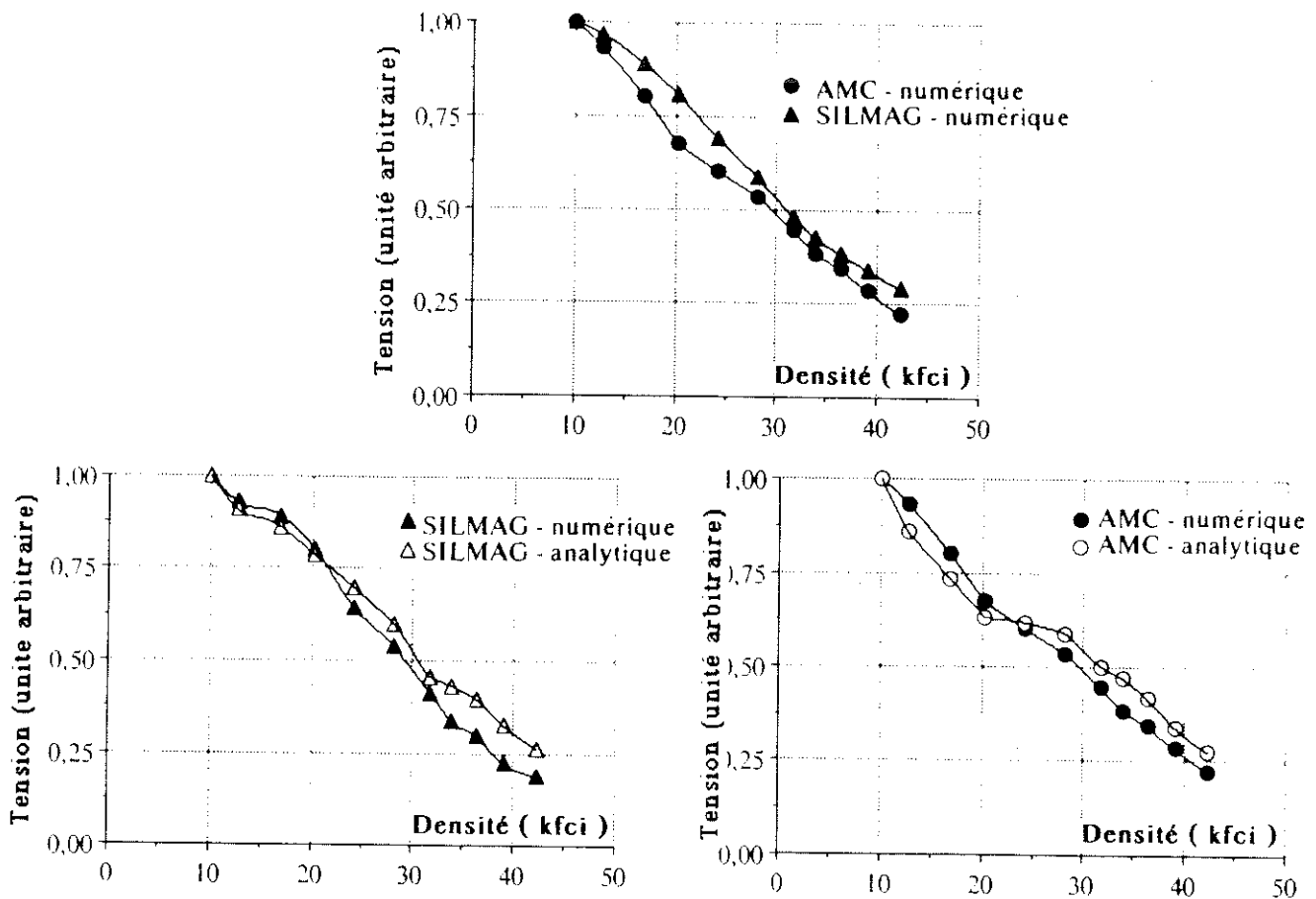


Figure 5.17 : Tension de lecture, comparaison entre calculs numériques et analytique pour chacune des têtes.

Il y a peu de commentaires à faire, si ce n'est une décroissance de l'aimantation quand la densité augmente plus rapide dans notre modèle que par superposition linéaire. Cette tendance est accentuée pour la tête SILMAG aux fortes densités. Le tracé complet du profil d'aimantation à ces densités fournit une explication et met en évidence un défaut du modèle.

Quand un bit, positif par exemple, est écrit, un champ démagnétisant négatif s'oppose à son aimantation. Au cours du déplacement du milieu d'enregistrement, le champ d'écriture varie et une composante alternative d'amplitude décroissante se superpose au champ démagnétisant. Ceci a tendance à diminuer l'aimantation. Cet effet de reptation des cycles mineurs est particulièrement accentué dans le modèle d'hystérésis choisi alors qu'il n'existe pas en réalité pour le matériau utilisé.

La superposition linéaire est connue pour donner des résultats pessimistes, les nôtres, quoique proches, le sont encore plus, mais on les améliorera par le choix d'un modèle d'hystérésis plus précis.

5.5 CONCLUSION :

Les conclusions de ce chapitre sont mitigées et nous n'avons pas validé notre outil comme nous l'espérons. Les résultats obtenus par simulation sont proches des résultats expérimentaux, les tendances se retrouvent, mais il y a des écarts que trop de paramètres mal connus empêchent d'interpréter. Incertitudes sur les perméabilités, les hauteurs de vol, mauvaise reproductibilité des résultats pour la tête AMC, tout ceci se conjugue et il est difficile de faire la part des choses.

Un résultat qui nous étonne est le bon comportement des modèles analytiques. Pour approximatifs qu'ils paraissent, ils n'en sont pas moins performants et dans l'état actuel des choses, vu par le concepteur de têtes utilisant l'outil de simulation comme une boîte noire, l'introduction de l'hystérésis dans les calculs de champ n'apporte rien de plus que ces modèles tous simples. Par contre la méthode des éléments finis permet de les utiliser avec un champ d'écriture calculé avec précision dans des configurations très diverses. Les géométries des têtes étudiées et les zones saturable sont reproduites sans simplification autre que le passage en 2D, ce qui est indispensable pour pouvoir différencier le comportement des têtes en fonction du courant d'écriture. La modélisation d'un mauvais interface est également possible. Cette finesse dans la modélisation du dispositif ne peut se faire qu'avec ce type de méthode.

Vu du côté du "modélisateur", les résultats sont plutôt positifs : l'outil développé est fiable en ce sens que la convergence est systématiquement obtenue et que les très nombreux calculs faits n'ont pas montré d'incohérence avec les hypothèses de départ. On retrouve dans les simulations les défauts du modèle d'hystérésis utilisé, mais l'introduction du modèle de Mayergoyz, plus complexe mais plus exact, peut se faire sans difficulté particulière et améliorera les résultats.

CONCLUSION

Un autre titre de ce mémoire pourrait être : "Intérêt et limites de la méthode des éléments finis pour la modélisation de l'enregistrement magnétique". Au cours de cette étude, les différents aspects du problème ont été abordés.

Tout d'abord, les grands principes de l'enregistrement ont été présentés, ainsi que les modèles les plus couramment utilisés. Les limites de ces modèles viennent essentiellement de calculs de champs très approximatifs.

Puis, nous avons rapidement décrit la méthode des éléments finis. L'intérêt qu'elle présente a priori pour une meilleure modélisation du phénomène est la possibilité de calculer le champ magnétique - avec prise en compte du champ démagnétisant - dans le cas de géométries quelconques et de matériaux de lois de comportement complexes.

Notre but étant d'intégrer l'hystérésis du milieu d'enregistrement dans les calculs de champ magnétique, nous avons étudié plus en détail le problème de sa modélisation. La complexité du phénomène rend l'approche physique irréaliste et seuls les modèles phénoménologiques ont été abordés. La comparaison avec les comportements observés expérimentalement est alors la seule manière d'estimer la qualité d'un modèle et il ressort que le modèle développé par Mayergoyz à partir du modèle de Preisach est le seul qui suive fidèlement le comportement expérimental.

Toutefois, cette précision se paie par une certaine complexité et nous avons préféré définir un modèle plus élémentaire pour tester la prise en compte de l'hystérésis dans nos calculs de champs. Il s'agit de calculs auto-cohérents dans lesquels le champ créé par la tête et le milieu d'enregistrement est déterminé par la méthode des éléments finis. La convergence du procédé pose quelques problèmes résolus en pondérant les variations de champ entre deux itérations de calcul et en lissant le champ avant tout calcul d'aimantation. Les résultats obtenus sont cohérents avec la réalité malgré les hypothèses restrictives de départ : modélisation statique en 2D, modélisation macroscopique des matériaux, aimantation dans le plan du disque.

Le dernier volet de l'étude est un essai de confrontation des résultats de simulation et des résultats expérimentaux. Les ordres de grandeurs des paramètres étudiés sont respectés, mais les évolutions observées expérimentalement sont mal reproduites. La mauvaise modélisation du comportement des cycles mineurs se retrouve dans les résultats de simulation, mais ce n'est pas le seul élément qui intervienne. Les incertitudes sur les conditions réelles de fonctionnement rendent difficile l'interprétation des écarts constatés.

Au terme de ce travail, l'intérêt le plus évident de la méthode des éléments finis est qu'elle permet de calculer le champ magnétique dans des dispositifs de géométrie quelconque. Des détails très fins peuvent être modélisés, ce qui a souvent été utile dans les études menées au LETI. La prise en compte de la saturation dans la tête est également un aspect fondamental, puisque par exemple c'est essentiellement à ce niveau que se différencie une tête horizontale d'une tête verticale. C'est donc l'outil idéal pour une activité de conception.

L'introduction de l'hystérésis dans les calculs de champ a pour l'instant un intérêt plus théorique que pratique dans la mesure où il existe des modèles analytiques donnant des résultats similaires pour un coût de calcul beaucoup plus faible. Cette conclusion devra être revue dès qu'un modèle d'hystérésis plus précis aura été introduit dans nos calculs.

Les limites de notre modélisation sont contenues dans les hypothèses de départ : modélisation bidimensionnelle statique du dispositif, avec une représentation macroscopique des lois de comportement des matériaux et un modèle scalaire pour l'hystérésis du milieu d'enregistrement. Il ne nous paraît pas raisonnable de vouloir contourner chacune de ces hypothèses. En effet, le logiciel ne doit pas devenir complexe au point de n'être applicable qu'à des cas d'école. Il faut donc rester à une modélisation macroscopique des matériaux, sans prise en compte du comportement des domaines dans le circuit magnétique, et à une modélisation statique du phénomène.

Par contre, l'outil développé devra être généralisé pour traiter les milieux particuliers plus épais et dans lesquels l'aimantation n'est plus contrainte de rester dans le plan de la couche. Il faut alors un modèle vectoriel anisotrope d'hystérésis, ce qui n'existe pas encore de manière satisfaisante malgré de nombreux travaux sur le sujet.

Il serait également important de passer à une modélisation tridimensionnelle des dispositifs et ce pour avoir accès à des phénomènes purement 3D tels que l'interaction entre la tête et les pistes voisines de celles en cours d'écriture ou de lecture. En effet, ces phénomènes de bord prennent une importance croissante avec la réduction des largeurs de piste ainsi que dans le cas des têtes horizontales où la pièce polaire en vis-à-vis du disque n'est pas de largeur constante.

Des logiciels de calcul par la méthode des éléments finis en 3D existent, en particulier FLUX3D, version 3D de Fluxlab. Ce logiciel commence à être utilisé au LETI et pourrait lui aussi être spécialisé pour l'enregistrement magnétique en introduisant les modèles analytiques évoqués plus haut, mais les méthodes de calcul 3D ne nous paraissent pas encore arrivées à une maturité suffisante pour être rapidement associées à un modèle d'hystérésis.

BIBLIOGRAPHIE

CHAPITRE 1 :

1. "Introduction to magnetic recording" R.M.WHITTE, New York: IEEE PRESS, 1984.
2. "High-density magnetic recording heads" F.JEFFERS, Proc.IEEE, vol.74, N°11, Nov.86, pp.1494-1512.
3. "A new thin film head generation IC head" J.P.LAZZARI,P.DEROUX-DAUPHIN, IEEE Trans.MAG 25, N°5, Sept.89, pp.3190-3192.
4. "Particulate recording media" G.BATE, Proc. IEEE, vol.74, N°11, Nov.86, pp.1494-1512.
5. "Thin-film recording media" T.C.ARNOLDUSSEN, Proc.IEEE, vol.74, N°11, Nov.86, pp.1494-1512.
6. "Fundamentals of the magnetic recording process" H.N.BERTRAM, Proc.IEEE, vol.74, N°11, Nov.86, pp.1494-1512.
7. "Analysis of the efficiency and inductance of multiturn thin film magnetic recording heads" R.E.JONES, IEEE Trans.MAG-14, Sept.78, pp.509-511.
8. "Calculation of the magnetic field in the ferromagnetic layer of a magnetic drum" O.KARLQVIST, Trans.Roy.Inst.Technol., Stockolm, N°86, 1954, pp.1-27.
9. "Analytic expressions for field components of non-symmetrical finite pole tip length magnetic head based on measurements on large-scale model" T.J.SZCZECH, IEEE Trans.MAG-15, N°5, Sept.79, pp.1319-1322.
10. "Field of thin-film head of finite dimensions" V.B.MINUHIN, J.Appl.Phys.67, May 90, pp.4866-4868.
11. "An analytical model of the write process in digital magnetic recording" M.L.WILLIAMS, R.L.COMSTOCK, AIP Conf.Proc., vol.5, 1971, pp.738-742.
12. "Observation of recorded magnetization patterns by electron holography" K.YOSHIDA & Co, IEEE Trans.MAG-19, N°5, Sept.83, pp.1600-1604.
13. "Self-consistently computed magnetization patterns in thin magnetic recording media", R.I.POTTER, R.J.SCHMULIAN, IEEE Trans.MAG.7, N°4, dec.71, pp.873-879.
14. "Modeling the record process" I.A.BEARDSLEY, IEEE Trans.MAG-22, N°5, Sept.86, pp.454-459.
15. "Reciprocity principles for magnetic recording theory" N.SMITH, IEEE Trans. MAG-23, N°4, July 87, pp.1995-2002.

CHAPITRE 2 :

16. "Une présentation de la méthode des éléments finis" G.DHATT, G.THOUZOT, Editions Laloine, 1984.
17. "Eléments finis et CAO" J.C.SABONNADIÈRE, J.L.COULOMB, Editions Hermès, 1986.

CHAPITRE 3 :

18. "Micromagnetic studies of thin metallic films", J.C.ZHU, H.N.BERTRAM, J.Appl. Phys.63, Apr.88, pp.3248-3253.
19. "Theory of ferromagnetic hysteresis" D.C.Jiles, D.L.ATHERTON, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 61, 1986, pp.48-60.
20. PREISACH, Z.Phys.94, 1935, p.277.
21. "Hysteresis models from the mathematical and control theory points of view" I.D.MAYERGOYZ, J.Appl.Phys.57, Apr.85, pp.3803-3805.
22. "On numerical implementation of hysteresis models" T.DOONG, I.D.MAYERGOYZ, IEEE Trans.MAG-21, N°5, Sept.85, pp.1853-1855.
23. "A new approach to Preisach Diagrams" D.L.ATHERTON, B.SZPUNAR, J.A.SZPUNAR, IEEE Trans.MAG-23, N°3, May 87, pp.1856-1865.
24. "An efficient procedure for modeling complex hysteresis processes in ferromagnetic materials" R.M.DEL VECCHIO, IEEE Trans.MAG-16, N°5, Sept.80, pp.809-811.
25. "A better scalar Preisach algorithm" K.WIESEN, S.H.CHARAP, IEEE Trans.MAG-24, N°6, Nov.88, pp.2491-2493.
26. "Some mathematical properties of the Preisach model for hysteresis" M.BROKATE, IEEE Trans.MAG-25, N°4, July 89, pp.2922-2924.
27. "On the Preisach function of ferromagnetic hysteresis" G.KADAR, J.Appl. Phys.61, Apr.87, pp.4013-4015.
28. "Determination of the bilinear product Preisach function" G.KADAR, E.D.DELLA TORE, J.Appl.Phys.63, Apr.88, pp.3004-3006.
29. "Generalized Preisach model of hysteresis" I.D.MAYERGOYZ, G.FRIEDMAN, IEEE Trans.MAG-24, N°1, Jan.88, pp.212-217.
30. "The Preisach model and hysteretic energy losses" I.D.MAYERGOYZ, G.FRIEDMAN, J.Appl.Phys.61, Apr.87, pp.3910-3912.
31. "Application of a theory of ferromagnetic hysteresis" M.L.HODGDON, IEEE Trans.MAG-24, N°1, Jan.88, pp.218.
32. "A constitutive relation for rate-independent hysteresis in ferromagnetically soft materials", B.D.COLEMAN, M.L.HODGDON, Int.J.Engng.Sci., 24 N°6, 1986, pp.897-919.
33. "On a class of constitutive relations for ferromagnetic hysteresis", B.D.COLEMAN, M.L.HODGDON, Arch.Rational Mech.Anal., 99, N°4, 1987, pp.375-396.
34. "New longitudinal recording media $Co_{x}Ni_{y}Cr_{z}$ from high rate static magnetron sputtering system" G.L.CHEN, IEEE Trans.Mag-22, N°5, Sept.86, pp.334-336.

CHAPITRE 4 :

35. "Pole-tip design of high density recording thin film heads" H.AOI, M.SAITOH, T.TAMURA, M.OHURA, H.TSUCHIYA, M.HAYASHI, IEEE Trans.MAG-18, N°6 Nov.82, pp.1137-1139. (éléments finis sans hystérésis)
36. "Permeability dependence of thin film head reproducing performance" M.TANABE, K.KAWAKAMI, M.SAITOH, M.TAKAGI, IEEE Trans.MAG-23, N°5, Nov.87, pp.3158-3160.
37. "An analysis of perpendicular magnetic recording using a newly-developped 2D.FEM combined with a medium magnetization model" Y.NAKAMURA, I.TAGAWA, IEEE Trans.MAG-25, N°5, Sept.89, pp.4159-4161.
38. "Finite element analysis of magnetic fields taking into account hysteresis characteristics" T.NAKATA, N.TAKAHASHI, Y.KAWASE, IEEE Trans.MAG-21, N°5, Sept.85, pp.1856-1858. (application : transformateur)
39. "Three dimensional analysis for magnetodynamic fields in electromagnetic devices taken into account the dynamic hysteresis loops" , Y.SAITO, IEEE Trans.MAG18, N°2, Mar.82, pp.546-551.
40. "Self-consistent vector calculation of magnetic recording using the finite element method" T.R.KOEHLER, J.Appl.Phys.57, Mar.84, pp.2214-2216.
41. "Magnetic field computation in hysteretic media by the finite element method using the Preisach model" J.F.OSTIGUY, P.P.SILVESTER, J.Appl.Phys.57, Apr.85, pp.3853-3855.
42. "The inclusion of hysteresis processes in a special class of electromagnetic finite element calculations" R.M.DEL VECCHIO, IEEE Trans.MAG-18, N°1, Jan.82, pp.275-284.
43. "Simulation magnetostatique de têtes magnétiques en 3D par décomposition du domaine" J.MACHUI, Thèse de doctorat es-Sciences, Orsay 88.
44. "Simulation of the writing process using finite element and augmented lagrangian methods." J.DESSERRE, A.MARROCCO, IEEE Trans.MAG-18, N°1, Jan.82, pp.238-241.
45. "2D computation problems in magnetic recording and printing" J.P.TUAL, IEEE Trans.MAG-19, N°6, Nov.83, pp.2486-2490.
46. "Numerical simulation by finite elements of magnetoresistive effect including the coherent rotation and anisotropy" J.DESSERRE, A.MARROCCO, IEEE Trans.MAG-19, N°6, Nov.83, p.2506-2509.
47. "Sur la modélisation numérique des phénomènes électromagnétiques liés à l'enregistrement perpendiculaire" M.FELIACHI, Thèse de doctorat d'Etat es-Sciences, Grenoble 86.
48. "Finite element approximation ans iterative methods of solution for 2D non linear magnetostatic problems" R.GLOWINSKI, A.MARROCCO, pp.112-125.

49. "Analyse tridimensionnelle des champs électriques et magnétiques par la méthode des éléments finis" J.L.COULOMB, Thèse de doctorat d'Etat ès- Sciences, Grenoble 81.
50. "Computation of the readback voltage in digital magnetic recording" F.OSSART, J.Magnetism and Magnetic Materials 83, pp.48-50,1990.
51. "Relation between the transition width and the zig-zag wavelength" X.Y.ZHANG, H.SUHL, J.Appl.Phys.63, Apr.88, pp.3257-3259.
52. "Williams-Comstock type model for sawtooth transitions in thin film media" M.W.MULLER, E.S.MURDOCK, IEEE Trans.MAG-23, N°5, Sept.87, pp.2368-2370.
53. "Zig-zag transition profiles, noise and correlation statistics in highly oriented longitudinal film media" T.C.ARNOLDUSSEN, H.C.TONG, IEEE Trans.MAG-N°5, Sept.86, pp.889-891.

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE GRENOBLE

46 avenue F. Viallet - 38031 GRENOBLE Cedex -

Tél : 76.57.45.00

ANNEE UNIVERSITAIRE 1989

Président de l'Institut
Monsieur Georges LESPINARD

PROFESSEURS DES UNIVERSITES

ENSERG	BARIBAUD	Michel	ENSPG	JOST	Rémy
ENSIEG	BARRAUD	Alain	ENSPG	JOUBERT	Jean-Claude
ENSPG	BAUDELET	Bernard	ENSIEG	JOURDAIN	Geneviève
INPG	BEAUFILS	Jean-Pierre	ENSIEG	LACOUME	Jean-Louis
ENSERG	BLIMAN	Samuel	ENSIEG	LADET	Pierre
ENSHMG	BOIS	Philippe	ENSHMG	LESIEUR	Marcel
ENSEEG	BONNETAIN	Lucien	ENSHMG	LESPINARD	Georges
ENSPG	BONNET	Guy	ENSPG	LONGEQUEUE	Jean-Pierre
ENSIEG	BRISSONNEAU	Pierre	ENSHMG	LORET	Benjamin
IUFA	BRUNET	Yves	ENSEEG	LOUCHET	François
ENSHMG	CAILLERIE	Denis	ENSEEG	LUCAZEAU	Guy
ENSPG	CAVAIGNAC	Jean-François	ENSIEG	MASSE	Philippe
ENSPG	CHARTIER	Germain	ENSIEG	MASSELOT	Christian
ENSERG	CHENEVIER	Pierre	ENSIMAG	MAZARE	Guy
UFR PGP	CHERADAME	Hervé	ENSIMAG	MOHR	Roger
ENSIEG	CHERUY	Arlette	ENSHMG	MOREAU	René
ENSERG	CHOVET	Alain	ENSIEG	MORET	Roger
ENSERG	COHEN	Joseph	ENSIMAG	MOSSIERE	Jacques
ENSEEG	COLINET	Catherine	ENSHMG	OBLED	Charles
ENSIEG	CORNUT	Bruno	ENSEEG	OZIL	Patrick
ENSIEG	COULOMB	Jean-Louis	ENSEEG	PAULEAU	Yves
ENSERG	COUMES	André	ENSIEG	PERRET	Robert
ENSIMAG	CROWLEY	James	ENSHMG	PIAU	Jean-Michel
ENSHMG	DARVE	Félix	ENSERG	PIC	Etienne
ENSIMAG	DELLA DORA	Jean-François	ENSIMAG	PLATEAU	Brigitte
ENSERG	DEPEY	Maurice	ENSERG	POUPOT	Christian
ENSPG	DEPORTES	Jacques	ENSEEG	RAMEAU	Jean-Jacque
ENSEEG	DEROO	Daniel	ENSPG	REINISCH	Raymond
ENSEEG	DESRE	Pierre	UFR PGP	RENAUD	Maurice
ENSERG	DOLMAZON	Jean-Marc	UFR PGP	ROBERT	André
ENSEEG	DURAND	Francis	ENSIMAG	ROBERT	François
ENSPG	DURAND	Jean-Louis	ENSIEG	SABONNADIERE	Jean-Claude
ENSHMG	FAUTRELLE	Yves	ENSIMAG	SAUCIER	Gabriele
ENSIEG	FOGGIA	Albert	ENSPG	SCHLENKER	Claire
ENSIMAG	FONLUPT	Jean	ENSPG	SCHLENKER	Michel
ENSIEG	FOULARD	Claude	ENSERG	SERMET	Pierre
UFR PGP	GANDINI	Alessandro	UFR PGP	SILVY	Jacques
ENSPG	GAUBERT	Claude	ENSHMG	SIRIEYS	Pierre
ENSERG	GENTIL	Pierre	ENSEEG	SOHM	Jean-Claude
ENSIEG	GENTIL	Sylviane	ENSIMAG	SOLER	Jean-Louis
IUFA	GREVEN	Hélène	ENSEEG	SOUQUET	Jean-louis
ENSIEG	GUEGUEN	Claude	ENSHMG	TROMPETTE	Philippe
ENSERG	GUERIN	Bernard	ENSPG	VINCENT	Henri
ENSEEG	GUYO T	Pierre	ENSERG	ZADWORN Y	François
ENSIEG	IVANES	Marcel			
ENSIEG	JAUSSAUD	Pierre			

.../...

PERSONNES AYANT OBTENU LE DIPLOME
d'habilitation à diriger des recherches

BECKER	M.	DANES	F.	GHIBAUDO	G.	MULLER	J.
BINDER	Z.	DEROO	D.	HAMAR	S.	NGUYEN TRONG	B.
CHASSERY	J.M.	DIARD	J.P.	HAMAR	R.	NIEZ	J.J.
CHOLLET	J.P.	DION	J.M.	LACHENAL	D.	PASTUREL	A.
COEY	J.	DUGARD	L.	LADET	P.	PLA	F.
COLINET	C.	DURAND	M.	LATOMBE	C.	ROGNON	J.P.
COMMAULT	C.	DURAND	R.	LE HUY	H.	ROUGER	J.
CORNUEJOLS	G.	GALERIE	A.	LE GORREC	B.	TCHUENTE	M.
COULOMB	J.L.	GAUTHIER	J.P.	MADAR	R.	VINCENT	H.
COURNIL	M.	GENTIL	S.	MEUNIER	G.	YAVARI	A.R.
DALARD	F.						

CHERCHEURS DU C.N.R.S.

1989/90

ALEMANY	Antoine
ALLIBERT	Colette
ALLIBERT	Michel
ANSARA	Ibrahim
ARMAND	Michel
AUDIER	Marc
BERNARD	Claude
BINDER	Gilbert
BONNET	Roland
BORNARD	Guy
CAILLET	Marcel
CALMET	Jacques
CARRE	René
CHATILLON	Christian
CLERMONT	Jean-Robert
COURTOIS	Bernard
DAVID	René
DION	Jean-Michel
DRIOLE	Jean
DURAND	Robert
ESCUDIER	Pierre
EUSTATHOPOULOS	Nicolas
FRUCHARD	Robert
GARNIER	Marcel
GLANGEAUD	François
GUELIN	Pierre
HOPFINGER	Emile
JORRAND	Philippe
JOUD	Jean-Charles
KAMARINOS	Georges
KLEITZ	Michel
KOFMAN	Walter
KRAKOWIAK	Sacha
LANDAU	Ioan
LEJEUNE	Gérard
LEPROVOST	Christian
MADAR	Roland
MERMET	Jean
MEUNIER	Jacques
MICHEL	Jean-Marie
NAYROLLES	Bernard
PEUZIN	Jean-Claude
PIAU	Monique
RENOUARD	Dominique
SENATEUR	Jean-Pierre
SIFAKIS	Joseph
SIMON	Jean-Paul
SUERY	Michel
TEODOSIU	Christian
VACHAUD	Georges
VAUCLIN	Michel
VENNEREAU	Pierre
VERJUS	Jean-Pierre
WACK	Bernard
YONNET	Jean-Paul

SITUATION PARTICULIERE

PROFESSEURS D'UNIVERSITE

DETACHEMENT

ENSIMAG	LATOMBE	J.Claude	Détachement.....	21/10/1989
ENSHMG	PIERRARD	J.Marie	Détachement.....	30/04/1989
ENSIMAG	VEILLON	Gérard	Détachement.....	30/09/1990
ENSIMAG	VERJUS	J.Pierre	Détachement.....	30/09/1989
ENSPG	BLOCH	Daniel	Récteur à c/.....	21/12/1988

SURNOMBRE

INPG	CHIAVERINA	Jean.....	30/09/1989
ENSHMG	BOUVARD	Maurice.....	30/09/1991
ENSEEG	PARIAUD	J.Charles.....	30/09/1991

PERSONNALITES AGREES A TITRE PERMANENT A DIRIGER DES TRAVAUX DE RECHERCHE
(DECISION DU CONSEIL SCIENTIFIQUE)

<u>ENSEEG</u>	HAMMOU MARTIN-GARIN SARRAZIN SIMON	Abdelkader Régina Pierre Jean-Paul
---------------	---	---

<u>ENSERG</u>	BOREL	Joseph
---------------	-------	--------

<u>ENSIEG</u>	DESCHIZEAUX GLANGEAUD PERARD REINISCH	Pierre François Jacques Raymond
---------------	--	--

<u>ENSHMG</u>	ROWE	Alain
---------------	------	-------

<u>ENSIMAG</u>	COURTIN	Jacques
----------------	---------	---------

<u>C.E.N.G</u>	CADET COEURE DELHAYE DUPUY JOUVE NICOLAU NIFENECKER PERROUD PEUZIN TAIEB VINCENDON	Jean Philippe Jean-Marc Michel Hubert Yvan Hervé Paul Jean-Claude Maurice Marc
----------------	--	--

Laboratoire extérieurs :

<u>C.N.E.T.</u>	DEVINE GERBER MERCKEL PAULEAU	Rodericq Roland Gérard Yves
-----------------	--	--------------------------------------





Président de l'Université :

M. NEMOZ Alain

ANNEE UNIVERSITAIRE 1988 - 1989

MEMBRES DU CORPS ENSEIGNANT DE SCIENCES ET DE GEOGRAPHIE

PROFESSEURS DE 1ERE CLASSE

ADIBA Michel	Informatique
ANTOINE Pierre	Géologie I.R.I.G.M.
ARNAUD Paul	Chimie Organique
ARVIEU Robert	Physique Nucléaire I.S.N.
AURIAULT Jean Louis	Mécanique
AYANT Yves	Physique Approfondie
BARJON Robert	Physique Nucléaire I.S.N.
BARNOUD Fernand	Biochimie Macromoléculaire Végétale
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
BOEHLER Jean Paul	Mécanique
BRAVARD Yves	Géographie
CARLIER Georges	Biologie Végétale
CASTAING Bernard	Physique
CAUQUIS Georges	Chimie Organique
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
DEGRANGE Charles	Zoologie
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
GAGNAIRE Didier	Chimie Physique
GAUTRON René	Chimie
GENIES Eugène	Chimie
GERMAIN Jean Pierre	Mécanique
GIDON Maurice	Géologie
GUITTON Jacques	Chimie
HICTER Pierre	Chimie
IDELMAN Simon	Physiologie Animale
JANIN Bernard	Géographie
JOLY Jean René	Mathématiques Pures
JOSELEAU Jean Paul	Biochimie

KAHANE André, détaché
 KAHANE Josette
 KRAKOWIAK Sacha
 LAJZEROWICZ Jeanine
 LAJZEROWICZ Joseph
 LAURENT Pierre Jean
 LEBRETON Alain
 DE LEIRIS Joël
 LHOMME Jean
 LLIBOUTRY Louis
 LOISEAUX Jean Marie
 LONGEQUEUE Nicole
 LUNA Domingo
 MACHE Régis
 MASCLE Georges
 MAYNARD Roger
 OMONT Alain
 OZENDA Paul
 PANNETIER Jean
 PAYAN Jean Jacques
 PEBAY PEYROULA Jean Claude
 PERRIER Guy
 PIERRE Jean Louis
 RENARD Michel
 RIEDTMANN Christine
 RINAUDO Marguerite
 ROSSI André
 SAXOD Raymond
 SENDEL Philippe
 SERGERAERT Francis
 SOUCHIER Bernard
 SOUTIF Michel
 STUTZ Pierre
 TRILLING Laurent
 VAN CUTSEM Bernard
 VIALON Pierre

Physique
 Physique
 Mathématiques Appliquées
 Physique
 Physique
 Mathématiques Appliquées
 Mathématiques Appliquées
 Biologie
 Chimie
 Géophysique
 Sciences Nucléaires I.S.N.
 Physique
 Mathématiques Pures
 Physiologie Végétale
 Géologie
 Physique du Solide
 Astrophysique
 Botanique (Biologie Végétale)
 Chimie
 Mathématiques Pures
 Physique
 Géophysique
 Chimie Organique
 Thermodynamique
 Mathématiques
 Chimie C.E.R.M.A.V.
 Biologie
 Biologie Animale
 Biologie Animale
 Mathématiques Pures
 Biologie
 Physique
 Mécanique
 Mathématiques Appliquées
 Mathématiques Appliquées
 Géologie

PROFESSEURS DE 2EME CLASSE

ARMAND Gilbert
 ATTANE Pierre
 BARET Paul
 BERTIN José
 BLANCHI Jean Pierre
 BLOCK Marc
 BLUM Jacques
 BOITET Christian
 BORNAREL Jean
 BORRIONE Dominique
 BOUVET Jean
 BROSSARD Jean
 BRUANDET Jean François
 BRUGAL Gérard
 BRUN Gilbert
 CERFF Rudiger
 CHIARAMELLA Yves
 CHOLLET Jean Pierre
 COLOMBEAU Jean François
 COURT Jean
 CUNIN Pierre Yves

Géographie
 Mécanique
 Chimie
 Mathématiques
 S.T.A.P.S.
 Biologie
 Mathématiques Appliquées
 Mathématiques Appliquées
 Physique
 Automatique informatique
 Biologie
 Mathématiques
 Physique
 Biologie
 Biologie
 Biologie
 Mathématiques Appliquées
 Mécanique
 Mathématiques (ENSL)
 Chimie
 Informatique

DAVID Jean	Géographie
DHOUAILLY Danielle	Biologie
DUFRESNOY Alain	Mathématiques Pures
GASPARD François	Physique
GIDON Maurice	Géologie
GIGNOUX Claude	Sciences Nucléaires
GILLARD Roland	Mathématiques Pures
GIORNI Alain	Sciences Nucléaires
GONZALEZ SPRINBERG Gérardo	Mathématiques Pures
GUIGO Maryse	Géographie
GUMUCHIAN Hervé	Géographie
HACQUES Gérard	Mathématiques Appliquées
HERBIN Jacky	Géographie
HERAULT Jeanny	Physique
HERINO Roland	Physique
JARDON Pierre	Chimie
KERCKHOVE Claude	Géologie
MANDARON Paul	Biologie
MARTINEZ Francis	Mathématiques Appliquées
MOREL Alain	Géographie
NEMOZ Alain	Thermodynamique C.N.R.S. C.R.T.B.T.
NGUYEN HUY Xuong	Informatique
OUDET Bruno	Mathématiques Appliquées
PAUTOU Guy	Biologie
PECHER Arnaud	Géologie
PELMONT Jean	Biochimie
PELLETIER Guy	Astrophysique
PERRIN Claude	Sciences Nucléaires I.S.N.
PIBOULE Michel	Géologie
RAYNAUD Hervé	Mathématiques Appliquées
REGNARD Jean René	Physique
RICHARD Jean Marc	Physique
RIEDTMANN Christine	Mathématiques Pures
ROBERT Danielle	Chimie
ROBERT Gilles	Mathématiques Pures
ROBERT Jean Bernard	Chimie Physique
SARROT REYNAULD Jean	Géologie
SAYETAT Françoise	Physique
SERVE Denis	Chimie
STOECKEL Frédéric	Physique
SCHOLL Pierre Claude	Mathématiques Appliquées
SUBRA Robert	Chimie
VALLADE Marcel	Physique
VIDAL Michel	Chimie Organique
VINCENT Gilbert	Physique
VIVIAN Robert	Géographie
VOTTERO Philippe	Chimie

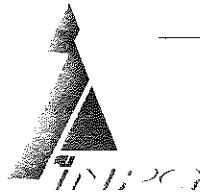
MEMBRES DU CORPS ENSEIGNANT DE L'I.U.T. 1

PROFESSEURS DE 1ERE CLASSE

BUISSON Roger	Physique I.U.T. 1
CHEHIKIAN Alain	E.E.A. I.U.T.1
DODU Jacques	Mécanique Appliquée I.U.T. 1
NEGRE Robert	Génie Civil I.U.T. 1
NOUGARET Marcel	Automatique I.U.T. 1
PERARD Jacques	E.E.A. I.U.T. 1

PROFESSEURS DE 2EME CLASSE

BEE Marc	Physique I.U.T. 1
BOUTHINON Michel	E.E.A. I.U.T. 1
CHAMBON René	Génie Mécanique I.U.T. 1.
CHENAVAS Jean	Physique I.U.T. 1
CHILO Jean	Physique I.U.T. 1
CHOUTEAU Gérard	Physique I.U.T. 1
CONTE René	Physique I.U.T. 1
FOSTER Panayotis	Physique I.U.T. 1
GOSSE Jean Pierre	Chimie I.U.T. 1
GROS Yves	E.E.A. I.U.T. 1
HAMAR Roger	Physique I.U.T. 1
KUHN Gérard, détaché	Chimie I.U.T. 1
LEVIEL Jean Louis	Physique I.U.T. 1
MAZUER Jean	Physique I.U.T. 1
MICHOULIER Jean	Physique I.U.T. 1
MONLLOR Christian	Physique I.U.T. 1
PERRAUD Robert	E.E.A. I.U.T. 1
PIERRE Gérard	Chimie I.U.T. 1
TERRIEZ Jean Michel	Chimie I.U.T. 1
TOUZAIN Philippe	Génie Mécanique I.U.T. 1
TURGEMAN Sylvain	Chimie I.U.T. 1
VINCENDON Marc	Génie civil
ZIGONE Michel	Chimie I.U.T. 1
	Physique I.U.T. 1



Grenoble, le 29 Janvier 1991

DÉPARTEMENT DES ÉTUDES DOCTORALES

Affaire suivie par
Tél : 76.57.

N/Réf. :

Objet :

AUTORISATION de SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 23 Novembre 1988 relatif aux Etudes Doctorales


Vu les rapports de présentation de :

- Monsieur MEUNIER
- Monsieur GIVORD

Mademoiselle OSSART Florence

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"


Pour le Directeur de l'I.P.G.
et pour le Doyen
de l'Université de Grenoble
M. GARIBER

