

République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de L'Enseignement Supérieur et de la A Recherche Scientifique

UNIVERSITE MOULOUD MAMMERI DE TIZI-OUZOU



FACULTE DE GENIE ELECTRIQUE ET D'INFORMATIQUE  
DEPARTEMENT D'ELECTROTECHNIQUE

Mémoire de Fin d'Etude  
De MASTER ACADEMIQUE  
Spécialité : Entraînements Electriques

Présenté par  
BOUCHAIB Karima

---

MODELISATION DE L'HYSTERESIS MAGNETIQUE  
EN VUE D'UNE APPLICATION INDUSTRIELLE

Mémoire soutenu publiquement le 30 Septembre 2015 devant le jury composé de :

M MOHELLEBI Hassane	Professeur, UMMTO	Président
M OULD OUALI Samy Hassani	Maitre de conférence classe B, UMMTO	Promoteur
M BOUHEDDA Ali	Doctorant, UMMTO	Examineur
M HAMEL Meziane	Doctorant, UMMTO	Examineur

---

# Remerciement

En premier lieu je tiens à remercier ma famille de m'avoir fait confiance et m'aidé à arrivé où je suis, et spécialement ma grande mère qui ma été le se tien dont j'avais besoin au long de toute ma vie.

Mes remerciement vont à Mr H.MOHELLEBI professeur à l'université MOULOUD MAMMARI de Tizi-Ouzou de m'avoir proposé se sujet, et Mr S.H.OULD OUALI Maitre de conférence à l'université MOULOUD MAMMARI de Tizi-Ouzou de m'avoir dirigé et aidée au long de ce travail.

Comme je tiens à remercier Mr F.SI BACHIR d'avoir accepté m'aidée à réaliser l'étude expérimentale de ce travail au sein de EATIT/SPA de DBK.

Je remercie vivement le président et les membres de jury pour m'avoir honorée et acceptée d'examiner ce travail.

# dédicaces

Je dédie ce modeste travail :

A ma priseuse grande mère.

A mes très chers parents

A mon grand père et sa famille.

A mes frères et sœurs spécialement ma sœur Sabrina.

A toute ma famille.

A mes copines : Djaouida, Sadia, Fariza et tous mes amis(es).

Karima.

**Stage****Historique de l'EATIT/SPA ..... 1****Introduction générale ..... 4****Chapitre I : MAGNETISME ET MATERIAUX MAGNETIQUES**

I.1.Introduction..... 6

I.2.définition d'un matériau magnétique ..... 6

I.3.moment magnétique..... 6

I.4.du microscopique au macroscopique ..... 9

I.5.les famille des matériaux ..... 10

Conclusion ..... 14

**Chapitre II : MATERIAUX FERROMAGNETIQUES ET HYSTERESIS  
MAGNETIQUE**

Introduction ..... 15

II.1.Matériaux magnétique doux et dur ..... 15

II.2.Organisation de la matière..... 16

II.2.1.configuration en domaines magnétique ..... 16

II.2.2.les énergies ..... 17

II.3.Influence de la température sur les propriétés des ferromagnétique ..... 19

II.4.les pertes dans les matériaux magnétiques ..... 19

II.5.L'hystérésis..... 22

II.5.1.définition..... 22

II.5.2.origine..... 22

II.5.3.caractéristique..... 22

II.5.4.lois hystérétique..... 23

II.5.5.Types de cycle .....	24
II.5.6.effet de Barkhausen .....	25
Conclusion.....	26
<b>Chapitre III. <u>MODELISATION DE L'HYSTERESIS MAGNETIQUE</u></b>	
III.1.Introduction .....	27
III.2.les modèles empiriques statiques .....	27
III.2.1.modèle de Rayleigh.....	27
III.2.2.modèle polynomiale .....	28
III.2.3.modèle fractionnel.....	29
III.2.4.modèle à fonction auxiliaires .....	30
III.2.5.modèle avec série de Fourier.....	32
III.2.6. modèle à fonction multiples .....	32
III.2.7. modèle de Potter.....	34
III.2.8. modèle Frolich.....	35
III.3. modèle dynamiques.....	36
III.3. 1.modèle de Duhem.....	36
III.3.2. modèle de Hodgdon .....	37
III.3.3. modèle de tube de flux .....	40
III.3. 4.modèle de Stoner-Wohlfarth .....	42
III.3. 5.modèle de Preisach.....	43
III.4.modèle de Jiles-Atherton.....	49
III.4.1.une loi anhystérétique.....	49
III.4.2.la composante irréversible.....	50

III.4.3.la composante réversible .....	50
III.4.4.Aimantation total.....	51
III.4.5.identification des paramètres.....	51
III.4.6.Avantage.....	53
III.4.7.Inconvénient .....	53
III.4.8. Algorithme globale de calcul .....	54
III.6.Conclusion.....	55
<b>Chapitre IV : Application</b>	
IV.1.validation du programme informatique dédié au modèle de Jiles .....	56
Application I.....	56
Application II .....	56
Application III.....	57
Application IV.....	59
Conclusion générale .....	61
Références bibliographique	

## ***HISTORIQUE***

Le complexe textile de Draa Ben Khedda est une unité de production dont le processus technologique permet l'obtention à partir de la matière première un produit fini. Ce complexe était implanté en 1963 dans le cadre du plan triennal. Il est situé à 10 km à l'ouest de la ville de Tizi-Ouzou. Il s'étale sur une superficie de 33 hectares dont 7 sont totalement couverts. La mise en production des trois ateliers a commencé en 1966 pour la filature, 1967 pour le tissage et en décembre 1976 pour le finissage.

Dans le cadre de la restructuration organique de l'entreprise nationale des industries cotonnières, le complexe a été érigé en entreprise par le décret N°8668 du 1<sup>er</sup> avril 1986 portant création de l'entreprise des industries textiles cotonnières de DBK.

Il abrite aussi un atelier mécanique, un magasin de pièces de rechange et la gravure qui constituent un seul bâtiment d'une superficie de 1820 m<sup>2</sup>. Les autres bâtiments et annexes qui couvrent le reste de la superficie sont :

- Les dépôts de coton
- Les dépôts de tissus écrus.
- Le dépôt des tissus finis.
- Le dépôt des produits chimiques et colorants.
- Le bâtiment d'entrée.
- Le bâtiment administratif.
- La station de traitement et d'épuration d'eau.
- La chaufferie.

La bibliothèque et le centre de formation professionnelle.

Comme matières, le complexe utilise :

### ***Le coton :***

Le coton est une fibre naturelle d'origine végétale de composition :

- Cellulose : 94,5%
- Matières cireuses : 0,6%
- Matières azoteuses : 1,2%
- Matières pectiques : 1,2%

- Matières minérales : 1,2%
- Autre matières (pigment organique) : 1,3%

Etant donné que le coton est constitué d'une majeure partie de cellulose, cette dernière offre une bonne résistance aux agents chimiques. Cependant, elle peut être modifiée profondément par l'action de certains produits.

Le coton possède un pouvoir thermique, hygroscopique et une perméabilité à l'air moyenne. De plus, il a une très bonne aptitude au blanchiment et une grande facilité de raison de sa finesse.

### ***Le polyester***

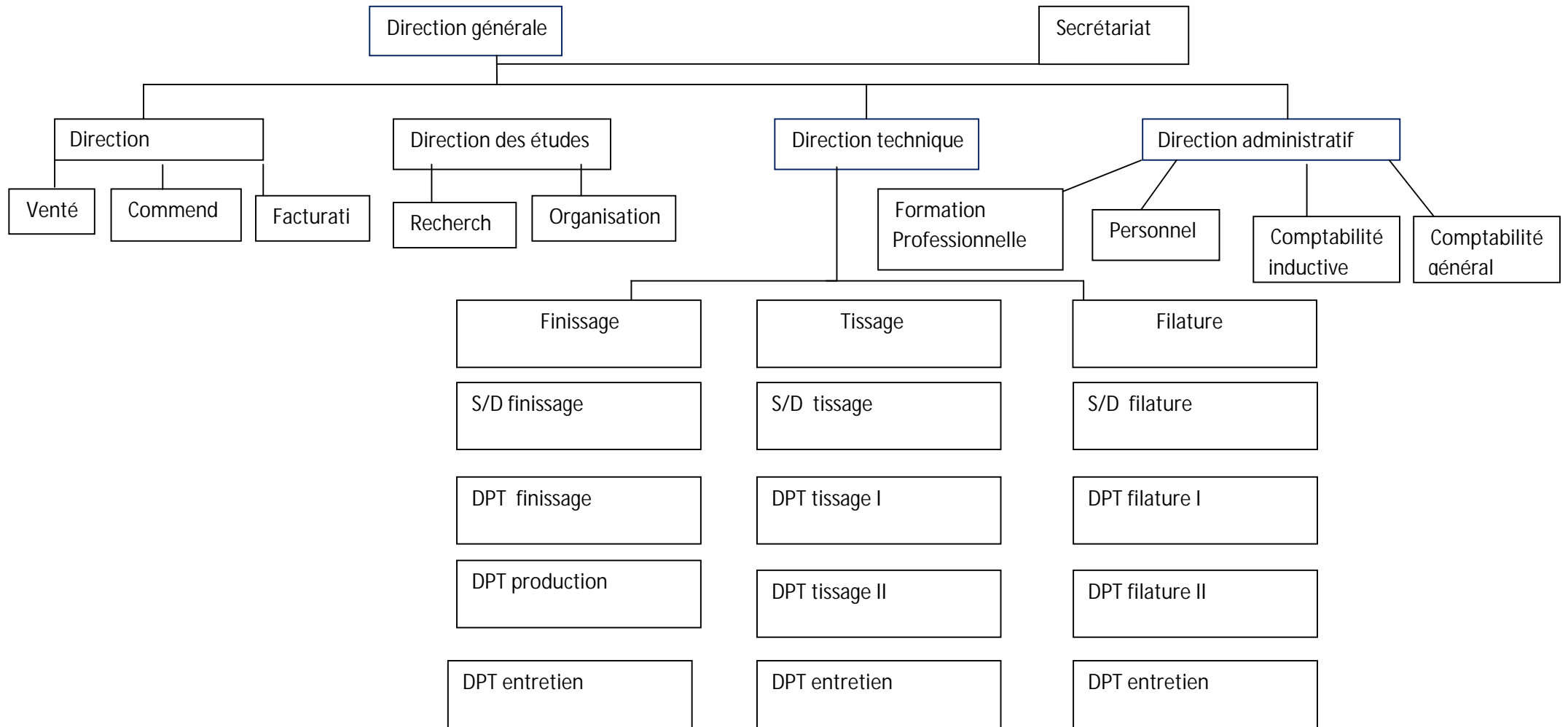
Le polyester est une fibre synthétique obtenue par polycondensation d'un acide (acide téréphtalique) et d'un dialcool (éthylène glycol). Cette fibre se distingue essentiellement des fibres naturelles par une bonne résistance à la rupture, thermoplastique et son faible taux de reprise.

Les fibres de polyester sont très fréquemment utilisées en mélange avec d'autres fibres naturelles ou synthétique dans le but de rendre l'article produit meilleur marché.

Il est à signaler que le polyester est très difficile à teindre, car il est très cristallin, il absorbe peu d'eau et ne gonfle pratiquement pas. D'où seuls les colorants dispersés sont utilisés pour sa teinture.

En juin 2001, le complexe de DBK a connu la naissance de « SPA COTONNIERE de Tizi-Ouzou » qui est une société par actions qui se compose d'un atelier de finissage qui représente sa partie essentielle.

Organisation de l'entreprise :



## Introduction générale

Le fonctionnement des dispositifs électromagnétiques tels que moteurs, alternateurs, transformateurs,... est intimement lié à la distribution du champ magnétique. La détermination de cette distribution est donc essentielle pour leur optimisation. Elle permet d'évaluer l'impact de tous les paramètres topologiques et structurels.

Pour déterminer une telle distribution, nous devons disposer d'un modèle capable de reproduire le comportement de chaque matériau utilisé dans la fabrication. Notamment la réaction d'un matériau magnétique à l'action d'un champ magnétique. Cette réaction ne dépend seulement de la nature du matériau mais aussi de sa forme, de la fréquence du champ appliqué, de la température,..... Les modèles existant sont classés en deux catégories, empiriques et phénoménologiques. Cependant, il n'existe pas jusqu'à présent un modèle globale qui prend en compte toutes ces contraintes, chacun d'eux intègre certaines de ces contraintes et possède un domaine de validité spécifique.

Parmi les matériaux magnétiques, ceux qui nous intéressent sont les matériaux ferromagnétiques du fait que c'est eux qui sont utilisés pour la fabrication des circuits magnétiques.

La loi de comportement d'un ferromagnétique est fortement non linéaire et de type hystérétique.

L'hystérésis est un phénomène complexe, encore assez mal connu à l'heure actuelle, donc difficile à modéliser. On sait toutefois, que ses implications sont multiples, elles sont tantôt recherchées, tantôt indésirables.

Les pertes par hystérésis qui s'ajoutent dans le cas des tôles ferromagnétiques aux pertes classiques ayant pour origine les courants induits, constituent le principal effet négatif.

Par contre, dans certaines applications, comme la fabrication d'aimants permanents, l'enregistrement magnétique et les moteurs à hystérésis, les effets de l'hystérésis sont plutôt recherchés et constituent le mécanisme de base du fonctionnement de ces dispositifs.

La modélisation est devenue un instrument puissant dans la conception des produits, l'expérimentation n'intervenant qu'au stade de finalisation et de validation des résultats de simulation. Néanmoins, une modélisation plus fine requiert des modèles plus complexes et fiables pour retranscrire un comportement réaliste du système à étudier.

Dans notre travail, nous allons nous intéresser à un modèle d'hystérésis phénoménologique, à savoir le modèle dit de Jiles-Atherton dont plusieurs variantes existent. Nous allons nous limiter à une mise en œuvre de ce modèle pour la génération du cycle d'hystérésis avec le modèle de Jiles statique. L'impact de la température sur l'induction sera traité sur un plan expérimental en retrouvant un polynôme d'interpolation qui reproduit l'évolution de l'induction max en fonction de la température.

Pour ce faire, nous avons structuré notre mémoire en quatre chapitres.

Le premier est consacré aux généralités sur le magnétisme et les matériaux.

Le second chapitre est dédié aux matériaux ferromagnétiques et l'hystérésis magnétique.

Le troisième chapitre présente les modèles de représentation de l'hystérésis magnétique.

Le quatrième chapitre est réservé aux applications.

Nous terminerons par une conclusion générale.

### **I.1.Introduction**

L'intérêt porté aux phénomènes magnétiques n'a cessé de croître depuis les premiers travaux de Pierre Curie à la fin du siècle dernier.

Les matériaux magnétiques se classent en trois groupes :

- les diamagnétiques
- les paramagnétiques
- les ferromagnétiques

Lorsqu'on soumet un matériau ferromagnétique à un champ magnétique alternatif extérieur, sa réponse décrit une courbe appelée boucle d'hystérésis. L'hystérésis est au cœur du comportement magnétique des matériaux.

La diversité des conditions de fonctionnement des systèmes demande une connaissance approfondie de l'aspect phénoménologique de l'hystérésis, donc à la compréhension du mécanisme physique responsable de ce phénomène.

C'est pour cette raison que de nombreux mathématiciens et physiciens se sont intéressés au développement des outils capables de décrire correctement le phénomène. [2]

### **I.2. Définitions d'un matériau magnétique**

*Un matériau magnétique* apparaît comme un ensemble de moments magnétiques élémentaires (les atomes) interagissant ou pas entre eux. Les moments magnétiques dépendent de la structure même de l'atome à savoir la nature mais aussi la position des atomes voisins, la température et le champ magnétique appliqué.

### **I.3.Moment magnétique**

L'existence du moment magnétique dite atomique est déterminée par le mouvement des électrons autour du noyau, moment orbital, auquel s'ajoute le mouvement de rotation de l'électron sur lui-même, moment de spin.

Donc on peut déduire l'existence de deux moments magnétiques distingués, se sont :

***1.3.1.Moment magnétique Orbital***

Dans l'atome les électrons gravite autour de noyau où on peut assimiler se mouvement à une spire de courant, on associé à ce mouvement un moment cinétique et un moment magnétique orbital proportionnels entre eux.

Le moment cinétique orbital de l'électron est donné par :

$$\vec{L} = \vec{r} \wedge m_e \vec{V} = m_e r^2 \omega_0 \vec{n} \dots\dots\dots (I-1)$$

Où ;

$\vec{n}$  : La normale au plan contenant l'orbite.

$m_e$  : La masse de l'électron.

$r$  : Le rayon de la trajectoire (l'orbite).

$\omega_0$  : La vitesse de rotation de l'électron autour de noyau.

L'orbite est assimilable à une boucle de courant dont le moment dipolaire magnétique est donné par :

$$\vec{m} = iS\vec{n} \dots\dots\dots (I-2)$$

Avec ;

$S$  : surface délimité par la trajectoire de l'électron ;

$$S = \pi r^2 \dots\dots\dots (I-3)$$

$i$  : Intensité du courant ;

$$i = \frac{dq}{dt} = \frac{-e}{T} \dots\dots\dots (I-4)$$

Où

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} \dots\dots\dots (I-5)$$

Donc

$$i = \frac{-e\omega_0}{2\pi} \dots\dots\dots (I-6)$$

Et

$$\vec{m} = \frac{-e}{2} \omega_0 r^2 \vec{n} \dots\dots\dots (I-7)$$

On peut déduire une relation entre  $\vec{L}$  et  $\vec{m}$ , qu'est :

$$\vec{m} = \gamma \vec{L} \dots\dots\dots (I-8)$$

Tel que

$$\gamma = \frac{-e}{2m_e} \dots\dots\dots (I-9)$$

$\gamma$  : est appelé rapport gyromagnétique.

Lors de passage d'un électron d'un niveau à un autre, il émet ou absorbe de l'énergie dû à la différence des énergies des deux niveaux, par conséquent le moment cinétique est un multiple de magnéton de Bohr, comme suit :

$$L = n \frac{h}{2\pi} \dots \dots \dots (I-10)$$

$h$  : La constante de Planck

$$\vec{m} = \gamma \vec{L} = -n \frac{eh}{4\pi m_e} \dots \dots \dots (I-11)$$

Alors

$$\mu_B = \frac{eh}{4\pi m_e} = 9.273 * 10^{-24} [A. m^2] \dots \dots \dots (I-12)$$

Où ;  $\mu_B$  : le magnéton de Bohr.

***1.3.2.Moment magnétique de spin***

Le moment magnétique du spin est attribué à un mouvement de rotation de l'électron autour de lui-même.

Le moment cinétique de l'électron est donné par :

$$L_s = s \frac{h}{2\pi} \dots \dots \dots (I-13)$$

Où

$$s = \pm \frac{1}{2} \dots \dots \dots (I-14)$$

Le moment magnétique de spin est :

$$M_s = \frac{-e}{m} L_s \dots \dots \dots (I-15)$$

***1.3.3.Moment magnétique total***

Enfin, le moment magnétique total de l'atome est la somme des moments orbitaux et des moments de spin de ses électrons périphériques. La norme de ce moment peut être représenté à l'aide d'un nouveau nombre quantique «  $J$  », proportionnel au moment cinétique résultant et peut prendre toute les valeurs comprise entre  $L + S$  et  $|L - S|$  ; d'où :

$$m = J g_J \mu_B$$

$$J = \begin{cases} L + S & \text{si la couche est plus qu'à moitié remplie} \\ |L - S| & \text{si la couche est moins qu'à moitié remplie} \end{cases}$$

$$g_J = 1 + \frac{J(J + 1) + S(S + 1) - L(L + 1)}{2J(J + 1)}$$

Avec

$L$  Et  $S$ : Sont respectivement nombre quantique azimutal et de spin.

$g_J$  : Un facteur de Landé.

$$g_J(L = 0) = 2$$

$$g_J(S = 0) = 1$$

**I.4.Du microscopique au macroscopique :**

Le moment résultant pour un élément de volume  $\Delta V$  comportant  $N$  atomes de moments magnétiques  $m_i$ , peut s'exprimer sous la forme :

$$\vec{M} = \sum_{i=1}^N \vec{m}_i \dots \dots \dots (I-16)$$

L'aimantation  $M$  d'un matériau est caractérisée par la densité volumique des moments magnétiques :

$$M = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \left( \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^N m_i \right) \dots \dots \dots (I-17)$$

La notion de polarisation magnétique est également utilisée,  $P$  ou  $J$  ou  $I$  :

$$J = \mu_0 M \dots \dots \dots (I-18)$$

Avec :

$\mu_0$  : Perméabilité du vide qui vaut :  $4\pi \cdot 10^{-7}$  [H/m].

La réaction d'un matériau à l'application d'un champ magnétique extérieur  $H$  est caractérisée par l'induction magnétique  $B$  :

$$B = \mu_0(H + M) \dots \dots \dots (I-19)$$

Ainsi que la susceptibilité magnétique  $\chi$  du matériau traduisant la relation entre  $M$  et  $H$  :

$$M = \chi H \dots \dots \dots (I-20)$$

On peut introduire la notion de perméabilité magnétique relative  $\mu_r$  d'un matériau :

$$B = \mu_0(1 + \chi)H \dots \dots \dots (I-21)$$

Et on sait que

$$B = \mu_0 \mu_r H \dots \dots \dots (I-22)$$

Donc

$$\mu_r = 1 + \chi \dots \dots \dots (I-23)$$

## I.5. Les familles des matériaux

### I.5.1. Le diamagnétiques

Un matériau diamagnétique, plongé dans un champ d'excitation magnétique  $\vec{H}$ , il acquiert une polarisation proportionnelle et opposé à  $\vec{H}$  :

$$\vec{J} = \mu_0 \chi \vec{H} \dots \dots \dots (I-24)$$

Avec

$\chi$  : Susceptibilité magnétique, elle est faible et négative, indépendante de la température et de l'ordre  $10^{-5}$ .

Ce comportement s'explique par le fait que les électrons en mouvement autour des noyaux atomiques se comportent comme des spires de courant qui, plongées dans un champ magnétique, vont sous l'action générer un champ opposé au champ externe.

### I.5.2. Le paramagnétisme

Avec le paramagnétisme, on aborde les comportements concernant les substances caractérisés par des couches électroniques incomplètes. [3]

Le paramagnétisme concerne la situation où les atomes magnétiques sont dilués au sein de la substance étudiée ; sont concernés par ce comportement les gaz d'atomes ou molécules magnétiques, certains sels d'éléments de transition et de terres rares et certains oxydes de terres rares. [3]

La susceptibilité paramagnétique est faible et positive, elle évolue selon la loi de Curie, inversement proportionnelle à la température. La susceptibilité paramagnétique est généralement comprise entre  $10^{-3}$  et  $10^{-5}$ .

Soit un atome d'un matériau paramagnétique auquel on applique un champ magnétique  $H$ , l'énergie du système est définie alors comme suit :

$$w_m = -\mu_0 \vec{m} \vec{H} = -\mu_0 m H \cos \theta \dots \dots \dots (I-25)$$

Avec :

$\theta$  : Angle entre l'aimantation et le champ magnétique.

En supposant que les moments magnétiques n'interagissent pas entre eux, Langevin a exploité la statistique de Boltzmann où la densité de probabilité d'un élément qui occupe un niveau d'énergie  $w_m$  est donné par :

$$P(w_m) = \exp\left(-\frac{w_m}{w_t}\right) \dots \dots \dots \text{(I-26)}$$

Où :

$w_t$  : L'agitation thermique donne par la loi suivante :

$$w_t = KT$$

Avec :

$K$  : Constante de Boltzmann.

$T$  : Température absolue.

Le nombre de particules ayant l'énergie  $w_m$  contenues dans l'angle solide  $2\pi \sin(\theta) d\theta$ , est donné par :

$$dn = N_0 P(w_m) 2\pi \sin(\theta) d\theta \dots \dots \dots \text{(I-27)}$$

Où :

$N_0$  : Densité volumique des moments magnétiques dans le matériau.

Pour le calcul de l'aimantation global, Langevin a introduit une fonction dite de Langevin du type :

$$L(\lambda) = \coth(\lambda) - \frac{1}{\lambda} \dots \dots \dots \text{(I-28)}$$

Avec :

$$\lambda = \frac{3mH}{KT} \dots \dots \dots \text{(I-29)}$$

L'aimantation global  $M(H)$  est donné par :

$$M(H) = M_S L(\lambda) \dots \dots \dots \text{(I-30)}$$

Avec :

$$M_S = Nm \dots \dots \dots (I-31)$$

$$N = \int_0^\pi dn \dots \dots \dots (I-32)$$

La susceptibilité paramagnétique est alors :

$$\chi = \frac{J}{B} = \frac{m^2 N \mu_0}{3KT} = \frac{C}{T} \dots \dots \dots (I-33)$$

C'est la loi du Curie.

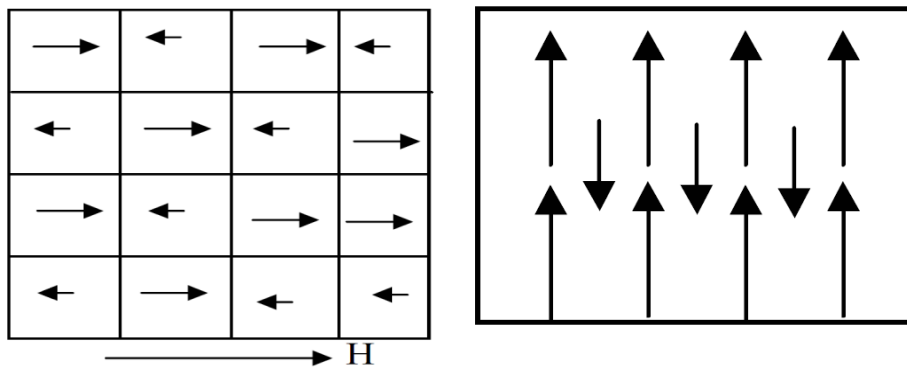
Avec :

$$C = \frac{\mu_0 m^2 N}{3K} \dots \dots \dots (I-34)$$

**I.5.3. Les ferrimagnétiques**

Les interactions d'échanges peuvent conduire, en fonction de la distance entre atomes magnétiques voisins, à un arrangement antiparallèle des moments magnétiques. On a alors une substance magnétiquement ordonnée qui présente deux sous réseaux dont les aimantations sont antagonistes.

Les substances ferrimagnétiques présentent une aimantation globale non nulle même en l'absence d'un champ extérieur (théorie de Néel).

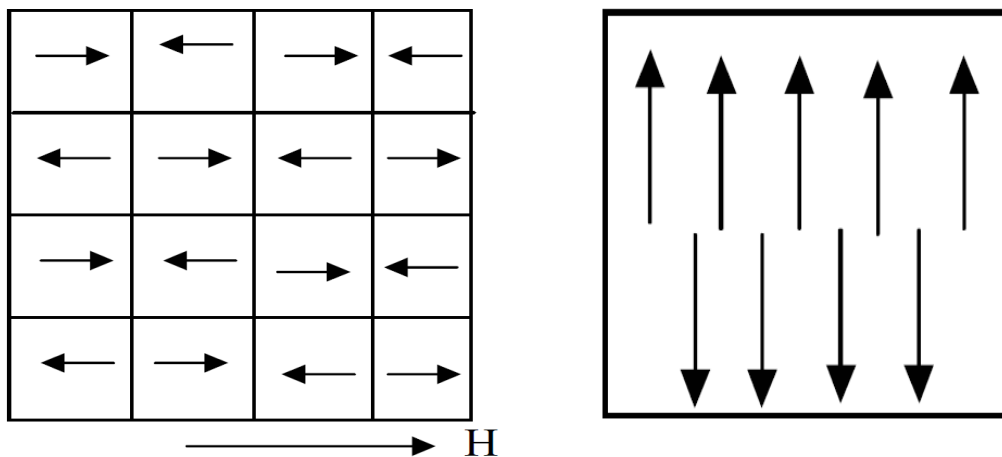


**Figure I.2 :** schématisations des moments magnétique des ferrimagnétiques

### I.5.4. Les antiferromagnétiques

Dans un corps antiferromagnétique, il en résulte un regroupement des moments en deux sous réseaux ayant des moments opposés. [1]

L'augmentation de la température favorise l'aimantation en fragilisant le couplage entre les moments magnétiques, mais à partir d'une certaine température dite de Néel, l'agitation thermique annule le couplage entre les moments. [7]



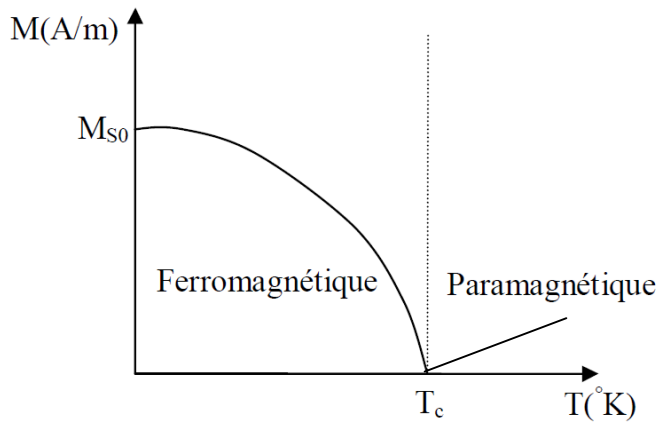
**Figure I.2 :** schématisations des moments magnétique des ferrimagnétiques

### I.5.5. Les ferromagnétiques

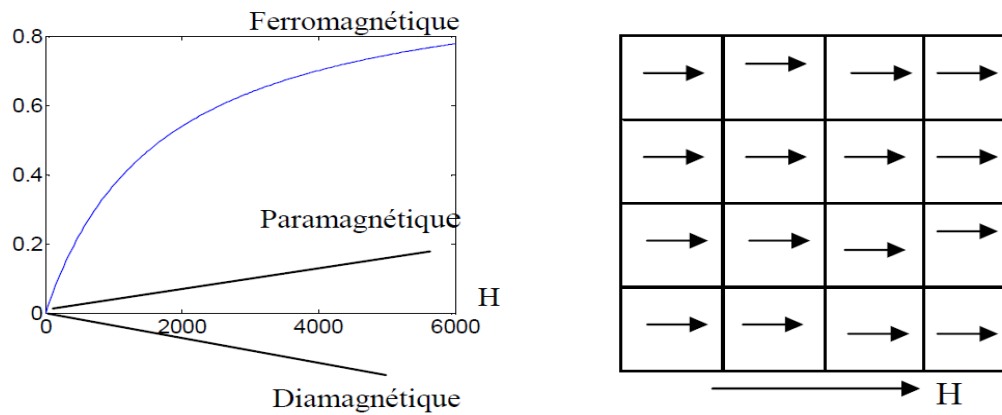
Les substances ferromagnétiques sont caractérisées par une aimantation croissante par l'application d'un champ magnétique externe croissant. Cette aimantation tend vers un maximum dit de saturation, comme elles présentent une certaine valeur dite rémanente due à l'histoire de la substance.

A l'échelle mésoscopique, ces substances présentent, une singularité, une polarisation même à l'absence d'un champ extérieur, due à l'alignement parallèle des moments magnétiques, cet espace est dit domaine de Weiss. Pierre Weiss a alors supposé l'existence d'un champ fictif  $\vec{H}_m = \alpha \vec{M}$ .

Elles sont caractérisées par une température dite de curie où elles deviennent des substances paramagnétique, avec une susceptibilité inversement proportionnelle à  $(T - T_c)$ .



**Figure I-4 :** courbe traduisant l'effet de la température sur l'aimantation à saturation d'un corps ferromagnétique



**Figure I-5 :** classification magnétique des matériaux et le comportement d'un ferromagnétique

**Conclusion**

Les caractéristiques magnétique d'un matériau sont intimement lié aux atomes qui le composent.

Dans le chapitre suivant, nous allons nous intéresser à une catégorie spécifique de matériaux magnétique à savoir les matériaux ferromagnétiques.

**II. Introduction**

Les matériaux ferromagnétiques de part la diversité des caractéristiques qu'ils offrent sont ceux qui sont le plus utilisés dans la construction des dispositifs électromécanique et électromagnétique de façon générale. Aussi, nous allons nous intéressé de plus près de ces matériaux.

**II.1. Matériau magnétique ferromagnétique doux et dur**

**II.1.1. Matériau magnétique doux**

On appelle matériau magnétique doux un matériau facile à magnétiser, il est caractérisé par une perméabilité relative élevée et un champ coercitif faible, il présente un cycle étroit. On l'utilise notamment comme conducteur de flux pour transmettre une information ou convertir de l'énergie.

**II.1.2. Matériau magnétique dur**

Les matériaux ferromagnétiques durs sont caractérisés par une perméabilité relative faible et un fort champ coercitif plus de dix mille fois supérieur à celui d'un matériau doux ; leur magnétisme rémanent est alors assez difficile à supprimer. Les matériaux "durs" présentent un cycle d'hystérésis très large. Ils sont utilisés en général pour faire des aimants permanents (ex : Acier). [2]

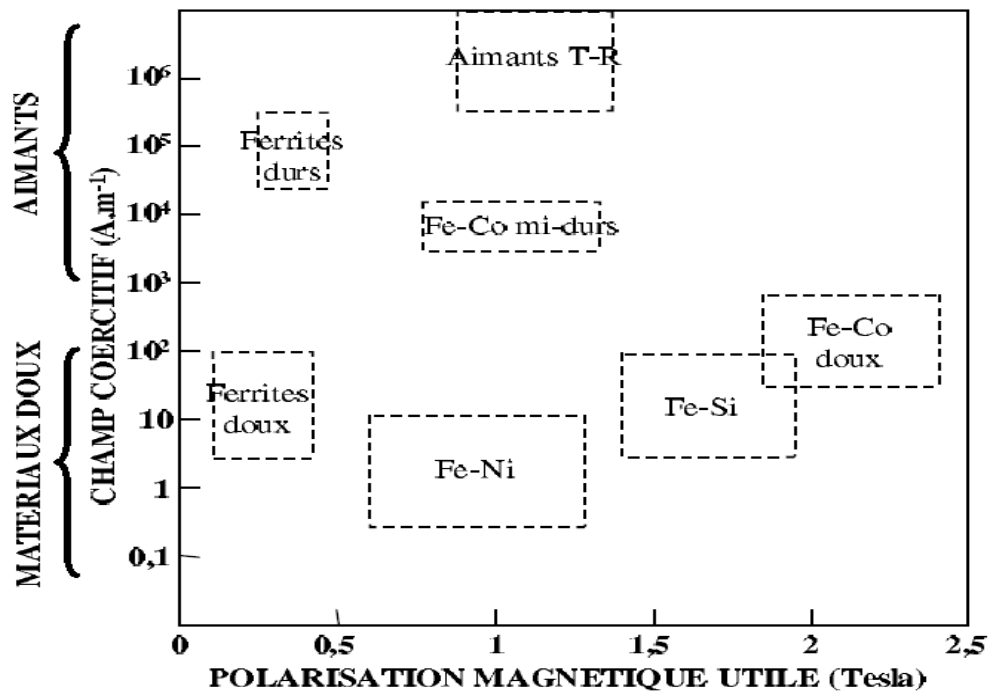
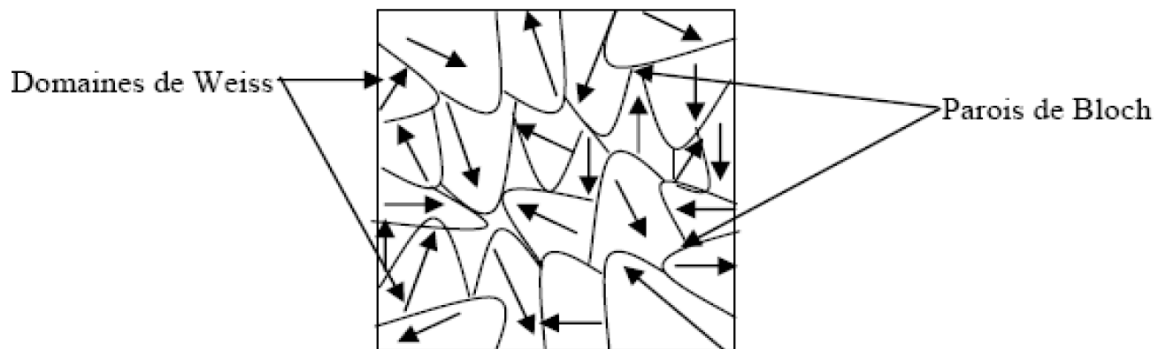


Figure I-I : les classes de matériaux magnétiques

## II.2.Organisation de la matière

### II.2.1.Configuration en domaines magnétiques

En général, un échantillon de matériau ferromagnétique se subdivise en plusieurs domaines (domaines de Weiss) à l'intérieur desquels l'aimantation est uniforme. En effet, à l'intérieur de chaque domaine, les moments magnétiques sont maintenus parallèles par l'interaction d'échange. De plus, des domaines adjacents sont séparés par des parois (parois de Bloch) de quelques centaines à quelques milliers d'Angström ( $10^{-10}m$ ) où l'aimantation bascule d'une direction vers l'autre. [4]



**Figure I-2 :** Aspect de la répartition des domaines dans un cristal ferromagnétique

#### II.2.1.1.domaines de Weiss

Le matériau ferromagnétique est divisé en domaines magnétiques appelés domaines de Weiss chacun regroupant  $10^{17} - 10^{21}$  atomes, qui sont aimantés à la saturation. L'arrangement de ces domaines n'est en effet pas aléatoire, chaque corps cherche à organiser ses domaines dans le but de minimiser l'énergie interne [2]. Si le matériau n'a jamais été soumis à l'action d'un champ externe, l'aimantation globale sera nulle.

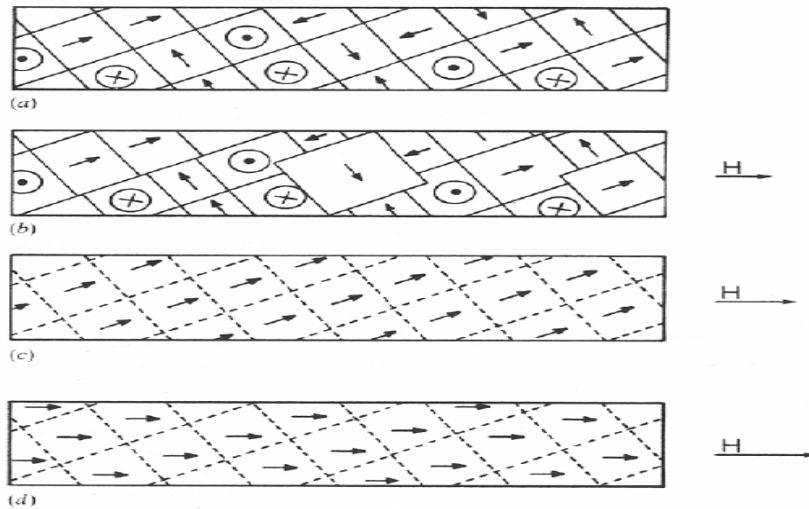
#### II.2.1.2. Les parois de Bloch

Les domaines sont séparés par des parois de Bloch et représentent des régions où l'orientation de l'aimantation varie rapidement.

L'aimantation du matériau présente un caractère hystérétique qui est dû au déplacement irréversible des parois de Bloch.

La figure (II.3) présente de manière schématique le mouvement des parois des domaines magnétiques lorsqu'un champ magnétique externe est appliqué ; la figure (II-3-a) représente l'état désaimanté ; la figure (II-3-b) représente la croissance des domaines donc de

l'aimantation globale ; la transition entre les figures (II-3-c) et (II-3-d) présente la rotation de l'aimantation et la figure (I-8-d) représente l'état aimanté à saturation. [5]



**Figure II-3 :** mouvement des parois des domaines magnétiques lors de l'aimantation d'un matériau ferromagnétique

**II.2.2. Les énergies magnétiques**

**II.2.2.1. Energie d'échange**

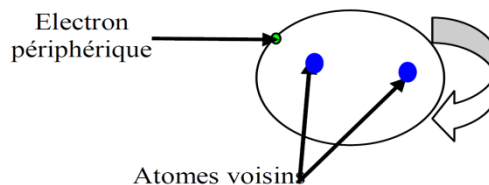
C'est l'énergie du type microscopique, qui résulte de l'association des trajectoires d'un électron périphérique entre deux atomes voisins. La valeur de cette énergie est égale à l'énergie qu'il faudrait fournir pour rompre cette situation (figure II-4). Cette énergie d'échange a tendance à aligner les moments magnétiques microscopiques de chaque atome. Elle est donnée par la formule proposée par Heisenberg en 1928 suivante :

$$W_{ij} = -2J_{ij}\vec{S}_i\vec{S}_j \dots \dots \dots (I-35)$$

Avec :

$\vec{S}_i$  Et  $\vec{S}_j$  : respectivement le moment magnétique de l'atome i et l'atome j

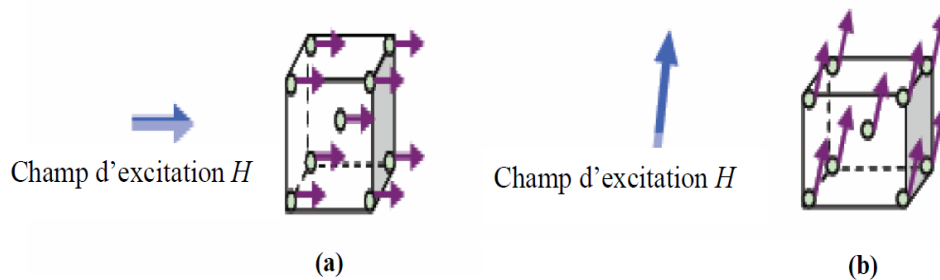
$J_{ij}$  : L'intégrale d'échange entre l'atome i et l'atome j.



**Figure II-4 :** mouvement de l'électron

### II.2.2.2. Energie d'anisotropie cristalline : (magnéto cristalline)

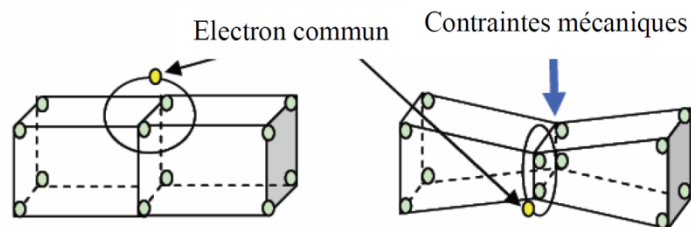
L'énergie d'anisotropie représente l'énergie à fournir pour faire tourner l'ensemble des moments magnétiques dans une direction donnée. Aussi, il est plus facile ou plus difficile d'aimanter le matériau selon la direction choisie.



**Figure II-5 :** énergie d'échange en fonction de la direction donnée du champ

### II.2.2.3. Energie magnéto-élastique

L'énergie magnéto-élastique correspond à l'énergie mécanique qu'il a fallu fournir au matériau pour modifier les mises associations d'électrons ; dont la valeur dépend de l'orientation de l'aimantation, des composantes de la contrainte et des coefficients caractéristiques du matériau.



**Figure II-6 :** exemple schématisé l'influence d'une contrainte mécanique

### II.2.2.4. Energie magnétostatique

C'est l'énergie qui résulte des interactions magnétiques à longue distance entre les moments magnétiques, puisque chaque moment magnétique est en fait soumis à un champ local créé par l'ensemble des autres moments magnétiques. Cette énergie favorise le désalignement de ces derniers. [6]

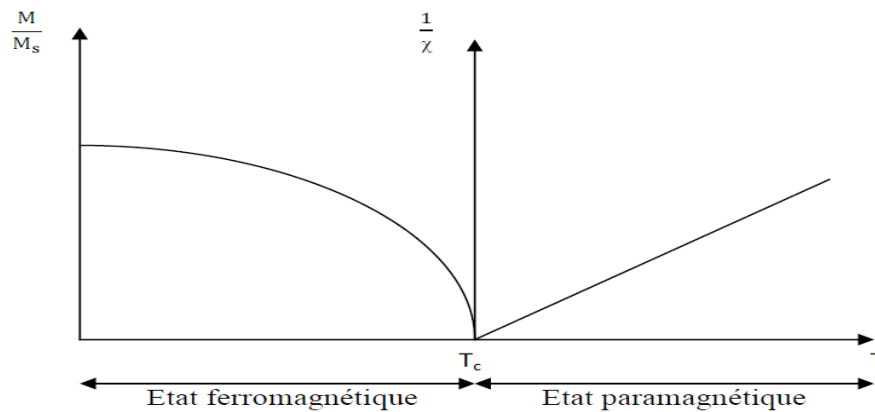
Si on considère un moment magnétique  $\vec{m}_i$ , plongé dans le champ  $\vec{B}_i$ , créé par tous les autres moments, on lui associe l'énergie potentielle magnétostatique :

$$U_i = -\vec{m}_i \vec{B}_i \dots \dots \dots (I-36)$$

**II.3. Influence de la température sur les propriétés des ferromagnétiques**

La température peut modifier les propriétés magnétiques des matériaux essentiellement par deux (02) processus :

- ✓ soit par une évolution irréversible de leur composition locale (vieillessement). Dans ce cas, la durée de maintien en température du matériau est également importante puisqu'il s'agit d'une réaction chimique lente.
- ✓ soit par la variation réversible de leurs paramètres électromagnétiques ( $J_s$ ,  $\rho$ ,  $K_1$ ,  $\lambda$ ) avec la température.



**Figure II-7 : comportement thermique des ferromagnétiques**

**II.4. Les pertes dans les matériaux magnétiques**

Tout système à base de matériaux magnétiques soumis à un champ d'excitation extérieur variable, subit des pertes énergétiques appelées pertes fer. On distingue deux phénomènes physiques principaux à l'origine de ces pertes : les pertes par hystérésis (déplacement de parois) et les pertes par courants de Foucault. Il faut toutefois noter que les pertes ont souvent la même origine, à savoir des courants induits mais à des échelles différentes (microscopique et macroscopique). [4]

La forme générale des pertes est la suivante :

$$P_{tot} = P_h + P_F + P_{an} \dots \dots \dots (I-37)$$

Avec :

$P_h$  : Perte par hystérésis

$P_F$  : Perte par courant de Foucault.

$P_{an}$  : Perte anormale ou en excès ou excédentaires.

**II.4.1.Perte par hystérésis**

Les pertes par hystérésis sont reliées aux pertes dues à la circulation des courants induits lors de la variation de l'aimantation provoquée par le déplacement des parois de Bloch. Ces déplacements sont rapides (de l'ordre de  $10^{-8}$  s). [5]

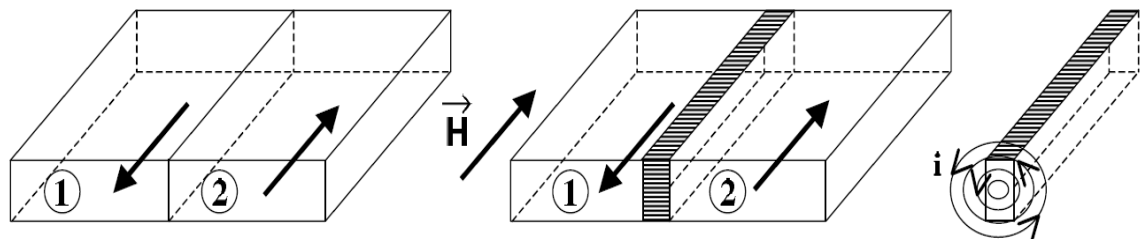
Ces pertes sont calculées par divers formules, la plus célèbre est la formule de Steinmetz qu'est la suivante :

$$P_h = \eta B_m^n f \dots \dots \dots (I-38)$$

Où :

$n$  : Exposant empirique, il vaut 1.5 et 2 en fonction de B(t).

$\eta$  : Coefficient des pertes par hystérésis.



**Figure II-8** : apparition de courants induits locaux lors du déplacement de parois

**II.4.2.Perte par courant de Foucault**

Les pertes par courants de Foucault se produisent à la fréquence d'excitation à l'échelle spatiale du circuit magnétique dans les matériaux massifs. La variation du flux magnétique

(dφ) appliquée au matériau provoque la circulation de courants induits qui s’opposent à la variation du flux magnétique.

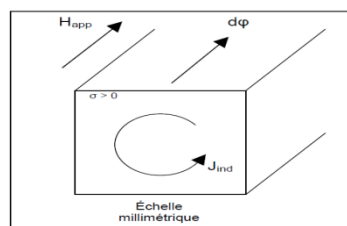
Pour un échantillon soumis à un champ d’induction B(t) sinusoïdale variable dans le temps, on néglige les effets du champ de réaction, la théorie classique donne :

$$P_f = \eta_F B_m^2 f^2 \dots\dots\dots (I-39)$$

Avec :

f : Fréquence de champ B(t).

η<sub>F</sub> : Coefficient de pertes par courant de Foucault.



**Figure II-9** : courants induits de la variation d’aimantation à l’intérieur d’un matériau massif conducteur soumis à un champ magnétique alternatif

**II.4.3.Pertes excès**

Les pertes dites excédentaires sont dues aux interactions spatio-temporelles entre les domaines lors de l’aimantation du matériau qui causent une augmentation locale des pertes magnétiques autour des parois en déplacement.

L’expression analytique des pertes excédentaires est :

$$P_{exc} = \eta_{exc} f^{1.5} B^{1.5} \dots\dots\dots (I-40)$$

Avec :

η<sub>exc</sub> : Coefficient des pertes excédentaires.

## II.5.L'hystérésis

### II.5.1.Définition

C'est la courbe de réponse des matériaux qui représente le retard de la variation de l'aimantation magnétique par rapport au champ appliqué.

### II.5.2.Origine

C'est une conséquence directe de l'existence des domaines élémentaires et des processus d'aimantation par déplacement et déformation des parois de Bloch dans un matériau anisotrope. [1]

Sous l'action du champ magnétique le volume des domaines orientés augmentera dans le sens du champ. Ce phénomène se produit par un processus de déplacement de parois qui nécessite peu d'énergie. Lors de son déplacement, une paroi reste toujours parallèle à un axe de facile aimantation, ce qui fait que lorsqu'elle disparaît, l'aimantation à l'intérieur d'un grain est uniforme. Si le champ d'excitation est augmenté, l'aimantation de chaque grain tourne vers la direction du champ d'excitation jusqu'à la saturation.

### II.5.3.Caractérisation

Un matériau peut être caractérisé par différents tracés et paramètres. On distingue : la courbe anhystérétique, la courbe de première aimantation, le champ coercitif, l'induction rémanente et l'induction à saturation. Comme illustre la figure (I-15) suivante :

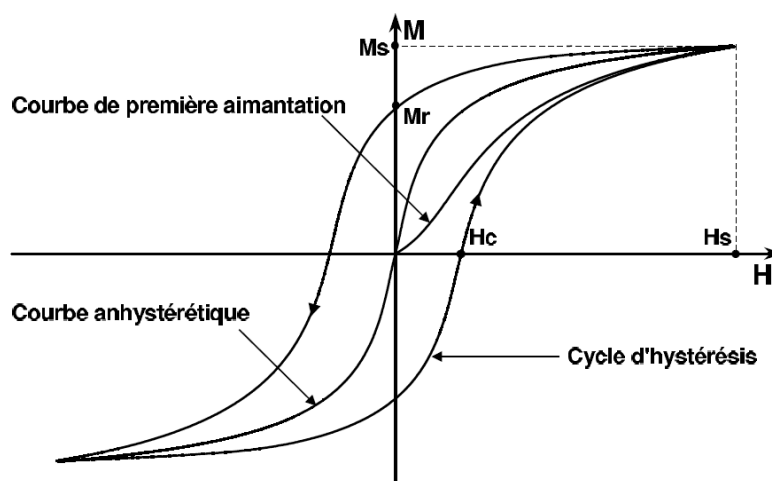


Figure II-10 : cycle d'hystérésis et courbe de première aimantation et courbe anhystérétique

### **II.5.3.1. Courbe anhystérétique**

La courbe anhystérétique est la courbe représentant l'induction en fonction du champ tel qu'il serait si les transformations dans le matériau étaient réversibles, pour laquelle les parois occupent la position qui correspond à leur minimum d'énergie dans le sens du champ  $H_0$  appliqué.

### **II.5.3.2. Courbe de première aimantation**

On appelle courbe de première aimantation, elle décrit l'évolution de l'aimantation en fonction du champ appliqué à partir de l'état désaimanté.

### **II.5.3.3. Le champ coercitif**

Cette grandeur est la valeur du champ externe capable d'annuler l'aimantation rémanente.

### **II.5.3.4. L'induction rémanente**

C'est la valeur de l'induction qui subsiste même après l'annulation du champ  $H$  externe appliqué.

### **II.5.3.5. L'induction à saturation**

C'est la valeur maximum que peut atteindre l'induction même si on augmenterait le champ externe appliqué.

## **II.5.4. Une loi hystérétique**

La résolution des équations du champ électromagnétique est subordonnée à la connaissance d'une loi liant l'induction et le champ magnétique, des études sont menées pour y parvenir. Il faut alors passer par l'étude des mécanismes de l'hystérésis.

### **II.5.4.1. Mécanisme d'hystérésis**

Pour un matériau se trouvant dans l'état désaimanté, chaque domaine de Weiss possède une aimantation spontanée orientée aléatoirement par rapport à ses voisins, ce qui conduit à une aimantation macroscopique nulle.

Si on applique un champ à un matériau, on modifie la répartition des domaines par déplacement des parois et il en résulte une variation de l'aimantation. Si le champ est suffisamment faible ces déplacements de parois sont réversibles et donc les variations de l'aimantation sont réversibles. Si le champ appliqué  $H$  dépasse une certaine valeur critique  $H_c$ ,

les déplacements des parois sont alors brutaux et irréversibles. Si le champ appliqué  $H$  est suffisamment élevé, l'aimantation augmente par rotation des domaines de Bloch et tend à atteindre une aimantation maximale qui est l'aimantation à saturation  $M_s$ , tous les spins sont parallèles. [8]

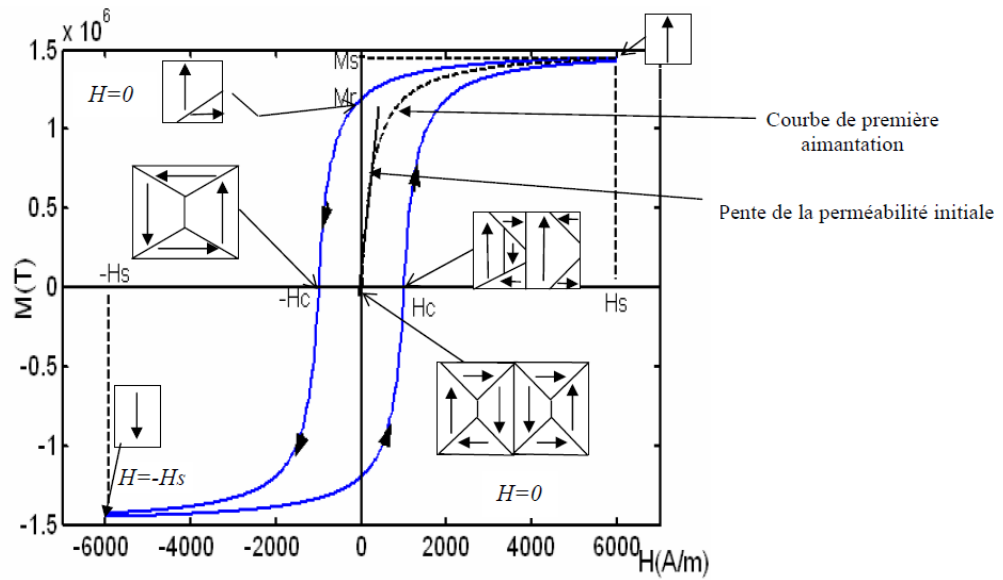


Figure II-11 : schéma expliquant le mécanisme

### II.5.5.Types de cycle

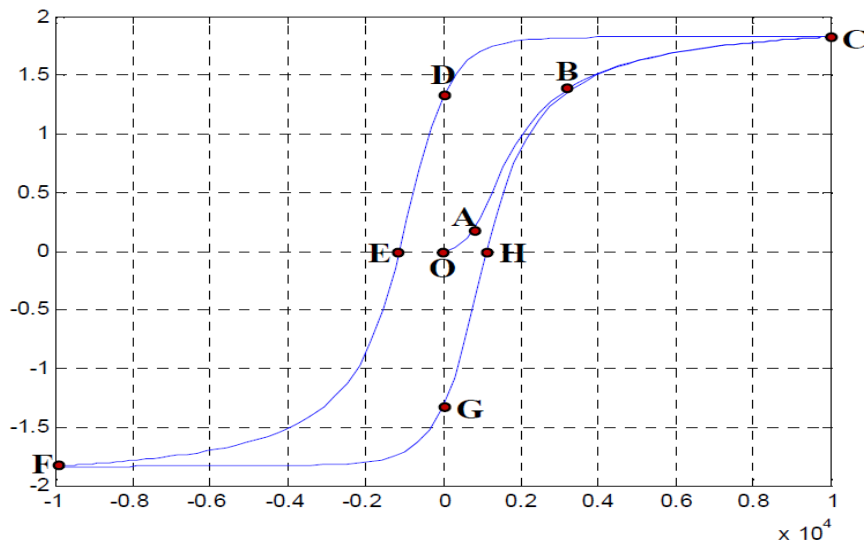


Figure I-17 : cycle d'hystérésis

### II.5.5.1.Cycle majeur

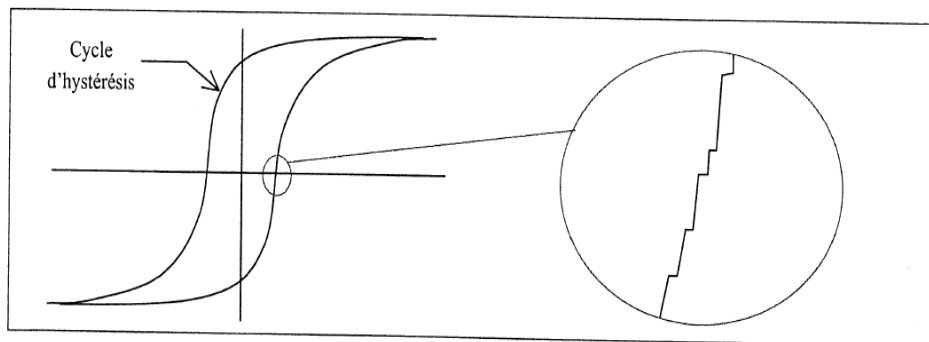
C'est le cycle *CDEFGHC* qui est le cycle normal d'hystérésis.

### II.5.5.2.Cycle mineur centré et non centré

C'est le cycle d'hystérésis obtenu lors de décroissement de champ sans atteindre la saturation. Le cycle d'hystérésis non centré, s'obtient par inversion du champ entre deux valeurs inférieures à celle du champ maximale en module, il n'est donc pas centré autour de l'origine.

### II.5.6.Effet de Barkhausen

L'effet Barkhausen est un phénomène de variation discontinue de l'induction magnétique  $B$  alors que le champ varie de manière continue. Cet effet est visible sur la courbe de première aimantation ou sur un cycle majeur (figure II-12). Cet effet est causé par un déplacement irréversible de parois, soit du fait du décrochement d'une paroi bloquée par des impuretés, soit d'un saut de la paroi dans son avancée. L'effet Barkhausen s'accompagne d'une émission magnéto acoustique (bruit de Barkhausen). [9]



**Figure II-12 : effet Barkhausen**

**Conclusion**

Les matériaux ferromagnétiques à une échelle mésoscopique sont donc composés de domaine dit de Weiss séparés par des parois dit de Bloch, le déplacement irréversible de ces parois est à l'origine du phénomène d'hystérésis magnétique dont la modélisation est complexe.

Dans le chapitre suivant, nous allons nous intéresser à quelque méthode de représentation du phénomène de l'hystérésis magnétique.

**III.1.Introduction**

Lorsqu'on cherche l'origine du mot hystérésis dans la littérature, on trouve que c'est un mot *grec* (hysterein) qui signifie être en derrière ou être en retard.

Le *sens physique* est le suivant :

C'est le retard de l'évolution de l'aimantation par rapport au champ magnétique extrême qui lui est appliqué.

Dans ce que suit nous allons présenter un aperçu historique sur le développement des modèles de l'hystérésis :

Dans ce qui suit nous allons présenter certains modèles mathématique et phénoménologique de l'hystérésis magnétique.

**III.2.Les modèles empiriques statiques**

Ils sont caractérisés par des formules mathématiques empiriques par des fonctions analytiques, d'équations différentielles ou opérateurs. Ces formules ne permettent pas de décrire l'aspect physique de phénomène d'hystérésis et ne prendre pas en compte l'histoire ou l'état d'aimantation initiale du matériau. Parmi ces modèles on a :

**III.2.1.Modèle de Rayleigh**

C'est le plus ancien des modèles analytiques, il se caractérise par son domaine d'utilisation qui est les champs faibles.

Lorsqu'on soumet un matériau ferromagnétique à un faible champ magnétique, la perméabilité magnétique se traduit par les deux termes d'un polynôme de puissance croissante, tel que :

$$\mu(H) = \mu_i + \eta H \dots\dots\dots (III-1)$$

Avec

$\mu_i$  : Perméabilité initial du matériau.

$\eta$  : Constant de Rayleigh.

Sur la courbe de première aimantation on aura une relation parabolique entre B et H :

$$B = \underbrace{\mu_i H}_{\text{Composante réversible de l'induction}} + \underbrace{\frac{1}{2} \eta H^2}_{\text{Composante irréversible de l'induction}} \dots\dots\dots (III-2)$$

Le cycle d’hystérésis décrit dans le domaine de Rayleigh a une forme simple, ses branches ascendante et descendante peuvent être mises en équations comme suit :

➤ **Branche ascendante (croissante)**

$$B(H) = \mu_i(H + H_{max}) + \frac{\eta}{2}(H + H_{max})^2 - B_{max} \dots \dots \dots (III-3)$$

➤ **Branche descendante (décroissante)**

$$B(H) = \mu_i(H - H_{max}) - \frac{\eta}{2}(H + H_{max})^2 + B_{max} \dots \dots \dots (III-4)$$

**III.2.1.1.Détermination des paramètres du modèle de Rayleigh**

Ils peuvent se déterminer à partir des valeurs de  $H_{max}$ ,  $B_{max}$  et  $B_r$ .

$$\eta = \frac{2B_r}{H_{max}^2} \dots \dots \dots (III-5)$$

$$\mu_i = \frac{B_{max}}{H_{max}} - \eta H_{max}^2 \dots \dots \dots (III-6)$$

**III.2.1.2.Avantage**

Il se caractérise par une simplification d’intégration dans un calcul numérique.

**III.2.1.3.Inconvénients**

Il ne peut pas décrire la saturation, de plus il prend toujours la forme elliptique.

**III.2.2.Modèle polynomial**

L’approximation du phénomène par des séries polynomiales a fait l’objet de plusieurs recherches il y a de cela 50 ans et ceci dans le but de décrire le comportement magnétique non linéaire des matériaux ferromagnétiques.

$$B = K_p H^{\frac{1}{n_p}} \dots \dots \dots (III-9)$$

$$\log B = \log K_p + \frac{1}{n_p} (\log H) \dots \dots \dots (III-7)$$

Avec

$K_p$  Et  $n_p$  : paramètres caractérisant le matériau magnétique. Et ( $5 \leq n_p \leq 14$ ).

**III.2.2.1.Avantages**

Ce type du modèle nous permet de décrire le comportement magnétique non linéaire des matériaux ferromagnétiques ainsi que le phénomène de saturation.

**III.2.2.2. Inconvénients**

Il ne décrit pas le cycle d'hystérésis mais seulement la courbe de première aimantation et le courbe de désaimantation.

**III.2.3. Modèle fractionnel**

$$B = \mu_0 M_s \left( 1 - \frac{a}{H} - \frac{b}{H^2} - \frac{c}{H^3} \dots \dots \dots \frac{z}{H^i} \right) + \mu_0 H \dots \dots \dots \text{(III-8)}$$

L'évolution de l'aimantation M en fonction du champ est obtenue en associant le modèle à la loi du comportement du matériau magnétique :

$$B = \mu_0 M + \mu_0 H \dots \dots \dots \text{(III-9)}$$

Donc ;

$$M = M_s \left( 1 - \frac{a}{H} - \frac{b}{H^2} - \frac{c}{H^3} \dots \dots \dots \frac{z}{H^i} \right) \dots \dots \dots \text{(III-10)}$$

Une nouvelle formulation du modèle est obtenue avec les travaux de Dionne, Weiss et Allen :

$$M = M_s \left[ 1 - \frac{a}{(H+H_n+H_c)} - \frac{b}{(H+H_k)^2} \right] \dots \dots \dots \text{(III-11)}$$

Avec :

$H_n$  : Champ supplémentaire.

$H_c$  : Champ coercitif.

$H_k$  : Champ d'anisotropie.

$+H_c$  : Pour les valeurs croissantes de H.

$-H_c$  : Pour les valeurs décroissantes de H.

**III.2.3.1. Détermination des paramètres a et b**

Ces constantes sont déterminées à l'aide de la connaissance des points ; (M=0, H= $H_c$ ) et (M= $M_r$ , H=0), cela nous amène à un système de deux équations avec deux inconnues dont les inconnues sont les constantes a et b :

$$M(H = -H_c) = M_s \left[ 1 - \frac{a}{H_c} - \frac{b}{(-H_c+H_k)^2} \right] = 0 \dots \dots \dots \text{(III-12)}$$

$$M(H = 0) = M_s \left[ 1 - \frac{a}{(H_n + H_c)} - \frac{b}{(H_k)^2} \right] = M_r \dots \dots \dots \text{(III-13)}$$

La détermination des paramètres a et b dépend des valeurs de H<sub>c</sub>, H<sub>n</sub> et H<sub>k</sub>.

**III.2.4. Modèle à fonction auxiliaires**

Dans le but de décrire les propriétés magnétiques d'un matériau, un nouveau modèle basé sur l'approximation de l'aimantation M est établi. Il consiste à représenter M par une fraction de polynômes de second ordre :

$$M(H) = \frac{a_1 H + a_2 H^2}{1 + b_1 H + b_2 H^2} \dots \dots \dots \text{(III-14)}$$

Les paramètres a<sub>1</sub>, a<sub>2</sub>, b<sub>1</sub> et b<sub>2</sub> sont déterminés par :

$$\begin{cases} a_1 a = \chi \\ a_2 = \frac{M_s \eta + \chi^2}{M_s - \chi \alpha} \\ b_1 = \frac{\chi + \alpha \eta}{M_s - \chi \alpha} \dots \dots \dots \text{(III-14)} \\ b_2 = \frac{M_s \eta + \chi^2}{M_s (M_s - \chi \alpha)} \end{cases}$$

Avec :

χ : Susceptibilité initiale.

η : Constante de Rayleigh.

α : Constante de Néel.

M<sub>s</sub> : Aimantation à saturation.

Le cycle majeur est construit à partir de deux fonctions qui sont apportées par l'amélioration de Rivas, définie par :

$$g_1(H) = \frac{B^- + B^+}{2} \dots \dots \dots \text{(III-15)}$$

$$g_2(H) = \frac{B^- - B^+}{2} \dots \dots \dots \text{(III-16)}$$

Avec :

B<sup>-</sup> : Branche montante du cycle majeur.

B<sup>+</sup> : Branche descendante du cycle majeur.

D'où l'induction magnétique B est déterminé par :

$$B = \begin{cases} g_1 + g_2 & \text{si } H \text{ est croissant} \\ g_1 - g_2 & \text{si } H \text{ est décroissant} \end{cases} \dots\dots\dots \text{(III-17)}$$

Avec :

$g_1$  Et  $g_2$  : fonctions auxiliaires qu'ont différentes approximations.

L'approximation fractionnelle du second ordre :

$$g_1(H) = \mu_0 \left[ H + \frac{a'_1 H + a'_2 H |H|}{1 + b_1 |H| + b_2 H^2} \right] \dots\dots\dots \text{(III-18)}$$

$$g_2(H) = \mu_0 \left[ \frac{c_1 (H_s - |H|) + c_2 (H_s^2 - H^2)}{1 + b_1 |H| + b_2 H^2} \right] \dots\dots\dots \text{(III-19)}$$

Avec :

$b_1$  Et  $b_2$ : Sont les même que précédemment donné par l'équation (III-14).

$a'_1, a'_2, c_1$  Et  $c_2$  : Sont déterminées par les relevés expérimentales de cycle d'hystérésis.

Une autre identification des fonctions auxiliaires a donné :

$$g_1(H) = B_s \tan^{-1} \left( \frac{H}{H_s} \right) \dots\dots\dots \text{(III-20)}$$

$$g_2(H) = \frac{B_s}{H_s} + \frac{1}{1 + (H/H_s)^2} - \left. \frac{\partial g_1}{\partial t} \right|_{H=H_s} \dots\dots\dots \text{(III-21)}$$

Où :

$H_s$  : Le champ de saturation.

$B_s$  : L'induction de saturation.

**III.2.4.1. Avantage**

Ce modèle de l'hystérésis permet de décrire le cycle à partir des fonctions auxiliaires définies au préalable. Il se base sur quelques paramètres de la caractéristique du cycle expérimental. Il est facile à mettre en œuvre grâce à la simplicité de ses fonctions auxiliaires.

**III.2.4.2. Inconvénients**

Ce modèle n'est valable que pour un certain nombre limité d'échantillons ferromagnétiques et il ne permet pas non plus de décrire les boucles mineures du cycle d'hystérésis.

**III.2.5.Modèle avec série de Fourier**

L'induction étant périodique, même si elle n'est pas sinusoïdale, elle est décomposable en série de Fourier. Donc l'application d'un champ d'excitation sinusoïdal à échantillon ferromagnétique a pour résultat une induction magnétique non sinusoïdale et de forme complexe (comportement non linéaire du matériau) qui va être représentée à l'aide des séries de Fourier basée sur des points expérimentaux de la courbe de première aimantation ; par la formule suivante :

$$B(H) - B_s = \sum_{i=0}^n \gamma_{2j+1} \sin \left[ \frac{(2j+1)\pi}{4H_s} \right] (H - H_s) \dots \dots \dots (III-22)$$

Où :

$B_s$  Et  $H_s$  : Respectivement l'induction et le champ de saturation.

$n$  : Nombre de série.

$\gamma_{2j+1}$  : Coefficient définie par ;

$$\gamma_{2j+1} = \frac{16H_{max}}{[(2j+1)\pi]^2} \left[ \alpha_n \sin \left[ (2j + 1) \frac{\pi}{2} \right] + \sum_{k=1}^{n-1} (\alpha_k - \alpha_{k+1}) \sin \left[ (2j + 1) \frac{\pi}{4} \right] \right] \dots (III-23)$$

Les coefficients  $\alpha_k$  ( $k=1 \dots n$ ) représentent les pentes des segments reliant les points de mesure de la courbe de première aimantation et la courbe de désaimantation.

**III.2.5.1.Avantage**

Ce type de modèle nous permet de donner une approximation de cycle majeur d'hystérésis.

**III.2.5.2.Inconvénients**

Ca précision est relié au nombre des points expérimentales pris en compte.

Il ne permet pas de décrire les cycles mineurs d'hystérésis.

**III.2.6.Modèle à fonctions multiples**

Pour ce type de modèle, l'approximation du comportement magnétique est donnée sous forme par des relations d'approximation sous formes exponentielles, trigonométriques ou hyperboliques du comportement magnétique qu'ont été présentées au cours de ces dernières années. Et pour chacune d'entre elles, une procédure d'identification de ces paramètres est élaborée. On peut citer à titre indicatif, l'approximation sous forme :

**III.2.6.1 Exponentielle**

Ce modèle peut être présenté par l'équation suivante :

$$B(H) = B_s e^{\left(\frac{H}{a+bH}\right)} \dots \dots \dots \text{(III-24)}$$

Où a et b sont des coefficients à identifier.

**III.2.6.2.A série exponentielle**

L'induction magnétique pour une excitation est donné par :

$$B(H) = \sum_{i=0}^N \alpha_i (1 - e^{-\beta_i H}) \dots \dots \dots \text{(III-25)}$$

Où  $\alpha_i$  et  $\beta_i$  sont des coefficients à identifier.

**III.2.6.3.A série trigonométrique**

Ce modèle peut être présenté sous forme :

$$B(H) = \sum_{i=0}^N B_i \tan^{-1} \left( \frac{H}{H_i} \right) \dots \dots \dots \text{(III-26)}$$

Où  $B_i$  et  $H_i$  : respectivement l'induction et le champ au point i.

**III.2.6.4.A série de fonctions trigonométriques**

L'approximation du cycle en série de fonctions trigonométriques associées à la loi de comportement magnétique du matériau ( $B = \mu_0 (H + M)$ ) a donné une aimantation sous la forme :

$$M(H) = \frac{2}{\pi} M_s \tan^{-1} \left( \frac{H}{H_c} \mp 1 \right) \tan \frac{\pi M_r}{2M_s} \dots \dots \dots \text{(III-27)}$$

Les cycles mineurs peuvent se calculées par :

$$M(H) = \frac{2K}{\pi} M_s \tan^{-1} \left( \frac{H}{H_c} \mp 1 \right) \tan \left( \frac{\pi M_r}{2M_s} \right) \mp (1 - K) M_r \dots \dots \dots \text{(III-28)}$$

Avec :

$M_s$  : Aimantation à saturation.

$M_r$  : Aimantation rémanente.

$H_c$  : Champ coercitif.

$K$  : Constante qui vaut :

$$K = \frac{M_r + M_{rn}}{2M_r} \dots \dots \dots \text{(III-29)}$$

Où

$M_{rn}$  : Aimantation rémanente des cycles mineurs considérés.

**Remarque**

Ces modèles sont utilisés pour des applications d'enregistrements magnétiques exigeant un cycle d'hystérésis large et une induction rémanente de valeur importante.

**III.2.6.4.1. Avantages**

- Ce type de modèle permet de donner une approximation correcte du cycle majeur.
- Certains modèles permettent même de décrire les cycles mineurs du phénomène de l'hystérésis.

**III.2.6.4.2. Inconvénients**

- Ce type de modèles présente des difficultés pour générer les cycles mineurs dans un système soumis à un champ variable sans connaître au préalable les différents paramètres des cycles.
- L'approximation est dénuée de toute interprétation physique du phénomène c'est-à-dire les différentes paramètres n'ont pas aucun sens physique.

**III.2.7. Modèle de Potter**

Les travaux de Potter ont permis de définir ce modèle basé sur des relevés expérimentaux de l'aimantation de saturation  $M_s$ , de l'aimantation rémanente  $M_r$ , du champ de saturation  $H_s$  et du champ coercitif  $H_c$ , représenter sous forme :

$$M(H, \alpha) = M_s \left[ \text{sign}(\alpha) - \alpha \left[ 1 + \tanh \left[ \frac{H_c - H \text{sign}(\alpha)}{H_c} \tanh^{-1} \left( \frac{M_s}{M_r} \right) \right] \right] \right] \dots \dots \dots \text{(III-30)}$$

Le facteur  $\alpha$  vaut  $\pm 1$  sur le cycle majeur (+1) sur la branche montante et (-1) sur la branche descendante, il est redéfini à chaque point de renversement caractérisé par  $H^*$  et par  $\alpha^*$ . L'aimantation  $M$  sera alors calculée en fonction de  $H$  et de  $\alpha^*$  et sera positive quand  $H$  est croissant et négative quand  $H$  est décroissant tel que  $|\alpha^*| \leq 1$ . Il est définie par :

$$\alpha^* = - \frac{2 \text{sign}(\alpha) - \alpha \left[ 1 + \tanh \left[ \left( 1 - \text{sign}(\alpha) \frac{H^*}{H_c} \right) \tanh^{-1} \frac{M_r}{M_s} \right] \right]}{1 + \tanh \left[ \left( 1 + \text{sign}(\alpha) \frac{H^*}{H_c} \right) \tanh^{-1} \frac{M_r}{M_s} \right]} \dots \dots \dots \text{(III-31)}$$

**Avantage**

- Il est simple à mise en œuvre.
- Permet de décrire le cycle d'hystérésis à partir d'une fonction analytique paramétrée en  $\alpha$  évoluant à chaque point de renversement.
- Une légère modification permet de décrire le cycle de première aimantation.

**Inconvénient**

- Il ne décrit pas convenablement les cycles mineurs s'ils ne sont pas centrés.

**III.2.8.Modèle de Frolich**

Ce modèle est également une approximation de la relation entre l'induction magnétique B et le champ H, permettant la description de la courbe de première aimantation on agissant sur deux paramètres  $\alpha$  et  $\beta$ . Il est donné comme suit:

$$B(H) = \frac{H}{\alpha + \beta|H|} \dots\dots\dots (III-32)$$

Où  $\alpha$  et  $\beta$  caractérisent le matériau étudié.

Les travaux de recherches cités dans la littérature, comme les améliorations apporter par Akbaba en subdivisant la caractéristique en deux parties, la première est définie lorsque  $B \leq B_s$  et la seconde lorsque  $B \geq B_s$ , tel que l'on a :

$$B(H) = \begin{cases} \frac{H}{a_1 + b_1|H|} & \text{si } B \leq B_s \\ B_s + \frac{H - H_s}{a_2 + b_2|H|} & \text{si } B \geq B_s \end{cases} \dots\dots\dots (III-33)$$

Comme il a introduit le champ coercitif  $H_c$  pour la description du cycle majeur comme suit :

$$B(H) = \begin{cases} \frac{H - H_c}{\alpha + \beta|H - H_c|} & \text{sur la branche montante} \\ \frac{H + H_c}{\alpha + \beta|H + H_c|} & \text{sur la branche descendante} \end{cases} \dots\dots\dots (III-34)$$

**III.2.8.1.Détermination des paramètres  $\alpha$  et  $\beta$**

Le paramètre  $\beta$  est défini au point  $(B_s, H \rightarrow \infty)$  par :

$$B_s = \lim_{H \rightarrow \infty} \frac{H + H_c}{\alpha + \beta|H + H_c|} = \frac{1}{\beta} \Rightarrow \beta = \frac{1}{B_s} \dots\dots\dots (III-35)$$

Quant au paramètre  $\alpha$ , il est défini au point  $(B_r, H \rightarrow 0)$  par :

$$B_s = \lim_{H \rightarrow \infty} \frac{H + H_c}{\alpha + \beta|H + H_c|} = \frac{H_c}{\alpha + \beta|H_c|} \Rightarrow \alpha = H_c \left( \frac{1}{B_r} - \frac{1}{B_s} \right) \dots\dots\dots (III-36)$$

Avec :

$B_s$  : L'induction de saturation.

$B_r$  : L'induction rémanente.

$H_c$  : Champ coercitif.

**III.2.8.2. Avantages**

Ce modèle donne une approximation du phénomène de saturation ainsi qu'une représentation du cycle majeur.

**III.2.8.3. Inconvénients**

- Il est basé seulement sur une représentation mathématique des courbes d'hystérésis.
- Il ne peut décrire les cycles mineurs associés à l'hystérésis magnétique.

**III.5. Les modèles dynamiques**

Contrairement aux modèles statiques où la fréquence du champ d'excitation est faible donc l'échantillon a suffisamment de temps pour réagir à l'excitation qui lui est imposée, les dispositifs électromagnétiques dans le domaine d'électrotechnique fonctionnent avec des fréquences plus élevés. Il faut donc utiliser des modèles qui intègre la fréquence, ce type de modèles sont dit dynamiques.

**III.5.1. Modèle de Duhem**

Le modèle de Duhem est basé sur la description thermodynamique du processus d'aimantation dans la période de 1897-1903. Ce modèle peut être exprimé de différentes façons, mais on le donnera sous sa forme générale avec l'acceptation commune de la multiplication entre la dérivée du temps de l'entrée  $u(t)$  et la fonction descriptive  $f$  :

$$\frac{dy}{dt} = f\left(y(t), u(t), \frac{du}{dt}\right) = \begin{cases} f_1(y(t), u(t)) \frac{du}{dt} & \frac{du}{dt} \geq 0 \\ f_2(y(t), u(t)) \frac{du}{dt} & \frac{du}{dt} \leq 0 \end{cases} \dots\dots\dots (III-37)$$

L'application de ce modèle pour les caractéristiques de l'hystérésis peut être faite si :

$$u(t) = H(t)$$

Et

$$y(t) = B(t)$$

L'équation (III-41) devient :

$$\begin{cases} \frac{\partial B}{\partial t} = f\left(B(t), H(t), \frac{\partial H(t)}{\partial t}\right) \dots\dots\dots (III-38) \\ B(0) = B_0 \end{cases}$$

La fonction  $f$  est définie par :

$$f\left(B(t), H(t), \frac{\partial H(t)}{\partial t}\right) = g\left(B(t), H(t), \text{sign}\left(\frac{\partial H(t)}{\partial t}\right)\right) \frac{\partial H}{\partial t} \dots\dots\dots (III-39)$$

La fonction  $g$  est une fonction continue qui change de forme selon la position du point de fonctionnement sur le cycle d'hystérésis. Elle définie par :

$$g\left(B(t), H(t), \text{sign}\left(\frac{\partial H(t)}{\partial t}\right)\right) = \begin{cases} g_1(H, B) & \text{si } \text{sign}\left(\frac{\partial H(t)}{\partial t}\right) > 0 \\ g_2(H, B) & \text{si } \text{sign}\left(\frac{\partial H(t)}{\partial t}\right) < 0 \end{cases} \dots\dots\dots (III-40)$$

La caractéristique dynamique du phénomène est représentée par :

$$\frac{\partial B}{\partial t} = g_1(H, B) \frac{\partial H}{\partial t} \Big|^{H^\uparrow} - g_2(H, B) \frac{\partial H}{\partial t} \Big|^{H^\downarrow} \dots\dots\dots (III-41)$$

Les notions  $\frac{\partial H}{\partial t} \Big|^{H^\uparrow}$  et  $\frac{\partial H}{\partial t} \Big|^{H^\downarrow}$  représentent respectivement les dérivées du champ d'excitation par rapport au temps sur les branches montante et descendante du cycle d'hystérésis.

**III.3.1.1. Inconvénient**

- Ce modèle est complexe dans sa mise en œuvre.
- Il nécessite l'identification des deux fonctions  $g_1$  et  $g_2$  pour chaque échantillon.

**III.3.2. Modèle de Hodgdon**

Il est également basé sur la description thermodynamique du processus d'aimantation en résolvant l'équation différentielle suivante afin de générer le cycle d'hystérésis :

$$\frac{\partial B(t)}{\partial t} = \alpha \left| \frac{\partial H(t)}{\partial t} \right| [f(t) - B] + \frac{\partial H(t)}{\partial t} g(t) \dots\dots\dots (III-42)$$

Hodgdon a mis en œuvre deux modèles, l'un ne tient pas compte de la fréquence du champ d'excitation, dont la formule est la suivante :

$$\frac{\partial B(t)}{\partial t} = \begin{cases} \alpha [f(t) - B] + g(H) & \text{si } \frac{\partial H(t)}{\partial t} > 0 \\ -\alpha [f(t) - B] + g(H) & \text{si } \frac{\partial H(t)}{\partial t} < 0 \end{cases} \dots\dots\dots (III-43)$$

Où l'on admet que  $\alpha$  est un coefficient strictement positif (généralement de valeur unitaire).

Les fonctions  $f$  et  $g$  définissent la structure du modèle. Pour que les solutions de (III.46) soient hystérétiques, il faut que ces fonctions remplissent les conditions mathématiques suivantes :

- $f$  doit être une fonction impaire, continue par morceau, monotone croissante et différentiable, telle que sa dérivée  $f'$  admet une limite finie lorsque  $H$  tend vers l'infini.
- $g$  doit être une fonction paire, continue par morceau.

En intégrant (III.47), l'induction magnétique sur les branches montante et descendante du cycle majeur sous les conditions initiales  $B_0$  et  $H_0$  sera donnée par :

$$B^+(H) = f(H) + [B_0 + f(H_0)]e^{-\alpha(H-H_0)} + e^{-\alpha H \int_{H_0}^H [g(\xi) - f' e^{\alpha\xi}] d\xi} \dots\dots\dots (III-44)$$

$$B^-(H) = f(H) + [B_0 + f(H_0)]e^{-\alpha(H-H_0)} + e^{-\alpha H \int_H^{H_0} [g(\xi) - f' e^{-\alpha\xi}] d\xi} \dots\dots\dots (III-45)$$

Où :

$B^+$  : est la solution générale obtenue pour une évolution croissante à partir de l'état initial,

$B^-$  : est la solution générale obtenue pour une évolution décroissante à partir de l'état initial.

Des résultats satisfaisants sont obtenus avec les fonctions  $f(H)$  et  $g(H)$  pour la représentation du cycle d'hystérésis selon les travaux de Hodgdon et Boley tel que :

$$f(H) = \begin{cases} b_1 \tan^{-1} \left( \frac{H_s}{b_2} \right) + \mu_0(H - H_s) & \text{si } H > H_s \\ b_1 \tan^{-1} \left( \frac{H}{b_2} \right) & \text{si } |H| < H_s \dots\dots\dots (III-46) \\ -b_1 \tan^{-1} \left( \frac{H_s}{b_2} \right) + \mu_0(H + H_s) & \text{si } H < -H_s \end{cases}$$

$$g(H) = \begin{cases} f'(H) \left[ 1 - b_1 e^{\left( \frac{-b_4 |H|}{H_s - |H|} \right)} \right] & \text{si } |H| < H_s \dots\dots\dots (III-47) \\ f'(H) & \text{si } |H| > H_s \end{cases}$$

Dans l'équation (III-50), les deux coefficients  $b_1$  et  $b_2$  sont déterminés aux points de saturation,  $b_3$  est déterminé au point de rémanence ( $H=0$  et  $B=B_r$ ) et  $b_4$  est déterminé au point coercitif :  $H=H_c$  et  $B=0$ . On obtient le système d'équations suivant :

$$b_1 = \frac{B_s}{2\pi} \dots\dots\dots (III-48)$$

$$b_2 = \left[ \frac{\mu_s \pi H_s^2}{2B_s} \right]^{1/2} \dots\dots\dots (III-49)$$

$$b_3 = 1 + \frac{\alpha B_r - \mu_r}{f'(0)} \dots\dots\dots (III-50)$$

$$b_4 = \frac{H_s - H_c}{H_c} \ln \left[ \frac{b_3 f'(H_c)}{\alpha f(H_c) + f'(H_c) - \mu_r} \right] \dots\dots\dots (III-51)$$

Le deuxième modèle de Hodgdon tient compte des évolutions du champ d'excitation, la formulation qui décrit le modèle est:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \alpha \left| \frac{\partial H}{\partial t} \right| \left[ f(H) - B \right] + \frac{\partial H}{\partial t} \tilde{g} \left( H, \frac{\partial H}{\partial t} \right) \dots\dots\dots (III-52)$$

Il a remplacé la fonction  $g(H)$  de l'ancien modèle par  $\tilde{g} \left( H, \frac{\partial H}{\partial t} \right)$ , cette dernière est définie par :

$$\tilde{g}(H) = \begin{cases} f'(H) \left[ 1 - b_3 c \left( \frac{\partial H}{\partial t} \right) e^{\left( \frac{-b_4 |H|}{H_s - |H|} \right)} \right] & \text{si } |H| < H_s \\ f'(H) & \text{si } |H| > H_s \end{cases} \dots\dots\dots (III-53)$$

Tel que  $c(H)$  est définie comme suit :

$$c \left( \frac{\partial H}{\partial t} \right) = \begin{cases} 1 + c_1 \left( \frac{\partial H}{\partial t} \right) & \text{si } H < H_1 \\ 1 + c_1 \left( \frac{\partial H_1}{\partial t} \right) + c_2 \left( \left| \frac{\partial H}{\partial t} \right| - \frac{\partial H_1}{\partial t} \right) & \text{si } H_1 < \frac{\partial H_1}{\partial t} < H_2 \\ 1 + c_1 \left( \frac{\partial H_1}{\partial t} \right) + c_2 \left( \frac{\partial H_2}{\partial t} - \frac{\partial H_1}{\partial t} \right) + c_3 \left( \left| \frac{\partial H}{\partial t} \right| - \frac{\partial H_2}{\partial t} \right) & \text{si } H_2 < \left| \frac{\partial H}{\partial t} \right| \end{cases} \dots\dots\dots (III-54)$$

**III.3.2.1. Avantages**

- Ce modèle utilise la fréquence du champ d'excitation plus élevée (fonctionnement des processus industriels).
- Le temps d'excitation est très petit par rapport aux modèles analytiques.
- l'intégration du modèle statique dans un calcul de champ est aisée à mettre en œuvre vu l'aspect analytique du modèle.

**III.3.2.2. Inconvénients**

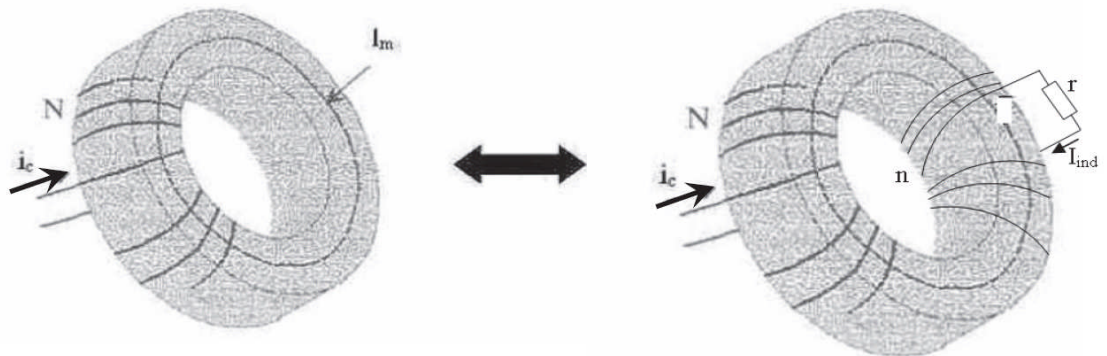
- La généralisation du modèle est d'autant plus complexe à mettre en œuvre qu'il y a une multitude d'échantillons qu'on peut rencontrer dans le milieu industriel.

- Le problème majeur du modèle de Hodgdon quasi statique est l'identification des fonctions  $f(H)$  et  $g(H)$  qui correspondent le mieux au comportement du matériau étudié et la détermination de leurs paramètres.
- Pour le modèle dynamique, la difficulté se situe essentiellement au niveau de la détermination des coefficients de  $c_1$ ,  $c_2$  et  $c_3$ . En effet, Hodgdon dans ses travaux n'a pas défini de méthode pour identifier les paramètres.
- Le cas dynamique présente des difficultés d'identification, ce qui rend le modèle relativement inapplicable.

**III.3.3.Modèle du tube de flux**

Ce modèle est basé sur une équivalence simple. Il se pose sur l'équivalence entre deux tores l'un conducteur et l'autre non conducteur. Ces tores ont une section constante  $S_{cc}$  et un long moyen  $l_m$ . Ces tores sont excités par un bobinage de  $N$  spires où circule un courant  $i_c$ . Comme elle le représente la figure (III-1).

Ce tore réel peut être donc remplacé par un tore non conducteur où les courants de Foucault induits sont modélisés par un enroulement auxiliaire fictif avec  $n$  spires en court-circuit sur une résistance  $r$ .



**Figure III-1 : a.matériau conducteur, b.matériau non**

D'après le théorème d' Ampère :

$$\oint H_t dl = \sum NI = Ni_c + ni_{ind}..... (III-55)$$

Avec

$H_t$  : le champ magnétique résultat des courants d'excitation et d'induits.

Si le champ est homogène dans la section, l'équation (III-59) peut se simplifié comme suit :

$$H_t l_m = Ni_c + nI_{ind} = Ni_c - \frac{n^2}{r} \frac{d\phi}{dt} \dots\dots\dots (III-56)$$

On peut remplacer le champ magnétique  $H_t$  par le champ donné par l'induction correspondant sur le cycle quasi-statique  $H_t = F^{-1}(B)$ . L'équation (III-60) devient :  $F^{-1}(B) l_m =$

$$F^{-1} \left( \frac{\phi}{S_{ec}} \right) l_m = Ni_c - \frac{n^2}{r} \frac{d\phi}{dt} \Rightarrow \frac{d\phi}{dt} = \frac{n^2}{r} \left[ Ni_c - l_m F^{-1} \left( \frac{\phi}{S_{ec}} \right) \right] \dots\dots\dots (III-57)$$

Ou encoure :

$$\frac{dB}{dt} = \frac{l_m r}{n^2 S_{ec}} \left( \frac{Ni_c}{l_m} - F^{-1}(B) \right) \Leftrightarrow H_{dyn} - H_t = \gamma \frac{dB}{dt} \dots\dots\dots (III-58)$$

Le paramètre  $\gamma$  est un paramètre structurel propre au matériau étudié, dépendant de ses propriétés électriques et magnétiques (conductivité, perméabilité, mouvement des parois, régime quasi-statique,...). Sa valeur peut être calculée approximativement par l'équation suivante :

$$\gamma = \frac{\sigma d^2}{12} \dots\dots\dots (III-59)$$

Avec : d est l'épaisseur de l'échantillon.

Ce paramètre  $\gamma$  est notamment le résultat des :

- ✓ pertes par courants induits, relatives à l'épaisseur des tôles et à la conductivité électrique du matériau,
- ✓ pertes supplémentaires (excédentaires) relatives aux mouvements des parois en dynamique.

**III.3.3.1. Avantage**

- Il y a un seul paramètre  $\gamma$  dans le modèle dynamique. Il est identifié à l'aide d'un essai en régime dynamique.
- La valeur instantanée de l'induction B(t) peut être obtenue, avec une bonne approximation, par une représentation d'état à retour statique non linéaire.

**III.3.3.2. Inconvénient**

- Le fait de minimiser l'erreur entre le cycle d'hystérésis mesuré et simulé.
- La fonction  $F^{-1}(B)$  est calculée par un des modèles d'hystérésis cités précédemment en régime statique.

**III.3.4. Modèle de Stoner-Wohlfarth**

C'est un modèle phénoménologique indépendant de temps. Ce modèle s'attache à caractériser la rotation cohérente des moments magnétiques, ce modèle stipule que le matériau magnétique est composé de petites particules mono domaines indépendants et possédant une anisotropie uni axiale.

Son principe se base sur la minimisation des énergies (l'énergie magnétostatique et l'énergie d'anisotropie), ils posent que les mono domaines sont caractérisés par les angles  $\theta$  et  $\eta$  sont les angles entre le vecteur aimantation à saturation de la particule et l'axe de facile aimantation et entre le champ appliqué et l'axe de facile aimantation respectivement.

L'aimantation est supposée de module constant et de direction variable. La direction de l'aimantation est déterminée par l'énergie minimale de la particule. Cette énergie est composée de deux termes ; l'énergie magnéto cristalline et l'énergie magnétostatique, elle s'exprime par :

$$w = k_u \sin^2 \theta - \mu_0 M_s H \cos(\eta - \theta) \dots \dots \dots (III-60)$$

Où  $k_u$  : constante d'anisotropie uni axiale.

L'équilibre stable est exprimé par l'annulation de la dérivée de l'énergie et par une dérivée seconde positive, soit :

$$\frac{\partial w}{\partial \theta} = 0 \dots \dots \dots (III-61)$$

$$\frac{\partial w^2}{\partial \theta^2} \geq 0 \dots \dots \dots (III-62)$$

L'équation (III-64) admet une ou deux solutions, on parle respectivement d'état stable ou métastable. La frontière entre ces deux solutions est obtenue à partir de (III-65), elle est décrite par l'équation :

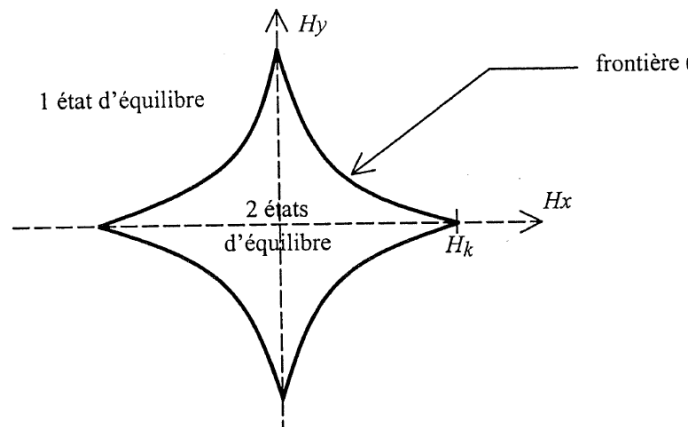
$$\frac{\partial w^2}{\partial \theta^2} = 0 \dots \dots \dots (III-63)$$

Ce qui donne :

$$\frac{\partial w}{\partial \theta} = 2k_u \sin \theta \cos \theta - \mu_0 M_s H \sin(\eta - \theta) = 0 \dots\dots\dots (III-64)$$

Cet équilibre est stable lorsque l'énergie est minimale.

La solution de l'équation (III-66) est représentée géométriquement par une astéroïde (figure III-2). Lorsque le système évolue à l'intérieur de l'astéroïde ou à l'extérieur de l'astéroïde, la particule tourne de façon continue et réversible. Par contre, à la traversée de l'astéroïde, la particule peut changer de direction par saut et l'évolution est alors irréversible



**Figure III-2 : astéroïde délimitant l'état stable et métastable**

**III.3.5. Modèle de Preisach**

Le modèle de Preisach est aujourd'hui, le plus répandu des modèles d'hystérésis. Elaboré dans les années 30, il est considéré aux débuts comme un modèle physique de l'hystérésis. A présent, il est considéré et utilise comme un outil mathématique efficace.

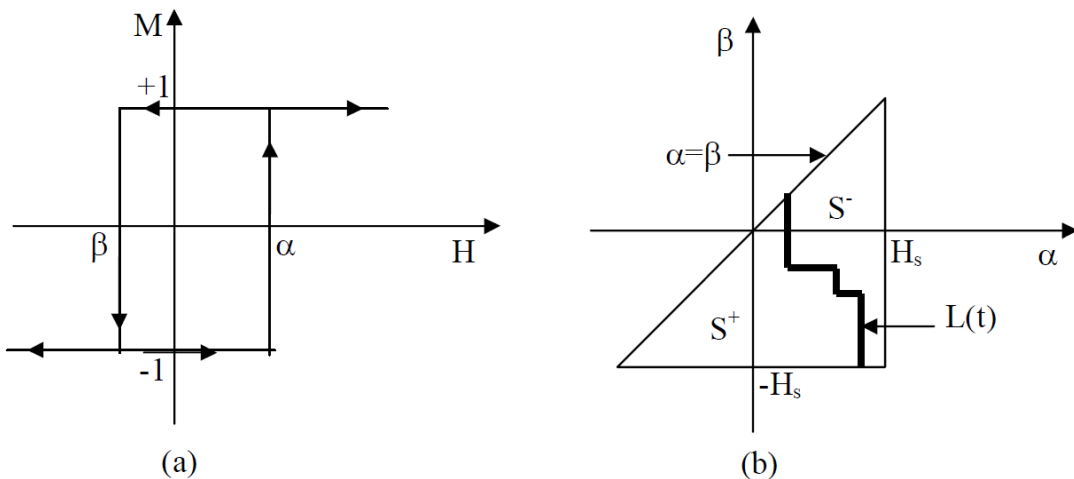
Ce modèle est proposé par le physicien allemand Frederick Preisach en 1935 pour décrire le phénomène de dissipation d'énergie par hystérésis. Dans ce modèle, un système physique hystérétique est décrit comme un ensemble de commutateurs magnétiques bistables dont la réponse non-linéaire présente une forme rectangulaire, appelée aussi hystéron. On affecte à chacun d'eux un cycle rectangulaire défini par une fonction appelée fonction ou densité de Preisach. Ces cycles élémentaires sont caractérisés par des seuils de commutation  $\alpha_p$ , et  $\beta_p$  qui varient d'un commutateur à l'autre, définissant les champs de saturation  $\pm H_s$ .

L'idée fondamentale de ce modèle est de considérer le matériau magnétique comme un ensemble d'un très grand nombre de particules élémentaires (hystéron) ayant deux états magnétiques possibles : soit  $M=+1$  ou  $M=-1$ .

On affecte à chacune de ces particules, un cycle d'hystérésis élémentaire de forme rectangulaire, dissymétrique par rapport à l'origine, défini par une fonction  $\varphi_{\alpha\beta} = \pm 1$ .

Ces cycles élémentaires sont caractérisés par les champs  $\alpha$  et  $\beta$  (avec  $\alpha \geq \beta$ ) appelés champs de basculement ou de commutation. Ils correspondent aux valeurs du champ  $H$ , pour lesquelles il se produit une transition irréversible de l'état bas ( $M=-1$ ) vers l'état haut ( $M=+1$ ) ou inversement. La fonction finale est obtenue par la somme des hystérons pondérés par un poids.

La définition du modèle de Preisach nécessite une connaissance de la fonction de distribution qui contient la description complète du comportement du matériau telle que: courbe de première aimantation et cycle majeur. Une fois la fonction de distribution connue, on peut déterminer n'importe quelle aimantation du matériau en fonction de l'excitation qui lui est appliquée et de l'histoire qu'il a vécue.



**Figure III-3 :** illustration du cycle élémentaire (a) et du triangle de Preisach

Soit  $\rho(\alpha, \beta)$ , cette fonction de distribution appelée aussi densité de Preisach. Elle est indépendante de l'état magnétique du matériau.

L'aimantation  $M(t)$  résultant de l'application du champ  $H$  à l'instant  $t$  s'écrit dans le formalisme de Preisach :

$$M(t) = \iint_{\alpha \geq \beta} \rho(\alpha, \beta) \varphi_{\alpha\beta}[H(t)] d\alpha d\beta \dots\dots\dots (III-65)$$

Où :

- $\rho(\alpha, \beta)$  la densité de Preisach.

- $\varphi_{\alpha\beta}[H(t)]$  représente l'opérateur associé à l'hystéron élémentaire,  $\varphi_{\alpha\beta}[H(t)] = \pm 1$ .

**III.3.4.1. Interprétation géométrique**

La densité de Preisach  $\rho(\alpha, \beta)$  présente les propriétés suivantes :

- Elle est définie dans le demi-plan  $\alpha \geq \beta$ .
- Le matériau étant saturé pour les valeurs  $\pm H_s$  du champ magnétique.

L'aimantation ne varie presque plus, donc la densité  $\rho(\alpha, \beta)$  est négligeable en dehors de l'intervalle  $-H_s \leq \beta \leq \alpha \leq H_s$ .

Le demi-plan  $\alpha \geq \beta$  se limite donc en pratique pour le calcul de l'aimantation au domaine borné S défini par :

$$S = \{(\alpha, \beta) / \alpha \geq \beta, -H_s \leq \beta \leq \alpha \leq H_s\} \dots\dots\dots (III-66)$$

- Le cycle majeur étant symétrique, donc  $\rho(\alpha, \beta)$  est symétrique par rapport à la droite  $\alpha = -\beta$ .

La représentation de ces différentes propriétés dans le plan  $(\alpha, \beta)$ , permet de définir le domaine de définition, représenté par un triangle rectangle à l'intérieur duquel, la densité de Preisach indique le nombre de particules ou d'hystérons caractérisés par ce couple il s'agit du triangle de Preisach. A chaque instant t, ce triangle est subdivisé en deux sous-domaines  $S^+$  et  $S^-$ , comportant tous les hystérons  $\varphi_{\alpha\beta}$  dans les états  $\pm 1$  respectivement.

L'équation définissant le modèle de Preisach peut être exprimée à l'aide d'intégrale sur ces deux surfaces :

$$M(t) = \iint_{S^+} \rho(\alpha, \beta) d\alpha d\beta - \iint_{S^-} \rho(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \dots\dots\dots (III-67)$$

La valeur de M(t) dépend uniquement de la subdivision de S en  $S^+$  et  $S^-$ , donc de l'allure de la frontière de Preisach L(t) entre ces deux sous-domaines. L(t) est associée à un vecteur d'histoire qui définit l'état magnétique du système à l'instant t.

La première valeur de ce vecteur correspond à l'état initial du système et les autres valeurs regroupent certains extremums atteints par le champ appliqué et la valeur courante du champ.

Cette frontière évolue suivant une droite parallèle à  $(O\beta)$  pour les champs croissants ( $\alpha=H_i$ ) et une droite parallèle à  $(O\alpha)$  pour les champs décroissants ( $\beta=H_i$ ),  $H_i$  étant le champ appliqué à l'instant  $t_i$ .

#### III.3.4.2. Propriétés du modèle

##### ❖ *Symétrie*

Les cycles d'hystérésis sont symétriques, pour valider cette propriété, on choisit

$$\rho(\alpha, \beta) = \rho(-\alpha, -\beta)$$

##### ❖ *Désaimantation*

Si à l'état saturé on applique une excitation alternative dont l'amplitude décroît progressivement vers zéro, le modèle tend vers la configuration d'un état désaimanté.

##### ❖ *Propriété d'effacement*

Lorsque le champ alterne entre différents extrema ( $H_1, H_2, H_3, H_4, H_5$ ), l'extremum dont le module est assez grand efface l'histoire associée aux extrema de module plus faible.

##### ❖ *Congruence des cycles mineurs*

Si on considère le modèle par rapport à deux excitations différentes dans un premier temps puis qui tendent à osciller entre deux même valeurs  $H_1$  et  $H_2$ , alors, les oscillations amènent le modèle à décrire des cycles mineurs fermés et congruents. Le cycle mineur de l'une et l'autre des excitations se déduisent par translation.

#### III.3.4.3. La fonction de densité de distribution de Preisach

Pour utiliser le modèle de Preisach, il faut connaître l'aimantation à saturation  $M_{sat}$  et la densité de distribution  $p(a; b)$ .

Des travaux présentés proposent d'utiliser une expression analytique de type gaussienne pour  $p(a; b)$ . La détermination des paramètres peut être effectuée à partir de la mesure d'un cycle d'hystérésis majeur. Mais elle peut être une expression analytique, elle peut être déduite directement à partir de mesures expérimentales.

Plusieurs méthodes ont été mises au point pour identifier ces valeurs. On distingue la méthode de Biorci, la méthode d'Everett, la méthode de Lorentz, la méthode de Lorentz modifié et la méthode de Mayergoyz.

#### III.3.4.4. Détermination de la fonction de distribution [2]

Pour la détermination de la fonction de distribution, diverses approches sont proposées :

##### ✓ Méthode de Mayergoyz

Elle utilise comme donnée expérimentale les courbes de renversement du premier ordre sur le cycle majeur statique. Les points de mesure de ces courbes définissent dans le plan de Preisach ( $\alpha, \beta$ ) un maillage dont on connaît la valeur de l'aimantation aux nœuds. La fonction de distribution  $\rho(\alpha, \beta)$  peut alors être obtenue sous une forme discrète. La précision est liée au nombre de courbes de renversement pris en compte.

##### ✓ Méthode de Biorci et Pescetti

Cette méthode s'appuie sur l'hypothèse que la fonction de distribution  $\rho(\alpha, \beta)$  est décomposable en un produit de fonction  $\rho_1(\alpha)$  due aux champs de commutation croissants et  $\rho_2(\beta)$  due aux champs décroissants. Pour la caractérisation, il est nécessaire de connaître la courbe de première aimantation ainsi que la branche décroissante du cycle majeur. Pour la détermination de la fonction de distribution, la courbe de première aimantation est subdivisée en  $N$  intervalles et la courbe descendante en  $2N$ . Cette subdivision conduit à une discrétisation du plan de Preisach en  $n_c$  éléments. Elle doit être suffisamment fine pour pouvoir considérer  $\rho_1(\alpha)$  et  $\rho_2(\beta)$  constants sur un élément. A partir de cette décomposition, on construit un système d'équations à  $3N$  inconnues. La résolution du système conduit à  $N$  valeurs de  $\rho_1$  et  $2N$  valeurs de  $\rho_2$  qui définissent la fonction de distribution  $\rho(\alpha, \beta)$ .

##### ✓ Méthode des cycles centrés

La méthode des cycles centrés est basée sur une discrétisation de la fonction de distribution. Cette distribution est directement liée au nombre de cycles mesurés et retenus pour la caractérisation. En effet, avec ce modèle, le plan de Preisach est décomposé en autant de « sous-plans » qu'il y a de cycles centrés. Connaissant les cycles et en tenant compte des symétries, on peut calculer la fonction de distribution  $\rho(\alpha, \beta)$  dans chaque élément, par une approche successive en partant du plus petit « sous plan ».

##### ✓ Méthode d'Everett

Cette approche est basée sur la fonction d'Everett qui s'exprime par la relation suivante :

$$E(x, y) = \iint_{T(x, y)} \rho(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \dots \dots \dots \text{(III-68)}$$

Où  $T(x, y)$  représente un triangle rectangle inclus dans le plan de Preisach avec  $x$  et  $y$  les coordonnées du sommet de l'angle droit.

Les zones  $S^+$  et  $S^-$  du plan de Preisach peuvent alors s'exprimer à l'aide d'une somme de triangles élémentaires  $T(x, y)$ . Si on connaît l'expression de la fonction d'Everett, dans le plan de Preisach, l'aimantation est obtenue à l'aide d'une combinaison linéaire. Pour la mise en œuvre de cette méthode, il faut déterminer, à partir de relevés expérimentaux, la fonction d'Everett. Un maillage est construit avec des cycles centrés. La fonction est alors entièrement définie par une extrapolation quadratique.

✓ **Approximation analytique de  $\rho(\alpha, \beta)$**

Plusieurs expressions analytiques ont été utilisées par les auteurs pour représenter l'approximation de la fonction de distribution  $\rho(\alpha, \beta)$ , une des plus populaires est la fonction de Lorentz. Elle est donnée par

$$\rho(\alpha, \beta) = \frac{k}{\left[1 + \left(\frac{\alpha}{H_c} - 0.5\right)^2\right] \left[1 + \left(\frac{\beta}{H_c} - 0.5\right)^2\right]} \dots\dots\dots \text{(III-69)}$$

Où ;

$H_c$  : le champ coercitif [A/m],

$k$  : constante de régulation.

$\alpha$  et  $\beta$  : les champs d'inversion [A/m].

✓ **Fonction de Lorentz modifiée**

La fonction de Lorentz dite classique définie précédemment est caractérisée par les paramètres  $k$  et  $H_c$ . Pour un  $k$  et  $H_c$  donnés, la distribution spatiale du plan de Preisach est unique, donc le cycle d'hystérésis généré par une telle configuration est également unique, pourtant deux échantillons ayant  $k$  et  $H_c$  identiques ne possèdent pas forcément le même cycle d'hystérésis.

Des travaux de recherche ont été effectués dans cet axe, ils ont abouti à la définition de la fonction de Lorentz modifiée donnée comme suit :

$$\rho(\alpha, \beta) = \frac{ka^2}{\left[a + \left(\frac{\alpha}{H_c} - b\right)^2\right] \left[a + \left(\frac{\beta}{H_c} - b\right)^2\right]} \dots\dots\dots \text{(III-70)}$$

L'expérience a montré que  $a$  et  $b$  sont deux paramètres qui dépendent du champ coercitif  $H_c$  et de la perméabilité du matériau  $\mu$ .

**Avantages**

- Le plus complet sur les plans mathématique et phénoménologique.
- Etudie le phénomène de saturation et la représentation des cycles d'hystérésis mineur et majeur.
- Le plus utilisé dans la modélisation des matériaux magnétiques.

**Inconvénient**

- Le problème principal du modèle de Preisach réside dans la détermination de la fonction de distribution.

**III.4.Modèle de Jiles-Atherton**

Ce modèle est caractérisé par :

**III.4.1.Une loi anhystérétique**

Cette loi décrit le comportement d'un matériau ferromagnétique en l'absence de phénomène d'hystérésis, c'est-à-dire sans l'existence du retard des variations de l'aimantation M par rapport aux variations du champ magnétique H qui est dû aux obstacles rencontrés par les parois de Bloch lors de leurs déplacements.

Le choix de l'équation est très délicat puisque les matériaux étudiés présentent une grande disparité dans leurs caractéristiques magnétiques (structure en domaines, couplage inter-domaines, nature des atomes ou molécules magnétiques.... etc.). Afin de se rapprocher au mieux d'un comportement physique, le choix s'est porté sur l'équation de Langevin avec l'introduction de notion de champ effectif vu par les domaines. Celui-ci est similaire au champ effectif vu par les moments magnétiques individuels dans un même domaine comme présenté dans la théorie du champ moléculaire de Weiss.

Selon la statistique de Maxwell-Boltzman, on peut définir l'aimantation comme suit :

$$M(H_e) = M_s \mathcal{L}\left(\frac{H_e}{a}\right) \dots\dots\dots \text{(III-71)}$$

Où :

$\mathcal{L}(x)$  : Fonction de Langevin, tel que :

$$\mathcal{L}(x) = \coth(x) - \frac{1}{x} \dots\dots\dots \text{(III-72)}$$

$H_e$  : Le champ effectif, tel que :

$$H_e = H - \alpha M \dots\dots\dots (III-73)$$

Donc l'aimantation anhystérétique s'écrit comme suit :

$$M_{an}(H_e) = M_s \left[ \coth\left(\frac{H_e}{a}\right) - \frac{a}{H_e} \right] \dots\dots\dots (III-74)$$

Avec :

a: Le paramètre qui caractérise la pente de l'aimantation anhystérétique, [A/m]

$\alpha$  : Le paramètre de couplage inter-domaines.

**III.4.2.La composante irréversible**

La composante irréversible résulte de la dissipation énergétique due au phénomène d'accrochage des parois lors de leur déplacement sous l'effet d'un champ magnétique extérieur. En d'autres termes, les parois de Bloch, lors de leur déplacement, subissent le processus d'accrochage-décrochage sur des sites dits « d'ancrage » présents au sein du matériau (impuretés, dislocations ...). La densité d'énergie dissipée lors de ce processus est ensuite calculée pour une densité uniforme des sites d'ancrage.

La relation reliant le champ magnétique et l'aimantation est donnée par :

$$M = M_{an}(H) = M_{irr} + k\delta \frac{dM_{irr}}{dH} \dots\dots\dots (III-75)$$

$M$  : L'aimantation totale.

$\delta$ : Un facteur qui vaut  $\pm 1$  selon le sens d'évolution de H.

Donc on peut définir l'aimantation irréversible par :

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{M_{an}(H_e) - M_{irr}}{k\delta - \alpha(M_{an}(H_e) - M_{irr})} \dots\dots\dots (III-76)$$

**III.4.3.La composante réversible**

La composante réversible représente la translation et la rotation réversible des parois au sein des matériaux ferromagnétiques. Au contraire de la composante irréversible qui représente le déplacement irréversible des domaines magnétiques.

Elle est représentée sous la forme suivante :

$$M_{rév} = c(M_{an}(H_e) - M_{irr}) \dots\dots\dots (III-77)$$

c : Coefficient de réversibilité tel que  $c \in [0,1]$ .

**III.4.4.Aimantation totale**

L'aimantation totale est la somme des composantes réversibles et irréversibles, alors elle est sous la forme :

$$M = (1 - c)M_{irr} + cM_{an}(H_e) \dots\dots\dots (III-78)$$

Donc la formulation différentielle de l'aimantation est la suivante:

$$\frac{dM}{dH} = c \frac{dM_{an}(H_e)}{dH} + (1 - c) \frac{M_{an}(H_e) - M_{irr}}{k\delta - \alpha(M_{an}(H_e) - M_{irr})} \dots\dots\dots (III-79)$$

**III.4.5.Identification des paramètres**

Le modèle est entièrement défini par cinq paramètres, se sont :

<b>Paramètres</b>	<b>Propriété physique</b>
M <sub>s</sub>	Aimantation à saturation
A	Lié au couplage entre les moments magnétiques atomiques
K	Lié à l'irréversibilité du mouvement des parois
C	Coefficient de réversibilité des parois
A	Facteur de forme de M <sub>an</sub>

**Tableau III.1** : les paramètres de modèle de Jiles-Atherton

Jiles a développé une méthode d'identification de ces paramètres à partir de quelques points de mesures. Après transformations des équations précédentes aux voisinages de quelques points caractéristiques du cycle, les expressions implicites des cinq paramètres sont obtenues. Le paramètre M<sub>s</sub> est déduit directement de l'aimantation à saturation mesurée. Les 4 autres sont déterminés par les relations suivantes :

$$a = \frac{M_s}{3} \left( \frac{1}{\chi'_{an}} + \alpha \right) \dots\dots\dots (III-80)$$

$$c = \frac{3a\chi'_{in}}{M_s} \dots\dots\dots (III-81)$$

$$k = \frac{M_{an}(H_c)}{1-c} \left[ \alpha + \left[ \left( \frac{1}{1-c} \right) \chi'_c - \left( \frac{c}{1-c} \right) \frac{dM_{an}(H_c)}{dH} \right]^{-1} \right] \dots\dots\dots (III-82)$$

$$M_r = M_{an}(H_r) + k \left[ \frac{\alpha}{1-c} + \frac{1}{\chi'_{r-c} - c \frac{dM_{an}(H_r)}{dH}} \right]^{-1} \dots\dots (III-83)$$

Avec:

$H_c$  et  $H_r$ : champ coercitif et rémanent.

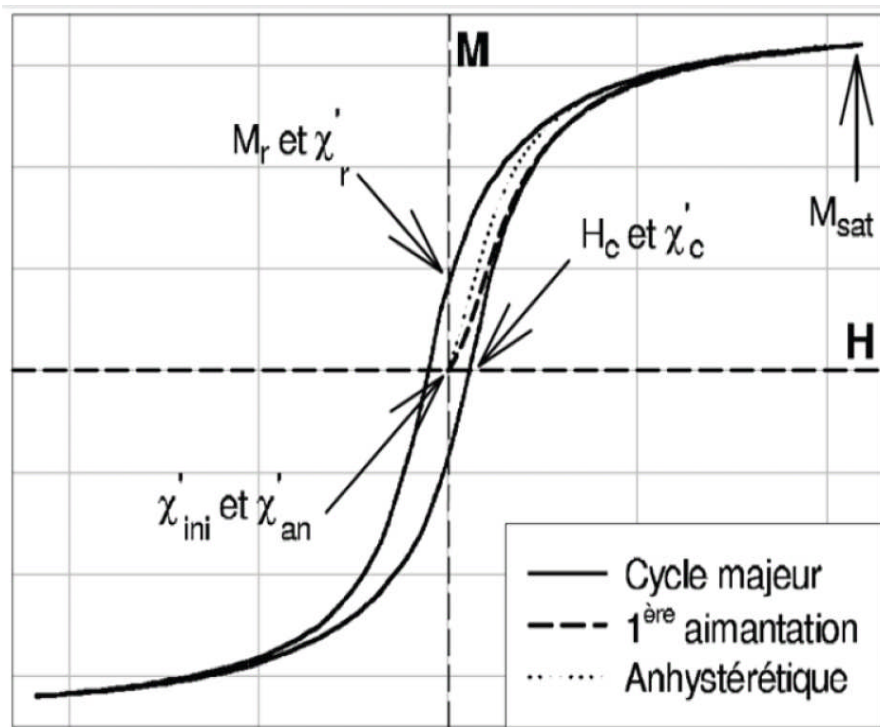
$M_s$  et  $M_r$  : aimantations à saturation et rémanente.

$\chi'_{an}$  et  $\chi'_{in}$ : Susceptibilités différentielles anhystérétique et initiale.

$\chi'_c$  et  $\chi'_r$ : Susceptibilités différentielles au coercitif et rémanent.

Les paramètres du modèle sont interdépendants, la variation de l'un d'eux entraînant la variation des autres. Le cycle est très sensible à la variation de ses paramètres.

Il faut donc mesurer un cycle majeur, la courbe de 1ère aimantation et la courbe anhystérétique pour déterminer ces paramètres. Les points caractéristiques utilisés sont indiqués sur la figure III-4 :



**Figure III-4** : ensemble des paramètres expérimentaux nécessaires au

Différentes procédures d'identification sont proposées, par exemple :

1. Choix arbitraire d'une valeur initiale de  $\alpha$ .
2. Calcul de  $a$
3. Calcul de  $c$
4. Calcul de  $k$
5. Recalcul de  $\alpha$

Jusqu'à la convergence de la procédure.

Mais cette méthode peut se révéler très instable numériquement et conduire à des solutions non physiques, en particulier pour les paramètres  $c$  et  $\alpha$ .

L'application d'un tel algorithme pour la détermination des cycles d'hystérésis suppose la connaissance des différents paramètres  $M_s$ ,  $k$ ,  $c$ ,  $\alpha$ ,  $\delta$  et  $a$ . Ces paramètres sont déterminés à partir des valeurs expérimentales du champ coercitif  $H_c$ , de l'aimantation rémanente  $M_r$ , de l'aimantation à saturation  $M_s$ , de la susceptibilité initiale de l'aimantation globale  $\chi'_{an}$ , de la susceptibilité initiale  $\chi'_{in}$ , mesurée à partir de la courbe de première aimantation, de la susceptibilité différentielle maximale  $\chi'_m$ , et de la susceptibilité différentielle au point de rémanence  $\chi'_r$ .

#### **III.4.6. Avantages**

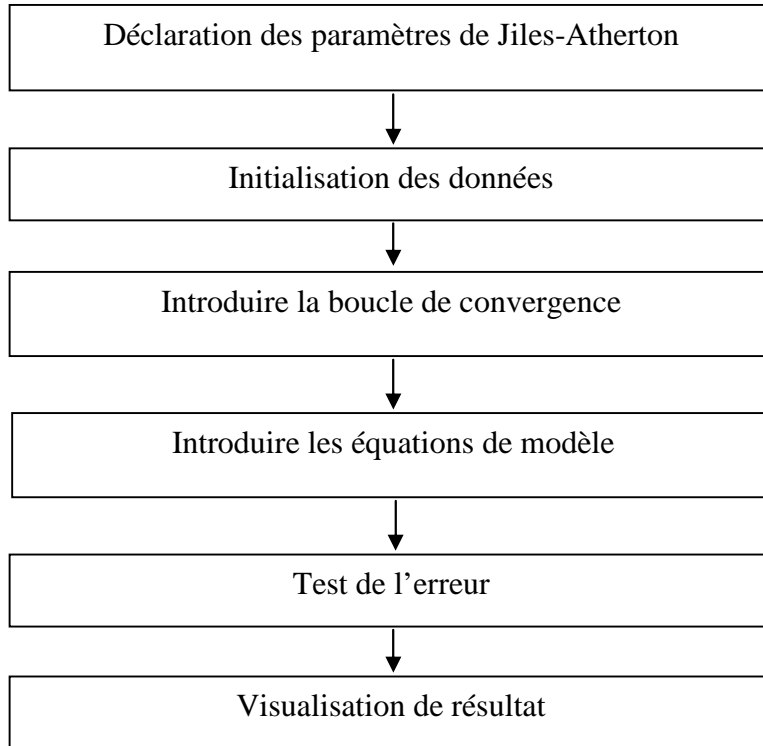
- ✓ Le modèle de Jiles est certainement le modèle le plus complet déjà rencontré. Il est valable pour une modélisation statique et dynamique pour les matériaux présentant le phénomène d'hystérésis. Sa base théorique lui permet de tenir compte de l'aspect microscopique du phénomène.
- ✓ Il donne de bon résultat pour le milieu isotrope.

#### **III.4.7. Inconvénients**

- ✓ L'identification des paramètres ( $M_s$ ,  $k$ ,  $c$ ,  $\alpha$ ,  $\delta$  et  $a$ ) et la génération des cycles dynamiques sont difficiles à réaliser.
- ✓ Comportement non physique du modèle au niveau des points maximaux.
- ✓ Asymétrie et/ou cycles non fermés si la saturation n'est pas atteinte.
- ✓ Il ne tient pas en compte de l'anisotropie magnéto cristalline du matériau de sa texture.

**III.4.8. Algorithme global de calcul de résolution de l'équation différentielle de modèle de Jiles-Atherton :**

On peut le résumer par l'organigramme suivant :



**Figure III.2. :** Organigramme de la résolution par le modèle de Jiles-Atherton

**III.6.Conclusion**

Afin de permettre la comparaison et le choix d'un modèle, on a regroupé les caractéristiques et les propriétés de quelque modèle présenté précédemment, comme suit :

<b>Modèle</b>	<b>Avantages</b>	<b>Inconvénients</b>
Analytiques	<ul style="list-style-type: none"> <li>○ la rapidité de génération du phénomène.</li> <li>○ la simplicité de mise en œuvre donne une approximation du phénomène de saturation ainsi qu'une représentation du cycle majeur (Frolich).</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>○ valables seulement pour des champs d'excitation proche de la saturation (Frolich).</li> <li>○ ils ne décrivent pas le cycle d'hystérésis avec ses branches montantes et descendantes mais seulement la courbe de première aimantation (Polynomial).</li> <li>○ valables seulement pour des champs d'excitation faible (Rayleigh).</li> </ul>
Dynamiques	<ul style="list-style-type: none"> <li>○ ils sont utilisés où la fréquence du champ d'excitation est plus élevée.</li> <li>○ le temps d'excitation est très petit par rapport aux modèles analytiques.</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>○ la difficulté se situe essentiellement au niveau de la détermination des coefficients <math>c_1</math>, <math>c_2</math> et <math>c_3</math>.</li> </ul>
Jiles-Atherton	<ul style="list-style-type: none"> <li>○ le plus complet sur les plans physique et phénoménologique.</li> <li>○ le plus utilisé jusqu'à présent.</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>○ le processus d'identification des paramètres est difficile.</li> <li>○ le comportement non physique du modèle au niveau des points maximaux.</li> </ul>
Preisach	<ul style="list-style-type: none"> <li>○ le plus complet sur les plans mathématique et phénoménologique.</li> <li>○ il étudie le phénomène de saturation et la représentation de cycle d'hystérésis mineur et majeur.</li> <li>○ le plus utilisés dans la modélisation des matériaux magnétiques.</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>○ le problème principal du modèle de Preisach c'est la détermination de la fonction de distribution.</li> </ul>

### IV.1. Validation du programme informatique dédié au modèle de Jiles

Dans cette partie, nous tenterons de valider le code de calcul développé sous Matlab du modèle de Jiles et une validation théorique qualitative en un premier tant à savoir que l'évolution de l'induction ou de l'aimantation en fonction du champ suit bien une loi hystérétique. Par la suite nous procéderons à une validation expérimentale en terme d'induction maximale générée par une bobine dont la puissance nominale est de 3kw. Des mesures seront effectuées pour différents niveaux de tension 380, 220 et 110 volts. Aussi des mesures de l'évolution de l'induction en fonction de la température sera relevée pour chaque niveau de tension.

#### Application I

On se propose de régénérer un cycle d'hystérésis par application d'un champ alternatif de 50 Hz et d'amplitude 2500 A/m. Le résultat est représenté dans la figure IV-1.

On obtient le résultat suivant :

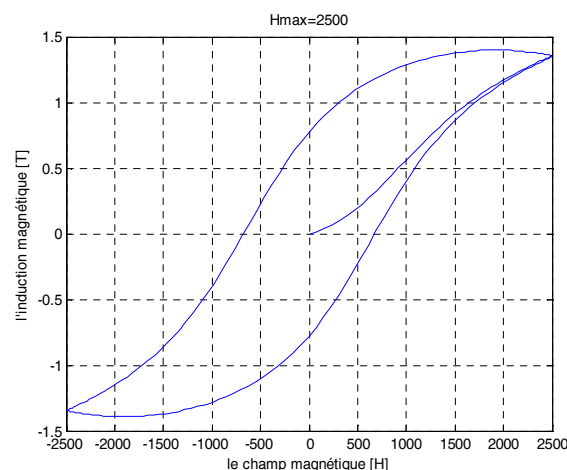


Figure IV.1. la courbe de  $B=f(H)$

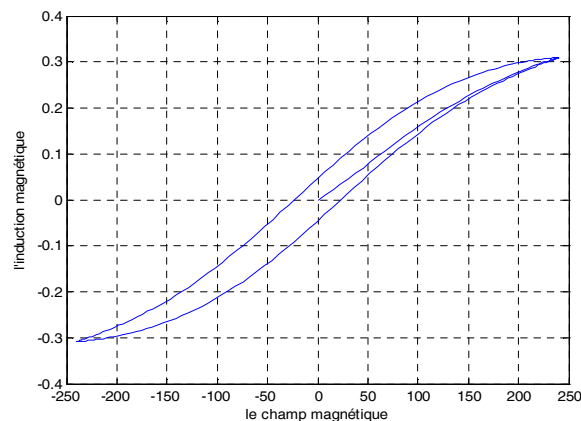
On peut constater que le programme régénère convenablement la courbe de première aimantation ainsi que le cycle majeur fermé, avec ces deux branches montante et descendante.

#### Application II

Chaque matériau est caractérisé par un cycle d'hystérésis spécifique, aussi nous allons tenter de générer un cycle d'hystérésis ayant pour paramètres:

$$H_{\max} = 240 \text{ A/m}, B_{\max} = 0.31 \text{ T}, H_c = 23.1 \text{ A/m}, B_r = 0.0463 \text{ T}$$

Le résultat est représenté dans la figure IV-2.

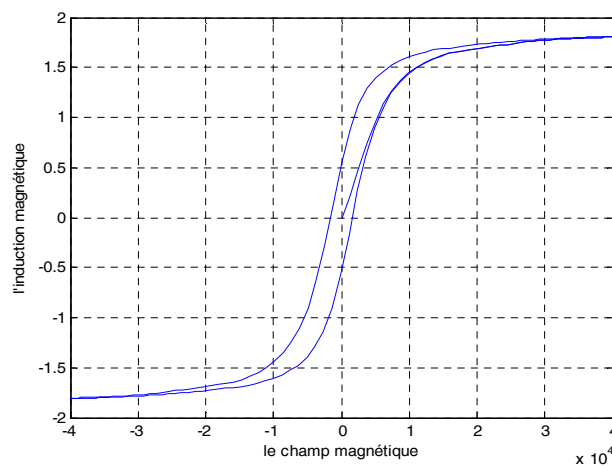


**Figure IV.2.** L'évolution de l'induction en fonction du champ magnétique

Le même essai est effectué pour les paramètres suivants:

$$H_{\max} = 40000 \text{ A/m}, B_{\max} = 1.8 \text{ T}, H_c = 1590 \text{ A/m}, B_r = 0.53 \text{ T}$$

Le résultat de simulation est donné dans la figure IV-3.



**Figure IV-3.** L'induction magnétique en fonction de champ magnétique

On peut aisément constater que le programme régénère dans les deux cas des cycles ayant pour grandeurs caractéristiques, ceux qui ont été imposés.

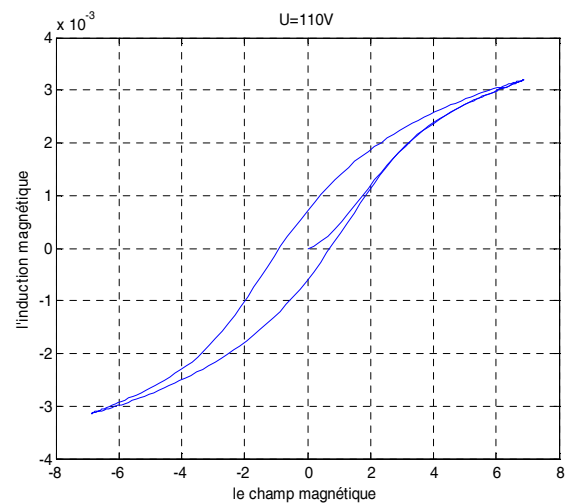
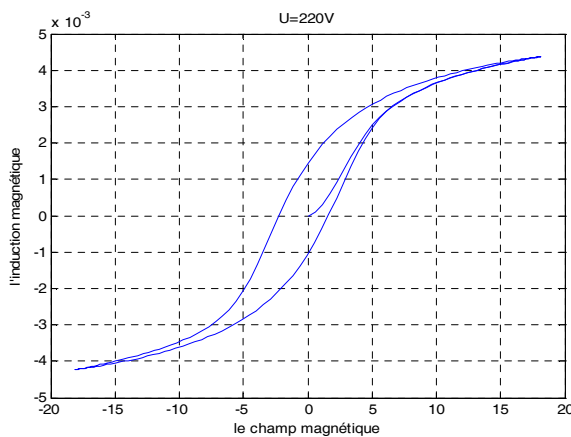
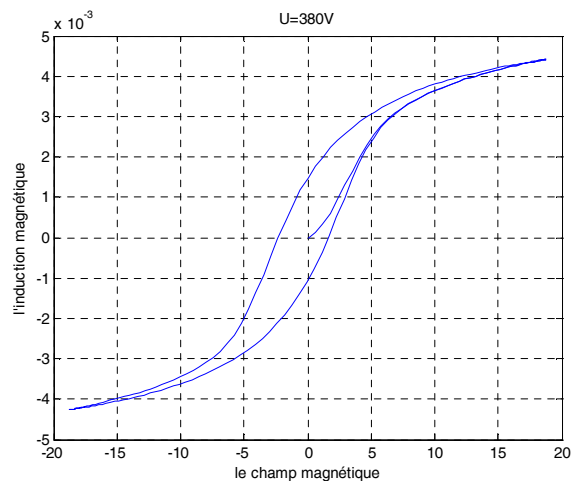
A partir de ces trois tests, nous pouvons affirmer la validité de notre programme.

### Application III

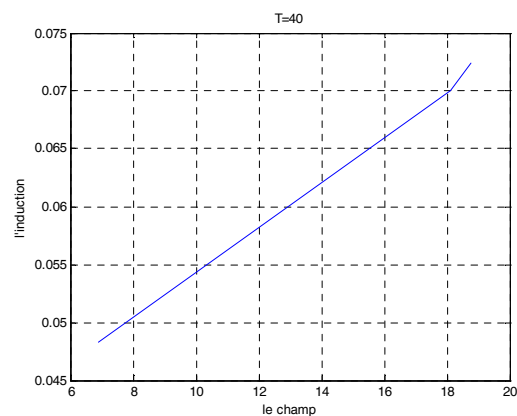
Validation expérimentale en terme d'induction maximale pour différentes tensions d'alimentations 380 v, 220 v, 110 v.

Le champ magnétique est déduit à partir de la mesure du courant absorbée par la bobine en exploitant la loi d'ampère. L'induction est déduite à partir de la tension en exploitant la loi de Lenz ; au près d'une température de 40<sup>0</sup>C.

Les résultats de simulations sont représentés dans les figures IV-4, IV-5 et IV-6.



La figure IV-7 donne l'évolution de l'induction maximale en fonction du champ maximal appliqué pour une température de 40° C.

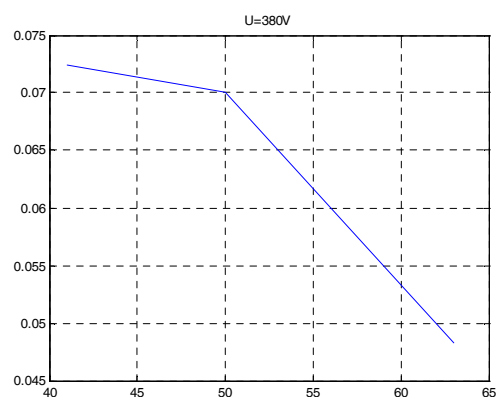


**Figure IV-7:** L'évolution de l'induction maximale en fonction du champ maximal

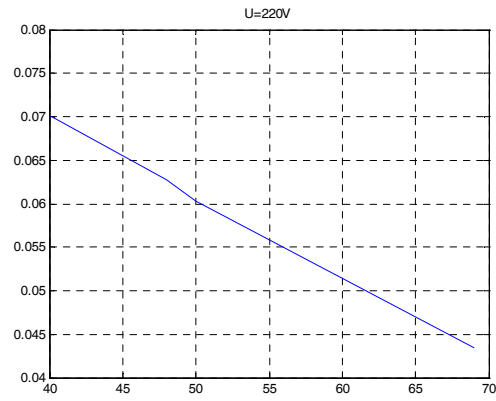
Tant que la saturation n'est pas atteinte, plus on augmente le champ, le nombre de domaine qui s'oriente suivant le champ augmente, d'où un accroissement de l'induction.

#### Application IV

Nous allons représenter l'évolution expérimentale de l'induction magnétique maximale en fonction de la température pour différentes tensions d'alimentations 380 v, 220 v.



**Figure IV-8:** Evolution de l'induction maximale en fonction de la température pour une tension d'alimentation de 380 v.



**Figure IV-8:** Evolution de l'induction maximale en fonction de la température pour une tension d'alimentation de 220 v.

La décroissance de l'induction magnétique en fonction de l'accroissement de la température est due à l'augmentation de l'agitation thermique.

### **Conclusion générale**

La modélisation de l'hystérésis magnétique ne cesse de susciter l'intérêt des chercheurs pour aboutir à un modèle global qui tiendrait compte de toutes les contraintes:

- **Le champ magnétique appliqué**
- **L'évolution du champ magnétique appliqué**
- **La température**
- **Les contraintes mécaniques**

Cela dans le but d'optimiser le dimensionnement des dispositifs électromagnétique, en l'intégrant dans un code de calcul. Cela permettra non seulement un dimensionnement optimal mais aussi un gain de temps et de dépenses nécessaire pour la fabrication d'un produit.

Dans notre travail, notre choix s'est porté sur le modèle de Jiles, du fait que c'est un modèle phénoménologique dont des variantes permet d'intégrer les contraintes indiquées. Nous nous sommes intéressés à l'intégration de la première contrainte dans un code de calcul avec la validation théorique et expérimentale.

Les résultats obtenus montrent que l'objectif est atteint.

La mesure de l'évolution de l'induction maximale en fonction de la température a été aussi effectuée.

Comme perspective à ce travail, nous proposons d'intégrer les contraintes suivantes : la fréquence, la température ainsi que les contraintes mécaniques.

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1]. **KISSA NADJET**, mémoire de magister en électrotechnique : « Modélisation De L'hystérésis Magnétique En Vue De Son Intégration Dans Un Code De Calcul De Champ Electromagnétique », Université de Batna, 2006.
- [2]. **Amel BELKEBIR**, mémoire de magister option : Matériaux Electrotechniques : « Modélisation -- Identification Paramétrique de L'hystérésis Magnétique, Modèle de L. O. CHUA », Université de Batna, 2006.
- [3]. **Brissonneau Pierre** «magnétisme et matériaux magnétiques pour l'électrotechnique», Edition HERMES 1997, PARIS.
- [4]. **Abdelkader BENABOU**, thèse de Doctorat : « Contribution à La Caractérisation et à La Modélisation de Matériaux Magnétiques en Vue d'une Implantation dans un Code de Calcul de Champ », Université Lille I, 2002.
- [5]. **CHARLES CYR**, Thèse de doctorat : « Modélisation et Caractérisation des Matériaux Magnétiques Composites Doux utilisés dans les Machines Électriques », la Faculté des études supérieures de l'Université Laval, Québec, 2007.
- [6]. **Rindra RAMAROTAFIKA**, thèse doctorat : «Modélisation Stochastique De La Variabilité Des Propriétés Magnétiques Des Matériaux Ferromagnétiques : Application Sur Des Stators De Machines Electriques », l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, Paris Tech, 2012.
- [7]. **S.H. Ould Ouali**, thèse de doctorat : « Intégration De L'hystérésis Magnétique Dans Un Calcul Elément Finis En Vue De L'estimation Des Pertes Dans Les Tôles Des Machines Electriques », université Mouloud Mammeri Tizi-Ouzou, 2010.
- [8]. **M. Hamel**, Ingénieur d'Etat en Electrotechnique : « Impact De La Découpe Sur Les Caractéristiques Des Circuits Magnétiques », université Mouloud Mammeri Tizi-Ouzou, 2009
- [9]. **Amir Nouridine**, thèse doctorat : « Modélisation De L'hystérésis Dans Les Matériaux Magnétiques Et Introduction De Modèles Dans Le Logiciel De Simulation Aux Eléments Finis Flux3D », institut national polytechnique de Grenoble, 2002.

[10].**B. Nait Kaci**, mémoire de magister : « Modélisation de l'Hystérésis tenant compte des Contraintes Thermiques », université Mouloud Mammeri Tizi-Ouzou, 2001.

[11]. **B. Hallou**, mémoire de magister : « étude des caractéristiques électromagnétiques d'une machine linéaires à aimant permanents en intégrant le modèle d'hystérésis de Jiles-Atherton », université Mouloud Mammeri Tizi-Ouzou, 2008.

## **Résumé :**

Dans le domaine de l'électrotechnique, les circuits magnétiques ont une grande importance, ils sont composés des matériaux magnétiques essentiellement des ferromagnétiques qui ont une réaction non linéaire c'est-à-dire hystérétique. Pour la modélisation de se fait on trouve plusieurs modèles de modélisation de l'hystérésis magnétique, chacun à ces particularité et ces domaines d'utilisation et aussi ces contraintes. Dans ce travail on a opté sur le modèle de Jiles-Atherton statique pour voir la régénération de phénomène hystérétique pour mieux percevoir les propriétés magnétique des ferromagnétique et donc les circuits magnétiques avant conception, comme on a vu l'évolution de l'induction magnétique en fonction de champ magnétique à une valeur de température, ainsi l'évolution de cycle a différentes valeur de tension (expérimentalement).