

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Ibn Khaldoun – TIARET



Faculté des Sciences de la Matière
Département de Physique
Mémoire de fin d'études

Pour obtenir le diplôme de
Master

Filière : Physique

Spécialité : Physique des matériaux

Présenté par M^{elle} :

HAFSI Nour Elhouda

Thème :

**Etude et modélisation de la
magnétorésistance géante dans les
couches minces magnétiques**

Date de Soutenance : 28 Juin 2022

Lieu : Amphi A

Devant le jury :

Mr. BELARBI El Habib

Mr. HASSAN Madani

Mr. HADJ ZOUBIR Nasreddine

Président

Examineur

Encadrant

ANNEE UNIVERSITAIRE : 2021/2022

REMERCIEMENTS

Je remercie ALLAH le tout-puissant qui m'a offert la santé, le courage, la patience et la volonté, me permettant de mener à terme ce présent travail.

Je remercie très sincèrement mon encadrant le Professeur Nasreddine HADJ ZOUBIR d'avoir proposé et dirigé ce travail, mais surtout d'avoir ménagé son temps pour mettre à ma disposition tous les moyens nécessaires. Je suis très reconnaissante envers lui pour son aide, ses conseils, sa compétence, mais aussi pour sa bonne humeur et sa haute modestie.

Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements à Monsieur BELARBI El Habib pour avoir accepté de présider le jury . Je tiens à remercier également Monsieur HASSAN Madani pour avoir accepté d'examiner mon travail.

Mes remerciements à ma famille, mes collègues et mes amis pour leur soutien, leur présence et leur encouragement.

Enfin, Je tiens à remercier tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin.

N. HAFSI

DEDICACES

Je dédie ce modeste travail à :

A mon très cher Père Lakhdar

Tu as toujours été à mes côtés pour me soutenir et m'encourager. Que ce travail traduit ma gratitude et mon affection.

A ma très chère mère

Tu représentes pour moi le symbole de la bonté par excellence, la source de tendresse et l'exemple du dévouement qui n'a pas cessé de m'encourager et de prier pour moi.

Ta prière et ta bénédiction m'ont été d'un grand secours pour mener à bien mes études.

*Aucune dédicace ne saurait être assez éloquente pour exprimer ce que tu mérites
Pour tous les sacrifices que tu n'as cessé de me donner depuis ma naissance,
durant mon enfance et même à l'âge adulte.*

Je te dédie ce travail en témoignage de mon profond amour.

Puisse Dieu, le tout puissant, te préserver et t'accorder santé, longue vie et bonheur.

A mes chers frères Kadi et Mohamed

Vous êtes dépensés pour moi sans compter.

En reconnaissance de tous les sacrifices consentis par tous et chacun pour me permettre d'atteindre cette étape de ma vie. Avec toute ma tendresse

A mes belles sœurs

Karima, Aya et Douaa

Merci de m'avoir accueilli parmi vous.

Puisse ce travail témoigner de ma profonde affection et de ma sincère estime.

N. HAFSI

TABLE DES MATIERES

Introduction	10
Chapitre 1 : Rappels sur le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme	14
1.1 Introduction	15
1.2 Le ferromagnétisme	15
1.2.1 Propriétés générales	15
1.2.2 Exemples de matériaux ferromagnétiques	18
1.2.3 Notion d'échange et intégrale d'échange	19
1.2.4 La théorie du champ moléculaire	20
1.2.5 Aimantation spontanée	24
1.2.6 Susceptibilité magnétique	24
1.2.7 Domaines ferromagnétiques	25
1.3 L'antiferromagnétisme	31
1.3.1 Propriétés générales	31
1.3.2 Température de Néel	32
1.3.3 Susceptibilité magnétique	34
1.4 Propriétés magnétiques des couches minces	37
1.4.1 Température de Curie	37
1.4.2 Anisotropies	38
1.4.2.1 Anisotropie dipolaire	38
1.4.2.2 Anisotropie d'interface (ou de surface)	40
1.4.2.3 Anisotropie de forme	41
1.4.2.4 Anisotropie magnéto-élastique	41
Chapitre 2 : Théorie des bandes et magnétisme	43
Chapitre 3 : La magnétorésistance	50
3.1. Définitions	51
3.2. Magnétorésistance dans les métaux normaux	51
3.3. Magnétorésistance dans les métaux ferromagnétiques	53
3.4. Magnétorésistance géante	55
3.4.1. Description de la GMR	56
3.4.2. Théorie de la GMR	62
3.5. Applications pratiques de la GMR	86
Chapitre 4 : Essais de modélisation et discussion	87
4.1. Modélisation d'une courbe classique de GMR	88
4.2. Etude de la GMR à l'aide de l'équation de Boltzmann	99
4.2.1. Bases théoriques	99
4.2.2. Exposé des résultats obtenus	106
Conclusion	113
Références bibliographiques	116

Liste des figures

Figure 1.1 : Evolution des domaines de Weiss avec l'augmentation du champ magnétique appliqué (<i>Wikipédia</i>).....	9
Figure 1.2 : (a) Variation de l'aimantation sous l'effet d'un champ extérieur ; (b) Variation de l'inverse de la susceptibilité relative en fonction de la température (au-dessus de la température de Curie T_c , le matériau devient paramagnétique car l'agitation thermique est dominante) ; (c) Variation thermique de l'aimantation spontanée (pour $T < T_c$, les interactions entre moments magnétiques (de spin) dominent l'agitation thermique et l'aimantation est spontanée ($M = M_s$) qui atteint sa valeur maximale (M_{sat}) à $T = 0$ K. M_{sat} correspond à l'alignement de tous les moments magnétiques individuels.....	9
Figure 1.3: Résolution graphique de l'équation 1.12.....	16
Figure 1.4 : Résolution de l'équation $M/M_{sat} = f(x)$ pour différentes températures.....	16
Figure 1.5 : Variation $\chi = f(T)$	18
Figure 1.6 : Ferromagnétisme et domaines magnétiques.....	19
Figure 1.7 : Construction de domaines ferromagnétiques.....	19
Figure 1.8 : (a) Représentation d'un cristal <i>Fe</i> en l'absence de champ magnétique appliqué ; (b) Quand un champ magnétique externe \vec{H}_a est appliqué, la paroi de domaine se déplace vers <i>B</i> , ce qui élargit <i>A</i> et rétrécit <i>B</i> . L'échantillon <i>Fe</i> acquiert maintenant une aimantation effective.....	21
Figure 1.9 : Structure de la paroi de Bloch séparant deux domaines. Dans une paroi de Bloch, les moments magnétiques de spin tournent progressivement et il faut plusieurs centaines d'espaces interatomiques pour faire pivoter le moment magnétique de 180°	22
Figure 1.10 : L'énergie potentielle de la paroi de Bloch dépend des énergies d'échange et d'anisotropie.....	24
Figure 1.11 : (a) Arrangement des moments magnétiques dans les corps antiferromagnétiques ; (b) évolution de l'aimantation en fonction du champ appliqué à trois températures différentes ; (c) dépendance de la susceptibilité en fonction de la température.....	25
Figure 1.12 : Solution des deux équations 1.24 (a) ; Variation avec T de l'aimantation M_A et M_B des deux sous-réseaux (b).....	26
Figure 1.13 : Cas où l'anisotropie magnétique est nulle. (a) schéma montrant les moments magnétiques perpendiculaires au champ appliqué ; (b) Transformation des aimantations par rotation d'un angle θ faible	
Figure 1.14 : Susceptibilités magnétiques transverse χ_\perp et parallèle χ_\parallel : (a) dans le cas du champ moyen ; (b) observées expérimentalement.....	29
Figure 1.15 : Apparition d'un champ démagnétisant dans une couche mince.....	33
Figure 2.1 : Paramagnétisme de Pauli des électrons de conduction dans un métal.....	37

Figure 2.2 : Modèle des bandes d'énergie du ferromagnétisme d'un métal de transition comme Fe : (a) Densité d'états de la bande <i>d</i> ; (b) Densité d'états de la bande <i>s</i>	40
Figure 2.3 : Schéma d'énergie montrant les raisons pour lesquelles Zn et Cu ne sont pas ferromagnétiques.....	41
Figure 3.1 : Configurations parallèle et perpendiculaire des densités de courant.....	55
Figure 3.2 : Magnétorésistance anisotrope dans un matériau ferromagnétique. La résistivité est représentée dans le cas où le champ magnétique appliqué est parallèle et perpendiculaire à la direction du courant.....	47
Figure 3.3 : Origine de l'AMR.....	48
Figure 3.4 : Représentation schématique des états de grande et de faible résistance d'un système GMR multicouches.....	50
Figure 3.5 : Représentation schématique de la densité d'état d'un métal normal (a) et d'un ferromagnétique semi-métallique.....	50
Figure 3.6 : Représentation schématique de l'effet <i>GMR</i> . (a) La structure de base à 3 couches (une couche ferromagnétique F, une couche métallique non magnétique, une couche antiferromagnétique A) ; (b) Couches magnétiques (F et A) antiparallèles de grande résistance R_{AP} ; (c) L'application de \vec{H}_a aligne les aimantations et donne une résistance plus faible R_p	52
Figure 3.7 : Schéma montrant la formation d'un système multicouches Fe/Cr dans lesquelles l'application d'un champ magnétique provoque l'alignement des spins dans les couches Fe.....	53
Figure 3.8 : GMR à T = ambiante dans une structure contenant 3 couches de Fe séparés par Cr.....	54
Figure 3.9 : Mesures de GMR dans 3 structures Fe/Cr à T = 4,2 K, le courant et le champ magnétique appliqué sont dans le plan des couches. ($I_{kG} = 0,1 T$). On constate que la variation de résistance est de 80% environ pour une épaisseur de Cr égale à 9 \AA	55
Figure 3.10 : Système de couches dans les configurations CIP (a) et CPP(b). Dans la configuration CIP, le champ électrique est homogène mais la densité de courant (représentée par des flèches) ne l'est pas ; dans la configuration CPP, \vec{E} est inhomogène (variable) et la densité de courant est constante.....	56
Figure 3.11 : Représentation schématique de la trajectoire d'un électron dans une couche métallique d'épaisseur <i>d</i> sous l'influence d'un champ électrique appliqué suivant la direction <i>x</i> . Les réflexions (1) et (2) sont des réflexions spéculaires, et (3) est une réflexion diffuse.....	58
Figure 3.12 : Système multicouches montrant les surfaces externes (<i>S</i> ₁ et <i>S</i> ₂) et les interfaces...58	58
Figure 3.13 : Structure des bandes d'énergie <i>d</i> au niveau de Fermi d'un métal non magnétique (<i>métal normal</i>). Le nombre d'électrons de spin up est égal au nombre d'électrons de spin down.....	61
Figure 3.14 : Structure de bandes d'énergie d'une structure F/NM/F. (a) Les aimantations des 2 couches sont parallèles. (b) Les aimantations des 2 couches sont antiparallèles.....	61
Figure 3.15 : Transport électronique dans une structure tri-couches.....	63

Figure 3.16 : Représentation (très) schématique de la structure de bande d'un métal de transition fortement ferromagnétique (comme Ni et Co).....	66
Figure 3.17 : Le modèle des deux courants.....	66
Figure 3.18 : Coupe d'un système de multicouches séparées par des couches intermédiaires (en blanc) avec des aimantations parallèles dans toutes les couches adjacentes (a), ou antiparallèles (b). Les aimantations sont symbolisées par des flèches noires pleines et les canaux de courant par des flèches non remplies.....	70
Figure 3.19 : Comparaison entre les densités d'états (up et down) du cuivre (Cu) (métal non magnétique), du cobalt (Co) et du fer (Fe).....	73
Figure 3.20 : (a) Structure de bandes du cobalt et du cuivre le long de la direction [100] pour les spins majoritaires et minoritaires. (b) Structure de bandes du fer et du chrome le long de la direction [100] pour les spins majoritaires et minoritaires. La ligne horizontale en tirets représente le niveau de Fermi.....	74
Figure 3.21 : Représentation schématique de la structure à 3 couches considérée. Les couches magnétiques ont chacune une épaisseur D alors que la couche non magnétique (spacer) a une épaisseur d . Le champ électrique \vec{E} est appliqué selon l'axe x et l'axe y est perpendiculaire aux couches. Cas où les aimantations des couches magnétiques sont parallèles le long de l'axe x	76
Figure 4.1 : Schéma de la structure sandwich à 3 matériaux utilisée pour modéliser la GMR...81	81
Figure 4.2 : Circuit électrique équivalent modélisant la configuration du système étudié.....83	83
Figure 4.3 : Variation de l'aimantation dans la couche 2 rapportée à l'aimantation maximale en fonction du champ magnétique appliqué rapporté au champ à saturation.....84	84
Figure 4.4 : Variation du champ magnétique à saturation avec le paramètre r_s (défini par l'équation 4.8) et avec l'épaisseur d_0 de la couche NM.....85	85
Figure 4.5 : variation du rapport des résistances $R(H)/R(0)$ en fonction du rapport des champs magnétiques H/H_s86	86
Figure 4.6 : Variation du rapport de magnétorésistance r en fonction du rapport champ magnétique appliqué/champ magnétique à saturation pour 4 valeurs de l'épaisseur de la couche NM.....87	87
Figure 4.7 : Variation du rapport GMR en fonction du paramètre α88	88
Figure 4.8 : Schéma de principe de la GMR dans une structure FM/NM/FM.....89	89
Figure 4.9 : Variation du rapport de magnétorésistance GMR en fonction de la résistivité relative de la couche non magnétique pour 3 valeurs de d_0/d et 5 valeurs de α91	91
Figure 4.10 : Représentation du rapport GMR en fonction de l'épaisseur de la couche intermédiaire non magnétique jusqu'à 2 nm.....91	91
Figure 4.11 : Schéma de la structure à 3 couches utilisée : A et D correspondent aux couches ferromagnétiques, B et C à la couche intermédiaire (non magnétique).....92	92

Figure 4.12 : Représentation de la variation relative de résistivité due à l'effet GMR en fonction de la valeur moyenne λ_1 du libre parcours moyen.....101

Figure 4.13 : Représentation de la variation relative de résistivité due à l'effet GMR en fonction de la valeur moyenne λ_1 du libre parcours moyen.....102

Figure 4.14 : Variation du rapport GMR en fonction du coefficient de diffusion à l'interface pour 4 valeurs de N_s103

Figure 4.15 : Variation du rapport GMR $r(\theta = \pi)$ en fonction de la valeur moyenne des libres parcours moyens pour une valeur constante N_s 104

Liste des tableaux

Tableau 1.3 : Température de Néel de quelques matériaux antiferromagnétiques.....	27
Tableau 3.1 : Classification des métaux : métaux normaux, métaux de transition et métaux nobles.....	45
Tableau 3.2 : Exemples de structures multicouches donnant différentes valeurs de la magnéto-résistance.....	54
Tableau 4.1 : Valeurs de la variation relative de résistance pour différentes valeurs de l'épaisseur de la couche NM.....	96

Introduction

Introduction

Les couches minces magnétiques sont une nouvelle forme de nanostructures aux caractéristiques électriques et magnétiques particulières. Ces nanostructures sont réalisées en déposant des couches magnétiques, telles que *Fe* ou *Co*, et des couches non magnétiques, telles que *Cr*, *Ag* ou *Cu*, l'une après l'autre sur un substrat. On réalise alors une structure *multicouche*. Les épaisseurs des couches individuelles vont de 5 à 100 Å, ou plusieurs plans atomiques.

Par rapport aux matériaux *3D* (ou de grande épaisseur), on sait que les couches minces présentent des comportements distincts et des propriétés nouvelles, comme des effets thermiques et des anisotropies magnétiques plus importants, une résistivité électrique plus grande, des effets de magnétorésistance gigantesque, ainsi que des effets quantiques lorsque l'épaisseur est très faible. Toutes ces caractéristiques uniques sont utilisées dans une variété de technologies, y compris les disques durs, les capteurs de champ, et les biocapteurs, entre autres.

L'aimantation macroscopique d'un matériau magnétique est causée par des moments magnétiques atomiques disposés parallèlement (*ferromagnétique, F*) ou antiparallèlement (*antiferromagnétique, AF*) en cas de compensation parfaite, ferrimagnétique (en cas de moment résultant) sous une température critique connue sous le nom de température de Curie T_C pour *F* et température de Néel T_N pour *AF*.

L'anisotropie magnétique se produit lorsque l'aimantation suit des directions préférentielles sous T_C . Ces caractéristiques sont considérées comme microscopiques ou intrinsèques, car elles dépendent uniquement de la structure atomique locale des substances en question.

Notre compréhension actuelle de la *magnétorésistance géante* (GMR) est celle d'un phénomène couramment exploité dans les têtes de lecture de disques durs actuels, ainsi que dans les mémoires magnétiques volatiles (ou MRAM). Lorsqu'un champ magnétique est appliqué, la magnétorésistance géante se manifeste comme une diminution de la résistivité d'un matériau. On le voit dans les multicouches magnétiques, ainsi que dans les matériaux nanostructurés comme les agrégats ou les nanoparticules incorporées dans des substrats diélectriques.

Le professeur Albert Fert de l'université de Paris Sud Orsay et le professeur Peter Grünberg du centre de recherche de Jülich en Allemagne ont découvert la magnétorésistance

Introduction

dans les couches multiples Fe/Cr en 1988 [1, 2]. Ils ont reçu le prix Nobel de physique pour cette découverte le 9 octobre 2007.

Le système GMR de base se compose de deux couches magnétiques séparées par une couche non magnétique. Le courant électrique traversant la première couche magnétique est polarisé en spin. L'épaisseur de la couche non magnétique doit être suffisamment faible pour maintenir la polarisation en spin du courant dans la deuxième couche magnétique qui joue le rôle d'analyseur. La conductance électrique dépend donc de l'orientation parallèle (P) ou antiparallèle (AP) des aimantations des couches. La GMR a été observée dans de nombreux systèmes multicouches élaborés par épitaxie MBE (Molecular Beam Epitaxy) [3] ou par pulvérisation cathodique [4, 5]. On parle de « spin valve », lorsqu'une des deux couches magnétiques a une aimantation fixe et stable, alors que l'autre est caractérisée par une aimantation très sensible à un champ magnétique appliqué, et qui peut donc facilement changer d'orientation. Les têtes de lecture des disques durs sont constituées d'empilements de couches de ce genre.

L'effet GMR est en fait l'aboutissement de la théorie de la spintronique, c'est à dire l'influence de l'orientation du spin de l'électron sur sa mobilité dans un matériau ferromagnétique. Ce phénomène est purement quantique comme tout ce qui concerne le ferromagnétisme.

Dans cette étude, nous avons modélisé l'effet GMR dans une structure théorique simple constituée de trois couches : deux couches ferromagnétiques (FM) séparées par une couche beaucoup plus fine formée à partir d'un matériau non magnétique. L'étude peut être étendue à un système constitué d'un nombre n de couches, n pouvant (théoriquement) être infini. Nous avons, dans ce cadre, reproduit les premiers résultats de cet effet, obtenus à basse température, pour négliger les diffusions sur les phonons et les magnons. Nous avons par la suite appliqué la théorie de transport électronique basée sur l'équation semi-classique de Boltzmann à ce système, en adoptant certaines hypothèses simplificatrices :

L'étude qui suit se divise en quatre chapitres :

- Dans le premier chapitre, nous rappellerons les principales propriétés magnétiques des matériaux : magnétisme à l'échelle atomique, classification des matériaux du point de vue magnétique (et particulièrement le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme) et propriétés magnétiques des couches minces (CM). Ce chapitre s'intitule : *Rappels sur le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme*.

Introduction

- Le deuxième chapitre sera consacré à la théorie des bandes qui permet de mieux comprendre certaines propriétés magnétiques (comme le paramagnétisme de Pauli, le ferromagnétisme, l'antiferromagnétisme, etc.).
- Le troisième, lui, s'intéressera à l'objet principal de notre étude : *la magnéto-résistance de manière générale, et la magnéto-résistance géante de manière particulière*. Dans un premier temps, on donnera en détail la définition de la magnéto-résistance (MR) puis, dans un deuxième temps, on introduira la magnéto-résistance géante dans les couches minces magnétiques et ses nombreuses applications.
- Le quatrième et dernier chapitre est consacré à l'exposé des résultats obtenus par modélisation de cet effet, en utilisant de simples scripts écrits dans le langage de programmation Python. La discussion de ces résultats est faite en même temps que leur exposé.

Enfin, cette étude est clôturée par une conclusion dans laquelle nous rappelons sommairement les résultats obtenus et l'intérêt de mener ce genre d'investigations, notamment sur le plan de la physique fondamentale. Les perspectives et projets d'avenir y sont aussi mentionnés.

Les références bibliographiques ayant servi à cette étude sont citées à la fin du mémoire.

Chapitre 1 : Rappels sur le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme

1.1 Introduction

En dehors des matériaux diamagnétiques et paramagnétiques, les autres types de matériaux magnétiques sont caractérisés par la présence de dipôles magnétiques intenses possédant une énergie d'échange (entre dipôles voisins) élevée par rapport à l'énergie d'agitation thermique. Dans ces matériaux, les dipôles ont tendance à s'orienter spécifiquement suivant certaines directions cristallographiques pour former des domaines magnétiques (ou spontanément aimantés) appelés **domaines de Weiss**. Un domaine de Weiss (notion introduite par le physicien français Pierre Weiss en 1907) est une région où tous les moments magnétiques sont identiques, c'est-à-dire où l'aimantation est uniforme [7].

En particulier, les matériaux ferromagnétiques, comme les aimants, contiennent de tels domaines qui peuvent présenter une aimantation même en l'absence de champ magnétique externe. Quand un champ magnétique externe est appliqué, les différents dipôles de ces domaines s'alignent et les champs internes deviennent très intenses. Cependant, lorsque la température augmente, le magnétisme décroît et, dans certains cas, une transition de phase se produit et l'aimantation disparaît. On peut dire que la structure des domaines magnétiques est responsable du comportement magnétique des matériaux ferromagnétiques comme le fer, le nickel, le cobalt et de leurs alliages, mais cela concerne aussi les matériaux ferrimagnétiques comme la ferrite.

1.2 Le ferromagnétisme

1.2.1 Propriétés générales

Tous les dipôles magnétiques sont orientés de manière parallèle dans les différents domaines de Weiss grâce aux forces de couplage mutuel qui alignent les spins. La figure 1.1 donne une représentation schématique de l'évolution des domaines de Weiss avec un champ magnétique extérieur croissant.

La direction de l'aimantation \vec{M} est variable d'un domaine à l'autre du fait de l'agitation thermique, ce qui implique que l'aimantation globale est statistiquement nulle. S'il n'y avait qu'un seul domaine, cette aimantation ne serait pas nulle.

Il y a modification des domaines sous l'action d'un champ magnétique externe \vec{H} ; il apparaît alors une aimantation induite parallèle au champ appelée *aimantation spontanée* et notée \vec{M}_s , qui existe même en l'absence de champ à une température plus faible.

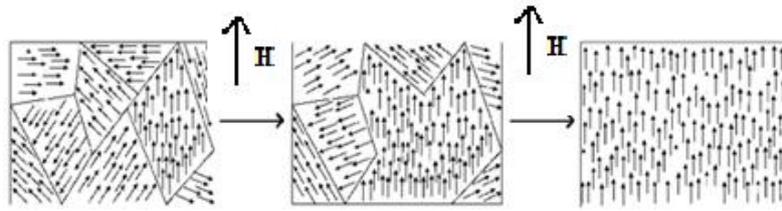


Figure 1.1 : Evolution des domaines de Weiss avec l'augmentation du champ magnétique appliqué (Wikipédia).

Jusqu'à une température déterminée, appelée température de Curie T_C (c'est-à-dire pour $T < T_C$) la susceptibilité a des valeurs élevées (entre 10^3 et 10^6) et \vec{M}_s et \vec{H} ont même sens. A $T = 0$ K, l'aimantation atteint sa valeur maximale : l'aimantation à saturation \vec{M}_{sat} . La figure 1.5a montre la variation de l'aimantation d'un ferromagnétique sous l'action d'un champ appliqué, pour différentes températures.

Le champ magnétique est renforcé à l'intérieur du matériau par le vecteur aimantation \vec{M}_s . Le champ généré par l'aimantation (\vec{M}_s) s'ajoute au champ d'origine (\vec{H}) (appelé aussi excitation magnétique), et c'est la somme des deux qui est observée. Ainsi, si \vec{B} est l'induction magnétique totale à l'intérieur du matériau, on a :

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M}_s \approx \mu_0 \vec{M}_s \quad (1.1)$$

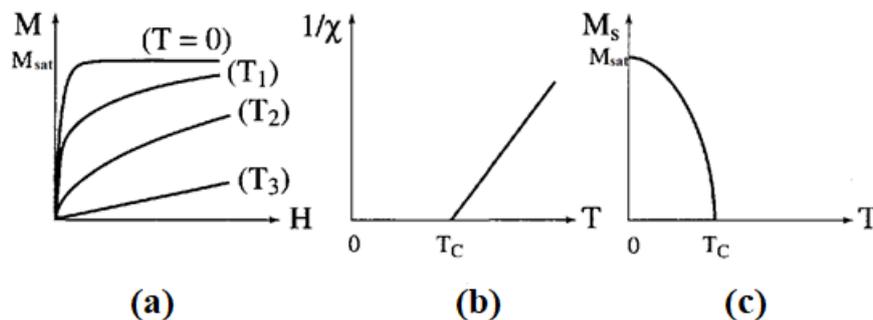


Figure 1.2 : (a) Variation de l'aimantation sous l'effet d'un champ extérieur ; (b) Variation de l'inverse de la susceptibilité relative en fonction de la température (au-dessus de la température de Curie T_C , le matériau devient paramagnétique car l'agitation thermique est dominante) ; (c) Variation thermique de l'aimantation spontanée (pour $T < T_C$, les interactions entre moments magnétiques (de spin) dominant l'agitation thermique et l'aimantation est spontanée ($M = M_s$) qui atteint sa valeur maximale (M_{sat}) à $T = 0$ K. M_{sat} correspond à l'alignement de tous les moments magnétiques individuels [13].

Chapitre 1 : Rappels sur le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme

En général, lorsque la température augmente, les moments magnétiques deviennent de moins en moins liés au réseau cristallin et s'orientent plus facilement sous l'effet d'un champ extérieur. La susceptibilité magnétique (relative χ) augmente ainsi rapidement à l'approche de la température de Curie, notée T_C . Elle atteint sa plus grande valeur à T_C , puis s'annule brutalement : c'est le pic d'Hopkinson [12], signe d'une transition de phase du second ordre (figure 1.2c).

Lorsque $T > T_C$, les forces de couplage entre dipôles ne sont plus importantes par rapport à l'agitation thermique pour maintenir les dipôles alignés dans les domaines magnétiques et le matériau se comporte comme un matériau paramagnétique : χ *diminue*. Ce comportement suit la loi de Curie-Weiss :

$$\chi = \frac{c}{T - T_C} \quad (1.2)$$

A $T = T_C$, χ devient infinie et il y a une transition paramagnétique - ferromagnétique.

Si on supprime le champ appliqué \vec{H} , les domaines reprennent partiellement leur indépendance, mais les interactions dites magnéto-cristallines résiduelles font que les moments résultants de chaque domaine restent partiellement alignés sur le champ initial ; il va alors exister une aimantation dite *rémanente* qui peut disparaître si la température augmente, ou si on applique un nouveau champ de sens opposé au premier.

Le phénomène d'anisotropie magnétique joue un rôle fondamental dans la détermination des propriétés magnétiques des matériaux ferromagnétiques et notamment sous leur forme de couches minces [14]. Il existe plusieurs formes d'anisotropie magnétique, dont l'anisotropie magnéto-cristalline qui représente la tendance qu'a l'aimantation \vec{M} à adopter certaines directions cristallographiques particulières dans le matériau. Dans les matériaux monocristallins tels que Fe et Ni, \vec{M} « préfère » s'aligner avec la direction cristallographique [100] (pour Fe) ou [111] (pour Ni) dite directions de *facile aimantation*. On parle alors d'anisotropie *uniaxiale*. Pour obliger \vec{M} à adopter d'autres directions dites de *difficile aimantation*, il faut fournir une énergie appelée énergie d'anisotropie magnéto-cristalline E_{mc} donnée par [15, 16, 17] :

$$E_{mc} = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta \quad (1.3)$$

Où :

Chapitre 1 : Rappels sur le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme

K_1 est la constante d'anisotropie magnéto-cristalline du premier ordre ; K_2 la constante du second ordre ; θ est l'angle (*direction facile aimantation*, \vec{M}_s).

Le cristal ayant "choisi" l'orientation magnétique suivant une direction (de facile aimantation) donnée il faut fournir une énergie égale à E_{mc} pour faire tourner cette aimantation spontanée d'un angle θ autour de cette direction.

Par exemple, le cobalt hexagonal présente une anisotropie uniaxiale selon laquelle l'énergie interne présente un minimum stable ; cette orientation est suivant l'axe \vec{c} , à température ambiante. Les directions perpendiculaires à l'axe \vec{c} sont donc des orientations de difficile aimantation. Dans ce cas, $K_1 = 4,3 \times 10^5 \text{ J/m}^3$ et $K_2 = 1,2 \times 10^5 \text{ J/m}^3$. Le premier terme ($K_1 \sin^2 \theta$) est, en général, plus important que le second ($K_2 \sin^4 \theta$).

Remarque :

L'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline étant d'origine locale, elle existe aussi bien dans les couches minces que dans les matériaux massifs, là où les directions de facile aimantation vont donc dépendre de l'orientation des cristaux constituant la couche mince.

Quand un corps ferromagnétique est magnétisé, des pôles magnétiques sont créés à sa surface. Ces pôles établissent un champ démagnétisant (\vec{H}_d) antiparallèle à l'aimantation \vec{M} et qui lui est proportionnel :

$$\vec{H}_d = -\vec{N}\vec{M} \quad (1.4)$$

Où \vec{N} est appelé *tenseur de démagnétisation* ; c'est un tenseur diagonal dont les composantes N_x , N_y et N_z sont appelées *coefficients de démagnétisation* et dépendent de la forme du matériau.

1.2.2 Exemples de matériaux ferromagnétiques

Pour l'usage industriel, seuls le fer (Fe), le cobalt (Co) et le nickel (Ni) (qui constituent ce qu'on appelle la triade du fer) sont ferromagnétiques. Certaines terres rares, comme les lanthanides qui sont une famille du tableau périodique comprenant les 15 éléments allant du lanthane ($Z = 57$) au lutécium ($Z = 71$), sont également ferromagnétiques à basse température. En ce qui concerne les alliages, la situation est particulièrement complexe : certains alliages de fer et de nickel ne le sont pas tandis que l'alliage de Heusler, constitué seulement de

Chapitre 1 : Rappels sur le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme

métaux non ferromagnétiques (61% Cu, 24% Mn, 15% Al), est ferromagnétique¹. Enfin, il faut ajouter les ferrites dont la composition est de la forme $(MO ; Fe_2O_3)$ ou M est un métal divalent et dont le représentant le plus ancien est la magnétite Fe_3O_4 .

1.2.3 Notion d'échange et intégrale d'échange

Le mécanisme de ferromagnétisme est le suivant : les moments magnétiques atomiques interagissent fortement par un ***couplage d'échange*** qui tend à les aligner. Un moment magnétique \vec{m}_1 tend ainsi à aligner ses voisins dans sa propre direction ; si ceux-ci s'alignent même partiellement suivant Oz (direction du champ), ils tendent eux-mêmes à orienter le moment \vec{m}_1 suivant Oz . Si ces effets dominent ceux du désordre provoqué par l'agitation thermique, il peut se produire une instabilité et une transition para-ferromagnétique, dans laquelle tous les moments tendent à s'orienter dans la direction Oz . *Le ferromagnétisme est un phénomène physique qui repose sur la notion d'échange.*

Pour qu'un matériau soit ferromagnétique, il est nécessaire qu'existent des interactions entre moments magnétiques qui tendent à les faire s'aligner mutuellement. Ces interactions, d'origine purement quantique, *sont dues aux spins des électrons responsables du magnétisme.* Aussi allons-nous supposer dans ce qui suit que les moments magnétiques atomiques sont associés à de purs moments cinétiques de spin $\hbar\vec{S}$. L'énergie d'interaction entre deux moments magnétiques \vec{m}_1 et \vec{m}_2 peut alors s'écrire :

$$U_{12} = -2J'_{12} \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \quad (1.5)$$

Où J'_{12} est une énergie appelée *intégrale d'échange*.

Si $J'_{12} > 0 \rightarrow$ l'alignement *parallèle* des spins \vec{S}_1 et \vec{S}_2 est favorisé.

Si $J'_{12} < 0 \rightarrow$ l'alignement *antiparallèle* des spins \vec{S}_1 et \vec{S}_2 est favorisé.

J'_{12} varie en général très vite avec la distance interatomique et tire son origine du phénomène d'échange, dont nous allons donner une image.

Dans un métal ferromagnétique, une valeur typique de cette intégrale d'échange est $J'_{12} \sim 0,01$ eV. Pour avoir une idée de ces forces d'échange entre spins, on va supposer que les spins \vec{S}_1 et \vec{S}_2 sont identiques ($\vec{S}_1 = \vec{S}_2 = \vec{S}$). Le moment magnétique de chaque atome est donc $\vec{m} = -2\mu_B \vec{S}$.

Un **alliage de Heusler** est un alliage métallique ferromagnétique basé sur une phase de Heusler, une phase intermétallique de composition particulière, de structure cristallographique cubique à faces centrées (Wikipédia).² $\lim_{T \rightarrow 0} th(\mu_B B_{tot} / k_B T) = 1$

L'énergie d'interaction entre les deux moments magnétiques s'écrit donc :

$$U_{12} = -2J'_{12} \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 = -2J'_{12} [\vec{m}_1 / (-2\mu_B)] [\vec{S}_2] = -\vec{m}_1 [-J'_{12} \vec{S}_2 / \mu_B] = -\vec{m}_1 [J'_{12} \vec{m}_2 / 2\mu_B^2]$$

$$U_{12} = -\vec{m}_1 \cdot \vec{B}_W \quad (1.6)$$

$$\text{Avec } \vec{B}_W = -J'_{12} \vec{S}_2 / \mu_B = J'_{12} \vec{m}_2 / 2\mu_B^2.$$

Tout se passe comme si le spin \vec{S}_2 créait un champ d'induction \vec{B}_W dit champ de Weiss, sur le moment magnétique \vec{m}_1 . Si l'intégrale d'échange est de l'ordre de $0,01 \text{ eV}$, alors B_W est de l'ordre de quelques centaines de Tesla, ce qui donne une idée sur la force du couplage d'échange. Ce champ \vec{B}_W est environ 1000 à 10000 fois plus élevé que le vrai champ magnétique \vec{B} créé par le dipôle \vec{m}_2 au point où se trouve le dipôle \vec{m}_1 .

1.2.4 La théorie du champ moléculaire

Pour expliquer le ferromagnétisme, Weiss [18] a proposé deux hypothèses qui se sont avérées plus tard exactes. La première est qu'un corps ferromagnétique est constitué de domaines magnétiques ; la deuxième est qu'il existe un grand champ moléculaire interne dans chaque domaine qui magnétise le domaine à saturation. La théorie explique avec succès l'aimantation spontanée, sa dépendance à la température, la transformation magnétique ferromagnétisme-paramagnétisme, et la loi de Curie-Weiss. Actuellement, cette théorie est largement appliquée dans l'étude des matériaux ferromagnétiques [19].

Principe

Considérons un système de n atomes/unité de volume, placés sur un réseau cristallin et portant un moment magnétique $\vec{m} = -2\mu_B \vec{S}$, de sorte que deux directions seulement soient possibles pour chaque moment : $m_z = \pm \mu_B$ (m_z est la projection de \vec{m} sur l'axe Oz). Supposons également que ces spins aient une interaction d'échange J' entre premiers voisins. L'énergie totale d'interaction de ces moments magnétiques s'écrit :

$$U = -\sum_{i,j} J'_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (1.7)$$

Où la sommation doit se faire sur les sites proches voisins les uns des autres. Le facteur 2 a été supprimé pour que les interactions de paires ne soient comptées qu'une seule fois.

Cette énergie d'interaction est également connue sous l'appellation *interaction d'échange de Heisenberg*.

Chapitre 1 : Rappels sur le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme

On veut déterminer -à la température T - la *configuration du système*, c'est-à-dire son aimantation \vec{M} sous l'action d'une induction \vec{B} orientée suivant Oz , son énergie, son entropie.

Ce problème a été résolu dans le cadre de la *théorie du champ moléculaire* (ou *théorie de Weiss*) dans l'espace à deux dimensions ; à trois dimensions il est très difficile à résoudre de façon rigoureuse.

Pour cela, on va considérer le matériau soumis à un champ \vec{H}_a orienté dans la direction Oz ; ce matériau acquiert alors une aimantation $\vec{M} = n\vec{m}$, où \vec{m} est le moment magnétique *moyen* par atome suivant Oz . Chacun de ces moments exerce une interaction d'échange sur un moment magnétique \vec{m}_0 placé à l'origine. Le moment magnétique \vec{m}_0 placé à l'origine est donc soumis à l'interaction d'échange due à ses z_0 premiers voisins, chacun portant le moment magnétique \vec{m} , associé au spin moyen ($-\vec{m}/2\mu_B$).

L'énergie d'interaction du moment \vec{m}_0 avec ses z_0 proches voisins peut donc s'écrire :

$$U = - \sum_{0,j}^z J'_{0j} \vec{S}_0 \cdot \vec{S}_j = -(J'_{01} \vec{S}_0 \cdot \vec{S}_1 + J'_{02} \vec{S}_0 \cdot \vec{S}_2 + \dots + J'_{0z} \vec{S}_0 \cdot \vec{S}_z) = -J' z_0 \vec{S}_0 \cdot \vec{S}$$

$$U = -J' z_0 \vec{S}_0 \cdot \vec{S} = +z_0 J' \vec{S}_0 (\vec{m}/2\mu_B) = -\vec{m}_0 \cdot \vec{B}_W \quad (1.8)$$

$$\text{Avec } \vec{m}_0 = -2\mu_B \vec{S}_0 \text{ et } \vec{B}_W = \mu_0 \vec{H}_W = z_0 \frac{J'}{(2\mu_B)^2} \frac{\vec{M}}{n} = \mu_0 \lambda \vec{M}.$$

Tout se passe comme si le moment \vec{m}_0 était plongé dans le champ supplémentaire $\vec{H}_W = \lambda \vec{M}$ (appelé champ moléculaire ou de Weiss) qui traduit l'interaction d'échange avec ses voisins.

L'induction totale à laquelle est soumis ce moment magnétique \vec{m}_0 est donc :

$$\vec{B}_{tot} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{H}_W = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \lambda \vec{M}$$

Où :

$$\lambda = \frac{z_0 J'}{\mu_0 n (2\mu_B)^2} \quad (1.9)$$

λ est de l'ordre de 10^3 si $J' \approx 0,01 \text{ eV}$.

Sous l'effet du champ total \vec{B}_{tot} , \vec{m}_0 pointe dans la direction de \vec{B}_{tot} avec une probabilité proportionnelle à $\exp(+\mu_B B_{tot}/k_B T)$ et dans la direction opposée avec une probabilité proportionnelle à $\exp(-\mu_B B_{tot}/k_B T)$. Le moment moyen $\langle \vec{m}_0 \rangle$ qui apparaît sur le site O (à

Chapitre 1 : Rappels sur le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme

l'origine) est donc la moyenne de $+\mu_B$ et $-\mu_B$, pondérés selon ces probabilités. La thermodynamique statistique permet le calcul de $\langle \vec{m}_0 \rangle$ suivant O_z et on obtient :

$$\langle \vec{m}_0 \rangle = \frac{\mu_B \exp(\mu_B B_{tot}/k_B T) - \mu_B \exp(-\mu_B B_{tot}/k_B T)}{\exp(\mu_B B_{tot}/k_B T) + \exp(-\mu_B B_{tot}/k_B T)}$$

$$\langle \vec{m}_0 \rangle = \mu_B \frac{\text{sh}(\mu_B B_{tot}/k_B T)}{\text{ch}(\mu_B B_{tot}/k_B T)} = \mu_B \text{th}(\mu_B B_{tot}/k_B T) \quad (1.10)$$

On peut donc en déduire l'aimantation $\vec{M} = n\langle \vec{m}_0 \rangle$, qui prend la valeur maximale $|\vec{M}|_{max} = M_{sat} = n\mu_B^2$. Cette aimantation à saturation obéit à l'équation suivante :

$$\frac{M}{M_{sat}} = \text{th} \left[\frac{\mu_0 \mu_B}{k_B T} (H_a + \lambda M) \right] \quad (1.11)$$

Cette équation peut être résolue en utilisant une méthode graphique ; on doit alors l'écrire sous la forme : $\frac{M}{M_{sat}} = \text{th}(x)$, avec $x = \frac{\mu_0 \mu_B}{k_B T} (H_a + \lambda M)$.

En tirant M/M_{sat} , on peut obtenir :

$$\frac{M}{M_{sat}} = \frac{1}{\lambda M_{sat}} \left[\frac{k_B T}{\mu_0 \mu_B} x - H_a \right] \quad (1.12)$$

Maintenant, on doit tracer $\frac{M}{M_{sat}} = f(x)$ dans les deux cas. Le résultat est montré sur la figure ci-dessous, où la solution recherchée correspond à l'intersection A de la droite qui décrit la variation de x avec M/M_{sat} , et de la courbe représentative de la fonction $\text{th}(x)$ (figure 1.3).

1.1.1. Température critique T_C

Si on suppose qu'aucun champ extérieur n'est appliqué ($\vec{H}_a = 0$), alors on a les cas suivants :

Cas T élevée : x varie lentement en fonction de M/M_{sat} et l'intersection de la droite avec la courbe représentative de $\text{th}(x)$ se produit au point $O \rightarrow$ l'aimantation du matériau est nulle (figure 7).

Cas T faible : x varie plus rapidement avec M/M_{sat} et l'intersection de la droite avec la courbe représentative de $\text{th}(x)$ se produit en P pour une valeur non nulle de $M \rightarrow$ le matériau a maintenant une aimantation spontanée M_s , qui augmente quand la température diminue (figure 1.4).

On a ici un exemple de transition de phase à la température T_c telle que :

² $\lim_{T \rightarrow 0} \text{th}(\mu_B B_{tot}/k_B T) = 1$

Chapitre 1 : Rappels sur le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme

$$T_C = \frac{\mu_0 \mu_B M_{sat}}{k_B} \lambda = C \lambda \quad (1.13)$$

Où C est la constante de Curie. Cette relation est obtenue pour une pente de la droite $M/M_{sat} = f(x)$ égale à 1.

Démonstration. En effet, d'après (1.10), en posant $H_a = 0$, on obtient : $\frac{M}{M_{sat}} = \frac{1}{\lambda M_{sat}} \left[\frac{k_B T}{\mu_0 \mu_B} x \right]$.

Si la pente de cette droite est égale à 1 pour $T = T_C$, alors : $\frac{1}{\lambda M_{sat}} \left(\frac{k_B T_C}{\mu_0 \mu_B} \right) = 1 \rightarrow T_C = \frac{\mu_0 \mu_B M_{sat}}{k_B} \lambda$.

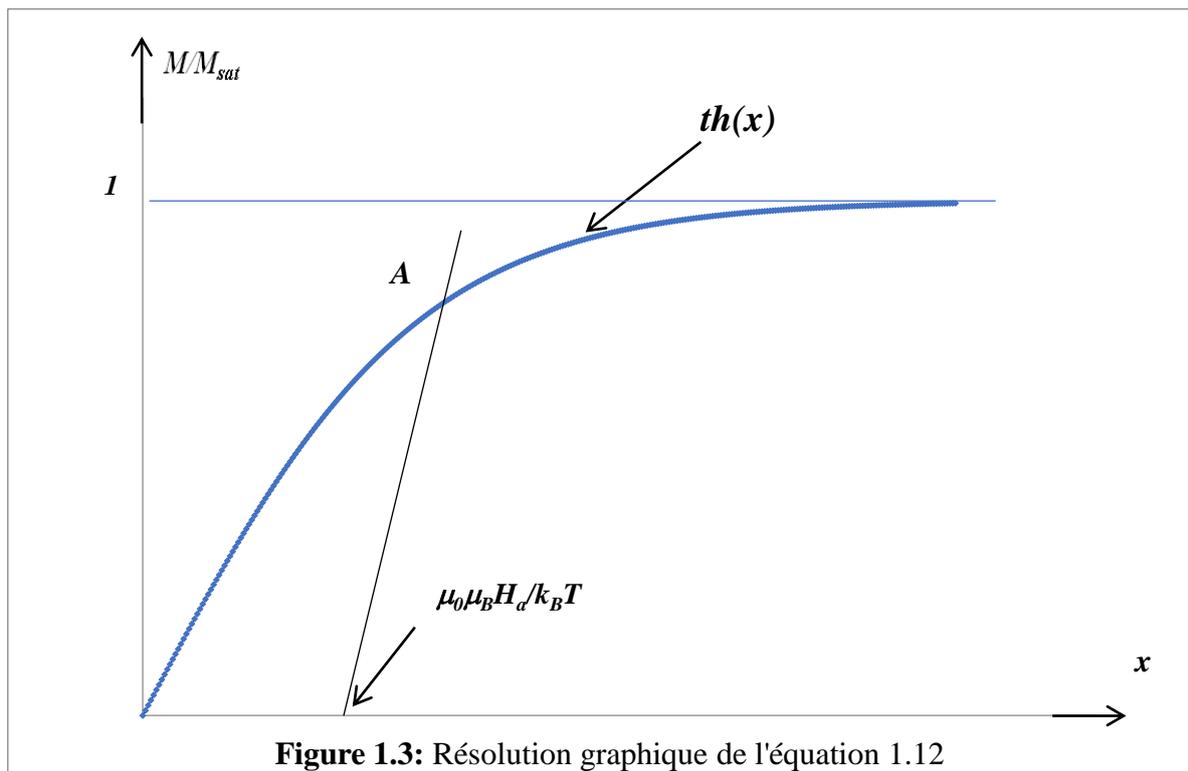


Figure 1.3: Résolution graphique de l'équation 1.12

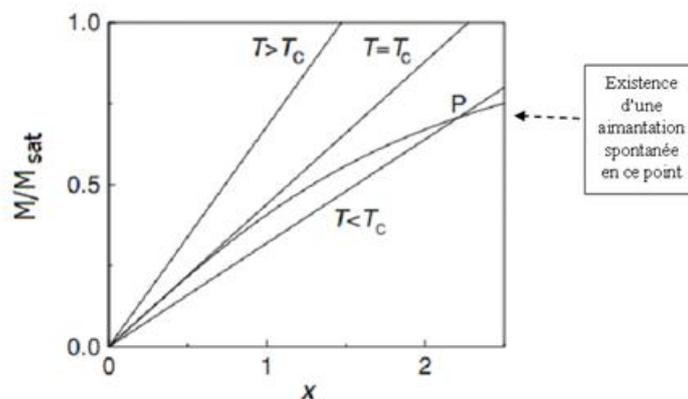


Figure 1.4 : Résolution de l'équation $M/M_{sat} = f(x)$ pour différentes températures. (D'après [10]).

Chapitre 1 : Rappels sur le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme

A une température $T > T_C$, le matériau est paramagnétique et isotrope. Quand la température diminue et devient $T < T_C$, le système choisit une direction de l'espace et oriente progressivement ses moments magnétiques dans cette direction. Le moment statistique moyen $\langle \vec{m}_0 \rangle$ augmente progressivement quand la température diminue.

Dans la pratique, l'aimantation se développe dans des directions de facile aimantation.

1.2.5 Aimantation spontanée

Déterminons l'aimantation spontanée M_s au voisinage de la température critique T_C , en développant $th(x)$ au voisinage de $x = 0$ dans l'équation :

$$\frac{M_s}{M_{sat}} = th(x) = th\left(\frac{T_C}{T} \frac{M_s}{M_{sat}}\right) \quad (1.14)$$

On montre qu'au voisinage de la température critique mais avec $T < T_C$, l'aimantation spontanée M_s est donnée par :

$$M_s = K(T_C - T)^\beta \quad (1.15)$$

Où l'exposant β est compris entre 0.33 et 0.37 [20].

1.2.6 Susceptibilité magnétique Au-dessus de la température de Curie T_C , les matériaux ferromagnétiques deviennent paramagnétiques, et leurs susceptibilités obéissent à la loi de Curie-Weiss

Considérons donc un matériau dans sa phase paramagnétique ($T > T_C$) et calculons sa susceptibilité magnétique χ en appliquant le champ \vec{H}_a et en utilisant l'équation $\frac{M}{M_{sat}} = th(x)$, dans laquelle on va développer au premier ordre $th(x)$: $th(x) \approx x$; on trouve :

$$M = \frac{c}{T} (H_a + \lambda M) \quad (1.16)$$

D'où :

$$M = \frac{c}{T - T_C} H_a \quad (1.17)$$

La susceptibilité magnétique en phase paramagnétique est donc de la forme :

$$\chi = \frac{c}{T - T_C} \quad (1.18)$$

Chapitre 1 : Rappels sur le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme

Pour $T = T_C$, la susceptibilité χ diverge : c'est la zone d'instabilité para \rightarrow ferromagnétique ; il suffit d'appliquer un champ infinitésimal (c'est-à-dire très petit) pour déséquilibrer les spins *up* (\uparrow) et les spins *down* (\downarrow).

Pour $T < T_C$, il existe une aimantation spontanée $M_s(T)$ sans champ appliqué. La susceptibilité magnétique est alors définie par :

$$\chi = \frac{\Delta M}{H_a} \quad (1.19)$$

Où ΔM est l'augmentation d'aimantation produite par le champ \vec{H}_a , appliqué parallèlement à \vec{M}_s .

La figure 1.5 représente les variations de χ avec T dans les cas paramagnétique et ferromagnétique.

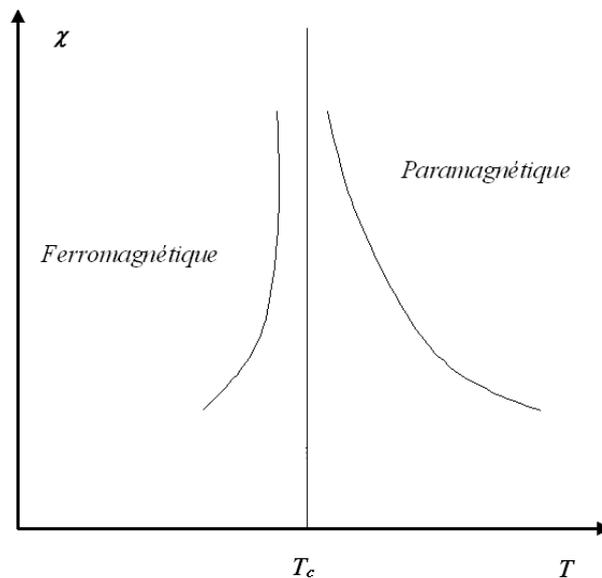


Figure 1.5 : Variation $\chi = f(T)$

1.2.7 Domaines ferromagnétiques

Pour $T < T_C$, les moments magnétiques atomiques d'un ferromagnétique sont tous parallèles dans de petites régions appelées domaine. Mais, d'un domaine à un autre, l'orientation de l'aimantation change. L'existence de domaines est liée à des considérations énergétiques [21]. Quand on applique un champ magnétique, les moments des domaines s'alignent tous sur ce champ (figure 1.6).

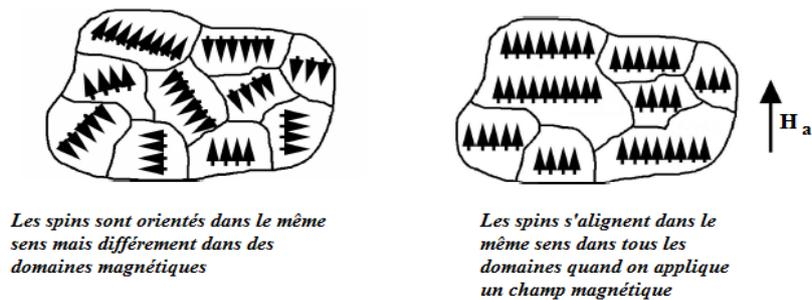


Figure 1.6 : Ferromagnétisme et domaines magnétiques.

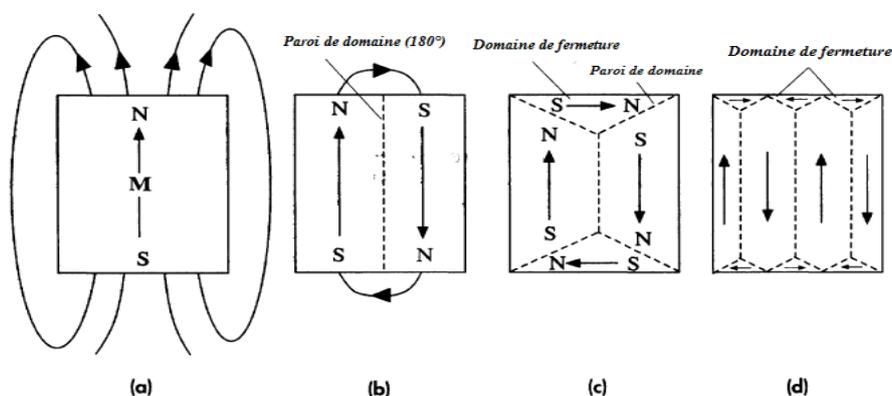


Figure 1.7 : Construction de domaines ferromagnétiques (D'après [22]).

Origine des domaines

Pour comprendre l'origine des domaines, considérons la figure 1.7, qui représente un échantillon monocristallin ferromagnétique dans lequel existe une aimantation permanente : c'est la *situation (a)* : il n'y a qu'un seul domaine et le champ magnétique résultant de l'aimantation à saturation \vec{M}_{sat} est intense \rightarrow l'énergie magnétique associée est grande.

Situation (b) : Le cristal est divisé en deux régions ou domaines dans lesquels les aimantations sont de sens opposés. Les lignes de champ magnétique sont réduites et n'existent dans ce cas qu'aux extrémités de l'échantillon. De plus, l'énergie magnétique est à peu près divisée par 2. Cet arrangement est favorable du point de vue énergétique parce que l'énergie magnétique a été réduite en diminuant les lignes de champ externes.

On remarque aussi qu'il existe une séparation entre les deux domaines appelée *paroi de domaine* ou *paroi de Bloch*. Dans l'exemple, cette paroi est une paroi à 180° , parce que

Chapitre 1 : Rappels sur le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme

l'aimantation subit une rotation de 180° lorsqu'on passe d'un domaine à l'autre. Nous verrons plus loin que la paroi de domaine a une certaine épaisseur, égale à environ $0,1 \mu\text{m}$ dans *Fe*.

La région de la paroi où les spins atomiques changent de direction relative (ou d'orientation) d'un domaine à l'autre, a une énergie potentielle plus élevée que l'intérieur du domaine, où tous les spins atomiques sont alignés. L'énergie potentielle relative à la paroi augmente avec l'aire ou surface de cette paroi.

Situations (c) : L'énergie magnétique de la configuration (b) est réduite suite à l'élimination des lignes de champ externes. Ce phénomène a lieu suite à la création, aux extrémités, de nouveaux domaines où l'aimantation est orientée à 90° par rapport aux aimantations dans les deux domaines précédents. Ces nouveaux domaines qui apparaissent aux extrémités sont appelés **domaines de fermeture**. Les parois de domaine associées sont des parois à 90° parce qu'à leur traversée l'aimantation subit une rotation de 90° .

Alors, que la division en domaines permet de minimiser l'énergie magnétique, la création d'une paroi augmente l'énergie potentielle de cette paroi.

La création de domaines magnétiques continue spontanément, jusqu'à qu'à une situation d'équilibre où il y a égalité entre les deux types d'énergie et où l'aimantation résultante devient nulle : $\vec{M} = \vec{0}$ (figure 1.7d).

La taille, la forme et la distribution des domaines dépendent d'un certain nombre de facteurs, notamment la taille et la forme et la composition de l'échantillon. Pour les particules de fer de dimensions inférieures ou de l'ordre de $0,01 \mu\text{m}$, l'augmentation de l'énergie potentielle lors de la création d'une paroi de domaine est *trop coûteuse* et ces particules sont des domaines uniques et sont donc *toujours magnétisées*.

L'existence des domaines magnétiques a permis d'expliquer pourquoi des matériaux magnétiques ont une aimantation *macroscopique* nulle en l'absence d'un champ magnétique extérieur.

Dans chaque domaine, l'aimantation adopte une direction préférentielle ou direction de facile aimantation. Pour *Fe*, les directions de facile aimantation sont les directions (100) (arêtes du cube).

Lorsqu'on applique un champ magnétique externe \vec{H}_a (le long d'une direction de facile aimantation, par exemple) comme le montre la figure 1.8, il apparaît une aimantation \vec{M} différente de zéro. La paroi entre les domaines A et B de la figure se déplace vers la droite, ce

Chapitre 1 : Rappels sur le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme

qui élargit le domaine A et rétrécit le domaine B , et résulte en l'apparition d'une aimantation effective le long de \vec{H}_a .

L'aimantation du cristal le long d'un champ appliqué se traduit, en principe, par la croissance de domaines avec des aimantations (ou des composantes de \vec{M}) le long du champ appliqué \vec{H}_a , comme illustré sur les figures 1.8a et 1.8b. Pour simplifier, le champ magnétisant est dirigé dans une direction de facile aimantation.

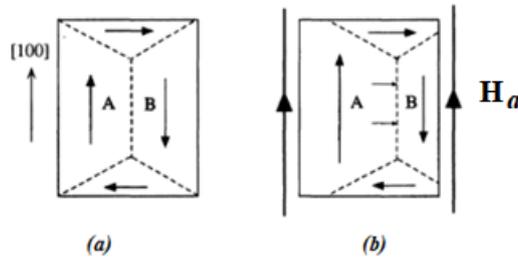


Figure 1.8 : (a) Représentation d'un cristal Fe en l'absence de champ magnétique appliqué ; (b) Quand un champ magnétique externe \vec{H}_a est appliqué, la paroi de domaine se déplace vers B , ce qui élargit A et rétrécit B . L'échantillon Fe acquiert maintenant une aimantation effective.

La paroi de Bloch située entre les domaines A et B migre vers la droite, ce qui agrandit le domaine A et réduit le domaine B ; il en résulte que le cristal a une magnétisation effective \vec{M} le long de \vec{H}_a . La migration de la paroi de Bloch est provoquée par les spins dans la paroi, et également par les spins dans la zone B adjacente à la paroi qui sont progressivement mis en rotation par le champ appliqué (ils subissent un couple de torsion).

Parois de Bloch [23]

La paroi de Bloch d'un cristal est la couche de transition qui sépare deux domaines adjacents aimantés dans des directions différentes.

En d'autres termes, chaque domaine est séparé de son voisin par une zone de transition dans laquelle l'orientation des moments magnétiques passe progressivement de la direction de polarisation dans l'un des domaines, à celle régnant dans l'autre domaine.

La variation dans la direction du spin lorsqu'on passe d'un domaine à l'autre n'a pas lieu de façon discontinue, mais a lieu progressivement sur plusieurs plans atomiques (figure 1.9).

Par exemple, dans le fer, l'épaisseur de la région de transition est de l'ordre de 300 fois la constante de réseau.

Chapitre 1 : Rappels sur le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme

L'énergie potentielle totale de la paroi de Bloch U_{tot} et son épaisseur dépendent de deux facteurs : la variation de l'énergie d'échange $\Delta U_{éch}$ (exprimée en $J/atome$) proportionnelle à l'intégrale d'échange J' et l'énergie magnéto-cristalline E_{mc} (exprimée en J/m^3) proportionnelle à la constante d'anisotropie K_{mc} .

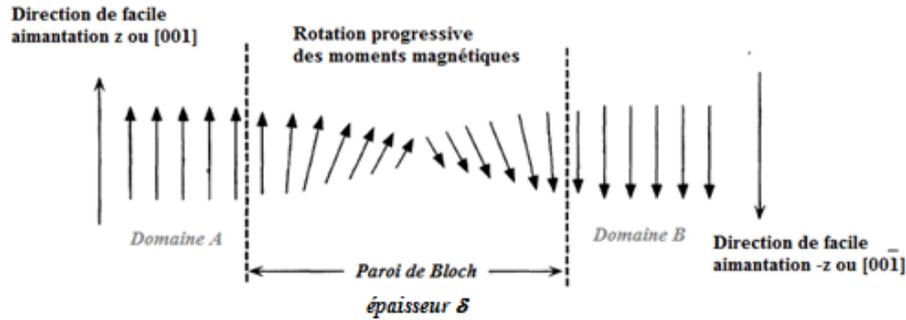


Figure 1.9 : Structure de la paroi de Bloch séparant deux domaines. Dans une paroi de Bloch, les moments magnétiques de spin tournent progressivement et il faut plusieurs centaines d'espaces interatomiques pour faire pivoter le moment magnétique de 180° .

Considérons une paroi de Bloch de surface égale à l'unité et d'épaisseur δ et calculons l'énergie potentielle U_{tot} qui est la somme de l'énergie d'échange (interaction des spins entre eux) et l'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline (qui tient compte du fait que les spins de la paroi de Bloch ont des orientations qui s'écartent de la direction de facile aimantation). A la traversée de la paroi, les spins tournent de 180° comme le montre la figure 1.9.

Energie d'échange

La variation d'énergie $\Delta U_{éch}$ correspond à l'énergie qu'il faut fournir pour faire tourner graduellement un spin par rapport à un autre spin dans la paroi de Bloch. Si l'épaisseur δ est grande, l'angle de rotation du spin est faible et l'énergie d'échange est également faible ; si ϕ est l'angle de rotation entre deux spins voisins, elle est de la forme :

$$\Delta U_{éch} = U_{éch}(\phi) - U_{éch}(\phi = 0) \quad (1.20)$$

Avec :

$$U_{éch}(\phi) = -2J'_{12}\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 = -2J'_{12}S^2 \cos\phi \approx -2J'_{12}S^2 \left(1 - \frac{\phi^2}{2}\right) \text{ et } U_{éch}(\phi = 0) \approx -2J'_{12}S^2$$

Ce comportement des spins peut s'expliquer en tenant compte de l'interaction d'échange de Heisenberg. Si deux spins (proches voisins) forment un angle ϕ faible entre eux, on peut

Chapitre 1 : Rappels sur le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme

écrire : $\Delta U_{éch} = -2J'_{12}S^2 \left(1 - \frac{\phi^2}{2}\right) - (-2J'_{12}S^2) = J'_{12}S^2\phi^2$. Donc si ϕ est faible, alors : $\Delta U_{éch}$ est faible.

Si maintenant, on a un changement d'orientation (d'angle) sur N spins, l'énergie totale d'une ligne de $(N + 1)$ atomes est alors : $\Delta U_{éch}(N) \approx NJ'S^2\phi^2$, où J' est l'intégrale d'échange et S le spin moyen/atome. Pour minimiser l'énergie d'échange ou le coût d'énergie d'échange, c'est-à-dire pour que $\Delta U_{éch}(N) \rightarrow 0$, il faut que $N \rightarrow \infty$, ou encore que la paroi soit *infinie*.

Si le changement d'orientation total est de π , cela signifie que l'on a : $N\phi = \pi$, ou $\phi = \pi/N$. De plus, on a : $\delta = Na$ où a est la distance interatomique.

Si on note E_{ex} l'énergie à fournir pour faire tourner 2 spins de 180° l'un par rapport à l'autre, alors on peut montrer que :

$$\Delta U_{éch}(\delta) \approx \frac{\pi^2 E_{ex}}{2a\delta} \quad (1.21)$$

L'énergie d'échange E_{ex} dépend de J' et de S^2 (uncalcul simple donne : $E_{ex} = 4J'_{12}S^2 \approx k_B T_c$, où T_c est la température de Curie).

Energie d'anisotropie magnéto-cristalline

Elle correspond à l'énergie potentielle des moments de spin de la paroi de Bloch ayant des orientations différentes de la direction de facile aimantation. Si l'épaisseur δ devient grande, il y a de plus en plus de moments de spin avec des orientations différentes de la direction de facile aimantation, et cette énergie d'anisotropie est également importante. Autrement dit, E_{mc} est proportionnel à l'épaisseur δ , et également au coefficient K_{mc} : $E_{mc} \propto K_{mc} \cdot \delta$.

Energie potentielle totale

L'énergie potentielle totale dans la paroi de Bloch est donnée par :

$$U_{tot}(\delta) \approx \frac{\pi^2 E_{ex}}{2a\delta} + K_{mc} \cdot \delta \quad (1.22)$$

C'est le coût total en énergie.

La variation de la fonction $U_{tot}(\delta)$ est représentée sur la figure 1.10. On constate que cette fonction admet un minimum au point $\delta = \delta'$ calculé en écrivant que la dérivée première

$$\frac{dU_{tot}}{d\delta}(\delta') = 0 :$$

$$\frac{dU_{tot}}{d\delta}(\delta') = -\frac{\pi^2 E_{ex}}{2a\delta'^2} + K_{mc} = 0$$

$$\delta' = \left(\frac{\pi^2 E_{ex}}{2aK_{mc}} \right)^{1/2} \quad (1.23)$$

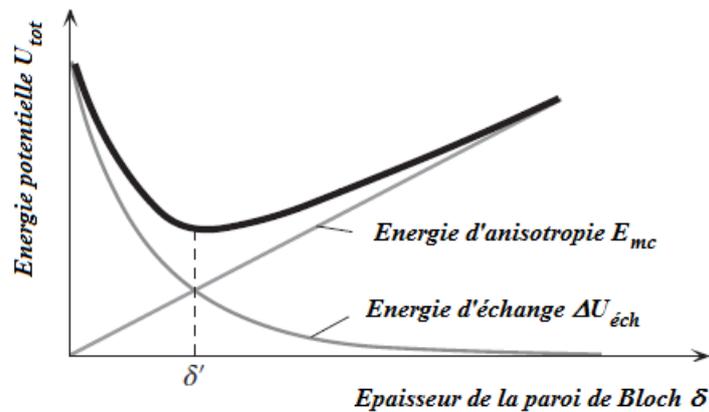


Figure 1.10 : L'énergie potentielle de la paroi de Bloch dépend des énergies d'échange et d'anisotropie.

1.3 L'antiferromagnétisme

La théorie du champ moléculaire de Weiss peut être appliquée aux antiferromagnétiques, en utilisant un formalisme similaire à celui que nous avons utilisé précédemment pour les ferromagnétiques. Ce formalisme mathématique a d'abord été élaboré par Néel [24], qui a montré que la dépendance observée de la susceptibilité vis-à-vis de la température pouvait s'expliquer par l'ordre magnétique que nous connaissons maintenant sous le nom d'antiferromagnétisme. Notons quand même que cette théorie fonctionne plutôt bien pour les antiferromagnétiques dont la plupart sont des sels ioniques avec des moments magnétiques localisés.

1.3.1 Propriétés générales

Rappelons que les caractéristiques des matériaux antiferromagnétiques sont les suivantes [25, 26] :

- Les moments magnétiques atomiques sont égaux et s'alignent suivant un mode antiparallèle. L'aimantation résultante est nulle (il n'y a pas d'aimantation rémanente comme dans un ferromagnétique).
- Ces matériaux ne possèdent jamais de moment magnétique permanent et leur susceptibilité χ_T , qui est faible, augmente avec T jusqu'à une température critique appelée température de Néel T_N .

Chapitre 1 : Rappels sur le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme

- Pour $T > T_N$, les domaines sont détruits par l'agitation thermique et le matériau devient paramagnétique.

Exemples de matériaux antiferromagnétiques : *Mn*, *Cr*, *Eu*. Le chrome est le seul élément du tableau périodique qui possède des propriétés antiferromagnétiques à température ambiante.

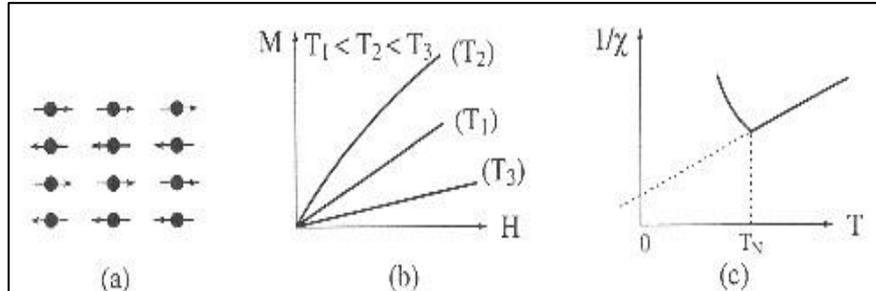


Figure 1.11 : (a) Arrangement des moments magnétiques dans les corps antiferromagnétiques ; (b) évolution de l'aimantation en fonction du champ appliqué à trois températures différentes ; (c) dépendance de la susceptibilité en fonction de la température.

Le comportement de l'aimantation et de la susceptibilité des corps antiferromagnétiques est représenté sur la figure 1.11.

1.3.2 Température de Néel

Dans certains cas, l'intégrale d'échange J' entre premiers voisins peut être négative, ce qui favorise un arrangement antiparallèle des moments magnétiques. Pour simplifier, considérons un réseau cristallin qu'il est possible de décomposer en deux sous-réseaux (*A* et *B*) identiques tels que tout atome du sous-réseau *A* n'a que des voisins appartenant au sous-réseau *B*, et réciproquement. C'est le cas des réseaux cubique simple et du réseau cubique centré, mais pas du réseau cubique faces centrées [27]. On suppose que chaque site des sous-réseaux *A* et *B* est occupé par un moment magnétique associé à un spin $1/2$, pouvant prendre les valeurs $\pm\mu_B$ le long de l'axe Oz . De plus, nous ne considérons que les interactions d'échange entre premiers voisins. L'effet de l'échange est d'introduire le champ moléculaire de Weiss $-\lambda\vec{M}_B$ sur les sites *A*, et $-\lambda\vec{M}_A$ sur les sites *B*, λ étant une constante positive proportionnelle à $|J'|$ (voir expression 1.9) et \vec{M}_A et \vec{M}_B étant les aimantations des sous-réseaux *A* et *B*. Par analogie avec le cas du ferromagnétisme, on peut alors écrire

$$\begin{aligned} M_A &= M_{sat} th \left[\frac{\mu_0 \mu_B}{k_B T} (H - \lambda M_B) \right] \\ M_B &= M_{sat} th \left[\frac{\mu_0 \mu_B}{k_B T} (H - \lambda M_A) \right] \end{aligned} \quad (1.24)$$

Chapitre 1 : Rappels sur le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme

Rappelons que M_{sat} est la saturation à saturation d'un sous-réseau, c'est-à-dire : $M_{sat} = N_A\mu_B = N_B\mu_B = N\mu_B/2$, où $N = N_A + N_B$ est le nombre total d'atomes par unité de volume.

Les solutions correspondant au champ magnétique nul ($\vec{H} = \vec{0}$) sont obtenues à l'intersection des deux courbes représentées sur la figure 1.12. Plusieurs cas sont observés en fonction de la température :

- A haute température, les deux courbes ne se coupent qu'au point O et la solution est : $M_A = M_B = 0$. Cela signifie que l'aimantation totale est nulle, ainsi que l'aimantation de chaque sous-réseau.
- A basse température, les deux courbes se coupent en trois points : O , S_1 et S_2 . On peut montrer que la solution correspondant au point O n'est pas stable. Les solutions équivalentes l'une à l'autre par symétrie sont donc :

$$\begin{aligned} S_1: & M_A > 0 \quad M_B < 0 \quad \text{et} \quad M_B = -M_A \\ S_2: & M_A < 0 \quad M_B > 0 \quad \text{et} \quad M_B = -M_A \end{aligned} \quad (1.25)$$

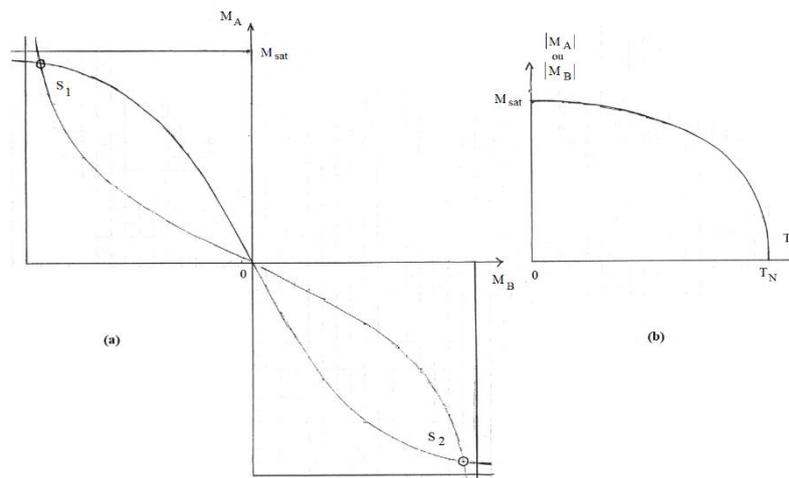


Figure 1.12 : Solution des deux équations 1.24 (a) ; Variation avec T de l'aimantation M_A et M_B des deux sous-réseaux (b).

On voit donc que, dans ce cas, les deux sous-réseaux acquièrent des aimantations non nulles, égales et opposées, en dessous de la température de Néel T_N qui sépare ces deux régimes, et telle que :

$$k_B T_N = \mu_0 \lambda \mu_B M_{sat} \quad (1.26)$$

Comme pour le ferromagnétisme, l'aimantation de chaque sous-réseau croît régulièrement lorsque T décroît en dessous de T_N (figure 1.15b), mais l'aimantation totale reste nulle. L'antiferromagnétisme est ainsi plus délicat à détecter expérimentalement que le

Chapitre 1 : Rappels sur le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme

ferromagnétisme. Sur le tableau 1.3, nous donnons quelques matériaux antiferromagnétiques avec leur température de Néel.

Matériau	MnO	FeO	CoO	NiO	MnF ₂	FeF ₂	Cr
T_N (K)	122	198	291	600	67	78	311
Matériau	RbMnF ₃	LaCrO ₃		NiS	VS	MnTe	Cr ₂ O ₃
T_N (K)	54,5	320		150	1040	403	308

Tableau 1.3 : Température de Néel de quelques matériaux antiferromagnétiques. (D'après [28]).

La description que nous venons de présenter a été très simplifiée puisqu'elle considère que :

- Les sous-réseaux sont simples et identiques ;
- Les interactions n'existent qu'entre premiers voisins ;
- Les moments magnétiques $\pm\mu_B$ sont associés à un spin $\frac{1}{2}$.

Toutefois, cette description assez simple permet de comprendre l'essentiel de la physique de l'antiferromagnétisme.

1.3.3 Susceptibilité magnétique

1^{er} cas : $T > T_N$

Dans ce cas, \vec{M}_A et \vec{M}_B sont nulles pour $\vec{H} = \vec{0}$. Sous l'action d'un champ faible, les équations (1.24) peuvent s'écrire, en utilisant (1.26) :

$$\begin{aligned} M_A &= \frac{C}{2T}(H - \lambda M_B) \\ M_B &= \frac{C}{2T}(H - \lambda M_A) \end{aligned} \quad (1.27)$$

Avec : $C = 2T_N/\lambda$.

En résolvant le système d'équations (1.27), on trouve que les aimantations acquises par les deux sous-réseaux sont identiques en valeur absolue et en signe :

$$M_A = M_B = \frac{C/2}{T+T_N} H \quad (1.28)$$

De (1.28), on peut tirer la susceptibilité magnétique χ :

$$\chi = \frac{M_A + M_B}{H} = \frac{C}{T + T_N} \quad (1.29)$$

Chapitre 1 : Rappels sur le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme

Comme le montre la figure 1.12a, χ croît lorsque la température décroît en restant supérieure à T_N .

2^{ème} cas : $T < T_N$

Pour de telles températures, les deux sous-réseaux ont des aimantations M_A et M_B non nulles même lorsque $H = 0$. Ces aimantations sont égales et opposées en signe, et leur valeur absolue dépend de la température (figure 1.13b). Si maintenant on applique un champ magnétique faible à ce système, on peut alors distinguer deux cas :

- Si l'anisotropie magnétique est nulle, ce qui est le cas du modèle simple que nous avons utilisé, les aimantations \vec{M}_A et \vec{M}_B se placent perpendiculairement à \vec{H} (figure 1.13a). En effet, lorsque $\vec{M}_A = -\vec{M}_B$, l'énergie d'interaction de ces aimantations avec le champ \vec{H} est globalement nulle ; l'orientation de \vec{M}_A et de \vec{M}_B semble donc indépendante de celle de \vec{H} . Cependant si \vec{M}_A et \vec{M}_B se placent perpendiculairement à \vec{H} , elles peuvent tourner légèrement d'un angle θ pour devenir \vec{M}'_A et \vec{M}'_B (figure 1.13b) et diminuer ainsi l'énergie du système. Si les conditions d'absence d'anisotropie sont satisfaites (c'est-à-dire en cas d'anisotropie nulle), les aimantations \vec{M}'_A et \vec{M}'_B adoptent spontanément cette disposition et seule la *susceptibilité perpendiculaire* χ_{\perp} peut être définie.
- La détermination de cette susceptibilité passe par le calcul de l'angle θ qui rend minimale l'énergie du système donnée par :

$$U = -\mu_0 \vec{M}'_A \cdot \vec{H} - \mu_0 \vec{M}'_B \cdot \vec{H} - \mu_0 \vec{M}'_A \cdot (-\lambda \vec{M}'_B) \quad (1.30)$$

- Cette énergie comporte l'énergie d'interaction des aimantations \vec{M}'_A et \vec{M}'_B avec le champ \vec{H} (deux premiers termes), et l'énergie d'échange (troisième terme). Cette dernière est calculée en remarquant que tout se passe comme si l'aimantation \vec{M}'_A était plongée dans le champ effectif $(-\lambda \vec{M}'_B)$ dû à l'échange. En minimisant U par rapport à θ (c'est-à-dire en écrivant que $dU/d\theta = 0$), on obtient :

$$\theta = \frac{H}{2\lambda M} \quad (1.31)$$

$$\text{Où } M = |\vec{M}_A| = |\vec{M}_B| = |\vec{M}'_A| = |\vec{M}'_B|.$$

Chapitre 1 : Rappels sur le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme

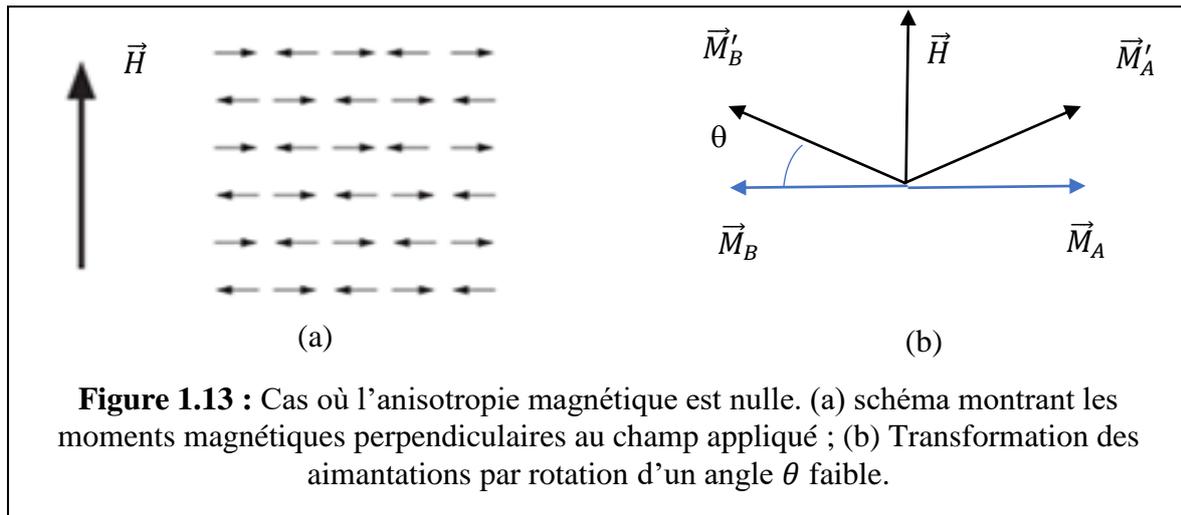


Figure 1.13 : Cas où l'anisotropie magnétique est nulle. (a) schéma montrant les moments magnétiques perpendiculaires au champ appliqué ; (b) Transformation des aimantations par rotation d'un angle θ faible.

Il apparaît donc une aimantation dans le sens de \vec{H} telle que :

$$m = 2M\theta = \frac{H}{\lambda} \quad (1.32)$$

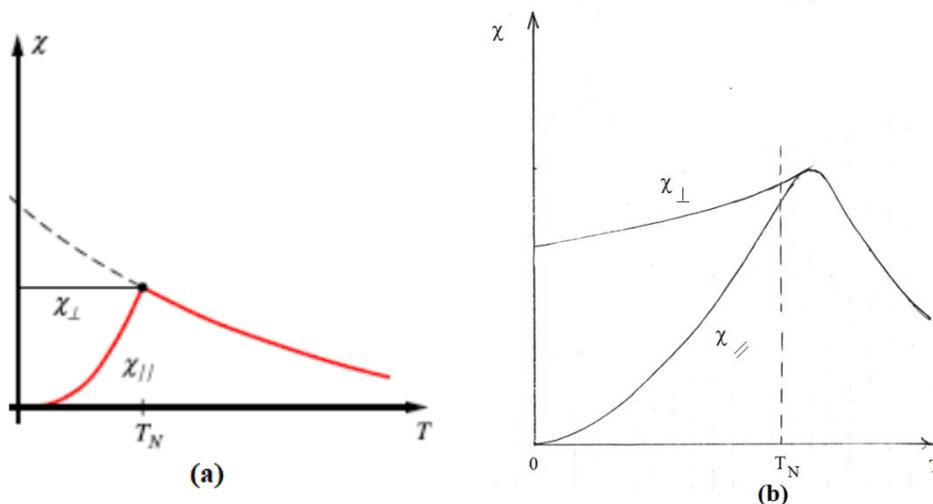


Figure 1.14 : Susceptibilités magnétiques transverse χ_{\perp} et parallèle χ_{\parallel} : (a) dans le cas du champ moyen ; (b) observées expérimentalement (D'après [27]).

D'où la valeur de la susceptibilité perpendiculaire (figure 1.14a) pour $T < T_N$:

$$\chi_{\perp} = \frac{m}{H} = \frac{1}{\lambda} = \frac{C}{2T_N} \quad (1.33)$$

- Si l'anisotropie magnétique est non nulle, les aimantations \vec{M}_A et \vec{M}_B se bloquent dans une direction cristallographique privilégiée du réseau cristallin. On peut alors définir la susceptibilité perpendiculaire χ_{\perp} dont le calcul est le même que précédemment, et la **susceptibilité parallèle** χ_{\parallel} , mesurée avec un champ parallèle à \vec{M}_A ou à \vec{M}_B ; cette dernière susceptibilité est nulle à $T = 0 K$, car les aimantations \vec{M}_A et \vec{M}_B prennent leur

Chapitre 1 : Rappels sur le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme

valeur à saturation (c'est-à-dire leur valeur maximale) et il faudrait un champ très intense pour faire basculer \vec{M}_B dans le sens de \vec{M}_A . De plus, $\chi_{//}$ doit se raccorder à la susceptibilité mesurée au-dessus de la température de Néel (c'est-à-dire $T > T_N$) comme nous pouvons l'observer sur la figure 1.14a.

L'anisotropie magnétique est également responsable de la différence entre χ_{\perp} et $\chi_{//}$ observée dans un faible intervalle de températures au-dessus de T_N (figure 1.14b).

1.4 Propriétés magnétiques des couches minces

1.4.1 Température de Curie

Dans la théorie du champ de Weiss, T_C est proportionnel au nombre z_0 d'atomes plus proches voisins [29] :

$$T_C = Kz_0 \quad (1.34)$$

Or, dans une couche mince, le nombre *moyen* d'atomes plus proches voisins $z(N)$ est inférieur à z_0 à cause des atomes présents aux deux surfaces qui ont un environnement différent ; il est donné par :

$$z(N) = z_0 - 2(z_0 - z_s)/N \quad (1.35)$$

Avec : N le nombre de plans atomiques constituant la couche, et z_s le nombre de plus proches voisins magnétiques d'un atome de surface. (qui est plus faible que le nombre équivalent dans le volume du matériau)

Comme $z(N) < z_0$ et tenant compte de l'expression (1.34), il faut donc s'attendre à une **décroissance de T_C pour les couches minces**, suivant une loi en $1/N$, avec un effet de 50 % par rapport au composé massif atteint pour quelques plans atomiques, soit de l'ordre de 1 nm. Cette épaisseur peut sembler trop faible pour s'en soucier, mais en fait elle se rencontre couramment dans les *multicouches*, où c'est l'épaisseur de chaque couche qui compte pour T_C , pas l'épaisseur totale de la multicouche [30].

Exemple : T_C pour un système de multicouches Co/Pt à aimantation perpendiculaire, où l'épaisseur maximale des couches de Co est 1 nm, ne dépasse pas quelques centaines de °C, alors que T_C pour le matériau massif est de 1121°C.

1.4.2 Anisotropies

La présence d'interfaces (interface surface-air (ou vide) et interface substrat-surface) dans une couche mince, peut provoquer des changements importants dans les propriétés magnétiques globales de cette couche [31]. En effet, l'environnement chimique à l'interface et l'absence d'atomes auxquels à la surface peuvent fortement modifier les propriétés magnétiques. En particulier, la valeur de l'aimantation au niveau des deux interfaces dans les couches minces, est souvent modifiée par rapport à sa valeur en volume. Il y a une explication simple à cela : le fer (Fe) en volume, par exemple, a une aimantation de l'ordre de $2,2 \mu_B$ par atome de Fe , alors qu'un atome de Fe *isolé* a quatre électrons d non appariés et a donc un moment de spin uniquement de $4 \mu_B$. Dans une situation intermédiaire est entre celles du solide massif et celle de l'atome isolé, une valeur intermédiaire de l'aimantation est attendue ; c'est le cas dans une couche mince. Enfin, le changement de symétrie qui se produit à une interface peut faire émerger une physique entièrement nouvelle.

De manière générale, l'anisotropie est une propriété fondamentale des matériaux magnétiques. On peut la définir comme la dépendance de l'énergie interne d'un système par rapport à l'orientation spontanée de l'aimantation [16]. Il existe des énergies qui orientent l'aimantation le long de certains axes définis coûtant le moins d'énergie possible appelés directions de facile aimantation [21]. On dénombre plusieurs types d'anisotropies : anisotropie de forme, de surface, magnéto-cristalline, ...

Dans le paragraphe 3 (Ferromagnétisme), nous avons présenté l'anisotropie magnéto-cristalline. Il existe également d'autres types d'anisotropie *importantes* comme l'anisotropie dipolaire, l'anisotropie de surface, l'anisotropie de forme et l'anisotropie magnéto-élastique.

1.4.2.1 Anisotropie dipolaire

L'énergie dipolaire E_d est la somme de toutes les interactions entre moments magnétiques au sein d'un matériau. Elle est définie comme suit dans le cas de l'interaction mutuelle entre deux moments \vec{m}_1 et \vec{m}_2 séparés de \vec{r} [30] :

$$E_d = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{\vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2}{r^3} - 3 \frac{(\vec{m}_1 \cdot \vec{r})(\vec{m}_2 \cdot \vec{r})}{r^5} \right] \quad (1.36)$$

On peut également écrire : $E_d = -\mu_0 \vec{m}_1 \cdot H_{d,2}(\vec{r})$, où $H_{d,2}(\vec{r})$ est le champ magnétique rayonné par le dipôle \vec{m}_2 . Ce champ a pour expression :

$$H_{d,2}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi r^3} \left[\frac{3(\vec{m}_2 \cdot \vec{r})\vec{r}}{r^2} - \vec{m}_2 \right] \quad (1.37)$$

Chapitre 1 : Rappels sur le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme

Supposons que nous avons maintenant une distribution continue de l'aimantation, c'est-à-dire que $\vec{M} = \vec{M}(\vec{r})$. L'énergie dipolaire ou énergie d'anisotropie dipolaire par unité de volume s'écrit :

$$E_d = -\frac{\mu_0}{2V} \int_V \vec{M}(\vec{r}) \cdot \vec{H}_d(\vec{r}) d^3r \quad (1.38)$$

Avec $V = \int d^3r$.

$\vec{H}_d(\vec{r})$ se calcule de la manière suivante connaissant la distribution $\vec{M}(\vec{r})$:

$$\vec{H}_d(\vec{r}) = \int_V \frac{\rho(\vec{u})(\vec{r}-\vec{u})}{|\vec{u}-\vec{r}|^3} d^3u + \int_S \frac{\sigma(\vec{u})(\vec{r}-\vec{u})}{|\vec{u}-\vec{r}|^3} ds(\vec{u}) \quad (1.39)$$

La première intégrale est calculée sur le volume aimanté du matériau alors que la seconde est calculée sur sa surface (\vec{u} est dans ce dernier cas un vecteur courant à la surface).

$\rho = -\text{div}\vec{M}$ représente la densité volumique de "charges magnétiques" et $\sigma = \vec{M} \cdot \vec{n}$ représente leur densité surfacique, \vec{n} étant le vecteur unitaire normal à la surface et dirigé vers l'extérieur (Figure 1.15).

Considérons le cas d'une couche mince d'épaisseur constante et de dimensions latérales supposées infinies où l'aimantation \vec{M}_s est uniforme dans toute la couche ($\vec{M}_s = \vec{M}_{sat}$, l'aimantation à saturation ou aimantation maximale). Comme le montre la figure 1.15, l'aimantation forme un angle θ avec la normale \vec{n} extérieure à la surface.

Appliquons les équations (1.38) et (1.39).

Chaque surface porte une densité surfacique uniforme $\sigma_{\pm} = \pm M_s \cos \theta$, et $\rho = -\text{div}\vec{M} = 0$ parce que l'aimantation est uniforme.

Le champ dipolaire est donc uniforme dans la couche et l'intégration de (1.39) donne :

$$\vec{H}_d = (-M_s \cos \theta) \vec{k} = -(M_s)_{\perp} \vec{k} \quad (1.40)$$

Où $(M_s)_{\perp}$ est la composante perpendiculaire de l'aimantation.

\vec{H}_d est un champ vertical et globalement opposé à l'aimantation (plus rigoureusement, opposé à la composante perpendiculaire de l'aimantation); il s'appelle champ démagnétisant.

Calculons l'énergie dipolaire dans ce cas en utilisant l'équation (1.38).

$$\vec{M}_s(\vec{r}) \vec{H}_d(\vec{r}) = (M_s \sin \theta \vec{j} + M_s \cos \theta \vec{k}) \cdot (-M_s \cos \theta \vec{k}) = -M_s^2 \cos^2 \theta$$

$$E_d = -\frac{\mu_0}{2V} \int_V \vec{M}(\vec{r}) \cdot \vec{H}_d(\vec{r}) d^3r = -\frac{\mu_0}{2V} (-M_s^2 \cos^2 \theta) \int_V d^3r = \frac{\mu_0}{2} M_s^2 \cos^2 \theta$$

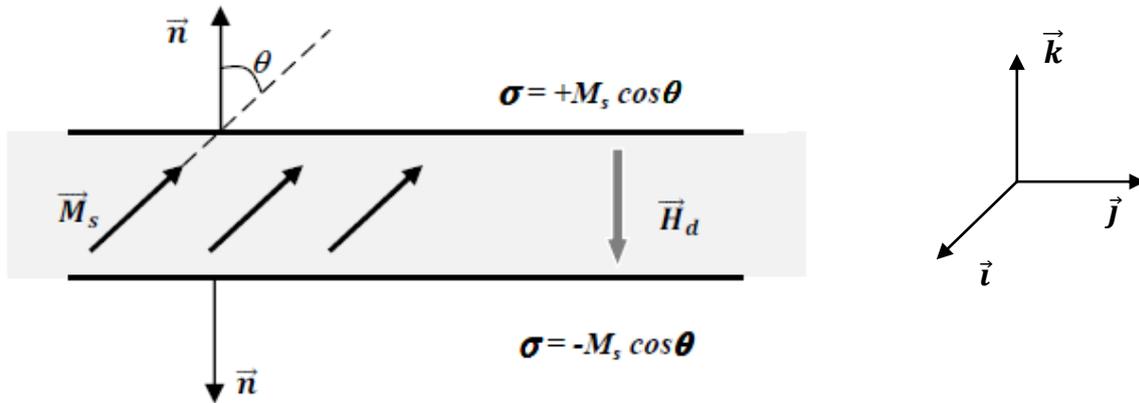


Figure 1.15 : Apparition d'un champ démagnétisant dans une couche mince.

Ou encore :

$$E_d = K_d \cos^2 \theta \quad (1.41)$$

Avec $K_d = \frac{\mu_0}{2} M_s^2$.

Remarques :

Dans les couches minces, la source d'anisotropie dipolaire constitue une source d'anisotropie magnétique importante qui prend en compte les effets de bords (effets de surface). Les lignes de champ magnétique créées par l'aimantation intrinsèque \vec{M}_s sont orientées du pôle nord vers le pôle sud. Ceci génère un champ démagnétisant \vec{H}_d car il s'oppose à l'aimantation.

L'énergie dipolaire est minimale pour $\theta = \pi/2$; autrement dit la direction favorisée est la direction parallèle au plan de la couche. On dit que l'axe parallèle (aux surfaces de la couche) est un axe de **facile aimantation**, alors que l'axe perpendiculaire (aux surfaces) est un axe de **difficile aimantation** (car dans ce cas $\theta = 0^\circ$ et $E_d = E_{dmax}$). Généralement les couches minces ont tendance à avoir une aimantation dans le plan.

1.4.2.2 Anisotropie d'interface (ou de surface)

L'anisotropie de surface apparaît à cause de la rupture de symétrie à la surface et de la baisse du nombre de plus proches voisins par rapport au volume, comme suggéré par Néel. L'énergie associée aux interfaces d'une couche mince s'écrit comme :

Chapitre 1 : Rappels sur le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme

$$E_{an}^{surf} = \frac{2K_s}{t} \sin^2 \theta \quad (1.42)$$

Le coefficient K_s (qui apparait comme un facteur correctif à l'anisotropie magnéto-cristalline du matériau massif K_v) est appelé *anisotropie de surface*, t l'épaisseur de la couche mince, et θ l'angle entre l'aimantation et la normale à la surface.

Elle peut devenir prépondérante pour des couches ultra-minces en raison de l'augmentation du rapport surface/volume [32, 33].

1.4.2.3 Anisotropie de forme

La forme d'un échantillon affecte son énergie d'anisotropie magnétique. On parlera alors de *champ démagnétisant* H_d défini par (1.39) [34] : lorsqu'un corps ferromagnétique est aimanté, des pôles magnétiques sont créés sur la surface qui vont établir ce champ démagnétisant proportionnel et antiparallèle à \vec{M} . Nous avons la relation suivante qui lie le champ démagnétisant à l'aimantation :

$$\vec{H}_d = -N\vec{M} \quad (1.43)$$

N est le facteur démagnétisant et dépend de la forme de l'échantillon (*de manière générale, il s'agit d'un tenseur : voir équation 1.4, paragraphe 3.1*). Pour des couches minces, $N = 4\pi$ dans la direction normale au plan du film. Par conséquent :

$$H_d^{CM} = -4\pi M \quad (1.44)$$

L'énergie d'anisotropie de forme s'écrit de manière générale en utilisant (1.38) [14] :

$$E_{an}^{forme} = -\frac{1}{2} H_d M \quad (1.45)$$

1.4.2.4 Anisotropie magnéto-élastique

Lorsqu'une substance est exposée à un champ magnétique, ses dimensions changent. Cet effet est appelé *magnétostriction* et a été découvert par Joule en 1842 [35]. Aussi l'effet magnétostrictif inverse, est un effet où toute déformation du réseau cristallin sous l'action d'une contrainte extérieure induit une modification de ses propriétés magnétiques [36].

Dans le cas de couches minces, il existe souvent une différence entre le paramètre de maille du film et celui du substrat (désaccord de maille), ce qui peut induire des contraintes élastiques à l'interface. Celles-ci dépendent non seulement de la différence de paramètre de maille mais aussi de l'épaisseur déposée. En effet, les contraintes peuvent relaxer au-delà d'une certaine épaisseur. L'anisotropie magnéto-élastique associée à cet effet s'exprime, dans le cas d'une magnétostriction *isotrope*, par [37] :

Chapitre 1 : Rappels sur le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme

$$E_{an}^m = \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \sin^2 \theta \quad (1.46)$$

Où σ est la contrainte appliquée, λ_s est la constante de magnétostriction à saturation (qui peut être soit positive ou négative), et θ est l'angle que fait l'aimantation avec la direction d'application de la contrainte σ [32].

Chapitre 2 : Théorie des bandes et magnétisme

Chapitre 2 : Théorie des bandes et magnétisme

Pour certains métaux alcalins et métaux nobles, les électrons de conduction interagissent faiblement et se délocalisent dans l'espace formant un gaz de Fermi. Pour ces matériaux, une contribution à la réponse magnétique provient de l'interaction entre les spins des électrons et le champ magnétique connu sous le nom de *paramagnétisme de Pauli* [9]. La théorie des bandes fournit une explication simple du paramagnétisme de Pauli.

Rappelons que le paramagnétisme est dû à l'alignement des spins des électrons de conduction avec le champ magnétique appliqué \vec{H}_a . Un électron de conduction dans ce genre de métal a une fonction d'onde étendue et n'est attaché à aucun ion de métal particulier, comme dans l'atome isolé.

Le moment magnétique de spin d'un électron de conduction est opposé au spin ($\vec{m}_s = -2\mu_B\vec{S}$) : la projection suivant un axe Oz (axe qui peut porter un champ magnétique appliqué) donne un spin *up* (\uparrow) pour $S_z = -1/2$ ou un spin *down* (\downarrow) pour $S_z = +1/2$.

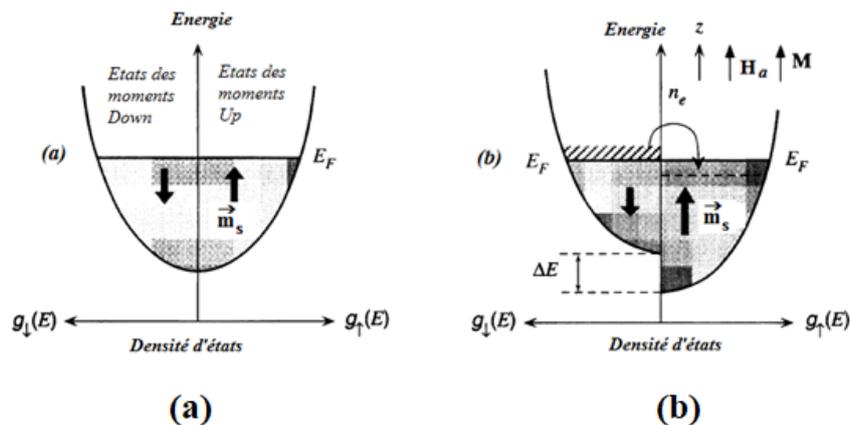


Figure 2.1 : Paramagnétisme de Pauli des électrons de conduction dans un métal. (D'après [31]).

En l'absence de champ magnétique ($\vec{H}_a = \vec{0}$), les énergies des états *up* (\uparrow) ou *down* (\downarrow) sont les mêmes et il y a autant d'électrons avec un moment magnétique *up* que d'électrons avec un moment magnétique *down*.

La figure 2.1 représente la densité d'états $g(E)$ (c'est-à-dire le nombre d'états par unité d'énergie et par unité de volume) pour les états avec un moment magnétique *up* (\uparrow), notée $g_{\uparrow}(E)$, et pour les états avec un moment magnétique *down* (\downarrow), notée $g_{\downarrow}(E)$, dans le cas où le champ appliqué est nul (figure 2.1a) et différent de zéro (figure 2.1b).

Chapitre 2 : Théorie des bandes et magnétisme

Cas (a)

On constate que les états *up* ont la même énergie que les états *down*, et ces états sont également occupés jusqu'au niveau E_F .

Effectivement, nous considérons la bande d'énergie du métal comme deux sous-bandes correspondant aux bandes montantes et descendantes de moments magnétiques. Les bandes d'énergie correspondant aux deux types d'états se chevauchent en l'absence d'un champ et sont indiscernables (on ne peut pas faire la différence entre elles).

Cas (b)

On applique maintenant un champ magnétique \vec{H}_a , le long de l'axe z .

Si le moment magnétique \vec{m}_s d'un électron de conduction est aligné avec le champ magnétique, son énergie potentielle devient plus faible. Ainsi, les fonctions d'onde des électrons avec un moment magnétique *up* ont une énergie associée plus faible, alors que les fonctions d'onde avec un moment magnétique *down* ont une énergie plus élevée.

En présence d'un champ \vec{H}_a , tous les états de moment magnétique *up*, et donc avec une densité d'états $g_{\uparrow}(E)$, sont abaissés d'une quantité $\mu_B B_a$, où μ_B est le magnéton de Bohr et B_a l'induction magnétique associée à H_a ($\vec{B}_a = \mu_0 \vec{H}_a$). Tous les états *down*, et donc avec une densité d'états $g_{\downarrow}(E)$, sont élevés d'une quantité $\mu_B B_a$. Ces décalages en énergie sont illustrés sur la figure 3.1b.

Les électrons d'énergie proche de E_F dans la bande $g_{\downarrow}(E)$ peuvent maintenant trouver des états d'énergie plus faible disponibles (c'est-à-dire non occupés) dans la bande $g_{\uparrow}(E)$, inverser leurs spins et passer dans la bande $g_{\uparrow}(E)$. Il y a maintenant plus d'électrons dans les états de moments magnétiques dans la bande $g_{\uparrow}(E)$ que dans la bande $g_{\downarrow}(E)$. Lorsque l'équilibre est atteint, on constate qu'il existe maintenant un moment magnétique net par électron de conduction dans la direction z ou dans la direction du champ appliqué, c'est-à-dire une aimantation $\vec{M} \neq \vec{0}$.

Pour calculer cette aimantation, nous devons calculer le nombre d'électrons qui passent de la bande $g_{\downarrow}(E)$ dans la bande $g_{\uparrow}(E)$.

Le décalage global entre les deux bandes d'énergie \uparrow et \downarrow est $\Delta E = \mu_B B_a$. Soit n_e le nombre d'électrons/unité de volume dans la bande $g_{\downarrow}(E)$ dont l'énergie est comprise dans l'intervalle $\frac{1}{2} \Delta E$ autour de E_F ; ce sont ces électrons qui passent dans la bande $g_{\uparrow}(E)$.

Chapitre 2 : Théorie des bandes et magnétisme

Le décalage ΔE est faible et on peut écrire : $n_e = g_{\downarrow}(E_F) \left(\frac{1}{2}\Delta E\right) = \left(\frac{1}{2}g(E_F)\right) \left(\frac{1}{2}\Delta E\right)$.

En effet, comme $g(E_F)$ comprend les états de *spin up* et de *spin down*, on peut écrire que $\frac{1}{2}g(E_F) = g_{\downarrow}(E_F)$.

Autrement dit, le nombre d'électrons dans la bande des états down ou $g_{\downarrow}(E)$ diminue d'une quantité n_e , et celui des états up ou $g_{\uparrow}(E)$ augmente de la même quantité n_e . L'aimantation M est donnée par :

$$M \approx M_{\uparrow} - M_{\downarrow} \approx 2n_e m_s = 2 \left[\frac{1}{2}g(E_F) \left(\frac{1}{2}\Delta E\right) \right] \mu_B = 2 \left[\frac{1}{2}g(E_F) \left(\frac{1}{2}2\mu_B B_a\right) \right] \mu_B$$

$$M \approx \mu_B^2 g(E_F) B_a \quad (2.1)$$

Sachant que $B_a = \mu_0 H_a$, $M \approx \mu_B^2 g(E_F) B_a \approx \mu_B^2 g(E_F) \mu_0 H_a$ et que $\chi = M/H_a$, alors la susceptibilité paramagnétique est donnée par :

$$\chi_{para} \approx \mu_0 \mu_B^2 g(E_F) \quad (2.2)$$

Cette dernière relation montre que la susceptibilité paramagnétique est déterminée par la densité d'états au niveau de Fermi.

Exemple : Paramagnétisme de Pauli du sodium (Atome isolé : $[Ne] 3s^1$)

On considère que les électrons de conduction de ce métal sont des électrons libres (approximation des électrons libres).

Dans ce cas, la densité d'états s'écrit : $g(E) = (8\pi\sqrt{2}) \left(\frac{m_e}{h^2}\right)^{3/2} \sqrt{E}$. L'énergie de Fermi du sodium est $E_F(\text{Na}) = 3,15 \text{ eV}$. On veut calculer la susceptibilité paramagnétique de Na et la comparer à la valeur expérimentale $\chi_{para}^{exp}(\text{Na}) = 9,1 \times 10^{-6}$.

D'après l'expression (3.2), on trouve $\chi_{para} \approx \mu_0 \mu_B^2 g(E_F) \approx 8,16 \times 10^{-6}$.

La faible différence entre cette valeur calculée et la valeur expérimentale ($\Delta\chi/\chi = (9,1 \times 10^{-6} - 8,16 \times 10^{-6}) / (9,1 \times 10^{-6}) = 0,1\%$) est due au fait que la valeur expérimentale $\chi_{para}^{exp}(\text{Na})$ contient une composante diamagnétique.

La théorie appliquée précédemment au paramagnétisme de Pauli, peut être étendue pour expliquer le ferromagnétisme. C'est Heisenberg [38] qui proposa la première théorie quantique du ferromagnétisme. Par ailleurs, le traitement quantique du ferromagnétisme a fait l'objet d'une étude approfondie de J.C. Slater en 1953 [39].

Chapitre 2 : Théorie des bandes et magnétisme

Dans ce modèle de bandes d'énergie, tous les électrons de valence sont partagés collectivement entre tous les atomes ; ils n'appartiennent plus à leurs atomes individuels d'origine. Ces électrons de valence appartiennent maintenant à l'ensemble du cristal.

Rappelons que dans un cristal ferromagnétique, il existe une aimantation interne, même en l'absence de champ appliqué, en raison d'un nombre net de spins non appariés ; c'est-à-dire que globalement, le cristal a plus d'électrons à spins *up* qu'à spins *down*.

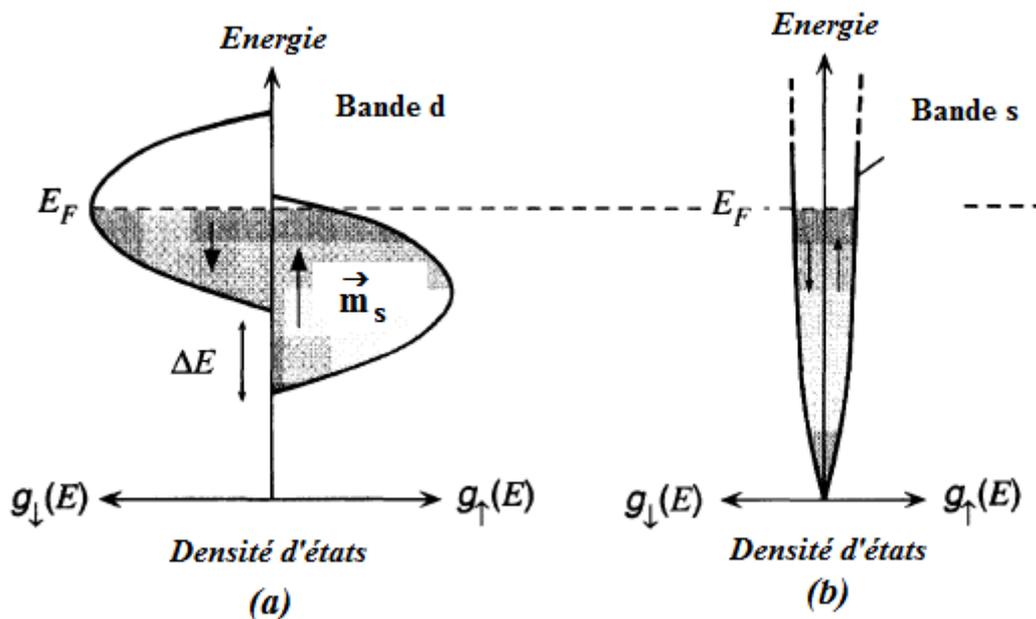


Figure 2.2 : Modèle des bandes d'énergie du ferromagnétisme d'un métal de transition comme *Fe* : (a) Densité d'états de la bande *d* ; (b) Densité d'états de la bande *s*. (D'après [31]).

Dans les métaux de transition tels que *Fe*, *Ni* et *Co*, il y a deux bandes intéressantes : la bande *s* et la bande *d*. On peut représenter la densité d'états $g(E)$ séparément pour les états de moments magnétiques *up* et *down* (figure 2.2).

On constate tout d'abord que les électrons de la bande *s* ne sont pas concernés par le magnétisme ; seuls ceux de la bande *d* le sont.

Considérons la bande *d*. La densité d'états $g(E)$ pour les états de moment magnétique *up* est abaissée d'une quantité ΔE par rapport à la densité d'états pour les états de moment magnétique *down* à cause de l'énergie d'échange, comme le montre la figure 2.2a. Ce qui n'est pas le cas de la bande *s* (figure 2.2b). Tous les états d'énergie inférieure ou égale à l'énergie de Fermi E_F sont occupés.

Chapitre 2 : Théorie des bandes et magnétisme

Pour Fe , les états de moment magnétique up de la bande d sont presque tous remplis (en réalité le taux de remplissage est de l'ordre de 96%) et les états de moment magnétique $down$ sont remplis à peu près à moitié (50%). Ce qui signifie qu'il y a beaucoup plus d'électrons avec des moments up que des moments $down$; autrement dit, la majorité des électrons ont aligné leurs spins. L'alignement des moments magnétiques des électrons se fait pour générer une aimantation effective.

La bande s est remplie jusqu'à E_F , et il y a un nombre presque égal d'électrons avec des moments up que d'électrons avec un moment $down$ dans cette bande. L'effet ferromagnétique provient du comportement des électrons principalement dans la bande d . La conduction électrique, par contre, est déterminée par les électrons de la bande s . La raison en est que la masse effective des électrons dans la bande s est très petite et donc les électrons ont une mobilité beaucoup plus élevée dans la bande s que dans la bande d .

Un électron s avec un moment $down$ (g_{\downarrow}) peut être facilement diffusé dans les états vides de la bande d correspondante (g_{\downarrow}) au voisinage de E_F où ces états sont nombreux, mais un électron de moment up (g_{\uparrow}) n'a pas d'états dans la bande d correspondante (g_{\uparrow}) dans lesquels il peut être diffusé. **La conduction électrique se fait donc essentiellement par des électrons de moment up .**

Ce modèle permet également d'expliquer pourquoi certains métaux de transition comme Zn et Cu ne sont pas ferromagnétiques, contrairement à Ni par exemple. C'est ce qu'explique la figure 2.3.

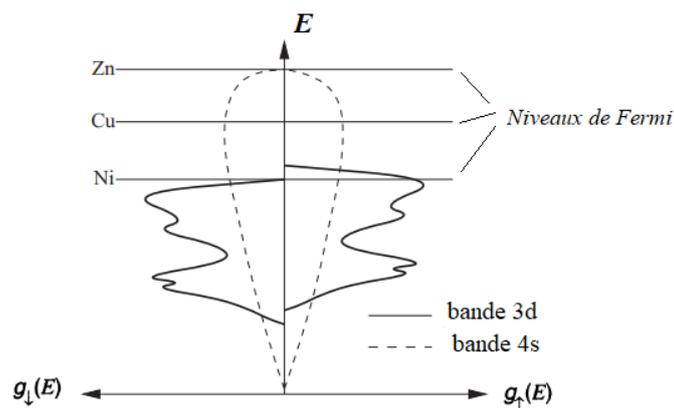


Figure 2.3 : Schéma d'énergie montrant les raisons pour lesquelles Zn et Cu ne sont pas ferromagnétiques (D'après [31]).

Chapitre 2 : Théorie des bandes et magnétisme

Dans *Cu*, le niveau de Fermi se situe au-dessus de la bande *3d*. Étant donné que les deux sous-bandes *3d* sont remplies et que la bande *4s* n'a d'interaction d'échange, les nombres d'électrons à spin *up* et *down* sont égaux. Dans *Zn*, les bandes *3d* et *4s* sont remplies et ne contribuent donc pas à la création d'une aimantation. Le cas de *Ni* est semblable à celui de *Fe*, avec la remarque qu'une sous-bande *3d* de *Ni* est entièrement remplie alors que l'autre l'est partiellement, si bien que l'aimantation à saturation de ce matériau est $M_{sat} = 0,57\mu_B$.

Chapitre 3 : La magnéto-résistance

3.1. Définitions

En général, la magnétorésistance fait référence à la variation de la résistance d'un matériau (n'importe quel matériau) lorsqu'il est placé dans un champ magnétique. Le rapport de magnétorésistance est défini comme le rapport de la variation de résistance (ou de résistivité ρ) lorsque le champ est appliqué (R_H) à la résistance à champ nul (R_0), c'est-à-dire :

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_H - R_0}{R_0} = \frac{\rho_H - \rho_0}{\rho_0} \quad (3.1)$$

Un matériau qui présente une résistance $R_H > R_0$ est défini comme ayant une **magnétorésistance positive**, alors que si le champ réduit la résistivité, la **magnétorésistance est négative**.

Les matériaux magnéto-résistants sont aujourd'hui utilisés dans un certain nombre de dispositifs, tels que les capteurs magnétiques, les têtes de lecture et d'enregistrement magnétiques ainsi que les mémoires magnétiques.

Dans un premier temps, nous allons décrire la nature et l'origine de la magnétorésistance dans les métaux normaux, puis nous discuterons de la **magnétorésistance anisotrope** dans les métaux ferromagnétiques, dite **magnétorésistance géante** dans les multicouches métalliques et de la **magnétorésistance colossale** dans les manganites à structure pérovskite³.

3.2. Magnétorésistance dans les métaux normaux

Dans les métaux normaux (tableau 3.1), les électrons de valence (électrons de conduction) se propagent (ou se déplacent) comme s'ils étaient indépendants du réseau (approximation des électrons libres). Ces électrons sont donc peu affectés par le réseau cristallin. Un exemple de métal normal est le sodium ($Na : [Ne] 3s^1$). Dans le sodium sous forme de cristal solide, les nuages électroniques $3s$ se recouvrent et la conséquence importante de ce phénomène est le suivant : un électron $3s$ ne reste plus lié à son ion d'origine mais se délocalise et peut se déplacer facilement dans le cristal, d'où la forte conductivité du métal.

Le gaz d'électrons des métaux normaux est formé par l'ensemble des électrons de valence des N atomes formant le solide cristallin. Ainsi, les atomes alcalins (Li, Na, K, \dots) de valence égale à 1, fournissent chacun un électron au gaz des électrons ; les alcalino-terreux de valence

³ La pérovskite désigne, à l'origine, un minéral du titanate de calcium de formule $CaTiO_3$. On appelle plus généralement *pérovskites* les minéraux de même structure, dont un polymorphe de $(Mg, Fe)SiO_3$ considéré comme le minéral le plus abondant du manteau terrestre.

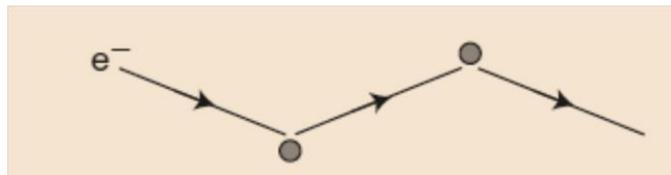
Chapitre 3 : La magnétorésistance

égale à 2 donnent 2 électrons ; les éléments du groupe *IIIB* (*Al, Ga, In, Tl*) fournissent 3 électrons, etc. Les métaux nobles (*Cu, Ag, Au*), qui possèdent un électron *s*, cèdent également un électron par atome au gaz d'électrons et peuvent, dans une certaine mesure, être considérés comme des métaux normaux.

IA	IIA	IB		IIB	IIIB	IVB	
Li	Be						
Na	Mg	<table border="1"> <tr> <td style="text-align: center;">Métaux de Transition</td> <td style="text-align: center;">Métaux Nobles</td> </tr> </table>	Métaux de Transition	Métaux Nobles			
Métaux de Transition	Métaux Nobles						
K	Ca		Zn	Ga			
Rb	Sr		Cd	In	Sn		
Cs	Ba		Hg	Tl	Pb		

Tableau 3.1 : Classification des métaux : métaux normaux, métaux de transition et métaux nobles

En l'absence de champ magnétique externe, la trajectoire des électrons dans de tels métaux est rectiligne entre les collisions qu'ils subissent, comme montré ci-dessous.



Il en va de même pour un gaz à électrons libres, *même en présence d'un champ magnétique appliqué*. En effet, les électrons suivent le même chemin en ligne droite *comme en l'absence du champ* (voir l'effet Hall). **Conclusion :** un gaz d'électrons libres idéal présente une *magnétorésistance nulle*. C'est ce qui se passe en général dans un métal *non magnétique* placé dans un champ magnétique : la variation de sa résistance, et donc de sa résistivité, est très faible et *ce métal n'a aucune utilité pratique*.



Cependant, dans un métal « réel », les électrons de conduction ont des vitesses moyennes différentes, et bien qu'en moyenne la force électrique de Hall transverse équilibre exactement la force magnétique, les électrons se déplacent sur une trajectoire courbe comme montré ci-dessus.

Comme la force magnétique $-e\vec{v} \wedge \vec{B}$ enroule les électrons sur des orbites, leurs trajectoires sont beaucoup plus longues plus loin et ils sont dispersés davantage, de ce fait la résistance en présence du champ est plus grande que la résistance en l'absence du champ. Par conséquent,

Chapitre 3 : La magnétorésistance

la magnétorésistance dans les métaux normaux est positive et cet effet est très faible et sans intérêt technologique.

3.3. Magnétorésistance dans les métaux ferromagnétiques

Lorsqu'un *métal ferromagnétique*, tel que le fer (*Fe*), est placé dans un champ magnétique, la variation de la résistivité dépend de la direction de la densité de courant par rapport au champ magnétique.

La résistivité $\rho_{//}$ relative à une densité de courant parallèle au champ magnétique *diminue* de $\Delta\rho$, et la résistivité ρ_{\perp} relative à une densité de courant perpendiculaire au champ magnétique, *augmente* à peu près de la même quantité ($\Delta\rho$) (figure 3.1).

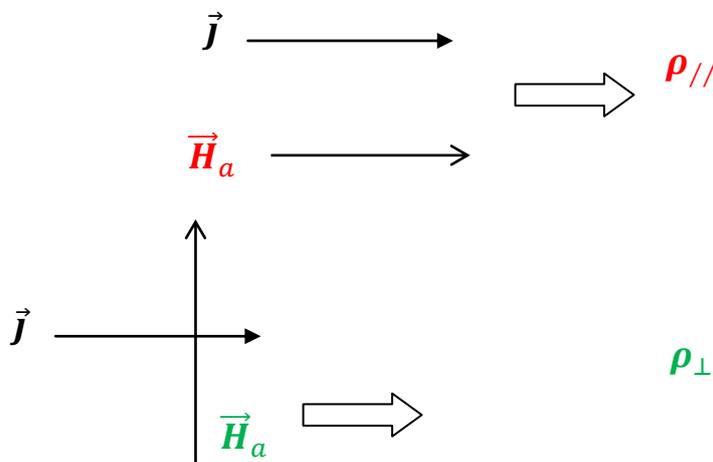


Figure 3.1 : Configurations parallèle et perpendiculaire des densités de courant.

La variation de résistivité due au champ magnétique appliqué est *anisotrope* (c'est-à-dire qu'elle dépend de la direction); elle est appelée *magnétorésistance anisotrope* (*AMR : Anisotropic MagnetoResistance*). Le changement de résistivité observé dans les métaux et alliages ferromagnétiques est limité quelques % (2% à 4%), mais reste quand même important pour les applications. Cette dépendance de la résistance par rapport à l'orientation du champ a été signalée pour la première fois dans les années 1850 par W. Thomson (également connu sous le nom de Lord Kelvin), qui a également inventé le terme "magnétorésistance" [40].

La figure 3.2 montre en effet que la résistivité $\rho_{//}$ augmente alors que ρ_{\perp} diminue à mesure que le champ appliqué augmente. Cet effet est significatif même pour des champs de faible intensité. On remarque sur cette figure que la magnétorésistance sature pour des valeurs du champ comprises entre 0,5 et 1 *mTesla*. En fait, pendant une grande partie des années 1990,

Chapitre 3 : La magnétorésistance

les matériaux magnéto-résistifs anisotropes ont été largement utilisés comme éléments de lecture dans les têtes d'enregistrement.

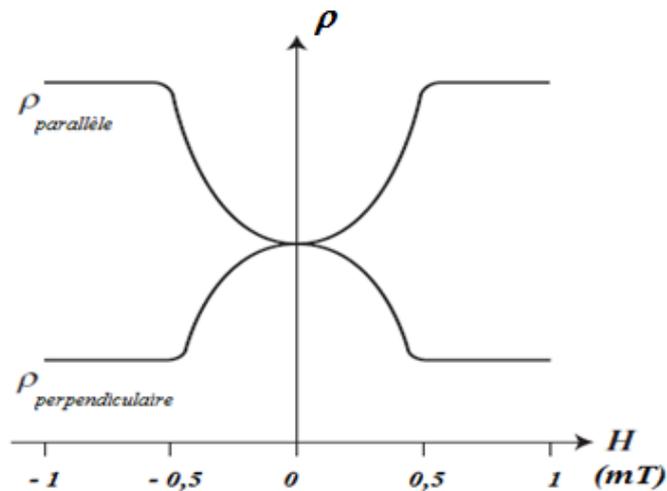


Figure 3.2 : Magnétorésistance anisotrope dans un matériau ferromagnétique. La résistivité est représentée dans le cas où le champ magnétique appliqué est parallèle et perpendiculaire à la direction du courant.

Origine de l'AMR

L'origine de l'AMR est due au couplage spin-orbite et fut d'abord expliquée par Kondo [41] au début des années 1960.

Elle provient du fait que les électrons s de conduction sont diffusés de façon différente selon que l'aimantation résultante est parallèle ou perpendiculaire au champ magnétique appliqué.

Lorsque l'aimantation subit une rotation, en réponse au champ magnétique appliqué, le nuage électronique $3d$ se déforme et modifie l'intensité de la diffusion des électrons de conduction. Le processus est représenté schématiquement sur la figure 3.3; lorsque la direction d'aimantation est perpendiculaire à la direction du courant, la section efficace de diffusion est réduite par rapport au cas de champ nul, alors que lorsque la direction d'aimantation est parallèle à la direction du courant, la section efficace de diffusion est augmentée.

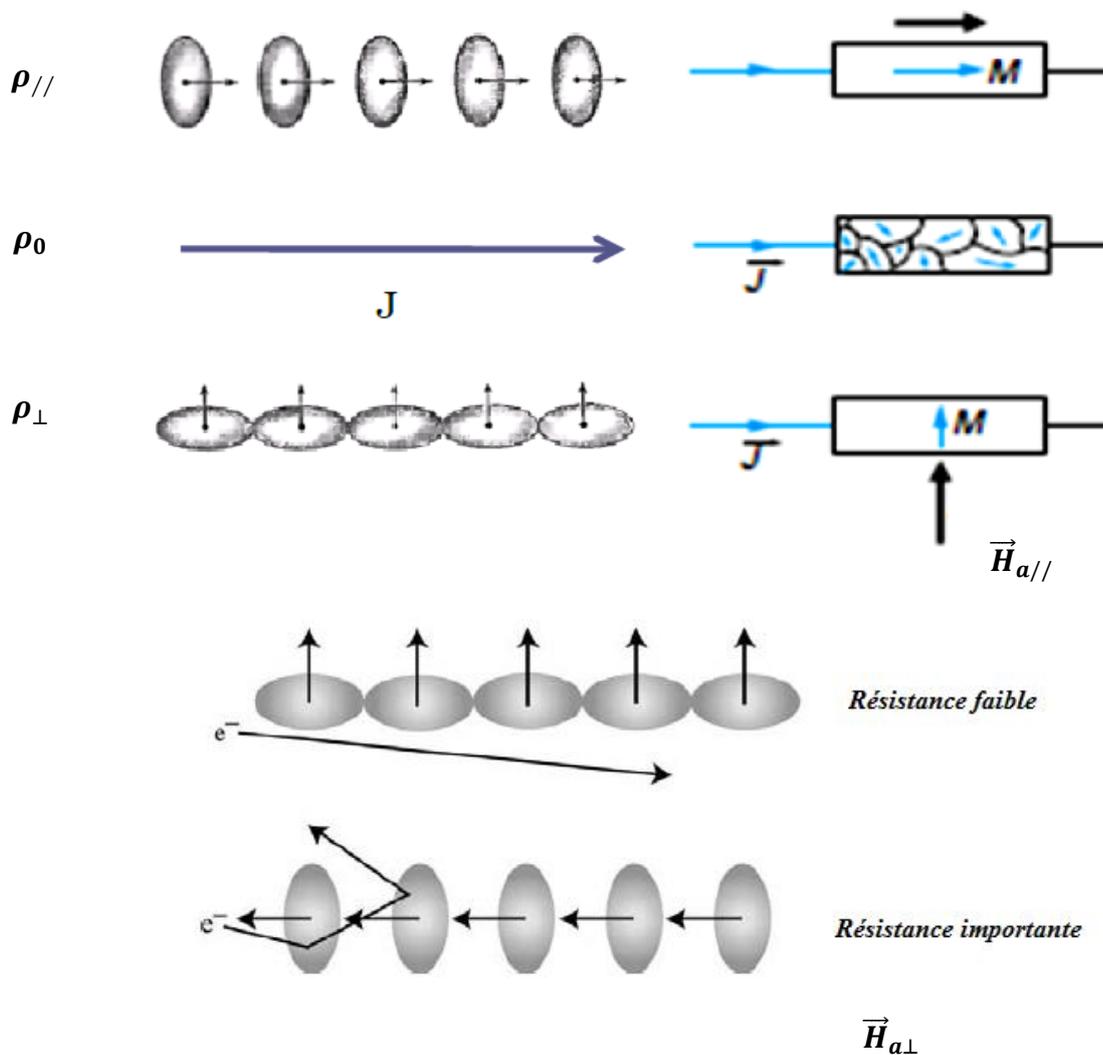


Figure 3.3 : Origine de l'AMR (D'après [31]).

3.4. Magnétorésistance géante

Un champ magnétique peut également induire une variation beaucoup plus importante (> 10%) de la résistivité électrique dans des systèmes multicouches réalisées en empilant des couches ultraminces ferromagnétiques et des couches ultraminces non magnétiques ou antiferromagnétiques.

Ce phénomène - connu sous le nom de *magnétorésistance géante* (**GMR** : *Giant Magnetoresistance*) - revêt une importance capitale, tant sur le plan technologique (par exemple, les capteurs situés dans les têtes de lecture des disques durs d'ordinateur utilisent l'effet GMR), que sur le plan de la physique fondamentale.

Chapitre 3 : La magnétorésistance

L'effet GMR a été observé pour la première fois à la fin des années 1980 dans des multicouches Fe/Cr [42, 43]. En 2007, Albert Fert (physicien français) et Peter Grünberg (physicien allemand) reçurent le prix Nobel de physique pour leur découverte de la *GMR*.

3.4.1. Description de la GMR

Deux concepts physiques de base sont importants pour comprendre la magnétorésistance géante : *le couplage d'échange* entre les couches minces, qui détermine les orientations relatives des aimantations dans les couches ferromagnétiques, et le *transport électronique* dépendant du spin.

Couplage d'échange inter-couches.

L'effet GMR se produit dans les multicouches dans lesquelles de fines couches de matériau magnétique sont séparées par de fines couches de métaux non magnétiques. Selon l'épaisseur des couches non magnétiques (CNM), les couches magnétiques (CM) se couplent de manière ferromagnétique ou antiferromagnétique. Ainsi, pour de faibles épaisseurs des CNM, les CM se couplent de manière ferromagnétique ; pour de plus grandes épaisseurs des CNM, l'arrangement antiferromagnétique des CM est préféré, puis l'arrangement ferromagnétique à nouveau, et ainsi de suite.

La magnétorésistance géante se produit lorsque les épaisseurs sont choisies de telle sorte que les couches magnétiques adjacentes soient antiferromagnétiques dans un champ appliqué nul, comme le montre la figure 3.4a, c'est-à-dire lorsque le couplage d'échange effectif entre les couches est négatif. L'effet du champ magnétique appliqué est de changer l'orientation relative des couches magnétiques en un alignement parallèle (Fig. 3.4b).

Transport électronique dépendant du spin.

La variation de résistance avec le champ appliqué résulte de la différence de résistivité entre les orientations antiparallèle et parallèle des couches magnétiques. L'arrangement antiparallèle a une résistance élevée car les électrons de spin up sont fortement diffusés par les zones d'aimantation de spin down et vice versa. Par contre, lorsque les couches magnétiques sont alignées de manière ferromagnétique, les électrons de conduction de même spin sont capables de se déplacer à travers l'hétérostructure avec un effet de diffusion minimale, et la résistance globale du matériau est abaissée.

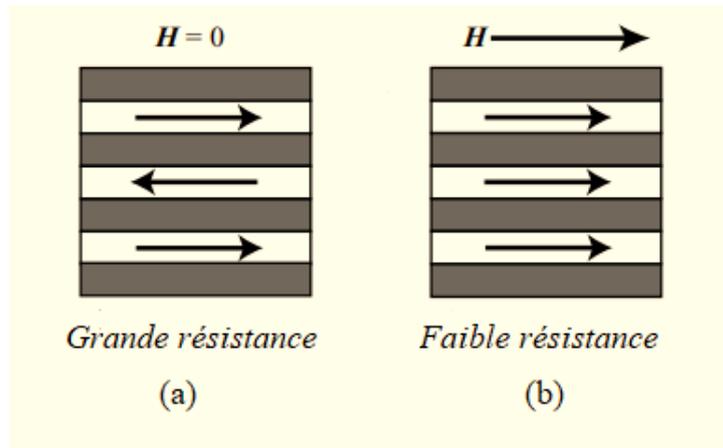


Figure 3.4 : Représentation schématique des états de grande et de faible résistance d'un système GMR multicouches.

La différence entre la diffusion des électrons dans les multicouches alignées de manière antiferromagnétique et leur diffusion dans les multicouches ferromagnétiques peut être comprise à l'aide d'un schéma de structure de bande comme montré sur la figure 3.5 [44].

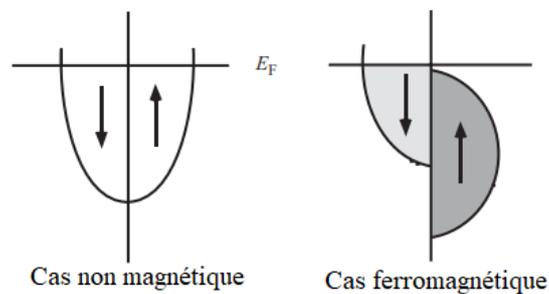


Figure 3.5 : Représentation schématique de la densité d'état d'un métal normal (a) et d'un ferromagnétique semi-métallique.

Comme le montre schématiquement la figure 3.5 il existe, dans un métal normal, un nombre égal d'états de spin ascendant et descendant au niveau de Fermi. Les électrons traversent un métal normal avec une probabilité égale. Dans un métal polarisé en spin, cependant, il y a plus d'états d'une direction de spin que de l'autre au niveau de Fermi. Dans l'exemple particulier illustré à la figure 3.5, seuls les états de spin descendant sont disponibles au niveau de Fermi et, par conséquent, seuls les électrons de spin descendant peuvent traverser le système.

Remarque : un ferromagnétique est dit semi-métallique du fait qu'il est conducteur pour une polarisation de spin donnée, et isolant pour l'autre.

Chapitre 3 : La magnétorésistance

Si les couches magnétiques adjacentes soient magnétisées dans la même direction, les électrons de spin up sont capables de traverser le système, car les états de spin down continuent d'exister au niveau de Fermi. Par conséquent, l'arrangement ferromagnétique a une faible résistance. Cependant si une couche adjacente est alignée de manière antiferromagnétique, les densités d'états de spin up et down sont inversées, ne donnant que des états de spin up au niveau de Fermi. Les électrons de spin down entrant dans la deuxième couche ne trouvent aucun état de spin down disponible au niveau de Fermi et sont donc diffusés. Par conséquent, l'arrangement antiferromagnétique a une résistance élevée.

Comme signalé plus haut, la découverte de la GMR est attribuée conjointement au chercheur français A. Fert et au chercheur allemand P. Grünberg. Le premier a mené ses expériences à la température de l'hélium liquide ($4,2\text{ K}$), alors que le second a travaillé à température ambiante où l'effet observé était beaucoup plus faible.

En fait ces expériences sont l'aboutissement de la théorie de la *spintronique* (ou *électronique de spin*), c'est à dire l'influence de l'orientation du spin de l'électron sur sa mobilité dans un matériau ferromagnétique. Comme tout ce qui concerne le ferromagnétisme, ce phénomène est purement quantique.

Dans sa forme la plus simple, la structure multicouche étudiée comporte deux couches ferromagnétiques au départ (telles que *Fe* ou *Co* ou leurs alliages) séparées par une couche de métal de transition non magnétique (telle que *Cu*), comme illustré par la figure 3.6a.

Les couches magnétiques sont minces (*moins de 10 nm*) et la couche non magnétique est encore plus fine. Les couches sont très fines de manière à n'y avoir qu'un seul domaine magnétique.

Les aimantations des deux couches ferromagnétiques ne sont pas aléatoires ; elles dépendent de l'épaisseur de la couche intermédiaire (*Cu*), car les deux couches sont "couplées" indirectement par l'intermédiaire de cette couche ultrafine. **En l'absence de champ externe**, les deux couches magnétiques sont couplées de manière à ce que leurs aimantations soient antiparallèles ou dans des directions opposées ; cette disposition est également appelée *configuration couplée antiferromagnétiquement*. Nous utiliserons la notation *FNA* pour représenter la configuration antiparallèle, où *N* représente le métal non magnétique.

On peut appliquer un champ magnétique externe à l'une des couches et faire pivoter son aimantation de manière à ce que les deux aimantations **soient maintenant en parallèle**, comme illustré à la figure 3.6c. Cette configuration parallèle est souvent appelée *couche de*

Chapitre 3 : La magnétorésistance

couplage ferromagnétique et est notée **FNF**. Les deux structures ont une différence de résistance géante, d'où le terme de *magnétorésistance géante*. La résistance de la structure **FNA** antiparallèle de la figure 3.6b est **beaucoup plus élevée** que celle de la structure parallèle **FNF** de la figure 3.6c.

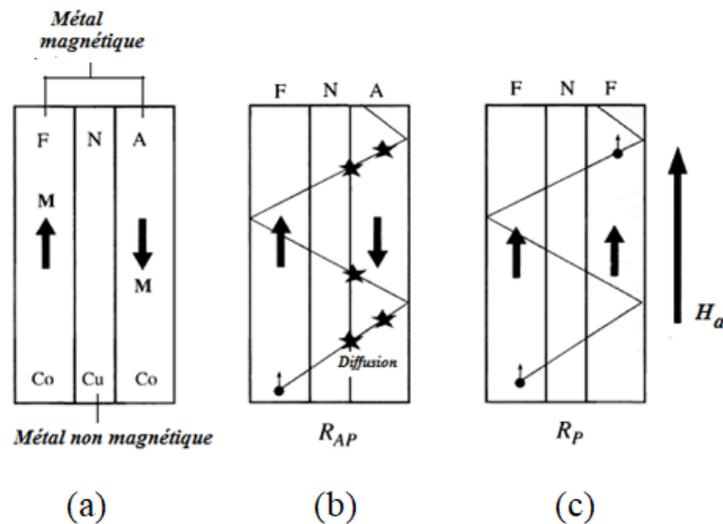


Figure 3.6 : Représentation schématique de l'effet *GMR*. (a) La structure de base à 3 couches (une couche ferromagnétique F, une couche métallique non magnétique, une couche antiferromagnétique A) ; (b) Couches magnétiques (F et A) antiparallèles de grande résistance R_{AP} ; (c) L'application de \vec{H}_a aligne les aimantations et donne une résistance plus faible R_P .

Remarque : Le courant qui traverse cette structure multicouche (parallèlement ou perpendiculairement aux couches) implique des électrons passant d'une couche à une autre à travers les interfaces. Ce sont les électrons d'énergie $E \approx E_F$ (énergie de Fermi) qui interviennent dans la conduction électrique, dont la vitesse moyenne $\langle v \rangle$ est supérieure à la vitesse de dérive $v_d = \mu \mathcal{E} = \frac{e\tau}{m} \mathcal{E}$ de plusieurs ordres de grandeur. Les trajectoires des électrons ne sont donc pas parallèles au flux de courant ou à la densité de courant (et ne doivent pas être confondues avec les lignes de flux de courant).

Considérons la structure antiparallèle FNA (figure 3.6b)

Dans la première couche magnétique (F), les électrons de moment magnétique up (ou de spin \uparrow) subissent très peu de collisions (phénomène de diffusion).

Cependant, lorsque ces électrons arrivent dans la couche A dont l'aimantation est inversée, leurs spins s'inversent (\downarrow) et vont maintenant être fortement diffusés. Ce phénomène de diffusion est surtout important à l'interface N-A (figure 3.6b).

Chapitre 3 : La magnétorésistance

La structure *FNA* antiparallèle a donc une résistance élevée, notée R_{AP} . Au contraire, lorsque les aimantations deviennent parallèles par application de H_a (figure 3.6c), les électrons des deux couches *F* de cette structure *FNF* sont tous des électrons de moment up ou (de spin ↑). La résistance R_p de cette structure parallèle (*FNF*) est inférieure à R_{AP} ($R_p < R_{AP}$). Dans ce type de structure simple composée de trois couches, la variation de résistance est d'environ 10%. Mais, dans les structures multicouches, composées d'une série de couches magnétiques et non magnétiques alternées (par exemple 50 couches alternées magnétiques et non magnétiques ou plus comme de type *FNANFANFA...*), la variation de la résistance peut être impressionnante, dépassant 100% à basse température et 60 à 80% à la température ambiante.

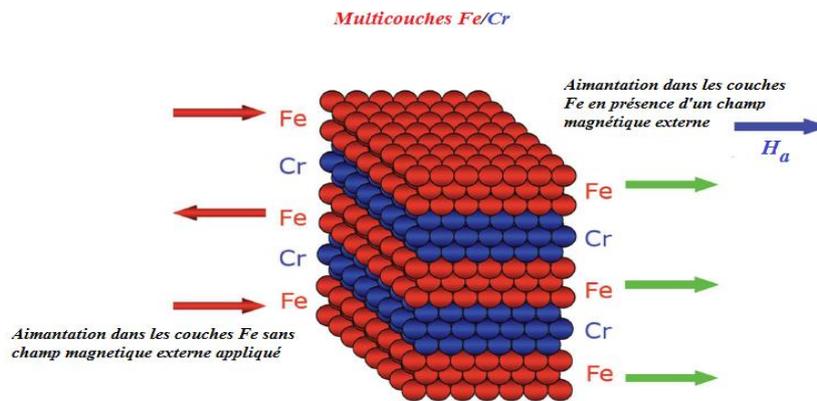


Figure 3.7 : Schéma montrant la formation d'un système multicouches Fe/Cr dans lesquelles l'application d'un champ magnétique provoque l'alignement des spins dans les couches Fe.

Les travaux de recherche ayant conduit à la découverte de l'effet de magnétorésistance géante ont été réalisés par deux groupes sur des échantillons légèrement différents. Le groupe de Fert a utilisé des super-réseaux (Fe(001)/Cr(001)) dans lesquels les couches de Fe et de Cr ont été déposées dans une enceinte sous vide, sur un substrat de GaAs(001) à 20°C et les mesures de magnétorésistance ont été prises à basse température (4,2K). Le travail de Grünberg a été réalisé sur des multicouches de Fe/Cr sur (110)GaAs à température ambiante.

L'effet GMR est mesuré en calculant la variation relative :

$$\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{GMR} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} = \frac{\rho_{AP} - \rho_P}{\rho_P} \quad (3.2)$$

L'effet *GMR* peut être mesuré soit en faisant passer un courant qui circule dans le plan des couches, soit perpendiculairement à ce plan. La plupart des expériences utilisent la première configuration, dans ce que l'on appelle les mesures de courant dans le plan (configuration *CIP* : *Current In Plane*) ; mais la plus grande variation de résistance est observée pour les courants perpendiculaires au plan des couches (configuration *CPP* : *Current Perpendicular to Plane*).

Chapitre 3 : La magnétorésistance

Le tableau 3.2 résume les valeurs généralement rapportées $\left(\frac{\Delta R}{R_p}\right)_{GMR}$ pour l'effet GMR dans les couches simples à 3 composantes et les multicouches.

Echantillon	Structure et épaisseur des couches	$\Delta R/R_p$ (%)	Température (K)
CoFe/Cu/CoFe	Tri-couches	4 – 7	300
NiFe/Cu/Co	Tri-couches : 10/2,5/2,2 nm	4,6	300
Co ₉₀ Fe ₁₀ /Cu/Co ₉₀ Fe ₁₀	Tri-couches : 4/2,5/0,8 nm	7	300
[Co/Cu] ₁₀₀	Multicouches : 100 couches de Co/Cu : 1 nm/1 nm	80	300
[Co/Cu] ₆₀	Multicouches : 60 couches de Co/Cu : 0,8 nm/0,83nm	115	4,2

Tableau 3.2 : Exemples de structures multicouches donnant différentes valeurs de la magnétorésistance

Cas où l'angle θ entre les aimantations \vec{M}_1 et \vec{M}_2 dans les deux couches magnétiques est différent de zéro : $\theta \neq 0^\circ$.

La résistance de la structure dépend dans ce cas de θ , avec une résistance minimale pour $\theta = 0^\circ$ (structure *FNF*) et une valeur maximale pour $\theta = 180^\circ$ (structure *FNA*), comme montré sur la figure 3.6. La variation relative de résistance dépend alors de θ suivant la relation :

$$\left(\frac{\Delta R}{R_p}\right) = \left(\frac{\Delta R}{R_p}\right)_{max} \left(\frac{1-\cos\theta}{2}\right) \quad (3.3)$$

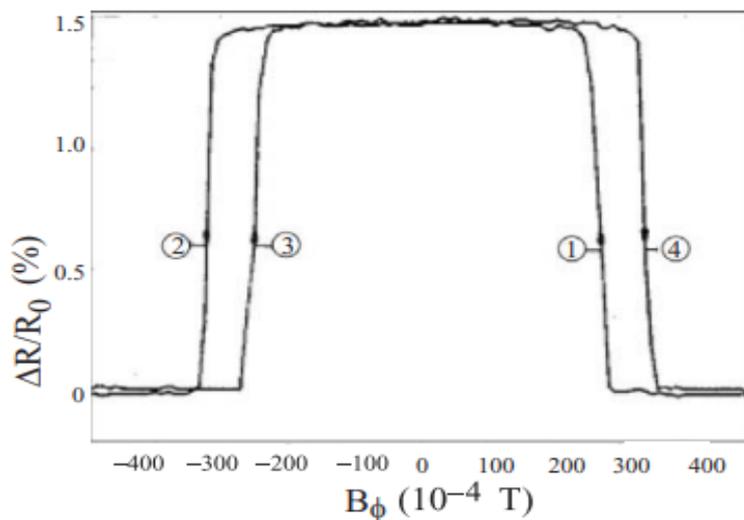


Figure 3.8 : GMR à T = ambiante dans une structure contenant 3 couches de Fe séparés par Cr (Pour les détails de la figure consulter la référence [43]).

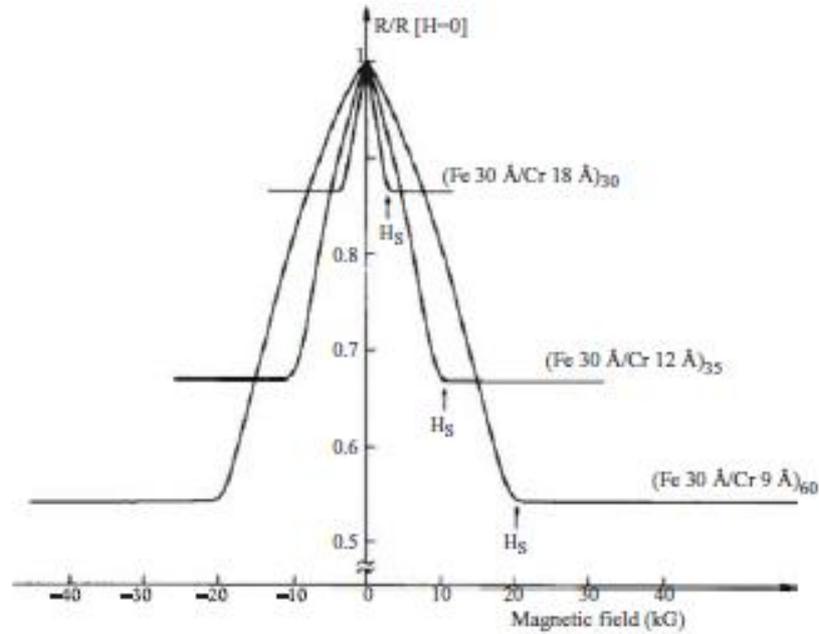


Figure 3.9 : Mesures de GMR dans 3 structures Fe/Cr à $T = 4,2$ K, le courant et le champ magnétique appliqué sont dans le plan des couches. ($1 \text{ kG} = 0,1 \text{ T}$). On constate que la variation de résistance est de 80% environ pour une épaisseur de Cr égale à 9 \AA . (D'après [42]).

Comme attendu, on voit que $\left(\frac{\Delta R}{R_p}\right)$ est maximale pour $\theta = 180^\circ$. Les figures 3.8 et 3.9 représentent les premières expériences de GMR, menées par Grünberg à $T = 300 \text{ K}$ et par Fert à $T = 4,2 \text{ K}$.

3.4.2. Théorie de la GMR

On peut réécrire l'équation (3.2) sous la forme suivante plus simple :

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow}}{R_{\uparrow\uparrow}} \quad (3.4)$$

Où $R_{\uparrow\uparrow} = R_p$ et $R_{\uparrow\downarrow} = R_{AP}$.

Le transport électronique dans une structure métallique donnée peut être traité en faisant appel à l'équation de Boltzmann semi-classique [45]. Cette équation, très connue, est utilisée pour décrire le transport des électrons dans un métal ou une couche métallique, en particulier. Nous utiliserons cette équation dans le cadre du modèle de Fuchs et Sondheimer qui permet de déterminer la relation étroite qui existe entre la conductivité électrique d'une couche mince et son épaisseur [46, 47]. La théorie de Boltzmann décrit la distribution des électrons du métal,

Chapitre 3 : La magnétorésistance

de vecteur d'onde \vec{k} au point \vec{r} de l'espace à l'aide de la fonction de distribution $f_k(\vec{r})$. Cette fonction de distribution varie en fonction du temps à cause des processus de diffusion des électrons par différents phénomènes (phonons, imperfections du réseau, impuretés, etc.) et à cause de l'effet d'entraînement dû au champ électrique appliqué.

Si on note $f_k(\vec{r}) = f$ (pour simplifier), \vec{v}_k la vitesse d'un électron, E_k son énergie, e sa charge électrique, et \vec{E} le champ électrique appliqué, l'équation de Boltzmann s'écrit en régime stationnaire (c'est-à-dire pour $\frac{\partial f}{\partial t} = 0$) :

$$\vec{v}_k \nabla_{\vec{r}} f + e \left(\frac{\partial f}{\partial E_k} \right) \vec{v}_k \vec{E} = - \left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_{coll} \quad (3.5)$$

Où $\left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_{coll}$: représente l'effet des collisions (diffusions) sur les phonons, les imperfections et les défauts.

Dans le cas d'une géométrie CIP (Current In Plane), voir la figure 3.10a, où le courant circule *parallèlement* aux couches, le champ électrique \vec{E} sera homogène dans toutes les couches, ce qui simplifie beaucoup l'équation (3.5). Dans le cas d'une géométrie CPP (Current Perpendicular to Plane), voir la figure 3.10b, le champ électrique diffère d'une couche à l'autre. On trouvera une étude détaillée de la géométrie CIP dans [48] et un traitement de la géométrie CPP est bien expliqué dans [49]. La configuration (ou géométrie) CIP a été utilisée par Fert et Grünberg dans leurs expériences originales sur la GMR.

En ce qui nous concerne, nous nous focaliserons beaucoup plus sur la configuration CIP.

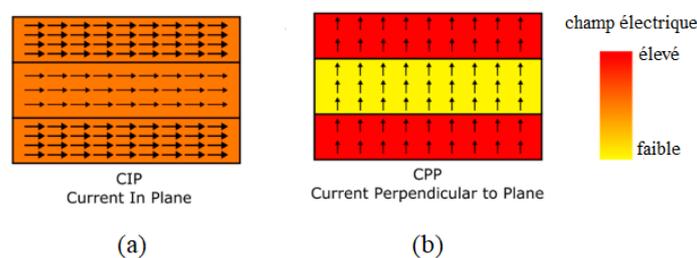


Figure 3.10 : Système de couches dans les configurations CIP (a) et CPP(b). Dans la configuration CIP, le champ électrique est homogène mais la densité de courant (représentée par des flèches) ne l'est pas ; dans la configuration CPP, \vec{E} est inhomogène (variable) et la densité de courant est constante (D'après [45]).

Chapitre 3 : La magnétorésistance

En supposant que le champ électrique introduit une faible perturbation dans la distribution des électrons, on peut alors écrire leur fonction de distribution sous la forme : $f = f^0 + g$, où $g = g_{\vec{k}}(\vec{r}) = f - f^0$ représente la déviation par rapport à la fonction de distribution à l'équilibre $f^0 = f_{\vec{k}}^0(\vec{r})$, qui est en fait la fonction de distribution bien connue de Fermi-Dirac $f^0 = 1/[1 + \exp(E_k - E_F/k_B T)]$.

Dans l'hypothèse du temps de relaxation on part du principe que si la cause de la perturbation cesse (qui est ici le champ électrique), alors le système retourne en un certain temps à son état antérieur (qui est un état d'équilibre). Lors de la suppression du champ appliqué, le système de particules (électrons) se trouve dans un état transitoire hors équilibre, mais quand ce champ n'agit plus du tout, ce système doit revenir à l'état d'équilibre grâce aux collisions : *ces collisions assurent donc le retour à l'état d'équilibre perturbé par l'application du champ électrique*. L'hypothèse la plus simple que l'on puisse imaginer pour décrire l'évolution de ce processus de relaxation est de poser que la vitesse de rétablissement de l'équilibre est proportionnelle à l'écart $[f(\vec{k}, \vec{r}, t) - f_0(\vec{k}, \vec{r})]$ par rapport à l'état d'équilibre. On écrit donc :

$$\left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_{coll} = - \frac{f_{\vec{k}}(\vec{r}) - f_{\vec{k}}^0(\vec{r})}{\tau(\vec{k})} = - \frac{f - f^0}{\tau} = - \frac{g}{\tau} \quad (3.6)$$

L'équation (3.6) est connue sous l'appellation d'*approximation du temps de relaxation* pour le terme de collision. Elle permet de simplifier l'équation de Boltzmann sous la forme d'une équation différentielle linéaire aux dérivées partielles :

$$\vec{v}_k \nabla_{\vec{r}} g + e \vec{E} \vec{v}_k \left(\frac{\partial f}{\partial E_k} \right) = - \frac{g}{\tau} \quad (3.7)$$

Le temps de relaxation $\tau(\vec{k}) = \tau$ est temps de retour du système à l'équilibre ; il correspond également au temps moyen qui sépare deux collisions successives subies par les électrons. Sachant que τ est une grandeur positive, le signe moins devant le second membre de l'équation (3.7) caractérise le retour du système à l'état d'équilibre.

Dans leur étude sur la CIP, Hood et Falicov [48] utilisent la réflexion des électrons sur les deux surfaces externes du système de multicouches, en introduisant comme Fuchs et Sondheimer [46, 47] le paramètre spéculaire p . Ce paramètre est compris entre 0 et 1 ; si $p = 0$, les réflexions sont dites diffuses, alors qu'elles sont appelées réflexions spéculaires si $p = 1$. La figure 3.11 donne une représentation schématique de ces deux processus de diffusion dans une couche mince métallique limitée par ses deux surfaces externes.

Chapitre 3 : La magnétorésistance

La réflexion **spéculaire** a lieu au niveau des surfaces *absolument planes* à l'échelle atomique (l'analogie est la réflexion d'un rayon lumineux par un miroir parfaitement plan) alors que la dispersion ou réflexion **diffuse** a lieu au niveau des surfaces *rugueuses* à l'échelle atomique. La réflexion spéculaire ($p = 1$) se fait sans changement d'énergie ; c'est un évènement dans lequel la composante de la quantité de mouvement de l'électron perpendiculaire à la surface est inversée (change de signe), alors que sa composante tangentielle est conservée, ce qui ne produit aucun effet sur la résistivité électrique de la couche mince. Par contre, la dispersion diffuse ($p = 0$) est imprévisible et a lieu avec une perte plus ou moins importante d'énergie ; la quantité de mouvement électronique après-diffusion peut avoir une direction aléatoire ce qui se traduit par une augmentation de la résistivité électrique.

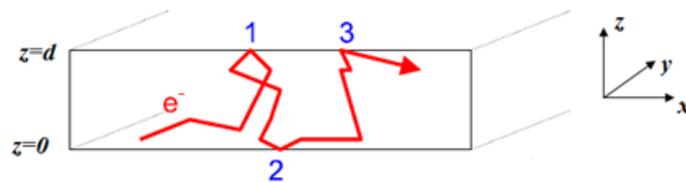


Figure 3.11 : Représentation schématique de la trajectoire d'un électron dans une couche métallique d'épaisseur d sous l'influence d'un champ électrique appliqué suivant la direction x . Les réflexions (1) et (2) sont des réflexions spéculaires, et (3) est une réflexion diffuse.

On trouvera une étude détaillée du modèle de Fuchs-Sondheimer dans le mémoire de Master de M. Madani [50].

Dans un système de multicouches métalliques, en plus des deux surfaces externes S_1 et S_2 , il peut exister plusieurs interfaces $I_1, I_2, \dots, I_i, \dots$, séparant les différentes couches internes (figure 3.12).

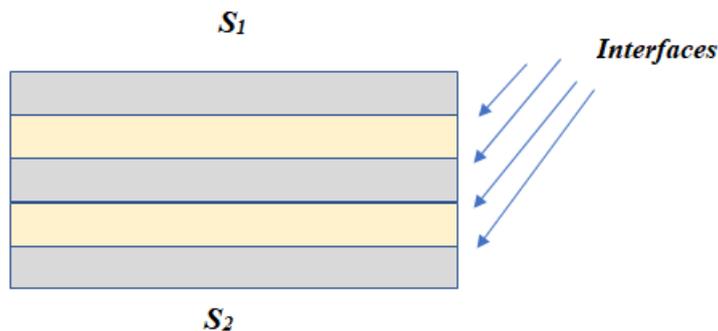


Figure 3.12 : Système multicouches montrant les surfaces externes (S_1 et S_2) et les interfaces.

Chapitre 3 : La magnétorésistance

De même, au niveau d'une interface donnée dans un système multicouches comme celui représenté sur la figure 3.12, les électrons subissent des réflexions et des transmissions caractérisées, respectivement, par un coefficient de réflexion R et un coefficient de transmission $T = I - R$, qui peuvent également être de nature spéculaire ou diffuse, et ce phénomène est aussi caractérisé par un paramètre « spéculaire » noté D et tel que $0 < D < I$. Ce paramètre est en fait le coefficient de diffusion au niveau d'une interface. On devrait en principe écrire : $T + R + D = I$. Par ailleurs, Hood et Falicov [48] ont examiné les cas où les temps de relaxation τ sont identiques pour toutes les couches et tous les spins, où les *couches magnétiques* ont la même épaisseur d_F et les électrons la même masse effective m^* . Ils trouvent alors les résultats suivants :

- $\frac{\Delta R}{R}$ augmente quant le paramètre spéculaire p au niveau des surfaces externes (S1 et S2) augmente, tant que la diffusion au niveau des interfaces n'est pas totalement spéculaire pour les deux types de spin;
- $\frac{\Delta R}{R}$ a en général une valeur assez faible, tant que le type de diffusion au niveau des interfaces pour les deux types de spin est le même, c'est-à-dire que le paramètre S pour les spins up est égal au paramètre D pour les spins down : $D_{\uparrow} = D_{\downarrow}$;
- La dépendance de $\frac{\Delta R}{R}$ vis-à-vis de l'épaisseur d_F des couches magnétiques est en général dépendante des paramètres de diffusion (p et S). De plus, si l'épaisseur d'une *couche non magnétique* notée d_s devient de plus en plus grande, $\frac{\Delta R}{R}$ tend vers zéro :
$$\lim_{d_s \rightarrow \infty} \frac{\Delta R}{R} = 0 ;$$
- $\frac{\Delta R}{R}$ augmente avec l'augmentation du temps de relaxation jusqu'à un maximum, puis reste constant, ; il peut également diminuer si la différence entre les paramètres S_{\uparrow} et S_{\downarrow} est grande.

Le modèle des deux courants

Transport électronique dans un matériau ferromagnétique

Dans le cas d'un matériau ferromagnétique, comme les métaux de transition $3d$, les électrons d voient leurs spins soumis à un couplage inter-électrons. Ce couplage favorise un alignement de leurs spins via l'énergie d'échange E_{d-d} . Il mène à l'apparition d'une aimantation non-nulle pour une température inférieure à la température de Curie T_C , ce qui correspond à la présence d'une population d'électrons d de spin majoritaire. Ces électrons participent peu au

Chapitre 3 : La magnétorésistance

transport électronique, disposant d'une masse effective plus importante [51]. Néanmoins, l'aimantation d'un matériau influe fortement sur le transport électronique. L'influence de celle-ci est présentée ci-après, s'appuyant sur le modèle proposé par N. Mott [51] et exploité par A. Fert et I. A. Campbell [52] en 1967 pour le cas de la magnétorésistance géante.

Le caractère ferromagnétique d'un matériau influe fortement sur le transport électronique via l'hybridation des états s et d [53]. Ce sont les électrons s qui participent au transport électronique, néanmoins les états et bandes électroniques participant à la conduction correspondent à des hybridations entre les orbitales s et d , comme détaillé plus loin. Une conséquence notable de la présence de l'aimantation consiste en l'apparition de deux orientations de spins prédominantes dans les populations d'électrons conducteurs. En effet, comme démontré expérimentalement par I.A. Campbell *et al.* [52] dans le cas du fer, la conduction électronique peut être ramenée à deux canaux de conduction, pour lesquels les électrons disposent d'une orientation de spin colinéaire à l'aimantation. Ainsi le modèle de conduction qui en découle, appelé aujourd'hui modèle de Mott [51], se base sur l'existence de deux populations d'électrons de conduction : les électrons s de spin majoritaires (c'est-à-dire de spin parallèle à l'aimantation, noté *up* ou \uparrow) et minoritaires (de spin antiparallèle à l'aimantation, noté *down* ou \downarrow).

Les origines de l'effet GMR et de l'effet AMR ne sont pas très différentes, de sorte qu'un certain nombre de concepts physiques de base pour la compréhension de l'effet GMR ont été proposées depuis plusieurs décennies. L'une des idées de base, repose sur la proposition de Mott [51] qui consiste à décomposer le courant électronique de conduction en deux canaux de spin distincts pouvant être traités comme indépendants : *c'est le modèle des deux courants*. Ainsi, la conductivité électrique dans les métaux peut être décrite en considérant deux composantes, l'une correspondant aux électrons de spin up (\uparrow) notée σ^\uparrow , et l'autre aux électrons de spin down (\downarrow) σ^\downarrow : la loi d'Ohm microscopique s'écrit en effet $\vec{J} = (\sigma^\uparrow + \sigma^\downarrow)\vec{E}$.

Nous allons maintenant rappeler la structure des bandes d d'un matériau non magnétique et ferromagnétique. Le schéma simplifié de la figure 3.13 représente la structure de bandes d d'un non magnétique (NM).

Dans un métal normal, il existe un nombre égal d'états de spin up et down au niveau de Fermi (figure 3.13) ; par conséquent, les électrons à spin up et down traversent le métal normal avec une probabilité égale. En d'autres termes, le nombre d'électrons de spin up est égal au nombre d'électrons de spin down.

Chapitre 3 : La magnétorésistance

Dans un métal polarisé en spin, tel qu'un ferromagnétique (FM), il existe plus d'états dans une direction de spin donné (up ou down) au niveau de Fermi (figure 3.14). La densité d'états au niveau de Fermi est différente pour les électrons de spin up et down.

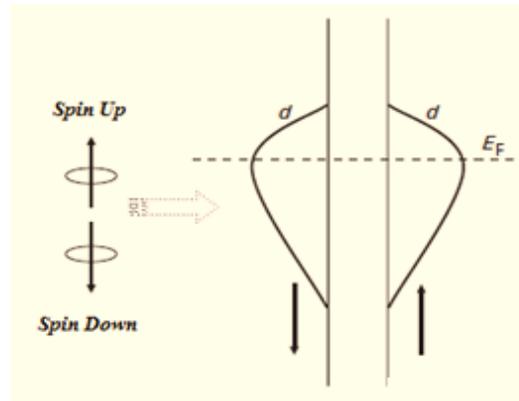


Figure 3.13 : Structure des bandes d'énergie d au niveau de Fermi d'un métal non magnétique (*métal normal*). Le nombre d'électrons de spin up est égal au nombre d'électrons de spin down [D'après D.D. Tang et Y-J. Lee, *Magnetic Memory : Fundamentals and Technology*, Cambridge University Press, 2010].

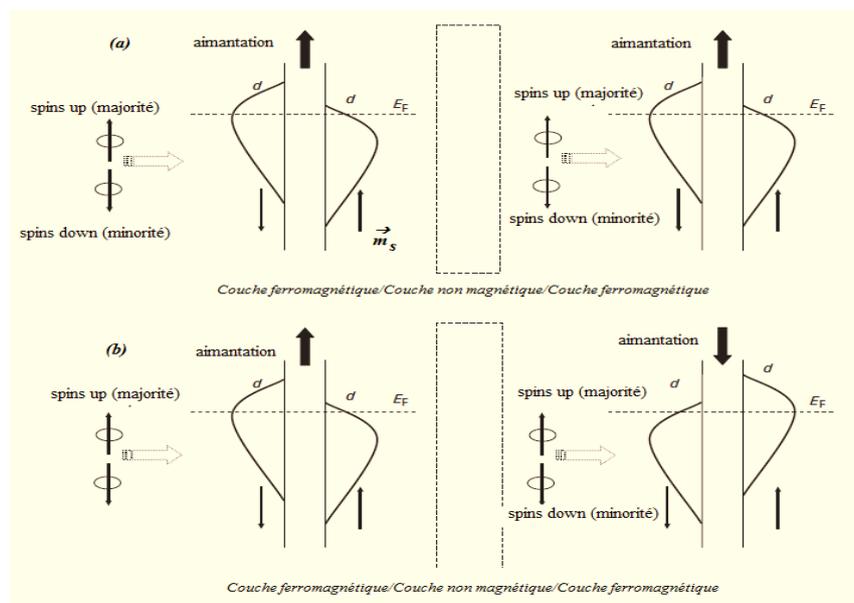


Figure 3.14 : Structure de bandes d'énergie d'une structure F/NM/F. (a) Les aimantations des 2 couches sont parallèles. (b) Les aimantations des 2 couches sont antiparallèles [D'après D.D. Tang et Y-J. Lee, *Magnetic Memory : Fundamentals and Technology*, Cambridge University Press, 2010].

Dans le cas général, les électrons de spins majoritaires (dans lesquels le spin des électrons est parallèle à la direction d'aimantation du ferromagnétique) subissent de faibles diffusions. De plus, les électrons de spins minoritaires (dans lesquels le spin des électrons est antiparallèle à la direction des aimantations du ferromagnétique) sont l'objet d'une forte diffusion. Par conséquent, les résistances associées aux deux types d'électrons sont différentes.

Chapitre 3 : La magnétorésistance

La figure 3.15 montre le même système pour lequel sont également représentés les schémas des résistances équivalentes des couches magnétiques.

Commentaires de la figure 3.15a

Les électrons à spin up sont **faiblement diffusés** (ou dispersés) et les électrons à spin down sont **fortement diffusés** dans les deux couches ferromagnétiques, *parce que les spins up sont de même sens que l'aimantation, et les spins down l'inverse.*

La résistance peut être modélisée par **deux petites résistances** R^\uparrow représentant la conduction par les électrons de spin up, et par **deux grandes résistances** R^\downarrow représentant la conduction par les électrons de spin down. Dans cette modélisation, on néglige la résistance de la couche intermédiaire (*métal non magnétique*).

La résistance due aux spins up est égale à la somme : $(R^\uparrow + R^\uparrow)$.

La résistance due aux spins down est égale à la somme : $(R^\downarrow + R^\downarrow)$.

Les résistances $(R^\uparrow + R^\uparrow)$ et $(R^\downarrow + R^\downarrow)$ sont en parallèle.

La résistance équivalente R_P est :

$$R_P = 2 \frac{R^\uparrow R^\downarrow}{R^\downarrow + R^\uparrow} \quad (3.8)$$

Avec : $R^\uparrow < R^\downarrow$.

Commentaires de la figure 3.15b

- Les électrons à spin up sont fortement diffusés parce qu'ils sont de sens contraire à \vec{M} dans la couche (1). La résistance qui leur est associée est R^\downarrow . Quand ils pénètrent dans la couche (2), ils sont de même sens que \vec{M} et la résistance qui leur est associée est R^\uparrow .

- les spins down qui pénètrent dans (1) ont même sens que \vec{M} \rightarrow ils sont faiblement diffusés et restent des spins down ; la résistance associée est R^\uparrow . Quand ils pénètrent dans la couche (2), ils sont fortement diffusés parce que \vec{M} est de sens contraire. La résistance qui leur est associée est R^\downarrow .

La résistance due aux spins up est égale à la somme : $(R^\downarrow + R^\uparrow)$.

La résistance due aux spins down est égale à la somme : $(R^\uparrow + R^\downarrow)$.

Chapitre 3 : La magnétorésistance

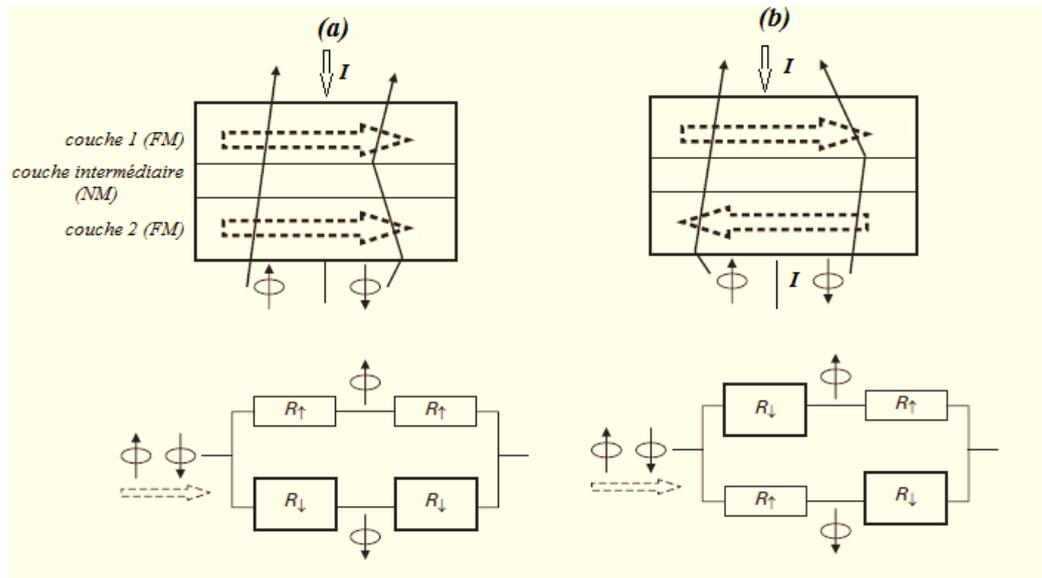


Figure 3.15 : Transport électronique dans une structure tri-couche. Les aimantations des 2 couches ferromagnétiques sont parallèles.

(b) Les aimantations des 2 couches ferromagnétiques sont antiparallèles
 Dans les 2 cas, le schéma électrique équivalent est représenté en dessous [D'après D.D. Tang et Y-J. Lee, *Magnetic Memory : Fundamentals and Technology*, Cambridge University Press, 2010].

La résistance équivalente R_{AP} est :

$$R_{AP} = \frac{1}{2}(R^{\downarrow} + R^{\uparrow}) \quad (3.9)$$

On peut montrer que la différence entre les deux cas est donnée par :

$$\Delta R = R_{AP} - R_p = \frac{1}{2} \frac{(R_{\uparrow} - R_{\downarrow})^2}{R_{\uparrow} + R_{\downarrow}} \quad (3.10)$$

Et

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{AP} - R_p}{R_p} = \frac{(R_{\uparrow} - R_{\downarrow})^2}{4R_{\uparrow}R_{\downarrow}} \quad (3.11)$$

L'équation (3.11) est également valable dans le cas CIP.

Ustinov et Kravstov ont présenté une théorie unifiée de la CIP-GMR et de la CPP-GMR basée sur l'équation de Boltzmann [54]. Ils ont trouvé que la valeur de la CPP-GMR était plus importante que celle de la CIP-GMR dans la plupart des cas, sans pour autant définir une relation exacte entre ces deux valeurs. Ils ont également montré que la GMR existe même si les couches magnétiques ne sont pas alignées de manière antiparallèle lorsque le champ magnétique est nul, dans le cas où l'angle entre les aimantations (antiparallèles) dépasse un angle critique. Par contre, ils ont trouvé que la dépendance de la GMR vis-à-vis du champ magnétique appliqué dans les cas CIP et CPP était différente : alors que la relation suivante a

Chapitre 3 : La magnétorésistance

été trouvée dans le cas CIP : $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{CIP}(H) = \frac{R(H=0)-R(H)}{R(H)} < \mu^2$, avec $\mu = \frac{M(H)}{M_{sat}}$ étant l'aimantation relative, aucune limite de cette sorte n'a été trouvée dans le cas CPP.

Cependant, le modèle Valet-Fert [49] permet d'expliquer cette différence entre les cas CIP et CPP par les effets d'accumulation de spin spécifiques de la situation CPP. La longueur d'échelle des phénomènes de transport dans le cas CPP devient la *longueur de diffusion de spin* l_s , nettement plus grande que le libre parcours moyen λ impliqué dans la géométrie CIP.

Comme indiqué plus haut, Mott [51] stipule que le courant de conduction dans les métaux ferromagnétiques peut être décomposé en deux types de porteurs, à savoir un courant majoritaire et un courant minoritaire. Il a supposé que le spin des porteurs de charge est préservé et que, même lorsque les électrons sont diffusés au niveau des défauts, aucun processus de retournement de spin (*spin flip*) ne se produit. De telles transitions spin flip ont lieu lors de collisions avec des magnons (ou *ondes de spin*) et leur vitesse est faible à des températures sensiblement inférieures à la température de Curie T_C [55] en raison de la faible densité de magnons.

Les magnons ou ondes de spin sont des quasi-particules de spin égal à 1 et, par conséquent, la création (l'annihilation) d'une onde de spin lors d'une collision avec un électron conduit à un basculement du spin de l'électron. Étant donné que la création (annihilation) des ondes de spin implique l'énergie des ondes de spin, il s'agit d'un processus inélastique qui n'est important qu'à des températures élevées.

Ce modèle suppose que la conduction s'effectue presque exclusivement à l'aide des électrons s en raison de la masse effective beaucoup plus grande des électrons d .

La figure 3.16 donne une représentation très schématique d'une structure de bande typique pour les métaux de transition magnétiques. Les électrons sont donc de deux types, les électrons (majoritaires) de spins parallèles à l'aimantation et les électrons (minoritaires) de moments de spin opposés à cette aimantation. La bande d des spins majoritaires se situe en-dessous du niveau de Fermi (E_F) et est complètement occupée à des températures suffisamment basses, tandis que la bande des spins minoritaires croise E_F . Cette représentation s'applique bien aux ferromagnétiques forts comme Co et Ni et, dans une moindre mesure, à Fe avec une densité d'état des majoritaires au niveau de Fermi certes plus faible mais toujours significative.

Chapitre 3 : La magnétorésistance

La conductivité totale σ est donc la somme des contributions dues aux spins majoritaires et minoritaires (σ^+ et σ^- , respectivement). Ces contributions ont pour expression :

$$\sigma^{+,-} = n_s e^2 \tau_s^{+,-} / m_s^* \quad (3.12)$$

Dans l'expression (3.12), n_s , τ_s et m_s^* sont la densité, le temps de relaxation et la masse effective des électrons de conduction $4s$, respectivement. Les signes (+) et (-) sont relatifs aux porteurs majoritaires et minoritaires, respectivement. En toute rigueur, n_s , m_s^* et τ_s dépendent tous trois du spin, mais la dépendance de τ_s est la plus importante car elle affecte beaucoup plus fortement la diffusion des électrons. En effet, on peut montrer que la probabilité de diffusion par les impuretés (l'inverse du temps de relaxation) est donnée par :

$$\frac{1}{\tau_s^{+,-}} = \frac{2\pi}{\hbar} N_i (V^{+,-})^2 D^{+,-}(E_F) \quad (3.13)$$

Où N_i , V , et $D(E_F)$ sont respectivement, la densité d'impuretés, le potentiel de diffusion, et la densité d'états au niveau de Fermi. Dans cette équation, on voit bien que le potentiel V et la densité d'états dépendent du spin. De plus, on constate que $\tau_s^{+,-}$ est très faible pour des valeurs élevées du potentiel de diffusion et diminue lorsque le nombre d'états final augmente (c'est-à-dire lorsque $D(E_F)$ augmente).

Lorsque les porteurs minoritaires sont diffusés, des transitions peuvent avoir lieu vers les états ou niveaux d'énergie vides dans les bandes $4s^-$ et $3d^-$. En première approximation, on suppose que les probabilités de diffusion associées peuvent être additionnées, si bien qu'on peut écrire que les résistivités correspondantes le sont aussi :

$$\rho^- = \rho_{ss}^- + \rho_{sd}^- \quad (3.14)$$

Il faut remarquer que la densité d'états du niveau $3d^-$ est beaucoup plus grande que celle du niveau $4s^-$, ce qui implique que ρ_{sd}^- est grande devant ρ_{ss}^- . En d'autres termes, la branche inférieure du circuit de la figure 3.17 est dominée par ρ_{sd}^- . Une relation similaire à (3.14) peut être écrite pour les porteurs majoritaires, de telle façon que la résistivité totale sera donnée par :

$$\rho = \frac{\rho^+ \rho^-}{\rho^+ + \rho^-} \quad (3.15)$$

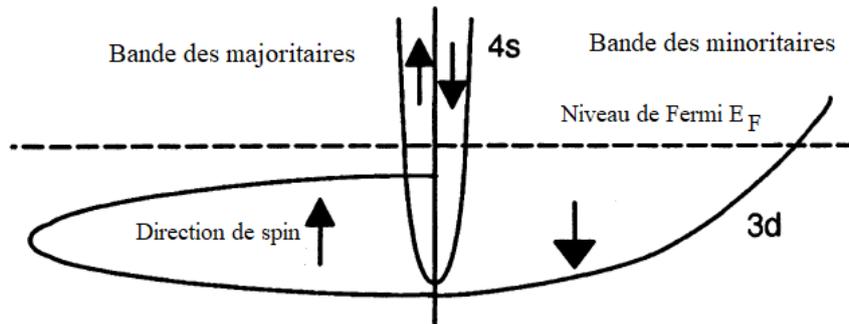


Figure 3.16 : Représentation (très) schématique de la structure de bande d'un métal de transition fortement ferromagnétique (comme Ni et Co).

Les porteurs majoritaires $4s^+$ ne peuvent passer que vers d'autres états $4s^+$ car les niveaux $3d^+$ sont complètement remplis. En raison de la symétrie de la bande s pour les deux types de spin, on a $\rho_{ss}^- = \rho_{ss}^+$, de sorte que la majeure partie du courant est transportée par les électrons $4s^+$ dans les éléments magnétiques purs, c'est-à-dire que $\alpha = \rho^- / \rho^+ > 1$. Ce qui implique que le facteur α est très grand pour Co et Ni, et beaucoup moins pour Fe.

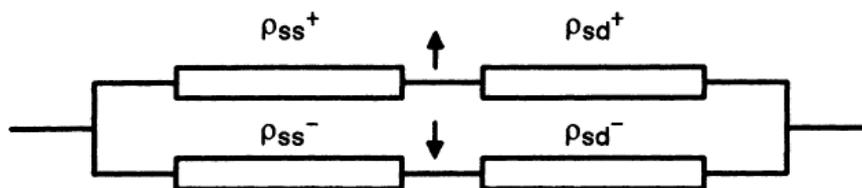


Figure 3.17 : Le modèle des deux courants.

ρ_{ss}^+, ρ_{sd}^+ : contributions des porteurs majoritaires à la résistivité suite aux transitions dans les bandes s et d .

ρ_{ss}^-, ρ_{sd}^- : contributions des porteurs minoritaires à la résistivité suite aux transitions dans les bandes s et d .

Démonstration : $\rho^- = \rho_{ss}^- + \rho_{sd}^- \approx \rho_{sd}^-$ (on a écrit plus haut que $\rho_{sd}^- > \rho_{ss}^-$) et $\rho^+ = \rho_{ss}^+ + \rho_{sd}^+ \approx \rho_{ss}^+ = \rho_{ss}^-$ (à cause de la symétrie de la bande s).

Donc $\begin{cases} \rho^- \approx \rho_{sd}^- \\ \rho^+ \approx \rho_{ss}^- < \rho_{sd}^- \end{cases} \Rightarrow \rho^- > \rho^+, \text{ et } \alpha = \rho^- / \rho^+ > 1.$

Diffusion par les magnons et les phonons

Dans les métaux, la diffusion des porteurs se fait principalement sur les magnons et les phonons aux températures relativement élevées et, pour des températures en-dessous de T_C , sur les impuretés et les autres types de défauts.

Chapitre 3 : La magnétorésistance

Si on élève la température, les phénomènes de diffusion sur les magnons (ou ondes de spin) et sur les phonons deviennent de plus en plus importants et conduisent à un retournement de spin de plus en plus probable. C'est-à-dire que certains spins vont passer du type spin up (\uparrow) à la situation de spin down (\downarrow) à cause de la diffusion ; le phénomène inverse se produit pour les spins down (\downarrow) : c'est ce qu'on appelle le *spin flip* ($\uparrow \leftrightarrow \downarrow$ ou $\downarrow \leftrightarrow \uparrow$). En réalité, il existe d'autres sources du phénomène de spin flip. Par exemple, dans les multicouches magnétiques, certains des atomes magnétiques peuvent pénétrer dans la couche non magnétique (spacer) pour former des impuretés magnétiques. Lorsqu'un électron est diffusé par une impureté magnétique, les spins de l'électron et celui de l'impureté peuvent s'échanger à condition que le spin de l'impureté soit libre de tourner. C'est le cas lorsque le spin de l'impureté n'est pas fortement couplé aux spins des couches ferromagnétiques, c'est-à-dire lorsque l'impureté n'est pas proche de l'interface ferromagnétique/spacer. Enfin, lorsque des impuretés à forte interaction spin-orbite, telles que l'or (Au), sont présentes dans la multicouche, le spin d'un électron incident sur une telle impureté peut être inversé du fait de l'interaction spin-orbite.

Il faut noter, que ces processus de retournement de spin (spin flip) où les spins up et down sont mélangés, contribuent à diminuer le rapport GMR.

Expression de la résistivité en cas de spin flip

Ecrivons que la variation de la quantité de mouvement du porteur de charge soumis à un champ électrique \vec{E} est le produit de la variation de la probabilité de diffusion ($1/\tau$) et de la quantité de mouvement $\vec{p} = m^* \vec{v}$. Par projection de $d\vec{p}/dt = \vec{F}$ sur l'axe portant \vec{E} , on obtient, respectivement pour les spins up et les spins down, :

$$\begin{cases} -eE = \frac{1}{\tau_{\uparrow}} m^* v_{\uparrow} + \frac{1}{\tau_{\downarrow\uparrow}} m^* (v_{\uparrow} - v_{\downarrow}) \\ -eE = \frac{1}{\tau_{\downarrow}} m^* v_{\downarrow} + \frac{1}{\tau_{\uparrow\downarrow}} m^* (v_{\downarrow} - v_{\uparrow}) \end{cases} \quad \begin{array}{l} m^* \text{ est la masse effective des électrons.} \\ (3.16) \end{array}$$

Où τ_{\uparrow} et τ_{\downarrow} sont les temps de relaxation des spins up et down, respectivement n'ayant pas subi de spin flip après la diffusion. Le retournement de spins et les collisions électron-électron sont caractérisés par les temps de relaxation $\tau_{\downarrow\uparrow}$ et $\tau_{\uparrow\downarrow}$ [56]. $\tau_{\downarrow\uparrow}$ est la durée moyenne au bout de laquelle se fait le retournement de spin $\uparrow \leftrightarrow \downarrow$, et $\tau_{\uparrow\downarrow}$ la durée moyenne au bout de laquelle se fait le retournement de spin $\downarrow \leftrightarrow \uparrow$. En général $\tau_{\uparrow\downarrow} > \tau_{\downarrow\uparrow}$. Les résistivités associées s'écrivent :

$\rho_{\uparrow} = \frac{m^*}{ne^2\tau_{\uparrow}}$ et $\rho_{\downarrow} = \frac{m^*}{ne^2\tau_{\downarrow}}$ pour les spins up et down, respectivement. De ces expressions, on tire les temps de relaxation :

Chapitre 3 : La magnétorésistance

$$\begin{cases} \frac{1}{\tau_{\uparrow}} = \frac{ne^2}{m^*} \rho_{\uparrow} = \frac{ne^2}{m^*} [\rho_{\uparrow}(0) + \rho'_{\uparrow}(T)] \\ \frac{1}{\tau_{\downarrow}} = \frac{ne^2}{m^*} \rho_{\downarrow} = \frac{ne^2}{m^*} [\rho_{\downarrow}(0) + \rho'_{\downarrow}(T)] \end{cases} \quad (3.17)$$

Où $\rho_{\uparrow(\downarrow)}(0)$ est la résistivité résiduelle (à $T = 0 \text{ K}$) et $\rho'_{\uparrow(\downarrow)}(T)$ le terme dépendant de la température. Les expressions de ρ_{\uparrow} et de ρ_{\downarrow} traduisent la règle de Mathiessen. Les composantes indépendantes de la température $\rho_{\uparrow(\downarrow)}(0)$ sont dues aux diffusions par les impuretés

De plus, on introduit la résistivité :

$$\rho_{\uparrow\downarrow}(T) = \frac{m^*}{ne^2\tau_{\uparrow\downarrow}} \quad (3.18)$$

Dans cette dernière relation, on suppose que $\rho_{\uparrow\downarrow}(0) = 0$ (composante indépendante de la température, nulle).

D'après la loi d'Ohm local $\vec{j} = \sigma \vec{E} = \vec{E}/\rho$, on peut écrire que les densités de courants associées aux spins up et aux spins down :

$$\begin{cases} j_{\uparrow} = nev_{\uparrow} \\ j_{\downarrow} = nev_{\downarrow} \end{cases} \quad (3.19)$$

La résistivité totale à la température T est alors donnée par :

$$\rho(T) = E/j = \frac{E}{j_{\uparrow}+j_{\downarrow}} = \frac{E}{ne} \left(\frac{1}{v_{\uparrow}+v_{\downarrow}} \right) \quad (3.20)$$

On tire les vitesses v_{\uparrow} et v_{\downarrow} des équations (3.16), puis on les injecte dans l'équation (3.20) ; on obtient alors, en tenant compte de (3.17) et 3.18) :

$$\rho(T) = \frac{[\rho_{\uparrow}(0)+\rho'_{\uparrow}(T)][\rho_{\downarrow}(0)+\rho'_{\downarrow}(T)]+\rho_{\uparrow\downarrow}(T)[\rho_{\uparrow}(0)+\rho_{\downarrow}(0)+\rho'_{\uparrow}(T)+\rho'_{\downarrow}(T)]}{\rho_{\uparrow}(0)+\rho_{\downarrow}(0)+\rho'_{\uparrow}(T)+\rho'_{\downarrow}(T)+4\rho_{\uparrow\downarrow}(T)} \quad (3.21)$$

On pose : $a = \rho_{\uparrow}(0)$, $b = \rho_{\downarrow}(0)$

Examinons maintenant le cas du domaine des faibles températures où on peut supposer que la diffusion par les phonons peut être négligée et que le retournement de spin est provoqué, par exemple, par la diffusion sur les magnons. C'est-à-dire que l'on peut écrire :

$$\begin{cases} \rho_{\uparrow}(0) \gg \rho'_{\uparrow}(T) \\ \rho_{\downarrow}(0) \gg \rho'_{\downarrow}(T) \end{cases} \quad (3.22)$$

Chapitre 3 : La magnétorésistance

Par ailleurs, on revient aux notations utilisées précédemment, à savoir : $\rho_{\uparrow} = \rho^+$, $\rho_{\downarrow} = \rho^-$ et $\rho_{\uparrow\downarrow} = \rho^{+-}$. Dans ce cas, et compte tenu de ces hypothèses, l'équation (3.20) s'écrit d'après Campbell et Fert [57]:

$$\rho = \frac{\rho^+\rho^- + \rho^{+-}(\rho^+ + \rho^-)}{\rho^+ + \rho^- + 4\rho^{+-}} \approx \frac{\rho^+\rho^-}{\rho^+ + \rho^-} + \left(\frac{\alpha-1}{\alpha+1}\right)^2 \rho^{+-} \quad (3.23)$$

Dans l'équation (3.23), le second terme devient de plus en plus important à mesure que les interactions électrons-magnons augmentent (parce que ces collisions donnent lieu à une augmentation de ρ^{+-}), et que ρ^- et ρ^+ sont très différents (c'est-à-dire que α devient de plus en plus supérieur à 1). Rappelons que $\alpha = \rho^- / \rho^+$.

Mécanismes de diffusion des porteurs et GMR

Dans ce qui suit, nous considérerons que les processus de spin flip peuvent être négligés.

La principale caractéristique ici est que les électrons avec des orientations de spin différentes (\uparrow , \downarrow) sont diffusés à des vitesses différentes lorsqu'ils pénètrent dans les couches ferromagnétiques. Étant donné que les électrons obéissent au principe d'exclusion de Pauli, un électron ne peut être diffusé d'une impureté que vers des états quantiques qui ne sont pas occupés par d'autres électrons.

A $T = 0$ K, tous les états avec des énergies E inférieures à l'énergie de Fermi E_F sont occupés et ceux avec $E > E_F$ sont vides. Sachant que la diffusion par les impuretés est élastique, les électrons au niveau de Fermi (qui transportent le courant) ne peuvent être diffusés que vers des états situés à proximité immédiate du niveau de Fermi. Il s'ensuit que la probabilité de diffusion est proportionnelle au nombre d'états disponibles pour la diffusion à E_F , c'est-à-dire à la densité d'états $D(E_F)$.

Diffusion interfaciale et diffusion en volume

On peut facilement imaginer l'effet GMR en faisant appel à la décomposition du courant électronique en un courant de porteurs majoritaires (à spins up) et un courant de porteurs (à spins down). Ces courants constituent des *canaux* de conduction. Comme le montre la figure 3.18 où est représenté un système de multicouches, deux situations sont possibles : soit les aimantations sont parallèles dans ces couches (cas a), soit elles sont antiparallèles (cas b). Dans la première situation (a), il existe deux canaux de conduction caractérisés par les résistivités ρ^+ et ρ^- mises en parallèle, et dans la situation (b), chacun des deux canaux de conduction parallèles est caractérisé par la résistivité $(\rho^+ + \rho^-)/2$.

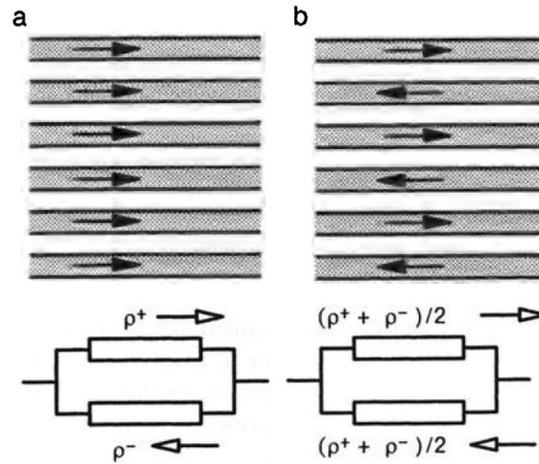


Figure 3.18 : Coupe d'un système de multicouches séparées par des couches intermédiaires (en blanc) avec des aimantations parallèles dans toutes les couches adjacentes (a), ou antiparallèles (b). Les aimantations sont symbolisées par des flèches noires pleines et les canaux de courant par des flèches non remplies. (D'après [58])

La situation dans la figure 3.18(a) est simple du fait que les électrons majoritaires dans toutes les couches magnétiques correspondent au canal de conduction dirigé vers la droite, alors que les électrons minoritaires correspondent au canal de conduction dirigé vers la gauche. La résistivité ρ_P dans cette situation résulte de la mise en parallèle de ρ^+ (due aux majoritaires) et de ρ^- (due aux minoritaires). Dans la situation (b), le courant dans chaque canal est le même en valeur absolue, à cause de la symétrie du problème ; la résistivité associée à chaque canal est alors $\rho_{AP} = (\rho^+ + \rho^-)/2$. La variation relative de résistivité entre les deux cas de la figure 3.18 est :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho_{AP} - \rho_P}{\rho_P} = \frac{(\rho^+ + \rho^-)/4 - \rho^+\rho^-/(\rho^+ + \rho^-)}{\rho^+\rho^-/(\rho^+ + \rho^-)} = \frac{(1 - \alpha)^2}{4\alpha} > 0 \quad (3.24)$$

Le fait que $\frac{\Delta\rho}{\rho} > 0$ signifie que $\rho_{AP} > \rho_P$.

Considérons à titre d'exemple les multicouches Co/Cu et Fe/Cr. Si on suppose que le paramètre α est totalement déterminé par l'asymétrie de spin dans les probabilités de diffusion de l'équation (3.13), on trouve $\alpha \approx 7$ pour Co et $\alpha \approx 3$ pour Fe. Ce qui donne pour le système Co/Cu une valeur du rapport GMR $\Delta\rho/\rho \approx 130\%$, valeur très proche de la meilleure valeur expérimentale obtenue et qui est de 120% [59]. Néanmoins, pour le système Fe/Cr, l'équation (3.24) donne $\Delta\rho/\rho \approx 33\%$, valeur très faible devant celle obtenue par Schad *et al.* [60], soit 220% à $T = 1,5$ K. En fait, dans ce dernier cas, le modèle théorique que

Chapitre 3 : La magnétorésistance

traduit l'équation (3.24) est assez simple et ne tient pas compte du rôle fondamental de la diffusion à l'interface Fe/Cr beaucoup plus importante que la diffusion en volume.

Remarquons que l'équation (3.24) est obtenue en supposant que la résistivité de la couche intermédiaire non magnétique (ou spacer) est négligeable devant les autres résistivités. Si on tient compte de la résistivité de cette couche non magnétique (NM) notée ρ_{NM} , l'équation (3.24) devient :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{(1-\alpha)^2}{4[\alpha+(\rho_{NM}/\rho^+)d/t][1+(\rho_{NM}/\rho^+)d/t]} \quad (3.25)$$

Où d est l'épaisseur de la couche non magnétique et t celle de la couche magnétique.

On vient bien que si $\rho_{NM}/\rho^+ \ll 1$ (par exemple), on retrouve la valeur maximale de $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ donnée par (3.24).

On voit bien que (d'après les équations 3.24 et 3.25) si $\alpha = 1$, il n'y a plus d'effet GMR parce que $\rho^+ = \rho^-$. Par ailleurs, il n'y a pas d'effet GMR due aux interfaces si celles-ci ne comportent pas de centres diffuseurs comme les impuretés accumulées et les défauts. L'effet GMR peut exister même si la diffusion au niveau des interfaces n'a pas lieu ; dans ce cas cet effet est principalement causé par une diffusion en volume.

La question de savoir si la diffusion conduisant à l'effet GMR se produit principalement au niveau des interfaces ou dans le volume a été vivement débattue pendant quelques années [61-65].

La diffusion dépendante du spin (DDS) en volume est une propriété d'un matériau ferromagnétique seul (*c'est-à-dire non joint à un matériau non magnétique*), tandis que la DDS à l'interface a lieu lorsqu'on forme une interface entre deux métaux, l'un magnétique et l'autre non magnétique. Par exemple, dans le système classique de multicouches Fe/Cr , la structure de l'interface joue un rôle crucial. En particulier, la rugosité de l'interface augmente le rapport de GMR dans les multicouches Fe/Cr , renforçant l'idée que la DDS est due aux impuretés Cr incorporées dans la matrice Fe le long de l'interface [64].

Les processus de diffusion à l'interface « élément magnétique/élément non magnétique » (ou diffusion interfaciale M/NM) ont été largement étudiés par Inoue *et al.*, en utilisant la méthode des liaisons fortes pour les électrons d [66]. Tout d'abord, ils ont évalué l'évolution du potentiel des électrons $3d$ à travers une interface TM/FM lisse et parfaite (FM = Fe, Co et TM = métal de transition non magnétique) pour les spins minoritaires et majoritaires. Ensuite,

Chapitre 3 : La magnétorésistance

ils ont calculé la variation de ce potentiel lorsque des impuretés TM ont été introduites dans la monocouche adjacente à l'interface du côté FM et également lorsque des atomes FM sont situés dans la monocouche délimitant l'interface du côté TM.

Comme vu précédemment (3.12), en plus de la densité électronique n , le facteur principal qui détermine la conductivité (ou la résistivité) est le temps de relaxation τ . Ce dernier paramètre est inversement proportionnel à la probabilité de diffusion ; cette probabilité de diffusion est, à son tour, déterminée par deux facteurs : le premier est la valeur du potentiel de diffusion et le second la densité d'états au niveau de Fermi E_F disponibles pour la diffusion. Le premier facteur conduit à une diffusion interfaciale dépendante du spin dans les multicouches magnétiques et le second est le mécanisme de Mott qui entraîne une diffusion en volume dépendante du spin.

La diffusion en volume

Nous considérons d'abord l'effet de la diffusion dépendante du spin dans le volume. Nous pouvons introduire une résistivité dépendante du spin pour tout métal ferromagnétique donnée par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_{FM}^{\uparrow} = 2 \frac{\rho_{FM}}{1+\beta} \\ \rho_{FM}^{\downarrow} = 2 \frac{\rho_{FM}}{1-\beta} \end{array} \right. \quad (3.26)$$

Où ρ_{FM} est la résistivité totale du métal FM ($1/\rho_{FM} = 1/\rho_{FM}^{\uparrow} + 1/\rho_{FM}^{\downarrow}$). Le paramètre β traduit l'asymétrie de la diffusion en volume (c'est-à-dire le fait que les électrons de spin up et down ne sont pas diffusés de la même manière). On peut écrire, en conformité avec le modèle de Mott, que :

$$\rho_{FM}^{\uparrow}/\rho_{FM}^{\downarrow} \approx D_{FM}^{\uparrow}(E_F)/D_{FM}^{\downarrow}(E_F) \quad (3.27)$$

Sur la figure 3.19 représentant les densités d'états $D(E)$ pour le cobalt (Co) et le fer (Fe), on voit bien que, au niveau de Fermi E_F , $D_{Co}^{\uparrow}(E_F) < D_{Co}^{\downarrow}(E_F)$ et $D_{Fe}^{\uparrow}(E_F) > D_{Fe}^{\downarrow}(E_F)$. En conclusion, on peut dire que $\beta < 0$ pour le cobalt (Co) et $\beta > 0$ pour le fer (Fe), d'après (3.26).

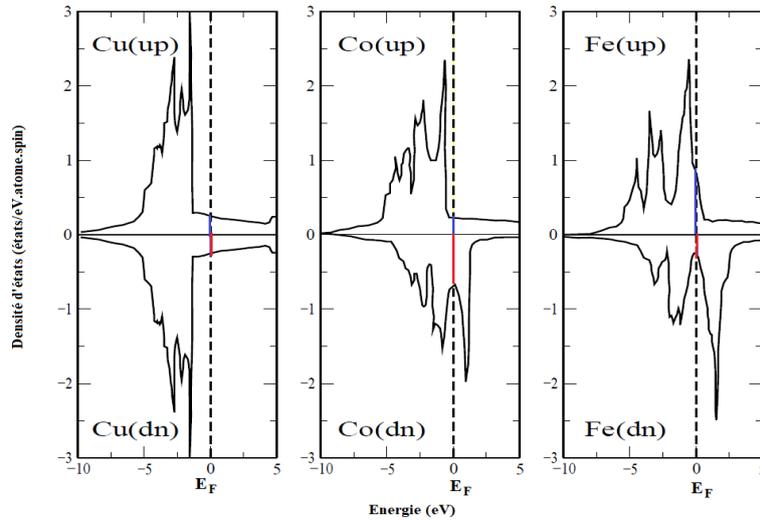


Figure 3.19 : Comparaison entre les densités d'états (up et down) du cuivre (Cu) (métal non magnétique), du cobalt (Co) et du fer (Fe). Dans Cu, $D_{Cu}^{\uparrow}(E_F) = D_{Cu}^{\downarrow}(E_F)$; dans Co, $D_{Co}^{\uparrow}(E_F) < D_{Co}^{\downarrow}(E_F)$ et dans Fe, $D_{Fe}^{\uparrow}(E_F) > D_{Fe}^{\downarrow}(E_F)$ (*D'après 67*).

La diffusion interfaciale

De la même façon, nous pouvons introduire une asymétrie de diffusion interfaciale en supposant qu'il existe une fine couche interfaciale (à l'interface ferromagnétique – non magnétique) dont la résistivité $\rho_{F-NM}^{\uparrow(\downarrow)}$ dépend du spin en raison de la présence d'une barrière de potentiel dépendant du spin à l'interface ferromagnétique/non magnétique. Nous définissons donc un paramètre d'asymétrie interfaciale γ qui intervient dans les expressions donnant les résistivités pour chaque type de spin ρ_{F-NM}^{\uparrow} et ρ_{F-NM}^{\downarrow} :

$$\begin{cases} \rho_{F-NM}^{\uparrow} = 2 \frac{\rho_{F-NM}}{1+\gamma} \\ \rho_{F-NM}^{\downarrow} = 2 \frac{\rho_{F-NM}}{1-\gamma} \end{cases} \quad (3.28)$$

Où ρ_{F-NM} est la résistivité totale de la couche interfaciale.

A titre d'exemple, la représentation des structures de bandes d'énergie du cuivre (Cu) et du cobalt (Co) (figure 3.20) montre qu'il y a un très bon accord entre les bandes d'énergie de Cu et les bandes d'énergie des spins majoritaires (spins \uparrow) de Co. Ce qui signifie que les électrons de spin \uparrow traversant l'interface Cu/Co sont très faiblement diffusés. Par ailleurs, on remarque qu'il y a un très grand désaccord entre les bandes de Cu et les bandes d'énergie des spins minoritaires (spins \downarrow) de Co ; il s'ensuit que les électrons de spin \downarrow sont fortement diffusés à l'interface Cu/Co.

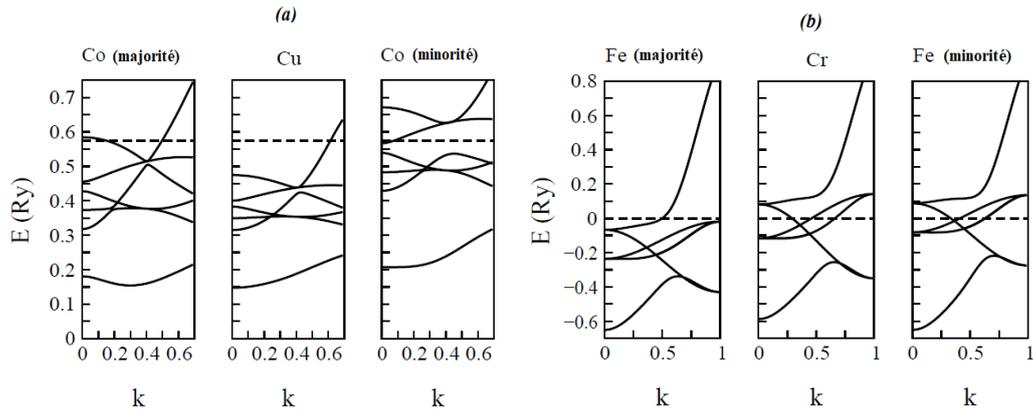


Figure 3.20 : (a) Structure de bandes du cobalt et du cuivre le long de la direction [100] pour les spins majoritaires et minoritaires. (b) Structure de bandes du fer et du chrome le long de la direction [100] pour les spins majoritaires et minoritaires. La ligne horizontale en tirets représente le niveau de Fermi. L'énergie est exprimée en Ry ($1 \text{ Ry} = 13,6 \text{ eV}$). (D'après 67).

D'un autre côté, la comparaison entre la structure des bandes d'énergie de Fe et Co montre qu'il y a un accord presque parfait entre les bandes de Cr et les bandes de spins minoritaires (spins \downarrow) de Fe, mais qui est très faible pour les spins majoritaires (spins \uparrow). En conclusion, l'asymétrie de spin de la diffusion à l'interface Fe/Cr est de signe opposé à celle de l'interface Co/Cu.

La discussion ci-dessus de la diffusion dépendante du spin basée sur le désaccord entre les bandes d'énergie des éléments magnétiques et non magnétiques dans les multicouches magnétiques nous permet également de comprendre quelles sont les combinaisons de métaux magnétiques et non magnétiques qui peuvent donner lieu un rapport GMR optimal. On cherche évidemment un accord aussi bon que possible entre les bandes de la couche magnétique et celles de la couche non magnétique pour un type de spins (\uparrow ou \downarrow) et un désaccord le plus grand possible pour l'autre type de spins (\downarrow ou \uparrow). On voit bien que Co/Cu et Fe/Cr remplissent très bien ces exigences.

Application du modèle dans la configuration CIP

Dans le chapitre 3, nous avons signalé l'existence de deux géométries de base dans la description de la GMR. Ces deux géométries des couches alternées de matériaux ferromagnétiques et non magnétiques comme le montre la figure 3.10. *Nous allons nous intéresser au cas de la configuration CIP, l'étude de la configuration CPP étant relativement plus compliquée.*

Chapitre 3 : La magnétorésistance

Cas où les aimantations sont colinéaires

C'est le cas où les aimantations dans toutes les couches magnétiques ont la même direction mais peuvent être parallèles ou antiparallèles. On dit que ces aimantations ont la même direction que l'axe de quantification (ou axe de projection sur lequel est projeté le moment de spin).

De manière globale, pour décrire quantitativement toutes les caractéristiques de l'effet GMR, il convient de calculer les propriétés de transport de la multicouche en tenant compte de ses propriétés spécifiques, telles que sa structure électronique exacte, la répartition des défauts structurels et des impuretés, la forme du potentiel de diffusion des impuretés, la rugosité de l'interface géométrique, etc. L'ensemble du problème semble être assez complexe et nécessite des calculs numériques approfondis.

Cependant, les caractéristiques de base de l'effet CIP-GMR peuvent être prises en compte qualitativement en supposant des modèles simplifiés. Les simplifications concernent (i) la description de la structure électronique du système multicouche, (ii) la description des centres de diffusion, notamment de la rugosité interfaciale, et (iii) le modèle théorique du transport électronique.

En gardant toujours à l'esprit les concepts de base du modèle à deux courants (ou modèle de Mott), nous présentons maintenant brièvement la description théorique la plus simple du CIP-GMR.

Premièrement, nous simplifions le problème en supposant que la structure électronique est basée sur le modèle du gaz d'électrons libres pour toutes les couches composant le système multicouche. Cette hypothèse peut être raisonnable pour les électrons s , mais il s'agit généralement d'une simplification excessive de la structure de bandes électronique réelle. L'asymétrie de spin dans les canaux de conduction due à la diffusion sur les impuretés réparties à l'intérieur des couches magnétiques est incluse via les libres parcours moyens (LPM) dépendant du spin.

Deuxièmement, la diffusion par la rugosité de surface et d'interface sera décrite en termes de paramètres de réflexion et de transmission spéculaires selon le modèle de Fuchs et Sondheimer (voir chapitre 3). Ces deux paramètres dépendent du spin.

Troisièmement, on utilise l'équation cinétique de Boltzmann pour décrire les caractéristiques de transport, en supposant des spins indépendants (pas de spin flip). Dans ce qui suit, nous considérons une structure dans laquelle deux couches ferromagnétiques d'épaisseurs D

Chapitre 3 : La magnétorésistance

chacune sont séparées par une couche non magnétique d'épaisseur d (figure 3.21). Dans cette structure où les aimantations sont parallèles, on impose que les surfaces externes sont parfaitement réfléchissantes c'est-à-dire que leurs paramètres spéculaires sont égaux à un : $P_{S1} = P_{S2} = 1$.

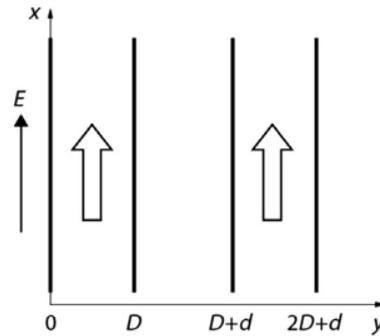


Figure 3.21 : Représentation schématique de la structure à 3 couches considérée. Les couches magnétiques ont chacune une épaisseur D alors que la couche non magnétique (spacer) a une épaisseur d . Le champ électrique \vec{E} est appliqué selon l'axe x et l'axe y est perpendiculaire aux couches. Cas où les aimantations des couches magnétiques sont parallèles le long de l'axe x .

Les électrons de conduction au niveau de Fermi E_F sont diffusés par les impuretés réparties à l'intérieur des couches et par les interfaces rugueuses et les surfaces. La diffusion des électrons à l'intérieur des couches est prise en compte par les LPM appropriés ou de manière équivalente par les temps de relaxation τ .

Dans les couches magnétiques, le temps de relaxation τ dépend du spin : il est noté τ_M pour les électrons à spins majoritaires et τ_m pour ceux à spins minoritaires. Ce temps de relaxation est indépendant de l'orientation du spin dans la couche non magnétique ; il est noté τ_{NM} dans cette couche. Les LPM correspondants sont notés λ_M et λ_m pour les électrons de spins majoritaires et de spins minoritaires dans les couches ferromagnétiques, respectivement. Le LPM est noté et λ_{NM} dans la couche non magnétique.

Les fonctions de distribution des électrons à l'intérieur des couches magnétiques et non magnétique peuvent être calculées en résolvant les équations cinétiques de Boltzmann correspondantes. Ces solutions doivent tenir compte des conditions aux limites appropriées au niveau de toutes les interfaces et aux surfaces externes.

A l'équilibre, c'est-à-dire quand on n'applique pas de champ électrique ($\vec{E} = \vec{0}$), la fonction de distribution des électrons est la fonction de distribution (à l'équilibre) de Fermi Dirac qu'on note $f_0(\vec{v})$.

Chapitre 3 : La magnétorésistance

Supposons qu'un champ électrique externe \vec{E} soit appliqué selon l'axe x . Ce champ a pour effet de placer le système hors équilibre en provoquant le déplacement des électrons qui subissent alors des collisions et sont diffusés, ce qui a pour effet de modifier la fonction de distribution des électrons qui devient la fonction de distribution hors équilibre. Cette fonction de distribution dépend du spin, de la coordonnée y et de la vitesse \vec{v} de l'électron ; elle est notée $f_s(y, \vec{v})$ où $s = \uparrow$ et $s = \downarrow$ pour les deux orientations de spin. Elle s'écrit alors (comme dans le chapitre 3, paragraphe 3.2.2) :

$$f_s(y, \vec{v}) = f_0(\vec{v}) + g_s(y, \vec{v}) \quad (3.29)$$

$g_s(y, \vec{v})$ représente la correction introduite pour tenir compte de la perturbation causée par le champ électrique et les phénomènes de diffusion des électrons ; elle dépend également du spin.

Dans chacune des régions de notre système à trois couches, l'équation de Boltzmann se réduit à une équation différentielle qui dépend de la coordonnée y :

$$\frac{\partial g_s}{\partial y} + \frac{g_s}{\tau_s v_y} = \frac{eE}{m^* v_y} \frac{\partial f_0}{\partial v_x} \quad (3.30)$$

Où e et m^* sont respectivement la charge de l'électron ($e > 0$) et sa masse effective (*qu'on suppose indépendante du spin*) ; τ_s est le temps de relaxation : $\tau_s = \tau_{NM}$ pour la couche non magnétique, et $\tau_s = \tau_M$ ou $\tau_s = \tau_m$ dans les couches magnétiques. On rappelle que $\tau_s = \lambda_s / v_F$, où λ_s est le libre parcours moyen (LPM) dans le volume des couches magnétiques ($\lambda_s = \lambda_M$ ou $\lambda_s = \lambda_m$) et v_F la vitesse de Fermi.

Pour résoudre l'équation de Boltzmann (3.30), on doit décomposer $g_s(y, \vec{v})$ en deux termes : $g_s^+(y)$ pour $v_y > 0$ (électrons de spin s se déplaçant vers la droite), et $g_s^-(y)$ pour $v_y < 0$ (électrons de spin s se déplaçant vers la gauche). Ces fonctions ont été définies par Barnas *et al.* [68]. Nous en parlerons en détail dans le chapitre consacré à l'exposé des résultats.

Il faut cependant retenir que l'effet CIP-GMR dépend étroitement des processus de diffusion des électrons.

Quels sont ces principaux processus de diffusion ?

Une certaine contribution à la diffusion dépendante du spin provient des processus de diffusion sur les impuretés à l'intérieur des *couches magnétiques*, qui sont décrits par le temps de relaxation dépendant du spin et/ou le LPM dépendant du spin. La diffusion sur les impuretés à l'intérieur des *couches non magnétiques* est généralement indépendante de

Chapitre 3 : La magnétorésistance

l'orientation du spin, et ne contribue donc pas à la GMR, mais contribue à la résistance et donc diminue l'effet GMR. Une contribution importante à l'effet CIP-GMR provient de la diffusion due à la *rugosité des interfaces*, qui est en réalité inévitable dans le processus de croissance des couches minces, et qui dépend du spin dans le cas général.

Les processus de diffusion au niveau des surfaces externes dépendent du spin et contribuent également à l'effet GMR.

De plus, la contribution à la GMR due à la rugosité d'interface peut être *encore plus importante* que celle due à la diffusion sur les impuretés à l'intérieur des couches magnétiques, en particulier lorsque les couches sont suffisamment minces. La séparation de ces contributions est plutôt difficile en raison de l'interaction de l'interface et des effets de volume, ainsi que des processus de diffusion indépendants de l'orientation du spin. Cependant, certaines informations sur les contributions relatives de la diffusion de volume et d'interface peuvent être trouvées à partir de la variation de ces contributions avec certains paramètres externes, en particulier avec les épaisseurs des couches. ***Mais dans certains cas, comme pour le système Fe/Cr, les données disponibles montrent que la GMR est surtout causée par la diffusion aux interfaces.***

Cas où on ne tient compte que de la diffusion en volume.

Dans ce cas, on a $\lambda_M \neq \lambda_m$ et $T_M = T_m = 1$ (parce que comme on ne tient pas compte de la diffusion interfaciale, alors $D_S = 1 - T_S \approx 0$).

Cas où on ne tient compte que de la diffusion aux interfaces (diffusion interfaciale).

Dans ce cas, on a $\lambda_M = \lambda_m$ et $T_M \neq T_m$ (parce que comme on ne tient pas compte de la diffusion en volume, alors $D_S = 1 - T_S \approx 1$).

Remarque : La réflexion des électrons au niveau des interfaces est souvent négligée comme dans notre cas, car en principe $D_S + T_S + R_S = 1 \approx D_S + T_S$ si on suppose que $R_S \approx 0$.

C'est le cas étudié par Dieny *et al.* [69] d'une structure sandwich caractérisée par $\lambda_M = \lambda_m = 63 \text{ \AA}$ et $\lambda_{NM} = 205 \text{ \AA}$, $T_M = 1$ et $T_m = 0.105$.

Cas où on ne tient compte que de la diffusion en volume.

Dans ce cas, on a $\lambda_M \neq \lambda_m$ et $T_M = T_m = 1$ alors $D_S = 1 - T_S \approx 0$). Dieny *et al.* [69] ont également une structure sandwich avec $\lambda_M = 114 \text{ \AA}$, $\lambda_m = 12 \text{ \AA}$ et $T_M = T_m = 1$.

3.5. Applications pratiques de la GMR

De nombreuses études sur le sujet sont apparues depuis la découverte de l'effet GMR pour réaliser des capteurs surtout dans le domaine de l'industrie automobile, et développer des têtes de lecture magnétiques plus performantes [70, 71, 72].

L'application la plus connue est la lecture des disques durs [73, 74], où les capteurs GMR à structure spin valve ont remplacé la magnétorésistance classique. La GMR, grâce à sa sensibilité et aux possibilités amenées pour la miniaturisation des capteurs, a rendu possible une forte réduction de la taille des inscriptions magnétiques et a ainsi conduit à une augmentation de la capacité d'information stockée dans les disques, de plus de deux ordres de grandeur (de ≈ 1 à ≈ 600 Gbit/inch² en 2009). Cette augmentation a conduit non seulement à la réalisation de disques de très grande capacité (jusqu'au téraoctet), mais aussi à celle de disques de la taille de pièces de monnaie pour l'électronique nomade, baladeurs, appareils photographiques, etc. Les capteurs GMR ont aussi des applications dans l'industrie automobile et en biologie [75]. La GMR a été à l'origine du développement d'une nouvelle forme d'électronique : l'électronique de spin ou spintronique [76].

Toutefois, dans les multicouches (Fe/Cr) étudiées par les équipes d'A. Fert et P. Grünberg, les champs nécessaires pour observer la magnétorésistance géante étaient très élevés, typiquement 2 teslas, du fait de l'existence d'un fort couplage antiferromagnétique entre les aimantations des couches de fer à travers les couches de chrome. Or, le champ magnétique que l'on cherche à relire à la surface des disques durs pour connaître l'information écrite dans le disque est de l'ordre de 2 à 4 millitesla, soit 3 ordres de grandeur plus faible. Il fallait donc mettre au point des matériaux présentant les effets de magnétorésistance géante à champs beaucoup plus faibles. Ceci a été réalisé à IBM Almaden par l'équipe de V. Speriosu [77], par le développement des « *vannes de spin* ». Les *vannes de spin* sont essentiellement constituées de deux couches magnétiques quasiment totalement découplées, séparées par une couche non magnétique, par exemple en cuivre, d'épaisseur supérieure à 2 nm. Afin de pouvoir varier l'orientation relative des aimantations des deux couches ferromagnétiques, l'aimantation d'une de ces couches (dite piégée) est couplée par interaction d'échange avec une couche antiferromagnétique (dite de piégeage).

Chapitre 4 : Essais de modélisation et discussion

4.1. Modélisation d'une courbe classique de GMR

Le but de cette étude est de reproduire les résultats obtenus par les découvreurs de la GMR, A. Fert et P. Grünberg. Pour cela, on considère la structure en sandwich représentée sur la figure 4.1, qui se compose de deux couches ferromagnétiques (FM) (Fe, par exemple) chacune d'elles d'épaisseur d et d'une couche non magnétique (NM) (Cr, par exemple) d'épaisseur d_0 beaucoup plus faible, insérée entre ces deux couches.

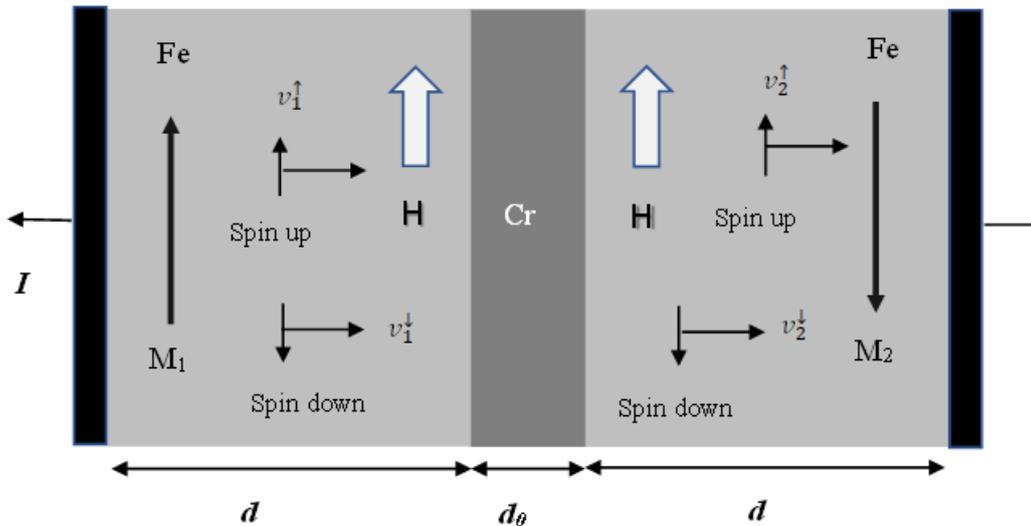


Figure 4.1 : Schéma de la structure sandwich à 3 matériaux utilisée pour modéliser la GMR.

Dans la figure 4.1, \vec{H} est le champ magnétique externe appliqué, \vec{M}_1 et \vec{M}_2 sont respectivement l'aimantation de la couche FM 1 de gauche et l'aimantation de la couche FM 2 de droite. Les vitesses des électrons de spin up (\uparrow) et down (\downarrow) sont également représentées sur ce schéma.

La configuration initiale est celle où les deux aimantations \vec{M}_1 et \vec{M}_2 sont colinéaires mais de sens inverse. Le champ \vec{H} n'a aucun effet sur la couche 1 à gauche parce qu'il a même sens que \vec{M}_1 ; cette aimantation est égale à l'aimantation à saturation : $\vec{M}_1 = \vec{M}_{max}$. Le champ \vec{H} aura un effet sur l'aimantation de la couche 2, qu'il va retourner et aligner sur \vec{M}_1 lorsqu'il aura une certaine valeur.

Notre but est de représenter le rapport $R(H)/R(0)$, où $R(H)$ est la résistance du système pour $\vec{H} \neq \vec{0}$ et $R(0)$ sa résistance pour $\vec{H} = \vec{0}$.

Chapitre 4 : Essais de modélisation et discussion

Pour simplifier l'écriture, nous allons considérer que toutes les constantes utilisées seront égales à 1. Ainsi, la résistance qui s'exprime par $R = \rho \frac{L}{S} = \frac{L}{ne\mu S}$, où ρ est la résistivité, n la densité des électrons, μ leur mobilité, L la longueur de l'échantillon considéré et S sa section, devient : $R = 1/\mu$.

Dans la couche 2, le rapport des aimantations $m = M_2/M_{max}$ varie de -1 (saturation vers le bas) à +1 (saturation vers le haut).

Nous faisons l'hypothèse que la mobilité d'une variation linéaire de la mobilité avec l'aimantation :

$$\begin{cases} \mu^\uparrow = 1 + k(1+m)/2 \text{ pour les électrons de spin up} \\ \mu^\downarrow = 1 + k(1-m)/2 \text{ pour les électrons de spin down} \end{cases} \quad (4.1)$$

μ^\uparrow est maximale : $\mu^\uparrow|_{max} = 1 + k$ pour $m = 1$;

μ^\uparrow est minimale : $\mu^\uparrow|_{min} = 1$ pour $m = -1$.

μ^\downarrow est maximale : $\mu^\downarrow = 1 + k$ pour $m = -1$;

μ^\downarrow est minimale : $\mu^\downarrow|_{min} = 1$ pour $m = 1$

k est un coefficient de proportionnalité.

Le courant électrique traversant la structure est constitué par le flux d'électrons de spin up de mobilité $\mu^\uparrow|_{max} = 1 + k$ dans la couche 1 suivi du flux d'électrons de spin up de mobilité $\mu^\uparrow = 1 + k(1+m)/2$ dans la couche 2, auquel s'ajoute en parallèle le flux d'électrons de spin down de mobilité $\mu^\downarrow|_{min} = 1$ dans la couche 1 suivi du flux d'électrons de spin down de mobilité $\mu^\downarrow = 1 + k(1-m)/2$.

On peut donc modéliser le système, en supposant que la résistance de la couche non magnétique (appelée aussi couche intermédiaire ou spacer) est négligeable devant les autres résistances, par deux résistances R_1^\uparrow et R_2^\uparrow en série placées en parallèle avec deux résistances R_1^\downarrow et R_2^\downarrow en série, comme le montre la figure 4.2.

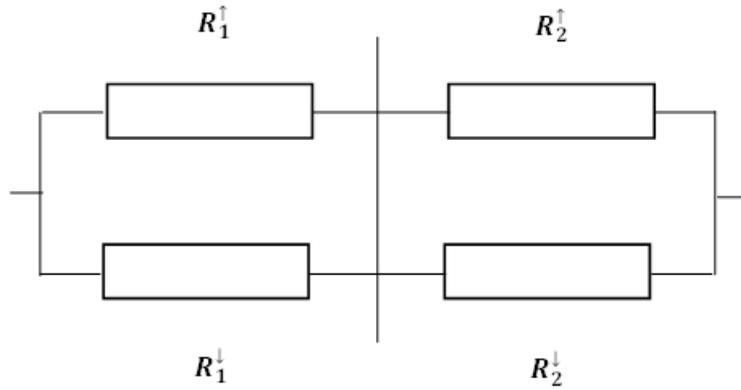


Figure 4.2 : Circuit électrique équivalent modélisant la configuration du système étudié.

Expression du rapport des résistances électriques en présence et en l'absence d'un champ magnétique.

La résistance totale en présence du champ magnétique \vec{H} est :

$$\frac{1}{R(H)} = \frac{1}{R_1^\uparrow + R_2^\uparrow} + \frac{1}{R_1^\downarrow + R_2^\downarrow} = \frac{R_1^\downarrow + R_2^\downarrow + R_1^\uparrow + R_2^\uparrow}{(R_1^\uparrow + R_2^\uparrow)(R_1^\downarrow + R_2^\downarrow)} \quad (4.2)$$

$$R(H) = \frac{(R_1^\uparrow + R_2^\uparrow)(R_1^\downarrow + R_2^\downarrow)}{R_1^\downarrow + R_2^\downarrow + R_1^\uparrow + R_2^\uparrow} \quad (4.3)$$

Avec : $R_1^\uparrow = 1/(1+k)$, $R_2^\uparrow = 1/[1+k(1+m)/2]$, $R_2^\downarrow = 1/[1+k(1-m)/2]$.

On pose $r = R(H)/R(0)$, avec $R(0) = R(H=0)$. Quand $H=0$, l'aimantation dans la couche 2 est inversée et telle que $m = -1$. Ce qui implique que : $R_1^\downarrow = 1$, $R_2^\uparrow = 1/[1+k(1+m)/2] = 1$, $R_2^\downarrow = 1/[1+k(1-m)/2] = 1/[1+k]$; on obtient alors $R(0) = \frac{2+k}{2(1+k)}$ et $R(H) = \frac{\{1/(1+k)+1/[1+k(1+m)/2]\}\{1+1/[1+k(1-m)/2]\}}{\{1+1/(1+k)+1/[1+k(1+m)/2]+1/[1+k(1-m)/2]\}}$.

Soit donc le rapport entre les deux résistances :

$$r = \frac{R(H)}{R(0)} = \frac{2(1+k)\{1/(1+k)+1/[1+k(1+m)/2]\}\{1+1/[1+k(1-m)/2]\}}{(2+k)\{1+1/(1+k)+1/[1+k(1+m)/2]+1/[1+k(1-m)/2]\}} \quad (4.4)$$

On doit maintenant trouver une relation entre m et H ; la relation qui correspond le mieux aux résultats expérimentaux semble être une relation quadratique, c'est-à-dire que :

$$\begin{cases} m = 2 \left(\frac{H}{H_s}\right)^2 - 1 & \text{pour } H < H_s \\ m = 1 & \text{pour } H \geq H_s \end{cases} \quad (4.5)$$

Où H_s est le champ à saturation, c'est-à-dire le champ à partir duquel l'aimantation dans la couche 2 est retournée et correspond à l'aimantation à saturation (ou maximale).

Chapitre 4 : Essais de modélisation et discussion

Nous avons représenté sur la figure 4.3 la fonction $m = f(H/H_s)$ pour $H < H_s$. Cette courbe confirme bien que pour $H = 0$, $m = -1$ (l'aimantation dans la couche 2 est totalement inversée), et pour $H = H_s$, $m = 1$ et les aimantations dans les deux couches sont colinéaires et de même sens. En fait, l'inversion de l'aimantation dans la couche 2 commence pour $H/H_s = 0,707$, soit pour $H_{min} = 0,707H_s$; ainsi $H_{min} \approx 153 \text{ mT}$ dans le cas d'une couche intermédiaire d'épaisseur $d = 0,9 \text{ nm}$.

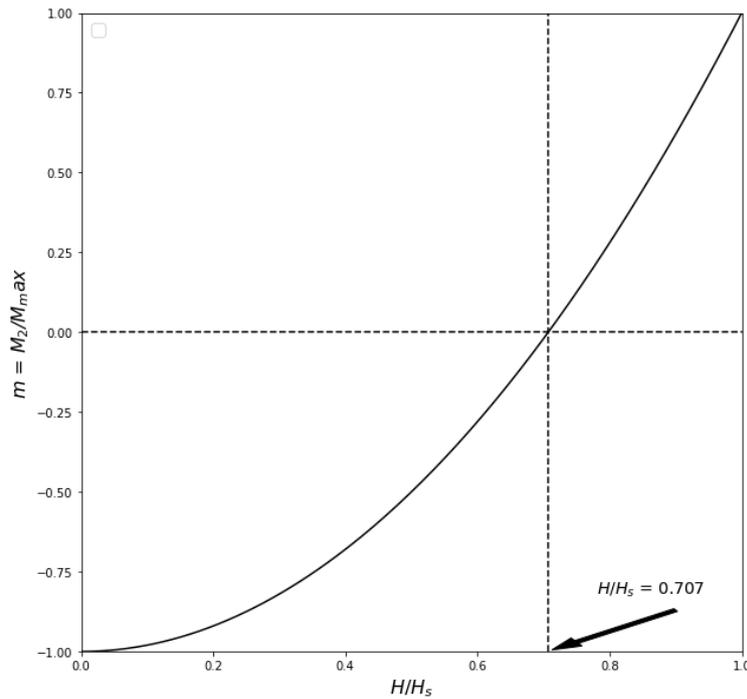


Figure 4.3 : Variation de l'aimantation dans la couche 2 rapportée à l'aimantation maximale en fonction du champ magnétique appliqué rapporté au champ à saturation.

Nous avons montré, en tenant compte de (4.4) et de (4.5), que le rapport r s'écrit :

$$r = (1 + k)[(2 + k)^2 - k^2(H/H_s)^4] / [(2 + k)(1 + k) + k^2(1 + k/2)(H/H_s)^2(1 - (H/H_s)^2)] / (2 + k) \quad (4.6)$$

$$\text{Si } H \geq H_s, \text{ alors } r = r_s = \frac{4(1+k)}{(2+k)^2} \quad (4.7)$$

Pour $H < 0$, c'est l'aimantation de la couche 1 qui s'inverse et les résistances R_1^\uparrow et R_2^\uparrow , ainsi que R_1^\downarrow et R_2^\downarrow inversent leurs rôles. On a finalement $r(H) = r(-H)$: la fonction $r = f(H)$ est une fonction paire.

Chapitre 4 : Essais de modélisation et discussion

a) Relation entre les grandeurs H_s , r_s et l'épaisseur d_0 de la couche NM.

L'étude des courbes expérimentales montre que pour $d_0 < 2 \text{ nm}$, les variations de r_s avec d_0 et de H_s avec r_s obéissent pratiquement aux lois suivantes :

$$r_s = 0,36d_0 + 0,23 \quad (4.8)$$

$$H_s = 270 \left(\frac{1}{r_s} - 1 \right) \quad (4.9)$$

On peut déterminer le coefficient k à partir de l'équation du second degré donnée par (4.7) :

$$k = 2 \frac{(1-r_s) + \sqrt{1-r_s}}{r_s} \quad (4.10)$$

La figure 4.4 ci-après représente, respectivement, la variation quasi-linéaire de H_s avec le paramètre r_s et l'épaisseur d_0 de la couche intermédiaire (non magnétique).

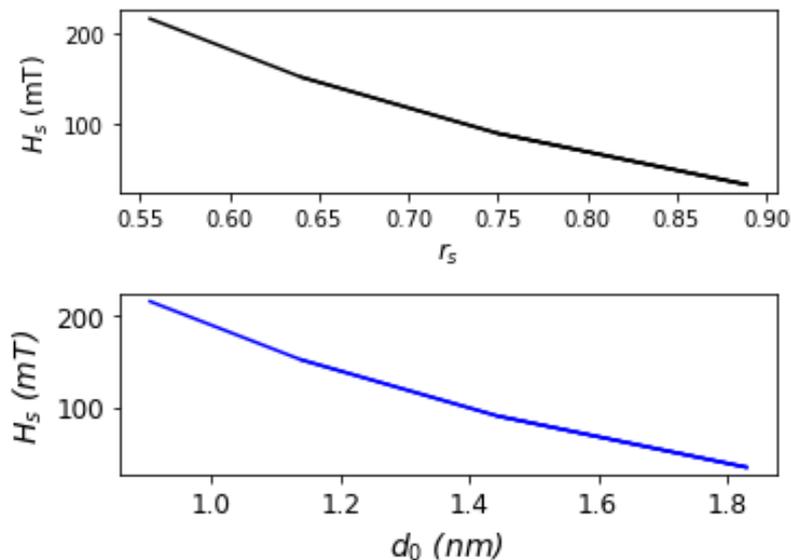


Figure 4.4 : Variation du champ magnétique à saturation avec le paramètre r_s (défini par l'équation 4.8) et avec l'épaisseur d_0 de la couche NM

Ce résultat montre que plus l'épaisseur d_0 de la couche non magnétique augmente, et plus faible est la valeur du champ à saturation H_s . Cela est dû au fait que le couplage entre les couches magnétiques devient plus faible quand l'épaisseur d_0 est relativement grande.

b) Variation du rapport $r = \frac{R(H)}{R(0)}$ avec H/H_s

Prenons pour cela $d_0 = 0,9 \text{ nm}$; à partir de la courbe expérimentale on peut déterminer la valeur de la variation relative de la résistance :

Chapitre 4 : Essais de modélisation et discussion

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R(0)/R(0) - R(H_s)/R(0)}{R(H_s)/R(0)} = \frac{1 - r_s}{r_s} \approx 80\% \quad (4.11)$$

Ce qui donne $r_s \approx 0,556$, et d'après (4.10) on calcule la valeur de k correspondante : $k = 4$.

L'expression de r donnée par (4.6) devient alors :

$$r = \frac{1 - 4(H/H_s)^4/9}{[1 + 1,6(H/H_s)^2][1 - (H/H_s)^2]} \quad (4.12)$$

La représentation de la fonction $r = f(H/H_s)$ dont l'expression est donnée par (4.12) est montrée par la figure 4.5.

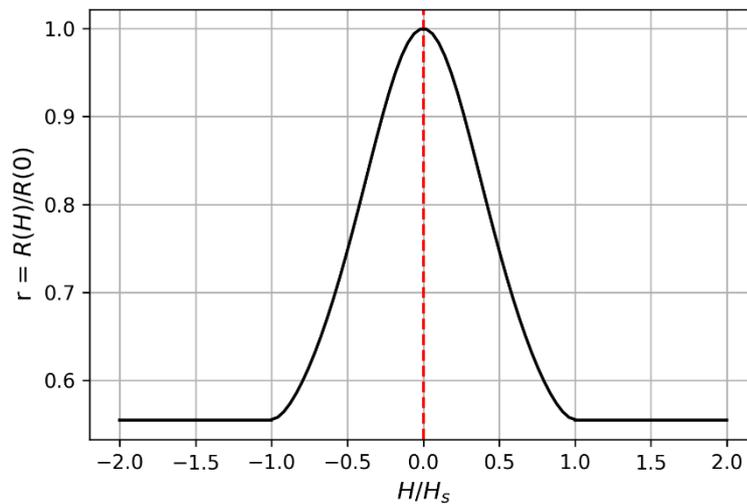


Figure 4.5 : variation du rapport des résistances $R(H)/R(0)$ en fonction du rapport des champs magnétiques H/H_s , pour une épaisseur $d_0 = 0,9 \text{ nm}$ de la couche non magnétique. Le champ magnétique à saturation $H_s = 216 \text{ mT}$.

Le champ magnétique à saturation a été déterminé en utilisant la relation (4.9) avec $r_s \approx 0,556$, on trouve : $H_s = 216 \text{ mT}$. En utilisant quatre valeurs de l'épaisseur d_0 de la couche non magnétique, nous avons représenté sur la figure 4.6 la variation de ce même rapport r en fonction de H/H_s . Les courbes obtenues ont la même allure que les courbes expérimentales obtenues par l'équipe de Fert, qui elles sont tracées en fonction de H au lieu de H/H_s . On constate sur cette figure que, au fur et à mesure que l'épaisseur d_0 de la couche NM augmente, la variation relative de la résistance ou le rapport GMR (r) diminue comme le montre le tableau 4.1.

Lorsque d_0 augmente, le couplage d'échange entre les deux couches FM diminue ; de plus, la résistance de la couche NM augmente. Cela a pour conséquence que l'effet GMR est moins

Chapitre 4 : Essais de modélisation et discussion

important lorsqu'on applique un champ magnétique. Le tableau 4.1 montre que $\Delta R/R$ diminue de plus de 83% lorsque d augmente d'environ 50%.

d_0 (nm)	0,9	1,14	1,44	1,83
$\Delta R/R$ (%)	80	56	33	13

Tableau 4.1 : Valeurs de la variation relative de résistance pour différentes valeurs de l'épaisseur de la couche NM

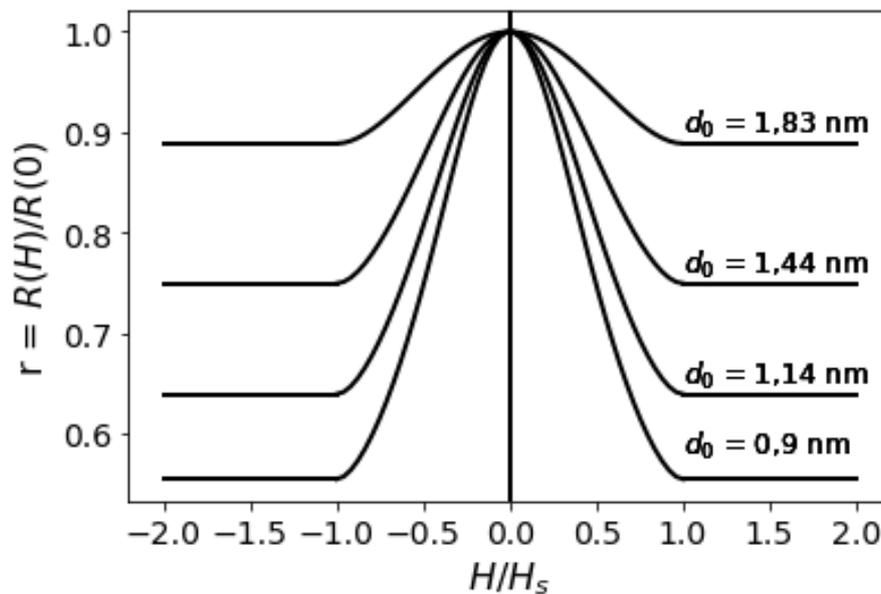


Figure 4.6 : Variation du rapport de magnétorésistance r en fonction du rapport champ magnétique appliqué/champ magnétique à saturation pour 4 valeurs de l'épaisseur de la couche NM.

c) Variation du rapport de magnétorésistance avec le paramètre α

Nous avons représenté sur la figure 4.7 l'évolution de la variation relative de magnétorésistance en fonction du paramètre α (conformément à l'équation 3.24).

Rappelons que le paramètre α traduit l'asymétrie de la résistivité puisque $\alpha = \rho^-/\rho^+$ ou encore $\alpha = \rho^\downarrow/\rho^\uparrow$, *qui induit la diffusion en volume*. Si $\alpha > 1$, alors les électrons de spin down (\downarrow) sont beaucoup plus diffusés que ceux de spin up (\uparrow). Dans le cas $\alpha < 1$, c'est l'inverse qui se produit. Plus cette asymétrie est importante, et plus l'effet GMR est important.

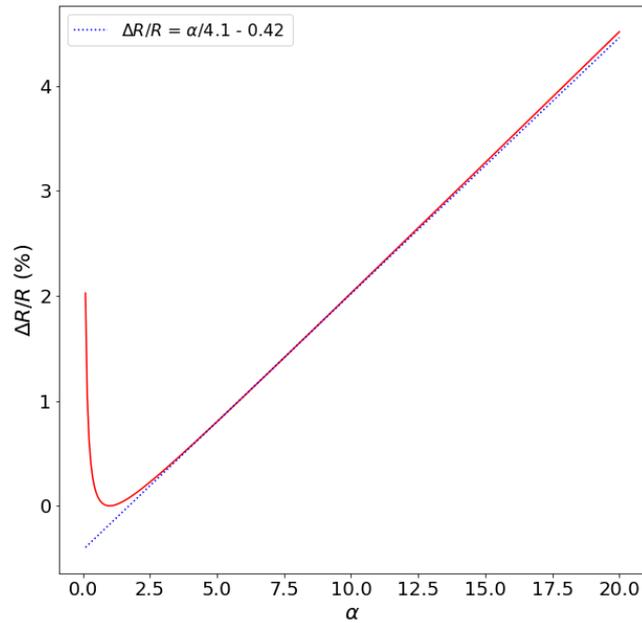


Figure 4.7 : Variation du rapport GMR en fonction du paramètre α .

La courbe représentant $\Delta R/R = f(\alpha)$ de la figure 4.7 peut être approximée par la droite $\Delta R/R = \alpha/4.1 - 0.42$ pour $\alpha \geq 2.5$; dans le domaine des faibles valeurs de α , on peut représenter la variation du rapport GMR par la fonction $f(\alpha) = 1/(4\alpha)$. On remarque par ailleurs que pour $\alpha = 1$, $\Delta R/R = 0$: il n'y a pas d'effet GMR dans le cas où les deux types de résistivité sont égales ($\rho^- = \rho^+$). La diffusion dans le volume des couches magnétiques, qui n'est pas la même pour les électrons de spin up et les électrons de spin down (et que traduit le paramètre α), peut être due aux impuretés (atomes étrangers) présentes dans ces couches.

Analysons la situation où α est beaucoup plus grand que 1, c'est-à-dire la situation où $\rho^\downarrow \gg \rho^\uparrow$. La figure 4.8b montre le schéma de principe de la GMR dans le cas où $\alpha \gg 1$. Dans ce cas, la résistivité équivalente dans la configuration ferromagnétique (aimantations parallèles) est $\rho_{min} = 2\rho^\uparrow$, et le canal de conduction ρ^\uparrow constitue un canal de court-circuit. En configuration antiferromagnétique (aimantations antiparallèles), la résistivité équivalente est $\rho_{max} = \rho^\downarrow/2$. Le calcul de la variation relative de résistivité donne : $\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho^\downarrow/2 - 2\rho^\uparrow}{2\rho^\uparrow} = \frac{\rho^\downarrow}{4\rho^\uparrow} - 1 \approx \frac{1}{4}\alpha$. L'expression analytique théorique de $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ pour $\alpha \gg 1$, n'est pas très différente de la droite qui nous a permis d'ajuster la courbe obtenue et représentée à la figure 4.7.

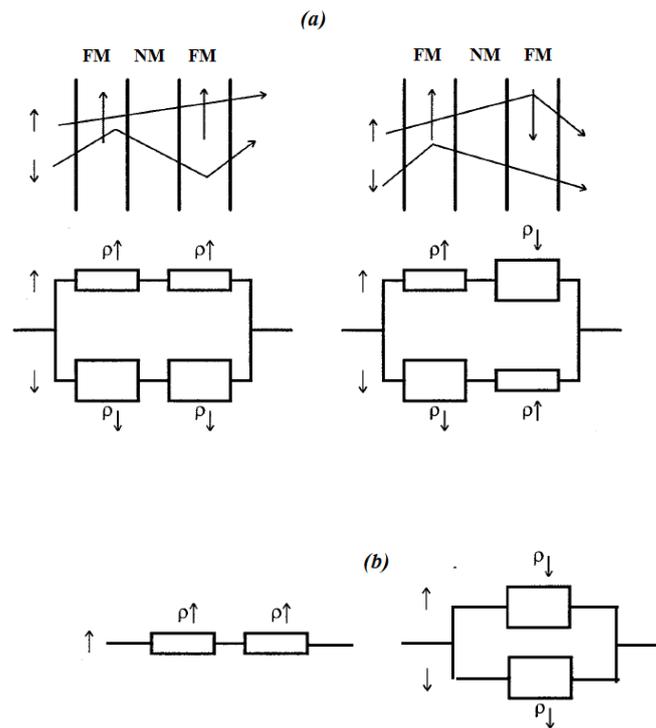


Figure 4.8 : Schéma de principe de la GMR dans une structure FM/NM/FM.

(a) A gauche, avec une configuration d'aimantations parallèles (configuration ferromagnétique) et, à droite, avec une configuration d'aimantations antiparallèles (configuration antiferromagnétique). Les figures du haut montrent la trajectoire des électrons, qui sont plus fortement diffusés quand leur direction de spin est antiparallèle à la direction locale de l'aimantation. Les figures du bas montrent les circuits électriques équivalents à l'aide du modèle à 2 courants, où les résistivités propres à chaque canal de conduction varient selon la configuration des aimantations.

(b) Circuits équivalents dans le cas où $\alpha \gg 1$. (D'après [79]).

d) Variation du rapport de magnétorésistance avec la résistivité de la couche non magnétique

L'équation (3.24) a été obtenue en supposant que la résistivité de la couche intermédiaire (ou non magnétique) est très faible devant celle des couches magnétiques. Dans le cas contraire, l'équation (3.24) doit être réécrite en incluant cette résistivité (ρ_{NM}) ; on obtient alors l'équation (3.25) rappelée ci-après :
$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{(1-\alpha)^2}{4[\alpha+(\rho_{NM}/\rho^+)d_0/d][1+(\rho_{NM}/\rho^+)d_0/d]}$$
 où d_0 est l'épaisseur de la couche non magnétique et d celle de la couche magnétique.

Nous avons représenté la variation relative du rapport GMR donnée par l'expression plus haut, en fonction du rapport ρ_{NM}/ρ^+ , pour trois valeurs de l'épaisseur relative d_0/d et cinq valeurs de α . Les résultats sont montrés sur la figure 4.9.

Chapitre 4 : Essais de modélisation et discussion

L'analyse de ces résultats montre que pour des valeurs très faibles de la résistivité de la couche non magnétique ($\rho_{NM} \ll \rho^+$), le rapport GMR est assez élevé, mais il tend à diminuer plus ou moins de façon importante lorsque cette résistivité augmente selon la valeur du rapport d_0/d : ainsi pour une valeur faible de l'épaisseur de la couche non magnétique ($d_0 = 0.04d$), le rapport GMR est quasi-constant, quel que soit ρ_{NM} , à l'exception du cas $\alpha = 10$ où l'on constate une légère décroissance de ce rapport. Cette décroissance dans le cas $\alpha = 10$ est beaucoup plus visible lorsque d est multipliée par un facteur 2.5 (cas $d_0 = 0.1d$) ; on constate également une légère décroissance pour les autres valeurs de α . Cependant, si l'épaisseur de la couche non magnétique devient relativement plus importante (cas $d_0 = 0.6d$), le rapport GMR diminue sensiblement notamment pour les fortes valeurs de α . Le fait que le rapport GMR devient de plus en plus important à mesure que α augmente est en conformité avec le fait que les diffusions des électrons de spin down sont plus nombreuses dans le volume des couches magnétiques.

En conclusion, on peut dire que lorsque l'épaisseur d_0 de la couche non magnétique est faible devant celle (d) de la couche magnétique, le rapport GMR n'est pas très affecté par l'augmentation de la résistivité ρ_{NM} sauf dans le cas où le paramètre α est élevé. A titre d'exemple, dans un système Fe/Cr/Fe caractérisé par $\alpha = 3$, $d_0 = 5 \text{ \AA}$ et $d = 120 \text{ \AA}$, on peut estimer que la résistivité de la couche non magnétique n'a pas d'effet sur le rapport GMR qui se situe autour de 33%.

a) Variation du rapport de magnétorésistance en fonction de l'épaisseur de la couche non magnétique

La figure 4.10 représente cette variation pour d_0 variant entre 0.2 nm et 2 nm (courbe de couleur rouge). Nous constatons que, comme attendu, le rapport GMR diminue lorsque d_0 augmente, en raison du fait que le couplage entre les couches magnétiques faiblit et que la résistivité de la couche non magnétique devient plus importante. Nous avons également modélisé cette courbe dans les domaines $d_0 < 0.6 \text{ nm}$ et $d_0 > 0.6 \text{ nm}$, en l'ajustant, respectivement, par la fonction $f(d_0)|_{d_0 < 0.6 \text{ nm}} = -265d_0 + 278$ (courbe en vert), et par la fonction $f(d_0)|_{d_0 > 0.6 \text{ nm}} = -80/d_0 - d_0^3 - d_0^4 - 4d_0 - 4$ (courbe en bleu).

Chapitre 4 : Essais de modélisation et discussion

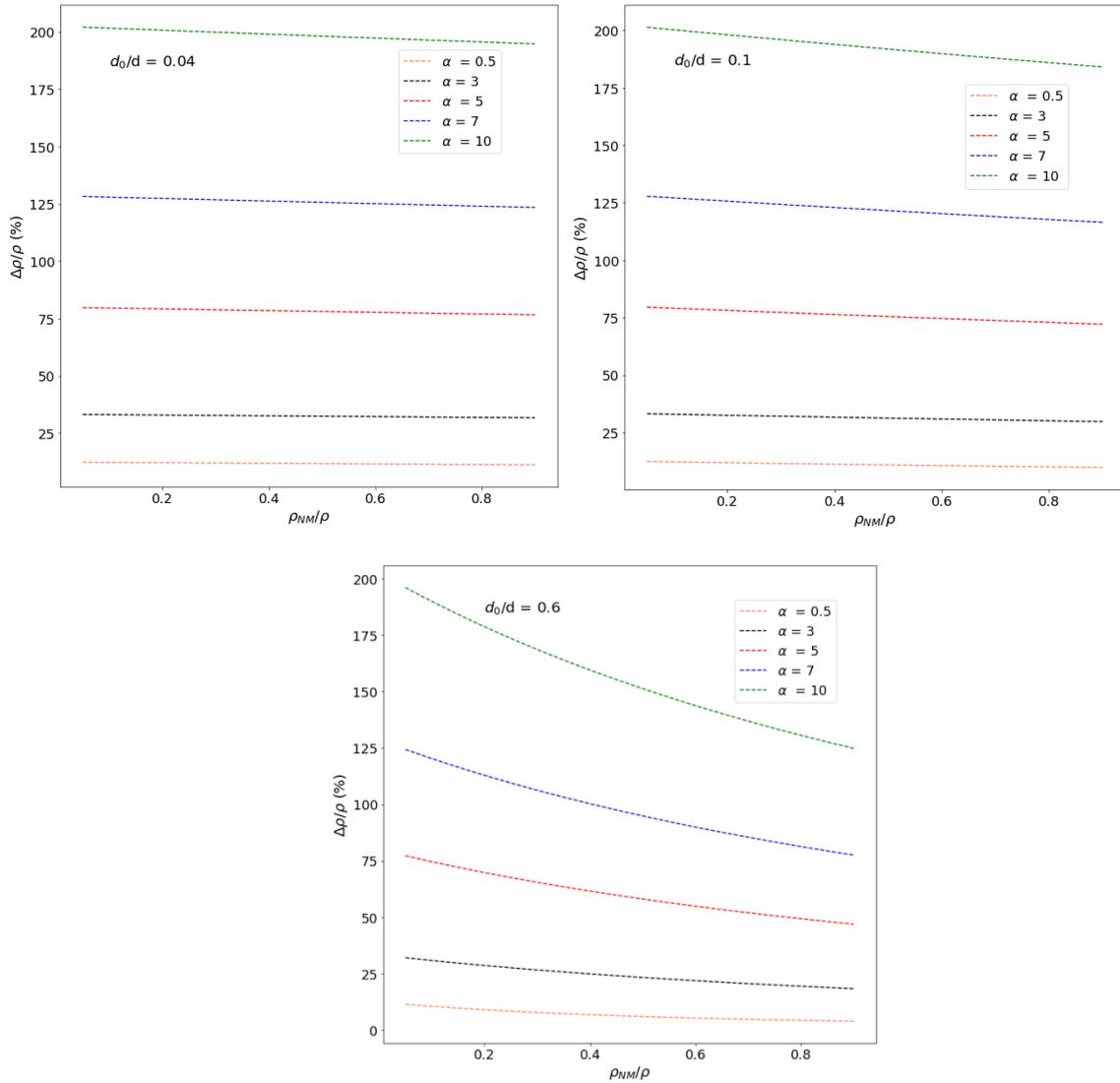


Figure 4.9 : Variation du rapport de magnétorésistance GMR en fonction de la résistivité relative de la couche non magnétique pour 3 valeurs de d_0/d et 5 valeurs de α .

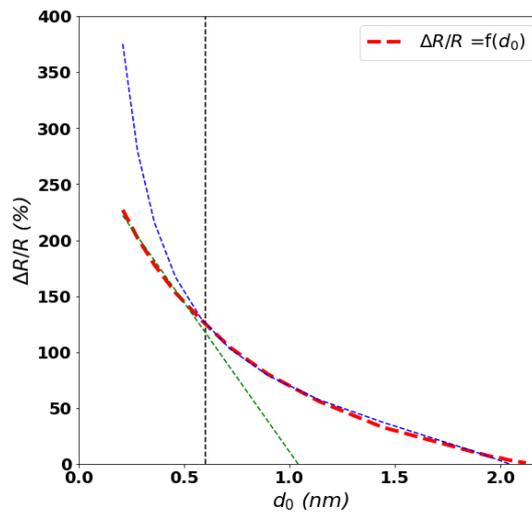


Figure 4.10 : Représentation du rapport GMR en fonction de l'épaisseur de la couche intermédiaire non magnétique jusqu'à 2 nm.

4.2. Etude de la GMR à l'aide de l'équation de Boltzmann

4.2.1. Bases théoriques

A l'aide de l'équation de Boltzmann écrite sous la forme (3.30) : $\frac{\partial g_s}{\partial y} + \frac{g_s}{\tau_s v_y} = \frac{eE}{m^* v_y} \frac{\partial f_0}{\partial v_x}$, où la fonction g_s a été définie dans les expressions (3.6) et (3.29), nous allons montrer qu'il est possible de modéliser l'effet GMR dans la configuration CIP.

Nous allons d'abord considérer la structure de la figure 4.11 composée de deux couches identiques ferromagnétiques de même épaisseur d et séparées par une couche non magnétique (couche intermédiaire ou spacer) d'épaisseur d_0 beaucoup plus faible que d .

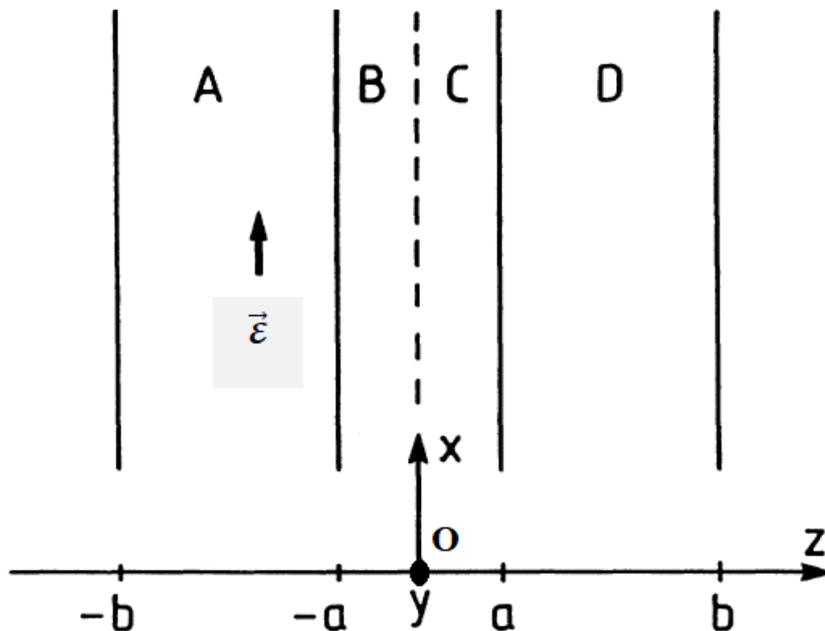


Figure 4.11 : Schéma de la structure à 3 couches utilisée : A et D correspondent aux couches ferromagnétiques, B et C à la couche intermédiaire (non magnétique). L'épaisseur de chacune des 2 couches ferromagnétiques est $d = b - a$ et celle de la couche non magnétique $d_0 = 2a$.

D'après la représentation schématique de la structure étudiée donnée sur la figure 4.11, l'épaisseur de chaque couche ferromagnétique est $d = b - a$, et celle de la couche intermédiaire est $d_0 = 2a$. Un champ électrique \vec{E} est appliqué suivant l'axe Ox, parallèlement aux plans des couches, et l'axe Oz est perpendiculaire à ces plans.

Nous supposons que l'aimantation dans chaque couche ferromagnétique est uniforme pour une valeur arbitraire du champ magnétique. S'il existe un couplage d'échange antiferromagnétique à travers la couche intermédiaire alors les aimantations seront antiparallèles pour de faibles valeurs du champ magnétique appliqué.

Chapitre 4 : Essais de modélisation et discussion

Dans le modèle présenté qui s'inspire de celui élaboré par J. Barnas et al. [68], on tiendra compte des réflexions des électrons sur les surfaces externes du système (c'est-à-dire en $z = -b$ et $z = +b$) conformément au modèle de Fuchs-Sondheimer. Pour décrire complètement le transport électronique dans ce système, nous devons tenir compte du modèle de Fuchs-Sondheimer en incluant la diffusion des électrons dépendante du spin et qui a lieu dans le volume des couches ferromagnétiques et au niveau des interfaces (c'est-à-dire en $z = -a$ et $z = +a$). Comme nous le savons, le transport électronique dans ces couches peut être décrit par le modèle des deux courants qui tient compte de la différence entre la diffusion des électrons de spin up et la diffusion des électrons de spin down (qui se traduit en fait par une différence entre les libres parcours moyens des deux types d'électrons). Cette asymétrie de spin est forte dans certains alliages magnétiques peut être dans un rapport de 10. Pour simplifier l'étude, nous négligerons tout phénomène de retournement de spin, ce qui est possible quand on travaille à basse température, ce qui implique également qu'on ne tient pas compte de la diffusion par les phonons. Cette asymétrie de spin s'applique aussi au niveau des interfaces où les électrons seront différemment diffusés selon qu'ils soient de spin up ou de spin down.

Dans chaque couche, le courant électrique est déterminé par la fonction de distribution des électrons de spins up (\uparrow) et par la fonction de distribution des électrons de spin down (\downarrow) et de vitesse \vec{v} , notées $f(\vec{v}, z)$, et qui dépendent uniquement de la composante z . Conformément au formalisme connu et déjà exposé dans le chapitre 3, nous décomposons la fonction de distribution en deux fonctions : la fonction de distribution à l'équilibre (en l'absence de champ électrique) $f_0(\vec{v})$ et une contribution $g^{\uparrow(\downarrow)}(\vec{v}, z)$ induite par le champ électrique appliqué :

$$f^{\uparrow(\downarrow)}(\vec{v}, z) = f_0(\vec{v}) + g^{\uparrow(\downarrow)}(\vec{v}, z) \quad (4.1)$$

En incluant la fonction (4.1) dans l'équation de Boltzmann et en ne tenant compte que des termes de premier ordre, nous obtenons une équation pour $g^{\uparrow(\downarrow)}(\vec{v}, z)$ dans chacune des deux couches ferromagnétiques :

$$\frac{\partial g^{\uparrow(\downarrow)}(\vec{v}, z)}{\partial z} + \frac{g^{\uparrow(\downarrow)}(\vec{v}, z)}{\tau^{\uparrow(\downarrow)} v_z} = \frac{e\varepsilon}{m^* v_z} \frac{\partial f_0(\vec{v})}{\partial v_x} \quad (4.2)$$

Où e et m^* sont respectivement la charge de l'électron ($e > 0$) et sa masse effective (supposée indépendante du spin), et $\tau^{\uparrow(\downarrow)}$ est le temps de relaxation des électrons de spin up et de spin down. En général, on a $\tau^{\uparrow} \neq \tau^{\downarrow}$.

Chapitre 4 : Essais de modélisation et discussion

Pour résoudre l'équation (4.2), nous devons considérer deux composantes de la fonction $g^{\uparrow(\downarrow)}(\vec{v}, z)$: l'une correspondant aux électrons de vitesse $v_z > 0$ ($g_+^{\uparrow(\downarrow)}(\vec{v}, z)$), et l'autre aux électrons correspondant aux électrons de vitesse $v_z < 0$, ($g_-^{\uparrow(\downarrow)}(\vec{v}, z)$). La solution générale de (4.2) est de la forme :

$$g_{\pm}^{\uparrow(\downarrow)}(\vec{v}, z) = \frac{e\mathcal{E}\tau^{\uparrow(\downarrow)}}{m^*} \frac{\partial f_0(\vec{v})}{\partial v_x} \left[1 + F_{\pm}^{\uparrow(\downarrow)}(\vec{v}) \exp\left(\frac{\mp z}{\tau^{\uparrow(\downarrow)}|v_z|}\right) \right] \quad (4.3)$$

$F_{\pm}^{\uparrow(\downarrow)}(\vec{v})$ sont des fonctions dépendantes de la vitesse électronique \vec{v} et qui seront déterminées par les conditions aux limites, comme nous le verrons plus loin.

Dans chacune des couches ferromagnétiques, l'axe de quantification pour le spin de l'électron correspond à l'axe statique d'aimantation. Ainsi, quand un électron traverse la couche intermédiaire (le spacer), nous devons tenir compte du fait que la direction de quantification change. Pour cela, on doit introduire une interface fictive en $z = 0$ (voir figure 4.1) où la direction de quantification change. Ce qui signifie que l'axe de quantification dans les régions A et B de la figure 4.1 est parallèle à l'aimantation dans la couche de gauche (région A), et l'axe de quantification dans les régions C et D est parallèle à l'aimantation dans la couche de droite (région D).

Dans chacune des quatre régions (A, B, C et D), on peut écrire l'équation (4.3) avec les fonctions correspondantes $F_{A\pm}^{\uparrow(\downarrow)}$, $F_{B\pm}^{\uparrow(\downarrow)}$, $F_{C\pm}^{\uparrow(\downarrow)}$ et $F_{D\pm}^{\uparrow(\downarrow)}$. Pour déterminer ces fonctions, nous appliquons les conditions aux limites (conditions de Fuchs-Sondheimer) au niveau des surfaces externes (dites aussi surfaces libres) :

$$g_{A+}^{\uparrow(\downarrow)} = p_A^{\uparrow(\downarrow)} g_{A-}^{\uparrow(\downarrow)} \text{ en } z = -b \quad (4.4)$$

$$g_{D-}^{\uparrow(\downarrow)} = p_D^{\uparrow(\downarrow)} g_{D+}^{\uparrow(\downarrow)} \text{ en } z = +b \quad (4.5)$$

Où $p_A^{\uparrow(\downarrow)}$ et $p_D^{\uparrow(\downarrow)}$ sont les paramètres spéculaires au niveau, respectivement de la surface externe dans la région A et la surface externe dans la région D, et qui dépendent en général du spin.

Pour une simplification de l'écriture, nous avons omis de mentionner la dépendance des fonctions $g_{\pm}^{\uparrow(\downarrow)}$ de \vec{v} et de z , dans les équations (4.4) et (4.5), et nous le ferons pour le reste des autres conditions aux limites.

Au niveau des interfaces entre les couches ferromagnétiques et la couche intermédiaire non magnétique, les conditions aux limites s'écrivent :

Chapitre 4 : Essais de modélisation et discussion

$$g_{A-}^{\uparrow(\downarrow)} = T^{\uparrow(\downarrow)} g_{B-}^{\uparrow(\downarrow)} + R^{\uparrow(\downarrow)} g_{A+}^{\uparrow(\downarrow)} \text{ en } z = -a \quad (4.6)$$

$$g_{B+}^{\uparrow(\downarrow)} = T^{\uparrow(\downarrow)} g_{A+}^{\uparrow(\downarrow)} + R^{\uparrow(\downarrow)} g_{B-}^{\uparrow(\downarrow)} \text{ en } z = -a \quad (4.7)$$

$$g_{D+}^{\uparrow(\downarrow)} = T^{\uparrow(\downarrow)} g_{C+}^{\uparrow(\downarrow)} + R^{\uparrow(\downarrow)} g_{D-}^{\uparrow(\downarrow)} \text{ en } z = +a \quad (4.8)$$

$$g_{C-}^{\uparrow(\downarrow)} = T^{\uparrow(\downarrow)} g_{D-}^{\uparrow(\downarrow)} + R^{\uparrow(\downarrow)} g_{C+}^{\uparrow(\downarrow)} \text{ en } z = +a \quad (4.9)$$

Où $T^{\uparrow(\downarrow)}$ et $R^{\uparrow(\downarrow)}$ sont respectivement, le coefficient de transmission et de réflexion des électrons à travers l'interface entre les régions A et B (en $z = -a$) et l'interface entre les régions C et D (en $z = +a$). On ne tiendra pas compte de la dépendance angulaire éventuelle de ces coefficients. On considère seulement que ces coefficients sont les mêmes pour les électrons qui arrivent sur une interface du côté droit ou du côté gauche (*cette hypothèse est valable pour les métaux ayant des travaux de sortie comparables*). Ces coefficients ne dépendent en fait que du spin de l'électron.

Au niveau de l'interface fictive en $z = 0$, nous pouvons écrire :

$$g_{C+}^{\uparrow(\downarrow)} = \cos^2(\theta/2) g_{B+}^{\uparrow(\downarrow)} + \sin^2(\theta/2) g_{B+}^{\downarrow(\uparrow)} \text{ en } z = 0 \quad (4.10)$$

$$g_{B-}^{\uparrow(\downarrow)} = \cos^2(\theta/2) g_{C-}^{\uparrow(\downarrow)} + \sin^2(\theta/2) g_{C-}^{\downarrow(\uparrow)} \text{ en } z = 0 \quad (4.11)$$

Où θ est l'angle que font les deux axes de quantification, c'est-à-dire l'angle entre les deux vecteurs aimantations dans les régions A et D.

Les équations (4.4) à (4.11) constituent en principe un système complet d'équations déduites des différentes conditions aux limites. En tenant compte de l'expression générale de $g_{\pm}^{\uparrow(\downarrow)}(\vec{v}, z)$ donnée par (4.3), ces équations prennent les formes suivantes :

$$c^{\uparrow(\downarrow)} F_{A+}^{\uparrow(\downarrow)} - (p_A^{\uparrow(\downarrow)} / c^{\uparrow(\downarrow)}) F_{A-}^{\uparrow(\downarrow)} = p_A^{\uparrow(\downarrow)} - 1 \quad (4.12)$$

$$c^{\uparrow(\downarrow)} F_{D-}^{\uparrow(\downarrow)} - (p_D^{\uparrow(\downarrow)} / c^{\uparrow(\downarrow)}) F_{D+}^{\uparrow(\downarrow)} = p_D^{\uparrow(\downarrow)} - 1 \quad (4.13)$$

$$R^{\uparrow(\downarrow)} d_1^{\uparrow(\downarrow)} F_{A+}^{\uparrow(\downarrow)} + (T^{\uparrow(\downarrow)} y^{\uparrow(\downarrow)} / d_2) F_{B-}^{\uparrow(\downarrow)} - (1/d_1^{\uparrow(\downarrow)}) F_{A-}^{\uparrow(\downarrow)} = 1 - R^{\uparrow(\downarrow)} - y^{\uparrow(\downarrow)} T^{\uparrow(\downarrow)} \quad (4.14)$$

$$(R^{\uparrow(\downarrow)} y^{\uparrow(\downarrow)} / d_2) F_{B-}^{\uparrow(\downarrow)} + T^{\uparrow(\downarrow)} d_1^{\uparrow(\downarrow)} F_{A+}^{\uparrow(\downarrow)} - y^{\uparrow(\downarrow)} d_2 F_{B+}^{\uparrow(\downarrow)} = y^{\uparrow(\downarrow)} - R^{\uparrow(\downarrow)} y^{\uparrow(\downarrow)} - T^{\uparrow(\downarrow)} \quad (4.15)$$

Chapitre 4 : Essais de modélisation et discussion

$$R^{\uparrow(\downarrow)} d_1^{\uparrow(\downarrow)} F_{D-}^{\uparrow(\downarrow)} + (T^{\uparrow(\downarrow)} y^{\uparrow(\downarrow)} / d_2) F_{C-}^{\uparrow(\downarrow)} - (1/d_1^{\uparrow(\downarrow)}) F_{D+}^{\uparrow(\downarrow)} = 1 - R^{\uparrow(\downarrow)} - y^{\uparrow(\downarrow)} T^{\uparrow(\downarrow)} \quad (4.16)$$

$$(R^{\uparrow(\downarrow)} y^{\uparrow(\downarrow)} / d_2) F_{C+}^{\uparrow(\downarrow)} + T^{\uparrow(\downarrow)} d_1^{\uparrow(\downarrow)} F_{D-}^{\uparrow(\downarrow)} - y^{\uparrow(\downarrow)} d_2 F_{C-}^{\uparrow(\downarrow)} = y^{\uparrow(\downarrow)} - R^{\uparrow(\downarrow)} y^{\uparrow(\downarrow)} - T^{\uparrow(\downarrow)} \quad (4.17)$$

$$\cos^2(\theta/2) F_{B+}^{\uparrow(\downarrow)} + \sin^2(\theta/2) F_{B+}^{\downarrow(\uparrow)} - F_{C+}^{\uparrow(\downarrow)} = 0 \quad (4.18)$$

$$\cos^2(\theta/2) F_{C-}^{\uparrow(\downarrow)} + \sin^2(\theta/2) F_{C-}^{\downarrow(\uparrow)} - F_{B-}^{\uparrow(\downarrow)} = 0 \quad (4.19)$$

Les paramètres $c^{\uparrow(\downarrow)}$, $d_1^{\uparrow(\downarrow)}$ et d_2 sont définis par :

$$c^{\uparrow(\downarrow)} = \exp(b/\lambda_1^{\downarrow(\uparrow)} \cos\beta) \quad (4.20)$$

$$d_1^{\uparrow(\downarrow)} = \exp(a/\lambda_1^{\downarrow(\uparrow)} \cos\beta) \quad (4.21)$$

$$d_2 = \exp(a/\lambda_2 \cos\beta) \quad (4.22)$$

Où β est l'angle que forment l'axe Oz et la vitesse v de l'électron ; λ_1^{\uparrow} et λ_1^{\downarrow} sont respectivement le libre parcours moyen d'un électron de spin up et de spin down dans les couches ferromagnétiques ; λ_2 est le libre parcours moyen d'un électron dans la couche intermédiaire non magnétique. Ces libres parcours moyens sont donnés par :

$$\lambda_1^{\downarrow(\uparrow)} = v_{F1} \tau_1^{\downarrow(\uparrow)} \quad (4.23)$$

Avec v_{F1} et $\tau_1^{\downarrow(\uparrow)}$ étant la vitesse de Fermi (supposée la même pour les deux types de spin), et $\tau_1^{\downarrow(\uparrow)}$ les temps de relaxation pour les électrons de spin up et de spin down.

Le libre parcours moyen dans la couche intermédiaire est donné par :

$$\lambda_2 = v_{F2} \tau_2 \quad (4.24)$$

Où v_{F2} et τ_2 sont respectivement la vitesse de Fermi et le temps de relaxation d'un électron dans la couche non magnétique.

Les paramètres $y^{\uparrow(\downarrow)}$ tiennent compte des différences entre les propriétés électroniques des couches ferromagnétiques et celles de la couche intermédiaire :

$$y^{\uparrow} = \frac{1}{2} r s (1 + N_b) \quad (4.25)$$

$$y^{\downarrow} = \frac{1}{2} r s (1 + 1/N_b) \quad (4.26)$$

Chapitre 4 : Essais de modélisation et discussion

Avec :

$$r = 2 \frac{\lambda_2}{\lambda_1^\uparrow + \lambda_1^\downarrow} \quad (4.27)$$

$$s = \frac{m_1 v_{F1}}{m_2 v_{F2}} \quad (4.28)$$

$$N_b = \lambda_1^\downarrow / \lambda_1^\uparrow \quad (4.29)$$

Où m_1 et m_2 sont, respectivement, les masses effectives électroniques dans les couches magnétiques et la couche intermédiaire. Le paramètre N_b décrit l'asymétrie de spin du taux de diffusion des électrons dans le volume des couches ferromagnétiques.

Les équations (4.12) à (4.19) doivent nous permettre de déterminer toutes les fonctions F et, par conséquent, la fonction de distribution des électrons puis la densité de courant. Comme les coefficients qui interviennent dans toutes ces équations dépendent de l'angle β entre l'axe Oz et la vitesse de l'électron, ces fonctions F peuvent être considérées comme dépendantes de β : $F(\vec{v}) \equiv F(\beta)$. Les équations (4.12) à (4.19) ne peuvent être résolues que de façon numérique ; c'est notre objectif dans l'étude que nous avons entreprise en faisant appel à de simples scripts écrits à l'aide du langage de programmation Python. D'après Barnas et al., le courant total I dans la structure s'écrit :

$$I = -e \int dz \int [g^\uparrow(\vec{v}, z) + g^\downarrow(\vec{v}, z)] v_x d\vec{v} = \sigma_1 d_t \chi \mathcal{E} \quad (4.30)$$

L'intégration sur z a lieu dans chacune des couches ferromagnétiques, et l'intégration sur \vec{v} peut être facilement faite, s'agissant d'un gaz de fermions.

Dans cette dernière expression du courant, σ_1 désigne la conductivité dans le volume des couches ferromagnétiques, c'est-à-dire la somme des conductivités relatives aux électrons de spin up et de spin down :

$$\sigma_1 = \sigma_1^\uparrow + \sigma_1^\downarrow \quad (4.31)$$

d_t est l'épaisseur totale de la structure :

$$d_t = 2d + d_0 \quad (4.32)$$

La fonction χ est définie par :

$$\chi = 1 + (\mu - 1) \frac{d}{d_t} + \frac{3}{8} d_t \int_0^{\pi/2} h(\beta) \sin^3 \beta \cos \beta d\beta \quad (4.33)$$

La fonction $h(\beta)$ dans (4.33) a pour expression :

Chapitre 4 : Essais de modélisation et discussion

$$h(\beta) = \mu\lambda_2 h_2(\beta) + (1 - \eta)\lambda_1^\uparrow h_1^\uparrow(\beta) + (1 + \eta)\lambda_1^\downarrow h_1^\downarrow(\beta) \quad (4.34)$$

Avec :

$$h_2(\beta) = (F_{B+}^\uparrow + F_{B+}^\downarrow + F_{C-}^\uparrow + F_{C-}^\downarrow)(d_2 - 1) + (F_{B-}^\uparrow + F_{B-}^\downarrow + F_{C+}^\uparrow + F_{C+}^\downarrow)(1 - 1/d_2) \quad (4.35)$$

$$h_1^\uparrow(\beta) = (F_{A+}^\uparrow - F_{D-}^\uparrow)(c^\uparrow - d_1^\uparrow) + (F_{A-}^\uparrow + F_{D+}^\downarrow)(1/d_1^\uparrow - 1/c^\uparrow) \quad (4.36)$$

$$h_1^\downarrow(\beta) = (F_{A+}^\downarrow + F_{D-}^\downarrow)(c^\downarrow - d_1^\downarrow) + (F_{A-}^\downarrow - F_{D+}^\downarrow)(1/d_1^\downarrow - 1/c^\downarrow) \quad (4.37)$$

Où $c^{\uparrow(\downarrow)}$, $d_1^{\uparrow(\downarrow)}$ et d_2 sont données par (4.20), (4.21) et (4.22). Les paramètres μ et η sont définis par :

$$\mu = \sigma_2/\sigma_1 = rst \quad (4.38)$$

$$\eta = \frac{\sigma_1^\downarrow - \sigma_1^\uparrow}{\sigma_1^\downarrow + \sigma_1^\uparrow} = \frac{N_b - 1}{N_b + 1} \quad (4.39)$$

σ_2 est la conductivité de la couche intermédiaire et les paramètres r , s et N_b sont définis par (4.27), (4.28) et (4.29). Le facteur t est le rapport entre la concentration des électrons dans la couche intermédiaire (n_2) et celle des électrons dans les couches ferromagnétiques (n_1) :

$$t = n_2/n_1 \quad (4.40)$$

La résistivité ρ du système est alors donnée par :

$$\rho = 1/(\sigma_1\chi) \quad (4.41)$$

La variation relative de la résistivité lorsque le système passe d'une situation où les aimantations forment entre elles un angle $\theta \neq 0$ à la situation où ces aimantations deviennent parallèles ($\theta = 0$), est donnée par :

$$r(\theta) = \frac{\rho(\theta) - \rho(0)}{\rho(0)} = \frac{\chi(0) - \chi(\theta)}{\chi(\theta)} \quad (4.42)$$

Si le système passe d'une configuration antiparallèle ($\theta = \pi$) à une configuration parallèle ($\theta = 0$), le rapport de magnétorésistance s'écrit alors :

$$r(\theta = \pi) = \frac{\rho^{\uparrow\downarrow} - \rho^{\uparrow\uparrow}}{\rho^{\uparrow\uparrow}} = \frac{\chi(0)}{\chi(\pi)} - 1 \quad (4.43)$$

Chapitre 4 : Essais de modélisation et discussion

$\rho^{\uparrow\downarrow} = \rho(\pi)$ est la résistivité correspondant à un alignement antiparallèle des deux aimantations et $\rho^{\uparrow\uparrow} = \rho(0)$ est la résistivité correspondant à un alignement parallèle de ces aimantations.

Le même raisonnement peut être facilement généralisé au cas de structures plus compliquées, comme les systèmes multicouches avec deux ou plusieurs couches intermédiaires.

4.2.2. Exposé des résultats obtenus

Notre objectif est de déterminer la variation relation de la résistivité donnée par l'équation (4.43) en fonction de certains paramètres bien définis. Toutefois, un certain nombre d'autres paramètres intervenant dans les équations incluses dans (4.43) sont difficiles à déduire d'après les résultats expérimentaux disponibles. Aussi, nous devons simplifier autant que possible le problème en adoptant certaines hypothèses, exposées ci-après.

Hypothèses simplificatrices :

1. On suppose que les coefficients de réflexion aux interfaces $z = -a$ et $z = +a$ peuvent être négligés dans les calculs et on écrira $R^{\uparrow} = R^{\downarrow} = 0$. Cette hypothèse est valable si on considère que la hauteur de la marche de potentiel à l'interface est relativement faible. Par exemple, cela est vrai dans le cas du système Fe/Cr/Fe sachant que les travaux de sortie de Fe (4.67 eV) et de Cr (4.50 eV) sont comparables.
2. On négligera toute différence entre les paramètres spéculaires de réflexion sur les surfaces externes, c'est-à-dire qu'on écrira : $p_A^{\uparrow} = p_A^{\downarrow} = p_D^{\uparrow} = p_D^{\downarrow} = p$.
3. On négligera toute différence entre les conductivités dans les deux types de matériaux en posant donc : $r = s = t = 1$. Cette hypothèse est acceptable si les conductivités des deux constituants sont comparables et l'épaisseur de la couche non magnétique est très faible devant celle des couches ferromagnétiques, c'est-à-dire que $d_0 \ll d$.

En adoptant ces hypothèses, nous avons réduit le nombre de paramètres indépendants à quatre : T^{\uparrow} , T^{\downarrow} , N_b et p . Au lieu d'utiliser T^{\uparrow} et T^{\downarrow} , nous utiliserons les coefficients ou paramètres de diffusion D^{\uparrow} et D^{\downarrow} aux interfaces, donnés par :

$$D^{\uparrow(\downarrow)} = 1 - T^{\uparrow(\downarrow)} \quad (4.44)$$

En fait, aux interfaces internes, nous avons l'égalité : $R^{\uparrow(\downarrow)} + D^{\uparrow(\downarrow)} + T^{\uparrow(\downarrow)} = 1$, qui donne la relation (4.44) puisque nous avons supposé que $R^{\uparrow(\downarrow)} = 0$. On aura alors affaire à quatre paramètres indépendants D^{\uparrow} , N_s , N_b et p , où N_s qui caractérise l'asymétrie de spin de la

Chapitre 4 : Essais de modélisation et discussion

diffusion interfaciale (c'est-à-dire le fait qu'un électron de spin up n'est pas diffusé avec le même taux de diffusion -ou même probabilité- qu'un électron de spin down) :

$$N_s = D^\uparrow / D^\downarrow \quad (4.45)$$

En résumé, nous pouvons dire que la détermination de l'effet de magnétorésistance géante (GMR) repose sur l'étude de deux phénomènes diffusifs : la diffusion en volume qui résulte de la différence entre les taux de diffusion des électrons de spin up et de spin down et que traduit le paramètre N_b , et la diffusion aux interfaces (ou diffusion interfaciale) qui résulte du fait que les électrons de spin up et les électrons de spin down ne sont pas diffusés de la même manière, et que traduit le paramètre N_s .

Dans la suite de cette étude, nous nous intéresserons à un système théorique constitué de deux couches ferromagnétiques (FM) entre lesquelles se trouve une couche non magnétique (NM) : FM/NM/FM. Un tel système peut par exemple être le système Fe/Cr/Fe. Si on ne tient compte que de la diffusion interfaciale opérant seule ($D^\uparrow \neq 0$), on utilise pour ces système la valeur $N_s = 6$. Par contre, si on ne tient compte dans le même système Fe/Cr/Fe uniquement compte de la diffusion dans le volume ($D^\uparrow = 0$), alors Barnaś *et al.* [68] utilisent la valeur $N_b = 2$ sans réellement le justifier. La détermination de ce paramètre qui est intrinsèque à la diffusion dans la couche de fer n'est pas. La diffusion interfaciale dépendante du spin est due à l'existence d'impuretés de Cr intégrées dans la matrice de Fe le long de cette interface. Cela a pour effet d'augmenter la rugosité de cette interface.

Pour simplifier encore plus le système d'équations (4.12) à (4.19) (***système de 16 équations à 16 inconnues pour chacune des deux valeurs de l'angle θ : $\theta = 0$ et $\theta = \pi$***), nous considérons de plus que les réflexions des électrons au niveau des surfaces externes du système sont totalement diffuses, c'est-à-dire que nous prendrons $\mathbf{p} = \mathbf{0}$ (*cas le plus défavorable*). Le système d'équations que nous aurons alors à résoudre est le suivant :

$$c^{\uparrow(\downarrow)} F_{A+}^{\uparrow(\downarrow)} = -1 \quad (4.46)$$

$$c^{\uparrow(\downarrow)} F_{D-}^{\uparrow(\downarrow)} = -1 \quad (4.47)$$

$$(T^{\uparrow(\downarrow)} y^{\uparrow(\downarrow)} / d_2) F_{B-}^{\uparrow(\downarrow)} - (1/d_1^{\uparrow(\downarrow)}) F_{A-}^{\uparrow(\downarrow)} = 1 - y^{\uparrow(\downarrow)} T^{\uparrow(\downarrow)} \quad (4.48)$$

$$T^{\uparrow(\downarrow)} d_1^{\uparrow(\downarrow)} F_{A+}^{\uparrow(\downarrow)} - y^{\uparrow(\downarrow)} d_2 F_{B+}^{\uparrow(\downarrow)} = y^{\uparrow(\downarrow)} - T^{\uparrow(\downarrow)} \quad (4.49)$$

$$(T^{\uparrow(\downarrow)} y^{\uparrow(\downarrow)} / d_2) F_{C-}^{\uparrow(\downarrow)} - (1/d_1^{\uparrow(\downarrow)}) F_{D+}^{\uparrow(\downarrow)} = 1 - y^{\uparrow(\downarrow)} T^{\uparrow(\downarrow)} \quad (4.50)$$

Chapitre 4 : Essais de modélisation et discussion

$$T^{\uparrow(\downarrow)} d_1^{\uparrow(\downarrow)} F_{D-}^{\uparrow(\downarrow)} - y^{\uparrow(\downarrow)} d_2 F_{C-}^{\uparrow(\downarrow)} = y^{\uparrow(\downarrow)} - T^{\uparrow(\downarrow)} \quad (4.51)$$

$$\cos^2(\theta/2) F_{B+}^{\uparrow(\downarrow)} + \sin^2(\theta/2) F_{B+}^{\downarrow(\uparrow)} - F_{C+}^{\uparrow(\downarrow)} = 0 \quad (4.52)$$

$$\cos^2(\theta/2) F_{C-}^{\uparrow(\downarrow)} + \sin^2(\theta/2) F_{C-}^{\downarrow(\uparrow)} - F_{B-}^{\uparrow(\downarrow)} = 0 \quad (4.53)$$

a. Diffusion en volume

La figure 4.12 représente la variation de la résistivité due à la GMR dans un système de trois couches (FM/NM/FM) caractérisé par $p = 0$ et $D^{\uparrow} = 0$. Cette variation est tracée en fonction de la valeur moyenne du libre parcours dans les couches ferromagnétiques $\lambda_1 = \frac{\lambda_1^{\downarrow} + \lambda_1^{\uparrow}}{2}$.

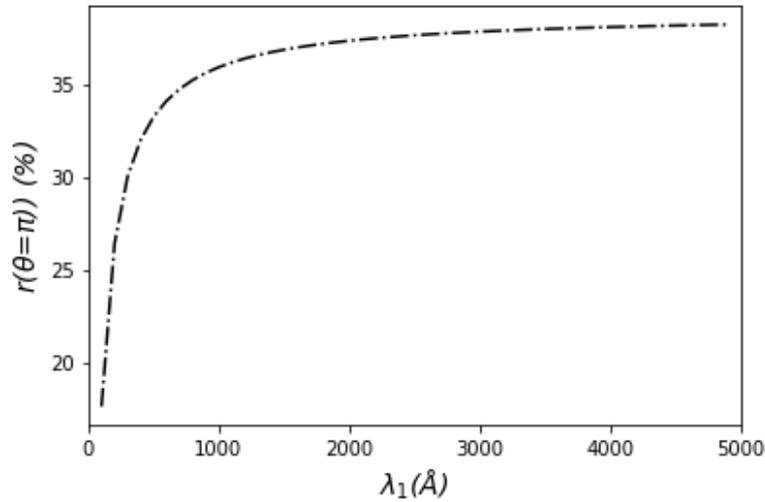


Figure 4.12 : Représentation de la variation relative de résistivité due à l'effet GMR en fonction de la valeur moyenne λ_1 du libre parcours moyen. Cas où $p = 0$, $d = 100$ Å, $d_0 = 10$ Å, $N_b = 2$, $D^{\uparrow} = 0$ et $r = s = t = 1$ ($r = 1$ correspond à $\lambda_2 = \lambda_1$).

Cette courbe montre que la variation de résistivité $r(\theta = \pi)$ augmente avec la valeur moyenne λ_1 du libre parcours moyen dans les couches FM. Cette augmentation de $r(\theta = \pi)$ est relativement rapide pour $\lambda_1 < 1000$ Å et tend à saturer pour les valeurs très élevées de λ_1 . L'augmentation rapide de λ_1 dans les couches FM (et de λ_2 dans la couche NM) signifie une diminution également rapide de $\rho^{\uparrow\uparrow}$; ce qui a pour conséquence l'augmentation rapide du rapport $r(\theta = \pi)$ qui sature à une valeur maximale de l'ordre de 38%, pour des valeurs très élevées de λ_1 .

b. Diffusion interfaciale

Afin d'étudier l'influence de la diffusion interfaciale sur la magnétorésistance du système, nous avons représenté $r(\theta = \pi)$ en fonction de la valeur moyenne du libre parcours moyen

Chapitre 4 : Essais de modélisation et discussion

λ_1 pour différentes valeurs de D^\uparrow , et dans le cas $p = 0$. Les résultats sont montrés sur la figure 4.13.

Nous constatons que, à mesure que D^\uparrow augmente, le rapport $r(\theta = \pi)$ augmente également. Cet effet est important pour $D^\uparrow = 0.9$, valeur qui signifie que 90% des électrons arrivant aux interfaces sont diffusés alors que 10% d'entre eux sont simplement transmis ($T^\uparrow = 0.1$). Pour les valeurs plus faibles de D (0.1, 0.3, 0.5), la variation de résistivité sature rapidement pour de faibles valeurs de λ_1 .

Le coefficient D^\uparrow est une mesure de la rugosité de surface ; plus cette rugosité augmente et plus D^\uparrow devient important. Si une interface est « parfaite » (pas d'impuretés ni de défauts, donc pas de diffusion), il n'y a pas de variation de la résistivité et par conséquent pas d'effet GMR. Nous avons utilisé dans notre modélisation $N_s = 6$, valeur généralement utilisée dans les structures Fe/Cr/Fe [42, 80]. Puisqu'on ne tient compte que la diffusion aux interfaces, alors $N_b = \lambda_1^\downarrow / \lambda_1^\uparrow = 1$: l'asymétrie de spin en volume n'existe plus et la diffusion en volume n'est pas très importante notamment pour les valeurs élevées de D^\uparrow . L'effet GMR est alors contrôlé par la diffusion interfaciale : c'est le cas dans les multicouches Fe/Cr/Fe.

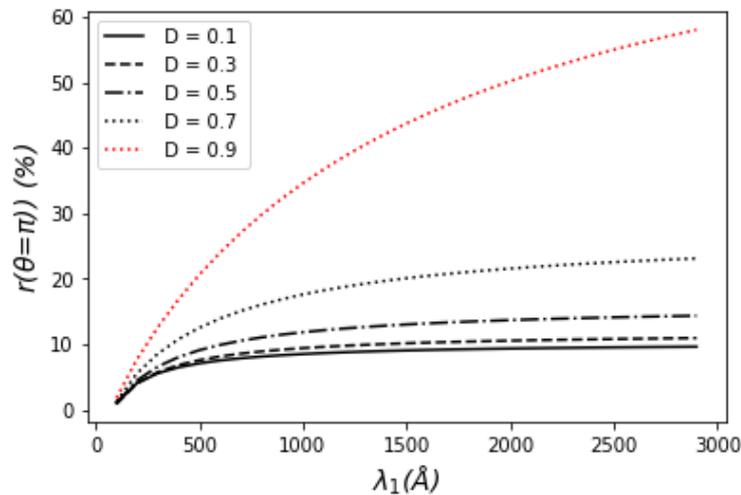


Figure 4.13 : Représentation de la variation relative de résistivité due à l'effet GMR en fonction de la valeur moyenne λ_1 du libre parcours moyen. Cas où $p = 0$, $d = 100$ Å, $d_0 = 10$ Å, $N_s = 6$, $N_b = 1$, $D^\uparrow \neq 0$ et $r = s = t = 1$.

Etude de $r(\theta = \pi)$ en fonction de D^\uparrow

Nous avons également étudié l'évolution du rapport $r(\theta = \pi)$ en fonction de D^\uparrow pour plusieurs valeurs de N_s (figure 4.14).

Chapitre 4 : Essais de modélisation et discussion

Nous constatons sur cette figure que, en réalité, le rapport de variation de la résistivité $r(\theta = \pi)$ en fonction du coefficient D^\dagger présente un minimum, quelle que soit la valeur de N_s . Ce minimum se situe entre $D^\dagger = 0.38$ (pour $N_s = 12$) et $D^\dagger = 0.45$ (pour $N_s = 2$). Au-delà de ce minimum, $r(\theta = \pi)$ augmente avec D^\dagger ; cette augmentation est plus importante pour les valeurs élevées de N_s , c'est-à-dire pour $N_s = 6$ et $N_s = 12$ (fortes asymétries dans la diffusion des électrons de spin up et de spin down). De plus, nous avons vérifié que pour $N_s > 12$, toutes les courbes $r(\theta = \pi) = f(D^\dagger)$ sont confondues : la valeur $N_s = 12$ semble être la valeur maximale qui donne la plus forte variation GMR. Ces courbes nous renseignent sur le fait que rapport GMR ne devient important que pour des valeurs de D^\dagger supérieures à environ 0.5. L'adoption de la valeur $N_s = 6$ dans nos calculs semble raisonnable.

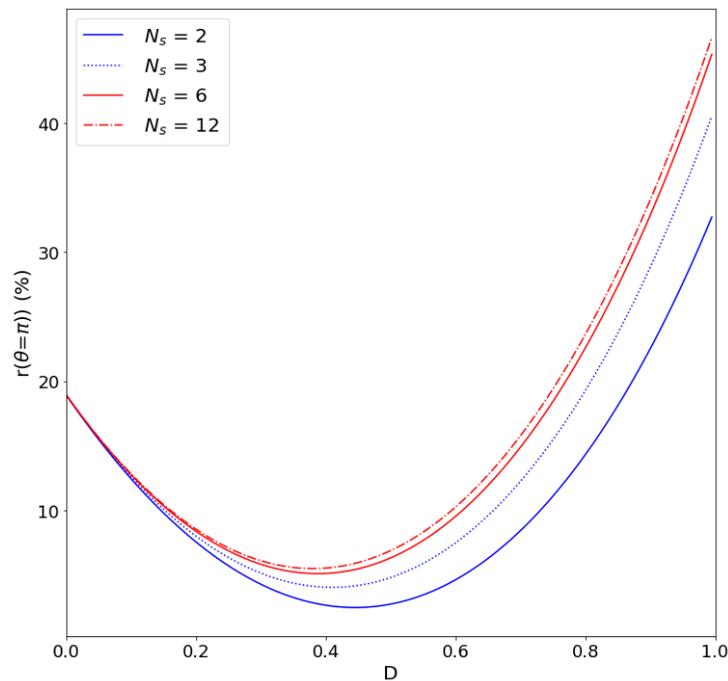


Figure 4.14 : Variation du rapport GMR en fonction du coefficient de diffusion à l'interface pour 4 valeurs de N_s . Cas où $p = 0$, $d = 100 \text{ \AA}$, $d_0 = 10 \text{ \AA}$, $N_b = 1$ et $r = s = t = 1$.

Etude de $r(\theta = \pi)$ en fonction de λ_1

Cette étude s'intéresse à la variation du rapport GMR en fonction de la valeur moyenne du libre parcours moyen pour $N_s = 6$ et trois différentes valeurs de l'épaisseur d_0 de la couche non magnétique.

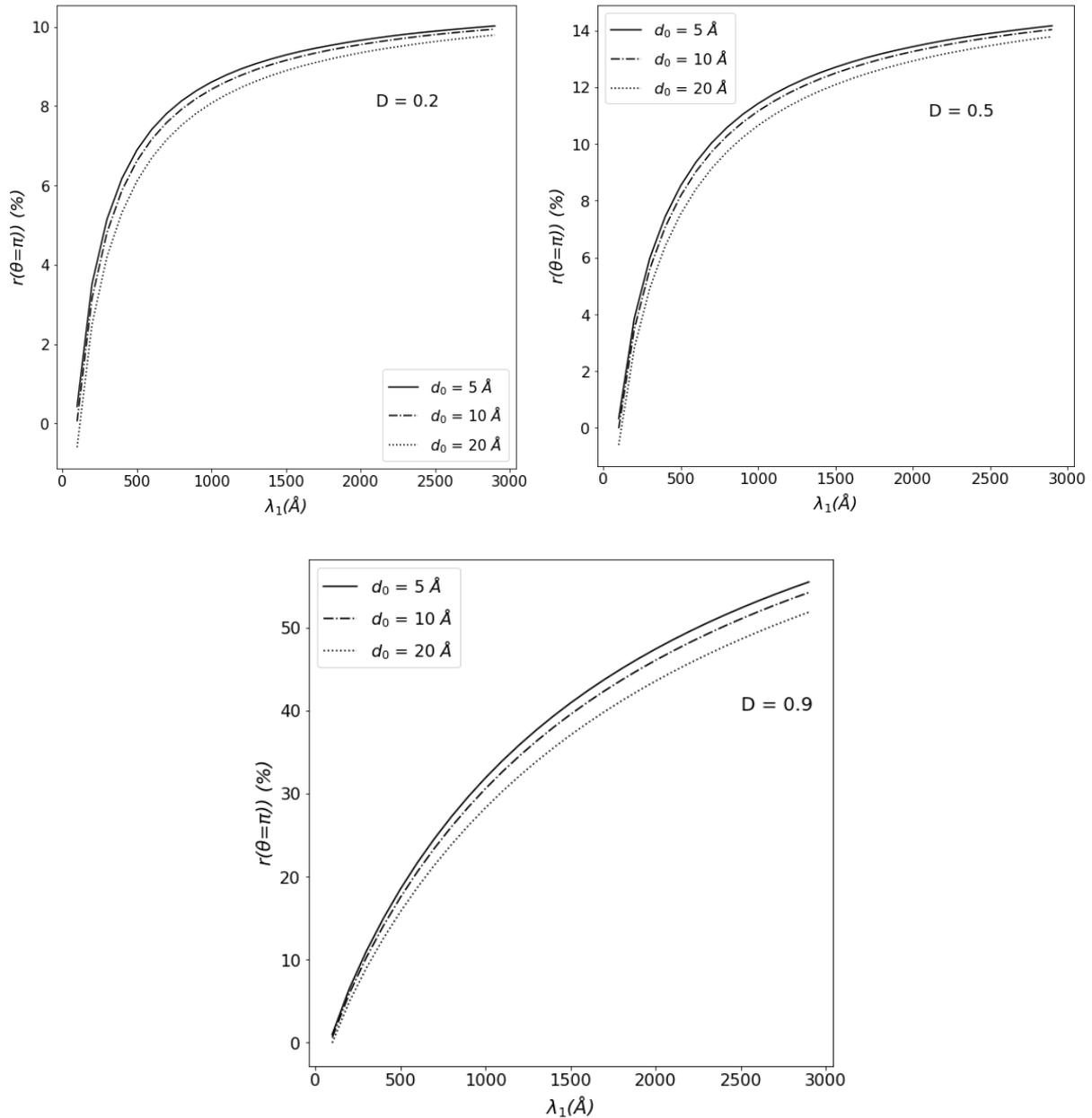


Figure 4.15 : Variation du rapport GMR $r(\theta = \pi)$ en fonction de la valeur moyenne des libres parcours moyens pour une valeur constante $N_s = 6$, et 3 valeurs de D^\dagger : 0.2 ; 0.5 ; 0.9. Cas où $p = 0$, $d = 100$ Å, $N_b = 1$ et $r = s = t = 1$, $N_s = 6$.

L'examen des trois ensembles de courbes montre que :

1. Quelle que soit la valeur de D^\dagger (0.2, 0.5 ou 0.9), c'est l'épaisseur d_0 la plus faible (soit 5 Å) qui donne le rapport GMR le plus fort, pour λ_1 variant de 100 à 3000 Å. Ce résultat était attendu, vu que pour d_0 assez faible, le couplage d'échange entre les couches FM est plus important et la résistivité de la couche non magnétique est faible.
2. Pour chacune des trois valeurs de D^\dagger , quand l'épaisseur augmente on constate une diminution du rapport GMR, pour les raisons inverses du cas précédent.

Chapitre 4 : Essais de modélisation et discussion

3. Plus D^\uparrow est élevé et plus le rapport GMR est élevé, quelle que soit la valeur de d_0 . Ce résultat montre que plus la rugosité d'une interface est importante, plus la diffusion à son niveau est importante et plus le rapport GMR est élevé.
4. De plus, on constate que les courbes de la figure 4.15 admettent une asymptote $r(\theta = \pi)|_{\lambda_1 \gg}$ pour les valeurs très élevées de λ_1 : 11% pour $D^\uparrow = 0.2$; 15% pour $D^\uparrow = 0.5$ et 80% pour $D^\uparrow = 0.9$.

Conclusion

Conclusion

La magnétorésistance géante (GMR) a, sans nul doute, été l'une des découvertes en physique qui a le plus contribué à l'évolution de l'informatique et des nouvelles technologies en général. La découverte de la GMR résulte de la rencontre entre des progrès technologiques et une base de physique fondamentale, décrivant l'influence du spin sur le transport électronique dans les matériaux ferromagnétiques.

C'est l'importance de cette propriété importante de certaines couches minces magnétiques et de la physique pour la décrire, qui nous a motivé à nous intéresser à ce sujet. Dans ce but, nous avons d'abord montré qu'il était possible de modéliser des phénomènes physiques qui ne sont a priori pas simples, puisqu'ils font intervenir de nombreux paramètres dont certains sont difficiles à connaître. Notre modélisation de la GMR (*en configuration parallèle CIP*) a été faite pour une structure composée d'une couche non magnétique (NM) insérée en sandwich entre deux couches ferromagnétiques (FM), à l'aide de scripts relativement simples écrits dans le langage de programmation Python. En premier lieu, nous avons essayé de reproduire les premiers résultats expérimentaux des découvreurs de la GMR pour différentes épaisseurs de la couche NM, inférieures à 2 nm. Cet objectif a été atteint et nous avons pu également en déduire certaines grandeurs caractéristiques comme le champ magnétique à saturation H_s , et étudier l'évolution du rapport GMR en fonction d'autres paramètres comme le paramètre α et la résistivité de la couche NM.

En second lieu, nous avons essayé d'étudier la GMR sur la base de l'équation semi-classique de Boltzmann. Pour ce faire, nous avons divisé la structure étudiée en quatre régions ; l'application des conditions aux limites aux solutions de cette équation nous ont permis d'écrire un système de 16 équations à 16 inconnues que nous avons résolues en adoptant plusieurs hypothèses simplificatrices. Selon l'asymétrie de spin dans le volume des couches FM ou aux interfaces, la diffusion peut être une diffusion en volume (ou dans le volume) ou une diffusion interfaciale. Ces deux phénomènes ont été étudiés dans le cas où les réflexions des électrons sur les surfaces externes (ou surfaces libres) sont de nature purement diffuse ($p = 0$). Mais nous avons surtout mis l'accent sur la diffusion interfaciale qui est la principale cause d'augmentation de la GMR dans des multicouches telles que Fe/Cr/Fe, auxquelles nous faisons référence en adoptant certaines valeurs des paramètres d'asymétrie de spin en volume N_b , et à l'interface N_s .

Conclusion

Nos résultats montrent clairement le rôle joué par l'asymétrie de spin à l'interface et en particulier le coefficient de diffusion D^\uparrow , et donc la rugosité de l'interface, dans le comportement de la GMR. Plus D^\uparrow , est élevé et plus l'effet GMR est important.

L'étude que nous avons menée, bien qu'incomplète, est tout de même assez encourageante puisque les résultats obtenus sont en bon accord avec ceux de la littérature. Elle a nécessité beaucoup d'efforts et de temps passé pour résoudre des équations relativement complexes. Cependant, elle a permis de traiter un réel problème de physique fondamentale et d'appliquer la célèbre équation de Boltzmann dans le cas du transport électronique.

Nous projetons de poursuivre cette étude en appliquant le même protocole basé sur l'équation de Boltzmann à d'autres systèmes dans lesquels domine la diffusion dans le volume des couches FM, comme les multicouches NiFe/Cu/NiFe [69].

Références bibliographiques

- [1] G. Binash, P. Grünberg, F. Saurenbach and W. Zinn, *Phys. Rev. B* **39**, 4828(1989)
- [2] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich and J. Chazelas, *Phys. Rev Lett.* **61**, 2472(1988)
- [3] R. F. C. Farrow, *IBM J. Res. Develop.* **42**, 43(1998)
- [4] Y. Sugita, M. Satomi, Y. Kawawake and H. Sakakima, *Jpn. J. Appl. Phys.* **37**, 109(1998)
- [5] T.L. Monchesky, R. Urban, B. Heinrich, M. Klaua and J. Kirschner, *J. Appl. Phys.* **87**, 5167(2000)
- [6] I. Ennen, D. Kappe, T. Rempel, C. Glenske and A. Hütten, *Sensors* **16**, 904(2016)
- [7] P. Hartemann, *Effets et matériaux magnétostrictifs*, in www.techniques-ingenieur.fr, (1999)
- [8] P. Robert, *Matériaux de l'électrotechnique*, Editions Dunod, Paris (1979)
- [9] L. Kantorovitch, *Quantum Theory of the Solid State: An Introduction*, Kluwer Academic Publishers (2004)
- [10] J.H. Van Vleck, *Phys. Rev.* **31**, 587(1928)
- [11] G. Florio, *Encyclopedia of Smart Materials* **5**, 1(2022)
- [12] J. Hopkinson, *Philos. Trans. Royal Soc.*, 443(1889)
- [13] M. Cyrot, *Magnétisme I – Fondements*, EDP Sciences (Grenoble) (2000)
- [14] M. Ohring, *The Materials Science of Thin Films*, Academic Press (1992)
- [15] J.M.D. Coey, *Magnetism and Magnetic Materials*, Cambridge University Press (2010)
- [16] K. H. J. Buschow and F. R. De Boer, *Physics of Magnetism and Magnetic Materials*, New York (2004)
- [17] C. Kittel, *Physique de l'état solide*, 5ème Edition, Dunod (1983)
- [18] P. Weiss, *J. Phys.* **6**, 666(1907)
- [19] T. Miyazaki and H. Tin, *The Physics of Ferromagnetism*, Springer (2012)
- [20] N.W. Ashcroft et N.D. Mermin, *Physique des Solides*, EDP Sciences (2002)
- [21] C. Kittel and J.K. Galt, *Solid State Phys.* **3**, 437(1956)

- [22] S.O. Kasap, *Principles of Electronic Materials and Devices*, 3rd Edition, McGraw Hill (2005)
- [23] F. Bloch, *Z. f. Phys.* **74**, 295(1932)
- [24] L. Néel, *Ann. Phys.* **3**, 137(1948)
- [25] E. Du Trémolet de Lacheisserie, *Magnétisme, Tome I: Fondements*, EDP Sciences Grenoble (1999)
- [26] F. Moriamez, *Thèse de Doctorat en Sciences Physiques*, Université Bordeaux I (1998)
- [27] M. Gerl et J.-P. Issi, *Physique des matériaux*, Tome 8, Collection Traité des Matériaux, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes (1997)
- [28] F. Keffer, *Handbuch der Physik*, Vol. XVIII/2, Springer Verlag (1966)
- [29] J.-L. Porteseil, *Techniques de l'Ingénieur*, Réf : E1730 v1 (1989)
- [30] O. Fruchart, Note de lecture : *Couches minces et Nanostructures*, Laboratoire L. Néel, Grenoble (2006)
- [31] N.A. Spaldin, *Magnetic Materials, Fundamentals and Applications*, 2nd Edition, Cambridge University Press (2011)
- [32] A. Layadi, *Introduction au magnétisme*, OPU Alger (2004)
- [33] J.S. Miller and M. Drillon, *Magnetism: Molecules to Materials III*, Wiley-VCH Verlag GmbH (2002)
- [34] A. P. Guimaraes, *Magnetism and Magnetic Resonance in Solids*, John Wiley & Sons (1998)
- [35] P. Hartemann, *Techniques de l'Ingénieur*, Réf : E1880 v4 (1999)
- [36] G. Bertotti, *Hysteresis in Magnetism*, Academic Press, (1998)
- [37] B.D. Cullity and C.D. Graham, *Introduction to Magnetic Materials*, IEEE Press - Wiley, (2009)
- [38] W. Heisenberg, *Z. f. Physik* **49**, 619 (1928)
- [39] J.C. Slater, *Rev. Mod. Phys.* **25**, 199(1953)
- [40] W. Thomson, *Proc. Roy. Soc.* **8**, 546(1856)
- [41] J. Kondo, *Prog. Theor. Phys.* **27**, 772(1962)

- [42] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich and J. Chazelas, *Phys Rev. Lett.* **61**, 2472(1988)
- [43] G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach and W. Zinn, *Phys. Rev. B* **39**, 4828(1989)
- [44] G.A. Prinz, *Science* **282**, 1660(1998)
- [45] I. Ennen, D. Kappe, T. Rempel, C. Glenske, and A. Hütten, *Sensors* **16**, 904(2016)
- [46] K. Fuchs, *Math. Proc. Camb. Philos. Soc.* **34**, 100(1938)
- [47] E.H. Sondheimer, *Adv. Phys.* **1**, 1(1952)
- [48] R.Q. Hood and L.M. Falicov, *Phys. Rev. B* **46**, 8287(1992)
- [49] T. Valet and A. Fert, *Phys. Rev. B* **48**, 7099(1993)
- [50] M. Madani, *Mémoire de Master de Nanophysique*, Université Ibn Khaldoun de Tiaret (2021)
- [51] N.H. Mott, *Proc. Roy. Soc. A* **153**, 699(1936)
- [52] I.A. Campbell, A. Fert and R. Pomeroy, *Philos. Mag.* **15**, 977(1967)
- [53] L. Hodges, H. Ehrenreich and N. D. Lang, *Phys. Rev.* **152**, 505 (1966)
- [54] V.V. Ustinov and E.A. Kravtsov, *J. Phys. Condens. Matter* **7**, 3471(1995)
- [55] J.M. Ziman, *Electrons and Phonons* (Clarendon Press, Oxford 1960) p. 275
- [56] A. Fert and I.A. Campbell, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1191(1968)
- [57] I.A. Campbell and A. Fert, *Ferromagnetic Materials*, edited. by E.P. Wohlfarth (North-Holland Publ. Comp., Amsterdam, 1982) p. 782
- [58] U. Hartmann (ed.), *Magnetic multilayers and giant magnetoresistance: fundamentals and industrial applications* (Springer Series in Surface Science), Springer-Berlin (2000)
- [59] S.S.P.Parkin, Z.G.Li and D.J.Smith, *Appl.Phys.Lett.* **58**, 2710 (1991)
- [60] R.Schad, C.D.Potter, P.Beliën, G.Verbanck, J.Dekoster, G.Langouche, V.V.Moshchalkov and Y.Bruynseraede, *J.Magn.Magn.Mat.* **148**, 331(1995)
- [61] B.A. Gurney, P. Baumgart, D.R. Wilhoit, B. Dieny, V.S. Speriosu, *J. Appl. Phys.* **70**, 5867 (1991)
- [62] P. Baumgart, B.A. Gurney, D.R. Wilhoit, T. Nguyen, B. Dieny and V.S. Speriosu, *J. Appl. Phys.* **69**, 4792 (1991)

- [63] S.S.P. Parkin, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 1358 (1992)
- [64] V.S. Speriosu, J.P. Nozieres, B.A. Gurney, B. Dieny, T.C. Huang and H. Lefakis, *Phys. Rev. B* **47**, 11579 (1993)
- [65] B. Dieny, V.S. Speriosu, S. Metin, S.S.P. Parkin, B.A. Gurney and P. Baumgart, *J. Appl. Phys.* **69**, 4774 (1993)
- [66] J-I. Inoue, A. Oguri and S. Maekawa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **60**, 376(1991)
- [67] M. Ziese and M.J. Thornton (Ed.), *Spin Electronics*, Springer (2001)
- [68] J. Barnaś, A. Fuss, R.E. Camley, P. Grünberg P and W. Zinn, *Phys Rev B* **42**, 8110(1990)
- [69] B. Dieny, *J. Phys.: Condens. Matter* **4**, 8009(1992)
- [70] E.Y. Tsymbal and D.G. Pettifor, *Solid State Phys.* **56**, 113(2001)
- [71] I.K. Schuller, S. Kim and C.J. Leighton, C, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 571(1999)
- [72] S.S.P. Parkin, *Annu. Rev. Mater. Sci.* **25**, 357(1995)
- [73] S.S.P. Parkin, *Spin Dependent Transport in Magnetic Nanostructures* (Editeurs S. Maekawa et T. Shinjo, Taylor and Francis, p. 237 (2002)
- [74] C. Chappert, A. Fert and F. Nguyen Van Dau, *Nature Materials* **6**, 813(2007)
- [75] M. Giraud, F.D. Delapierre, A. Wijkhuisen, P. Bonville, M. Thévenin, G. Cannies, M. Plaisance, E. Paul, E. Ezan, S. Simon, C. Fermon, C. Féraudet-Tarisse and G. Jasmin-Lebras, *Biosensors* **9**, 105(2019)
- [76] O. Fruchart, *Reflets de la Physique (Revue de la Société Française de Physique)* N°**16**, (2009)
- [77] B. Dieny, V.S. Speriosu, S.S.P. Parkin, B.A. Gurney, D.R. Wilhoit and D. Mauri, *Phys. Rev. B* **43**, 1297(1991)
- [78] J. Barnaś, and V.K. Dugaev, *Handbook of Surface Science, Chapter 9*, **Vol. 5** (2015)
- [79] A. Fert, R. Morel, A. Barthélémy, V. Cros, J.-L. Duvail, J.-M. George, F. Parent, F. Petroff et C. Vouille, *J. Phys. IV France* **7**, C6-151(1997)
- [80] A. Fert and I.A. Campbell, *J. Phys. F* **6**, 849(1976)

في هذه المذكرة، تم القيام بدراسة خاصة فيزيائية كمية استحوذت على اهتمام الباحثين في السنوات الأخيرة نظرا لما تملك من تطبيقات مهمة على أرض الواقع. هذه الخاصية هي المقاومة المغناطيسية العملاقة (GMR) ويمكن اعتبارها البداية الأولى سبينترونيك والتي تعتمد على واحدة من الخواص الأساسية الأربع للإلكترونات. وهي العدد الكمي للف اللف الذاتي.

بالإعتماد على التركيب البسيط والذي يحتوي على طبقة من مادة غير مغناطيسية تتوسط طبقتين من مواد مغناطيسية، تمكننا من الحصول على تأثير GMR المكتشف منذ 1988. وقمنا بدراسة كل المعاملات سمك الطبقة البينية، المؤثرة في الظاهرة بالإعتماد على النماذج الرياضية الفيزيائية. بما في ذلك النموذج الشبه كلاسيكي و معادلة نقل الشحنات ليولتزمان. والمسار المتوسط لحاملات الشحنة، وانتشارها في الطبقات المغناطيسية والبينية، وعلاقتها بالتجاه اللف الذاتي للإلكترونات.

أثبتت النتائج المتحصل عليها من هذا العمل إمكانية استخدام النمذجة لربط المعاملات الفيزيائية بالخصائص التجريبية بدقة فقط باستخدام سكريبت بايثون بسيط.

الكلمات الرئيسية: المقاومة المغناطيسية العملاقة ، معادلة بولتزمان ، انتشار الحجم ، انتشار الواجهة ، الاعتماد على الدوران.

Résumé

Le présent mémoire concerne l'étude d'un effet physique quantique qui a conduit à des applications pratiques très importantes depuis une trentaine d'années. Cet effet, la *magnétorésistance géante*, a marqué la véritable naissance de la spintronique, cette théorie qui exploite l'autre propriété intrinsèque de l'électron qui est son spin et dont l'orientation (up ou down) influence la mobilité électronique. Sur la base d'une structure sandwich simple composée d'une couche non magnétique insérée entre deux couches magnétiques, nous avons pu reproduire les résultats historiques de la découverte de cet effet en 1988, et avons étudié tous les paramètres qui interviennent dans l'expression analytique de la variation relative de la résistance électrique. Dans un deuxième temps, nous avons utilisé l'équation semi-classique de transport de Boltzmann pour étudier le rapport de magnétorésistance géante en fonction de plusieurs paramètres variables dont l'épaisseur de la couche non magnétique, du libre parcours moyen des porteurs de charge, leur diffusion dans le volume des couches magnétiques et aux interfaces, selon l'orientation de leurs spins. Les résultats obtenus sont très prometteurs et ont permis de démontrer la possibilité de modéliser un effet physique relativement complexe à l'aide de scripts Python assez simples.

Mots-clés : *Magnétorésistance géante , Equation de Boltzmann, Diffusion en volume, Diffusion à l'interface, Dépendance du spin.*

Abstract

This thesis concerns the study of a quantum physical effect which has led to very important practical applications over the past thirty years. This effect, the giant magnetoresistance or GMR, marked the true birth of spintronics, this theory which exploits the other intrinsic property of the electron which is its spin and whose orientation (up or down) influences electronic mobility. Based on a simple sandwich structure composed of a non-magnetic layer inserted between two magnetic layers, we have been able to reproduce the historical results of the discovery of this effect in 1988, and have studied all the parameters involved in the mathematical expression of the relative variation of electrical resistance. Secondly, we used the semi-classical Boltzmann transport equation to study the GMR ratio as a function of several variable parameters including the thickness of the non-magnetic layer, the mean free path of carriers, their diffusion in the volume of the magnetic layers and at interfaces, depending on the orientation of their spins. The results obtained are very promising and have demonstrated the possibility of modeling a relatively complex physical effect using fairly simple Python scripts.

Keywords : *Giant MagnetoResistance, Boltzmann's equation, Bulk diffusion, Interface diffusion, Spin dependence.*