

La plupart des dispositifs électroniques d'aujourd'hui utilisent uniquement les propriétés électriques de l'électron, mais l'électron possède aussi un spin quasiment ignoré dans l'électronique conventionnelle. Ce n'est que depuis la découverte de la magnéto résistance géante (GMR) et de la magnéto résistance tunnel (TMR) que les chercheurs se sont efforcés de développer de nouveaux dispositifs électroniques permettant d'utiliser cet effet dépendant du spin, par exemple dans des systèmes d'enregistrement magnétique (via des têtes de lecture de plus en plus sensibles dans les disques durs d'ordinateur).

Alors que l'aimantation d'une couche magnétique est généralement orientée par l'action d'un champ magnétique dans la direction désirée, Slonczewski [1] et Berger [2] ont prédit qu'il devait être possible de changer l'orientation de l'aimantation d'un matériau magnétique sans appliquer un champ magnétique, simplement en injectant un courant d'électrons polarisés en spin qui vont transférer une partie de leur moment angulaire à l'aimantation considérée.

Plus récemment, il a été montré par Myers [3] qu'il était possible de totalement renverser l'aimantation dans des systèmes multicouches magnétiques nano structurés, en injectant dans ceux-ci un courant électrique polarisé en spin de densité suffisante (é 10^9 A/cm²). Les électrons injectés interagissent avec l'aimantation en lui transférant un moment angulaire qui l'excite. Cette expérience prouve qu'il est possible de renverser une aimantation sans l'aide d'un champ magnétique, ce qui constituerait une grande avancée dans le stockage d'information sur support magnétique. Une application directe de ce phénomène serait la conception de mémoires magnétiques (spin-RAM) qui consommeraient moins d'énergie que les systèmes actuels dans lesquels la commutation est effectuée par un champ magnétique. De plus, l'effet du courant polarisé serait localisé sur l'élément à commuter et n'aurait pas d'influence sur les éléments voisins.

L'idée à la base de ce travail est une structure hybride ferromagnétique/semi-conducteur qui a été proposée en 1990 par deux chercheurs américains, Datta et Das [4]. Il s'agit d'un transistor HEMT dans lequel les zones de contacts de source et de drain sont remplacées par des contacts ferromagnétiques.

Notre but est de modéliser le courant de drain dans un HEMT non seulement par l'effet de champ classique, mais également par le contrôle de l'orientation de spin des électrons dans le canal de conduction du transistor par la grille. Pour cela, il est tout d'abord nécessaire de polariser l'orientation de spin des électrons injectés en début de canal. C'est le

, qui doit injecter préférentiellement des électrons de spin. Ensuite, on souhaite pouvoir contrôler par la tension de grille la rotation de spin des électrons dans le canal du HEMT. Or, l'existence d'un terme de couplage spin-orbite à l'interface des hétérostructures III-V dépendant du champ électrique perpendiculaire, terme généralement désigné comme étant celui de Rashba et de Dresselhaus permet ce type de contrôle. Ce couplage peut induire un mécanisme de précession du spin des électrons modulée par la tension de grille. Enfin, il faut analyser l'orientation de spin des électrons en fin de canal. C'est le rôle du drain ferromagnétique qui doit collecter préférentiellement des électrons à spin orienté selon l'axe source-drain. Les chercheurs désignèrent ce transistor comme le " spin-FET ".

Le principe de fonctionnement du spin-FET repose sur deux concepts, d'une part le transport polarisé en spin dans les hétérostructures semi-conductrices III-V et d'autre part l'injection/collection polarisée en spin dans les contacts entre métaux ferromagnétiques et semi-conducteur.

Dans la première partie de ce manuscrit, nous nous sommes intéressés aux structures des bandes d'énergie et le phénomène de splitting de spin. Pour cela nous utilisons la méthode $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ à fin de décrire cette structure. Ensuite nous présentons les principes fondamentaux de la spintronique, le principe de fonctionnement de spin-FET et la polarisation de spin. Pour cela, nous avons passé en revue les différents mécanismes qui agissent sur la spintronique. Nous sommes intéressé ensuite à l'importance de couplage spin-orbite de Rashba dans cette structure.

Le deuxième chapitre de cet ouvrage est consacré à l'étude du modèle unidimensionnel de spin polarisé.

Le dernier chapitre est une modélisation bidimensionnelle de spin polarisé dans les composants électroniques suivi d'une simulation et d'une étude des résultats.

Enfin, nous avons donné notre conclusion générale sur le contenu de ce travail et les perspectives qu'en découlent.

Chapitre 1

Principes fondamentaux

Les électrons ne sont pas seulement caractérisés par leur charge électrique, mais aussi par leur moment magnétique de spin. Jusqu'à la fin des années 90, l'électronique avait quasiment ignoré le spin de l'électron (si ce n'est que deux électrons ne peuvent être dans le même état énergétique avec la même orientation de spin...). Depuis, l'électronique de spin, ou magnéto-électronique [1,2], se développe de plus en plus rapidement.

Dans ce chapitre nous représenterons, d'abord, la notion de spin et de polarisation. Ensuite, les propriétés des métaux ferromagnétiques, la structure des bandes d'énergie et les concepts de la magnéto-électronique dans le domaine des composants à semi-conducteur, dans le cas des hétérostructures semi-conductrices.

1.1. Spin de l'électron :

Dans la description quantique de l'électron, celui-ci possède une charge électrique, mais aussi tout comme d'autres particules élémentaires, une autre propriété intrinsèque qui est le spin. Beaucoup d'expériences ont montré l'existence du spin de l'électron, comme par exemple la structure fine des raies spectrales de l'atome d'hydrogène ou l'effet Zeeman «anormal» [5]. De plus, il est impossible d'expliquer les propriétés magnétiques des corps ferromagnétiques sans faire appel au spin. 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 $\vec{M}_S = -g\mu_B\vec{S}$, tant que g est le facteur gyromagnétique que l'on approxime à $g = 2$ et μ_B le magnéton de Bohr où

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} \text{ avec } m_e \text{ est la masse de l'électron et } \hbar = \frac{h}{2\pi} \text{ avec } h \text{ est la constante de Planck.}$$

Pour obtenir une description quantique du spin, Pauli énonça deux postulats [6] :

- L'opérateur de spin \vec{S} est un moment cinétique. Ses composantes sont 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.
- L'ensemble des états propres $|s, m\rangle$ communs à S^2 et S_z est défini par :

$$S^2 |s, m\rangle = \hbar^2 s(s+1) |s, m\rangle \quad (1.1)$$

$$S_z |s, m\rangle = \hbar m |s, m\rangle \quad (1.2)$$

le cas de l'électron de dimension 2. Nous pouvons donc nommer $|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle$ des kets propres communs à S^2 et S_z qui

vérifient les équations :

$$\begin{cases} S^2|\uparrow\rangle = \frac{3}{4}\hbar^2|\uparrow\rangle \\ S^2|\downarrow\rangle = \frac{3}{4}\hbar^2|\downarrow\rangle \\ S_z|\uparrow\rangle = +\frac{1}{2}\hbar|\uparrow\rangle \\ S_z|\downarrow\rangle = -\frac{1}{2}\hbar|\downarrow\rangle \end{cases} \quad (1.3)$$

Avec

$$\begin{cases} \langle\uparrow|\downarrow\rangle = 0 \\ \langle\uparrow|\uparrow\rangle = \langle\downarrow|\downarrow\rangle = 1 \\ |\uparrow\rangle\langle\uparrow| + |\downarrow\rangle\langle\downarrow| = I \end{cases} \quad (1.4)$$

Où I est la matrice d'unité. Dans le cas général, un état de spin quelconque est donné par :

$$|\chi\rangle = a_1|\uparrow\rangle + a_2|\downarrow\rangle \quad (1.5)$$

Avec a_1 et a_2 des nombres complexes.

D'autre part, l'opérateur \vec{S} agissant dans l'espace d'états de spin peut être représenté par une matrice 2×2 :

$$S = \frac{\hbar}{2}\sigma \quad (1.6)$$

Où σ_i ($i=x, y, z$) désignent les matrices de Pauli:

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

1.2. Polarisation

1.2.1 Faisceau d'électrons polarisés en spin

1.2.1.1 Observable de spin

L'opérateur de spin \vec{S} prend tout son sens pour des fonctions d'onde à deux composantes tel que $\begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$ (éq 1.5), qui vont nous aider à décrire les différentes orientations du spin des électrons.

Nous avons par exemple les équations aux valeurs propres suivantes :

Click Here to upgrade to
Unlimited Pages and Expanded Features

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

$$\sigma_z \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

Ce qui signifie que l'état $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ est un vecteur propre de σ_z avec la valeur propre $+1$ (ou $\frac{\hbar}{2}$

pour S_z) ainsi que l'état $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ avec la valeur propre -1 (ou $-\frac{\hbar}{2}$ pour S_z). On peut utiliser ces deux

états comme base pour représenter l'état général défini plus haut $\chi = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$ comme une

superposition des deux vecteurs propres :

$$|\chi\rangle = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = a_1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + a_2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

Dans le cas où cet état de spin χ est normalisé nous avons :

$$\langle \chi | \chi \rangle = (a_1^*, a_2^*) \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = |a_1|^2 + |a_2|^2 = 1 \quad (1.11)$$

1.2.1.2 Etat de spin pur

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 comme nous le verrons.

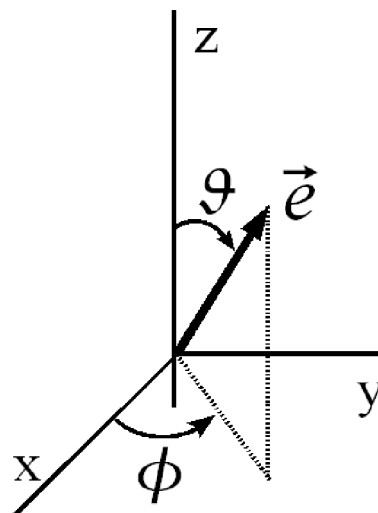


Figure 1.1 – Représentation du vecteur unitaire \vec{e} [5].

ce dans la direction (ϑ, ϕ) définie par la figure 1.1, avec

$$e_y = \sin \vartheta \sin \phi \quad e_z = \cos \vartheta \quad (1.12)$$

Pour connaître la fonction de spin qui décrit un spin dans la direction (ϑ, ϕ) , nous devons résoudre l'équation aux valeurs propres $(\vec{\sigma} \cdot \vec{e})|\chi\rangle = \lambda|\chi\rangle$, puisque $(\vec{\sigma} \cdot \vec{e})$ est la projection de l'opérateur de spin suivant la direction \vec{e} . Avec :

$$\sigma_x \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_2 \\ a_1 \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

$$\sigma_y \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -ia_2 \\ ia_1 \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

$$\sigma_z \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 \\ -a_2 \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

Nous obtenons :

$$(\vec{\sigma} \cdot \vec{e})|\chi\rangle = \begin{pmatrix} a_2 \sin \vartheta \cos \phi - ia_2 \sin \vartheta \sin \phi + a_1 \cos \vartheta \\ a_1 \sin \vartheta \cos \phi + ia_1 \sin \vartheta \sin \phi - a_2 \cos \vartheta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 \cos \vartheta + a_2 \sin \vartheta e^{-i\phi} \\ a_2 \cos \vartheta + a_1 \sin \vartheta e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

L'équation aux valeurs propres nous donne donc le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} a_1(\cos \vartheta - \lambda) + a_2 \sin \vartheta e^{-i\phi} = 0 \\ a_2(\cos \vartheta - \lambda) + a_1 \sin \vartheta e^{i\phi} = 0 \end{cases} \quad (1.17)$$

Ce système possède des solutions non triviales si son déterminant est nul :

$$-\cos^2 \vartheta + \lambda^2 - \sin^2 \vartheta = 0 \quad (1.18)$$

C'est à dire

$$\lambda = \pm 1 \quad (1.19)$$

En effet si $\lambda = +1$ nous obtenons :

$$\frac{a_2}{a_1} = \frac{\cos \vartheta - 1}{-\sin \vartheta e^{-i\phi}} = \tan\left(\frac{\vartheta}{2}\right) e^{i\phi} \quad (1.20)$$

Et pour $\lambda = -1$:

$$\frac{a_2}{a_1} = \frac{\cos \vartheta + 1}{-\sin \vartheta e^{-i\phi}} = -\cot\left(\frac{\vartheta}{2}\right) e^{i\phi} \quad (1.21)$$

Mais comme, la fonction d'onde de spin $|\chi\rangle$ doit être normalisée

$$\langle \chi | \chi \rangle = (a_1^*, a_2^*) \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = |a_1|^2 + |a_2|^2 = 1 \quad (1.22)$$

Il vient que:

$$a_2 = \sin\left(\frac{\mathcal{G}}{2}\right)e^{i\varphi} \quad \text{pour } \lambda = l \quad (1.23)$$

$$a_1 = \sin\left(\frac{\mathcal{G}}{2}\right), \quad a_2 = -\cos\left(\frac{\mathcal{G}}{2}\right)e^{i\varphi} \quad \text{pour } \lambda = -l \quad (1.24)$$

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

$$P_i = \langle \sigma_i \rangle = \langle \chi | \sigma_i | \chi \rangle = (a_1^*, a_2^*) \sigma_i \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (1.25)$$

Avec cette définition nous trouvons :

$$P_x = \sin \mathcal{G} \cos \varphi, \quad P_y = \sin \mathcal{G} \sin \varphi, \quad P_z = \cos \varphi. \quad (1.26)$$

Nous pouvons aussi définir le degré de polarisation comme :

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2} \quad (1.27)$$

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 χ n'est pas normalisé, nous utiliserons la définition suivante pour P :

$$P = \frac{\langle \chi | \sigma | \chi \rangle}{\langle \chi | \chi \rangle} \quad (1.28)$$

1.2.1.3 Matrice densité

Afin d'étudier un mélange statistique d'états, il est commode d'introduire l'opérateur densité qui permet une description simple du mélange statistique d'états. Considérons un vecteur d'état $|\Psi\rangle = \sum_n c_n |\chi_n\rangle$ où les $|\chi_n\rangle$ forment une base orthonormée et c_n sont des nombres complexes. La valeur moyenne d'un opérateur A est donné par :

$$\langle A \rangle = \langle \Psi | A | \Psi \rangle = \sum_{p,n} c_p^* c_n \langle \chi_p | A | \chi_n \rangle \quad (1.29)$$

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 :

$$\langle \Psi | A | \Psi \rangle = \sum_{n,p} \langle \chi_n | \rho | \chi_p \rangle \langle \chi_p | A | \chi_n \rangle = \sum_n \langle \chi_n | \rho A | \chi_n \rangle \quad (1.30)$$

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

on a alors :

$$\langle \Psi | A | \Psi \rangle = \sum_n \frac{\langle \chi_n | \rho A | \chi_n \rangle}{\langle \chi_n | \chi_n \rangle} = \frac{Tr \rho A}{Tr \rho} \quad (1.31)$$

Avec Tr désigne la trace¹.

Si on pose que le vecteur $\vec{\sigma} = \vec{A}$ on peut écrire :

$$P = \frac{\langle \Psi | \sigma | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle} = \frac{Tr \rho \sigma}{Tr \rho} \quad (1.32)$$

1.2.2. Propriétés des matériaux ferromagnétiques :

Un corps ferromagnétique a un moment magnétique spontané, c'est-à-dire un moment magnétique même en l'absence de champ magnétique appliqué. Un moment magnétique suggère que les spins électroniques et les moments magnétiques soient arrangés de façon régulière (figure 1.2).

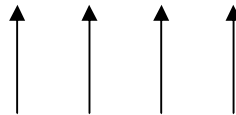


Figure 1.2. Arrangements possibles des spins électroniques dans un corps ferromagnétique [6]

Weiss a supposé au début du 20^{ème} siècle l'existence dans ces matériaux 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 [6]. 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 :

$$U_{ech} = -2J_{ech} S_i S_j \quad (1.33)$$

Où J_{ech} est l'intégrale d'échange, dont la valeur est liée au recouvrement des orbitales atomiques i et j . L'expression (1.33) 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

¹ La trace d'une matrice est la somme des éléments diagonaux.

ons de spins opposés placés sur la même orbitale. Pour
lombienne, il est plus favorable d'avoir le plus grand nombre
de spins parallèles, ce qui correspond à la règle de Hund [3].

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 :

$$U_{ech} = -\gamma S_i B_e \quad (1.34)$$

Où γ est le rapport gyromagnétique liant le spin de l'électron au moment magnétique qui lui est associé, et $B_e = \sum_{i \neq j} 2J_{ech} S_j / \gamma$ est le champ moléculaire.

Enfin, 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 (ΔE 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.

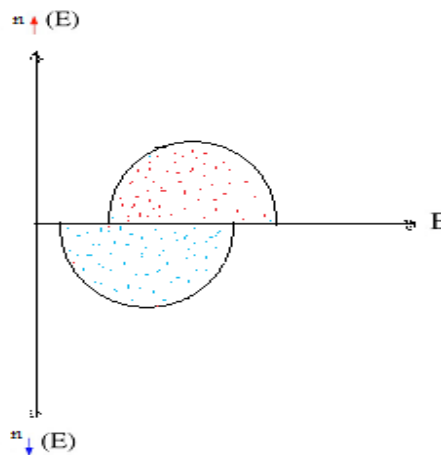


Figure 1.3. Allure de la densité d'états dans un métal de transition ferromagnétique. Les niveaux énergétiques E_F Fe, E_F Co et E_F Ni indiquent la position relative du niveau de Fermi respectivement dans le fer, le cobalt et le nickel par rapport aux différentes bandes présentes [7].

Un moment magnétique global M non nul, ne résulte de la différence de répartition des électrons entre les deux bandes de spin disponibles :

$$M = -\mu_B (n_{\uparrow} - n_{\downarrow}) \quad (1.35)$$

Où μ_B est le magnéton de Bohr (moment magnétique associé à un électron), et $n_{\uparrow(\downarrow)}$ représente le nombre total d'états à spin vers le haut (vers le bas) [6].

es standard à base de semi-conducteurs, la fonctionnalité provient de courants électriques, les porteurs étant discriminés par leur charge électrique. L'électronique de spin, ou spintronique, est le domaine émergent qui projette d'utiliser le spin des électrons comme un degré de liberté supplémentaire pour générer des fonctionnalités nouvelles

Dans ce chapitre, nous présenterons les propriétés des métaux ferromagnétiques qui sont à la base de la magnéto-électronique. Ensuite nous verrons comment il est possible d'introduire les concepts de la spintronique dans le domaine des composants à semi-conducteur, dans le cas des semi-conducteurs massifs et des hétérostructures semi-conductrices.

1.3.1 - Les quatre pierres angulaires de la spintronique:

- Dans un matériau non magnétique, qu'il soit métallique, isolant ou semi-conducteur, le nombre d'électrons de spin up et de spin down est le même. Dans un matériau magnétique, par contre, le nombre d'électrons de spin up et de spin down est différent, puisque c'est justement cette différence qui donne lieu à l'apparition d'un moment magnétique macroscopique non nul. Dans les métaux magnétiques usuels (fer, cobalt, nickel et leurs alliages), les électrons responsables du magnétisme sont les mêmes que les électrons mis en jeu dans le transport électrique. L'asymétrie de spin des porteurs du courant est la première brique de base de la spintronique.
- Dans un métal, le mouvement des électrons est freiné par la diffusion due aux impuretés du réseau, aux défauts (dislocations, joints de grain, ...) et aux excitations collectives (phonons, magnons) : c'est l'origine de la résistance électrique. En première approximation, lors des collisions et autres diffusions subies par les électrons lors du passage du courant, la probabilité de diffusion avec retournement du spin est négligeable. En d'autres termes, le spin des électrons est, en première approximation, conservé. On peut donc considérer que les deux espèces électroniques (électrons de spin up et de spin down) conduisent le courant en parallèle: C'est l'approximation de Mott, la deuxième brique de base de la spintronique.
- Par ailleurs, tout phénomène de diffusion nécessitant un état final dans lequel la particule peut être diffusée, on comprend tout de suite que dans un métal magnétique, puisque le nombre d'électrons (et donc la densité d'états vides) est différent pour les électrons de spin up et de spin down, la probabilité de diffusion va être différente selon que le spin des électrons conducteurs du courant est parallèle (up) ou antiparallèle (down) par rapport à

ale. Cette propriété, appelée diffusion dépendant du spin, est spintronique.

- Enfin, lorsque le courant est injecté d'un matériau magnétique vers un matériau non magnétique, un désaccord apparaît à l'interface 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 transition, appelée longueur de diffusion de spin, importante. Cet effet d'accumulation de spin est la quatrième brique de base de la spintronique [8].

1.3.2 Les jonctions tunnel magnétiques:

De manière simple, une jonction tunnel magnétique (JTM) est constituée de deux métaux ferromagnétiques de champs coercitifs différents et séparés par une fine couche isolante de quelques nanomètres d'épaisseur. Parce que les électrons obéissent aux lois de la physique quantique, la probabilité de passage d'un électron «à travers» l'isolant n'est pas nulle. L'effet tunnel représente le passage de cette particule quantique à travers une barrière de potentiel quand l'énergie de la particule ne dépasse pas la hauteur de la barrière. Lorsqu'on applique une tension, un courant net d'électrons s'établit. La résistance électrique du système dépend alors de la configuration magnétique des électrodes. De plus, le magnétisme d'un métal est lié à l'existence d'un champ moléculaire entraînant une asymétrie de la structure de bandes : les populations des électrons de spin *up* et *down* dans les métaux ne sont pas égales. Ainsi, par analogie avec l'optique, on peut considérer que la première électrode magnétique agit comme un polariseur. Les électrons, alors polarisés en spin, franchissent la barrière de potentiel et arrivent dans la deuxième électrode : l'analyseur. Si l'analyseur est dans la même configuration magnétique que le polariseur, alors le courant d'électrons est fort, sinon il est très faible. Il s'en suit une modification de la conductance électrique, et donc de la résistance, en fonction de la configuration magnétique du système : c'est ce que l'on appelle l'effet magnéto-résistif [9].

1.3.3 La magnéto-résistance géante (GMR) :

La première manifestation d'un effet caractéristique de spintronique a été la magnéto-résistance géante (Giant Magneto-Resistance, ou GMR), découverte en 1988 à Orsay par l'équipe d'A. Fert [8]. Dans des structures artificielles alternant un métal magnétique et un

Un effet de résistance important est observé lorsque, sous l'effet des aimantations macroscopiques des couches magnétiques successives basculent d'un état antiparallèle à un état parallèle aligné. Les amplitudes observées sont d'un, voire de deux ordres de grandeurs supérieures aux valeurs usuelles observées dans des métaux simples figure (1.4). Des structures artificielles plus complexes, appelées vanes de spin, ont ensuite été développées à IBM-Almaden pour augmenter la sensibilité de l'élément magnéto-résistif, afin de pouvoir l'utiliser dans les disques durs d'ordinateurs. Dans la géométrie usuelle où le courant électrique circule parallèlement au plan des couches, la magnéto-résistance géante est directement liée au phénomène de diffusion dépendant du spin. Cependant, dans le cas particulier où le courant circule perpendiculairement au plan des couches, l'effet d'accumulation de spin devient également important.

La magnéto-résistance géante est un outil de choix pour détecter des champs magnétiques de très faible amplitude. L'application principale développée dans les années 90 concerne les têtes de lecture pour disques durs d'ordinateurs. Un petit élément magnéto-résistif détecte la variation de champ magnétique généré par les transitions entre bits de données dans un support d'information (e.g. disque dur, floppy, bande, etc.) et transcrit l'information sous la forme de pulses électriques images du changement de résistance. Aujourd'hui, la totalité de la production mondiale des têtes de lecture/écriture pour disques durs (environ 1 milliard de têtes par an) est constituée de têtes magnéto-résistives de type vanes de spin. En parallèle, les applications comme capteurs de champ ultra sensibles pour l'automobile et l'aéronautique sont également en plein essor [8].

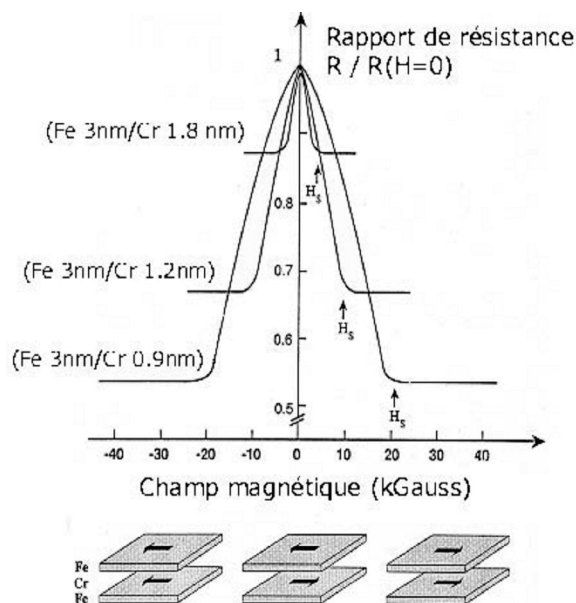


Figure 1.4. Magnéto-résistance géante dans un système Fe/Cr [8]

(TMR):

ce similaire à la magnétorésistance géante, appelé magnétorésistance tunnel, a été observé dans des jonctions tunnel métal/isolant/métal, dans lesquelles les deux électrodes métalliques sont magnétiques [10]. Un comportement similaire est observé, à savoir une variation importante de la résistance de la jonction lorsque les directions relatives des aimantations des couches ferromagnétiques varient. La forte variation de magnétorésistance à température ambiante, trois fois supérieure à la magnétorésistance géante, soit une variation relative proche de 50%, associée à l'impédance élevée (de 0.1 à 100k Ω), proche de l'impédance caractéristique des composants semi-conducteurs usuels, permettent d'envisager utiliser ces structures comme cellules de stockage dans des mémoires non volatiles à accès aléatoire. Dans ces mémoires, appelées MRAM (Magnetic Random Access Memories), l'information n'est plus stockée sous la forme d'une charge dans une capacité, comme c'est le cas des mémoires semi-conductrices de type DRAM ou Flash, mais sous la forme d'une direction d'aimantation dans la jonction tunnel magnétique. La nature intrinsèquement stable du magnétisme permet d'envisager la réalisation de mémoires qui combindraient la rapidité des SRAM, la densité des DRAM et le caractère non volatile des Flash. Des prototypes fonctionnels de MRAM ont déjà démontré la validité de l'approche et la plupart des grands groupes industriels du domaine de la microélectronique projettent la mise sur le marché rapide de composants fonctionnels. Paradoxalement, malgré l'avènement imminent de produits commerciaux, les mécanismes physiques en jeu sont encore mal compris. Bien que présente le même comportement « macroscopique » que la magnétorésistance géante, le mécanisme physique à l'origine de la magnétorésistance tunnel est différent. Il apparaît que la magnétorésistance tunnel dépend principalement de l'asymétrie de spin, mais également de la structure électronique de l'isolant et du caractère des liaisons électroniques à l'interface métal/isolant.

Un autre enjeu important du domaine est la recherche de matériaux ferromagnétiques semi-métalliques, dans lesquels un seul type de spin est présent (l'asymétrie de spin est de 100%). Parmi ces matériaux, les manganites du type LaSrMnO₃ ont permis d'obtenir des amplitudes de magnétorésistance tunnel de 1800% correspondant à une polarisation en spin de l'émission tunnel de 95%. Cependant la température maximale utile de LaSrMnO₃ est trop basse pour des applications dans l'électronique grand public. D'autres pistes sont actuellement à l'étude pour obtenir des matériaux semi-métalliques de température de Curie plus élevée.

Dans un système Ferromagnétique(Fe1)/isolant(I)/Ferromagnétique(Fe2) ou ce qu'on appelle une jonction tunnel magnétique (JTM) la TMR est défini par [11]:

$$= \frac{R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow}}{R_{\uparrow\uparrow}} = \frac{G_{\uparrow\uparrow} - G_{\uparrow\downarrow}}{G_{\uparrow\uparrow}} \quad (1.36)$$

Où G est la conductance et la résistance $R=1/G$ étiqueté par les orientations relatives de magnétisation ($\uparrow\uparrow; \uparrow\downarrow$) parallèle et antiparallèle des couches Fe1 et Fe2.

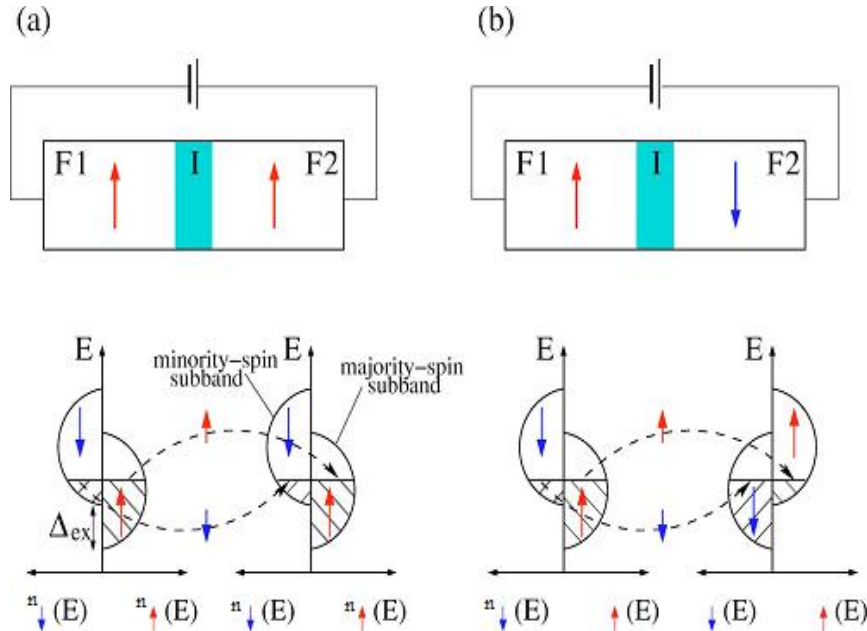


Figure 1.5. Illustration schématique de l'allure de la densité d'états dans une JTM : (a) orientation de magnétisation de Fe1 et Fe2 Parallèle (b) orientation de magnétisation de Fe1 et Fe2 antiparallèle [11].

1.4 La spintronique dans des dispositifs à semi-conducteur :

Le concept de la spintronique donne la naissance à une nouvelle génération des composants électroniques qui utilisent les propriétés relatives au spin de l'électron.

1.4.1 Transistor à effet de champ à rotation de spin ou le Spin -FET:

Deux chercheurs américains, Datta et Das, ont proposé en 1990 une structure particulière de transistor à effet de champ qui applique des propriétés relatives au spin des métaux ferromagnétiques ainsi que celles des hétérostructures semi-conductrices [4].

Décrivons dans un premier temps le fonctionnement d'un tel transistor. Une architecture classique de transistor HEMT est basée sur une hétérostructure composée de deux semi-conducteurs III - V de largeurs différentes de bande interdite. Cette hétérostructure est de plus commandée par une électrode de grille de type Schottky (voir la figure).

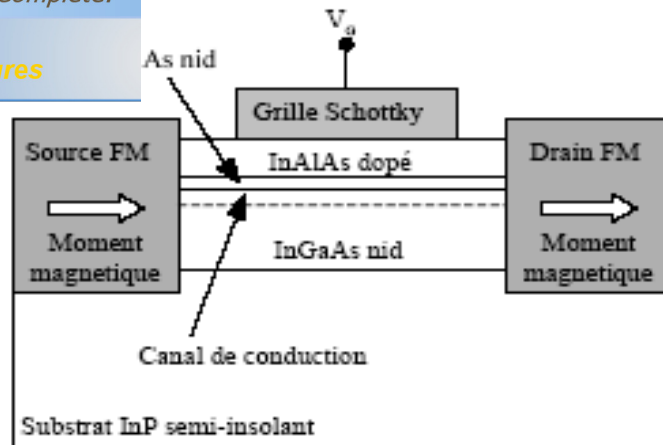


Figure 1.6. Transistor à effet de champ à rotation de spin [7].

La couche supérieure à large bande interdite (par exemple InAlAs, figure (1.6)) est caractérisée par un fort dopage N. Cette région est en fait complètement désertée en porteurs libres sous l'influence de la grille Schottky et il se produit un transfert de porteurs vers le semi-conducteur à faible bande interdite de l'hétérostructure (soit InGaAs, figure (1.6)).

Suivant la valeur du potentiel de grille appliqué, on accumule ainsi une quantité plus ou moins importante d'électrons dans un canal de conduction formé à l'hétéro-interface. On module ainsi la conduction du canal. Aux deux extrémités du canal sont placées des zones N très dopées sur lesquelles sont déposés les contacts de source et de drain. Une différence de potentiel est appliquée entre ces deux électrodes afin de faire circuler un courant dans le canal.

Sur la figure (1.6), on remarque la présence d'une couche à large bande interdite non intentionnellement dopée (nid) séparant la couche supérieure à large bande interdite fortement dopée et le semi-conducteur à faible bande interdite, nid également, dans lequel se forme le canal de conduction. Cet "espaceur" permet de séparer les impuretés ionisées du canal de conduction, ce qui entraîne la diminution de l'efficacité de l'interaction coulombienne. Comme enfin l'interface entre les deux semi-conducteurs est en général de très bonne qualité, la mobilité des porteurs dans le canal peut être très grande.

Dans le cas des JTM, le contact ferromagnétique constitue un polariseur de spin pour l'injection d'électrons et un analyseur de spin dans le cas de leur collection. Dans le spin-FET, les contacts ferromagnétiques de source et drain agissent respectivement comme un polariseur de spin et comme un analyseur de spin. Le contact de source injecte préférentiellement des électrons à spin orienté selon l'axe source drain, et le contact de drain collecte préférentiellement des électrons avec la même orientation de spin.

ion formé sous l'influence de la tension de grille à l'interface s et larges bandes interdites, il est possible de contrôler par cette tension de grille l'orientation de spin des électrons, c'est-à-dire leur précession de spin, grâce à un effet de couplage spin-orbite communément désigné comme étant le mécanisme de Rashba [12]. On peut en fait qualifier également le spin-FET de transistor à rotation, ou précession, de spin.

Comme le contact de drain est sélectif en spin, le courant collecté au drain doit varier avec l'orientation de spin, contrôlée par la grille, des électrons atteignant ce contact. Le courant de drain est donc modulé par l'électrode de grille non seulement par l'effet de champ classique, mais aussi par effet "magnétique" [7].

1.4.2 Application potentielle:

S'il existe une valeur V_{G1} de la tension de grille V_G telle que seuls des électrons (ou une majorité d'électrons) à spin up atteint le contact de drain, le courant de drain I_D passe par un maximum. Au contraire, s'il existe une valeur V_{G2} de V_G telle que seuls des électrons (ou une majorité d'électrons) à spin down atteint le contact de drain, I_D passe par un minimum. Si V_{G2} est supérieur à V_{G1} , on obtient un effet de transconductance différentielle négative pour V_G compris entre V_{G1} et V_{G2} : la dérivée g de I_D par rapport à V_G devient en effet négative pour V_G variant dans cette zone (figure (1.7)).

Les effets introduisant des non linéarités dans les caractéristiques des composants sont intéressants pour l'électronique rapide. La possibilité d'obtenir un fort effet de conductance différentielle négative (dérivée du courant traversant une structure par rapport à la tension imposée à ces bornes) dans les diodes tunnels résonnantes à double hétérostructure III-V a induit par exemple un effort important de recherche sur ce type de dispositifs [7].

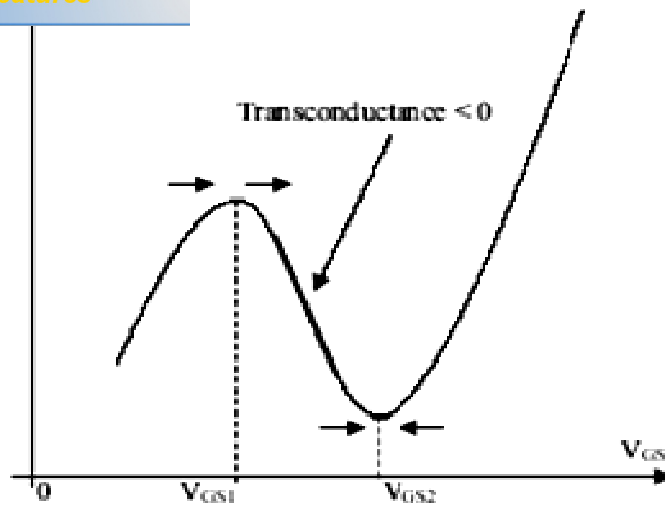


Figure 1.7. Effet de transconductance différentielle négative dans un spin-FET, illustré sur l'allure de la caractéristique du courant de drain I_D en fonction de la tension V_{GS} entre grille et source. Les flèches présentes sur le schéma correspondent aux orientations de spin des électrons au niveau de la source et au niveau du drain pour $V_{GS} = V_{GS1}$ et $V_{GS} = V_{GS2}$ [7].

L'existence d'une conductance ou d'une transconductance différentielle négative permet notamment de simplifier l'architecture des circuits analogiques ou numériques, en réduisant le nombre de composants nécessaires [7].

En résumé, ce concept de transistor à spin est basé sur :

- 1/ une injection de courant polarisé en spin dans un semi-conducteur ;
- 2/ une propagation cohérente des spins ;
- 3/ un contrôle de la précession des spins ;
- 4/ une collection sélective en spin.

1.4.3 Injection de porteurs polarisés dans un matériau semi-conducteur:

Avant d'être manipulés, détectés, ou de donner lieu à une recombinaison radiative, les porteurs doivent être injectés de manière sélective dans le semi-conducteur. Il est a priori difficile d'obtenir des courants polarisés dans ces matériaux, car ils ne sont pas magnétiques à l'équilibre ; de plus, si l'on essaye simplement d'injecter des porteurs polarisés d'un matériau ferromagnétique dans lequel la différence de densité d'états en fonction du spin est grande vers le semi-conducteur, l'on se heurte à un problème fondamental de différence de conductivité entre les deux matériaux. Ce phénomène, combiné au fait que le temps de relaxation de spin par

dans les métaux, est à l'origine d'un prompt rétablissement dans le semi-conducteur, annulant ainsi la polarisation.

1.4.4 Contacts ferromagnétiques et l'établissement d'un courant polarisé dans un semi-conducteur:

L'existence d'un phénomène de spin splitting dans la densité d'états des ferromagnétiques a conduit à l'idée suivante : comme les nombres d'électrons à spin up et à spin down présents au niveau de Fermi sont différents, on peut s'attendre à ce que le courant issu de contacts ferromagnétiques soit polarisé en spin.

L'établissement du contact entre un matériau ferromagnétique et un semi-conducteur donne successivement lieu aux phénomènes schématisés dans la figure (1.8). Dans un premier temps, les porteurs évacuent ce qui constitue une zone déplétive près de l'interface du semi-conducteur (a) ; elle se repeuple par l'établissement d'un courant polarisé en spin de porteurs majoritaires quittant le ferromagnétique (b). Enfin, la différence de densité d'états est telle que le potentiel chimique des porteurs au spin majoritaire devient supérieur à celui des porteurs au spin minoritaire (c). Les populations de spin s'équilibrent par l'établissement d'un courant de porteurs minoritaires, et la polarisation dans le semi-conducteur s'annule.

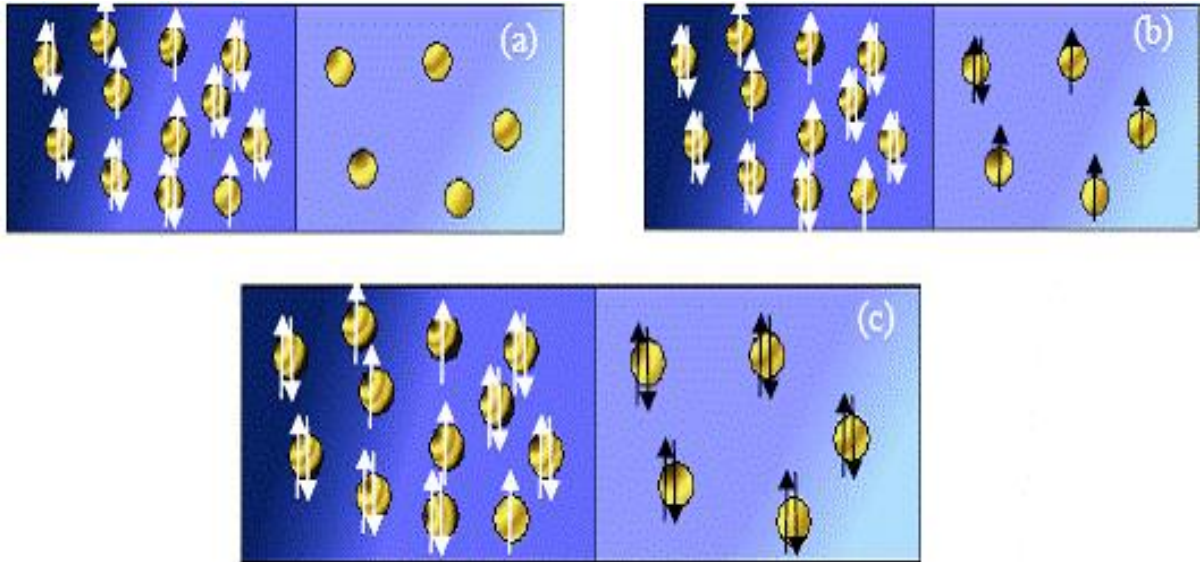


Figure 1.8. Etablissement d'un contact entre un ferromagnétique et un semi-conducteur [13]

Ces phénomènes ont été décrits par Schmidt *et al.* [14]. Nous partons des lois d'Ohm et de diffusion suivantes :

$$\frac{\partial U_{c\uparrow,\downarrow}}{\partial x} = \frac{qI_{\uparrow,\downarrow}}{\sigma_{\uparrow,\downarrow}} \quad (1.37)$$

$$j = \frac{D \partial^2 (U_{c\uparrow} - U_{c\downarrow})}{\partial x^2} \quad (1.38)$$

Dans lesquelles $U_{c\uparrow}$ et $U_{c\downarrow}$ sont les potentiels chimiques respectifs des porteurs polarisés, σ_{\uparrow} et σ_{\downarrow} représentent les conductivités des spins up et down respectivement, la constante de diffusion D , τ_{sf} le temps caractéristique de retournement de spin, q la valeur absolue de la charge de l'électron.

En appliquant ces équations à l'étude unidimensionnelle du contact entre un ferromagnétique et un semi-conducteur, nous pouvons déterminer la polarisation de la densité de courant en tout point de l'hétérojonction. Elle est définie par :

$$P = \frac{I_{\uparrow} - I_{\downarrow}}{I_{\uparrow} + I_{\downarrow}} \quad (1.39)$$

1.5 Propriétés physiques des semi-conducteurs III-V:

Les semi-conducteurs III-V 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 (Si, Ge, etc...), 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 (voir la figure (1.9) (a), l'atome en rouge représente un élément III par exemple, l'atome en jaune représente un élément V.). 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, cette absence du centre d'inversion dans ces matériaux conduit à un splitting de spin de l'énergie des sous-bandes et le cristal en découle des propriétés physiques différentes suivant les directions cristallographiques considérées.

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 GaAs, 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 Ga^- et 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. Cette

ble de l'anisotropie optique dans les hétérostructures semi-

Les matériaux de semi-conducteurs III-V ont huit électrons par cellule unitaire contribuant aux liaisons chimiques. Les autres électrons n'interviennent pas dans les propriétés optiques des hétérostructures. Les orbitales de type s et de type p de chaque atome de gallium Ga se hybrident avec les orbitales des atomes de As, et forment des liaisons covalentes tétraédriques de type sp^3 : 4 orbitales liantes et 4 orbitales anti-liantes. 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 $T=0^\circ$ 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 [15].

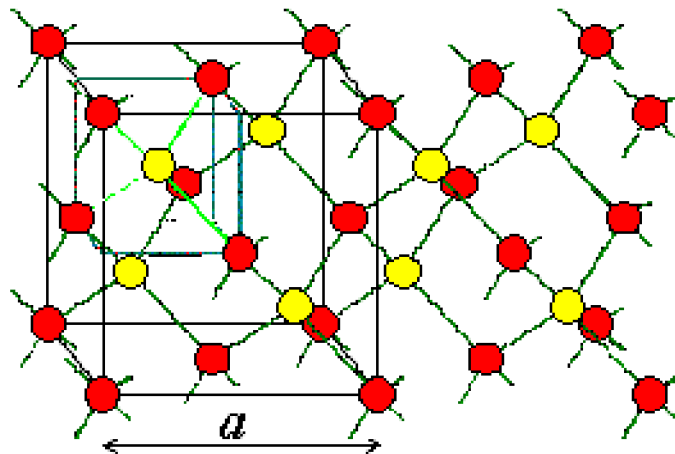


Figure 1.9. La structure blende de zinc [15].

1.6 Théorie $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$:

Parmi les modèles qui ont été utilisés pour décrire la structure de bande : le modèle $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ qui se révèle comme étant le plus efficace pour expliquer les effets délicats tels que le splitting de spin, la nonparabolicité des bandes, etc... Dans ce chapitre nous décrivons le principe de cette méthode.

Dans cette théorie, les interactions entre bandes sont décrites via le terme $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$. C'est pour cette raison que l'on devrait comprendre la limite du nombre de bandes. On devrait décrire comment, pourquoi et quand les influences des bandes éloignées sur les bandes utiles deviennent négligeables. On présente souvent cette théorie par des calculs de perturbations du deuxième ordre, c'est à dire que l'on considère que le terme $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ est petit par rapport au Hamiltonien du

ur de la zone de Brillouin le terme $\vec{k} \cdot \vec{p}$ n'est pas une

Cependant la théorie est toujours utilisable. Dans plusieurs cas, notamment au voisinage de la première zone de Brillouin, cette théorie peut être utile pour expliquer les phénomènes délicats tels que la nonparabolicité des bandes, le splitting de spin des sous bandes, etc...

Le Hamiltonien du cristal est écrit sous la forme générale :

$$H = \frac{\vec{p}^2}{2m_0} + V(r) + H_{SO} \quad (1.40)$$

Où m_0 désigne la masse de l'électron libre, H_{SO} est le hamiltonien relative en couplage spin-orbite, $V(r)$ est le potentiel cristallin qui est périodique sur tout le cristal et \vec{p} est l'opérateur d'impulsion.

$$\langle \vec{p} \rangle = \langle \Psi(r) | \vec{p} | \Psi(r) \rangle \quad (1.41)$$

En la présence d'un potentiel périodique, $\Psi(r)$ est la fonction de Bloch :

$$\Psi(r) = u_{nk}(r)e^{ikr} \quad (1.42)$$

Avec le vecteur d'onde k est limité dans la première zone de Brillouin, n est l'indice de bande.

La partie périodique $u_{nk}(r)$ de la fonction de Bloch a la même périodicité que le potentiel $V(r)$.

$$\langle \vec{p} \rangle = \langle \Psi_k(r) | \vec{p} | \Psi_k(r) \rangle = \int \Psi_k^*(r) (-i\hbar) \frac{d}{dr} \Psi_k(r) dr \quad (1.43)$$

$$\langle \vec{p} \rangle = -i\hbar \int (u_{nk}(r))^* e^{-ikr} \frac{d}{dr} u_{nk}(r) e^{ikr} dr \quad (1.44)$$

$$\langle \vec{p} \rangle = -i\hbar \int (u_{nk}(r))^* e^{-ikr} [(e^{ikr} \frac{d}{dr} u_{nk}(r)) + (iku(r)e^{ikr})] dr \quad (1.45)$$

$$\langle \vec{p} \rangle = -i\hbar \int [(u_{nk}(r))^* \frac{d}{dr} u_{nk}(r) + ik(\Psi_k^*(r)\Psi_k(r))] dr \quad (1.46)$$

$$\langle \vec{p} \rangle = \hbar k - i\hbar \int [(u_{nk}(r))^* \frac{d}{dr} u_{nk}(r)] dr \neq \hbar k \quad (1.47)$$

L'utilisation du formalisme \mathbf{k}, \mathbf{p} permet de contourner cette difficulté. On peut écrire en effet que:

$$\vec{p}[u_{nk}(r)e^{ikr}] = e^{ikr} (\vec{p} + \hbar k)u_{nk}(r) \quad (1.48)$$

Et:

$$\vec{p}^2 [u_{nk}(r)e^{ikr}] = e^{ikr} (\vec{p} + \hbar k)^2 u_{nk}(r) \quad (1.49)$$

De cette factorisation, on dérive l'équation de Schrödinger pour la partie périodique $u_{nk}(r)$:

$$H'u_{nk}(r) = Eu_{nk}(r) \quad (1.50)$$

$$+ V(r) + \frac{\hbar}{m_0} \mathbf{k} \cdot \mathbf{p} + H_{SO} \quad (1.51)$$

La théorie $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ consiste à traiter le terme $H'(k)$ comme une correction perturbatrice du Hamiltonien $H(k=0)$ en développant la partie périodique $u_{nk}(r)$ sur une base complète et orthonormée des fonctions u_{n0} qui sont des fonctions propres du Hamiltonien $H(k=0)$ avec des valeurs propres $E_n(0)$.

La méthode dont les principes ont été résumés précédemment doit être mise en oeuvre dans un cadre plus général, avec la prise en compte d'un plus grand nombre de bandes, en tenant compte des symétries du réseau réciproque en d'autres points caractéristiques de la zone de Brillouin, sans oublier des couplages supplémentaires entre états comme le couplage spin-orbite.

Le couplage spin-orbite introduit en effet un terme supplémentaire dans le Hamiltonien de l'électron se déplaçant au voisinage d'un atome :

$$H_{SO} = -\frac{q}{2m_0^2 c^2} \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} \vec{L} \cdot \vec{S} \quad (1.52)$$

Où r est la norme de la vectrice position \vec{r} de l'électron, $c = 3 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$ la vitesse de la lumière dans le vide, $q = 1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$ la valeur absolue de la charge de l'électron, $-qV$ son énergie potentielle, \vec{L} son moment cinétique orbital et \vec{S} son spin.

Si l'on considère un électron se déplaçant à la vitesse \vec{v} , dans le champ électrostatique \vec{E} créé par un proton, la relativité restreinte indique en effet qu'il apparaît dans le référentiel de l'électron une induction magnétique telle que :

$$\vec{B}_{eff} = -\frac{1}{c^2} \vec{v} \times \vec{E} \quad (1.53)$$

Le Hamiltonien total est [16]:

$$H' = \left[\frac{\vec{p}^2}{2m_0} + V(r) + \frac{\hbar}{m_0} \mathbf{k} \cdot \mathbf{p} - \frac{q\hbar}{4m_0 c^2} (\vec{\nabla} V \times \vec{p}) \cdot \vec{\sigma} \right] \quad (1.54)$$

Avec m_0 la masse de l'électron libre, le troisième terme de le Hamiltonien est le terme de l'interaction spin-orbite, on obtient la structure des bandes d'énergie et la dispersion de $E_n(k)$.

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

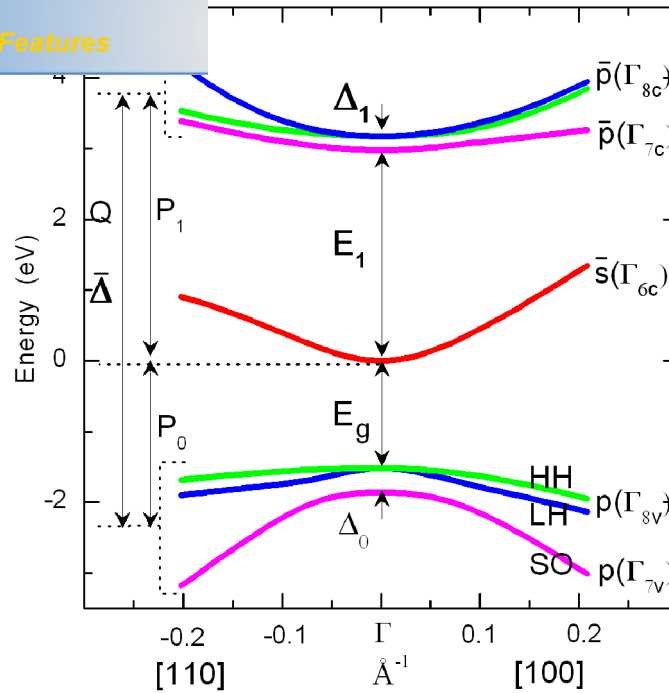


Figure 1.9. Diagramme de bande d'un semi-conducteur III-V proche du centre Γ de la zone de Brillouin [15].

Où l'élément matriciel du moment P_1 entre la bande de conduction Γ_{6c} et les bandes de conceptions lointaines (Γ_{8c} , Γ_{7c}) et le couplage spin-orbite $\bar{\Delta}$ entre (Γ_{8c} , Γ_{7c}) et (Γ_{8v} , Γ_{7v}) dépendent fortement de l'ionicté des cations et anions des matériaux III-V.

Quelques paramètres apparaissant sur la figure (1.9) caractérisent cette structure de bande. Ce sont d'une part les écarts énergétiques existant entre les extrema des différentes bandes, à savoir :

- L'écart énergétique entre les vallées Γ_{6c} et Γ_{8v} . C'est la largeur de la bande interdite des semi-conducteurs à bande interdite directe. La valeur de E_g est comprise entre 0,2 et 2 eV;
- L'écart énergétique Δ_0 entre Γ_{8v} et Γ_{7v} . L'interaction spin-orbite de couplage fin est responsable de ce clivage de la bande de valence. Typiquement, Δ_0 varie entre 0,1 et 1 eV. Alors que dans GaAs Δ_0 est égal à 0,34 eV et est largement inférieur à la largeur de bande interdite E_g (1,4 eV).
- L'écart énergétique E_1 entre la vallée Γ_{6c} et la vallée Γ_{7c} de la bande de conduction (p anti-liante) située au-dessus de celle-ci. La valeur de E_1 est comprise typiquement entre 3 et 4 eV. Elle est donc bien supérieure à celle de E_g .

entre Γ_{7c} et la vallée Γ_{8c} située immédiatement au-dessus de la bande Γ_{7c} . L'interaction spin-orbite est également responsable de ce clivage Δ_1 de la bande de conduction p anti-liante. Typiquement, Δ_1 est de quelques dixièmes eV.

- HH bande des trous lourds, LH bande des trous légers, SO bande «Split-off» [7].

1.7 Mécanismes agissant sur le spin dans les semi-conducteurs:

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.

1.7.1 Mécanisme Elliot–Yafet (EY):

Résulte du retournement de spin lors d'une collision quasi-élastique d'un électron avec des impuretés ionisées ou avec des phonons acoustiques qui exercent un potentiel électrostatique U sur ce dernier. L'approximation $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ permet d'écrire les fonctions d'onde hybridées résultant du couplage spin-orbite et la règle d'or de Fermi permet de calculer les probabilités de transition introduites par U et donc le temps de relaxation τ_{sf} de la polarisation correspondant à la combinaison de ces effets est donné par [17] :

$$\frac{1}{\tau_{sf}} = A \left(\frac{\Delta_0}{E_g + \Delta_0} \right)^2 \left(\frac{\varepsilon_e}{E_g} \right)^2 \frac{1}{\tau_m} \quad (1.55)$$

Où, A est une constante, τ_m est la durée entre deux collisions aboutissant à un changement de moment \vec{k} initial à \vec{k}' final, ε_e l'énergie cinétique de l'électron et E_g le gap du semi-conducteur.

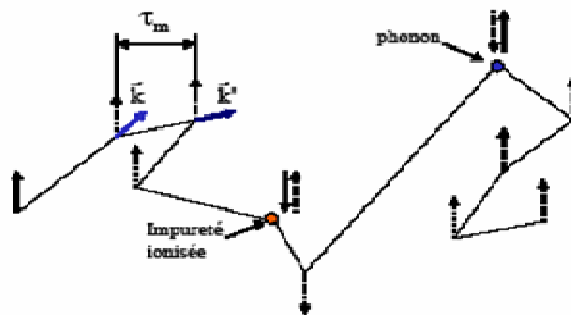


Figure 1.10. Représentation du mécanisme Elliot–Yafet. Ce mécanisme est dû à l'interaction des électrons avec les impuretés ionisées ou les phonons. [17]

Un changement simultané de l'orientation de spin a été introduit par la diffusion coulombienne avec les impuretés ionisées [19] et par Yafet [20] dans le cas de l'interaction porteur/phonon. La figure (1.10) illustre ce mécanisme.

1.7.2 Mécanisme D'Yakonov-Perel (DP):

L'origine physique du mécanisme D'Yakonov-Perel est le champ électrique cristallin \vec{E}_{cris} , non nul dans les cristaux sans centre d'inversion tels que les semi-conducteurs III-V comme le GaAs. Donc ce mécanisme n'existe pas dans le silicium qui est centrosymétrique ($\vec{E}_{cris} = \vec{0}$). Le champ cristallin correspond à un champ magnétique effectif \vec{B}_{eff} agissant sur le spin, l'amplitude et la direction de ce champ dépendant de l'amplitude et la direction du moment de l'électron [21]. $\vec{B}_{eff}(\vec{k})$ cause une précession du spin de l'électron à la fréquence ω .

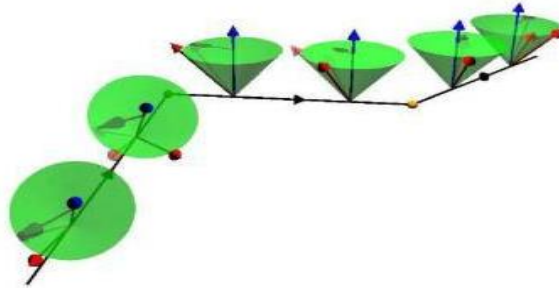


Figure 1.11. Représentation du mécanisme D'Yakonov-Perel'. Ce mécanisme est dû au champ cristallin. [18]

Le changement du moment de l'électron suite à une diffusion mène à un changement de \vec{B}_{eff} et, par la suite, de l'axe de précession. Donc, l'orientation initiale du spin change au fur et à mesure des diffusions (voir figure (1.11)). Dans le cas des électrons thermalités, entre deux collisions, le spin de l'électron n'a pas le temps de dévier considérablement sa direction initiale. Il est montré que le temps de relaxation de spin lié au mécanisme DP suit l'expression suivante [17] :

$$\frac{l}{\tau_{sf}} = B \frac{(k_B T)^3}{\hbar^2 E_g} \tau_m \quad (1.57)$$

Où τ_m 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 semi-conducteur.

kus (BAP):

l'existence de l'interaction d'échange entre le spin des électrons de la bande de conduction et le moment cinétique des trous [22]. L'Hamiltonien d'interaction d'échange électron-trou a pour expression :

$$H_{ech} = A_{ech} V \vec{M}_c \cdot \vec{S} f(\vec{r}_e - \vec{r}_h) \quad (1.58)$$

Où, \vec{M}_c 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 f la fonction de Dirac.

Le temps de relaxation de spin τ_{sf} est inversement proportionnel à la densité N_A des accepteurs du semiconducteur dopé p [23]: $\tau_{sf} \propto \frac{1}{N_A}$ Le mécanisme BAP est responsable d'une précession du spin des électrons autour d'un axe instantané, analogue au mécanisme Dzyakonov Perel

D'autres mécanismes contribuent à la décohérence des spins tels que l'interaction hyperfine (interaction entre le spin des électrons de conduction et le spin nucléaire) et l'interaction entre électrons [17].

1.7.4 Estimation théorique:

Les estimations théoriques prédisent les gammes de température et de densité d'accepteurs pour lesquelles chacun des mécanismes est dominant. Les résultats indiquent que pour une large gamme de densités d'accepteurs dans le GaAs et le GaSb, les mécanismes de DP et EY sont dominants à basses densités d'accepteurs et hautes températures tandis que le mécanisme de BAP est plus important à hautes densités d'accepteurs et à basses températures [24]. La figure (1.12) montre l'importance relative des mécanismes DP et BAP dans le GaAs.

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

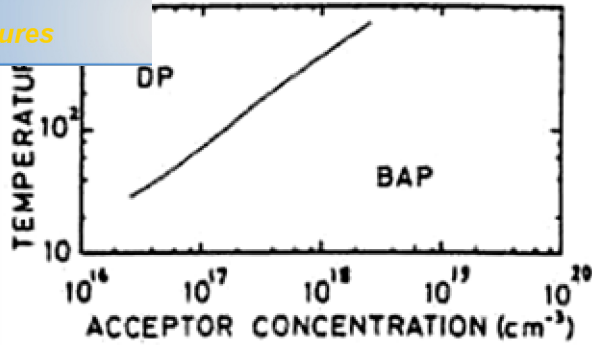


Figure 1.12. Rôle relatif joué par les mécanismes BAP et DP dans le GaAs. La courbe sépare les régions pour lesquelles les mécanismes prédominent en fonction de la température et de la concentration en dopant [24].

1.8 Couplage spin-orbite de Dresselhaus:

L'existence du couplage spin-orbite de Dresselhaus [7, 12, 17] est due à l'absence de centre de symétrie d'inversion dans la structure cristalline *zinc blende*. Dans un matériau massif du type GaAs, le vecteur de précession de spin associé à ce couplage se met sous la forme [34] :

$$\vec{\Omega} = \frac{2a_{42}}{\hbar} \left(k_x (\langle k_y^2 \rangle - k_z^2) \vec{u}_x + k_y (k_z^2 - k_x^2) \vec{u}_y + k_z (k_x^2 - \langle k_y^2 \rangle) \vec{u}_z \right) \quad (1.59)$$

Où a_{42} est un paramètre dépendant de la structure de bande électronique du semi-conducteur, $\langle k_y^2 \rangle$ est la valeur moyen de k_y^2 et k_i la composante du vecteur d'onde \vec{k} de l'électron dans la direction i repérée par le vecteur unitaire \vec{u}_i . Ce vecteur de précession de spin n'est pas facilement contrôlable par une voie externe, néanmoins il induit un mécanisme de relaxation de spin dit de 'D'yakonov-Perel' [21].

1.9 Couplage spin-orbite de Rashba:

L'interaction Rashba est un cas particulier de l'interaction spin-orbite (1.59) [12], 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 [4]. La figure (1.13) présente le schéma de la bande de conduction à l'interface d'une hétérostructure constituée du semi-conducteur InAlAs (large bande interdite) et du semi-conducteur InGaAs (faible bande interdite).

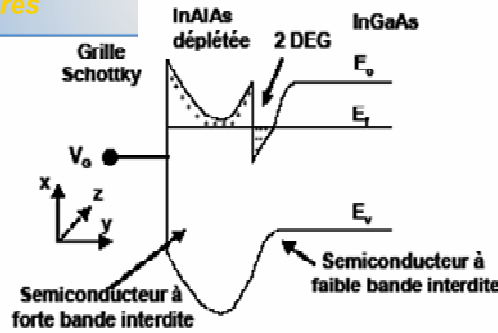


Figure 1.13. Allure de la bande de conduction à l'interface d'une hétérostructure à modulation de dopage [7,17]

Les électrons sont repoussés du contact Schottky ; il se forme une zone de déplétion dans le semi-conducteur. Les électrons sont alors confinés dans un puits de potentiel bidimensionnel et forment un gaz d'électrons, bidimensionnel (2 DEG). La forme du puits asymétrique se rapproche de celle d'un puits triangulaire. Cette forme de potentiel U de confinement est la source d'un champ électrique \vec{E} uniforme ($\vec{E} = -\vec{\nabla}U$). Tout se passe comme si les porteurs dans ce puits quantique évoluaient dans un champ magnétique \vec{B}_R appelé champ de Rashba. Ce dernier peut induire une précession du spin et changer ainsi son orientation au cours de sa progression dans le canal. L'amplitude de la précession induite par le champ de Rashba est modulable via une tension appliquée sur une grille laquelle sert à modifier le potentiel de confinement préexistant.

L'Hamiltonien de Rashba est habituellement écrit comme suit [7] :

$$H_R = b[\vec{\sigma} \times \vec{k}] \cdot \vec{u}_y \quad (1.60)$$

Où b 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 semi-conducteur 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 :

$$H_{tot} = \varepsilon_e + H_R \quad (1.61)$$

Où ε_e est l'énergie cinétique de l'électron.

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

$$E_{\uparrow,\downarrow} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \pm b|\vec{k}| \quad (1.62)$$

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 $\Delta_R = \pm bk_F$ correspond à champ nul et au niveau de Fermi.

Dans la couche d'accumulation d'une hétérojonction [12], b s'écrit $b = a_{46}E_y$ où le champ électrique normal à la surface E_y dérive du potentiel appliqué U , soit: $E_y \vec{\mu}_y = -\vec{\nabla}U$ Lommer [25] en donne une expression théorique qui dépend des paramètres caractéristiques des bandes d'énergie des matériaux. D'après cette expression, a_{46} varie comme le rapport $\frac{\Delta_0}{E_g^3}$, avec Δ_0 représente l'écart énergétique du fait de l'interaction spin-orbite qui clive la bande de valence et E_g la largeur de la bande interdite. Il est donc d'autant plus grand que Δ_0 est grand et E_g est faible. Pour augmenter l'intensité du couplage spin-orbite de Rashba, un semiconducteur à faible bande interdite est donc préférable.

1.10 Effet du mécanisme de Rashba sur l'orientation de spin:

Nature de la précession de spin:

L'interaction de type spin-orbite correspond en fait à un couplage entre une induction magnétique B' et le moment magnétique associé au spin $\vec{M}_S = \gamma \vec{S}$. Dans le cas d'une hétérojonction l'induction B_R liée à l'Hamiltonien de Rashba par :

$$(H_R = -\vec{M}_S \cdot \vec{B}_R = b(\vec{\sigma} \times \vec{k}) \cdot \vec{u}_n) \quad (1.63)$$

Avec : $b = a_{46}E_y$ est due à la forte asymétrie de la bande de conduction et son expression est :

$$B_R = \frac{2a_{46}E_y}{\gamma \hbar} (k_z \vec{u}_x - k_x \vec{u}_z) \quad (1.64)$$

Le spin de l'électron est alors soumis à un vecteur de précession de spin $\vec{\Omega}_R = -\vec{B}_R$ induit par l'induction magnétique. C'est-à-dire:

$$\vec{\Omega}_R = \frac{2a_{46}E_y}{\hbar} (-k_z \vec{u}_x + k_x \vec{u}_z) \quad (1.65)$$

Le vecteur de précession de spin $\vec{\Omega}_R$ associé au terme de Rashba est dans le plan perpendiculaire à la trajectoire de l'électron dans le cas d'une bande énergétique parabolique.

Quand on modélise le transport des porteurs de charge dans un semiconducteur, on considère généralement que les interactions entre les porteurs et les défauts du réseau cristallin (vibrations, impuretés ionisées, etc.) se produisent de manière instantanée. Cette hypothèse est justifiée par le fait que les temps d'interaction sont au moins un ordre de grandeur plus faibles que les temps de vol libre des porteurs de charge, c'est-à-dire plus faibles que les temps au cours desquels les porteurs se déplacent sous l'influence du seul champ électrique sans perturbation de la part du réseau cristallin. Dans ce cas, il est possible de calculer les fréquences d'interaction entre porteurs et réseau cristallin grâce à la règle d'or de Fermi.

Pour savoir si la précession de Rashba doit être traitée comme un phénomène de collision instantané ou d'une autre manière pendant les vols libres des électrons, il nous faut calculer l'ordre de grandeur des temps d'interaction liés au terme de Rashba.

Pour cela, nous définissons le temps T_{rR} tel que la précession de spin associée au terme de Rashba conduise à un retournement du spin électronique. La vitesse de rotation du spin est donnée par la norme du vecteur de précession, nous avons donc:

$$T_{rR} = \frac{\pi}{|\Omega_R|} = \frac{\pi \hbar^2}{2a_{46} E_y \sqrt{2m^* \varepsilon_e}} \quad (1.66)$$

Où nous avons introduit l'énergie cinétique de l'électron donnée dans le cas d'une bande parabolique par $\varepsilon_e = \hbar^2 k^2 / 2m^*$. Nous avons ensuite à comparer ce temps à la durée moyenne $\langle t_v \rangle$ des temps de vol libre des électrons. Deux cas se présentent suivant le résultat de cette comparaison :

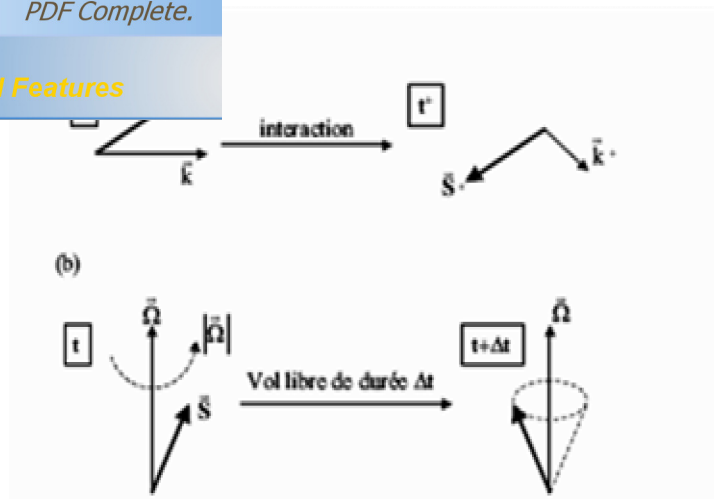


Figure 1.14. Mécanisme agissant sur l'orientation de spin. (a) précession de spin « rapide », (b) précession de spin « lente ». [7].

- si T_{rR} est très faible devant $\langle t_v \rangle$, on a le cas d'une précession « rapide », illustrée sur la figure III-6a : le mécanisme de précession conduit à des variations très importantes de l'orientation de spin pendant des durées de l'ordre des temps de vol libres de l'électron. On peut alors considérer que l'orientation de spin est renversée lors d'une seule collision instantanée et qu'elle est devenue complètement aléatoire après quelques collisions. Le calcul du temps de relaxation de spin correspondant s'effectue alors en utilisant la règle d'or de ferme :
- si T_{rR} est supérieur à $\langle t_v \rangle$ ou de son ordre de grandeur, on a le cas d'une précession « lente », illustrée sur la figure (1.14): le mécanisme de précession correspond à des variations finies de l'orientation de spin pendant des durées de l'ordre des temps de vols libres de l'électron. On ne peut plus considérer que le retournement du spin de l'électron est un phénomène instantané.
- Ce type de phénomène doit donc être traité comme une précession continue du spin de l'électron pendant tout le temps qui sépare deux collisions instantanées avec le réseau cristallin

L'orientation de spin de l'électron tourne donc continûment pendant les vols libres de l'électron autour d'une direction définie par le vecteur de précession $\vec{\Omega}$ et avec une fréquence angulaire de rotation égale à la norme de $\vec{\Omega}$.

ectrons thermiques à 300° K présents dans un 2DEG formé

un champ effectif E_y égal à 100 kV/cm, $|\Omega_R|$ vaut

1.4×10^{12} rd s⁻¹ et le temps T_{rR} défini par l'expression (1.66) est égal à 2.2 ps. La durée moyenne des temps de vol libre $\langle t_v \rangle$ est de l'ordre de 0.1 ps dans ce matériau et à cette température, elle est donc largement inférieure à T_{rR} . Dans les mêmes conditions à 77°K, T_{rR} est égal à 4.4 ps alors que $\langle t_v \rangle$ est de l'ordre 1 ps. Dans GaAs, le paramètre a_{46} est plus faible et donc les temps T_{rR} sont plus grands que dans $In_{0.53}Ga_{0.47}As$, alors que les durées moyennes des temps de vol libre sont du même ordre de grandeur que ceux donnés précédemment.

Le terme de couplage spin-orbite de Rashba correspond donc à un mécanisme de précession lente. Cette remarque a également été faite par les auteurs qui se sont intéressés à la précession de Rashba dans InAs ou plus généralement dans des alliages $In_xGa_{1-x}As$ [7].

[Click Here to upgrade to
Unlimited Pages and Expanded Features](#)

D'après l'étude précédente nous venons d'adopter le spin de l'électron comme un degré de liberté supplémentaire pour la conception de nouvelles structures en électronique. La magnéto-électronique apparaît aujourd'hui en fort développement.

Avant d'envisager l'étude et éventuellement la réalisation d'un transistor à rotation de spin tel que celui décrit par Datta et Das, nous avons distingué plusieurs étapes dans la progression de notre travail. La première étape de l'étude concerne l'étude bibliographique de spin de l'électron, la polarisation et le phénomène de spin splitting avec les termes de l'Hamiltonien mise en jeu « Rashba » et « Dresselhaus » adoptés dans notre travail et les mécanismes peuvent agir sur l'orientation de spin de l'électron.

Chapitre 2

modélisation unidimensionnelle de spin polarisé

L'objectif de cette partie est de présenter et justifier le modèle de transport polarisé en spin pour cela nous allons faire une modélisation analytique unidimensionnelle de spin polarisé dans un spin-FET. On établira en particulier l'expression de la transconductance de ce transistor lié particulièrement aux effets d'injection et collection polarisés en spin et la rotation ou précession du spin contrôlée par la tension de la grille. Car ce type de transistor est prédit pour être intéressant dans le domaine électrique des hyperfréquences.

Le modèle dit transport qu'on peut considérer dans ce cas comme une première façon de décrire le phénomène de transport dans de tel dispositif est le modèle dit transport en fil quantique, c'est-à-dire considérer un effet d'un champ perpendiculaire. E_y Et un champ faible E_x de telle façon à produire un puit confinant de largeur W et un canal 1D de longueur L .

2.1. Précession de spin :

La précession contrôlée de la polarisation de spin dans le canal est possible grâce à l'asymétrie, par rapport au plan moyen du canal, des dopages introduits dans les couches adjacentes au canal. En effet, le potentiel électrostatique interne, qui résulte des dopages, présente lui aussi cette asymétrie, de sorte que le couplage spin-orbite qui lui est associé lève la dégénérescence en spin des sous-bandes de conduction dans le canal. En l'absence d'autres termes de couplage spin-orbite, un potentiel symétrique ne lèverait pas la dégénérescence. Le clivage énergétique ainsi créé, les sous bandes de conduction se séparent en deux sous bandes de directions de spin opposées, est décrit dans l'approximation de la masse effective par le terme de Rashba comme nous avons vu précédemment :

$$H_R = b[\vec{\sigma} \times \vec{k}] \cdot \vec{u}_y \quad (2.1)$$

Avec :
$$\vec{\sigma} = \sigma_x \vec{u}_x + \sigma_y \vec{u}_y + \sigma_z \vec{u}_z \quad \text{et} \quad \vec{k} = k_x \vec{u}_x + k_z \vec{u}_z. \quad (2.2)$$

Il faut noter que $k_y = 0$ car les électrons se mouvant dans le plan (\mathbf{xoz}).

Alors :

$$H_R = b(\sigma_z k_x - \sigma_x k_z) \quad (2.3)$$

On peut aussi écrire sous la forme :

C'est à dire :

$$= b[k \times u_y] \vec{\sigma} = \frac{\hbar \vec{\Omega}_R}{2} \vec{\sigma} \quad (2.4)$$

Où

$$\vec{\Omega}_R = \frac{2b}{\hbar} (\vec{k} \times \vec{u}_y) = \frac{2b}{\hbar} (-k_z \vec{u}_x + k_x \vec{u}_z) \quad (2.5)$$

D'où pour la polarisation $P = \langle \sigma \rangle$ d'un électron, en utilisant l'identité :

$$[\vec{\sigma}, \vec{v} \cdot \vec{\sigma}] = 2i(\vec{v} \times \vec{\sigma}) \quad (2.6)$$

Pour un mélange statistique d'électrons polarisés dans des directions quelconques, la polarisation s'écrit à l'aide de la matrice densité ρ suivant la relation (1.32), l'évolution dans le temps est régie par l'équation différentielle linéaire [1] :

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = -\frac{i}{\hbar} \langle [\vec{\sigma}, H_R] \rangle = -\frac{i}{\hbar} \langle [\vec{\sigma}, \vec{\Omega}_R \cdot \vec{\sigma}] \rangle = \vec{\Omega}_R \times \vec{P} \quad (2.7)$$

La polarisation d'un électron précesse donc autour de $\vec{\Omega}_R$, qui est dans le plan du canal et perpendiculaire à \vec{k} . Examinons dans un premier temps comment s'effectue la précession si le canal est de dimension latérale réduite à zéro, c'est-à-dire le cas d'un canal 1D ($k_z = 0$). Dans ce cas, la polarisation précesse autour de (Oz). Pour qu'il y ait une amplitude maximale de polarisation, il faut donc injecter les électrons avec une polarisation suivant (Ox), c'est-à-dire le long du canal. On a alors $P(x=0) = P_0 e_x$ en supposant qu'on injecte des électrons polarisés suivant + (Ox) et - (Ox) dans les rapports respectifs : $\frac{1+P_0}{2}$ et $\frac{1-P_0}{2}$. Après une longueur X parcourue sans collisions par les électrons avec une vitesse v_x , la projection suivant (Ox) de la polarisation vaut :

$$P(x) = \frac{1+P_0}{2} \cos(\Omega_R \frac{x}{v_x}) - \frac{1-P_0}{2} \cos(\Omega_R \frac{x}{v_x}) = P_0 \cos(\Omega_R \frac{x}{v_x}) = P_0 \cos(\frac{2b k_x}{\hbar} x) \quad (2.11)$$

Dans le cas de bandes paraboliques $\frac{k_x}{v_x} = \frac{m^*}{\hbar}$ car il est indépendant de \vec{k} , donc :

$$P(x) = P_0 \cos(\frac{2m^*}{\hbar^2} bx) \quad (2.12)$$

La fonction $P(x)$ est une loi sinusoïdale dont la période spatiale est fixée par le champ perpendiculaire E_y et par le type du matériau. Si nous utilisons les valeurs de a_{46} données dans le tableau ci-dessous :

térisant les couplages spin- orbite de Rashba (a_{46}) et de Dresselhaus (a_{42}). [7]

	GaAs	In _{0,53} Ga _{0,47} As	InAs
a_{46} (Cm ²)	9.0×10^{-39}	4.4×10^{-38}	2.5×10^{-37}
a_{42} (eVm ³)	2.9×10^{-29}	4.2×10^{-29}	3.2×10^{-29}

Alors

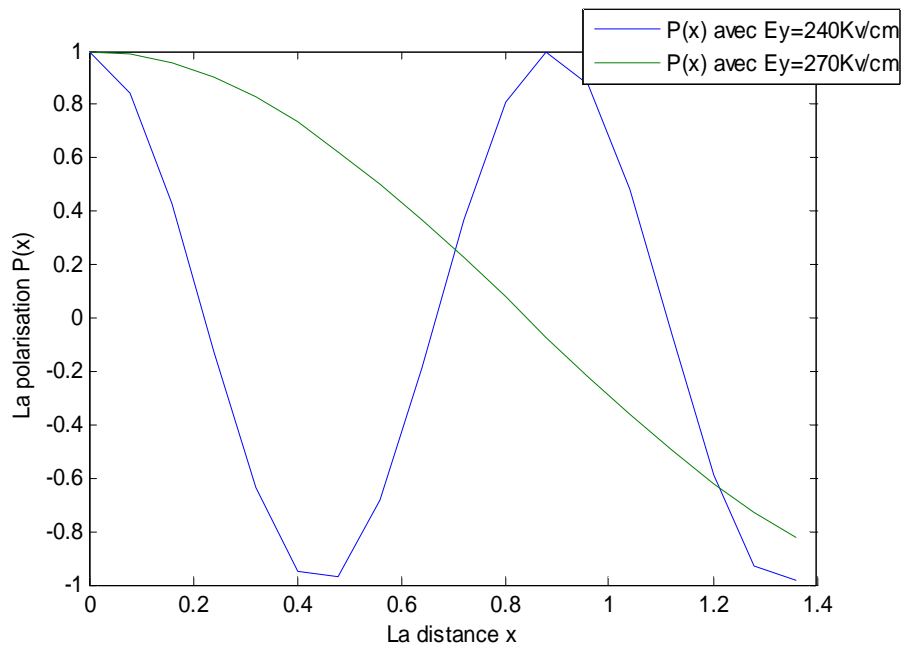


Figure 2.1. Polarisation de spin d'un électron en fonction de la distance x dans un fil quantique pour deux valeurs de E_y ($E_y = 240Kv/cm$ en bleu et $E_y = 270Kv/cm$ en vert)

Sur la figure (2.1), nous avons représenté les variations de la polarisation de spin en fonction de la distance x , obtenue dans un spin FET pour $P_0 = 1$, avec deux valeurs de E_y qui sont respectivement 240 et 270 Kv/cm et une masse effective de In_{0,53}Ga_{0,47}As $m^* = 0.041m_0$. Nous remarquons que la variation de la polarisation pour la valeur du champ $E_y = 240Kv/cm$ est plus rapide que pour $E_y = 270Kv/cm$.

n:

Nous pouvons aller un peu plus loin que le transport polariser 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, nous pouvons développer un petit modèle pour évaluer les variations du courant de drain dans un spin 6FET en fonction du champ électrique perpendiculaire E_y et à faible champ longitudinal E_x .

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

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

$$P_0 = \frac{n_{\uparrow}(0) - n_{\downarrow}(0)}{n_{tot}(0)} \quad (2.13)$$

Soit encore :

$$n_{\downarrow}(0) = n_{tot}(0) - n_{\uparrow}(0)$$

$$n_{\uparrow}(0) = n_{tot}(0)P_0 + n_{\downarrow}(0)$$

$$n_{\uparrow}(0) = n_{tot}(0)P_0 + n_{tot}(0) - n_{\uparrow}(0)$$

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

$$n_{\downarrow}(0) = n_{\uparrow}(0) - n_{tot}(0)P_0$$

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

$$\begin{cases} n_{\uparrow}(0) = \frac{1 + P_0}{2} n_{tot}(0) \\ n_{\downarrow}(0) = \frac{1 - P_0}{2} n_{tot}(0) \end{cases} \quad (2.14)$$

En chaque point x sous la grille ($0 < x < L$), la polarisation de spin est modulée par le mécanisme de Rashba, suivant la loi (2.12), c'est-à-dire :

$$P(x) = \frac{n_{\uparrow}(x) - n_{\downarrow}(x)}{n_{tot}(x)} = P_0 \cos\left(\frac{E_y x}{V_R}\right) \quad (2.15)$$

Où : $V_R = \frac{\hbar^2}{2m^* a_{46}}$ et

$$\left\{ \begin{array}{l} n_{\uparrow}(x) = \frac{I + P_0 \cos\left(\frac{E_y x}{V_R}\right)}{2} n_{tot}(x) \\ n_{\downarrow}(x) = \frac{I - P_0 \cos\left(\frac{E_y x}{V_R}\right)}{2} n_{tot}(x) \end{array} \right. \quad (2.13.a)$$

$$\quad \quad \quad (2.13.b)$$

Au niveau du drain où $x = L$ avec L est la longueur de canal, la polarisation du courant est également imposée par le contact ferromagnétique, soit :

$$P_0 = \frac{I_{\uparrow} - I_{\downarrow}}{I_{tot}} \quad (2.17)$$

Et donc, pour $P_0 \neq -1$ (si $P_0 = 1$ il ne faut plus considérer le courant des électrons a spin up mais celui des électrons a spin down)

$$I_{tot} = \frac{I_{\uparrow} - I_{\downarrow}}{P_0}$$

$$I_{tot} = I_{\uparrow} + I_{\downarrow} \Rightarrow I_{\downarrow} = I_{tot} - I_{\uparrow}$$

$$P_0 I_{tot} = 2I_{\uparrow} - I_{tot} \Rightarrow (I + P_0)I_{tot} = 2I_{\uparrow}$$

$$I_{tot} = \frac{2}{I + P_0} I_{\uparrow} \quad (2.18)$$

Or le courant dans un canal 1D est donné par l'expression :

$$I_{\uparrow} = -qn_{\uparrow}(L)\mu E_x \quad (2.19)$$

D'autre part en première approche [19], nous pouvons considérer que :

$$n_{tot} = \frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_{SC}}{q} E_y W_z \quad (2.20)$$

Où W_z est la largeur du puits quantique rectangulaire formé dans la direction z . L'expression (2.21) se déduit facilement, dans le cas où la densité d'impuretés ionisées présentes dans le canal est négligeable devant n_{tot} .

$$I_{\uparrow} = -q \left(\frac{I + P_0 \cos\left(\frac{E_y L}{V_R}\right)}{2} \right) \frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_{SC} W_z}{q} E_y \mu(E_y) E_x \quad (2.21)$$

Et
$$I_D = \frac{2}{1 + P_0} I_{\uparrow}$$

Nous obtenons finalement :

$$I_D = q \frac{E_y}{V_C} \mu(E_y) E_x \frac{1 + P_0 \cos(E_y L / V_R)}{1 + P_0} \quad (2.22)$$

$$I_D = q \frac{E_y}{V_C} \mu(E_y) E_x \frac{1 + P(E_y; L)}{1 + P_0} \quad (2.23)$$

Où le paramètre V_C , égal à $q/(2 \varepsilon_0 \varepsilon_{SC} W)$ est homogène à une tension. 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. Le paramètre μ désigne la mobilité électronique et donc μE_x représente la vitesse des électrons. La mobilité μ varie avec l'intensité du confinement dans le canal, c'est-à-dire avec le champ E_y . Enfin le rapport $(1 + P_0 \cos(E_y L / V_R)) / (1 + P_0)$ 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 .

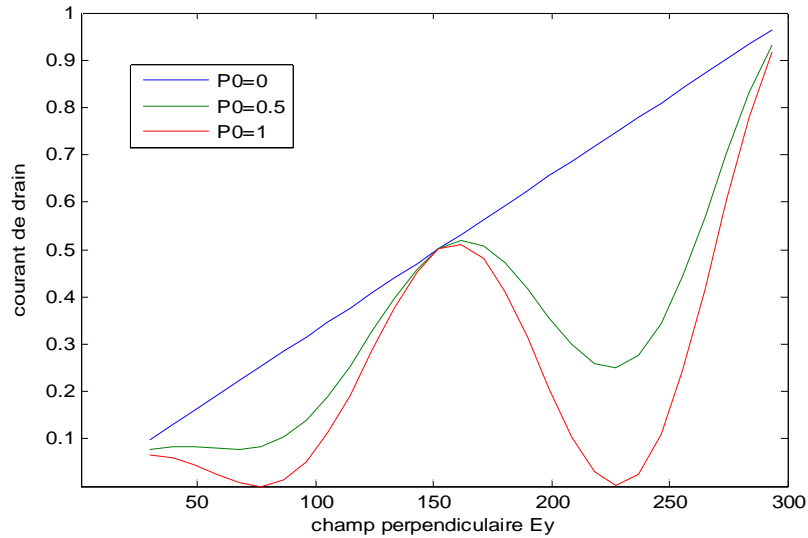


Figure 2.2. Courant de drain en fonction du champ perpendiculaire dans un spin-FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ pour différentes valeurs de la polarisation de spin P_0 imposée par les contacts de source et drain. Longueur de canal $L = 1.4 \mu m$, largeur du puits rectangulaire de confinement suivant la direction latérale z , $W = 10 nm$, $E_x = 0,5 kV/cm$.

2) l'évolution du courant de drain dans un spin-FET à canal um pour un champ perpendiculaire E_y variant entre 30 et 300 kV/cm. Nous considérons que la mobilité est constante. La ligne bleue représente le courant de drain avec $P_0 = 0$. Nous observons que la variation du courant est linéaire, mais pour $P_0 = 0.5$ et $P_0 = 1$ le courant modifié carrément. Or, d'après [7], pour obtenir des effets électriques importants, il faut que la valeur maximale de la quantité $E_y L / V_R$ doive être supérieure à deux périodes de modulation de la polarisation de spin. La mesure de cette période de modulation du courant est réalisable si par exemple on choisit un intervalle de variation de E_y contenant au moins deux période de modulation. Le champ E_y dans la figure représentée précédente varie typiquement entre une valeur de 30kV/cm et une valeur E_{max} d'ordre 300kV/cm donnant une valeur maximale pour le courant du drain. Comme la quantité V_R est caractéristique du matériau du canal, fixée par son choix.

Donc la longueur L du canal du transistor spin óFet, qu'il soit utilisé pour l'étude de la physique du transport polarisé en spin ou il soit utilisé en tant que composant, doit être supérieur pour un matériau de canal donné à une valeur minimale L_{min} déterminée par la relation :

$$L_{min} = \frac{4\pi V_R}{E_{y,max}}. \quad (2.24)$$

Pour notre cas pour le matériau $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ est de l'ordre 1.4 μm et dans le cas d'un canal GaAs elle est égale à 4.2 μm [19]. La longueur de canal L_{min} calculée dans le cas $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ reste trop grande pour que le spin-FET offre un intérêt en tant qu'application. Mais ce pendant, à ce niveau d'étude, il constitue un moyen d'investigation de la physique du transport polarisé en spin dans les structures hybrides ferromagnétique/ semi-conducteur. Car la longueur du canal minimale pour obtenir des effets électriques importants est trop grande pour les applications en hyperfréquences.

2.3. Intérêt du spin –FET:

Nous avons posé la mobilité μ est une constante et nous devons alors essentiellement comparer les influences respectives du contrôle de charges dans le canal et des effets liés au spin des porteurs. Nous effectuons cette comparaison en étudiant la dérivée g de I_D / μ par rapport à E_y , c'est-à-dire à une constante multiplicative près la transconductance g_m du transistor.

$$g(u) = \frac{I_x}{V_C} \frac{1 + P_0(\cos(u) - u \sin(u))}{1 + P_0} \quad (2.25)$$

Où u est 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 (en première approximation, E_y varie linéairement avec la tension de grille). C'est pourquoi nous désignerons par la suite cette fonction par le terme « transconductance ».

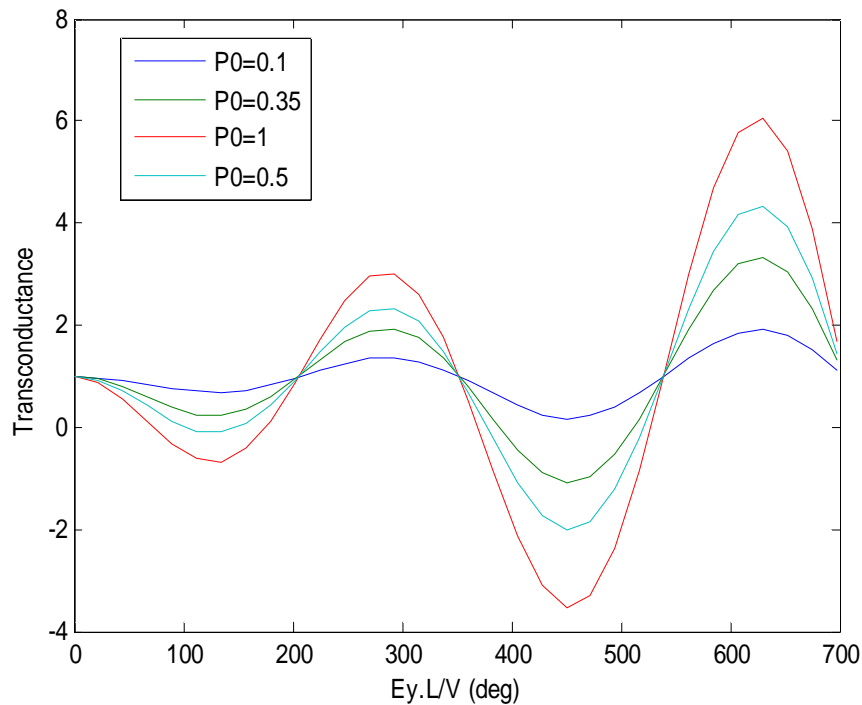


Figure 2.3. Transconductance g en fonction du paramètre sans dimension $E_y L / V_R$ dans un spin FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ pour $P_0 = (0.1, 0.35, 0.6, 1)$.

La figure (2.4) représente les variations de transconductance g en fonction du paramètre sans dimension pour différentes valeurs de la polarisation P_0 . Ainsi pour P_0 supérieur ou égale à 35% la précession de spin conduit à des effets électriques relativement considérables. On remarque un important effet de transconductance négative pour $E_y L / V_R$ variant entre 40° et 60° et 600° : la transconductance est négative dans cette zone pour $P_0 = 0.35$ et elle est plus nette pour $P_0 = 0.5$.

haus:

Dans les études menées précédemment, nous avons supposé que seul le terme de Rashba agit sur le spin électronique dans le canal du spin-FET. Dans cette partie, nous allons quantifier l'influence éventuelle du terme de Dresselhaus sur les variations de la polarisation et sur le courant de drain dans un spin-FET à fil quantique.

Nous sommes alors amenés à reprendre les calculs développés dans la section précédente, en considérant cette fois comme vecteur de précession [26] :

$$\vec{\Omega}_{tot} = \frac{2a_{42}}{\hbar} k_x \left(\frac{\pi}{W_z} \right)^2 \vec{e}_x + \frac{2a_{46}E_y}{\hbar} k_x \vec{e}_z \quad (2.26)$$

Où W_z la largeur du confinement quantique dans la direction latérale z . Il reste possible de calculer analytiquement la valeur de la polarisation de spin P en fonction de la distance x le long du canal 1D. En utilisant un changement de repère, nous obtenons finalement (chap. 3):

$$P(x) = P_0 [\beta^2 + (a_{46}E_y)^2 \cos(\zeta x)] / [\beta^2 + (a_{46}E_y)^2] \quad (2.27)$$

Avec

$$\beta = \frac{a_{42}\pi^2}{W_z^2} \quad \text{et} \quad \zeta = \frac{2m^*}{\hbar^2} \sqrt{\beta^2 + (a_{46}E_y)^2}$$

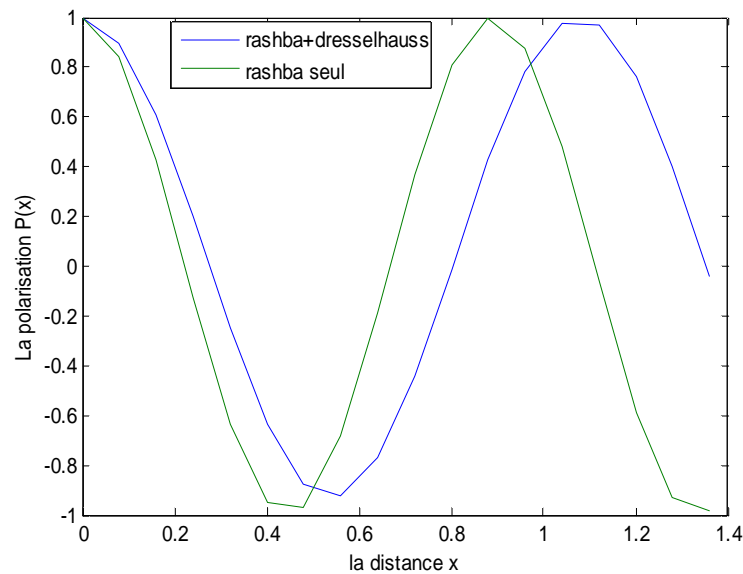


Figure 2.4. La polarisation en fonction de distance x dans un spin-FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$, en présence et en absence du terme de Dresselhaus. En ligne vert Rashba seul et en bleue Rashba et Dresselhaus

Sur la figure (2.4), nous avons comparé les variations de la polarisation en fonction de la distance x obtenues dans un spin FET pour avec $P_0 = 1$. Le champ $E_y = 240Kv/cm$, largeur du

suivant la direction latérale z , $W_z = 10$ nm, $E_x = 0,5$ kV/cm. En l'absence de Dresselhaus et de Rashba seul d'une part, des termes de Rashba et de Dresselhaus d'autre part. Dans le premier cas, nous utilisons l'expression (2.15) pour calculer la valeur de $P(x)$ et dans le deuxième cas l'expression (2.27).

Dans la figure (2.5) suivante nous avons représenté l'influence du terme de Dresselhaus sur le courant de drain.

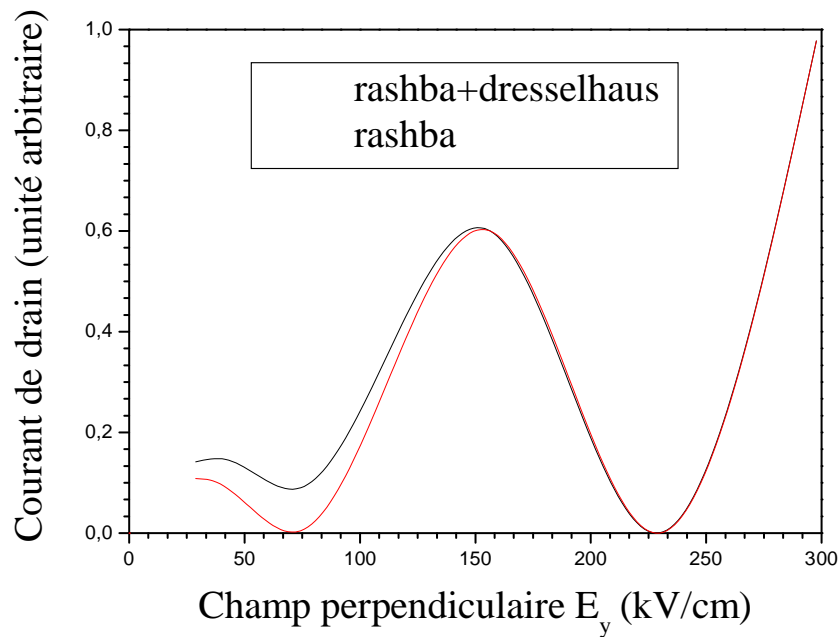


Figure 2.5. Courant de drain en fonction du champ perpendiculaire dans un spin-FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$, en présence du terme de Dresselhaus (noir) et Rashba seul (rouge).

Cette figure permet de remarquer pour E_y inférieur à 130 kV/cm, l'influence du terme de Dresselhaus est non négligeable, mais il ne modifie pas radicalement la forme des variations du courant de drain. La prise en compte du terme de Dresselhaus apparaît comme une diminution de la modulation du courant par contre le minimum local du courant ne varie pas notablement. On remarque aussi qu'il n'y a pas de variation de courant de drain les valeurs supérieures à 150 kV/cm de E_y comparé à celle avec le terme de Rashba seul, en quelque sorte le terme de Dresselhaus est négligeable à partir de cette valeur, qui marque la zone dans laquelle la modulation du courant par la précession de spin est la plus significative.

haus sur la transconductance :

Comme nous avons vu le terme du Dresselhaus à des effets, mais pas radicaux. Mais sur la transconductance il y a des modifications. Nous représentons sur la figure (2.5) l'évolution de cette dernière en fonction du champ perpendiculaire E_y à partir de relation suivante :

$$g_{R+D} = \frac{qE_x}{V_c} \frac{1}{1+P_0} \left[\frac{1+P_0(\beta^2 + (a_{46}E_y)^2 \cos \zeta.L)}{\beta^2 + (a_{46}E_y)^2} + \frac{P_0 a_{46}^2 E_y (\cos \zeta.L - L \sqrt{\zeta} \sin \zeta.L)}{(\beta^2 + (a_{46}E_y)^2)^2} \right] \quad (2.27)$$

Où $E_x = 0.5 \text{ Kv/cm}$ est le champ parallèle et $W_z = 10 \text{ nm}$, L la longueur du canal égale à $1.4 \mu\text{m}$, E_y varie entre l'intervalle $(0-700 \text{ Kv/cm})$.

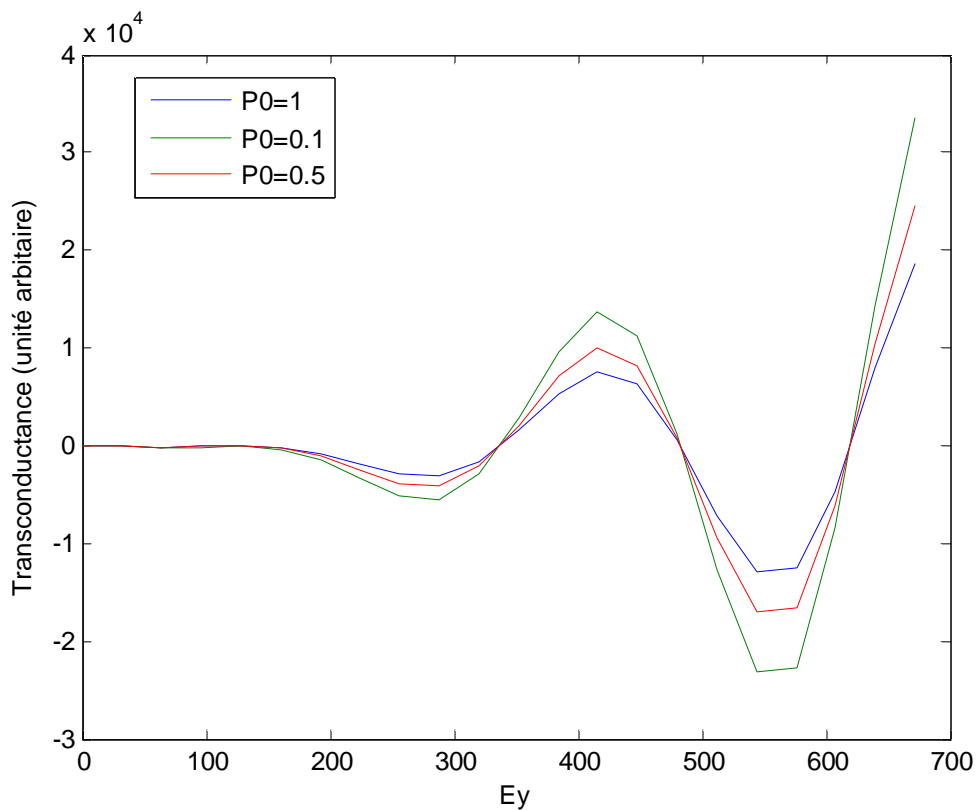


Figure 2.6. Transconductance g_{R+D} en fonction du paramètre E_y en présence du terme du Dresselhaus dans un spin FET à fil quantique $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ pour différentes valeurs de P_0 [$P_0=1$ (bleu), 0.5 (rouge), 0.1 (vert)]

Nous avons considéré que la mobilité est constante pour calculer la variance de courant de drain par rapport le champ perpendiculaire E_y . Dans l'intervalle $(0-150 \text{ Kv/cm})$ la transconductance est négligeable, par contre la variation de cette dernière est significative à partir de 200 Kv/cm . Pour les différentes valeurs de P_0 , nous pouvons voir que l'augmentation de ce



Your complimentary
use period has ended.
Thank you for using
PDF Complete.

[Click Here to upgrade to
Unlimited Pages and Expanded Features](#)

modélisation unidimensionnelle de spin polarisé

à l'amplitude de l'oscillation de la transconductance. Par
de terme de Dresselhaus.

Dans cette partie, nous avons établi une relation de courant de drain en fonction de la polarisation de spin dans un canal 1D d'un spin-FET. A partir de cette étude nous pouvons dire :

- si les électrons sont confinés dans un fil quantique entre la source et le drain, le contrôle de l'orientation de spin conduit à des variations de courant significatives.
- Le terme de Dresselhaus a des influences sur l'expression de la polarisation, le courant I_D et la transconductance particulièrement.

Chapitre 3

bidimensionnelle du spin polarisé

Click Here to upgrade to
Unlimited Pages and Expanded Features

3.1 Précession de spin

Nous avons vu que le couplage spin-orbite est caractérisé par deux termes, celle de Rashba et de Dresselhaus. Dans cette étude, nous convenons que le puit quantique est suivant la direction cristallographique **[100]**. Supposant que $k_y = k_z = 0$, pour la première sous-bande la précession de Dresselhaus s'écrit (26) :

$$\vec{\Omega}_D = \frac{2a_{42}}{\hbar} k_x \left(\frac{\pi}{W_Z} \right)^2 \vec{e}_x. \quad (3.1)$$

D'après [1], la relation qui définit la polarisation est:

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{\Omega}_{tot} \times \vec{P} \quad (3.2)$$

Où $\vec{\Omega}_{tot}$ est le vecteur de précession qui a deux composantes perpendiculaires Ω_R et Ω_D

$$\vec{\Omega}_{tot} = \frac{2a_{42}}{\hbar} k_x \left(\frac{\pi}{W_Z} \right)^2 \vec{e}_x + \frac{2a_{46} E_Y}{\hbar} k_x \vec{e}_z \quad (3.3)$$

Il est très difficile de résoudre cette équation différentielle, alors il est nécessaire de faire une rotation du plan **(X-Z)** avec un angle α autour de l'axe **y**. Soient **X'** et **Z'** les nouveaux axes résultants.

Dans le plan **(X-Z)**, l'angle est donné par [27]:

$$\alpha = \arctan \frac{\Omega_D}{\Omega_R} \quad (3.4)$$

deux termes

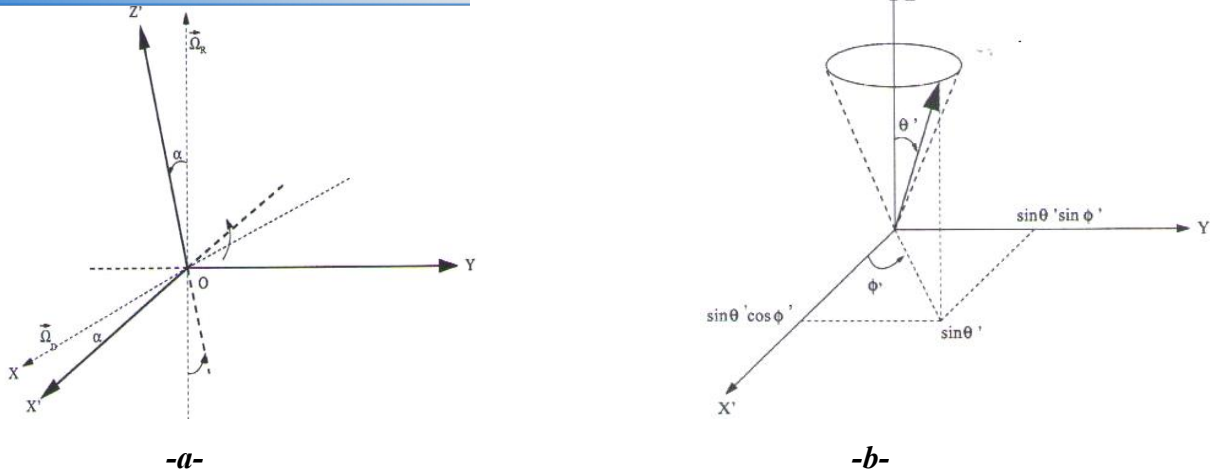


Figure 3.1. a) les axes après la rotation b) les composantes de spin dans les coordonnées $(x'yz')$

Alors nous pouvons écrire l'équation (3.2) dans le nouveau système de coordonnées $X^0Y Z^0$ comme suit:

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \begin{vmatrix} \vec{e}'_x & \vec{e}'_y & \vec{e}'_z \\ 0 & 0 & \Omega \\ P_{X'} & P_Y & P_{Z'} \end{vmatrix} \quad (3.5)$$

Où $\Omega = \sqrt{\Omega_R^2 + \Omega_D^2} = \gamma \cdot k_x$ et $\gamma = \frac{2}{\hbar} \sqrt{\left(\frac{a_{42}\pi^2}{W_Z^2}\right)^2 + (a_{46}E_y)^2}$ (3.6)

Alors nous obtenons le système des équations différentielles suivant :

$$\begin{cases} \frac{dP_X}{dt} = -\Omega P_Y \\ \frac{dP_Y}{dt} = \Omega P_X \\ \frac{dP_Z}{dt} = 0 \end{cases} \quad (3.7)$$

Dans un système de coordonnées sphériques, les composantes de \vec{P} s'écrit :

$$P_{X'} = P_0 \cos \mathcal{G}' \sin \phi' , P_Y = P_0 \sin \mathcal{G}' \sin \phi' \text{ et } P_{Z'} = P_0 \cos \mathcal{G}' \quad (3.8)$$

La substitution de ces expressions dans (3.5) donne:

$$\begin{cases} \frac{d\phi'}{dt} = \Omega(t) = \gamma k_x(t) \\ \frac{d\mathcal{G}'}{dt} = 0 \end{cases} \quad (3.9)$$

$$\varphi'(t) - \varphi'(0) = \gamma \int_0^t k_x(t) dt \quad (3.10)$$

Alors

$$\varphi'(t) - \varphi'(0) = \frac{m^* \gamma}{\hbar} \int_0^t v_x(t) dt = \frac{m^* \gamma}{\hbar} x = \varphi'(x) \quad (3.11)$$

Nous avons adopté l'énergie de dispersion parabolique où la vitesse est donnée par la relation suivante:

$$v_x(t) = \frac{\hbar k_x(t)}{m^*} \quad (3.12)$$

Avant de venir aux dérivées des expressions des composantes de spin comme des fonctions de x , on a besoin de définir \mathcal{G}' .

$$\begin{aligned} \cos \mathcal{G}' &= \frac{\vec{P} \cdot \vec{e}'_z}{|\vec{P}| |\vec{e}'_z|} = \left(\frac{P_x}{P} \right) \sin \alpha + \left(\frac{P_z}{P} \right) \cos \alpha \\ \cos \mathcal{G}' &= \cos \phi \sin \mathcal{G} \sin \alpha + \cos \mathcal{G} \cos \alpha \\ \cos^2 \mathcal{G}' &= (\cos \phi \sin \mathcal{G} \sin \alpha + \cos \mathcal{G} \cos \alpha)^2 \\ \sin \mathcal{G}' &= \sqrt{1 - \cos^2 \mathcal{G}'} \end{aligned} \quad (3.13)$$

Il est facile d'obtenir les composants de \vec{P} dans le système des coordonnées originales ($\mathbf{X} \mathbf{Y} \mathbf{Z}$) à partir des coordonnées ($\mathbf{X}' \mathbf{Y}' \mathbf{Z}'$) comme la suite:

$$\begin{cases} P_x = P_x' \cos \alpha + P_z' \sin \alpha = P \cos \phi' \sin \mathcal{G}' \cos \alpha + P \cos \mathcal{G}' \sin \alpha \\ P_y = P \sin \phi' \sin \mathcal{G}' \\ P_z = P_x' \sin \alpha + P_z' \cos \alpha = P \cos \phi' \sin \mathcal{G}' \sin \alpha + P \cos \mathcal{G}' \cos \alpha \end{cases} \quad (3.14)$$

Utilisons (3.12) et (3.13), nous obtenons:

$$\begin{cases} P_x(x) = P_0 \cos[\varphi'(x) + \varphi'(0)] \cos \alpha + P_x(0) \sin^2 \alpha + P_z(0) \cos \phi' \sin \alpha \\ P_y(x) = P_0 \sin[\varphi'(x) + \varphi'(0)] \\ P_z(x) = -P_0 \cos[\varphi'(x) + \varphi'(0)] \sin \alpha + P_x(0) \sin \alpha \cos \alpha + P_z(0) \cos^2 \alpha \end{cases} \quad (3.15)$$

Avec:

$$P_0^2 = P^2 - P_x^2(0) \sin^2 \alpha - P_z^2(0) \cos^2 \alpha - P_x(0) P_z(0) \sin 2\alpha \quad (3.16)$$

Maintenant, nous considérons la situation où les électrons injectés ont leurs spins polarisés suivant l'axe \mathbf{X} . Alors:

$$\varphi'(0) = 0, P = P_x(0) \quad \text{et} \quad P_y(0) = P_z(0) = 0 \quad (3.17)$$

Les équations précédentes sont simplifiées à:

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

$$\cos\varphi' + \sin^2\alpha] = P_x(0) \frac{[\beta^2 + (a_{46}E_y)^2 \cos(\zeta x)]}{\beta^2 + (a_{46}E_y)^2}$$

$$\left\{ \begin{aligned} P_y(x) &= P_x(0) \sin\alpha \cos\varphi' = P_x(0) \frac{a_{46}E_y \sin(\zeta x)}{\sqrt{\beta^2 + (a_{46}E_y)^2}} \\ P_z(x) &= P_x(0) \sin\alpha \cos\alpha [1 - \cos\varphi'] = \frac{2a_{46}E_y \beta P_x(0)}{\beta^2 + (a_{46}E_y)^2} \sin^2\left(\frac{\zeta x}{2}\right) \end{aligned} \right. \quad (3.18)$$

Où

$$\beta = \frac{\pi^2 a_{42}}{W_z} \quad \text{et} \quad \zeta = \frac{2m^*}{\hbar^2} \sqrt{\beta^2 + (a_{46}E_y)^2} \quad (3.19)$$

Il est possible de vérifier que:

$$P^2_x(x) + P^2_y(x) + P^2_z(x) = I \quad (3.20)$$

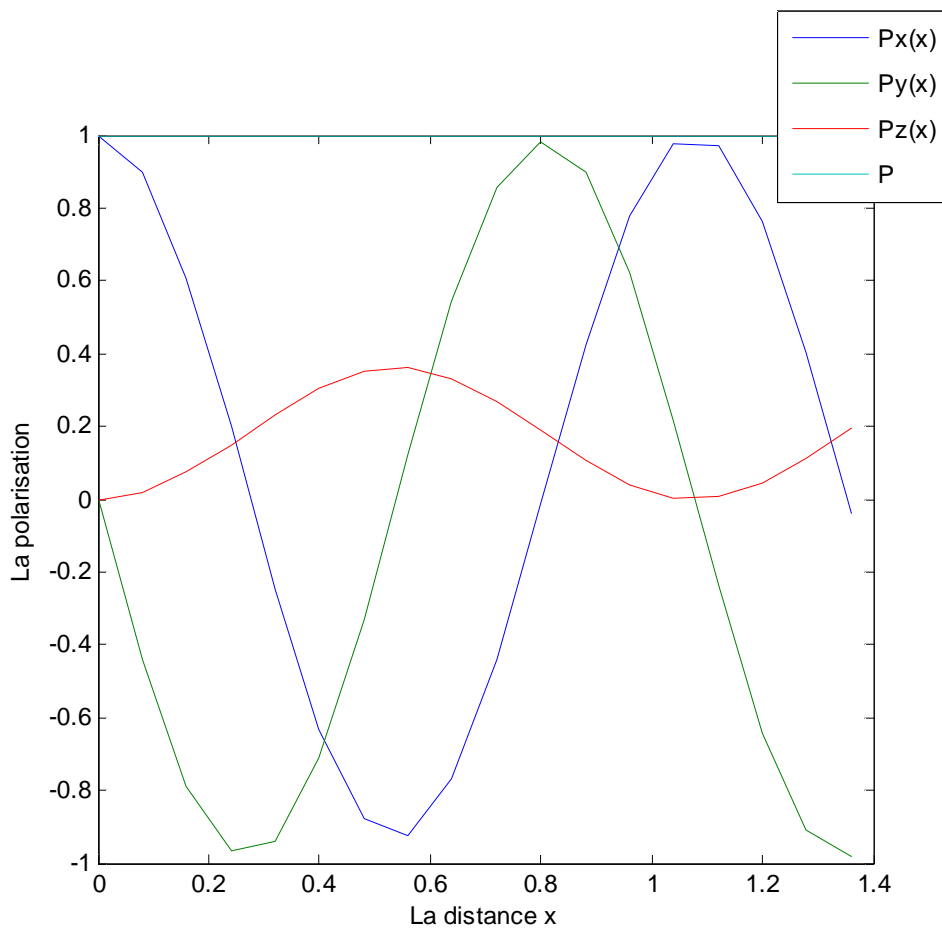


Figure 3.2. les composantes de spin par rapport à x avec $E_y = 240Kv/cm$ et $W_z = 10nm$

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

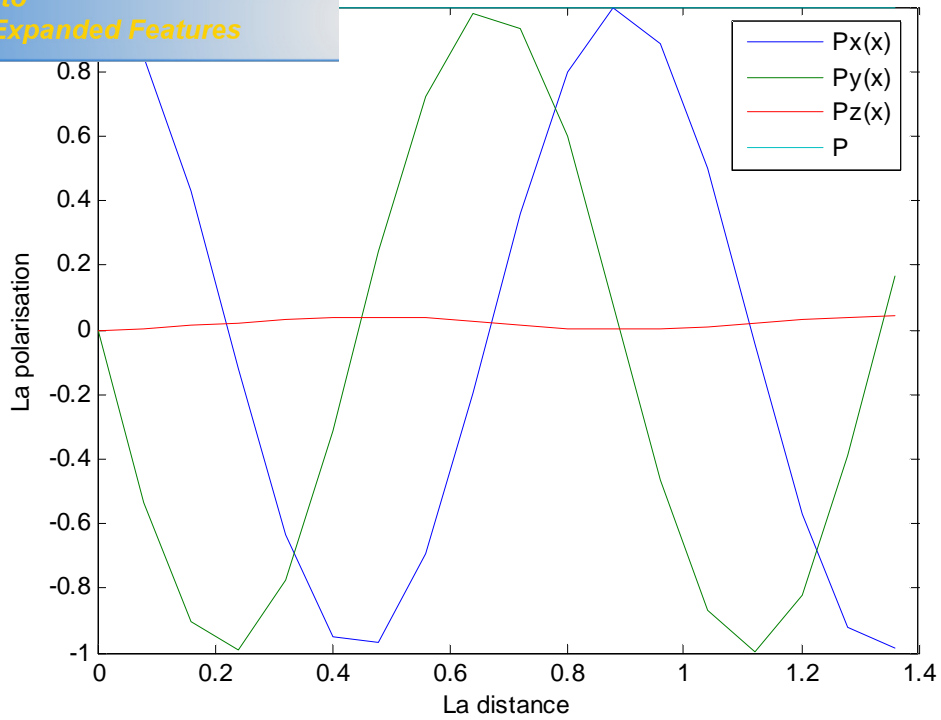


Figure 3.3. les composantes de spin par rapport à x avec $E_y = 240Kv/cm$ et $W_z = 30nm$

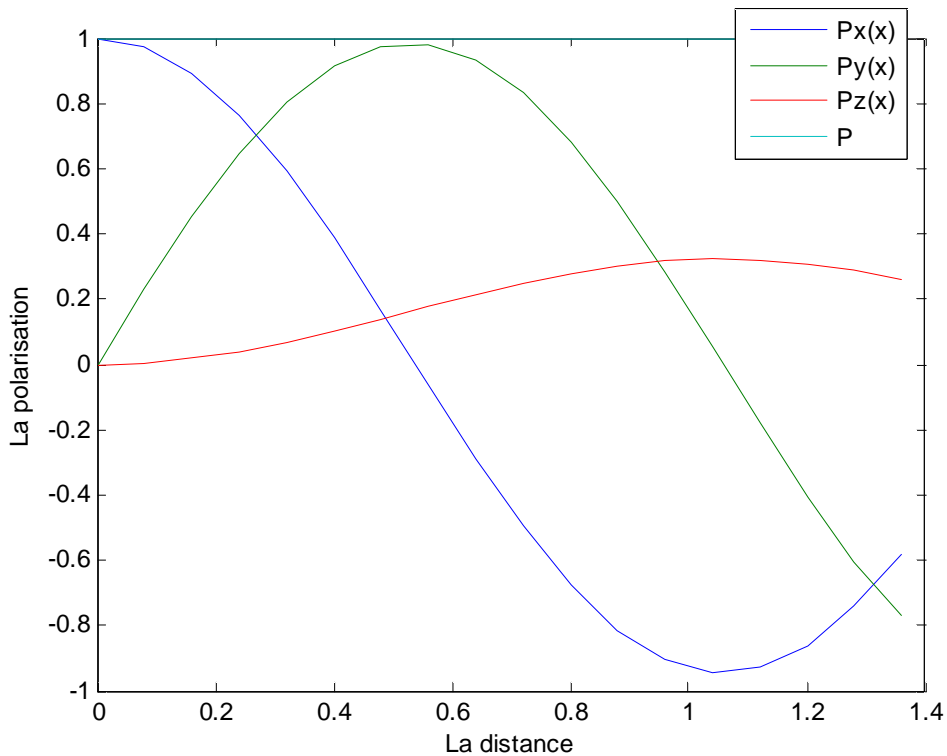


Figure 3.4. les composantes de spin par rapport à x avec $E_y = 270Kv/cm$ et $W_z = 10nm$

une relaxation de spin. Pour cela il faut prendre d'autres paramètres : la largeur suivant la direction \mathbf{Y} . Aussi, nous avons vu que la largeur de puits quantique W_z joue un rôle important pour la polarisation \mathbf{P}_z , dans le cas où $W_z = 30nm$ la polarisation P_z est presque nulle par contre où $W_z = 10nm$ elle devient considérable. La variation qui touche les valeurs de E_y à une influence uniquement sur les valeurs de la polarisation sans annuler ces dernières.

3.3 La polarisation en absence de terme de Rashba:

Dans le cas ou on néglige le couplage de Rashba ($a_{46} = 0$), alors dans toutes les positions \mathbf{X} nous avons:

$$\begin{cases} P_x(x) = P_x(0) \\ P_y(x) = P_z(x) = 0 \end{cases} \quad (3.21)$$

3.4 La polarisation en absence de terme de Dresselhaus:

Mais dans le cas de l'absence du couplage de Dresselhaus ($a_{42} = 0$) nous obtenons:

$$\begin{cases} P_x(x) = P_x(0)\cos\left(\frac{2m^* a_{46} E_y}{\hbar^2} x\right) \\ P_y(x) = P_x(0)\sin\left(\frac{2m^* a_{46} E_y}{\hbar^2} x\right) \\ P_z(x) = 0 \end{cases} \quad (3.22)$$

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

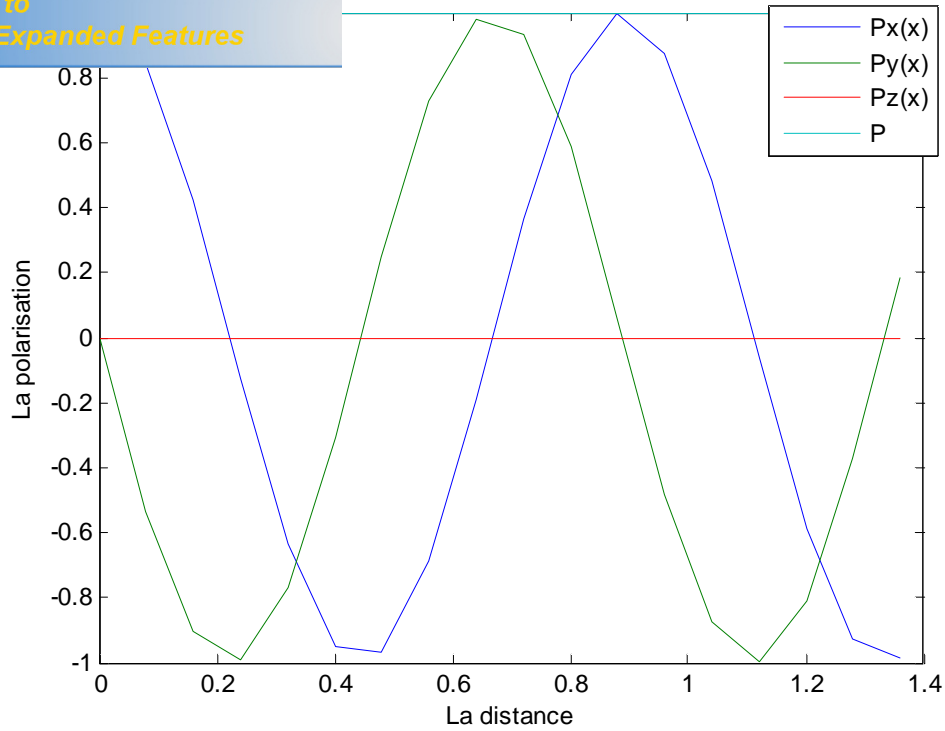


Figure 3.5. les composants de spin par rapport à x avec $E_y = 240Kv/cm$ et $W_z = 10nm$, en absence du terme de Dresselhaus

Nous n'observons dans ces graphes que le terme de Dresselhaus dont l'influence est très importante sur la polarisation suivant la direction Z . cependant dans les deux autres directions X et Y il y a simplement une variation à la période d'oscillation comme il a été constaté dans le chapitre précédent.

lytiquement de la polarisation de spin par rapport la distance x , afin de connaître l'ordre de grandeur de la distance de relaxation de spin d'un gaz d'électrons bidimensionnelle dans hétérostructures III-V associé à la précession de Rashba et de Dresselhaus.

Dans cette étude, nous observons que la relaxation de spin est absente. Pour cela nous proposons de prendre d'autre paramètre par considération. On résume cette proposition à la transition des électrons entre les bandes d'énergie. C'est-à-dire, il faut adopter un autre terme de précession de Dresselhaus.

unitaire \bar{e}	í í	.5
des spins électroniques dans un corps ferromagnétique	í í	.8
Figure 1.3. Allure de la densité d'états dans un métal de transition ferromagnétique	í í í í í	9
Figure 1.4. Magnétorésistance géante dans un système Fe/Cr	í í í í í í í í í í í í	.12
Figure 1.5. Illustration schématique de l'allure de la densité d'états dans une JTM	í í í	...14
Figure 1.6. Transistor à effet et à rotation de spin, ou Spin-FET	í í í í í í í í í í í í	.15
Figure 1.7. Effet de transconductance différentielle négative dans un spin-FET	í í í í í	17
Figure 1.8. Etablissement d'un contact entre un ferromagnétique et un semi-conducteur	í í	...18
Figure 1.9. La structure blende de zinc	í ...í í í	..20
Figure 1.10. Diagramme de bande d'un semi-conducteur III-V proche du centre Γ de la zone de Brillouin	í ..í í í í í í í	..23
Figure 1.11. Représentation du mécanisme Elliot-Yafet. Ce mécanisme est dû à l'interaction des électrons avec les impuretés ionisées ou les phonons	í í í í í í í í í í	.24
Figure 1.12. Représentation du mécanisme DøYakonov-Perelø Ce mécanisme est dû au champ cristallin	í í	.25
Figure 1.13. Rôle relatif joué par les mécanismes BAP et DP dans le GaAs	í í í í í í í	27
Figure 1.14. Allure de la bande de conduction à l'interface d'une hétérostructure à modulation de dopage	í í	...28
Figure 1.15. Mécanisme agissant sur l'orientation de spin	í í í í í í í í í í í í í í í í í	31
Figure 2.1. Polarisation de spin d'un électron en fonction de la distance x dans un fil quantique pour deux valeurs de E_y	í í	36
Figure 2.2. Courant de drain en fonction du champ perpendiculaire dans un spin-FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$	í í	39
Figure 2.3. Transconductance g en fonction du paramètre sans dimension $E_y L/V_R$ dans un spin FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ pour $P_0 = (0.1, 0.35, 0.6, 1)$	í í í í í í	41
Figure 2.4. La polarisation en fonction de distance x dans un spin-FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$, en présence et en absence du terme de Dresselhaus	í í í í í	.42
Figure 2.5. Courant de drain en fonction du champ E_y dans un spin-FET à fil quatique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ en présence du terme de Dresselhaus et de Rashba seul	í í í	43
Figure 2.6. Transconductance g_{R+D} en fonction du paramètre E_y en présence du terme du Dresselhaus dans un spin FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$	í í í í í í í í í í	44

on

in dans les coordonnées (x^0, y^0, z^0) \dots .48

Figure 3.2. les composants de spin par rapport à x avec $E_y = 240Kv/cm$ et $W_z = 10nm$ \dots 50

Figure 3.3. les composants de spin par rapport à x avec $E_y = 240Kv/cm$ et $W_z = 30nm$ \dots 51

Figure 3.4. les composantes de spin par rapport à x avec $E_y = 270Kv/cm$ et $W_z = 10nm$ \dots 51

Figure 3.5. les composants de spin par rapport à x avec $E_y = 240Kv/cm$ et $W_z = 10nm$

en absence du terme de Dresselhaus \dots 53

- and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier, *Phys. Rev. B* 39, 6995 (1989).
- [2] L. Berger, Polarized electrons, *Phys. Rev. B* 54, 9353 (1996).
- [3] G.A. Prinz, Magnetoelectronics, *Science* 282, 1660 (1998).
- [4] E.B. Myers, D.C. Ralph, J.A. Katine, R.N. Louie et R.A. Buhrman, Polarized Electrons in Surface Physics *Science* 285, 867 (1999).
- [5] S. Datta, B. Das, Electronic analog of the electro-optic modulator, *Appl. Phys. Lett.* 56, 665 (1990).
- [6] Loïc Joly, thèse de doctorat "Étude du mouvement du spin d'électrons dans des systèmes ferromagnétiques mesuré en géométrie de réflexion par spectroscopie électronique résolue en spin", Université Louis Pasteur, (2006).
- [7] A. Bournel, Magnéto-électronique dans des dispositifs μ a semi-conducteurs, *Ann. Phys. Fr*, 25 (2000).
- [8] F. J. Albert, J. A. Katine, R. A. Burham, and D. C. Ralph, *Appl. Phys. Lett.* 77, 3809 (2000).
- [9] Jérôme Faure-Vincent, thèse doctorat "Transport tunnel polarisé en spin dans le système épitaxié Fe/MgO/Fe : Interactions magnétiques et Symétries électroniques", Institut National Polytechnique de Lorraine, (2004).
- [10] M. Jullière, *Phys. Lett. A* 54, 225 (1975).
- [11] Kane, L. P. Koussouras, Fabian, and Das Sarma: Spintronics: Fundamentals and applications, *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 76, No. 2, April 2004.
- [12] E.I. Rashba, Properties of semiconductor with extremum loop, I/ Cyclotron and combinational resonance in a magnetic field perpendicular to the plane of the loop, *Sov. Phys.-Solid State* 2, 1109 (1960).
- [13] P. Gallo. Thèse de doctorat "Nanostructures III-V pour l'électronique de spin" université de Toulouse (2006).
- [14] G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip and B. J. van Wees
Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor *Phys. Rev. B* 62, 4790 (2000).

-
- doctorat "Effets de spin dans les
es : modélisation et expériences de magnéto-
transport", L'école polytechnique, septembre (2006).
- [16] A. Bournel, structure des bandes d'énergie, Chap. 3, (2006).
- [17] Christophe Duluard, thèse de doctorat "Contribution à la réalisation d'une
Mémoire Magnétique Intégrée sur Silicium", Université de Josef - Fourier
- Grenoble I -, (2006).
- [18] Martin Kneip, " Magnetization Dynamics in Diluted Magnetic Semiconductor
Heterostructures", Grin (2007).
- [19] R. J. Elliot, Theory of the Effect of Spin-Orbit Coupling on Magnetic Resonance
in Some Semiconductors, Phys. Rev. 96 (2), 266 (1954).
- [20] Y. Yafet, Conduction - electron spin relaxation by transition - element impurities
in copper, Journal of Applied Physics 39, 853 (1968).
- [21] M. I. DøYakonov and V. I. Perelø Spin Orientation of Electrons associated with
the interband absorption of light in semiconductors, Sov. Phys. JETP 33 (5),
1053 (1971).
- [22] G. L. Bir, A. G. Aronov, G. E. Pikus, Spin relaxation of electrons due to
scattering by holes, Sov. Phys. JETP 42 (4), 705 (1975).
- [23] K. Zerrouati, F. Fabre, G. Bacquet, J. Bandet, J. Frandon, Spin-lattice relaxation
in p-type gallium arsenide single crystals, Phys. Rev. B 37 (3), 1334 (1988).
- [24] A. G. Aronov, G. E. Pikus, A. N. Titkov, Spin relaxation of conduction electrons
in p-type III-V compounds, Sov. Phys. JETP 57 (3), 680 (1983).

ssler, Reduced g factor of subband Landau levels

in AlGaAs/GaAs heterostructures for $B \ll 0$, Phys. Rev. Lett. 60, 728 (1988).

[26] Linggang Kong, Gang Du, Xiaoyan Liu, Yi Wang, Jinfeng Kang, and Ruqi Han,

Simulation of Spin-polarized Transport in GaAs/GaAlAs Quantum Well
Considering Intersubband Scattering by the Monte Carlo Method, Peking
University, Beijing, 100871, China (2008).

[27] Sandipan Pramanik, *Student Member, IEEE*, Supriyo Bandyopadhyay, *Fellow, IEEE*, and Marc Cahay, *Senior Member, IEEE*, "Spin Relaxation in the Channel of a Spin Field-Effect Transistor", Vol. 4, No. 1, Janvier (2005)

ck.

étique.

μ_B :	Le magnéton de Bohr.
m_e :	La masse de l'électron.
\vec{S} :	Le moment cinétique angulaire.
S_x, S_y et S_z :	Les composantes du moment angulaire.
$ s, m\rangle$:	L'ensemble des états propres.
$ \uparrow\rangle, \downarrow\rangle$:	Les bases de système orthonormé.
a_1 et a_2 :	Des nombres complexes.
σ_i (i=x, y, z) :	Les matrices de Pauli.
$ \chi\rangle$:	Le vecteur d'état de spin.
P :	La polarisation de spin.
P_i (i=x, y, z) :	Les composants de la polarisation.
$ \Psi\rangle$:	La fonction d'état de spin d'un mélange statistique d'états.
c_n :	Des nombres complexes.
ρ :	La matrice de densité.
U_{ech} :	Le potentiel d'échange.
J_{ech} :	L'intégrale d'échange.
γ :	Le rapport gyromagnétique.
B_e :	Le champ moléculaire.
ΔE :	Spin splitting.
$n_{\uparrow(\downarrow)}$:	Le nombre total d'états à spin vers le haut (vers le bas).
M :	Le moment magnétique global.
GMR :	La magnéto-résistance géante.
TMR :	La magnéto-résistance tunnel.
R :	La résistance.
G :	La conductance.
$(\uparrow\uparrow; \uparrow\downarrow)$:	Parallèle et antiparallèle.
V_G :	La tension de grille.
$U_{e\uparrow}$ et $U_{e\downarrow}$:	Les potentiels chimiques des porteurs vers le haut (vers le bas).

on.

ers le haut (vers le bas).

E_g :	La largeur bande d'énergie interdite.
m_0 :	La masse de l'électron libre.
H :	Le hamiltonien.
H_{SO} :	Le hamiltonien de couplage spin-orbite.
$V(r)$:	Le potentiel cristallin.
\hat{p} :	L'opérateur d'impulsion.
$u_{nk}(r)$:	La fonction de Bloch.
k :	Le vecteur d'onde.
c :	La vitesse de la lumière.
\vec{L} :	Le moment cinétique orbital.
\vec{B}_{eff} :	Le champ magnétique efficace.
\vec{E} :	Le champ électrique électrostatique.
\vec{v} :	Le vecteur de vitesse.
Γ :	Le centre de la zone de Brillouin.
P_1 :	L'élément matrice du moment.
$\bar{\Delta}$:	Le couplage spin-orbite.
Δ_0 :	L'écart énergétique.
τ_{sf} :	Le temps de relaxation.
τ_m :	La durée entre deux collisions.
T :	La température.
k_B :	La constante de Boltzmann.
B :	Une constante caractérise la structure de la bande de conduction.
f :	La fonction de Dirac.
$\vec{\Omega}$:	Le vecteur de précession.
k_i ($i=x, y, z$) :	Les composants de vecteur d'onde.
$\langle k_y^2 \rangle$:	La valeur moyen.
H_R :	Le hamiltonien de Rashba.
b :	Le paramètre de l'interaction spin-orbite.

a.

a.

E_y :	Le champ perpendiculaire.
E_x :	Le champ parallèle.
T_{rR} :	Le temp de retournement du spin.
$\langle t_v \rangle$:	Le temps de vol libre.
\vec{D} :	La précession de Dresselhaus.
a_{42} :	La constante de Dresselhaus.
L :	La longueur du canal
W :	La largeur du canal.
P_0 :	La polarisation initiale.
m^* :	La masse effective.
ϵ_0 :	La permittivité du vide.
ϵ_{SC} :	La permittivité du semi conducteur.
μ :	La mobilité.
I_D :	Le courant de drain.
g :	La transconductance en présence de terme de Rashba seul.
g_{R+D} :	La transconductance en présence de terme de Rashba et de Dresselhaus.



*Your complimentary
use period has ended.
Thank you for using
PDF Complete.*

**[Click Here to upgrade to
Unlimited Pages and Expanded Features](#)**

.....	1
ux.....	3
.....	3
1.2. Polarisation.....	4
1.2.1 Faisceau d'électrons polarisés en spin.....	4
1.2.1.1. Observable de spin.....	4
1.2.1.2. Etat de spin pur.....	5
1.2.1.3. Matrice densité.....	7
1.2.2. Propriétés des matériaux ferromagnétiques.....	8
1.3. Généralités sur la spintronique.....	10
1.3.1 Les quatre pierres angulaires de la spintronique.....	10
1.3.2 Les jonctions tunnel magnétiques.....	11
1.3.3 La magnétorésistance géante (GMR).....	11
1.3.4 La magnétorésistance tunnel (TMR).....	13
1.4. La spintronique dans des dispositifs à semi-conducteur.....	14
1.4.1. Transistor à effet de champ à rotation de spin ou le Spin óFET.....	14
1.4.2. Application potentielle.....	16
1.4.3. Injection de porteurs polarisés dans un matériau semi-conducteur.....	17
1.4.4. Contacts ferromagnétiques et l'établissement d'un courant polarisé dans un semi-conducteur.....	18
1.5. Propriétés physiques des semi-conducteurs III-V.....	19
1.6. Théorie k.p.....	20
1.7. Mécanismes agissant sur le spin dans les semi-conducteurs.....	24
1.7.1. Mécanisme ElliotóYafet (EY).....	24
1.7.2. Mécanisme DøYakonov-Perel (DP).....	25
1.7.3. Mécanisme Bir, Aronov et Pikus (BAP).....	26
1.7.4. Estimation théorique.....	26
1.8. Couplage spin-orbite de Dresselhaus.....	27
1.9. Couplage spin-orbite de Rashba.....	27
1.10. Effet du mécanisme de Rashba sur l'orientation de spin.....	29
Conclusion.....	33
Chapitre 2: Modélisation unidimensionnelle de spin polarisé.....	34
2.1. Précession de spin.....	34
2.2. Variations du courant de drain.....	37
2.3. Intérêt du spin óFET.....	40
2.4. Influence du terme du Dresselhaus.....	42
2.5. Influence du terme du Dresselhaus sur la transconductance.....	44
Conclusion.....	46
Chapitre 3 : Modélisation bidimensionnelle du spin polarisé.....	47
3.1 Précession de spin.....	47



PDF Complete

Your complimentary use period has ended. Thank you for using PDF Complete.

[Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features](#)

es deux termes.....	48
terme de Rashba.....	52
terme de Dresselhaus.....	52
Conclusion.....	54
Conclusion générale.....	55
Référence.....	56

Spin polarisé à deux dimensions

RESUME

Dans cette thèse nous avons fait une étude bidimensionnelle de phénomène de transport de spin polarisé dans les semi-conducteurs. Une étude théorique et numérique a été réalisée dans le cas d'un dispositif appelé transistor spin FET où il a été question de mettre en évidence ce type de transport.

Ainsi donc en se basant sur des récentes études sur les contacts ferromagnétique semiconducteur, on a pu étudier la transconductance de ce transistor qui s'agit d'un transistor de type HEMT dans lequel on remplace la source et le drain par des contacts ferromagnétique. Le contact de source joue le rôle de polariseur de spin pour les électrons injectés dans le canal de conduction du transistor et le contact de drain est analyseur de spin pour ceux parvenus en fin de canal. Le courant de drain varie ainsi avec les orientations relatives du spin des électrons en fin de canal et de l'aimantation du contact de drain. Or, il est possible de le contrôler, grâce à la tension de grille.

Cette étude a été couronnée par une analyse numérique en fonction du champ extérieur et des caractéristiques internes du semiconducteur.

Mots-Clés: Semiconducteurs, Spintronique, Transistor spin-FET, Transport de spin, Couplage spin-orbite de Rashba, Précession de spin.

onal transport of spin polarized

ABSTRACT

In this thesis we have made a study of two-dimensional phenomenon of spin polarized transport in semiconductors. A theoretical and numerical study is carried out in the case of a device called transistor spin FET where there was some discussion about highlighting this type of transport.

Thus by basing on recent studies on the contacts ferromagnetic semiconductor, one could study the transconductance of this transistor which acts of a transistor of the type HEMT in which one replaces the source and the drain by contacts ferromagnetic. The contact of source plays the part of polarizer of spin for the electrons injected into the channel of conduction of the transistor and the contact of drain is analyzer of spin for those arrived at the end of the channel. The current of drain varies thus with the relative orientations of the spin of the electrons at the end of the channel and the magnetization of the contact of drain. However, it is possible to control it, thanks to the grid voltage.

This study was crowned by a numerical analysis according to the field external and internal characteristics of the semiconductor.

Key Words: Semiconductor, Spintronic, Transistor spin-FET, Transport of spin, Spin-orbit coupling of Rashba, Precession of spin

الملخص

في هذا العمل قمنا بدراسة ثنائية البعد لظاهرة النقل للسبين المستقطب في أنصاف النواقل. هذه الدراسة النظرية والرقمية التي قمنا بها على صمام يعرف spin-FET والذي يبدي جليا هذه الظاهرة. لقد ركزنا في هذه الدراسة على التماس الفيرومغناطيسي لأنصاف النواقل. هذه الأخيرة مكنتنا من تتبع خصائص هذا الصمام الذي يحاكي صمام HEMT مع تعويض المنبع والمخرج بتماس فيرومغناطيسي. المنبع يلعب دورا كمستقطب للالكترونات المحقونة في قناة النقل والمخرج عبارة عن محلل للسبين الوارد لنهاية القناة. تيار المخرج يتغير بدلالة الاتجاه النسبي للسبين وتمغنت المخرج. مع إمكانية مراقبة هذا التيار بوجود كمون القاعدة. مما مكنتنا من تحديد الخصائص الداخلية لهذا الصمام بدلالة الحقل الكهربائي الخارجي.

الكلمات المفتاح: spin-FET, السبين, بينترونيك, سبين مستقطب, تراكب Rashba, تراكب السبين, أنصاف النواقل