

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEURE ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

**Université Larbi Ben M'Hidi –Oum El Bouaghi-**  
**Faculté des Sciences Exactes et Sciences de la Nature et de la Vie**  
**Département des Sciences de la Matière**

## **THESE**

Présentée Pour obtenir

**Le Titre de doctorat En Sciences**

**Spécialité : Physique**

Par

**KALLA Louiza**

<p><b>COMPOSANTS SEMICONDUCTEURS : APPROCHES QUANTIQUES ET CLASSIQUES</b></p>
---

SOUTENU LE :

**Devant le jury :**

<b>Président</b>	<b>LATROUS KHELIL</b>	<b>Prof. Univ. Larbi Ben M'Hidi Oum El Bouaghi</b>
<b>Rapporteur</b>	<b>BOUDINE AZEDDINE (Décédé)</b>	<b>Prof. Univ. Larbi Ben M'Hidi Oum El Bouaghi</b>
<b>Rapporteur</b>	<b>ZAABAT MOURAD</b>	<b>Prof. Univ. Larbi Ben M'Hidi Oum El Bouaghi</b>
<b>Examineur</b>	<b>BOUDINE BOUBAKEUR</b>	<b>Prof. Univ. Mentouri Constantine</b>
<b>Examineur</b>	<b>SAIDI YASMINA</b>	<b>Prof. Univ. Mentouri Constantine</b>

A ma famille

A mes parents

A tous ceux qui me sont Chers

## **Remerciements**

*Avant de commencer, je voudrais exprimer mon immense gratitude à feu professeur **BOUDINE AZEDDINE**, qu'Allah ait son âme, pour m'avoir incité et encouragé à entamer ce travail. Qu'il trouve dans l'aboutissement de cette thèse le témoignage de mon éternelle reconnaissance.*

*Je remercie Monsieur, **ZAABAT MOURAD**, Professeur à l'Université de Larbi Ben M'Hidi Oum El Bouaghi, d'avoir accepté la délicate tâche d'être rapporteur du présent travail*

*Je remercie Monsieur **LATROUS KHELIL** , Professeur à l'Université de Larbi Ben M'Hidi Oum El Bouaghi d'avoir assuré la présidence du jury de thèse.*

*Merci à Monsieur **BOUDINE BOUBAKEUR**, Professeur à l'Université de Mentouri Constantine et madame **SAIDI YASMINA**, Professeur à l'Université de Mentouri Constantine d'avoir accepté d'être examinateurs de ce travail.*

*Je voudrais remercier aussi toutes les personnes qui ont participé de près ou de loin à mes recherches et à l'élaboration de ce mémoire.*

# **Sommaire**

# SOMMAIRE

<b>Introduction générale</b> .....	3
Références .....	5
<b>I. Spintronique et théorie des semiconducteurs</b> .....	6
I.1. Introduction à la spintronique .....	6
I.2. Les semi-conducteurs .....	8
I.2.1. Quelques généralités sur les semi-conducteurs .....	9
I.2.2. Propriétés structurelles .....	9
I.2.3. Propriétés électroniques.....	12
I.3. Le gaz d'électrons bidimensionnel.....	13
I.3.1. Hétérojonction à dopage modulé.....	13
I.3.2. Croissances des hétérostructures .....	15
I.3.3. Formation du gaz bidimensionnel à l'interface de deux matériaux à grande et à petite largeurs de bande interdite.....	16
I.4. Transistor à effet de rotation de spin (spin-FET) .....	18
Références .....	21
<b>II. Transport de spin</b> .....	22
II.1. Les matériaux ferromagnétiques .....	22
II.1.1. Le magnétisme dans la matière.....	22
II.1.1.1. Rappels de magnétismes .....	22
II.1.1.2. États magnétiques de la matière.....	22
II.1.2. Interaction d'échange .....	25
II.1.3. Ferromagnétisme des métaux de transition.....	25
II.2. Magnéto-résistance géante (GMR) .....	29
II.3. Un modèle qualitatif de la GMR (Modèle à deux courants) .....	31
II.4. La magnéto-résistance tunnel (TMR) .....	34
II.5. Condition de franchissement d'une barrière isolante : effet tunnel.....	34
II.6. Un modèle qualitatif pour comprendre la TMR .....	35
Références .....	38

<b>III. Spin de l'électron et polarisation</b> .....	39
III.1. Le Spin de l'électron .....	39
III.2. Etat de spin .....	41
III.3. Polarisation en spin et spineur.....	43
III.4. Polarisation et matrice densité.....	46
III.4.1. Faisceau d'électrons polarisés en spin.....	46
III.4.2. Détermination de la polarisation du faisceau d'électrons.....	46
III.4.3. Matrice densité d'un faisceau d'électrons polarisés en spin.....	48
Références .....	52
<b>IV. Transport de spin dans les semi-conducteurs</b> .....	53
IV.1. L'interaction spin – orbite.....	53
IV.2 mécanismes de relaxation du spin.....	55
IV.2.1. Mécanisme d'Elliot-Yafet (EY) .....	55
IV.2.2. Mécanisme de relaxation de D'yakonov-Perel (DP) .....	57
IV.2.3 mécanisme Bir, Aronov et Pikus (BAP) .....	58
IV.3. Splitting de spin dans les hétéro-structures des semi-conducteurs III-V .....	59
IV.3.1. BIA splitting de spin dans les hétéro-structures (couplage spin-orbite de Dresselhaus).....	59
IV.3.2. SIA Splitting de spin (Couplage spin-orbite de Rashba) .....	61
Références .....	66
<b>V. Injection de courant polarisé en spin dans les semi-conducteurs depuis une électrode ferromagnétique</b> .....	68
V.1. Courant polarisé en spin .....	68
V.1.1. asymétrie de spin au niveau de Fermi .....	68
V.1.2. l'accumulation de spin.....	69
V.2. Injection à l'interface métal ferromagnétique- semi-conducteur (FM-SC) .....	71
V.3. Injection à travers une barrière tunnel .....	72
V.4. Conditions d'injection de spin.....	74
V.5. L'injection et la détection d'un courant polarise de spin dans une structure MF/I/SC/IMF .	78
V.6. Géométrie verticale ou latérale.....	81
Références .....	84

<b>VI. Modélisation du transport polarisé en spin dans les spin-FET</b> .....	86
VI.1. Transport de spin unidimensionnel 1D (modèle à fil quantique).....	86
VI.1.1. Précession de spin et polarisation .....	86
VI.1.2. Variations du courant de drain .....	89
VI.2. Transport de spin bidimensionnel 2D .....	92
VI.2.1. Modèle quantique à deux dimensions .....	93
VI.2.2. Conclusion .....	99
Références .....	100
<b>Conclusion</b> .....	102
<b>Résumé</b> .....	103
<b>Abstract</b> .....	104
<b>ملخص</b> .....	105

# **Introduction**

## INTRODUCTION GENERALE

Durant ces dernières années, des groupes travaillant dans le domaine des composants à semi-conducteurs se sont également intéressés aux propriétés relatives au spin de l'électron. L'électronique de spin, ou "magnéto-électronique"[1] (ou encore spintronique) considère le degré de liberté offert par le spin de l'électron au lieu de considérer uniquement sa charge. Depuis la découverte initiale de la magnétorésistance géante dans des structures métalliques [2, 3], le domaine de l'électronique de spin s'est largement développé dans diverses directions et constitue un sujet de recherche de plus en plus dynamique. La première proposition pour un transistor fonctionnant grâce au spin de l'électron a été formulée en 1990 par Datta et Das [4]. Cette proposition théorique a motivé la communauté à s'intéresser à l'injection et à la détection de spins dans les matériaux semi-conducteurs. L'injection de courant spin-polarisé dans un semi-conducteur est une étape nécessaire au développement de la spintronique.

Le désaccord de conductivité entre le semi-conducteur et le métal ferromagnétique était un obstacle fondamental à l'injection dans une telle structure [5], un matériau magnétique de conductivité proche de celle du semi-conducteur serait donc une solution. En effet, des études récentes ont montré qu'il est envisageable d'agir sur le spin des porteurs de charge et d'utiliser cette grandeur pour modifier les caractéristiques électriques de structures à semi-conducteurs. Cependant, la physique des mécanismes de relaxation de spin dans les puits quantiques reste encore aujourd'hui un objet d'interrogations théoriques.

Notre travail se présente comme suit. Dans le premier chapitre de cette thèse, nous étudierons la spintronique dans les semi-conducteurs, ainsi que les fondements de la spintronique. Nous nous intéresserons ensuite au principe général de fonctionnement du spin-FET ou transistor à rotation de spin proposé par Datta et Das en 1990. Ce transistor qui a une architecture voisine d'un transistor à effet de champ possède une source, un drain et un canal contrôlable par une tension de grille. La source et le drain sont des électrodes ferromagnétiques capables d'injecter et de collecter une orientation donnée de spin, ils sont séparés par un canal constitué d'une hétéro-structure semi-conductrice formant un gaz d'électrons libres bidimensionnel.

Dans le second chapitre nous traiterons les phénomènes essentiels de la spintronique, l'effet de la magnéto résistance géante (GMR) et de la magnéto résistance tunnel (TMR) ainsi que les modèles qualitatifs associées.

Le troisième chapitre présente un bref rappel sur le spin de l'électron et sur l'état de polarisation de spin.

Dans le quatrième chapitre nous présenterons, les principaux mécanismes contribuant à la relaxation de spin des porteurs dans les structures semi-conductrices. Ces mécanismes sont responsables des phénomènes de retournement de spin (spin-flip) qui conduisent à la dépolarisation de spin d'un courant, c'est à dire les termes qui asservissent la valeur du temps de vie de spin  $\tau_{sf}$ . En général, ces mécanismes provoquent une interaction spin-orbite qui génère un champ magnétique effectif qui aboutit à la modification de l'orientation de spin. L'interaction spin-orbite est un effet qui se produit lorsqu'une particule possédant un spin non nul se déplace dans un espace où règne un champ électrique. Ces mécanismes dépendent aussi bien du semi-conducteur (nature cristallographique, dopage, impuretés, . . .) que de la nature des porteurs polarisés en spin – électrons ou trous – mais ils mettent tous en jeu le couplage spin-orbite.

Dans le cinquième chapitre, nous étudierons l'injection de courant polarisé en spin dans les semi-conducteurs depuis une électrode ferromagnétique. Nous montrerons que la condition nécessaire pour pouvoir injecter des porteurs polarisés en spin d'un métal ferromagnétique vers un semi-conducteur est d'insérer une barrière tunnel.

Dans le dernier chapitre, nous nous intéressons au transport des courants polarisés en spin dans des matériaux semi-conducteur et leurs modélisations en tenant compte de différents mécanismes agissant sur le spin. Plus particulièrement, nous décrirons comment sont introduit, dans les équations les mécanismes de relaxation dus aux couplages spin-orbite et aux interactions avec renversement de spin. Dans la première partie de ce chapitre nous présentons un modèle unidimensionnel semi-classique d'un transport de spin polarisé en fil quantique (1D), et dans la deuxième partie nous nous intéressons au cas bidimensionnel (2D) où l'interaction dominante est l'interaction spin orbite de Rashba dans le cadre d'un transistor appelé transistor spin-FET. Il s'agit d'un transistor de type HEMT (High Electron Mobility Transistor) dans lequel les contacts de source et drain sont constitués par des matériaux

ferromagnétiques et ils sont séparés par un canal constitué d'une hétéro-structure semi-conductrice formant un gaz d'électrons libres bidimensionnel. Une tension de grille crée dans le canal un champ électrique qui va provoquer ou non la rotation des spins électroniques par le phénomène de précession de Rashba.

Dans les deux cas unidimensionnel (1D) et bidimensionnel (2D) nous dérivons l'expression du courant dans le canal en fonction des paramètres du semi-conducteur utilisé, le champ électrique à travers la grille de commande et la polarisation des spins injectées, puis nous calculons la conductance associée.

## Références

- [1]. Prinz, G.A., *Spin-polarized transport*. Physics today, 1995. **48**: p. 58-63.
- [2]. Binasch, G., et al., *Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange*. Physical review B, 1989. **39**(7): p. 4828.
- [3]. Baibich, M.N., et al., *Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr magnetic superlattices*. Physical review letters, 1988. **61**(21): p. 2472.
- [4]. Datta, S. and B. Das, *Electronic analog of the electro-optic modulator*. Applied Physics Letters, 1990. **56**(7): p. 665-667.
- [5]. Schmidt, G., et al., *Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor*. Physical Review B, 2000. **62**(8): p. R4790.

# **Chapitre I**

## **Spintronique et théorie des semiconducteurs**

# I. Spintronique et théorie des semiconducteurs

## I.1. Introduction à la spintronique

La spintronique ou « l'électronique de spin » peut se décrire comme une électronique qui exploite non seulement la charge, mais aussi le *spin* ( $s_{\uparrow\downarrow} = \pm \frac{1}{2}$ ) des électrons. C'est un nouveau domaine de recherche en plein essor depuis les années 90. Tentant d'allier l'électronique classique et les propriétés quantiques du spin de l'électron. Depuis ce moment, l'électronique de spin, ou la magnéto électronique [1] est développé de plus en plus et rapidement.

Le concept général de la spintronique est de placer des matériaux ferromagnétiques sur le trajet des électrons et d'utiliser l'influence du *spin* sur la mobilité des électrons dans ces matériaux. Les premières structures étudiées dans ce domaine sont constituées de multicouches métalliques ferromagnétiques, séparées soit par des isolants "tunnel", soit par des films métalliques non magnétiques. Leurs principes de fonctionnement sont liés à une propriété des métaux ferromagnétiques relative au spin des électrons : ils injectent ou collectent préférentiellement des porteurs dont le spin est polarisé suivant la direction de leur moment magnétique. Son développement [2, 3] a suivi la découverte de la magnétorésistance géante (Giant Magneto-Resistance ou GMR) par Albert Fert et al [4, 5] .

Dans des structures électroniques composées de couches magnétiques (M) séparées par une couche paramagnétique (PM), la GMR se traduit par un changement de résistance important observé dans de tels structures lorsque, sous l'effet d'un champ magnétique extérieur (ou sous l'effet de l'accumulation des spins à l'interface M/PM), les aimantations macroscopiques des couches magnétiques successives basculent d'un état antiparallèle à un état parallèle aligné. Dans les couches magnétiques, la diffusion des électrons de conduction étant dépendante du spin la réorientation des moments magnétiques provoque le changement de l'état résistif de la structure. L'origine de la magnétorésistance géante se trouve donc dans le mécanisme de conduction des électrons dépendant du spin.

Dans la géométrie usuelle avec un courant électrique orienté dans le plan des couches, la géométrie que l'on appelle CIP (*Current In Plane*), la magnétorésistance géante est directement liée au phénomène de diffusion dépendant du spin. Dans le cas où le courant traverse la structure perpendiculairement au plan des couches, la configuration est appelée « *Current Perpendicular to Plane* » (CPP), la GMR est non seulement nettement plus grande qu'en CIP, mais aussi subsiste pour des couches relativement épaisses, jusqu'au voisinage du micron. Le modèle Valet-Fert permet d'expliquer cette différence par les effets d'accumulation de *spin* spécifiques de la

situation CPP. La longueur d'échelle des phénomènes de transport devient la longueur de diffusion de *spin*, nettement plus grande que le libre parcours moyen impliqué dans la géométrie usuelle. Dans la configuration CIP le phénomène d'accumulation de spin n'existe pas car les électrons se déplacent parallèlement aux couches.

Un effet similaire à la magnétorésistance géante, appelé magnétorésistance tunnel (TMR), a été observé dans des jonctions tunnel métal/isolant/métal, dans lesquels les deux électrodes métalliques sont magnétiques. La conductance tunnel de la jonction métal ferromagnétique/isolant/métal ferromagnétique dépend de l'orientation relative des aimantations des deux couches ferromagnétiques. Contrairement à l'aimantation de la première couche, la seconde n'est pas imposée. L'aimantation dans la première couche est prédéfinie et un champ externe permet de changer facilement la direction de l'aimantation de la seconde couche. Quand le courant traverse la première couche ferromagnétique, seuls les électrons dont le spin est orienté dans la direction de l'aimantation peuvent passer. Il en résulte un courant polarisé en spin, où tous les spins des électrons ont le même sens. Deux cas sont alors à considérer : si la seconde couche possède une aimantation dans le même sens que la première, alors les électrons traversent l'isolant par effet tunnel quantique. Dans le cas contraire, le courant tunnel est bloqué, quelques électrons pourtant parviennent à traverser la barrière, l'effet tunnel est réduit : le courant qui circule est faible.

Pendant longtemps, les matériaux magnétiques et les matériaux semi-conducteurs ont évolué de manière totalement indépendante. Ce n'est que récemment que sont apparues les potentialités offertes par l'alliance de ces deux types de matériaux.

La croissance et l'étude d'hétéro-structures semi-conductrices intégrant des matériaux magnétiques représentent actuellement un axe de recherche plus exploratoire qui amènera probablement une nouvelle génération de composants électroniques [6]. Un des intérêts des semi-conducteurs est un temps de vie du spin plus long que dans les métaux, et donc l'avantage d'une propagation de l'information du spin sur de plus grandes distances [7, 8].

L'étude des phénomènes dépendant de spins dans les semi-conducteurs a été initiée par la publication intitulée « Electronic analog of the electro-optic modulator » de Datta et Das [9]. Dans ce travail ils imaginent un transistor à spins (le transistor à rotation de spin ou « spin-FET » spin Field Effect Transistor), utilisant le degré de liberté offert par les spins des électrons dans les matériaux semi-conducteurs usuellement utilisés pour leurs propriétés de manipulation de charges. Il s'agit d'un transistor de type HEMT (pour « High Electron Mobility Transistor ») dans lequel les contacts de source et drain sont constitués par des matériaux ferromagnétiques. Un transistor HEMT est basé sur l'utilisation d'une hétéro-structure formée par deux semi-conducteurs III-V de bandes interdites de largeurs différentes. Il est commandé par une grille

Schottky. Selon la tension de grille appliquée, on accumule une quantité plus ou moins importante d'électrons dans un canal de conduction de quelques nm d'épaisseur formé à l'hétéro-interface. On module ainsi la conduction du canal. Aux deux extrémités du canal sont placées deux zones fortement dopées sur lesquelles on dépose les contacts de source et drain. L'application d'une différence de potentiel entre ces deux électrodes fait circuler un courant de drain à travers le canal.

Les trois étapes clefs pour réaliser un transistor (spin-FET) sont l'injection, la manipulation et la détection électrique d'un courant polarisé en spin dans un matériau semi-conducteur. Injecter des spins consiste à créer dans le matériau un courant présentant un déséquilibre entre les deux directions de spins (réussir l'injection d'un courant polarisé en spin dans le semi-conducteur, s'assurer que les porteurs ne se dépolarisent dans le semi-conducteur). Manipuler les spins signifie de savoir faire passer volontairement les charges d'un état de polarisation à l'autre et les détecter signifie de savoir mesurer le déséquilibre de population entre les deux canaux de spins. Ces trois étapes doivent être réalisées électriquement, c'est à dire uniquement en utilisant un champ électrique.

L'injection de spin a lieu dans un gaz d'électrons à deux dimensions (2DEG) pour augmenter la mobilité des électrons, ce canal 2DEG peut être obtenu dans une structure à modulation de dopage type InGaAs/InAsAl [10]. Pour moduler le courant de drain, Datta et Das ont proposé de contrôler la rotation du faisceau de spin dans le canal en utilisant le couplage spin-orbite de Rashba qui doit être fonction de la tension appliquée à la grille.

Si le spin est orienté parallèlement à l'aimantation du drain, le courant dans ce dernier est important. Dans le cas contraire, le courant est faible. Ce concept de transistor suppose également une transmission cohérente, autrement dit sans perte du spin, entre l'injecteur (source) et le collecteur (drain). Selon cette proposition, le canal où la propagation de spin à lieu doit être un gaz d'électrons à deux dimensions pour tirer profit d'une mobilité élevée permettant ainsi une propagation cohérente.

La réalisation pratique de ce transistor bute aujourd'hui sur la difficulté à injecter les électrons polarisés depuis la source vers le canal bidimensionnel.

## **I.2. Les semi-conducteurs**

Aujourd'hui les ordinateurs et leurs processeurs sont présents partout dans le monde. La clé de cette révolution technologique est les semi-conducteurs qui sont des matériaux avec la capacité de conduction quelque part entre de bons conducteurs (métaux) et des isolants. Les semi-conducteurs sont primordiaux en électronique parce qu'ils offrent la possibilité de contrôler, par divers moyens, à la fois la quantité de courant électrique susceptible de les traverser et la

direction que peut prendre ce courant. Un exemple connu est le transistor qui est au cœur des ordinateurs. Ces transistors sont contrôlables grâce à l'effet de champ et sont un exemple typique des applications des semi-conducteurs.

### **I.2.1. Quelques généralités sur les semi-conducteurs**

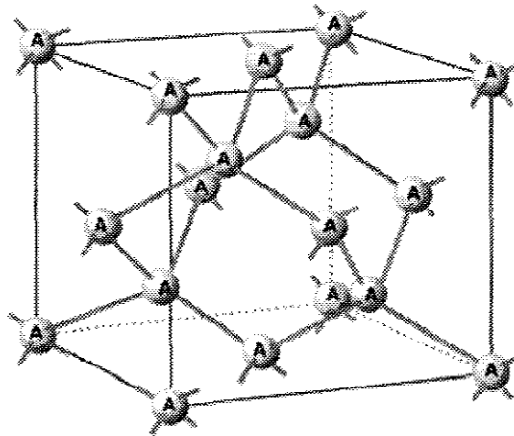
Un semi-conducteur est un cristal (solide composé d'atomes arrangés de manière périodiques) dont la conductivité électrique se situe entre celle d'un conducteur et d'un isolant (on peut citer par exemple le germanium (Ge), le silicium (Si) et l'arséniure de gallium (GaAs)). Ce réseau cristallin crée un potentiel périodique  $V_{per}$  dont la période est de l'ordre de la taille d'une maille du réseau  $L_{per}$  (typiquement de l'ordre de  $10^{-10}$  m). Par ailleurs, le réseau cristallin d'un semi-conducteur n'est en général pas parfait. Il y a un grand nombre de sources d'imperfections mais la plus importante vient de la présence d'impuretés que sont d'autres atomes ou ions avec lesquels les électrons vont interagir. D'autre part, le réseau cristallin n'est pas fixe mais vibre. Ces vibrations peuvent être modélisées à l'aide de pseudo particules que l'on appelle phonons et qui interagissent eux aussi avec les électrons. Ces interactions peuvent être modélisées au niveau cinétique grâce à des opérateurs de collision.

L'énergie des électrons dans l'atome isolé ne peut prendre que des valeurs discrètes déterminées par les restrictions de la mécanique quantique. Dans les matériaux massifs, la proximité entre les atomes qui composent le solide entraîne des interactions qui modifient ces valeurs discrètes d'énergie. La dispersion des états possibles d'énergie que les électrons peuvent occuper et la haute densité atomique conduisent à la formation de bandes d'énergie permises dans lesquelles les électrons peuvent, sous certaines conditions, se propager comme s'il s'agissait d'électrons libres.

### **I.2.2. Propriétés structurelles**

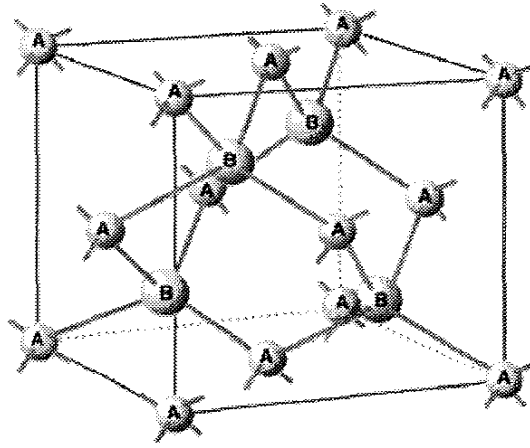
Les semi-conducteurs sont des solides de structure diamant ou blende de zinc, appelée aussi zinc-blende. Ces deux structures ont deux atomes par maille élémentaire, les deux atomes étant identiques (différents) dans la structure diamant (zinc-blende). Dans la structure diamant, les semi-conducteurs sont formés d'atomes de la colonne IV et ont quatre électrons de valence : ce sont le carbone, le silicium et le germanium. Les semi-conducteurs III-V ( $ns^2 np^1 - ns^2 np^3$ ) tels que GaAs (arséniure de gallium), AlAs, AlSb, etc... ont une structure cristallographique de type blende de zinc. Cette structure, qui s'apparente à celle du diamant (Figure 1), est constituée de deux sous-réseaux cubique à faces centrées, l'un d'éléments III, l'autre d'éléments V, décalé l'un

par rapport à l'autre du quart de la diagonale principale (Figure 2). La maille élémentaire comporte deux atomes, le premier (Ga) à l'origine et l'autre (As) à  $(a/4, a/4, a/4)$ , où  $a$  représente le paramètre de maille du matériau. Du fait que les deux sous-réseaux cubiques à faces centrées sont décalés, le cristal n'est pas centrosymétrique. Il en découle des propriétés physiques différentes suivant les directions cristallographiques considérées. Ces propriétés donnent lieu à une des trois contributions du splitting de spin des hétéro-structures semi-conductrices III-V, appelée BIA (en anglais "bulk inversion asymmetry") ou le terme de Dresselhaus. De ce fait, les liaisons atomiques dans les matériaux III-V ne sont pas simplement covalentes comme dans le cas du silicium. Elles reposent sur le transfert d'électrons des atomes du groupe V (As) sur ceux du groupe III (Ga). Dans un cristal composé de l'arséniure de gallium, chaque atome d'arséniure est entouré de quatre atomes de gallium, et chaque atome de gallium est entouré de quatre atomes d'arséniure. Il se produit alors un échange d'électrons, le cristal se construit avec les ions  $\text{Ga}^-$  et  $\text{As}^+$ , qui ont tous quatre électrons périphériques. Cette répartition est à l'origine du caractère partiellement ionique et partiellement covalent des liaisons (semi-conducteurs polaires) qui sont orientées dans l'espace suivant les axes de symétrie d'un tétraèdre régulier.



**Figure 1**

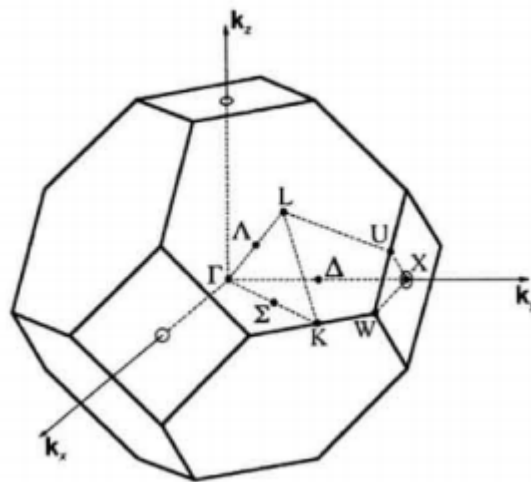
Réseau cubique diamant. Ce réseau est formé de deux réseaux cfc d'atomes identiques décalés d'un quart de diagonale. Il existe un centre de symétrie au milieu du segment joignant deux atomes : c'est la symétrie d'inversion.



**Figure 2**

Réseau zinc-blende . Ce Réseau est formé de deux réseaux cfc d'atomes identiques différents A et B décalés d'un quart de diagonale . La symétrie d'inversion n'existe pas . Le plus proche voisin d'un atome A (respectivement B ) est un atome B (respectivement B ).

Le réseau réciproque du réseau de Bravais correspondant à la structure blende de zinc est un réseau cubique centré. La première zone de Brillouin du réseau réciproque à la forme octaèdre tronqué (Figure 3) par les six faces d'un cube. Elle présente un centre de symétrie à l'origine noté  $\Gamma$  et les axes de symétrie  $\Delta$ ,  $\Lambda$ , et  $\Sigma$ . Les points de croisement de chacun de ces axes avec les frontières de la zone de Brillouin sont les points de haute symétrie, et ils jouent un rôle primordial dans la structure de bande.



**Figure 3**

Zone de Brillouin des semiconducteurs de type blende de zinc

### I.2.3. Propriétés électroniques

Les matériaux de semi-conducteurs III-V ont huit électrons par maille élémentaire contribuant aux liaisons chimiques. Les autres électrons n'interviennent pas dans les propriétés optiques des hétéro-structures. Les orbitales de type s et de type p de chaque atome de gallium Ga s'hybrident avec les orbitales des atomes d'arséniure As, et forment des liaisons covalentes tétraédriques de type  $sp^3$  : 4 orbitales liantes et 4 orbitales antiliantes. Les quatre orbitales liantes donnent lieu à quatre bandes d'énergie, chacune deux fois dégénérée de spin, et forment la bande de valence. Cette bande est pleinement occupée par des électrons à  $T = 0$  K, pour un semi-conducteur parfait. Les quatre autres orbitales antiliantes donnent naissance à quatre bandes supérieures, et forment la bande de conduction qui est inoccupée et est séparée de celle précédente par une bande d'énergie interdite de largeur  $E_g$  (band gap).

Pour les semi-conducteurs à bande interdite directe comme GaAs, le maximum de la bande de valence correspond au même vecteur d'onde que le minimum absolu de la bande de conduction dans le diagramme  $E(k)$  représentant la structure de bande. L'allure typique des bandes d'énergie au centre de la zone de Brillouin ( $k = 0$ ) d'un semiconducteur III-V est schématisée sur la Figure 4.

La bande de conduction contient des bandes qui sont séparées en deux groupes, la plus basse en énergie nommée  $\Gamma_{6c}$  (elle correspond à des orbitales atomiques de type s-antiliant), et deux bandes proches l'une de l'autre situées à des niveaux énergétiques plus élevés nommées  $\Gamma_{8c}$  (doublement dégénéré) et  $\Gamma_{7c}$  distante d'une énergie  $\Delta_1$ , (elles correspondent toutes deux à des orbitales p-antiliantes).

La bande de valence comporte trois bandes situées à des niveaux énergétiques proches, la bande  $\Gamma_{8v}$  doublement dégénérée (les bandes des trous lourds (hh) et légers (lh) correspondent à des orbitales p-liantes) et une bande split-off  $\Gamma_{7v}$  (correspond également à des orbitales de type p-liant) distante d'une énergie  $\Delta_0$ .

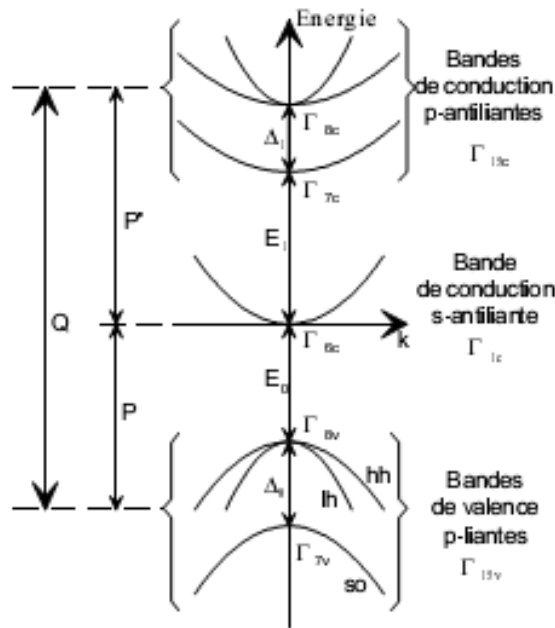


Figure 4

Diagramme de bande d'un semi-conducteur III-V proche du centre  $\Gamma$  de la zone de Brillouin.

### I.3. Le gaz d'électrons bidimensionnel

#### I.3.1. Hétérojonction à dopage modulé

Le principe de base du TEGFET (Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor), également connu sous le nom de HEMT (High Electron Mobility Transistor), ou MODFET (MODulation Doped Field Effect Transistor), consiste à mettre à profit les propriétés de haute mobilité d'un gaz bidimensionnel d'électrons formé à l'interface d'une hétérojonction. L'objectif est de séparer spatialement les électrons libres, des donneurs ionisés dont ils proviennent [11]. Dans les premières années 1970, les premières hétéro-structures à basses dimensionnalités, connues comme puits quantiques, ont été développées. Elles consistent en la fabrication de sandwichs de différentes couches semi-conductrices de gaps différents. La largeur de la couche semi-conductrice servant comme puits peut varier de quelques nm (cas typique des puits quantiques à base de nitrures) jusqu'à quelques dizaines de nm (cas typique des puits quantiques à base d'arséniure). De telles structures ont été souvent considérées comme bidimensionnelles (2D) parce que les porteurs (électrons et trous) issus d'un dopage sélectif dans les couches barrières ou d'une excitation optique inter-bande sont confinés dans la direction de croissance tout en restant libres dans le plan des couches.

Les gaz d'électrons bidimensionnels sont les structures dans lesquelles on arrive à obtenir les plus grandes mobilités. Le libre parcours moyen est donc très grand, ainsi que la longueur de cohérence de phase. Ils sont les candidats idéaux pour l'étude du régime balistique, c'est à dire du régime de transport dans lequel les électrons traversent la structure sans subir aucun choc. Il existe différents matériaux semi-conducteurs dans lesquels on peut obtenir des gaz bidimensionnels : le plus connu est l'hétéro-structure GaAs/AlGaAs. Mais on peut aussi fabriquer des hétéro-structures de matériaux II-VI (CdTe/HgCdTe) ou plus récemment IV-IV (Si/Ge).

Le semi-conducteur intrinsèque est un semi-conducteur pur, c'est à dire dans lequel il y a très peu d'impuretés, la concentration en porteurs libres est très faible (de l'ordre de  $10^{11} e/cm^3$ ). Il ne conduit pas l'électricité à très basse température. Tous les électrons dans le cristal sont utilisés pour former les liaisons solides. Il n'y a pas d'électrons libres. Pour pouvoir conduire l'électricité, on devra introduire des porteurs (soit des électrons, soit des trous), cette étape est connue sous le nom de "dopage". Cependant, ce dopage introduit des impuretés qui diffusent très fortement les porteurs. Cette augmentation du nombre de porteurs libres contribue à augmenter la conductivité du matériau. Mais la mobilité à basse température (qui passe de  $3800 \text{ cm}^2/V/s$  à  $300 \text{ K}$  à  $1,84 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/V/s$  à  $4 \text{ K}$  dans AlGaAs/GaAs [12]) est limitée par la diffusion des porteurs libres sur ces impuretés ionisées : plus il y a de dopants, plus il y a de porteurs libres, mais plus il y a de centres diffuseurs. La solution proposée par Esaki et Tsu consiste à séparer spatialement les porteurs libres des impuretés ionisées, ce qui permet d'accroître la mobilité. C'est le principe des hétéro-structures à modulation de dopage : on fait croître successivement un matériau à grand gap dopé et un matériau de gap plus faible non dopé ; il se crée donc à l'interface de ces deux matériaux un puits de potentiel, qui piège les électrons libérés par les dopants localisés dans le matériau de grand gap.

Pour le cas de GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , l'hétérojonction à dopage modulé est obtenue par la croissance sur un substrat GaAs d'une succession de couches de grande bande interdite  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (qui jouent le rôle de barrières) et de couches de petite bande interdite GaAs (qui jouent le rôle de puits). Ces deux semi-conducteurs formant le puits et la barrière sont pratiquement en accord de maille. Ceci permet d'avoir des hétéro-interfaces sans défaut, sans contrainte et de hautes qualités. Au cours du processus de la croissance, les dopants (On utilise du Si comme dopant si on veut avoir une hétérojonction de type n, par contre, si on veut avoir une hétérojonction de type p, on utilise du Be) sont introduits dans la barrière, une couche séparatrice d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  non dopée est mise entre la barrière et le puits permettant de faire varier la mobilité des électrons situés à l'interface du GaAs et de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (Figure 5). Du fait de la discontinuité de la bande de conduction (et la bande de valence) à l'interface, les donneurs transfèrent donc

spontanément et irréversiblement leurs électrons dans le semi-conducteur de faible bande interdite (GaAs). Les porteurs du gaz bidimensionnel d'électrons (ou de trous) formés à l'interface d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  et GaAs sont confinés suivant la direction de croissance et sont libres dans les deux autres directions.

Les électrons sont confinés selon la direction  $y$  par un potentiel de confinement  $V(y)$ .

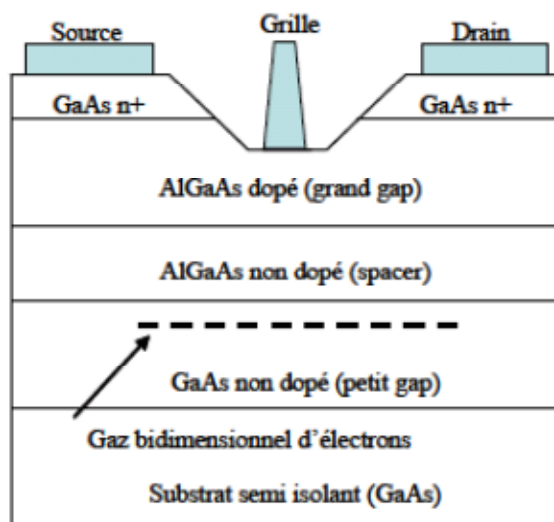


Figure 5

Structure de principe d'un HEMT classique (composé d'un empilement de plusieurs couches semi-conductrices). Le canal actif est formé à l'interface du GaAs et de l'AlGaAs (entre deux matériaux à petite et large bandes interdites)

### I. 3.2. Croissances des hétérostructures

Plusieurs techniques de croissance ont été utilisées pour réaliser ces systèmes bidimensionnels. Parmi ces techniques, l'épitaxie par jets moléculaires (MBE en anglais Molecular Beam Epitaxy). L'idée consiste à envoyer des atomes et des molécules sur un substrat monocristallin chauffé à une température appropriée. Les flux d'atomes et de molécules sont obtenus à partir de cellules d'évaporation contenant les matériaux sources très purs. La possibilité de réaliser de bonnes hétéro-structures repose sur la faible différence de paramètre de maille entre les matériaux, ce qui est le cas pour GaAs et AlGaAs. On fait donc croître une couche d'arséniure de gallium (matériau à petit gap) sur un substrat de même nature, suivie d'une couche d'alliage AlGaAs où  $x$  % du gallium est remplacé par de l'aluminium. C'est dans cet alliage (matériau à grand gap) que l'on inclut un plan d'atomes de silicium qui, en s'ionisant, va générer le gaz

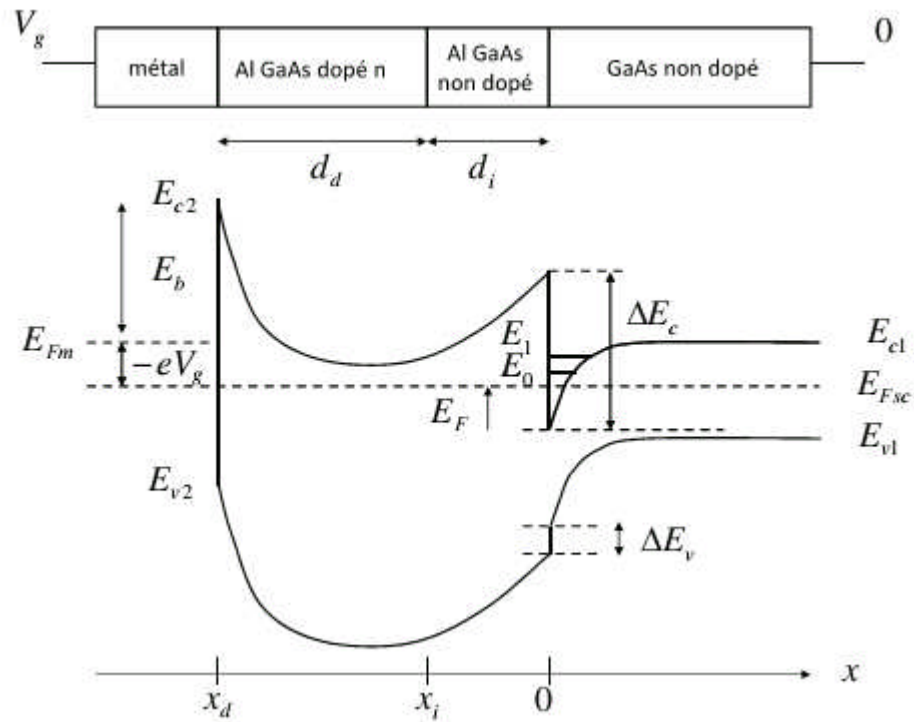
d'électrons bidimensionnel de l'hétérojonction. Enfin, on recouvre l'ensemble avec une couche d'Arséniure de gallium pour éviter l'oxydation de l'alliage AlGaAs.

La largeur de la bande interdite de l'alliage  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  varie presque linéairement avec la concentration  $x$  en aluminium (pour  $x$  petit). GaAs aura donc une largeur de bande interdite plus faible que celle de l'alliage AlGaAs. Lorsque les deux matériaux sont mis en contact, il y a une discontinuité et l'ajustement du niveau de Fermi à l'interface produit une courbure de bande : il se forme un puits de potentiel. La profondeur du puits est donnée par la différence entre les gaps des deux matériaux, qui dépend de la concentration  $x$  d'aluminium dans l'alliage via la formule  $E_g [\text{eV}] = 1,519 + 1,42 x E_g [\text{eV}]$  pour  $x \leq 0,44$  à  $T = 2\text{K}$  Si  $x > 0,40$  le gap devient indirect. Les électrons libérés par les atomes de silicium vont être majoritairement transférés et piégés vers les états de surface. Cependant, une faible partie va aller dans le puits de potentiel, pour former le gaz d'électrons bidimensionnel à l'interface GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .

### **I.3.3. Formation du gaz bidimensionnel à l'interface de deux matériaux à grande et à petite largeurs de bande interdite**

La couche de AlGaAs, dont le gap est supérieur à celui de GaAs, est dopée de type n. L'électrode de contrôle est de type Schottky, sa tension de diffusion et sa tension de polarisation mettent la couche de AlGaAs en déplétion totale, les électrons libérés par les donneurs de cette couche sont transférés dans le GaAs à l'interface de l'hétérojonction, ces derniers peuvent subir l'interaction coulombienne des donneurs ionisés présents dans le AlGaAs. Pour minimiser cet effet on intercale entre les donneurs et le canal une couche intrinsèque de AlGaAs ( espaceur ). L'épaisseur de cette couche est choisie de telle sorte que la mobilité soit optimale tout en ayant une densité relativement importante de porteurs. La zone de confinement des électrons constitue le canal du transistor. L'accumulation des électrons dans le canal GaAs et la présence des atomes donneurs ionisés dans la couche AlGaAs séparée du canal par l'espaceur crée un champ électrique interne  $\vec{E}$  qui est à l'origine de la courbure des bandes de conduction et de valence. La dispersion des électrons dans la couche GaAs est empêchée par l'action du champ  $\vec{E}$  qui ramène les électrons vers l'interface. La bande de conduction se courbe et devient un puits de potentiel dans lequel les électrons sont confinés. Les électrons se déplacent librement à l'interface de l'hétérojonction avec une énergie quantifiée selon la direction de la croissance. La présence d'une discontinuité de la bande de conduction  $\Delta E_C$  entre les deux matériaux AlGaAs et GaAs d'environ 237 meV lorsque le taux d'aluminium  $x$  est de 30% forme une barrière de potentiel à l'interface de l'hétérojonction qui empêche le retour des électrons vers la couche donneuse.

L'allure de la structure de bande d'un transistor HEMT est représentée sur la Figure 6



**Figure 6**

Diagramme énergétique et formation du gaz bidimensionnel à l'interface de deux matériaux à grande et à petite largeurs de bande interdite [11].

$E_b$  est la hauteur de la barrière Schottky.

$V_g$  : la tension de la grille.

$d = d_d + d_i$  : l'épaisseur de AlGaAs

Les niveaux de Fermi sont horizontaux, d'une part dans le métal et d'autre part dans les semi-conducteurs, décalés l'un de l'autre de l'énergie  $-eV_g$  résultant de la tension de polarisation  $V_g$  de la grille.

La densité des porteurs dans le gaz bidimensionnel est contrôlée par la tension  $V_g$  appliquée à travers la jonction Schottky. Le gaz 2D est localisé dans un puits de potentiel supposé triangulaire. Les effets quantiques introduisent une suite de sous-bandes  $E_0, E_1, \dots, E_i$  (niveaux discrets d'énergie) référencées par rapport au bas de la bande de conduction à l'interface comme le montre la Figure 6. La quantité de charges transférées à travers l'interface est déduite en faisant l'égalité entre la quantité de charges provenant de la couche AlGaAs et celle accumulée dans le puits de potentiel.

Lorsque la tension  $V_g$  (grille-source) augmente, le puits de potentiel devient de plus en plus profond, permettant à un nombre plus grand d'électrons de diffuser dans le canal GaAs. Comme

pour les autres FETs, la tension  $V_{ds}$  (drain–source) crée un champ électrique dans le canal qui entraîne les électrons de la source vers le drain, formant ainsi un courant  $I_{ds}$ .

Pour des tensions de grille suffisamment négatives, la densité de porteurs dans le canal devient négligeable et aucun courant significatif ne circule entre la source et le drain. Le HEMT est alors considéré bloqué (très peu de courant circule entre le drain et la source).

L'évolution du courant  $I_{ds}$  en fonction de la tension  $V_{ds}$  et pour différentes valeurs de la tension de grille est sensiblement la même que pour le MESFET. De plus, un effet de saturation de courant intervient également pour le HEMT. Il provient essentiellement de la saturation de la vitesse des porteurs. Lorsque  $V_{ds}$  est suffisamment élevée ou la longueur géométrique de la grille est suffisamment courte, la composante longitudinale (dans la direction drain–source) du champ électrique dans la zone de quasi-pincement peut être suffisamment élevée pour que les porteurs atteignent leur vitesse de saturation. Le courant de saturation est dans ce cas un courant sous champ électrique (drift current) avec une vitesse maximale.

#### I.4. Transistor à effet de rotation de spin (spin-FET)

La proposition théorique du composant Spin-FET, ou Spin Field Effect Transistor, par Datta et Das en 1990 [9] (Figure 7), nécessite d'injecter des porteurs de charge spin polarisés dans des nanostructures semi-conductrices.

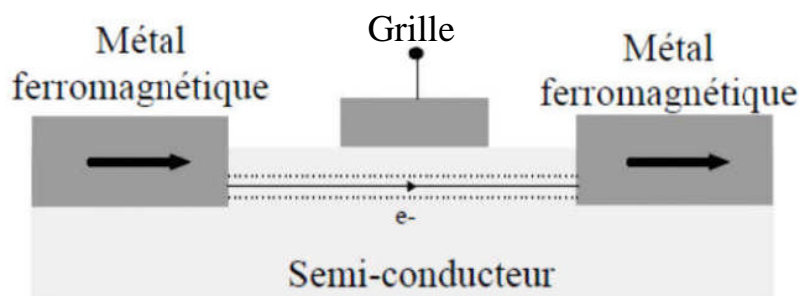


Figure 7

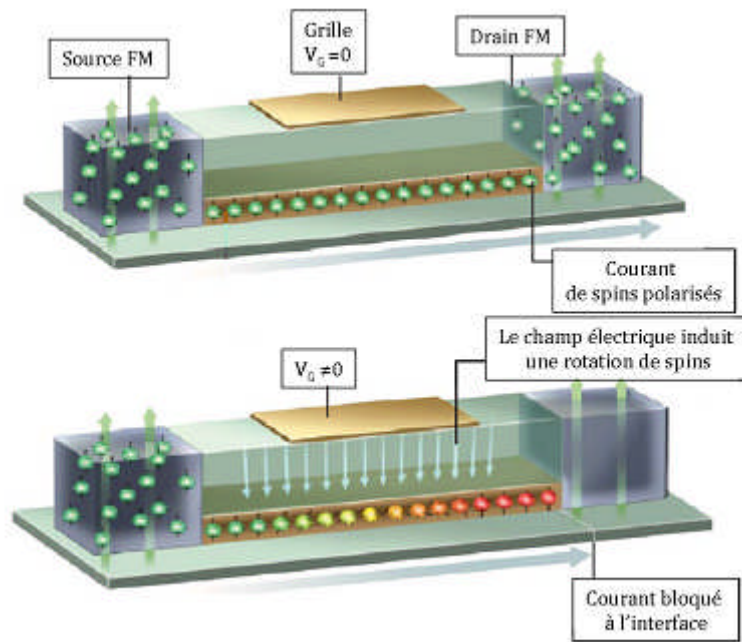
Représentation schématique du transistor imaginé par Datta et Das. Le courant polarisé est injecté dans le canal semi-conducteur depuis une électrode ferromagnétique, il est manipulé via l'effet Rashba par une tension de grille et la détection se fait grâce à une autre électrode ferromagnétique [9].

Le Spin-FET est constitué d'une source et d'un drain en matériau ferromagnétique de moments magnétiques parallèles. Ils sont séparés par un canal constitué d'une hétéro-structure semi-conductrice formant un gaz d'électrons libres bidimensionnel. La grille métallique est isolée du canal par une couche de matériau isolant. La source (injecteur de spin) injecte des électrons spin-polarisés dans le canal vers le drain (détecteur de spin). Une tension de grille crée dans le canal un champ électrique qui va provoquer ou non la rotation des spins électroniques par le

phénomène de précession de Rashba. Une étude théorique sur le transport dépendant du spin dans le canal d'un transistor de type HEMT (architecture originale de transistor à haute mobilité électronique), en particulier la relaxation de spin associée à la précession de Rashba à été réalisée par A. Bournel et al [13], cet effet de diffusion disparaît lorsque la largeur du canal est suffisamment réduite, ce qui produit des effets électriques importants.

Ainsi, si les spins des porteurs injectés restent orientés dans le sens de l'aimantation de la source et du drain, le courant passe, le transistor est ON alors que dans le cas contraire le courant ne passe pas (pour simplifier, en réalité la résistance à l'interface augmente) le transistor est OFF (Figure 8). Un tel dispositif n'a pas encore été réalisé expérimentalement et reste un des principaux challenges de la recherche en spintronique.

Le principe de spin-FET est : le canal conducteur serait un gaz d'électrons bidimensionnel, avec une longueur de diffusion de spin très élevée (de l'ordre du micromètre), avec ce type de système, les électrons polarisés de spin sont injectés par le premier contact ferromagnétique . Le champ électrique latéral éventuellement présent dans le gaz bidimensionnel peut induire, via l'interaction de « spin-orbite », une précession du spin des électrons. Cette précession diminue alors la transmission à travers le second contact magnétique. Si une électrode de garde est déposée sur le haut du dispositif, le potentiel appliqué sur cette électrode permet de modifier le champ électrique latéral, et donc de contrôler la précession du spin des électrons (dans le semi-conducteur, les spins vont précesser autour d'un certain champ effectif, leur vitesse angulaire peut être modulée par la tension de la grille). Ce contrôle de l'orientation relative du spin des électrons avec l'aimantation du second contact permettrait alors de moduler le courant traversant le composant [14]. La tension de grille commande alors doublement le courant de drain, par l'effet de champ classique qui contrôle la densité de porteurs dans le canal, et par un effet magnétique qui contrôle le spin des électrons parvenant au drain sélectif en spin.



**Figure 8**

Schéma de fonctionnement d'un transistor SpinFET. Si le spin est orienté parallèlement à l'aimantation du drain, le courant dans ce dernier est important. Dans le cas contraire, le courant est faible [9].

A part les contraintes de dimensionnement, plusieurs obstacles s'opposent à la réalisation du spin-FET, notamment les problèmes d'injection et de collection de spin aux interfaces FM/SC, SC/FM. Le problème de la réalisation d'un tel dispositif est, entre autres, qu'à l'heure actuelle à température ambiante seuls des métaux peuvent être FM et jouer le rôle de source et de drain dans une telle architecture. Or, entre un métal et un semi-conducteur, la différence d'affinité électronique étant très importante, les électrons ne peuvent que très difficilement circuler du métal au semi-conducteur, l'injection de spins polarisés ne se fait pas correctement, et le courant restera quasi-nul quelque soit la tension de grille appliquée [15]. Pour résoudre un tel problème, une solution serait, d'avoir un semi-conducteur possédant un ferromagnétisme induit par des porteurs à température ambiante. Il n'y aurait alors plus de différence d'affinité électronique entre la source (ou le drain) et le canal, l'injection de spins polarisés se ferait donc correctement, et ainsi la tension de grille pourrait jouer son rôle de contrôle du courant ON/OFF.

## Références

- [1]. Prinz, G.A., *Spin-polarized transport*. Physics today, 1995. **48**: p. 58-63.
- [2]. Fert, A., *The present and the future of spintronics*. Thin Solid Films, 2008. **517**(1): p. 2-5.
- [3]. Zülicke, U. *Electronics with Spin: Current Research and Future Possibilities in Proceedings of the Eleventh Electronics New Zealand Conference*. 2004. New Zealand: Massey University.
- [4]. Binasch, G., et al., *Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange*. Physical review B, 1989. **39**(7): p. 4828.
- [5]. Baibich, M.N., et al., *Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr magnetic superlattices*. Physical review letters, 1988. **61**(21): p. 2472.
- [6]. Wolf, S., et al., *Spintronics: a spin-based electronics vision for the future*. Science, 2001. **294**(5546): p. 1488-1495.
- [7]. Awschalom, D.D. and J.M. Kikkawa, *Electron spin and optical coherence in semiconductors*. Physics Today, 1999. **52**: p. 33-39.
- [8]. Awschalom, D.D. and N. Samarth, *Optical manipulation, transport and storage of spin coherence in semiconductors*, in *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation*. 2002, Springer. p. 147-193.
- [9]. Datta, S. and B. Das, *Electronic analog of the electro-optic modulator*. Applied Physics Letters, 1990. **56**(7): p. 665-667.
- [10]. Das, B., et al., *Evidence for spin splitting in  $In_x Ga_{1-x} As/In_{0.52} Al_{0.48} As$  heterostructures as  $B \rightarrow 0$* . Physical Review B, 1989. **39**(2): p. 1411.
- [11]. Mathieu, H., *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*. 4 ed. 1998, Paris ; Milan ; Barcelone: Masson.
- [12]. Khilil, R., et al., *Electric transport in a AlGaAs/GaAs structure from 300 K to 4.2 K*. Journal of applied physics, 2004. **96**: p. 3023-3024.
- [13]. Bournel, A., et al., *Spin-dependent transport phenomena in a HEMT*. Physica B: Condensed Matter, 1999. **272**(1): p. 331-334.
- [14]. Bournel, A., et al., *Theoretical and experimental considerations on the spin field effect transistor*. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, 2001. **10**(1): p. 86-90.
- [15]. Hammar, P., et al., *Observation of spin injection at a ferromagnet-semiconductor interface*. Physical Review Letters, 1999. **83**(1): p. 203.

## **Chapitre II**

### **Transport de spin**

## II. Transport de spin

### II.1. Les matériaux ferromagnétiques

Le transport dans un métal non magnétique est généralement décrit par un courant de charges négatives dans lequel le spin n'est pas pris en compte. L'étude de transport polarisé en spin à travers les interfaces est un sujet de longue histoire [1].

#### II.1.1. Le magnétisme dans la matière

##### II.1.1.1. Rappels de magnétisme

Dans le vide, le champ magnétique  $B$ , et l'excitation magnétique  $H$  sont liés par l'équation :

$$B = \mu_0 H \quad (\text{II.1})$$

où  $\mu_0$  est la perméabilité magnétique du vide,  $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \frac{\text{Hz}}{\text{m}}$  dans le système international (SI), dans le système C.G.S  $\mu_0 = 1$

Dans la matière, on écrit le champ magnétique à l'intérieur du matériau de la même manière :

$$B = \mu_0 H + \mu_0 M \quad (\text{II.2})$$

où  $M$  est l'aimantation du matériau

Les propriétés magnétiques d'un solide sont caractérisées par la susceptibilité magnétique  $\chi$  défini par :

$$M = \chi H \quad (\text{II.3})$$

ce qui permet d'écrire:

$$\begin{aligned} B &= \mu_0(1 + \chi)H = \mu_0\mu_r H = \mu H \\ \mu &= \mu_0(1 + \chi) \end{aligned} \quad (\text{II.4})$$

$\chi$  : grandeur sans unité,  $\mu$ : la perméabilité magnétique du milieu,  $\mu_r$  : la perméabilité relative

##### II.1.1.2. États magnétiques de la matière

Selon la valeur et le signe de la susceptibilité magnétique,  $\chi$ , il existe plusieurs types d'états magnétiques de la matière.

**-Le diamagnétisme** : les atomes du matériau ne possèdent pas de moment magnétique individuel. Sous l'influence d'un champ magnétique externe, une très faible aimantation apparaît, opposée au sens du champ magnétique. La susceptibilité magnétique  $\chi$  est négative,  $\chi \approx -10^{-5}$  et indépendante de la température (Figure 1).

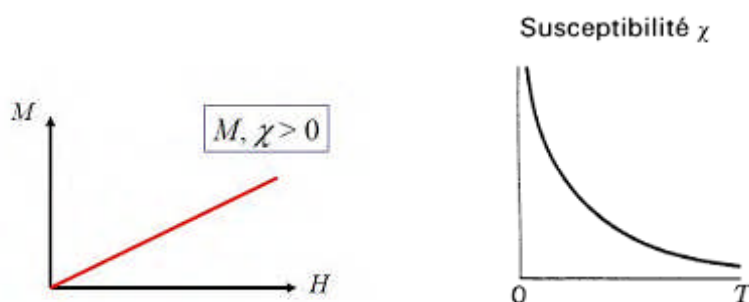


**Figure 1**

Diamagnétisme : à gauche  $M(H)$ , à droite courbe  $\chi(T)$

**-Le paramagnétisme** : est la propriété qu'ont certaines substances, lorsqu'on les soumet à un champ magnétique externe, de s'aimanter faiblement dans la direction du champ appliqué. Les atomes (ou molécules) du matériau possèdent un moment magnétique individuel propre, mais aucun ordre global n'en découle. La susceptibilité magnétique  $\chi$  est positive,  $\chi \approx 10^{-5}$  et dépend de la température selon la loi de Curie  $\chi(T) = C/T$ ,  $C$  : la constante de Curie (Figure 2).

$\chi(T)$  diminue quand la température augmente, traduisant le fait qu'il faut un champ magnétique de plus en plus grand pour aligner les atomes.

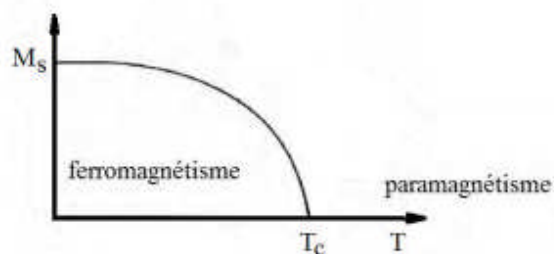


**Figure 2**

Paramagnétisme : à gauche courbe  $M(H)$ , à droite loi de Curie

**-Le ferromagnétisme** : dans ce type de corps ferromagnétiques les moments magnétiques sont orientés parallèlement. Il existe alors une aimantation spontanée, même en l'absence d'un champ magnétique appliqué, en dessous de leur température de Curie  $T_C$  (température critique). Au delà, les moments magnétiques ne s'alignent plus les uns par rapport aux autres mais s'orientent autrement, donnant lieu à un paramagnétisme (Figure 3). La valeur de  $\chi$  est très grand (de  $10^3$  à  $10^5$ ) et varie avec  $H$  et  $T$ . La plupart des corps ferromagnétiques sont des métaux tels que les métaux de transition (Co, Fe, Ni) et leurs alliages. Les éléments de transition sont les éléments de la classification périodique qui

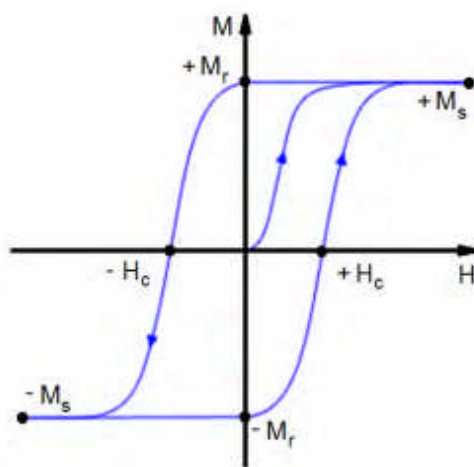
possèdent des orbitales  $d$  partiellement occupées par des électrons. On distingue deux types de matériaux ferromagnétiques, les ferromagnétiques doux : leur aimantation peut être facilement modifiée par une excitation extérieure et les ferromagnétiques durs : leur aimantation peut difficilement être modifiée par une excitation extérieure



**Figure 3**

Aimantation de saturation  $M_s$  en fonction de la température  $T$  d'un matériau ferromagnétique

L'aimantation du matériau ferromagnétique en fonction du champ magnétique extérieur appliqué présente un cycle d'hystérésis (Figure 4), la figure montre les valeurs de  $M$  pour un cycle complète.  $H_c$  appelée champ coercitif, est défini comme le champ magnétique nécessaire pour annuler l'aimantation. Lors de l'augmentation de l'intensité du champ, l'aimantation du matériau devient non nulle et atteint une valeur seuil appelée aimantation de saturation  $M_s$ , A champ nul, le matériau présente une aimantation rémanente  $M_r$  (positive ou négative).



**Figure 4**

Un cycle d'hystérésis

## II.1.2. Interaction d'échange

l'interaction d'échange décrit le couplage entre deux moments intrinsèques de spin  $\vec{s}_1$  et  $\vec{s}_2$ . Si elle est d'origine quantique, cette interaction est néanmoins électrostatique. En effet, contrairement à deux électrons de spins parallèles, le principe d'exclusion de Pauli permet à deux électrons de spins antiparallèles de se trouver sur une même orbitale : deux électrons de spins opposés vont donc en moyenne davantage se repousser que deux électrons de spins identiques. L'interaction d'échange favorise l'état de spins parallèle. Bien que l'hamiltonien correspondant à l'interaction d'échange entre deux spins soit proportionnel au produit scalaire  $\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2$ , elle ne doit pas être confondue avec l'interaction magnétique dipolaire d'intensité beaucoup plus faible. En particulier, l'interaction d'échange est à l'origine du ferromagnétisme des métaux de transition, et par voie de conséquence, du transport dépendant du spin.

## II.1.3. Ferromagnétisme des métaux de transition

En première approximation, l'état le plus stable d'un système composé de N électrons en interaction est un compromis entre l'énergie d'échange, qui favorise l'état de spins parallèles, et l'énergie cinétique supplémentaire qu'il faut fournir à ce système pour que deux électrons de spins identiques n'occupent pas le même état quantique. Dans certains métaux de transition, cette stabilité est obtenue pour des bandes de conduction de spins opposés découplées en énergie. Si le niveau de Fermi traverse ces bandes, cette levée de dégénérescence engendre un déséquilibre des populations de spin.

Weiss a supposé l'existence dans les matériaux ferromagnétique d'un champ magnétique interne, dit champ moléculaire ou d'échange, qui a tendance à orienter parallèlement les spins électroniques. Ce champ est une représentation approximative de l'interaction d'échange intra-atomique en mécanique quantique. Une interaction  $U_{ech}$  d'origine électrostatique lie en effet deux électrons de spin  $S_i$  et  $S_j$  présents sur des orbitales atomiques d'un même atome :

$$U_{ech} = -2 J_{ech} S_i \cdot S_j \quad (\text{II.5})$$

Où  $J_{ech}$  est l'intégrale d'échange, dont la valeur est liée au recouvrement des orbitales atomiques  $i$  et  $j$ . L'expression de  $U_{ech}$  correspond au modèle d'Heisenberg. Cette interaction trouve son origine dans la répulsion coulombienne existant entre électrons et dans le principe d'exclusion de Pauli. Ainsi, deux électrons de même spin étant forcément sur deux orbitales différentes se repoussent moins que deux électrons de spins opposés placés sur la même

orbitale. Pour minimiser l'énergie de répulsion coulombienne, il est plus favorable d'avoir le plus grand nombre de spins parallèles, ce qui correspond à la règle de Hund.

Si l'on considère maintenant le cas d'un atome de spin  $S_i$  parmi  $N$  autres, on peut modéliser le couplage entre cet état et  $N$  autres par l'interaction d'échange suivante :

$$U_{éch} = -\gamma S_i \cdot B_e \quad (\text{II.6})$$

Où  $\gamma$  est le rapport gyromagnétique liant le spin de l'électron au moment magnétique qui lui est associé, et  $B_e = \sum_{i \neq j} (2J_{éch} S_j / \gamma)$  est le champ moléculaire. Si  $J_{éch}$  est strictement positif, l'interaction est maximale pour des orientations de spin antiparallèle, et minimal pour des orientations de spin parallèles. L'interaction d'échange favorise donc la mise en parallèle des orientations de spin et on a un matériau ferromagnétique (Fe, Co, Ni). Au contraire, si  $J_{éch}$  est strictement négatif, le matériau est antiferromagnétique car le cas le plus favorable est alors celui d'orientations de spin opposées. Le chrome et le manganèse sont des exemples de tels matériaux (Figure 5).



**Figure 5**

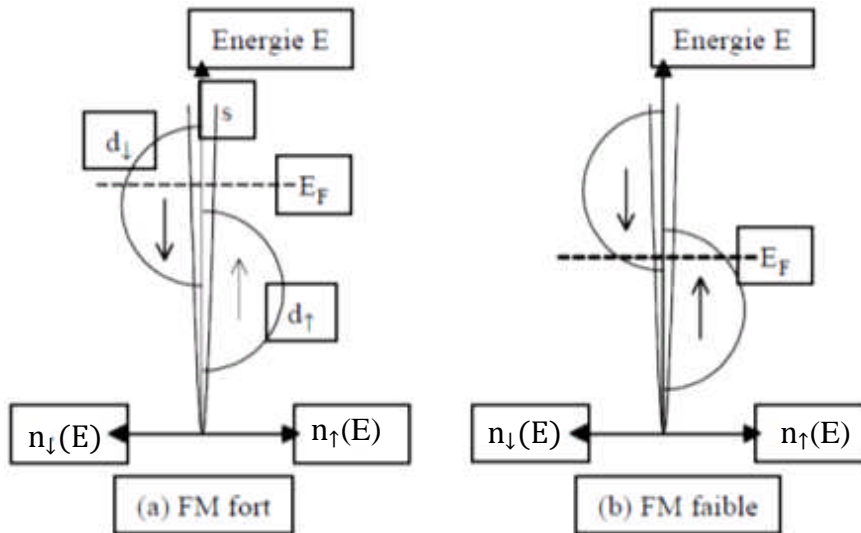
Différentes configurations des spins dans les matériaux magnétiques

Dans le cas d'une description type bande électronique, l'utilisation du concept de champ moléculaire prévoit un décalage des densités d'états des électrons  $d$  suivant leur orientation de spin (phénomène de spin splitting). Ce spin splitting ( $\Delta E$  de 0,5 à 1 eV) est en effet favorable à la minimisation de l'énergie d'un cristal ferromagnétique. Le gain en interaction d'échange dû au transfert des électrons d'une bande de spin à l'autre est dans ces matériaux supérieurs au gain en énergie cinétique correspondant [2].

À l'état de solide pur la plupart des éléments du tableau périodique sont diamagnétiques, certains métaux de transition de la troisième série (fer, cobalt et nickel) ont la particularité de porter un moment magnétique permanent. La structure électronique des éléments de la classification périodique est généralement la même pour les électrons de spin up ( $\uparrow$ ) et down ( $\downarrow$ ). Cependant, pour les éléments magnétiques, tels que le cobalt, le fer et le nickel qui sont des métaux ferromagnétiques, la structure électronique portant les électrons de spin majoritaire (appelés "up") est plus basse en énergie que celle des spins minoritaires (appelés

"down"). La conséquence est qu'au niveau de Fermi  $E_F$  de ces matériaux, il existe une différence de population entre les spins up et les spins down. Cette différence de population se constate dans la conductivité du matériau qui varie en fonction du type de spin.

La Figure 6 représente les allures des densités d'états dans des ferromagnétiques forts (a : cas du Co ou du Ni) et ferromagnétiques faibles (b : cas du Fe) pour les deux directions de spin,  $\uparrow$  et  $\downarrow$ .



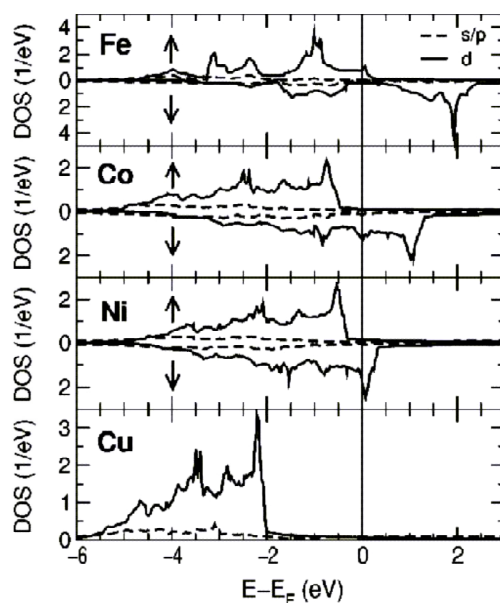
**Figure 6**

Allure schématique des densités d'états en fonction de l'énergie  $E$  pour les deux directions de spin  $\uparrow$  et  $\downarrow$  dans les métaux ferromagnétiques (FM).  $E_F$  indique la position typique du niveau de Fermi. En (a), cas de fort ferromagnétisme et (b) cas de faible ferromagnétisme.

Dans la bande de conduction des métaux ferromagnétiques, on distingue deux types d'états, d'une part les états de type «  $s$  » à spin indifférencié, et d'autre part les états «  $d$  » qui se situent dans une gamme d'énergies plus resserrée que celle de la bande  $s$ , et à des niveaux énergétiques différents suivant l'orientation de spin qui leur est associée. Dans les métaux à ferromagnétisme fort, les états  $d$  à spin  $\uparrow$  sont tous occupés (la bande des électrons de type  $d$  à spin vers le haut est entièrement sous le niveau de Fermi) alors que les états à spin  $\downarrow$  ne le sont que partiellement. Au niveau de Fermi  $E_F$ , les électrons  $d_{\downarrow}$  sont largement majoritaires. Dans les ferromagnétiques faibles, les états  $d_{\uparrow}$  ne sont pas tous occupés et les électrons correspondants sont légèrement majoritaires au niveau de Fermi. Ce déséquilibre en spin induit deux propriétés importantes. D'une part, les électrons à spin  $\uparrow$  étant globalement majoritaires, le moment magnétique du métal est non nul. Il est à noter qu'en appliquant un champ magnétique suffisamment grand on peut retourner l'orientation de spin majoritaire et donc le moment magnétique global. D'autre part, les électrons présents au niveau de Fermi et

les états libres au dessus de celui-ci correspondant majoritairement à une orientation de spin plutôt qu'à l'autre, on peut s'attendre à ce que les porteurs de charges dans ces métaux subissent des effets fortement dépendant de leur spin pendant leur transport.

La Figure 7, présente la structure de bandes des trois métaux ferromagnétiques, le fer, le cobalt et le nickel ainsi que celle du cuivre. Remarquons que le découplage en énergie des sous-bandes de conduction de spins majoritaires et minoritaires existe pour les bandes  $d$ , mais aussi pour les bandes  $sp$  où il est généralement négligé.



**Figure 7**

Densités d'états calculées du fer, du cobalt, du nickel et du cuivre. Les bandes  $4s / 4p$  sont représentées en pointillés, les bandes  $3d$  sont en traits pleins. Dans le cas du fer, du cobalt et du nickel, l'interaction d'échange lève la dégénérescence des sous-bandes de conduction pour les deux directions de spin et engendre un déséquilibre des populations de spin qui est à l'origine du moment magnétique permanent observé dans ces matériaux.

La polarisation de spin au niveau de Fermi est bien fortement négative dans le nickel et le cobalt, elle est faiblement positive dans le fer. Les bandes  $d$ , correspondant aux différents extrema apparaissant sur la Figure 7, sont assez étroites en énergie et représentent une densité d'états très grande par rapport à la bande des électrons  $s$ . La bande  $s$  s'étend sur environ 18 eV alors que les bandes  $d$  ne s'étendent que sur environ 6 eV chacune. La densité d'états dans les bandes  $d$  dépasse celle dans les bandes  $s$  d'environ un ordre de grandeur. En fait les électrons  $d$  sont considérés comme des électrons localisés que l'on modélise plutôt par une approche du type liaison forte, alors que les électrons  $s$  sont généralement considérés comme des électrons quasi libres. Par exemple dans le cas du cobalt la masse effective des électrons  $s$  est à peu près

égale à celle des électrons dans le vide ( $m_0$ ) alors que la masse effective des électrons  $d$  est de l'ordre de  $5m_0$ .

Il est à noter que dans le cas du fer on observe des " trous " dans la densité d'états, au niveau de Fermi pour les spins minoritaires et à environ 2 eV sous le niveau de Fermi pour les spins majoritaires. Par comparaison, les densités d'états dans le cobalt ou le nickel paraissent plus " compactes " que celle du fer. Ces minima très prononcés apparaissant dans la densité d'états du fer sont liés à la structure cristalline de ce métal (le réseau cristallin du fer est de type cubique centré alors que ceux du nickel et du cobalt sont généralement du type cubique à faces centrées). A cause de la présence de ce trou au niveau de Fermi pour les spins minoritaires, les électrons à spin majoritaire sont plus nombreux à ce niveau énergétique dans le fer. Un moment magnétique global  $M$  non nul résulte de la différence de répartition des électrons entre les deux bandes de spin disponibles :

$$M = -\mu_{\beta}(n_{\uparrow} - n_{\downarrow}) \quad (\text{II.7})$$

Où  $\mu_{\beta}$  est le magnéton de Bohr (moment magnétique associé à un électron), et  $n_{\uparrow}$ (resp.  $n_{\downarrow}$ ) représente le nombre total d'états à spin vers le haut (resp. spin vers le bas) occupés. Notons que les orientations du spin des électrons majoritaires et du moment magnétique spontané  $M$  sont opposées.

## II.2. Magnétorésistance géante (GMR)

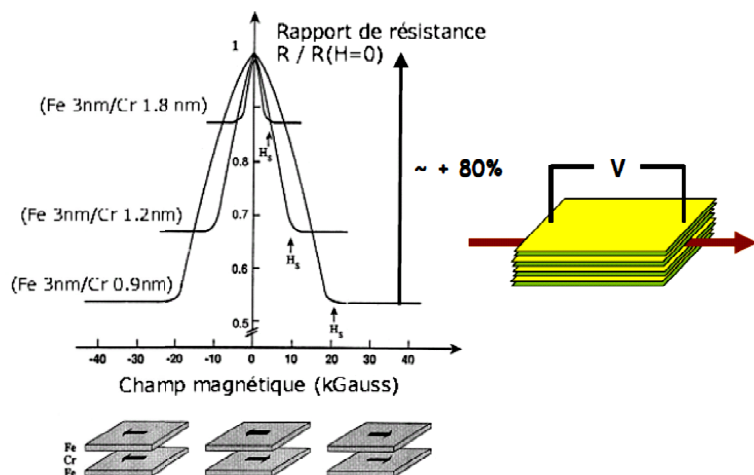
La magnétorésistance désigne la variation de résistance électrique observée lorsqu'on applique un champ magnétique à un solide. Dans un métal non magnétique (ex. : Cu, Au), elle est faible et résulte des forces de Lorentz. Dans un matériau magnétique, la polarisation en spin des électrons ajoute des contributions (interactions électron-magnon, spin-orbite). La magnétorésistance géante (GMR) désigne plus particulièrement l'effet de magnétorésistance observé dans des structures artificielles à multicouches de métaux ferromagnétiques pour lesquelles il est possible d'obtenir différentes configurations relatives des aimantations de chaque couche [3].

La découverte du phénomène de GMR a été faite pour la structure  $(\text{Fe/Cr})_{2M}$  [4, 5] ( $M$  nombre de couches). En effet, pour certaines épaisseurs de Cr, les couches de Fe sont couplées entre elles antiferromagnétiquement, ce qui signifie qu'à champ nul les aimantations de deux couches consécutives sont alignées en sens opposé (configuration antiparallèle «AP») (Figure 8). Lorsqu'un champ magnétique suffisant est appliqué dans le plan des couches, toutes les aimantations s'alignent dans le même sens (configuration parallèle «P») et la résistance électrique de l'ensemble, mesurée dans le plan des couches, chute d'un facteur deux. L'amplitude de cette variation (magnétorésistance) est bien supérieure à celles mesurées,

avant cette découverte, sur d'autre système. C'est pourquoi cette magnétorésistance a été qualifiée de géante.

Un rapport de magnétorésistance de 220 % (à  $T = 1,5 \text{ K}$ ) a été obtenu sur le système  $(\text{Fe}/\text{Cr})_{2\text{M}}$  [6]. Dans les systèmes actuels, l'effet GMR peut atteindre jusqu'à 20 % à température ambiante. La magnétorésistance (MR) est défini par:

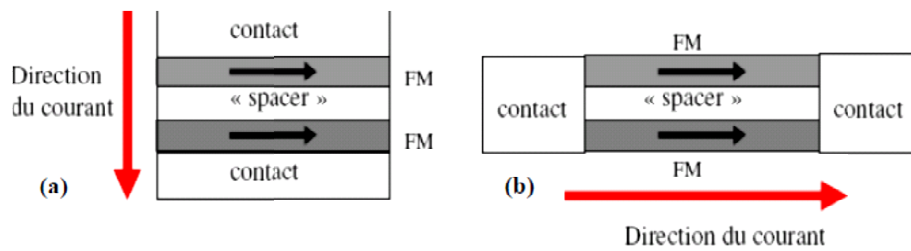
$$MR(\%) = 100 \cdot \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} \quad (\text{II.8})$$



**Figure 8**

Variation de la résistance de trois systèmes  $(\text{Fe}/\text{Cr})_{2\text{M}}$  à  $T = 4.2 \text{ K}$  en fonction du champ magnétique Appliqué dans le plan des couches [5].

Dans la plupart des expériences sur la GMR, le courant électrique circule parallèlement au plan des multicouches, (cette géométrie est appelée CIP, *Current In the Plane*). Cette géométrie est couramment utilisée dans les applications industrielles de la GMR. Mesurer un courant perpendiculaire au plan des couches (géométrie CPP, *Current Perpendicular to the Plane*) est beaucoup plus difficile. Cela est dû à la très faible épaisseur des multicouches, et donc à la très faible résistance électrique de l'échantillon. Cependant, la CPP-GMR est très intéressante, parce que son amplitude est nettement plus grande que l'amplitude correspondante de la CIP-GMR. De plus, les expériences en géométrie CPP fournissent plus d'informations sur les mécanismes de la magnétorésistance géante [7]. Les deux configurations de mesure sont représentées dans la Figure 9.



**Figure 9**

Schématisation des 2 configurations de mesure. En gris sont représentées les couches ferromagnétiques (FM) et en blanc les couches métalliques non magnétiques.

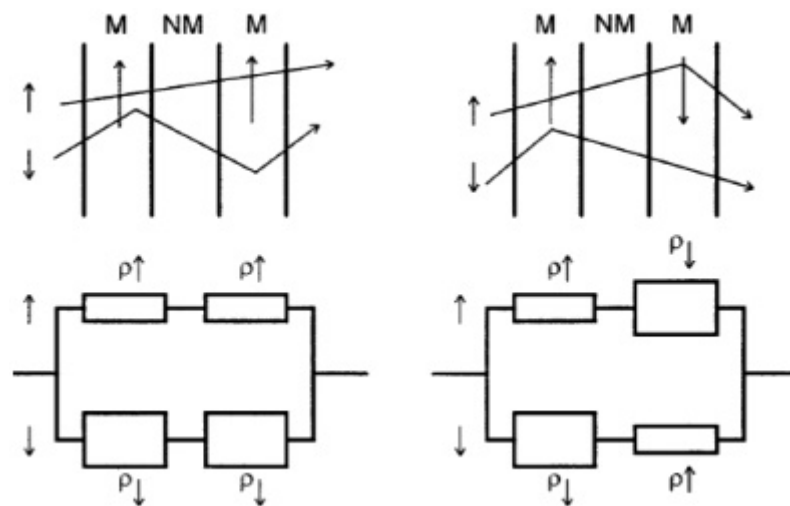
L'augmentation de la magnétorésistance mesurée en configuration CPP est attribuée à deux facteurs. Puisque dans ce cas le transport électronique se fait à travers les couches successives, il est normal que les effets de diffusion aux interfaces soient accentués. D'autre part, il y a en CPP accumulation de spins aux interfaces en raison de différences de résistivité entre canaux de spins. Cet effet, absent en configuration CIP, accentue l'effet des différences entre canaux. La formulation même de la théorie de la GMR est d'ailleurs modifiée en CPP pour tenir compte de cet effet et présente l'avantage de bien séparer les deux contributions de volume et d'interfaces. Il est alors possible de déterminer sans ambiguïté la valeur des coefficients  $\alpha$  (le rapport des résistivités des deux canaux de spins) pour l'interface et le volume. Par exemple, dans des multicouches Co/Cu on trouve  $\alpha = 7,5$  aux interfaces et  $\alpha = 3$  dans le volume, confirmant ainsi la contribution prépondérante de la diffusion dépendant du spin aux interfaces.

### **II.3. Un modèle qualitatif de la GMR (Modèle à deux courants)**

Le modèle à deux courants [8] le plus simple permet d'interpréter qualitativement le phénomène de GMR : on y considère, d'une part, que le courant est porté par deux canaux parallèles, chacun correspondant aux électrons ayant une direction de spin fixée (l'axe de quantification étant celui de l'aimantation) et, d'autre part, que les couches métalliques successives sont modélisables par des résistances en série (Figure 10) [9].

Dans certaines conditions, on observe une forte différence entre la résistivité  $\rho_{\uparrow}$  d'électrons dont la direction de spin est parallèle à la direction de l'aimantation et la résistivité  $\rho_{\downarrow}$  d'électrons dont la direction de spins est antiparallèle à la direction de l'aimantation. Cette différence s'exprime par le rapport  $\alpha$  des résistivités,  $\alpha = \rho_{\downarrow}/\rho_{\uparrow}$ . Pour un champ appliqué supérieur au champ de saturation de la multicouche, toutes les aimantations sont colinéaires.

C'est donc dire qu'un électron de spin donné, traversant d'une couche magnétique à l'autre, circule toujours dans un canal de même résistivité. Dans le cas où  $\alpha$  est très différent de l'unité, on aura alors un effet de court-circuit à travers le canal de plus faible résistivité. A l'opposé, quand les aimantations des couches successives sont dans une configuration antiferromagnétique, la résistivité pour un canal de spin donné passera alternativement de  $\rho_{\uparrow}$  à  $\rho_{\downarrow}$  (ou l'inverse), selon l'orientation des spins par rapport à la direction de l'aimantation de la couche traversée. La résistivité dans chaque canal sera alors une moyenne entre  $\rho_{\uparrow}$  et  $\rho_{\downarrow}$ , avec une résistivité globale supérieure à la résistivité en configuration parallèle.



**Figure 10**

Schéma de principe de la magnétorésistance géante dans une multicouche. A gauche, avec une configuration ferromagnétique des aimantations et, à droite, avec une configuration antiferromagnétique. Les figures du haut illustrent la trajectoire des électrons, plus fortement diffusés quand leur direction de spin est antiparallèle à la direction locale de l'aimantation. Les figures du bas illustrent la représentation équivalente à l'aide du modèle à deux courants, où les résistivités propres à chaque canal varient selon la configuration des aimantations. Chaque canal est constitué de deux résistances en série, qui correspondent aux résistances rencontrées lorsqu'un électron de type up ou down traverse une couche ferromagnétique [9].

Ce modèle considère un mouvement des électrons de type diffusif. Deux hypothèses interviennent dans ce modèle. La première est que la conductivité électrique des matériaux ferromagnétiques est la somme des conductivités de deux canaux indépendants, le canal des électrons dont le spin est parallèle à l'aimantation de la couche (électrons up), et celui dont les électrons sont antiparallèles (électrons down). Les conductivités de ces deux canaux sont différentes. Cela veut dire que les électrons ne changent pas de spin sur de longues distances, ou que la longueur de relaxation de spin est grande devant les dimensions de l'échantillon. La deuxième hypothèse est que les taux de diffusion des électrons up et down sont différents. Ainsi, la résistance électrique totale est la résistance équivalente de la résistance des deux

canaux en parallèle. Les électrons de chaque direction de spin évoluent suivant des circuits parallèles (pas de spin-flip) constitués de résistances en série. On suppose que la résistance du canal des électrons down est plus élevée que la résistance des électrons up. (A la Figure 10, on a choisi  $\alpha > 1$ , d'où un court circuit à travers le canal  $\rho_{\uparrow}$ , et  $\rho_{min} = \rho_{\uparrow}$ )

La figure 10 (à gauche) à présente la situation dans la configuration parallèle. Dans cette configuration, les électrons up passent dans les deux couches ferromagnétiques presque sans être diffusés. Par contre, les électrons down sont fortement diffusés dans les deux couches. La résistance de l'échantillon dans cette configuration est :

$$R_P = 2 \frac{R_{\uparrow} R_{\downarrow}}{R_{\uparrow} + R_{\downarrow}} \quad (\text{II.9})$$

En configuration antiparallèle, les deux canaux d'électrons ont globalement les mêmes résistivités et la résistivité globale de la structure dans cette configuration magnétique peut se déduire à l'aide d'un circuit équivalent. Les deux canaux spin-up et spin-down sont fortement diffusés dans l'une des deux couches, parce qu'ils sont antiparallèles dans une des deux couches. Donc dans ce cas, la résistance totale de l'échantillon est plus élevée. On a alors :

$$R_{AP} = \frac{R_{\uparrow} + R_{\downarrow}}{2} \quad (\text{II.10})$$

La variation normalisée de résistance, c'est à dire la magnétorésistance, s'écrit alors :

$$GMR = \frac{(R_{\downarrow} - R_{\uparrow})^2}{4R_{\downarrow}R_{\uparrow}} > 0 \quad (\text{II.11})$$

Ce modèle simple permet seulement de comprendre la GMR de manière qualitative. Il ne permet pas de rendre compte du fait que la GMR observée dépend d'autres paramètres, comme par exemple la nature des matériaux utilisés.

Ce modèle est particulièrement adapté lorsque la GMR n'est pas mesurée en faisant passer le courant dans le plan des couches (CIP-GMR), mais perpendiculairement (CPP-GMR). C'est dans ce dernier cas uniquement que les couches sont réellement en série et que le modèle à deux courants a pu être développé plus quantitativement, de manière à caractériser par un nombre restreint de paramètres chaque association de métaux ferromagnétiques (MF) et non magnétiques (NM).

La magnétorésistance géante présente aussi une variation en fonction de la température : Lorsque celle-ci augmente, les diffusions électron-magnon induisent un renversement de spin de l'électron, dont la conséquence est un mélange graduel des deux canaux de spins. Suite à ce mélange, la résistivité devient peu à peu égale dans les deux canaux, et la GMR diminue.

Toutefois, la diminution en fonction de la température n'est pas la même dans tous les systèmes. Elle est relativement faible dans les multicouches Co /Cu, et Plus forte dans les systèmes Fe/Cr ou Fe/Cu [10].

## II.4. La magnétorésistance tunnel (TMR)

Une jonction tunnel magnétique est une hétéro-structure formée de deux couches de matériaux ferromagnétiques séparées par une barrière isolante suffisamment fine pour autoriser le transport électronique par effet tunnel perpendiculairement aux couches. La variation de résistance électrique de la jonction, appelée magnétorésistance tunnel (TMR)[8], qui apparaît lors du changement d'orientation relative des aimantations des couches ferromagnétiques, a été observée pour la première fois par Jullière en 1975. Ce travail pionnier a cependant reçu peu d'écho et n'a connu un regain d'intérêt qu'à la suite de la découverte de la GMR en 1988 et grâce aux progrès réalisés dans la fabrication de couches ultra-minces d'oxydes. La magnétorésistance de telles jonctions peut atteindre plusieurs dizaines de % à température ambiante. A l'heure actuelle, des jonctions tunnel magnétiques fondées sur des métaux ferromagnétiques 3d et des barrières d'alumine sont fabriquées de manière reproductible avec des signaux TMR de l'ordre de 50 % à température ambiante.

## II.5. Condition de franchissement d'une barrière isolante : effet tunnel

Effet tunnel est défini comme le passage d'un électron à travers une barrière de potentiel de hauteur supérieure à l'énergie de la particule incidente, ayant une probabilité de traverser la barrière non nulle vue le caractère ondulatoire de la particule. Situation interdite dans la description classique. La résolution mathématique de ce problème est bien connue en modélisant le problème comme schématisé sur la Figure 11: à une dimension, une barrière de potentiel rectangulaire de largeur  $d$  selon la direction  $z$  et de hauteur  $U_0$  est placée sur le parcours des électrons de masse  $m_0$ , d'énergie  $E$  inférieure à  $U_0$  arrivant depuis l'infini.

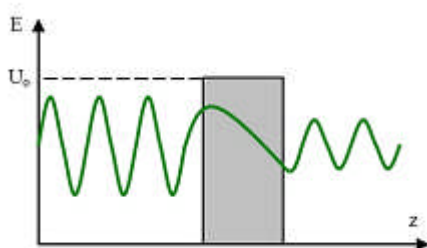


Figure 11

Représentation schématique de l'effet tunnel : barrière de potentiel et fonctions d'onde électroniques incidente et transmise.

La résolution de l'équation de Schrödinger à une dimension permet de calculer, en fonction des paramètres du problème, le coefficient de transmission  $T$  des électrons au travers de la barrière, c'est-à-dire la probabilité pour que la particule passe d'un coté à l'autre de la barrière

$$T = \frac{16E(U_0 - E)}{U_0^2} \exp\left(-2 \frac{\sqrt{2m_0(U_0 - E)}}{\hbar} d\right) \quad (\text{II.12})$$

On notera surtout la dépendance exponentielle décroissante du facteur de transmission en fonction de l'épaisseur de la barrière et de l'écart d'énergie entre la particule et la barrière

## II.6. Un modèle qualitatif pour comprendre la TMR

Jullière a observé en 1975 des effets TMR de 14% pour une tension de polarisation appliquée nulle, avec deux couches minces de Fe et Co séparées par une barrière de Ge à 4,2 K [8]. L'effet disparaît par application d'une faible tension ou par élévation de la température. Pour interpréter ces résultats, Jullière a élaboré un modèle simple qui quantifie l'amplitude du signal TMR en fonction de la polarisation en spin dans les électrodes ferromagnétiques.

Dans le modèle de Jullière, la magnétorésistance tunnel est due à la combinaison de deux effets :

- le franchissement de la barrière par effet tunnel
- l'asymétrie des densités d'états des bandes électroniques observée pour les deux directions de spin des électrons dans les couches ferromagnétiques.

Jullière fait deux hypothèses :

La première hypothèse est que le spin de l'électron est conservé lors du transport tunnel.

La seconde est que Pour une orientation de spin, la conductance est proportionnelle aux densités d'états de chaque électrode ferromagnétique.

La première hypothèse exclut le processus de renversement de spin dans la barrière. Par conséquent, le courant tunnel peut être assimilé à deux courants de canaux parallèles, par similitude au "modèle des deux courants" relatifs à la conduction dans un matériau ferromagnétique [11] et à l'interprétation de l'effet de magnétorésistance géante [12]. Le nombre d'électrons candidats au passage à travers la barrière est proportionnel à la densité d'états au niveau de Fermi dans l'électrode émettrice. Le courant pour chaque canal de spin est donc proportionnel au produit des densités d'états au niveau de Fermi des deux électrodes. Dans ce modèle à deux courants la conductance totale s'écrit ;  $G = G_{\uparrow} + G_{\downarrow}$ .

La Figure 12 est une représentation schématique du modèle de Jullière. Les densités d'états des électrons de spins majoritaire et minoritaire ( $n_{\uparrow}$  et  $n_{\downarrow}$ ) sont représentées par des paraboles décalées en énergie. Ce décalage en énergie induit ce que Jullière définit comme la polarisation  $P$  des matériaux ferromagnétiques :

$$P = \frac{n_{\uparrow}(E_F) - n_{\downarrow}(E_F)}{n_{\uparrow}(E_F) + n_{\downarrow}(E_F)} \quad (\text{II.13})$$

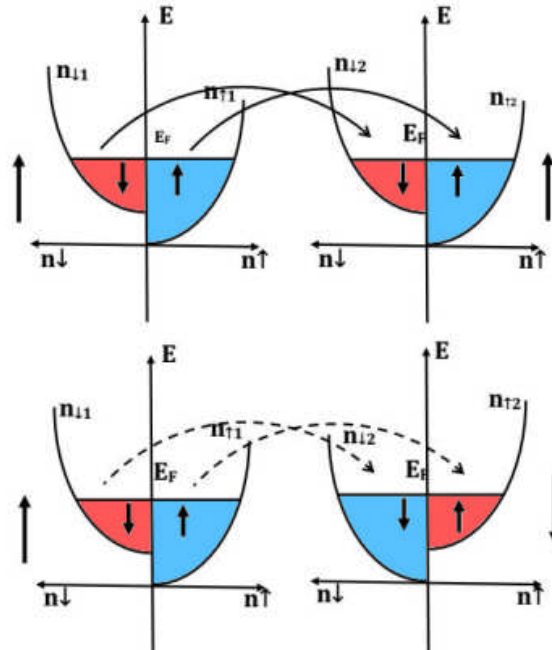


Figure 12

Schémas de la structure de bande de deux matériaux ferromagnétiques et du mécanisme de magnétorésistance tunnel. État d'aimantations parallèles, les spins "haut" sont majoritaires dans les deux électrodes, le canal "haut" est donc favorisé et le courant total est fort. État d'aimantation antiparallèle, chaque canal est réduit par les densités d'états minoritaires, la résistance totale est forte.

Jullière définit alors la TMR en fonction des conductances  $G$  ou des résistances  $R$  et la calcule en fonction des polarisations :

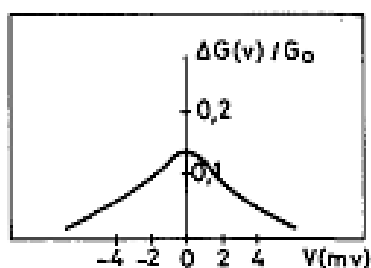
$$TMR = \frac{G_P - G_{AP}}{G_{AP}} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} = \frac{2P_1P_2}{1 - P_1P_2} \quad (\text{II.14})$$

Cette formulation implique que la TMR dépend exclusivement de la nature des électrodes, plus précisément de leurs densités d'états au niveau de Fermi, et néglige en particulier les propriétés de la barrière comme sa nature ou son épaisseur.

Après plusieurs tentatives, ce n'est que vingt ans plus tard, en 1995 que Moodera et al ont pu observer une TMR conséquente à température ambiante mesurée sur une jonction de type  $\text{CoFe}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$  ou  $\text{NiFe}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$ . La TMR atteinte est 11.8 % à 295 K [13].

Ce modèle macroscopique ne prend pas non plus en compte la structure de bandes des électrodes, on voit les lacunes d'une telle modélisation de l'effet de TMR. Néanmoins, cette

expression, ou "modèle de Jullière", reste très utilisée par les expérimentateurs de JTM (jonction tunnel magnétique). C'est en effet une bonne approximation pour comparer des jonctions composées de la même barrière et pour estimer la polarisation de nouveaux matériaux via des mesures électriques de TMR. Ce modèle ne permet pas d'expliquer pourquoi, dans les jonctions tunnel magnétiques, l'amplitude du signal TMR augmente lorsque la tension de polarisation appliquée décroît, comme l'avait déjà mesuré Jullière, voir la Figure 13 [14]. Le modèle de Jullière est trop simple pour décrire tous les phénomènes expérimentaux. Ce modèle ne prend en compte que les propriétés intrinsèques des électrodes ferromagnétiques. Des modèles théoriques plus sophistiqués montrent que la TMR peut dépendre fortement de la structure électronique et atomique de toute la jonction tunnel, ce qui inclut la couche isolante et les interfaces isolant/couche ferromagnétique.



**Figure 13**

Amplitude du signal de TMR en fonction de la tension de polarisation appliquée, à 4.2K, pour une jonction Fe/Ge/Co [14].

## Références

- [1]. Tedrow, P.M. and R. Meservey, *Spin-dependent tunneling into ferromagnetic nickel*. Physical Review Letters, 1971. **26**(4): p. 192.
- [2]. Bournel, A., *Magnéto-électronique dans des dispositifs à semiconducteurs*. 2000: EDP sciences.
- [3]. Barthelemy, A., et al., *Magnetoresistance and spin electronics*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2002. **242**: p. 68-76.
- [4]. Binasch, G., et al., *Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange*. Physical review B, 1989. **39**(7): p. 4828.
- [5]. Baibich, M.N., et al., *Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr magnetic superlattices*. Physical review letters, 1988. **61**(21): p. 2472.
- [6]. Schad, R., et al., *Giant magnetoresistance in Fe/Cr superlattices with very thin Fe layers*. Applied physics letters, 1994. **64**(25): p. 3500-3502.
- [7]. Hoffer, X., *Longueur de diffusion de spin et magnétisme de structures nanotubes de carbone/matériaux ferromagnétiques*. 2004.
- [8]. Schuhl, A. and D. Lacour, *Spin dependent transport: GMR & TMR*. Comptes Rendus Physique, 2005. **6**(9): p. 945-955.
- [9]. Fert, A., et al., *Magnéto-résistance géante dans les nanostructures magnétiques*. Le Journal de Physique IV, 1997. **7**(C6): p. C6-151-C6-161.
- [10]. Duvail, J.-L., et al., *Calculation of the temperature dependence of the giant MR and application to Co/Cu multilayers*. Journal of Applied Physics, 1994. **75**(10): p. 7070-7072.
- [11]. Fert, A. and I. Campbell, *Electrical resistivity of ferromagnetic nickel and iron based alloys*. Journal of Physics F: Metal Physics, 1976. **6**(5): p. 849.
- [12]. Valet, T. and A. Fert, *Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers*. Physical Review B, 1993. **48**(10): p. 7099.
- [13]. Moodera, J.S., et al., *Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions*. Physical review letters, 1995. **74**(16): p. 3273.
- [14]. Julliere, M., *Tunneling between ferromagnetic films*. Physics letters A, 1975. **54**(3): p. 225-226.

# **Chapitre III**

## **Spin de l'électron et polarisation**

### III. Spin de l'électron et polarisation

#### III.1. Le Spin de l'électron

En 1921, Stern et Gerlach [1] font passer un faisceau d'atomes d'Ag dans une région où règne un champ magnétique à fort gradient vertical (Figure 1). Les atomes d'Ag sont déviés et laissent sur l'écran deux taches symétriques par rapport à l'axe original du faisceau incident, alors qu'on s'attendait à une seule tache allongée, correspondant au spectre continu des valeurs possible.

Le champ magnétique interagit avec le moment cinétique  $\vec{S}$  de chaque particule, et par conséquent la trajectoire de chaque particule est défléchie selon la valeur de son moment cinétique intrinsèque  $\vec{S}$ . On observe deux trajectoires distinctes à la sortie du dispositif, correspondant à deux états de spin orientés parallèlement (ou antiparallèlement) à l'axe z, que l'on notera respectivement  $|\uparrow\rangle$ ,  $|\downarrow\rangle$ .

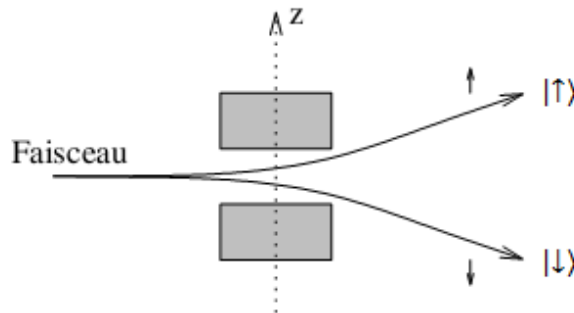


Figure 1

Dispositif de Stern-Gerlach séparant les états de spin  $|\uparrow\rangle$ , ou  $|\downarrow\rangle$  de la particule.

Afin d'interpréter les résultats expérimentaux, il est nécessaire d'admettre que l'électron est une particule de spin  $1/2$  ( $s = 1/2$ ), c'est à dire qu'il possède un moment cinétique intrinsèque  $\vec{S}$ , auquel il faut associer un moment magnétique  $\vec{M}_S = -g\mu_B\vec{S}$ , avec  $g$  le facteur gyromagnétique que l'on approxime à  $g = 2$  et  $\mu_B = e\hbar/2m_e$  le magnéton de Bohr.

Pour obtenir une description quantique du spin, Pauli énonça deux postulats :

- 1 - L'opérateur de spin  $\vec{S}$  est un moment cinétique obéissant à l'algèbre d'un moment cinétique. Ses composantes sont donc reliées par la relation de commutation :

$$[S_x, S_y] = i\hbar S_z$$

Par permutation circulaire de  $S_x$ ,  $S_y$  et  $S_z$  on obtient les deux autres relations.

2 - On a :

$$[S^2, S_z] = 0$$

Les opérateurs  $S^2$  et  $S_z$  définissent donc un ensemble complet des opérateurs qui commutent. Par conséquent, il existe une base orthonormée de vecteurs communs à  $S^2$  et  $S_z$ . Si on désigne par  $|s, m\rangle$  des états propres communs à  $S^2$  et  $S_z$  on a :

$$S^2 |s, m\rangle = \hbar^2 s(s+1) |s, m\rangle ,$$

$$S_z |s, m\rangle = \hbar m |s, m\rangle .$$

On se restreint ici à l'étude de l'électron qui a un spin  $s = 1/2$

On a donc uniquement deux états propres possibles :

$$\left| \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle = |\uparrow\rangle$$

$$\left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle = |\downarrow\rangle$$

L'espace des états de spin est dans le cas de l'électron de dimension 2. Nous pouvons donc prendre comme base le système orthonormé  $\{|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle\}$  des kets propres communs à  $S^2$  et  $S_z$ .

$$|\chi_{\text{up}}\rangle = |\uparrow\rangle = |+\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$|\chi_{\text{down}}\rangle = |\downarrow\rangle = |-\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

D'après les propriétés d'un moment cinétique, on a :

$$S^2 |\uparrow\downarrow\rangle = \frac{3}{4} \hbar^2 |\uparrow\downarrow\rangle$$

$$S_z |\uparrow\downarrow\rangle = \pm \frac{1}{2} \hbar^2 |\uparrow\downarrow\rangle$$

$$\langle \uparrow | \uparrow \rangle = \langle \downarrow | \downarrow \rangle = 1$$

$$\langle \uparrow | \downarrow \rangle = 0$$

$$|\uparrow\rangle\langle\uparrow| + |\downarrow\rangle\langle\downarrow| = I \quad (\text{matrice unité})$$

### III.2. Etat de spin

Notons que tout vecteur de l'espace des états de spin 1/2 est fonction propre de l'opérateur  $S^2$ . L'état de spin quelconque d'un électron peut s'écrire comme une combinaison linéaire des deux états fondamentaux :

$$|\chi\rangle = a_1|\uparrow\rangle + a_2|\downarrow\rangle$$

Avec  $a_1$  et  $a_2$  des nombres complexes.

Alors :

$$S^2|\chi\rangle = a_1S^2|\uparrow\rangle + a_2S^2|\downarrow\rangle = \frac{3}{4}\hbar^2 (a_1|\uparrow\rangle + a_2|\downarrow\rangle) = \frac{3}{4}\hbar^2 |\chi\rangle$$

Il existe un opérateur qui possède une propriété similaire, c'est l'opérateur identité :

$$I|\chi\rangle = |\chi\rangle$$

On en déduit que l'opérateur  $S^2$  est représenté dans la base  $\{|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle\}$  par :

$$S^2 = \frac{3}{4}\hbar^2 I = \begin{pmatrix} \frac{3}{4}\hbar^2 & 0 \\ 0 & \frac{3}{4}\hbar^2 \end{pmatrix}$$

L'opérateur  $\vec{S}$  agissant dans l'espace d'états de spin peut être représenté par une matrice  $2 \times 2$ :

$$\vec{S} = \frac{\hbar}{2} \vec{\sigma} \quad (\text{III.1})$$

Où  $\vec{\sigma}$  est un vecteur symbolique ayant pour composantes les matrices de Pauli :

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \\ \sigma_y &= \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \\ \sigma_z &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

L'opérateur de spin  $\vec{S}$  prend tout son sens pour des fonctions d'onde à deux composantes tel que  $\begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$ , qui vont nous aider à décrire les différentes orientations du spin des électrons.

Nous avons par exemple les équations aux valeurs propres suivantes

$$\sigma_z \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = 1 \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\sigma_z \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = -1 \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Ce qui signifie que l'état  $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$  est un vecteur propre de  $\sigma_z$  avec la valeur propre  $+1$  (ou  $+\hbar/2$  pour  $S_z$ ) ainsi que l'état  $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$  avec la valeur propre  $-1$  (ou  $-\hbar/2$  pour  $S_z$ ). On peut utiliser ces deux états comme base pour représenter l'état général défini précédemment  $\chi = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$  comme une superposition des deux vecteurs propres

$$\begin{aligned} |\chi\rangle &= a_1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + a_2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Dans le cas où cet état de spin  $\chi$  est normalisé nous avons

$$\langle \chi | \chi \rangle = (a_1^*, a_2^*) \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = |a_1|^2 + |a_2|^2 = 1$$

Pour  $S_x$  et  $S_y$ , les deux valeurs propres de chacun de ces opérateurs sont  $(\pm \frac{\hbar}{2})$ . C'est à dire que l'on a :

$$S_x | +x \rangle = +\frac{\hbar}{2} | +x \rangle, \quad S_x | -x \rangle = (-\frac{\hbar}{2}) | -x \rangle,$$

et

$$S_y | +y \rangle = +\frac{\hbar}{2} | +y \rangle, \quad S_y | -y \rangle = (-\frac{\hbar}{2}) | -y \rangle$$

Avec les vecteurs propres de  $S_x$  donnés par :

$$| +x \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle), \quad | -x \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle - |\downarrow\rangle),$$

Et ceux de  $S_y$  :

$$| +y \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle + i |\downarrow\rangle), \quad | -y \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle - i |\downarrow\rangle),$$

Les vecteurs propres respectifs des opérateurs  $S_x$ ,  $S_y$  et  $S_z$  correspondent à des états de spins respectivement parallèles aux axes  $x, y, z$

### III.3. Polarisation en spin et spineur

Dans cette partie, on va supposer que tous les électrons se trouvent dans le même état de spin. Dans ce cas, le faisceau d'électrons est dit dans un état de spin pur. La direction de spin de l'état décrit par  $\chi = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$  est spécifié par  $a_1$  et  $a_2$ .

On définira le vecteur polarisation de spin comme étant la valeur moyenne de l'opérateur  $\vec{\sigma}$  dans l'état de spin  $\chi$

$$\vec{P} = \langle \vec{\sigma} \rangle = \langle \chi | \vec{\sigma} | \chi \rangle = (a_1^*, a_2^*) \vec{\sigma} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}.$$

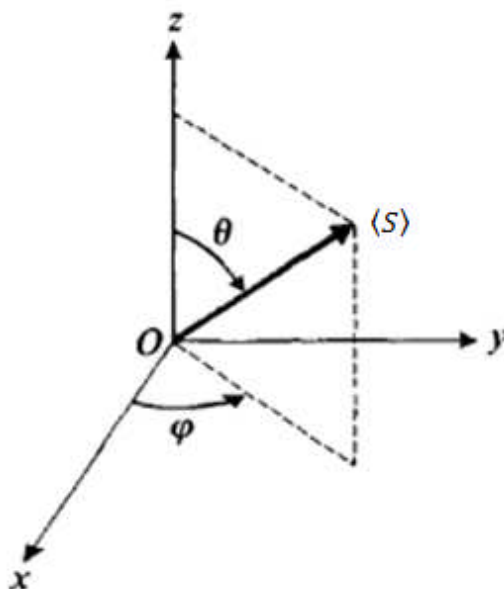


Figure 2

Les coordonnées sphériques de la direction de polarisation de spin pour la visualisation de la spineur

La relation entre l'espace des spineurs et l'espace cartésien peut être décrite en utilisant des matrices de spin de Pauli.

$$(\langle S_x \rangle, \langle S_y \rangle, \langle S_z \rangle) = \frac{\hbar}{2} (\langle \chi | \sigma_x | \chi \rangle, \langle \chi | \sigma_y | \chi \rangle, \langle \chi | \sigma_z | \chi \rangle)$$

qui est la relation entre  $S$  et le spineur  $\chi$ .

Si nous voulons déterminer  $\chi$  ce qui donne (voir Figure 2)

$$(\langle S_x \rangle, \langle S_y \rangle, \langle S_z \rangle) = \frac{\hbar}{2} (\cos\varphi \sin\vartheta, \sin\varphi \sin\vartheta, \cos\vartheta)$$

Nous trouvons

$$\chi = \begin{pmatrix} \cos \frac{\vartheta}{2} \cdot e^{-i\frac{\varphi}{2}} \\ \sin \frac{\vartheta}{2} \cdot e^{i\frac{\varphi}{2}} \end{pmatrix}$$

Nous calculons

$$\left( \cos \frac{\vartheta}{2} e^{i\frac{\varphi}{2}}, \sin \frac{\vartheta}{2} \cdot e^{-i\frac{\varphi}{2}} \right) \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \frac{\vartheta}{2} \cdot e^{-i\frac{\varphi}{2}} \\ \sin \frac{\vartheta}{2} \cdot e^{i\frac{\varphi}{2}} \end{pmatrix} = \cos\varphi \sin\vartheta$$

Et de même pour les composantes  $y$  et  $z$ .

Nous trouvons

$$\begin{aligned} P_x &= \sin\vartheta \cos\varphi \\ P_y &= \sin\vartheta \sin\varphi \\ P_z &= \cos\vartheta \end{aligned} \tag{III.2}$$

Nous pouvons aussi définir le degré de polarisation comme :

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2} \tag{III.3}$$

Qui vaut 1 ici. C'est correct car nous avons pris comme hypothèse que les spins des électrons étaient décrits par la fonction de spin  $\begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$  qui est un état pur. Si l'état  $\chi$  n'est pas normalisé, nous utiliserons la définition suivante pour  $\vec{P}$ :

$$\vec{P} = \frac{\langle \chi | \vec{\sigma} | \chi \rangle}{\langle \chi | \chi \rangle} \tag{III.4}$$

Les valeurs de la polarisation suivant les axes  $x$ ,  $y$  et  $z$  d'un système des coordonnées cartésiennes sont données par les valeurs moyennes normalisées des matrices de Pauli :

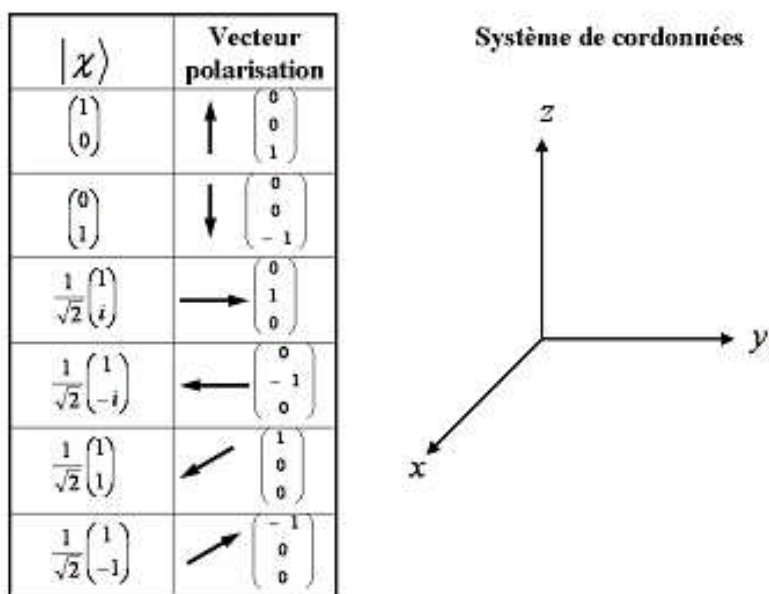
$$P_x = \frac{\langle \chi | \sigma_x | \chi \rangle}{\langle \chi | \chi \rangle}$$

$$P_y = \frac{\langle \chi | \sigma_y | \chi \rangle}{\langle \chi | \chi \rangle}$$

$$P_z = \frac{\langle \chi | \sigma_z | \chi \rangle}{\langle \chi | \chi \rangle}$$

Nous notons que le cas particulier où  $a_1 = a_2 = 1/\sqrt{2}$  définit un état de spin pur  $|\chi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$ . Les relations ci-dessus indiquent que  $\vartheta = \pi/2$  et  $\varphi = 0$ . Cet état de spin pur représente donc le cas où le vecteur polarisation est orienté parallèlement à l'axe x.

La Figure 3 donne les vecteurs polarisations pour certains spineurs normalisés  $|\chi\rangle$ . Deux fonctions d'onde orthogonales dans l'espace de spin font correspondre dans l'espace géométrique à trois dimensions deux vecteurs polarisations antiparallèles. De plus, le spin d'un électron peut se décomposer suivant l'axe de quantification, en une superposition cohérente de deux états de spin. Par exemple, une polarisation selon x est représentée par le spineur  $\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$  et peut donc être remplacée par une superposition d'un spin selon +z ( $|\chi\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ ) et selon -z ( $|\chi\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ ).



**Figure 3**

Fonctions d'onde de spin et système de coordonnées

### III.4. Polarisation et matrice densité

#### III.4.1. Faisceau d'électrons polarisés en spin

En pratique, nous ne travaillons pas avec un seul électron, mais avec un faisceau d'électrons polarisés en spin[2]. Le formalisme décrit dans la section précédente a besoin d'être étendu à plusieurs électrons. Il est donc nécessaire d'utiliser un formalisme tenant compte de multiples états de spin pur. Le vecteur polarisation du faisceau est proportionnel à la somme des vecteurs des spins individuels. La norme du vecteur polarisation  $|\vec{P}|$  définit le degré de polarisation du faisceau. Si tous les spins ont la même direction, le faisceau est dit complètement polarisé et  $|\vec{P}| = 1$ . Dans le cas où les spins ont des directions différentes, le faisceau est dit partiellement polarisé et  $0 < |\vec{P}| < 1$ .

Un faisceau d'électrons polarisés peut être considéré comme un ensemble statistique d'électrons dans des états de spin respectifs  $\chi_n = \begin{pmatrix} a_1^n \\ a_2^n \end{pmatrix}$ .

Par la suite on exigera que les états de spin soient normalisés, c.à.d. que  $|a_1^n|^2 + |a_2^n|^2 = 1$ . Le vecteur polarisation du spin total  $\vec{P}$  du système est :

$$\begin{aligned}\vec{P} &= \frac{\sum_n N_n \vec{P}_n}{\sum_n N_n} \\ &= \frac{\sum_n N_n \langle \chi_n | \vec{\sigma} | \chi_n \rangle}{\sum_n N_n} \\ &= \sum_n \omega_n \langle \chi_n | \vec{\sigma} | \chi_n \rangle\end{aligned}$$

Avec :  $\vec{P}_n = \langle \chi_n | \vec{\sigma} | \chi_n \rangle$  polarisations de chaque classe d'électrons

$$\omega_n = \frac{N_n}{\sum_n N_n}$$

Où  $N_n$  est le nombre d'électrons qui se trouvent dans l'état de spin  $|\chi_n\rangle$ .

#### III.4.2. Détermination de la polarisation du faisceau d'électrons

Les composantes  $P_x$ ,  $P_y$  et  $P_z$  peuvent être déterminées à partir des composantes respectives  $a_1^n$  et  $a_2^n$  prises individuellement. Le spin de chaque électron qui se trouve dans un état de spin  $|\chi_n\rangle$  peut être décrit comme une superposition d'une composante "up",  $a_1^n \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ ,

parallèle à la direction  $+\xi$  et d'une composante opposée "down",  $a_2^n(0)$  parallèle à la direction  $-\xi$ , où  $\xi$  désigne l'axe de quantification. On peut décrire la polarisation suivant l'axe  $\xi$  en soustrayant toutes les probabilités individuelles de spins parallèles et antiparallèles à l'axe de quantification  $\xi$ , et ce pour tous les électrons du faisceau. Comme les nombres des électrons "up" et "down" sont données par :

$$n_{\uparrow} = \sum_n |a_1^n|^2 \quad (\text{III.5})$$

Et

$$n_{\downarrow} = \sum_n |a_2^n|^2 \quad (\text{III.6})$$

On obtient pour la polarisation selon l'axe  $\xi$  :

$$P_{\xi} = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} \quad (\text{III.7})$$

La Figure 4 illustre un exemple de calcul du vecteur polarisation pour un faisceau d'électrons partiellement polarisés. Il s'agit de déterminer  $P_x$ ,  $P_y$ ,  $P_z$ , en définissant l'axe de quantification respectivement suivant  $x$ ,  $y$ ,  $z$ . Notons qu'en général, le faisceau incident contient des électrons dont les spins sont non parallèles aux axes du système de coordonnées.

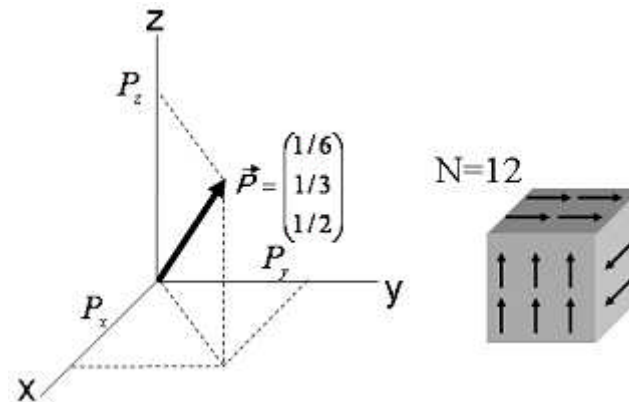


Figure 4

Description d'un faisceau d'électrons par un vecteur polarisation  $\vec{P}$ . Nous considérons 12 électrons, dont 6 sont polarisés suivant l'axe  $z$ , 4 suivant  $y$  et 2 suivant  $x$ .

### III.4.3. Matrice densité d'un faisceau d'électrons polarisés en spin

Une alternative à la description vectorielle de la polarisation d'un faisceau d'électrons polarisés en spin, est la description par la matrice densité [3].

La matrice densité du système est définie par :

$$\begin{aligned}
 \rho &= \sum_n \omega_n |\chi_n\rangle\langle\chi_n| \\
 &= \sum_n \omega_n \begin{pmatrix} a_1^n \\ a_2^n \end{pmatrix} (a_1^{n*}, a_2^{n*}) \\
 &= \sum_n \omega_n \begin{pmatrix} |a_1^n|^2 & a_1^n a_2^{n*} \\ a_1^{n*} a_2^n & |a_2^n|^2 \end{pmatrix} \tag{III.8}
 \end{aligned}$$

Considérons un vecteur d'état  $|\psi\rangle = \sum_n c_n |\chi_n\rangle$  où les  $|\chi_n\rangle$  forment une base orthonormée.

La valeur moyenne d'un opérateur  $A$  est donné par :

$$\langle A \rangle = \langle \psi | A | \psi \rangle = \sum_{p,n} c_p^* c_n \langle \chi_p | A | \chi_n \rangle$$

Cette relation montre que les coefficients  $c_p^* c_n$  interviennent dans le calcul de la valeur moyenne. En fait, ce sont des éléments de matrice de l'opérateur  $|\psi\rangle\langle\psi|$ , ce qui se montre facilement en écrivant  $\langle \chi_n | \psi \rangle \langle \psi | \chi_p \rangle = c_p^* c_n$ . Il est ensuite facile d'introduire l'opérateur densité  $\rho = |\psi\rangle\langle\psi|$  dans le calcul de la valeur moyenne de l'opérateur  $A$  :

$$\begin{aligned}
 \langle \psi | A | \psi \rangle &= \sum_{p,n} \langle \chi_n | \rho | \chi_p \rangle \langle \chi_p | A | \chi_n \rangle \\
 &= \sum_n \langle \chi_n | \rho A | \chi_n \rangle
 \end{aligned}$$

Si le vecteur  $|\psi\rangle$  n'est pas normalisé on a alors :

$$\begin{aligned}
 \langle \psi | A | \psi \rangle &= \frac{\sum_n \langle \chi_n | \rho A | \chi_n \rangle}{\sum_n \langle \chi_n | \chi_n \rangle} \\
 &= \frac{Tr(\rho A)}{Tr(\rho)}
 \end{aligned}$$

Donc le vecteur polarisation total du système peut s'écrire

$$\vec{P} = \frac{Tr(\rho\vec{\sigma})}{Tr(\rho)} \quad (\text{III.9})$$

$$P_x = \frac{Tr(\rho\sigma_x)}{Tr(\rho)} = \frac{\sum_n \omega_n (a_1^n a_2^{n*} + a_1^{n*} a_2^n)}{Tr(\rho)}$$

$$P_y = \frac{Tr(\rho\sigma_y)}{Tr(\rho)} = \frac{i \sum_n \omega_n (a_1^n a_2^{n*} - a_1^{n*} a_2^n)}{Tr(\rho)}$$

$$P_z = \frac{Tr(\rho\sigma_z)}{Tr(\rho)} = \frac{\sum_n \omega_n (|a_1^n|^2 - |a_2^n|^2)}{Tr(\rho)}$$

La matrice densité s'exprime en fonction des composantes du vecteur polarisation de spin comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{\rho}{Tr(\rho)} &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + P_z & P_x - iP_y \\ P_x + iP_y & 1 - P_z \end{pmatrix} = \frac{1}{2} (\mathbb{I} + \vec{P} \cdot \vec{\sigma}) \\ &= \frac{1}{2} \left( \mathbb{I} + \begin{pmatrix} \cos\vartheta & \sin\vartheta e^{-i\varphi} \\ \sin\vartheta e^{i\varphi} & -\cos\vartheta \end{pmatrix} \right) \end{aligned}$$

Si nous choisissons une polarisation suivant l'axe +z ( $\vec{P} = (0, 0, P_0)$ ), la matrice densité est diagonale

$$\rho = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + P_0 & 0 \\ 0 & 1 - P_0 \end{pmatrix} \quad (\text{III.10})$$

Cette matrice se réduit à l'expression suivante pour un faisceau totalement polarisé ( $P_0 = 1$ ) :

$$\rho_{pol} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Lorsque le faisceau est totalement dépolarisé ( $P_0 = 0$ ), on obtient :

$$\rho_{unpol} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \mathbb{I}$$

La matrice densité totale d'un faisceau partiellement polarisé suivant +z s'écrit comme une combinaison de  $\rho_{pol}$  et  $\rho_{unpol}$  :

$$\rho_{total} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1+P_0 & 0 \\ 0 & 1-P_0 \end{pmatrix} = P_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + (1-P_0) \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix}$$

$$\rho_{total} = P_0 \rho_{pol} + (1-P_0) \rho_{unpol} \quad (\text{III.11})$$

Un faisceau d'électrons partiellement polarisés en spin avec une polarisation  $P_0$ , peut être donc considéré comme la superposition d'un faisceau totalement polarisé et d'un faisceau totalement dépolarisé, dans le rapport  $P_0/(1-P_0)$  [4].

Un faisceau complètement polarisé selon l'axe  $x$  (positive ou négative) avec  $\vec{P} = (\pm 1, 0, 0)$  donne la matrice densité suivante :

$$\rho = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \cos\vartheta & \sin\vartheta e^{-i\varphi} \\ \sin\vartheta e^{i\varphi} & 1 - \cos\vartheta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \pm \frac{1}{2} \\ \pm \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{pmatrix}$$

Un faisceau partiellement polarisé, composant de 50% d'un faisceau polarisé suivant  $+x$  et de 50% polarisé suivant  $+y$ , à la matrice densité :

$$\rho = 0,5 \cdot \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{pmatrix} + 0,5 \cdot \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & -\frac{i}{2} \\ \frac{i}{2} & \frac{1}{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1-i}{4} \\ \frac{1+i}{4} & \frac{1}{2} \end{pmatrix}$$

Utilisant l'équation

$$\frac{\rho}{Tr(\rho)} = \frac{1}{2} \left( \mathbb{I} + \begin{pmatrix} \cos\vartheta & \sin\vartheta e^{-i\varphi} \\ \sin\vartheta e^{i\varphi} & -\cos\vartheta \end{pmatrix} \right)$$

Nous voyons que ceci correspond à un degré de polarisation de  $\frac{1}{\sqrt{2}} = 0,70$  dans la direction  $(1, 1, 0)$ .

Si  $H(t)$  est l'opérateur Hamiltonien qui fait évoluer chaque état de l'ensemble statistique selon :

$$i\hbar \frac{d\psi_i}{dt} = H(t)\psi_i(t) \quad (\text{III.12})$$

Alors l'opérateur densité associé évolue selon l'équation de Liouville quantique.

$$\begin{aligned}
 i\hbar \frac{d\rho}{dt} &= i\hbar \frac{d}{dt} \left( \sum_n \omega_n |\chi_n\rangle \langle \chi_n| \right) \\
 &= i\hbar \sum_n \omega_n \frac{d|\chi_n\rangle}{dt} \langle \chi_n| + i\hbar \sum_n \omega_n |\chi_n\rangle \frac{d\langle \chi_n|}{dt} \\
 &= H \sum_n \omega_n |\chi_n\rangle \langle \chi_n| - \sum_n \omega_n |\chi_n\rangle \langle \chi_n| H \\
 &= [H, \rho] \\
 \frac{d\rho}{dt} &= \frac{-i}{\hbar} [H, \rho] \tag{III.13}
 \end{aligned}$$

## Références

- [1] Cohen-Tannoudji, C. and B. Diu, *Laloe, Quantum mechanics. Vol. 1, Hermann and John Wiley & Sons.* 1977, Inc.
- [2] Stöhr, J. and H.C. Siegmann, *Magnetism. Solid-State Sciences.* Springer, Berlin, Heidelberg, 2006. **5**.
- [3] Kessler, J., *Polarized Electrons by Ionization Processes*, in *Polarized Electrons*. 1985, Springer Berlin Heidelberg: Berlin, Heidelberg. p. 142-185.
- [4] Tolhoek, H., *Electron polarization, theory and experiment*. Reviews of modern physics, 1956. **28**(3): p. 277.

# **Chapitre IV**

## **Transport de spin dans les semi-conducteurs**

## IV. Transport de spin dans les semi-conducteurs

La réalisation d'un dispositif spintronique suppose, outre une injection et une collection de spin, un transport cohérent en spin au sein du *SC*. Dans un régime de transport diffusif, la polarisation du courant de spin injecté décroît exponentiellement au sein du *SC*. La longueur caractéristique de cette décroissance est la longueur de diffusion  $l_{sc}$ . Pour comprendre le transport des spins, il est intéressant de connaître les différents mécanismes impliqués dans la relaxation de spin dans les semi-conducteurs. Commençons par introduire le concept fondamental de couplage (ou interaction) spin – orbite, nécessaire à la compréhension de ces mécanismes.

### IV.1. L'interaction spin – orbite

L'interaction spin-orbite [1, 2] décrit le couplage entre le moment orbital  $\vec{L}$  et le moment intrinsèque de spin  $\vec{S}$  d'un électron se déplaçant dans un champ électrique. Cette interaction est purement relativiste mais peut être interprétée classiquement. D'après les lois de l'électrodynamique, un électron d'impulsion  $\vec{p}$  et de masse  $m$ , plongé dans un champ électrique  $\vec{E}$  "voit" un champ magnétique  $\vec{B}$  tel que :

$$\vec{B} = \frac{\vec{E} \times \vec{p}}{mc} \quad (\text{IV.1})$$

Où  $c$  est la célérité de la lumière. Ce champ magnétique affecte le moment magnétique  $\vec{\mu}$  de l'électron dont l'énergie est modifiée de la quantité  $H_{SO}$  :

$$H_{SO} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -e \frac{\vec{s} \cdot \vec{B}}{mc} = -e \frac{\vec{s} \cdot (\vec{E} \times \vec{p})}{(mc)^2} \quad (\text{IV.2})$$

Où  $e$  est la valeur absolue de la charge de l'électron. A un facteur deux près, cette énergie correspond à l'énergie spin-orbite que l'on obtiendrait par un traitement relativiste complet. Dans le cas particulier d'un potentiel central de type coulombien créé par un noyau de nombre atomique  $Z$ .

$$H_{SO} \sim \frac{Z}{r^3} \vec{L} \cdot \vec{S} \quad (\text{IV.3})$$

Où  $r$  est la distance de l'électron au noyau. L'énergie  $H_{SO}$  est donc d'autant plus importante que  $Z$  est grand.

La présence d'un champ magnétique effectif, que les électrons ressentent dans leur référentiel, affecte à la fois la dynamique du spin de l'électron et son énergie totale. Cette interaction est appelée interaction spin – orbite.

Il faut garder à l'esprit que la seule interaction aboutissant à une modification de l'orientation de spin est celle avec un champ magnétique. La source de ce champ magnétique peut être un champ magnétique extérieur ou un champ magnétique effectif généré par l'interaction spin – orbite. Le champ électrique statique à l'origine de l'interaction spin – orbite peut avoir différentes origines physiques, par exemple le champ électrique des noyaux des atomes ou celui relié au cristal ou à la structure de bande du solide.

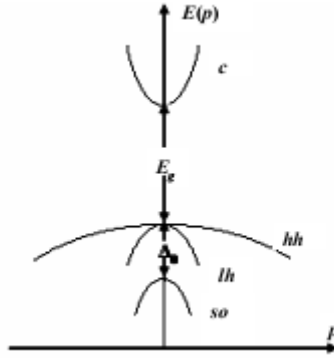
Si l'on tient compte de l'interaction spin - orbite, l'équation de Schrödinger d'un électron se déplaçant dans un cristal est donné par :

$$\left[ \frac{p^2}{2m_0} - eV(r) - \frac{e\hbar}{4m_0c^2} (\vec{\nabla}V \times \vec{p}) \cdot \vec{\sigma} \right] \psi = E\psi \quad (\text{IV.4})$$

Avec  $m_0$  la masse de l'électron libre,  $V(r)$  le potentiel périodique,  $\vec{p}$  la quantité de mouvement de l'électron et  $\vec{\sigma}$  les matrices de Pauli. Le troisième terme de l'hamiltonien est le terme de l'interaction spin – orbite.

La résolution de l'équation de Schrödinger permet le calcul de la structure de bande électronique des cristaux en présence du terme de couplage spin – orbite.

La Figure 1 montre l'allure simplifiée des bandes d'énergie au centre de la zone de Brillouin ( $\vec{p} = \vec{0}$ ) d'un semi-conducteur III-V à bande interdite directe comme le GaAs. L'interaction spin - orbite est responsable du clivage de la bande de valence. L'écart énergétique entre les deux bandes clivées est noté  $\Delta_0$ . Typiquement,  $\Delta_0$  varie de 0,1 à 1 eV. Le GaAs présente une bande interdite directe et est caractérisé par un couplage spin-orbite de 0,34 eV, largement inférieur à la largeur de la bande interdite  $E_g$  de 1,4 eV. Par contre, le silicium présente une bande interdite indirecte et est caractérisé par un faible couplage spin-orbite : le clivage de la bande de valence  $\Delta_0$  du silicium n'est que d'environ 0,04 eV c'est-à-dire quasiment 10 fois plus faible que dans le GaAs.



**Figure 1**

Bandes d'énergie du GaAs près de  $\vec{p} = \vec{0}$  c- bande de conduction,  $E_g$  gap du semiconducteur, hh - bande des trous lourds, lh - bande des trous légers, so - bande « split - off ».

## IV.2 mécanismes de relaxation du spin

La relaxation du spin dans les semi-conducteurs est, pour l'essentiel, la conséquence de la présence d'un champ électrique externe et résulte alors de mécanismes qui donnent lieu à une interaction par couplage spin-orbite.

Les principaux mécanismes de relaxation de spins c'est-à-dire les principaux mécanismes responsables des phénomènes de retournement de spin (spin-flip) qui conduisent à la dépolarisation de spin d'un courant, (autrement dit les termes qui asservissent la valeur du temps de vie de spin  $\tau_{sf}$ ), sont les mécanismes D'yakonov-Perel (DP), Bir-Aronov-Pikus (BAP) et Elliot-Yafet (EY).

### IV.2.1. Mécanisme d'Elliot-Yafet (EY)

L'interaction spin-orbite mélange les états de spin-up et down. Les interactions instantanées entre les particules et le cristal (ou l'environnement) peuvent alors être accompagnées d'un retournement de l'orientation du vecteur spin, selon le mécanisme dit d'Elliot-Yafet. Bien que les interactions avec renversement du spin soient des événements rares dans les semi-conducteurs, elles peuvent être suffisantes dans les zones à faible mobilité (ou forte densité) pour faire disparaître la cohérence en spin (ou faire relaxer le vecteur spin).

Le mécanisme d'Elliot-Yafet [3, 4] concerne la relaxation du spin des électrons par diffusion sur un site du réseau cristallin. Cette condition nécessite la présence d'une interaction spin-

orbite qui permet de coupler la fonction d'onde de spin à celle du réseau. Cette interaction  $V_{SO}$  peut s'écrire :

$$V_{SO} = \frac{\hbar}{4m^2c^2} \nabla V_{SC} \times \hat{p} \cdot \hat{\sigma} \quad (\text{IV.5})$$

Où  $V_{SC}$  est le potentiel scalaire périodique du réseau indépendant du spin,  $\hat{p} = -i\hbar\nabla$  est l'opérateur de moment linéaire et  $\hat{\sigma}$  sont les matrices de Pauli. Les fonctions d'onde de Bloch ne sont plus un état propre de  $\hat{\sigma}_z$  mais un mélange des états spin up  $|\uparrow\rangle$  et spin down  $|\downarrow\rangle$ . Cela signifie qu'à chaque collision avec une impureté du réseau ou avec un phonon, il existe une probabilité non-nulle de spin-flip. Cette probabilité se traduit par un temps de vie de spin donné dans le cas des semiconducteurs III-V par [5]:

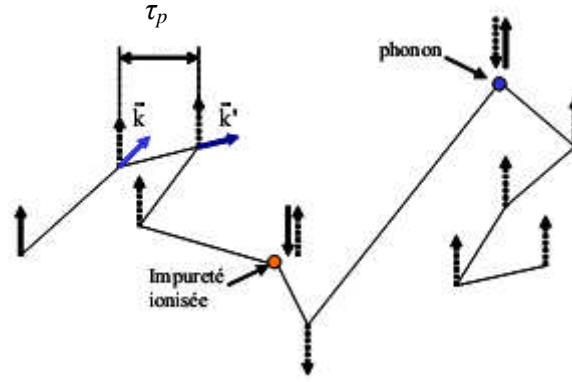
$$\frac{1}{\tau_{sf}} = A \left( \frac{\Delta_0}{E_g + \Delta_0} \right)^2 \left( \frac{E_e}{E_g} \right)^2 \frac{1}{\tau_p} \quad (\text{IV.6})$$

Où  $A \approx 1$  est un facteur numérique dépendant du type de mécanisme de diffusion (impureté chargée ou neutre, phonon, recombinaison électron-trou)  $\tau_p$  est le temps de relaxation du moment à l'énergie  $E_e$ ,  $E_g$  est l'énergie de gap du semiconducteur et  $\Delta_0$  est le paramètre de splitting de la bande de valence dû au couplage spin-orbite.

Ce type d'interaction avec retournement simultané de l'orientation de spin a été introduit par Elliot dans le cas de l'interaction coulombienne avec les impuretés ionisées et par Yafet dans le cas de l'interaction porteur/phonon. La Figure 2 illustre ce mécanisme.

Il est clair d'après l'équation (IV.6) que le mécanisme de relaxation d'Elliott-Yafet est d'autant plus important que le gap du semiconducteur est petit et que le couplage spin-orbite est fort. Pour un semiconducteur dégénéré,  $E_e = E_F$  alors que pour un semiconducteur non dégénéré, on remplace,  $E_e$  par  $k_B T$ . Dans tous les cas  $\tau_{sf} \propto \tau_p$

L'évolution en température de  $\tau_{sf}$  pour les semiconducteurs dégénérés suit celle de  $\tau_p$ . Pour un semiconducteur non dégénéré,  $\frac{1}{\tau_{sf}(T)} \propto \frac{T^2}{\tau_p(T)}$ , sauf pour le cas de diffusion par des impuretés chargées,  $\frac{1}{\tau_{sf}(T)} \propto T^{(1/2)}$  (sachant que  $\tau_p \propto T^{(3/2)}$ ).



**Figure 2**

Représentation du mécanisme Elliot – Yafet. Ce mécanisme est dû à l'interaction des électrons avec les impuretés ionisées ou les phonons.  $\tau_p$  est la durée entre deux collisions aboutissant à un changement de moment  $\vec{k}$  initial à  $\vec{k}'$  final

#### IV.2.2. Mécanisme de relaxation de D'yakonov-Perel (DP)

Le mécanisme de Dyakonov-Perel [6, 7] concerne uniquement les cristaux non centro-symétriques tels que les semiconducteurs III-V comme le GaAs [8] (Figure 3), ce mécanisme n'existe donc pas dans le silicium qui est centro-symétrique. L'interaction spin-orbite lève la dégénérescence de spin de la bande de conduction en  $\vec{k} \neq \vec{0}$  : les électrons de même vecteur  $\vec{k} \neq \vec{0}$  et de spins opposés ont donc des énergies différentes  $E_{\vec{k}\uparrow} \neq E_{-\vec{k}\downarrow}$ . Lorsque le système présente une asymétrie d'inversion, l'effet de l'interaction spin-orbite peut se décrire de manière analogue à la présence d'un champ magnétique effectif  $\vec{B}_{SO}(\vec{k})$  interne au cristal dont l'amplitude et la direction dépendent de  $\vec{k}$ . L'électron voit alors son spin effectuer une précession à la fréquence de Larmor  $\vec{\Omega}(\vec{k}) = (e/m)\vec{B}_{SO}(\vec{k})$  autour de ce champ effectif : Or, la direction du champ change à chaque processus de collision. Le mécanisme de D'yakonov-Pere lié à l'existence d'un champ magnétique effectif représente le mécanisme essentiel de relaxation du spin électronique dans les hétéro-structures semi-conductrices.

Le terme Hamiltonien décrivant la précession des spins des électrons dans la bande de conduction s'écrit :

$$H(\vec{k}) = \frac{1}{2} \hbar \sigma \cdot \Omega(\vec{k}) \quad (\text{IV.7})$$

Où les  $\sigma$  sont les matrices de Pauli.

Le temps de relaxation de spin dépend de l'intervalle de temps entre deux collisions . Si ce dernier est long, le spin a le temps de précesser entre deux collisions, dans ce régime

$\tau_{sf} \propto \tau_p$ . Dans le cas contraire, la relaxation de spin est fortement retardée car l'axe de précession subit des changements fréquents de direction : le temps de relaxation de spin suit alors une loi inversement proportionnelle au temps entre deux collisions, c'est le régime que l'on appelle réellement Dyakonov- Perel. Dans le cas des électrons thermalisés, entre deux collisions, le spin de l'électron n'a pas le temps de dévier considérablement de sa direction initiale, l'expression de  $\tau_{sf}$  est donnée par [9]:

$$\frac{1}{\tau_{sf}} = B \frac{(k_B T)^3}{\hbar^2 E_g} \tau_p \quad (\text{IV.8})$$

$\tau_p$  est la durée entre deux collisions aboutissant à un changement de moment de l'électron et B est une constante qui caractérise la structure de la bande de conduction du semiconducteur .



**Figure 3**

Représentation du mécanisme D'Yakonov- Perel'.  
Ce mécanisme est dû au champ cristallin

A la différence du mécanisme Elliott-Yafet, le spin est relaxé non au moment des collisions mais dans le délai entre les collisions. Le mécanisme D'yakonov-Perel' est le mécanisme dominant pour la relaxation du spin dans le GaAs dopé n [8].

### **IV.2.3 mécanisme Bir, Aronov et Pikus (BAP)**

Ce mécanisme [10, 11] se manifeste lors des processus de diffusion impliquant un électron et un trou. Les deux particules peuvent alors relaxer simultanément leur spin par l'intermédiaire de l'interaction d'échange électron-trou. L'hamiltonien d'interaction d'échange électron - trou a pour expression :

$$H_{ech} = A_{ech} V \vec{J} \cdot \vec{S} \delta(\vec{r}_e - \vec{r}_h) \quad (\text{IV.9})$$

où  $\vec{j}$  est le moment cinétique angulaire des trous,  $\vec{r}_e$  et  $\vec{r}_h$  repèrent les positions respectives des électrons et des trous,  $\vec{S}$  le spin de l'électron et  $\delta$  la fonction de Dirac.

L'efficacité de ce mécanisme dépend donc directement de la probabilité des processus de diffusion électron-trou. Elle est ainsi particulièrement élevée dans les matériaux massifs dopés p. Une interaction d'échange provoque le mélange des fonctions d'onde des électrons et des trous. Or le temps de vie de spin des trous est très faible comparé à celui des électrons de conduction  $\tau_{sf}^{trous} \ll \tau_{sf}^e$ . Bien que cette interaction conserve globalement le spin, elle donne accès au spin des électrons de conduction à une voie de dépolarisation. Elle mène donc à un amoindrissement du temps de vie de spin des électrons.

Le temps de relaxation de spin  $\tau_{sf}$  est inversement proportionnel à la densité  $N_A$  des accepteurs du semiconducteur dopé p:  $\tau_{sf} \propto \frac{1}{N_A}$ . Le mécanisme BAP est responsable d'une précession du spin des électrons autour d'un axe instantané, analogue au mécanisme D'yakonov Perel'.

### IV.3. Splitting de spin dans les hétéro-structures des semi-conducteurs III-V

Le splitting de spin de l'énergie des sous-bandes de conduction ou de valence dans les hétérostructures semi-conductrices est le dédoublement des niveaux d'énergie causé par l'absence de la symétrie d'inversion. Cela signifie que la dégénérescence de spin est levée lorsque le potentiel subi par les porteurs est asymétrique, même en l'absence du champ magnétique extérieur. La brisure de symétrie d'inversion dans une hétérostructure comprend deux types différents. La première concerne les matériaux massifs possédant une structure cristalline blende de zinc (BIA bulk inversion asymmetry en anglais). La deuxième est la brisure de symétrie du potentiel de confinement de la structure considérée (SIA structure inversion asymmetry).

#### IV.3.1. BIA splitting de spin dans les hétéro-structures (couplage spin-orbite de Dresselhaus)

Dans un semi-conducteur massif, en tenant compte du spin de l'électron, les états des électrons et des trous sont spin-dégénérés s'il n'existe pas de mécanisme qui brise les opérations de symétrie. Cette dégénérescence de spin signifie que l'énergie d'un état de "spin up" d'une sous-bande est égale à celle d'un état de "spin down" de la même sous-bande :

$E_{\uparrow}(\vec{k}) = E_{\downarrow}(\vec{k})$ . Cependant, l'interaction spin-orbite donne lieu à un terme qui est responsable de la levée de dégénérescence de spin.

L'existence du couplage spin-orbite de Dresselhaus [12] est due à l'absence de centre de symétrie d'inversion dans la structure cristalline zinc-blende. En effet la structure cristalline zinc-blende se compose de deux réseaux cubiques à faces centrées d'éléments chimiques différents, on parle alors d'asymétrie d'inversion ou de cristal non centrosymétrique. En 1955, Dresselhaus démontre par des considérations de symétrie et en utilisant la théorie des groupes que pour les semi-conducteurs cristallisés dans la structure Zinc-Blende il y a un décalage énergétique entre les bandes de spin up et down dû à l'absence de symétrie d'inversion du cristal. Pour  $\vec{k} \neq \vec{0}$ ,  $E_{\uparrow}(\vec{k}) \neq E_{\downarrow}(\vec{k})$ . Ce décalage est proportionnel au cube du vecteur d'onde ( $k^3$ ). L'expression du terme de Dresselhaus est :

$$H_D = \gamma \cdot \sigma \cdot B(\vec{k}) \quad (\text{IV.10})$$

Avec :

$$B(\vec{k}) = k_x(k_y^2 - k_z^2)\vec{e}_x + k_y(k_z^2 - k_x^2)\vec{e}_y + k_z(k_x^2 - k_y^2)\vec{e}_z \quad (\text{IV.11})$$

où  $\vec{e}_x$ ,  $\vec{e}_y$ ,  $\vec{e}_z$  sont les vecteurs unitaires d'une base orthonormée choisie suivant les axes cristallographiques.  $\gamma$  est le coefficient correspondant à la bande considérée et il dépend du matériau. Le terme  $B(\vec{k})$  joue le rôle du champ magnétique interne. L'interaction entre le moment magnétique de spin d'électron et ce champ conduit à un phénomène de relaxation de spin de type Dyakonov-Perel.

Lorsque l'on considère un système à dimensionnalité réduite, un gaz d'électrons bidimensionnel (unidimensionnel) par exemple, les valeurs des composantes du vecteur d'onde dans la direction du confinement quantique, ainsi que leurs valeurs au carré doivent être remplacées par leurs valeurs moyennes calculées sur la fonction d'onde de l'électron. Il est important de noter que la valeur moyenne de la composante du vecteur d'onde est nulle dans la direction, suivant laquelle les porteurs sont confinés dans un puits quantique. Par contre la valeur moyenne du carré de cette même composante du vecteur d'onde est en général non nulle.

Dans le cas d'un 2DEG confiné suivant la direction  $y$ ,  $\langle k_y \rangle$  est nul et la valeur de  $\langle k_y^2 \rangle$  est la même pour tous les électrons placés sur un niveau énergétique quantifié donné.

L'expression du vecteur  $B(\vec{k})$  (IV.11) se réduit alors à [13]:

$$B_{2D}(\vec{k}) = k_x(\langle k_y^2 \rangle - k_z^2)\vec{e}_x + k_z(k_x^2 - \langle k_y^2 \rangle)\vec{e}_z \quad (\text{IV.12})$$

Cette expression nous dit qu'il est possible de contrôler, dans une certaine mesure, le terme de Dresselhaus par une grille : la valeur de  $\langle k_y^2 \rangle$  dépend du confinement, donc du champ électrique suivant la direction  $Oy$ . Cette situation est manifestement claire si  $\langle k_y^2 \rangle \gg k_z^2, k_x^2$  ce qui est peut-être le cas pour un puits quantique étroit.

### IV.3.2. SIA Splitting de spin (Couplage spin-orbite de Rashba) [14, 15]

Le deuxième terme du couplage spin-orbite contribuant au splitting de spin vient de la brisure de symétrie d'inversion du potentiel de confinement de la structure considérée. Ce potentiel contient d'une part la contribution provenant du champ électrique intrinsèque ou extrinsèque, et d'autre part la contribution de la différence des positions des bandes entre les matériaux constituant l'hétérostructure. L'expression de ce Hamiltonien spin-orbite ajouté au Hamiltonien des électrons de la bande de conduction  $\Gamma_{6c}$  est introduite pour la première fois par le physicien soviétique E. I. Rashba en 1960:

$$H_R = \alpha[\vec{\sigma} \times \vec{k}] \cdot \vec{e}_y \quad (\text{IV.13})$$

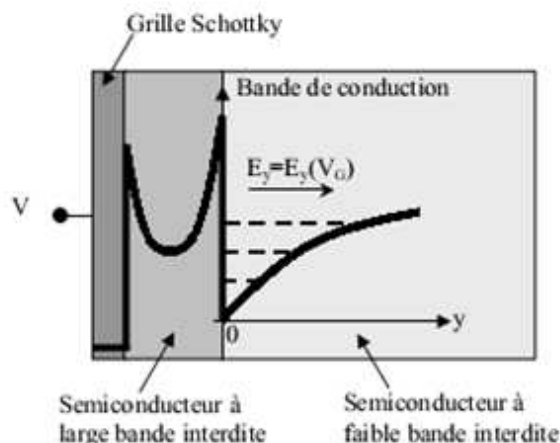
$\vec{e}_y$  le vecteur unitaire normal au plan de l'hétérojonction.

$\vec{\sigma}$  représente les matrices de Pauli.

$\vec{k}$  le vecteur d'onde de l'électron.

$\alpha$  est le coefficient dépendant de la structure considérée, que l'on l'appelle souvent le coefficient de Rashba. Il est proportionnel au champ électrique total  $E$  (intrinsèque et extrinsèque),  $\alpha = a_{46}E$ . Le facteur de proportionnalité  $a_{46}$  est lui-même dépendant du matériau. Ce facteur est en gros proportionnel à l'interaction spin-orbite  $\Delta_0$  et à l'inverse du gap au cube. À son tour, cette interaction spin-orbite  $\Delta_0$  peut être estimée grâce à l'ionocité des constituants du semi-conducteur considéré. Elle est proportionnelle au nombre atomique puissance quatre. Ainsi, le terme de Rashba est plus important pour les matériaux lourds à faible largeur de bande interdite. C'est pour cette raison que l'InAs est un bon candidat pour la spintronique à base de semiconducteur. La première proposition de transistor à rotation de spin due à Das et Datta [16] est basée sur la maîtrise du terme de Rashba par un champ électrique sur les hétérostructures d'InAs.

Contrairement au couplage de Dresselhaus, le couplage de Rashba n'apparaît pas dans le volume des semi-conducteurs du type GaAs, mais existe dans des hétérostructures à modulation de dopage [13].



**Figure 4**

Allure de la bande de conduction à l'interface d'une hétérostructure à modulation de dopage. L'intensité du confinement dans le puits quantique quasi triangulaire formé dans le semiconducteur à faible bande interdite est contrôlable par une tension de grille  $V_G$  appliquée sur un contact Schottky déposé sur le semiconducteur à large bande interdite.

L'interaction Rashba est un cas particulier d'interaction de type spin-orbite. Ce couplage apparaît dans les couches d'accumulations à l'interface entre deux hétéro-structures et du a la forte asymétrie du puits quantique dans lequel se confine le gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG) Figure 4 .Une interaction spin-orbite dans un puits quantique peut être contrôlée en appliquant une tension de grille [17].

L'hamiltonien de Rashba est habituellement écrit comme suit [13]:

$$H_R = \alpha [\vec{\sigma} \times \vec{k}] \cdot \vec{e}_y = \alpha \cdot (\sigma_z k_x - \sigma_x k_z) \quad (\text{IV.14})$$

où  $\vec{e}_y$  la direction du champ électrique appliqué via la grille

L'hamiltonien total en supposant que l'effet Rashba domine tous les autres facteurs de couplage avec le spin est :

$$H_{tot} = H_R + H_k \quad (\text{IV.15})$$

Où  $H_k$  est l'énergie cinétique de l'électron.

Les valeurs propres des spins up  $E_{\uparrow}$  ou down  $E_{\downarrow}$  sont alors :

$$E_{\uparrow,\downarrow} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \pm \alpha |\vec{k}| \quad (\text{IV.16})$$

Où le signe + (-) se réfère respectivement au spin up et down et  $m_e^*$  est la masse effective de l'électron. On en déduit l'énergie de « splitting » de la bande de conduction qui est  $\Delta_R = \pm \alpha k_F$  à champ nul et au niveau de Fermi.

On peut aussi écrire  $H_R$  sous la forme :

$$H_R = \alpha [\vec{k} \times \vec{e}_y] \cdot \vec{\sigma} = \frac{\hbar \vec{\Omega}_R}{2} \cdot \vec{\sigma} = \vec{\Omega}_R \cdot \vec{S} \quad (\text{IV.17})$$

Le vecteur de précession de spin associé au couplage de Rashba a donc l'expression suivante:

$$\begin{aligned} \vec{\Omega}_R &= \frac{2\alpha}{\hbar} (\vec{k} \times \vec{e}_y) = \frac{2\alpha}{\hbar} \begin{pmatrix} -k_z \\ 0 \\ k_x \end{pmatrix} \\ \alpha &= a_{46} E_y \\ \vec{\Omega}_R &= \frac{2a_{46} E_y}{\hbar} (-k_z \vec{e}_x + k_x \vec{e}_z) \end{aligned} \quad (\text{IV.18})$$

$E_y$  est le champ électrique perpendiculaire à l'hétéro-interface, c'est-à-dire celui qui confine les porteurs.

La polarisation  $\vec{P} \equiv \langle \vec{\sigma} \rangle$  d'un électron, en utilisant l'identité  $[\vec{\sigma}, \vec{a} \cdot \vec{\sigma}] = 2i (\vec{a} \times \vec{\sigma})$  est donnée par :

$$\frac{\partial \vec{P}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} \langle [\vec{\sigma}, H_R] \rangle = -\frac{i}{\hbar} \langle [\vec{\sigma}, \frac{\hbar}{2} \vec{\Omega}_R \cdot \vec{\sigma}] \rangle = \vec{\Omega}_R \times \vec{P} \quad (\text{IV.19})$$

Pour un mélange statistique d'électrons polarisés dans des directions quelconques, la polarisation s'écrit à l'aide de la matrice densité  $\rho$

$$\vec{P} = \frac{\text{tr}(\rho \vec{\sigma})}{\text{tr}(\rho)}$$

Et en écrivant

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{i}{\hbar} [\rho, H_R]$$

Et

$$\rho = \frac{1}{2} (1 + \vec{P} \cdot \vec{\sigma})$$

On arrive aussi à :

$$\frac{\partial \vec{P}}{\partial t} = \vec{\Omega}_R \times \vec{P} \quad (\text{IV.20})$$

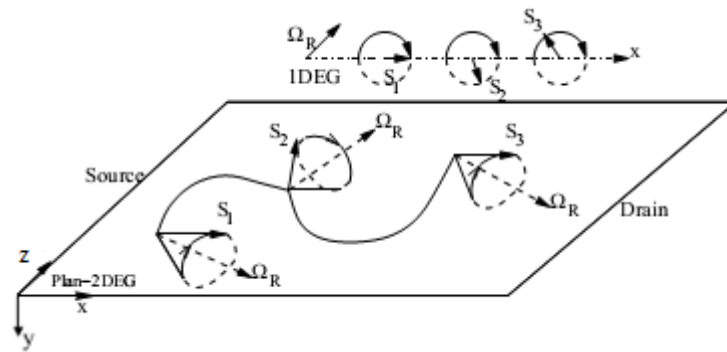
La polarisation d'un électron précesse donc autour de  $\vec{\Omega}_R$ , qui est dans le plan du canal et perpendiculaire à  $\vec{k}$ .

Le vecteur de précession de Rashba est dans le plan de l'hétéro-interface et est perpendiculaire à la trajectoire de l'électron. Le mécanisme de D'yakonov-Perel lié à l'existence d'un champ magnétique effectif représente le mécanisme essentiel de relaxation du spin électronique dans les hétéro-structures semi-conductrices. Le module du champ effectif lié au terme de Rashba, soit la vitesse de rotation de spin, dépend de  $E_y$ . Elle peut donc être contrôlée à l'aide du champ électrique de confinement par un potentiel extérieur appliqué au système (potentiel de grille). Néanmoins, ce contrôle n'est efficace que si l'on se place dans de bonnes conditions. En effet, dans un gaz d'électrons 2D, la direction du champ  $\vec{\Omega}_R$  dépend du vecteur d'onde  $k$ . Ce vecteur se redistribue de façon aléatoire dans le plan à l'issu de chaque interaction subie par la particule ( la Figure 5). Dans un régime fortement collisionnel, les particules subissent beaucoup de chocs.

La dynamique du champ de Rashba ressemble dans ce cas à une marche au hasard et la cohérence de spin est donc relaxée via le mécanisme de relaxation de D'yakonov-Perel. Pour éviter ce problème, une solution consiste à confiner les électrons dans la direction  $z$  en plus du confinement dans la direction  $y$ . Le transport dans le gaz se fait alors dans une seule direction de l'espace . On définit un fil quantique 1D. La composante  $k_z$  du vecteur d'onde est alors égale à zéro, et les électrons se déplacent de la source vers le drain selon une trajectoire rectiligne suivant l'axe des  $x$ . Bien que le mouvement des électrons soit entrecoupé par des interactions modifiant instantanément la valeur algébrique  $k = k_x$  de leur vecteur d'onde , la direction du vecteur de précession reste parallèle à l'axe des  $z$ . Donc, Le vecteur de précession de spin ne change pas de direction avec les interactions instantanées des particules. Le champ effectif de Rashba est donné par :

$$\vec{\Omega}_R = \frac{2a_{46}E_y}{\hbar} k_x \vec{e}_z \quad (\text{IV.21})$$

L'effet de Rashba est dans ce cas efficace pour contrôler la dynamique du vecteur spin dans le fil quantique. Si le vecteur spin des électrons injectés dans le fil est parallèle à ce dernier, la rotation de spin s'effectue dans un même plan perpendiculaire à  $\vec{\Omega}_R(1D)$ . La période de rotation varie avec la tension de grille appliquée.



**Figure 5**

Dynamique du vecteur spin sous l'action du vecteur de précession de Rashba dans un 2DEG et dans un fil quantique 1DEG.

## Références

- [1] Condon, E.U. and G.H. Shortley, *The theory of atomic spectra*. 1959: Cambridge University Press. 456.
- [2]. Saikin, S., Y.V. Pershin, and V. Privman, *Modeling for semiconductor spintronics*. arXiv preprint cond-mat/0504001, 2005.
- [3]. Elliott, R.J., *Theory of the effect of spin-orbit coupling on magnetic resonance in some semiconductors*. Physical Review, 1954. **96**(2): p. 266.
- [4]. Yafet, Y., *Conduction-electron spin relaxation by transition-element impurities in copper*. Journal of Applied Physics, 1968. **39**: p. 853-854.
- [5]. Chazalviel, J.-N., *Spin relaxation of conduction electrons in n-type indium antimonide at low temperature*. Physical Review B, 1975. **11**(4): p. 1555.
- [6]. D'yakonov, M. and V. Perel, *Spin orientation of electrons associated with the interband absorption of light in semiconductors*. Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics, 1971. **33**: p. 1053.
- [7]. D'yakonov, M. and V. Perel, *Optical orientation in a system of electrons and lattice nuclei in semiconductors. Theory*. Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics, 1974. **38**: p. 177.
- [8]. Dzhioev, R., et al., *Low-temperature spin relaxation in n-type GaAs*. Physical Review B, 2002. **66**(24): p. 245204.
- [9]. Aronov, A., G. Pikus, and A. Titkov, *Spin relaxation of conduction electrons in p-type III-V compounds*. Sov. Phys. JETP, 1983. **57**: p. 680.
- [10]. Sir, G., A. Aronov, and G. Pikus, *Spin relaxation of electrons due to scattering by holes*. Zh. Eksp. Teor. Fiz, 1975. **69**: p. 1382-1397.
- [11]. Žutić, I., J. Fabian, and S.D. Sarma, *Spintronics: Fundamentals and applications*. Reviews of modern physics, 2004. **76**(2): p. 323.
- [12]. Dresselhaus, G., *Spin-orbit coupling effects in zinc blende structures*. Physical Review, 1955. **100**(2): p. 580.
- [13]. Bournel, A., *Magnéto-électronique dans des dispositifs à semiconducteurs*. 2000: EDP sciences.
- [14]. Bychkov, Y.A. and E. Rashba, *Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy*. JETP lett, 1984. **39**(2): p. 78.
- [15]. Bychkov, Y.A. and E.I. Rashba, *Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers*. Journal of physics C: Solid state physics, 1984. **17**(33): p. 6039.

- [16]. Datta, S. and B. Das, *Electronic analog of the electro-optic modulator*. Applied Physics Letters, 1990. **56**(7): p. 665-667.
- [17]. Nitta, J., et al., *Gate Control of Spin-Orbit Interaction in an Inverted In 0.53 Ga 0.47 As/In 0.52 Al 0.48 As Heterostructure*. Physical Review Letters, 1997. **78**(7): p. 1335.

**Chapitre V**  
**Injection de courant polarisé en spin dans**  
**les semi-conducteurs depuis une électrode**  
**ferromagnétique**

## V. Injection de courant polarisé en spin dans les semi-conducteurs depuis une électrode ferromagnétique

L'injection des électrons polarisés en spin à été l'objet de nombreuses études [1-9]

### V.1. Courant polarisé en spin

#### V.1.1. asymétrie de spin au niveau de Fermi

Pour les métaux de transition présentant un ferromagnétisme itinérant (le fer, le nickel et le cobalt) l'interaction d'échange mène, aux températures inférieures à la température de Curie  $T_c$  de transition ferromagnétique, à une levée de dégénérescence de la couche  $3d$  en deux bandes  $d_{\uparrow}$  (spin up) et  $d_{\downarrow}$  (spin down). On retrouve alors au niveau de Fermi de la bande  $d$  un déséquilibre des densités d'états entre les deux directions de spin. Ce déséquilibre induit une polarisation de spin au niveau de Fermi qui est responsable du moment magnétique permanent observé dans ces matériaux. Ces électrons, qui à travers leur spin portent l'information « magnétique » du matériau, sont également à la base des propriétés du transport électronique. Pour décrire un tel transport, il est commode de travailler dans le cadre du modèle de Mott, qui stipule qu'il est possible, de traiter séparément le courant d'électrons de spin up  $J_{\uparrow}$  et le courant d'électrons de spin down  $J_{\downarrow}$ . Les propriétés de conduction d'un métal ferromagnétique sont donc dépendantes de la direction de spin considérée. Dans cette hypothèse, le courant total  $J$  est la somme du courant des électrons de spin  $\uparrow$  ( $J_{\uparrow}$ ), et ceux de spin  $\downarrow$  ( $J_{\downarrow}$ ) ( $J = J_{\uparrow} + J_{\downarrow}$ ). On peut alors, en plus du courant total ( $J$ ), définir un courant de spin  $\Delta J = J_{\uparrow} - J_{\downarrow}$

Plusieurs définitions de la polarisation en spin sont envisageables. On peut s'intéresser aux populations de spin up  $n_{\uparrow}$  et down  $n_{\downarrow}$  prises au niveau de Fermi et définir  $P$  :

$$P = \frac{n_{\uparrow}(E_F) - n_{\downarrow}(E_F)}{n_{\uparrow}(E_F) + n_{\downarrow}(E_F)}. \quad (\text{V.1})$$

Une autre définition de la polarisation qui concerne cette fois les courants de spin est définie par :

$$P = \frac{J_{\uparrow} - J_{\downarrow}}{J_{\uparrow} + J_{\downarrow}} \quad (\text{V.2})$$

Cette polarisation va être fortement dépendante d'une propriété intrinsèque du métal ferromagnétique: le coefficient d'asymétrie en spin de la résistivité :

$$\beta = \frac{\rho_{\downarrow} - \rho_{\uparrow}}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}} \quad (\text{V.3})$$

Qui traduit la différence de résistivité vécue par les courants d'électrons de spin up et de spin down.

### **V.1.2. l'accumulation de spin**

Le concept d'accumulation de spin est le suivant : si le courant dans un métal ferromagnétique est polarisé en spin, l'application d'une différence de potentiel dans un multicouche métal ferromagnétique/métal non magnétique va créer un déséquilibre de spin autour de l'interface avec le métal non magnétique que l'on appelle accumulation de spin.

La nécessité de disposer d'électrodes magnétiques pour polariser en spin un courant est un prérequis essentiel en électronique de spin. Mais pour réaliser un effet transistor, il est également nécessaire de pouvoir injecter un courant de spin depuis le métal ferromagnétique vers un matériau non magnétique puis le transporter sur une longueur finie dans le matériau non magnétique.

Le courant de diffusion généré par l'accumulation de spin est le mécanisme permettant à un courant polarisé en spin de se propager loin de l'interface entre un matériau magnétique et un matériau non magnétique, au-delà de la longueur balistique, jusqu'à une distance de l'ordre de grandeur de la longueur de diffusion de spin. Physiquement, cette longueur correspond à la distance moyenne parcourue, dans un régime diffusif, par un électron au niveau de Fermi entre deux collisions renversant son spin.

Un désaccord apparaît à l'interface FM /NM puisque le nombre d'électrons de spin up et de spin down est différent dans le métal magnétique alors qu'il est identique dans le métal non magnétique. Le système doit donc passer d'un état de déséquilibre de spin vers un état d'équilibre de spin, ce qui induit l'apparition d'une zone de transition dans laquelle l'asymétrie de spin décroît progressivement. La faible probabilité des diffusions avec renversement du spin, conduit à une longueur de diffusion de spin, importante. En électronique de spin, ces phénomènes sont décrits par la notion d'accumulation de spin.

A l'équilibre, l'accumulation de spin est alors un compromis entre les spins accumulés par le courant polarisé (issu de l'électrode magnétique), et les renversements des spins qui ont lieu dans le matériau non magnétique. Il en résulte un décalage du potentiel électrochimique des deux canaux de spin  $\Delta\mu = \mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}$  proche de l'interface, et, qui dans le matériau non magnétique est la source d'un courant polarisé de spin hors équilibre.

Les courants et potentiels chimiques obéissent aux équations suivantes :

La loi d'Ohm :

$$J_{\uparrow,\downarrow} = \frac{1}{|e|\rho_{\uparrow,\downarrow}} \frac{\partial \mu_{\uparrow,\downarrow}}{\partial z} \quad (\text{V.4})$$

L'équation de la diffusion

$$\frac{\partial^2 \Delta \mu}{\partial z^2} = \frac{\Delta \mu}{l_{sf}^2} \quad (\text{V.5})$$

L'accumulation de spin  $\Delta \mu$  décroît (exponentiellement) à partir de l'interface  $\Delta \mu = \Delta \mu_0 \exp(-z/l_{sf})$ , sur une longueur de cohérence  $l_{sf}$  la longueur de diffusion de spin (Figure 1). Dans les semi-conducteurs la longueur de diffusion de spin est plus grande que celle dans les métaux, et vaut typiquement plusieurs microns. Cette grandeur est importante pour la réalisation de dispositifs en électronique de spin, car elle indique la distance maximale qui doit séparer deux électrodes magnétiques avant que l'information portée par le spin soit perdue.

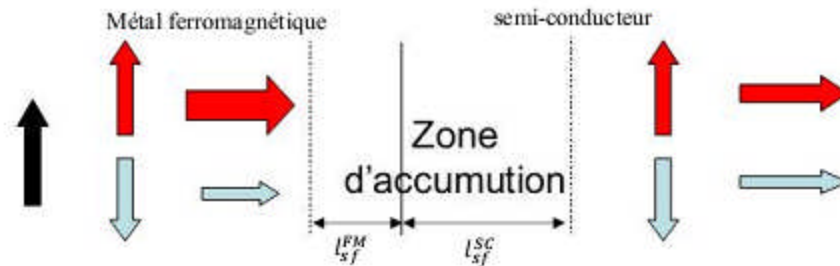
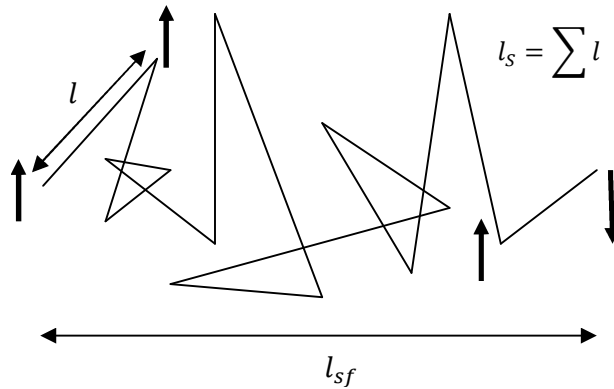


Figure 1

Courants de spin. Loin de la zone de contact entre un MF et un SC, les canaux de spin sont dissymétriques dans le métal ferromagnétique et équivalents dans le semi-conducteur. Une accumulation de spins d'extension spatiale la longueur de diffusion de spin se crée de part et d'autre de l'interface.

La Figure 2 montre les trois longueurs caractéristiques du transport dépendant du spin au niveau de Fermi: la longueur de diffusion de spin  $l_{sf}$ , longueur de spin  $l_s$  (la distance moyenne parcourue par l'électron entre deux renversements de spin) et le libre parcours moyen  $l$ .



**Figure 2**

Représentation des trois longueurs caractéristiques du transport dépendant du spin au niveau de Fermi : longueur de diffusion de spin  $l_{sf}$ , longueur de spin  $l_s$  et libre parcours moyen  $l$ .

## V.2. Injection à l'interface métal ferromagnétique- semi-conducteur (FM-SC)

Le transistor à précession de spin (spin-FET) proposé en 1990 [10] paraissait, parmi les futurs composants de l'électronique de spin, le plus à la portée de la technologie des composants intégrés : contact métal / semi-conducteur, canal de dimension réduite accessible aux techniques de lithographie électronique. Néanmoins, une condition indispensable à son fonctionnement est que les électrons injectés du métal ferromagnétique vers le semi-conducteur restent polarisés au passage de l'interface. C'est ce problème d' « injection de spin » qui a empêché toute réalisation pratique de ce composant à ce jour.

Un nombre important de tentatives de démonstration expérimentale du concept de transistor à rotation de spin a été fait, par exemple les travaux qui ont porté sur l'injection de spin à partir d'un métal ferromagnétique vers un canal d'un semi-conducteur d'un spin-FET. La mise en évidence de l'injection et de la collection sélective en spin est basée dans ces travaux sur l'observation d'un changement de la résistance dans le canal du MODFET lorsque les aimantations des deux électrodes passent de l'état parallèle à l'état antiparallèle.

L'injection électrique de spins à partir de métaux de transition a été l'objet de nombreuses études dont les résultats sont restés longtemps décevants. Ce n'est qu'assez récemment, en 1999, qu'une injection de spins efficace dans un semi-conducteur a pu être réalisée à partir d'un semi-conducteur magnétique [11, 12]. Actuellement deux voies sont explorées : l'injection à partir de métaux de transition et de semi-conducteurs ferromagnétiques (Cette solution n'est pas pratique vu que ces matériaux sont ferromagnétiques seulement à basse température).

L'injection électrique dans des semi-conducteurs à partir de métaux de transition s'est heurtée à deux obstacles majeurs : la réactivité chimique à l'interface métal ferromagnétique/semi-conducteur (MF/SC) et la différence de conductivité ou de densité d'états entre les deux types de matériaux.

La croissance de métaux de transition (Co, Fe par exemple) sur des semi-conducteurs (GaAs, Si par exemple) pose le problème de la formation d'alliage à l'interface métal ferromagnétique / semi-conducteur. La formation de ce composé, généralement non magnétique semble rédhibitoire pour injecter un courant polarisé en spin dans des semi-conducteurs. Ces problèmes de croissance sont étudiés depuis les années 80 et notamment pour les semi-conducteurs III-V. Ce n'est que depuis peu que l'obstacle fondamental a été soulevé.

Schmidt et al [13] ont étudié l'injection de courant polarisé en spin dans une structure métal FM / canal SC / métal FM, le canal formant un gaz d'électrons libres bidimensionnel. Ils ont montré que le désaccord de conductivité entre le semi-conducteur et le métal ferromagnétique était un obstacle fondamental à l'injection dans une telle structure avec une injection inférieure à 0.1 %. Le point crucial pour savoir injecter des spins et donc réaliser le transistor à spin est de réussir à contacter correctement un métal ferromagnétique à un matériau semi-conducteur. En revanche ils n'apportent pas la solution à ce problème connu sous le nom de « conductivity mismatch. »

Une des solutions possibles, proposée par Fert et al [14] et par Rashba [4] consiste à insérer une résistance dépendante du spin à l'interface MF/SC (jonction tunnel [4, 15-17] ou Schottky mais également un contact ohmique suffisamment résistif). L'insertion de cette résistance d'interface, si elle conserve le spin, a pour effet de conserver la polarisation du courant à l'interface par l'intermédiaire d'une forte accumulation de spins dans le semi-conducteur.

En plus de cette condition d'injection, il existe une condition supplémentaire pour une détection électrique du courant de spins injecté. Celle ci traduit le temps de vie fini du spin dans le semi-conducteur. Les limites inférieures et supérieures dépendent donc de la nature du métal ferromagnétique, du semi-conducteur et de la géométrie de la structure.

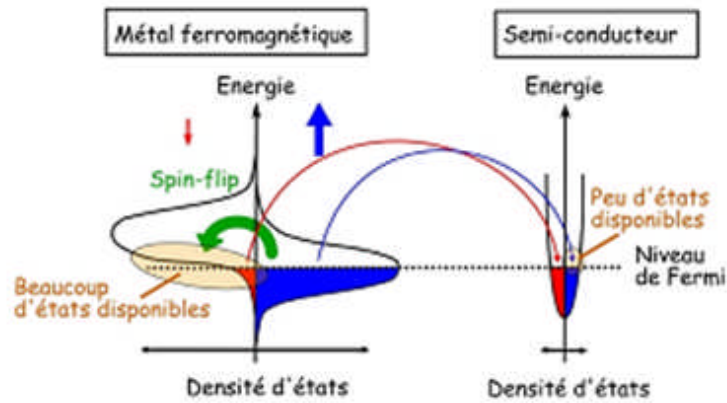
### **V.3. Injection à travers une barrière tunnel**

Lorsqu'un courant électrique circule dans un métal, la plupart des événements de diffusion n'affecte pas le spin des électrons. Il y a deux canaux de conduction distincts, les canaux de spin up et down avec des résistivités  $\rho_{\uparrow}$  et  $\rho_{\downarrow}$  qui peuvent être différentes. Pour un métal ferromagnétique il y a un déséquilibre des densités d'états électroniques au niveau de Fermi, les deux canaux de conceptions

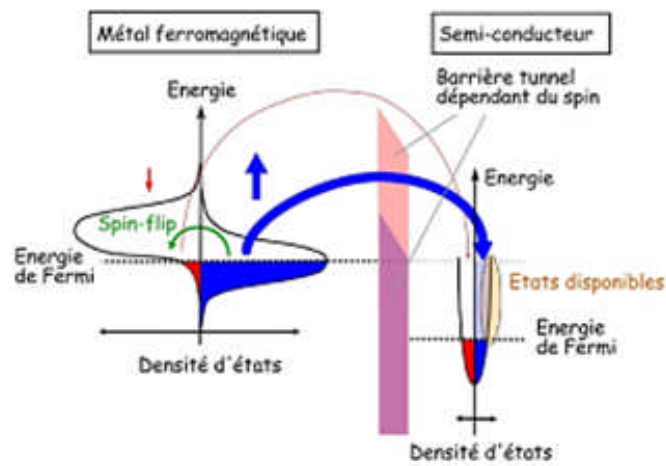
ne sont pas équivalents et en absence de contact avec un autre matériau, le courant a une polarisation  $P$  en spin.

Dans un semi-conducteur, la densité d'états disponibles au niveau de Fermi est la même pour les deux directions de spin. Un courant qui passe d'un métal ferromagnétique vers un semi-conducteur passe donc d'un état polarisé à un état non polariser. Lorsque le courant traverse l'interface avec le semi-conducteur, les spins up vont être excédentaires et les spins down déficitaires. En effet, lorsqu'ils sont en contact direct, les niveaux de Fermi des deux matériaux s'alignent. Or les deux canaux de spin ont la même densité d'état dans le semi-conducteur. En régime permanent, cet excédent de spins up induit une accumulation de spins – avec une extension spatiale de l'ordre de  $l_{sf}$ , la longueur de diffusion du spin – de part et d'autre de l'interface. Puisqu'il y a accumulation, les spins up occupent des niveaux d'énergie plus hauts que les spins down, il y a un décalage des potentiels chimiques des deux canaux. Pour minimiser cette énergie, les électrons excédentaires vont se retourner. Ces diffusions peuvent avoir lieu aussi bien dans le métal ferromagnétique que dans le semi-conducteur. Cependant, la densité d'états au niveau de Fermi étant bien plus importante dans le métal, il y a plus d'états disponibles pour se retourner et les processus de spin-flip y sont plus rapides. Ainsi, toute la dépolarisation à lieu avant l'interface. En absence de barrière tunnel, le courant injecté dans un semi-conducteur depuis une électrode ferromagnétique est donc totalement dépolarisé.

La solution la plus employée pour contourner cette limitation est de placer une barrière tunnel entre le métal et le semi-conducteur. La barrière est constituée de matériaux tels que l' $\text{Al}_2\text{O}_3$  [18, 19], le  $\text{MgO}$  [20, 21] et le  $\text{SiO}_2$  [22]. Cette barrière peut être obtenus soit par une barrière de type Schottky soit en intercalant une couche diélectrique tunnel entre le métal ferromagnétique et le semi-conducteur. La jonction tunnel agit comme un filtre à spin et laisse passer préférentiellement les spins excédentaires. Cette propriété, liée au couplage des orbitales issus de l'électrode et de la barrière peut se voir comme une hauteur effective de barrière différente pour les deux canaux de spins. Lorsqu'une barrière tunnel est insérée entre deux matériaux, il n'y a plus nécessairement alignement des niveaux de Fermi des deux matériaux. La Figure 3 montre que lorsque les niveaux de Fermi ne sont plus alignés, il est moins coûteux en énergie de remplir les états de spin majoritaire dans le matériau semi-conducteur que ceux de spin minoritaire dans le métal.



(a)



(b)

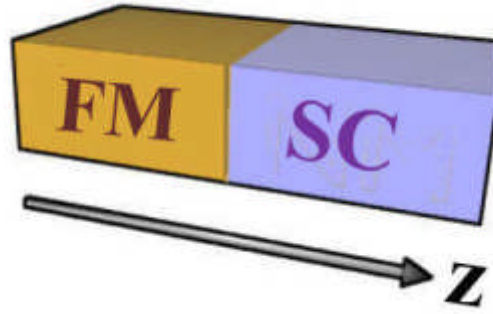
Figure 3

Représentation schématique des densités d'états des bandes de conduction de l'électrode ferromagnétique et du semi-conducteur. Les deux directions de spins sont représentées (a) Les deux matériaux sont directement contactés et (b) une barrière tunnel est insérée à l'interface.

#### V.4. Conditions d'injection de spin

Ce calcul reprend celui mené par Fert et Jaffrès [14].

On considère un cas simple : l'axe  $\vec{z}$  délimitant l'espace unidimensionnel en  $z = 0$ , un métal ferromagnétique FM se trouve en  $z < 0$  et un matériau non magnétique N (semi-conducteur SC) se trouve en  $z > 0$  (Figure 4).



**Figure 4**

Schéma de principe du transport entre une électrode ferromagnétique située en  $z < 0$  et un matériau semi-conducteur en  $z > 0$  avec éventuellement une barrière tunnel d'épaisseur nulle en  $z = 0$ .

Dans le modèle de conduction à 2 canaux, on peut considérer Deux canaux de conductivités distincts, possédant chacun une résistivité propre  $\rho_{\uparrow}^{FM}$  et  $\rho_{\downarrow}^{FM}$  ainsi qu'un potentiel chimique  $\mu_{\uparrow}^{FM}$  et  $\mu_{\downarrow}^{FM}$ . Les résistivités des canaux de spin sont données par :  $\rho_{\uparrow(\downarrow)}^{FM} = 1/\sigma_{\uparrow(\downarrow)} = 2(1 - (+)\beta)\rho^{FM}$   $\beta$  la polarisation du métal ferromagnétique (FM).

Dans le semi-conducteur il n'y a pas de polarisation, les deux canaux de spins étant équivalents, et de même résistivité  $\rho_{\uparrow}^{SC} = \rho_{\downarrow}^{SC} = 2\rho^{SC}$ , dans l'électrode ferromagnétique  $\rho_{\uparrow}^{FM} + \rho_{\downarrow}^{FM} = 2\rho^{FM}$ . Les résistances de barrière pour les deux canaux de spin sont données par  $r_{\uparrow(\downarrow)} = 2r_b(1 - (+)\gamma)$ , où  $r_b$  est la résistance de barrière et  $\gamma$  sa polarisation – la polarisation de la barrière n'est pas une propriété intrinsèque de l'isolant utilisé mais dépend du couplage avec l'électrode ferromagnétique. En revanche, il n'y a continuité des potentiels chimiques qu'en absence de résistance d'interface, La présence d'une barrière tunnel introduit donc une discontinuité à l'interface.

La polarisation du courant injectée dans le semi-conducteur est :

$$P(z) = \frac{\beta r^{FM} + \gamma r_b}{r^{FM} + r^{SC} + r_b} e^{-z/l_{sf}^{SC}} \quad (V.6)$$

Avec

$$r^{FM} = \rho^{FM} l_{sf}^{FM} \quad (V.7)$$

$$r^{SC} = \rho^{SC} l_{sf}^{SC} \quad (V.8)$$

Où :  $r^{FM}$  et  $r^{SC}$  : résistance de spin pour FM et SC (le produit de la résistivité par la longueur de cohérence de spin).

La polarisation en spin du courant dans le semi-conducteur s'exprime donc comme la polarisation injectée en  $z = 0$  puis décroît comme la longueur de cohérence de spin. La valeur de la polarisation à l'interface est donnée par l'expression simple suivante :

$$P(z) = \frac{\beta r^{FM} + \gamma r_b}{r^{FM} + r^{SC} + r_b} \quad (V.9)$$

Des valeurs réalistes pour le Cobalt sont :  $r^{FM} = 4,5 \times 10^{-3} \Omega \mu m^2$  ,  $\beta = 0,46$ , et  $l_{sf}^{FM} = 60nm$  et pour le GaAs dopé silicium ( $n$ ) à  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  :  $r^{SC} = 2 \times 10^3 \Omega \mu m^2$  et  $l_{sf}^{SC} = 2 \mu m$  . On peut remarquer que  $r^{SC} \gg r^{FM}$  , la résistance de spin dans le métal ferromagnétique est toujours négligeable devant celle du matériau semi-conducteur.

Considérons le cas de l'absence totale de résistance d'interface  $r_b = 0$ , l'équation de polarisation s'exprime sous la forme :

$$P(z) = \frac{\beta r^{FM}}{r^{FM} + r^{SC}} = \frac{\beta}{1 + r^{SC}/r^{FM}} \quad (V.10)$$

Pour

$$r^{FM} \ll r^{SC}$$

La polarisation est réduite à :

$$P = \frac{\beta r^{FM}}{r^{SC}} \ll 1 \quad (V.11)$$

Ce qui signifie que le courant est totalement dépolarisé avant de pénétrer dans le semiconducteur, la solution à ce problème [4, 14] consiste en l'ajout d'une résistance d'interface dépendante du spin qui peut être une résistance tunnel ou Schottky. Lorsque la résistance liée à l'interface est non nulle, la polarisation du courant injecté s'écrit :

$$P \approx \frac{\beta r^{FM} + \gamma r_b}{r^{SC} + r_b} \quad (IV.12)$$

Supposons que la barrière soit une simple barrière de potentiel ne dépendant pas de la direction de spin. Cela signifie que la polarisation  $\gamma$  de la barrière est nulle et l'on trouve alors:

$$P \approx \frac{\beta r^{FM}}{r^{SC} + r_b} \ll 1 \quad (\text{V.13})$$

Pour que l'injection de courant polarisé soit efficace, il faut donc que la barrière joue le rôle de filtre en spin.

Si  $r_b \ll r^{FM}$ , alors  $P$  sera proportionnel à  $\beta$  la polarisation du métal ferromagnétique, tandis que si  $r^{FM} \ll r_b$ ,  $P$  sera proportionnel à  $\gamma$  la polarisation de la barrière tunnel.

En insérant une interface résistive entre le métal et le SC, il est donc possible d'injecter un courant polarisé de spin d'un MF vers un SC.

A partir de la valeur seuil  $r^{SC} = r_b$  on obtient  $P \approx \gamma/2$  et pour  $r^{SC} \ll r_b$  on obtient  $P \approx \gamma$ . Donc une condition pour avoir une injection efficace dans un semi-conducteur donné est par exemple d'utiliser une barrière fortement résistive et polarisée, la polarisation du courant injecté étant alors simplement majorée par  $\gamma$  la polarisation de la barrière tunnel. Cependant il a été montré par Fert et al que la résistance d'interface ne devait pas être trop grande pour permettre de réaliser à terme le transistor de Datta et Das [10].

Le problème de la résistance d'interface électrode ferromagnétique – matériau semi-conducteur est donc un compromis subtil à trouver : une interface trop peu résistive ne permet pas d'injecter efficacement des spins et une interface trop résistive n'autorise pas à les détecter électriquement. En effet, si la résistance d'interface est trop forte, la probabilité pour un spin d'être transmis depuis le semi-conducteur vers l'électrode ferromagnétique est faible. Les spins vont alors se réfléchir plusieurs fois sur les barrières avant d'être transmis et peuvent se dépolariiser avant d'être transmis. La Figure 5 [23] montre les profils d'accumulation de spin et de polarisation du courant dans les cas  $r_b = 0$  et  $r_b = r^{SC}$ , les calculs sont effectués à 300 K avec F(Co) ( $r^{FM} = 4,5 \times 10^{-15} \Omega.m^2$ ,  $\beta = 0,46$  et  $l_{sf}^{FM} = 60nm$ ) et N(GaAs) avec  $n = 10^{16} cm^{-3}$  ( $r^{SC} = 4 \times 10^{-9} \Omega.m^2$ ,  $l_{sf}^{SC} = 2\mu m$ ), avec une résistance d'interface  $r_b = r^{SC}$ ,  $\gamma = 0,5$ , et sans résistance d'interface.

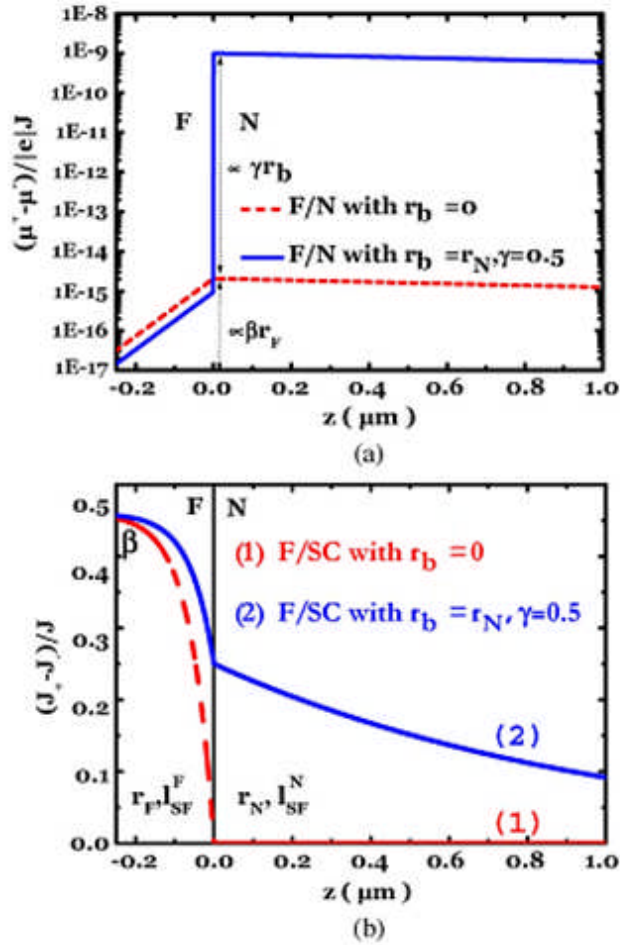


Figure 5

(a) Accumulation de spin (échelle logarithmique)  $r^{SC} = r_N$ .  
 (b) Graphe représentant la polarisation du courant en fonction de la distance à l'interface métal ferromagnétique (FM=F) semi-conducteur (SC=N). La courbe (2) montre l'évolution de cette polarisation lorsqu'une barrière tunnel est introduite à l'interface, la courbe (1) en absence de barrière tunnel : la polarisation du courant est nulle dans le semi-conducteur [23].

## V.5. L'injection et la détection d'un courant polarisé de spin dans une structure MF/I/SC/I/MF [14]

Il est aujourd'hui admis que la présence d'une résistance d'interface conservant le spin, entre le métal ferromagnétique et le semi-conducteur, est nécessaire afin d'effectuer un transport polarisé en spin dans des hétéro-structures hybrides.

Le problème de la détection de spin est un problème similaire à celui de l'injection. Cependant, le problème important qui se pose en électronique de spin n'est pas tellement celui de l'injection ou

indépendamment celui de la détection d'un courant polarisé de spin, mais plutôt la capacité à détecter un changement de résistance (ou de tension) entre deux configurations parallèle (P) et antiparallèle (AP) de la source et du drain, c'est-à-dire à maximiser la quantité

$$\frac{\Delta R}{R_P} \simeq \frac{R_{AP} - R_P}{R_P}$$

Cette condition est équivalente à injecter un courant polarisé de spin vers un SC, tout en conservant cette polarisation jusqu'au détecteur.

Dans un régime diffusif et dans la limite des faibles courants, la condition pour avoir une valeur optimale de  $\frac{\Delta R}{R_P}$  s'écrit :

$$\rho_{SC} t_{SC} \ll r_b \ll \rho_{SC} \frac{l_{sf}^{2SC}}{t_{SC}} \quad (V.14)$$

Où  $t_{SC}$  représente la distance séparant la source et le drain.

Cette expression peut également s'écrire sous la forme :

$$\frac{t_{SC}}{l_{sf}^{SC}} \ll \frac{r_b}{r_{SC}} \ll \frac{l_{sf}^{SC}}{t_{SC}} \quad (V.15)$$

A Fert et al [14] montrent alors que, lorsque ces conditions sont vérifiées, la valeur optimale de  $\frac{\Delta R}{R_P}$  est  $\left(\frac{\Delta R}{R_P}\right)_{max} = \frac{P^2}{1-P^2}$  (C'est la valeur maximale théorique de la magnétorésistance) où  $P$  est la polarisation des électrodes magnétiques.

Décrivons les différents régimes liés à l'inéquation (V.14) :

- Pour  $r_b \gg \rho_{SC} t_{SC} = r_{SC} \frac{t_{SC}}{l_{sf}^{SC}}$  correspond à la condition d'injection de spin vers le SC (la longueur de diffusion de spin est ici remplacée par la distance séparant la source et le drain). L'ajout d'une résistance d'interface constitue une condition nécessaire pour l'injection électrique efficace de spin dans un semi-conducteur
- Pour  $r_b \ll \rho_{SC} \frac{l_{sf}^{2SC}}{t_{SC}}$  est une condition pour conserver la polarisation tout au long du SC.

En effet, pour conserver cette polarisation il faut que le nombre de renversement de spin dans celui-ci soit faible devant le nombre total d'électrons injectés.

La condition de détection traduit le fait qu'un courant polarisé en spin ne peut être détecté que si le spin est conservé sur tout le trajet dans le semi-conducteur et donc les électrons doivent transiter facilement à travers une barrière interfaciale. Pour une résistance trop forte, les porteurs se

réfléchissent sur l'interface ce qui multiplie leur temps de résidence dans le semi-conducteur et donc la probabilité de perdre leur spin

La relation  $r_{SC} \frac{t_{SC}}{l_{sf}^{SC}} \ll r_b \ll r_{SC} \frac{l_{sf}^{SC}}{t_{SC}}$  montre que, plus  $t_{SC}$  est faible devant la longueur de diffusion de spin  $l_{sf}^{SC}$ , plus la fenêtre imposée à la résistance d'interface pour avoir une injection et une détection efficaces est grande. Au fur et à mesure que  $t_{SC}$  se rapproche de  $l_{sf}^{SC}$ , la fenêtre de fonctionnement rétrécit et l'amplitude maximale  $\frac{\Delta R}{R_P}$  diminue en  $\exp(-t_{SC}/l_{sf}^{SC})$  ( la Figure 6).

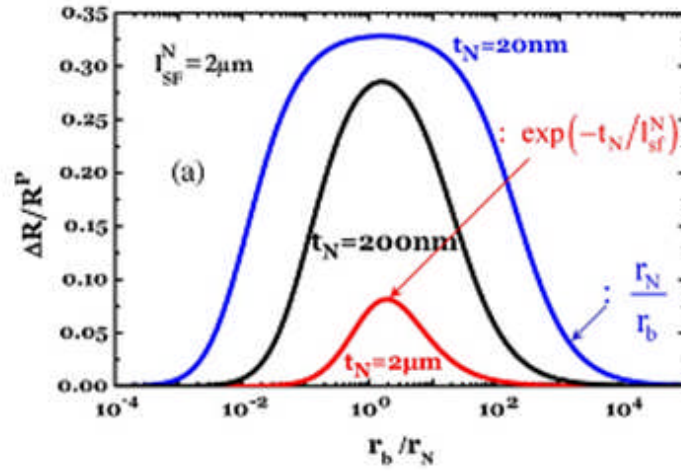


Figure 6

$\frac{\Delta R}{R_P}$  en fonction du rapport  $\frac{r_b}{r_{SC}}$  ( $r^{SC} = r_N$ ) pour une Structure FM/I/SC/I/FM pour différentes épaisseurs  $t_N = t_{SC}$  du SC ;  $P = 0,5$  ici. Quand l'épaisseur du SC s'approche de la longueur de diffusion  $\frac{\Delta R}{R_P}$  tend vers zéro et la fenêtre imposée à la résistance d'interface se rétrécit [23].

Lorsque la première inégalité est réalisée (injection de spin), le rapport  $\frac{\Delta R}{R_P}$  s'exprime sous la forme :

$$\frac{\Delta R}{R_P} = \frac{P^2}{1 - P^2} \frac{1}{1 + \tau_{dw}/\tau_{sf}} \quad (V.16)$$

$\tau_{dw}$  : le temps de séjour dans l'interface et le SC (ou dwell time).

$\tau_{sf}$  : le temps de vie de spin.

Une augmentation de  $r_b$  diminue la transmissivité des interfaces MF/SC et SC/MF et augmente conséquemment le temps de séjour total des électrons dans la zone SC. Cette condition de conservation du spin peut s'écrire sous la forme (condition de détection) :

$$\tau_{sf} \gg \tau_{dw}$$

Le temps de séjour à travers l'interface et dans le SC ne doit pas excéder le temps de vie de spin, l'interface ne doit pas être trop « résistive ».

À cause de la faible vitesse des électrons dans le SC, le temps de séjour est souvent plus long que le temps de vie de spin (de l'ordre de la nanoseconde à température ambiante dans le GaAs). Récemment, des dispositifs ont été proposés fonctionnant avec des nanotubes de carbone (NC), à très basse température. Dans ce cas, le transport dans les NC est balistique (les électrons se propagent à une vitesse proche de celle de Fermi). Le temps de séjour, qui est inversement proportionnel à la vitesse des électrons, est alors considérablement diminué par rapport au temps de séjour dans un SC (un facteur environ 100). L'utilisation d'un transport balistique, où la vitesse des électrons est grande, semble donc être une situation favorable pour une injection et une détection de spin efficaces.

## V.6. Géométrie verticale ou latérale

L'influence de la géométrie du système dans le comportement de l'accumulation de spin réside dans l'étendue du volume de relaxation de spin, c'est à dire l'espace dans lequel les spins diffusent et perdent leur cohérence. On modifiera les expressions données ci-dessus (pour une structure verticale) avec un facteur correctif traduisant le changement de section rencontré sur le parcours du courant [14, 23, 24]. En (Figure 7) on représente quelques géométries possibles.

Les cas (a) et (b) sont équivalents, le cas d'une structure FM/SC/FM en géométrie latérale confinée avec canal mince (cas (c)) est très simple, puisque l'on peut directement appliquer l'ensemble des formules déterminées pour une structure verticale à un facteur géométrique près (cas (a)). Si l'on définit une épaisseur de canal  $w$  et une largeur d'électrode ferromagnétique  $W$ , l'inéquation sur la magnéto-résistance devient :

$$\left(\frac{W}{w}\right) r_{SC} \frac{t_{SC}}{l_{sf}^{SC}} \ll r_b \ll r_{SC} \frac{l_{sf}^{SC}}{t_{SC}} \left(\frac{W}{w}\right) \quad (\text{V.17})$$

C'est à dire qu'en jouant sur les paramètres  $W$  et  $w$ , il est possible de modifier les conditions d'injection et de détection pour faire en sorte de maximiser la magnéto-résistance théoriquement attendue pour une structure à rapport  $\frac{r_b}{r_{SC}}$  constant (c'est à dire pour un injecteur de spin donné).

La magnétoresistance peut, par conséquent être augmentée par le rapport  $(W/w)$ , et ainsi déplacer éventuellement le pic d'efficacité vers des rapports  $(\frac{r_b}{r_{SC}})$  plus grands.

Sur la Figure 8 on peut ainsi voir que pour une structure donnée, un rapport de paramètres géométriques  $(W/w) = 1$  donne lieu à une magnétoresistance MR de  $\sim 2.5\%$  alors qu'un rapport de  $(W/w) \approx 100$  permet d'obtenir une MR de  $\sim 25\%$ . Les facteurs géométriques sont par conséquent cruciaux dans l'élaboration d'un dispositif de transport de spin. Il est en outre évident que ces conclusions sont valables uniquement pour  $W, w < l_{sf}^{SC}$ .

On peut définir le cas d'une structure latérale ouverte qui consiste à avoir un canal non limité aux électrodes, c'est à dire qu'il existe une diffusion sur les cotés droit et gauche des deux électrodes (Figure 7.d), Puisque l'on augmente le volume disponible à la relaxation, on diminue fortement la MR à la détection.

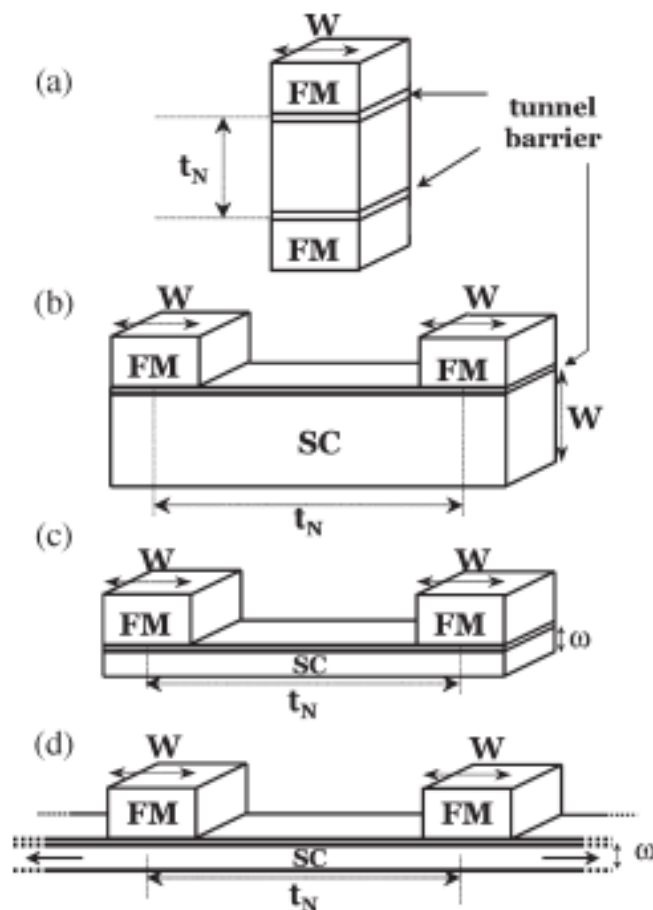
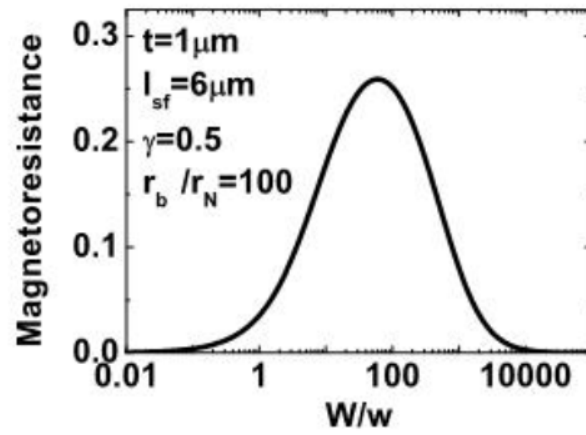


Figure 7

Différentes géométries pour les structures (source ferromagnétique/ semiconducteur / drain ferromagnétique). (a) et (b) même largeur  $W$  pour les canaux ferromagnétiques et semi-conducteurs dans (a) en structure verticale et (b) latérale. (c) en structure latérale confinée avec canal mince et (d) en structure latérale avec canal mince et ouvert permettant la fuite d'accumulation [23].



**Figure 8**

Courbe de magnéto-résistance pour une structure latérale confinée avec canal mince en fonction du rapport des paramètres géométriques  $W/w$ . La position du maximum de MR dépend du rapport  $\frac{r_b}{r_{sc}} = 100$  dans cet exemple.

## Références

- [1]. Fert, A. and S.-F. Lee, *Spin injection: theory and application to Johnson's spin switch*. Journal of magnetism and magnetic materials, 1997. **165**(1): p. 115-120.
- [2]. Shen, M., S. Saikin, and M.-C. Cheng, *Spin injection in spin FETs using a step-doping profile*. IEEE transactions on nanotechnology, 2005. **4**(1): p. 40-44.
- [3]. Gregg, J., et al., *Spin injection efficiency in spin electronic devices*. Journal of magnetism and magnetic materials, 2003. **265**(3): p. 274-289.
- [4]. Rashba, E., *Theory of electrical spin injection: Tunnel contacts as a solution of the conductivity mismatch problem*. Physical Review B, 2000. **62**(24): p. R16267.
- [5]. Hu, C., et al., *Spin injection into a two-dimensional electron gas using inter-digital-ferromagnetic contacts*. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, 2002. **12**(1): p. 395-398.
- [6]. Choi, H., et al., *Spin injection in FM/2DEG/FM structures in high-quality In<sub>0.75</sub>Ga<sub>0.25</sub>As/In<sub>0.75</sub>Al<sub>0.25</sub>As inverted HEMTs*. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, 2008. **40**(5): p. 1772-1774.
- [7]. Bsiesy, A., *Spin injection into semiconductors: towards a semiconductor-based spintronic device*. Comptes Rendus Physique, 2005. **6**(9): p. 1022-1026.
- [8]. Smith, D. and R. Silver, *Electrical spin injection into semiconductors*. Physical review B, 2001. **64**(4): p. 045323.
- [9]. Valet, T. and A. Fert, *Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers*. Physical Review B, 1993. **48**(10): p. 7099.
- [10]. Datta, S. and B. Das, *Electronic analog of the electro-optic modulator*. Applied Physics Letters, 1990. **56**(7): p. 665-667.
- [11]. Fiederling, R., et al., *Injection and detection of a spin-polarized current in a light-emitting diode*. Nature, 1999. **402**(6763): p. 787-790.
- [12]. Ohno, Y., et al., *Electrical spin injection in a ferromagnetic semiconductor heterostructure*. Nature, 1999. **402**(6763): p. 790-792.
- [13]. Schmidt, G., et al., *Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor*. Physical Review B, 2000. **62**(8): p. R4790.
- [14]. Fert, A. and H. Jaffres, *Conditions for efficient spin injection from a ferromagnetic metal into a semiconductor*. Physical Review B, 2001. **64**(18): p. 184420.

- [15]. Borges, R., et al., *Comparative study of spin injection into metals and semiconductors*. Journal of Physics D: Applied Physics, 2002. **35**(3): p. 186.
- [16]. Motsnyi, V., et al., *Electrical spin injection in a ferromagnet/tunnel barrier/semiconductor heterostructure*. Applied Physics Letters, 2002. **81**(2): p. 265-267.
- [17]. Jiang, X., et al., *Highly spin-polarized room-temperature tunnel injector for semiconductor spintronics using MgO (100)*. Physical Review Letters, 2005. **94**(5): p. 056601.
- [18]. Jansen, R., et al., *Electrical spin injection into moderately doped silicon enabled by tailored interfaces*. Physical Review B, 2010. **82**(24): p. 241305.
- [19]. Dash, S.P., et al., *Electrical creation of spin polarization in silicon at room temperature*. Nature, 2009. **462**(7272): p. 491-494.
- [20]. Jeon, K.-R., et al., *Electrical spin accumulation with improved bias voltage dependence in a crystalline CoFe/MgO/Si system*. Applied Physics Letters, 2011. **98**(26): p. 262102.
- [21]. Suzuki, T., et al., *Room-temperature electron spin transport in a highly doped Si channel*. Applied physics express, 2011. **4**(2): p. 023003.
- [22]. Li, C., O. Van't Erve, and B. Jonker, *Electrical injection and detection of spin accumulation in silicon at 500 K with magnetic metal/silicon dioxide contacts*. Nature Communications, 2011. **2**: p. 245.
- [23]. Fert, A., et al., *Semiconductors between spin-polarized sources and drains*. IEEE Transactions on Electron Devices, 2007. **54**(5): p. 921-932.
- [24]. Laczkowski, P., et al., *Enhancement of the spin signal in permalloy/gold multiterminal nanodevices by lateral confinement*. Physical Review B, 2012. **85**(22): p. 220404.

# **Chapitre VI**

## **Modélisation du transport polarisé en spin dans les spin-FET**

## **VI. Modélisation du transport polarisé en spin dans les spin-FET**

### **VI.1. Transport de spin unidimensionnel 1D (modèle à fil quantique)**

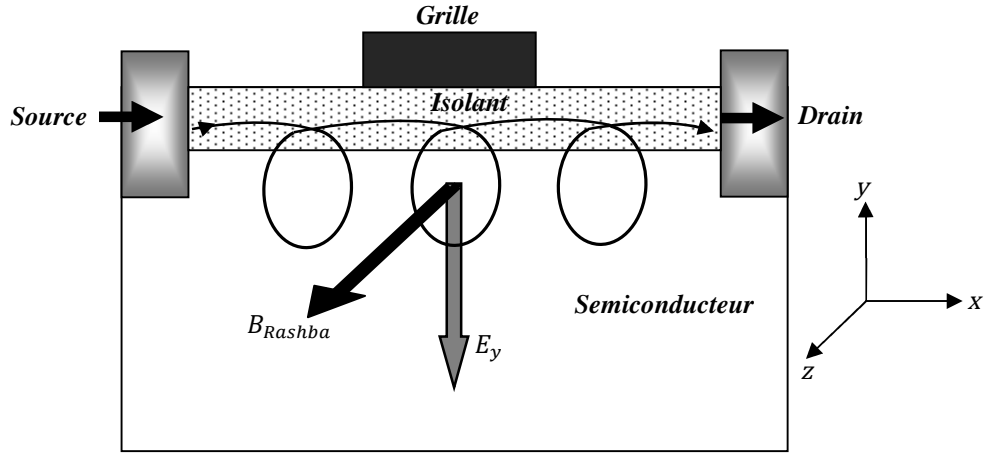
#### **VI.1.1. Précession de spin et polarisation**

Plusieurs modèles ont étudiés le transport de spin unidimensionnel 1D [1-3].

nous supposons que le canal d'un spin-FET est un fil quantique, avec seulement le plus bas sous-bande transversale occupée par les porteurs de charges. Les Deux contacts ferromagnétiques sont magnétisés le long du canal et leurs aimantations sont parallèles. L'un d'eux (la "source" ) injecte des électrons dans le canal avec des spins alignés le long de la direction de l'aimantation de la source, ce qui est, dans ce cas, la direction  $+x$ . Le rendement d'injection de spin est supposée être 100%, de sorte que le spin de chaque porteur est aligné dans la direction  $+x$ . S'il n'ya pas de précession de spin dans le canal en raison de l'interaction spin-orbite, et aucune interaction spin-flip, les porteurs injectés arrivent au drain avec leurs spins alignés dans le sens original ( $+x$ ). Le drain est un capteur de spin-sélectif, car il est aussi ferromagnétique.

Nous supposons qu'il s'agit d'un filtre de spin efficace 100% qui transmette que les porteurs dont les spins sont alignés parallèlement à son aimantation (c'est à dire, la direction  $+x$ ) et bloque complètement les porteurs dont les spins sont antiparallèles (c'est à dire, pointant dans la direction  $-x$ ).

Quand un potentiel électrostatique est appliqué à la "grille" , il induit un champ électrique transversal au canal (dans la direction  $y$ ). Ce champ électrique provoque l'interaction spin-orbite Rashba, qui agit comme un champ magnétique effective orientée dans une direction mutuellement perpendiculaire à la direction de circulation du courant et le champ électrique induit par la grille (la Figure 1 ).



**Figure 1**

Schéma de principe du transistor à précession de spin (spin-FET)

Puisque nous avons un canal 1D, la circulation de courant est uniquement dans la direction  $x$ . Par conséquent, le champ magnétique effective est dirigée le long de la direction  $z$ . La force de ce champ magnétique dépend de la vitesse du porteur et est donnée par :

$$B_{Rashba}(v) = \frac{2(m^*)^2 a_{46}}{e\hbar^2} E_y v \quad (\text{VI.1})$$

Où :

$v$  : est la vitesse des porteurs

$E_y$  : est le champ électrique induit par la grille qui provoque l'interaction Rashba

$m^*$  : est la masse effective de porteur

$a_{46}$  : est une constante du matériau

$e$  : est la charge électrique.

Les spins précessés donc autour de ce champ magnétique effectif (tout comme précession de Larmor) avec une fréquence  $\Omega$  donnée par la fréquence de Larmor :

$$\Omega(v) = \frac{eB_{Rashba}(v)}{m^*} = \frac{2m^* a_{46}}{\hbar^2} E_y v \quad (\text{VI.2})$$

Cette précession a lieu uniquement dans le plan  $Oxy$  sous l'influence du champ magnétique dont la direction est toujours parallèle à l'axe  $z$ . Si nous repérons le spin par son angle polaire dans le plan  $Oxy$ , le taux auquel le spin précesse dans l'espace peut être obtenu à partir de la fréquence de Larmor comme :

$$\Omega(v) = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{d\varphi}{dx} \frac{dx}{dt} = \frac{d\varphi}{dx} v = \frac{2m^* a_{46}}{\hbar^2} E_y v \quad (\text{VI.3})$$

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{2m^* a_{46}}{\hbar^2} E_y \quad (\text{VI.4})$$

Où  $\varphi$  est l'angle de la précession de spin

$\frac{d\varphi}{dx}$  : est le taux spatial de précession de spin. Il est indépendant de la vitesse des porteurs. Par conséquent, chaque électron, quelle que soit sa vitesse d'injection et les collisions qu'il subit dans le canal, précesse par le même angle lorsqu'il traverse la distance entre la source et le drain. Cet angle est donnée par:

$$\varphi_R = \frac{2m^* E_y a_{46}}{\hbar^2} L$$

$L$  : la longueur du canal. Ainsi, chaque électron injecté par la source arrive au drain avec la même polarisation de spin. Il n'y a pas de randomisation de polarisation de spin dans le canal en raison de la diffraction (à condition que la diffraction ne renverse pas le spin) parce que l'angle de précession de spin est une constante indépendante de la vitesse des porteurs.

L'angle polaire du spin d'un électron varie linéairement avec la distance  $x$  parcourue :

$$\varphi = \frac{2m^* E_y a_{46}}{\hbar^2} x + \varphi_i \quad (\text{VI.5})$$

$\varphi_i$  : l'angle polaire à  $x = 0$

La valeur de la polarisation de spin en fonction de la distance selon  $x$  est donnée par :

$$P(x) = \langle \cos(\varphi) \rangle = \langle \cos\left(\frac{2m^* E_y a_{46}}{\hbar^2} x + \varphi_i\right) \rangle \quad (\text{VI.6})$$

Soit encore,

$$P(x) = \langle \cos(\varphi_i) \rangle \cos\left(\frac{2m^* E_y a_{46}}{\hbar^2} x\right) - \langle \sin(\varphi_i) \rangle \sin\left(\frac{2m^* E_y a_{46}}{\hbar^2} x\right) \quad (\text{VI.7})$$

Pour qu'il y ait une amplitude maximale de polarisation, il faut donc injecter les électrons avec une polarisation suivant l'axe  $x$ , c'est-à-dire le long du canal.

On a alors :

$$\vec{P}(x = 0) = P_0 \cdot \vec{e}_x$$

$P_0$  est la polarisation de spin imposée par le contact ferromagnétique de source.

Soit  $\varphi_i = 0$  pour une orientation spin up ou  $\pi$  pour une orientation spin down, on a:

$$\langle \cos(\varphi_i) \rangle = P_0 ,$$

$$\langle \sin(\varphi_i) \rangle = 0$$

Dans le cas de bandes paraboliques la polarisation à l'expression suivante :

$$P(x; E_y) = P_0 \cos\left(\frac{2m^* E_y a_{46}}{\hbar^2} x\right) \quad (\text{VI.8})$$

Si le champ électrique  $E_y$  est telle que  $\varphi_R = \frac{2m^* E_y a_{46}}{\hbar^2} L = (2n + 1)\pi$ , où  $n$  est un nombre entier, alors les porteurs qui arrivent au niveau du drain ont leurs spins antiparallèle à l'aimantation du drain. Ces porteurs sont bloqués et, idéalement, aucun courant ne circule.

d'autre part, si  $\varphi_R = \frac{2m^* E_y a_{46}}{\hbar^2} L = 2n\pi$ , alors les porteurs arrivants ont des spins alignés parallèlement à la polarisation du drain et sont complètement transmis.

Ainsi, par le changement de  $E_y$  avec un potentiel de grille, on peut modifier  $\varphi_R$  et moduler le courant source-drain.

Notez que ce transistor peut fonctionner à des températures élevées. Elévations de la température peut augmenter le taux de collisions qui modifient la vitesse de l'électron, mais ce n'est pas grave, car  $\varphi_R$  est indépendante de la vitesse des électrons donc une température élevée ne se dégrade pas les performances du spin-FET.

## VI.1.2. Variations du courant de drain

Dans le transport polarisé en spin dans le cas d'un canal 1D, en supposant que les phénomènes d'injection/collection polarisées en spin conduisent à la même valeur de polarisation de spin  $P_0$  au contact de source et au contact de drain.

Supposons que l'efficacité de l'injection de spin au contact de source est  $P_0$ . Puis, par définition,

$$P_0 = \frac{I_{\uparrow} - I_{\downarrow}}{I_{tot}} \quad (\text{VI.9})$$

où  $I_{\uparrow}$  est le courant due au spins majoritaires injectés par la source,  $I_{\downarrow}$  est le courant due au spins minoritaires, et  $I_{tot} = I_{\uparrow} + I_{\downarrow}$ .

Par conséquent,

$$I_{\downarrow} = \left[ \frac{1 - P_0}{2} \right] I_{tot}$$

Et

$$I_{tot} = \left[ \frac{2}{1 + P_0} \right] I_{\uparrow}$$

En supposant que le drain est un filtre de spin d'efficacité 100%, le courant dans un canal 1D est donné par l'expression :

$$I_{\uparrow} = -e n_{\uparrow}(L) \mu E_x \quad (\text{VI.10})$$

$E_x$  : champ longitudinal

Le paramètre  $\mu$  désigne la mobilité électronique et donc  $\mu E_x$  représente la vitesse des électrons.

$n_{\uparrow}$  : la densité d'électrons polarisée en spin up suivant  $x$  au niveau du drain,  $L$  la longueur de canal,  $e$  la charge électrique.

Pour déterminer  $n_{\uparrow}(L)$ , nous notons  $n_{tot}(x)$  la densité linéique totale d'électrons accumulés dans le canal à l'abscisse  $x$ , dont une partie  $n_{\uparrow}(x)$  est polarisée en spin up suivant  $x$  et une autre  $n_{\downarrow}(x)$  polarisée en spin down suivant  $x$ . Nous avons évidemment

$$n_{tot}(x) = n_{\uparrow}(x) + n_{\downarrow}(x).$$

A l'injection en  $x = 0$ , la polarisation de spin est imposée par le contact ferromagnétique, nous pouvons alors écrire :

$$P_0 = P(0) = \frac{n_{\uparrow}(0) - n_{\downarrow}(0)}{n_{tot}} \quad (\text{VI.11})$$

Soit :

$$n_{\uparrow}(0) = \frac{1 + P_0}{2} n_{tot}$$

$$n_{\downarrow}(0) = \frac{1 - P_0}{2} n_{tot}$$

À un endroit quelconque sous la grille ( $0 < x < L$ ), la polarisation de spin est modulée par le mécanisme de Rashba, c'est-à-dire :

$$P(x) = \frac{n_{\uparrow}(x) - n_{\downarrow}(x)}{n_{tot}} = P_0 \cos\left(\frac{2m^*E_y a_{46}}{\hbar^2} x\right) \quad (\text{VI.12})$$

D'où :

$$n_{\uparrow}(x) = \frac{1 + P_0 \cos\left(\frac{2m^*E_y a_{46}}{\hbar^2} x\right)}{2} n_{tot} \quad (\text{VI.13})$$

$$n_{\downarrow}(x) = \frac{1 - P_0 \cos\left(\frac{2m^*E_y a_{46}}{\hbar^2} x\right)}{2} n_{tot} \quad (\text{VI.14})$$

D'autre part,  $n_{tot}$  est donné par :

$$n_{tot} = \frac{2\varepsilon_0\varepsilon_{sc}}{e} E_y W \quad (\text{VI.15})$$

Où  $W$  est la largeur du puits quantique rectangulaire formé dans la direction  $z$ .

Nous obtenons finalement :

$$I_{SD}^{1-D} = e \frac{E_y}{V_C} \mu(E_y) E_x \frac{1 + P_0 \cos\left(\frac{E_y L}{V_R}\right)}{1 + P_0} \quad (\text{VI.16})$$

où le paramètre  $V_C$ , égal à  $e/(2\varepsilon_0\varepsilon_{sc}W)$ , est homogène à une tension.  $V_R = \frac{\hbar^2}{2m^*a_{46}}$ , On peut remarquer que dans cette expression le terme en  $E_y/V_C$  représente la densité contrôlée par la grille d'électrons accumulés dans le canal. La mobilité  $\mu$  varie avec l'intensité du confinement dans le canal, c'est-à-dire avec le champ  $E_y$ . Enfin le rapport  $\left(1 + P_0 \cos\left(\frac{E_y L}{V_R}\right)\right)/(1 + P_0)$  traduit l'analyse de spin au niveau du drain. Ce rapport varie périodiquement avec  $E_y$ , avec pour période  $E_{y0} = 2\pi V_R/L$ . Son amplitude dépend de la polarisation de spin  $P_0$ .

Nous considérons la mobilité constante et en étudiant la dérivée  $g$  de  $I_D/\mu$  par rapport à  $E_y$ .

Nous avons :

$$g(u) = e \frac{E_x}{V_C} \frac{1 + P_0(\cos(u) - u \sin(u))}{1 + P_0} \quad (\text{VI.17})$$

Où  $u$  est un paramètre sans dimension égal à  $E_y L / V_R$  à l'exception de  $V_C$ , la fonction  $g(u)$  ne dépend pas des paramètres caractérisant le transistor à fil quantique. Les variations de  $g$  renseignent sur celles de la transconductance du spin-FET.

## VI.2. Transport de spin bidimensionnel 2D

De nombreuses études théoriques d'un transistor spin-FET ont été réalisées au cours des dernières années [4-15].

Le mécanisme essentiel pouvant agir sur l'orientation du spin électronique dans les semi-conducteurs est ce que l'on appelle le couplage spin-orbite. Lorsque la structure étudiée présente une absence de symétrie, le couplage spin-orbite se traduit par l'apparition d'un champ effectif faisant précesser (ou tourner) le vecteur spin pendant les vols libres des électrons. Dans les structures semi-conductrices, on a essentiellement le couplage spin-orbite de Rashba et celui de Dresselhaus.

En mécanique quantique, une particule de spin 1/2 (électron) plongée dans un potentiel  $V$  peut être décrite par une fonction d'onde  $\psi(x, t) = (\psi_\uparrow(x, t), \psi_\downarrow(x, t))$  à valeur vectoriel dans  $\mathbb{C}^2$ . Les composantes  $\psi_\uparrow(x, t)$  et  $\psi_\downarrow(x, t)$  représentent les fonctions d'ondes des particules avec spin-up et spin-down respectivement. La fonction  $\psi$  vérifie l'équation de Schrödinger suivante:

$$i \hbar \partial_t \psi = (H_0 + H_{SO})(\psi) \quad (\text{VI.18})$$

où  $H_0$  est l'Hamiltonien standard de l'énergie cinétique plus l'énergie potentiel

$$H_0 = \left( \frac{-\hbar^2}{2m^*} \Delta_x + V \right) I_2 \quad (\text{VI.19})$$

$m^*$  est la masse effective d'un électron et  $I_2$  est la matrice identité de  $\mathbb{C}^2$ . Selon [16, 17] l'hamiltonien de l'interaction spin-orbite, dérivé de l'équation de Dirac a quatre composantes est donné par :

$$H_{SO} = \frac{e \hbar}{4m^2 c^2} \vec{\sigma} \cdot (\vec{p} \times \vec{E}) \quad (\text{VI.20})$$

$\vec{\sigma}$  est le vecteur  $\vec{\sigma} = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$  des trois célèbres matrices de Pauli

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

L'interaction spin-orbite mélange les états de spin-up et down. Les interactions instantanées entre les particules et le cristal (ou l'environnement) peuvent alors être accompagnées d'un retournement de l'orientation du vecteur spin, selon le mécanisme dit d'Elliot-Yafet.

Bien que les interactions avec renversement du spin soient des événements rares dans les semi-conducteurs, elles peuvent être suffisantes dans les zones à faible mobilité (ou forte densité) pour faire disparaître la cohérence en spin (ou faire relaxer le vecteur spin)

Le couplage spin-orbite de Rashba est dû à la forte asymétrie du puits quantique dans lequel se confine le gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG). L'interaction Rashba est un cas particulier d'interaction de type spin-orbite. Elle est importante seulement dans les systèmes bidimensionnels dans lesquels un champ électrique uniforme est présent, perpendiculaire au plan dans lequel les électrons se déplacent. Le fort champ perpendiculaire est présent dans les systèmes dans lesquels les électrons sont confinés dans un puits de potentiel asymétrique. Ce champ électrique interfacial existe par exemple à l'intérieur d'une hétérojonction à modulation de dopage comme l'hétérojonction InGaAs/InAlAs proposée et étudiée par Datta et Das. L'Hamiltonien de Rashba est habituellement écrit comme suit:

$$H_R = \alpha(\vec{\sigma} \times \vec{k}) \cdot \vec{u}_y \quad (\text{VI.21})$$

Où  $\alpha$  est le paramètre de l'interaction spin - orbite qui dépend linéairement du champ électrique normal à la surface ( $E_y$ ) et est fonction du gap du semiconducteur et de la masse effective,  $y$  la direction du champ électrique appliqué via la grille et  $\vec{k}$  le vecteur d'onde de l'électron. L'Hamiltonien total en supposant que l'effet Rashba domine tous les autres facteurs de couplage avec le spin est:

$$H_{tot} = H_k + H_R$$

Où  $H_k$  est l'énergie cinétique de l'électron.

### VI.2.1. Modèle quantique à deux dimensions

Considérons le cas d'un gaz d'électrons bidimensionnel confiné, dans un canal semi-conducteur à faible gap d'un transistor à rotation de spin (spin-FET), dans le plan  $Oxz$ . Les électrons sont confinés verticalement (suivant la direction  $y$  normale à l'hétéro- interface). Dans ce cas en considérant une structure où les électrons libres se déplacent suivant la

direction  $+x$ , sont confinés dans un puits selon  $y$ , et en prenant l'axe  $z$  comme axe de polarisation des électrons. Le terme Rashba (utilisé dans le transistor de spin Datta-Das) [18, 19] qui apparaît dans l'Hamiltonien pour des électrons confinés suivant la direction  $y$  est :

$$H_R = \alpha (\sigma_z k_x - \sigma_x k_z) \quad (\text{VI.22})$$

Où  $\alpha$  est le terme de couplage spin-orbite et  $\sigma_i, i = x ; z$  les matrices de Pauli.

$k_i, i = x ; z$  les vecteurs d'onde suivant les directions  $x$  ou  $z$

$$k_t^2 = k_x^2 + k_z^2$$

$k_t$  : est le vecteur d'onde total d'un électron.

L'intensité du couplage de Rashba, est commandée par la tension appliquée sur l'électrode de grille.

Si l'on tient compte de l'interaction spin orbite de Rashba, l'Hamiltonien d'un électron se déplaçant dans cette structure est donné par :

$$H = \frac{p_x^2 + p_z^2}{2m^*} [I] + \alpha [V_G] (\sigma_z k_x - \sigma_x k_z) \quad (\text{VI.23})$$

Où  $m^*$  est la masse effective de l'électron.

$[I]$  est la matrice d'identité (2×2).

Puisque l'hamiltonien est invariable dans les coordonnées  $x$  et  $z$ , les fonctions d'ondes dans le canal sont des ondes plane  $e^{i(k_x x + k_z z)}$ . En conséquence, dans la base de ces états, l'hamiltonien est donnée par :

$$H = \begin{bmatrix} \frac{\hbar^2 k_t^2}{2m^*} + \alpha [V_G] k_x & -\alpha [V_G] k_z \\ -\alpha [V_G] k_z & \frac{\hbar^2 k_t^2}{2m^*} - \alpha [V_G] k_x \end{bmatrix} \quad (\text{VI.24})$$

L'existence du couplage de Rashba entraîne la levée de dégénérescence de spin dans la bande de conduction l'état énergétique doublement dégénéré est scindé sous l'influence de  $H_R$  en deux états non dégénérés.

Diagonalisation de ce Hamiltonien donne les énergies propres et les vecteurs propres dans les deux bandes « spin-split » dans le canal bidimensionnel.

$$\begin{aligned}
E_l &= \frac{\hbar^2 k_t^2}{2m^*} - \alpha[V_G]k_t && (\text{spin down}) \\
E_u &= \frac{\hbar^2 k_t^2}{2m^*} + \alpha[V_G]k_t && (\text{spin up})
\end{aligned} \tag{VI.25}$$

Et

$$\begin{aligned}
[\Psi]_l &= \begin{bmatrix} \sin\theta \\ \cos\theta \end{bmatrix} && (\text{spin down}) \\
[\Psi]_u &= \begin{bmatrix} -\cos\theta \\ \sin\theta \end{bmatrix} && (\text{spin up})
\end{aligned} \tag{VI.26}$$

Où :

$$\theta = \left(\frac{1}{2}\right) \arctan\left(\frac{k_z}{k_x}\right)$$

Ce Hamiltonien conduit un décalage des deux canaux de spins – les spins up voyant leur énergie augmenter d'un facteur  $\alpha[V_G]k_t$ , les spins down diminué de la même valeur. Les électrons polarisés up et down de même énergie ont donc deux vecteurs d'onde différents dans les deux bandes données par  $k_t^{(1)}$  et  $k_t^{(2)}$ .

La relation de dispersion dans les deux bandes de « spin-split » sous l'influence de la tension appliquée sur la grille qui induit l'interaction Rashba dans le canal est représentée dans la Figure 2.

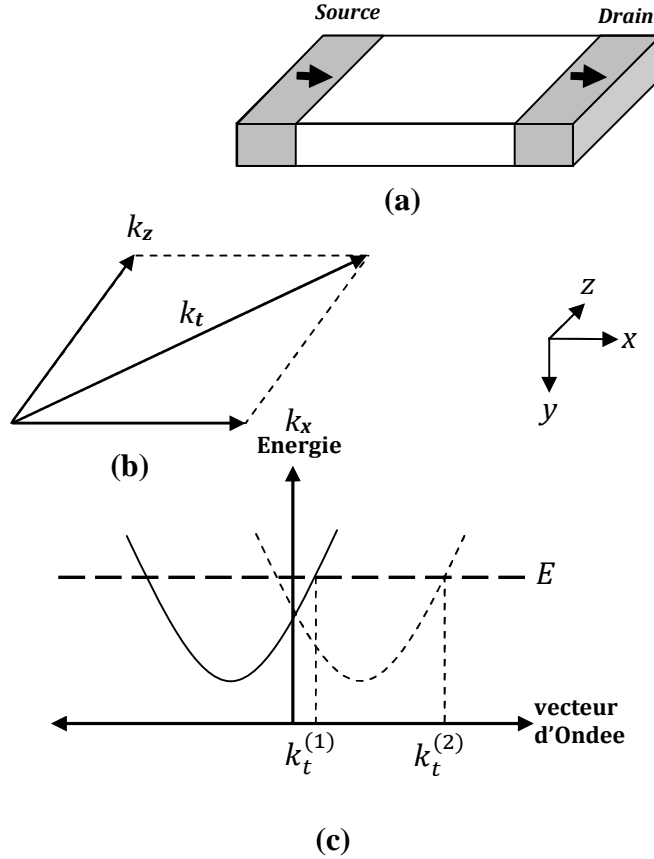


Figure 2

- (a) Le canal 2D d'un spin-FET.
- (b) Les composantes de vecteurs d'onde dans le plan du canal.
- (c) La relation de dispersion dans les deux bandes de « spin-split », sous l'influence de la tension appliquée sur la grille qui induit l'interaction Rashba dans le canal.

Nous supposons que le contact source (ferromagnétique) du spin-FET est polarisé selon la direction  $+x$  et impose l'injection, des électrons de spin dans le canal, selon l'axe  $+x$  sous une polarisation source-drain. Nous supposons aussi que l'efficacité d'injection de spin à la source est de 100%, de sorte que seulement les spins polarisés selon  $+x$  soient injectés à l'exclusion complète des spins polarisés dans la direction  $-x$ . Le faisceau d'électrons polarisé suivant  $+x$  se subdivise en deux faisceaux, chacun correspond à un des vecteurs propres de canal.

Cela donnera:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = C_1 \begin{bmatrix} \sin\theta \\ \cos\theta \end{bmatrix} + C_2 \begin{bmatrix} -\cos\theta \\ \sin\theta \end{bmatrix} \quad (\text{VI.27})$$

Où  $C_1, C_2$  les coefficients de couplage, trouvés en résolvant l'équation (VI.27).

Le résultat est :

$$C_1 = C_1(k_x, k_z) = \sin(\theta + \pi/4) \quad (\text{VI.28})$$

$$C_2 = C_2(k_x, k_z) = -\cos\left(\theta + \frac{\pi}{4}\right)$$

Noter que les coefficients de couplage dépendent de  $k_x$  et  $k_z$ .

À l'extrémité de drain, les deux faisceaux recombinent pour obtenir le spineur de l'électron empiétant sur le drain. Les effets de la réflexion entre source et drain sont négligeables. Puisque les deux faisceaux ont même énergie  $E$  et même vecteur d'onde transversal  $k_z$  (transport ballistique), ils doivent avoir des vecteurs d'ondes longitudinales différentes  $k_x^{(1)}$  et  $k_x^{(2)}$  donc  $k_t^{(1)} \neq k_t^{(2)}$ . Par conséquent, les directions de propagation de ces deux faisceaux dans le canal sont différentes. En d'autres termes, le canal se comporte comme un milieu « biréfringent » où les ondes avec des polarisations de spin anti-parallèles se déplacent dans des directions légèrement différentes

Par conséquent, le spineur à l'extrémité de drain sera :

$$\begin{aligned} [\Psi]_{\text{drain}} &= C_1 \begin{bmatrix} \sin\theta \\ \cos\theta \end{bmatrix} e^{i(k_x^{(1)}L + k_zW)} + C_2 \begin{bmatrix} -\cos\theta \\ \sin\theta \end{bmatrix} e^{i(k_x^{(2)}L + k_zW)} \\ &= e^{ik_zW} \begin{bmatrix} \sin\left(\theta + \frac{\pi}{4}\right) \sin\theta e^{ik_x^{(1)}L} + \cos\left(\theta + \frac{\pi}{4}\right) \cos\theta e^{ik_x^{(2)}L} \\ \sin\left(\theta + \frac{\pi}{4}\right) \cos\theta e^{ik_x^{(1)}L} - \cos\left(\theta + \frac{\pi}{4}\right) \sin\theta e^{ik_x^{(2)}L} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{VI.29})$$

Où  $L$  est la longueur du canal (la distance entre les contacts de source et de drain) et  $W$  est le déplacement transversal de l'électron quant il traverse le canal.

Puisque le drain est polarisé dans la même orientation que la source, il transmet seulement les spins polarisé suivant  $+x$ . Le coefficient de transmission ( $T$ ), qui est la projection du spineur d'empatement sur le spineur propre (eigenspinor) du drain, est donné par :

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \sin\left(\theta + \frac{\pi}{4}\right) \sin\theta e^{ik_x^{(1)}L} + \cos\left(\theta + \frac{\pi}{4}\right) \cos\theta e^{ik_x^{(2)}L} \\ \sin\left(\theta + \frac{\pi}{4}\right) \cos\theta e^{ik_x^{(1)}L} - \cos\left(\theta + \frac{\pi}{4}\right) \sin\theta e^{ik_x^{(2)}L} \end{bmatrix} e^{ik_zW} \\ &= e^{ik_zW} \left[ \sin^2\left(\theta + \frac{\pi}{4}\right) e^{ik_x^{(1)}L} + \cos^2\left(\theta + \frac{\pi}{4}\right) \cos\theta e^{ik_x^{(2)}L} \right] \end{aligned} \quad (\text{VI.30})$$

Ici, nous avons supposé que l'efficacité de filtration de spin est 100% .

Par conséquent, la probabilité de transmission est :

$$\begin{aligned}
|T|^2 &= \cos^4\left(\theta + \frac{\pi}{4}\right) \left| 1 + \tan^4\left(\theta + \frac{\pi}{4}\right) e^{i(k_x^{(1)} - k_x^{(2)})L} \right|^2 \\
&= \cos^4\left(\theta + \frac{\pi}{4}\right) + \sin^4\left(\theta + \frac{\pi}{4}\right) + \frac{1}{2} \cos^2(2\theta) \cos(\theta L)
\end{aligned} \tag{VI.31}$$

Avec :  $\theta = k_x^{(1)} - k_x^{(2)}$ .

D'après l'équation (VI.26), on obtient:

$$k_t^{(1)} - k_t^{(2)} = -\frac{2m^* \alpha [V_G]}{\hbar^2}$$

Exprimant les vecteurs d'ondes en termes de leur composantes selon  $x$  et  $z$ , nous obtenons :

$$\theta = k_x^{(1)} - k_x^{(2)} = \frac{-\frac{2m^* \alpha [V_G]}{\hbar^2 k_t^{(2)}} + 2(m^*)^2 \alpha^2 [V_G] / \hbar^4}{[k_x^{(1)} + k_x^{(2)}] / 2} \tag{VI.32}$$

Si  $\alpha [V_G]$  est petit, alors  $[k_x^{(1)} + k_x^{(2)}] / 2 \approx \sqrt{k_0^2 - k_z^2}$ , où  $k_0 = \sqrt{2m^* E} / \hbar$ .

Substituant ces résultats dans l'équation (VI.32), nous obtenons :

$$\theta = \frac{-\frac{2m^* \alpha [V_G] \sqrt{2m^* E}}{\hbar^3} - (m^*)^2 \alpha^2 [V_G] / \hbar^4}{\sqrt{\sqrt{2m^* E} / \hbar^2 - k_z^2}} \tag{VI.33}$$

La densité de courant net dans le canal du spin-FET (supposant que le transport est ballistique) est donnée par la formule de Tsu-Esaki [20]:

$$J = \frac{e}{W_y} \int_0^\infty \frac{1}{h} dE \int \frac{dk_z}{\pi} |T|^2 [f(E) - f(E + eV_{SD})] \tag{VI.34}$$

$e$  est la charge électronique,  $W_y$  est l'épaisseur du canal (dans la direction  $y$ ),  $V_{SD}$  est le potentiel appliqué entre la source et le drain et  $f(\eta)$  est la probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie  $\eta$  par un électron, dans les contacts. Puisque les contacts sont à l'équilibre thermodynamique local, cette probabilité est donnée par la distribution de Fermi-Dirac.

Dans le cas d'un régime linéaire quand  $V_{SD} \rightarrow 0$ , l'expression ci-dessus réduit à

$$J = \frac{e^2 V_{SD}}{W_y} \int_0^\infty \frac{1}{h} dE \int \frac{dk_z}{\pi} |T|^2 \left[ -\frac{\partial f(E)}{\partial E} \right] \quad (\text{VI.35})$$

La conductance G du canal est donnée par :

$$G = \frac{I_{SD}}{V_{SD}} = \frac{J W_y W_z}{V_{SD}} = \frac{e^2 W_z}{\pi h} \int_0^\infty dE \int dk_z |T|^2 \left[ -\frac{\partial f(E)}{\partial E} \right] \quad (\text{VI.36})$$

$I_{SD}$  est le courant entre la source et le drain.

$W_z$  est la largeur du canal.

Finalement nous obtenons la formule suivante pour la conductance du canal :

$$G \approx G_0 + \frac{e^2 W_z}{2\pi h} \int_0^\infty dE \int dk_z \left[ 1 - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^* E} \right] \cos(\theta L) \left[ -\frac{\partial f(E)}{\partial E} \right] \quad (\text{VI.37})$$

## VI.2.2. Conclusion

Dans ce travail Nous avons étudié théoriquement le transport polarisé en spin dans le cas d'un canal 2D dans le transistor à rotation de spin appelé (spin-FET). Nous avons établi une relation donnant l'expression du courant dans le canal en fonction des paramètres du semi-conducteur utilisé, le champ électrique à travers la grille de commande et la polarisation des spins injectées, puis nous avons calculé la conductance associée.

Ce modèle est basé sur des considérations semiclassiques avec les porteurs de spin injectés avec un trajectoire ballistique à l'intérieur du canal de conduction.

## Références

- [1]. Governale, M. and U. Zülicke, *Rashba spin splitting in quantum wires*. Solid state communications, 2004. **131**(9): p. 581-589.
- [2]. Valin-Rodriguez, M., A. Puente, and L. Serra, *Electron spin precession in semiconductor quantum wires with Rashba spin-orbit coupling*. The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems, 2003. **34**(3): p. 359-365.
- [3]. Wang, L. and K. Chang, *Spin-polarized transport in one-dimensional waveguide structures with spatially-periodic electronic and magnetic fields*. Solid state communications, 2006. **137**(5): p. 260-262.
- [4]. Jalil, M., S. Tan, and T. Fujita, *Spintronics in 2DEG Systems*. AAPPS Bulletin, 2008. **18**(5): p. 9.
- [5]. Xiao, Y.-C., R. Zhu, and W.-J. Deng, *Ballistic transport in extended Datta–Das spin field effect transistors*. Solid State Communications, 2011. **151**(18): p. 1214-1219.
- [6]. Pala, M.G., et al., *Two-dimensional hole precession in an all-semiconductor spin field effect transistor*. Physical Review B, 2004. **69**(4): p. 045304.
- [7]. Saikin, S., M. Shen, and M.-C. Cheng, *Study of spin-polarized transport properties for spin-FET design optimization*. IEEE transactions on nanotechnology, 2004. **3**(1): p. 173-179.
- [8]. Saikin, S., *A drift-diffusion model for spin-polarized transport in a two-dimensional non-degenerate electron gas controlled by spin–orbit interaction*. Journal of Physics: Condensed Matter, 2004. **16**(28): p. 5071.
- [9]. Zhang, Y.-T., Z.-F. Song, and Y.-C. Li, *Electron spin precession in two-dimensional electron gas with Rashba spin–orbit coupling*. Physics Letters A, 2008. **373**(1): p. 144-147.
- [10]. Bournel, A., et al., *Spin-dependent transport phenomena in a HEMT*. Physica B: Condensed Matter, 1999. **272**(1): p. 331-334.
- [11]. Osintsev, D., et al., *Temperature dependence of the transport properties of spin field-effect transistors built with InAs and Si channels*. Solid-State Electronics, 2012. **71**: p. 25-29.
- [12]. Cai, L., et al., *Effect of Rashba spin–orbit coupling on the spin-polarized transport in ferromagnet/semiconductor double tunnel junctions*. Physics Letters A, 2008. **372**(32): p. 5361-5367.
- [13]. Xiao, Y.-C., R.-X. Wang, and R.-S. Yang, *Exact solutions of the extended spin field-effect transistor*. Superlattices and Microstructures, 2014. **73**: p. 322-329.

- [14]. Shen, M., et al., *Monte Carlo modeling of spin FETs controlled by spin-orbit interaction*. Mathematics and Computers in Simulation, 2004. **65**(4): p. 351-363.
- [15]. Schliemann, J., J.C. Egues, and D. Loss, *Nonballistic spin-field-effect transistor*. Physical Review Letters, 2003. **90**(14): p. 146801.
- [16]. Saikin, S., Y.V. Pershin, and V. Privman, *Modeling for semiconductor spintronics*. arXiv preprint cond-mat/0504001, 2005.
- [17]. Condon, E.U. and G.H. Shortley, *The theory of atomic spectra*. 1959: Cambridge University Press. 456.
- [18]. Bychkov, Y.A. and E.I. Rashba, *Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers*. Journal of physics C: Solid state physics, 1984. **17**(33): p. 6039.
- [19]. Datta, S. and B. Das, *Electronic analog of the electro-optic modulator*. Applied Physics Letters, 1990. **56**(7): p. 665-667.
- [20]. Tsu, R. and L. Esaki, *Tunneling in a finite superlattice*. Applied Physics Letters, 1973. **22**(11): p. 562-564.

## **Conclusion**

## CONCLUSION

Alors que l'électronique conventionnelle est basée sur la charge de l'électron, la découverte de la magnétorésistance géante dans des structures métalliques, a ouvert une nouvelle voie de recherche basée sur le spin de l'électron. Le concept d'électronique de spin (ou spintronique) a maintenant une dizaine d'années et constitue un sujet de recherche de plus en plus dynamique.

La croissance et l'étude d'hétéro-structures semi-conductrices intégrant des matériaux magnétiques représentent actuellement un axe de recherche plus exploratoire qui amènera probablement une nouvelle génération de composants électroniques. L'étude des phénomènes dépendant de spins dans les semi-conducteurs a été initiée par la publication intitulée *Electronic analog of the electro-optic modulator* de Datta et Das en 1989.

Le transistor à précession de spin (spin-FET) proposé paraissait, parmi les futurs composants de l'électronique de spin, le plus à la portée de la technologie des composants intégrés : contact métal / semi-conducteur, canal de dimension réduite accessible aux techniques de lithographie électronique. Néanmoins, une condition indispensable à son fonctionnement est que les électrons injectés du métal ferromagnétique vers le semi-conducteur restent polarisés au passage de l'interface. Nous nous sommes intéressés sur les origines microscopiques de la précession ainsi que sur les différents mécanismes de dépolarisation pouvant intervenir dans un semi-conducteur III-V

La caractéristique du spin-FET n'a pas encore pu être mesurée dans sa globalité en raison des difficultés liées à l'injection et à la collecte dépendant du spin aux interfaces métal ferromagnétique/semi-conducteur.

Dans ce travail, nous avons étudié le transport des courants polarisés en spin dans les matériaux semi-conducteur et la modélisation de ce transport tenant compte de différents mécanismes agissant sur le spin. Nous avons présenté une étude théoriquement de transport polarisé en spin dans le cas d'un canal 1D et dans le cas d'un canal 2D d'un transistor à rotation de spin (spin-FET). Nous avons établi une relation donnant l'expression du courant dans le canal en fonction des paramètres du semi-conducteur utilisé, le champ électrique à travers la grille de commande et la polarisation des spins injectées, puis nous avons aussi calculé la conductance associée.

## Résumé

## Résumé

Cette thèse a été consacrée à l'étude du transport des courants polarisés en spin dans des matériaux semi-conducteur et leurs modélisations en tenant compte de différents mécanismes agissant sur le spin. Plus particulièrement, nous décrivons comment sont introduit, dans les équations les mécanismes de relaxation dus aux couplages spin-orbite et aux interactions avec renversement de spin.

Nous avons étudié théoriquement le transport polarisé en spin dans le cas d'un canal 2D d'un transistor à rotation de spin appelé transistor (spin-FET). Il s'agit d'un transistor de type HEMT (High Electron Mobility Transistor) dans lequel les contacts de source et drain sont constitués par des matériaux ferromagnétiques. Ils sont séparés par un canal constitué d'une hétéro-structure semi-conductrice formant un gaz d'électrons libres bidimensionnel (2 DEG). Dans le canal le spin peut être modulé par une tension de grille qui va provoquer ou non la rotation des spins électroniques par le phénomène de précession de Rashba. Le couplage spin-orbite de Rashba est dû à la forte asymétrie du puits quantique dans lequel se confine le gaz d'électrons bidimensionnel.

Nous avons établi l'expression du courant dans le canal et la conductance associée en fonction des orientations du spin des électrons à l'extrémité du canal et de l'aimantation des contacts de drain.

**Mots Clés :** Transport polarisé en spin, La spintronique, spin-FET, couplage spin-orbite, rashba, Datta-Das transistor.

## **Abstract**

In this work we have presented the study of spin polarized transport in semiconductor materials and the quantum modeling of this transport taking into account different mechanisms acting on the spin. More specifically, we have described how the relaxation mechanisms due to spin-orbit couplings and spin-reversal interactions are introduced into the equations.

We have studied theoretically the spin polarized in the case of a 2D channel of a transistor with spin rotation called (spin-FET). Spin-FET is a type of HEMT (High Electron Mobility Transistor) transistor in which we replace the source and drain by ferromagnetic contacts. They are separated by a channel consisting of a semiconductor hetero-structure forming a two-dimensional electron gas system (2 DEG). The carrier spin in the semiconductor channel can be modulated by a gate voltage and / or a magnetic field, induces an electric field which causes Rashba interaction. The spin-orbit Rashba coupling is due to the strong asymmetry of the quantum well in which the two-dimensional electron gas confined.

We have established the expression of drain current and the associated conductance in function of orientations of the spin of electrons at the end of the channel and the magnetization of the drain contacts.

## **Keywords:**

Spin polarized transport, spintronic, spinFET, spin-orbit, rashba, Datta-Das transistor.

## ملخص

في هذا العمل نهتم بدراسة نقل التيارات المستقطبة بالسبين في المواد النصف ناقلة و نمذجتها آخذينا بعين الإعتبار مختلف الأليات التي تؤثر على السبين . بالتحديد نقوم بوصف كيفية إدراج آليات إسترخاء السبين الراجعة إلى الإقتران "سبين-مدار" في المعادلات و كذلك التفاعلات التي تؤدي إلى تغير إتجاه السبين .  
نقوم بدراسة نظرية للنقل المستقطب بالسبين في حالة قناة ثنائية البعد للترنزستور ذو السبين الدوار المسمى الترنزستور spin-FET .

يتعلق الأمر بالترنزستور من النوع HEMT الذي أستبدل فيه كل من المنبع و المصرف بمعادن فيرومغناطسية و هما مفصولان بواسطة قناة تتكون من بنية غير متجانسة نصف ناقلة تشكل غاز إلكتروني حر ثنائي البعد (2 DEG) .  
يمكن للسبين أن ينظم بواسطة توتر الشبكة الذي يمكن أن يحدث دوران للسبين بواسطة الإقتران سبين – مدار لـ Rashba ، هذه الظاهرة راجعة إلي عدم التناظر الموجود في البئر الكموني الذي ينحصر فيه الغاز الإلكتروني ثنائي البعد .  
قمنا بإشتقاق عبارة التيار في القناة و كذلك المواصلة الموافقة و هذا بدلالة إتجاه سبين الإلكترونات عند نهاية القناة وكذلك مغنطة المصرف.

## الكلمات الدالة

السبين ، النقل المستقطب بالسبين ، الترنزستور spin-FET ، الإقتران سبين – مدار لـ Rashba ، ترنزستور Datta-  
. Das