

Thèse présentée pour obtenir le grade de  
Docteur de l'Université Louis Pasteur  
Strasbourg I

Discipline : Physique de la matière condensée

par

Logane TATI BISMATHS

---

Etude du mouvement du spin d'électrons dans les  
puits quantiques dépendants du spin

---

Soutenue publiquement le 19/09/2008

**Membres du jury :**

Directeur de Thèse : Wolfgang Weber  
Rapporteur Interne : Eric Beaurepaire  
Rapporteur Externe : Henry-Jean Drouhin  
Rapporteur Externe : Stéphane Mangin  
Examineur : Bernard Doudin



# Résumé

Mis en évidence pour la première fois dans les années vingt du siècle précédent, le spin de l'électron a été longtemps ignoré dans les dispositifs électroniques qui n'exploitaient ainsi que la charge de l'électron. Ceci a changé avec la découverte de la magnétorésistance géante il y a une vingtaine d'années. Cet effet, qui résulte de la diffusion dépendant du spin des électrons dans les matériaux ferromagnétiques, a entraîné une augmentation de l'intérêt pour le spin de l'électron. En effet, l'utilisation du spin comme degré de liberté supplémentaire ouvre la voie à une nouvelle discipline : l'électronique de spin. Celle-ci à terme, elle devrait permettre d'améliorer les performances des composants et d'accroître la capacité des mémoires.

Outre cet effet de magnétorésistance géante qui montre que le transport d'électrons peut être fortement affecté par l'orientation de l'aimantation dans des multicouches ferromagnétiques, il existe un autre phénomène découvert il y a une dizaine d'années par Slonczewski et Berger : le transfert de moment angulaire d'un courant d'électrons polarisés en spin à l'aimantation d'un matériau ferromagnétique. Ce nouveau phénomène permet notamment de renverser l'aimantation d'une couche ferromagnétique sans appliquer de champ magnétique. La compréhension de ce phénomène a beaucoup progressé grâce aux nombreux travaux de recherche réalisés sur le sujet. Les efforts de recherche sont par contre beaucoup plus orientés vers l'étude du transfert de spin d'un milieu solide à un autre. La compréhension de l'effet du transfert de spin serait encore améliorée si l'on connaissait les états de spin des électrons entrant et sortant du système ferromagnétique. Ceci est possible dans une expérience dans laquelle la polarisation des électrons est mesurée avant et après interaction avec le film ferromagnétique. La conservation du moment angulaire total permet donc de caractériser l'effet du transfert de spin d'électrons par la mesure du mouvement du spin d'électrons après interaction avec le film ferromagnétique.

De nombreuses expériences étudiant l'interaction des électrons polarisés en spin ont déjà été réalisées dans une configuration où l'aimantation du matériau ferromagnétique est parallèle ou antiparallèle à la polarisation des

électrons. Elles ont permis la mise au point des filtres de spin qui peuvent être utilisés comme détecteur de spin. Cependant, dans une telle configuration l'aimantation n'exerce aucun couple sur le spin de sorte qu'aucun mouvement de spin ne peut être observé. Une façon d'obtenir un mouvement du spin d'électrons est d'orienter le vecteur polarisation du faisceau d'électrons perpendiculairement à l'aimantation. Dans cette configuration perpendiculaire, le couple exercé par l'aimantation sur le spin est maximal et entraîne un mouvement de la polarisation qui peut être décomposé en deux sous-mouvements : une précession autour de l'aimantation et une rotation dans la direction parallèle ou antiparallèle à l'aimantation. Le dispositif expérimental nécessaire à ces expériences est constitué d'une source d'électrons polarisés, d'un film ferromagnétique, d'un analyseur d'énergie et d'un détecteur de spin, le tout maintenu sous ultravide. En géométrie de réflexion, les électrons spéculairement réfléchis sur l'échantillon passent à travers un analyseur d'énergie. Le spin des électrons réfléchis est en suite analysé à l'aide d'un détecteur de spin.

Cette technique a été utilisée dans ce travail pour étudier les paramètres qui influencent le transfert de spin en particulier dans des systèmes constituant des puits quantiques dépendant du spin.

Dans la première partie de ma thèse, j'ai étudié les effets du confinement dans le système Au/Co(001). J'ai observé des oscillations très prononcées de l'intensité des électrons réfléchis aussi bien que des angles du mouvement du spin (rotation et précession) en fonction de l'épaisseur d'Au. Une analyse des données expérimentales basée sur le modèle d'interféromètre de Fabry-Pérot a permis d'éclaircir les rôles respectifs des réflectivités à la surface du film d'Au et à l'interface Au/Co, du libre parcours moyen des électrons dans l'Au, de la contribution des électrons diffusés et du mode de croissance du film d'Au. En outre, j'ai montré que les trois quantités mesurées (réflectivité des électrons, angles de précession et de rotation) peuvent être décrites par le modèle d'interféromètre et ce fait peut être exploité pour étudier les propriétés de réflexion de l'interface Au/Co.

Dans la seconde partie de ma thèse, j'ai étudié le mouvement du spin d'électrons dans des films de Fe déposés sur un monocristal d'Ag(001). Ce mouvement présente des oscillations en fonction de l'épaisseur du Fe. Deux périodes d'oscillations ont été identifiées : une longue période, qui est liée à l'apparition des interférences quantiques dans la couche de Fe et qui dépend donc de l'énergie des électrons incidents, et une courte période d'une monocouche indépendante de l'énergie des électrons incidents attribuée à la variation périodique de la morphologie du film de Fe qui alterne entre une couche d'atomes complète et incomplète. Ainsi, cette expérience a mis en évidence une extrême sensibilité de l'effet du transfert de spin à la morphologie

du film de Fe.



# Remerciements

- Avant tout, j’adresse mes sincères remerciements à Wolfgang Weber inoubliable directeur de thèse. Les conseils, les critiques et le soutien dont tu m’as fait bénéficier se sont révélés précieux tout au long de mon travail de thèse et m’ont permis d’approfondir ma réflexion. Aussi pour ton sens de l’humour.
- Je remercie Messieurs Eric Beaurepaire, Bernard Doudin, Henri-jean Drouhin et Stéphane Mangin de m’avoir fait l’honneur de siéger dans mon jury de thèse.
- Un grand merci à ceux qui m’ont accueilli à l’Institut de Physique et Chimie des Matériaux de Strasbourg (IPCMS) Marc Drillon, Charles Hirlimann, Jean-Paul Kappler.
- Merci à Fabrice Scheurer pour les discussions diverses, son aide dans l’interprétation des images LEED et sa bonne humeur.
- Je remercie Loïc Joly de m’avoir initié, aidé dans les différentes étapes de la prise en mains du dispositif expérimental. Mais aussi d’avoir pris sur son temps pour m’aider à mieux programmer.
- Un grand merci à Rodolfo Jalabert de m’avoir donné la possibilité de faire le DEA de physique de la matière condensée et de son aide dans les formalités administratives pour mon arrivée à Strasbourg.
- Merci à Abdelkaher Bourzami avec qui j’ai eu la chance de travailler durant trois mois, et dont les conseils m’ont beaucoup aider.
- Je remercie Manuel Acosta, Jacek Arabski, Arnaud Boulard, Jacques Faerber, Dominique Hebting, Michelangelo Romeo et Daniel Spor pour les dépannages et leur aide lors des diverses réparations.
- Merci à Kokou Dorkenoo (Honorat) pour ses conseils.
- Je remercie Monique Dell et Veronique Wernher pour leurs constantes bonne humeur et gentillesse.
- Merci à mes collègues thésards : Jeremy Andrea, Jean-baptiste Beaufrand, Thibaut Berdot, Jean BESBAS, Herrade Bieber, Guillaume Dalmas, Lamjed Debbichi, Peter Falloon, Vina Faramarzi, Jean baptiste Fleury, Dorothee Lebhertz, Petru Luncapopa, Emmanuel Maurat, Na-

bil Najjari, Mathieu Planat, Gabriel Vasseur, Julien Vénuat, Vicent Vlaminck, Nader Yacoub.

- Je remercie l'équipe du Gemme : Mébarek Alouani, Matthieu Bailleul, Olivier Bengone, Samy Boukari, Martin Bowen, Alain Carvalho, Victor Da Costa, Claude Demangeat, David Halley, Yves Henry, Neil Kemp, Christophe Kieber, Hicham Majjad, Pierre Panossod, Véronique Pierron-Bohnes, Lucie Routaboul, Guy Schmerber, Corinne Ulhaq-Bouillet.
- Je remercie aussi mes amis Euloge Tchikaya, Gilles Malonga, Francis Sekangué dont la présence m'a aidé dans les moments difficiles.
- Un grand merci à tous potes de Football qui ont égayé mes dimanches après-midis.
- Cette thèse n'aurait peut être pas pu avoir lieu, si un certains nombre de personne n'avaient, un jour ou un autre donné un coup de pouce sans même se douter combien leur aide m'aura été précieux. Je pense à : Anna Cebal, arnaud Mankou, Socrates Peguy Bouzingou, Romaric Mantsouka, Rodrigues Mafouana, Barnard M'passi-Mabiala, Paul-sand Moussounda, Chantal et Stanislas Bouekassa.
- Je voudrais aussi mentionner le soutien sans faille de mes parents Marie-louise Makosso et Gerard Tati, de Lemadre Tati-Louboungou, Alphon-sine, Julien, Gisèle et Georges Makosso et de toute ma famille.
- Un big bisou à Christèle Vanga Bouanga.



# Table des matières

<b>I</b>	<b>Théorie et dispositif expérimental</b>	<b>5</b>
<b>1</b>	<b>Spin et mouvement du spin</b>	<b>7</b>
1.1	Electrons polarisés en spin . . . . .	7
1.1.1	Spin de l'électron . . . . .	7
1.2	Polarisation en spin . . . . .	8
1.2.1	Etat de spin . . . . .	8
1.2.2	Faisceau d'électrons polarisés en spin . . . . .	9
1.2.3	Matrice densité . . . . .	12
1.3	Mouvement du vecteur polarisation . . . . .	13
<b>2</b>	<b>Techniques expérimentales</b>	<b>19</b>
2.1	Principe de l'expérience . . . . .	20
2.2	Production d'électrons polarisés en spin . . . . .	21
2.2.1	AsGa : source d'électrons polarisés . . . . .	21
2.2.2	Méthode d'activation du cristal d'AsGa . . . . .	24
2.3	Chambre principale . . . . .	26
2.3.1	Optique électronique avant l'échantillon . . . . .	27
2.3.2	Optique électronique après l'échantillon . . . . .	29
2.3.3	Porte-échantillon . . . . .	30
2.3.4	Evaporateur . . . . .	31
2.3.5	Microbalance à quartz . . . . .	32
2.3.6	Décapage ionique . . . . .	33
2.3.7	LEED . . . . .	33
2.3.8	Spectroscopie Auger . . . . .	33
2.3.9	Schéma des potentiels dans l'expérience . . . . .	34
2.4	Détection de spin . . . . .	36
2.4.1	Principe du détecteur de Mott . . . . .	36
2.4.2	Fonctionnement du détecteur de Mott . . . . .	39
2.4.3	Détection des électrons . . . . .	45

<b>II</b>	<b>Résultats et discussions</b>	<b>47</b>
<b>3</b>	<b>Oscillations du mouvement du spin d'électrons dans le système Au/Co(001)</b>	<b>49</b>
3.1	Echantillon . . . . .	50
3.2	Résultats expérimentaux . . . . .	54
3.2.1	Intensité réfléchie . . . . .	54
3.2.2	Précession et rotation . . . . .	58
3.3	Modèle d'interféromètre de Fabry-Pérot . . . . .	62
3.3.1	Modèle d'interféromètres indépendants . . . . .	63
3.3.2	Modèle avec cohérence spatiale . . . . .	64
3.4	Modélisation . . . . .	65
3.4.1	Influence du rapport des réflectivités . . . . .	65
3.4.2	Influence du libre parcours moyen des électrons . . . . .	66
3.4.3	Dépendance en spin de la réflectivité à l'interface Au/Co . . . . .	66
3.4.4	Influence des électrons diffusés . . . . .	69
3.4.5	Influence du mode de croissance . . . . .	74
3.5	Ajustement des données expérimentales . . . . .	75
3.6	Conclusion . . . . .	83
<b>4</b>	<b>Mouvement du spin d'électrons dans le système Fe/Ag(001)</b>	<b>85</b>
4.1	Echantillon . . . . .	85
4.2	Résultats expérimentaux . . . . .	89
4.3	Discussion . . . . .	95
4.3.1	Oscillations dues aux interférences quantiques . . . . .	95
4.3.2	Oscillations dues à la morphologie du film . . . . .	97
4.4	Conclusion . . . . .	102

# Introduction

Les propriétés des matériaux ferromagnétiques sont depuis toujours utilisées pour le stockage des données dans les disques durs. Depuis la découverte de la magnétorésistance géante (MRG) [1, 2] et de la magnétorésistance tunnel (MRT) [3], ces matériaux sont devenus des candidats à la réalisation de mémoires. La MRG résulte de la diffusion dépendante de spin de l'électron dans un système de multicouches constitué par deux couches ferromagnétiques séparées par une couche non-magnétique. Elle a ouvert la voie à de nouveaux domaines de recherche dans le magnétisme, avec pour objectif l'amélioration de la qualité des nanostructures, mais a surtout conduit les chercheurs à s'intéresser de plus près au spin de l'électron. Ainsi, actuellement parmi les sujets les plus en vue tant dans la recherche fondamentale qu'appliquée on trouve : la génération d'électrons polarisés en spin, leur transmission ou leur transport à travers la matière, ou encore l'excitation et le retournement de l'aimantation d'une couche ferromagnétique par "spin-torque" (couple exercé par les électrons d'un faisceau polarisé en spin sur les électrons établissant l'aimantation du matériau ferromagnétique).

La MRG a révolutionné la conception des disques durs, et est un facteur déterminant dans leur miniaturisation. Elle a aussi permis le développement de nouveaux types de mémoires : les MRAM ("Magnetic Random Access Memory"), non-volatiles donc moins gourmande en énergie qui contrairement aux DRAM ("Dynamic Random Access Memory") actuelles peuvent stocker l'information sans apport d'énergie.

Dans les MRAM la lecture se fait avec des têtes utilisant la technologie de la MRT. L'écriture se fait quant à elle, par application d'un champ magnétique fort. Pour cela on utilise deux courants assez forts, l'un dans une "word line" et l'autre dans un "bit line", ce qui implique une consommation d'énergie importante, limitant la portabilité (déchargement rapide de la batterie). Cette technique limite aussi le nombre de bits que l'on peut disposer par unité de surface. En effet, pour éviter le "cross-talking" (interférence d'adressage), c.à.d qu'un bit voisin ne soit pas retourné involontairement, il faut une distance minimale entre deux éléments consécutifs, ce qui limite la

densité des mémoires.

Le transfert de moment angulaire prédit par Berger [4] et Slonczewski [5] permet de renverser l'aimantation d'une couche ferromagnétique sans appliquer de champ magnétique. Les électrons polarisés en spin injectés dans la couche ferromagnétique interagissent avec les électrons qui établissent l'aimantation du film, transférant leur moment angulaire. Il a été prouvé qu'il est possible de retourner complètement l'aimantation dans des systèmes multicouches nanostructurés, en injectant un courant polarisé en spin de densité suffisante, de l'ordre de  $10^9$  A/cm<sup>2</sup> pour les ferromagnétiques ordinaires (Co, Fe, Ni) [6, 7], et de  $10^7$  A/cm<sup>2</sup> pour des hétérostructures magnétiques à base de semi-conducteurs ( $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ , ...) [8]. La maîtrise de cette technique devrait à terme conduire à la disparition dans les MRAM des "word line" et "bit line" pour une seule tête de lecture/écriture. Cela permettrait de mettre en œuvre des mémoires encore moins gourmandes en énergie, plus rapides, mais aussi avec des capacités de stockage plus élevées. En effet, le courant pour l'écriture étant localisé sur l'élément à commuter, il n'y aurait par conséquent pas de "cross-talking" avec les éléments voisins et les bits pourraient alors être rapprochés.

Bien que les connaissances dans le domaine du transfert de spin dans les matériaux ferromagnétiques aient beaucoup progressé ces dernières années, elles pourraient encore être améliorées si l'on connaissait l'état de spin des électrons avant et après interaction avec un matériau ferromagnétique. Ceci est possible dans une expérience de diffusion d'électrons polarisés en spin dans les systèmes ferromagnétiques. La conservation du moment angulaire total dans ce genre d'expérience implique que le couple exercé sur l'aimantation peut se déduire du déplacement angulaire du spin. L'étude du transfert de spin peut donc se faire par la mesure des angles du mouvement de spin d'un faisceau d'électrons polarisés en spin induit par l'aimantation de la couche ferromagnétique. En effet, à part l'absorption dépendant de spin qui est responsable de la MRG, il existe aussi un mouvement du spin. Alors que l'absorption dépendant du spin a été beaucoup étudiée ces dernières années, le mouvement du spin n'a fait l'objet que de très peu d'études. En effet, dans la plupart des expériences de diffusion d'électrons la polarisation du faisceau est parallèle ou antiparallèle à l'aimantation du film ferromagnétique. Dans cette configuration aucun mouvement du spin ne peut être observé, car le couple exercé par l'aimantation sur le spin est nul. Un mouvement du spin n'est possible que lorsque l'aimantation est non-colinéaire au spin incident.

Différentes expériences de diffusions d'électrons polarisés sur les systèmes ferromagnétiques ont été réalisées dans une configuration où le vecteur polarisation du faisceau incident est perpendiculaire à l'aimantation de la couche ferromagnétique, tant en géométrie de transmission [9] que de réflexion [10].

La polarisation du faisceau transmis ou réfléchi montre alors un mouvement du spin qui peut être décomposé en deux sous-mouvements : une précession autour de l'aimantation et une rotation dans la direction parallèle ou antiparallèle à l'aimantation. Le but de ce travail a consisté à améliorer la compréhension du phénomène de transfert de spin à travers la matière en général et les matériaux magnétiques en particulier, mais surtout d'étudier les effets de confinements des électrons sur le transfert de spin (qui sont par exemple à l'origine des oscillations du couplage d'échange entre deux films ferromagnétiques séparés par un film non magnétique).

La première partie du travail a consisté à étudier dans une configuration aimantation-polarisation perpendiculaire le mouvement du spin des électrons réfléchis dans un puits quantique dépendant du spin. Le puits est formé par le système Au/Co(001). La présence d'une interface magnétique et l'apparition des états quantiques dans la couche d'Au entraîne un comportement oscillatoire des angles du mouvement de spin. Ce comportement oscillatoire est bien décrit par le modèle d'interféromètre de type Fabry-Pérot, ce qui permet de remonter aux propriétés de réflexion de l'interface qui ne sont pas accessibles expérimentalement d'une façon directe.

Dans la seconde partie, nous avons réalisé une étude similaire, avec le système Fe/Ag(001). Ici, des états quantiques apparaissent dans la couche de Fe qui fournit aussi la dépendance au spin du système. Le phénomène de transfert de spin montre une extrême sensibilité à la rugosité du film de Fe.

On ne saurait aborder l'étude sans la description des concepts et du dispositif expérimental. Dans le premier chapitre de ce document, nous mettrons en place tous les termes et outils mathématiques qui nous permettront de nous familiariser avec le spin de l'électron et de décrire son mouvement après interaction avec un matériau ferromagnétique. Le deuxième chapitre est consacré à la description du dispositif expérimental : de la production d'un faisceau d'électrons polarisés à la mesure des angles du mouvement du spin. Dans le troisième chapitre, nous présenterons les résultats de mesure de l'intensité réfléchie et des angles de précession et de rotation en fonction de l'épaisseur d'Au dans le système Au/Co(001) pour différentes valeurs d'énergie d'électrons incidents. L'intensité et les angles des mouvements du spin montrent un comportement oscillatoire que l'on peut modéliser par les interférences de type Fabry-Pérot. Nous clarifierons par la suite l'importance des différents paramètres utilisés dans le modèle : les réflectivités à la surface du film d'Au et à l'interface Au/Co, le libre parcours moyen des électrons dans l'Au, la contribution des électrons diffusés et le mode de croissance du film d'Au. Nous verrons par la suite que la modélisation permet d'étudier les propriétés de réflexion de l'interface. Le quatrième chapitre présente les résultats de l'étude du mouvement du spin dans le système Fe/Ag(001) en fonction de

l'épaisseur de Fe, pour différentes énergies des électrons incidents. Les angles du mouvement du spin montrent une très forte sensibilité à la morphologie du film de Fe dans une gamme d'énergie très limitée.

Première partie

Théorie et dispositif expérimental





# Chapitre 1

## Spin et mouvement du spin

Dans le cadre de l'étude que nous allons mener tout le long de ce document, à savoir le mouvement du spin d'un faisceau d'électrons dans les puits quantiques dépendants du spin, il est nécessaire de se familiariser avec les termes spin et polarisation. Dans ce chapitre nous développerons les outils pour la description quantique du spin d'électrons, du faisceau d'électrons polarisés en spin et de l'interaction du faisceau d'électrons avec des matériaux ferromagnétiques.

### 1.1 Electrons polarisés en spin

#### 1.1.1 Spin de l'électron

En 1921, Stern et Gerlach [11] font passer un faisceau d'atomes d'Ag dans une région où règne un champ magnétique à fort gradient vertical. Les atomes d'Ag sont déviés et laissent sur l'écran deux taches symétriques par rapport à l'axe original du faisceau incident, alors qu'on s'attendait à une seule tache allongée, correspondant au spectre continu des valeurs possibles. Pour expliquer ce résultat Uhlenbeck et Goudsmith [12] proposent en 1925 l'hypothèse de l'existence d'un moment cinétique intrinsèque (ou spin) indépendant des coordonnées spatiales. On admet alors qu'un électron possède un moment cinétique intrinsèque  $\vec{S}$  auquel on associe un moment magnétique intrinsèque  $\vec{\mu}_S = -\frac{e}{m_e}\vec{S}$ , avec  $e$  et  $m_e$  respectivement la charge et la masse de l'électron.

On exige alors que l'opérateur  $\vec{S}$  obéisse à l'algèbre d'un moment cinétique, c.à.d. que les composantes  $S_i$  ( $i = x, y, z$ ) vérifient la relation de commutation

$$[S_i, S_j] = i\hbar\varepsilon_{ijk}S_k \quad (1.1)$$

avec  $\varepsilon_{ijk}$  le tenseur unitaire totalement antisymétrique. De plus, on a :

$$[S^2, S_z] = 0 \quad . \quad (1.2)$$

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

$$S^2 |s, m\rangle = \hbar^2 s(s+1) |s, m\rangle \quad , \quad (1.3)$$

$$S_z |s, m\rangle = \hbar m |s, m\rangle \quad . \quad (1.4)$$

En admettant que le dédoublement des états de l'électron dans l'atome hydrogène, observé dans une expérience du type Stern-Gerlach, est dû au spin, la multiplicité  $m$  est égale à 2. Sachant que  $m = 2s + 1$  on obtient alors  $s = 1/2$ . C'est dans ce sens que l'on dit que le spin de l'électron est égal à  $1/2$ . Les états  $|s, m\rangle$  d'un électron engendrent un espace à deux dimensions dont les états de base sont :

$$|\chi_{up}\rangle = |\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad (1.5)$$

$$|\chi_{down}\rangle = |\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad . \quad (1.6)$$

D'après les propriétés d'un moment cinétique citées ci-dessus, on a :

$$\begin{cases} S^2 |\uparrow\rangle = \frac{3}{4} \hbar^2 |\uparrow\rangle \\ S^2 |\downarrow\rangle = \frac{3}{4} \hbar^2 |\downarrow\rangle \\ S_z |\uparrow\rangle = +\frac{1}{2} \hbar |\uparrow\rangle \\ S_z |\downarrow\rangle = -\frac{1}{2} \hbar |\downarrow\rangle \end{cases} \quad (1.7)$$

$$\begin{cases} \langle \uparrow | \downarrow \rangle = 0 \\ \langle \uparrow | \uparrow \rangle = \langle \downarrow | \downarrow \rangle = 1 \end{cases} \quad (1.8)$$

Nous notons que la matrice unité  $\mathbb{I}$  peut être représentée par  $|\uparrow\rangle \langle \uparrow| + |\downarrow\rangle \langle \downarrow|$  (relation de fermeture).

## 1.2 Polarisation en spin

### 1.2.1 Etat de spin

L'opérateur de spin peut être représenté par une matrice ( $2 \times 2$ ) qui agit dans l'espace des états de spin :

$$\vec{S} = \frac{\hbar}{2} \vec{\sigma} \quad (1.9)$$

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

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

L'état de spin quelconque d'un électron peut s'écrire comme une combinaison linéaire des deux états fondamentaux (sec. 1.1.1) :

$$|\chi\rangle = u_1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + u_2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

où  $u_1$  et  $u_2$  sont des nombres complexes.

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

$$P_x = \frac{\langle \chi | \sigma_x | \chi \rangle}{\langle \chi | \chi \rangle} = \frac{u_1^* u_2 + u_2^* u_1}{|u_1|^2 + |u_2|^2}, \quad (1.11)$$

$$P_y = \frac{\langle \chi | \sigma_y | \chi \rangle}{\langle \chi | \chi \rangle} = \frac{i [u_2^* u_1 - u_1^* u_2]}{|u_1|^2 + |u_2|^2}, \quad (1.12)$$

$$P_z = \frac{\langle \chi | \sigma_z | \chi \rangle}{\langle \chi | \chi \rangle} = \frac{|u_1|^2 - |u_2|^2}{|u_1|^2 + |u_2|^2}. \quad (1.13)$$

La Fig. 1.1 donne les vecteurs polarisation pour certains spineurs normalisés  $|\chi\rangle$ . On remarque que deux fonctions d'onde orthogonales dans l'espace de spin font correspondre dans l'espace géométrique à trois dimensions deux vecteurs polarisation antiparallèles. De plus, le spin d'un électron peut se décomposer suivant l'axe de quantification, en une superposition cohérente de deux états de spin. Par exemple, une polarisation selon  $x$  est représentée par le spineur  $\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$  et peut donc être remplacée par une superposition d'un spin selon  $+z$  ( $|\chi\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ ) et selon  $-z$  ( $|\chi\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ ).

## 1.2.2 Faisceau d'électrons polarisés en spin

En pratique, nous ne travaillons pas avec un seul électron, mais avec un faisceau d'électrons polarisés en spin. Le formalisme décrit dans la section précédente a besoin d'être étendu à plusieurs électrons.

Un faisceau d'électrons polarisés peut être considéré comme un ensemble statistique d'électrons dans des états de spin respectifs  $|\chi^i\rangle = (u_1^i, u_2^i)$ . Par la suite on exigera que les états de spin soient normalisés, c.à.d. que  $|u_1^i|^2 +$

$ \chi\rangle$	Vecteur polarisation
$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\uparrow \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$
$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\downarrow \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$	$\rightarrow \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$
$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}$	$\leftarrow \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}$
$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\swarrow \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$
$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\nearrow \begin{pmatrix} -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$

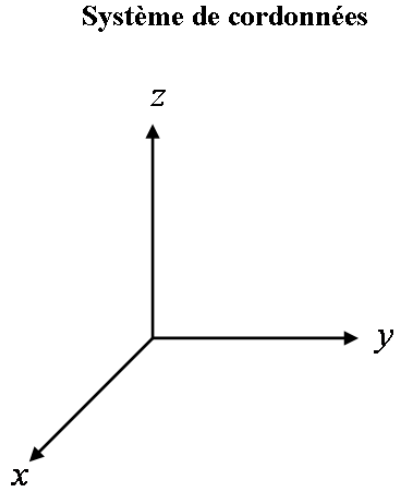


FIG. 1.1: Fonctions d'onde de spin et système de coordonnées.

$|u_2^i|^2 = 1$ . La polarisation totale du système est la moyenne barycentrique des polarisations  $\vec{P}^i$  de chaque classe d'électrons :

$$\vec{P} = \sum_i w^i \langle \chi^i | \vec{\sigma} | \chi^i \rangle \quad (1.14)$$

avec

$$w^i = \frac{N^i}{\sum_i N^i} \quad (1.15)$$

où  $N^i$  est le nombre d'électrons qui se trouvent dans l'état de spin  $|\chi^i\rangle$ . Si tous les spins pointent dans la même direction le faisceau est totalement polarisé et on retrouve  $|\vec{P}| = 1$ . Le cas où les spins pointent dans plusieurs directions est décrit par  $0 < |\vec{P}| < 1$ . Dans ce cas le faisceau est partiellement polarisé.

Discutons maintenant de la détermination de la polarisation du faisceau d'électrons. Les composantes  $P_x$ ,  $P_y$  et  $P_z$  peuvent être déterminées à partir des composantes respectives  $u_1^i$  et  $u_2^i$  pris individuellement. D'après la section 1.1.1 le spin de chaque électron qui se trouve dans un état de spin  $|\chi^i\rangle$  peut être décrit comme une superposition d'une composante "up",  $u_1^i \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ , parallèle à la direction  $+\xi$  et d'une composante opposée "down",  $u_2^i \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$

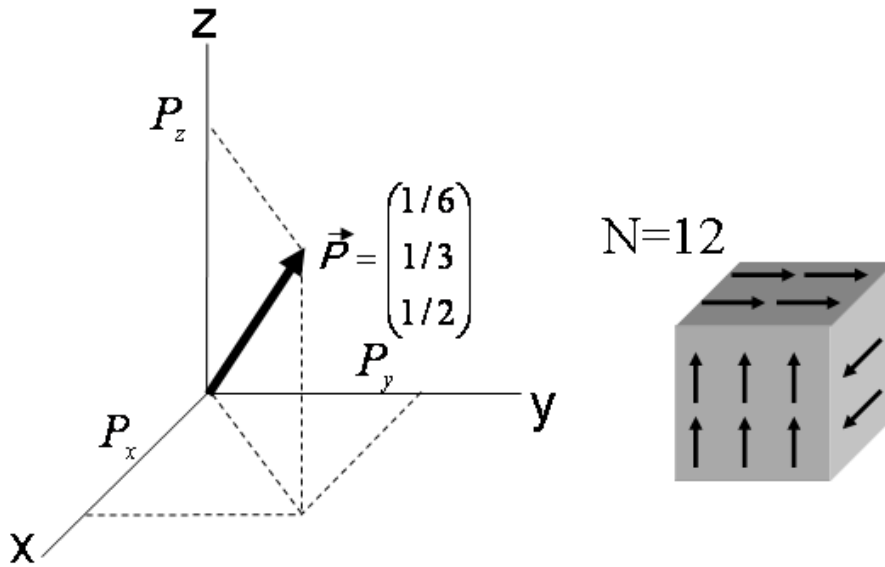


FIG. 1.2: Description d'un faisceau d'électrons partiellement polarisés. Le faisceau est composé de 12 électrons, 6 suivant  $+z$ , 4 suivant  $+y$  et 2 suivant  $+x$ . Les composantes de la polarisation  $\vec{P}$  ont été calculées avec la formule 1.18.

parallèle à la direction  $-\xi$ , où  $\xi$  désigne l'axe de quantification. On peut donc décrire la polarisation suivant l'axe  $\xi$  de tous les électrons du faisceau en soustrayant toutes les probabilités individuelles de spins parallèles et anti-parallèles à l'axe de quantification  $\xi$ . Comme les nombres des électrons "up" et "down" sont données par :

$$n^\uparrow = \sum_i |u_1^i|^2 \quad \text{et} \quad (1.16)$$

$$n^\downarrow = \sum_i |u_2^i|^2 \quad (1.17)$$

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

$$P_\xi = \frac{n^\uparrow - n^\downarrow}{n^\uparrow + n^\downarrow} . \quad (1.18)$$

La Fig. 1.2 illustre un exemple de calcul du vecteur polarisation pour un faisceau d'électrons partiellement polarisés.

### 1.2.3 Matrice densité

Une alternative à la description vectorielle de la polarisation d'un faisceau d'électrons polarisés en spin, est la description par la matrice densité [13, 14]. La matrice densité du système est définie comme la combinaison linéaire des projecteurs  $|\chi^i\rangle\langle\chi^i|$  affectés des poids statistiques respectifs  $w^i$  :

$$\begin{aligned}\rho &= \sum_i w^i |\chi^i\rangle\langle\chi^i| \\ &= \sum_i w^i \begin{pmatrix} u_1^i \\ u_2^i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_1^{i*} & u_2^{i*} \end{pmatrix} \\ &= \sum_i w^i \begin{pmatrix} |u_1^i|^2 & u_1^i u_2^{i*} \\ u_1^{i*} u_2^i & |u_2^i|^2 \end{pmatrix} .\end{aligned}$$

En utilisant la relation de fermeture

$$\frac{\sum_i |\chi^i\rangle\langle\chi^i|}{\sum_i \langle\chi^i|\chi^i\rangle} = \mathbb{I} \quad (1.19)$$

la polarisation peut s'écrire comme suit :

$$\vec{P} = \frac{\sum_{ij} w^i \langle\chi^i|\chi^j\rangle \langle\chi^j|\vec{\sigma}|\chi^i\rangle}{\sum_i \langle\chi^i|\chi^i\rangle} \quad (1.20)$$

soit

$$\left\{ \begin{array}{l} P_x = \frac{\text{Tr}(\rho\sigma_x)}{\text{Tr}(\rho)} = \frac{\sum_i w^i (u_1^i u_2^{i*} + u_1^{i*} u_2^i)}{\text{Tr}(\rho)} \\ P_y = \frac{\text{Tr}(\rho\sigma_y)}{\text{Tr}(\rho)} = i \frac{\sum_i w^i (u_1^i u_2^{i*} - u_1^{i*} u_2^i)}{\text{Tr}(\rho)} \\ P_z = \frac{\text{Tr}(\rho\sigma_z)}{\text{Tr}(\rho)} = \frac{\sum_i w^i (|u_1^i|^2 - |u_2^i|^2)}{\text{Tr}(\rho)} \end{array} \right. \quad (1.21)$$

On arrive à exprimer la matrice densité en fonction des composantes de la polarisation comme suit [13] :

$$\frac{\rho}{\text{Tr}(\rho)} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + P_z & P_x - iP_y \\ P_x + iP_y & 1 - P_z \end{pmatrix} = \frac{1}{2} (\mathbb{I} + \vec{P} \cdot \vec{\sigma}) \quad (1.22)$$

Pour un faisceau d'électrons polarisés suivants l'axe  $+z$  ( $\vec{P} = (0, 0, P_0)$ ), la matrice densité devient particulièrement simple :

$$\rho = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + P_0 & 0 \\ 0 & 1 - P_0 \end{pmatrix} . \quad (1.23)$$

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

$$\rho_{pol} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} . \quad (1.24)$$

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

$$\rho_{unpol} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \mathbb{I} . \quad (1.25)$$

La matrice densité totale d'un faisceau partiellement polarisé suivant  $+z$  s'écrit d'après 1.23 comme une combinaison de  $\rho_{pol}$  et  $\rho_{unpol}$  :

$$\rho_{totale} = P_0 \rho_{pol} + (1 - P_0) \rho_{unpol} . \quad (1.26)$$

Un faisceau d'électrons partiellement polarisés en spin avec une polarisation  $P_0$ , peut être donc considéré comme la superposition d'un faisceau totalement polarisé et d'un faisceau totalement dépolarisé, dans le rapport  $\frac{P_0}{1-P_0}$  [15].

## 1.3 Mouvement du vecteur polarisation

Dans cette partie, nous étudierons le mouvement de la polarisation d'un faisceau d'électrons polarisés en spin qui interagit avec un matériau ferromagnétique. Considérons un faisceau d'électrons totalement polarisé en spin ( $|P_0| = 1$ ) suivant la direction  $+x$ , qui est réfléchi sur la surface d'un matériau ferromagnétique et dont le vecteur aimantation est orienté suivant l'axe  $+z$  (voir Fig. 1.3). Par la suite, l'axe de l'aimantation est défini comme l'axe de quantification. Deux types d'électrons existent dans le matériau ferromagnétique : des électrons majoritaires avec un spin orienté suivant  $+z$  (représenté par  $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ ) et des électrons minoritaires avec un spin dans la direction opposée (représenté par  $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ ). D'après la section 1.2.2, le spin des électrons incidents peut être représenté par une superposition d'égale amplitude des deux spineurs  $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$  et  $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$  :

$$|\chi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right] . \quad (1.27)$$

L'état initial de spin de chaque électron est donc la superposition des états de spin qui correspondent aux états majoritaire "up" et minoritaire "down".

Après interaction avec le matériau ferromagnétique, les amplitudes des ondes partielles changent. En effet, l'amplitude et la phase de la réflectivité dépendent de l'orientation du spin. Ainsi, après interaction avec le ferromagnétique le spineur décrivant l'état de spin des électrons réfléchis devient :

$$|\chi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ |r^\uparrow| e^{i\theta^\uparrow} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + |r^\downarrow| e^{i\theta^\downarrow} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right] \quad (1.28)$$

avec  $|r^{\uparrow,\downarrow}|$  et  $\theta^{\uparrow,\downarrow}$  le module et la phase de diffusion dépendant du spin. Dans l'expérience le faisceau d'électrons n'est pas totalement polarisé. En tenant compte de la polarisation incomplète du faisceau incident les composantes du vecteur polarisation du faisceau réfléchi sont :

$$\vec{P} = \begin{cases} \frac{2P_0|r^\uparrow||r^\downarrow| \cos(\theta^\downarrow - \theta^\uparrow)}{|r^\uparrow|^2 + |r^\downarrow|^2} \\ \frac{2P_0|r^\uparrow||r^\downarrow| \sin(\theta^\downarrow - \theta^\uparrow)}{|r^\uparrow|^2 + |r^\downarrow|^2} \\ \frac{|r^\uparrow|^2 - |r^\downarrow|^2}{|r^\uparrow|^2 + |r^\downarrow|^2} \end{cases} . \quad (1.29)$$

En définissant une asymétrie

$$A = \frac{|r^\uparrow|^2 - |r^\downarrow|^2}{|r^\downarrow|^2 + |r^\uparrow|^2} \quad (1.30)$$

et un angle

$$\varepsilon = \theta^\downarrow - \theta^\uparrow , \quad (1.31)$$

le vecteur polarisation devient :

$$\vec{P} = \begin{cases} P_0 \sqrt{1 - A^2} \cos \varepsilon \\ P_0 \sqrt{1 - A^2} \sin \varepsilon \\ A \end{cases} . \quad (1.32)$$

Le vecteur polarisation a alors subi d'une part un mouvement de précession d'un angle  $\varepsilon$  autour de l'aimantation et d'autre part un mouvement de



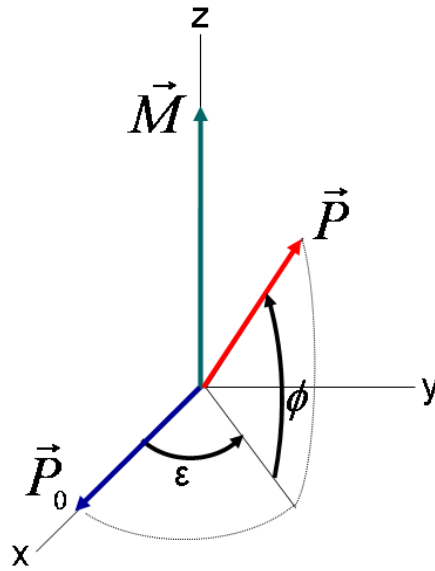


FIG. 1.3: Mouvement du vecteur polarisation après réflexion à la surface d'un ferromagnétique.  $\vec{P}_0$  et  $\vec{P}$  représentent respectivement la polarisation incidente et réfléchie, et  $\vec{M}$  l'aimantation du matériau ferromagnétique.

rotation d'un angle  $\phi$  dans le plan défini par les vecteurs  $\vec{M}$  et  $\vec{P}$  (dans la position  $\vec{P}_0$  tournée de l'angle  $\varepsilon$ ) (voir Fig. 1.3). Pour l'angle  $\phi$  on trouve :

$$\phi = \arctan\left(\frac{A}{P_0\sqrt{1-A^2}}\right) . \quad (1.33)$$

Notons que la précession de la polarisation est analogue à la rotation Kerr du champ électrique d'une onde lumineuse linéairement polarisée qui est réfléchie par un ferromagnétique [16].

Pour des raisons expérimentales, il convient de donner le vecteur polarisation après interaction avec le ferromagnétique dans un autre repère que celui que l'on a choisi dans la partie précédente par commodité. Drouhin et Rougemaille [17] ont trouvé une expression compacte qui rend possible le calcul de la polarisation d'un faisceau d'électrons après interaction pour n'importe quelle direction de la polarisation incidente  $\vec{P}_0$  et de l'aimantation  $\vec{M}$  :

$$\vec{P} = \frac{R_\varepsilon(\vec{u})\vec{P}_0 + A\vec{u}}{1 + A\vec{u} \cdot \vec{P}_0} \quad (1.34)$$

où  $\vec{u}$  est un vecteur unitaire dans la direction de l'aimantation et  $R_\varepsilon(\vec{u})$  représente la matrice rotation d'un angle  $\varepsilon$  autour de  $\vec{u}$ , dans laquelle les

composantes perpendiculaires à  $\vec{u}$  (à savoir tous les termes contenant  $\varepsilon$ ) sont multipliées par  $\sqrt{1-A^2}$ . Bien entendu, cette expression reproduit l'équation 1.32.

Soit  $\vec{a} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$  un vecteur quelconque de l'espace géométrique et

$\vec{b} = \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix}$  son image par la rotation d'un angle  $\varepsilon$  autour du vecteur  $\vec{u}$ .

Pour obtenir la matrice de rotation on fait appel à la formule de Rodrigues :

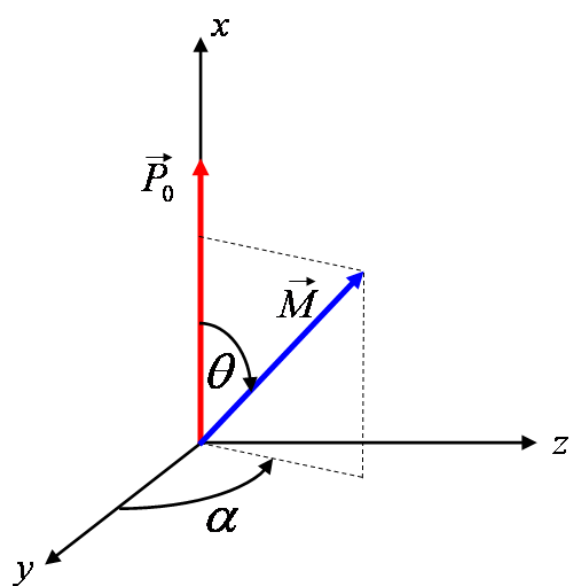
$$\vec{b} = \vec{a} \cos \varepsilon + (\vec{a} \cdot \vec{u})\vec{u}(1 - \cos \varepsilon) + \vec{u} \wedge \vec{a} \sin \varepsilon \quad . \quad (1.35)$$

Avec les angles  $\alpha$  et  $\theta$  définis dans la Fig. 1.4 on obtient pour la matrice  $R_\varepsilon(\vec{u})$  dans le repère  $\{x, y, z\}$  :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{11} = \sqrt{1-A^2} \cos \varepsilon + (1 - \sqrt{1-A^2} \cos \varepsilon) \cos^2 \theta \\ R_{12} = (1 - \sqrt{1-A^2} \cos \varepsilon) \cos \alpha \sin \theta \cos \theta - \sqrt{1-A^2} \sin \alpha \sin \varepsilon \\ R_{13} = (1 - \sqrt{1-A^2} \cos \varepsilon) \sin \alpha \sin \theta \cos \theta + \sqrt{1-A^2} \cos \alpha \sin \varepsilon \\ R_{21} = (1 - \sqrt{1-A^2} \cos \varepsilon) \cos \alpha \sin \theta \cos \theta + \sqrt{1-A^2} \sin \alpha \sin \varepsilon \sin \theta \\ R_{22} = \sqrt{1-A^2} \cos \varepsilon + (1 - \sqrt{1-A^2} \cos \varepsilon) \cos^2 \alpha \sin^2 \theta \\ R_{23} = (1 - \sqrt{1-A^2} \cos \varepsilon) \sin \alpha \cos \alpha \sin^2 \theta - \sqrt{1-A^2} \sin \varepsilon \cos \theta \\ R_{31} = (1 - \sqrt{1-A^2} \cos \varepsilon) \sin \alpha \sin \theta \cos \theta - \sqrt{1-A^2} \cos \alpha \sin \varepsilon \sin \theta \\ R_{32} = (1 - \sqrt{1-A^2} \cos \varepsilon) \sin \alpha \cos \alpha + \sqrt{1-A^2} \sin \varepsilon \cos \theta \\ R_{33} = \sqrt{1-A^2} \cos \varepsilon + (1 - \sqrt{1-A^2} \cos \varepsilon) \sin^2 \alpha \sin^2 \theta \end{array} \right. \quad (1.36)$$

Dans notre expérience la polarisation initiale est perpendiculaire à l'aimantation tel que l'angle  $\theta$  est  $90^\circ$ . De plus, l'angle d'incidence du faisceau d'électrons est de  $45^\circ$  par rapport à la normale de l'échantillon. Cela engendre un angle  $\alpha$  de  $45^\circ$  de l'aimantation par rapport à l'axe  $y$  du repère  $\{x, y, z\}$  du détecteur de spin. Prenant cette configuration, on trouve donc :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_x = P_0 \sqrt{1-A^2} \cos \varepsilon \\ P_y = \frac{1}{\sqrt{2}} (A + P_0 \sqrt{1-A^2} \sin \varepsilon) \\ P_z = \frac{1}{\sqrt{2}} (A - P_0 \sqrt{1-A^2} \sin \varepsilon) \end{array} \right. \quad . \quad (1.37)$$

FIG. 1.4: Définition des angles  $\alpha$  et  $\theta$ .



# Chapitre 2

## Techniques expérimentales

Dans ce chapitre nous parlerons du dispositif expérimental (Fig 2.1), que nous utilisons pour réaliser l'étude du mouvement du spin d'électrons. Il est essentiellement constitué de trois chambres ultravides séparées par des vannes. Nous parlerons aussi de la mise en œuvre du protocole des expériences.

La chambre source contient la source d'électrons polarisés en spin. C'est un cristal d'arséniure de galium (AsGa) hautement dopé p (Zinc). Cette chambre est maintenue à une pression d'environ  $10^{-11}$  mbar par une pompe turbo-moléculaire, une pompe ionique et un sublimateur de titane. La chambre est aussi munie d'un dispensateur de Cs et d'une arrivée d'oxygène.

La deuxième chambre constitue la partie principale du dispositif expérimental. Elle est maintenue à une pression d'environ  $2 \cdot 10^{-10}$  mbar par une pompe primaire, une pompe turbo-moléculaire, une pompe ionique et un sublimateur de titane. Elle est composée de plusieurs sous-systèmes : deux systèmes d'optiques électroniques pour diriger et focaliser les électrons, des cellules d'évaporation de type Knudsen permettant un dépôt contrôlé, une microbalance à quartz pour contrôler le flux de dépôt et un système de LEED ("Low Energy Electron Diffraction") à quatre grilles qui permet aussi de réaliser la spectroscopie Auger. Le substrat est posé sur un porte-échantillon à quatre degrés de liberté : les trois directions de l'espace et une rotation autour de son axe.

La dernière chambre contient le détecteur de spin qui permet de déterminer la polarisation du faisceau d'électrons réfléchis. La pression y est maintenue à  $10^{-9}$  mbar à l'aide d'une pompe ionique et d'un sublimateur de titane.

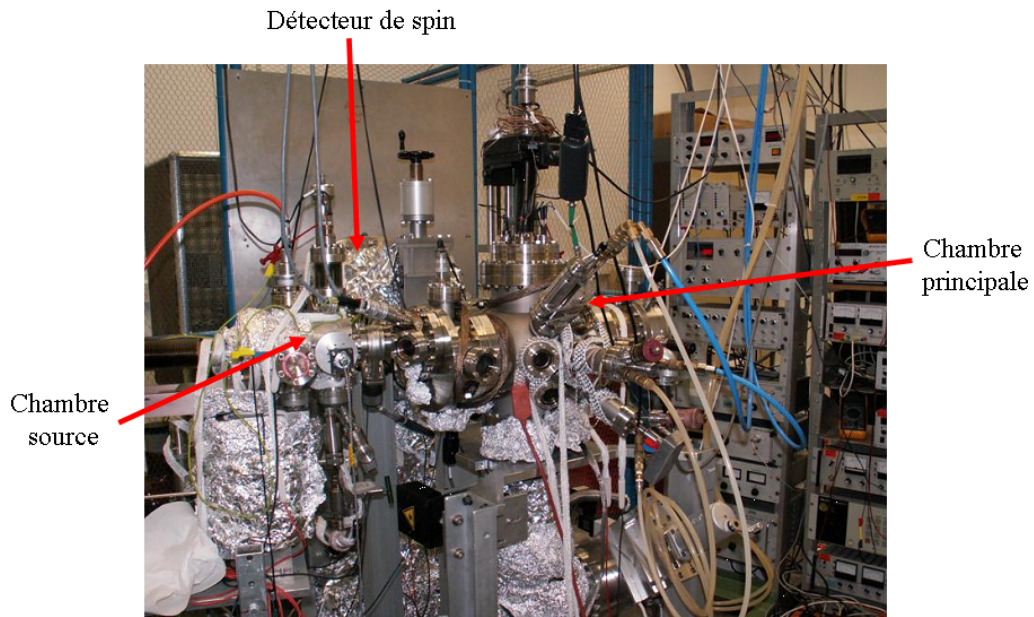


FIG. 2.1: Photographie du dispositif expérimental.

## 2.1 Principe de l'expérience

Dans notre expérience on étudie la réflexion dépendant de spin des électrons sur un matériau ferromagnétique. On mesure les angles du mouvement du spin d'électrons après interaction avec le matériau ferromagnétique.

Le principe de l'expérience est le suivant (Fig. 2.2) : un cristal d'AsGa produit par pompage optique un faisceau d'électrons polarisés en spin qui est focalisé sur un échantillon ferromagnétique. Les électrons arrivent avec un angle d'incidence de  $45^\circ$  par rapport à la normale de l'échantillon et une polarisation de spin perpendiculaire à l'aimantation de ce dernier. Les électrons spéculairement réfléchis passent par une grille retardatrice qui ne laisse passer que des électrons élastiques. Ces électrons élastiques sont ensuite accélérés par application d'un potentiel de 100 keV pour la mesure de la polarisation dans le détecteur de spin.

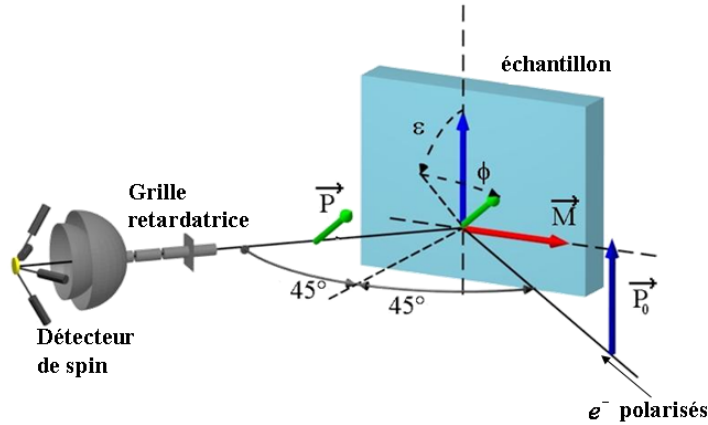


FIG. 2.2: Principe de l'expérience. Un faisceau d'électrons polarisés en spin émis par un cristal d'AsGa est réfléchi par un film ferromagnétique. Les électrons réfléchis sont analysés en énergie par une grille retardatrice puis en spin par un détecteur de spin.

## 2.2 Production d'électrons polarisés en spin

### 2.2.1 AsGa : source d'électrons polarisés

Dans notre expérience comme dans la plupart d'expériences pour lesquelles on a besoin des électrons polarisés en spin [13, 18, 19], nous utilisons une source basée sur la photoémission d'électrons à partir de l'AsGa, un semi-conducteur à "gap" direct (1.52 eV) centré au point  $\Gamma$  de la zone de Brillouin (voir Fig. 2.3a). Les électrons peuvent subir une transition verticale, du haut de la bande de valence (BV) au bas de la bande de conduction (BC). Le couplage spin-orbite entraîne une séparation des électrons  $4p$  de la BV en un état  $4p_{1/2}$  deux fois dégénéré et un état  $4p_{3/2}$  quatre fois dégénéré. L'énergie de séparation entre les deux niveaux  $4p_{1/2}$  et  $4p_{3/2}$  est de 0.34 eV. Les électrons de la BC sont dans l'état  $4s_{1/2}$  qui est deux fois dégénéré. Les règles de sélection pour la photoémission ( $\Delta l = \pm 1$  et  $\Delta m = \pm 1, 0$ ) autorisent à la fois les transitions électroniques des états  $4p_{3/2}$  aux états  $4s_{1/2}$  et des états  $4p_{1/2}$  aux états  $4s_{1/2}$ . Cependant, pour la production des électrons polarisés en spin les dernières ne sont pas souhaitées (voir ci-dessous). Pour éviter ces transitions, le cristal d'AsGa est irradié par des photons d'énergie proche de celle de la bande interdite ( $\hbar\omega = E_g = 1.52$  eV). Ainsi, les seules transitions électroniques possibles sont celles des états  $4p_{3/2}$  vers les états  $4s_{1/2}$ . Pour l'émission des électrons polarisés en spin, la lumière envoyée sur le cristal d'AsGa doit être circulairement polarisée. Le principe est le suivant : on irradie le cristal

d'AsGa avec un faisceau de lumière polarisée circulairement droite (les photons possèdent un moment angulaire  $L_z = +\hbar$ ) ou circulairement gauche (les photons ont un moment angulaire  $L_z = -\hbar$ ). L'état  $4p_{3/2}$  représentant le haut de la BV est constitué de quatre sous-niveaux  $m_j = -3/2, -1/2, +1/2, +3/2$ . Si le cristal est irradié par de la lumière polarisée circulairement droite ( $\sigma^+$ ,  $\Delta m = +1$ ) les seules transitions autorisées entre les états de la BV et ceux de la BC sont :

$$\begin{cases} 4p_{3/2}(m_j = -3/2) \rightarrow 4s_{1/2}(m_j = -1/2) \\ 4p_{3/2}(m_j = -1/2) \rightarrow 4s_{1/2}(m_j = +1/2) \end{cases} \quad (2.1)$$

Pour de la lumière polarisée circulairement gauche ( $\sigma^-$ ,  $\Delta m = -1$ ) on trouve :

$$\begin{cases} 4p_{3/2}(m_j = +3/2) \rightarrow 4s_{1/2}(m_j = +1/2) \\ 4p_{3/2}(m_j = +1/2) \rightarrow 4s_{1/2}(m_j = -1/2) \end{cases} \quad (2.2)$$

Les transitions possibles sont aussi indiquées dans la Fig. 2.3b.

Selon la polarisation de la lumière incidente, on ne trouve pas le même nombre d'électrons dans les états  $s_{1/2}(m_j = -1/2)$  et  $s_{1/2}(m_j = +1/2)$  de la BC. En effet, la probabilité qu'un électron passe du sous-niveau  $p_{3/2}(m_j = -3/2)$  au sous-niveau  $s_{1/2}(m_j = -1/2)$  est trois fois plus élevée que celle de la transition  $p_{3/2}(m_j = -1/2)$  vers  $s_{1/2}(m_j = +1/2)$  [20]. Les probabilités relatives des transitions sont inscrites dans les cercles dans la Fig. 2.3b. Un raisonnement analogue peut être fait pour les transitions  $p_{3/2}(m_j = +3/2)$  vers  $s_{1/2}(m_j = +1/2)$  et  $p_{3/2}(m_j = +1/2)$  vers  $s_{1/2}(m_j = -1/2)$ . On obtient ainsi une polarisation de  $\pm 50\%$  dans les deux cas :

$$P = \frac{3-1}{3+1} = 0.5 = 50\%$$

La Fig. 2.3b montre que l'excitation à la fois des états  $p_{3/2}$  et  $p_{1/2}$  mènerait à une situation où on aurait autant d'électrons dans l'état  $s_{1/2}(m_j = -1/2)$  que dans l'état  $s_{1/2}(m_j = +1/2)$ . Par conséquent, la polarisation en spin des électrons excités serait zéro. Pour éviter cette situation, l'énergie des photons doit rester inférieure à  $E_g + 0.34$  eV.

Expérimentalement on arrive à des polarisations de l'ordre de 25% [21], car les électrons diffusent dans la BC avant d'être éjectés dans le vide. Pendant cette diffusion, certains électrons perdent leur cohérence de spin ce qui entraîne une plus faible valeur de la polarisation. Il est toute fois possible d'obtenir un faisceau d'électrons de polarisation plus élevée (100% en théorie). Pour cela, il suffit de détruire la symétrie cubique du cristal d'AsGa, en faisant croître par exemple de l'AsGa sur un substrat de GaAsP(001) [22]. Le désaccord paramétrique entre les deux matériaux entraîne des contraintes



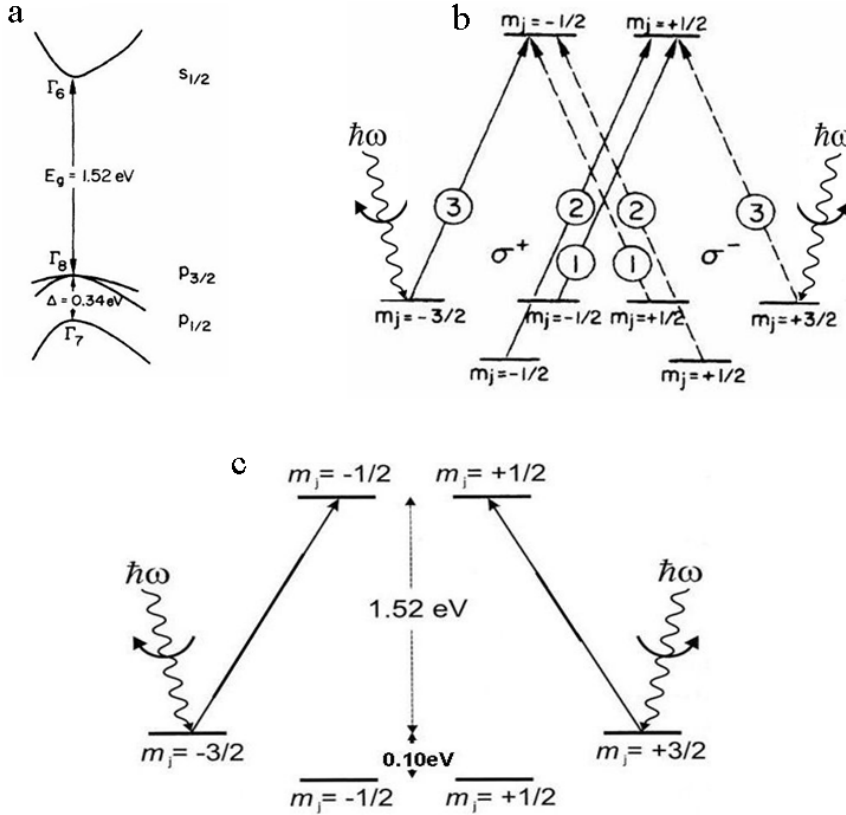


FIG. 2.3: Principe de la photoémission d'électrons polarisés en spin. (a) La structure de bande de l'AsGa au voisinage du point  $\Gamma$ . (b) Les transitions possibles dans un cristal d'AsGa "normal" sous excitation par de la lumière polarisée circulairement droite ( $\sigma^+$ ) et gauche ( $\sigma^-$ ). Les probabilités relatives de transitions sont inscrites dans les cercles. (c) Les transitions possibles dans un cristal d'AsGa contraint sous excitation par de la lumière polarisée circulairement droite ( $\sigma^+$ ) et gauche ( $\sigma^-$ ). Il y a une séparation de 0.1 eV des sous-niveaux  $p_{3/2}(m_j = \pm 3/2)$  et  $p_{3/2}(m_j = \pm 1/2)$ , qui sont dégénérées dans l'AsGa "normal".

internes dans la couche d'AsGa qui conduit à une distorsion de la maille. Ainsi, on lève la dégénérescence entre les sous-niveaux  $p_{3/2}(m_j = \pm 3/2)$  et  $p_{3/2}(m_j = \pm 1/2)$  (voir Fig. 2.3c) et les niveaux d'énergies se trouvent séparés de 0.1 eV [23]. En envoyant alors des photons d'énergie  $\hbar\omega = 1.52$  eV on produit un faisceau d'électrons totalement polarisé (Fig. 2.3c). En effet, on ne trouvera dans ces conditions que des électrons dans l'état  $s_{1/2}(m_j = +1/2)$  dans la BC ou  $s_{1/2}(m_j = -1/2)$  suivant la polarisation du faisceau lumi-

neux qui irradie le cristal. En pratique on obtient des faisceaux d'électrons polarisés en spin à 70 %.

Nous disposons dans notre dispositif expérimental des deux types de cristaux d'AsGa. Une source d'AsGa dite "normale" ou "basse polarisation" qui donne un faisceau d'électrons polarisés à environ 25% et une source dite "contrainte" ou "haute polarisation" avec laquelle on arrive à des polarisations de l'ordre de 70%. La source "basse polarisation" fournit en revanche dix fois plus d'électrons que la source "haute polarisation", ce qui est très utile quand on travaille avec des échantillons à très faible réflectivité électronique.

Ces deux cristaux d'AsGa sont placés sur un porte-substrat, le tout fixé à un bras manipulateur qui peut se mouvoir dans les trois directions de l'espace et tourner autour de son axe, ce qui permet le transfert de la source de la chambre source à la chambre principale. Après chaque utilisation le cristal est chauffé à une température d'environ 500°C, afin d'éliminer le césium et l'oxygène déposés pendant l'activation mais aussi d'éventuels polluants. On régénère ainsi la surface du cristal.

### 2.2.2 Méthode d'activation du cristal d'AsGa

L'AsGa possède une affinité électronique positive [20], c.à.d. que les électrons de la BC ne peuvent pas s'échapper dans le vide sans apport d'énergie extérieure. Une excitation des électrons de la BV à la BC ne suffit donc pas pour produire un faisceau d'électrons. Un traitement spécifique de la surface permettant d'avoir une affinité électronique négative (NEA) est nécessaire. Dans ce cas les électrons de la BC peuvent sortir dans le vide sans apport d'énergie extérieure. En effet, dans les matériaux NEA l'énergie du vide se retrouve en dessous du minimum d'énergie de la BC (Fig. 2.4).

Pour obtenir un cristal d'AsGa NEA, quelques opérations sont nécessaires [24] :

- un fort dopage de type p de l'AsGa,
- une surface propre. Une contamination surtout par du carbone conduirait à un courant d'émission très faible,
- un traitement chimique de la surface par dépôt successif du Cs et de l'oxygène.

#### Activation

L'activation consiste à régénérer la surface du cristal d'AsGa puis à effectuer un traitement chimique. Pour cela, on chauffe le cristal pendant 30 min à une température d'environ 500°C, puis on le laisse refroidir jusqu'à

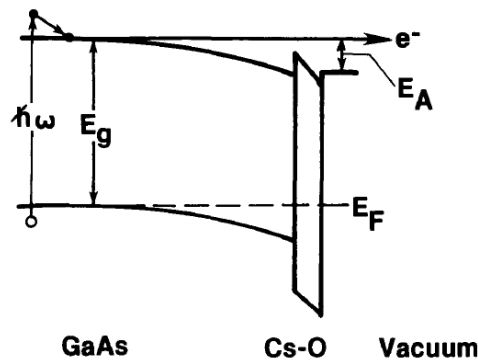


FIG. 2.4: Un traitement de la surface de l'AsGa par dépôt successif de Cs et d'O<sub>2</sub> permet d'avoir une affinité électronique négative (NEA). Les BC et BV se courbent vers des énergies plus faibles. Un électron excité dans la BC par un photon peut ainsi s'échapper sans apport d'énergie extérieure [20].

une température inférieure à 40°C, une température supérieure ne permettant pas l'adsorption du Cs à la surface du cristal. Ensuite, on commence le traitement chimique qui nécessite l'apport d'oxygène, ce qui entraîne une augmentation de la pression dans la chambre jusqu'à  $5 \cdot 10^{-8}$  mbar. Il est donc nécessaire d'isoler la chambre source pour éviter la contamination des autres chambres.

On applique une tension de  $-30$  V sur le cristal régénéré, afin de pouvoir collecter le courant d'électrons. Le cristal est irradié avec de la lumière d'une longueur d'onde de 770 nm. Un dispensateur vaporise du Cs sur le cristal pendant toute la durée de l'activation. On observe alors une augmentation progressive du courant émis par la photocathode d'AsGa. Après une quinzaine de minutes on obtient un premier pic de courant d'environ  $1 \mu\text{A}$  (Fig. 2.5). On continue avec le dépôt de Cs ce qui mène à une diminution du courant émis. Après avoir atteint environ un quart de la valeur maximale, on ouvre pour la première fois la vanne d'oxygène sans toutefois arrêter le dépôt de Cs jusqu'à ce que la pression dans la chambre soit d'environ  $5 \cdot 10^{-8}$  mbar. Une forte augmentation du courant d'électrons émis est observée. La vanne d'oxygène est refermée dès que le courant décroît après avoir atteint un maximum. On observe encore une augmentation du courant d'électrons. Après avoir atteint de nouveau un maximum de courant la vanne d'oxygène est ré-ouverte lorsque le courant est en train de diminuer. Le processus est ainsi renouvelé jusqu'à la saturation du courant, 40 à 70 minutes après le début de l'activation.

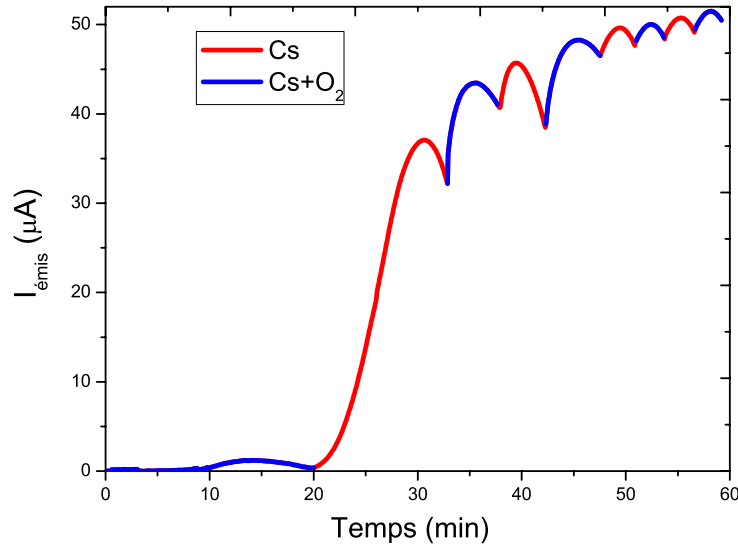


FIG. 2.5: Courant émis par l'AsGa en fonction du temps lors d'une activation. En rouge, les périodes de dépôt avec uniquement du Cs, et en bleu les périodes avec un dépôt de Cs et d'O<sub>2</sub>.

Notons qu'un excès de Cs à la fin de l'activation entraîne une baisse de courant, qui toute fois revient progressivement à sa valeur finale. Le temps mis pour revenir à cette valeur dépend évidemment de la quantité de Cs excédentaire. Une réactivation est toute fois nécessaire si trop de Cs a été déposé après l'activation. En effet, le temps pour que le courant revienne à sa valeur de saturation est beaucoup plus long qu'une autre préparation et réactivation. De même, trop d'oxygène pendant l'activation nécessite une réactivation. La durée de fonctionnement d'une source après activation est de quelques heures [20, 21] sans apport de césium. C'est la raison pour laquelle nous disposons d'un deuxième dispensateur de Cs situé au niveau de la première optique électronique, juste en dessous de la source quand celle-ci est dans la chambre principale. De cette façon la source reste active pendant toute la durée de la manipulation.

## 2.3 Chambre principale

La chambre principale est composée de plusieurs sous-systèmes qui permettent la mise en œuvre du protocole de l'expérience, qui se décline comme

suit :

- décapage ionique à l'argon du substrat,
- contrôle de la surface du substrat par spectroscopie Auger,
- recuit du substrat jusqu'à 800 K,
- contrôle de la structure cristallographique du substrat par LEED,
- dépôt d'un film sur le substrat, effectué par épitaxie à jets moléculaires.

L'épaisseur du dépôt est contrôlée par une microbalance à quartz.

Pendant les mesures les trois chambres communiquent entre elles. La source d'électrons est transférée de la chambre source à la chambre principale vers un système d'optique électronique qui focalise les électrons émis sur l'échantillon. Après réflexion sur l'échantillon les électrons réfléchis sont dirigés vers le détecteur de spin, en passant par un second système d'optique électronique. Dans la suite de cette section nous allons décrire les différents sous-systèmes qui composent la chambre principale.

### 2.3.1 Optique électronique avant l'échantillon

La première partie de l'optique électronique est constituée d'une plaque métallique qui est portée à un potentiel positif  $E_p$ , qui accélère les électrons dans le déflecteur à  $90^\circ$ . Le déflecteur est formé par deux coquilles métalliques décrivant un sillon recourbé à  $90^\circ$  dont l'une est portée à un potentiel négatif  $K_a$  et l'autre à un potentiel positif  $K_i$  (Fig. 2.6). Il permet ainsi de modifier la trajectoire des électrons sans changer la direction du spin. A l'entrée du déflecteur le faisceau est longitudinalement polarisé. On obtient alors un faisceau d'électrons avec une polarisation transverse (trajectoire perpendiculaire à la polarisation) à la sortie du déflecteur. Les électrons sont ensuite focalisés sur l'échantillon à l'aide de trois lentilles électrostatiques  $L_1$ ,  $L_2$  et  $L_3$ , que forment quatre cylindres métalliques portées à des potentiels différents. A l'intérieur de deux des cylindres, on trouve un système de déflexion constitué par des plaques métalliques parallèles deux à deux, qui permettent de déplacer le faisceau dans le plan  $xy$ .

#### Bobines de corrections

La présence des champs magnétiques environnants, le champ terrestre en particulier, modifie la direction du spin des électrons émis par la source surtout aux basses énergies. Sans contrepartie le faisceau arriverait sur l'échantillon avec une polarisation non orthogonale à l'aimantation. Pour compenser les effets de ces champs parasites, on dispose de deux bobines de corrections. La première bobine est placée au niveau du déflecteur à  $90^\circ$ . Elle crée un champ magnétique dans la direction de l'axe  $y$  (Fig. 2.6). On peut ainsi

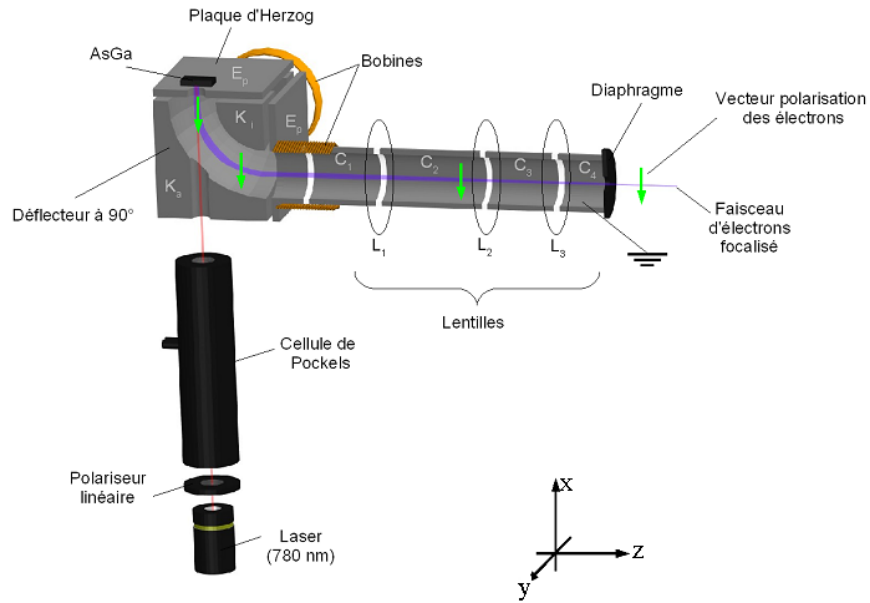


FIG. 2.6: Schéma de l'optique électronique. Un faisceau de lumière circulairement polarisée par un polariseur linéaire et une cellule de Pockels excite des électrons de la bande de valence de l'AsGa. Les électrons émis sont accélérés par la plaque de Herzog, puis focalisés sur l'échantillon par un déflecteur à  $90^\circ$  et des lentilles électrostatiques [21].

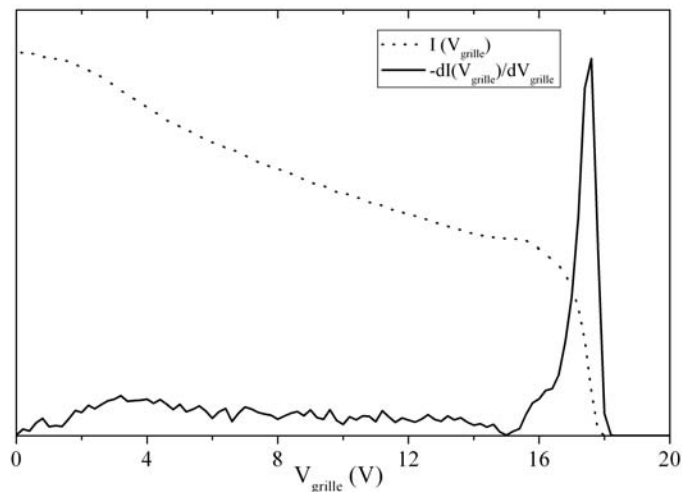


FIG. 2.7: Intensité des électrons collectés dans le détecteur de spin, en fonction de la tension appliquée à la grille  $V_{grid}$  en pointillé et sa dérivée en trait plein. L'énergie cinétique des électrons incidents est de 17.5 eV [21].

contrôler la direction du spin des électrons incidents dans le plan  $xz$ . La seconde bobine est placée au niveau du premier cylindre. Elle crée un champ parallèle à l'axe  $z$ , et permet alors de contrôler la direction du spin dans le plan  $xy$ .

### 2.3.2 Optique électronique après l'échantillon

Les électrons spéculairement réfléchis par l'échantillon entrent dans un second système d'optique électronique placé avant le détecteur de spin. Il est constitué comme le précédent de plusieurs cylindres portés à différents potentiels électriques. A la différence de la première, elle dispose d'une grille retardatrice qui sert d'analyseur d'énergie. Seuls les électrons ayant une énergie supérieure à  $eV_{grille}$  la traversent,  $V_{grille}$  désignant la tension négative appliquée sur l'analyseur.

La Fig. 2.7 montre l'intensité des électrons collectés dans le détecteur de spin (proportionnelle au nombre d'électrons traversant la grille) en fonction de la tension de la grille  $V_{grille}$  et l'opposée de sa dérivée, pour des électrons incidents d'une énergie cinétique de 17.5 eV. L'intensité des électrons collectés  $I(V_{grille})$  décroît en fonction de la tension  $V_{grille}$ . Cette diminution est lente jusqu'à une certaine valeur de la tension proche de l'énergie cinétique des électrons incidents. La dérivée  $-\frac{dI}{dV_{grid}}$  en trait plein sur la Fig. 2.7 montre

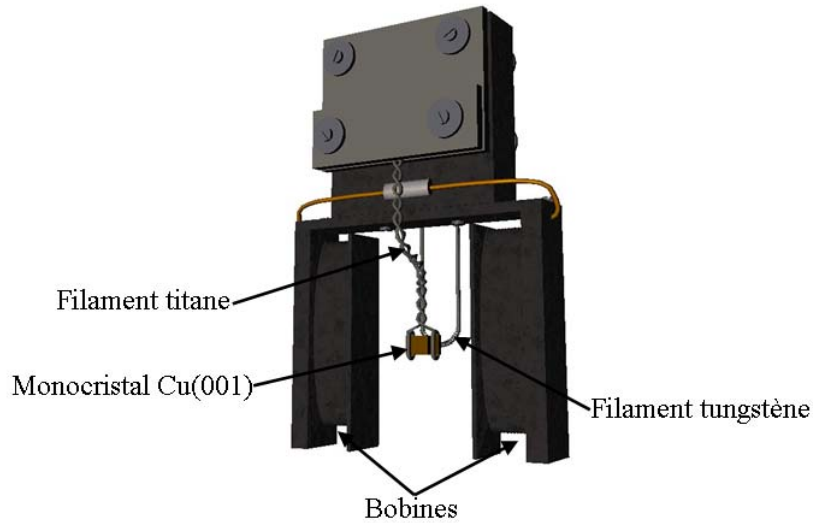


FIG. 2.8: Représentation du porte-échantillon.

donc la distribution d'intensité en fonction d'énergie. On peut identifier deux structures : le pic des électrons primaires autour de l'énergie primaire, dont la largeur détermine la résolution en énergie de l'analyseur d'énergie et une structure très étendue aux plus basses énergies qui correspond aux électrons secondaires.

### 2.3.3 Porte-échantillon

Le cristal est attaché à une tige de Ta de 0.2 mm de diamètre, fixé au porte-échantillon, puis mis à la terre ex situ via un micro-ampèremètre. Cela nous permet ainsi de mesurer le courant d'électrons qui arrive sur l'échantillon. Le substrat est isolé du reste du porte échantillon par des éléments en alumine (Fig. 2.9). Notons que l'échantillon doit être conducteur pour éviter les effets de charge, qui empêcheraient toute mesure.

Le cristal de substrat est recuit par bombardement électronique. Un filament de W de 0.2 mm de diamètre, placé à l'arrière du substrat émet par thermoémission des électrons qui bombardent le substrat, porté à un potentiel positif de 500 V.

Le substrat est placé sur l'axe du porte-échantillon à égale distance de deux bobines (Fig. 2.8). Chaque bobine est constituée de 100 spires d'un filament de Cu de 0.5 mm de diamètre. Avec ce dispositif l'échantillon est aimanté de façon rémanente dans le plan. Après plusieurs dépôts le porte-échantillon, les bobines et les céramiques sont recouvertes d'une couche mé-





FIG. 2.9: Porte-échantillon en vue éclatée [21].

tallique magnétique, ce qui peut entraîner un signal parasite dans les mesures d'angles de l'ordre de  $0.5^\circ$  pour la précession et la rotation. Le système est donc ouvert et nettoyé de temps en temps, afin d'éviter ces perturbations.

### 2.3.4 Evaporateur

Les échantillons sont préparés par évaporation d'éléments purs sur le substrat. Pour cela on se sert de deux types d'évaporateurs. Pour des métaux à faible température de fusion tel que l'Au, l'évaporateur est composé d'un creuset en Mo contenant le métal, et entouré d'un filament de W de 0.2 mm de diamètre. Par contre, pour les métaux à haute température de fusion tel le Fe, le creuset est remplacé par une tige du matériau à évaporer (Fig. 2.10). L'ensemble est thermiquement isolé par un refroidissement à eau.

Le principe de l'évaporation est le suivant : On envoie un courant de 3 A dans le filament de W. Le creuset ou la tige est porté à un potentiel positif d'environ 1 kV. Le filament va émettre des électrons accélérées par la différence de potentielle entre le filament et la cible, qui va bombarder le creuset entraînant ainsi une augmentation de la température et une sublimation du métal. La vitesse de dépôt peut varier de quelques dixièmes d'angströms par minute à une dizaine d'angström par minute.

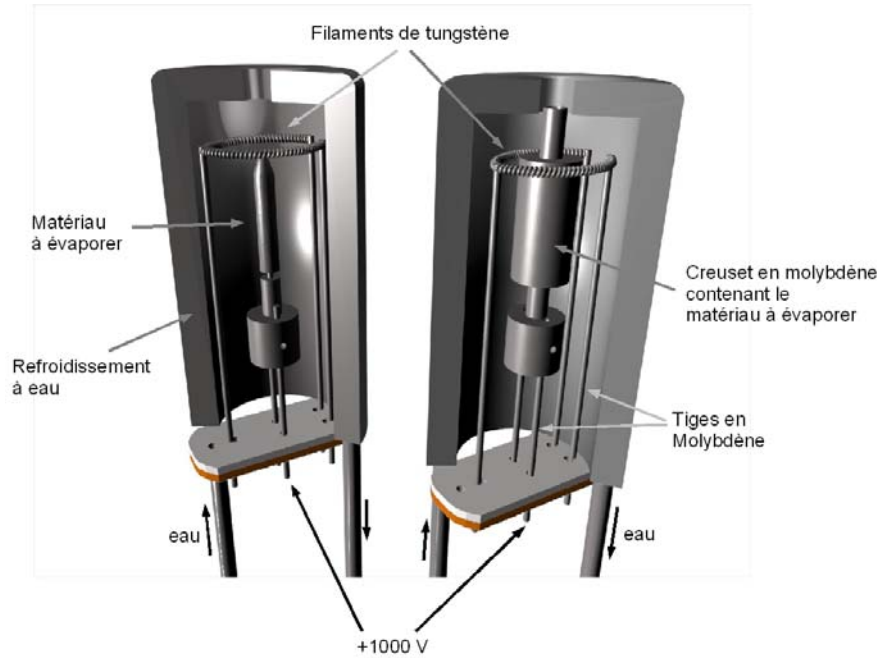


FIG. 2.10: Représentation de deux types d'évaporateurs [21].

### 2.3.5 Microbalance à quartz

Le flux de matière déposée sur le substrat est calibré par une microbalance à quartz, composée d'un cristal piézo-électrique dont la fréquence propre dépend de la quantité de matière déposée sur le quartz. Pendant le dépôt, la variation de la masse sur le quartz entraîne une baisse de la fréquence propre, ce qui permet de remonter à l'épaisseur du dépôt et par suite à la vitesse de dépôt. Pendant les mesures en fonction de l'épaisseur on ne peut mesurer la vitesse de dépôt avec la microbalance qu'au début et à la fin du dépôt. Il est donc important de s'assurer de la stabilité de la vitesse de dépôt pendant les mesures. En effet, des fluctuations de la vitesse de dépôt au cours du temps mèneraient à une mauvaise évaluation de l'épaisseur du film. C'est la raison pour laquelle on mesure le courant d'ions qui arrive sur l'échantillon et qui est proportionnel à la vitesse de dépôt. Ainsi, on peut suivre en temps réel d'éventuelles fluctuations de la vitesse de dépôt. L'utilisation de la microbalance qui nécessiterait un transfert de l'échantillon et de la microbalance entre chaque mesure prendrait beaucoup trop de temps.

### 2.3.6 Décapage ionique

Un canon à ion est utilisé pour le décapage de l'échantillon. Le principe est de bombarder celui-ci avec des ions afin d'éroder sa surface. Pour cela on introduit dans la chambre principale de l'Ar. Un faisceau d'ions  $\text{Ar}^+$  est obtenu par collision entre les atomes d'Ar et des électrons produits par thermoémission à partir d'un filament qui se trouve dans le canon. Les ions  $\text{Ar}^+$  sont accélérés et ensuite focalisés sur la surface de l'échantillon. L'impact des ions arrache des atomes du matériau à la surface. Dans le cas d'un film de Fe, on arrive à supprimer environ 2 nm de Fe sur l'échantillon par heure avec un courant d'ions de  $2 \mu\text{A}$  à 1.5 kV.

### 2.3.7 LEED

Le LEED ("Low Energy Electron Diffraction") est une technique de caractérisation de surface. Elle fournit la structure cristallographique de la surface. Dans une expérience de LEED les électrons incidents ont une énergie comprise entre 20 – 500 eV, ce qui correspond à une longueur d'onde de Broglie de l'ordre de la distance interatomique. Le faisceau d'électrons diffracté donne des informations structurales des 2 – 3 premières monocouches seulement. En effet, le libre parcours moyen des électrons à ces énergies est faible. Les électrons diffractés sont accélérés sur l'écran fluorescent, où l'on peut voir une tache de diffraction qui représente la transformée de Fourier de l'arrangement atomique de surface. Les maxima d'intensité des électrons diffractés se produisent aux angles déterminés par la condition de Laue (Fig. 2.11) :

$$\vec{k}_{\parallel} - \vec{k}_{0\parallel} = h_1 \vec{a}_1^* + h_2 \vec{a}_2^* \quad (2.3)$$

où  $\vec{k}_{0\parallel}$  et  $\vec{k}_{\parallel}$  sont respectivement les vecteurs d'onde du faisceau incident et diffracté parallèles à la surface,  $\vec{a}_1^*$  et  $\vec{a}_2^*$  les vecteurs primitifs du réseau réciproque surfacique et  $h_1$  et  $h_2$  des entiers. La condition de Laue peut s'illustrer dans l'espace réciproque par la sphère d'Ewald montré dans la Fig. 2.11.

### 2.3.8 Spectroscopie Auger

La spectroscopie Auger (AES), qui est réalisée dans notre expérience avec le système LEED à quatre grilles, est utilisée pour déterminer la nature des atomes à la surface de l'échantillon. Dans une expérience Auger l'échantillon est bombardé par un faisceau d'électrons avec une énergie de quelques keV.

Quand un électron incident frappe un atome de surface, il peut exciter ce dernier en créant un trou dans un niveau d'énergie profond. La Fig. 2.12

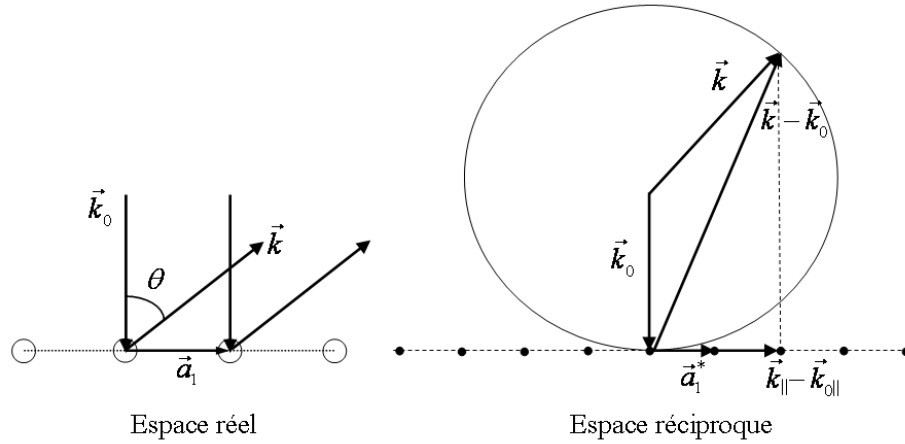


FIG. 2.11: Schéma du principe d'une expérience LEED pour un faisceau incident perpendiculaire à la surface du cristal.  $\vec{a}_1$  et  $\vec{a}_1^*$  sont des vecteurs primitifs respectivement de la surface du réseau réel et du réseau réciproque surfacique. Les vecteurs primitifs correspondants à l'autre direction de la surface,  $\vec{a}_2$  et  $\vec{a}_2^*$ , ne sont pas montrés.  $\vec{k}_0$  et  $\vec{k}$  sont les vecteurs d'onde respectivement du faisceau incident et du faisceau diffracté.

donne un exemple d'un processus Auger, où le trou initial est créé dans le niveau  $K$  d'énergie  $E_K$ . La désexcitation se fait dans ce cas présent, par le remplissage du trou du niveau  $K$  par un électron du niveau  $L_1$  d'énergie  $E_{L_1}$ . L'énergie libérée par cette transition est transférée en l'occurrence à un électron du niveau  $L_{2,3}$  d'énergie  $E_{L_{2,3}}$  qui sort du solide avec une énergie cinétique  $E_{cin} = E_K - E_{L_1} - E_{L_{2,3}} - e\phi$ . Le processus qui est montré dans la Fig. 2.12 est noté  $KL_1L_{2,3}$ . La sélectivité chimique de la spectroscopie Auger vient du fait que les énergies de liaison et donc les énergies cinétiques des électrons Auger dépendent de l'élément excité.

### 2.3.9 Schéma des potentiels dans l'expérience

La Fig. 2.13 montre les différents potentiels mis en jeu dans notre dispositif expérimental.  $V_{AsGa}$  est le potentiel appliqué sur le cristal d'AsGa,  $e\phi_S$  et  $e\phi_{grille}$  sont le travail de sortie respectivement de l'échantillon et de l'analyseur. Pour comparer les résultats expérimentaux des différents scans en énergie, nous avons choisi d'utiliser une échelle d'énergie relative au niveau de Fermi  $E_F$  de l'échantillon. Les électrons sortent de l'AsGa avec une énergie  $E_g$  par rapport au niveau de Fermi de l'AsGa. L'énergie des électrons

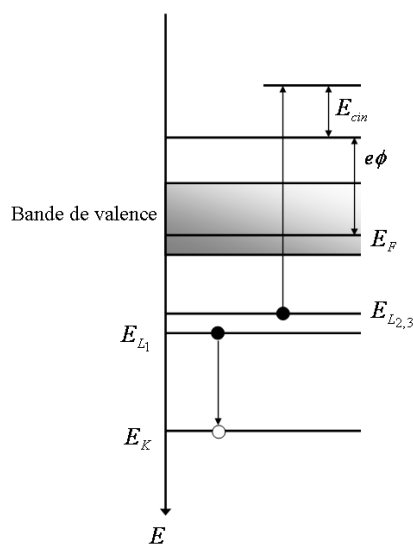


FIG. 2.12: Exemple d'un processus Auger. Un électron incident crée un trou dans le niveau d'énergie  $K$  de l'atome, qui est par la suite rempli par un électron du niveau d'énergie  $L$ . L'énergie libérée par cette transition est transférée à un autre électron, l'électron Auger, qui est émis dans le vide.

comparée au niveau de Fermi de l'échantillon est donc  $E - E_F = V_{AsGa} + E_g$ .

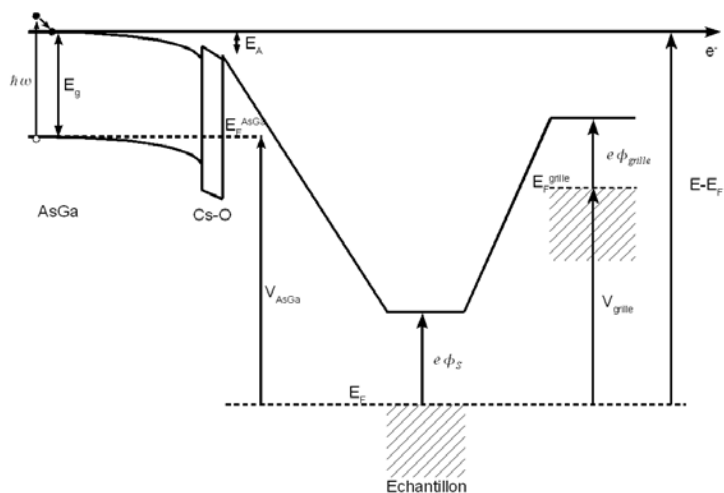


FIG. 2.13: Illustration de différents potentiels dans l'expérience [21].

On remarque qu'avec un travail de sortie de l'échantillon inférieur à celui de l'analyseur ( $e\phi_{grille} > e\phi_S$ ), un électron ne traverse l'analyseur sur

lequel aucune tension n'est appliquée que s'il possède une énergie supérieure à  $e\phi_{grille}$ . Ceci implique qu'il est impossible avec notre dispositif de travailler à des énergies primaires inférieures à environ 5 eV par rapport au niveau de Fermi, ce qui est une valeur typique des métaux de transition.

## 2.4 Détection de spin

Dans une expérience de spectroscopie électronique dépendante de spin il est impératif de déterminer le spin des électrons. Le dispositif utilisé par Stern et Gerlach basé sur un champ magnétique inhomogène est inapproprié pour des électrons. En effet, contrairement aux atomes neutres les électrons sont chargés. Ils subissent alors en plus de la force qui agit sur le moment magnétique<sup>1</sup> une force de Lorentz<sup>2</sup>. Pour des champs magnétiques macroscopiques cette force de Lorentz est très grande comparée à la force qui agit sur le moment magnétique. Cela rend la séparation des électrons suivant leur spin impossible [13].

Pour déterminer le spin des électrons, nous disposons d'un dispositif qui est basé sur la diffusion des électrons par l'interaction spin-orbite [25]. Ce dispositif que l'on appellera par la suite détecteur de Mott se trouve dans la troisième chambre de notre expérience. Il nous permet de déterminer la polarisation du faisceau d'électrons. Les électrons qui arrivent dans le détecteur de Mott passent à travers un système d'optique électronique dont les éléments sont placés à des tensions croissantes, 400 V, 2 kV, 6 kV, 50 kV et 100 kV, qui les accélèrent progressivement. Les éléments à 50 et 100 kV sont hémisphériques afin de réduire de façon significative les problèmes d'alignement (Fig. 2.14).

### 2.4.1 Principe du détecteur de Mott

Le détecteur de Mott est constitué de deux éléments métalliques hémisphériques portés respectivement à 50 et 100 keV, préparant ainsi un faisceau d'électrons d'une énergie d'environ 100 keV. Et d'une très fine feuille d'Or (100 nm), qui sert de centre de diffusion et de deux paires de détecteurs d'électrons (Fig. 2.14). Comment arrive-t-on à déterminer la polarisation d'un faisceau d'électrons avec une feuille d'Or ?

Soit un faisceau d'électrons de 100 keV qui arrive sur un atome d'Or. A cette énergie les électrons pénètrent dans le nuage électronique de l'atome et

<sup>1</sup>Force sur le moment magnétique  $\vec{\mu}_s$  dans le champ  $\vec{H}$  :  $\vec{F} \propto \vec{\nabla}(\vec{\mu}_s \cdot \vec{H})$

<sup>2</sup>Force sur un électron qui a une vitesse  $\vec{v}$  dans un champ  $\vec{H}$  :  $\vec{F} \propto e(\vec{v} \times \vec{H})$

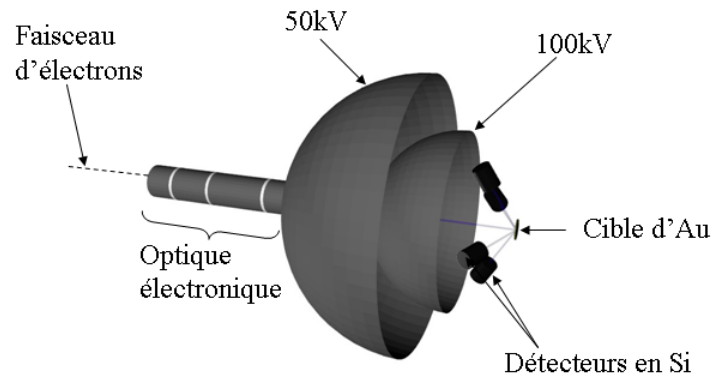


FIG. 2.14: Schéma représentant le détecteur de Mott.

sont soumis au champ coulombien du noyau. Dans le référentiel lié à l'électron, c'est l'atome qui se déplace vers l'électron à la vitesse opposée. D'après la relativité restreinte, il y a apparition d'un champ magnétique dans le référentiel lié à l'électron [14, 26]. Les électrons sont ainsi soumis à un champ magnétique circulaire. Ce champ exerce une force sur le moment magnétique de l'électron beaucoup plus grande que la force de Lorentz qui agit sur la charge.

Soit un électron avec un spin "up" qui passe à droite de l'atome d'Or. Dans ce cas le champ magnétique et le spin sont parallèles. Par conséquent, la force agissant sur le spin pousse l'électron vers la région où le champ est plus faible, soit vers la droite, comme cela est illustré dans la Fig. 2.15. Si cet électron passe à gauche de l'atome d'Or le champ magnétique et le spin sont antiparallèles, et la force agissant sur le spin pousse l'électron vers la région où le champ magnétique est plus fort, c'est-à-dire vers la droite aussi. En résumé, un électron avec un spin "up" est préférentiellement dévié vers la droite et réciproquement un électron avec un spin "down" est préférentiellement dévié vers la gauche. Cette interaction entre le spin et le champ coulombien, plus connue sous le nom de l'interaction spin-orbite induit une asymétrie dans la section efficace différentielle de diffusion élastique des électrons en fonction de l'angle de diffusion  $\theta$ ,  $\theta$  étant l'angle défini par le faisceau incident et le faisceau diffusé (voir Fig. 2.15).

L'asymétrie de diffusion entre les électrons "up" et "down" sur un atome en fonction des angles  $\theta$  et  $\phi$ , le dernier étant l'angle qui fait le plan de diffusion avec l'axe  $x$ , est donnée par la différence normalisée des sections efficaces différentielles  $\sigma^{\uparrow,\downarrow}(\theta, \phi)$  des électrons "up" et "down" (l'indice  $so$

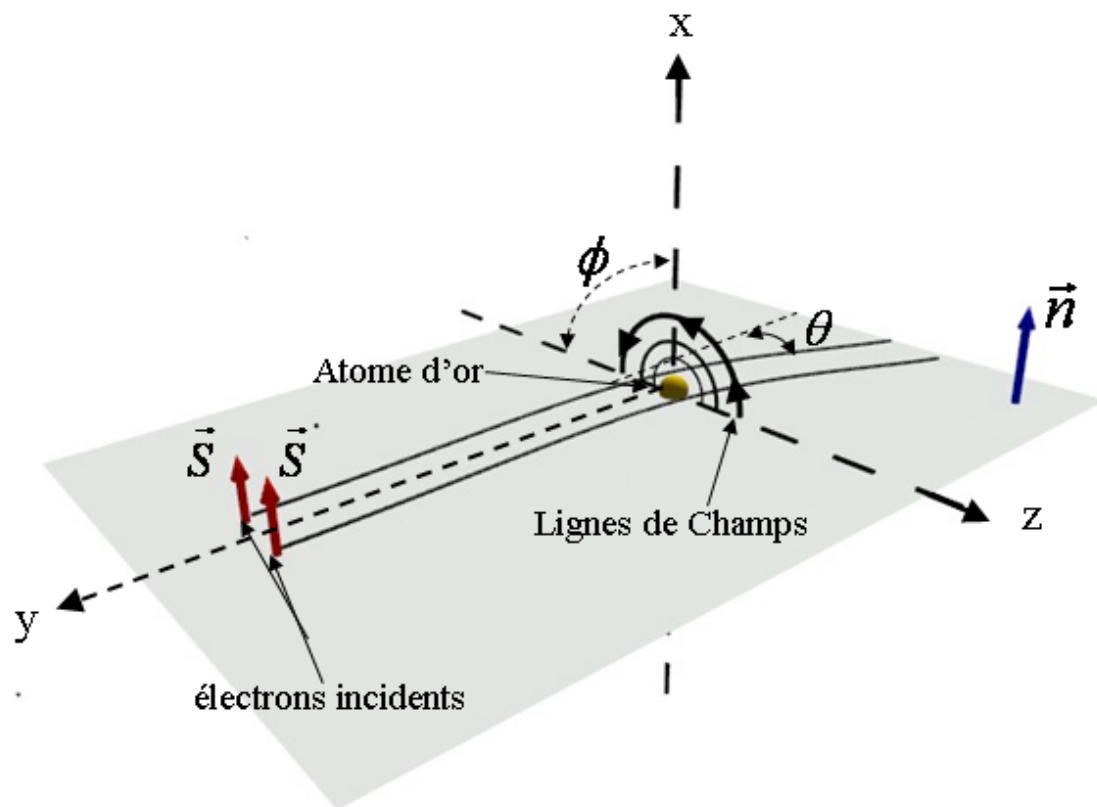


FIG. 2.15: Effet de déviation d'un électron spin "up" dû à l'interaction spin-orbite.



indique "spin-orbite") :

$$A_{so}(\theta, \phi) = \frac{\sigma^\uparrow(\theta, \phi) - \sigma^\downarrow(\theta, \phi)}{\sigma^\uparrow(\theta, \phi) + \sigma^\downarrow(\theta, \phi)} . \quad (2.4)$$

Dans le cas d'une diffusion sur un atome d'Au,  $A_{so}(\theta, \phi)$  présente deux maxima pouvant atteindre 80% aux angles  $\theta = \pm 120^\circ$  [13, 18]. Les électrons "up" sont préférentiellement diffusés dans la direction  $+120^\circ$ , alors que les électrons "down" sont préférentiellement diffusés dans la direction  $-120^\circ$ . On construit alors un détecteur de Mott en plaçant deux détecteurs d'électrons identiques aux angles  $\theta = \pm 120^\circ$ . Si le faisceau incident a une polarisation "up" le détecteur à  $\theta = +120^\circ$  (à droite) comptera plus d'électrons que celui à  $\theta = -120^\circ$  (à gauche) et inversement pour une polarisation "down".

En comptant le nombre des électrons qui arrivent sur les détecteurs à droite et à gauche pendant le même intervalle de temps, il est possible de remonter à la polarisation du faisceau d'électrons. Elle est proportionnelle à l'asymétrie entre les deux détecteurs, le coefficient de proportionnalité étant constant. La mesure de la polarisation est ainsi réduite à un comptage d'électrons dans les deux détecteurs. C'est le principe de base du fonctionnement d'un détecteur de Mott. Notons que seule la composante de la polarisation normale au plan de diffusion peut être détectée.

### 2.4.2 Fonctionnement du détecteur de Mott

La connaissance de la section efficace différentielle de diffusion est impérative pour déterminer le nombre des électrons diffusés qui arrivent sur les détecteurs. Dans cette section nous allons calculer dans un premier temps la section efficace différentielle de diffusion des électrons par le champ coulombien d'un atome.

La fonction d'onde des électrons polarisés en spin diffusés par un potentiel coulombien est déterminée par l'équation de Dirac [15]. Elle est décrite par quatre composantes  $\psi_j$  ( $j = 1 - 4$ ) dont les expressions asymptotiques à grande distance du potentiel de l'atome sont données par :

$$\psi_j = b_j e^{i\vec{k}\vec{r}} + \frac{e^{ikr}}{r} u_j(\theta, \phi) \quad (2.5)$$

où le premier terme correspond à l'onde incidente et le second à l'onde diffusée.

Par la suite seulement les composantes d'indices 3 et 4 sont importantes pour la détermination du spin et correspondent aux deux composantes du

spineur. Pour un potentiel à symétrie sphérique  $u_3$  et  $u_4$  ont la forme suivante [13, 27] :

$$\begin{cases} u_3 = b_3 f(\theta) - b_4 g(\theta) e^{-i\phi} \\ u_4 = b_4 f(\theta) + b_3 g(\theta) e^{+i\phi} \end{cases} \quad (2.6)$$

où les fonctions  $f(\theta)$  et  $g(\theta)$  sont déterminées à partir de la solution détaillée de l'équation de Dirac. La section efficace différentielle des électrons diffusés dans la direction  $(\theta, \phi)$  est donnée par :

$$\begin{aligned} \sigma(\theta, \phi) &= \frac{|u_3(\theta, \phi)|^2 + |u_4(\theta, \phi)|^2}{|b_3|^2 + |b_4|^2} \\ &= |f(\theta)|^2 + |g(\theta)|^2 + \frac{b_3^* b_4 e^{-i\phi} - b_3 b_4^* e^{i\phi}}{|b_3|^2 + |b_4|^2} (f(\theta) g^*(\theta) - f^*(\theta) g(\theta)) \\ &= (|f(\theta)|^2 + |g(\theta)|^2) \left[ 1 + S(\theta) \frac{b_3^* b_4 e^{-i\phi} - b_3 b_4^* e^{i\phi}}{i(|b_3|^2 + |b_4|^2)} \right] \end{aligned} \quad (2.7)$$

avec la fonction de Sherman [28] :

$$S(\theta) = i \frac{f(\theta) g^*(\theta) - f^*(\theta) g(\theta)}{|f(\theta)|^2 + |g(\theta)|^2} \quad (2.8)$$

qui est une fonction réelle, car le numérateur est la différence de deux fonctions complexes conjuguées.

Dans la suite, la normale  $\vec{n}$  du plan de diffusion est parallèle à l'axe  $x$ , c.à.d. que  $\phi = 90^\circ$ . Si l'électron est dans un état de spin perpendiculaire au plan de diffusion on a donc  $b_3 = b_4 = 1$  et la section efficace devient :

$$\sigma(\theta, \phi = 90^\circ) = (|f(\theta)|^2 + |g(\theta)|^2)(1 - S(\theta)) \quad (2.9)$$

Dans le cas le plus général où le faisceau d'électrons est partiellement polarisé, la section efficace est donnée par [13] :

$$\sigma(\theta, \phi = 90^\circ) = (|f(\theta)|^2 + |g(\theta)|^2)(1 - S(\theta) \vec{P} \cdot \vec{n}) \quad (2.10)$$

où  $\vec{P}$  est la polarisation du faisceau incident.

Comme la fonction de Sherman change de signe sous l'inversion de l'argument  $\theta$ , c.à.d.  $S(-\theta) = -S(\theta)$ , elle introduit une asymétrie dans le nombre des électrons qui arrivent sur les détecteurs à droite et à gauche :

$$A_{so} = \frac{\sigma(-\theta, \phi = 90^\circ) - \sigma(\theta, \phi = 90^\circ)}{\sigma(-\theta, \phi = 90^\circ) + \sigma(\theta, \phi = 90^\circ)} = S(\theta) \vec{P} \cdot \vec{n} \quad (2.11)$$

La connaissance de la fonction de Sherman permet donc de remonter à la valeur de la composante normale de la polarisation, c.à.d. à  $\vec{P} \cdot \vec{n} = P_n$ .

La valeur de la fonction de Sherman à  $\theta = 120^\circ$  (appelé par la suite facteur de Sherman) calculée par Holtzwarth et Meister [29] pour la diffusion sur un seul atome d'Au est  $S(120^\circ) = 0.39$ . L'utilisation d'une feuille d'Au et non d'un seul atome, mène à l'apparition d'autres phénomènes, tels que des diffusions multiples de l'électron dans la feuille d'Au, ce qui entraînent une diminution du facteur de Sherman [18, 30]. Pour minimiser ces effets, surtout celui des diffusions multiples, on utilise une feuille d'Au très mince ( $\approx 100$  nm). Dans ce cas, on ne parlera plus du facteur de Sherman, mais plutôt du facteur de Sherman effectif  $S_{eff}$  qui tient compte de la situation expérimentale. Dans notre dispositif  $S_{eff}$  a pour valeur  $0.2 \pm 0.02$  pour  $\theta = 120^\circ$  et une tension de 100 keV.

Dans un dispositif dans lequel deux détecteurs identiques sont placés à la même distance de la feuille d'Au et aux angles  $\theta = \pm 120^\circ$ , l'asymétrie d'intensité droite-gauche est donc :

$$A_{so} = \frac{N_d - N_g}{N_d + N_g} = S_{eff} P_n \quad (2.12)$$

avec  $N_d$  et  $N_g$  le nombre d'électrons collectés dans les détecteurs respectivement à droite et à gauche. Les deux détecteurs à gauche et à droite étant placés dans le plan horizontal, ils nous donnent donc la composante verticale de la polarisation. En plaçant deux autres détecteurs dans le plan vertical en haut et en bas sous les mêmes angles  $\pm 120^\circ$ , on trouve la composante horizontale de la polarisation. C'est ce genre de dispositif qui est installé dans notre expérience.

En pratique, les détecteurs ne sont pas parfaitement identiques (différentes efficacités) ni placés parfaitement symétriques par rapport au faisceau d'électrons. Cela entraîne une asymétrie factice dans les mesures. Pour la supprimer, on effectue deux fois la même mesure, en inversant la polarisation du faisceau incident. Pour un faisceau d'électrons incident avec une polarisation "up" ( $\uparrow$ ) le nombre d'électrons sur les détecteurs à gauche et à droite est [13] :

$$N_g^\uparrow = n\rho E_g \Omega_g I [1 + S_{eff} P_n] \quad , \quad (2.13)$$

$$N_d^\uparrow = n\rho E_d \Omega_d I [1 - S_{eff} P_n] \quad (2.14)$$

où  $n$  est le nombre d'électrons incidents,  $\rho$  le nombre d'atomes d'Au par unité d'aire,  $E_{g,d}$  les efficacités des détecteurs,  $\Omega_{g,d}$  les angles solides des détecteurs et  $I = |f(120^\circ)|^2 + |g(120^\circ)|^2$ .

Pour une polarisation "down" ( $\downarrow$ ) le nombre d'électrons sur ces détecteurs devient :

$$N_g^\downarrow = n'\rho' E_g \Omega_g I [1 - S_{eff} P_n] \quad , \quad (2.15)$$

$$N_d^\downarrow = n' \rho' E_d \Omega_d I [1 + S_{eff} P_n] \quad . \quad (2.16)$$

Le nombre d'électrons incident  $n'$  et le nombre d'atomes d'Au par unité de surface  $\rho'$  ne sont pas nécessairement les mêmes que dans le cas précédent ( $\uparrow$ ). En définissant  $N_d$  et  $N_g$  comme la moyenne géométrique des nombres des électrons qui arrivent sur chaque détecteur dans les deux cas :

$$N_d \equiv \sqrt{N_g^\uparrow N_d^\downarrow} = \sqrt{nn' \rho \rho' E_g E_d \Omega_g \Omega_d I} [1 + S_{eff} P_n] \quad , \quad (2.17)$$

$$N_g \equiv \sqrt{N_g^\downarrow N_d^\uparrow} = \sqrt{nn' \rho \rho' E_g E_d \Omega_g \Omega_d I} [1 - S_{eff} P_n] \quad (2.18)$$

on obtient une asymétrie gauche-droite  $A_{so}$  qui est indépendante des efficacités des détecteurs, des angles solides des détecteurs, des variations de l'épaisseur de la feuille d'Au et des nombres d'électrons incidents.

Nous notons que le détecteur de Mott dans notre expérience n'est sensible qu'aux composantes  $P_x$  et  $P_z$  du vecteur polarisation. C'est la raison pour laquelle par la suite seules ces composantes seront discutées et exploitées.

D'après la précédente discussion la composante  $P_x$  est donc donnée par :

$$P_x = \frac{1}{S_{eff}} \frac{\sqrt{N_g^\uparrow N_d^\downarrow} - \sqrt{N_g^\downarrow N_d^\uparrow}}{\sqrt{N_g^\uparrow N_d^\downarrow} + \sqrt{N_g^\downarrow N_d^\uparrow}} \quad . \quad (2.19)$$

Pour obtenir la composante  $P_z$  il faut mesurer les intensités dans les détecteurs en haut ( $h$ ) et en bas ( $b$ ) :

$$P_z = \frac{1}{S_{eff}} \frac{\sqrt{N_h^\uparrow N_b^\downarrow} - \sqrt{N_h^\downarrow N_b^\uparrow}}{\sqrt{N_h^\uparrow N_b^\downarrow} + \sqrt{N_h^\downarrow N_b^\uparrow}} \quad . \quad (2.20)$$

Maintenant, on se demande comment on peut réaliser dans notre expérience particulière, à savoir la mesure du mouvement du spin d'électrons, ces configurations " $\uparrow$ " et " $\downarrow$ ", afin de supprimer les asymétries factices. Considérons pour cela la géométrie de notre expérience, qui correspond à un faisceau d'électrons polarisés suivant l'axe  $+x$ , se propageant initialement suivant la direction  $+z$ , et une aimantation qui est dans le plan  $yz$  faisant un angle de  $45^\circ$  avec le plan  $xz$  (voir Fig. 2.16). La polarisation du faisceau réfléchi est repérée par  $\vec{P}^{(M\sigma)}$  avec  $M = +$  si l'aimantation est suivant la direction définie sur la Fig. 2.16 et  $\sigma = +$  si le vecteur polarisation est suivant l'axe  $+x$ . D'après l'eq. 1.37 les composantes du vecteur polarisation sont alors pour la configuration  $(M\sigma) = (++)$  :

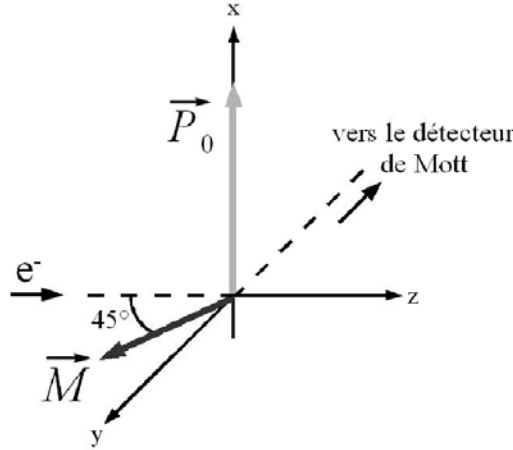


FIG. 2.16: Configuration de la polarisation initiale  $\vec{P}_0$  et de l'aimantation  $\vec{M}$  dans notre expérience.

$$\vec{P}^{(++)} = \begin{cases} P_0 \sqrt{1 - A^2} \cos \varepsilon \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (A + P_0 \sqrt{1 - A^2} \sin \varepsilon) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (A - P_0 \sqrt{1 - A^2} \sin \varepsilon) \end{cases} . \quad (2.21)$$

Après inversion uniquement de la direction de la polarisation initiale on obtient :

$$\vec{P}^{(+-)} = \begin{cases} -P_0 \sqrt{1 - A^2} \cos \varepsilon \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (A - P_0 \sqrt{1 - A^2} \sin \varepsilon) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (A + P_0 \sqrt{1 - A^2} \sin \varepsilon) \end{cases} . \quad (2.22)$$

Après inversion uniquement de la direction de l'aimantation on obtient :

$$\vec{P}^{(-+)} = \begin{cases} P_0 \sqrt{1 - A^2} \cos \varepsilon \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (-A - P_0 \sqrt{1 - A^2} \sin \varepsilon) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (-A + P_0 \sqrt{1 - A^2} \sin \varepsilon) \end{cases} . \quad (2.23)$$

Après inversion de la direction de la polarisation initiale ainsi que de la

direction de l'aimantation on obtient :

$$\vec{P}^{(--)} = \begin{cases} -P_0\sqrt{1-A^2}\cos\varepsilon \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(-A+P_0\sqrt{1-A^2}\sin\varepsilon) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(-A-P_0\sqrt{1-A^2}\sin\varepsilon) \end{cases} \quad (2.24)$$

Se limitant aux composantes selon  $x$  et  $z$  on remarque les égalités suivantes :

$$P_x^{(++)} = P_x^{(-+)} = -P_x^{(+-)} = -P_x^{(--)} \quad , \quad (2.25)$$

$$P_z^{(-+)} = -P_z^{(++)} \quad , \quad (2.26)$$

$$P_z^{(--)} = -P_z^{(+-)} \quad . \quad (2.27)$$

Ces égalités sont exactement ce que l'on a cherché. Pour obtenir des valeurs opposées de la composante  $P_x$  il faut donc faire les identifications suivantes : " $\uparrow$ " :  $(++)$  ou  $(-+)$ , " $\downarrow$ " :  $(+-)$  ou  $(--)$ .

Nous notons que les combinaisons des configurations  $(++)/(+-)$ ,  $(++)/(-)$ ,  $(-+)/(+-)$  et  $(-+)/(--)$  donnent toutes la même valeur :  $P_x^{(++),(+-)} = P_x^{(++),(--)} = P_x^{(-+),(+-)} = P_x^{(-+),(--)}$ .

Pour  $P_z$  on fait les identifications suivantes :

" $\uparrow$ " :  $(++)$ , " $\downarrow$ " :  $(-+)$  ou " $\uparrow$ " :  $(+-)$ , " $\downarrow$ " :  $(--)$ .

Bien entendu, les deux alternatives ne mènent pas à la même valeur de la composante  $P_z$  comme on peut le voir dans les equ. 2.21- 2.24. La combinaison des configurations  $(++)$  et  $(-+)$  donne une polarisation  $P_z^{(++),(+-)}$ , alors que celle des configurations  $(+-)$  et  $(--)$  donne en générale une autre valeur de polarisation,  $P_z^{(+-),(--)}$ .

D'après les equ. 2.19 et 2.20 les expressions pour les polarisations  $P_x^{(1),(2)}$  et  $P_z^{(1),(2)}$ , (1) et (2) désignant une des quatre configurations possibles  $(\pm M, \pm\sigma)$ , s'écrivent donc comme suit :

$$P_x^{(1),(2)} = \frac{1}{S_{eff}} \frac{\sqrt{N_g^{(1)}N_d^{(2)}} - \sqrt{N_g^{(2)}N_d^{(1)}}}{\sqrt{N_g^{(1)}N_d^{(2)}} + \sqrt{N_g^{(2)}N_d^{(1)}}} \quad , \quad (2.28)$$

$$P_z^{(1),(2)} = \frac{1}{S_{eff}} \frac{\sqrt{N_h^{(1)}N_b^{(2)}} - \sqrt{N_h^{(2)}N_b^{(1)}}}{\sqrt{N_h^{(1)}N_b^{(2)}} + \sqrt{N_h^{(2)}N_b^{(1)}}} \quad . \quad (2.29)$$

Finalement, des combinaisons de différentes polarisations  $P_x^{(1),(2)}$  et  $P_z^{(1),(2)}$  permettent d'obtenir des expressions pour  $A$ ,  $P_0$  et  $\varepsilon$  :

$$A = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( P_z^{(--),(+-)} + P_z^{(-+),(++)} \right) , \quad (2.30)$$

$$P_0 = \sqrt{\frac{\frac{1}{4} \left( P_x^{(++),(--)} + P_x^{(-+),(+-)} \right)^2 + \frac{1}{2} \left( P_z^{(-+),(++)} - P_z^{(--),(+-)} \right)^2}{1 - A^2}} , \quad (2.31)$$

$$\varepsilon = \arcsin \left( \frac{\frac{1}{\sqrt{2}} \left( P_z^{(-+),(++)} - P_z^{(--),(+-)} \right)}{P_0 \sqrt{1 - A^2}} \right) . \quad (2.32)$$

### 2.4.3 Détection des électrons

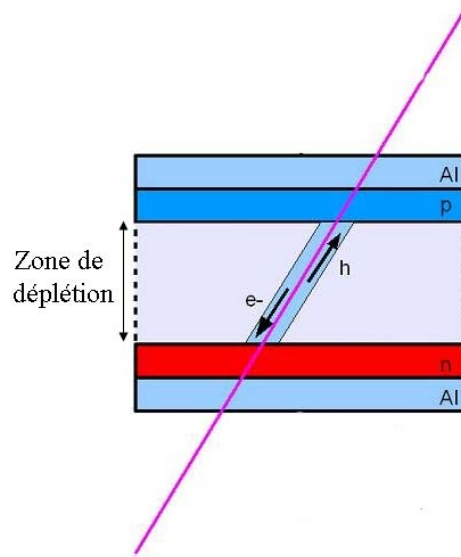


FIG. 2.17: Principe de fonctionnement du détecteur d'électrons à base de Si. Lorsqu'un électron de haute énergie pénètre dans le Si il forme sur son chemin des paires électron-trou, qui sont par la suite détectées par l'électronique de comptage.

Les détecteurs d'électrons dans notre dispositif sont constitués de deux semi-conducteurs (Si) de type p et n juxtaposés l'un sur l'autre. Lorsqu'un électron pénètre dans le détecteur il crée des paires d'électron-trou le long de sa trajectoire. La diffusion de l'électron et la recombinaison d'électron-trou créent une jonction, une zone sans porteur de charges à l'interface des deux semi-conducteurs, formant ainsi une zone de déplétion (une sorte de condensateur). Chaque paire se sépare et génère une tension  $V = e/C$ , où  $e$

désigne la charge élémentaire et  $C$  la capacité de la jonction. Le nombre de paires électron-trou créés est proportionnel à l'énergie perdue par l'électron incident dans le Si qui est de  $390 \text{ eV}/\mu\text{m}$  [21]. Nos détecteurs ayant une épaisseur de  $300 \mu\text{m}$  et les électrons incidents ayant une énergie de  $100 \text{ keV}$ , on récupère environ  $30000$  électrons (ou trous) sur l'électrode, ce qui nécessite une électronique de précision.

Notons que l'utilisation de la haute tension nécessite des précautions. C'est la raison pour laquelle le détecteur de Mott est placé dans une cage de Faraday de plusieurs mètres cube. L'électronique de comptage est aussi placée dans une cage de Faraday et la transmission des données se fait par une fibre optique.



Deuxième partie

Résultats et discussions



# Chapitre 3

## Oscillations du mouvement du spin d'électrons dans le système Au/Co(001)

L'existence des états quantiques dans des couches minces métalliques sont à l'origine de nombreux phénomènes oscillatoires [31, 32]. En particulier, ils sont responsables des oscillations du couplage d'échange entre deux couches ferromagnétiques séparées par un matériau non-magnétique [33, 34], du moment magnétique induit [35] et de l'anisotropie magnétique [36]. Nous avons aussi démontré dans une étude antérieure que les oscillations du mouvement du spin observées dans le système Cu/Co(001) étaient dues à l'apparition des états quantiques dans la couche de Cu [21, 37]. Dans l'étude de ce système Nous avons montré que la réflectivité ainsi que les angles du mouvement de spin,  $\varepsilon$  et  $\phi$ , pouvaient bien être décrits par un modèle d'interféromètre de Fabry-Pérot. Dans le but de tester l'applicabilité de ce modèle d'interféromètre sur d'autres systèmes, nous avons décidé d'étudier le système Au/Co(001). Bien que la couche ferromagnétique reste la même dans ce système, l'utilisation de l'Au à la place du Cu mène à une situation différente. Premièrement, l'étude a montré que la réflectivité des électrons à l'interface Au/Co est beaucoup plus élevée que celle de la surface d'Au. Ceci n'est pas le cas pour le système Cu/Co. Deuxièmement, le libre parcours moyen des électrons dans l'Au aux basses énergies est beaucoup plus grand que dans le Cu. Troisièmement, alors que la prise en compte des électrons diffusés avec une phase arbitraire<sup>1</sup> n'était pas nécessaire dans la discussion des résultats expérimentaux dans le système Cu/Co, elles deviennent indispensable dans le système Au/Co. Ces trois points mènent, comme nous le verrons par la

---

<sup>1</sup>voir section 3.4.4

suite, à un comportement très différent de celui que nous avons observé dans le système Cu/Co(001) [37].

### 3.1 Echantillon

Pour réaliser nos échantillons, nous utilisons un monocristal de Cu(001), sur lequel on dépose une couche de Co de 5 nm qui sert de substrat pour la croissance du film d'Au. Tous les dépôts sont effectués à température ambiante. La croissance du film de Co sur le Cu(001) se fait dans une structure cubique à faces centrées avec une légère distorsion tétragonale dans la direction normale [38, 39]. L'orientation du cristal de Cu(001) est choisie de telle sorte qu'une des rangées atomiques  $[110]$  ou  $[\bar{1}10]$ , correspondant à l'axe de facile aimantation du film de Co, soit horizontale. Cela permet, d'aimanter l'échantillon le long d'un axe de facile aimantation avec notre dispositif (voir Fig. 2.8). Le plan de diffusion des électrons contient l'axe de facile aimantation (Fig. 2.2). Un faisceau incident transversalement polarisé mène alors à une configuration dans laquelle la polarisation initiale est perpendiculaire à l'aimantation.

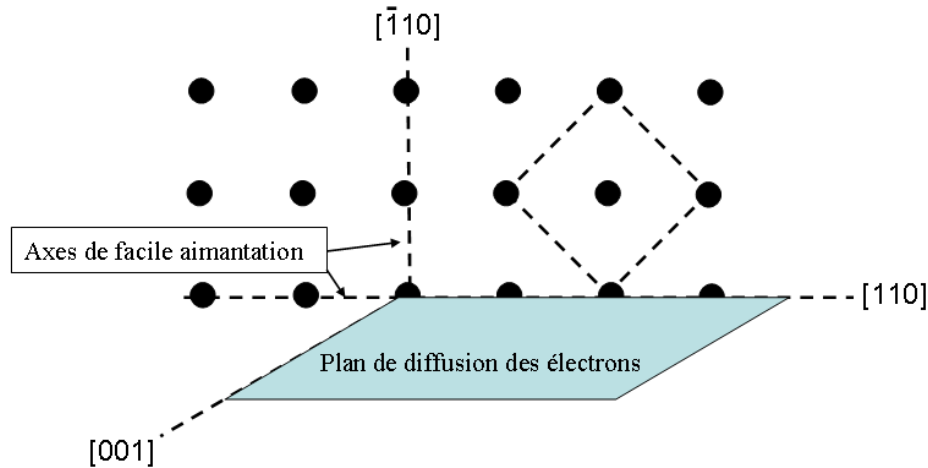


FIG. 3.1: Orientation du monocristal de Cu(001).

Les échantillons sont réalisés sous ultravide. Avant le dépôt, le cristal de Cu est découpé par bombardement ionique, ensuite recuit à une température de 800 K. On dépose ensuite un film de 5 nm de Co par épitaxie à jets moléculaires sous une pression résiduelle de  $3 \cdot 10^{-10}$  mbar.

Comme la croissance du Co sur Cu(001), qui est du type "couche par couche", a été déjà étudiée en détail par d'autres groupes [38, 39], nous

présentons ici seulement l'étude du mode de croissance de l'Au sur Co(001). Cela a été fait en mesurant la variation de l'intensité du pic Auger de Co en fonction de l'épaisseur d'Au. En général, cette variation peut être décrite par une loi exponentielle :

$$I(d) = I_0 e^{-\frac{d}{l \cos \alpha}} \quad (3.1)$$

avec  $I_0$  l'intensité d'une transition Auger du substrat non recouvert,  $d$  l'épaisseur du film déposé et  $l$  la longueur d'atténuation des électrons dans le film. Le facteur  $\cos \alpha$  tient compte de l'angle d'émergence des électrons par rapport à la normale de l'échantillon. La distribution angulaire du faisceau d'électrons Auger dans notre dispositif (un système LEED à quatre grilles) est comprise entre  $5$  et  $50^\circ$  tel que l'intensité du pic Auger mesurée est donnée par :

$$I(d) = \int_{5^\circ}^{50^\circ} I_0 e^{-\frac{d}{l \cos \theta}} \sin \theta d\theta \approx I_0 e^{-\frac{d}{l \cos 34^\circ}} \quad (3.2)$$

On peut considérer que les électrons s'échappent avec un angle moyen  $\alpha$  de  $34^\circ$ .

La Fig. 3.2 montre l'intensité expérimentale du pic Auger du Co à 775 eV en fonction de l'épaisseur d'Au (points noirs) et l'ajustement correspondant à la loi exponentielle de l'équation 3.1, donnant une valeur de 1.25 nm pour la longueur d'atténuation. Comme cette valeur est en accord avec la valeur du libre parcours moyen des électrons à cette énergie [40], on est amené à dire que la croissance de l'Au sur Co(001) est plutôt de type Franck-van der Merwe, c'est à dire couche par couche. En effet, une trop forte déviation de la croissance de type couche par couche mènerait à une longueur d'atténuation beaucoup plus grande comparée au libre parcours moyen.

Des images LEED ont aussi été réalisées sur nos échantillons. Les Figures 3.3a et b montrent les clichés de diffraction LEED obtenus respectivement sur le monocristal de Cu(001) à 130 eV et 28 MC de Co à 144 eV. La Figure 3.3c représente le cliché de diffraction réalisé sur 34 MC d'Au déposé sur du Co/Cu(001) à 144 eV.

Le cobalt croît sur le Cu(001) tout en gardant la structure du Cu comme on peut le voir sur les clichés 3.3a et b. La structure du film d'Au déposé sur le Co est par contre très différente de celle du Co(001). En effet, le diagramme de diffraction du film de Co (Fig. 3.3b) ne ressemble pas à celui du film d'Au (Fig. 3.3c). Pour de très faibles couvertures d'Au (en dessous de 2 MC), les taches de diffraction disparaissent. Elles sont remplacées par une forte intensité de fond, ce qui montre un désordre de la structure cristallographique du film d'Au. Pour des couches plus épaisses ( $> 18$  MC) les taches de diffraction réapparaissent. Le diagramme de diffraction est maintenant constitué d'un arrangement régulier de taches allongées, qui forment deux

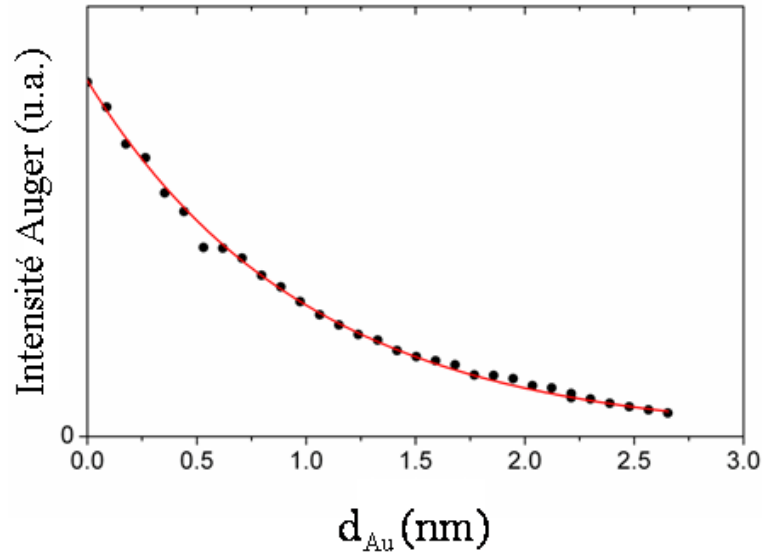


FIG. 3.2: Intensité du pic Auger du Co à 775 eV en fonction de l'épaisseur d'Au déposé sur Co/Cu(001).

hexagones tournés de  $30^\circ$  l'un par rapport à l'autre (Fig. 3.3c). Ce genre de structure a déjà été observé pour la croissance de l'Au sur un monocristal de Cu(001) [41]. L'explication la plus plausible est que l'Au pousse dans une structure dense résultant en un empilement d'atomes de type ABCABC... ou ABAB... Dans ces conditions une seule rangée de forte densité atomique peut coïncider à une rangée de forte densité atomique de Co c.à.d.  $[110]$  ou  $[\bar{1}\bar{1}0]$ . En effet, l'angle entre deux rangées de forte densité est de  $60^\circ$  pour la face (111) de l'Au alors qu'il est de  $90^\circ$  pour le Co. Ainsi, on a une coïncidence suivant une seule direction à la fois. Ceci est caractéristique d'une épitaxie unidirectionnelle. Suivant la direction de coïncidence on distingue alors deux types domaines hexagonaux qui sont alignés soit suivant  $[110]$  soit suivant  $[\bar{1}\bar{1}0]$ . Si les domaines sont suffisamment petits, on peut alors voir sur le diagramme de diffraction deux structures hexagonales avec des taches allongées consécutivement perpendiculaire l'une par rapport à l'autre. L'élongation des taches est due à une forme allongée dans la direction de bonne coïncidence [42].

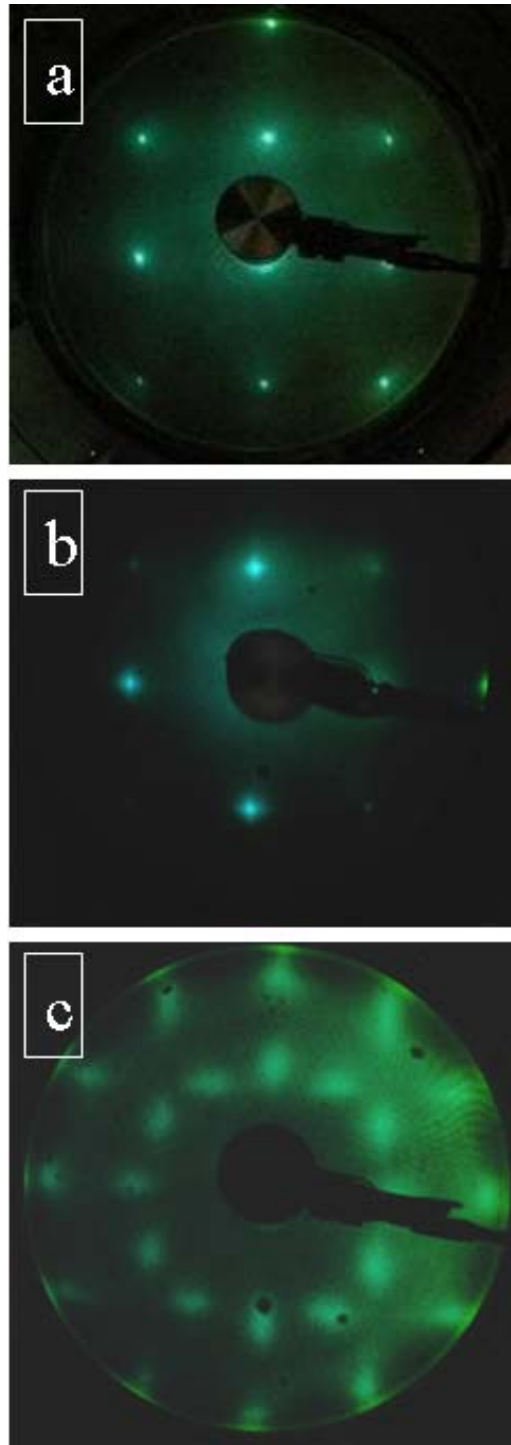


FIG. 3.3: Clichés de diffraction LEED d'un monocristal de Cu(001) à 130 eV (a), de 28 MC Co sur Cu(001) à 144 eV (b) et de 34 MC Au sur Co/Cu(001) à 144 eV (c). L'axe [110] du Cu(001) est horizontal.

## 3.2 Résultats expérimentaux

Dans cette partie nous présentons les résultats de l'étude de l'intensité des électrons réfléchis et du mouvement du spin en fonction de l'épaisseur d'Au. La vitesse de dépôt de l'Au était de l'ordre de 0.1 nm/min. Pendant les dépôts, le cristal est retourné dans une position qui ne permet pas l'enregistrement des données, donc aucune mesure n'est alors réalisée pendant ce temps.

### 3.2.1 Intensité réfléchie

La Fig. 3.4 montre l'intensité des électrons réfléchis en fonction de l'épaisseur d'Au pour différentes énergies des électrons incidents. On observe des oscillations très prononcées aux basses énergies. Avec l'augmentation de l'énergie des électrons incidents, on note une diminution de la période d'oscillation et une augmentation de l'atténuation des électrons dans l'Au, se manifestant par une décroissance exponentielle de l'amplitude des oscillations.

Des oscillations de l'intensité en fonction de l'épaisseur du film ont été observées dans de nombreuses expériences de photoémission ou de réflexion d'électrons [32, 43]. Ce comportement oscillatoire de l'intensité des électrons réfléchis peut s'expliquer par le modèle proposé par Loly et Pendry [44]. Dans ce modèle, on suppose que les électrons sont confinés dans un film de  $N$  monocouches suivant la normale du film. Dans ces conditions, la composante normale  $k$  du vecteur d'onde ne peut prendre que des valeurs discrètes dans l'intervalle  $[-k_{ZB}, +k_{ZB}]^2$ . En effet, il est connu que la structure de bandes électroniques d'un matériau devient discrète lorsqu'on passe du massif à une couche mince [31]. Tous les états d'énergie ne sont alors plus disponibles. Les états d'énergie autorisés sont appelés états quantiques. Les états disponibles sont régulièrement espacés de  $\frac{\pi}{Na}$ ,  $a$  étant le paramètre de maille dans la direction de confinement considérée. En augmentant l'épaisseur du film, c.à.d.  $N$ , de nouveaux états quantiques apparaissent. On a ainsi un mouvement d'états quantiques soit vers le bord de la zone de Brillouin soit vers le centre de la zone de Brillouin suivant que la valeur de  $k$  est supérieure ou inférieure à  $k_{ZB}/2$  (voir Fig. 3.5). Ce mouvement d'états quantiques est à l'origine des oscillations de l'intensité. En effet, lorsque les électrons arrivent sur le film avec une énergie correspondant à celle d'un état quantique, ils peuvent entrer dans le solide et l'intensité réfléchie est alors minimale. Dans le cas où l'énergie ne correspond pas à celle d'un état quantique, les électrons sont fortement réfléchis et l'intensité est donc maximale. Ainsi, l'augmentation

---

<sup>2</sup> $k_{ZB}$  définissant le bord de la première zone de Brillouin.



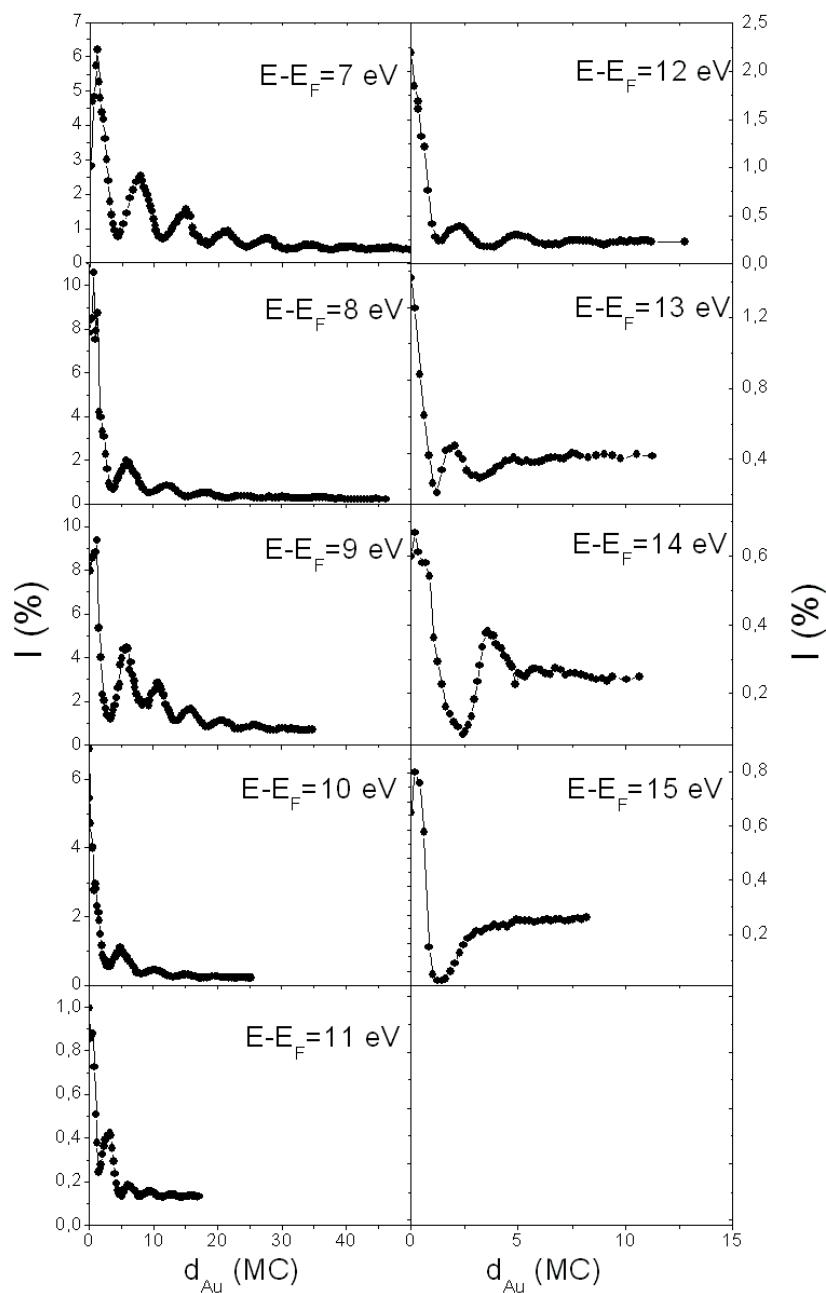


FIG. 3.4: Oscillations de l'intensité des électrons réfléchis en fonction de l'épaisseur d'au, pour différentes énergies primaires des électrons incidents. Noter le changement d'échelle horizontale entre colonne de gauche et celle de droite.

de l'épaisseur du film fait passer périodiquement l'énergie  $E$  des électrons incidents par un état quantique, entraînant ainsi une variation oscillatoire de la réflectivité.

Pour une certaine épaisseur  $d$  du film, le maximum d'intensité réfléchi se produit si le vecteur d'onde  $k$  remplit la condition de quantification suivante :

$$2kd \cos \alpha + \theta = 2\pi n, \quad (3.3)$$

avec  $n$  le nombre de demi-longueurs d'ondes qui correspondent à l'épaisseur  $d$  du film (voir Fig. 3.6),  $\theta$  une phase entraînée par les réflexions des électrons aux interfaces Au/vide et Au/Co et  $\alpha$  l'angle de réfraction des électrons. Le dernier est déterminé en utilisant la conservation de la composante du vecteur d'onde qui est parallèle à la surface d'Au. Comme l'angle d'incidence des électrons dans notre expérience est de  $45^\circ$  on a :

$$\sin \alpha = \sin(45^\circ) \sqrt{\frac{E_{cin}}{E_{cin} + U}} \quad (3.4)$$

avec  $E_{cin}$  l'énergie cinétique des électrons incidents dans le vide et  $U$  le potentiel interne de l'Au ( $U \approx 16$  eV [45]). Notons que la période d'oscillations  $\Lambda$  correspond à l'épaisseur qu'il faut déposer pour que l'énergie  $E$  passe par deux états quantiques consécutifs. Elle est déterminée en égalant la distance entre deux états consécutifs,  $\frac{\partial E}{\partial k} \frac{\pi}{N_a}$ , au changement d'énergie produit par la variation de  $N$ ,  $\frac{1}{N_a} \frac{\partial E}{\partial k} [k_{ZB} - k(E)] \Lambda$  [44]. La période  $\Lambda$  n'est donc pas déterminée par le vecteur d'onde de Bloch  $k$ , mais plutôt par le vecteur d'onde  $k_{env} = k_{ZB} - k$  de la fonction d'enveloppe qui module la fonction d'onde de Bloch dans la couche d'Au [46]. Ainsi, au lieu de  $\Lambda = \frac{\pi}{k}$  on a

$$\Lambda = \frac{\pi}{k_{env}} = \frac{\pi}{k_{ZB} - k} . \quad (3.5)$$

L'équation de quantification (3.3) s'écrit alors :

$$2k_{env}d \cos \alpha - \theta = 2\pi\nu \quad (3.6)$$

où  $\nu$  est cette fois-ci le nombre de demi-longueurs d'ondes de la fonction d'enveloppe correspondant à l'épaisseur  $d$  (voir Fig. 3.6).

L'expérience montre que la période  $\Lambda$  est faible aux énergies élevées et présente une forte augmentation quand on s'approche des basses énergies (voir Fig. 3.7). Cela pourrait s'expliquer par la présence d'une bande interdite dans la structure de bandes électroniques de l'Au pour des énergies inférieures à 7 eV. En effet, lorsque l'énergie incidente est proche d'une bande interdite la différence  $k_{ZB} - k$  tend vers zéro, entraînant ainsi une forte augmentation

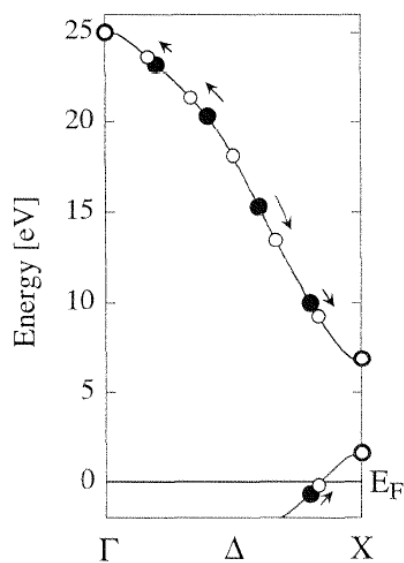


FIG. 3.5: Modèle d'interféromètre pour des électrons de Bloch. Les points noirs se déplacent vers les points blancs quand on augmente l'épaisseur du film [44].

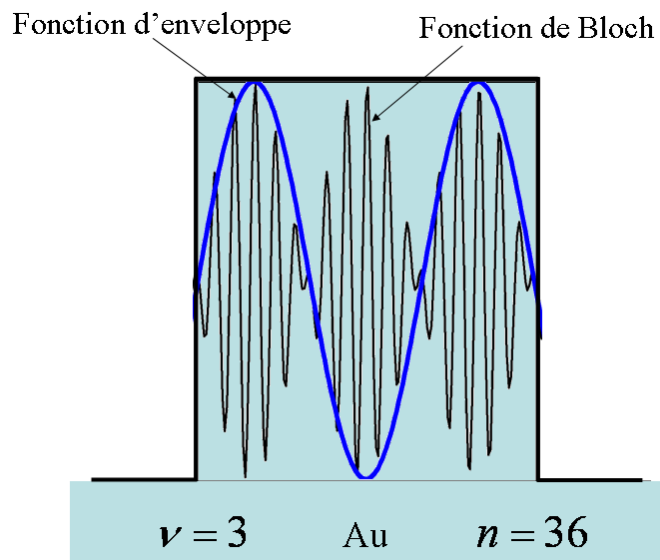


FIG. 3.6: Illustration de la fonction d'onde d'enveloppe qui module la fonction d'onde de Bloch dans une couche mince. En l'occurrence, le nombre des demi-longueurs d'ondes est  $\nu=3$  pour la fonction d'enveloppe et  $n=36$  pour la fonction de Bloch.

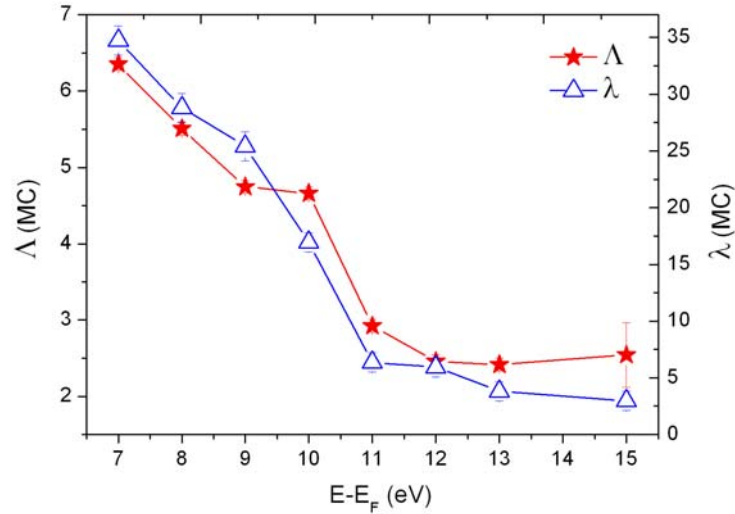


FIG. 3.7: Période d'oscillations  $\Lambda$  et libre parcours moyen  $\lambda$  en fonction de l'énergie des électrons incidents.

de la période d'oscillations. Des calculs de structure de bandes suivant la direction  $\Gamma - L$  montrent effectivement l'existence d'une bande interdite aux alentours de  $E - E_F = 3$  eV [47]. Nous notons que l'angle de réfraction  $\alpha$  est déjà très faible aux basses énergies considérées si bien qu'une comparaison de nos données expérimentales avec la structure de bandes selon la direction  $\Gamma - L$  est justifiée.

Des données expérimentales (Fig. 3.4) on peut également extraire le libre parcours moyen des électrons dans le film d'Au. Cette quantité est montrée dans la Fig. 3.7 en fonction de l'énergie des électrons incidents. L'atténuation est assez faible aux basses énergies et les valeurs du libre parcours moyen  $\lambda$  sont beaucoup plus grandes comparées à celles trouvées par Kanter pour des polycristaux d'Au [48].  $\lambda$  décroît et devient faible aux énergies plus élevées.

### 3.2.2 Précession et rotation

Les Figures 3.8 et 3.9 montrent les résultats expérimentaux des angles de rotation et de précession en fonction de l'épaisseur d'Au, pour différentes énergies des électrons incidents.

Les oscillations de l'angle de rotation sont aussi prononcées que celles de l'intensité des électrons réfléchis. Entre 7 et 11 eV les oscillations sont plus ou moins symétriques par rapport à l'axe des abscisses, et deviennent asymétriques pour des énergies plus élevées. Comme pour l'intensité réfléchie la période d'oscillations et la longueur d'atténuation varie très fortement avec

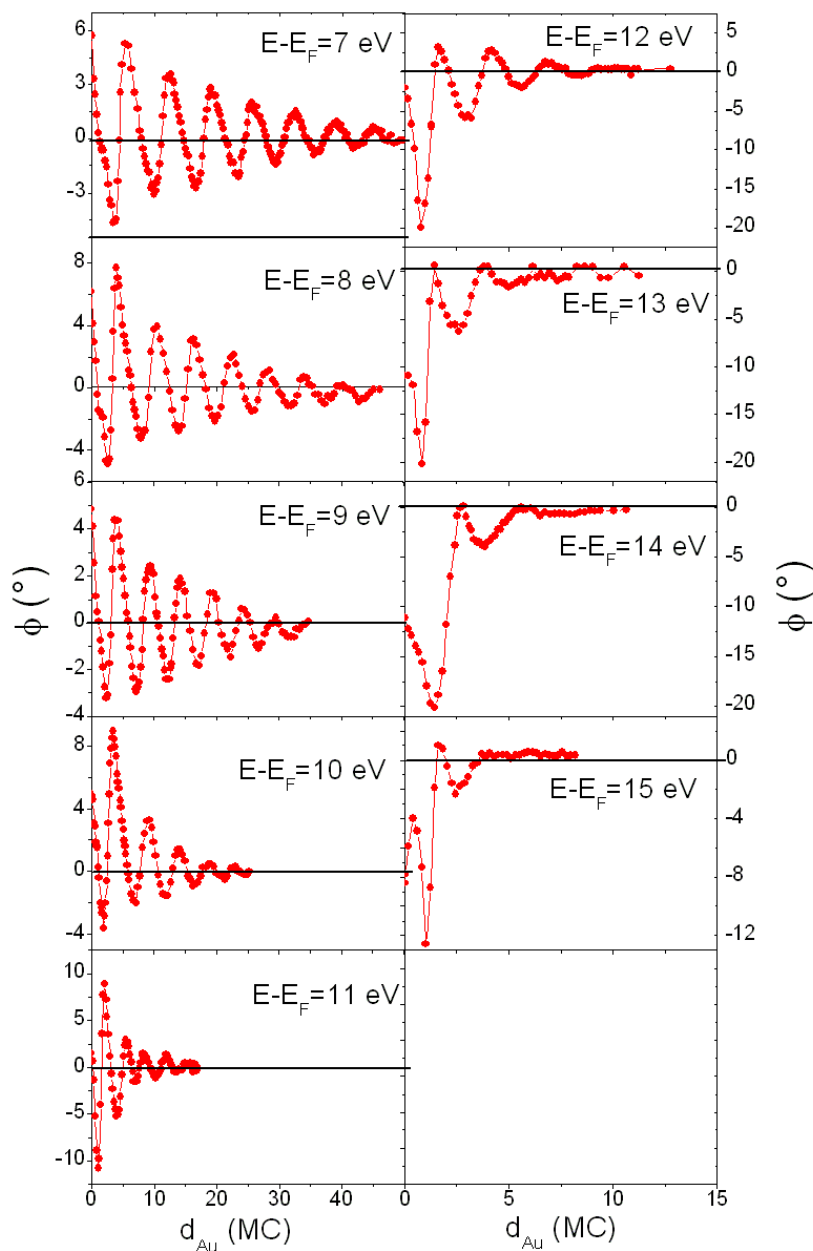


FIG. 3.8: Oscillations de l'angle de rotation  $\phi$  des électrons réfléchis en fonction de l'épaisseur d'Au, pour différentes énergies des électrons incidents. L'erreur est de  $\pm 0.2^\circ$ . Noter le changement d'échelle horizontale entre colonne de gauche et celle de droite.

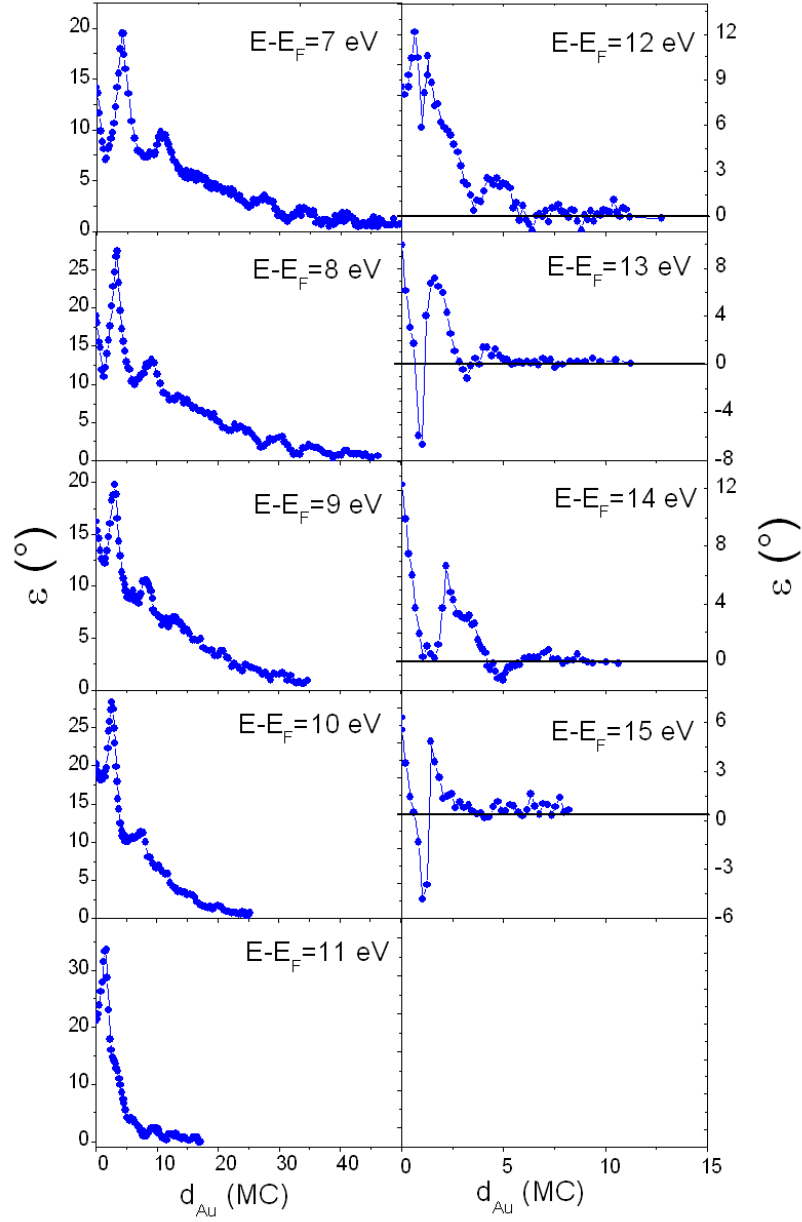


FIG. 3.9: Oscillations de l'angle de précession  $\varepsilon$  des électrons réfléchis en fonction de l'épaisseur d'au, pour différentes énergies des électrons incidents. L'erreur est de  $\pm 0.2^\circ$ . Noter le changement d'échelle horizontale entre colonne de gauche et celle de droite.

l'énergie des électrons. La période d'oscillation diminue alors que l'atténuation augmente lorsqu'on part de basses vers les énergies élevées. De son côté l'angle de précession montre aussi des oscillations en fonction de l'épaisseur d'Au. Pour des énergies comprises entre 7 et 11 eV,  $\varepsilon$  ne prend que des valeurs positives, au dessus de 11 eV elle oscille aussi bien entre valeurs positives et négatives. On observe aussi un comportement remarquable sur la position des structures en  $\varepsilon$  par rapport à celle de l'intensité. A 7 eV, par exemple, les minima en intensité à 4 et 11 MC correspondent aux deux premiers maxima de l'angle de précession, alors que pour les épaisseurs plus élevées il y a correspondance entre minima. Cependant, au dessus de 12 eV on a la correspondance entre minima sur toute la gamme d'épaisseurs. Nous verrons plus loin ce qui est à l'origine de ce comportement. Notons aussi que les angles de précession et de rotation sont en quadrature de phase : lorsque  $\varepsilon$  est à un extremum,  $\phi$  montre sa plus forte variation et vice versa.

### 3.3 Modèle d'interféromètre de Fabry-Pérot

Le comportement des trois grandeurs intensité des électrons réfléchis, angle de rotation et angle de précession, peut bien être modélisé à l'aide du modèle d'interféromètre du type Fabry-Pérot utilisé en optique [49].

Soit un faisceau d'électrons polarisés en spin qui arrive à l'interface vide/Au sous un angle d'incidence de  $45^\circ$  (Fig. 3.10). La réflectivité des électrons étant très faible à la surface de l'Au la majeure partie des électrons est transmise. L'amplitude de réflexion des électrons est donnée par  $r_{12} = |r_{12}|e^{i\theta_{12}}$  qui est indépendante du spin, car l'Au n'est pas magnétique. Le faisceau d'électrons transmis subit des réflexions à l'interface Au/Co avec l'amplitude  $r_{23}^{\uparrow,\downarrow} = |r_{23}^{\uparrow,\downarrow}|e^{i\theta_{23}^{\uparrow,\downarrow}}$  qui dépend du spin et à l'interface Au/vide avec l'amplitude  $r_{21}$ . Ces réflexions génèrent à chaque fois un faisceau transmis dans le vide qui peut interférer avec les autres faisceaux<sup>3</sup>. Alors qu'un très grand nombre de réflexions sont nécessaires pour décrire correctement les interférences Fabry-Pérot en optique, il suffit en général de tenir compte d'une seule réflexion à l'interface dans le cas des électrons. Ceci est dû à la forte atténuation des électrons dans un métal, mais surtout aux faibles réflectivités des électrons. Par conséquent, les amplitudes de transmission sont très proches de 1. On obtient donc l'expression suivante de l'amplitude totale de réflexion :

$$r^{\uparrow,\downarrow} = |r^{\uparrow,\downarrow}|e^{i\theta^{\uparrow,\downarrow}} = r_{12} + r_{23}^{\uparrow,\downarrow}e^{-i\delta} \quad (3.7)$$

avec  $\delta$  une phase complexe donnée par :

$$\delta(d) = 2d \left[ \frac{\pi}{\Lambda} \cos \alpha - \frac{i}{\lambda \cos \alpha} \right] . \quad (3.8)$$

Elle dépend de l'épaisseur d'Au et prend en compte deux contributions distinctes : la différence de marche entre deux rayons consécutifs d'une part et l'atténuation due au libre parcours moyen  $\lambda$  des électrons dans l'Au d'autre part.

Pour calculer l'amplitude de réflexion  $r^{\uparrow,\downarrow}$  en fonction de l'épaisseur d'Au, on doit tenir compte du mode de croissance. Pour simplifier, nous supposons pour le moment une croissance couche par couche parfaite de l'Au sur le Co(001). Ainsi, pour une épaisseur  $d$ , on distinguera en général deux types de régions du film qui diffèrent d'une épaisseur d'une monocouche. La longueur de cohérence du faisceau d'électrons  $r_c$  dans notre dispositif n'étant pas infinie, on doit distinguer deux cas limites :

- (a)  $r_c$  est faible devant la taille  $l$  des terrasses du film,

---

<sup>3</sup>Les interférences ont lieu lorsque la différence de marche entre deux faisceaux est inférieure à la longueur de cohérence.



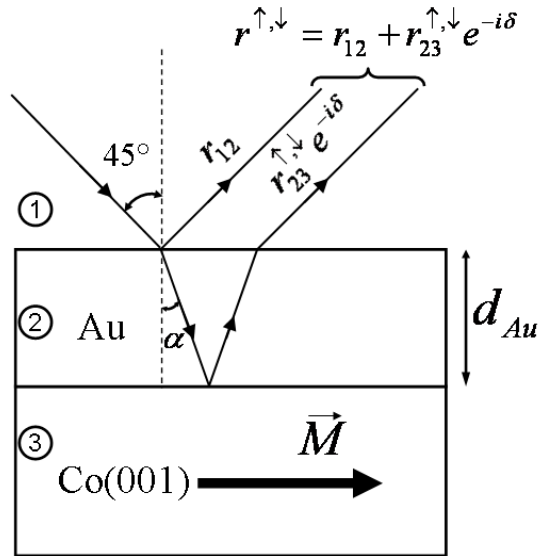


FIG. 3.10: Modèle d'interféromètre de Fabry-Pérot. Un faisceau d'électrons polarisés en spin heurte un film d'Au qui recouvre un film ferromagnétique de Co aimanté dans le plan.

(b)  $r_c$  est grande devant  $l$ .

Dans notre dispositif la longueur de cohérence est de l'ordre de 5 nm. L'incohérence du faisceau provient essentiellement de la distribution angulaire des électrons, alors que la distribution énergétique des électrons est assez faible.

### 3.3.1 Modèle d'interféromètres indépendants

Si la longueur de cohérence du faisceau est faible devant la taille des terrasses d'Au, c.à.d.  $r_c \ll l$ , chaque terrasse du film peut être considérée comme un interféromètre indépendant (voir Fig. 3.11) et l'intensité totale des électrons réfléchis et les angles du mouvement de spin sont déterminés par les expressions suivantes :

$$I = \sum_{n=1} (c_n - c_{n+1}) |r_n|^2 \quad , \quad (3.9)$$

$$\varepsilon = \frac{1}{I} \sum_{n=1} (c_n - c_{n+1}) |r_n|^2 \varepsilon_n \quad , \quad (3.10)$$

$$\phi = \frac{1}{I} \sum_{n=1} (c_n - c_{n+1}) |r_n|^2 \phi_n \quad (3.11)$$

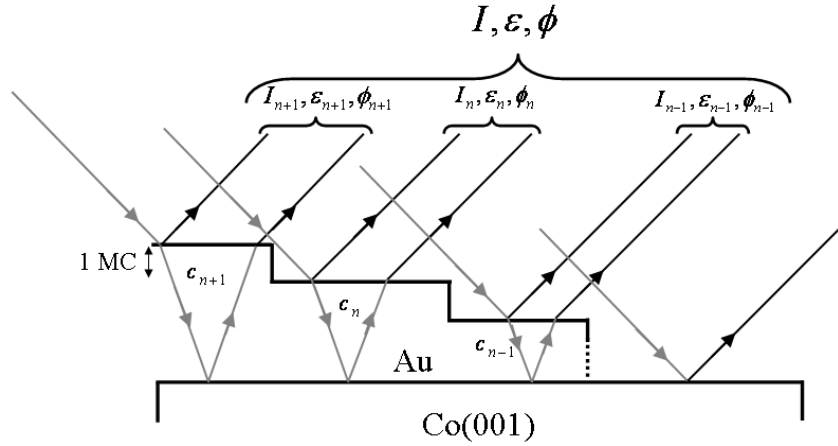


FIG. 3.11: Modèle d'interféromètres indépendants. Le signal total est constitué de la superposition des signaux venant des interféromètres d'épaisseurs différentes.

où  $|r_n|^2$ ,  $\phi_n$  et  $\varepsilon_n$  sont respectivement la réflectivité, l'angle de rotation et l'angle de précession donnés par chaque interféromètre. Le facteur  $(c_n - c_{n+1})$  est le taux de surface non recouverte de la couche  $n$  du film. Ici, on néglige la contribution des électrons qui entrent par une terrasse interféromètre et émerge une autre.

### 3.3.2 Modèle avec cohérence spatiale

Dans le cas où la taille des terrasses du film est beaucoup plus petite que la longueur de cohérence, c.à.d.  $r_c \gg l$ , le faisceau d'électrons peut être considéré comme totalement cohérent. L'amplitude totale de réflexion est alors donnée par la somme des amplitudes des interféromètres, pondérées par  $(c_n - c_{n+1})$ . Il faut aussi prendre en compte une différence de phase supplémentaire  $\delta_{MC}$  introduite par la différence de marche entre les électrons qui émergent sur des interféromètres ayant différentes épaisseurs :

$$r^{\uparrow, \downarrow} = \sum_n (c_n - c_{n+1}) r_n^{\uparrow, \downarrow} e^{in\delta_{MC}} \quad (3.12)$$

avec

$$\delta_{MC} = 2k_{vide} d_{MC} \cos(45^\circ) \quad (3.13)$$

où  $d_{MC}=0.236 \text{ nm}$  est l'épaisseur d'une monocouche d'Au. Signalons que dans l'hypothèse d'un faisceau totalement cohérent, on doit distinguer deux cas suivant que la différence de phase  $\delta_{MC}$  remplit la condition de Bragg

( $\delta_{MC} = 2n\pi$ ) ou la condition d'anti-Bragg ( $\delta_{MC} = (2n + 1)\pi$ ). Lorsque la condition d'anti-Bragg est remplie, on s'attend à voir des oscillations d'intensité réfléchie avec une période d'une monocouche, ce qui n'est pas le cas pour la condition de Bragg.

## 3.4 Modélisation

Pour comprendre le comportement de l'intensité des électrons réfléchis et des angles du mouvement du spin en fonction de l'épaisseur d'Au, nous ne considérons dans un premier temps que le modèle d'interféromètres indépendants. On néglige aussi pour l'instant la contribution des électrons diffusés avec une phase arbitraire. En raison des processus de diffusion, ces électrons perdent l'information sur leur phase initiale et ne peuvent donc pas contribuer aux interférences. Pour cela on calculera l'intensité des électrons réfléchis, les angles de rotation et de précession sur la base du modèle développé ci-dessus et on regardera le comportement des trois grandeurs  $I$ ,  $\varepsilon$  et  $\phi$  suivant qu'on modifiera les paramètres de modélisation. L'objectif pour l'instant n'est pas de reproduire l'allure des courbes expérimentales, mais d'illustrer plutôt certains effets.

### 3.4.1 Influence du rapport des réflectivités

Dans cette section et dans la suite de notre discussion, nous supposons que les réflectivités des électrons à la surface d'Au,  $|r_{12}|^2$ , et à l'interface Au/Co,  $|r_{23}|^2 = (|r_{23}^\uparrow|^2 + |r_{23}^\downarrow|^2)/2$ , sont très faibles. Dans ce cas, seule la valeur du rapport de réflectivités  $|r_{23}|^2/|r_{12}|^2$  est importante. La valeur exacte de la réflectivité  $|r_{12}|^2$  n'a aucune influence sur le mouvement du spin. Par la suite elle est fixée à 0.5%.

Pour simplifier, nous admettons que la dépendance en spin de l'amplitude de réflexion à l'interface Au/Co n'est due qu'à la différence des phases  $\theta_{23}^\uparrow$  et  $\theta_{23}^\downarrow$ , c.à.d.  $\theta_{23}^\uparrow \neq \theta_{23}^\downarrow$ , mais  $|r_{23}^\uparrow|^2 = |r_{23}^\downarrow|^2$ . L'influence de la réflectivité dépendant du spin  $|r_{23}^{\uparrow,\downarrow}|^2$  sera étudiée dans une autre section. Toujours pour simplifier le modèle, on admet que la réflectivité à l'interface Au/Co est identique à celle de la surface de Co pur. Nous verrons dans la section 3.5, où on montre les résultats de la simulation des données expérimentales, que ce n'est pas toujours justifié et que les deux réflectivités peuvent être très différentes.

La Fig. 3.12 montre les résultats du calcul de l'intensité  $I$  des électrons réfléchis, de l'angle de précession  $\varepsilon$  et de l'angle de rotation  $\phi$  en fonction de l'épaisseur d'Au, pour différentes valeurs de  $|r_{23}|^2/|r_{12}|^2$ . Les autres pa-

ramètres de modélisation sont :  $\Lambda = 1.5$  nm,  $\lambda = 9$  nm,  $\theta_{23} - \theta_{12} = 250^\circ$ ,  $\theta_{23}^\downarrow - \theta_{23}^\uparrow = 20^\circ$  et  $|r_{23}^\uparrow|^2/|r_{23}^\downarrow|^2 = 1$ .  $I$ ,  $\varepsilon$  et  $\phi$  montrent de forts changements en fonction de l'épaisseur d'au. Le comportement le plus impressionnant est celui de l'angle de précession. Regardons particulièrement le comportement de  $\varepsilon$  lorsque le rapport de réflectivités est fixé à 6. On remarque que les pics en  $\varepsilon$  n'apparaissent que lorsque la réflectivité est minimal. L'amplitude des ces pics augmente alors que la largeur des structures diminue en augmentant la couverture d'au plus élevées. Au dessus d'une certaine épaisseur "critique" d'au les pics s'inversent et deviennent des pics "négatifs". Cette fois-ci leur amplitude diminue et leur largeur augmente quand l'épaisseur d'au augmente.

Que se passe-t-il quand on fait varier le rapport de réflectivités ? Comme on peut le voir sur la Fig. 3.12, l'épaisseur "critique" se déplace vers des faibles épaisseurs quand le rapport de réflectivités décroît. Alors que pour un rapport  $|r_{23}|^2/|r_{12}|^2 = 6$  on a trois pics de  $\varepsilon$ , il n'y en a que deux pour un rapport de 4, un seul pic pour un rapport de 2 et finalement pour un rapport de 1 aucun pic en  $\varepsilon$  n'est identifiable. Par conséquent, la présence de deux pics en  $\varepsilon$  dans les résultats expérimentaux aux faibles énergies (Fig. 3.9), nous permet de conclure que la réflectivité de l'interface Au/Co est beaucoup plus grande que celle de la surface d'au.

### 3.4.2 Influence du libre parcours moyen des électrons

Prenons les mêmes conditions que précédemment. Mais en faisant cette fois-ci varier le libre parcours moyen  $\lambda$  des électrons. La Fig. 3.13 montre  $I$ ,  $\varepsilon$  et  $\phi$  en fonction de l'épaisseur d'au. Les autres paramètres sont :  $\Lambda = 1.5$  nm,  $\theta_{23} - \theta_{12} = 250^\circ$ ,  $\theta_{23}^\downarrow - \theta_{23}^\uparrow = 20^\circ$ ,  $|r_{23}|^2/|r_{12}|^2 = 4$  et  $|r_{23}^\uparrow|^2/|r_{23}^\downarrow|^2 = 1$ . On observe un comportement similaire que dans le cas précédent, lorsque le rapport de réflectivités variait. L'épaisseur "critique" se déplace vers des faibles valeurs pour  $\lambda$  décroissant. Le comportement de  $\varepsilon$  mesuré à 10 et 11 eV (Fig. 3.9) en est une bonne illustration. Quand  $\varepsilon$  présente deux pics à 10 eV, il n'y a qu'un seul pic à 11 eV. En effet, on a une forte variation de  $\lambda$  entre 10 et 11 eV (voir Fig. 3.7). Les deux paramètres  $\lambda$  et  $|r_{23}|^2/|r_{12}|^2$  jouent visiblement un rôle comparable.

### 3.4.3 Dépendance en spin de la réflectivité à l'interface Au/Co

Nous avons supposé jusque-là l'égalité de  $|r_{23}^\uparrow|^2$  et  $|r_{23}^\downarrow|^2$ . Dans cette section, cependant, nous allons étudier la dépendance en spin de la réflectivité

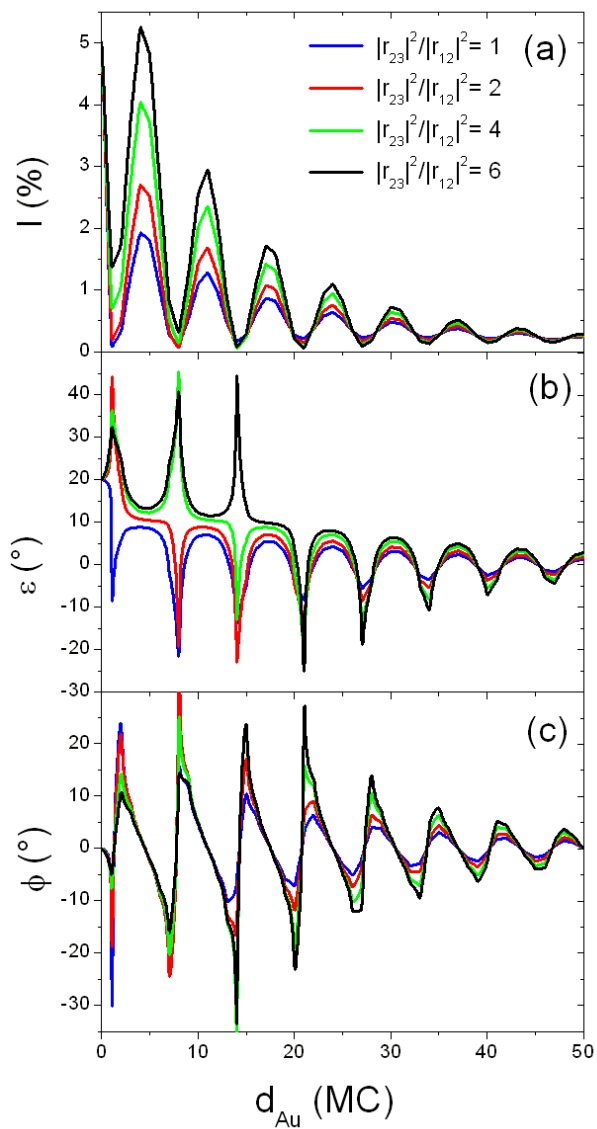


FIG. 3.12: Modèle d'interféromètre de Fabry-Pérot dans le cadre d'interféromètres indépendants, sans contribution des électrons diffusés avec une phase arbitraire et supposant une croissance du film d'au parfaitement couche par couche. (a) Réflectivité  $I$ , (b) angle de précession  $\varepsilon$  et (c) angle de rotation  $\phi$  en fonction de l'épaisseur d'au pour différents rapports de réflectivités  $|r_{23}|^2/|r_{12}|^2$ .

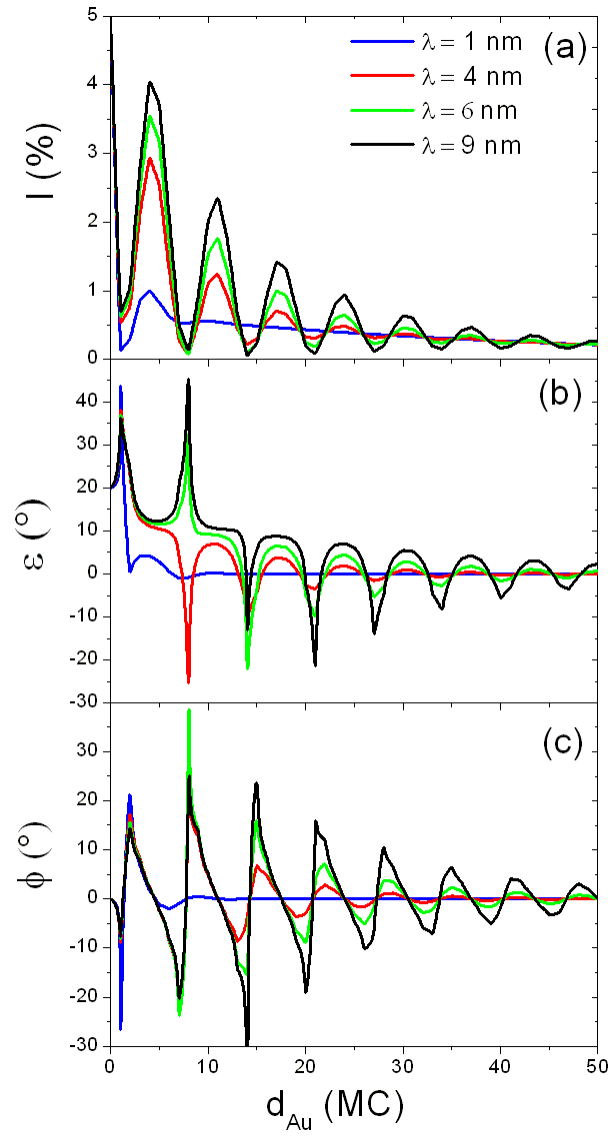


FIG. 3.13: Comme pour la Fig. 3.12, mais cette fois-ci pour différentes valeurs du libre parcours moyen des électrons  $\lambda$ . (a) Réflectivité  $I$ , (b) angle de précession  $\varepsilon$  et (c) angle de rotation  $\phi$  en fonction de l'épaisseur d'Au.

à l'interface Au/Co. La Fig. 3.14 montre la réflectivité et les angles du mouvement du spin, toujours dans le cadre du modèle d'interféromètres indépendants, pour trois valeurs du rapport de réflectivités  $|r_{23}^{\uparrow}|^2/|r_{23}^{\downarrow}|^2$ . Les autres paramètres sont :  $\Lambda = 1.5$  nm,  $\lambda = 9$  nm,  $\theta_{23} - \theta_{12} = 250^\circ$ ,  $\theta_{23}^{\downarrow} - \theta_{23}^{\uparrow} = 20^\circ$  et  $|r_{23}|^2/|r_{12}|^2 = 4$ . Alors que l'intensité est sensiblement identique dans les trois cas, on note un changement de comportement de  $\varepsilon$  et de  $\phi$  comparé au cas où les réflectivités  $|r_{23}^{\uparrow,\downarrow}|^2$  sont identiques.

Concentrons-nous sur le comportement de l'angle  $\phi$ . Quand pour  $|r_{23}^{\uparrow}|^2/|r_{23}^{\downarrow}|^2=1$   $\phi$  montre des oscillations symétriques autour de 0, ce n'est plus le cas pour un rapport différent de 1. L'angle  $\phi$  est soit plus positif (pour  $|r_{23}^{\uparrow}|^2/|r_{23}^{\downarrow}|^2 > 1$ ) ou plus négatif (pour  $|r_{23}^{\uparrow}|^2/|r_{23}^{\downarrow}|^2 < 1$ ) aux faibles épaisseurs. Il oscille à nouveau autour de zéro pour des couvertures d'Au élevées. C'est donc probablement la dépendance en énergie du rapport  $|r_{23}^{\uparrow}|^2/|r_{23}^{\downarrow}|^2$  qui conduit dans les données expérimentales (voir Fig. 3.8) à un angle de rotation plus négatif aux énergies élevées, alors qu'aux énergies plus faibles  $\phi$  présente un comportement plus ou moins symétrique.

Dans le but de mieux comprendre le rôle de la réflectivité à l'interface Au/Co, on considère le cas où la dépendance en spin de l'amplitude  $r_{23}^{\uparrow,\downarrow}$  ne provient que de la réflectivité  $|r_{23}^{\uparrow,\downarrow}|^2$ , autrement dit que les phases dépendant du spin sont identiques ( $\theta_{23}^{\uparrow} = \theta_{23}^{\downarrow}$ ). La Fig. 3.15 montre ce cas (I). Aussi le cas où la dépendance en spin ne vient que de la différence des phases est représenté (II). Les autres paramètres de la simulation sont :  $\Lambda = 1.5$  nm,  $\lambda = 4$  nm,  $\theta_{23} - \theta_{12} = 250^\circ$  et  $|r_{23}|^2/|r_{12}|^2 = 8$ . La comparaison des deux situations montre que les rôles entre  $\varepsilon$  et  $\phi$  sont interchangés quand on passe d'une situation à l'autre. L'allure de la précession dans la situation (I) est typique de celle de l'angle de rotation dans la situation (II), et vice versa.

### 3.4.4 Influence des électrons diffusés

Nous retournons à la situation dans laquelle les réflectivités dépendant du spin  $|r_{23}^{\uparrow,\downarrow}|^2$  sont identiques. Cependant, nous supposons maintenant l'existence d'une contribution d'intensité provenant des électrons diffusés avec une phase arbitraire. La particularité de ces électrons est que le processus de diffusion a changé leur phase d'une façon arbitraire et ceux ci ne peuvent donc plus contribuer aux interférences. Comme nous supprimons les électrons inélastiques dans notre expérience, seulement les électrons diffusés ayant été sujet à une interaction (quasi)élastique peuvent être détectés. Nous notons que des électrons diffusés élastiquement sont concentrés dans un cône très étroit autour de la direction originale de propagation. Par conséquent, la plupart de ces électrons peut contribuer à l'intensité mesurée par le détecteur de spin. Vu la qualité épitaxiale très différente des films d'Au et de Co

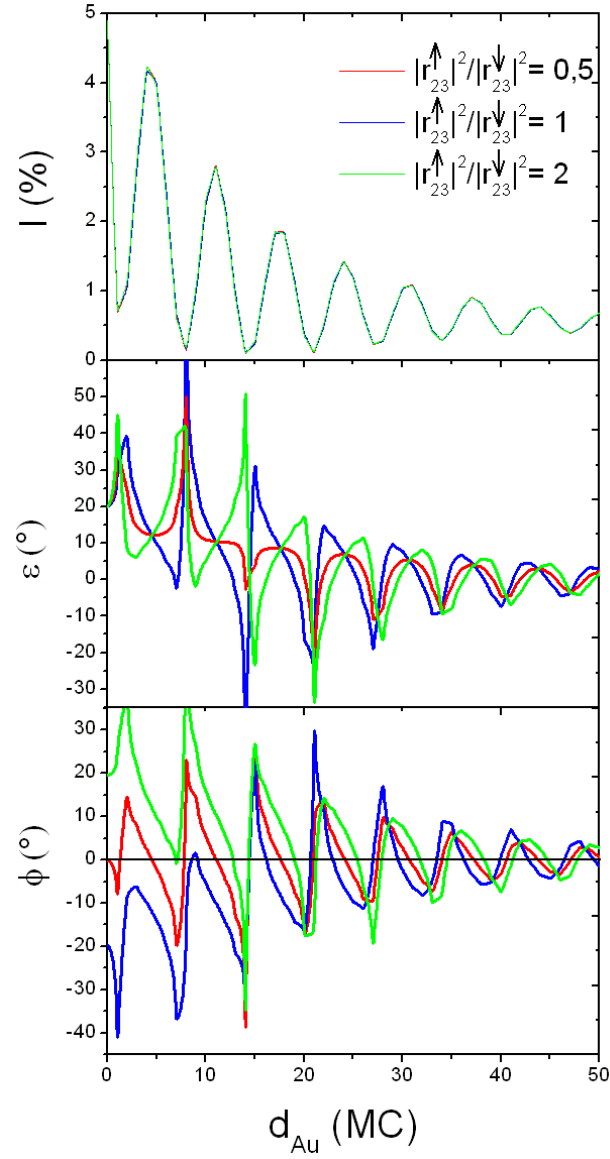


FIG. 3.14: Comme pour la Fig. 3.12, mais cette fois-ci pour différentes valeurs du rapport de réflectivités dépendant de spin à l'interface Au/Co  $|r_{23}^{\uparrow}|^2/|r_{23}^{\downarrow}|^2$ . Reflectivité  $I$ , angle de précession  $\varepsilon$  et angle de rotation  $\phi$  en fonction de l'épaisseur d'Au.



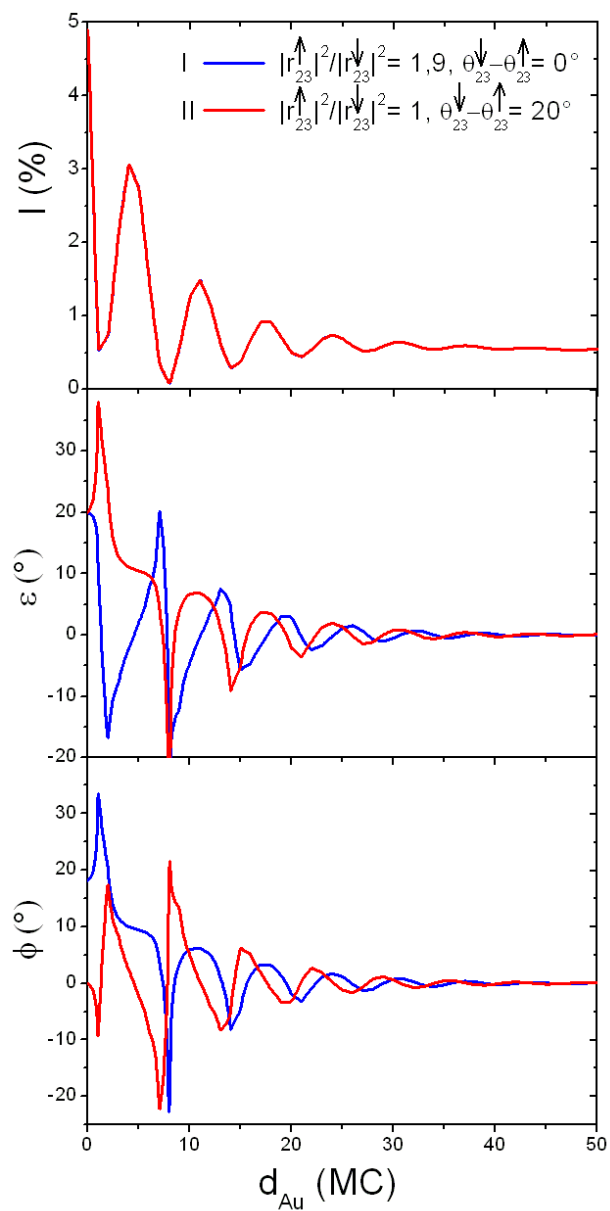


FIG. 3.15: Comme pour la Fig. 3.12. (I)  $|r_{23}^{\uparrow}|^2 \neq |r_{23}^{\downarrow}|^2$  et  $\theta_{23}^{\uparrow} = \theta_{23}^{\downarrow}$ . (II)  $|r_{23}^{\uparrow}|^2 = |r_{23}^{\downarrow}|^2$  et  $\theta_{23}^{\uparrow} \neq \theta_{23}^{\downarrow}$ .

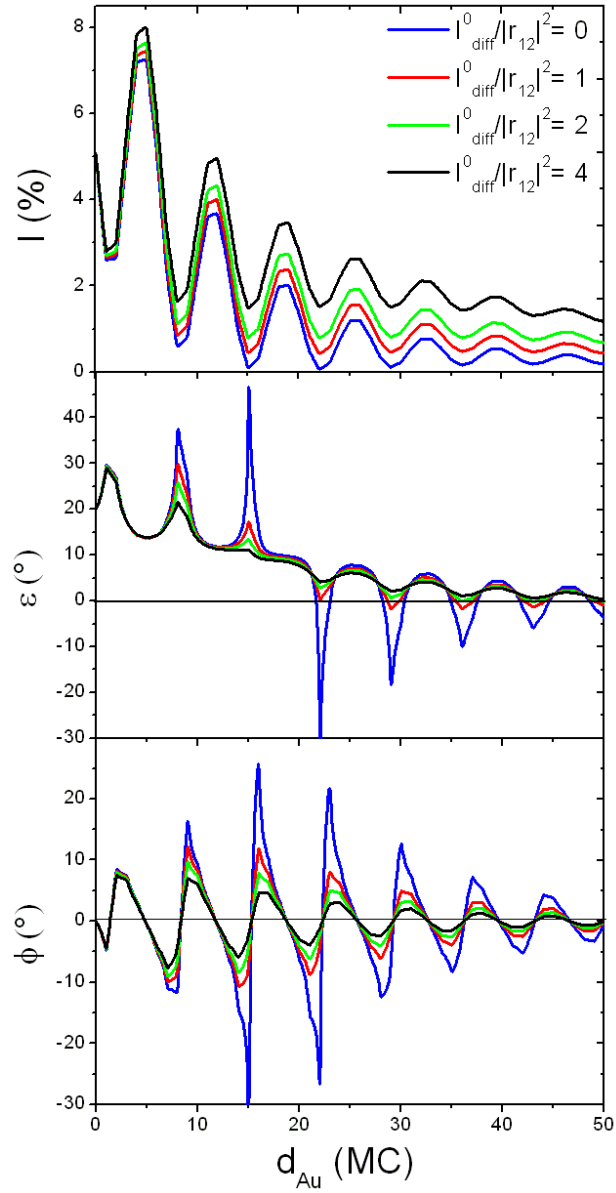


FIG. 3.16: Modèle d'interféromètre de Fabry-Pérot dans le cadre d'interféromètres indépendants et d'une croissance du film d'Au parfaitement couche par couche, avec une contribution des électrons diffusés. Réflectivité  $I$ , angle de précession  $\varepsilon$  et angle de rotation  $\phi$  pour différentes valeurs du rapport  $I_{\text{diff}}^0/|r_{12}|^2$ .

(voir la sec. 3.1) nous pensons que cette intensité supplémentaire provient majoritairement des électrons diffusés dans la couche d'Au, alors que l'intensité des électrons diffusés venant de la couche de Co est négligeable. Par conséquent, au fur et à mesure que le Co est recouvert par de l'Au, l'intensité des électrons diffusés augmente. En partant de zéro, cette contribution va saturer pour des couvertures supérieures à la profondeur d'information des électrons dans l'Au,  $\lambda \cos \alpha / 2$ . L'expression la plus simple de l'intensité des électrons diffusés en fonction de l'épaisseur d'Au est donc :

$$I_{diff}(d) = I_{diff}^0 (1 - e^{-2d/\lambda \cos \alpha}) \quad (3.14)$$

avec  $I_{diff}^0$  la valeur de l'intensité des électrons diffusés avec une phase arbitraire pour un film épais d'Au. En tenant compte de cette intensité supplémentaire, les expressions de l'intensité réfléchie et des angles du mouvement de spin dans le cas du modèle d'interféromètres indépendants deviennent :

$$I(d) = |r_{coh}(d)|^2 + I_{diff}(d) \quad , \quad (3.15)$$

$$\varepsilon(d) = \frac{|r_{coh}(d)|^2 \varepsilon_{coh}(d) + I_{diff}(d) \varepsilon_{23} e^{-2d/\lambda \cos \alpha}}{I(d)} \quad , \quad (3.16)$$

$$\phi(d) = \frac{|r_{coh}(d)|^2 \phi_{coh}(d) + I_{diff}(d) \phi_{23} e^{-2d/\lambda \cos \alpha}}{I(d)} \quad , \quad (3.17)$$

où  $|r_{coh}(d)|^2$ ,  $\varepsilon_{coh}(d)$  et  $\phi_{coh}(d)$  sont respectivement la réflectivité, l'angle de précession et l'angle de rotation sans contribution des électrons diffusés. Les quantités

$$\varepsilon_{23} = \theta_{23}^\downarrow - \theta_{23}^\uparrow \quad \text{et} \quad (3.18)$$

$$\phi_{23} = \arctan \left( \frac{|r_{23}^\uparrow|^2 - |r_{23}^\downarrow|^2}{2P_0 |r_{23}^\uparrow| |r_{23}^\downarrow|} \right) \quad (3.19)$$

sont respectivement les angles de précession et de rotation du spin des électrons réfléchis que l'on mesurerait à l'interface Au/Co s'il n'y avait pas d'interférences. Signalons que  $\varepsilon_{23}$  et  $\phi_{23}$  ne sont pas directement accessibles expérimentalement. En effet, il est impossible de séparer l'intensité des électrons provenant de l'interface à l'intensité totale. On ne peut que les déduire à partir d'un ajustement des données expérimentales sur la base du modèle d'interféromètre comme nous l'avons déjà fait pour le système Cu/Co(001) [37]. Notons que tous les électrons diffusés avec une phase arbitraire ne contribuent pas au signal magnétique. La partie de ce électrons qui n'ont pas "vus" l'interface Au/Co n'apportent pas d'information sur le magnétisme.

On part de l'hypothèse que le nombre de ces électrons qui "voient" l'interface Au/Co décroît d'une façon exponentielle avec l'épaisseur d'Au. D'où le facteur  $e^{-2d/\lambda \cos \alpha}$  dans les équations 3.16 et 3.17.

La Fig. 3.16 montre l'intensité, l'angle de précession et l'angle de rotation en fonction de l'épaisseur d'Au pour différentes valeurs du rapport  $I_{diff}^0/|r_{12}|^2$ . Les autres paramètres sont :  $\Lambda = 1.5$  nm,  $\lambda = 9$  nm,  $\theta_{23} - \theta_{12} = 250^\circ$ ,  $\theta_{23}^\downarrow - \theta_{23}^\uparrow = 20^\circ$ ,  $|r_{23}|^2/|r_{12}|^2 = 8$  et  $|r_{23}^\uparrow|^2/|r_{23}^\downarrow|^2 = 1$ . Nous voyons clairement l'importance d'inclure cette intensité supplémentaire dans le modèle. Sans la contribution de ces électrons diffusés avec une phase arbitraire, l'amplitude des pics en  $\varepsilon$  augmente en s'approchant de l'épaisseur "critique". Ceci n'est plus le cas quand on inclut l'intensité supplémentaires des électrons qui ne contribuent pas aux interférences. En effet, l'amplitude des pics décroît comme dans l'expérience. D'autres aspects de l'expérience trouvent aussi une explication. Alors que sans contribution des électrons diffusés,  $\varepsilon$  montre des oscillations plus ou moins symétriques autour de l'axe des abscisses au dessus de l'épaisseur "critique", ce n'est plus le cas quand on prend en compte l'intensité des électrons diffusés avec une phase arbitraire. Dans les courbes de la Fig. 3.16  $\varepsilon_{23}$  est pris positif, ce qui mène à une situation où les pics "négatifs" deviennent de moins en moins prononcés quand  $I_{diff}^0/|r_{12}|^2$  augmente. Ainsi, l'angle de précession ne prend que des valeurs positives pour  $I_{diff}^0/|r_{12}|^2=4$ .

### 3.4.5 Influence du mode de croissance

On ne considère ici que le modèle d'interféromètres indépendants (section 3.3.1).

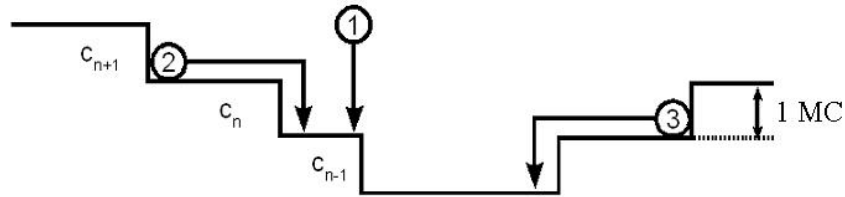


FIG. 3.17: Principe de la croissance dans le modèle de Cohen *et al.* [50].

Nous avons supposé jusque-là une croissance couche par couche parfaite de l'Au sur le substrat. Dans cette partie, nous présentons l'effet que la rugosité introduit sur le mouvement du spin en fonction de l'épaisseur d'Au. Pour modéliser la croissance de l'Au sur le Co, on considère le modèle de Cohen *et al.* [50]. Ce modèle explique les oscillations de l'intensité observées dans diverses expériences de RHEED ("reflection high-energy electron diffraction")

en fonction de l'épaisseur du film. Le principe du modèle est expliqué dans la Fig. 3.17. Il est basé sur le principe qu'un atome qui est recouvert par un ou plusieurs atomes ne peut plus diffuser vers une couche inférieure. La variation du taux de recouvrement de la  $n^{ieme}$  monocouche,  $c_n(t)$ , est donnée par :

$$\frac{dc_n}{dt} = \frac{1}{\tau}(c_{n-1} - c_n) + k(c_{n+1} - c_{n+2})(c_{n-1} - c_n) - k(c_n - c_{n+1})(c_{n-2} - c_{n-1}) \quad (3.20)$$

avec  $\tau$  le temps de croissance d'une monocouche et  $k$  le taux de diffusion. Le premier terme est dû à une croissance non diffusive sur la  $(n-1)^{ieme}$  monocouche (processus 1 sur la Fig. 3.17), le deuxième terme correspond à la diffusion d'un atome de la  $(n+1)^{ieme}$  monocouche à la  $n^{ieme}$  monocouche (processus 2), et le dernier correspond à la diffusion d'un atome de la  $n^{ieme}$  monocouche à la  $(n-1)^{ieme}$  monocouche (processus 3). Cette équation différentielle se résout numériquement. Les conditions initiales sont :  $c_0(t) = 1$  et  $c_n(0) = 0$ . La Fig. 3.18 montre le taux de recouvrement  $c_n$  en fonction de l'épaisseur pour différentes valeurs du produit  $k\tau$ . Une croissance couche par couche parfaite est représentée par un taux de diffusion infini ( $k\tau \rightarrow \infty$ ), et une croissance non diffusive est représentée par  $k\tau = 0$ .

La réflectivité, l'angle de précession et l'angle de rotation sont alors calculés en utilisant les équations 3.9–3.11. La Fig. 3.19 montre les trois grandeurs en fonction de l'épaisseur d'Al pour différentes valeurs du produit  $k\tau$ . Les autres paramètres sont :  $\Lambda = 1.5$  nm,  $\lambda = 4$  nm,  $\theta_{23} - \theta_{12} = 250^\circ$ ,  $\theta_{23}^\uparrow - \theta_{23}^\downarrow = 20^\circ$ ,  $|r_{23}|^2/|r_{12}|^2 = 8$ ,  $|r_{23}^\uparrow|^2/|r_{23}^\downarrow|^2 = 1.5$  et  $I_{diff}^0/|r_{12}|^2 = 0$ . L'insert montre le second pic de  $\varepsilon$  qui est particulièrement sensible au mode de croissance. Ceci est dû au fait que la largeur de la structure est petite comparée aux autres et est donc plus influencée par une augmentation de la rugosité. Pour de faibles valeurs de  $k\tau$  les oscillations disparaissent complètement. La sensibilité des angles du mouvement du spin et de l'intensité réfléchie nous permet de déterminer grossièrement  $k\tau$ .

### 3.5 Ajustement des données expérimentales

Dans cette partie nous montrons des simulations des données expérimentales basées sur le modèle de Fabry-Pérot. Ici, les paramètres de modélisation sont choisis pour reproduire les résultats expérimentaux. Les Figures 3.20 et 3.21 présentent les ajustements de nos résultats expérimentaux par les courbes obtenues à partir du modèle de Fabry-Pérot dans le cas d'une cohérence spatiale. Les paramètres utilisés pour les simulations sont :

- Pour  $E - E_F = 7$  eV :  $\Lambda = 1.5$  nm,  $\lambda = 8.2$  nm,  $\theta_{23} - \theta_{12} = 66^\circ$ ,  $\theta_{23}^\uparrow - \theta_{23}^\downarrow = 12^\circ$ ,  $|r_{23}|^2/|r_{12}|^2 = 7$ ,  $|r_{23}^\uparrow|^2/|r_{23}^\downarrow|^2 = 1.04$  et  $I_{diff}^0/|r_{12}|^2 = 3$ .

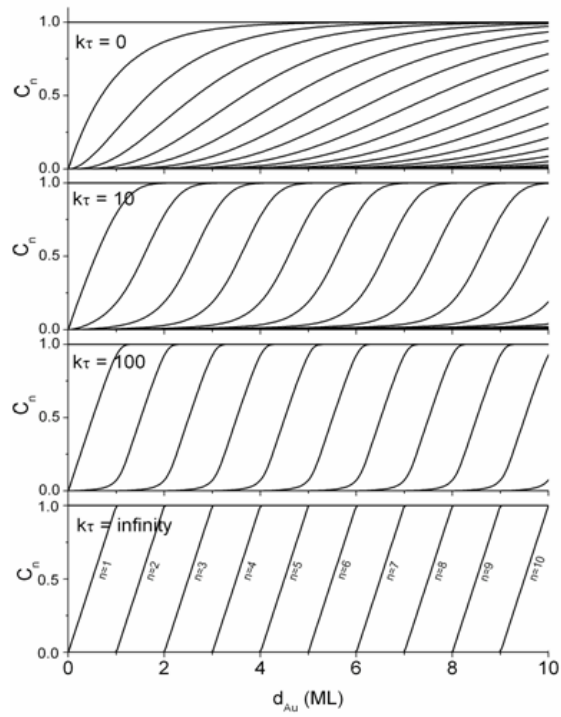


FIG. 3.18: Taux de recouvrement  $c_n$  en fonction de l'épaisseur du film pour différentes valeurs du produit  $k\tau$  [21].

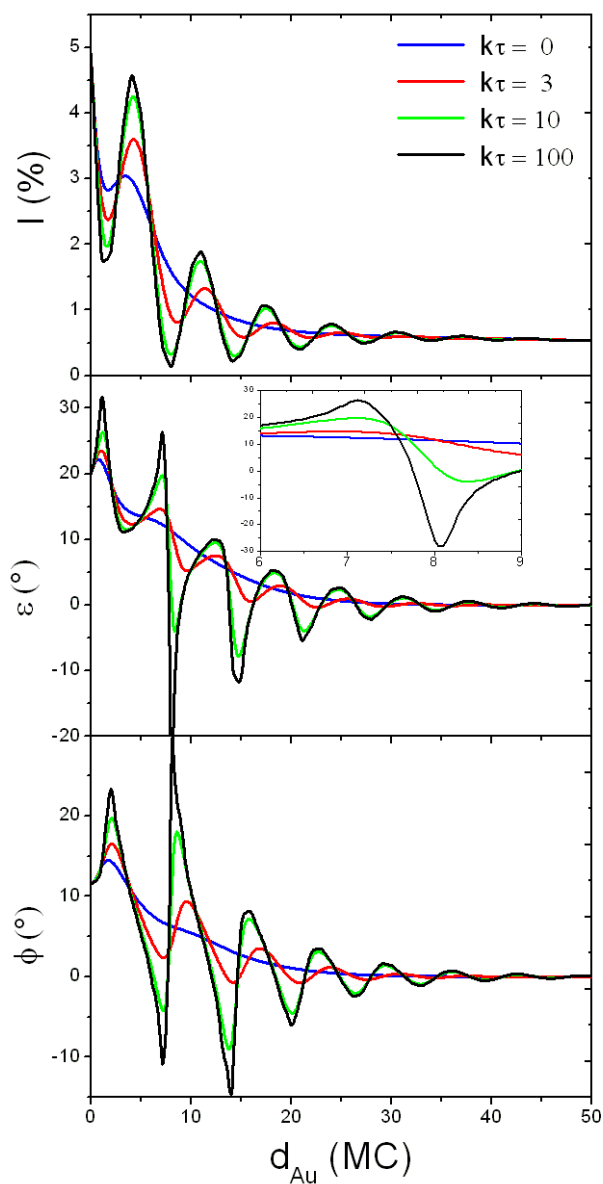


FIG. 3.19: Modèle Fabry-Pérot dans le cas des interféromètres indépendants sans contribution des électrons diffusés. Réflectivité  $I$ , angle de précession  $\varepsilon$  et angle de rotation  $\phi$  en fonction de l'épaisseur d'au pour différentes valeurs du produit  $k\tau$ . L'insert est un zoom.

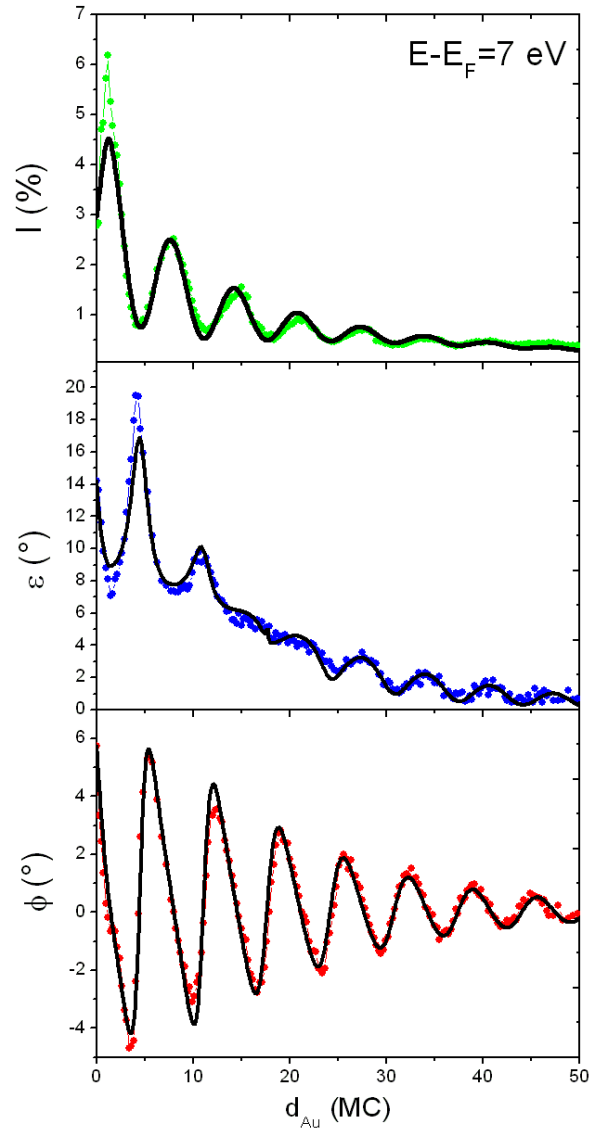


FIG. 3.20: Réflectivité  $I$ , angle de précession  $\varepsilon$  et angle de rotation  $\phi$  en fonction de l'épaisseur d'au à une énergie  $E - E_F = 7 \text{ eV}$  des électrons incidents. Les courbes expérimentales (symboles) et les simulations (traits noirs) basées sur le modèle d'interféromètre de Fabry-Pérot dans le cas d'une cohérence spatiale.



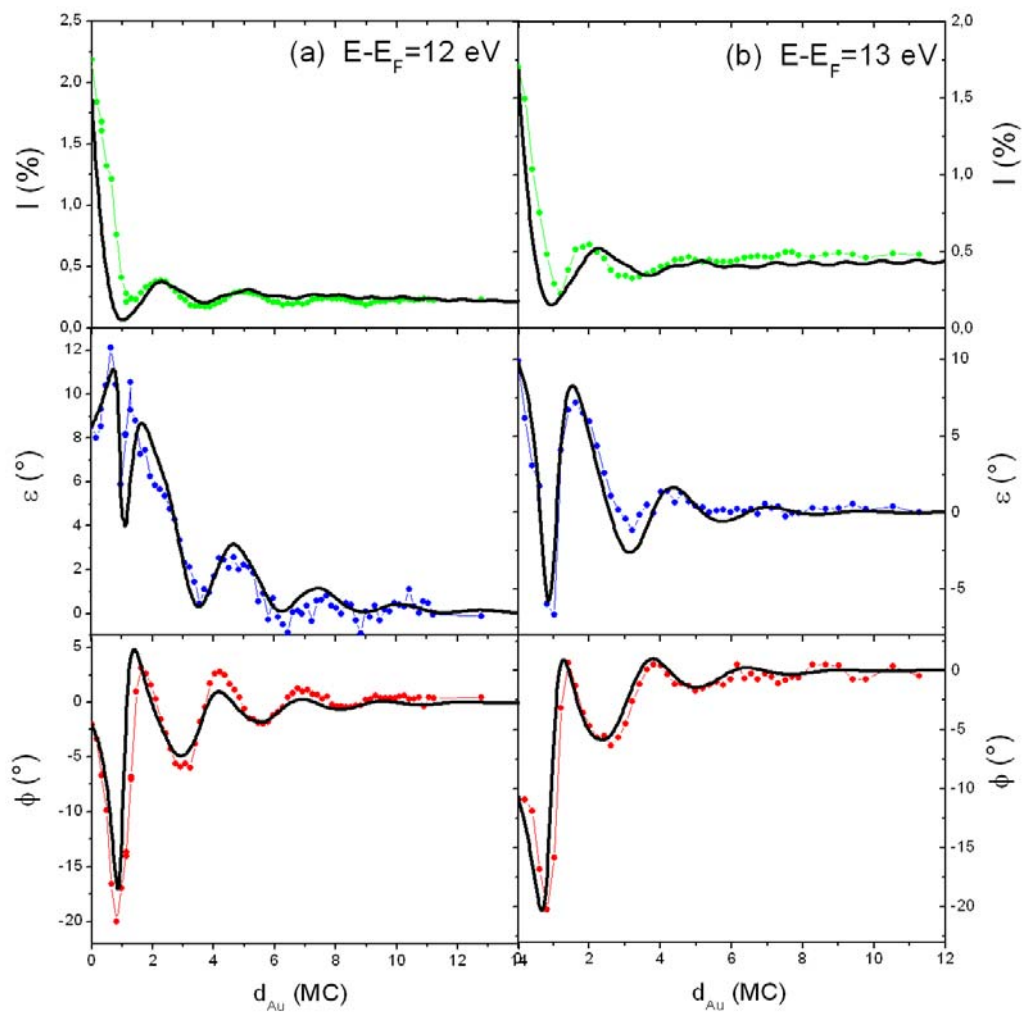


FIG. 3.21: même chose que dans la Fig. 3.20 pour  $E - E_F = 12$  eV (gauche) et pour  $E - E_F = 13$  eV (droite).

- Pour  $E - E_F = 12$  eV :  $\Lambda = 0.58$  nm,  $\lambda = 1.45$  nm,  $\theta_{23} - \theta_{12} = -45^\circ$ ,  $\theta_{23}^\downarrow - \theta_{23}^\uparrow = 20^\circ$ ,  $|r_{23}|^2/|r_{12}|^2 = 0.4$ ,  $|r_{23}^\uparrow|^2/|r_{23}^\downarrow|^2 = 0.49$  et  $I_{diff}^0/|r_{12}|^2 = 0.5$ .
- Pour  $E - E_F = 13$  eV :  $\Lambda = 0.57$  nm,  $\lambda = 0.9$  nm,  $\theta_{23} - \theta_{12} = -50^\circ$ ,  $\theta_{23}^\downarrow - \theta_{23}^\uparrow = 10^\circ$ ,  $|r_{23}|^2/|r_{12}|^2 = 0.4$ ,  $|r_{23}^\uparrow|^2/|r_{23}^\downarrow|^2 = 0.28$  et  $I_{diff}^0/|r_{12}|^2 = 0.4$ .

Pour toutes les simulations le paramètre de croissance  $k\tau$  a été fixé à 15. En effet, pour  $k\tau$  inférieur à 8 et supérieur à 30, on n'obtient pas un bon accord entre les courbes théoriques et expérimentales. Bien que de nombreux paramètres soient utilisés pour ces simulations, le fait d'avoir simultanément un bon accord pour les trois grandeurs donne confiance aux valeurs d'ajustement trouvés. Nous soulignons que l'on arrive déjà à reproduire la majorité des courbes dans le modèle d'interféromètres indépendants. Cependant, la structure à 1 MC qui apparaît à 12 et 13 eV, par exemple, ne peut s'expliquer que dans le cadre d'une cohérence spatiale.

L'analyse des données expérimentales dans le cadre du modèle d'interféromètre de Fabry-Pérot nous permet d'étudier les propriétés de réflexion de l'interface Au/Co. La Fig. 3.22(a) montre le rapport des réflectivités  $|r_{23}|^2/|r_{12}|^2$  en fonction de l'énergie. Comme dans le système Cu/Co(001) [37], il est faible pour des énergies supérieures à 12 eV, alors qu'il augmente très fortement pour des énergies plus faibles. Cela s'explique par la présence d'une bande interdite dans la structure de bandes électroniques du Co(001) dans la direction  $\Gamma - X$  en dessous de 12 eV.

La Fig. 3.22(b) montre la différence des phases entre les ondes d'électrons réfléchis à la surface et à l'interface,  $\theta_{23} - \theta_{12}$ . Le comportement de celle-ci confirme la présence d'une bande interdite dans la structure de bandes électroniques du Co dans la direction  $\Gamma - X$  en dessous de 12 eV. En effet, il est connu que la phase d'une onde réfléchie varie très fortement par rapport à la phase de l'onde incidente lorsque l'énergie d'électrons passe par une bande interdite [51]. L'existence d'une bande interdite en dessous de 12 eV entraînerait alors une forte variation de  $\theta_{23}$  lorsque l'énergie traverse la bande interdite du Co(001) en dessous de 12 eV. Dans le même temps  $\theta_{12}$  ne devrait varier que très légèrement car entre 12 et 15 eV, il n'existe pas de bande interdite dans la structure de bandes électroniques de l'Au. En effet, s'il y avait une bande interdite, cela donnerait lieu à une forte augmentation de la période d'oscillations  $\Lambda$  suivi d'une décroissance pour les énergies au delà de la bande interdite. Cependant,  $\Lambda$  montre un comportement monotone (Fig. 3.7). Entraînée donc par  $\theta_{23}$ , la différence de phase  $\theta_{23} - \theta_{12}$  varie très fortement en dessous de 12 eV.

La Fig. 3.22(c) montre  $\varepsilon_{23}$ ,  $\phi_{23}$ ,  $\varepsilon(d_{Au} = 0)$  et  $\phi(d_{Au} = 0)$  en fonction de l'énergie des électrons incidents. Les deux premières grandeurs nous in-

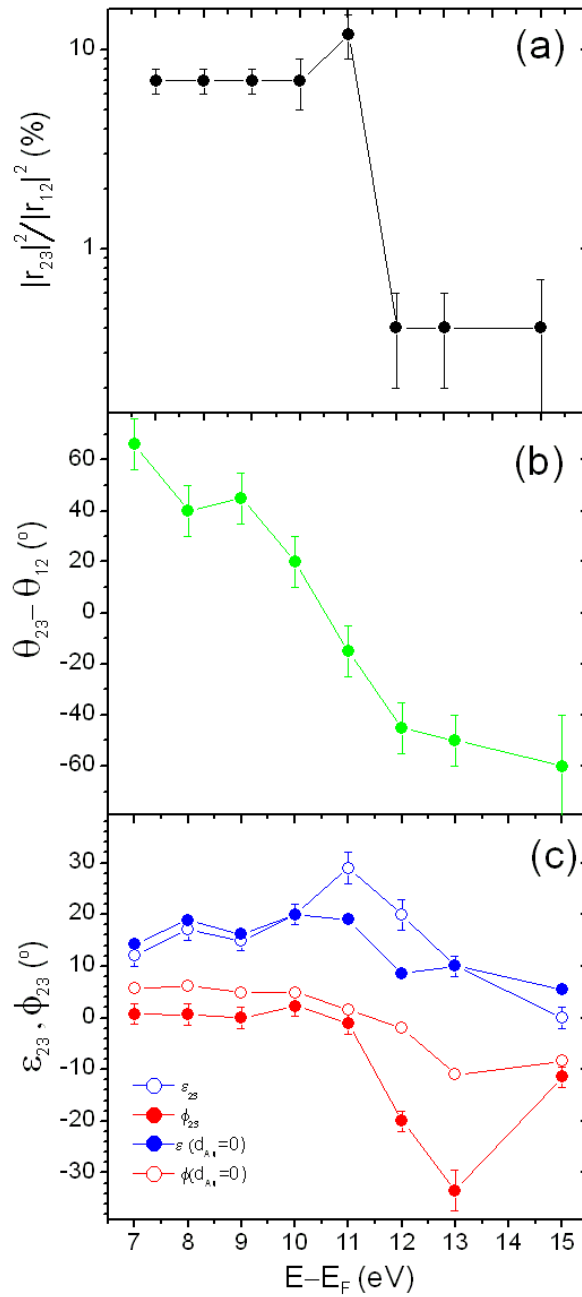


FIG. 3.22: (a) Rapport des réflectivités  $|r_{23}|^2/|r_{12}|^2$ , (b) la différence des phases  $\theta_{23} - \theta_{12}$ , (c)  $\varepsilon_{23}$ ,  $\phi_{23}$ ,  $\varepsilon(d_{Au} = 0)$  et  $\phi(d_{Au} = 0)$  en fonction de l'énergie des électrons incidents.

forment sur les propriétés de l'interface Au/Co, alors que les deux autres nous informent sur les propriétés de la surface de Co. En particulier,  $\phi_{23}$  montre une structure beaucoup plus prononcée que celle de  $\phi(d_{Au} = 0)$ . Cela est peut-être dû à l'influence de la couche d'Au sur les propriétés magnétiques du Co, ou encore à l'angle d'incidence des électrons qui n'est pas le même dans les deux cas ( $45^\circ$  pour la surface et environ  $23^\circ$  pour l'interface). Malheureusement, notre dispositif expérimental ne permet pas de changer l'angle d'incidence des électrons.

## 3.6 Conclusion

Nous avons étudié le confinement des électrons polarisés en spin dans le système Au/Co(001). Nous avons observé des oscillations de l'intensité des électrons réfléchis ainsi que des angles du mouvement du spin, dues à l'apparition d'états quantiques dans la couche d'Au. Une analyse des données expérimentales basée sur le modèle d'interféromètre de Fabry-Pérot a permis d'éclaircir les rôles respectifs des réflectivités à la surface de l'Au et à l'interface Au/Co, du libre parcours moyen des électrons dans l'Au, de la contribution des électrons diffusés et du mode de croissance du film d'Au. Nous avons aussi montré que cette analyse permettait l'étude des propriétés de réflexion de l'interface Au/Co.



# Chapitre 4

## Mouvement du spin d'électrons dans le système Fe/Ag(001)

Contrairement à l'étude précédente sur le système Au/Co(001) [52], le système Fe/Ag(001) présente un exemple dans lequel les interférences d'électrons ont lieu directement dans la couche ferromagnétique qui est en même temps à l'origine de la dépendance en spin de la réflexion. Le choix du système Fe/Ag(001) est motivé par le fait que le désaccord paramétrique faible entre la maille cubique centré du Fe et la maille cubique à faces centrées de l'Ag mène à une bonne épitaxie du Fe sur l'Ag(001). Nous verrons que l'apparition des états quantiques dépendants du spin dans la couche de Fe donne lieu à des oscillations de l'intensité et des angles du mouvement de spin des électrons réfléchis. À part ces oscillations quantiques il y a aussi des oscillations dues à la rugosité du film de Fe qui varie périodiquement, d'une couche incomplète à une couche complète, ce qui montre l'extrême sensibilité du mouvement du spin d'électrons à la morphologie du film de Fe.

### 4.1 Echantillon

Les films monocristallins de Fe(001) sont réalisés par évaporation du Fe sur un monocristal d'Ag(001). Avant chaque dépôt, le cristal est décapé par bombardement ionique. Il est ensuite recuit à une température de 800 K, ce qui améliore la qualité de la surface du substrat. Aucune contamination de la surface d'Ag n'a été observée par spectroscopie Auger.

Pour les besoins expérimentaux, le cristal d'Ag est orienté pour que la direction [110] ou  $[1\bar{1}0]$  soit dans le plan défini par les faisceaux incident et réfléchi. Dans cette configuration l'axe de facile aimantation du film de Fe est dans le plan de diffusion des électrons.

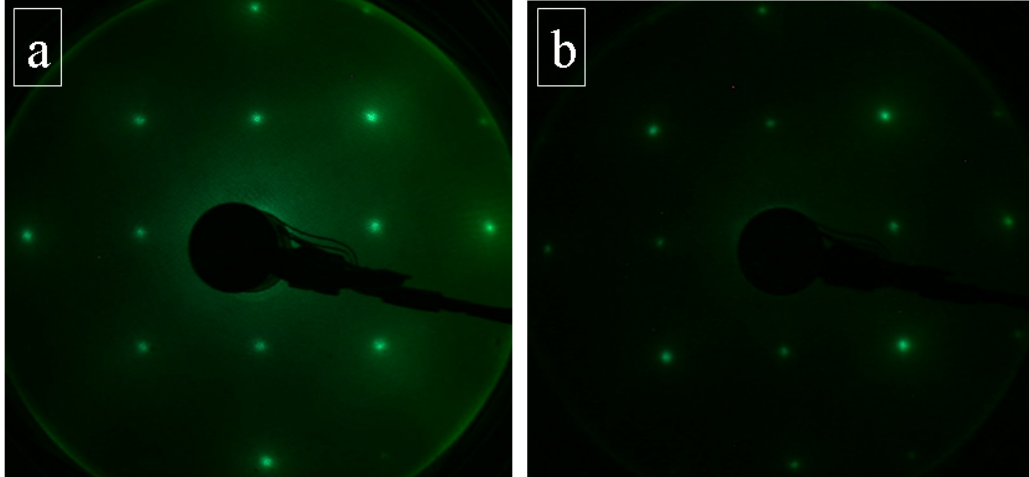


FIG. 4.1: (a) Clichés de diffraction LEED d'un monocristal d'Ag (001) à 120 eV, (b) de 35 MC Fe sur Ag(001) à 100 eV. L'axe [110] du cristal Ag(001) est horizontal.

Les Figures 4.1a et b montrent les clichés de diffraction LEED réalisés respectivement sur le substrat d'Ag(001) à une énergie d'électrons de 120 eV et sur un film de 35 MC (1 MC=0.143 nm) de Fe sur Ag(001) à une énergie d'électrons de 100 eV. Nous remarquons que le diagramme de diffraction de la face (001) de l'Ag qui cristallise dans une structure cubique à faces centrées ressemble à celui du Fe qui est dans une structure cubique centrée. Cela s'explique par la géométrie de croissance du Fe sur l'Ag(001). En effet, il y a une rotation de  $45^\circ$  entre les directions [100] des mailles de Fe et d'Ag. L'arrangement atomique de l'argent est tel que les atomes définissent un site au centre du carré formé par quatre atomes d'Ag (Fig. 4.2). Ces sites sont occupés par les atomes du premier plan atomique de Fe. L'arrangement du second plan atomique du Fe est identique à celui de l'Ag. Tout ceci conduit à un arrangement atomique de surface du Fe identique à celui des atomes d'Ag, et donc à un diagramme de diffraction très ressemblant. De nombreuses études de la croissance du Fe sur le Ag(001) ont été réalisées [53]-[57]. Alors qu'un consensus existe sur la géométrie, le mode de croissance donne lieu à controverse. Certaines expériences indiquent une croissance couche par couche pour les premières couches [53]-[55], alors que dans d'autres on trouve une croissance d'ilôts [56]. Ces différences peuvent être dues à la qualité du substrat d'Ag qui n'est pas la même dans toutes les expériences. Des substrats avec de faibles densités de marches sont nécessaires pour éviter la formation d'ilôts pendant la croissance [55].

Dans notre expérience le film de Fe est déposé à température ambiante



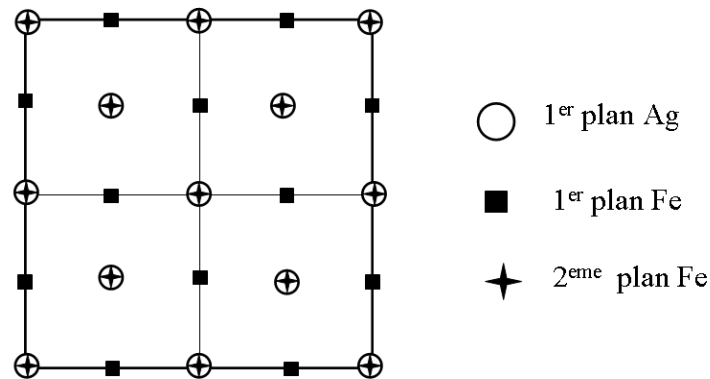


FIG. 4.2: Arrangement atomiques des deux premiers plans atomiques de Fe déposé sur de l'Ag(001).

par épitaxie à jets moléculaires. Pendant le dépôt la pression dans la chambre est en dessous de  $3 \cdot 10^{-10}$  mbar. Malgré cette pression relativement bonne, on a toujours détecté une légère contamination du film de Fe par l'oxygène (voir Fig. 4.3).

La Figure 4.4 montre l'intensité du pic Auger de l'Ag pour une énergie de 351 eV et un ajustement de cette dernière par une exponentielle décroissante (voir equ. 3.2). Entre deux enregistrements de spectres Auger, un dépôt de 30 s à une vitesse de 0.1 nm/min était effectué. Comme chaque mesure d'un spectre Auger prenait quelques minutes, la vitesse moyenne de dépôt du Fe était alors beaucoup plus faible que les 0.1 nm/min. Nous avons remarqué que le mode de croissance du Fe était très sensible aux conditions de dépôt (vitesse et temps de déposition). En effet, en augmentant le temps pendant lequel le Fe est déposé sans interruption ou bien la vitesse de dépôt (la vitesse moyenne de dépôt devient plus grande) l'analyse des spectres Auger indique plutôt une croissance d'îlots. En revanche, en donnant suffisamment de temps au film de Fe de se former, c.à.d en augmentant le temps entre deux dépôts consécutifs comme on l'a fait pour obtenir la Fig. 4.4, ou encore en diminuant la vitesse de dépôt, on trouve plutôt une croissance couche par couche ( Fig. 4.4). En analysant la décroissance dans la Fig. 4.4, on trouve une atténuation des électrons dans le Fe de 0.6 nm, qui est en bon accord avec le libre parcours moyen des électrons à cette énergie dans le Fe calculé par Tanuma *et al.* [58].

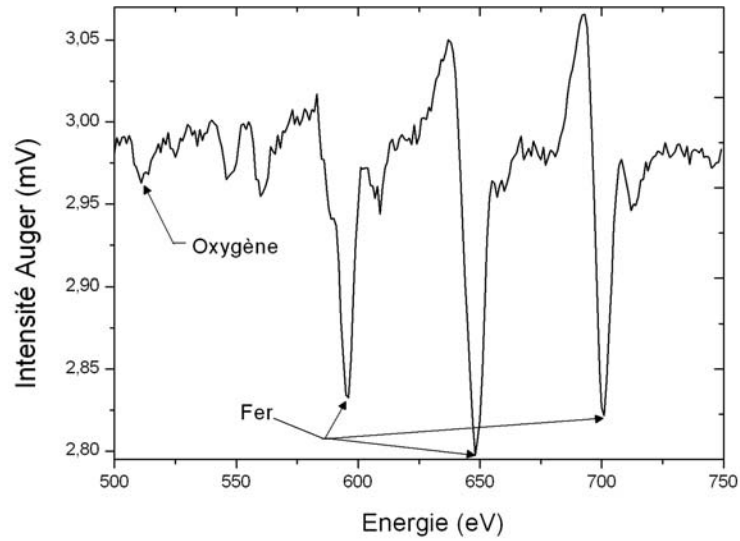


FIG. 4.3: Spectre Auger réalisé sur 35 MC de Fe, entre 500 et 750 eV. On note la présence d'une contamination de la surface par de l'oxygène.

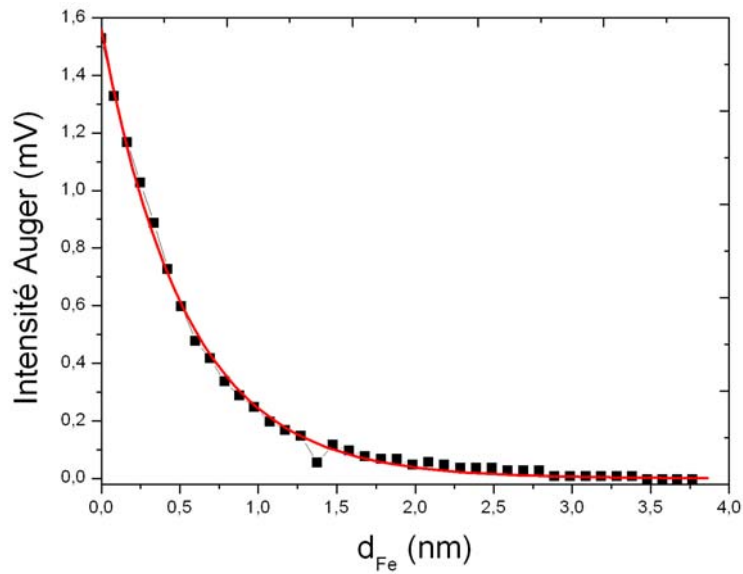


FIG. 4.4: Intensité du pic Auger de l'Ag à 351 eV en fonction de l'épaisseur de Fe déposé sur le monocristal d'Ag(001). Vitesse de dépôt 0,1nm/min.

## 4.2 Résultats expérimentaux

Dans cette section nous présentons les résultats de l'étude du mouvement du spin en fonction de l'épaisseur du film de Fe, l'énergie des électrons primaires restant fixe. Afin d'avoir une bonne croissance du Fe, les dépôts sont réalisés dans les mêmes conditions que décrites ci-dessus. A savoir, une vitesse de dépôt de 0.1nm/min et un temps moyen entre deux dépôts consécutifs de 3 à 5 minutes.

La Fig. 4.5 montre l'intensité des électrons réfléchis en fonction de l'épaisseur de Fe pour différentes énergies des électrons incidents. On observe des oscillations avec une période d'une monocouche pour des énergies  $E - E_F$  comprises entre 6 et 9 eV. Nous les attribuons à la variation de la morphologie du film de Fe, qui pendant le dépôt alterne entre couche d'atomes incomplète et complète. Nous notons aussi que pour des énergies très basses où on peut encore identifier des oscillations à des épaisseurs élevées (par exemple à 6.5 eV), l'amplitude des oscillations reste plus ou moins constante (voir insert de la Fig. 4.5 à 6.5 eV). Cela montre qu'il s'agit bien d'un effet de surface.

Pour des énergies comprises entre 7 et 9 eV, les oscillations ne sont plus visibles que pour des épaisseurs inférieures à 7 MC de Fe. Au dessus de 9 eV, elles disparaissent complètement. On observe plutôt une seule structure beaucoup plus large autour de 3 MC de Fe à ces énergies. Cette structure est aussi visible aux faibles énergies. A 6.5 eV, par exemple, on peut voir une structure large qui est superposé aux oscillations de période une monocouche. Nous attribuons cette structure à l'apparition d'un état quantique dans la couche de Fe.

Les Figures 4.6 et 4.7 montrent respectivement l'angle de rotation  $\phi$  et l'angle de précession  $\varepsilon$  en fonction de l'épaisseur de Fe pour plusieurs énergies des électrons incidents. L'Ag étant non magnétique, aucun mouvement du spin ne doit être observé pour  $d_{Fe} = 0$  et les angles  $\phi$  et  $\varepsilon$  varient alors en partant de zéro. On remarque aussi que  $\phi$  et  $\varepsilon$  restent nuls en dessous de 4 MC de Fe, quelque soit l'énergie des électrons incidents. Cela s'explique par deux phénomènes différents. Premièrement, il a été montré que pour des épaisseurs inférieures à 2 MC la température de Curie du Fe dans le système Fe/Ag(001) est inférieure à la température ambiante [59], ce qui veut dire que le système reste non magnétique en dessous de 2 MC à température ambiante. Deuxièmement, d'autres études montrent que l'axe de facile aimantation dans le système Fe/Ag(001) présente une réorientation autour d'une épaisseur de 4 MC [60]. L'aimantation passe d'une configuration perpendiculaire à la surface à une configuration parallèle au plan de la surface. Comme dans notre dispositif on ne peut pas aimanter le système dans la direction perpendiculaire à la surface (à cause de la disposition des bobines ;

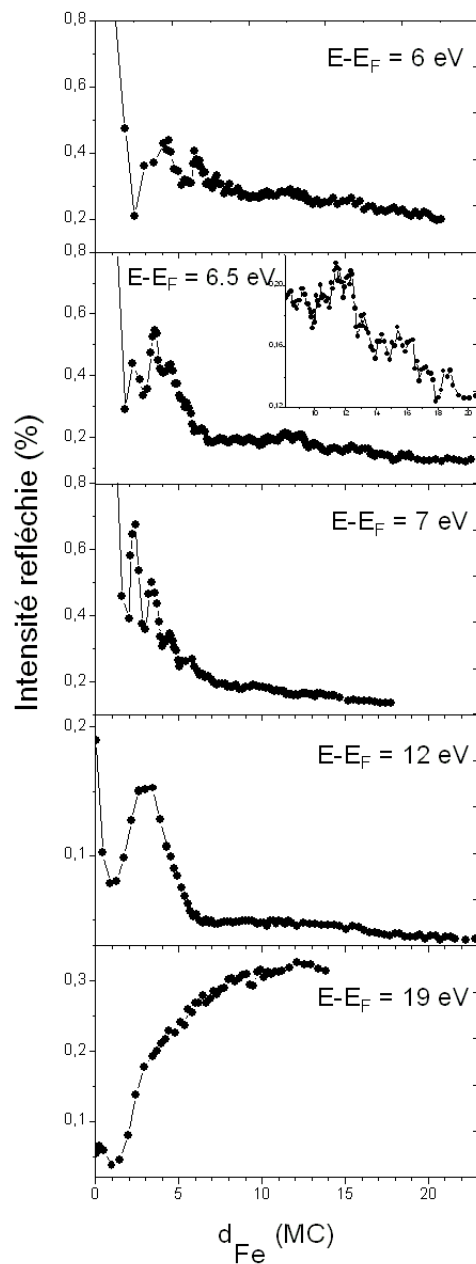


FIG. 4.5: Intensité des électrons réfléchis  $I$  en fonction de l'épaisseur de Fe pour différentes énergies des électrons incidents. L'insert est un zoom.

voir sec. 2.3.3) aucun mouvement du spin n'est alors mesurable lorsque l'aimantation est perpendiculaire à la surface. Les angles de précession et de rotation sont ainsi toujours nuls en dessous de 4 MC de Fe.

Au dessus de 4 MC de Fe on observe des oscillations de l'angle de rotation et de précession. Entre 6 et 9 eV, on voit clairement deux périodes d'oscillations, en particulier à 6 et 6.5 eV. Une analyse de Fourier confirme l'existence de deux périodes (voir Fig. 4.8) : une période d'une monocouche, qui est indépendante de l'énergie d'électrons incidents et une période plus longue qui dépend de l'énergie d'électrons incidents. Comme pour l'intensité des électrons réfléchis, aucune oscillation avec une période d'une monocouche n'est visible pour des énergies supérieures à 9 eV. On n'observe que des oscillations avec une période plus grande dépendant de l'énergie d'électrons.

On remarque aussi que dans la gamme d'énergie comprise entre 6 et 9 eV,  $\varepsilon$  et  $\phi$  montrent une variation plus ou moins linéaire au dessus de 10 MC de Fe. A ces énergies  $\varepsilon$  et  $\phi$  atteignent la saturation au dessus de 60 MC (voir Fig. 4.9). Un tel comportement a déjà été observé dans le système Co/Cu(001) [61]. Alors que  $\varepsilon$  sature à 1 nm d'épaisseur de Co pour les mesures effectuées à une énergie de 9 eV, à 28 eV l'angle de précession décroît linéairement jusqu'à 20 nm de Co, suivi par une légère augmentation pour les épaisseurs plus élevées. Ce comportement a été expliqué par la sensibilité de la structure de bandes électroniques du Co pendant le dépôt. En effet, nous savons que la structure de bandes électroniques d'un matériau est fortement liée à sa structure cristallographique. Ainsi, les variations du paramètre de maille au cours de la croissance peuvent modifier la structure de bandes électroniques, qui de sa part peut influencer les angles du mouvement du spin. Il est intéressant de noter que la variation de  $\phi$  et  $\varepsilon$  au dessus de 10 MC de Fe est accompagnée par des oscillations avec une période d'une monocouche (voir par exemple à 6.5 et 7 eV), alors que pour des énergies supérieures à 9 eV, le signal magnétique sature pour des épaisseurs de Fe relativement faibles et les oscillations avec la période d'une monocouche disparaissent (par exemple à 12 eV). Ce n'est pas une coïncidence. Nous pensons que l'apparition des oscillations avec la période d'une monocouche et la forte variation des angles du mouvement de spin dans une gamme d'énergie très limitée sont liées.

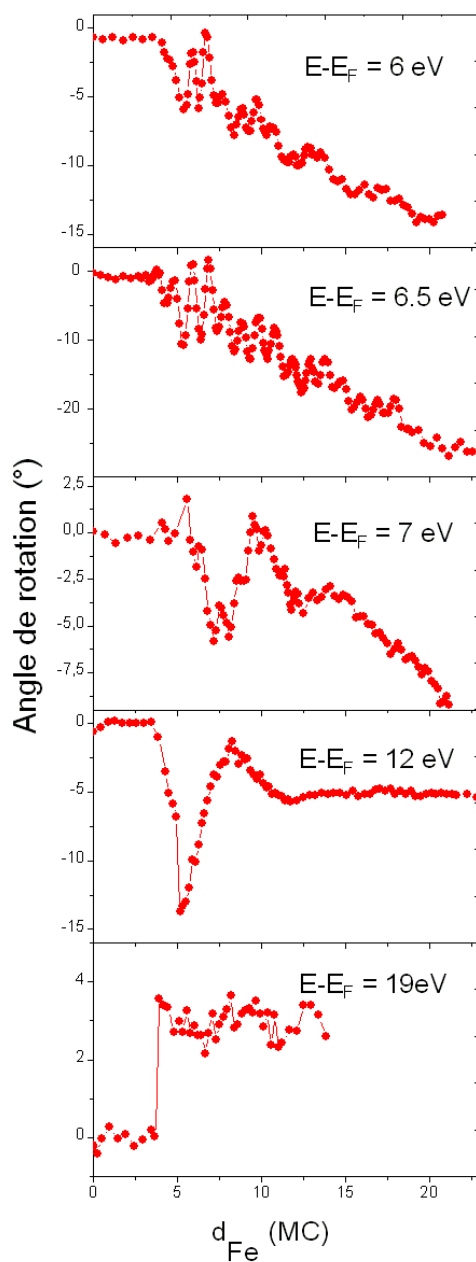


FIG. 4.6: Angle de rotation  $\phi$  en fonction de l'épaisseur de Fe pour différentes énergies des électrons incidents.

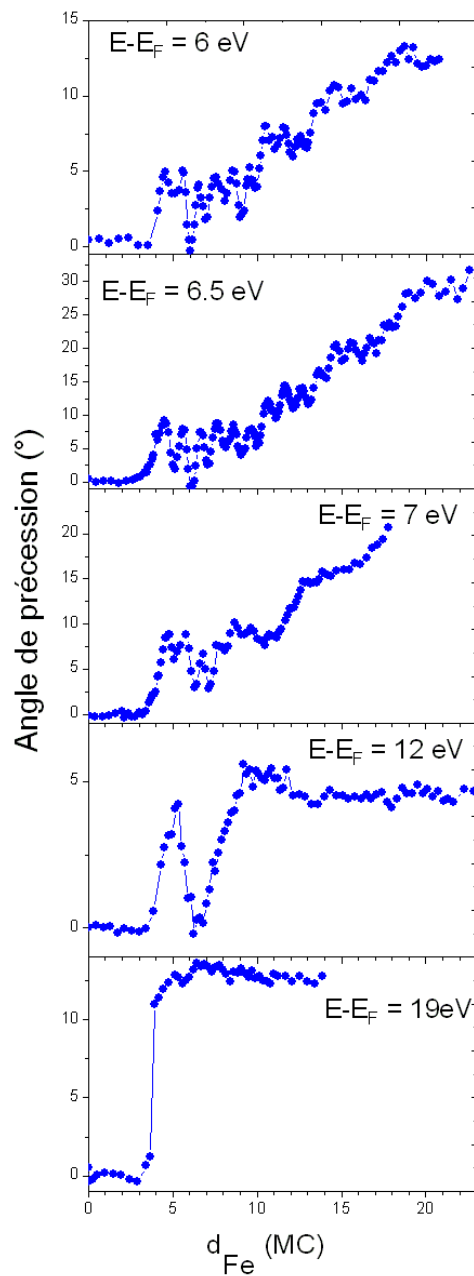


FIG. 4.7: Angle de précession  $\varepsilon$  en fonction de l'épaisseur de Fe pour différentes énergies des électrons incidents.

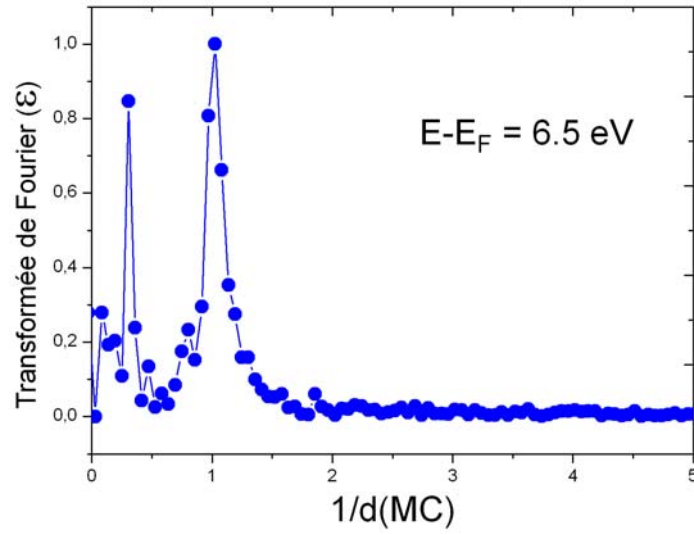


FIG. 4.8: Analyse de Fourier de l'angle de précession  $\varepsilon$  à  $E - E_F = 6.5 \text{ eV}$ .

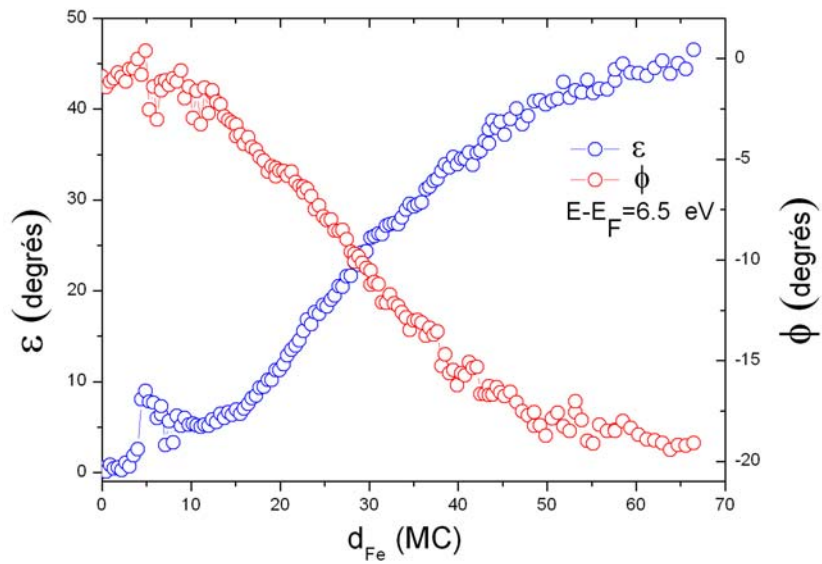


FIG. 4.9:  $\varepsilon$  et  $\phi$  en fonction de l'épaisseur de Fe, sur une gamme d'épaisseurs plus grande. L'énergie des électrons incidents est  $E - E_F = 6.5 \text{ eV}$ .



## 4.3 Discussion

### 4.3.1 Oscillations dues aux interférences quantiques

La période des oscillations des angles du mouvement de spin dans le cas d'une couverture par un matériau non-magnétique, est donnée par le vecteur d'onde de la fonction d'enveloppe  $k_{env}$  (voir sec. 3.2.1). Dans le cas d'un matériau ferromagnétique, cependant, on a deux vecteurs d'onde  $k_{env}^\uparrow$  et  $k_{env}^\downarrow$  qui peuvent donc donner naissance à deux périodes d'oscillations :

$$\Lambda_1 = \frac{2\pi}{|k_{env}^\uparrow - k_{env}^\downarrow|} , \quad (4.1)$$

$$\Lambda_2 = \frac{2\pi}{k_{env}^\uparrow + k_{env}^\downarrow} . \quad (4.2)$$

On pourrait alors penser que les deux types d'oscillations observées dans les données expérimentales sont dus aux interférences quantiques. Pour le vérifier, nous avons calculé l'ordre de grandeur de  $\Lambda_1$  et  $\Lambda_2$ . Pour simplifier nous avons supposé une bande parabolique, ce qui donne alors pour le vecteur d'onde dépendant du spin l'expression suivante :

$$k^{\uparrow,\downarrow} = \frac{\sqrt{2m}}{\hbar} \sqrt{E_{cin} + U \mp \frac{\Delta E_{ex}}{2}} \quad (4.3)$$

avec  $U$  le potentiel interne et  $\Delta E_{ex}$  l'énergie d'échange. En prenant  $E_{cin}=2$  eV,  $U=15$  eV [21] et  $\Delta E_{ex}=0.92$  eV [62], on trouve  $\Lambda_1=25$  MC et  $\Lambda_2=1.1$  MC. Alors que la première période est trop grande pour être mesurable dans notre expérience, l'atténuation des électrons dans le Fe étant forte, la seconde devrait être visible dans nos données expérimentales. Notons que cette période doit dépendre de l'énergie des électrons incidents, et ne peut donc en aucun cas expliquer les oscillations avec la périodicité d'une monocouche qu'on observe dans les données expérimentales. On l'identifie plutôt à la longue période d'oscillations qu'on a observé dans les données expérimentales. En effet, si l'on trace la variation de la longue période en fonction de l'énergie des électrons incidents (Fig. 4.10), on obtient un comportement typique de l'apparition des interférences quantiques dans la couche de Fe [37, 46]. On observe une augmentation lente aux faibles énergies, et plus prononcée en s'approchant de 16 eV. Nous savons que lorsqu'on s'approche d'une bande interdite, la longueur d'onde de la fonction d'onde d'enveloppe et donc la période tend vers l'infini. En effet, la présence d'une bande interdite à cette énergie dans notre géométrie est signalée par le pic de l'intensité des électrons réfléchis à 17 eV (Fig. 4.11).

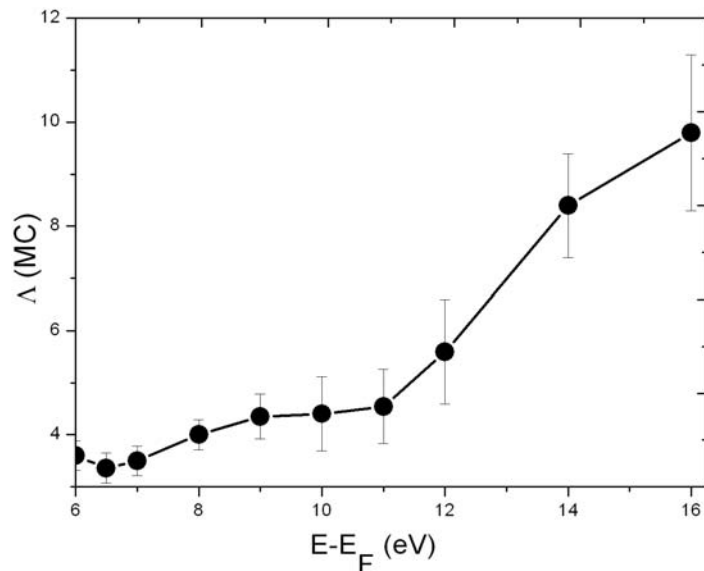


FIG. 4.10: Période d'oscillations dues aux interférences quantiques en fonction de l'énergie des électrons incidents.

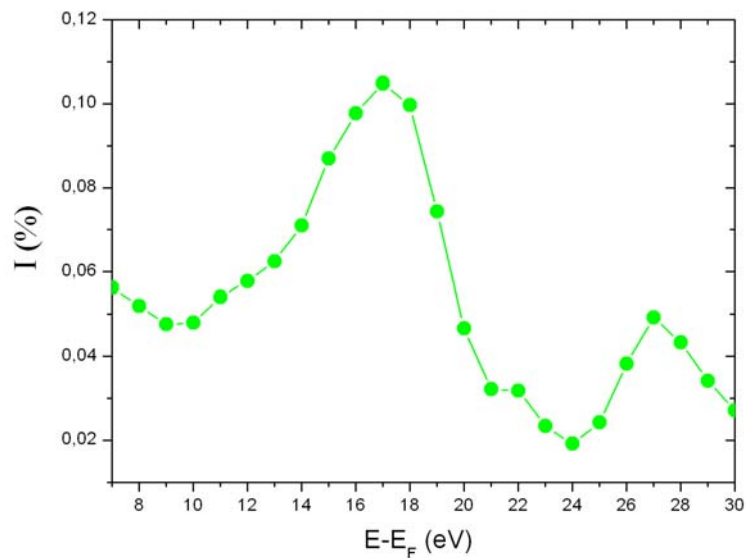


FIG. 4.11: Intensité réfléchiée en fonction de l'énergie des électrons incidents, pour un film de 35 MC de Fe déposé sur le substrat d'Ag(001).

### 4.3.2 Oscillations dues à la morphologie du film

Lorsque le faisceau est considéré comme totalement cohérent et que la phase des électrons réfléchis remplit la condition d'anti-Bragg, on s'attend à voir des oscillations d'intensité réfléchie avec une période d'une monocouche (voir sec. 3.3.2). Il est donc logique de penser que ces conditions sont remplies dans le cadre de cette étude sur le Fe et que les interférences quantiques dans la couche de Fe sont ainsi à l'origine des oscillations d'intensité ainsi que des angles du mouvement de spin avec la période d'une monocouche. Cette hypothèse peut être écartée, car nous savons d'après les études antérieures que dans notre dispositif expérimental cette condition d'anti-Bragg n'est pas remplie. Toutefois, en supposant que ces deux conditions soient remplies, nous avons essayé de reproduire les oscillations sur la base du modèle de Fabry-Pérot dans le cas d'une cohérence spatiale. Dans le cas présent où un film ferromagnétique est déposé sur un matériau non-magnétique, l'amplitude totale de réflexion  $r^{\uparrow,\downarrow}$  dans l'equ. 3.7 doit être remplacée par l'expression suivante :

$$r^{\uparrow,\downarrow} = r_{12}^{\uparrow,\downarrow} + r_{23} e^{-i\delta^{\uparrow,\downarrow}} \quad (4.4)$$

dans laquelle l'amplitude de réflexion de la surface ainsi que la phase complexe dépendent du spin. La Fig. 4.12 montre à titre d'exemple la simulation de l'angle de rotation en fonction de l'épaisseur de Fe à une énergie de  $E - E_F = 6.5$  eV. Les paramètres utilisés pour cette simulation sont :  $k_{env}^{\uparrow} = 10.3 \text{ nm}^{-1}$ ,  $k_{env}^{\downarrow} = 21.8 \text{ nm}^{-1}$ ,  $|r_{23}|^2/|r_{12}|^2=5$ ,  $\lambda^{\uparrow}=1.03 \text{ nm}$ ,  $\lambda^{\downarrow}=0.97 \text{ nm}$ ,  $\theta_{12}^{\downarrow} - \theta_{12}^{\uparrow}=20^\circ$ ,  $\theta_{23} - \theta_{12}=-135^\circ$ . On note l'existence de deux périodes. Alors que la période longue correspond à  $\Lambda_2 = 2\pi/(k_{env}^{\uparrow} + k_{env}^{\downarrow})=3.8 \text{ MC}$ , la période courte ne correspond pas à une monocouche, mais vaut dans notre exemple  $1.37 \text{ MC}$ . En faisant varier la valeur de la période longue on remarque aussi un changement de la valeur de la période courte. Lorsque la période longue devient très grande la période courte s'approche d'une monocouche. Pour des valeurs réalistes de la période d'oscillations longue, on obtient donc une courte période qui est sensiblement différent de la monocouche. Nous en concluons donc que les oscillations des angles du mouvement de spin avec la période d'une monocouche ne sont pas dues aux phénomènes d'interférences quantiques des électrons. Nous notons cependant que, l'intensité montre, outre les périodes  $3.8$  et  $1.37 \text{ MC}$ , une troisième période d'une monocouche (pas montré).

Une autre source possible des oscillations avec la période d'une monocouche peut être exclue, à savoir des oscillations de l'aimantation à saturation comme proposées pour le système O/Fe(001) [63] ou de l'aimantation rémanente. Dans les deux cas l'apparition des oscillations avec la période d'une monocouche devrait être indépendante de l'énergie d'électrons. Or, au-

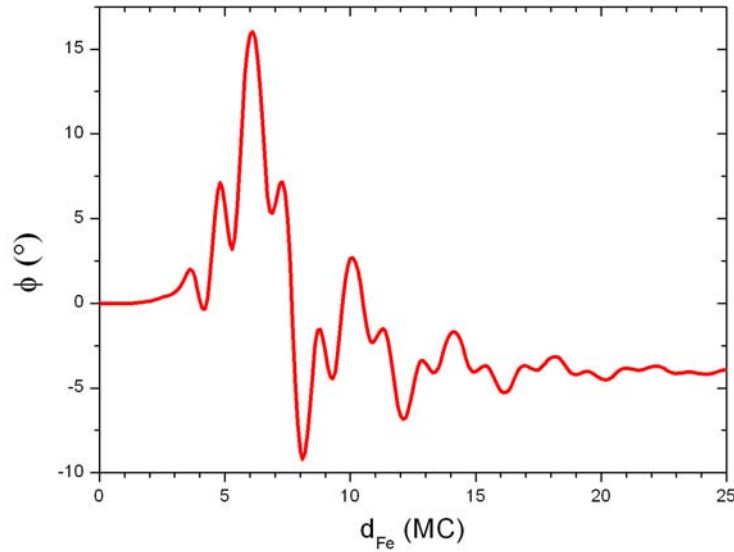


FIG. 4.12: L'angle de rotation  $\phi$  en fonction de l'épaisseur de Fe dans le cas d'une cohérence spatiale remplissant la condition d'anti-Bragg.

cune oscillation avec cette périodicité d'une monocouche n'est identifiable au dessus de 9 eV. On observe plutôt une saturation du signal magnétique pour des épaisseurs élevées.

Comme origine possible des oscillations des angles du mouvement de spin de période une monocouche, nous suggérons la variation du paramètre de maille de Fe pendant la croissance. En effet, la croissance d'un film sur un substrat mène généralement à des contraintes dans le film. La raison en est que les deux matériaux n'ont pas le même paramètre de maille et parfois aussi des structures cristallographiques différentes. Le désaccord paramétrique  $f$  est défini par :

$$f = \frac{a - b}{b} \quad (4.5)$$

avec  $a$  et  $b$  les paramètres de maille respectifs du film et du substrat. La contrainte induite par ce désaccord paramétrique dans le film est relaxée de deux façons. Dans un premier temps on a une croissance pseudomorphique du film sur le substrat, si le désaccord paramétrique n'est pas trop grand. Le paramètre de maille du film adopte donc celui du substrat. Néanmoins, l'existence d'îlots pendant la croissance permet une certaine relaxation du paramètre de maille du film. En effet, des atomes en bordure d'îlots, possédant moins de liaisons que des atomes au sein des îlots, peuvent partiellement relaxer leur paramètre de maille. On parle de relaxation élastique. Par conséquent, le paramètre de maille moyen du film change et dépend du nombre et

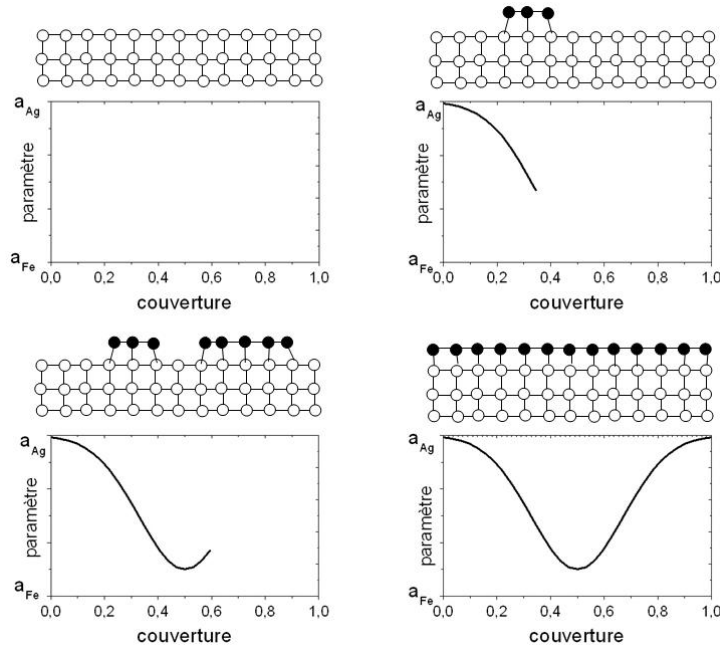


FIG. 4.13: Illustration de la relaxation et de l'évolution du paramètre de maille moyen.

de la taille des îlots. La relaxation pour de gros îlots est faible, alors que pour de petits îlots avec un nombre relativement élevé d'atomes en bordure la relaxation est forte. Un schéma de la relaxation et de l'évolution du paramètre de maille moyen en fonction de l'épaisseur de film est montré dans la Fig. 4.13. En l'occurrence le désaccord paramétrique est positif. Alors que pour une couche à moitié complète le paramètre de maille moyen est minimal, les contraintes dans le film pour une couche complète sont maximales, c.à.d. le paramètre de maille moyen est celui du substrat. Nous avons donc des oscillations du paramètre de maille moyen avec une période d'une monocouche pendant la croissance.

Au cours de la croissance le film accumule de l'énergie élastique. Lorsque cette énergie devient supérieure à l'énergie nécessaire à la création de dislocations, le matériau va relaxer dans sa structure naturelle. Cette relaxation est dite plastique. Notons que la relaxation plastique se manifeste par une variation relativement soudaine du paramètre de maille à partir d'une certaine épaisseur critique. A titre d'exemple, la Fig. 4.14 montre l'évolution du paramètre de maille d'un film de V sur du Fe(001) en fonction de l'épaisseur de V. On distingue très clairement le régime pseudomorphique et le régime relaxé au dessus d'une épaisseur critique de 7 MC.

En résumé, pour des épaisseurs inférieures à une épaisseur critique on a

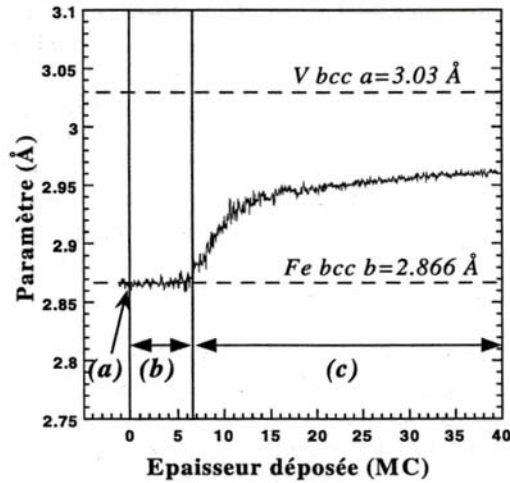


FIG. 4.14: Paramètre de maille en fonction du dépôt dans le système V/Fe(001). (a) début du dépôt, (b) régime pseudomorphique, (c) régime relaxé [64].

des oscillations de contrainte d'une monocouche autour d'une valeur constante, alors que pour des épaisseurs supérieures les oscillations sont accompagnées par une variation monotone de la contrainte. Nos données expérimentales suggèrent une telle interprétation. Considérons par exemple les données à 6.5 eV (Fig. 4.7). On remarque qu'à partir de 10 MC  $\varepsilon$  présente une augmentation globale qui s'accompagne d'oscillations. Nous pensons qu'à cette épaisseur une relaxation du système par la création de dislocations commence et que c'est cela qui est à l'origine de la variation globale de  $\varepsilon$  et  $\phi$ . En effet, une sensibilité de la structure de bandes électroniques et donc des angles du mouvement de spin aux variations du paramètre de maille pourrait expliquer à la fois l'apparition des oscillations d'une monocouche (relaxation élastique) et de la variation monotone pour des épaisseurs au dessus de 10 MC (relaxation plastique).

Malheureusement, on ne trouve rien dans la littérature qui prouve l'existence des oscillations du paramètre de maille du Fe dans le système Fe/Ag(001). De plus, on pourrait raisonner qu'un désaccord paramétrique de 0.8% serait trop faible pour provoquer des oscillations de contrainte significatives. Cependant, même pour des systèmes homoépitaxiés qui sont supposés avoir un désaccord paramétrique nul, il a été montré que les contraintes dans des îlots étaient très différentes de celles dans une couche plane [65]. Ceci conduit à des oscillations du paramètre de maille avec une période d'une monocouche en fonction de l'épaisseur. Nous notons aussi qu'une contamination de la sur-

face que nous avons toujours observé sur notre surface de Fe (Fig. 4.3), peut également mener à des oscillations remarquables du paramètre de maille [66].

Signalons aussi que l'amplitude des oscillations d'une monocouche dépend très fortement du cristal d'Ag utilisé dans les expériences. Alors que les oscillations de la longue période ainsi que la variation monotone des angles du mouvement de spin apparaissent toujours avec la même amplitude, quelque soit le cristal d'Ag, les oscillations d'une monocouche n'apparaissent pas pour certains cristaux d'Ag. Nous pensons que les oscillations d'une monocouche dépendent fortement de la qualité du substrat d'Ag. Sur un cristal propice à une croissance par avancement de marche, par exemple, on ne devrait pas voir les oscillations d'une monocouche. Au contraire, une surface cristalline favorisant une forte densité de nucléation, et donc une croissance dense d'îlots, devrait montrer de fortes oscillations de période une monocouche [67]. Comme la densité de nucléation dépend de la taille des marches sur le cristal, elle peut varier fortement d'un substrat à un autre. Tout ceci conforte notre hypothèse que les oscillations d'une monocouche sont dues aux changements de la morphologie du film pendant la croissance.

Une question reste toute fois sans réponse. Pourquoi les oscillations avec la période d'une monocouche ainsi que la variation monotone des angles du mouvement de spin n'apparaissent-elles que dans une gamme d'énergies très limitée ?

Il est plausible qu'une variation du paramètre de maille peut mener à un changement de l'amplitude de réflexion des électrons. Il est connu d'après la théorie de diffusion que l'amplitude totale de diffusion est déterminée par les amplitudes partielles de diffusion des différents moments angulaires. En effet, pour la diffusion d'un électron sur un atome, l'amplitude totale de diffusion s'écrit [68] :

$$\psi(\theta, k) = e^{i\vec{k}\vec{r}} + f(\theta, k) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (4.6)$$

avec  $\theta$  l'angle de diffusion. La fonction  $f(\theta, k)$  est donnée par :

$$f(\theta, k) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(e^{2i\delta_l} - 1)P_l(\cos \theta) \quad (4.7)$$

avec  $l$  le moment angulaire,  $\delta_l$  la phase partielle et  $P_l$  le polynôme de Légendre d'ordre  $l$ .

Le point crucial est que même si une variation du paramètre de maille entraîne seulement un petit changement des phases partielles  $\delta_l$ , l'amplitude totale de diffusion et donc les angles du mouvement de spin peuvent varier considérablement sous certaines conditions. Une telle situation se présente quand les phases partielles sont telles que le module de l'amplitude totale

de diffusion devient faible (effet connu sous le nom effet Ramsauer-Townsend généralisé [69]). En effet, la réflectivité dans notre expérience montre un minimum dans la gamme d'énergies où on a observé ce fort changement en  $\varepsilon$  et  $\phi$  et les oscillations avec une période d'une monocouche (voir Fig. 4.11). De plus, des calculs dans la limite atomique prédisent un effet Ramsauer-Townsend dans la même gamme d'énergie [70]. Des calculs de LEED dépendant de spin seront réalisés très prochainement pour éclaircir ce point.

## 4.4 Conclusion

Nous avons étudié en fonction de l'épaisseur de Fe le mouvement du spin des électrons dans le système Fe/Ag(001). A part des oscillations dues aux interférences quantiques dans la couche de Fe dont la période dépend de l'énergie, Nous avons aussi observé une courte période d'oscillations d'une monocouche indépendante de l'énergie des électrons incidents. Nous attribuons ces oscillations à la variation périodique de la morphologie du film de Fe qui alterne entre une couche d'atomes complète et incomplète. Ainsi, cette expérience a mis en évidence une extrême sensibilité du mouvement de spin et donc de l'effet du transfert de spin à la morphologie du film de Fe.



# Conclusions

Ce travail de thèse a été dévolu à l'étude du mouvement du spin des électrons dans des puits quantiques dépendants du spin. Un faisceau d'électrons polarisés en spin est envoyé sur un système constituant le puits quantique. Après réflexion des électrons, la polarisation du faisceau d'électrons montre un mouvement qui peut être décomposé en deux sous mouvements : une précession autour de l'aimantation du matériau ferromagnétique étudié et une rotation dans la direction parallèle ou antiparallèle à l'aimantation.

Dans la première expérience nous avons étudié le système Au/Co(001), qui est constitué d'une couche ferromagnétique de Co qui sert de substrat et fournit la dépendance en spin au système et d'une couche d'Au dans laquelle a lieu le confinement des électrons. Des oscillations très prononcées de l'intensité et des angles du mouvement de spin ont été observées en fonction de l'épaisseur d'Au. Ces oscillations sont dues aux interférences quantiques dans la couche d'Au. Ce comportement oscillatoire de l'intensité aussi bien que celui des angles du mouvement de spin s'explique bien à base du modèle d'interféromètre de type Fabry-Pérot. Notons aussi qu'alors que dans l'étude réalisée sur le système Cu/Co (001) [37] on pouvait négliger la contribution des électrons diffusés, elle est essentielle pour reproduire le comportement expérimental des trois grandeurs intensité, angle de précession et angle de rotation dans le cas de l'Au/Co(001). Cette étude nous a permis d'élucider les rôles des différents paramètres utilisés dans le modèle : le rapport de réflectivités  $|r_{23}|^2/|r_{12}|^2$ , le libre parcours moyen des électrons  $\lambda$ , la réflectivité dépendant de spin  $|r_{23}^{\uparrow,\downarrow}|^2$  à l'interface, la contribution des électrons diffusés et le mode de croissance du film. Nous avons aussi montré que l'étude de la réflectivité et des angles du mouvement de spin et leur modélisation avec le modèle d'interféromètre cité ci-dessus, autorisent l'étude des propriétés de réflexion de l'interface.

Dans la seconde expérience, nous avons réalisé une étude similaire, cette fois-ci sur le système Fe/Ag(001). La dépendance en spin est fournie par le même matériau dans lequel a lieu le confinement des électrons, à savoir le Fe. Le mouvement du spin présente des oscillations en fonction de l'épaisseur

de Fe. Alors que des oscillations avec une période dépendant de l'énergie d'électrons sont observées dans toute la gamme d'énergie étudiée, des oscillations avec une période d'une monocouche indépendante de l'énergie ne sont trouvées que dans une gamme d'énergie très limitée. Nous attribuons les premières aux interférences quantiques dans la couche de Fe, alors que les dernières sont attribuées à la variation de la morphologie du film de Fe pendant la croissance. En effet, en passant d'une couche atomique incomplète à une couche complète la rugosité du film présente des oscillations avec cette périodicité d'une monocouche.

En raison de la conservation du moment angulaire, on peut dire que cette expérience montre par conséquent l'extrême sensibilité du transfert de spin d'un faisceau d'électrons polarisés en spin à l'aimantation d'un matériau ferromagnétique dans une certaine gamme d'énergie.

# Bibliographie

- [1] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
- [2] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn, Phys. Rev. B **39**, 4828 (1989).
- [3] M. Jullière, Phys. Lett. A **54**, 225 (1975).
- [4] L. Berger, Phys. Rev. B **54**, 9353 (1996).
- [5] J.C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).
- [6] E.B. Myers, D.C. Ralph, J.A. Katine, R.N. Louie, R.A. Buhrman, Science **285**, 867 (1999).
- [7] F.J. Albert, N.C. Emley, E.B. Myers, D.C. Ralph, R.A. Buhrman, Phys. Rev. Lett. **89**, 226802 (2002).
- [8] M. Elsen, H. Jaffrès, R. Mattana, L. Thevenard, A. Lemaitre, J.-M. George, Phys. Rev. B **76**, 144415 (2007).
- [9] W. Weber, S. Riesen, H. C. Siegmann, Science **291**, 1015 (2001).
- [10] L. Joly, J. K. Ha, M. Alouani, J. Kortus, W. Weber, Phys. Rev. Lett. **96**, 137206 (2006).
- [11] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloë, *Mécanique quantique*, Tome I et II, Paris : Hermann (1996).
- [12] J.L. Lopes, *Fondements de la physique atomique*, Paris : Hermann (1967).
- [13] J.P. Kessler, *Polarized electrons*, Springer Series on Atoms and Plasmas Vol. 1, Springer, Berlin (1985).
- [14] J.Stöhr, H.C. Siegmann, *Magnetism from fundamentals to nanoscale dynamics*, Springer (2006).
- [15] H.A. Tolhoek, Rev. Mod. Phys. **28**, 277 (1956).
- [16] J.L. Dejardin, *Dynamic Kerr effect*, World Scientific Publishing (1994).

- [17] H.-J. Drouhin, N. Rougemaille, *J. Appl. Phys.* **91**, 9948 (2002).
- [18] R. Feder, *Polarized Electrons in Surface Physics*, Advanced Series in Surface Sciences, World Scientific, Singapore (1985).
- [19] C.K. Sinclair, *High Energy Physics with Polarized Beams and Polarized Targets*, edited by C. Joseph and J. Soffer, Birkhauser, Lausanne (1981).
- [20] D.T. Pierce, Felix Meier, *Phys. Rev. B* **13**, 5484 (1976).
- [21] L. Joly, *Étude du mouvement du spin d'électrons dans des systèmes ferromagnétiques mesuré en géométrie de réflexion par spectroscopie électronique résolue en spin*, Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg I (2006).
- [22] F. Ciccacci, S. De Rossi, E. Pelucchi, A. Tagliaferri, *Rev. Sci. Instrum.* **68**, 1841 (1997).
- [23] T. Maruyama, E.L. Garwin, R. Prepost, G.H. Zapalac, *Phys. Rev. B* **46**, 4261 (1992).
- [24] L.I. Antonova, V.P. Denissov, *Appl. Surf. Sci.* **11**, 237 (1997).
- [25] N.F. Mott, *Proc. Roy. Soc.* **124**, 440 (1929).
- [26] J.H. Smith, *Introduction à la relativité*, Masson (1965).
- [27] N.F. Mott, H.S.W. Massey, *The theory of atomic collisions*, Oxford : Clarendon Press (1965).
- [28] N. Sherman, *Phys. Rev.* **103**, 1601 (1956).
- [29] G. Holzwarth, H.J. Meister, *Nucl.* **59**, 56 (1956).
- [30] M. Getzlaff, J. Bansmann, C. Westphal, G. Schönhense, *Rev. Sci. Instrum.* **69**, 3913 (1998).
- [31] J.E. Ortega, F.J. Himpsel, G.J. Mankey, R.F. Willis, *Phys. Rev. B* **47**, 1540 (1993).
- [32] M. Milun, P. Pervan, D.P. Woodruff, *Rep. Prog. Phys.* **65**, 99 (2002).
- [33] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M.B. Brodsky, Sowers, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986).
- [34] S.S.P. Parkin, N. More, K. P. Roche, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 9214 (1995).
- [35] C.H. Back, W. Weber, A. Bischof, D. Pescia, R. Allenspach, *Phys. Rev. B* **52**, R13114 (1995).
- [36] W. Weber, A. Bischof, R. Allenspach, C. Würsch, C.H. Back, D. Pescia, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3424 (1996).
- [37] L. Joly, L. Tati-Bismaths, W. Weber, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 187404 (2006).
- [38] A. Clarke, G. Jennings, R.F. Willis, P.J. Rous, J.B. Pendry, *Surf. Sci.* **187**, 327 (1987).

- 
- [39] O. Heckmann, H. Magnan, P. le Fevre, D. Chandesris, J.J. Rehr, Surf. Sci. **312**, 62 (1994).
- [40] M.P. Seah, W.A. Dench, Surf. Interface Anal. **1**, 2 (1979).
- [41] Y.G. Shen, J. Yao, D.J. O' Connor, B.V. King, R.J. MacDonald, J. Phys. : Condens. Matter **8**, 4903 (1996).
- [42] F. Scheurer, R. Allenspach, P. Xhonneux, E. Courtens, Phys.Rev. B **48**, 9890 (1993).
- [43] M.A. Mueller, T. Miller, T.C. Chiang, Phys. Rev. B **41**, 5214 (1990).
- [44] P.D. Loly, J.B. Pendry, J. Phys. C **16**, 423 (1983).
- [45] R.E. Thomas, J. Appl. Phys. **41**, 5330 (1970).
- [46] S.Egger, C.H. Back, J. Krewer, D. Pescia, Phys. Rev. Lett. **83**, 2833 (1999).
- [47] G. Borstel, M. Wohlecke, Phys. Rev. B **28**, 3153 (1983).
- [48] H. Kanter, Phys. Rev. B **1**, 522 (1970).
- [49] J.M. Vaughan, *The Fabry-Perot interferometer : history, theory, practice, and applications*, CRC press (1989).
- [50] P.I. Cohen, G.S. Petrich, P.R. Pukite, G.J. Whaley, A.S. Arrott, Surf. Sci. **216**, 222 (1989).
- [51] J.B. Pendry, S.J. Gurman, Surf. Sci. **49**, 87 (1975).
- [52] L. Joly, L. Tati Bismaths, F. Scheurer, W. Weber, Phys. Rev. B **76**, 104415 (2007).
- [53] G.C. Smith, H.A. Padmore, C. Norris, Surf. Sci. **119**, L287 (1982).
- [54] B. Heinrich, S.T. Purcell, J.R. Dutcher, K.B. Urquhart, J.F. Cochran, A.S. Arrott, Phys. Rev. B **26**, 12879 (1988).
- [55] P. Schurer, Z. Celinski, B. Heinrich, Phys. Rev. B **51**, 2506 (1995).
- [56] H. Li, Y.S. Li, J. Quinn, D. Tian, J. Sokolov, F. Jona, P.M. Marcus, Phys. Rev. B **42**, 9195 (1990).
- [57] S. De Rossi, F. Cicacci, Surf. Sci. **307-309**, 496 (1993).
- [58] S. Tanuma, C.J. Powell, D.R. Penn, Surf. Interface Anal. **17**, 927 (1991).
- [59] Q. Qiu, J. Pearson, S.D. Bader, Phys. Rev. B **49**, 8797 (1994).
- [60] M. Stampanoni, A. Vaterlaus, M. Aeschlimann, F. Meier, Phys. Rev. Lett. **59**, 2483 (1987).
- [61] W. Weber, S. Riesen, C.H. Back, A. Shorikov, V. Anisimov, H.C. Siegmann, Phys. Rev. B **66**, 100405(R) (2002).

- 
- [62] S.P. Riesen, *Spinpräzession heisser Elektronen in Ferromagneten*, Diss. ETH Nr. 14147. Thèse de doctorat, ETH Zürich, 2001.
- [63] M. Nyvlt, F. Bisio, J. Franta, C.L. Gao, H. Petek, J. Kirschner, Phys. Rev. Lett. **95**, 127201 (2005).
- [64] P. Turban, *Epitaxie de films minces métalliques : (i) Relaxation élastique pendant la croissance pseudomorphe, (ii) Epitaxie d'hétérostructures NiMnSb/MgO/NiMnSb pour l'électronique de spin*, Thèse de doctorat, Université Henri Poincaré, Nancy I, (2001).
- [65] O.V. Lysenko, V.S. Stepanyuk, W. Hergert, J. Kirschner, Phys. Rev. Lett. **89**, 126102 (2002).
- [66] P. Turban, L. Hennet, S. Andrieu, Surf. Sci. **446**, 241 (2000).
- [67] P. Müller, P. Turban, L. Lapenta, S. Andrieu, Surf. Sci. **488**, 52 (2001).
- [68] J.B. Pendry, *LEED : The Theory and its Application to Determination of Surface Structure*, Academic Press, London and New York (1974).
- [69] J.J. Barton, Z. Hussain, D.A. Shirley, Phys. Rev. B **35**, 933 (1987).
- [70] D. Sebilliau, private communication.