RÉPUBLIQUE ALGERIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEURE ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ DE MEDEA

FACULTÉ DES SCIENCES



Mémoire

Présenté pour obtenir le diplôme de :

Master en Physique

Spécialité : Physique des matériaux

Par :

DJEBAR Amina

Thème :

Détection par magnéto-transport de l'aimantation dans des structure DMS à base de $Ga_{1-x}Mn_xAs$

Soutenu publiquement, le 12/10/2020, devant le jury composé de:

BOUKAOUD Abdelali	MCB	Universté de médéa	Président
LACHENANI Hanane	MCB	Universté de médéa	Examinateurs 1
RAJAÏ Missoum	MCB	Universté de médéa	Examinateurs 2
DEHBAOUI Mourad	MCA	Universté de médéa	Encadrant

Année universitaire : 2019 / 2020

Résumé

Dans un effort de combiner l'exploitation des propriétés magnétiques et électroniques, la spintronique, essayant de développer de nouveaux matériaux et des nouvelles structures, se propose comme un domaine immergeant pouvant permettre de bénéficier d'un tel avantage. Les semi-conducteurs magnétiques dilués sont projetés pour être à la base de composant reliant dans leur fonctionnement, à la fois la charge et le spin des électrons. Dans le mémoire, une utilisation d'une technique de magnétométrie à effet Hall est développée dans une application sur un matériau de type $GaMn_xAs/In_yGaAs$. Le but étant d'étudier l'effet de la contrainte d'épitaxie, introduite par la couche tampon de In_yGaAs, sur l'orientation de l'aimantation dans la couche magnétique du $GaMn_xAs$. une caractérisation d'un matériau $GaMn_xAs$ est faite dans la phase ferromagnétique à basse température. Un contrôle précis de l'aimantation dans le matériau est réalisé par des mesures de magnéto-transport. La détection de la transition de spin des nanoparticules est réalisée par un capteur à effet Hall planaire fabriqué à base de multicouches magnétiques. Le travail effectué est pionnier dans le domaine de la détection nanomagnétique, car il ouvre la voie à de nouvelles perspectives dans la recherche fondamentale et dans le développement technologique des capteurs magnétiques.

mots clés

Aimantation, Température Curie, ferromagnétique, spintronique, DMS, magnéto-transport, effet Hall normal, effet Hall anormal et effet Hall planaire, épitaxie par jet moléculaire, photolithographie, anisotropie, cycle d'hystérésis

Abstract

In an effort to combine the exploitation of the magnetic and electronic properties, Spintronics, trying to develop new materials and new structures, proposes as an immersing domain which can allow to benefit from such an advantage. The diluted magnetic semiconductors are projected to be the basis of components connecting in their functioning, at the same time both charge and spin of electrons. In the report, a use of a technique of magnetometry with Hall effect is developed in an application on a $GaMn_xAs/In_yGaAs$ type material. The objective t's to study the effect of the epitaxy stress, introduced by the buffer layer of In_yGaAs, on the orientation of the magnetization in the magnetic layer of $GaMn_xAs$. a characterization of a $GaMn_xAs$. material is carried out in the ferromagnetic phase at low temperature. Precise control of the magnetization in the material is achieved by magneto-transport measurements. The detection of the transition in chemical nanoparticles is achieved by a planar Hall Effect sensor made from magnetic multilayers. The work is a pioneer in the field of nanomagnetic detection; since it opens new perspectives in basic research and in the technological development of magnetic sensors.

keywords

Magnetization, Curie temperature, Ferromagnetic, Spintronics, Diluted Magnetic Semiconductors, Magneto-transport, ordinary Hall effect, Anomalous Hall effect and Planar Hall effect, Molecular beam epitaxy, Photolithography, Anisotropy, Hysteresis cycle.



Remerciement

A ce stade de ma vie est udiantine, et à l'occasion de la présentation de mon mémoire de master, j'ai l'honneur et le devoir d'exprimer mes louanges absolues à ALLAH, mon créateur généreux et omnipotent, tout puissant, maitre des cieux et de la terre, qui nous a permis de mener à bien ce travail, pour tous ses dons et ses faveurs.

Tout d'abord, ce travail ne serait pas aussi riche et n'aurait pas pu avoir le jour sans l'aide et l'encadrement de Monsieur Dr.DEHBAOUI Mourad, mon encadreur, pour son aide et ses encouragements et pour la confiance qu'il m'accordée malgré les circonstances du travail. Qui a permis la réalisation de ce mémoire dans les meilleures conditions, et qui a été pour moi le modèle d'accomplissement personnel et professionnel. Je salue sa compétence, sa patience et ses judicieux conseils. J'ai énormément appris de lui, dont l'intuition scientifique et le sens de la direction ont su orienter notre travail.

J'exprime ma profonde gratitude à Dr. BOUKAOUD.A, maître de conférences à l'université de Médéa pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour avoir accepté de présider notre jury de mémoire.

J'exprime mes profondes reconnaissances à Dr. LACHENANI.H, maître de conférences à l'université de Médéa et à Dr. RAJAÏ.M, maître de conférences à l'université de Médéa, qui ont bien voulu accepter de faire partie de ce jury et d'examiner notre travail.

Je présente mes remerciements les plus sincères à mon premier enseignant dans cette université le Dr. ZITOUNI.H pour sa compétence et ces conseils.

Je tiens à remercier chaleureusement, tous les enseignants qui ont assuré notre formation tout au long de mon cursus scolaire, tous les personnes qui travail au lycée; l'administration, la secrétaire Soumia et les agents pour son compréhensible.

Je suis très reconnaissant aux responsables de l'équipe de l'université de Médéa, la faculté des sciences, département physique des matériaux pour leur riche formation de Master, et à tous les intervenants dans notre mémoire.

Mes remerciements s'adressent aussi à Ms BOUCHACHIA pour son aide et son soutien.

Enfin, un grand merci à tous mes chers(e) amis(e) : Mlle BENAISTI Ilhem et Ms. AMRANI Seddam Hocine que j'ai côtoyés, durant de la réalisation de ce mémoire, qui m'ont assuré le bon moral et pour les échanges d'informations et pour l'apport de la bonne humeur.

Dédicace

Table des Matières

Introduction **14**

1 Notions générales sur le magnétisme **16**

1.1 Généralité sur le magnétisme 16

1.1.1 La découverte du magnétisme 16

1.1.2 Classifications des matériaux magnétiques 19

1.2 Les Matériaux Magnétique 27

1.2.1 Définition et origine 27

1.2.2 Propriétés des matériaux magnétiques 27

1.3 Mesure d'aimantation 33

1.3.1 Magnétométrie SQUID 34

1.3.2 Magnéto-transport 35

2 Spintronique et semi-conducteurs magnétiques dilués **40**

2.1 Introduction 40

2.2 Les concepts de base de la spintronique 40

2.2.1 Les applications de la spintronique 40

2.2.2 Les dispositifs de la spintronique 43

2.2.3 Spintronique à base de semi-conducteurs 46

2.3 Les semi-conducteurs magnétique 46

2.3.1 Les interactions magnétiques 48

2.3.2 Anisotropie magnétique 53

2.3.3 Anisotropie magnétocristalline 54

2.3.4 Structure cristalline et croissance de (Ga,Mn)As 57

2.3.5 Structure électronique 57

2.3.6 Défauts 58

2.3.7 Température de Curie 59

3 Résultats et déscussion **60**

3.1 La préparation des échantillons 60

3.2 L'épitaxie par jets moléculaires 61

3.3 Fabrication de croix de Hall par photolithographie 62

3.3.1 Gravure $MESA$ 63

3.3.2 Réalisation des contacts métalliques 63

3.4 Préparation de mesure : 64

3.5 Influence de la contrainte épitaxiale 65

3.6 Évolution de la résistivité en fonction de la température 66

3.7 Variation de la résistance de Hall 67

3.8 Évolution de la résistance de Hall en fonction du champ H : 68

3.8.1 Résistance de Hall pour $GaMnAs/In_{0.1}GaAs(e = 50nm)$ 68

3.8.2 Résistance de Hall pour $GaMnAs/In_{0.15}GaAs(e = 50nm)$ 71

3.8.3 Résistance de Hall pour GaMnAs/In 0.15 GaAs (e = 20nm) 73

3.9 Conclusion 75

Conclusion **78**

A Tableau : Correspondances entre les systèmes d'unités SI et CGS **79**

A.1 Titre de la section 79

Liste des figures

1-1 Origine du magnétisme dans la matière. 17
1-2 Illustration des propriétés diamagnétiques. 20
1-3 Illustration schématique du comportement d'un matériau paramagnétique : (a) en absance d'un champ magnétique, (b) : en présence d'un champ magnétique. (c) : Evolution de 1/xi en fonction de la température. 21
1-4 Illustration schématique du comportement d'un matériau antiferromagnétique, (b) : La courbe d'aimantation en fonction du champ, (c) : Evolution de 1/xi en fonction de la température. 22
1-5 (a): Illustration schématique du comportement d'un matériau ferrimagnétique, (b) : La courbe d'aimantation en fonction du champ, (c) : Evolution de 1/xi en fonction de la température. 23
1-6 (a): Illustration schématique du comportement d'un matériau ferromagnétique, (b) : La courbe d'aimantation en fonction du champ, (c) : Evolution de 1/xi en fonction de la température. 24
1-7 Cycle d'hystérésis d'un matériau doux. 25
1-8 cycle d'hystérésis d'un matériau dur 25
1-9 Orientation des spins en fonction du champ 28
1-10 Cycle d'hystérésis d'un matériau magnétique. 28
1-11 Variation de l'aimantation M avec le champ H appliqué dans un matériau ferromagnétique. 29
1-12 Courbe de première aimantation M et d'induction B et cycles correspondants. 30
1-13 Courbe de première aimantation. 30
1-14 Domaines de Weiss et paroi de Bloch 33
1-15 Domaines de Weiss et paroi de Bloch. 34
1-16 Schéma composants de détection dans le SQUID. 34
1-17 Mesures relatives de la composante perpendiculaire de l'aimantation par effetfHall anormal. 35

1-18 Schéma de principe d'une mesure de l'effet Hall. 37

2-1 Le principe de magnetorésistance géante. 42
2-2 L'amplitude de TMR en fonction du champ. 43
2-3 Evolution de la densité de stockage des disques durs avec le temps 44
2-4 Principe d'écriture et de lecture de (l'information de MRAM. 45
2-5 Différent types des semi-conducteurs 47
2-6 Les interactions magnétiques a): Entre porteurs et les ions, b): Entre les ions magnétiques, c): Entre les porteurs libres, d): Entre les polarons magnétiques. 48
2-7 Moments magnétiques locaux Mn2+ de spin S=5/2 couplés antiferr-omagnétiquement avec les porteurs itinérants de spin s=1/2. 51
2-8 Interaction de deux polarons magnétiques où les petites flèches indiques les impuretés magnétiques et les grandes les trous localisés. 53
2-9 Energie d'anisotropie uniaxiale 55
2-10 Effet de la taille d'une nanoparticule sur l'anisotropie effective 56
2-11 Configuration à l'équilibre des spins d'une nanoparticule 56
2-12 Structure cristalline de (Ga,Mn)As. 58
2-13 Diagramme de phase illustrant la relation entre les conditions de dépot et les propriétés de (Ga,Mn)As. 59

3-1 llustration d'une construction MBE 62
3-2 Etapes de de gravure de la croix de Hall. 64
3-3 Masques de croix de Hall. 65
3-4 Schéma de croix de Hall et orientations magnétique. 65
3-5 Schéma de croix de Hall et orientations magnétique. 66
3-6 Evolution de la résistivité en fonction de la température. 67
3-7 Un cycle d'hystérésis caractérisé par un saut 68
3-8 Cycle d'hystérésis a deux sauts et les axes de facile aimantation correspondants. 68
3-9 Résistance de Hall du GaMnAs/In0.1GaAs pour différentes orientations de champ magnétique à T=5K. 69
3-10 Résistance de Hall du GaMnAs/In0.1GaAs pour différentes orientations de champ magnétique à T=20K. 69
3-11 Résistance de Hall du GaMnAs/In0.1GaAs pour différentes orientations de champ magnétique à T=35K. 70

3-12 Résistance de Hall du GaMnAs/In0.1GaAs pour différentes orientations de champ magnétique à T=60K. 70
3-13 Résistance de Hall GaMnAs/In0.15GaAs pour différentes orientations de champ magnétique à T=5(K). 71
3-14 Résistance de Hall du GaMnAs/In0.5GaAs pour différentes orientations de champ magnétique à T=20K. 72
3-15 Résistance de Hall du GaMnAs/In0.15GaAs pour différentes orientations de champ magnétique à T=40. 72
3-16 Résistance de Hall du GaMnAs/In0.15GaAs pour différentes orientations de champ magnétique à T=60K. 73
3-17 Résistance de Hall du GaMnAs/In0.15GaAs pour différentes orientations de champ magnétique à T=5K. 73
3-18 Résistance de Hall du GaMnAs/In0.15GaAs pour différentes orientations de champ magnétique à T=20K. 74
3-19 Résistance de Hall du GaMnAs/In0.15GaAs pour différentes orientations de champ magnétique à T=35K. 74
3-20 Résistance de Hall du GaMnAs/In0.15GaAs pour différentes orientations de champ magnétique à T=40K. 74
3-21 Résistance de Hall du GaMnAs/In0.15GaAs pour différentes orientations de champ magnétique à T=60K. 75

Liste des tableaux

1.1 Susceptibilité magnétique de quelques matériaux 21
1.2 Propriétés des matériaux magnétiques doux et Matériaux magnétiques dur . 26

3.1 les diffirents échantillon qui on les traités 66

Introduction générale

Le développement de l'industrie des dispositifs électronique depuis la deuxième moitié du 20^{eme} siècle a ouvert l'ère de la microélectronique. Une spécialité, qui s'intéresse à l'étude et à la fabrication de composants électroniques à une échelle micrométrique.

Ces composants sont fabriqués à partir des semi-conducteurs (essentiellement au départ du silicium et du germanium) au moyen de diverses technologies, dont la photolithographie.

L'efficacité et la fiabilité de ces dispositifs sont considérablement améliorées après l'invention du circuit intégré en 1959 ; les transistors sont réalisés directement dans les couches supérieures des semi-conducteurs, les connexions sont fabriquées par dépôt des couches métalliques sur la surface. La technologie de la μ-électronique se voit donc diviser en deux larges domaines d'application : un 1^{er} domaine utilise le transport de la charge électrique, responsable du processus de transport de l'information, un $2^{ème}$ domaine relié au spin, responsable du stockage de l'information et la détection magnétique.

Le progrès technique réalisé dans la préparation des multicouches de films minces amené à la découverte de la magnétorésistance géante en 1988 [1]; un changement important dans la résistance d'un matériau suite à la variation du champ magnétique.

La spintronique dans son sens général comporte le domaine qui utilise la charge et le spin de l'électron dans un même dispositif électronique. La discipline essaye de combiner les connaissances de la physique du spin et du magnétisme avec celles de l'électronique et l'optique dans un nouveau dispositif multifonctionnel.

Pour augmenter l'efficacité et la performance des dispositifs spintroniques dans le domaine de stockage de l'information par exemple, une course effrénée vers la miniaturisation des composants s'est installée. En effet on atteint actuellement le régime sous les $10nm$, dont lequel les deux processus écriture-lecture deviendraient plus difficiles à réaliser. Le capteur de la tête de lecture doit être plus petit ou du moins d'une taille comparable au bit du stockage, et en même temps, sa sensibilité doit être améliorée pour compenser la perte dans le ratio signal-bruit due à la miniaturisation [2].

La miniaturisation est reliée directement au progrès de nanotechnologie, et la sensibilité

est reliée au domaine émergent de la spintronique. La combinaison de ces deux domaines a permis d'améliorer largement la densité de stockage magnétique dans les disques durs et les MRAMs.

Dans la spintronique la maitrise de techniques d'injection, de détection, et de manipulation des spins est nécessaire. Plusieurs de ces critères ont été démontrés, durant ces dernières décennies. Dans les semi-conducteurs magnétiques, l'ordre ferromagnétique est provoqué le spin. Les états magnétiques peuvent être manipulés et contrôlés électriquement et les états électroniques pourrait aussi être déterminés par un environnement magnétique et donc la possibilité d'un contrôle magnétique des états électroniques et du transport.

Les semi-conducteurs magnétiques dilués dont les quels une fraction d'impureté magnétique est introduite dans la matrice du semi-conducteur hôte, sont de parfaits candidats pour réaliser de tel objectif.

Le but de ce mémoire est d'étudier les propriétés électriques et magnétiques de semi-conducteurs dopés par une impureté magnétique. L'étude est menée dans une application de détection exploitant la mesure de la résistance électrique se basant principalement sur l'effet Hall. Les mesures expérimentales ont été réalisées par mon directeur de projet Dr.DEHBAOUI au laboratoire Charles Coulomb à l'université de Montpellier 2 en France sous la direction du professeur CHARAR. S et Mme TERKI. F.

L'utilisation de l'effet Hall pour la détection de l'état magnétique est mise en évidence par des mesures magnéto-résistive réalisées dans trois couches minces de $Ga_{1-x}Mn_xAs/In_yGaAs$, la concentration(x) de l'impureté magnétique étant constante est égale à 6%, la concentration (y) d'Indium dans la couche tampon varie de 10% et 15%. C'est la variation de la résistance qui va être utilisée comme une sonde pour la description magnétique des matériaux.

Le mémoire est organisé autour de trois chapitres classés comme suit :

Chapitre 1 : Généralité sur le domaine du magnétisme.

Chapitre 2 : Introduction au domaine de la spintronique.

Chapitre 3 : Étude par magnéto transport des couches de GaMnxAs épitaxiées sur une couche tampon du InyGaAs déposée sur un substrat du GaAs.

Une conclusion et des perspectives sont données à la fin pour souligner les différents résultats et constatations obtenus suite à notre étude.

Chapitre 1

Notions générales sur le magnétisme

Du fait de leurs nombreuses applications technologiques, les matériaux magnétiques ont à l'échelle mondiale une importance économique comparable à celle des semi-conducteurs. Les recherches entreprises ces dernières années et activement poursuivies aujourd'hui dans les laboratoires des pays industrialisés ont permis de réaliser la synthèse de nouveaux matériaux magnétiques aux performances toujours plus élevées. Quelques termes de base du magnétisme sont explicités dans ce chapitre, suivi par une classification des matériaux magnétiques et quelques descriptions schématique.

1.1 Généralité sur le magnétisme

L'attirance mutuelle de deux êtres qui s'aiment est à l'origine du mot «aimant», qui désigne toute substance capable d'attirer le fer ou toute autre substance «magnétique» [3]. Les aimants furent découverts d'abord en Chine alors que le plus ancien manuscrit mentionnant l'existence des pierres d'aimant est l'œuvre d'un écrivain chinois, Guanzhong (mort en 645 avant J.C.) et puis les Grèce. Mais des objets en matière magnétique ont été retrouvés sur des sites encore beaucoup plus anciens.

1.1.1 La découverte du magnétisme

Magnétisme à l'échelle atomique

Le magnétisme d'un matériau est la conséquence des mouvements des électrons gravitant autour du noyau des atomes de ce matériau [4], c'est-à-dire d'une part les électrons par leur déplaçant sur leur orbite présentent un petit moment magnétique «orbital» (μ_l) perpendiculaire à leur orbite, cette transition permet de crée une charge électrique en mouvement qui en

gendre un champ magnétique. D'autre part une propriété purement quantique [3]; des électrons qui tourne également sur lui-même et présente un autre petit moment magnétique dit « spin » (μ_s), la rotation du spin engendrera aussi un champ magnétique.

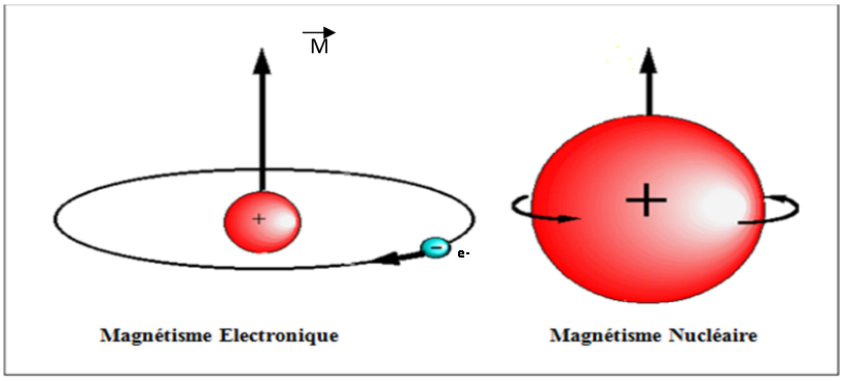


Figure 1-1: Origine du magnétisme dans la matière.

.

Le moment magnétique total est la combinaison vectorielle des moments orbitaux et de spin. Ces deux moments, couplés par une interaction d'origine relativiste, le couplage spin-orbite, forment le moment magnétique élémentaire atomique. La théorie quantique du magnétisme a montré que le moment magnétique orbital et le moment magnétique de spin sont donnés par les relations suivantes

$$\mu_l = \sqrt{l(l+1)}.\mu_B \tag{1.1}$$

$$\mu_s = 2\sqrt{s(s+1)}.\mu_B \tag{1.2}$$

Où «l» et «s» représente le nombre quantique orbital et le nombre quantique de spin respectivement et μ_B est appelé magnéton de Bohr (moment de Bohr) qui est défini par

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,27.10^{-24}Am^2, \tag{1.3}$$

$$\text{avec } \hbar = \frac{h}{2\pi}$$

Ou h est Constante de Planck : $h = 6,63.10^{-34}js$

D'où :

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{4.\pi.m_e} \tag{1.4}$$

e : charge de l'électron $(1,6.10^{-19}c)$

m_e : masse de l'électron $(9,11.10^{-3}kg)$

De l'échelle macroscopique à l'échelle microscopique

Dans un matériau magnétique et à l'état libre, nous disons qu'un atome est magnétique s'il est porteur d'un moment magnétique permanent représenté par un vecteur de module constant. Toute substance matérielle est formée d'un ensemble d'atomes qui peuvent être soit non magnétiques soit magnétiques [5].

L'aimantation M (à une échelle macroscopique) d'un matériau est caractérisée par la densité volumique des moments magnétiques (à une échelle microscopique)

$$M = \lim_{\Delta V \to 0} (\frac{1}{\Delta V} \sum_{i=0}^{n} \vec{m}_i) \tag{1.5}$$

On rappelle que le moment résultant pour un élément de volume ΔV comportant N atomes de moment magnétique $\vec{m}_i$, peut s'exprimer sous la forme [6]:

$$\vec{M} = \sum_{i=0}^{n} \vec{m}_i \tag{1.6}$$

Les grandeurs magnétiques et leur mesure

Tous les principes de la physique sont entachés de doutes et peuvent un jour être révoqués. C'est pourquoi il est important de toujours valider les résultats de la recherche par des observations physiques. Cela veut dire que l'on doit être capable de mesurer les grandeurs physiques étudiées.

L'induction: L'induction B est la grandeur la plus importante dans l'étude du magnétisme. C'est elle qui permet d'évaluer les forces magnétiques. Lorsque l'induction est variable dans le temps elle s'accompagne toujours d'un champ électrique. On pourra donc la détecter soit par une mesure de force mécanique soit par une mesure de tension électrique [7].

Le champ: Le champ magnétique est une grandeur directement liée au courant électrique si les phénomènes de propagation sont négligés. Le champ magnétique ne peut être mesuré directement. Il est déduit de la mesure de l'induction dans le vide, l'induction et le champ sont alors liés par la relation [7].

$$B = \mu_0 . H \tag{1.7}$$

Où B est l'induction, H est le champ et μ_0 la perméabilité du vide

L'aimantation et la polarisation magnétique: Pour un matériau magnétique, l'induction totale s'écrit

$$B = \mu_0(H + M) = \mu_0.H + J \tag{1.8}$$

Où M est l'aimantation et J est la polarisation magnétique.

L'aimantation mesurée est le moment magnétique moyen par unité de volume dans le matériau magnétique, il est fonction entre autre du champ magnétique. C'est ce lien entre le champ magnétique et la polarisation (ou l'aimantation) que l'on va tenter de modéliser dans notre étude [7].

Le moment: Le moment est associé à l'existence de charge en mouvement. Si un courant I parcourt une trajectoire circulaire définissant une surface dS, le moment vaut [7].

$$dm = I.dS \tag{1.9}$$

1.1.2 Classifications des matériaux magnétiques

Lorsque des atomes s'assemblent, leurs moments magnétiques interagissent plus ou moins entre eux, ce qui conduit, en magnétisme, à classer les matériaux en cinq grandes catégories. Pour un matériau magnétique soumis à un champ magnétique extérieur H, il apparaît une induction magnétique B à l'intérieur du matériau, lié au champ magnétique H et à l'aimantation M de la façon suivante

$$B = \mu_0.(H + M) \tag{1.10}$$

Avec:

$$\vec{M} = \chi\vec{H} \tag{1.11}$$

Ou χ: était la susceptibilité magnétique.

On définit alors la susceptibilité magnétique χ qui est la facilité avec laquelle le matériau réagit en fonction du champ externe qu'on lui applique.

Le matériau acquiert donc une aimantation $\vec{M}$ qui dépend du champ magnétique externe appliqué et de la susceptibilité du matériau.

La susceptibilité magnétique varie avec la température. De manière générale plus la température est élevée, moins le matériau est magnétique, car l'agitation thermique désordonne l'alignement des moments.

A partir de ce paramètre χ il est possible de définir les grands groupes de matériaux magnétiques ce sont Diamagnétisme, Paramagnétisme, Antiferromagnétisme, Ferrimagnétisme et Ferromagnétique [3], dans la suite de ce chapitre on va détailler les propriétés de chacun de ces groupes .

Diamagnétisme

Le diamagnétisme est une propriété fondamentale (intrinsèque) de tous les matériaux, il est seulement applicable dans l'absence de paramagnétisme et collective, il caractérise en général des substances qui ne comportent que des atomes non magnétiques.

Les substances diamagnétiques sont composées d'atomes qui n'ont pas de moments magnétiques permanents, c'est-à-dire toutes les couches électroniques sont remplies et tous les électrons sont appariés

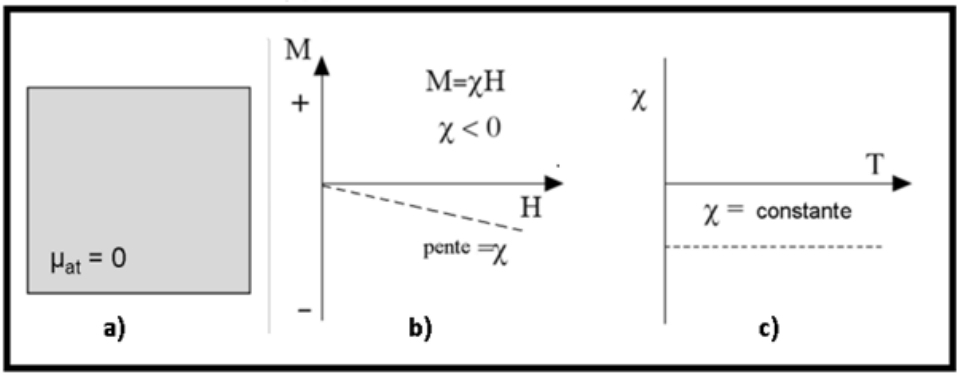


Figure 1-2: Illustration des propriétés diamagnétiques.

.

a) : Illustration d'un matériau diamagnétique (ne contient aucun matériau magnétique).

b) : Evolution de l'aimantation $\vec{M}$ en fonction du chmp.

c) : Evolution de la susceptibilité χ en fonction de la température.

L'origine du diamagnétisme est le comportement non coopératif des électrons. Toutefois, lorsque le matériau est exposé à un champ, une aimantation induite s'oppose à la direction du champ magnétique et donc la susceptibilité due au diamagnétisme est négative et faible est comprises entre 10^{-5} et 10^{-6}, elle est indépendante du champ et de la température

.

Table 1.1: Susceptibilité magnétique de quelques matériaux

Matériau	Susceptibilité magnétique χ_m
Bi	-16.6×10^{-5}
C	-2.1×10^{-5}
Eau	-1.2×10^{-5}
$Vide$	0

II.2.2 Paramagnétisme

Le paramagnétisme est présent lorsque les moments magnétiques des atomes existent et sont librement orientés c'est-à-dire sans interaction. En absence du champ magnétique, le moment magnétique de chaque atome est orienté au hasard.

Dans cette classe de matériaux, quelques-uns des atomes ou des ions dans le matériau ont un moment magnétique permanent en raison des électrons non appariés dans des couches électroniques partiellement remplies. Toutefois, les moments magnétiques individuels ne sont pas ordonnés magnétiquement, et l'aimantation est nulle lorsque le champ est supprimé.

Lorsqu'un champ est appliqué les moments s'orientent dans le sens du champ, (suivant une loi de type Langevin) donc il y a maintenant un alignement partiel des moments magnétiques atomiques dans la direction du champ magnétique, ce qui conduit à une aimantation positive et une susceptibilité positive.

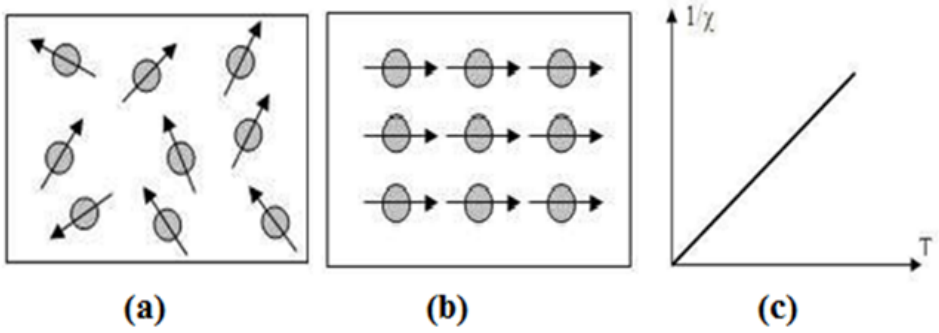


Figure 1-3: Illustration schématique du comportement d'un matériau paramagnétique : (a) en absance d'un champ magnétique, (b) : en présence d'un champ magnétique. (c) : évolution de 1/xi en fonction de la température.

.

II.2.3 Antiferromagnétisme

Dans le cas des matériaux antiferromagnétiques, les moments magnétiques interagissent entre eux mais ces substances sont constituées en général de deux réseaux magnétiques dont les

moments magnétiques des ions du réseau cristallin sont orientés deux à deux en sens contraire ; l'aimantation de l'ensemble est alors nulle (figure 1.4.a)

De :$|M_A| = |M_B| \neq 0$ pour $T < T_N$

Et :$M_A = -M_B$

On a $M = |M_A| + |M_B| = 0$

Les matériaux antiferromagnétiques ont également une rémanence nulle, pas d'hystérésis, mais une susceptibilité faible et positive qui varie d'une manière particulière avec la température comme s'est illustré dans la (figure 1.4.b)

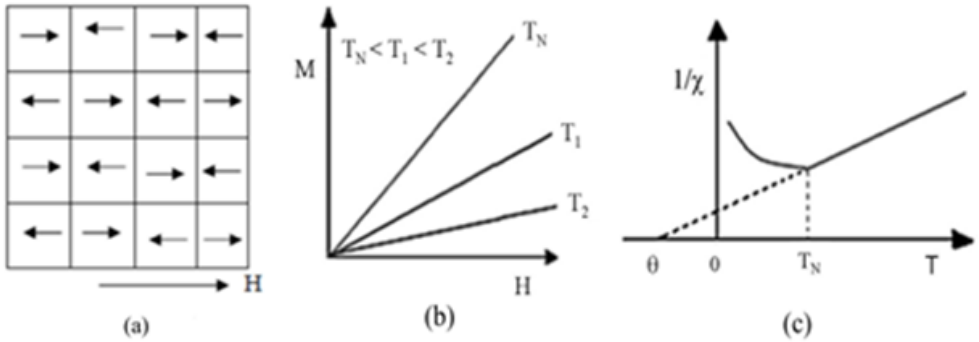


Figure 1-4: Illustration schématique du comportement d'un matériau antiferromagnétique, (b) : La courbe d'aimantation en fonction du champ, (c) : Evolution de 1/xi en fonction de la température.

.

L'antiferromagnétisme est une situation particulière du ferrimagnétisme, la clé de l'antiferromagnétisme est le comportement de la susceptibilité au-dessous d'une température critique, la température de Néel (T_N) En dessus de la température de Néel, la susceptibilité suit la loi de Curie–Weiss:

$$\chi = \frac{C}{T_N + \theta_P} \tag{1.12}$$

Où c'est la constante de Curie, T_N la température de Néel et θ_P est la température de Curie paramagnétique (asymptotique).

II.2.4 Ferrimagnétisme

Comme dans l'antiferromagnétiques l'interaction d'échange des ferrimagnétiques est négative donc l'antiferromagnétisme est similaire à le ferrimagnétisme, mais dans ce dernier, les deux sous réseaux, de nature différente, sont déséquilibrés, il n'y a alors plus compensation exacte

de l'aimantation [5]; les moments magnétiques des ions de ces deux réseaux cristallins sont opposés et parallèles, mais ils sont inégaux donc le moment magnétiques de l'ensemble est non nul, comme illustré dans la (figure 1.5.a) [4].

$M_A \neq M_B$

$M = M_A + M_B \neq 0$ pour $T < T_C$

C'est le cas des composés de ferrites qui sont très intéressants en électrotechnique parce qui'ils sont pratiquement isolants. Lorsqu'ils sont placés dans un champ, ils sont aimantés à saturation et d'une manière spontanée.

Les matériaux ferrimagnétiques présentent de nombreuses caractéristiques des matériaux ferromagnétiques : aimantation spontanée, température d'ordre, hystérésis et rémanence. Toutefois, ferro et ferrimagnétiques sont très différents au niveau de l'ordre magnétique. Par exemple, l'évolution de $1/\chi$ pour les ferrimagnétiques présente une augmentation rapide au voisinage de la température de Curie (figure 1.5 c) [8].

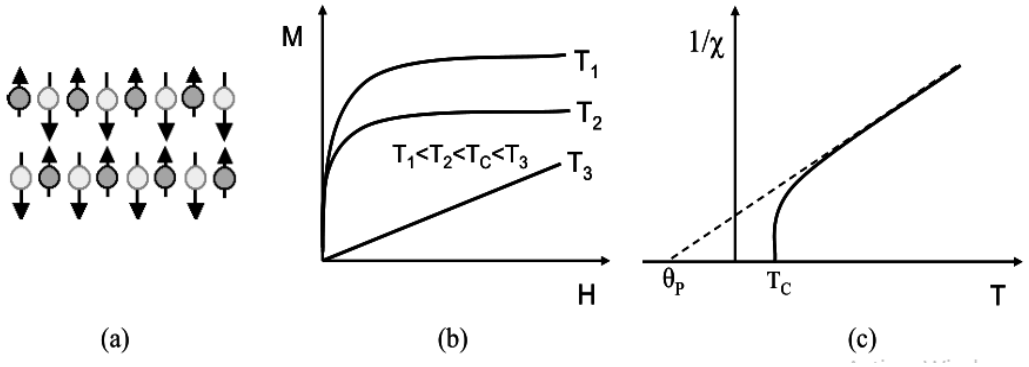


Figure 1-5: (a): Illustration schématique du comportement d'un matériau ferrimagnétique, (b) : La courbe d'aimantation en fonction du champ, (c) : Evolution de 1/xi en fonction de la température.

.

II.2.5 Ferromagnétisme

Le ferromagnétisme est la propriété qu'ont certains corps de s'aimanter très fortement sous l'effet d'un champ magnétique extérieur, et pour certains (matériaux magnétiques durs) de garder une aimantation importante même après la disparition du champ extérieur (aimantation spontanée) [3]. En présence d'un champ excitateur, chaque moment tend à s'aligner facilement dans la direction du champ et y est maintenu par ses voisins. Les matériaux ferromagnétiques sont donc faciles à aimanter, même en présence d'un champ faible [9]. Contrairement aux matériaux paramagnétiques, les moments atomiques dans

ces matériaux présentent une très forte interaction [8]; Le ferromagnétisme provient donc des interactions d'échange positives des spins, qui provoquent un arrangement parallèle des moments.

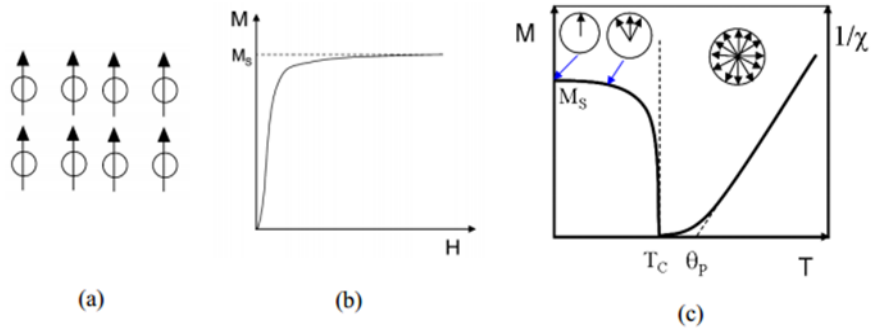


Figure 1-6: (a): Illustration schématique du comportement d'un matériau ferromagnétique, (b) : La courbe d'aimantation en fonction du champ, (c) : Evolution de 1/xi en fonction de la température.

.

Dans un matériau ferromagnétique ou ferrimagnétique, la température de Curie est la température T_c à laquelle le matériau perd son aimantation spontanée. Au-dessus de cette température, le matériau est dans un état désordonné dit paramagnétique et θ_p est la température de Curie paramagnétique. Cette transition de phase est réversible ; le matériau retrouve ses propriétés ferromagnétiques quand sa température redescend en dessous de «T_c». En revanche, il a perdu son aimantation, même s'il peut être à nouveau magnétisé.

Afin de minimiser l'énergie interne du matériau, il y a formation de domaines de Weiss dans lesquels les moments magnétiques des atomes sont dirigés dans la même direction. Ces domaines sont séparés par des parois, appelées parois de Bloch. [3]. En conséquence ces matériaux sont caractérisés en général par une perméabilité magnétique relative élevée $\mu_r >> 1$ [8] et leur susceptibilité est importante de 100 à106 [9].

II.2.6 Classification des matériaux ferromagnétique

Lors de la suppression du champ magnétique extérieur, l'aimantation persiste plus ou moins. A ce stade, deux types de comportements sont possibles : durs ou doux [4].

II.2.6.a) Matériaux magnétique doux

.

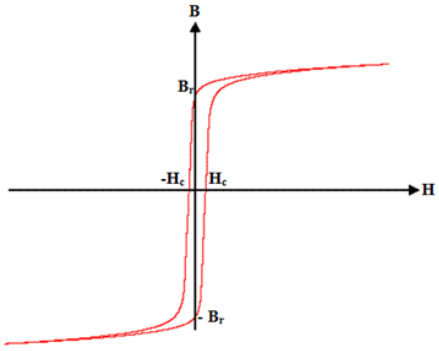


Figure 1-7: Cycle d'hystérésis d'un matériau doux.

Les matériaux magnétiques doux ont une réponse unique à un niveau d'excitation et lorsque cette excitation est supprimée, ils perdent leur aimantation. Dit autrement, l'orientation des moments revient dans un état comparable à l'état initial. Ces matériaux ont des cycles d'hystérésis très étroits : l'excitation coercitive ne dépasse pas $100A/m$. Ils possèdent une grande perméabilité à 10^3 et donne une induction rémanente B_r élevée.

Les matériaux magnétiques doux sont utilisés pour réaliser des électroaimants (leur aimantation doit pouvoir facilement être annulée) ou des circuits magnétiques fonctionnant en régime alternatif (machines électriques, transformateurs), car ce phénomène d'hystérésis est responsable de pertes d'énergie.

Les matériaux les plus doux présentent une bonne pureté et peu de défauts de manière à permettre des déplacements aisés des parois de domaines magnétiques.

II.2.6.b) Matériaux magnétique durs

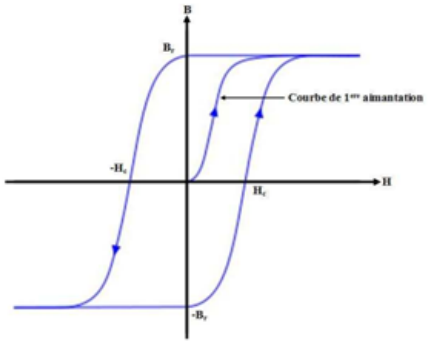


Figure 1-8: cycle d'hystérésis d'un matériau dur.

.

Contrairement aux précédents les matériaux magnétiques durs ont un cycle d'hystérésis très large, et après l'élimination du champ appliqué de nombreux moments restent orientés (effet mémoire) et ils gardent un champ coercitif grand ($H_c \succeq 10^6 A/m$) et induction rémanente

	Matériau dur	Matériau doux
Cycle d'hystérésis	Large	Etroit
Excitation coercitive H_c	Important	Faible
Pertes par hystérésis	Importantes	Faibles
Aimantation et désaimantation	Très difficilement	Très facilement
Utilisations	Aimants permanents	Moteurs, transformateurs

Table 1.2: Propriétés des matériaux magnétiques doux et Matériaux magnétiques dur

B_r importante. Ces matériaux ont une faible perméabilité et sont difficiles à aimanter. Il est impossible de les dessiner dans un même repère que les cycles d'hystérésis des matériaux doux.

On appelle matériaux magnétiques durs un matériau dont la valeur de la polarisation J reste sensiblement égale à sa valeur à saturation tant que le module du champ magnétique ne dépasse une certaine limite, ce type de matériaux est utilisé comme source de champ magnétique dans divers circuits magnétiques.

Le tableau 1.2 illustre une comparaison entre les différentes caractéristiques des matériaux doux et les matériaux durs.

.

La loi $J(H)$ d'un matériau ferromagnétique

Lorsque le champ magnétique H est appliqué, les moments des atomes du matériau évoluent. D'un point de vue macroscopique, le moment total résultant de la somme des moments atomiques varie en fonction du champ. En général, l'induction résultante $\mu_0.H + J$ est très supérieure à celle obtenue pour le même champ d'excitation dans le vide. Il devient donc intéressant de connaître la loi qui lie J à H

Saturation Lorsque le champ magnétique H augmente à l'infini, la polarisation tend vers une valeur maximale. Tous les moments du matériau sont alors orientés dans le sens du champ. On dit que le matériau est à saturation. L'induction, elle, continue d'augmenter indéfiniment avec le champ.

Induction rémanente Lorsque la polarisation a été augmentée à son maximum, on appelle induction rémanente, la valeur de l'induction obtenue lorsque le champ est ramené à zéro. Cette valeur montre que le matériau ne peut être spontanément démagnétisé.

Champ coercitif Le champ coercitif est le champ magnétique nécessaire à partir de l'induction rémanente pour annuler l'induction.

1.2 Les Matériaux Magnétique

1.2.1 Définition et origine

Soit un corps homogène dont un ou plusieurs des atomes qui le composent possèdent un moment magnétique, ce corps est appelé matériau magnétique si les moments des atomes s'organisent de manière cohérente sous l'action d'une contrainte ou d'un champ, le comportement des atomes est donc à l'origine de l'aimantation qui exprime les qualités magnétiques du matériau. En effet, certains atomes possèdent de manière intrinsèque un moment magnétique.

S'il est presque impossible d'observer ce qu'il se passe au niveau atomique, les théories de la physique associent l'existence de ce moment à la rotation des charges électroniques autour du noyau de l'atome mais surtout à la rotation des électrons de l'atome sur eux-mêmes.

1.2.2 Propriétés des matériaux magnétiques

Comme cela a déjà été précisé, un atome possède un moment magnétique associé à son moment cinétique intrinsèque des électrons, le spin, et également un moment magnétique orbital dû au leur mouvement en orbite atomique. La combinaison des moments magnétiques individuels de chaque électron peut conduire à l'apparition d'un moment magnétique atomique.

Spin électromagnétique

Selon une description courante, (impropre car il s'agit de phénomènes quantiques), les électrons qui orbitent autour du noyau d'un atome tournent sur eux-mêmes selon un certain angle par rapport à l'axe de rotation à la manière d'un gyroscope. Ce phénomène est le spin de l'électron.

L'électron étant une particule chargée, ce spin crée un certain moment magnétique appelé moment magnétique de spin. Celui-ci peut interagir avec un champ magnétique externe $\vec{H}_0$ soit en s'y opposant soit ens'alignant avec ce champ externe, selon la nature magnétique du matériau. Plus le champ magnétique externe est puissant plus il y aura d'électrons qui aligneront leur spin en fonction de celui-ci (figure 1-9).

.

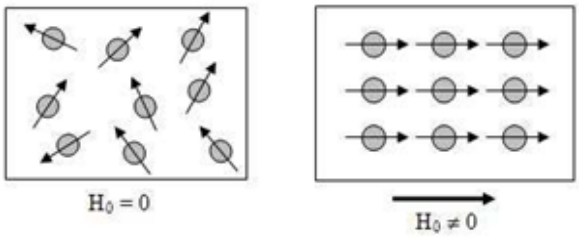


Figure 1-9: Orientation des spins en fonction du champ

Phénomène d'hystérésis

Le cycle d'hystérèse illustre la relation existant entre l'aimantation $\vec{M}$ (ou l'induction $\vec{B}$) en fonction du champ magnétique appliqué $\vec{H}$,Il caractérise chaque corps ferromagnétique et sa forme dépend en outre le la géométrie de l'échantillon, des contraintes mécaniques auxquelles ce dernier est soumis et de sa température. Le parcours d'un cycle d'hystérèse sous l'effet d'un champ magnétique extérieur cyclique dissipe de l'énergie au sein du matériau ferromagnétique.

Lorsqu'on a magnétisé un échantillon de matériau ferromagnétique jusqu'à la saturation et que l'on fait décroître l'excitation $\vec{H}$, on constate que $\vec{B}$ décroît également mais en suivantune courbe différente qui se situe au-dessus de la courbe de première aimantation. Ceci est le fait d'un retard à la désaimantation. On dit qu'il y a hystérésis.

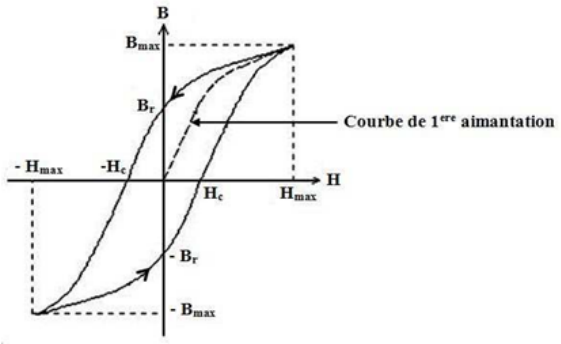


Figure 1-10: Cycle d'hystérésis d'un matériau magnétique.

.

Ce phénomène s'explique par le déplacement, réversible sous faible champ et irréversible sous champ fort, des parois de Bloch qui conduisent d'un état d'aimantation à un autre [**?**].3 Il faut souligner que l'aimantation macroscopique d'un matériau magnétique désaimanté est nulle. Si on le soumet à un champ d'excitation, son aimantation dans la direction du champ croît d'abord selon sa courbe de première aimantation (figure 1.11), qui devient progressivement asymptote à une valeur limite : l'aimantation à saturation, correspondant

à l'alignement de tous les moments magnétiques atomiques du matériau dans la direction du champ

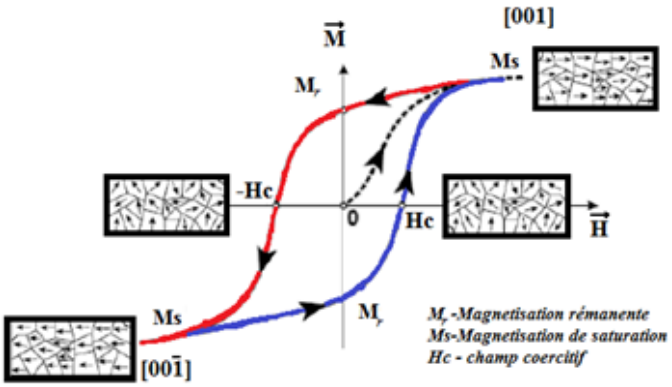


Figure 1-11: Variation de l'aimantation M avec le champ H appliqué dans un matériau ferromagnétique.

.

Lorsque $\vec{H}$ est ramené à $0A/m$, il subsiste un champ magnétique B rappelé champ rémanent. (les parois de Bloch n'ont retrouvé leur position d'origine). Pour annuler ce champ rémanent, il est nécessaire d'imposer à $\vec{H}$ une valeur négative. Le champ magnétique s'annule alors pour une valeur de l'excitation H_c appelée excitation coercitive (figure 1-11). Quand le champ d'excitation oscille entre $\pm Hm$ le point représentatif de $B = f(H)$ décrit une courbe fermée : le cycle d'hystérésis

Pour caractériser les performances des matériaux industriels qui découlent de la forme du cycle d'hystérésis il faut connaitre les grandeurs suivantes :

Aimantation à saturation M_s: est la valeur maximale de l'aimantation qu'on peut atteindre. On atteint cette valeur quand tous les moments magnétiques compris dans notre matériau sont orientés parallèlement au champ d'excitation (figure 1.11)

Aimantation rémanente M_r: est la valeur de l'induction qui subsiste lorsque la valeur du champ d'excitation a été remise à zéro après saturation (le matériau a été préalablement saturé)

Champ coercitif $\mathbf{H_c}$: on appelle un champ coercitif le champ magnétique nécessaire pour annulé l'aimantation rémanente M_r (ou l'induction rémanente B_r). Pour cette valeur de champ les moments magnétique sont orientés de manière aléatoire [8].

Champ maximale H_{max}:le cycle d'hystérésis décrit une courbe fermée de point représentatif de $B = f(H)$ quand le champ d'excitation oscille entre $\pm H_{max}$ c'est le champ maximale [3].

La variation de $B = f(H)$ et$M = f(H)$ est non linéaire en raison de la caractéristique des domaines existant dans les matériaux ferromagnétiques. Les deux courbes $B = f(H)$ et $M = f(H)$ ont des caractéristiques générales similaires, à l'exception d'un point crucial. Une fois que le point de saturation est atteint, la courbe$M = f(H)$ devient une ligne droite avec une pente exactement nulle, alors que la pente de la courbe $B = f(H)$ reflète la sensibilité magnétique constante. En d'autres termes, la courbe B en fonction de H ne se sature pas en approchant une valeur limite comme dans le cas de la courbe M en fonction de H [10][11].

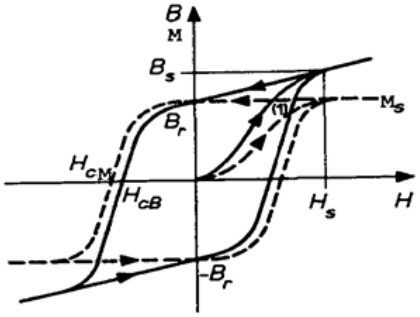


Figure 1-12: Courbe de première aimantation M et d'induction B et cycles correspondants.

.

Courbe de première aimantation : La fonction $B(H)$ observée à champ magnétique H croissant sur un échantillon n'ayant jamais été polarisé porte le nom de courbe de première aimantation, seule une élévation de la température de l'échantillon au-dessus du point de curie permet de décrire une nouvelle fois la courbe de la première aimantation. La matière garde en quelque sorte la mémoire des polarisations subies. A champ décroissant, la fonction $B(H)$ s'écarte de la courbe de première aimantation, en raison du caractère irréversible.

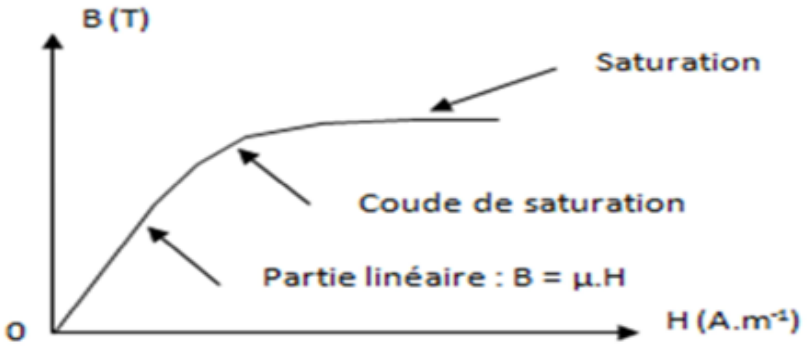


Figure 1-13: Courbe de première aimantation.

.

On remarque dans la (Fig.1.13) que le corps n'était initialement pas aimanté ($B = 0$) lorsque ($H = 0$), d'où le nom de première aimantation. Schématiquement, la courbe est subdivisée en trois zones

-La zone des champs faibles caractérisé par un comportement quasi linéaire de la matière ainsi que des perméabilités modérées.

-La zone des champs moyens dans laquelle les effets non linéaires s'accentuent fortement, tandis que la perméabilité passe par sa valeur maximale.

-La zone des champs forts ou zone de saturation ou la perméabilité décroit et tend vers la perméabilité du vide.

Propriétés magnétiques intrinsèques

La dynamique d'aimantation d'une nanoparticule est fonction de la structure magnétique interne de celle-ci. Il est donc important de connaître les conditions et les facteurs qui déterminent cette structure interne donc comment expliquons-nous ces conditions et la nécessité d'un champ extérieur pour aimanter un ferromagnétique si ce dernier possède sa propre aimantation La réponse a été formulée par Pierre Weiss en 1907 par le découvert des domaines et des parois magnétique.

Domaines magnétiques Dans le matériau, les moments s'organisent de manière cohérente. Si on se place à faible champ, on peut observer qu'ils se regroupent en domaines, un domaine est une portion du cristal où les moments ont tous même direction et même sens. L'aimantation d'un système ferromagnétique métallique est déterminée par quatre effets principaux, auxquels sont associés quatre termes d'énergie magnétique pour un spin donné

L'interaction d'échange : L'interaction d'échange est un phénomène quantique dû à l'orientation relative des orbitales électroniques atomiques, à relativement courte portée, qui dans un matériau ferromagnétique tend à aligner les spins entre eux à l'échelle microscopique

$$E_A = A[(\frac{\partial\theta}{\partial y})^2 + (\sin\theta\frac{\partial\varphi}{\partial y})^2] \tag{1.13}$$

Ou E_A : L'énergie d'échange et A : La raideur d'échange

L'anisotropie magnétique intrinsèque : (d'origine magnéto-cristalline et de surface), qui tend à orienter chaque spin suivant un ou plusieurs axes privilégiés caractéristiques du système considéré (les axes dits de facile aimantation); en se limitant au terme du premier ordre

$$E_{K_i} = K_i \sin^2 \theta \tag{1.14}$$

Avec E_{K_i}: L'énergie d'anisotropie intrinsèque et K_i:La constante d'anisotropieintrinsèque.

Les effets magnétostatiques :qui de façon analogue aux effets électrostatiques dans un diélectrique, tendent à limiter l'accumulation des charges magnétiques, et rendent défavorable l'alignement des spins à grande échelle (ils sont également responsables de l'anisotropie magnétique de forme dans une nanostructure)

$$E_d = -\frac{1}{2}\vec{M}.\vec{H}_d = 2\pi M_s^2(N_x \sin^2\theta\cos^2\varphi + N_y \sin^2\theta\sin^2\varphi + N_y\cos^2\theta) \tag{1.15}$$

Ou E_d : L'énergie magnétostatique, $\vec{H}_d$: Le champ démagnétisant, M_s: L'aimantation à saturation et N_x,N_y et N_z sont les facteurs démagnétisantdu système considéré

L'action d'un éventuel champ magnétique externe $\vec{H}$ qui tend à aligner les spins dans sa propre direction

$$E_H = -\vec{M}.\vec{H} = -M_s H\cos\theta. \tag{1.16}$$

Ou E_H : L'énergie Zeeman associée au champ $\vec{H}$, $\vec{M}$: L'aimantation et M_s : L'aimantation à saturation.

L'orientation d'un spin donné dans le système est le fruit d'un compromis entre ces quatre effets, qui revient à la minimisation de l'énergie magnétique totale. Ainsi il est énergétiquement favorable que des spins voisins soient alignés (ce qui minimise l'énergie d'échange), et que cet alignement se fasse suivant un des axes de facile aimantation et/ou suivant le champ $\vec{H}$ (ce quiminimise l'énergie d'anisotropie et/ou l'énergie Zeeman). Mais au-delà d'un certain degré d'alignement, l'énergie magnétostatique devient trop importante, et les spins vont avoir tendance (tout au moins en champ nul) à former une structure magnétique inhomogène, en domaines magnétiques.

Dans ces domaines (dont la taille typique est de quelques microns), les spins sont alignés et définissent une direction moyenne d'aimantation, mais deux domaines voisins ont des directions d'aimantation différentes. Pour saturer magnétiquement le système, et donc compenser les effets magnétostatiques, il faut appliquer au système un champ magnétique suffisamment élevé, appelé champ de saturation [4] [12].

.

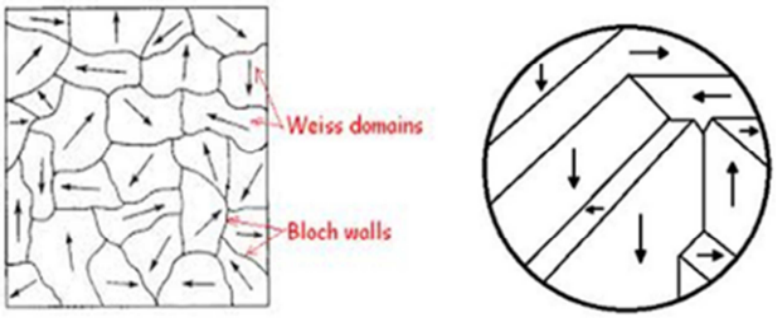


Figure 1-14: Domaines de Weiss et paroi de Bloch.

III.2.3.b) Paroi de domaine magnétique La séparation entre deux domaines magnétique voisins s'appelle une paroi ou paroi de Bloch. Lorsque le champ externe varie, l'organisation des domaines évolue de sorte à minimiser l'énergie interne du matériau. Dans le cas d'un matériau à anisotropie uniaxiale (un seul axe de facile aimantation), on peut symboliser par $\uparrow$ et $\downarrow$ les deux directions d'aimantation possibles (toutes deux parallèles à l'axe de facile aimantation, mais de sens opposés)

Dans les matériaux magnétiques, il existe une corrélation entre les spins due à l'interaction d'échange : Les parois de Bloch ne sont pas rigides, elles se déplacent sous l'action d'une pression magnétique mais elles peuvent également se déformer comme des membranes élastiques [4].

Influence d'un champ magnétique extérieur L'application d'un champ magnétique extérieur et raduit par l'introduction d'un nouveau terme d'énergie qui modifie l'état primitif d'équilibre énergétique pour créer une nouvelle configuration. Il se produit d'abord une augmentation de certains domaines au détriment de leurs voisins par déplacements des parois. Pour des champs faibles, ce déplacement reste encore réversible [13][14].

Quand les champs sont plus forts, les déplacements deviennent irréversibles : les domaines deviennent moins nombreux, la direction de l'aimantation spontanée s'oriente progressivement suivant la direction du champ appliqué. Pour des champs importants, les dernières parois disparaissent et on obtient la saturation macroscopique du matériau ($figure 1.15$)

.

1.3 Mesure d'aimantation

Parmi les techniques expérimentales permettant de mesurer l'aimantation d'un échantillon et donner des valeurs a haute précision on distingue les mesures directes par magnétométrie

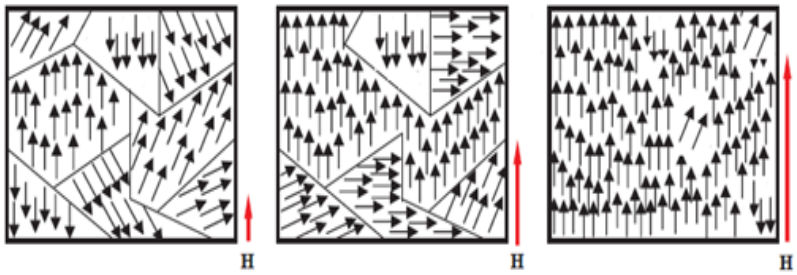


Figure 1-15: Domaines de Weiss et paroi de Bloch.

SQUID. Le dispositif SQUID est un peu couteux on utilise dans ce travail des mesures indirectes de magnéto-transport à effet Hall [3].

1.3.1 Magnétométrie SQUID

La magnétométrie SQUID est une méthode très efficace et très sensible pour la mesure des propriétés magnétiques des matériaux. En effet c'est la méthode qui permit de déterminer directement le moment magnétique total d'un échantillon. Le composant supraconducteur d'interférence quantique (superconducting quantum interference device (SQUID)) consiste en deux jonctions supraconductrices séparées par une mince couche isolante pour former deux jonctions Josephson parallèles. Le dispositif est configuré comme un magnétomètre pour détecter des champs magnétiques très faibles (d'où la grande sensibilité).

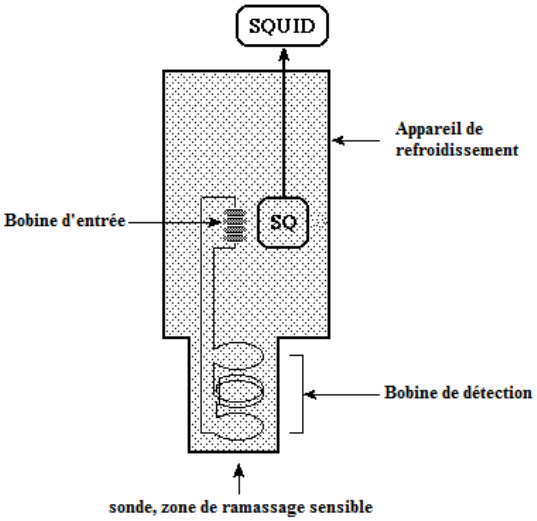


Figure 1-16: Schéma composants de détection dans le SQUID.

.

Principe

La densité du courant électrique via la couche isolante entre les deux jonctions supraconductrices, dépend du déphasage $\Delta\Phi$ des deux fonctions d'onde des supraconducteurs. La dérivée par rapport au temps de ce déphasage est corrélée avec la tension électrique à travers la couche isolante. Le déphasage est aussi influencé par le flux magnétique via l'anneau supraconducteur. La structure est utilisée pour convertir le flux magnétique en une tension électrique, c'est le principe de base du magnétomètre SQUID. Quand l'échantillon étudié est bougé vers le haut et vers le bas, il produit un flux magnétique alternatif dans la bobine supraconductrice. Il sera transformé en signal électrique mesurable, amplifié ensuite pour la lecture. Le système peut travailler sous des champs magnétiques allant de plus ou moins 7 Tesla.

1.3.2 Magnéto-transport

L'utilisation de substrats semi-isolants nous a permis de pouvoir caractériser électriquement nos couches de$(Ga, Mn)As$ en utilisant des motifs de type "croix de Hall" (Fig.1.16.a). Les mesures de magnéto-transport ont été réalisées sur un banc d'effet Hall du$(LPN$ par exemple). Il comprend un électroaimant allant jusqu'à 0,6 T, et un cryostat à doigt froid permettant de descendre jusqu'à 4,2 K. Le champ magnétique a été orienté perpendiculairement à l'échantillon en tournant la canne de l'échantillon de façon à maximiser le signal V_{Hall} .

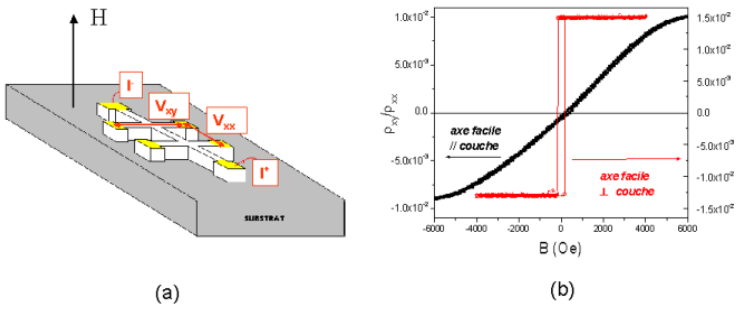


Figure 1-17: Mesures relatives de la composante perpendiculaire de l'aimantation par effetfHall anormal

.

a): Géométrie de la croix de Hall. b): Mise en évidence des axes faciles magnétiques dans deux échantillons différents: axe facile dans le plan du substrat (carrés noirs), et axe facile perpendiculaire au plan (cercles rouges).

Effet Hall

L'effet Hall, plus d'un siècle après sa découverte, est toujours un phénomène à l'étude autant d'un point de vue théorique qu'expérimental. Cet effet, correspondant à la présence d'une tension perpendiculaire à la direction du champ électrique et du champ magnétique, est un outil important pour la caractérisation des matériaux conducteurs ferromagnétiques ou non. Il permet de déterminer notamment la nature des porteurs de charge et leur concentration.

Le principe de base d'une mesure d'effet Hall est simple et consiste à mesurer une tension V_H, appelée tension de Hall, dans la direction perpendiculaire à la direction d'application du champ magnétique B et du courant I traversant l'échantillon. Lorsqu'un courant traverse une barre de matériau métallique ou semi-conducteur, sous un champ magnétique appliqué perpendiculairement au sens du courant, une tension de Hall, proportionnelle au champ magnétique et au courant, apparaît entre les faces latérales de la barre. Elle est proportionnelle à la vitesse de déplacement des porteurs de charge [2]

Pour un grand nombre de matériaux magnétiques, la résistivité transverse ρ_{xy} vérifie la loi empirique suivante :

$$\rho_{xy} = R_0 B + R_s M \tag{1.17}$$

Le premier terme, proportionnel au champ B, décrit l'effet Hall normal (R_0 est la constante de Hall). Et le second terme, proportionnel à l'aimantation M, décrit l'effet Hall anormal ou extraordinaire (R_s est le coefficient de Hall extraordinaire).

Effet Hall extraordinairen (ou anormal) L'effet de Hall ordinaire se pose parce que la force de Lorentz pousse des charges perpendiculaires à la direction du flux du courant électrique. L'effet de Hall anomalous se pose à partir de la diffusion des électrons ou des trous plutôt que le libre transporteur. Effet Hall est la plus importante propriété des matériaux magnétique. elle est toujours référée à l'effet de transverse de voltage déférence quand le champ magnétique est applique perpendiculairement en échantillon plat pendant que le courant électrique travers l'échantillon, dans cette géométrie l'effet HALL par exemple de $Ga_{1-x}Mn_xAs$ est la somme d'effet de Hall ordinaire et l'effet de Hall anomalous .La résistivité de la feuille de Hall est exprimé par

$$R_{Hall} = \frac{R_0}{d} B + \frac{R_M}{d} M \tag{1.18}$$

- R_0 : coefficient de Hall ordinaire, R_M: coefficient de Hall anomalous;
- B :champ magnétique;

• d : l'épaisseur de la feuille;

• M :la magnétisation perpendiculaire par rapport à la échantillon.

L'effet Hall Extraordinaire, Contrairement à l'effet Hall ordinaire, ne peut être expliqué en invoquant la déviation de porteurs par le champ magnétique. Toutefois, la diffusion des électrons ou des trous dans un sens privilégié dépendant de l'orientation de l'aimantation permet d'observer un champ électrique transversal dans l'échantillon . Pour des matériaux ferromagnétiques composés de métaux de transition, les centres diffuseurs sont les électrons des bandes d des éléments magnétiques. Pour les composés à base de terres-rares, les centres diffuseurs sont les électrons f portant des moments magnétiques localisés [14][15][16].

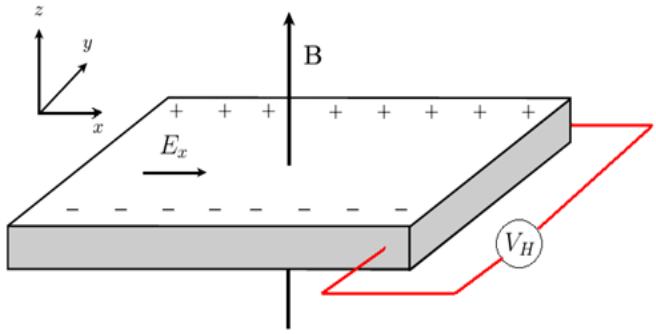


Figure 1-18: Schéma de principe d'une mesure de l'effet Hall.

.

Effet Hall planaire Il existe un autre effet de Hall sous le nom effet Hall planaire, il est mesuré quand le champ magnétique et le courant électrique sont dans le même plan, cet effet est étudié dans le cycle des matériaux magnétiques.Maintenant si le matériau est ferromagnétique, une composante supplémentaire est ajoutée à la tension de Hall ordinaire, elle est due à l'aimantation propre du matériau. Il en résulte ainsi en une résistance de Hall donnée par l'équation

$R_H = \frac{R_0}{r} H \cos\theta_H + \frac{R_s}{r} M \cos\theta_H + \frac{K}{r} M^2 \sin^2\theta_H$

Dans cette équation R_0 et R_s sont respectivement le coefficient normal et anormal de Hall. K : une constante reliée à l'effet de l'anisotropie magnétorésistive et donc à la différence de la résistivité entre les directions parallèles et perpendiculaires au courant M c'est l'aimantation et d c'est la largeur de la couche magnétique.

• Le 1^{er} terme : la résistance de Hall ordinaire. Où $Hcos\theta$ constitue la composante du champ magnétique dans la direction perpendiculaire au courant.

• Le $2^{ème}$ terme: la résistance de Hall anormale (AHR), elle provient de la diffusion asymétrique de smoments magnétiques des électrons de conduction dans l'échantillon. Ce

terme est proportionnel à la composante perpendiculaire de l'aimantation.

• Le $3^{ème}$ terme : la résistance de Hall planaire (PHR), est proportionnelle au composant de l'aimantation qui est parallèle au courant. S'il y a une composante $Msin\theta$ de l'aimantation dans le plan des couches alors, à cause de la magnétorésistance, les équipotentiels peuvent ne pas être perpendiculaires au courant et une tension transversale peut être détectée. Comme indiqué par le terme $sin2\varphi$, La résistance de Hall planaire est absente quand l'aimantation est parallèle ou perpendiculaire au courant [17][18].

Chapitre 2

Spintronique et semi-conducteurs magnétiques dilués

2.1 Introduction

La spintronique peut se décrire comme une électronique qui exploite non seulement la charge, mais aussi le spin des électrons. Son développement a suivi la découverte de la magnétorésistance géante (GMR) en 1988.Le concept général de la spintronique est de placer des matériaux ferromagnétiques sur le trajet des électrons et d'utiliser l'influence du spin sur la mobilité des électrons dans ces matériaux.

Cette influence, d'abord suggérée par Mott en 1936, a été ensuite démontrée expérimentalement et décrite théoriquement à la fin des années 60.

2.2 Les concepts de base de la spintronique

L'étude des phénomènes de la spintronique s'est depuis étendue à divers types de nanostructures magnétiques qui associent des matériaux ferromagnétiques avec des métaux, des isolants ou des semi-conducteurs. Les propriétés fondamentales de ces nanomatériaux sont étroitement liées à l'échelle des dimensions caractéristiques des échantillons et au mouvement des électrons dans les métaux [19].

2.2.1 Les applications de la spintronique

Les applications de la spintronique dépendent largement du phénomène de la magnétorésistance (MR), qui signifie la variation de la conductivité électrique suite à la présence d'un champ

magnétique. Les effets de MR dans les matériaux métalliques, semi-conducteurs et isolants ont des caractéristiques différentes [19]. Dans ce cas, de nouveaux phénomènes de transport se produisent ; la magnétorésistance géante (GMR) et la magnétorésistance tunnel (TMR) sont des exemples typiques:

La Magnétorésistance géante (GMR)

Le système le plus simple mettant en évidence la magnétorésistance géante consiste en une couche de métal non magnétique placée entre deux couches de métal magnétique, comme indiqué sur la figure ci-dessous. Dans le matériau magnétique, ainsi qu'entre les matériaux magnétique et non magnétique, les électrons se propagent plus ou moins facilement suivant la direction de leur spin.

Considérons le cas où les électrons de spin antiparallèle se propagent moins facilement que ceux avec un spin parallèle. La résistance est donc plus élevée pour les électrons de spin antiparallèle. Quand les électrons traversent ensuite le matériau non magnétique, ils se propagent tous aussi facilement, indépendamment du sens du spin [20].

A l'interface et à l'intérieur de la couche magnétique suivante , les électrons avec un spin antiparallèle se propagent de nouveau moins facilement que ceux avec un spin parallèle. Si l'aimantation des deux couches magnétiques est orientée dans la même direction, la plupart des électrons (avec un spin parallèle) les traversent facilement et la résistance totale est donc faible (A). Mais si l'aimantation des deux couches est opposée, les électrons auront un spin antiparallèle dans l'une des deux couches. Quelle que soit l'orientation du spin, peu d'électrons pourront traverser facilement la multicouche et la résistance sera donc élevée (B).

Cet effet est utilisé dans une tête de lecture de la façon suivante : l'aimantation d'une des couches du système GMR situé dans la tête est fixe alors que celle de l'autre couche est influencée par les champs magnétiques inscrits sur le disque dur et balayés par la tête. Les directions des aimantations des deux couches seront donc alternativement parallèles et antiparallèles. En conséquence, la résistance, et donc le courant traversant la tête de lecture subiront des variations. Ce courant constitue le signal détecté par la tête : le courant fort peut correspondre à un un et le courant faible à un zéro [20].

.

· A: Si la direction de l'aimantation est identique dans les deux couches magnétiques, les électrons de spin parallèle (rouges) peuvent se propager facilement sans subir beacoup de collisions. Les électrons de spin antiparallèle (blancs), par contre, entrent en collisions. La résistance totale reste cependant peu élevée.

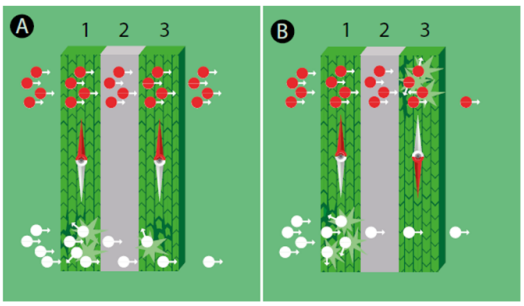


Figure 2-1: Le principe de magnetorésistance géante.

· B: Si les directions d'aimantation dans les deux couches magnétiques sont opposées, les électrons vont tous être antiparallèles dans l'une des deux couches, subissant de nombreuses collisions. La résistance totale sera élevée.

La jonction tunnel magnétique (MTJ)

Les jonctions tunnel magnétiques se présentent aussi sous la forme de sandwiches $F1/NM/F2$ mais, à la différence des vannes de spin dans lesquelles la couche séparatrice NM est métallique (typiquement en cuivre), la couche séparatrice est ici une fi ne couche de matériau isolant (par exemple en alumine d'épaisseur $1,5$ (nm). Cette couche constitue une barrière d'énergie pour les électrons de conduction. Ceux-ci peuvent néanmoins traverser la barrière par effet tunnel [21].

Lorsque les électrodes de part et d'autre de la barrière tunnel sont magnétiques, la probabilité de passage des électrons à travers cette barrière dépend de l'angle entre le spin des électrons et l'aimantation de l'électrode qui reçoit l'électron après passage de la barrière. De ce fait, lorsqu'une tension électrique est appliquée entre les deux électrodes de la jonction, le courant d'électrons à travers celle-ci dépend de l'angle entre les aimantations des deux électrodes. Cet effet avait été observé pour la première fois en 1975 par un Français, Michel Jullière, à basse température dans des jonctions magnétiques semi-conductrices à base de germanium [20].

Mais l'intérêt pour les jonctions tunnel n'a vraiment explosé qu'après l'observation en 1995 de magnétorésistance tunnel à température ambiante dans des jonctions amorphes à base d'alumine. Ces jonctions présentaient des amplitudes de magnétorésistance de 30 à 70%. Depuis, d'énormes progrès ont été réalisées dans la nature et la qualité des matériaux constituant les barrières tunnel [21].

.

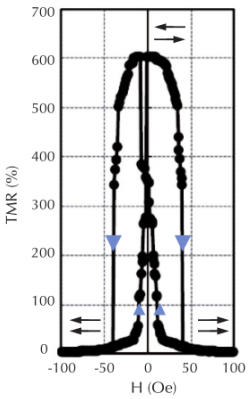


Figure 2-2: L'amplitude de TMR en fonction du champ.

2.2.2 Les dispositifs de la spintronique

L'intégration des phénomènes de la spintronique dans les dispositifs électroniques a permis de miniaturiser ces dernier et essentiellement d'améliorer le domaine de l'enregistrement magnétique qui se base sur le stockage binaire de l'information en variant l'orientation relative de l'aimantation de deux couches magnétiques en augmentant de plus d'un ordre de grandeur la densité de stockage.

Les têtes de lecture de disque dur

Depuis l'émergence des premiers disques durs au milieu des années 50, la technologie de lecture/écriture des données était restée immuable, basée sur le principe de l'électro-aimant : un courant dans une bobine génère un champ magnétique (pour écrire), le champ magnétique rayonne par les domaines magnétiques écrits dans le support magnétique génère, dans une bobine, un courant induit (pour lire).

Seule la technologie de fabrication de ces têtes de lecture dites ≪inductives ≫ a évolué au cours du temps, passant d'électro-aimants patiemment bobines à la main sur des noyaux macroscopiques de ferrite, aux têtes intégrées réalisées de manière massivement parallèle en technologie microélectronique.

Avec l'explosion du numérique et les besoins croissants en capacité de stockage, les têtes inductives ont rapidement atteint leurs limites : en effet, lorsque les dimensions des ≪bits≫ individuels deviennent trop petites, la quantité de flux magnétique issu du support d'enregistrement est trop faible pour pouvoir être captée efficacement par la bobine [22].

La découverte de la magnétorésistance géante en 1988, rapidement suivie de la mise au point des ≪vannes de spin ≫ version utilisable a température ambiante et présentant une réponse linéaire en champ faible, a complètement redistribue les cartes. La GMR promettait en effet simultanément un gain immédiat en performances (sensibilité à la lecture

et fréquence d'opération très supérieures aux meilleures têtes inductives), une miniaturisation possible jusqu'aux dimensions nanométriques (l'effet de magnétorésistance géante étant a priori indépendant de la taille du capteur) et une intégration facilitée par l'accord d'impédance avec les préamplificateurs des circuits de lecture existants [23].

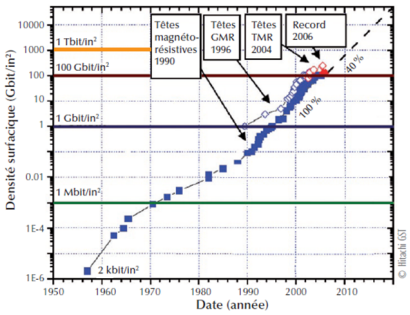


Figure 2-3: Evolution de la densité de stockage des disques durs avec le temps

.

Moins de dix ans après la découverte de l'effet physique dans un laboratoire de recherche fondamentale, les premiers produits commerciaux étaient vendus au grand public et, en quelques années seulement, 100% des disques durs étaient équipes de têtes de lecture GMR, soit un marché annuel de $\sim$ 5 milliards de \$.

Aujourd'hui, la technologie GMR est progressivement remplacée par la technologie TMR à base de jonctions tunnel, qui présente une magnétorésistance plus élevée et donc in fine une sensibilité supérieure (fig 2.3).

Ce virage technologique a eu une conséquence économique indirecte. Bien que la technologie de fabrication et le mode opératoire au niveau système soient sensiblement identiques, la physique sous-jacente et donc les problèmes à résoudre sont fondamentalement différents de ceux rencontres dans les têtes inductives. En conséquence, seules les premières entreprises ayant réussi le virage technologique de la GMR ont réussi à capturer le marché ; d'où une consolidation spectaculaire du secteur avec, à ce jour, seulement quatre fabricants de têtes de lecture de par le monde – aucun en Europe – dont trois sont verticalement intègres, fabricant le disque dur complet (Seagate, Hitachi, WD) et un seul encore indépendant (TDK/Headway) [23].

Les mémoires magnétiques

La mémoire de travail magnétique, appelée $MRAM$, est une autre application de la spintronique qui commence à voir le jour. En plus du disque dur où l'information est stockée de façon permanente, l'ordinateur possède une mémoire de travail rapidement accessible, généralement définie par le sigle RAM (random access memory). Ce dispositif stocke temporairement

l'information dont l'ordinateur a besoin pour travailler. Les mémoires de travail standard actuelles ne peuvent pas stocker l'information de façon permanente. Le texte qu'on tape sur l'ordinateur n'est écrit que dans la mémoire de travail. S'il survient une panne de courant ou si on éteint l'ordinateur, le texte est perdu. Ce n'est que lorsque le texte est sauvegardé qu'il est inscrit et stocké sur le disque dur de façon permanente [24].

La technologie $MRAM$ permet, en exploitant l'effet TMR à la fois pour inscrire et lire, de disposer d'une mémoire rapidement accessible, qui, à la différence du disque dur plus lent, peut servir de mémoire de travail. De plus, la mémoire $MRAM$ est permanente, indépendante de l'alimentation en énergie puisque, comme le disque dur, elle est basée sur des variations stables de l'orientation de l'aimantation des bits. Il est possible qu'après développement ultérieur, la mémoire $MRAM$ devienne une sorte de mémoire universelle susceptible de remplacer à la fois mémoire traditionnelle et disque dur. La mémoire $MRAM$ peut, par sa faculté de réunir « tout en un », jouer un rôle particulièrement considérable dans les systèmes informatiques intégrés, allant des cuisinières programmables aux moteurs de voitures [23].

Principe de fonctionnement des MRAM

Les ancêtres des MRAM sont les mémoires à tores magnétiques très utilisées dans les années 60. Les états 0 et 1 sont alors représentés par les deux états de l'aimantation à rémanence de petits tores en ferrite, placés en matrice à l'intersection de lignes et de colonnes d'amenées de courant induisant un champ magnétique local. Les premières mémoires à accès aléatoire magnétiques ont été inventées dans les années 80 et se basent sur l'effet de magnétorésistance anisotrope [25].

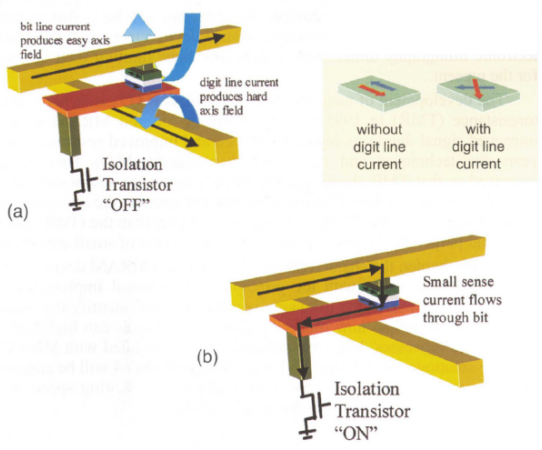


Figure 2-4: Principe d'écriture et de lecture de l'information de MRAM.

.

2.2.3 Spintronique à base de semi-conducteurs

Alors que les dispositifs de filage métalliques décrits précédemment fournissent de nouvelles façons de stocker et de lire des informations dans des disques durs, des bandes magnétiques ou des $MRAM$, la spintronique à base de semi-conducteurs peut offrir une plus grande richesse de possibilités d'applications. Un semi-conducteur est un bon matériau pour étudier la spintronique [26], car :

· Le nombre de porteurs dans un semi-conducteur est relativement faible et leur comportement peut être considéré comme celui d'une seule particule, à l'exclusion de l'effet de nombreuses particules.

· Les qualités des monocristaux semi-conducteurs et des hétéro-structures peuvent être rendues parfaites, en diminuant les défauts du réseau, les impuretés et la relaxation des spins d'électrons.

· La technologie des dispositifs semi-conducteurs est avancée, il est plus facile de fabriquer ou d'intégrer des périphériques.

· La distribution aléatoire d'ions magnétiques sur les sous-réseaux de cations dans des matériaux DMS conduit à d'importants nouveaux effets magnétiques, par exemple, un éclatement (splittings) Zeeman de niveaux électroniques, une rotation géante de Faraday, une transition métal-isolant induite par un champ magnétique, et la formation de polarons magnétiques liés.

2.3 Les semi-conducteurs magnétique

Un semi-conducteur devient un semi-conducteur magnétique lorsqu'on y introduit une impureté magnétique (métaux de transitions ou terres rares), qui porte un spin et donc un moment magnétique. Selon la quantité des éléments magnétique introduite les semi-conducteurs magnétiques peuvent être divisés en deux familles distinctes [27].

.

1) Semi-conducteur non magnétique.

2) Ses éléments magnétiques formant un réseau périodique.

3) Ses éléments magnétiques sont répartis aléatoirement dans le réseau hôte.

1→Les semi-conducteurs où les éléments magnétiques forment un réseau périodique : ils sont constitués de matériaux semi-conducteurs dans lesquels une grande quantité d'éléments magnétiques est introduite de sorte que les atomes magnétiques s'ordonnent sur un réseau périodique formant avec les atomes de la matrice un réseau cristallin défini (figure 2.5 2). Les

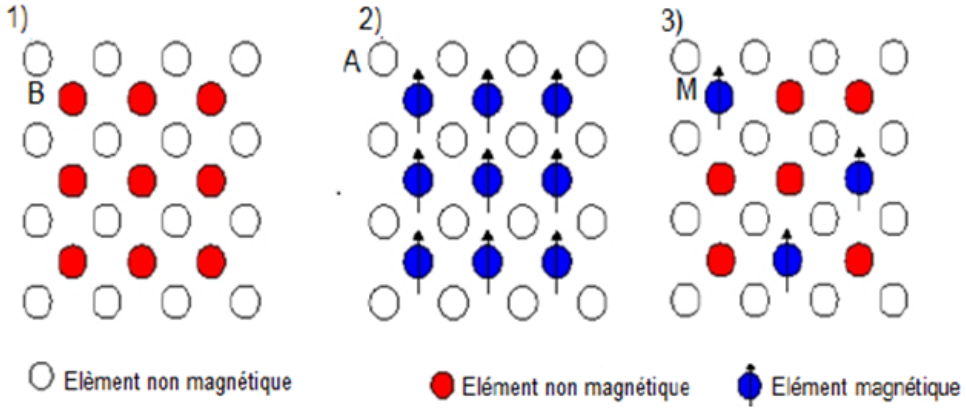


Figure 2-5: Différent types des semi-conducteurs .

principaux représentants de cette famille sont des chalcogénures ($CdCr_2Se_4, FeCr_2S_4, EuO$) et certaines manganites. Cependant, la structure cristalline de ces matériaux est très différente des semi-conducteurs "traditionnels", ce qui rend leur intérêt d'intégration dans les filières existantes de lamicro-électronique ($Si, GaAs$) limité.

2→ Les semi-conducteurs magnétiques dilués où les éléments magnétiques substituent aléatoirement les cations : Dans ces composés, quelques pour cent des éléments magnétiques (impuretés) sont introduits dans une matrice semi-conductrice hôte afin de faire apparaitre une phase ferromagnétique sans modifier la structure cristalline (figure 4. 3). Ce sont les porteurs de charges du semi-conducteur qui assurent le couplage ferromagnétique entre les moments magnétiques localisés sur les impuretés (le mécanisme qui existe dans les métaux magnétiques), mais les densités de charges et les densités de moments magnétiques dans les semi-conducteurs magnétiques dilués sont beaucoup plus faibles et les températures critiques obtenues jusqu'à maintenant sont bien inférieures à la température ambiante. En fonction de la matrice semi-conductrice hôte nous distinguerons plusieurs types de DMS :

- Le type IV à base de Silicium ou de Germanium dopés au Cr, Mn, Ni ou Fe : Ils sont faiblement présents dans le monde des DMS à cause de la difficulté à étudier la polarisation en spin des porteurs et à cause de leur gap indirect.

-Le type $IV - VI$ comme le $Pb_{1-x-y}Sn_xMn_yTe$: Ces matériaux ont une très grande densité de porteurs, suffisante pour provoquer l'apparition d'une phase ferromagnétique. Toutefois ces matériaux ne sont pas compatibles avec ceux constituant l'électronique moderne, car leur structure cristallographique est différente.

- Le type $II - VI$ comme le $ZnTMO$ et le $CdTMTe$ ($TM = ion$ de la série des métaux de transition) : Les propriétés magnétiques de ces matériaux sont dominées par les interactions de superéchange antiferromagnétique entre les spins localisés. Ceci induit un caractère paramagnétique, antiferromagnétique ou verre de spin selon la concentration des

ions magnétiques incorporés. Jusqu'à présent, ces matériaux n'ont pas réussi à trouver des applications réalistes dans les dispositifs réels, parce que la plupart de leurs propriétés de spin potentiellement utiles se manifestent à des températures très basses.

- Le type $III-V$ où on trouve par exemple le $GaMnAs$ et le $InMnAs$: Contrairement au cas des DMS $II-Mn-VI$, les ions Mn^{+2} dans les DMS à base $III-V$ fournissent non seulement des moments magnétiques, mais aussi des accepteurs et sont donc une source de trous libres. L'un des effets importants de ces transporteurs de charges supplémentaires est qu'ils interviennent dans les interactions entre les moments magnétiques localisés sur les ions Mn, conduisant ainsi à l'ordre ferromagnétique dans ces DMS basés sur $III-V$, avec des températures de Curie relativement élevées [28].

2.3.1 Les interactions magnétiques

On peut considérer les semi-conducteurs magnétiques dilués comme étant un ensemble de deux systèmes l'un comportant des électrons délocalisés (la bande de valence ou bande de conduction) et l'autre contenant les électrons localisés (impuretés magnétiques). Ce qui nous permet de distinguer deux types d'interactions :

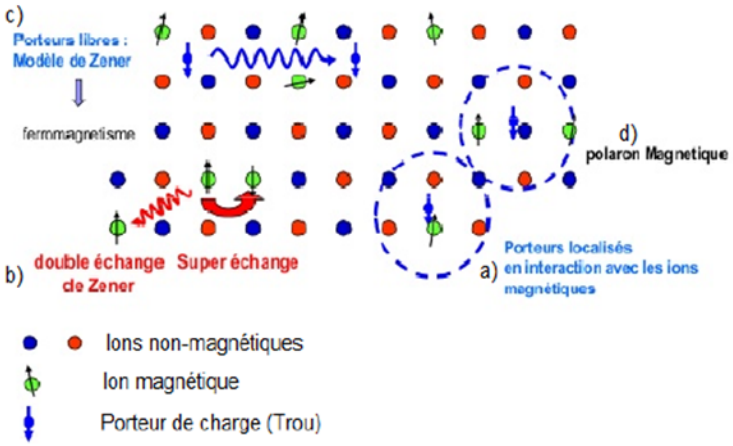


Figure 2-6: Les interactions magnétiques a): Entre porteurs et les ions, b): Entre les ions magnétiques, c): Entre les porteurs libres, d): Entre les polarons magnétiques.

.

Interactions entre porteurs délocalisés et ions de manganèse

Les interactions d'échange entre électrons délocalisés et ions magnétiques (interactions $sp-d$) (figure 5.a) qui sont responsables, en particulier d'un effet Zeeman géant des états électroniques de valence et de conduction en présence d'un champmagnétique.

Les trous délocalisés se trouvent dans la bande de valence qui est principalement constituée d'orbitales p issues d'atomes d'arsenic. Les moments $3d$ localisés du manganèse interagissent avec les trous de symétrie p donnant lieu à l'interaction d'échange p-d. L'hamiltonien d'échange H_{pd} entre les trous et les électrons $3d$ du manganèse s'écrit alors :

$$H_{pd} = -xN_0\beta < S > \sigma \tag{2.1}$$

avec N_0 la concentration volumique, x la concentration des impuretés magnétique, σ et $< S >$ les électrons de spin localisés et les porteurs de charge de spin délocalisés et β l'intégrale de recouvrement des orbitales p et d. De même, il existe aussi une interaction d'échange s-d entre les électrons de la bande de conduction de symétrie s et les électrons $3d$ localisés du manganèse. L'hamiltonien correspondant s'écrit :

$$H_{sd} = -xN_0\beta < S > \sigma \tag{2.2}$$

α L'intégrale de recouvrement des orbitales s et d.

En comparant les constantes d'échange des deux interactions, on constate que $N_0\alpha$ étant inférieur en valeur absolue à $N_0\beta$, c'est donc l'interaction d'échange $p-d$ qui sera dominante dans $(Ga, Mn)As$. Elle est à l'origine du mécanisme d'échange de Zener, modèle qui interprète la phase ferromagnétique dans $(Ga, Mn)As$ [29].

Interactions entre ions de manganèse

Les interactions d'échanges entre les ions magnétiques (interaction $d-d$) (figure 5b), qui couplent les moments localisés sur des sites différents et sont responsables des propriétés magnétiques des DMS. On distingue généralement deux types d'interaction entre impuretés magnétiques, appelées directe et indirecte.

→ L'échange direct : Se produit lorsqu'il y a un chevauchement direct des bandes des électrons des plus proches voisins des atomes magnétiques. Le mécanisme décrivant cette interaction est à courte portée magnétique. Dans le cas des DMS, la concentration en atomes demanganèse est telle que l'interaction d'échange directe entre les atomes est inefficace, car la distance moyenne entre les impuretés magnétiques est beaucoup plus grande que la distance entre plus proches voisins.

→ Le super échange : Agit entre deux atomes magnétiques séparés par un atome non magnétique. L'atome magnétique polarise l'atome non magnétique qui polarise à son tour l'atome magnétique le plus proche. Ce processus est favorisé dans le $(Ga, Mn)As$ lorsque la

concentration de manganèse (Mn) est élevée, car il favorise un couplage antiferromagnétique entre les impuretés de Mn voisines et réduit donc l'aimantation à saturation.

→ Le double échange de Zener : Il est issu du mécanisme de diffusion d'une charge entre des deux atomes de manganèse de valences différentes. Le principe de Pauli impose que l'électron échangé soit de spin opposé à ceux des deux atomes magnétiques, se couple par échange direct et véhicule le moment magnétique entre les impuretés, en provoquant une interaction ferromagnétique dans les $(III, Mn)V$, ce processus domine dans un régime de basses concentrations de Mn associé à un large gap énergétique.

Modèle de Zener et polarons magnétiques

Selon la concentration de porteurs, le ferromagnétisme n'est pas induit par les mêmes mécanismes d'interaction. Lorsque la densité de trous est élevée, ces trous sont délocalisés et le ferromagnétisme peut être décrit par le modèle de Zener. Par contre lorsque les trous restent localisés (faibles densités de trous) le ferromagnétisme est induit par la formation de polarons magnétiques [30]

a- Densités de porteurs élevées

Dietl et *al* ont montré que le double échange Zener ne pouvait être le mécanisme régissant l'ordre ferromagnétique car les électrons polarisés, étant localisés autour des ions magnétiques, ne contribuent pas au transport de charge. L'origine du ferromagnétisme est alors expliquée par le modèle de Zener.

L'interaction entre les porteurs délocalisés de la bande de valence et les électrons des ions magnétiques constitue la caractéristique fondamentale des semi-conducteurs ferromagnétiques. Dans la limite $r_c >> r_s$ (distance entre porteurs très supérieure à la distance en ions Mn), c'est à dire lorsque la concentration de Mn est supérieure à celle des porteurs, les modèles $RKKY$ et Zener sont équivalents. Les interactions spin-orbite et porteurs-porteurs étant difficiles à prendre en compte dans le modèle $RKKY$, le modèle de Zener est alors utilisé pour décrire les propriétés magnétiques des semi-conducteurs ferromagnétiques.

D'après le mécanisme $RKKY$ on peut exprimer l'énergie de couplage d'échange entre deux ions (J_{ij}) en fonction de la densité d'état au niveau de Fermi, $\rho(E_F)$ et de l'intégrale d'échange de l'interaction $s-d$, $N_0\ \alpha$ (ou p-d, mais dans ce cas on devrait introduire le couplage spin-orbite) selon :

$$J_{ij} = \frac{\rho(E_F) k_F^3 N_0 \alpha}{2\pi} F(2k_F R) \tag{2.3}$$

Ou $R = R_j - R_i$ est la distance entre deux ions. Dans le cas d'une intégrale d'échange p-d, interaction avec les porteurs de la bande de valence, on devrait alors introduire le couplage spin-orbite. La fonction $F(x)$ est positive pour $R < \pi/2k_F$ et $F(x) = -\cos(x)/x^3$ lorsque la distance entre les ions est grande ($x \to \infty$). Pour les semi-conducteurs $III-V$ fortement dopés ($x >\sim 3\%$) la distance entre les porteurs, $r_c = (\frac{4}{3}\pi p)^{-1/3}$, est très supérieure à la distance entre les ions Mn, $r_S = (\frac{4}{3}\pi x N_0)^{(-1/3)}$.

Le premier zero de l'interaction $RKKY$ étant égal à $r \simeq 1.17 r_c$, l'interaction, induite par les porteurs, est ferromagnétique et à longue portée. L'interaction de type $RKKY$ est utilisée pour expliquer le ferromagnétisme dans les semi-conducteurs ferromagnétiques $(III, Mn)V$ que ce soit dans une approche de densité locale de spin ou dans le modèle des liquides de Fermi.

L'incorporation du manganèse dans les semi-conducteurs $III-V$ crée un dopage de type p. Il existe un couplage d'échange entre les trous de la bande de valence (délocalisés) et les ions Mn^{+2} localisés. Cette interaction d'échange va coupler antiferromagnétiquement les trous itinérants avec les ions Mn^{+2} (Fig. 2.12) et ainsi induire une phase ferromagnétique [31].

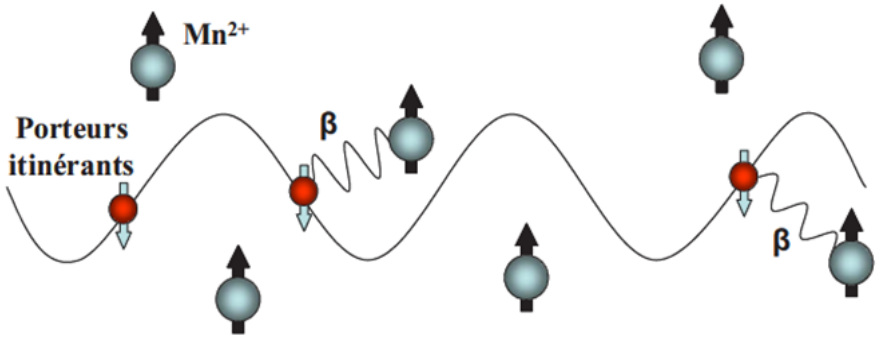


Figure 2-7: Moments magnétiques locaux Mn2+ de spin S=5/2 couplés antiferr-omagnétiquement avec les porteurs itinérants de spin s=1/2.

.

La présence d'une phase ferromagnétique nécessite donc la présence de trous délocalisés. Pour les semi-conducteurs $III-V$, le manganèse introduit à la fois les porteurs et le spin. Par contre, pour les semi-conducteurs $II-VI$, il est nécessaire de co-doper le semi-conducteur afin d'avoir une densité de trous suffisante. Cette origine du ferromagnétisme est clairement établie pour les semi-conducteurs $IIIV$ dopés au Mn tels que le $GaAs$ ou l'$InAs$ ou par exemple pour les tellurures concernant les $II-VI$.

Des expériences ont mis en évidence, pour les semi-conducteurs $II-VI$ et $III-V$, qu'une modification de la densité de porteurs induisait l'apparition ou la suppression d'une phase ferromagnétique démontrant ainsi que le ferromagnétisme était bien induit par les trous. La

densité de porteurs peut être modifiée en co-dopant le semi-conducteur ou par exemple à l'aide d'un champ électrique ou d'une source lumineuse. Concernant les semi-conducteurs $II-VI$, on peut noter les travaux concernant èles tellurures, $Zn1-xMnxTe$ et puits quantique de $Cd_{1-x}Mn_xTe$. Par exemple, Boukari et al. ont montré que le ferromagnétisme d'un puits quantique de $Cd_{1-x}Mn_xTe$ pouvait être contrôlé par un champ électrique ou par illumination. Concernant les semi-conducteurs $III-V$, Koshihara et al. ont mis en évidence pour des hétérostructures $(In,Mn)As/GaSb$ que l'ordre ferromagnétique est induit par les trous. Ohno et al. ont contrôlé la phase ferromagnétique de l'$In_{1-x}Mn_xAs$ à l'aide d'un champ électrique.

Le modèle de Zener constitue une bonne base pour décrire l'origine du ferromagnétisme de ces composés. Ce modèle, combiné à la théorie du champ moyen et à l'approximation du cristal virtuel, a été utilisé pour déterminer les températures de Curie mais aussi pour étudier les dépendances en température de l'aimantation et de la polarisation en spin des trous, les domaines magnétiques ou l'anisotropie magnétique. L'ensemble des calculs effectués pour le $Ga_{1-x}Mn_xAs$ et l'$In1-xMnxAs$ sont, en général, en bon accord avec les résultats expérimentaux [31].

b- Faible densité de porteurs

A faible concentration de $Mn(x <\sim 3\%)$, les trous restent localisés autour des ions et le modèle de Zener n'est plus adapté. L'interaction d'échange des trous localisés avec les impuretés magnétiques donne lieu à une formation de polarons magnétiques. Dans des systèmes où la concentration de trous est très faible comparée à la densité d'ions magnétiques, un polaron magnétique est formé d'un trou localisé et d'un grand nombre d'impuretés magnétiques autour de ce trou (fig 2.8). Il existe alors des interactions antiferromagnétiques entre le trou localisé et les ions Mn et une interaction ferromagnétique entre les polarons. On peut définir un rayon effectif du polaron (Rp) qui dépend de la température, de l'interaction d'échange entre le trou et l'ion Mn et d'une longueur caractéristique de la fonction d'onde du trou. Lorsque la température diminue, Rp augmente et pour des températures suffisamment basses, il y a un recouvrement des polarons (percolation). L'interaction ferromagnétique entre les polarons domine l'interaction antiferromagnétique entre les ions manganèse et une phase ferromagnétique s'établit.

.

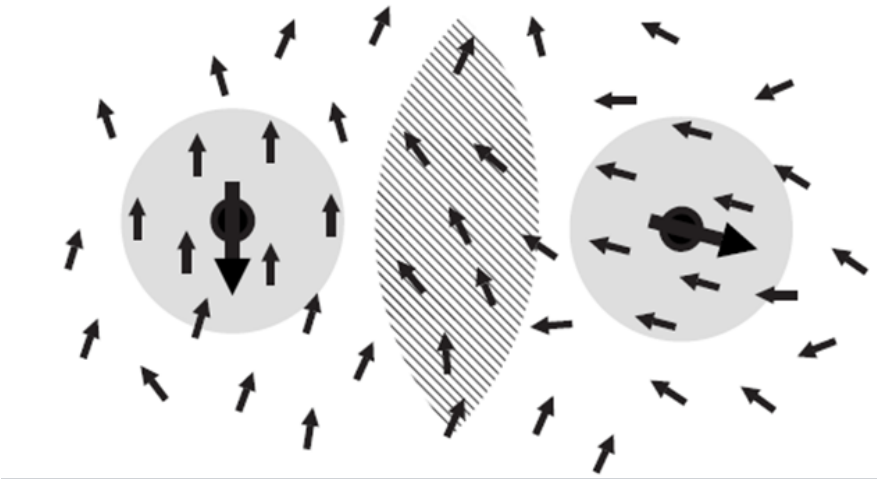


Figure 2-8: Interaction de deux polarons magnétiques où les petites flèches indiques les impuretés magnétiques et les grandes les trous localisés.

2.3.2 Anisotropie magnétique

L'hybridation électronique aux interfaces entre les bandes $3d$ du cobalt et $5d$ du platine donne lieu dans ces échantillons à une très forte anisotropie magnétique d'interface dans la direction perpendiculaire au film. Cette anisotropie est décrite par une énergie $E_{Ks} = Ks \sin^2 \theta$ (par unité de surface d'interface), où θ est l'angle formé par la direction de l'aimantation et la direction normale au plan de l'interface, et où Ks est une constante d'anisotropie de surface. Pour obtenir l'énergie d'anisotropie totale d'un film $Pt/Co/Pt$ (incluant au moins une mono couche de cobalt), il faut tenir compte des deux interfaces entre cobalt et platine, et l'énergie E_{Ks} doit donc être prise en compte deux fois. Ce faisant, et en ajoutant le terme d'anisotropie magnét-ocristalline volumique, caractérisé par une constante d'anisotropie K_v, on obtient l'expression de l'énergie d'anisotropie intrinsèque du film $Pt/Co/Pt$ par unité de volume [32].

$$E_{Ki} = (K_v + \frac{2K_s}{tc_0}) \sin^2 \theta = k_i \sin^2 \theta \tag{2.4}$$

Où k_i (> 0) représente la constante d'anisotropie intrinsèque. Cette énergie est minimale lorsque l'aimantation est orientée perpendiculairement au plan du film, et l'anisotropie magnétique intrinsèque du système est donc perpendiculaire. Des mesures magnéto-optiques sur des films $Pt/Co/Pt$ avec différentes épaisseurs de cobalt ont permis de déterminer $K_v \approx 3.33.10^6 erg.cm^{-3}$ et $K_s \approx 0.48 erg.cm^{-2}$.

Pour décrire l'anisotropie magnétique effective du film, il faut également tenir compte d'un terme d'anisotropie de forme lié aux effets de champ démagnétisant. L'énergie correspondante par unité de volume s'écrit $2\pi Ms^2 \cos^2 \theta$. Elle est minimale lorsque l'aimantation s'oriente

dans le plan du film, et l'anisotropie de forme s'oppose donc à l'anisotropie intrinsèque perpendiculaire du système. Finalement, l'énergie d'anisotropie magnétique effective totale par unité de volume s'écrit :

$$E_k = (k_v + \frac{2k_s}{t_{C_0}} - 2\pi M_s^2)\sin^2\theta + 2\pi M_s^2 = k\sin^2\theta + 2\pi M_s^2 \tag{2.5}$$

où K est la constante d'anisotropie effective totale :

$$k = k_v + \frac{2k_s}{t_{C_0}} - 2\pi M_s^2 = k_i - 2\pi M_s^2 \tag{2.6}$$

Suivant la valeur de l'épaisseur de cobalt, t_{Co}, cette constante est soit positive (ce qui traduit une anisotropie magnétique effective perpendiculaire), soit négative (anisotropie magnétique planaire). L'épaisseur critique à laquelle K s'annule se déduit de l'équation précédente, et vaut :

$$t_{crit} = \frac{(2K_s)}{(2\pi M_s^2 - K_v)} \tag{2.7}$$

Une transition de réorientation entre anisotropie perpendiculaire et anisotropie planaire se produit au voisinage de $t_{Co} = t_{crit}$, dont la nature exacte est déterminée par les termes d'anisotropie d'ordre supérieur ou égal à 2. Pour les films $Pt/Co/Pt$ qui nous intéressent ici, cette transition se produit autour de $t_{Co} = 1nm$ (de façon tout à fait prévisible par l'équation précédente, compte tenu des valeurs de K_s et K_v, et si l'on prend pour M_s l'aimantation à saturation du cobalt massif) : jusqu'à $t_{Co} = 0,9nm$, les films $Pt/Co/Pt$ présentent une anisotropie magnétique purement perpendiculaire, qui, pour une plus grande épaisseur de cobalt, devient oblique, puis planaire pour $t_{Co} > 1,2nm$. On notera que la valeur de tcrit est nettement plus faible pour nos échantillons que pour les échantillons fabriqués précédemment à Orsay ($t_{crit} \approx 1,6nm$) [32].

2.3.3 Anisotropie magnétocristalline

Dans un cristal ferromagnétique, l'aimantation totale tend à s'orienter selon des axes cristallographiques bien spécifiques, appelés axes de facile aimantation. Au contraire, l'aimantation tend à éviter certaines orientations, appelées axes d'aimantation difficile. L'interaction d'échange est isotrope, elle ne dépend que de l'angle entre deux spins voisins et aucunement de l'angle entre les spins et les axes cristallins.

On pourrait tourner l'ensemble du système de spins par rapport au réseau cristallin sans changer l'énergie d'échange. L'origine de cette anisotropie est en fait une combinaison

de l'interaction spin-orbite et du "quenching" partiel du moment orbital angulaire par un champ électrique cristallin inhomogène et par l'interaction avec les atomes voisins [33]. En d'autres termes, l'aimantation du cristal perçoit l'orientation du réseau cristallin via le mouvement orbital des électrons, ce qui influence les spins via le couplage spin-orbite. Le mouvement orbital interagit également avec la structure cristalline par le biais des champs électrostatiques et du recouvrement des fonctions d'onde avec les atomes voisins. L'énergie nécessaire à la rotation de l'aimantation d'un axe d'aimantation facile vers un axe d'aimantation difficile est appelée l'énergie d'anisotropie. L'anisotropie magnétocristalline peut prendre différentes formes [34].

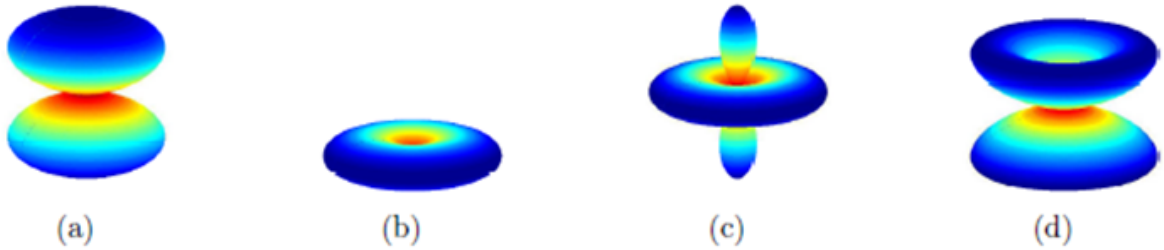


Figure 2-9: Energie d'anisotropie uniaxiale

.

Anisotropie de forme

Nous avons vu que l'interaction d'échange tend à aligner tous les spins atomiques d'un matériau ferromagnétique dans la même direction. Mais l'interaction d'échange est en compétition avec l'interaction dipolaire magnétique entre les spins. Afin de minimiser leur énergie, deux spins voisins auront alors aussi tendance à s'aligner avec l'axe qui les relie car c'est la configuration correspondant au minimum global de l'énergie dipolaire magnétique. Pour un film magnétique par exemple, cet axe se trouve dans le plan du film. Ceci donne lieu à une nouvelle forme d'anisotropie : l'anisotropie de forme. L'aimantation d'une particule génère un champ magnétique non seulement à l'extérieur de la particule, mais aussi à l'intérieur de celle-ci [34].

.

Anisotropie de surface

Dans un matériau ferromagnétique volumineux, la principale source d'anisotropie est l'anisotropie magnétocristalline. Mais lorsque la taille de l'objet magnétique diminue, le rapport surface/volume augmente et les effets de surface prennent de l'importance. Par exemple, les spins situés en

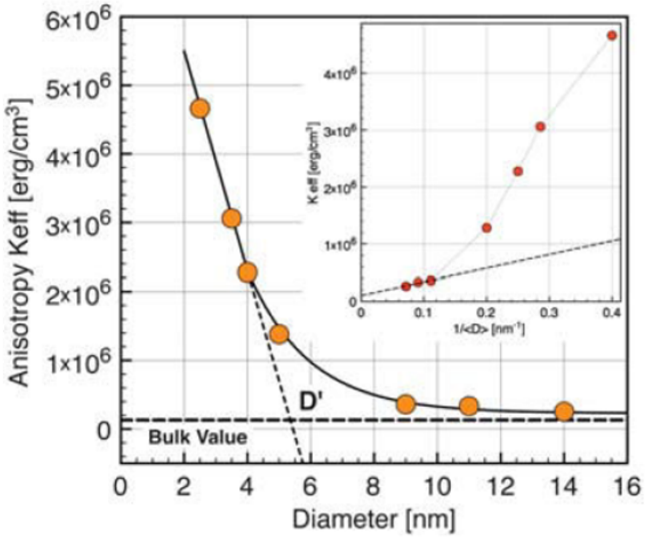


Figure 2-10: Effet de la taille d'une nanoparticule sur l'anisotropie effective.

surface ont moins de voisins et sont donc moins corrélés que les spins de volume. Ils ont tendance à s'orienter différemment des spins de volume comme on peut le voir sur les figures (2.11.b) et (2.11.c).

En-dessous d'un certain rayon, l'approximation du macrospin n'est donc plus valable et il faut trair chaque spin atomique individuellement [34]

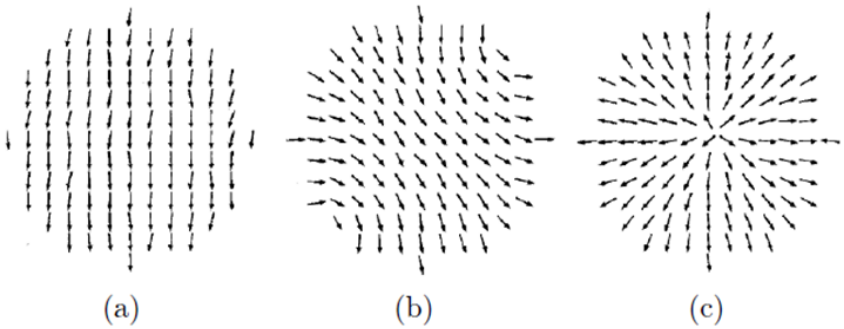


Figure 2-11: Configuration à l'équilibre des spins d'une nanoparticule pour

.

Un autre effet de surface est l'augmentation de l'anisotropie par la réduction de la taille d'une nanoparticule. La barrière d'énergie générée par,l'anisotropie est alors modifiée de la manière suivante :

$$\Delta E = K_V V + K_s S \tag{2.8}$$

Où K_V et K_s sont les constantes d'anisotropie de volume et de surface, respectivement. On peut alors définir une constante d'anisotropie effective K_{eff} :

$$K_{eff} = K_V + \frac{S}{V} K_s \tag{2.9}$$

Si la nanoparticule est parfaitement sphérique de rayon R, alors par un calcul simple on a $\frac{S}{V} = \frac{3}{R}$. Quand la taille de la nanoparticule diminue, l'anisotropie de surface prend de plus en plus d'importance (Fig.(9)). La sphère étant l'objet mathématique ayant le rapport S/V le plus petit, on peut étudier d'autres formes en écrivant $\frac{S}{V} = \frac{3\alpha}{R}$ avec $\alpha > 1$ [**?**]

2.3.4 Structure cristalline et croissance de (Ga,Mn)As

Premiers échantillons : 1980-1990

Les premiers échantillons de $GaAs$ dopés Mn ont été réalisés à la fin des années 1970, par des méthodes de type Czochralski, où des monocristaux sont obtenus par tirage à partir d'un bain en fusion. Contrairement aux semiconducteurs magnétiques $II - VI$, l'étude du matériau a alors rapidement été limitée par la faible solubilité du manganèse dans GaAs, des précipités de $MnAs$ apparaissant au-delà de quelques fractions de pourcent de manganèse [36]

Quelques années plus tard, Munekata et al ont mis en évidence qu'une croissance basse température donnait des couches uniformément dopées, et sans phase secondaire. La fenêtre de dopage Mn et de température de substrat T_s permettant d'obtenir des couches ferromagnétiques, sans agrégats de $MnAs$ ni transition vers des phases polycristallines, est néanmoins assez étroite, comme le montre le diagramme élaboré par Ohno et al à la fin des années 1990

Structure cristalline

L'arséniure de gallium dopé manganèse $(Ga, Mn)As$ possède une structure cristalline de type zinc blende de GaAs dans laquelle une partie des atomes de gallium a été remplacée aléatoirement par des atomes de manganèse (fig 2.12). La variation du paramètre de maille a de $(Ga_{1-x}Mn_x)As$, en fonction du dopage en manganèse x suit une loi de Vegard [37], la valeur de a augmente avec la concentration en atomes de manganèse $a(x) = a_0 + a_{xx}xx$, avec a_0 le paramètre de maille de $GaAs$.

2.3.5 Structure électronique

Configuration électronique du manganèse

Les propriétés électroniques et magnétiques dépendent fortement de la position cristallographique des ions manganèse. En effet selon que le manganèse se situe sur les sites des cations (élément III) ou en site interstitiel, le composé sera ferromagnétique ou non, de type p ou de type

n. Il a été montré pour les semiconducteurs $III-V$, de structures zinc-blende ou Wurtzite, que le manganèse substitue les cations.

Dans la maille de (Ga,Mn)As, l'atome de manganèse est incorporé à la place d'un atome de gallium, c'est-à-dire au centre d'un tétraèdre dont les sommets sont occupés par des atomes d'arsenic. L'ion Mn se trouve alors en coordination tétraèdrique. Il est ainsi soumis à un champ cristallin qui va induire une levée de dégénérescence de ces niveaux 3d pour former.e_g $(d_{z^2}, d_{x^2}-y^2)$ et t_{2g} (d_{xy}, d_{xz}, d_{yz}) [29].

Des mesures de Résonance Paramagnétique électronique ont montré que c'est sous la forme neutre $A^0(d^5+h)$ que le manganèse se trouve majoritairement. Il possède un moment orbital$L=0$, et un spin $S=5/2$ faiblement couplé avec celui du porteur $j=3/2$.

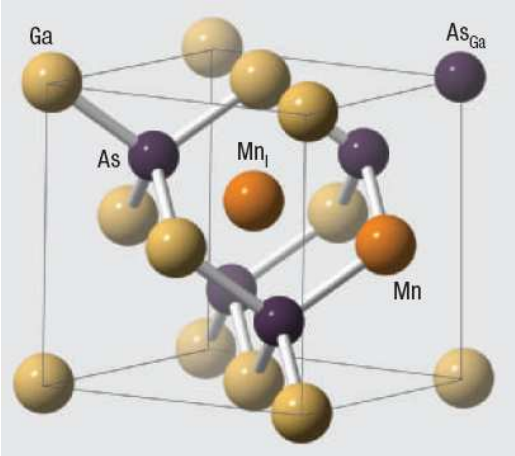


Figure 2-12: Structure cristalline de (Ga,Mn)As.

.

2.3.6 Défauts

En effet, l'inconvénient de cette croissance à relativement basse température est l'apparition de plusieurs types de défauts (voir fig 2.12): l'arsenic en anti-site gallium As_{Ga} et manganèse en position interstitielle Mn_i.

Arsenic en anti-site gallium As_{Ga}

La croissance basse température (BT) de $(Ga, Mn)As$ entraîne cependant la formation de défauts bien connus du $GaAs$ BT : arsenics en anti-site gallium (As_{Ga}) et, en très faible quantité, lacunes de gallium $(V_{Ga}$) [36]

Manganèse en interstitiel Mn_i

Du fait de la faible solubilité du manganèse, il y a incorporation de cet atome préférentiellement en position interstitielle lorsque le dopage augmente. Pour des couches fortement dopées, le nombre de ces défauts peut atteindre 20 % du nombre total d'atomes de manganèse. De plus, les atomes de manganèse en position interstitielle se couplent, par interaction antiferromagnétique, avec les atomes de manganèse en position substitutionnelle pour former une paire gelée : ils ne participent alors pas au ferromagnétisme abaissant ainsi l'aimantation à saturation M_s

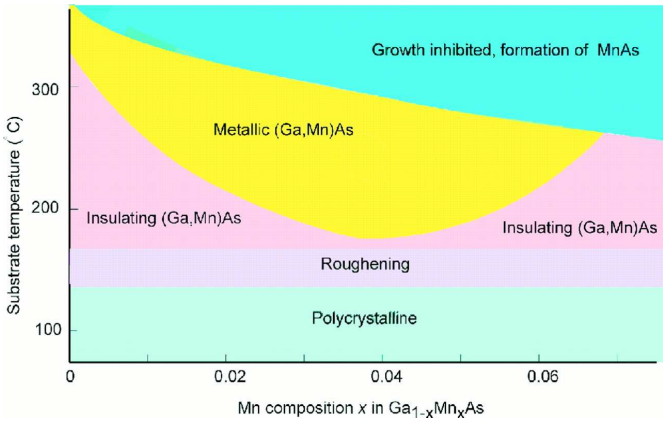


Figure 2-13: Diagramme de phase illustrant la relation entre les conditions de dépot et les propriétés de (Ga,Mn)As.

.

2.3.7 Température de Curie

En 1996, [37] a d'abord utilisé la technique MBE pour produire un film mince $(Ga_{1-x}Mn_x)As$ avec une solubilité largement améliorée de l'ordre de $10^{20}cm^{-3}$. En étudiant son transport magnétique, on a constaté que la température de Curie varie en fonction du facteur de dopage x et que son comportement satisfait $Tc = 2000x \pm 10K$. La température de Curie de $(GaMn)As$ a atteint son plus haut $148K$ quand $x = 0,06$.

Chapitre 3

Résultats et déscussion

Les films $(Ga, Mn)As$ ne peuvent être déposés que sur des substrats bien appropriés, tels que le $GaAs$ ou le $(Ga, In)As$; Dans ce chapitre on va présenter les résultats expérimentaux réalisés sur le composé $GaMnAs$ sous forme de films minces produits par la technique d'épitaxie par jets moléculaires MBE.

3.1 La préparation des échantillons

Les couches (Ga, Mn) As ont été réalisé en utilisant l'épitaxie par jets moléculaires à basse température $(LT - MBE)$ sur des substrats semi-isolants $GaAs$ (001) dans le système $KRYOVAK\ MBE$ chez $MAX - Lab$, Lund University, Suède [38].

La croissance a été réalisée avec le flux d'As_2 généré à partir d'une source de craquage de valve d'arsenic. Environ $1,5 \times 1,5cm$ des morceaux du substrat $GaAs$ (001) ont été collés par In aux supports de molybdène. Après avoir introduit dans la chambre de croissance MBE, d'abord l'oxyde a été désorbé thermiquement du substrat par chauffage à environ $590°C$ sous flux As_2, puis une couche tampon fine de $GaAs$ a été en croissance, aux conditions standard (Ts de $590°C$, As_2/Ga Rapport de flux d'environ 5). Ensuite, la température du substrat a été abaissée à environ $480°C$ et le tampon $InGaAs$ épais a été développé. La couche tampon $InGaAs$ a été vérifié pour être relaxer par une diffraction des rayons X en utilisant une cartographie d'espace réciproque autour de 224 points de réseau réciproques asymétriques du substrat $GaAs$ et de multicouche $InGaAs$.

Après le dépôt de la couche tampon $InGaAs$, la température du substrat a été abaissée à environ $230°C$ et s'est stabilisée pendant environ une demi-heure. La croissance de $GaMnAs$ a été réalisée avec un rapport As/Ga d'environ $1,5$ avec un taux de croissance de $0,2ML/s$ (Mono layer par seconde) Les flux à la fois Ga et As_2 ont été mesurés par des oscillations

$RHEED$ pour la croissance de $GaAs$ d'un échantillon d'essai [39].

Les dispositifs ont été modelés dans la forme de la barre Hall de $50\mu m$ de largeur et longueur de $2mm$, par photolithographie et gravure chimique humide. La séparation longitudinale des contacts est de $500\mu m.300nm$ d'épaisseur de contacts ohmiques $ZnAu$ ont été réalisés avec un dépôt par pulvérisation cathodique, suivi d'un lift-off photolithographique standard.

Toutes les mesures ont été effectuées dans un cryostat à température variable et contrôlées avec des coefficients $PID3$ appropriés à l'aide d'un contrôleur de température cryogénique (Lake shore) au laboratoire Charles Coulomb, Université Montpellier 2, France.

Les intervalles de température de mesure sont choisis d'abord à très faible portée $T = 5K$; Puis à environ la moitié de $T_C(20K)$; Après cela, aux points supérieurs, selon chaque échantillon, dans la zone de fluctuation sous T_C . Le DC a été appliqué le long de la direction cristallographique [110] et la tension de Hall a été mesurée dans la direction transversale. Pour assurer une aimantation uniforme des films, le champ magnétique a été ramené à $0,5T$ au début de chaque balayage de champ.

3.2 L'épitaxie par jets moléculaires

Aucun des composés semi-conducteurs $III-V$ n'est présent dans la nature, mais il s'agit de produits issus de procédés de laboratoire par plusieurs méthodes.

Ce type de procédés à été mis au point à des fins scientifiques et industrielles. Parmi les méthodes les plus communément utilisées on trouve: l'épitaxie en phase vapeur (VPE) et l'épitaxie en phase liquide (LPE). Dans le cas où un contrôle extrêmement précis des paramètres de croissance tels que l'épaisseur des couches, la composition et la qualité de structure est nécessaire -cas de notre travail-, l'épitaxie par jets moléculaires (Molecular Beam Epitaxy, MBE) est probablement la technique la plus puissante [40].

La méthode de croissance MBE est développé durant les années 1960 chez Bell Labs. Parmi les pionniers: A.Y. Cho [41] et J.R. Arthur [40]. Dans les premiers travaux, il était axé sur la croissance des composés $III-V$, principalement le $GaAs$. Aujourd'hui MBE est utilisé aussi pour une large gamme d'autres matériaux comme les composés $II-VI$ ainsi que Si, Ge et les métaux.

L'épitaxie par jets moléculaires (MBE) est une technique de croissance de couches minces monocristallines. Le dispositif de croissance consiste en une enceinte sous ultra-vide, au centre de laquelle le substrat est placé sur un support rotatif chauffant permettant de

contrôler la température de croissance.

Le vide est maintenu par une pompe turbomoléculaire, assistée par une pompe ionique; celle-ci permet d'atteindre des vides très poussés de l'ordre de $10-11mbar$ mais son usage est limité à des pressions inférieures à $10-7mbar$, on ne peut donc pas l'utiliser pendant la croissance.

Une double paroi refroidie à l'azote liquide $(77K)$ permet un cryopompage efficace, et surtout empêche la désorption des espèces adsorbées sur les parois. Il s'agit d'une spécificité de la MBE car un vide poussé est indispensable pour obtenir des flux balistiques d'atomes; de plus ce vide très poussé permet l'obtention des couches d'une très grande qualité malgré la faible vitesse de croissance. La composition de l'atmosphère du bâti est contrôlée par un spectromètre de masse.

Pour préciser comment est contrôlée la qualité de la croissance des couches : la technique de diffraction d'électrons de haute énergie par réflexion ($RHEED$ Reflexion High Energy Diffraction) permet de caractériser le dépôt couche par couche; la microscopie par effet tunnel (STM Scanning Tuneling Microscopy) permet de visualiser directement la surface du dépôt.

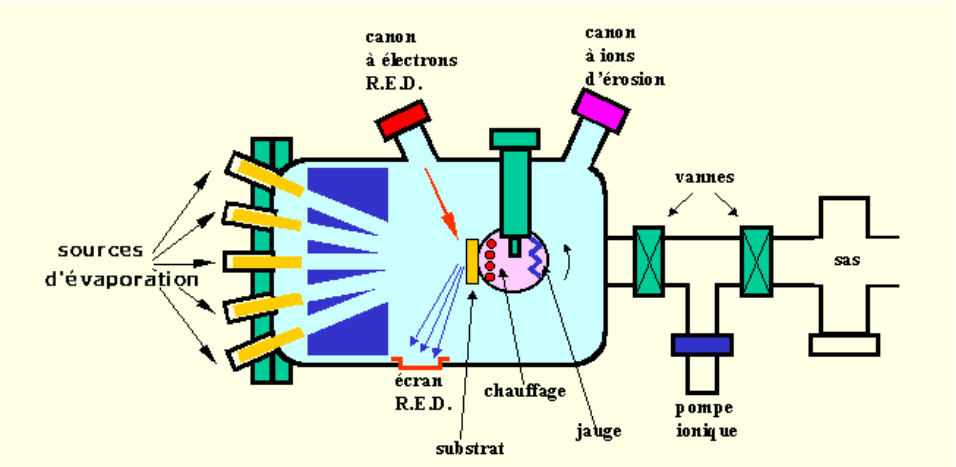


Figure 3-1: llustration d'une construction MBE

3.3 Fabrication de croix de Hall par photolithographie

La photolithographie est le procédé photographique qui permet la gravure d'une couche solide suivant un motif bien défini. Le processus se déroule dans la salle blanche, dont l'atmosphère est contrôlée en température et humidité. L'air ambiant dans la salle de production doit être entièrement renouvelé en évitant toute turbulence dans les zones de travail. Pour la préparation des échantillons nous avons suivi un processus d'enrésinement, d'insolation et de développement qu'on peut classer en deux étapes: une gravure Mésa et une métallisation

pour les contacts ohmiques.

3.3.1 Gravure $MESA$

Nettoyage et dépôt de la résine

On commence par un triple rinçage des échantillons. Ensuite, étalonnage de la résine de manière uniforme sur la surface de l'échantillon. La résine est ensuite séchée par un recuit pendant quelque minute ce qui permettra d'éliminer les produits les plus volatiles. Cette étape permet de durcir la résine sur la plaquette et protéger ainsi les parties à graver.

Insolation

Elle consiste en l'exposition d'une partie de la résine, au travers d'un masque, soumis à un rayonnement ultraviolet. Les masques définies pour l'étude considérée ont été développés sur un film transparent pour les besoins du processus.

Attaque chimique

C'est une gravure humide qui consiste à éliminer une partie des zones exposées non protégées par la résine.

3.3.2 Réalisation des contacts métalliques

Désoxydation

Une opération chimique de décapage des oxydes qui couvrent la surface de l'échantillon est effectué. Les échantillons sont ensuite submergés dans cette solution pour éliminer la couche d'oxyde qui s'est déposée sur la surface. Un rinçage à l'eau distillée nettoie les échantillons de toute trace de solutions pour être prêts au dépôt du contact métallique.

Métallisation

Il est maintenant possible de réaliser des contacts par un dépôt d'une couche d'or-zinc ($AuZn$) par exemple sur toute la surface de l'échantillon désoxydé. Ce dépôt est fait par pulvérisation cathodique dans un bâti. Une couche de quelque nanomètre de l'$AuZn$ est déposée sur toute la surface de l'échantillon.

Lift-off

C'est la technique chimique qui, utilisant l'acétone, permet de faire dissoudre la résine et par conséquent éliminer la couche du métal qui s'est déposé sur sa surface.

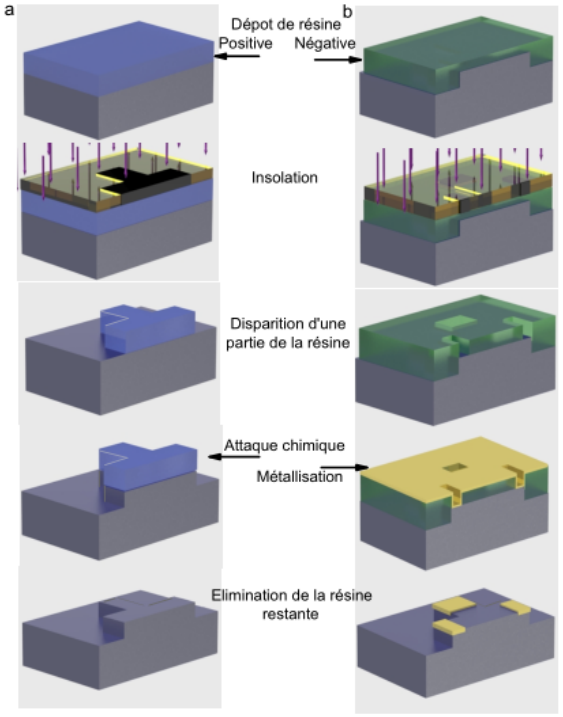


Figure 3-2: Etapes de de gravure de la croix de Hall.

.

3.4 Préparation de mesure :

Pour réaliser des mesures de transport, les échantillons ont été préparés par photolithographie.

Une résine positive est étalée de manière uniforme sur la surface de l'échantillon. Deux catégories de masques sont réalisées en forme de croix de Hall de six contacts (Fig.3.3).

Le premier masque (Fig. 3.3.a) est utilisé pour la gravure mésa le second (Fig.3.3.b) est utilisé pour la métallisation. La différence entre ces masques se situe au niveau de la croix. Pour le premier masque la croix est protégée tandis que pour le second elle est exposée.

L'alignement du masque par rapport aux axes choisis sur la plaquette doit être réalisé de façon très précise. La plaquette est ensuite exposée à un rayonnement UV d'une puissance.

.

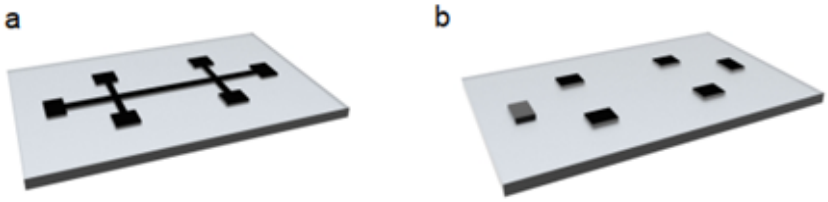


Figure 3-3: Masques de croix de Hall.

La croix de Hall de 6 contacts alignés suivant la direction cristallographique [110] (Fig 3.4.a). Cette géométrie va nous permettre de prendre des mesures de résistivité dans la direction longitudinale [110] et des mesures de résistance de Hall dans la direction transversale.

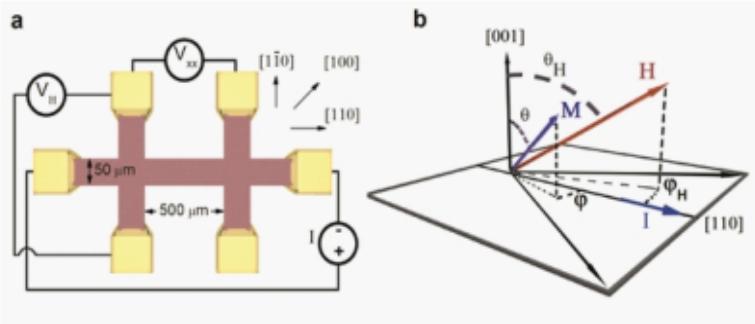


Figure 3-4: Schéma de croix de Hall et orientations magnétiquel.

.

a Croix de Hall : Le courant est injecté suivant [110].

b Angles de repérage des orientations du champ H et de l'aimantation M.

3.5 Influence de la contrainte épitaxiale

Dans notre étude nous avons traité l'effet de deux grandeurs différentes pour trois types d'échantillons composé d'une couche magnétique de $(GaMn)As$ avec une concentration fixe du manganèse égale à 6%; déposée sur une couche tampon $(In_yGa)As$ dans le but d'introduire une contrainte d'épitaxie. Pour jouer sur l'effet de contrainte deux concentrations (y = 10% et 15%) sont choisies, sachant que celle-ci a un effet direct sur le paramètre de maille. Un autre échantillon de concentration d'indium 15% est aussi étudié pour voir l'effet de l'épaisseur de la couche magnétique sur l'aimantation.

L'origine des contraintes est le désaccord de maille entre le substrat et les films épitaxies. Bien qu'il soit faible, il est suffisant pour orienter les axes faciles d'aimantation dans le plan ou hors du plan. Les résultats de Shen et al, ont montré que la couche de $Ga_{1-x}Mn_xAs$ présente, un axe de facile aimantation dans le plan de la couche, si elle est déposée sur

Table 3.1: les diffirents échantillon qui on les traités

Echantillon	Concentration d'indium	Epaisseur de la couche magnétique
1	10%	$50nm$
2	15%	$50nm$
3	15%	$20nm$

un substrat de $GaAs$; donc une contrainte de compression est produi, et une contrainte de tension produit une aimantation hors du plan si elle est déposée sur $(Ga, In)As$.

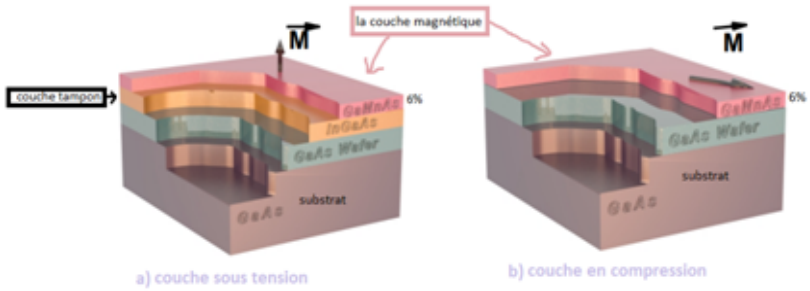


Figure 3-5: Schéma de croix de Hall et orientations magnétiquel.

.

On fait donc une comparaison entre l'échantillon 1 et l'échantillon 2 pour la même épaisseur et deux concentrations différentes et entre l'échantillon 2 et l'échantillon 3 pour même concentration et deux épaisseurs différentes.

3.6 Évolution de la résistivité en fonction de la température

Pour les mesures de résistivité en absence du champ magnétique, un courant alternatif est appliqué aux bornes de l'échantillon, une mesure de la tension V_{xx} est enregistrée le long de l'axe principal de la croix de Hall. La résistance longitudinale R_{xx} est calculée à partir de loi d'Ohm : $R_{xx} = V_{xx}/I$. La résistivité ρ_{xx} est donnée par la relation: $\rho_{xx} = R_{xx}S/L$. Avec S : La section de la barre de Hall et L: Sa longueur.

Les mesures de la résistivité sont représentées par les courbes de la figure (3.6), sur lesquelles on peut observer les variations de la résistivité en fonction de la température. On observe deux comportements différents délimitant deux phases séparées: une phase ferromagnétique au-dessous de la température du curie "T_C et une phase paramagnétique au-dessus de T_c

.

La figure (3.6) représente la variation de la résistivité (ρ mesuré en fonction de la

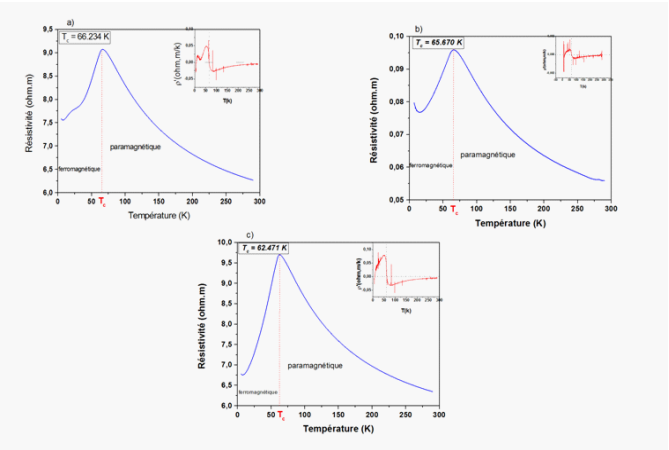


Figure 3-6: Evolution de la résistivité en fonction de la température.

résistance suivant la direction x (R_{xx}) (fig3.4)) en fonction de la température, dans l'inséré la dérivé de la résistivité par rapport à la température est illustrée. A partir de cette courbe on peut extraire la valeur de la température de Curie, en effet celle-ci correspond à la valeur à laquelle la résistivité et maximale. Les valeur extraites de T_C sont : $T_c = 66.234K$ pour le premier échantillon $(GaMn0.06)As/(In0.1Ga)As$ $T_c = 65.670K$ pour le deuxième échantillon $(GaMn0.06)As/(In0.15Ga0.85)As$ et $T_c = 62.471k$ pour le troisième échantillon $(GaMn0.06)As/(In0.15Ga0.85)As$.

Les mesures de la résistance de Hall vont se faire dans la zone ferromagnétique pour des valeurs de températures inférieure à T_c.

3.7 Variation de la résistance de Hall

Quand $\vec{M}$ est perpendiculaire au plan des couches, un cycle d'hystérésis carré est enregistré, caractérisé par un saut correspondant au changement de l'orientation de $\vec{M}$ entre les deux directions opposées de l'axe de facile aimantation (fig 3.7.a). L'échantillon est d'abord saturé suivant la direction [001] en appliquant un champ magnétique de $0.4T$. L'aimantation étant initialement suivant la direction [001] se renverse suivant la direction $[00\bar{1}]$ quand le champ atteint une valeur coercitive H_C, ce qui correspond au saut enregistré.

.

Le cycle d'hystérésis décrit dans la figure (3.8), c'est le résultat de changement d'orientation de l'aimantation confiné dans le plan. C'est un cycle d'hystérésis caractérisé par deux sauts ce comportement d'anisotropie est illustré (Fig 3.8.a) avec l'orientation de l'aimantation suivant des directions préférentielles qui correspondent aux axes cubiques.

En premier lieu, l'échantillon est saturé suivant une direction [110] en appliquant un champ magnétique de $0.4T$, en revenant à champ zéro la mesure s'effectue dans la direction

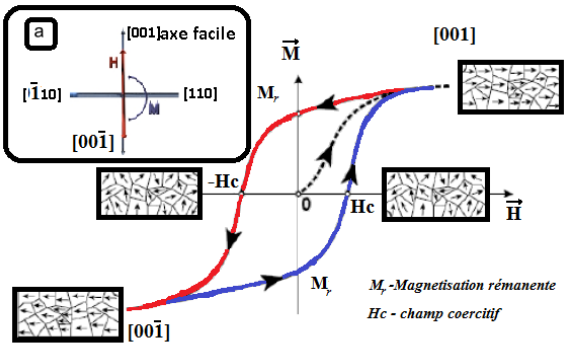


Figure 3-7: Un cycle d'hystérésis caractérisé par un saut

opposée de [110].

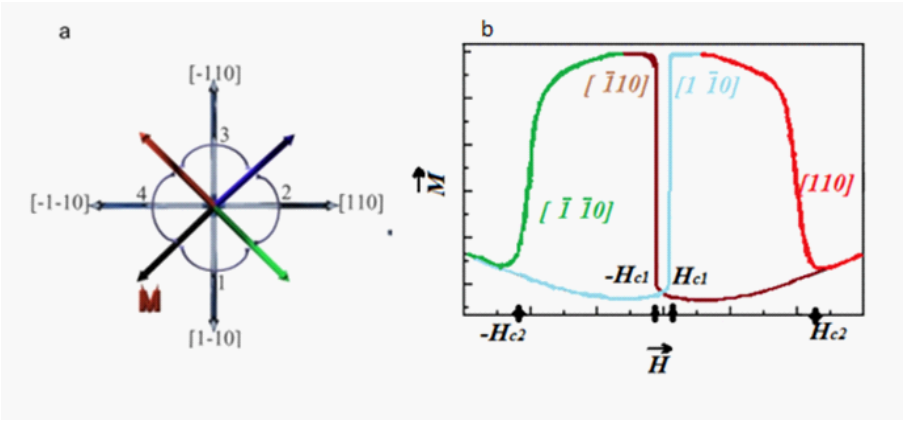


Figure 3-8: Cycle d'hystérésis a deux sauts et les axes de facile aimantation correspondants

.

3.8 Évolution de la résistance de Hall en fonction du champ H :

Dans cette partie on va étudier la variation de la résistance de Hall on fonction du champ magnétique en analysant les cycles d'hystérésis obtenus. Les échantillons sont traités suivant leurs concentrations de l'indium dans la couche tampon $(In_yGa_{y-1})As$, et suivant l'épaisseur de la couche magnétique (GaMn)As. On a d'abord des couches de faible épaisseurs on enchainera par la suite par un autre échantillon dont l'épaisseur de la couche magnétique est un peu plus petit.

3.8.1 Résistance de Hall pour $GaMnAs/In_{0.1}GaAs(e = 50nm)$

Commençant par l'échantillon à 10% d'Indium, dont l'épaisseur de la couche magnétique du $50nm$. On a une couche tampon de $(In_{0.1}Ga)As$ déposée entre celle de la couche magnétique

$(GaMn)As$ et le substrat $GaAs$. Les courbes qui suivent montrent les différentes mesures de la résistance de Hall en fonction du champ.

·Pour $T = 5K$ (Fig 3.9)

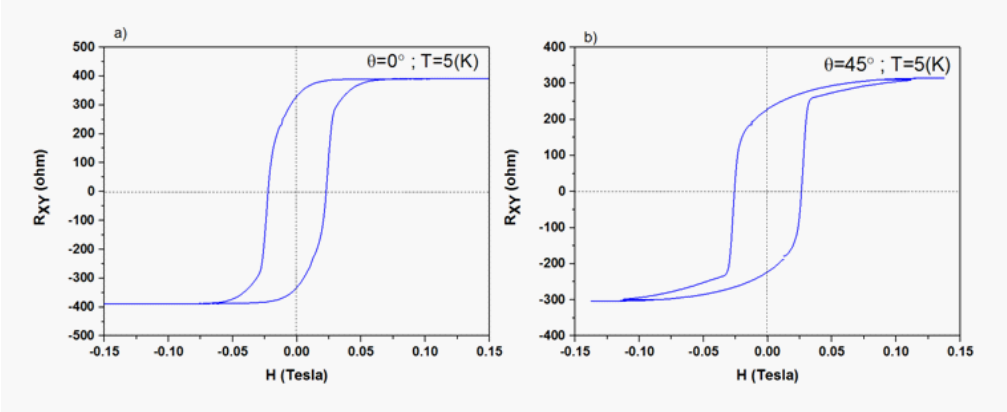


Figure 3-9: Résistance de Hall du GaMnAs/In0.1GaAs pour différentes orientations de champ magnétique à T=5K.

.

À $\theta_H = 0°$ (Fig 3.9.a)) la résistance de Hall décrit un cycle d'hystérésis carré et etroit en une seule boucle, montrant une signature uniaxiale, en enregistre une valeur du champ coercitif $(0.022T)$ nécessaire pour faire basculer l'aimantation. donc une aimantation hors du plan des couches.

On remarque la même constatation à $\theta_H = 45°$ (Fig 3.9.b)) avec une valeur du champ coercitif $(0.026T)$.

·Pour $T = 20K$ (Fig 3.10)

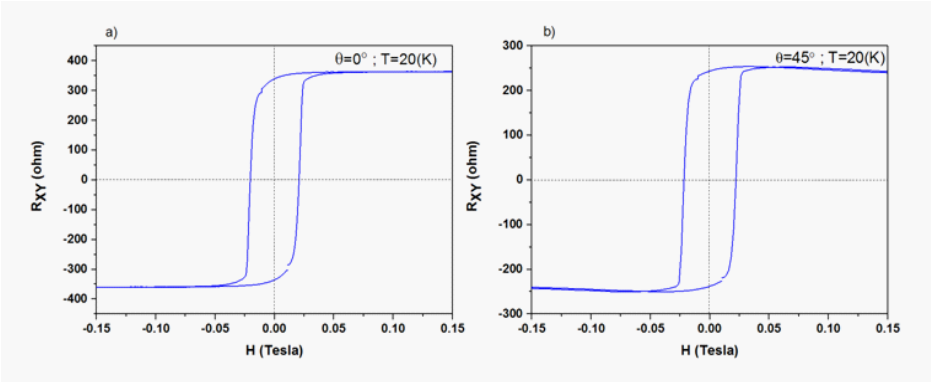


Figure 3-10: Résistance de Hall du GaMnAs/In0.1GaAs pour différentes orientations de champ magnétique à T=20K.

.

À $\theta_H = 0°$ (Fig 3.10.a)) et aussi $\theta_H = 45°$ (Fig 3.10.b)) la résistance de Hall décrit aussi un cycle d'hystérésis carré, étroit montrant une signature uniaxiale, donc une aimantation hors du plan des couches. Dans les courbes a) et b) la valeur du champ coercitif est $0.02T$

pour un champ appliqué suivant la direction perpendiculaire (respectivement $0.022T$ pour un champ incliné à 45°.

·Pour $T = 35(k)$ dans la (Fig 3.11)

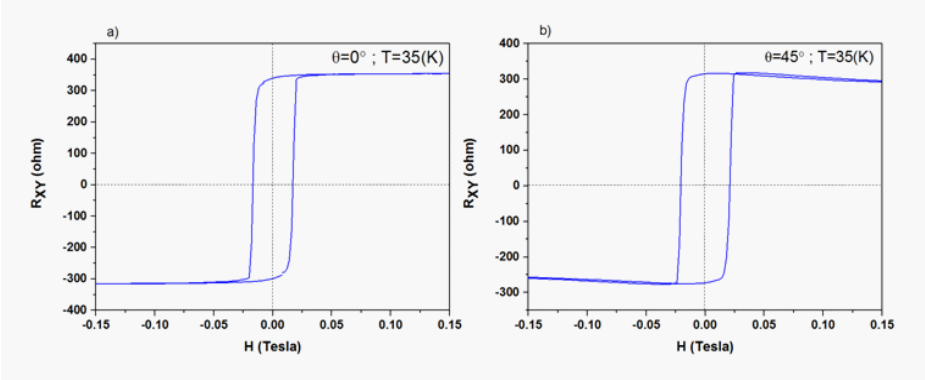


Figure 3-11: Résistance de Hall du GaMnAs/In0.1GaAs pour différentes orientations de champ magnétique à T=35K.

.

Dans la figure (3.11) on remarque un cycle d'hystérésis carré et un champ coercitif égale à ($0.017T$ pour $\theta_H = 0°$) la même chose est observé pour une direction du champ 45° avec un champ corecitif égal à ($00021T$) par rapport à la verticale. Pour cette température $35K$, l'aimantation est aussi perpendiculaire.

·Pour $T = 60(k)$ (Fig 3.12)

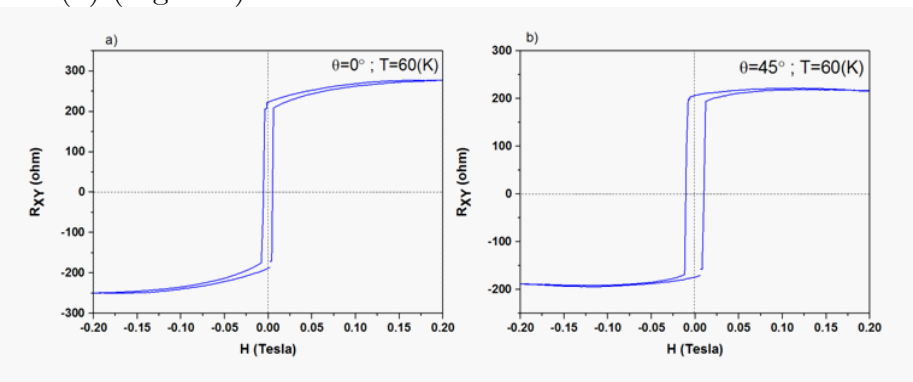


Figure 3-12: Résistance de Hall du GaMnAs/In0.1GaAs pour différentes orientations de champ magnétique à T=60K.

.

On distingue dans la zone du fluctuation en dessous de la température du curie (pour cette échantillon $Tc = 66.234K$) le cycle décrit est trés étroit, caractérisé par un faible champ coercitif dù au rapprochement de la zone paramagnétique ($0.005T$ pour $\theta_H = 0°$ et 0.01 pour $\theta_H = 45°$).

À partir des graphes précidents on constate que l'échantilllon $GaMnAs/In_{0.1}GaAs$ d'épaisseur $50nm$, présente une phase ferromagnétique pour des température à $66.234K$ (température

du curie) avec un axe facile aimantation strictement perpendiculaire.

3.8.2 Résistance de Hall pour $GaMnAs/In_{0.15}GaAs(e = 50nm)$

Dans cet échantillon nous avons une concentration d'indium égale à 15% dans la couche tampon, déposée entre la couche magnétique (GaMn)As et le substrat du GaAs. La couche magnétique est d'une épaisseur de $50nm$. Les courbes qui suivent montrent les différentes mesures de la résistance de Hall en fonction du champ pour diérentes valeurs des températures dans la phase ferromagnétique.

·Pour $T = 5K$ (Fig 3.13)

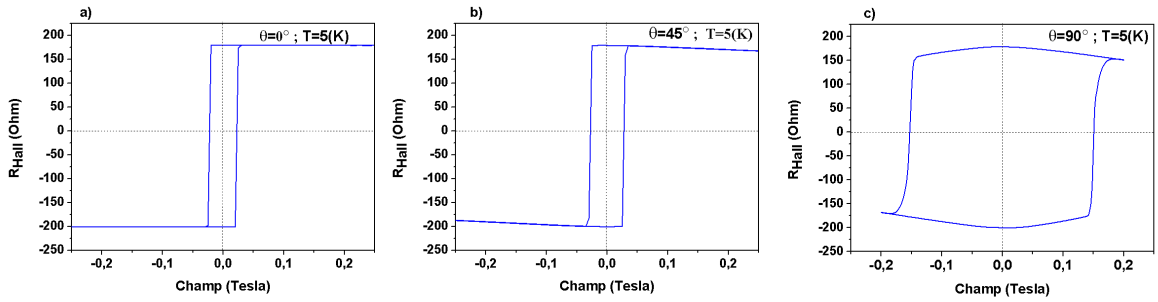


Figure 3-13: Résistance de Hall GaMnAs/In0.15GaAs pour did'érentes orientations de champ magnétique à T=5(K).

.

Pour $(\theta_H = 0°)$ $(Fig3.13.a))$: la résistance de Hall décrit un cycle d'hystérésis d'une seule boucle étroite avec un champ coercitif égal à $(0.022T)$. Ceci est une signature d'une aimantation hors du plan des couches.

On remarque la même constatation à $\theta_H = 45°$ $(Fig3.13.b))$ avec une valeur du champ coercitif $(Hc = 0.028T)$.

On s'approchant du plan pour $\theta_H = 90°$ $(Fig3.13.c))$, on remarque aussi une présence d'une signature uniaxiale avec une seule boucle, donc une aimantation hors du plan des couches, mais un cycle d'hystérisis plus large constat, souligné par une grande valeur du champ coercitif $(0.15T)$. Indiquant ainsi une direction planaire de difficile aimantation.

·Pour $T = 20K$ (Fig 3.14)

.

À $\theta_H = 0°$ (Fig 3.14.a)) la résistance de Hall décrit aussi un cycle d'hystérésis carré et étroit, montrant une signature uniaxiale, en enregistre une valeur du champ coercitif $(0.02T)$. donc une aimantation hors du plan des couches.

On distingue la même constatation à $\theta_H = 45°$ (Fig 3.14.b)) et $\theta_H = 90°$ (Fig 3.14.c))

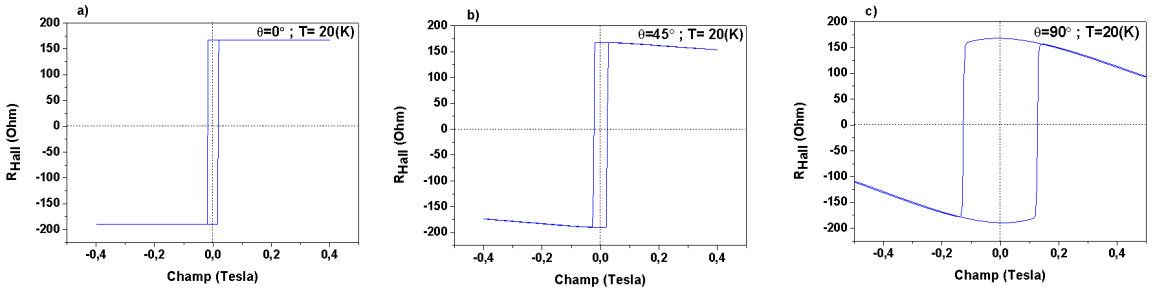


Figure 3-14: Résistance de Hall du GaMnAs/In0.5GaAs pour différentes orientations de champ magnétique à T=20K.

avec une valeur de champ coercitif ($0.024T$ pour une direction incliné de 45° à la direction perpendiculaire) et ($0.128T$ dont un cycle d'hystérisis carré un peu large).

·Pour $T = 40K$ (Fig 3.15)

On remarque la même constatation qu'à $T = 20K$, avec des valeurs de champ coercitif différentes $H_c(\theta_H = 0°) = 0.015(T)$ (Fig 3.15.a)), $H_c(\theta_H = 45°) = 0.018(T)$ (Fig 3.15.b)) et $H_c(\theta_H = 90°) = 0.08(T)$ (Fig 3.15.c)).

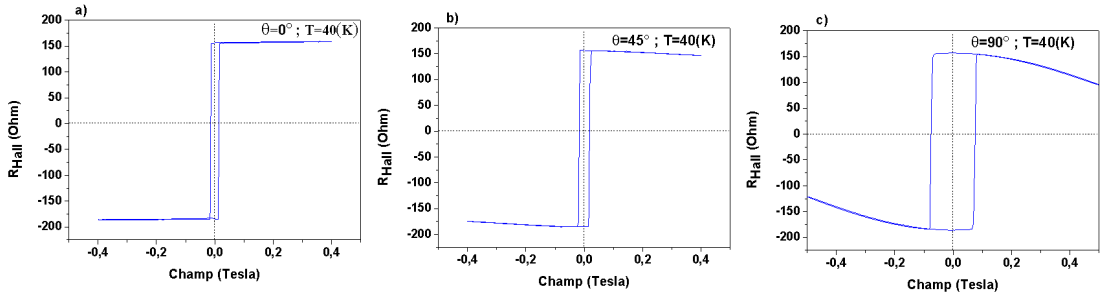


Figure 3-15: Résistance de Hall du GaMnAs/In0.15GaAs pour différentes orientations de champ magnétique à T=40.

.

·Pour $T = 60K$ (Fig 3.16)

Quand se rapproche de la zone paramagnétique, juste quelque kilven au dessous de la température du curie (pour cette échantillon ($Tc = 65.67K$) le cycle décrit est trés étroit, caractérisé par un faible champ coercitif ($0.005T$ pour $\theta_H = 0°$ et 0.01 pour $\theta_H = 45°$).

.

La même constatation été remarqué pour $\theta_H = 90°$ (Fig 3.16.c)) avec une valeur de champ coercitif nulle.

A partir des graphes précidents on constate que l'échantillion $GaMnAs/In_{0.15}GaAs$ d'épaisseur $50nm$ présente une phase ferromagnétique pour des températures inférieur à 65.67K.

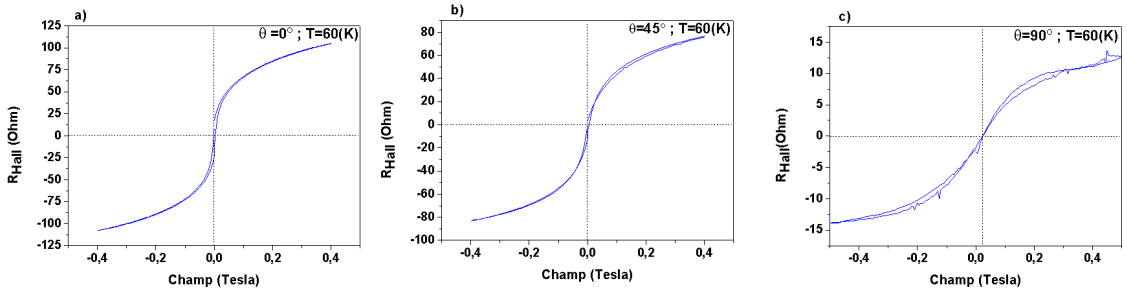


Figure 3-16: Résistance de Hall du GaMnAs/In0.15GaAs pour différentes orientations de champ magnétique à T=60K.

3.8.3 Résistance de Hall pour GaMnAs/In 0.15 GaAs (e = 20nm)

Les courbes ci-dissous illustrent les mesures de la résistance de Hall pour l'échantillon à15% d'Indium, la couche tampon est de plus faible épaisseur $20nm$. Nous avons alors diminué l'épaisseur de la couche magnétique (GaMn)As et on a gardée la même concentrationon Y_{In} comme cel de la couche tampon dans le deuxième échantillon.

·Pour $T = 5K$ (Fig 3.17)

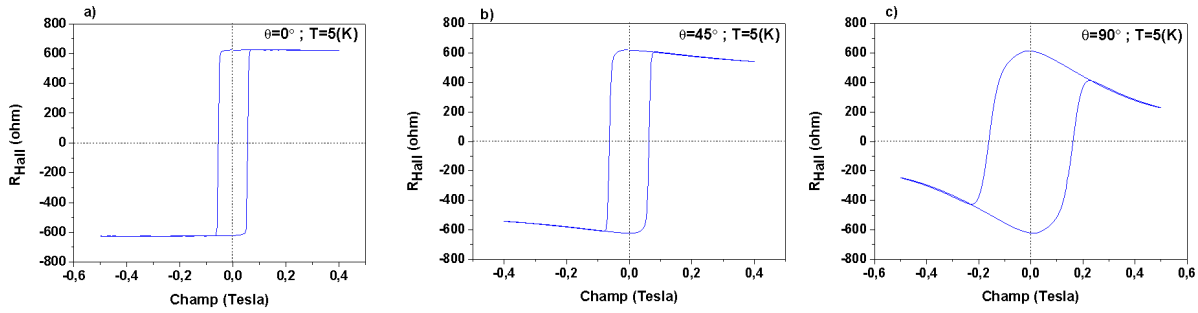


Figure 3-17: Résistance de Hall du GaMnAs/In0.15GaAs pour différentes orientations de champ magnétique à T=5K.

Pour $\theta_H = 0°$ (Fig 3.17.a)) la résistance de Hall décrit un cycle d'hystérésis carré montrant une signature uniaxiale avec une seule boucle, une aimantation hors du plan des couches, l'aimantation est renverser lorsque le champ atteint une valeurest égale à $(0.055T)$ dit la valeur du champ coercitif.

On remarque que $\theta_H = 45°$ (Fig 3.16.b)) assurer les même résultats, avec presque la même valeur du champ coercitif ($Hc = 0.06T$):

À $\theta_H = 90°$ (Fig 3.17.c)) on distingue encore une fois un cycle d'hystérésis carré un peu large de valeur du champ coercitif est égale à $(0.16T)$, une aimantation donc aussi hors du plan.

On remarque la même constatation pour $T = 20K$ (Fig 3.18), $T = 35K$ (Fig 3.19) et $T = 40K$ (Fig 3.20). Les valeurs du champ coercitif pour chaque θ sont:

→Pour $T = (20K)$: $H_c(\theta_H = 0°) = 0.042(T)$, $H_c(\theta_H = 45°) = 0.045(T)$ et $H_c(\theta_H = 90°) = 0.19(T)$.

→Pour $T = 35(K)$: $H_c(\theta_H = 0°) = 0.034(T)$, $H_c(\theta_H = 45°) = 0.038(T)$ et $H_c(\theta_H = 90°) = 0.16(T)$.

→Pour $T = 40(K)$: $H_c(\theta_H = 0°) = 0.028(T)$, $H_c(\theta_H = 45°) = 0.03(T)$ et $H_c(\theta_H = 90°) = 0.145(T)$.

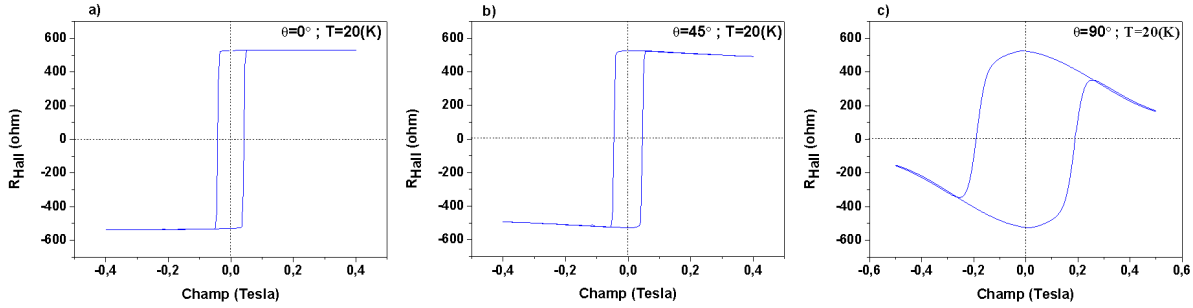


Figure 3-18: Résistance de Hall du GaMnAs/In0.15GaAs pour différentes orientations de champ magnétique à T=20K.

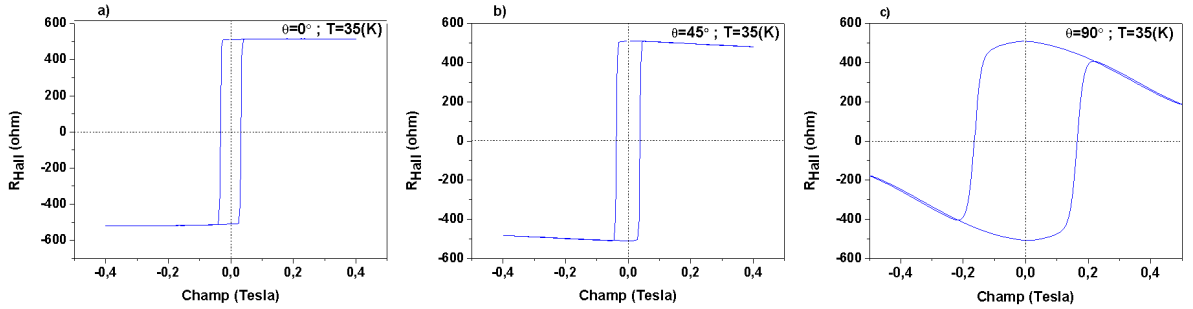


Figure 3-19: Résistance de Hall du GaMnAs/In0.15GaAs pour différentes orientations de champ magnétique à T=35K.

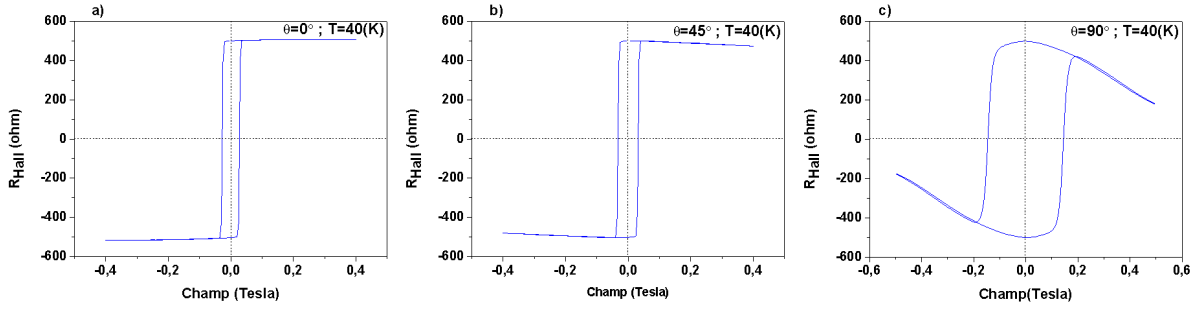


Figure 3-20: Résistance de Hall du GaMnAs/In0.15GaAs pour différentes orientations de champ magnétique à T=40K.

.

·Pour $T = 60K$ (fig 3.21)

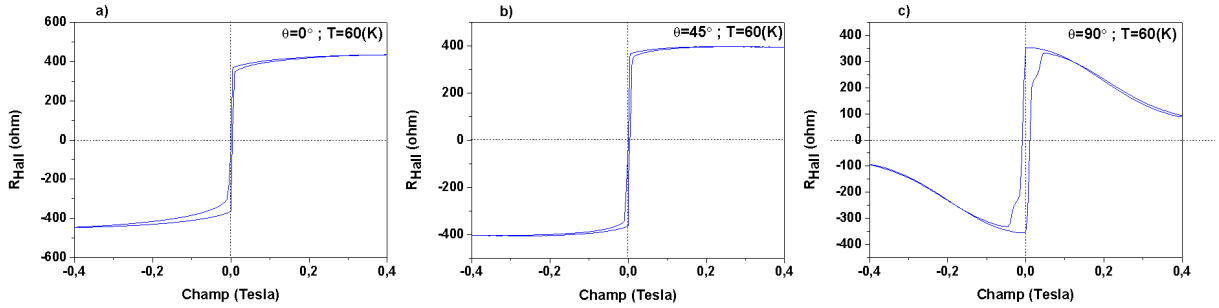


Figure 3-21: Résistance de Hall du GaMnAs/In0.15GaAs pour différentes orientations de champ magnétique à =60K.

On observe que les cycles d'hystérésis illustrés dans la figure précident surtout pour $\theta_H = 0°$ (Fig 3.21.a)) et $\theta_H = 45°$ (Fig 3.21.b)) sont des cycles carré du forme, très très étroit, une aimantation hors du plan basculer pour trés faible champ (quelque Tesla).

Et en fin pour $\theta_H = 90°$ (Fig 3.21.c)) la résisitance de Hall décrit un cycle d'hystérési caré aussi trés étroit avec un champ coercitif ($Hc = 0.01T$), une aimantation hors du plan des couche remarquable.

À partir des derniers graphes on constate que l'échantillion $GaMnAs/In_{0.15}GaAs$ d'épaisseur $20nm$, présente une phase ferromagnétique pour des températures inférieures à $62.471K$ (température du curie). Toujour l'aimantation est hors du plan, et l'axe [001] c'est l'axe Préférentiel pour basculer l'aimantation.

Dans la zone de fluctuation juste au-dessous de la température de Curie ($T_C = 62.471$), l'aimantation est perturbée par l'excitation thermique, la courbe $R_H = f(H)$ perd son hystérésis.

Toujour l'aimantation est hors du plan, et l'axe [001] c'est l'axe de facile aimantation.

3.9 Conclusion

En première constatation, on rapporte que la variation de la résistance de Hall nous a permis de détecter la présence d'une composante magnétique additionnelle dans le plan des couches sous tension.

Les résultats obtenus dans notre étude sont en accord avec d'autres résultats expérimentaux explicitant l'effet de la contraine épitaxiale résultante de l'introduction d'une couche tampon de $InGaAs$ sous la couche magnétique $GaMnAs$. En effet, la contrainte de dilatation

excercée par la couche tampon fait basculer l'aimantation de la direction planaire vers une direction perpendiculaire. Ceci dit, il existe des valeurs obtimales pour la concentration d'Indium égale à 10% et 15% selon notre étude.

Cependant une étude précidente réalisé en 2017 par des étudiants de l'université de Médéa a montré qu'avec une couche tampon de 2% d'Indium, l'aimantation reste confinée dans le plan des couches [6].

On constate aussi une diminution de la coercivité avec l'augmentation de la température. En effet, ceci est compréhensible du fait que quand la température augmente en s'approchant de la phase paramagnétique, le caractère ferromagnétique est atténué par l'agitation thermique et par conséquent une aisance dans le renversement de l'aimantation. Par contre, on remarque que les champs coercitifs sont plus importants pour les couches les moins épaisses ($20nm$). Dans ces couches minces, l'ordre ferromagnétique est tellement important qu'il est plus difficile d'inverser l'aimantation que dans le cas des couches les plus épaisses ($50nm$).

Conclusion

Le travail de ce mémoire entre dans le cadre d'un projet de fin d'étude pour la préparation du diplôme de Master en physique des matériaux à l'université de Médéa. Il s'agit d'une étude des propriétés électriques et magnétiques d'un semi-conducteurs dopé par une impureté magnétique. L'étude est menée dans une application de détection exploitant la mesure de la résistance électrique se basant principalement sur l'effet Hall.Les mesures expérimentales ont été réalisées par mon directeur de projet Dr.DEHBAOUI au laboratoire Charles Coulomb à l'université de Montpellier 2 en France.

Pour mener à bien cette étude, et puisqu'il s'agit de matériaux à propriétés et applications magnétiques, j'ai commencé ce mémoire par introduire des notions générales sur le magnétisme, pour permettre aux lecteurs de bien comprendre les concepts utilisé dans le texte. Le matériau étudié étant un semi-conducteur magnétique dilué faisant partie des matériaux proposés dans la nouvelle discipline: la spintronique, j'ai alors ajouté dans un deuxième chapitre parlant de ce domaine nouveau qui exploite la charge électrique et le spin d'électron dans un même dispositif électronique, pour des applications variées.

le travail s'est axé autour d'une étude de la sensibilité de la phase ferromagnétique à des paramètres contrôlant l'aimantation et son orientation dans un semi-conducteur ferromagnétique. Les effets de la variation de la température et la contrainte d'épitaxie ont été étudiés par des mesures de magnéto-transport sur deux films de $GaMn_{0.06}As/In_yGaAs$ en croix de Hall de $50\mu m$ d'épaisseur (la concentration $y = 10\%$, 15%). De la variation de la résistance de Hall en fonction du champ magnétique, des cycles d'hystérésis ont été observés mettant en évidence la dépendance de l'anisotropie magnétique en fonction de la contrainte d'épitaxie. On a trouvé que l'introduction de l'indium dans une couche tampon intermédiaire entre le substrat et la couche magnétique permet de réduire l'écart des paramètres des mailles entre substrat et couche magnétiques et ainsi introduire une contrainte de tensionprovoquant une orientation de l'aimantation vers la direction uni-axiale [001] perpendiculaire auplan des couches.

Des films de faibles épaisseurs ($d = 50nm, 100nm$) montrent l'effet de la contrainte de

tension sur le renversement de l'aimantation vers la direction perpendiculaire au plan des couches. Ceux-là exhibent une anisotropie uni-axiale avec une aimantation perpendiculaire au plan et des températures de Curie autour de $60K$ pour des concentrations de 10% et 15% d'indium.

Un traitement post croissance par recuit des couches pourrait largement améliorer la valeur de la température de Curie pour s'approcher de la température ambiante. En perspective on pourrait augmenter la sensibilité des échantillons en jouant sur ce traitement post croissance de recuit et de décapage de surface pour éliminer les défauts de structures et les impuretés Mn en position interstitielle et en position d'anti-site d'arsenic.

En effet un recuit à basse température (150K - 280K) peut éliminer ces défauts et ainsi améliorer le ferromagnétisme, par l'augmentation de moment magnétique, la concentration des trous, et la température de Curie en améliorant l'homogénéité du matériau.

Annexe A

Tableau : Correspondances entre les systèmes d'unités SI et CGS

Grandeurs	Symbole	Dimensions	SI	CGS	Relations
Champ magnétique	H	$L^{-1}T^{-1}Q$	A/m	Oe	$1A/m = 4\,\pi 10^{-3}$ Oe
Moment magnétique	m	$L^{2}T^{-1}Q$	Am^2	uem	$1A/m^2 = 10^3$ uem
Aimantation	M	$L^{-1}T^{-1}Q$	A/m	uem/m^3	$1A/m = 10^{-3}$ uem/cm^3
Induction Magnétique	B	$MT^{-1}Q$	T	G	$1T = 10^4$ G
Potentiel vecteur	A	$MLT^{-1}Q$	Wb/m	Gm	$1Wb/m = 10^6$ Gm
Flux magnétique	ϕ	$ML^2T^{-1}Q$	Wb	Maxwell	$1Wb = 10^8$ Maxwell
Vitesse de la lumière	c_0	LT^{-1}	m/s	Cm/s	10^8 m/s = 10^{10} cm/s
Perméabilité	μ	MLQ^{-2}	H/m	--	$4\,\pi 10^{-7}$ H/m= 1
Energie	W	ML^2T^{-2}	J	erg	$1\ J = 10^{-7}$ erg

entre les systèmes d'unités SI et CGS. (A.1)

A.1 Titre de la section

Bibliographie

[1] Baibich, Mario Norberto, et al. "Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr magnetic superlattices." Physical review letters 61.21 (1988): 2472.

[2] Dehbaoui, Mourad. Analyses structurales et contrôle de l'aimantation par sonde de Hall planaire dans des dispositifs nanostructurés. Diss. Montpellier 2, 2013.

[3] Boukchiche, Faris. Etude de structures coplanaires à métamatériaux et à couche magnétique. Diss. 2010.

[4] Souad, Koroghli, and Daid Mohamed. Etude des techniques et dispositifs de mesures des caractéristique magnétiques des tôles ferromagnétiques. Diss. Université Mouloud Mammeri, 2018.

[5] De Lacheisserie, Etienne du Tremolet, Damien Gignoux, and Michel Schlenker, eds. Magnetism. Vol. 1. Springer Science & Business Media, 2005.

[6] Amrani, S, H ., &Sghir, A,H. (2017) L'eet de l'introduction d'une couche tampon dans des structures magnétiques à base de semi-conducteurs, analyse de résultats obtenus par magnéto-transport (Master dissertation, Université yahia fares).

[7] Nourdine, Amir. Modélisation de l'hystérésis dans les matériaux magnétiques et introduction de modèles dans le logiciel de simulation aux éléments finis Flux3D. Diss. 2002.

[8] Neamţu, Bogdan Viorel. Matériaux compacts magnétiques doux obtenus à l'état nanocristallin à partir de poudres d'alliages Ni-Fe-X issues de mécanosynthèse. Diss. 2010.

[9] Klughertz, Guillaume. Dynamique d'aimantation ultra-rapide de nanoparticules magnétiques. Diss. 2016.

[10] Vergne, R., J. C. Cotillard, and J. L. Porteseil. "Quelques aspects statistiques des processus d'aimantation dans les corps ferromagnétiques. Cas du déplacement d'une seule paroi de Bloch à 180° dans un milieu monocristallin aléatoirement perturbé." Revue de Physique Appliquée 16.9 (1981): 449-476.

[11] Sung, H. W. F., and C. Rudowicz. "Physics behind the magnetic hysteresis loop—a survey of misconceptions in magnetism literature." Journal of magnetism and magnetic materials 260.1-2 (2003): 250-260.

[12] Cormier, Mathieu. Renversement d'aimantation dans des nanostructures par propagation de parois de domaines sous champ magnétique et courant électrique. Diss. 2008.

[13] Miouat, Azzouz. Identification-optimisation paramétrique et quantification des pèrtes dans les matériaux ferromagnétiques doux. Diss. Université de Batna 2-Mustafa Ben Boulaid, 2006.

[14] Benabou, Abdelkader. Contribution à la caractérisation et à la modélisation de matériaux magnétiques en vue d'une implantation dans un code de calcul de champ. Diss. Lille 1, 2002.

[15] POULICHET, P. "Chapitre 1: INTRODUCTION A LA COMPATIBILITE ELECTROMAGNETIQUE." (2010).

[16] Sung, H. W. F., and C. Rudowicz. "Physics behind the magnetic hysteresis loop—a survey of misconceptions in magnetism literature." Journal of magnetism and magnetic materials 260.1-2 (2003): 250-260.

[17] Wang, S. G., et al. "Temperature dependence of giant tunnel magnetoresistance in epitaxial Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions." Physical Review B 78.18 (2008): 180411.

[18] Bertotti, Giorgio. Hysteresis in magnetism: for physicists, materials scientists, and engineers. Academic press, 1998.

[19] Shinjo.Teruya. Nanomagnetism and spintronics. Elsevier, 2013.

[20] Nobel, Prize. "Nobel Prize in Physics-2007." (2007).

[21] Dieny, Bernard. "Faits marquants en spintronique depuis la découverte de la magnétorésistance géante." Reflets de la physique 16 (2009): 6-11.

[22] Shinjo, Teruya, ed. Nanomagnetism and spintronics. Elsevier, 2013.

[23] Nozières, Jean-Pierre. "Têtes de lecture et mémoires magnétiques." Reflets de la physique 18 (2010): 12-16.

[24] Durlam, Mark, et al. "A 1-Mbit MRAM based on 1T1MTJ bit cell integrated with copper interconnects." IEEE Journal of Solid-State Circuits 38.5 (2003): 769-773.

[25] Schwee, L. J., et al. "The concept and initial studies of a crosstie random access memory (CRAM)." Journal of Applied Physics 53.3 (1982): 2762-2764.

[26] JianbaiXia,Weikun Ge, and Kai Chang. Semiconductorspintronics. World scienti. . . c, 2012.

[27] Lardjane, Soumia. étude des propriétés structurales, électroniques et magnétiques du semi-conducteur magnétique dilué: ZnO dopé au cobalt. Diss. Belfort-Montbéliard, 2013.

[28] Lee, Sanghoon, et al. "Ferromagnetic semiconductor GaMnAs." Materials Today 12.4 (2009): 14-21.

[29] Balestrière, Pierrick. Dynamique de l'aimantation assistée par un champ électrique dans des dispositifs à base de (Ga, Mn) As. Diss. 2011.

[30] Mattana, Richard. Transport polarisé en spin dans des nanostructures semiconductrices. Diss. 2003.

[31] Balestrière, Pierrick. Dynamique de l'aimantation assistée par un champ électrique dans des dispositifs à base de (Ga, Mn) As. Diss. 2011.

[32] Cormier, Mathieu. Renversement d'aimantation dans des nanostructures par propagation de parois de domaines sous champ magnétique et courant électrique. Diss. 2008.

[33] Marty, Alain. Structure et propriétés magnétiques de couches minces d'alliages métalliques. Diss. 2005.

[34] Klughertz, Guillaume. Dynamique d'aimantation ultra-rapide de nanoparticules magnétiques. Diss. 2016.

[35] Labaye, Y., et al. "Surface anisotropy in ferromagnetic nanoparticles." Journal of applied physics 91.10 (2002): 8715-8717.

[36] Thevenard, Laura. Etude des propriétés ferromagnétiques de (Ga, Mn) As au moyen de l'hydrogénation. Diss. Paris 6, 2007.

[37] Ohno, Hideo, et al. "(Ga, Mn) As: a new diluted magnetic semiconductor based on GaAs." Applied Physics Letters 69.3 (1996): 363-365.

[38] Sadowski, J., et al. "Structural properties of MBE grown GaMnAs layers." Thin Solid Films 367.1-2 (2000): 165-167.

[39] Demirer, Figen Ece. Investigation of a Charge Transfer at Complex Oxide Interfaces. MS thesis. University of Twente, 2017.

[40] Degauque, J. "Magnétisme et matériaux magnétiques: introduction." Le Journal de Physique IV 2.C3 (1992): C3-1.

[41] Cormier, Mathieu. Renversement d'aimantation dans des nanostructures par propagation de parois de domaines sous champ magnétique et courant électrique. Diss. 2008.