

**UNIVERSITE KASDI-MERBAH-Ouargla**  
Faculté : des Mathématiques et des Sciences de la Matière  
Département : de Physique



**Mémoire**  
**MASTER Académique : Physique des Matériaux**  
Domaine : Science de la Matière  
Filière : Physique  
Spécialité : Physique des Matériaux

**Présenté par : BENMOUSSA Smail**  
**Thème**

**ETUDE DE L'AIMANTATION ET DE  
L'HYSTERESIS DES MATERIAUX  
FERROMAGNETIQUES DOUX  
( Fe,FeSi)**

**Soutenu publiquement**

**Le : 25 / 05 /2017**

**Devant le jury :**

M. Aomar BOUKRAA	Pr.	Président	UKM Ouargla
M. Lazhar MOHAMMEDI	MC (A)	Examineur	UKM Ouargla
M. Abdelmalek MANSRI	MA (B)	Encadreur/ rapporteur	UKM Ouargla

**Année universitaire 2016-2017**

Je dédié ce travail de mémoire pour la l'âme de mes parents

اللهم أرحمهما على كل ما قدماه لي في حياتهما من اجل تعليمي

Smail

## ***REMERCIEMENTS***

Je remercie dieu pour son aide de terminer ce travail de mémoire.

Je tenais à remercier les membres de mon jury de m'avoir fait l'honneur de juger ce travail de mémoire.

Je remercie Pr. Aomar BOUKRAA de l' Université de KASDI Merbah Ouargla d'avoir bien voulu présider ce jury.

Je remercie Dr. Lazhar MOHAMMEDI de l'Université de KASDI Merbah Ouargla, d'avoir accepté d'examiner mon mémoire.

Je tiens à remercier sincèrement mon encadreur de mémoire, Dr. Abdelmalek MANSRI, pour son constant support et surtout la Confiance et autonomie qu'il m'a accordée au cours de la période de préparation de mémoire. Leurs conseils et leur patience m'a permis de mener à terme mon travail.

Je voudrais aussi remercier l'ensembles des Professeurs et Docteurs de département de Physique de leurs soutiens, encouragement et patiences pendant la période de formation pour l'obtention du grade de Master Académique en Physique des Matériaux.

**Merci à vous tous**

**Résumé :** La description quantitative de l'évolution des propriétés macroscopiques de l'aimantation (perméabilité, forme des cycles d'hystérésis) avec la fréquence reste d'actualité. C'est dans cette deuxième perspective que s'inscrit notre travail de recherche, réparti en approche méthodologique de la méthode de mesures fluxmétriques et de test de validation, d'une part ; et de l'étude des processus d'aimantation sur des échantillons de Fer pur et de FeSi à grains non orientés et à grains orientés sous forme d'échantillons en tôles minces en couronnes et tôles rectangulaires, d'autre part.

A partir des mesures fluxmétriques, on peut accéder aux grandeurs  $\mu$  (perméabilité) et P(perte) décrire le comportement en fréquence des échantillons par le dépouillement des cycles d'hystérésis à différentes inductions de travail  $B_{max}$ .

On prend un cycle d'hystérésis, le calculent la perméabilité relative  $\mu_r$  sera donc la tangente de la montée du cycle passant par le champ coercitif correspondant ( $H_c$ ).

Outre la revalidation des tests de mesure des échantillons sous forme de tôles minces obtenus par fluxmètrie à haute résolution, le dépouillement a été fait sur des cycles d'hystérésis pour trois types d'échantillons (fer, FeSi à grains non orientés et FeSi à grains orientés à haute perméabilité) à différentes inductions de travail  $B_{max}$  et à différentes fréquences de travail. Ces cycles d'hystérésis ne sont pas une empreinte finale pour les échantillons mais sont fonction des paramètres cités, en plus d'autres effets, déterminer sur les cycles d'hystérésis les pertes. L'évaluation des pertes observer sur les diagrammes suite au gonflement et l'allongement des cycles d'hystérésis (aire du cycle), pour les mêmes paramètres mais pour l'échantillons ( fer, FeSi à grain non orientes).

Enfin, la séparation de la perméabilité à partir des valeurs expérimentales obtenues par la tangente de la montée du cycle d'hystérésis(étroit) passant par le champ coercitif ( $H_c$ ) correspondant à chaque cycle, nous constatons une augmentation de la valeur perméabilité a pu être faite et a abouti à une qualification du FeSi à grains orientés comme matériau pouvant être analysée en découplant l'étude sur l'hystérésis quasistatique qui trouve son origine dans les processus d'aimantation discontinus à une échelle inférieure à l'épaisseur de parois et les pertes dépendant de la modification de la configuration en domaines en régime dynamique.

**Mots clés :** Aimantation, Hystérésis, Fluxmètre, Fréquence, Perméabilité

## - دراسة مغنطة وهستيرية المواد المغناطيسية اللينة (Fe, FeSi)

كلمات البحث: مغنطة، الهستيرية، مقياس التدفق، التردد، نفاذية

- ملخص: الوصف الكمي لتطور الخصائص الماكروسكوبية للمغنطة (النفاذية، شكل الحلقات الهستيرية) مع تردد يبقى محل اهتمام البحث. في ضمن هذه الرؤية استعملت منهجية تقريبية بطريقة مقياس التدفق واختبار النتائج من ناحية، ودراسة آلية المغنطة على عينات من حديد النقي والحديد - السليسيوم ذات حبيبات غير موجهة وحبيبات موجهة ((Fe, FeSi (No,Go)) على شكل صفائح رقيقة حلقية وصفائح مستطيلة من جهة أخرى.

انطلاقاً من قياسات فلومترية نستطيع التوصل لقيم  $\mu$  (النفاذية)، P (الضياء في الطاقة) ووصف السلوك بالتردد للعينات وذلك باستخراج النتائج من الحلقات الهستيرية المختلفة لعمل التحريض المغناطيسي  $B_{max}$ .

نأخذ حلقة هستيرية ونحسب النفاذية النسبية  $\mu_r$  سيكون الظل المبين للحلقة الهستيرية والتي تقطع نقطة الحقل القسري

( $H_c$ ) المقابلة.

بينما نتائج قياسات العينات على شكل صفائح رقيقة بواسطة مقياس التدفق عالي الدقة استعملت على الحلقات الهستيرية بثلاث أنواع من العينات من حديد النقي والحديد - السليسيوم ذات حبيبات غير موجهة وحبيبات موجهة (Fer, FeSi (No,Go)) تقييم الضياع يشاهد على الرسوم البيانية بعد زيادة واستطالة الحلقات الهستيرية (مساحة الحلقة) لنفس المعايير ولكن للعينات من حديد النقي والحديد - السليسيوم ذات حبيبات غير موجهة (Fer, FeSi (No)).

وفي النهاية فصل النفاذية انطلاقاً من قيم التجريبية استطعنا تحقيقها عن طريق الظل المبين للحلقة الهستيرية (ضيق) والتي تقطع نقطة الحقل القسري (Hc) المقابلة لكل الحلقات نلاحظ ان قيمة النفاذية في تزايد بنسبة للحديد - السليسيوم ذات حبيبات موجهة FeSi(GO) والتوصل إلى تفضيل هذه العينة كمادة نستطيع تحليلها بمزج الدراسة حول الهستيريا الشبه مستقرة التي تتواجد في الأصل في آليات المغنطة الغير مستمرة بسلم أصغر من سمك الحواجز المغناطيسية والمضيعات في الطاقة التي تعتبر متقلصة ومتعلقة بتحول أشكال المجالات المغناطيسية في النظام الديناميكي.

## Study of magnetization and Hysteresis of materials Ferromagnetic soft (Fe, FeSi)

**Key Word :** Magnetization, Hysteresis, Fluxmeter, Frequency, Permeability

**Abstract :** The quantitative description of the evolution of the macroscopic properties of the magnetization (permeability, shape of the hysteresis cycles) with the frequency remains topical. It is in this second perspective that our research work, divided into a methodological approach of the method of fluxmetric measurements and validation test, on the one hand ; And the study of magnetization processes on samples of Pure Iron and FeSi with non-oriented grains and oriented grains in the form of thin sheet metal samples in crowns and rectangular plates, on the other hand.

From the fluxmetric measurements, one can access the quantities  $\mu$  (permeability) and P (loss) to describe the frequency behavior of the samples by the examination of the hysteresis cycles at different work inductions  $B_{max}$ .

One takes a cycle of hysteresis, calculate the relative permeability  $\mu_r$  it will be the tangent of the rise of the cycle passing by the corresponding coercive field (Hc).

In addition to the revalidation of the measurement tests of the samples in the form of thin sheets obtained by high resolution fluxmetry, the analysis was carried out on hysteresis cycles for three types of samples (iron, FeSi with non-oriented grains and FeSi with grains Oriented with high permeability) to different working inductions  $B_{max}$  and to different working frequencies. These hysteresis cycles are not a final impression for the samples but depend on the parameters mentioned, in addition to other effects, determining the hysteresis cycles of the losses. The evaluation of the losses observed on the diagrams due to swelling and the elongation of the hysteresis cycles (area of the cycle), for the same parameters but for the samples (iron, FeSi with non-oriented grain).

Finally, the separation of the permeability from the experimental values obtained by the tangent of the rise of the (narrow) hysteresis cycle passing through the coercive field (Hc) corresponding to each cycle, we see an increase in the permeability value  $B_e$  made and resulted in a qualification of grain-oriented FeSi as a material that can be analyzed by decoupling the quasistatic hysteresis study originating in discontinuous magnetization processes to a scale smaller than the wall thickness and The losses depending on the modification of the configuration in domains in dynamic regime.

**Table des matières**

<b>Introduction Générale</b> .....	2
<b>Chapitre I : MAGNETISME MACROSCOPIQUE ET MATERIAUX MAGNETIQUES A BASE DE FER</b>	
I-1 : Introduction.....	5
I-2 : Origine du magnétisme.....	5
I-3 : Classes des matériaux magnétique.....	6
I-3.1 : Matériaux diamagnétique .....	7
I-3.2 : Matériaux paramagnétique .....	8
I-3.3 : Matériaux ferromagnétique.....	9
I-3.3.1 : Principaux types de matériaux ferromagnétiques doux usuels.....	11
I-3.4 : Matériaux antiferromagnétique.....	12
I-3.5 : Matériaux ferrimagnétique.....	13
I-4 : La courbe de première aimantation d'un ferromagnétique.....	14
I-4.1 : Le domaine de l'aimantation initiale ou des champs faibles.....	15
I-4.2 : Les champs forts.....	15
I-4.3 : Les champs intermédiaires.....	16
I-5 : L'hystérésis.....	16
I-5.1 : Quelques définitions.....	16
I-6 : Propriétés de Fer et les Alliages à base de Fer.....	18
I-6.1 : Le fer pur : un élément exceptionnel.....	18
I-6.2 : Le fer pur et les impuretés.....	19
I-6.3 : Un exemple d'acier doux .....	20
I-6.4 : Les alliages à base de fer.....	21
I-6.4.1 : Les alliages fer-silicium.....	22
I-6.4.1.a: Effet de l'addition de Silicium sur les propriétés électromagnétiques (et autres) de fer.....	22
I-6.4.1.b: Les tôles en fer et fer-silicium à grains non orientés.....	25
I-6.4.1.c: Les tôles fer-silicium à grains orientés.....	25
I-6.4.1.d: Les tôles minces en fer-silicium 3 % à grains orientés.....	25

I-6.4.1.e: Les tôles en fer-silicium 3 % à grains non orientées.....	26
I-7 : Les Pertes.....	27
I-7.1 : Calcules des pertes.....	27
I-7.1.a : Variation des pertes totales avec la fréquence.....	27
Références : .....	29
Liste des Figures :.....	30
Liste des Symboles :.....	31

## **Chapitre II : MESURES MAGNETIQUES AU MOYEN D'UN FLUXMETRE**

II-1 : Justification de la méthode.....	34
II-1.1 : But du fluxmètre.....	34
II-1.2 : Présentation du circuit magnétique.....	35
II-1.3 : Choix des paramètres du circuit.....	38
II.1.4 : Méthode de mesure par le fluxmètre.....	39
II-1.5 : Configuration de l'intégrateur.....	40
II-1.6 : Choix du matériau.....	41
II-2 : Description de l'appareillage fluxmétrique.....	41
II-2.1 : Les différents éléments du fluxmètre.....	43
II-2.2 : Echantillons.....	44
II-2.3 : les formes des échantillons.....	45
Références : .....	46
Liste des Figures :.....	46
Liste des Tableau :.....	46
Liste des Symboles : .....	47

## **Chapitre III : RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSIONS**

III.1. Processus d'aimantation.....	49
III.1.1. La courbe de première aimantation.....	49
III.1.2. Le cycle d'hystérésis.....	49

III.1.2.a. Le cycle d'hystérésis des différents matériaux à la même fréquence et pour différentes valeurs d'induction.....	50
III.1.2.b. Utilisation d'un circuit magnétique fermé.....	53
III.2. La perméabilité.....	54
III.2.1. Test de Perméabilité.....	54
III.2.2. Variation de la valeur de la perméabilité avec la fréquence.....	55
III.3. Les pertes.....	55
III.3.1. Variation des pertes totales mesurées avec la fréquence.....	55
Liste des Figures : .....	56
Conclusion :.....	57





**INTRODUCTION  
GENERALE**

## Introduction générale

Le magnétisme et les matériaux magnétiques intéressent les hommes depuis longtemps et ceci dès 3000 à 4000 ans avant Jésus-Christ, semble-t-il, en Chine ; Guanzhong - mort en 645 avant J.- C., en Égypte et chez les Sumériens ; Thalès de Milet (547-640 av. J.-C.) prétend que, vers 800 av. J.-C., on était déjà fasciné par les interactions qu'exercent entre eux des morceaux de magnétite.

En 1269 Pierre de Maricourt (Moyen Âge) est à l'origine d'une remarquable et sans doute première vraie expérience de magnétisme décrite dans l'Epistola de magnete. Il y décrit les propriétés essentielles de l'aimant. Mais cette découverte ne diffusera pas et restera largement méconnue. La physique des matériaux magnétiques était donc née et plus tard le génie électrique. Les développements prodigieux que l'on a enregistrés depuis la fin du XIXe siècle dans la production, la distribution et l'utilisation de l'énergie électrique n'ont été rendus possibles que grâce à l'existence de matériaux magnétiques de mieux en mieux adaptés à nos besoins. Dans l'histoire du développement des matériaux magnétiques doux il y a quelques étapes qui méritent à ce titre d'être mentionnées : 1900 – les alliages fer-silicium ; 1920 – les alliages fer-nickel ; 1950 : les ferrites ; 1980 : les nanocristallins magnétiques doux. En effet, chaque fois que l'on produit, transforme ou utilise de l'énergie électrique, on a besoin de matériaux doux. Ils se trouvent ainsi au cœur de nombreux dispositifs dans des domaines aussi divers que l'électrotechnique, les communications, l'informatique...

La mesure des propriétés magnétiques et la compréhension physique des processus d'aimantation est une activité stimulée par l'apparition de matériaux nouveaux à faibles pertes et bonne tenue en fréquence :

En général, les matériaux doux les plus faciles à aimanter sont les matériaux les plus purs. Tout défaut, comme la présence d'une contrainte locale, ou celle d'une impureté microscopique représente une perturbation qui constitue soit un point d'ancrage, soit un obstacle aux déplacements de parois. La poursuite du processus d'aimantation ne peut être alors obtenue qu'au prix d'un accroissement du champ d'excitation.

En somme, les matériaux doux, pour lesquels le champ coercitif doit être aussi réduit que possible, doivent être homogènes, contenant peu d'inclusions et découpés avec soin pour

ne pas introduire de contraintes. Ce n'est pas toujours le cas pour les alliages à base de fer et de silicium que nous nous proposons de tester et d'étudier.

L'évolution des fréquences de travail en électrotechnique et en électronique de puissance conduit à rechercher des matériaux aux propriétés d'aimantation optimisées pour les hautes fréquences. Parallèlement, la description quantitative de l'évolution des propriétés macroscopiques de l'aimantation (Susceptibilité, perméabilité, forme des cycles d'hystérésis) avec la fréquence reste d'actualité. C'est dans cette deuxième perspective que s'inscrit notre travail.

A partir des mesures fluxmétriques, on peut accéder à la grandeur  $\mu$  (perméabilité) et décrire le comportement en fréquence des échantillons par le dépouillement des cycles d'hystérésis à différentes inductions de travail  $B_{\max}$ .

Dans notre manuscrit, développé en 3 chapitres, de manière à être explicite, nous avons cherché à séparer l'étude en commençant par donner une vue générale sur les matériaux magnétiques avec quelques définitions sur le magnétisme macroscopique et les propriétés remarquables des alliages à base de fer et de silicium afin de permettre au lecteur de saisir les différences de comportement dans le chapitre I. Quant aux deux derniers chapitres II et III, ils constituent le travail de recherche, répartie en approche méthodologique de la méthode de mesures fluxmétriques et de test de validation, d'une part ; et de l'étude des processus d'aimantation sur des échantillons de FeSi à grains non orientés et à grains orientés sous forme d'échantillons en tôles minces en couronnes (forme toroïdale) et tôles rectangulaires (cadre Epstein), d'autre part.

*Chapitre I*

**MAGNETISME MACROSCOPIQUE  
ET MATERIAUX MAGNETIQUES A  
BASE DE FER**

## I-1 : Introduction.

Moment magnétique, anisotropie, facile aimantation, hystérésis, pertes fer, Ferro-Ferri-Dia magnétique ne sont pas des mots familiers aux non- spécialistes.

Afin de faciliter la reconnaissance du magnétisme macroscopique, nous avons jugé utile de commencer par un rappel du vocabulaire le plus usuel utilisé pour décrire les phénomènes électromagnétiques et les processus d'aimantations.

Il existe dans les matériaux magnétiques des atomes constitutifs porteurs de moments, et que ces moments s'ordonnaient spontanément pour constituer des domaines élémentaires. Il nous faut comprendre maintenant comment une telle structure rend compte à l'échelle macroscopique, des lois d'aimantation observées.

## I-2 : Origine du magnétisme.

Le magnétisme de matériau est la conséquence des mouvements des électrons gravitant autour du noyau des atomes de ce matériau. On effectue un électron tournant sur une orbitale est une charge électrique en mouvement qui engendre un champ magnétique, de plus l'électron tourne sur lui-même, c'est le spin de l'électron, cette rotation de spin engendrera aussi un champ magnétique, le mouvement orbital et le spin génère donc des dipôles magnétiques qui sont caractérisés par un moment magnétique et qui seront influencés par l'application d'un champ magnétique extérieur (figure-I.1).

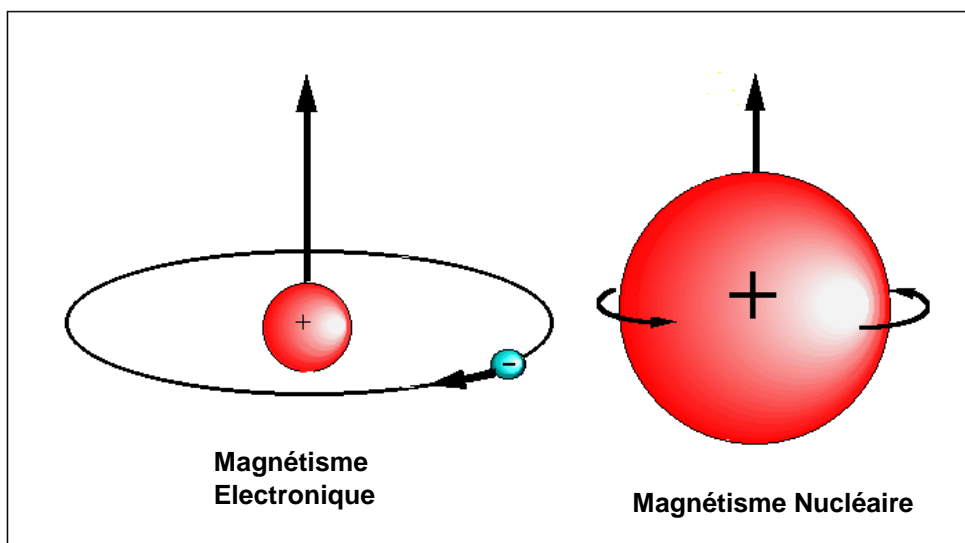
Le moment magnétique orbital :  $\mathbf{M}_o = m\mu_B$ , ( $\mathbf{M}_o \equiv \mu_L$ ), où  $m$  est le nombre quantique magnétique associé à l'électron et  $\mu_B = (e \hbar / 2m_e) = (eh/4 \pi m_e)$  est le magnéton de Bohr [1, 2]. où  $\hbar = h/2\pi$  (constante de Planck ( $6,63 \cdot 10^{-34}$  Js) divisée par  $2\pi$ ), ( $e$  - charge de l'électron  $1,6 \cdot 10^{-19}$  C), ( $m$  - masse de l'électron ( $9,11 \cdot 10^{-31}$  kg)).

L'influence des nucléons sur le moment magnétique atomique peut être négligée à cause de la masse des nucléons comparativement à la masse de l'électron (le rapport entre les masses des nucléons et électron est de 1/1836,5).

Le moment magnétique de spin est :  $\mathbf{M}_s = \pm \mu_B$ , ( $\mathbf{M}_s \equiv \mu_s$ ), selon que le spin de l'électron est égal à  $\pm 1/2$ .

Le moment magnétique nette de l'atome sera égal à la somme vectorielle des moments magnétiques orbitaux et de spins de tous les électrons gravitant autour du noyau de cet atome.

Si deux électrons sont appariés, c'est-à-dire ont de spins opposés, leurs moments magnétiques de spins sont des signes opposés et s'annulent, ces deux électrons ne contribuent pas au moment magnétique global de l'atome, de plus le moment magnétique résultant des électrons de toute couche ou sous-couche électrique est nulle, le moment magnétique nette de l'atome dépendra donc seulement des électrons appartenant aux couches électroniques extérieures pour lesquelles la somme des nombres quantiques  $m$  n'est pas nulles.

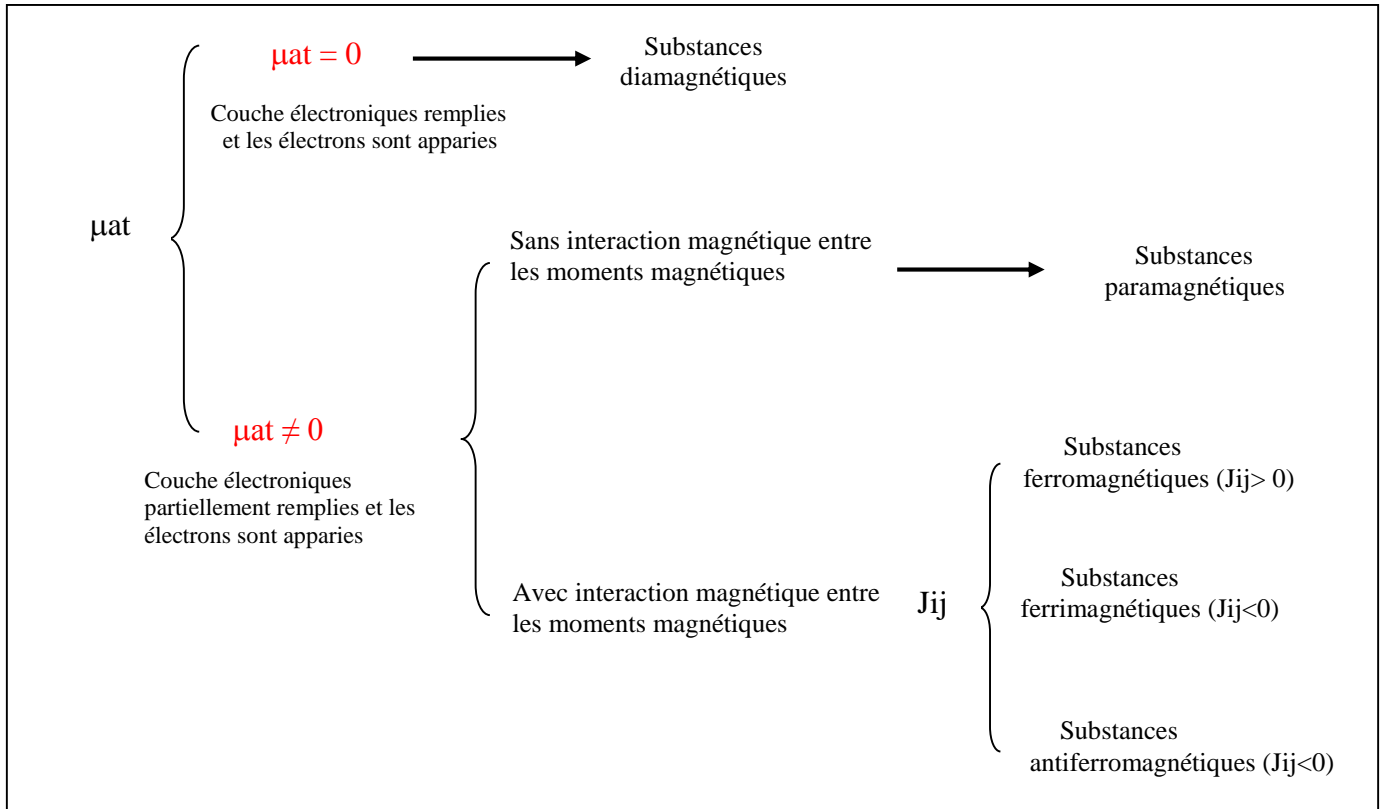


**Figure -I.1 :** Origine du magnétisme dans la matière.

### **I-3 : Classes des matériaux magnétiques.**

Comme nous avons vu l'origine du magnétisme se trouve, donc, dans le mouvement orbital et de spin des électrons et dans la façon dont les moments correspondants interagissent entre eux [1-3]. La meilleure façon de classer les matériaux du point de vue magnétique est de considérer la valeur de leur moment magnétique atomique. Les matériaux qui ont un moment magnétique non nul peut être classés en fonction de l'interaction qui existe ou qui n'existe pas entre les moments magnétiques atomiques (figure-I.2).

Les matériaux paramagnétiques sont ceux qui ne présentent aucune interaction magnétique collective et ne sont pas magnétiquement ordonnés [3]. Les matériaux ferromagnétiques, antiferromagnétiques ou ferrimagnétiques présentent un ordre magnétique à longue distance en dessous d'une certaine température critique [4].

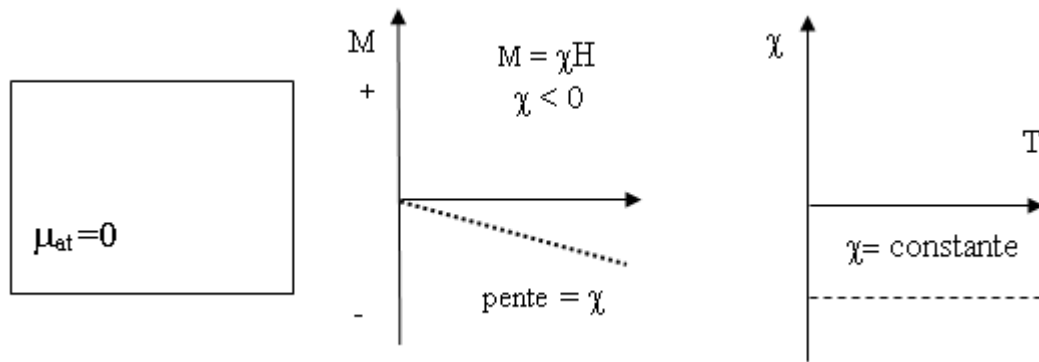


**Figure - I.2 :** Classification des matériaux en fonction de leur comportement magnétique,  $J_{ij}$  représente l'intégrale d'échange.

Les matériaux ferromagnétiques et ferrimagnétiques sont généralement ceux que nous considérons comme étant magnétiques (se comportant comme le fer, ils peuvent présenter une aimantation macroscopique). Les trois autres catégories sont si faiblement magnétiques qu'elles sont généralement considérées comme des "non magnétiques".

### I-3.1 : Diamagnétisme.

Le diamagnétisme est une propriété fondamentale (intrinsèque) de la matière, (conséquence de la loi de Lenz) mais elle est généralement très faible. L'origine du diamagnétisme est le comportement non coopératif des électrons lorsqu'ils sont exposés à un champ magnétique appliqué. Les substances diamagnétiques sont composées d'atomes qui n'ont pas de moments magnétiques permanents (toutes les couches électroniques sont remplies et tous les électrons sont appariés). Toutefois, lorsque le matériau est exposé à un champ, une aimantation induite s'oppose à la direction du champ magnétique et donc la susceptibilité est négative [3, 4]. Si nous traçons  $M = f(H)$  et l'évolution de la susceptibilité magnétique en fonction de la température les matériaux diamagnétiques sont caractérisés par une susceptibilité négative, indépendante de la température (figure-I.3).



**Figure-I.3.** Evolution de l'aimantation ( $M$ ) en fonction du champ magnétique appliqué ( $H$ ) pour un matériau diamagnétique et évolution de la susceptibilité ( $\chi$ ) en fonction de la température ( $T$ ) [3].

Notons que lorsque le champ est zéro, l'aimantation est nulle. Ces matériaux sont caractérisés en général par une perméabilité magnétique relative  $\mu_r < 1$  et des valeurs de la susceptibilité comprises entre  $10^{-5}$  et  $10^{-6}$ .

### I-3.2 : Paramagnétisme.

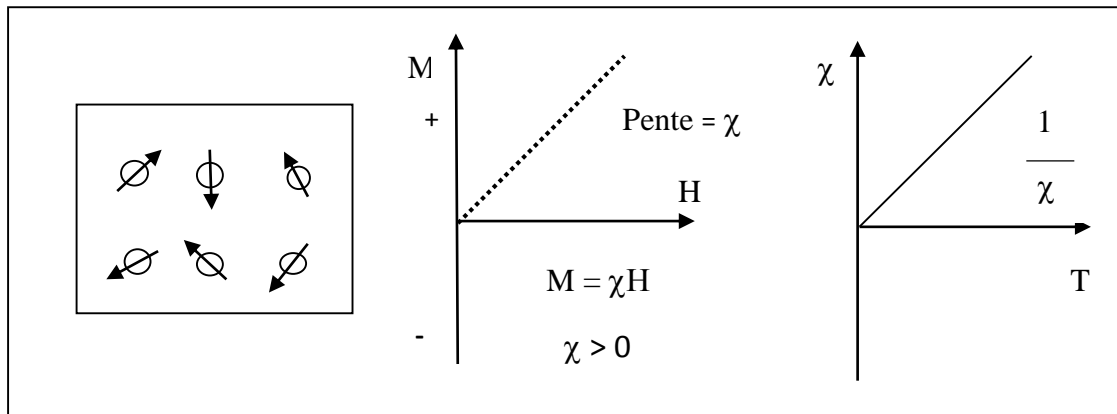
Dans cette classe de matériaux, quelques-uns des atomes ou des ions dans le matériau ont un moment magnétique permanent en raison des électrons non appariés dans des couches électroniques partiellement remplies [1-5]. Toutefois, les moments magnétiques individuels ne sont pas ordonnés magnétiquement, et l'aimantation est nulle lorsque le champ est supprimé. En présence d'un champ, il y a maintenant un alignement partiel des moments magnétiques atomiques dans la direction du champ magnétique, ce qui conduit à une aimantation positive et une susceptibilité positive.

En outre, l'efficacité du champ magnétique dans l'alignement des moments magnétiques est combattue par les effets de la température (agitation thermique). Il en résulte une susceptibilité dépendant de la température, connue sous le nom de loi de Curie :

$$\chi = \frac{C}{T}$$

où  $C$ 'est la constante de Curie et  $T$  est la température





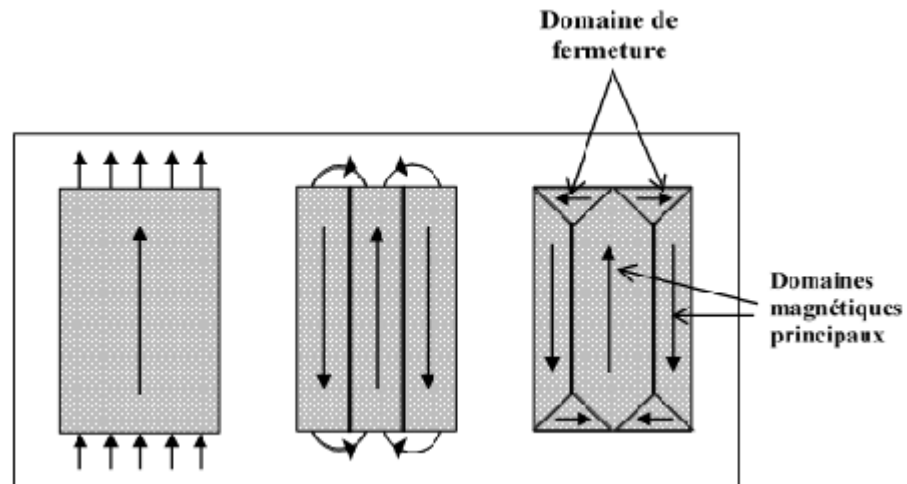
**Figure -1.4 :** Evolution de l'aimantation ( $M$ ) en fonction du champ magnétique appliqué ( $H$ ) pour un matériau paramagnétique et évolution de la susceptibilité ( $\chi$ ) en fonction de la température ( $T$ ) [5].

À des températures normales et dans des domaines de champs magnétiques modérés, la susceptibilité paramagnétique est petite ( $10^{-3} - 10^{-5}$ ) mais, plus grande que dans le cas des substances diamagnétiques. À moins que la température soit très basse ( $T \ll 100$  K) ou que le champ soit très élevé, la susceptibilité paramagnétique est indépendante du champ appliqué (figure-I.4). Ces matériaux sont caractérisés en général par une perméabilité magnétique relative  $\mu_r > 1$ .

### I-3.3 : Ferromagnétisme.

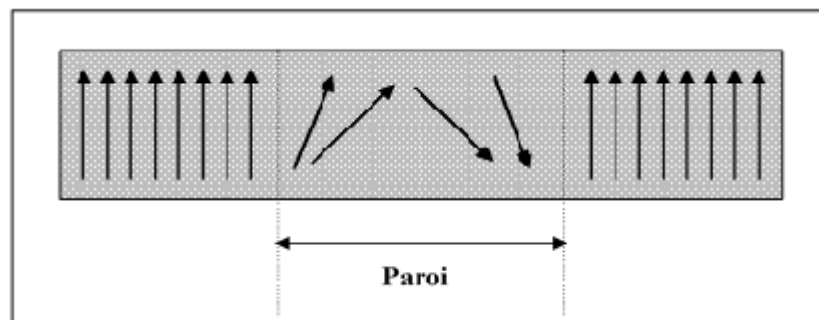
Contrairement aux matériaux paramagnétiques, les moments atomiques dans ces matériaux présentent une très forte interaction. Ces interactions d'échange quantique donnent naissance à un alignement parallèle ou antiparallèle des moments magnétiques atomiques [1-4]. Les interactions d'échanges sont très grandes, de l'ordre de 1000 Tesla, soit environ 1100 millions de fois la force du champ terrestre [6]. L'interaction d'échange est un phénomène quantique dû à l'orientation relative des orbitales électroniques atomiques. Les matériaux ferromagnétiques présentent un alignement parallèle des moments, conduisant à une forte aimantation même en absence d'un champ magnétique (aimantation spontanée).

Mais comment expliquons-nous la nécessité d'un champ extérieur pour aimanter un ferromagnétique si ce dernier possède sa propre aimantation ? La réponse a été formulée par **Pierre Weiss** en 1907. En effet, les moments magnétiques de chaque matériau se regroupent dans des volumes qui s'appellent "domaines", selon leurs différentes orientations (figure-I.5). Les domaines possédant une orientation aléatoire annulent le champ macroscopique.



**Figure-I.5 :** Configuration en domaines dans le matériau ferromagnétique.

Les domaines de **Weiss** sont séparés entre eux par des parois. On peut donc imaginer une subdivision de ces domaines et l'apparition de parois (figure-I.6). Cela fait appel à une énergie compensant celle qui devrait être à l'extérieur si tous les moments étaient alignés.



**Figure-I.6 :** La paroi de Bloch

Les parois ont une épaisseur de l'ordre de quelques centaines d'Angström. A l'intérieur de la paroi, le changement d'orientation de l'aimantation se fait quasi continûment. Les moments des différents domaines étant dirigés dans toutes les directions, l'aimantation macroscopique globale est alors nulle [7], ceci malgré l'aimantation spontanée à saturation de chaque domaine pris séparément. Pour obtenir une aimantation macroscopique, un champ appliqué est alors indispensable.

En effet, sous un champ magnétique, tous les domaines dont l'orientation est proche de celle du champ se trouvent favorisés énergiquement : leurs parois se déplacent, les domaines orientés dans le sens du champ croissent au détriment des autres. En outre, les moments des autres domaines tentent de s'orienter dans la même direction que le champ appliqué.

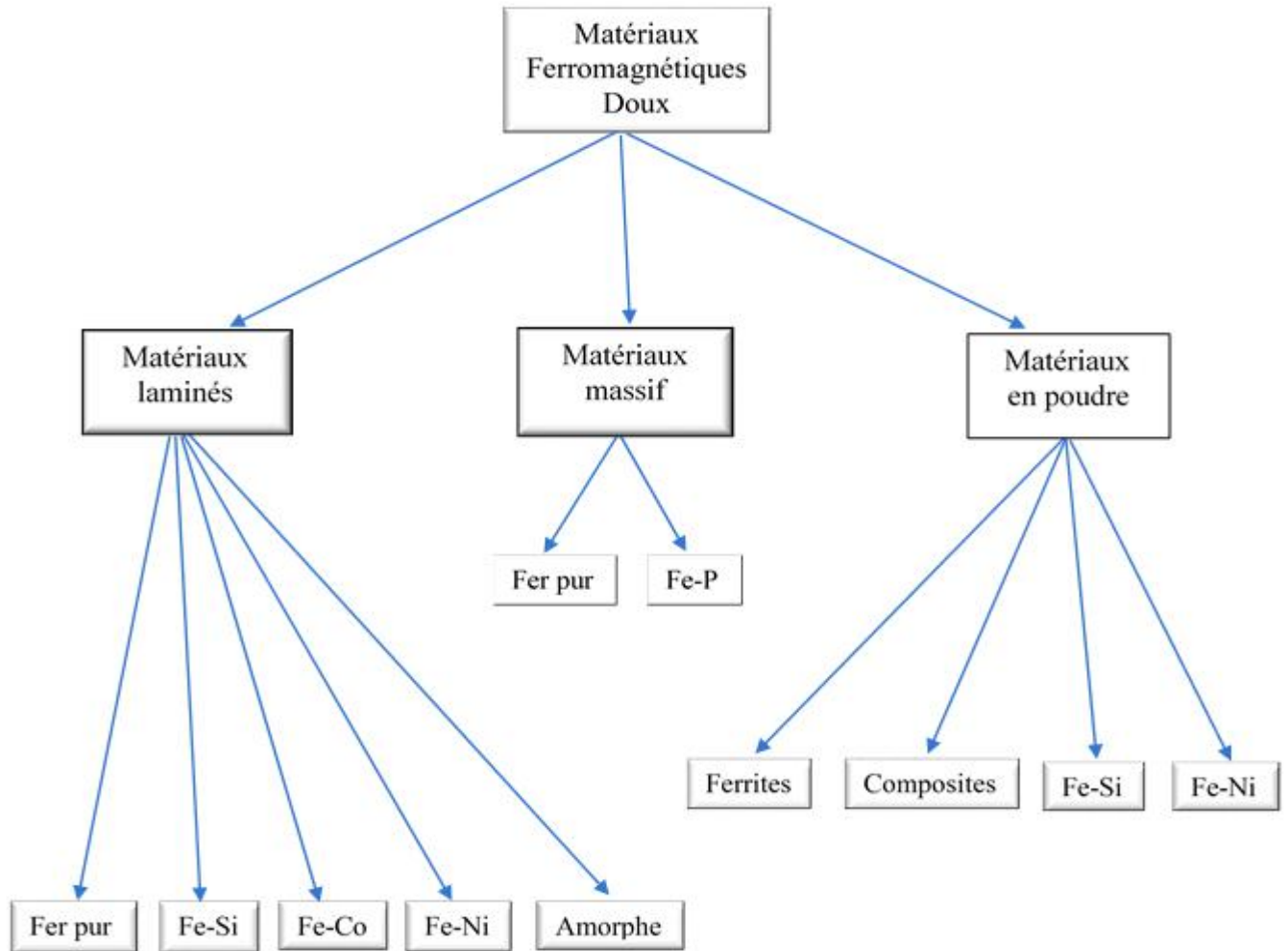
Ces phénomènes contribuent à l'aimantation macroscopique du matériau, ceci dans le même sens que le champ excitant. Si on augmente davantage ce dernier, la substance tend alors vers un domaine unique, et l'aimantation tend à la saturation.

Les principaux matériaux ferromagnétiques sont **le fer, le cobalt, le nickel, le gadolinium**, et leurs **alliages**. Il faut toutefois signaler que certains **alliages de fer** ne sont pratiquement pas ferromagnétiques, tels que l'alliage **80% fer, 12%Mn** et l'alliage **68%Fe 32%Ni** qui se comportent comme des matériaux paramagnétiques. Il en est d'ailleurs de même pour tous les matériaux ferromagnétiques au-dessus d'une température dite "**de Curie**" exemple : ( $T_C$ : **fer = 770°**, **Ni=358°**, **Co=1 127°**).

Par contre, certains alliages comme l'alliage **61%Cu, 23,5%Mn, 15%Al** sont fortement ferromagnétiques alors que, tous les constituants pris séparément, ne possèdent pas des propriétés ferromagnétiques [8].

### **I-3.3.1 : Principaux types de matériaux ferromagnétiques doux usuels.**

Il existe deux principaux types de matériaux ferromagnétiques doux permettant de limiter les courants de Foucault dans les applications où l'induction est variable : les matériaux faits de tôles isolées et les matériaux faits de poudre de fer dont les particules sont isolées. Les premiers sont les plus répandus dans les applications à basse fréquence qui représentent la plus grande partie du marché en termes de tonnage. Ils sont généralement à base de fer, de silicium, de Nickel et de Cobalt (plus d'autres éléments additionnels, dans la réalisation des alliages afin d'être économique et performants) qui sont les trois principaux éléments simples ferromagnétiques à l'état naturel. Les seconds sont les plus utilisés aux fréquences élevées. Dans les filtres des étapes continus et dans les culasses de rotor à aimants, les matériaux massifs peuvent être utilisés (généralement des aciers faiblement alliés). Les matériaux ferromagnétiques doux usuels peuvent être classés en fonction de leur structure et de leurs constituants suivant le diagramme de la (figure-I.7).

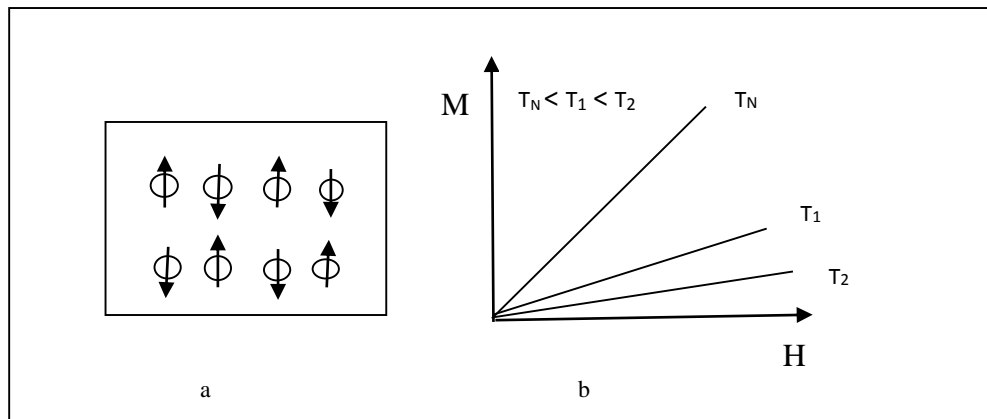


**Figure-I.7 : Classification des principaux types de matériaux ferromagnétiques doux**

### I-3.4 : Antiferromagnétisme.

Dans le cas des matériaux antiferromagnétiques, les moments magnétiques interagissent entre eux, mais ces substances sont constituées en général de deux réseaux magnétiques dont les moments magnétiques sont couplés antiparallèlement [1-4]. Les aimantations des deux réseaux se compensent et les matériaux antiferromagnétiques ne présentent pas d'aimantation macroscopique.

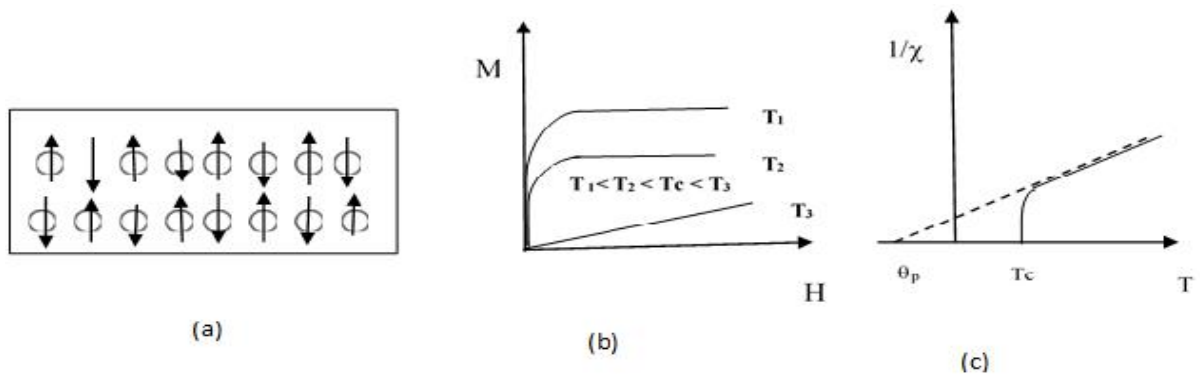
Les matériaux antiferromagnétiques ont également une rémanence nulle, pas d'hystérésis, mais une susceptibilité faible et positive qui varie d'une manière particulière avec la température comme s'est illustré dans la (figure-I.8). La clé de l'antiferromagnétisme est le comportement de la susceptibilité au-dessous d'une température critique, la température de Néel (TN) [5]. En dessus de la température de Néel, la susceptibilité suit la loi de Curie – Weiss:



**Figure -I.8 :** Illustration schématique des deux sous-réseaux d'un matériau antiferromagnétique couplé antiparallèlement (a), évolution de l'aimantation en fonction de la température (b).

### I-3.5 : Ferrimagnétisme.

Des formes les plus complexes d'ordre magnétique peuvent se produire en raison de signe de couplage d'échange et la valeur de l'aimantation des sous-réseaux magnétiques. Dans les ferrimagnétiques, les moments magnétiques des sous-réseaux A et B ne sont pas égaux, l'interaction d'échange est négative, comme dans les antiferromagnétiques et le comportement magnétique se traduit par une aimantation spontanée similaire au ferromagnétiques [1-5].



**Figure-I.9:** Structure magnétique d'un matériau ferrimagnétique (a), évolution de l'aimantation en fonction de la température (b) et évolution de la susceptibilité magnétique en fonction de la température (c).

Le ferrimagnétisme présente donc des similitudes avec le ferromagnétisme. Les matériaux ferrimagnétiques présentent de nombreuses caractéristiques des matériaux ferromagnétiques : aimantation spontanée, température d'ordre, hystérésis et rémanence. Toutefois, ferro-et ferrimagnétiques sont très différents au niveau de l'ordre magnétique.

Par exemple, l'évolution de  $1/\chi$  pour les ferrimagnétiques présente une augmentation rapide au voisinage de la température de Curie (figure-I.9 (c)).

Quant aux ferrites dures elles répondent actuellement à plus de la moitié des besoins industriels [9] bien que leur aimantation rémanente soit modeste. Elles sont utilisables dans la fermeture magnétique des portes, dans les mémoires à tore magnétique, etc

#### I-4 : La courbe de première aimantation d'un ferromagnétique.

A partir d'un état désaimanté ( $\mathbf{J} = \mathbf{0}$ ) l'application d'un champ magnétique d'excitation régulièrement croissant provoque l'apparition d'une polarisation magnétique  $\mathbf{J}(\mathbf{H})$  (figure-I.10). L'énergie de couplage avec le milieu extérieur, comprend en effet le terme supplémentaire d'origine magnétostatique :

$$U_m = - \mathbf{J} \cdot \mathbf{H}$$

qui favorise la croissance en volume des domaines favorablement orientés. La polarisation magnétique maximale,  $\mathbf{J}_s$ , dite à saturation, correspond à un alignement parfait de tous les moments atomiques sur le champ appliqué. C'est une grandeur limite, caractéristique intrinsèque du matériau ferro ou ferrimagnétique. Nous verrons ultérieurement qu'on ne l'observe qu'en champ d'excitation très intense.

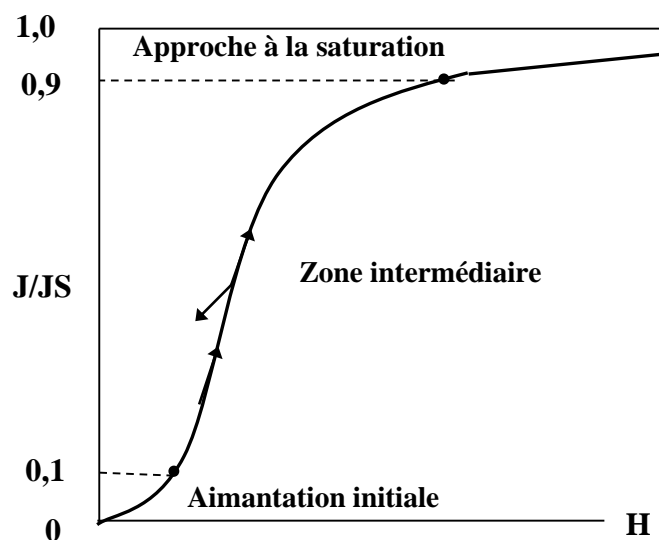


Figure I-10 : Courbe de première aimantation d'un matériau ferromagnétique.

L'arrangement des moments en domaines varie tout au long de la courbe d'aimantation. Pour en rendre compte, il est commode de diviser arbitrairement et de façon très artificielle cette courbe en trois parties correspondant chacune à des processus d'aimantation distincts. C'est l'arrangement en domaines qui est caractéristique de chaque partie, et par conséquent

la plage de variation de l'aimantation, même si on met en avant, la plupart du temps, le niveau d'excitation utilisé pour l'obtenir.

#### **I-4.1 : Le domaine de l'aimantation initiale ou des champs faibles ( $J / J_s < 0,1$ $H \ll H_C$ ).**

Le milieu comporte de nombreux domaines séparés par des parois de **Bloch** plus au moins rigides. Sous l'effet du champ  $H$  appliqué, les parois se déplacent un peu ou se déforment un peu, sans qu'il y ait bouleversement de la structure en domaines.

La modification d'aimantation sous l'effet du champ  $H$  appliqué ne concerne en réalité qu'une fraction volumique réduite du matériau.

Dans ce domaine des champs faibles, qu'on appelle aussi domaine de **Rayleigh**, du nom du grand physicien anglais qui en a énoncé les lois d'aimantation, l'expérience montre que l'effet statistique du champ appliqué sur le système des parois de **Bloch** n'est déjà pas simple. Dans tous les cas il existe de l'hystérésis, un phénomène sur lequel on va revenir abondamment. Quand on part d'un état désaimanté, et qu'on applique au matériau un champ  $H$  régulièrement croissant, sa polarisation magnétique moyenne dans la direction du champ appliqué augmente suivant une loi parabolique :

$$\hat{J} = U_0 (\chi \hat{H} + \nu \hat{H}^2)$$

Dans cette expression  $\chi$  et  $\nu$  sont deux constantes ;  $\chi \hat{H}$  désigne la partie réversible de l'aimantation obtenue dans le champ  $\hat{H}$  et  $\hat{H}^2$  la partie irréversible.

#### **I-4.2 : Les champs forts ( $J/J_s > 0,9$ ).**

La plupart des parois de **Bloch** ont disparu. Chaque cristal est alors un vaste domaine où l'aimantation quitte progressivement la direction de facile aimantation la plus favorable pour se rapprocher de la direction du champ appliqué en luttant contre les forces d'anisotropie magnétocristalline. Quelques domaines de fermeture subsistent longtemps toutefois au voisinage immédiat des défauts du réseau (les impuretés, les joints de grains) essentiellement à cause de champs démagnétisant locaux, et cela jusqu'à des valeurs élevées du champ appliqué

$$(U_0 \hat{H} \simeq 0.2 \text{ à } 0.5 J_s).$$

Les mécanismes de rotation des moments étant essentiellement réversibles, il est important de noter que la polarisation magnétique  $\mathbf{J}(\mathbf{H})$  dans le domaine des champs forts ne dépend que de la valeur du champ  $H$  appliqué et non pas de ses variations antérieures. Il n'y a donc plus d'hystérésis.

### I-4.3 : Les champs intermédiaires.

Pour **80 ou 90 %** de l'aimantation possible, les processus de déplacement et de déformation des parois de **Bloch** sur de grandes distances, allant jusqu'à une réorganisation complète des domaines, restent les mécanismes dominants. Il est courant d'observer des parois à peine mobiles alors que d'autres franchissent rapidement des distances considérables.

Dans cette plage d'aimantation moyenne, les processus d'aimantation irréversibles prennent une importance considérable. Si, à partir d'un état de polarisation moyenne **J(H)** obtenu par valeurs croissantes du champ d'excitation **H** et représenté par le point **p**, on applique un petit accroissement du champ d'excitation  $\Delta H$  également positif, on observe un accroissement de la polarisation :

$$\Delta J = U_0(\chi_r + \chi_i) \Delta H$$

alors que si  $\Delta H$  est de signe contraire aux variations précédentes, on obtient :

$$\Delta J = U_0 \chi_r \Delta H$$

$\chi_r$ ,  $\chi_i$  et  $\chi_r + \chi_i$  définis par ces formules désignent respectivement les susceptibilités différentielles réversible, irréversible et totale au point considéré.

Contrairement à ce qui se passe dans le domaine de **Rayleigh**,  $\chi_r$  et  $\chi_i$  sont du même ordre de grandeur, et aucun formalisme simple ne rend compte de leurs variations dans le domaine envisagé.

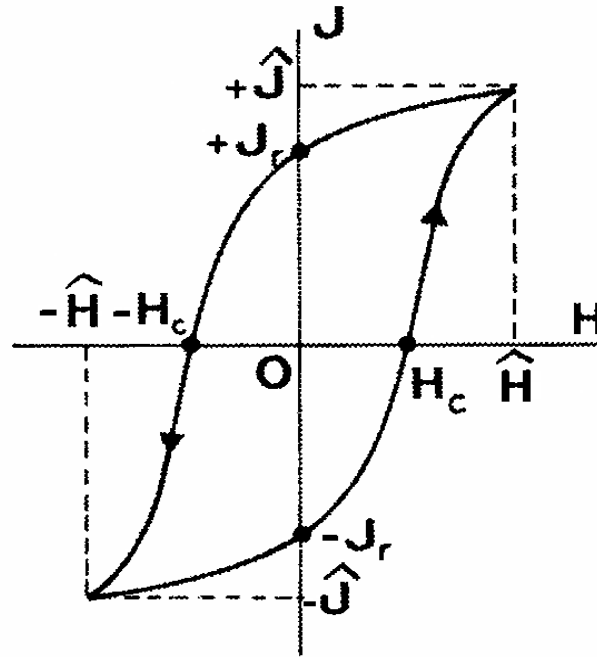
## I-5 : L'hystérésis.

### I-5.1 : Quelques définitions.

C'est un fait d'expérience évident : quand on mesure les variations d'aimantation d'un matériau, on constate que le résultat acquis dépend non seulement des conditions expérimentales utilisées (le champ d'excitation, la température, la pression, etc...) mais aussi de tous les états d'aimantation antérieurs. Les matériaux magnétiques gardent la mémoire de tous leurs états d'aimantation antérieurs par l'intermédiaire des domaines élémentaires. C'est **J-A. Ewing**, un expérimentateur remarquable, qui a montré ce comportement spécifique dans le cas du fer, et qui l'a appelé "**hystérésis**" [10].

L'**hystérésis** est particulièrement évidente quand l'échantillon est soumis à un champ d'excitation cyclique, lentement variable entre  $+\hat{H}$  et  $-\hat{H}$ . Le point représentatif de l'état magnétique décrit alors un cycle qu'on appelle le **cycle d'hystérésis** (figure I-10).





**Figure-I.11 : Cycle d'hystérésis  $J(H)$**

Le cycle d'hystérésis est toujours parcouru dans le même sens, comme si l'effet (ici la polarisation magnétique) était toujours en retard sur la cause (ici la variation du champ d'excitation  $\mathbf{H}$ ), même en régime quasi-statique. En régime d'excitation dynamique d'autres causes de retard peuvent s'ajouter (les courants induits par exemple dans les matériaux conducteurs) tendant à accroître le retard de l'effet par rapport à la cause, et tendant par conséquent à augmenter la largeur du cycle d'hystérésis. Le cycle d'hystérésis varie donc avec le mode d'excitation utilisé. Il ne peut être considéré comme une caractéristique du matériau.

Pour chaque cycle d'hystérésis décrit entre  $+\hat{H}$  et  $-\hat{H}$ , l'expérience permet de définir au moins deux paramètres remarquables (figure-I.11) :

- on appelle **aimantation (ou polarisation) rémanente** l'aimantation  $\mathbf{M}_r$  (ou la polarisation  $\mathbf{J}_r$ ) observée en champ d'excitation nul,
- on appelle **champ coercitif  $\mathbf{H}_c$**  le champ d'excitation qu'il faut appliquer au matériau dans la direction opposée à son aimantation initiale pour annuler sa polarisation.

En régime d'excitation cyclique infiniment lente,  $\mathbf{J}_r$  et  $\mathbf{H}_c$  dépendent du champ maximum appliqué ( $\hat{H}$ ). Mais l'expérience montre que l'ensemble des cycles possibles est toujours contenu à l'intérieur d'un cycle d'hystérésis limite qu'on observe pour  $\hat{H}$  suffisamment grand.  $\hat{J}$  approche alors la polarisation à saturation  $\mathbf{J}_s$ . En d'autres termes,  $\mathbf{J}_r$  et  $\mathbf{H}_c$  tendent vers

des valeurs limites qu'on observe pour  $\hat{H}$  suffisamment grand. Ces valeurs limites peuvent être présentées par les fabricants de matériaux magnétiques comme des caractéristiques technologiques importantes des matériaux, en particulier pour ceux qui sont utilisés comme aimants permanents.

## I-6 : Propriétés de Fer et les Alliages à Base de Fer.

Le fer est à priori un matériau de choix, il possède des qualités magnétiques exceptionnelles, il a une aimantation à saturation ( $M_s = 2,16 \text{ Teslas}$ ) à la température ambiante, une température de Curie élevée ( $T_c = 1043 \text{ °K}$ ) (la température de Curie  $T_c$  et la température au-dessus de laquelle l'aimantation spontanée disparaît), et une structure cristalline de symétrie cubique.

La construction électrique, générateurs, transformateurs, moteurs..., repose en majeure partie sur l'utilisation des propriétés magnétiques de fer et ces alliages, dans un marché qui dépassait six milliards de dollars en 1990.

C'est dire l'importance pour les concepteurs d'une connaissance précise de ces propriétés, notamment du moment atomique et de l'hystérésis.

### I-6.1 : Le fer pur : un élément exceptionnel.

Les premières réalisations en construction électrique, à la fin du **19e** siècle, n'ont fait appel qu'à des matériaux déjà existants le fil de cuivre comme conducteur, le papier et le coton comme isolant, et **le fer** pour la réalisation des noyaux magnétiques.

On ne dira jamais assez de quelle chance a bénéficié l'électrotechnique naissante avec **le fer**. Voilà un matériau, parmi les plus abondants de l'écorce terrestre, connu et préparé depuis des millénaires avec des techniques sans cesse améliorées, essentiellement comme matériau de construction pour ses qualités mécaniques et qui se révèle de surcroît, posséder des qualités magnétiques exceptionnelles, sans équivalent parmi les autres éléments connus. Son aimantation à saturation est l'une des plus grandes ( $M_s = 2,16 \text{ T}$ , à température ambiante).

Sans **le fer**, on imagine que les premiers pas de l'électrotechnique auraient été bien plus lents, et, jusqu'au milieu du **20e siècle**, **le fer** et les aciers ont représenté pratiquement les seuls matériaux magnétiques utilisés en construction électrique.

## I-6.2 : Le fer pur et les impuretés.

Il n'existe que **des fers** plus ou moins purs comme il existe de l'eau plus ou moins pure. Issu de minerais naturels (ou de ferrailles recyclées), **le fer** contient toujours de nombreuses impuretés. Certains atomes d'impuretés, surtout les éléments métalliques, prennent purement et simplement la place d'atomes **de fer** dans le réseau cristallin. La modification de structure électronique autour d'un hétéroatome en solution reste local et peu perceptible cette échelle. D'autres impuretés, chimiquement actives, forment des inclusions dont la composition, la forme et la taille varient dans de grandes limites (des carbures, nitrures, oxydes, sulfures, silicates, etc...).

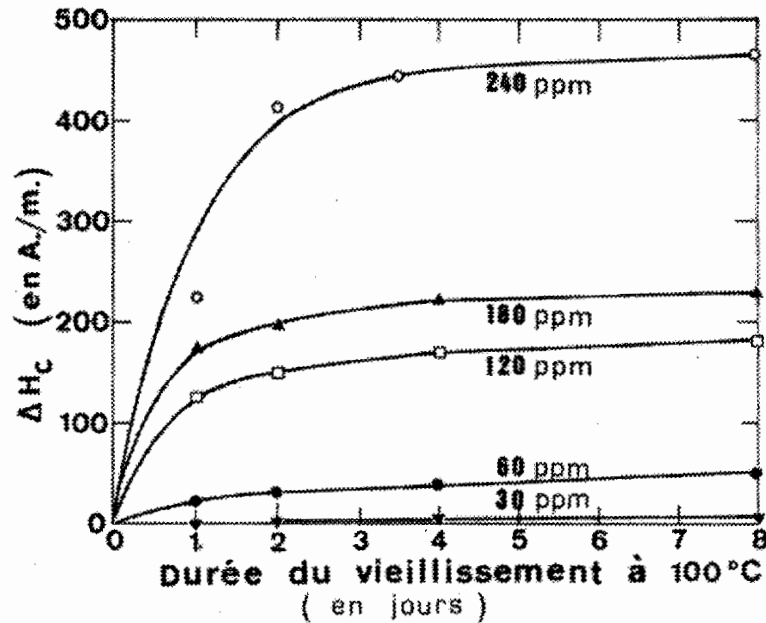
Un composé inclusionnaire est un corps étranger, la plupart du temps non magnétique, une cavité par conséquent à l'échelle d'un domaine. En outre, le milieu environnant l'inclusion est toujours le siège de multiples contraintes et défauts de réseau.

On sait qu'un matériau ferromagnétique est d'autant plus difficile à aimanter qu'il est plus inhomogène, et donc qu'il contient plus d'inclusions. Plus **un fer** est pur et exempt de contraintes, plus il est facile à aimanter.

On connaît bien aujourd'hui, les lois d'équilibre chimique à haute température qui régissent le passage de la fonte à l'acier et au **fer** pur.

On entend par **fer très pur**, un métal contenant moins de **30 p.p.m** (parties par million en poids) d'azote, et de carbone, moins de **20 p.p.m** d'oxygène, et moins de **10 p.p.m** de soufre. Jusqu'à une époque récente, les équipements dans les aciéries ne permettaient pas de satisfaire simultanément toutes ces contraintes.

Pour obtenir un acier magnétique très doux, on limitait l'oxydation du métal liquide, mais on obtenait alors **un fer** contenant trop de carbone et d'azote. Ces deux impuretés constituent des atomes de petite taille, donc mobiles même à température ambiante, et qui se glissent entre les atomes **de fer**. On dit qu'il s'agit d'atomes interstitiels. Leur solubilité étant presque nulle à l'ambiante, ils ont tendance à constituer des précipités qui grossissent lentement, entraînant par la même occasion **une augmentation de  $H_c$**  et **une diminution de la perméabilité magnétique**. C'est là l'origine du phénomène connu sous le nom de "**vieillessement magnétique**" du fer (figure-I.12).



**Figure-I.12 :** Vieillissement à 100°C d'un acier doux décarburé contenant au départ différentes teneurs pondérales en azote [11].

On supprime le vieillissement en éliminant ces impuretés (l'azote principalement, et le carbone) jusqu'à des taux inférieurs à **10** ou **20 p.p.m**, soit au stade de l'aciérie (ce qui est alors très difficile), soit plus souvent en effectuant un traitement décarburant et dénitrurant en phase solide, par exemple un traitement à **830°C**, en atmosphère **Ar** ou **N<sub>2</sub>** (**80 %** en volume), **H<sub>2</sub>** (**20 %**), **H<sub>2</sub>O** (point de rosée **30** à **50°C**), pendant une durée fonction des dimensions de l'échantillon (**1 minute** pour **1mm**, **100 minutes** pour **10mm**, etc.).

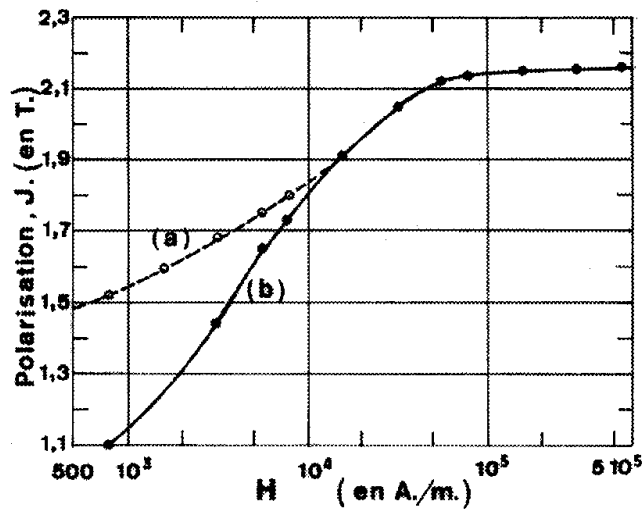
### I-6.3 : Un exemple d'acier doux.

Les constructeurs utilisent souvent de l'acier extra-doux, de préférence au **fer pur**, pour réaliser des circuits magnétiques polarisés en régime continu : des relais divers, des freins et des embrayages électromagnétiques, des électro-aimants, etc. En l'absence de marché, **le fer pur** est peu disponible et relativement cher.

Parmi les aciers extra-doux, le fer ARMCO est l'un des plus utilisés pour ses caractéristiques magnétiques très proches de celles du fer pur. Il ne contient en principe que les impuretés traditionnelles inévitables  $C < 0,007\%$  (en poids),  $N < 0,005\%$ ,

**P** et **S** < 0,010 %, **Mn** < 0,06 %, **Si** < 0,02 %. C'est un métal très mou. Sa limite élastique ne dépasse pas 140 MPa. Il s'allonge de 30 % avant rupture.

La mise en forme du circuit magnétique par usinage s'accompagne généralement d'un écrouissage très pénalisant. Il est recommandé d'effacer les contraintes résiduelles par un traitement final de recuit entre 700 et 880°C, en atmosphère neutre ou légèrement réductrice, suivi d'un refroidissement lent. Quand il est bien conduit, un tel traitement mène aux qualités magnétiques optimales et à la stabilité (figure-I.13).



**Figure-I.13** : Polarisation  $J(H)$  d'un échantillon de fer Armco, a) à l'état recuit, b) à l'état fortement écroui.

#### I-6.4 : Les alliages à base de fer.

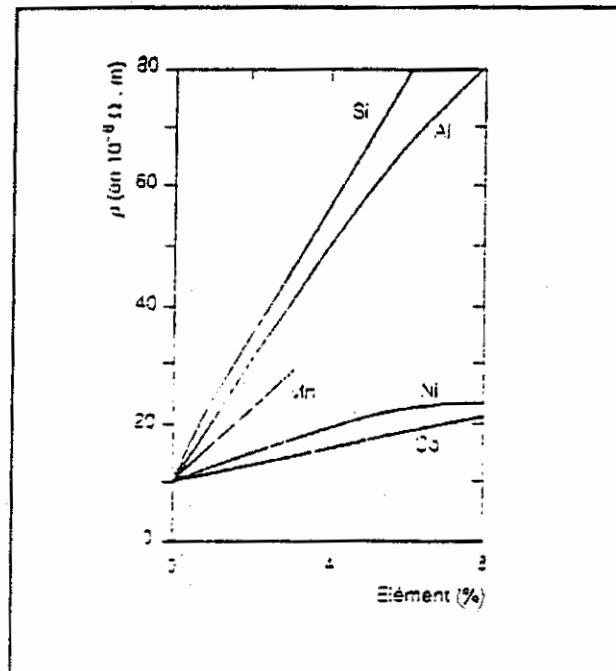
Les matériaux possédant une forte aimantation, tels que le fer pur intéressent les électrotechniciens pour leur pouvoir canalisateur de flux magnétique. Mais un handicap majeur dû à leur faible résistivité (de l'ordre  $10^{-7} \mu\Omega.m$ ) à température ambiante empêche leur utilisation à l'état pur. Afin de tendre vers un matériau idéal, les métallurgistes nous proposent une gamme d'alliages dont, nous citerons les plus utilisés [12].

### I-6.4.1 : Les alliages fer-silicium.

#### I-6.4.1. a: Effet de l'addition de silicium sur les propriétés électromagnétiques (et autres) de fer

La présence d'atomes de **silicium (Si)** dans le **fer** augmente considérablement sa résistivité, comme le montre (la figure-I.14). Cette augmentation diminue les pertes dus aux courants de Foucault. Cependant l'addition **de silicium** ne peut franchir un pourcentage (3 à 4%) imposé par des contraintes technologiques (Laminoir à froid).

De plus, les caractéristiques mécaniques du matériau se trouvent améliorées au fur et à mesure que le pourcentage **de silicium** augmente. L'addition **de silicium** fait croître la dureté des matériaux et améliore leur résistance mécanique à la traction.



**Figure-I.14** : Résistivité électrique de différents alliages à base de fer en fonction du pourcentage en éléments à température ambiante [13,14].

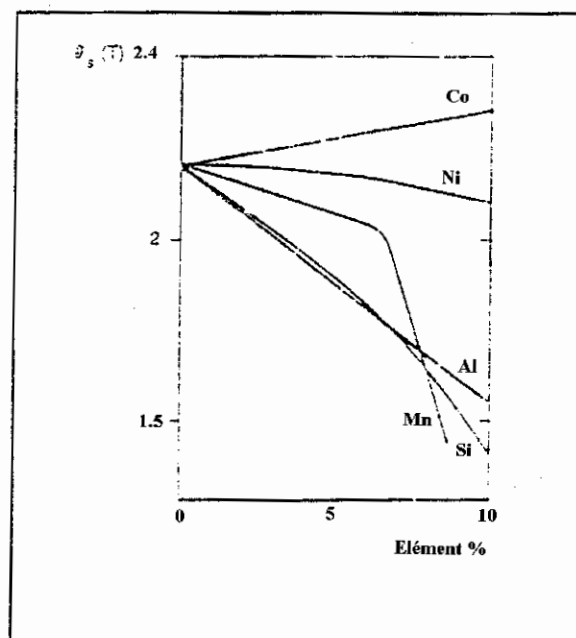
Le côté négatif de l'ajout **de silicium** (ou autres matériaux) réside dans la détérioration de la principale propriété magnétique, l'aimantation à saturation qui se trouve réduite (figure-I.15). Un compromis s'impose en conséquence entre les avantages et les inconvénients de l'addition **de Silicium** (ou autre type).

L'addition de **Silicium** n'est pas seul responsable de la dégradation des propriétés des matériaux magnétiques. La nature et la concentration des impuretés influent considérablement sur les pertes. Des études [12] ont montré que le soufre et l'oxygène sont plus nocifs que l'azote. Il est donc indispensable de préparer un acier d'une grande pureté durant son processus de traitement.

L'augmentation de la température peut réduire également les pertes par hystérésis. Par contre, cette augmentation réduit l'induction **B** liée à la réduction de l'aimantation à saturation **Ms**. Ceci est vrai quand **H** est au-delà d'une valeur donnée. Au-dessous de cette valeur, **B** devient proportionnel à la température.

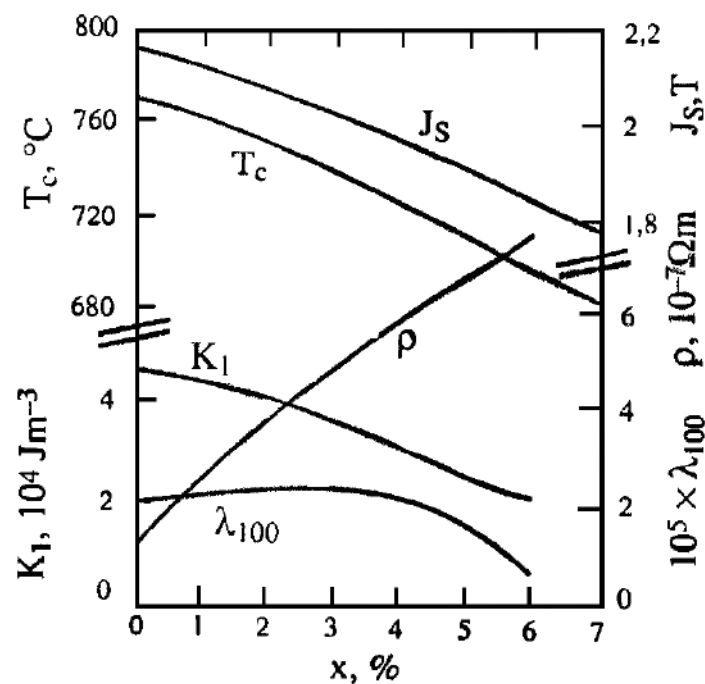
D'autres études ont contredit le résultat précédent, leurs conclusions étant que la proportionnalité entre l'induction et la température n'obéit pas à une loi déterminée (variation aléatoire).

Toutefois, il y a toute une "gamme" de paramètres qui agissent sur les propriétés magnétiques, tels que l'induction, la fréquence, la forme de la tôle, etc....



**Figure-I.15 :** Aimantation à saturation de différents alliages à base de fer en fonction du pourcentage en éléments à température ambiante [13,14].

Le fer pur a un comportement cristallographique compliqué, puisqu'il change de structure cristalline entre 910 et 1400°C. Il passe de l'état cubique centré (**ferrite ou Fe  $\alpha$** ) à l'état cubique à faces centrées (**austénite ou Fe  $\gamma$** ). L'addition de **silicium** augmente la stabilité de la phase  $\alpha$  alors que d'autres impuretés comme le carbone provoquent l'effet inverse. Pour une concentration pondérale en **silicium** suffisante ( $CSi > 2,4 \%$  et  $CC < 0,05 \%$ ), le changement de phase  $\alpha \Leftrightarrow \gamma$  disparaît. Le fait que le métal conserve sa structure  $\alpha$  quelle que soit la température facilite les traitements thermiques de l'alliage.



**Figure I-16:** Effet de l'addition de Silicium sur les propriétés électromagnétiques du fer à 20°C.

- $x$  : pourcentage de silicium (en masse)
- $K_1$  : constante d'anisotropie magnétocristalline.
- $\lambda_{100}$ : Magnétostriction.
- $\rho$  : résistivité.
- $J_s$  : polarisation à saturation.
- $T_c$  : température de Curie.



#### **I-6.4.1.b : Les tôles en fer et fer-silicium à grains non orientés.**

Ces tôles sont utilisées pour la construction de tous les circuits magnétiques feuilletés, fonctionnant en régime d'induction variable, à fréquence industrielle (à l'exclusion des noyaux des transformateurs de puissance, pour lesquels on utilise des tôles à grains orientés). On les trouve dans tous les moteurs, des petits moteurs d'essuie-glace, ou d'électroménager aux plus gros alternateurs hydrauliques, dans les relais, les ballasts pour l'éclairage fluorescent, etc.

#### **I-6.4.1.c : Les tôles fer-silicium à grains orientés**

Pour satisfaire les besoins en tôles non orientées, les métallurgistes utilisent des aciers de compositions variées, toute cette diversité disparaît du monde des tôles à grains orientés. Toutes les tôles à grains orientés de fabrication industrielle mises sur le marché, quel qu'en soit le producteur, ont en effet la même composition de base une solution solide **fer-silicium** à la concentration pondérale de 3 % sans **aluminium**. Moins riches en **silicium**, elles seraient moins performantes et plus riches on ne saurait pas les fabriquer.

Le caractère spécifique de ces tôles réside dans leur texture cristalline. Tous les cristaux cubiques centrés que compte la tôle (ils sont de très grande taille, leur diamètre dépassant souvent un centimètre) ont ici des orientations très voisines d'une orientation idéale, qu'on appelle l'orientation Goss, ou (110) [001] en notations de **Miller**. Ainsi la direction de laminage, dans le plan de la tôle, est toujours très voisine d'une arête du cube, qui est aussi une direction de facile aimantation. Il apparaît alors dans la tôle une structure en domaines particulièrement avantageuse, constituée de domaines principaux réguliers en bandes parallèles, d'aimantations alternées, séparés par des parois de Bloch à 180° très mobiles. Cette tôle acquiert donc très facilement une aimantation importante parallèlement à sa direction de laminage et ses pertes sont faibles. Il s'agit là de conditions particulièrement avantageuses pour un constructeur électricien, mais qui ne sont satisfaites que dans la seule direction du laminage. En direction travers, une tôle à grains orientés possède des caractéristiques magnétiques inférieures à celles qu'on mesure dans une tôle non orientée de composition équivalente.

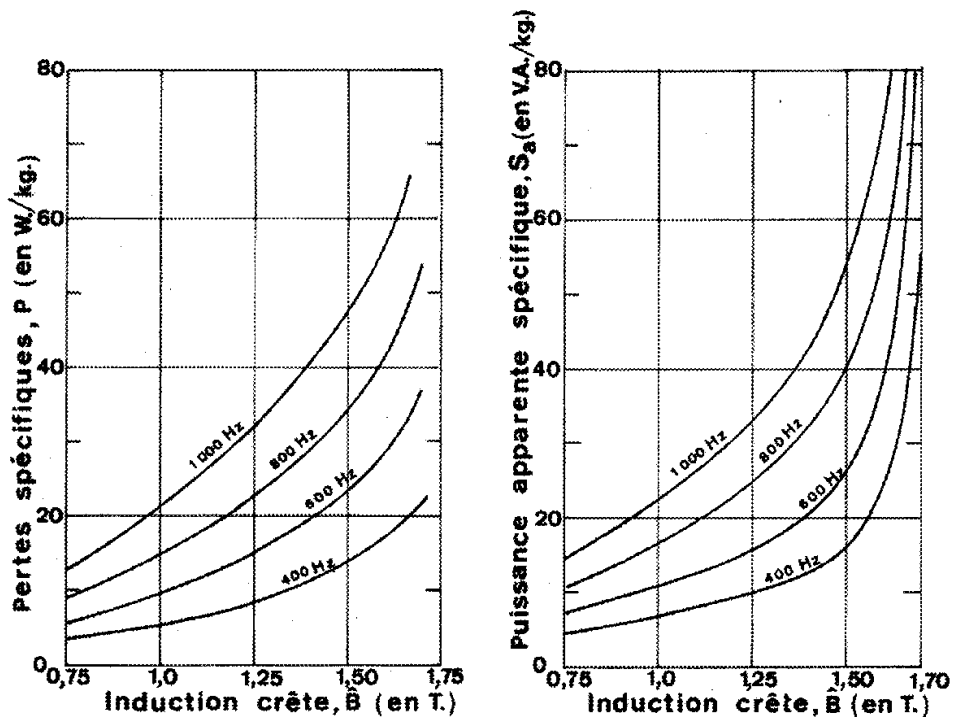
#### **I-6.4.1.d : Les tôles minces en fer-silicium 3 % à grains orientés.**

Il s'agit de tôles généralement obtenues par relaminage à froid jusqu'à l'épaisseur souhaitée (par exemple 0,10 mm) de tôles à grains orientés conventionnelles, d'épaisseur voisine de 0,30 mm. Le relaminage est suivi ensuite d'un traitement thermique spécifique qui

mène à l'apparition d'une texture de recristallisation primaire beaucoup plus imparfaite que la texture Goss de départ.

Ces tôles ne sont utilisées que dans la direction de laminage, le plus souvent pour la construction de noyaux de self-inductances et transformateurs en circuits enroulés.

Les pertes et la puissance apparente spécifiques d'une tôle à grains orientés d'épaisseur 0,10 mm, pour différentes fréquences de travail sont indiquées sur la (figure I-17), en fonction de l'induction crête de travail utilisée.



**Figure I-17 :** Les pertes et la puissance apparente spécifiques d'une tôle fer-silicium mince (3% en poids,  $e = 0,10\text{mm}$ ) à grains orientés [15].

#### I-6.5.1.e : Les tôles en fer-silicium 3 % à grains non orientées.

L'induction de travail peut prendre en principe n'importe quelle direction dans le plan de la tôle mais l'anisotropie du milieu n'est pas forcément négligeable. On les utilise pour la construction de circuits empilés comme ceux des machines tournant à grandes vitesses. Une perméabilité plus réduite que dans les tôles à grains orientés, et le type d'utilisation font que la demande porte surtout sur des tôles d'épaisseurs 0,15 et 0,20mm.

## I-7 : LES PERTES.

Outre le bruit Barkhausen, les pertes d'énergie sont l'émanation de la dynamique des parois dans les processus d'aimantation à l'échelle des domaines magnétiques. Les pertes sont dépendantes de la distribution spatiale et temporelle des variations de flux. Après les travaux classiques de **Pry and Bean** [16], un important approfondissement a été réalisé par **Bertotti** [17] qui posa une description générale des pertes dans des matériaux conducteurs en termes d'inhomogénéités spatiales et temporelles des flux magnétiques ; il suggéra l'existence d'objet magnétique (MO) pour représenter une entité physique porteuse de flux magnétique et permit d'apporter un formalisme unifié pour des différentes situations physiques.

### I-7.1 : Calcul des pertes.

#### I-7.1.a : Variation des pertes totales avec la fréquence.

Le cycle d'hystérésis dynamique contient toutes les informations nécessaires à un utilisateur éventuel du matériau, c'est-à-dire à la fois :

- l'induction moyenne  $\mathbf{B}(\mathbf{H})$ ,
- et les pertes totales  $\mathbf{P}_t$ .

Mais il faut bien sûr que le cycle d'hystérésis soit déterminé dans les conditions réelles d'utilisation, la plupart du temps à  $\mathbf{B}(\mathbf{t})$  sinusoïdal.

Les pertes totales dans les tôles

Pour simplifier, en régime alternatif, soit un système constitué d'une tôle ferromagnétique et conductrice, d'épaisseur  $e$ , soumise à un champ d'excitation  $\mathbf{H}$  parallèle au plan de la tôle, on démontre à partir des équations de Maxwell (en admettant ici) que l'énergie fournie par le milieu extérieur à chaque instant est représentée par le flux rentrant du vecteur de Poynting  $\mathbf{P}$ , à travers la surface (S) du système de volume  $v$ . Par définition :

$$\mathbf{P} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$$

$$\text{L'énergie fournie vaut } \iint_{(S)} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot d\mathbf{s} = \iiint_{(v)} \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \, dv + \iiint_{(v)} \mathbf{H} \cdot (\partial \mathbf{B} / \partial t) \, dv$$

Dans ces deux expressions,  $\mathbf{E}$  est le champ électromoteur induit,  $\mathbf{j}$  le vecteur densité de courant et  $\mathbf{B}$  l'induction magnétique ; au second membre de cette dernière expression, le produit scalaire  $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$  désigne la puissance joule volumique associée localement aux courants induits, et

$\mathbf{H} \cdot (\partial \mathbf{B} / \partial t)$  désigne la puissance volumique fournie pour modifier l'aimantation locale. En divisant par la période, on obtient la puissance moyenne fournie à l'échantillon :

$$P = (1/T) \int \left[ \iint_{(S)} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot d\mathbf{s} \right] = \int \left[ \iiint_{(V)} \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \, dv + \iiint_{(V)} \mathbf{H} \cdot (\partial \mathbf{B} / \partial t) \, dv \right],$$

Cette expression constitue la décomposition des pertes ; la première intégrale représente les pertes joules dues aux courants induits, et la seconde intégrale les pertes par hystérésis. Cette décomposition est purement théorique, inutilisable en pratique car  $\mathbf{j}$ ,  $\mathbf{B}$  et  $\mathbf{E}$  sont des grandeurs locales interdépendantes, et inaccessible directement. On est amené à recourir à la première intégrale ; ainsi sans entrer dans le détail, pour une surface de tôle unité, soit un volume  $e$  de matière, le flux de vecteur de Poynting entrant par les deux faces vaut à chaque instant :

$e\mathbf{H}(dB/dt)$  et sur un cycle complet, le milieu extérieur fournit, par unité de volume de matière, le travail :  $W = P_t = \int_{(\text{cycle})} \mathbf{H} d\mathbf{B}$

Pour évaluer les pertes dans un matériau magnétique, il suffit donc de déterminer l'aire de son cycle d'hystérésis. On peut choisir indifféremment le cycle  $B(H)$  ou le cycle  $J(H)$  puisqu'ils sont de surfaces égales. La relation précédente a été obtenue avec des conditions de symétrie qui s'applique à une tôle mais le résultat ne dépend pas de la forme de l'échantillon.

Le paramètre qui va servir comme base essentielle de l'étude, sera la qualité d'énergie dissipée par cycle d'hystérésis. Ce paramètre est accessible expérimentalement. Et la théorie après quelques hypothèses supplémentaires, calculable, ce qui nous amène à chercher une expression analytique pour la grandeur  $P/f$ , où  $P$  est la puissance dissipée moyenne, et  $f$  la fréquence de répétition de notre cycle d'hystérésis.  $P/f$  représente alors l'énergie électromagnétique transformée en chaleur au cours d'un cycle. Cette grandeur est proportionnelle à la surface d'un cycle représenté dans le schéma  $(H, B(H))$  : un élément  $dB * (H_a - H_{\text{decr}})$  représente une partie de la surface ainsi que l'énergie dissipée par un ensemble de moments dipolaires atomiques  $dJ$ .

## REFERENCES

- [1] - K. H. J. Buschow, F. R. de Boer,  
*Physics of magnetism and magnetic materials*,  
Editeur, Kluwer Academic Publishers, 2004, ISBN : 0-306-47421-2
- [2] - S. Chikazumi,  
*Physics of ferromagnetism*,  
Editeur, Oxford Science publications, 2005, ISBN : 0-19-851776-9
- [3] - E. du Trémolet de Lacheisserie,  
*Magnétisme I - Fondements*,  
Editeur, Presses Universitaires de Grenoble, 1999, ISBN : 2-7061-0831-2
- [4] - C. Kittel,  
*Introduction to the solid state physics, Fourth edition*,  
Editeur, John Wiley & Sons, Inc, 1971, ISBN : 978-0471111818
- [5] - Bruce M. Moskowitz,  
*Hitchhiker's Guide to Magnetism*  
Environmental Magnetism Workshop, June 1991
- [6] - I. Chicinaș,  
*Mărimi magnetice de material*,  
Casa cărții de știință, Cluj-Napoca, 2002, ISBN : 973-686-286-0
- [7] - H.GIE, J.P. SARMANT : Electromagnétisme volume 2 Technique et documentation  
Lavoisier.
- [8] - E. DURAN : Magnétostatique, Masson et Cie.
- [9] - M. BERLIN ; J.P. FAROUX ; J. RENAULT : Electromagnétisme volume 4  
Milieux. diélectriques et milieux aimantés DUNOD 1984
- [10] - J.A. EWING : Proc. of the Royal Soc; **216**, (1881), p.22 et **228**, (1883), p. 123
- [11] - J.H. SWISHER et E-O. FUCHS, J. Iron and Steel Institute, (August1970), p. 777.
- [12] - J.C. BAVAY ; J. VERDUN : Alliages Fer-Silicium Technique de l'ingénieur  
1-14 : D2110 ; 1-18 : D2111 ; 1-6 : D2112.
- [13] - R.H.PRY : J. Appl. Physique **30**, p.189
- [14] - R.C.HAL : J. Appl. Physique **31**, p.1037
- [15] - d'après mesures du Laboratoire d'électrotechnique de Grenoble (LEG).
- [16] - R.H PRY and C.P. BEAN, J. Appl. Phys. **29** (1958) 2110.
- [17] - G. BERTOTTI, J.Appl. Phys. **57** (1985) 532.

## LISTE DES FIGURES

<b>Figure</b>	<b>Titre</b>	<b>Page</b>
I.1 :	Origine du magnétisme dans la matière. ....	6
I.2 :	Classification des matériaux en fonction de leur comportement magnétique, $J$ ij représente l'intégrale d'échange.....	7
I.3 :	Evolution de l'aimantation ( $M$ ) en fonction du champ magnétique appliqué ( $H$ ) pour un matériau diamagnétique et évolution de la susceptibilité ( $\chi$ ) en fonction de la température ( $T$ ).....	8
I.4 :	Evolution de l'aimantation ( $M$ ) en fonction du champ magnétique appliqué ( $H$ ) pour un matériau paramagnétique et évolution de la susceptibilité ( $\chi$ ) en fonction de la température ( $T$ ).....	9
I.5 :	Configuration en domaines dans le matériau ferromagnétique.....	10
I.6 :	La paroi de Bloch.....	10
I.7 :	Classification des principaux types de matériaux ferromagnétiques doux...	12
I.8 :	Illustration schématique des deux sous-réseaux d'un matériau antiferromagnétique couplé antiparallèlement (a), évolution de l'aimantation en fonction de la température (b).....	13
I.9 :	Structure magnétique d'un matériau ferrimagnétique (a), évolution de l'aimantation en fonction de la température (b) et évolution de la susceptibilité magnétique en fonction de la température (c).....	13
I.10 :	Courbe de première aimantation d'un matériau ferromagnétique.....	14
I.11 :	Cycle d'hystérésis $J(H)$ .....	17
I.12 :	Vieillessement à 100°C d'un acier doux décarburé contenant au départ différentes teneurs pondérales en azote.....	20
I.13 :	Polarisation $J(H)$ d'un échantillon de fer Armco, a) à l'état recuit, b) à l'état fortement écroui.....	21
I.14 :	Résistivité électrique de différents alliages à base de fer en fonction du pourcentage en éléments à température ambiante.....	22
I.15 :	Aimantation à saturation de différents alliages à base de fer en fonction du pourcentage en éléments à température ambiante.....	23
I.16 :	Effet de l'addition de Silicium sur les propriétés électromagnétiques du fer à 20°C.....	24
I.17 :	Les pertes et la puissance apparente spécifiques d'une tôle fer-silicium mince (3% en poids, $e = 0,10\text{mm}$ ) à grains orientés.....	26

## Liste des Symboles

<b>Symboles</b>	<b>Significations</b>
$M_o \equiv \mu_L$	Moment magnétique orbital.
$m$	Nombre quantique magnétique associé à l'électron.
$\mu_B$	Magnéton de Bohr.
$M_S \equiv \mu_S$	Moment magnétique de spin.
$\mu_0$	Perméabilité dans le vide.
$\mu_r$	Perméabilité relative.
$B$	Champ magnétique d'induction.
$B_S$	Champ magnétique d'induction à saturation.
$B_r$	Champ d'induction rémanente.
$H$	Champ magnétique d'excitation.
$H_S$	Champ magnétique d'excitation à saturation.
$H_C$	Champ coercitif.
$M$	Aimantation magnétique.
$M_S$	Aimantation à saturation.
$M_r$	Aimantation rémanente.
$T_C$	Température de Curie.
$T_N$	Température de Néel.
$J$	Polarisation magnétique.
$J_S$	Polarisation magnétique à saturation.
$U_m$	Energie magnétostatique de couplage avec le milieu extérieur.

---

$P_t$	Les pertes totales.
$K_1$	Constante d'anisotropie magnétocristalline.
$\lambda_{100}$	Magnétostriction.
$\rho$	Résistivité.
$P$	Vecteur de Poynting.
$j$	Vecteur densité de courant.
$E$	Le champ électromoteur induit.
$W$	Le travail fournie par le milieu extérieur.
$\sigma$	La conductivité.
$E_\theta$	Le module du champ tangentiel.



**Chapitre II**

**MESURES MAGNETIQUES AU  
MOYEN D'UN FLUXMETRE**

## II-1 : Justification de la méthode.

Il existe de nombreuses méthodes pour obtenir le cycle d'hystérésis d'un matériau magnétique. Celles-ci peuvent être classées en deux catégories principales. Dans la première catégorie, on trouve les méthodes basées sur la force exercée sur un matériau magnétique placé dans un gradient de champ. Les appareillages utilisant ces méthodes, appelées balances de Faraday, sont précis et sensibles, mais très délicats à utiliser. Ils sont réservés à l'usage des laboratoires spécialisés, plus particulièrement des matériaux faiblement magnétiques. Dans la deuxième catégorie, on trouve les méthodes basées sur la loi de l'induction, de loin les plus nombreuses. Il s'agit dans ce cas de mesurer la variation de flux issue de l'échantillon à tester, ce qui est obtenu en mesurant la tension induite dans une bobine de lecture. Deux types de dispositifs sont plus particulièrement utilisés : les magnétomètres à échantillons vibrants (VSM) et les hystérésimètres à induction.

### II-1.1 : But du fluxmètre.

Un matériau doux idéal est d'abord celui qui peut acquérir une polarisation magnétique de très grand module, disons plusieurs Teslas, dans un champ d'excitation très réduit, il a pour fonction de renforcer ou canaliser le flux d'induction provenant de courants électriques, d'aimants ou d'ondes extérieures, ce qui nécessite les qualités suivantes [1] :

- Une polarisation à saturation  $J_S = U_0 M_S$  aussi élevée que possible, la distinction entre polarisation magnétique ( $J = U_0 M$ ) et induction magnétique  $B = U_0 (H+M)$  étant ici de peu d'importance, vu les faibles valeurs des champs magnétisants.
- Une forte perméabilité, de faibles variations de champ magnétisant devant créer de grandes variations d'aimantation.
- En outre, et c'est une qualité plus secondaire, ce matériau idéal n'aurait aucune perte en régime dynamique.

## II-1.2 : Présentation du circuit magnétique.

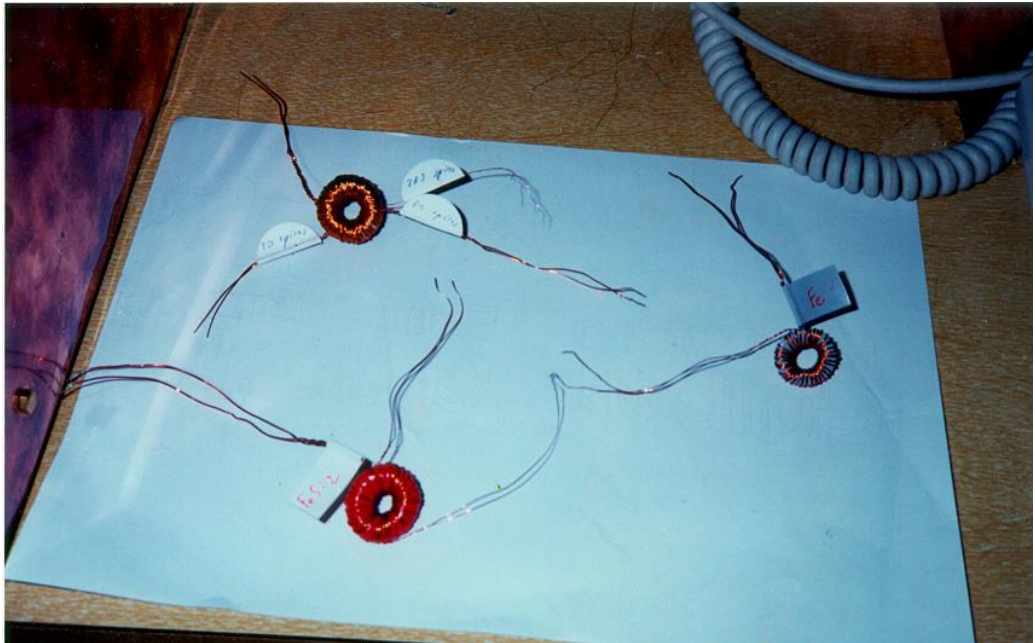
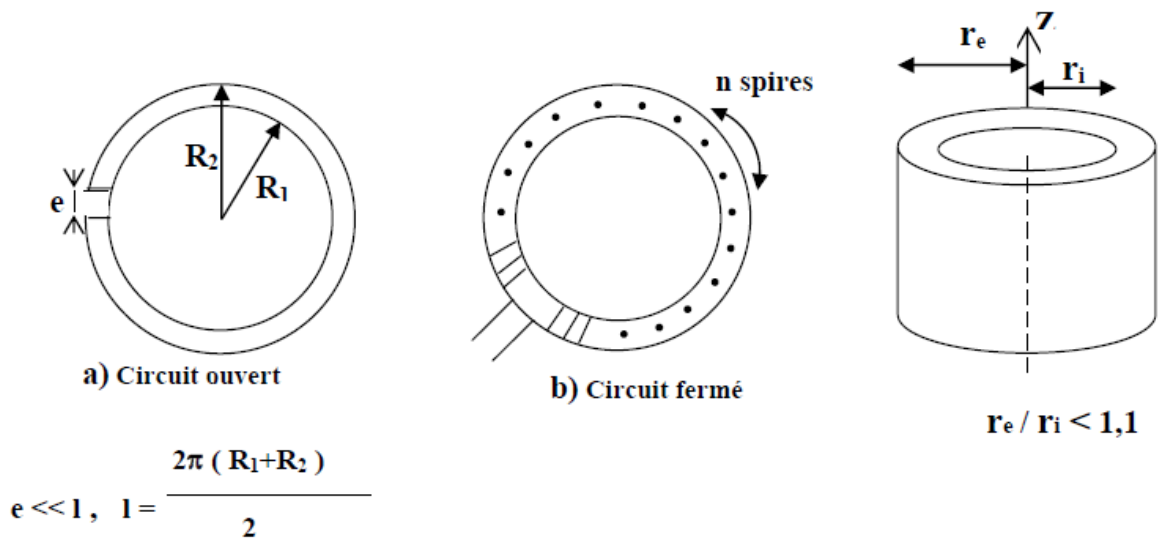
### - Le tore : un circuit fermé privilégié.

Toute mesure de caractéristiques d'un matériau doux nécessite impérativement l'utilisation d'un circuit magnétique fermé. Cette obligation vient du fait que, dans tout circuit ouvert, l'échantillon est soumis à un champ démagnétisant interne, indésirable car beaucoup trop important, et le plus souvent inhomogène. Pour tout matériau homogène et isotrope, l'utilisation d'un échantillon sous forme de tore s'impose naturellement en raison de sa symétrie axiale (figure-II.1). Le tore est généralement pourvu de deux enroulements régulièrement répartis sur sa circonférence :

-Un bobinage d'excitation : comportant  $N_1$  spires, qualifié d'enroulement primaire et parcouru par un courant d'excitation  $I_1$ . Le champ appliqué en un point situé à la distance  $r$  de l'axe tangentiel déduit du théorème d'Ampère, Son module varie donc comme  $1/r$  entre le rayon intérieur  $r_i$  et le rayon extérieur  $r_e$  du tore. Pour limiter ces variations on opère généralement sur tores relativement minces :  $r_e / r_i < 1,1$ .

-Un bobinage de mesure de flux d'induction : traversant une section droite du tore, est généralement situé au plus près du matériau. Il comporte  $N_2$  spires et on l'appelle enroulement secondaire.

-Le noyau torique : Si la réalisation des bobines se heurte, à un certain nombre de difficultés, la construction du noyau torique proprement dit n'est jamais facile. Nécessairement utilisés en régime dynamique sous forme de tôles et de rubans minces, les matériaux doux métalliques sont systématiquement anisotropes en raison du principe même de leur fabrication par laminage.

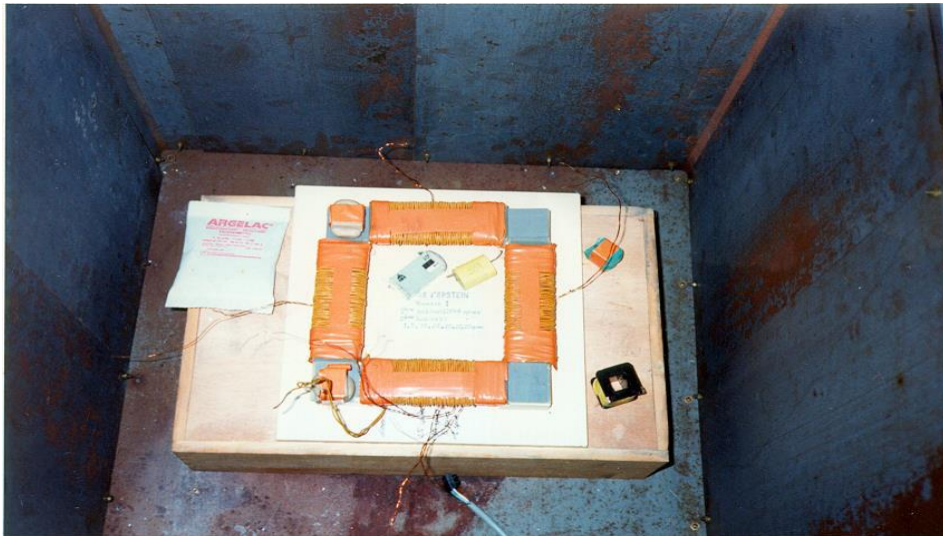


**Figure-II.1. Le tore.**

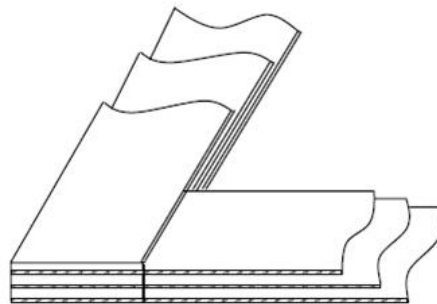
### - Le cadre Epstein.

C'est un circuit fermé démontable, de forme carrée, utilisé dans le monde entier pour caractériser les tôles magnétiques (figure-II.2). Sa construction a été soigneusement codifiée par de nombreux organismes de normalisation (CEI, AFNOR, etc....).

Le noyau magnétique est constitué de N bandes rectangulaires (N étant multiple de 4 et au moins égal à 16). Les dimensions recommandées pour chaque bande étant  $280 \times 30\text{mm}^2$ , on utilise environ 0,5 kg de matière par noyau magnétique. Les N bandes sont assemblées en un circuit carré, avec des joints à recouvrement (insert figure-II.2), de telle sorte que le périmètre moyen vaut exactement 1m. Les bandes sont découpées aux cotes précises et sans bavures dans la tôle qu'il s'agit d'évaluer, soit parallèlement à la direction de laminage s'il s'agit d'une tôle à grains orientés, soit pour moitié seulement dans la direction de laminage et pour moitié dans la direction travers s'il s'agit d'une tôle ordinaire.

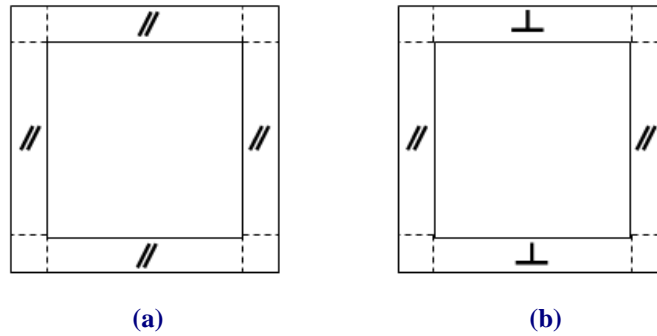


**Figure-II.2. Cadre Epstein.**



**Insert figure-II.2. Joints à recouvrement réalisés dans un coin de circuit Epstein.**

Les N bandes sont ensuite assemblées avec des joints à recouvrement selon la disposition indiquée sur la (figure II-3), en les glissant dans des fourreaux qui supportent les bobinages fixes d'excitation et de mesure.



**Figure-II.3.** Mode d'assemblage de N bandes unitaires en circuit Epstein :  
 a) cas d'un échantillon de tôles à grains orientés. Les mesures s'effectuent parallèlement à la direction de laminage, b) cas d'un échantillon de tôles non orientées constitué pour moitié de bandes découpées suivant la direction de laminage et pour moitié suivant la direction travers.

L'avantage primordial du circuit Epstein réside dans le fait qu'il s'agit d'un circuit démontable, qu'un technicien bien entraîné peut mettre en place en quelques minutes. Par contre on a perdu beaucoup de la simplicité qu'on avait rencontrée précédemment dans le cas du circuit torique. Dans les coins, il n'y a plus d'enroulements et une épaisseur double de matière. En outre le passage du flux d'induction d'une bande à ses voisines s'effectue nécessairement à travers le revêtement isolant de la tôle. Pour traiter en pratique ce système comme un circuit homogène, on a établi par des mesures comparatives soignées autour de  $B = 1,5 \text{ T}$ , qu'il se comportait comme un circuit fermé ayant pour section la section moyenne d'un côté (c'est à dire la section de  $N/4$  bandes) et pour longueur ce qu'on appelle la longueur conventionnelle du circuit,  $l_m$  établie à  $l_m = 0,94 \text{ m}$ .

### II-1.3 : Choix des paramètres du circuit.

La première fonction est la transformation de la tension d'alimentation en flux magnétique par l'enroulement primaire.

Alimentée sous une tension  $U_1$ , la bobine sera parcourue par un courant  $I_1$  et induira une induction magnétique  $B$  :

$$\begin{aligned} B &= \mu_0 * N_1^2 * I_1 / L \\ U_1 &= \mu_0 * N_1^2 * I_1 * \omega * S / L \end{aligned} \quad (1)$$

Cela aura pour conséquence une bobine de dimensions importantes si l'on dispose d'un matériau de perméabilité relative  $\mu_r$

$$U_1 = \mu_0 * \mu_r * N_1^2 * I_1 * \omega * S / L \quad (2)$$

de sorte que le courant sera divisé par  $\mu_r$

Si l'on s'intéresse aux valeurs maxima ( $\mathbf{B}_m$ ,  $\mathbf{H}_m$ ) caractéristiques d'un cycle d'hystérésis d'un matériau, prenons la loi de **Lenz** (3) et le théorème d'**Ampère** (4)

$$\mathbf{B}_m = \sqrt{2} * U_1 / N_1 * \omega * S \quad (3)$$

$$\mathbf{H}_m = \sqrt{2} * N_1 * I_1 / L \quad (4)$$

On peut voir qu'une induction élevée obtenue sous champs  $\mathbf{H}_m$  petit nous avantage à tout point de vue : on gagne sur la section  $\mathbf{S}$  du circuit et sur le courant  $\mathbf{I}_1$ . On utilise des matériaux pouvant travailler à haute induction avec  $\mu_r = \mathbf{B}_m / \mu_0 * \mathbf{H}_m$  autant élevée que possible.

### II-1.4 : Méthode de mesure par le fluxmètre.

La mesure des matériaux doux au moyen d'un échantillon torique permet de minimiser le champ démagnétisant. Le champ magnétique est créé par un courant  $\mathbf{i} = \mathbf{I}_0 \sin \omega t$ . Aux bornes du deuxième enroulement (de mesure) comportant  $N_2$  spires, bobiné sur le tore de section apparaît une tension  $E = N_2 S d\mathbf{B}/dt$  correspondant aux variations de flux  $\Phi = \mathbf{B} \cdot \mathbf{S}$  qui circule dans le tore. Comme  $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{J} + \mathbf{H})$ , la mesure de flux permet la mesure de l'aimantation à H près. Pour faire la mesure, on relie le bobinage de mesure à un intégrateur en passant **par** un amplificateur d'impédance de gain K celui représenté sur la (figure II-4) est le plus simple que l'on puisse imaginer : il est constitué d'un amplificateur opérationnel et d'un circuit RC. (figure II-5)

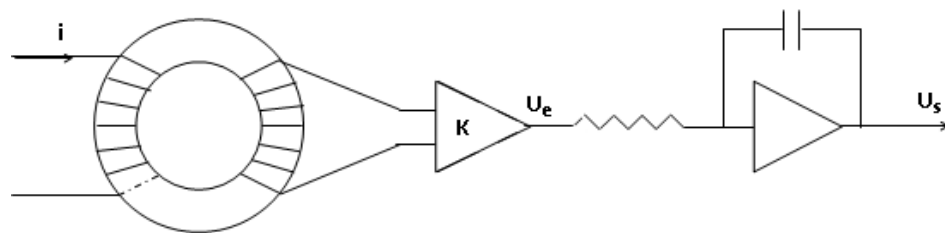
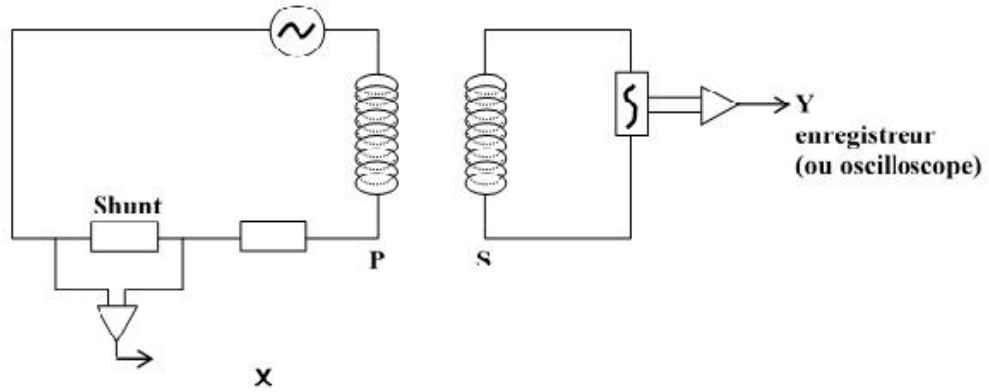


Figure-II.4. Montage torique.



**Figure-II.5.** Banc de mesure utilisé sur un fluxmètre.

**II-1.5 : Configuration de l'intégrateur.**

Deux types de configuration sont réalisables sur le banc de mesure utilisé sur le fluxmètre comme illustré sur la figure

a- cas d'un **RC** (figure II-6) : circuit le plus simple où on fait varier **B** à l'entrée et on obtient **B'** à la sortie.

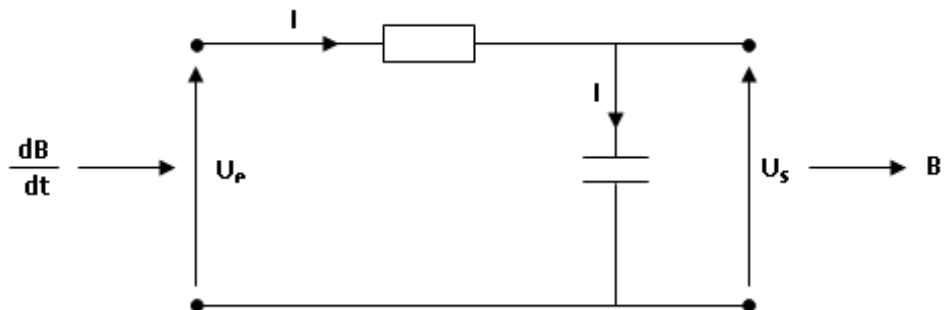
- à l'entrée : 
$$U_e = ( R + 1/ iC\omega ) I \quad (a)$$

- à la sortie : 
$$U_s = ( 1 / iC\omega ) \quad (b),$$

en divisant (b) par (a), il vient : 
$$(U_s / U_e) = 1 / (1 + iRC\omega)$$

le gain : 
$$G = | U_s / U_e | \text{ d'où } G = 1 / RC\omega$$

ce montage est correct si  $RC\omega \gg 1$  mais le gain reste faible.



**Figure-II.6.** Intégrateur RC.



l'amplificateur actif : (figure II-7)

à l'entrée :  $U_e = (R + 1 / iC\omega) I + U_s$  (a') et  $U_e = RI$  (b')

en remplaçant (b') dans (a'), il vient :

$$U_e = [ (R + 1 / i C \omega) U_e / R ] + U_s$$

donc :  $(U_s / U_e) = -1 / iRC\omega$ .

Dans le cas de cet intégrateur, la performance est assurée, à titre d'exemple, la fréquence du générateur est de **100 Hz** (cas d'un transformateur) et **400 Hz** (tôle fine); ainsi, pour l'intégrateur, il est nécessaire d'avoir :  $RC\omega \gg 1$  d'où  $RC \gg 1/100$ .

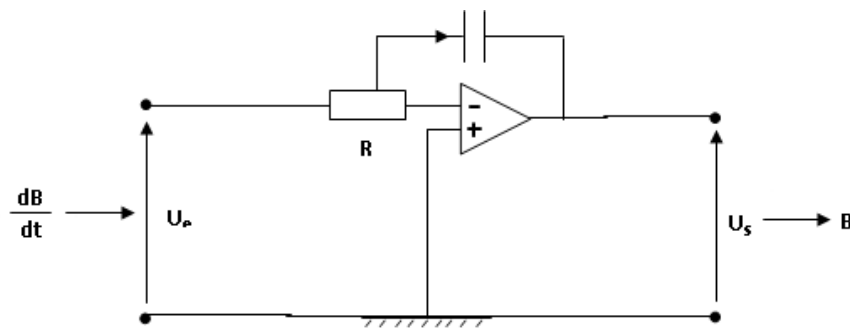


Figure-II.7. Amplificateur actif.

### II-1.6 : Choix du matériau.

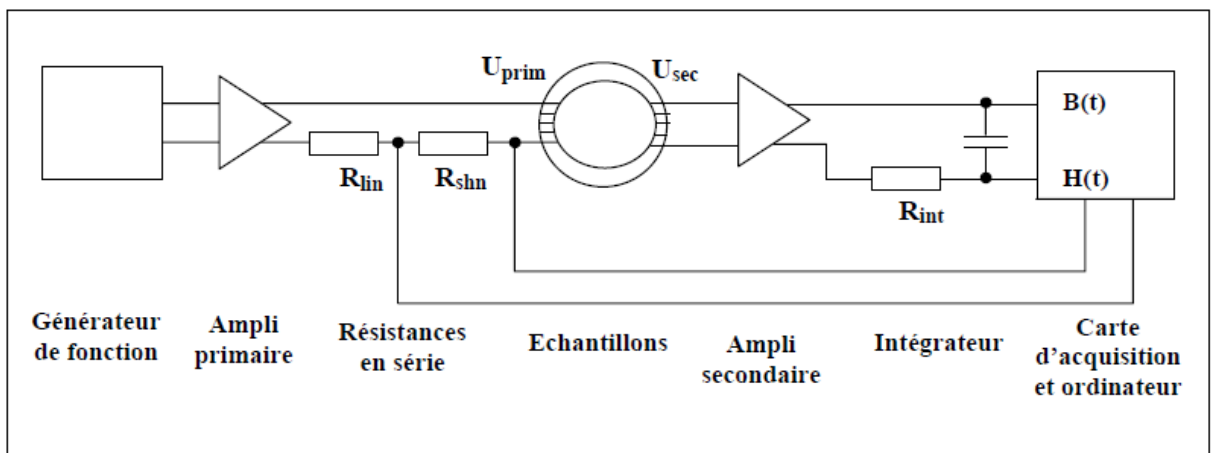
La quantité  $\mu_r$  est en fait très dépendante de l'induction  $B_m$  à laquelle travaille le matériau et se dégrade rapidement à partir d'une certaine valeur appelé coude de saturation égale à **1.7 Tesla** pour le **fer**. On dimensionne donc avec la relation (3) le circuit magnétique de sorte que le matériau travaille à une valeur voisine de **1.7 T**, ce qui garantit un  $\mu_r$  de l'ordre de **2000** pour les tôles classiques. En plus de l'utilisation d'un circuit fermé, il sera en **fer**.

### II-2 : Description de l'appareillage fluxmétrique

Pour observer expérimentalement la dynamique des parois dans un ferromagnétique on a choisi un dispositif de mesure des cycles d'hystérésis à fréquence et amplitude variables. On a branché un circuit magnétique comme un transformateur, en prenant les valeurs de  $H(t)$  du coté primaire et  $B(t)$  du coté secondaire simultanément. Le signal que l'on choisit triangulaire, ceci afin d'avoir une variation temporelle du champ appliqué constante, est fourni par un générateur de fonctions à fréquence et amplitude variable. Ces deux grandeurs seront nos

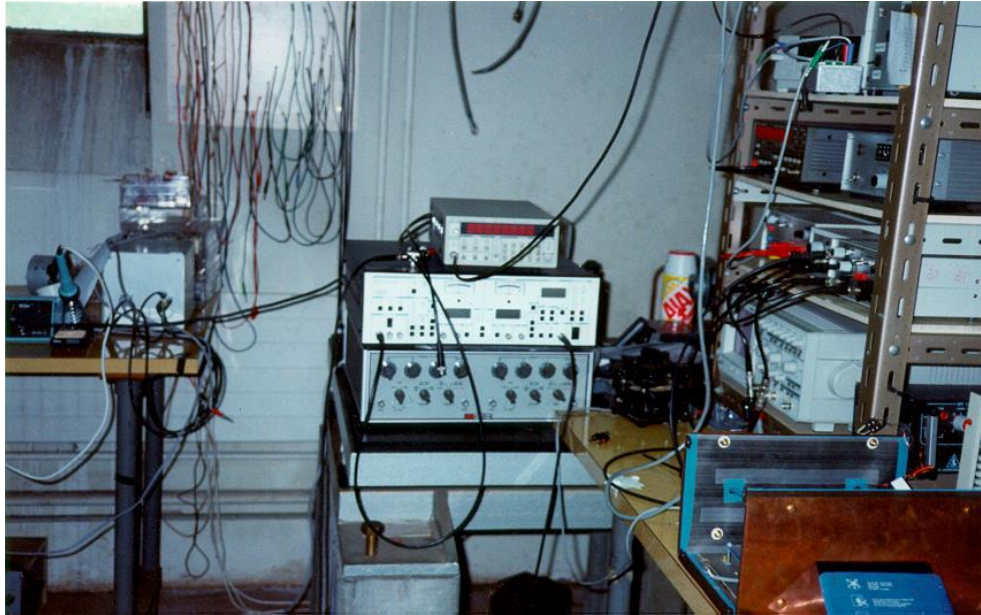
paramètres principaux. Suit un amplificateur linéaire de puissance, et deux résistances mises en série avec le bobinage primaire de l'échantillon. Les résistances ont deux fonctions : d'abord elles servent à lier les grandeurs  $I_{\text{prim}}(t)$  et  $U_{\text{prim}}(t)$  de la façon la plus proche d'une dépendance linéaire possible. Ensuite  $R_{\text{shn}}$  sert aussi à mesurer le courant primaire.

Du côté secondaire on trouve une chaîne d'amplificateurs, représentée par un seul dans le schéma. Comme il s'agit d'une tension induite, celle-ci est proportionnelle à la variation temporelle de l'induction dans le ferromagnétique. On a donc mis un intégrateur RC avant d'arriver à la carte d'acquisition. L'intégrateur avait une constante de temps assez grande pour être suffisamment linéaire dans le domaine des fréquence appliquées, Les deux signaux  $H(t)$  et  $B(t)$  sont enregistrés simultanément par une carte A/D connectée à un ordinateur, qui enregistrerait environ 150 points par cycle. Ces données ont après été enregistrées sous forme de fichiers de texte sous DOS.



**Figure-II.8.** Schéma des dispositifs de mesure.

Une vue générale de notre fluxmètre est illustrée sur la figure II-9 ci-dessous.



**Figure-II.9.** *Vue générale du fluxmètre.*

## **II-2.1 : Les différents éléments du fluxmètre.**

### **- Le générateur de fonction**

Pour assurer une induction  $\mathbf{B}(t)$  sinusoïdale il suffit d'alimenter l'enroulement primaire par un générateur de force électromotrice sinusoïdale à la fréquence désirée, et impédance interne négligeable.

### **- Chaîne d'acquisition numérique**

Les signaux  $\mathbf{H}(t)$  et  $\mathbf{B}(t)$  sont enregistrés numériquement par une carte 8 bits environ 150 fois par cycle, cette procédure est répétée dix fois, et l'ordinateur calcule une moyenne de chaque ensemble de dix mesures correspondantes, ainsi que la surface du cycle. Cette dernière est proportionnelle à l'énergie dissipée par les courants induits au cours d'un cycle.

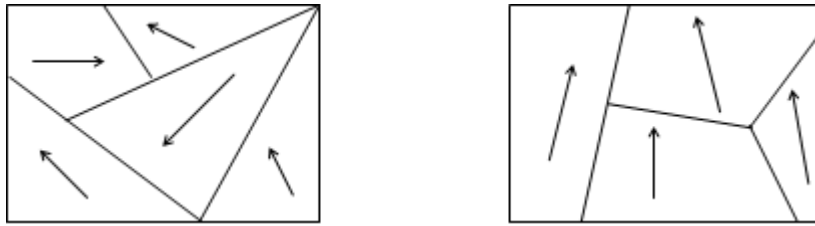
## II-2.2 : Echantillons.

On utilise trois échantillons différents, dont les paramètres sont :

L'échantillon	Fe pur	FeSi non orienté	FeSi orienté
Longueur moyenne du circuit	47,1 mm	55,2 mm	472 mm (cadre Epstein)
Section droite	7,40 mm <sup>2</sup>	2,80 mm <sup>2</sup>	8,52 mm <sup>2</sup>
Nombre de spires primaire	40	34	4*120
Nombre de spires secondaire	40	34	10
Résistivité du matériau	0,13*10 <sup>-6</sup> ohm*m	0,48 *10 <sup>-6</sup> ohm*m	0,48*10 <sup>-6</sup> ohm*m
Aimantation a saturation	2,10 Tesla	1,94 Tesla	1,94 Tesla

**Tableau- II.1. Les différents échantillons étudiés.**

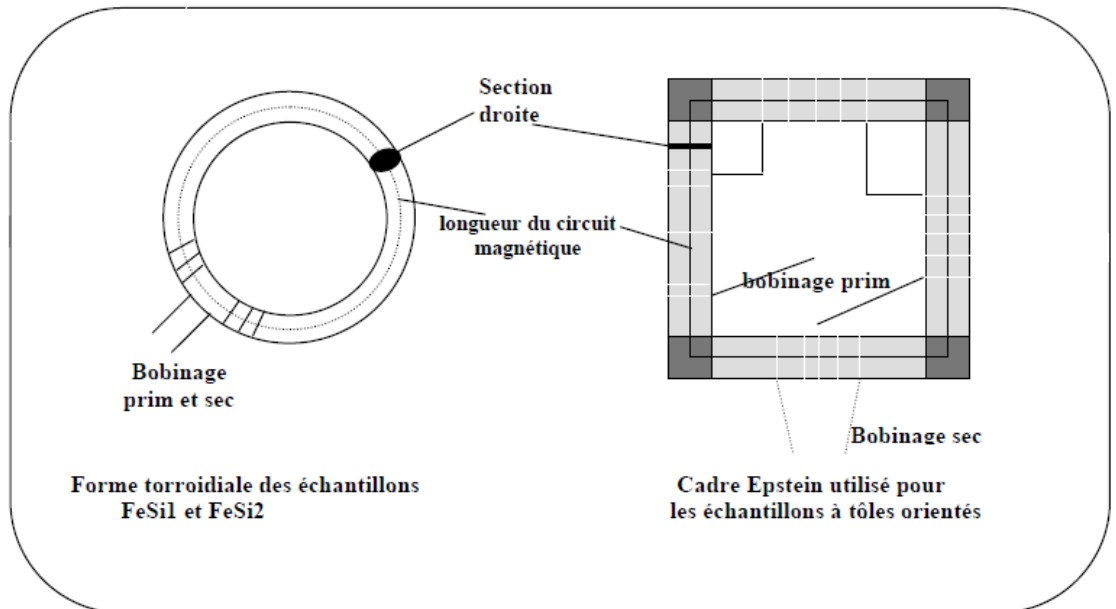
Les premiers deux échantillons sont des matériaux utilisés dans des moteurs. Metallurgiquement on n'a pas orienté les directions de facile aimantation des grains (régions cristallisées uniformément), car dans les moteurs les directions d'aimantation changent avec la position angulaire du noyau magnétique. Le pourcentage d'atomes qui participent à l'aimantation est alors très inférieur à celui du troisième échantillon : il s'agit d'un matériau de transformateur, dont tous les grains présentent une direction de facile aimantation parallèle à une direction macroscopique imposée (figure II-10).



**Figure-II.10.** Représentation des directions de facile aimantation.

**II-2.3 : Les formes des échantillons.**

La forme des échantillons était les suivantes (figure-II.11):



**Figure II-11.** Forme des échantillons.

## REFERENCES

- [1] - M.L. SOLTANI , communication nationale, Journée d'étude sur les Matériaux magnétiques et les Supraconducteurs **MATELEC'01**, EMP - Alger, 27/03/2001

## LISTE DES FIGURES

<b>Figure</b>	<b>Titre</b>	<b>Page</b>
II-1 :	Le tore.....	36
II-2 :	Cadre Epstein.....	37
II-3 :	Mode d'assemblage de N bandes unitaires en circuit Epstein : a) cas d'un échantillon de tôles à grains orientés. Les mesures s'effectuent parallèlement à la direction de laminage, b) cas d'un échantillon de tôles non orientées constitué pour moitié de bandes découpées suivant la direction de laminage et pour moitié suivant la direction travers.....	38
II-4 :	Montage torique.....	39
II-5 :	Banc de mesure utilisé sur un fluxmètre.....	40
II-6 :	Intégrateur RC.....	40
II-7 :	Amplificateur actif.....	41
II-8 :	Schéma des dispositifs de mesure.....	42
II-9 :	Vue générale du fluxmètre.....	43
II-10 :	Représentation des directions de facile aimantation.....	45
II-11 :	La forme des échantillons était les suivantes.....	45

## LISTE DES TABLEAUX

<b>Tableau</b>	<b>Titre</b>	<b>Page</b>
II.1	Les différents échantillons étudiés.....	44

**LISTE DES SYMBOLES**

<b>Symboles</b>	<b>Significations</b>
$r_e$	Rayon extérieur
$r_i$	Rayon intérieur
$B$	Induction magnétique
$l_m$	la longueur de conventionnelle du courant
$I_1$	Courant
$U_1$	Tension
$B_m$	Induction magnétique max
$H_m$	Champ magnétique max
$N$	Nombre de spires dans la bobine
$S$	Section
$I_{\text{prim}}(t)$	Courant primaire
$U_{\text{prim}}(t)$	Tension primaire
$\Phi$	Flux
$\omega$	L'amplitude
$e$	L'épaisseur de la tôle.

*Chapitre III*

**RESULTATS EXPERIMENTAUX ET  
DISCUSSIONS**



### III-1 : Processus d'aimantation.

#### III-1.1 : La courbe de première aimantation.

La (figure-I.10) reflète une courbe typique de matériau ferromagnétique ramenée à l'induction à saturation  $J_s$ . La (figure-I.13) donne un cycle de première aimantation de fer ; l'induction à saturation pour les échantillons étudiés est de **2.10**, **1.95** et **1.95** Tesla respectivement pour le fer, le FeSi non orienté et orienté. L'induction à saturation représente une limite infranchissable et aussi presque inaccessible. S'y rapprocher coûte très cher en énergie d'excitation. De plus, les pertes qui croissent avec l'induction à saturation constituent un autre facteur limitatif.

-FeSi à grains non orientés : la saturation est approchée très lentement en  $1/H^2$  pour des valeurs supérieures à **20000** A/m. A **50000** A/m,  $B = 2.149$  T

-FeSi à grains orientés : la même saturation est atteinte pour des champs d'excitation nettement plus petits, montrant l'amélioration des performances de ce type de matériau fabriqué dont la texture confère une anisotropie non négligeable.

On applique un champ d'excitation  $\mathbf{H}$  et on l'augmente jusqu'à la saturation, on voit apparaître une perméabilité différentielle  $dB/dH$  qui tend vers zéro on a beau augmenter le champ, tous les moments dipolaires sont alignés et  $\mathbf{B}$  n'augmentent plus. Ce si est très net pour le matériau orienté.

Pour les matériaux non orientés il faut pousser plus le champ  $\mathbf{H}$ , comme les directions de facile aimantation des grains sont réparties aléatoirement, on retrouve un nombre de grains participant à l'aimantation dépendant du champ appliqué. Pour des petits champs seulement les grains orientés parallèlement ou presque au champ appliqué qui participent.

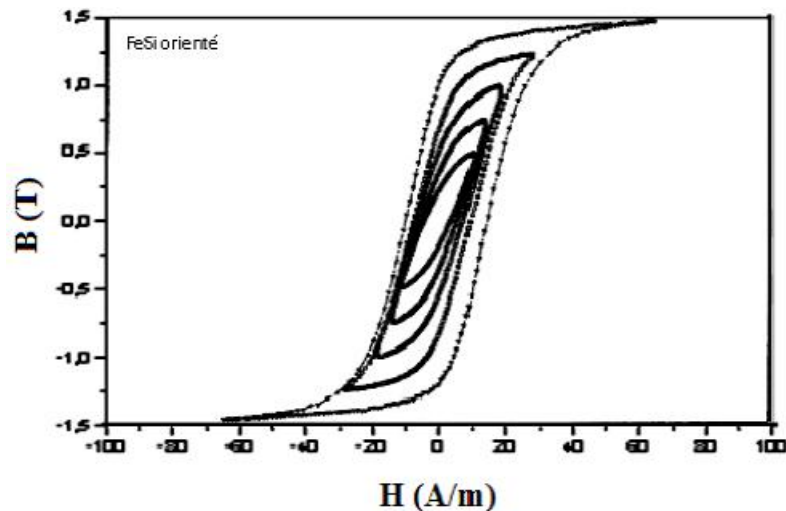
#### III-1.2 : Le cycle d'hystérésis.

Sans rappeler les conditions expérimentales mentionnées au chapitre II, l'intérêt de présenter les cycles d'hystérésis des trois échantillons étudiés est justifié par l'analyse qualitative de leur forme à différentes valeurs d'induction  $B_{\max}$  et à différentes fréquence de travail.

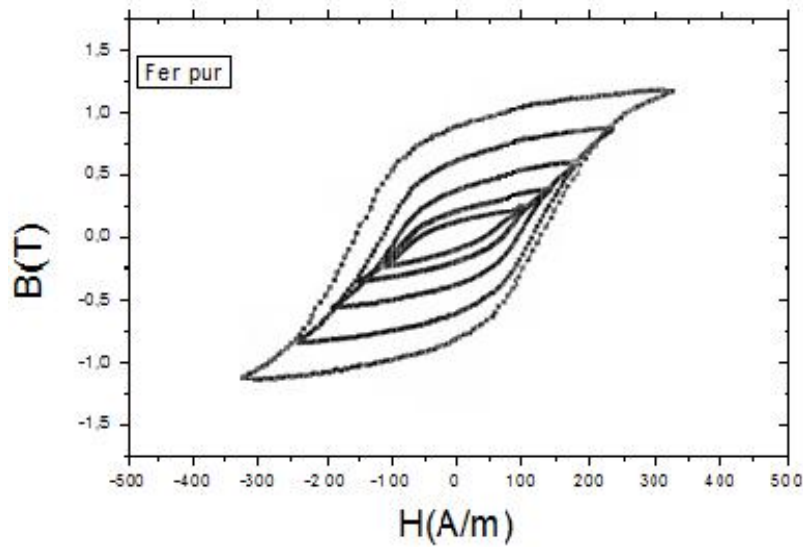
### III-1.2.a : Le cycle d'hystérésis des différents matériaux à la même fréquence et pour différentes valeurs d'induction.

Dans notre étude on utilise 3 échantillons différents : **Fe** (fer à grains non orientés), **FeSi NO** (fer silicium à grains non orientés), **FeSi GO** (fer silicium à grains orientés). Les figures (III-1, 2, 3), donnent respectivement : cycles d'hystérésis du Fer, FeSi (NO) et FeSi (GO) à la fréquence  $f=6$  Hz pour différentes valeurs d'induction ; Ces cycles ont été réalisés avec des désaimantations successives après chaque  $B_{\max}(H_{\max})$ .

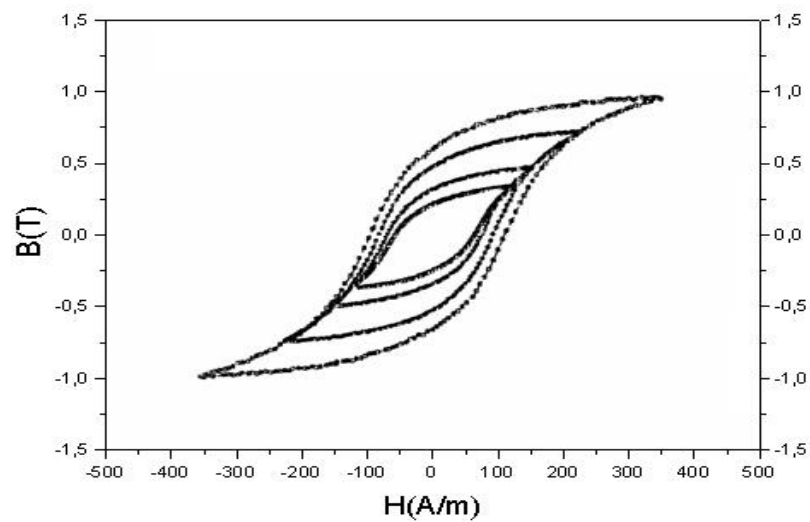
Ainsi, le cycle d'hystérésis dynamique contient toutes les informations nécessaires à un utilisateur éventuel du matériau, c'est à dire, l'induction moyenne  $B(H)$  et les pertes totales  $P_t$ . Le but de cette étude est à voir le changement de la forme du cycle d'hystérésis lorsqu'on change le  $B_{\max}$  (à une fréquence donnée) dans le même matériau.



**Figure-III.1 :** Cycles d'hystérésis du FeSi GO à la fréquence  $f=6$  Hz pour des différentes valeurs d'inductions ( $B_{\max}=0.35, 0.75, 1.0, 1.25, 1.50$  Teslas).



**Figure-III.2 :** Cycles d'hystérésis du Fer pur à la fréquence  $f=6$  Hz pour des différentes valeurs d'inductions ( $B_{\max}=0.20, 0.35, 0.6, 0.85, 1.15$  Teslas).



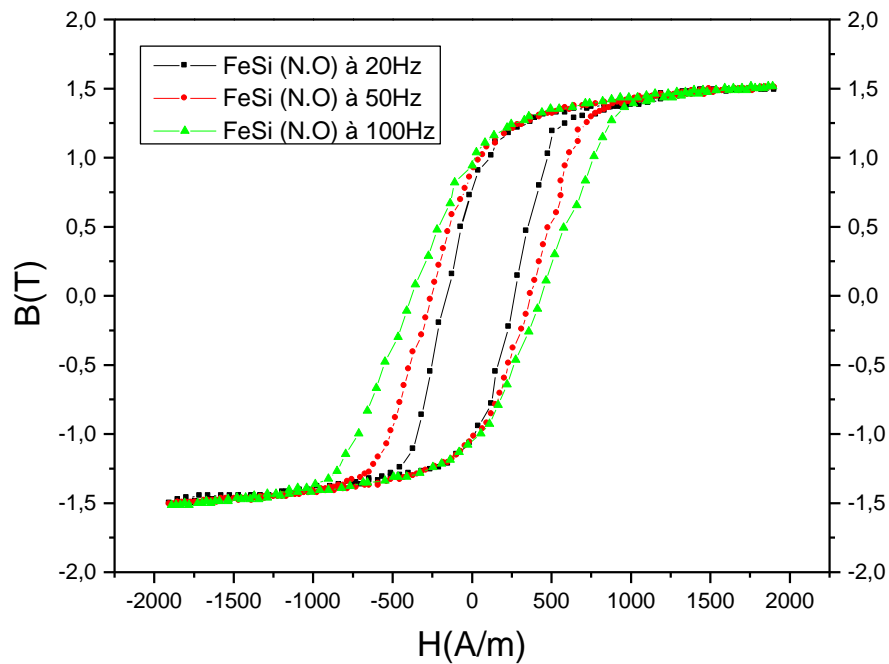
**Figure-III.3 :** Cycles d'hystérésis du FeSi NO à la fréquence  $f=6$  Hz pour des différentes valeurs d'inductions ( $B_{\max}=0.35, 0.5, 0.75, 1.00$  Teslas).

On peut remarquer aisément qu'à même fréquence de travail, le cycle du FeSi orienté présente des cycles très étroits et relevés par rapport aux cycles du FeSi non orienté et au fer. Evidemment, cela aboutit à évaluer la perméabilité et les pertes totales sur la base de l'aire du cycle. Le FeSi à grains orientés donne une dureté moindre et des pertes réduites.

Et on remarque aussi, que la valeur de l'induction ( $B_{\max}$ ) affecte profondément les cycles, surtout à une induction maximale relativement élevée.

Et la figure (III-4) suivante montre aussi le changement de la forme du cycle d'hystérésis avec la valeur de la fréquence ( $f=20, 50, 100$  Hertz) pour une valeur de l'induction  $B_{\max}=1,5$

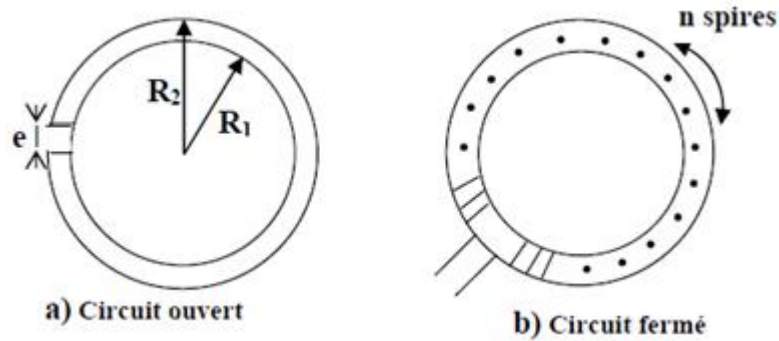
Tesla dans le cas (par exemple) du FeSi non orienté. On observe le même comportement que pour le FeSi orienté, où l'on peut voir des déformations (des gonflements) des cycles avec des accidents dans le processus d'aimantation : en effet, la fréquence de travail agit sur la création de champ de dureté dynamique qui accroche les parois et s'oppose plus vite au champ d'excitation, ce qui retarde l'alignement des domaines.



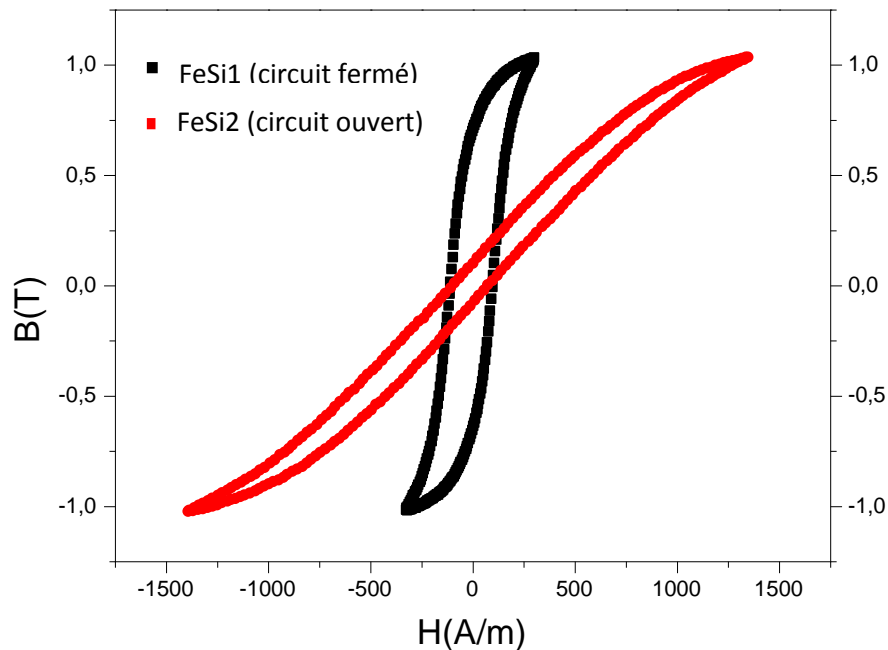
**Figure-III.4 :** Cycles d'hystérésis du FeSi non orienté pour différentes valeurs de la fréquence ( $f=20, 50, 100$  Hertz) à la même valeur de l'induction ( $B_{\max}=1.5$  Teslas).

### III-1.2.b : Utilisation d'un circuit magnétique fermé.

Dans cette étude on a pris deux circuits magnétiques : un circuit ouvert et un circuit fermé. La figure (III-5) montre la différence entre les deux cas :



**Figure-III.5 :** Circuit ouvert et circuit fermé pour un matériau torique.



**Figure-III.6 :** Cycles d'hystérésis pour deux circuits magnétiques ouvert et fermé : FeSi1 (FeSi 3% non orienté) et FeSi2 (FeSi 3% non orienté)

On voit que le cycle du **FeSi1** est un cycle étroit, et le cycle du **FeSi2** est un cycle couché, ça veut dire que : pour arriver au domaine de l'aimantation à saturation il faut appliquer un champ **H** plus grand dans le cas de l'utilisation d'un circuit ouvert, donc la perméabilité du matériau sera plus grande quand on utilise un circuit fermé.

Comme il a été décrit précédemment dans le paragraphe II.1.2, dans tous circuits ouverts, l'échantillon est soumis à un champ démagnétisant interne qui freine les déplacements des parois, pour sa les spécialistes utilisent la mesure des matériaux doux au moyen d'un échantillon torique qui permet de minimiser le champ démagnétisant.

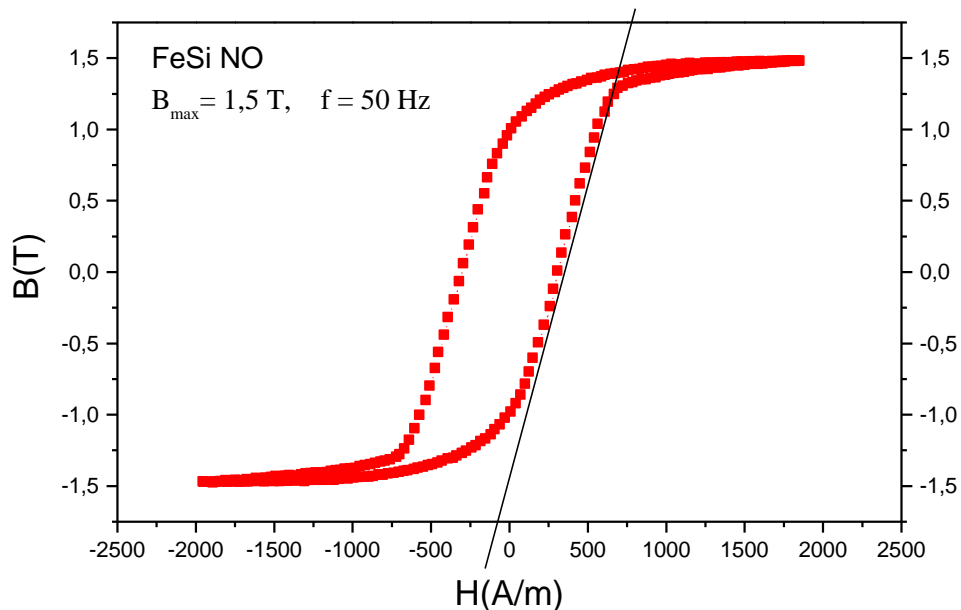
On dit qu'il y'a une dégradation des propriétés dus à la valeur non nulle du champ démagnétisant quand on utilise un circuit ouvert.

## III-2 : La perméabilité

Dans notre étude on s'intéresse à la perméabilité relative  $\mu_r$ .

### III-2.1 : Test de Perméabilité

On prend un cycle d'hystérésis, on calcule la perméabilité relative  $\mu_r$  de la tangente de la montée du cycle passant par le champ coercitif correspondant.



**Figure-III.7 :** Cycle d'hystérésis du FeSi non orienté à 50Hz et à  $B_{\max}=1,5$  Tesla.

**Exemple :** pour un cycle à 50Hz :  $\mu_r = 4026$ .

### III-2.2 : Variation de la valeur de la perméabilité avec la fréquence.

On prend 3 cycles en la même  $B_{\max}$  mais pour 3 différentes fréquences pour le même matériau (FeSi non orienté) et on calcule  $\mu_r$  (figure III-4).

Pour :  $f = 20\text{Hz}$ ,  $\mu_r = 4735$ .

$f = 50\text{Hz}$ ,  $\mu_r = 4026$ .

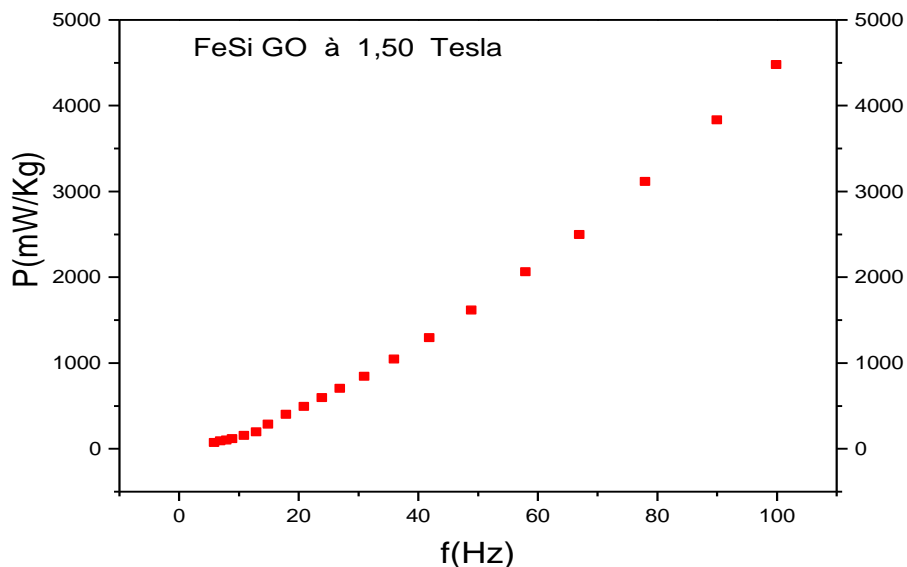
$f = 100\text{Hz}$ ,  $\mu_r = 2286$ .

On remarque que la perméabilité diminue quand on augmente la fréquence.

### III-3 : Les pertes

#### III-3.1 : Variation des pertes totales mesurées avec la fréquence.

Nous avons tracé des courbes qui représentent la variation des pertes mesurées avec la fréquence et on donne un exemple du FeSi GO à 1.50 Teslas. L'évaluation des pertes est immédiatement estimée par l'aire du cycle et intégrée pour chaque valeur de  $B_{\max}$ ,  $f$  et  $H_{\max}$ . Un programme de calcul donne en mW/Kg les valeurs de Pertes. La (figure III.8) donne l'allure générale de la variation  $P(f)$  qui est non linéaire en  $f$ .



**Figure-III.8 :** Variation des pertes totales mesurées avec la fréquence dans un matériau FeSi orienté à 1,50 Teslas.

## LISTE DES FIGURES

<b>Figure</b>	<b>Titre</b>	<b>Page</b>
III.1 :	Cycles d'hystérésis du FeSi GO à la fréquence $f=6$ Hz pour des différentes valeurs d'inductions ( $B_{\max}=0.35, 0.75, 1.0, 1.25, 1.50$ Teslas).....	50
III.2 :	Cycles d'hystérésis du Fer pur à la fréquence $f=6$ Hz pour des différentes valeurs d'inductions ( $B_{\max}=0.20, 0.35, 0.6, 0.85, 1.15$ Teslas).....	51
III.3 :	Cycles d'hystérésis du FeSi NO à la fréquence $f=6$ Hz pour des différentes valeurs d'inductions ( $B_{\max}=0.35, 0.5, 0.75, 1.00$ Teslas).....	51
III.4 :	Cycles d'hystérésis du FeSi non orienté pour différentes valeurs de la fréquence ( $f=20, 50, 100$ Hertz) à la même valeur de l'induction ( $B_{\max}=1.5$ Teslas).....	52
III.5 :	Circuit ouvert et circuit fermé pour un matériau torique.....	53
III.6 :	Cycles d'hystérésis pour deux circuits magnétiques ouvert et fermé : FeSi1 (FeSi 3% non orienté) et FeSi2 (FeSi 3% non orienté).....	53
III.7 :	Cycle d'hystérésis du FeSi non orienté à 50Hz et à $B_{\max}=1,5$ Tesla.....	54
III.8 :	Variation des pertes totales mesurées avec la fréquence dans un matériau FeSi orienté à 1,50 Teslas.....	55



## *Conclusion*

Dans cette étude consacrée aux “ Processus macroscopiques d’aimantation (perméabilité et forme des cycles d’hystérésis) dans les matériaux doux (Fe, FeSi) “, nous avons tenté d’évaluer les propriétés magnétiques de ces matériaux destinés à l’électrotechnique. Notamment, nous nous sommes intéressés aux grandeurs macroscopiques remarquables, à savoir la saturation, la perméabilité les pertes qui sont remarquables à partir des surfaces bien observer sur les cycles d’hystérésis, et on peut l’obtenues aussi à partir des mesures de fluxmétriques des cycles d’hystérésis. Ces mesures peuvent faites au moyen d’une technique de fluxmètrie à haute résolution.

Les résultats auxquels nous sommes parvenus se résument à :

- La validation des tests des mesures sur des échantillons sous forme de couronnes (toroïdes) et de plaquettes de tôles minces de Fe et de FeSi. Ces tests ont été comparés à des valeurs de références.
- Des dépouillements des cycles d’hystérésis qui font apparaître des disparités entre des matériaux de Fe (induction élevée) et des FeSi à (haute perméabilité). Ces cycles évoluent en fonction des inductions de travail  $B_{max}$  (relativement élevée) et des fréquences  $6 \leq f \leq 100$  Hz.

Le FeSi à grain orienté apparaît comme ayant une forme de cycle régulière et est susceptible d’être l’objet d’étude Théorique comparative d’évaluation des pertes en fonction de la fréquence et de l’induction.

- les pertes observent sur l’élargissement de la forme des cycles d’hystérésis (ont été subdivisés en se basant sur le fait, qu’outre les pertes hystérétiques, quasi-statiques, des pertes dynamiques s’ajoutent avec la fréquence).

Cette étude, sans être exhaustive a été l’occasion de faire l’état des lieux sur les processus macroscopiques d’aimantation. Elle nous a permis de mieux appréhender les aspects techniques difficiles d’une mise au point d’une expérience de ce niveau.

En perspective, des observations magnéto-optiques par Effet Kerr permettent de caractériser la structure en domaines en régime d’aimantation statique et dynamique pour les fréquences considérés.

De plus, l’évolution de la perméabilité avec la température, peut être réalisée par la mise au point d’un four spécial permettant de faire in-situ les mesures fluxmétriques à différentes températures.