

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE CONSTANTINE 1
FACULTE DES SCIENCES EXACTES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

N° d'ordre :
Série :

THESE

PRESENTEE POUR OBTENIR LE DIPLOME DE DOCTORAT
EN SCIENCES EN PHYSIQUE

SPECIALITE : SCIENCES DES MATERIAUX
OPTION : METALLURGIE

THEME

**Influence du substrat sur les propriétés structurales et
magnétiques des bicouches Fe/Ag**

Par

BOUKHALFA Radhia

Soutenue le: 24 /06 /2014

Devant le Jury :

Président	A. BOUABELLOU	Prof. Université Constantine 1
Rapporteur	F. CHEMAM	Prof. Université Tébessa
Examineurs :	A. LAYADI	Prof. Université Sétif
	M. AIDA	Prof. Université Constantine 1
	M. BENKHEDIR	Prof. Université Tébessa

Dédicace

Le résultat de ce travail, est le bilan de beaucoup d'efforts continuels fournis pour son élaboration et clôturé par ce modeste ouvrage, pouvant servir et que je dédis à :



*A mes chers parents qui ont veillé à mon bien-être, à mon confort et qui représentent le tout mon être, et plus particulièrement à **ma mère** pour son affectuosité, ses veillées nocturnes, par ses conseils tendant à m'encourager à aller de l'avant. A celle qui m'a enfanté avec beaucoup de souffrances, certes.*



*A **mon père**, à titre posthume. A celui qui n'a pas failli à tous mes désirs et caprices, à celui qui m'a toujours accompagné dans ses prières. Il est toujours dans mes pensées. Que Dieu ait pitié de son âme.*



*A **mon mari** Ahmed pour la bienséance avec laquelle il m'entoure, et par son assistance morale. Je lui dois beaucoup.*



*à Cette portion de moi-même, cette merveilleuse créature, **ma fille** Chadha Arrahmene, longue vie pleine de bonheur et prospérité.*



*A tous mes **frères et sœurs** (Latifa, Abdelkrim, Kaltoum, Mebarka, Taher, Nabila et Walid) pour leur soutien sans rupture. Je les remercie de tout mon cœur.*

Remerciements

A l'issue de ce travail, je remercie, en premier lieu, le bon Dieu de m'avoir donné la force et le courage de le mener à terme.

Ce travail a été effectué au département de sciences des matériaux à l'Université de Tébessa sous la direction du Professeur CHEMAM. F, en collaboration avec le laboratoire de physique du solide et magnétisme de l'Université Catholique de Leuven (Belgique), sous la responsabilité du Professeur Y. BRUYNSERAEDE.

*Je tiens également, à exprimer ma sincère reconnaissance et ma profonde gratitude à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de cette thèse, notamment à monsieur le Professeur **CHEMAM Faiçal** pour avoir accepté la charge de la direction de ma thèse et pour tout ce qu'il m'a apporté, autant scientifiquement qu'humainement. Je tiens à lui exprimer ma profonde et sincère gratitude pour la confiance qu'il a placée en moi, pour le dévouement avec lequel il ont dirigé mon travail, pour leur encouragement permanent, leur conseil à la fois constructif et pertinent et pour nos échanges scientifiques ayant jalonné ces années de recherche.*

*Je remercie également monsieur le Professeur **Y. BRUYNEARDE**, pour tous les moyens mis à ma disposition, pour mener à bien ce travail.*

*Ma gratitude revient aussi à **Abderrahmane BOUABELLOU** Professeur à l'Université de Constantine 1, pour l'honneur qu'il m'a fait, en acceptant de présider le jury de thèse.*

*Mes sincères remerciements à Messieurs : **Abdelhamid LAYADI**- Professeur à l'Université de Sétif; **Mohamed Salah AIDA** - Professeur à l'Université Constantine1 et **Mohammed Lotfi BENKHEDIR** - Professeur à l'Université de Tébessa pour leurs précieux conseils et pour avoir accepté d'examiner cette thèse.*

Enfin, je remercie tous les collègues à l'Université de Tébessa, pour leur gentillesse, leur sympathie et leur bonne humeur m'ayant fourni l'appoint et une source de bonheur sans lesquels ce travail n'aurait pas été fructifié.

Sommaire



SOMMAIRE

Introduction générale.....	1
----------------------------	---

CHAPITRE I - GENERALITES

1- Introduction.....	4
2-Notion d'une multicouche.....	5
3-L'anisotropie magnétique dans les couches minces.....	6
3-1-Origine de l'anisotropie magnétique dans les couches minces.....	7
3-2-Les différents types de l'anisotropie magnétique.....	7
3-2-1-L'anisotropie magneto-cristalline.....	7
A-Anisotropie uniaxiale.....	9
B-Anisotropie cubique.....	10
3-2-2-L'anisotropie de forme.....	11
3-2-3-L'anisotropie de surface.....	14
3-2-4-L'anisotropie magnéto-élastique.....	17
3-3-Energie de Zeeman.....	19
3-4-Le champ d'anisotropie.....	20
3-5-Cycle d'hystérésis.....	21

3-6-Les domaines magnétiques.....	23
4-L'effet de substrat sur le magnétisme des couches minces.....	24
5- L'effet de la rugosité et d'inter diffusion.....	25
6-L'effet de couplage direct.....	25
7-Applications des couches minces.....	27
7-1-L'enregistrement magnétique.....	27
7-1-1-L'enregistrement longitudinal.....	28
7-1-2-L'enregistrement perpendiculaire.....	29
7-2- L'enregistrement magnéto-optique	30
8-Conclusion	30

CHAPITRE II - METHODES EXPERIMENTALES ET CARACTERISATIONS

1- Introduction.....	31
2-Le bâti de croissance ultra vide.....	32
2-1-Principe (Epitaxie par jet moléculaire).....	32
2-2-Les avantages de la méthode EJM.....	34
2-3-Description du bâti.....	34
3-Les modes de croissance.....	37
3-1-Mode Franck Van der Merwe (2D).....	37
3-2-Mode Volmer –Weber (3D).....	38
3-3-Mode Stranki-Krastanov (2D-3D).....	38
4- Les différents paramètres de la croissance épitaxial.....	38

4-1-L'effet de la température de substrat.....	39
4-2- L'effet des désaccords des mailles.....	39
4-3-L'effet de la désorientation du substrat.....	40
5- Caractérisations ex-situ par la diffraction des rayons X.....	41
5-1- Balayage θ - 2θ	41
5-1-1-Diffraction aux petits angles.....	42
5-1-2-Diffraction aux grands angles.....	43
5-2- Balayage- ω (rocking scan).....	43
6-Caractérisations magnétiques par l'effet Kerr magnéto-optique(MOKE).....	44
6-1-Définition.....	44
6-2-Les différents types de l'effet de Kerr.....	45
6-2-1-L'effet polaire.....	46
6-2-2-L'effet Longitudinal.....	46
6-2-3-L'effet Transverse.....	46
6-3-Les avantages de l'effet de Kerr.....	47
6-4-Le principe de l'effet de Kerr.....	48
7-Elaborations et caractérisation des échantillons.....	49
7-1-Choix de substrats.....	49
7-1-1-Substrat MgO.....	50
7-1-2-Substrat Si.....	52
7-2-Croissance des couches.....	53
7-2-1-Couche tampon d'argent.....	53
7-2-2-Couche espacée de Chrome.....	54

7-2-3-Couche magnétique de Fer.....	54
7-3-Choix de l'épaisseur.....	55
8-Conclusion.....	55

CHAPITRE III - RESULTATS ET DISCUSSIONS

1- Introduction.....	57
2-1- Les Résultats Des Propriétés Structurales Obtenus Par La Diffraction Des Rayons X Pour Les Echantillons Du 1 ^{er} Type.....	58
2-1-1- La Diffraction Aux Petits Angles.....	58
2-1-2- Rocking Scan.....	59
2-1-3- La Diffraction Aux Grands Angles.....	61
2-2- Les Résultats Des Propriétés Magnétiques Pour Les Echantillons De 1 ^{er} Type.....	63
2-3- Les Résultats Théoriques (Calcule Des Constantes D'anisotropie).....	68
2-4- Conclusion.....	74
3- Les Résultats Obtenus Pour Les Echantillons De 2 ^{eme} Type.....	75
3-1- Les Résultats Des Propriétés Structurales.....	75
3-1-1- Les Relations Epitaxiale.....	75
3-1-2- Les Résultats De La Diffraction Des Rayons X.....	76
A- La Diffraction Aux Petits Angles.....	76
B- La Diffraction Aux Grands Angles.....	78
3-2- Les Résultats De MOKE.....	81
3-3- Conclusion.....	85

4-1- Les Résultats Des Propriétés Structurales Pour Les Echantillons De 3 ^{eme} Type.....	86
4-1-1- La Diffractions Des Rayons X Aux Petits Angles.....	86
4-1-2- Rocking Scan	87
4-1-3- La Diffraction Du Rayons X Aux Grands Angles.....	90
4-2- Les Résultats Des Propriétés Magnétiques Par Le MOkE.....	93
4-3- Conclusion.....	98
Conclusion générale.....	100
Références bibliographiques	103

Introduction générale



INTRODUCTION GENERALE

Les propriétés des matériaux magnétiques font l'objet d'études depuis plusieurs siècles. Etudiés au début dans leur état massif. Ces matériaux se sont progressivement vus déclinés sous diverses géométries. L'arrivée de nouveaux procédés de fabrication a permis l'apparition des couches minces puis ultra-minces (quelques couches atomiques), puis la structuration d'éléments discrets aujourd'hui à l'échelle nanométrique. Cependant à ces échelles, de nouveaux effets apparaissent. En effet, la réduction de l'une des dimensions quelques plans atomiques et l'abaissement de la symétrie du système peuvent en modifier considérablement les propriétés magnétiques intrinsèques et techniques.

Concernant les propriétés magnétiques intrinsèques, on peut soulever les problèmes suivants [1] :

- a. Les propriétés magnétiques de l'état fondamental des films ultraminces diffèrent-elles de celles de l'état massif ? En particulier :
 1. Les métaux de transition qui sont ferromagnétiques à l'état massif (Fe, Co, Ni) le sont-ils encore en couche ultramince ? A l'inverse, des métaux qui ne sont pas ferromagnétiques à l'état massif peuvent-ils le devenir à très faibles épaisseurs ?
 2. Le moment magnétique par atome et l'intégrale d'échange sont-ils différents de ceux du matériau massif correspondant ?
 3. Quelle est l'anisotropie magnéto-cristalline d'un film ultramince ?
- a. Pour les propriétés "techniques", nous pouvons nous demander si les concepts élaborés pour les matériaux massifs (domaines, parois) peuvent être étendus au cas de films de quelques plans atomiques d'épaisseur. Quels sont alors les mécanismes de renversement de l'aimantation ? Quelle est l'influence de la structure du substrat sur le champ coercitif, la forme du cycle d'hystérésis, la valeur de l'aimantation rémanente ? Les défauts spécifiques des films ultraminces, tels que la rugosité interraciale, jouent-ils un rôle particulier ?

La question se pose également de savoir, quelle est l'influence du substrat sur ces propriétés, ainsi que leur dépendance de l'épaisseur du film et des caractéristiques cristallographiques (orientation de la surface, paramètres cristallins) [1].

Ainsi les fluctuations de taille et les problèmes d'interfaces soulèvent un certain nombre de problèmes technologiques et pourraient induire de nouvelles propriétés magnétiques et structurales très différentes à celles des matériaux à l'état massif [1-6]

D'un point de vue technologique, les films minces contenant des ferromagnétiques (c.-à-d. Fe, Co, Ni etc. ...) constituent un bon modèle pour étudier ces propriétés magnétiques à une dimension réduite [7, 8]. Comme relevé pour la première fois par Néel, la réduction de la coordination des atomes ferromagnétiques peut produire une anisotropie de surface significative [9], contribuant à l'énergie totale du système.

Les nouvelles propriétés ainsi révélées sont toujours l'objet d'études approfondies depuis une dizaine d'années, Le développement de cet axe de recherche s'explique à la fois par le progrès des techniques de dépôts (épitaxie par jets moléculaires,.....) et par les propriétés physiques nouvelles de ces structures artificielles intéressantes aussi bien du point de vue fondamental que du point de vue des applications (enregistrement magnétique, capteurs de champ, ...) [8]. L'épitaxie par jets moléculaires, MBE en anglais, est une technique de dépôt sous ultravide particulièrement pointue, permettant de contrôler la croissance épitaxial des films d'épaisseur nanométrique, et est également depuis une vingtaine d'années employée pour la croissance des métaux. L'épitaxie est une relation d'ordre cristallin entre un matériau support et un matériau déposé sur ce support, qui permet de réaliser des systèmes cristallographiquement instables dans les conditions normales de température et de pression. L'épitaxie des métaux offre d'abord aux physiciens du solide la possibilité d'étudier expérimentalement les liens existant entre les propriétés structurales et les propriétés magnétiques des matériaux.

Au niveau de la physique, de nombreuses questions fondamentales restent encore en suspens. Par exemple, l'influence du substrat sur les propriétés des couches minces, l'origine de l'anisotropie magnétique ou les effets de la dimensionnalité sur les propriétés magnétiques (augmentation et diminution du moment magnétique,) sont autant de sujets qui doivent

être clarifiés. Répondre à ces problèmes est essentiel pour la compréhension de la physique des nanostructures magnétiques et sont une étape essentielle pour l'optimisation des performances des technologies, les utilisant.

Cette thèse s'inscrit dans le domaine des propriétés structurales et magnétiques des couches minces magnétiques et se veut être une contribution effective à l'étude et la compréhension des phénomènes liés à l'anisotropie magnétique des échantillons Fe/Ag préparés par MBE sur deux types de substrats : monocristallin MgO(001) et polycristalline Si(100)/SiO₂.

La thèse contient trois chapitres. Le premier chapitre concernant le magnétisme des couches minces est un rappel des notions de magnétisme appliqué aux couches minces avec une partie qui présente les applications des couches minces magnétiques dans différents domaines.

Dans le 2^{ème} chapitre nous avons présenté une description du bâti ultra vide de la technique d'épitaxie par jet moléculaire ainsi que les divers moyens, de caractérisations structurales et magnétiques utilisés pour étudier le magnétisme et la structure de la croissance des échantillons.

Les résultats des caractérisations structurales et magnétiques, du système utilisé et notamment discutés, montrent la dépendance des propriétés structurales et magnétiques avec le type de substrat et l'épaisseur de la couche tampon d'Ag introduite, sont consacrés dans le 3^{ème} chapitre.

Chapitre I généralités



1- INTRODUCTION

Le magnétisme en général est très sensible à l'environnement atomique local. Or, dans les structures en couches minces et multicouches magnétiques il est possible de faire varier cet environnement de façon très bien contrôlée. Ceci permet l'observation des phénomènes uniques qui n'existent pas dans les matériaux massifs. Citons par exemple la possibilité de stabiliser de nouvelles phases cristallographiques inexistantes ou très instables à l'état massif, l'apparition d'anisotropies magnétiques et le couplage entre les couches induites par les contraintes inter faciales [10], des phénomènes inattendus de couplage magnétique entre couches adjacentes. A titre d'exemple, le fer naturel (à l'état massif) à une structure cristallographique cubique centrée, ce fer est ferromagnétique dans les conditions normales. En couches minces, on arrive à le stabiliser dans une phase cubique à faces centrées, celle-ci n'est pas magnétique. Les interfaces ont en effet une influence importante sur les caractéristiques magnétiques des multicouches, et le comportement des spins en surface est différent de leur comportement en volume [2,3].

Les couches minces et multicouches magnétiques sont en plein essor actuellement, vu leur intérêt à la fois du point de vue de la physique fondamentale ainsi que des applications technologiques dans les domaines de l'enregistrement magnétique ou magnéto-optique. Celles-ci concernent les supports d'information pour l'enregistrement magnétique planaire ou perpendiculaire. Les médias pour l'enregistrement magnéto-optique, les couches minces magnétiques douces pour le transport du flux magnétique (transformateurs,.....), les matériaux magnéto-résistifs pour les capteurs de champ magnétique. Le développement de cet axe de recherche n'aurait pu arriver à maturité sans des travaux intenses dans les domaines des sciences des matériaux. Cette recherche a grandement contribué à l'amélioration des techniques de préparation des couches minces magnétiques et en particulier, l'épitaxie par jet moléculaire, a été adaptée avec succès à l'évaporation des couches minces sous ultra vide présentant de grandes qualités cristallographiques (faible rugosité des interfaces, bonne cristallinité).

Dans ce premier chapitre, on abordera la notion d'une couche mince, multicouche magnétique; après une description du cycle d'hystérésis, qui nous permettra de définir nos notations, ensuite on présente une caractérisation dont dépend en grande partie la direction de l'aimantation, ce qu'on appelle l'anisotropie magnétique. On s'attachera à présenter le plus clairement possible les modèles par lesquels sont décrits les matériaux ferromagnétiques réels, à savoir leur décomposition en domaines et les champs coercitifs qui en découlent, La notion de la rugosité de surface ou d'interface d'une couche mince y sera aussi traitée ainsi que quelques applications des couches minces magnétiques.

2- NOTION D'UNE MULTICOUCHE

Les multicouches magnétiques sont en général obtenues en faisant croître en alternance un métal ferromagnétique $M(Fe, Co, Cr, \dots)$ et un matériau non magnétique $M'(Au, Cu, Ag, \dots)$ (figure I-01). Dans ces structures, l'épaisseur de la couche est de l'ordre de l'Angström. L'étude de cette structure réduite est très prometteuse [11]. Les propriétés magnétiques de M sont différentes de celles du matériau massif.

Dans ces couches minces, les effets d'interface qui résultent par la combinaison de composantes magnétiques et non magnétiques, influent non seulement sur le moment magnétique atomique mais aussi sur l'orientation préférentielle de l'aimantation. Tandis que dans un ferromagnétique massif, l'orientation préférentielle est une direction de facile aimantation.

On sait que les directions de facile aimantation sont corrélées à la symétrie de la distribution électronique, c'est-à-dire à la symétrie cristalline. Donc, dans ces couches minces, on dit que la symétrie est réduite parce que les atomes à l'interface à un environnement plus dissymétrique que dans le cas massif [12]. Comme l'épaisseur de la couche magnétique M se réduit à une monocouche, on parle d'un système qui est dit bidimensionnel.

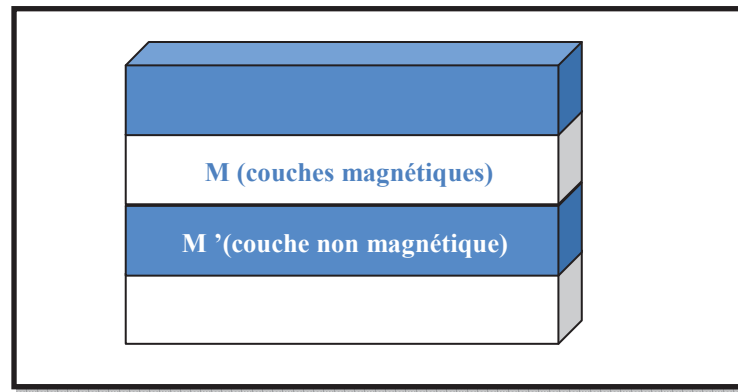


Figure I-01: Multicouche magnétique constituée avec en alternance, un métal ferromagnétique $M(Fe, Co,..)$ et un métal non magnétique $M'(Au, Ag,..)$

3- L'ANISOTROPIE MAGNETIQUE DANS LES COUCHES MINCES

On désigne par l'anisotropie magnétique (AM) une dépendance de l'énergie magnétique du système - c'est une énergie qui oriente l'aimantation le long de certains axes cristallographiques définis, appelés direction d'aimantation facile. Par exemple : pour le Cobalt (Co) qui est un cristal hexagonal, l'axe hexagonal est la direction d'aimantation facile [13] à la température ambiante - vis-à-vis de la direction de son aimantation par rapport à l'échantillon. Donc, l'anisotropie magnétique définit la direction d'aimantation préférentielle (facile), intermédiaire et difficile.

L'anisotropie magnétique dans les couches ultra-minces magnétiques est très différente de celle dans les matériaux magnétiques massifs.

On appelle anisotropie magnétique perpendiculaire, le phénomène du changement de la direction préférentielle de l'aimantation dans le plan vers la direction perpendiculaire au plan; qui est aussi une nouvelle propriété différente de celle du massif. Cette anisotropie produit une large configuration des spins qui varie en fonction de, l'épaisseur et la température de la couche mince [8].

3-1- ORIGINE DE L'ANISOTROPIE MAGNETIQUE DANS LES COUCHES MINCES

Au niveau microscopique, il existe principalement deux sources d'anisotropie magnétique. La première, est l'interaction dipolaire entre les moments atomiques qui donne naissance à l'anisotropie de forme qui est importante dans les couches minces et est responsable de l'aimantation du plan, par exemple : Une barre ferromagnétique, l'aimantation reste liée au plan de la barre, ce qui indique une grande valeur de l'anisotropie de forme. La seconde est l'interaction spin-orbite qui couple le spin atomique à son moment orbital, ce dernier est lié au réseau cristallographique par la présence du champ électrostatique cristallin, ce qui résulte une énergie totale dont dépend l'orientation de l'aimantation relative aux axes cristallins, qui reflète la symétrie du cristal. Ce phénomène est connu par l'anisotropie magnéto cristalline.

3-2- LES DIFFERENTS TYPES DE L'ANISOTROPIE MAGNETIQUE

La maîtrise de l'anisotropie magnétique est nécessaire pour le bon fonctionnement d'un dispositif. Il est donc important de passer en revue les différents types d'anisotropie, pouvant exister en couche mince.

3-2-1- L'ANISOTROPIE MAGNETO-CRISTALLINE

L'anisotropie magnéto-cristalline a principalement pour origine le couplage spin-orbite et ceci vraie dans le cas d'une symétrie cubique, c'est à dire une liaison entre la symétrie des orbitales électroniques portant le moment magnétique et la structure cristallographique. L'aimantation sera donc plus facile à aligner suivant certains axes du réseau cristallin (figure I-02). Un terme énergétique permet de représenter cette dépendance angulaire.

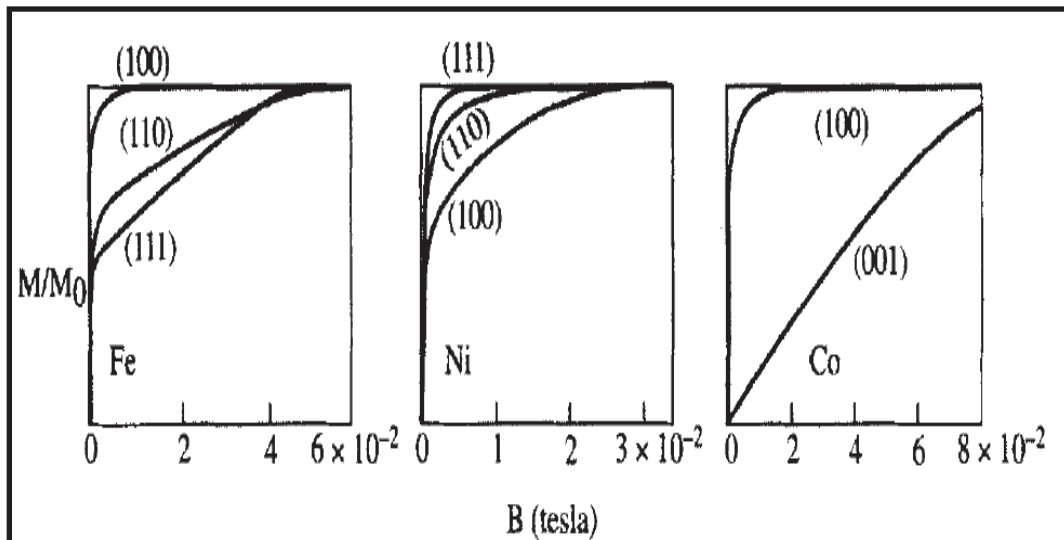


Figure I-02: Les courbes d'aimantation des monocristaux de: $Fe(cc)$, $Ni(cfc)$ et $Co(hcp)$ [14]

La figure I-02 représente un exemple de trois matériaux ferromagnétiques : $Fe(cc)$, $Ni(cfc)$ et le $Co(hcp)$ Il est clair que :

- L'axe $[100]$ est l'axe de l'aimantation facile et les axes $[110]$, $[111]$ sont respectivement les axes intermédiaire et difficile de Fer.
- Pour le Nickel, on observe que l'axe d'aimantation facile est le $[111]$ et l'intermédiaire est le $[110]$, mais l'axe d'aimantation difficile ou cette dernière demande une grande énergie c'est $[100]$.
- Pour le Co , on observe que, l'axe c est la direction d'aimantation facile, mesurée à la température ambiante [13].

Les énergies magnéto-cristallines sont toujours écrites sous leur forme phénoménologique, en séries de puissance, en fonction de la symétrie du cristal. La valeur des coefficients est obtenue par l'expérience. Nous observons principalement deux cas :

A- ANISOTROPIE UNIAXIALE

La géométrie des couches minces favorise toujours l'orientation de l'aimantation dans le plan de l'échantillon pour minimiser l'énergie magnétostatique : cette énergie d'anisotropie est souvent décrite sous la forme d'une anisotropie uniaxiale [8] :

$$E_u = -K_u \cos^2 \theta \dots \dots \dots (I-1)$$

Où θ représente l'angle entre l'aimantation et e normal au plan de l'échantillon.

Pour les cristaux hexagonaux, par exemple le Cobalt (Co), le long de l'axe c . L'expression [1] de cette énergie est :

$$E_u = K_1 \sin^2 \beta + K_2 \sin^4 \beta + K_3 \sin^6 \beta + K_4 \sin^6 \beta \cos^6 \gamma \dots \dots \dots (I-2)$$

Où (β, γ) sont les coordonnées cylindriques (figure I-03)

- β est l'angle entre l'axe c et la direction de l'aimantation.
- γ l'angle entre la projection d'aimantation dont le plan de base est un axe de ce plan de cristal.
- $K_1, K_2, K_3, K_4, \dots$ sont les constantes d'anisotropie (tableau I-01)

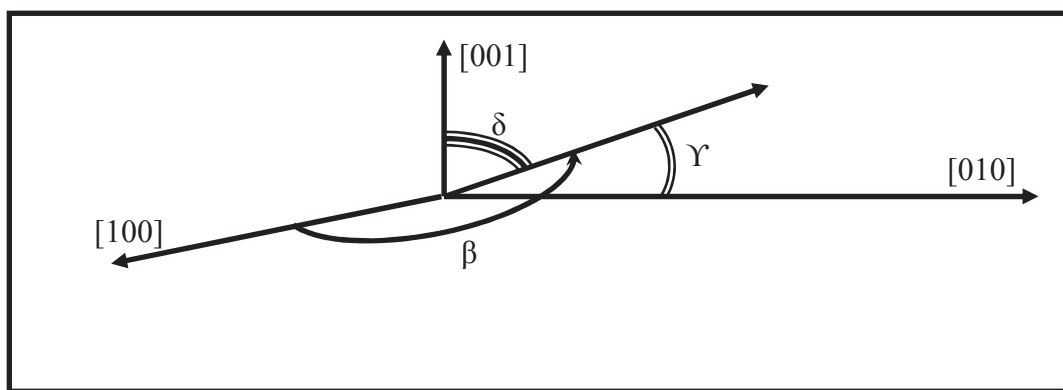


Figure I-03 : Les coordonnées cylindriques du vecteur d'aimantation

B- ANISOTROPIE CUBIQUE

Dans le cas des structures cubiques (*Fe, Ni*) [15], l'énergie d'anisotropie doit être compatible avec les symétries du système et invariante par le renversement de l'aimantation le long d'une direction donnée et s'exprime en fonction des cosinus directeurs de l'aimantation M par rapport aux axes des cubes sous la forme [14] :

$$E_c = K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2) \dots \dots \dots (I-3)$$

Ou :

- K_1, K_2 sont les Coefficients d'anisotropie dépendant de la température.
- α_1, α_2 et α_3 sont les cosinus directeurs (figure I-04) :

$$\{ \alpha_1 = \sin\theta \cos\varphi, \alpha_2 = \sin\theta \sin\varphi \text{ et } \alpha_3 = \cos\theta \}$$

- θ est l'angle entre l'axe z et l'aimantation.
- φ c'est l'angle entre l'axe x et la projection de l'aimantation dans le plan $(x - y)$.
- Pour ces systèmes l'énergie d'anisotropie est :

$$E_c = K_1 \sin^2\theta (\sin^2\theta \cos^2\varphi \sin^2\varphi + \cos^2\theta) + K_2 (\sin^4\theta \cos^2\theta \sin^2\varphi \cos^2\varphi) \dots \dots \dots (I-4)$$

Le tableau I-01 représente les valeurs des constantes K_1, K_2 pour quelques éléments cubiques et hexagonaux à la température ambiante (RT) et $4,2K$ [16,17].

Tableau I-01 : Les Coefficients d'anisotropie magnéto cristalline du fer du cobalt et du nickel massif [7, 13, 16-18]

	Fe (cc)		Co (hcp)		Ni (cfc)	
	4,2K	RT	4,2K	RT	4,2K	RT
K_1 (kJ/m ³)	54,8	42	766	440	-126,3	-5.7
K_2 (kJ/m ³)	19,6	15	105	130	57,8	-2.3

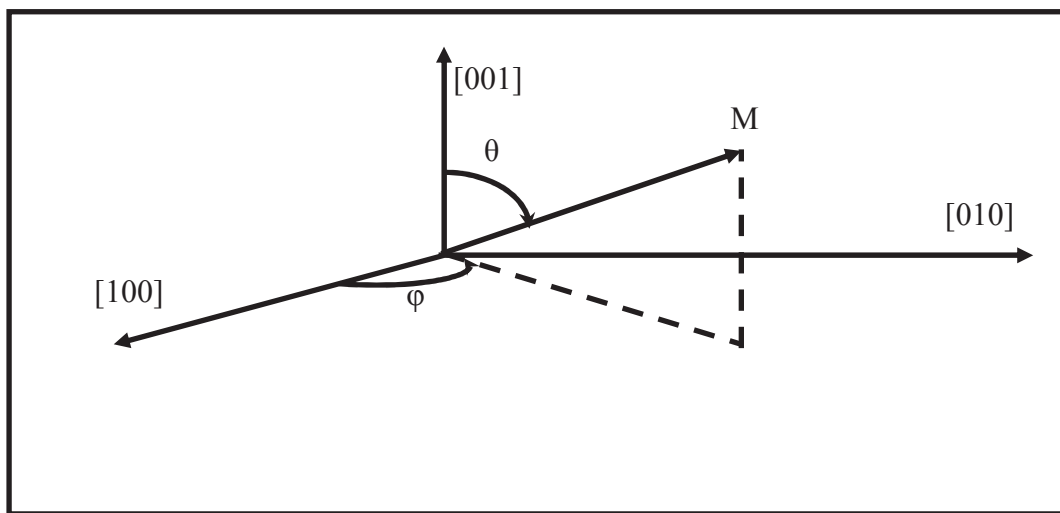


Figure I-04 : Définition des cosinus directeurs

3-2-2- L'ANISOTROPIE DE FORME

Lorsqu'un échantillon est placé dans un champ extérieur où il présente une aimantation uniforme, il se comporte comme un « dipôle magnétique » (figure I-05). Ce dipôle est à

l'origine d'un champ dit démagnétisant ou dipolaire, présent à l'intérieur du matériau, noté \vec{H}_d et opposé à l'aimantation.

Pour un certain nombre de formes simples (ellipsoïde de révolution, plaque, cylindre, ...). Il s'écrit :

$$\vec{H}_d = -\vec{N}_d \vec{M} \dots \dots \dots (I-5)$$

Où \vec{N}_d est le tenseur de coefficients démagnétisant sans dimension, leur calcul pour un ellipsoïde de révolution a été mené par Stoner et Osborne [19]. On obtient dans ce cas :

$$N_a = \frac{4\pi R^2}{R^2-1} \left[1 - \sqrt{\frac{1}{R^2-1}} \sin^{-1} \left(\sqrt{\frac{R^2-1}{R}} \right) \right]$$

$$N_b = N_c = \frac{4\pi - N_a}{2} \dots \dots \dots (I-6)$$

avec : $R = \frac{c}{a}$

Au cas des films minces, On peut considérer, en première approximation, qu'un film mince est une ellipsoïde de révolution avec $c \gg a$.

Dans la limite ou $R \longrightarrow \infty$, on obtient :

$$N_I = N_a = 4\pi$$

$$N_{II} = N_b = N_c = 0 \dots \dots \dots (I-7)$$

Le champ démagnétisant, vaut donc :

$$\vec{H}_d = 4\pi \vec{M} : \text{Lorsque l'aimantation est perpendiculaire.}$$

$$\vec{H}_d = 0 : \text{Lorsque l'aimantation est parallèle à la plaque.}$$

La densité d'énergie dipolaire, portant aussi le nom d'énergie démagnétisant, associée à \vec{H}_d s'écrit :

$$\vec{E}_d = -\frac{\mu_0}{2} \vec{M} \vec{H}_d \dots \dots \dots (I-8)$$

Dans le cas d'une couche mince, cette énergie devient :

$$E_d = \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 \cos^2 \theta \dots \dots \dots (I-9)$$

$$E_d = -\frac{1}{2} \mu_0 M^2 \sin^2 \theta \dots \dots \dots (I-10)$$

Tel que θ , définit l'angle entre l'aimantation et le normal de la couche.

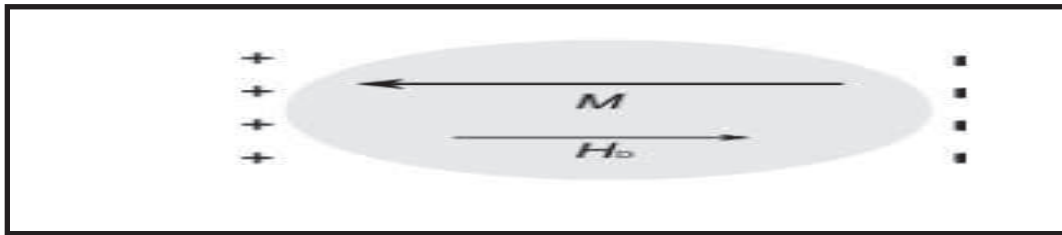


Figure I-05 : Aimantation et champ démagnétisant d'un ellipsoïde uniformément aimanté

[20]

Il est facile de comprendre pourquoi cette anisotropie est aussi appelée anisotropie de forme dans ce type de configuration. En effet, c'est elle qui favorise l'alignement de l'aimantation avec l'axe le plus long de l'échantillon puisque le champ démagnétisant est maximum selon les faibles dimensions. On observe aussi que l'anisotropie de forme dans les couches minces contient un terme angulaire, donc les valeurs limites sont :

- Une valeur d'énergie maximum pour une couche magnétisée perpendiculairement au plan ($\theta = 0^\circ$), au titre d'exemple pour le *Co(hcp)* $M_s = 1390 \text{emu} \cdot \text{cm}^{-3}$ [7] et $M_s = 1750 \text{emu} \cdot \text{cm}^{-3}$ pour le *Fe(cc)* [21, 22].
- Une valeur d'énergie minimum pour une couche magnétisée parallèlement au plan ($\theta = 90^\circ$).

On observe clairement, pour les couches minces, que le champ démagnétisant force l'aimantation pour qu'elle reste dans le plan de la couche

3-2-3- L'ANISOTROPIE DE SURFACE

Dans les couches minces l'environnement cristallin des atomes est souvent modifié par rapport au matériau massif, induisant une anisotropie magnétique spécifique [23]. On distingue deux contributions, l'anisotropie d'interface et l'anisotropie magnéto élastique.

L'anisotropie de surface ou dite d'interface existe seulement ou cet environnement plus dissymétrique, donc son influence sur les propriétés magnétiques des matériaux massifs est négligeable parce que cette dernière est symétrique. Ou d'une autre façon, l'anisotropie de surface décrite par la densité d'énergie de surface E_s qui dépend aussi à l'angle θ entre l'aimantation et le normal de surface (figure I-06) comme suit [12] :

$$E_s = K_s \cos^2 \theta \dots \dots \dots (I-11)$$

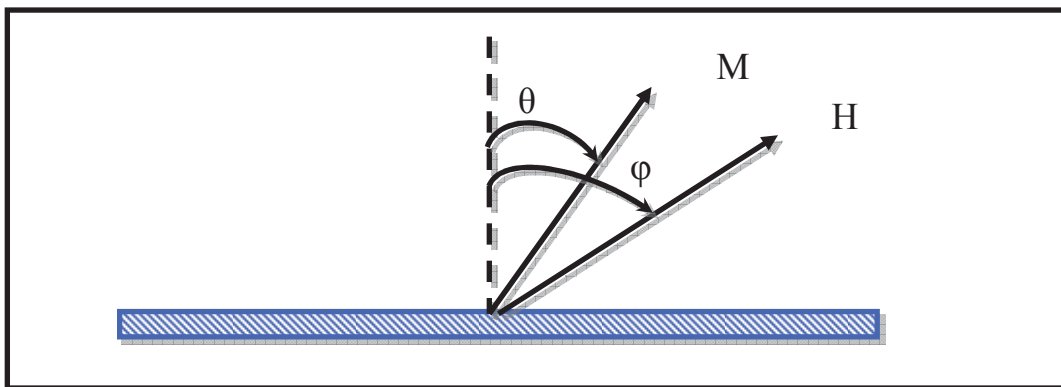


Figure I-06 : Définition des angles θ et φ entre l'aimantation ou le champ et la normal de la surface des couches [7, 8]

La relation entre la contribution de surface ou interface K_s et la contribution de volume K_v , donnée par l'expression de l'anisotropie magnétique totale K_{eff} d'une couche magnétique d'épaisseur t [24-27] :

$$K_{eff} = K_v + \frac{2K_s}{t} \dots\dots\dots(I-12)$$

K_v : Le Coefficient de l'anisotropie de volume.

K_s : Le Coefficient de l'anisotropie de surface.

Ces coefficients sont modifiés par : La distorsion des paramètres de mailles, la rugosité et les détails de structure de la bande électronique à interface avec les substrats [8].

Les valeurs de K_v et K_s peuvent déterminer par un plot d'un produit ($K_{eff} \cdot t$) voir la (figure I-07) comme un exemple typique de la multicouche *Co/Pd* [28].

Den Broeder et al [28], ont trouvé une épaisseur critique $t_{co} = 13 \text{ \AA}$ de passage vers l'anisotropie perpendiculaire et les résultats d'analyse de multicouches *Co/Pd* sont illustrés sur le tableau I-02. L'inclinaison négative indique une anisotropie de volume K_v négative qui favorise une aimantation dans le plan, ou l'intersection à $t = 0 \text{ \AA}$ indique une anisotropie d'interface K_s positive qui favorise une aimantation perpendiculaire au plan des couches.

Pour le système *Fe/Ag*, Cabannel et Al [29] ont trouvé une épaisseur critique de la couche magnétique de passage vers l'anisotropie perpendiculaire égal à 10 \AA (figure I-08). L'anisotropie d'interface positive peut vaincre l'anisotropie de forme (le champ démagnétisant), pour de faibles épaisseurs qui favorisent une aimantation orientée perpendiculaire au plan des couches.

Tableau I-02 : Valeurs de K_v et K_s pour les multicouches *Co/Pd*(111)

	K_v (MJ/m ³)	K_s (mJ/m ²)
Polycristallin	-0,86[28]	0,56[28]
Épitaxié	-0,50[30]	0,63[30]

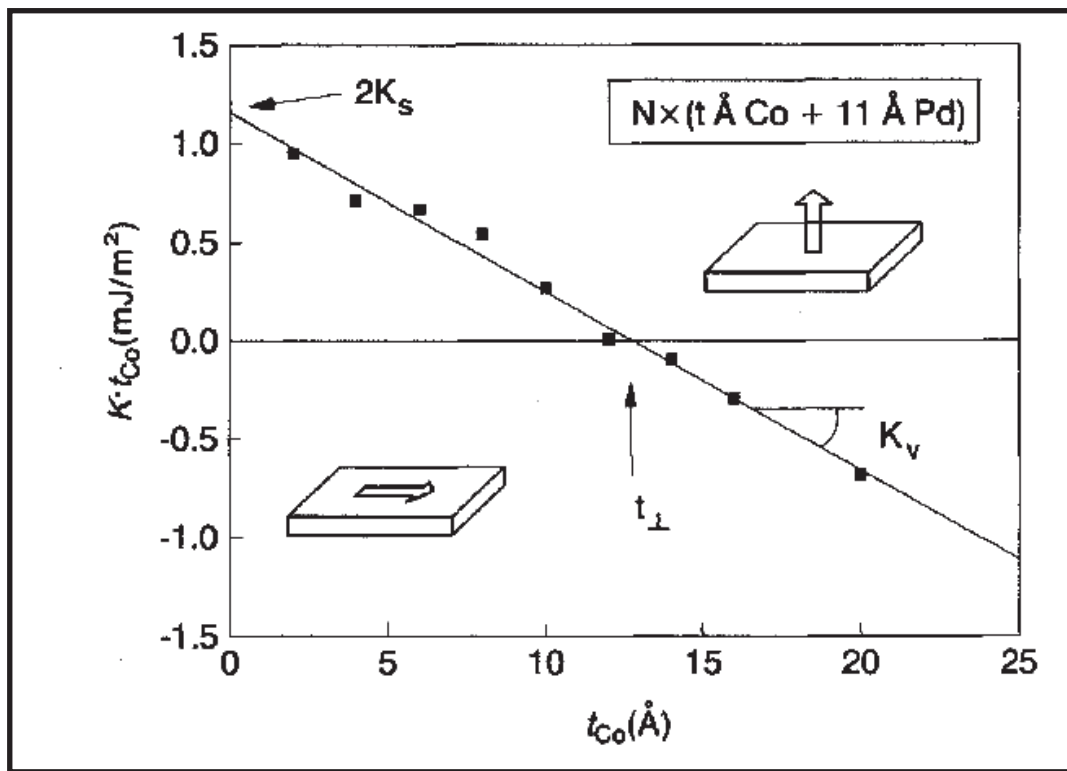


Figure I-07 : Dépendance de $K \cdot t_{Co}$ avec l'épaisseur de Co pour les multicouches Co/Pd

[28]

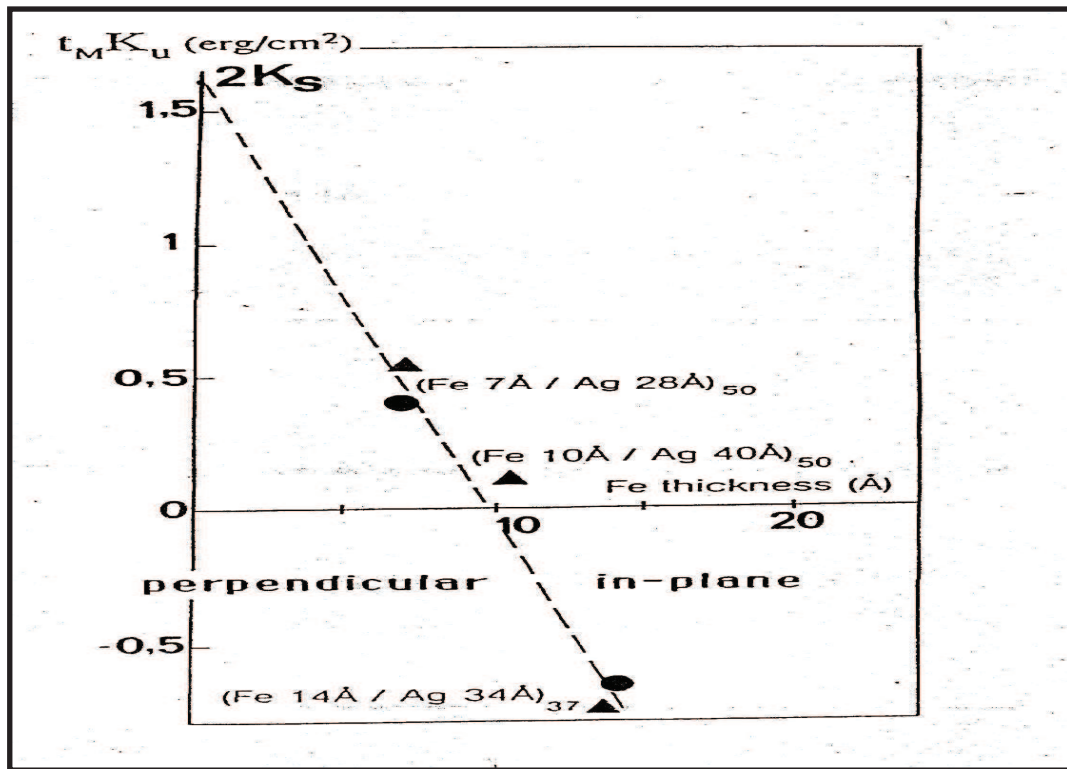


Figure I-08 : Variation de $K_u t_{Fe}$ avec l'épaisseur de Fe (K_u est la constante d'anisotropie effective pour les super réseaux Fe/Ag) [39].

3-2-4- L'ANISOTROPIE MAGNETO-ELASTIQUE

La croissance épitaxiale d'une couche mince sur un substrat de maille cristallographique différente ou d'une multicouche comportant une alternance de couches de mailles différentes, engendre d'énormes contraintes internes qui donnent naissance via le couplage magnéto-élastique à des termes d'anisotropie. Ce couplage dépend aussi de la direction de l'aimantation [23] dans les couches ; ou en d'autre terme le couplage magnéto-élastique est le couplage entre la déformation et la direction de l'aimantation ; cet effet est basé sur le modèle développé par C. Chappert et P. Bruno [31]. Ces derniers ont considéré le cas simple d'un film ferromagnétique de paramètre a en épitaxie sur un substrat rigide de paramètre a_s . Comme dans le modèle de J. H. Vander Merwe [32], l'état de contrainte à

l'intérieur du film est déterminé par minimisation de la somme de l'énergie élastique, créée à l'interface (film / substrat).

L'énergie magnéto-élastique donnée par la relation [33]:

$$E_{me} = \frac{3}{2} \lambda_m \sigma \cos^2 \theta \dots \dots \dots (I-13)$$

σ : La contrainte

λ_m : La constante de la magnéto élastique qui peut être positive ou négative, Par exemple les paramètres de maille latéraux des couches de *Fe*, *Ni* et *Co* sont supérieurs à ceux des substrats utilisés et $\lambda_m > 0$ pour le *Fe* et le *Co* peut conduire à une valeur négative de K_v , favorisent ainsi l'orientation dans le plan, par contre, λ_m du *Ni* à une valeur négative qui résulte une $K_v > 0$.

Donc, Pour favoriser une anisotropie perpendiculaire, il faut préparer les couches de *Fe* et *Co* sous des contraintes compressives et la couche de *Ni* sous des contraintes de tension.

La contrainte σ relie avec la déformation ζ via le module d'élasticité E comme suit :

$$\sigma = \zeta E \dots \dots \dots (I-14)$$

Donc, On peut définir l'énergie magnéto-élastique par la relation :

$$E_{me} = \frac{3}{2} \lambda_m \zeta E \cos^2 \theta \dots \dots \dots (I-15)$$

θ : Mesure l'angle entre la direction d'aimantation et la direction de la contrainte uniforme.

- Si la déformation $\zeta \neq 0$, le couplage magnéto-élastique contribue principalement à l'anisotropie effective K_{eff} .
- Quand $\sigma = C^{te}$ (ne dépend pas de l'épaisseur de la couche magnétique t) ; cette contribution peut être identifiée par une contribution de volume K_v .

- En dessous d'une certaine épaisseur critique t_c (Régime cohérent), le désaccord paramétrique est accommodé par l'apparition d'une contrainte de tension d'une seule couche et d'une déformation compressive dans les autres, alors que la structure adopte le même paramètre de maille dans le plan.
- Au dessus de l'épaisseur critique t_c (figure I-09), le désaccord de maille accommodé par des dislocations qui permettent une réduction des contraintes uniformes (Régime incohérent), ou l'énergie E_{me} dépend de $\frac{1}{t}$ [28].

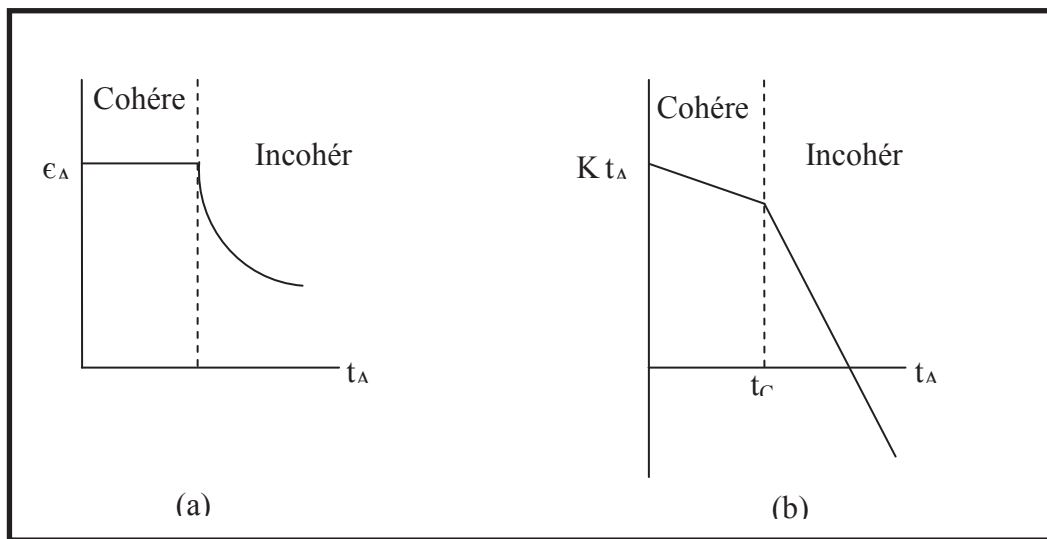


Figure I-09 : La variation de la contrainte(a) et de l'anisotropie magnétique(b) en fonction de l'épaisseur dans le régime cohérent dans le cas d'un film sur un substrat [28]

3-3- ENERGIE DE ZEEMAN

Elle représente l'interaction entre le champ extérieur appliqué H_{ext} et l'aimantation du matériau. Son expression volumique est :

$$E_z = -\mu_0.M.H_{ext} \dots \dots \dots (I-16)$$

Il s'agit donc de l'interaction qui tend à aligner l'aimantation avec le champ extérieur.

Pour un champ appliqué dans la direction de facile aimantation considérée :

$$E_z = -M.H_{ext} \cos\theta \approx M.H_{ext} \left(1 - \frac{\theta^2}{2}\right) \dots \dots \dots (I-17)$$

3-4- LE CHAMP D'ANISOTROPIE

On appelle direction de facile aimantation, une direction correspondant à un minimum local de l'énergie libre [34] ; on peut repérer la direction de l'aimantation par des nouvelles coordonnées sphériques θ et φ (figure I-06)

Pour de petites valeurs de θ , nous exprimons l'énergie d'anisotropie par un développement en puissance de θ , en nous limitant à l'ordre le plus bas, c'est-à-dire à l'ordre 2, si la direction de facile aimantation est un axe de symétrie cristalline d'ordre supérieur à 2, l'énergie d'anisotropie est, à l'ordre 2, indépendante de l'angle φ , et s'écrit :

$$E_u = K_u \theta^2 \dots \dots \dots (I-18)$$

Cette énergie à un terme constant près, et de la même forme que l'énergie Zeeman (équation I-16) ; ceci montre que, aux petits angles, le couple dû à l'anisotropie magnéto-cristalline est analogue à celui exercé par un champ magnétique effectif H_u appelé champ d'anisotropie, et valant [12] :

$$H_u = \frac{2K_u}{M_s} \dots \dots \dots (I-19)$$

Le grand avantage de la notion de champ d'anisotropie est d'exprimer l'anisotropie magnéto-cristalline et unité de champ magnétique, ce qui nous paraît généralement plus concret.

3-5- CYCLE D'HYSTERESIS

Lorsqu'un champ magnétique H_{ext} est appliqué à un matériau ferromagnétique massif, celui-ci s'aimante par déplacement de parois de Bloch (parois de domaines). Si le champ est suffisamment faible ces déplacements de parois sont réversibles et donc les variations de l'aimantation sont réversibles. Le matériau est dans le régime réversible de Rayleigh (figure I-10). Si le champ appliqué H_{ext} dépasse une certaine valeur critique $H_{ext\,critique}$, les déplacements des parois sont alors brutaux et irréversibles (figure I-11). Si le champ appliqué H_a est suffisamment élevé, l'aimantation augmente par rotation des domaines de Bloch et tend à atteindre une aimantation maximale qui est l'aimantation à saturation M_s . Tous les moments sont parallèles à H_{ext} . Arrivé à saturation, si l'on fait continuellement décroître le champ H_{ext} , l'aimantation décroît de manière lente pour atteindre une aimantation rémanente M_r pour $H = 0$. Cette aimantation rémanente M_r ne peut être réduite à une aimantation nulle qu'en appliquant un champ $-H_c$ opposé à l'aimantation. Le champ $-H_c$ nécessaire pour annuler l'aimantation est le champ coercitif. Le cycle d'hystérésis, qui donne l'aimantation d'un matériau en fonction du champ appliqué, s'obtient en exposant l'échantillon à une variation du champ magnétique sur le domaine $(0, H); (H, -H), (-H, H)$ et en mesurant les variations de son aimantation. Le cycle d'hystérésis se caractérise donc par les valeurs de l'aimantation rémanente M_r et le champ coercitif H_c et par le rapport sans dimension de l'aimantation rémanente sur l'aimantation à saturation $\frac{M_r}{M_s}$. Ce cycle peut être plus ou moins rectangulaire, car le renversement de l'aimantation se fait de manière plus ou moins abrupte selon le matériau. M_r et H_c sont les grandeurs physiques qui permettent de caractériser un matériau magnétique en vue de son utilisation pour des applications spécifiques. Pour les aimants permanents, il faut avoir des matériaux ayant une forte aimantation rémanente M_r et un fort champ coercitif H_c . Ce sont les ferromagnétiques durs. Les ferromagnétiques doux possèdent un champ coercitif H_c faible, ils ont de faibles pertes et une grande susceptibilité. Ils sont utilisés pour les transformateurs, les inductances et les têtes de lecture de disques durs.

Pour les mémoires magnétiques d'enregistrement, les matériaux utilisés possèdent un cycle d'hystérésis carré, le champ coercitif H_c ne doit pas être trop élevé afin de faciliter l'inscription et la réinscription magnétique [35].

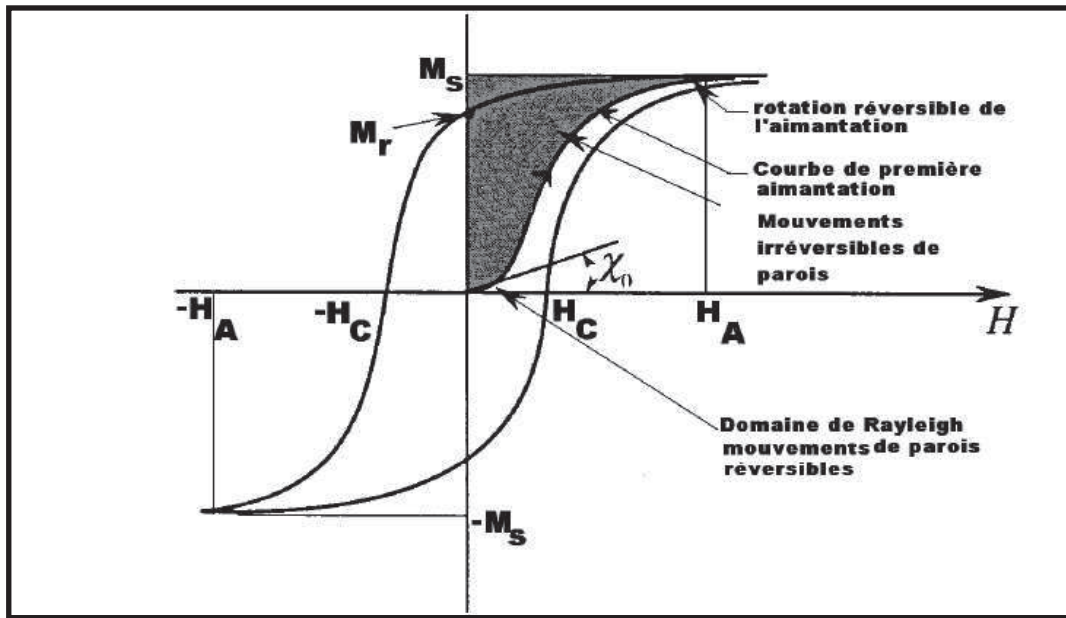


Figure I-10: Courbe d'hystérésis d'un matériau ferromagnétique [36]

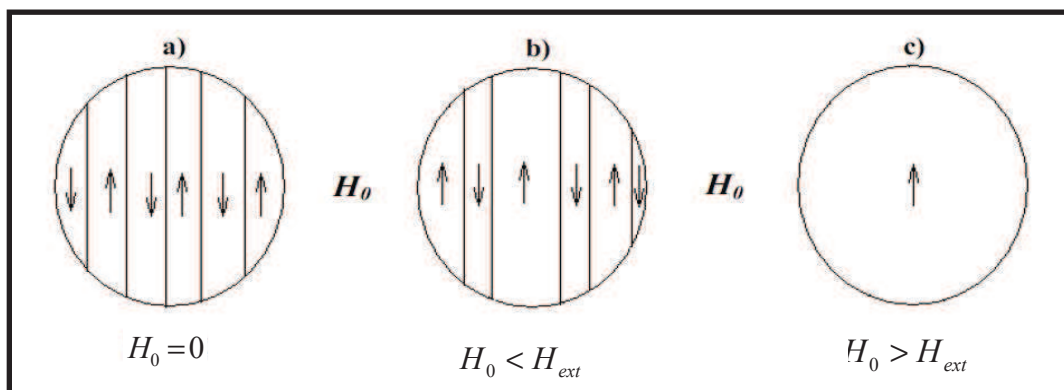


Figure I-11 : Mouvement des parois d'un matériau ferromagnétique soumis à un champ magnétique extérieur croissant [36]

3-6- LES DOMAINES MAGNETIQUES

Le processus de retournement d'aimantation est lié aux mouvements des parois du matériau ferromagnétique soumis à un champ magnétique extérieur croissant. Son principe est la base de l'hystérésis comme illustré précédemment. De ce fait, le champ coercitif ainsi que l'aimantation rémanente y sont étroitement liés. Loin de la saturation, c'est-à-dire lorsque le champ appliqué à l'échantillon est inférieur au champ de saturation ou d'anisotropie H_A , celui-ci comporte des domaines magnétiques dans lesquels les moments magnétiques sont alignés (figure I-11a et I-11 b). Le coût en énergie des parois séparant les domaines magnétiques pour le système, est faible devant celui qu'il acquerrait, si tous ces spins se trouvaient alignés. Soumis à un champ extérieur de l'ordre du champ d'anisotropie, le matériau atteint son aimantation à saturation, et dans ce cas de figure il n'y a plus de parois et le matériau est mono domaine (figure I-11c).

Théoriquement, la formation d'un domaine magnétique d'aimantation opposée à celle de l'état saturé et des parois le délimitant coûte trop d'énergie au système. Le paradoxe de Brown montre qu'expérimentalement ce n'est pas le cas [37]. En effet, dans le cas où il existe une anisotropie magnéto-cristalline non négligeable dans le matériau magnétique, le processus de retournement d'aimantation passe souvent par la formation d'un domaine d'aimantation de sens opposé (figure I-12). La formation de domaines constitue ainsi un état minimum d'énergie en comparaison avec une rotation continue de l'aimantation dans les domaines.

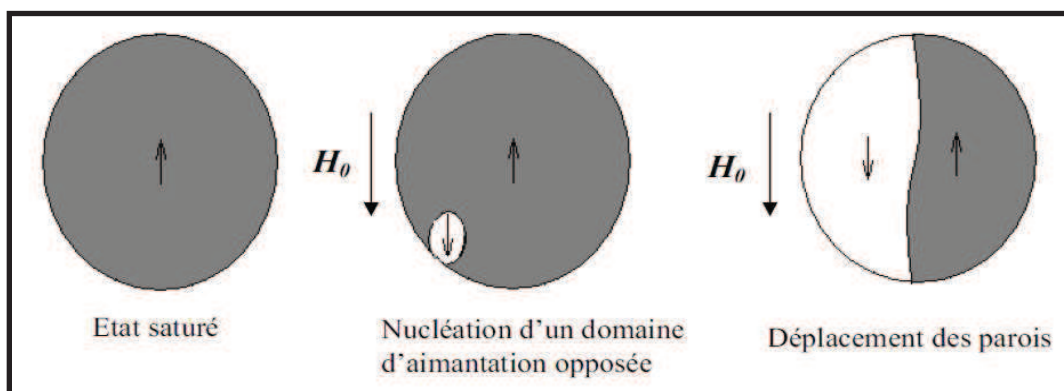


Figure I-12: Renversement de l'aimantation d'un matériau ferromagnétique par nucléation d'un domaine opposé

4- L'EFFET DE SUBSTRAT SUR LE MAGNETISME DES COUCHES MINCES

Les propriétés magnétiques des couches minces dépendent très fortement de la nature du substrat pour plusieurs raisons :

Si le désaccord de maille entre le substrat et la couche déposée n'est pas parfait, les deux matériaux vont se déformer plus ou moins suivant leur rigidité et leurs épaisseurs respectives pour s'adapter l'un à l'autre. Il en résulte une variation de la maille du matériau déposé (pouvant atteindre quelques %) qui modifie ses propriétés magnétiques.

Un autre effet structural du substrat s'observe parfois : c'est la stabilisation de phases cristallographiques n'existant pas dans les matériaux massifs, ou seulement dans des conditions extrêmes. Un exemple très étudié est celui du *Fe* qui présente la structure cubique centrée. Par épitaxie sur le cuivre (*cfc*), on peut stabiliser la phase *cfc* du *Fe* dont des propriétés magnétiques très différentes de celles du *Fe(cc)* et de plus extrêmement sensibles à la valeur exacte de la distance inter atomique [38].

En plus de ces effets purement structuraux induit par le substrat ; ce dernier peut également influencer directement la structure électronique de la couche déposée. En fait, certains substrats n'ont pas ou peu d'interactions électroniques directes avec la couche déposée. Par exemple des couches minces de *Fe(cc)* sur des substrats de métaux nobles comme *Ag(001)* ou des substrats isolants comme le *MgO(001)* présentent un moment magnétique très proche de celui que l'on observerait pour une couche de fer bidimensionnelle sans substrat [39]. Alors que d'autres, comme les substrats de métaux de transition (*Cr, W, ...*) donne naissance à des effets d'hybridation importants avec les électrons de la couche magnétique déposée. Et il résulte des propriétés nouvelles. Par exemple, un plan atomique de fer sans substrat est ferromagnétique avec un moment de $3,1 \mu_B / \text{atome}$, déposé sur un substrat de tungstène, la forte hybridation avec le *W* conduit ce plan atomique à devenir antiferromagnétique avec un moment de $0,93 \mu_B / \text{atome}$. Si l'on dépose un deuxième plan atomique, il redevient ferromagnétique [40].

Une autre manifestation de ces effets d'hybridation est l'apparition de phénomènes d'anisotropie inter faciale spectaculaires. Par exemple de couche mince de *Co* en sandwich entre des couches de *Pd, Pt ou Au*, présentent un axe de facile aimantation perpendiculaire au plan de la couche [41,42]. Ce phénomène est très inhabituel pour une couche mince magnétique, car l'anisotropie de forme (énergie magnétostatique) d'une couche mince tend à maintenir son aimantation dans le plan. Cette forte anisotropie magnétique perpendiculaire de bons candidats pour des medias d'enregistrement magnéto-optique.

5- L'EFFET DE LA RUGOSITE ET D'INTERDIFFUSION

La croissance d'une couche mince ne se développe jamais selon le mode idéal plan atomique par plan atomique. Les interfaces ont toujours une certaine rugosité caractérisée par la hauteur et la largeur de terrasses. La rugosité engendre des champs démagnétisant locaux qui réduisent l'anisotropie de forme par rapport à une surface idéale. En ce sens, la rugosité tend à favoriser une anisotropie perpendiculaire au plan de la couche, L'anisotropie résultante varie comme l'inverse de l'épaisseur de la couche. Il s'agit donc d'une contribution de surface [43].

6- L'EFFETS DE COUPLAGE DIRECT

On appelle couplage direct le couplage qui résulte de l'échange magnétique entre les atomes à l'interface de deux systèmes magnétiques en contact direct. Nous considérons ici une couche ferromagnétique comme la couche de fer, en contact avec un autre système magnétique qui peut être de toute nature : Ferro, Ferri ou antiferromagnétique. On décrit souvent un couplage par un terme d'énergie quadratique [44] :

$$E_j = -J \cdot \cos 2\theta \dots \dots \dots (I - 20)$$

Où θ est l'angle que forment les deux aimantations à l'interface.

- Pour $J > 0$ on parle de couplage positif, ou encore ferromagnétique.
- Pour $J < 0$ on parle de couplage négatif, ou encore de couplage antiferromagnétique.

Dans le cas des matériaux $3d$ ferromagnétiques le couplage est positif. Il peut être négatif dans certains cas de systèmes associant des terres rares et métaux de transition. Dans tous les cas J est tellement fort que les aimantations interfaciales des deux matériaux partagent toujours la même direction.

Si la dimension des deux systèmes en s'éloignant des interfaces (l'épaisseur, pour une couche mince) est significativement plus faible que toutes les longueurs magnétiques caractéristiques, alors l'aimantation est uniforme dans l'ensemble du système. Les propriétés de la couche synthétique résultante sont alors une pondération des propriétés des couches prises individuellement.

Pour deux couches d'épaisseurs t_1 et t_2 , d'aimantations M_{s1} et M_{s2} , et d'énergies anisotropie K_1 et K_2 , les propriétés de la couche synthétique sont les suivantes :

$$M_s = \frac{t_1 \cdot M_{s1} + t_2 \cdot M_{s2}}{t_1 + t_2} \dots \dots \dots (I-21)$$

$$K = \frac{t_1 \cdot K_1 + t_2 \cdot K_2}{t_1 + t_2} \dots \dots \dots (I-22)$$

$$H_c = \frac{t_1 \cdot M_{s1} \cdot H_{c1} + t_2 \cdot M_{s2} \cdot H_{c2}}{t_1 \cdot M_{s1} + t_2 \cdot M_{s2}} \dots \dots \dots (I-23)$$

Pour M_s et K , qui sont des grandeurs intrinsèques, ces expressions sont exactes. En revanche la valeur de H_c est une estimation, dérivée en supposant que le mode de renversement d'aimantation reste inchangé. Notons que la formule (I-23) n'est également pas applicable car l'une des deux couches est un antiferromagnétique.

7- APPLICATIONS DES COUCHES MINCES

Les couches minces magnétiques font aujourd'hui l'objet de nombreuses recherches et ce, depuis l'apparition du stockage magnétique. Les mémoires magnétiques solides (*MRAMS*) et les disques durs représentent le plus grand secteur d'application de cette technologie. Du point de vue des media d'enregistrement, les deux principaux enjeux sont l'augmentation de la densité de stockage et la diminution du temps de lecture/écriture d'une information sur le support. Ces défis sont la source des nombreux travaux portant sur les couches minces. Parmi les applications les plus répandues des couches minces, on cite principalement l'enregistrement magnétique.

7-1- L'ENREGISTREMENT MAGNETIQUE

Les moyens de stockage utilisant le magnétisme sont largement majoritaires et ont une place privilégiée dans l'audio, la vidéo et les disques durs des ordinateurs. Le premier disque dur a vu le jour en 1956 chez *IBM* avec une capacité de $5Mo$ pour une densité de $2Kb/in^2$. Depuis l'utilisation de ces supports magnétiques, la quantité d'informations à stocker n'a cessé de croître poussant les constructeurs à augmenter sans cesse la densité de leur support. C'est ainsi que la densité d'informations des disques durs actuels double chaque année et affiche environ $100Gb/in^2$ (figure I-13).

L'enregistrement magnétique repose sur le phénomène de rémanence, c'est-à-dire la possibilité d'inscrire au sein d'un matériau des configurations d'aimantation stables ou métastables.

Le milieu qui supporte l'information constitue donc le cœur de tout système d'enregistrement (on parle aussi de mémoire). On lui adjoint bien entendu des moyens d'écriture, d'effacement et de lecture.

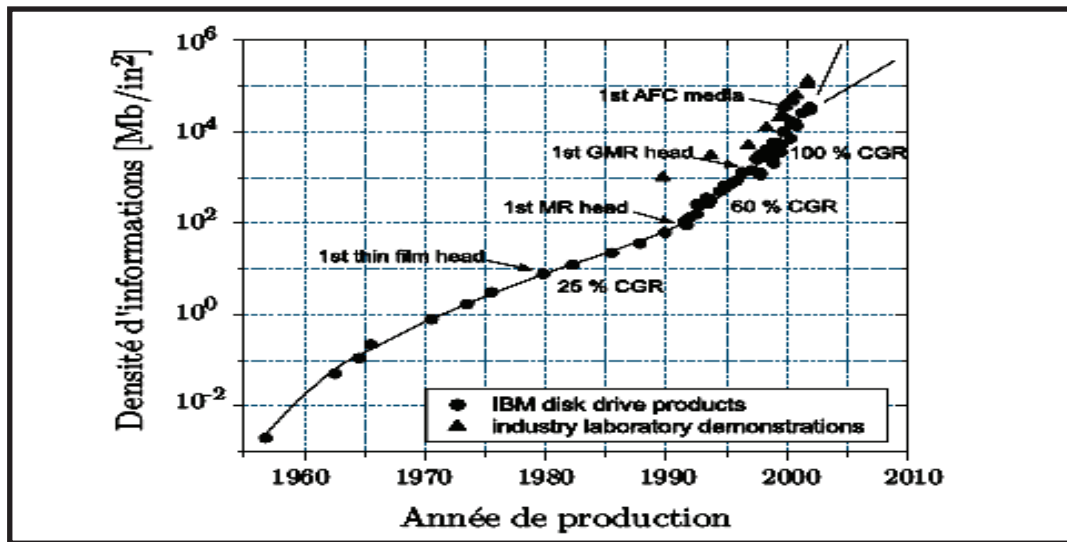


Figure I-13 : Evolution de la densité d'informations des disques durs depuis leur invention en 1956 par *IBM* [45]

A- L'ENREGISTREMENT LONGITUDINAL

Le procédé le plus courant est l'enregistrement dit longitudinal. Son principe est illustré par la (figure I-14). Le milieu d'enregistrement (medium) est un dépôt magnétique mince, d'épaisseur h , dont on précisera plus loin la nature et qui est supporté soit par un substrat souple en plastique (bandes et disquettes), soit par un substrat rigide généralement en aluminium (disque dur). La tête d'écriture est constituée d'un circuit magnétique présentant un petit entrefer (Partie d'un circuit magnétique où le flux d'induction ne circule pas dans le fer) d'épaisseur e , et d'un enroulement d'excitation comportant n spires.

La couche magnétique baigne dans le champ de fuite localisé autour de l'entrefer. On peut donc considérer que seule une région de la couche, en gros d'une longueur égale à l'épaisseur e de l'entrefer et d'une largeur $w \gg e$ égale à celle de la tête est soumise au champ dit d'écriture produit par celle-ci. Comme nous allons le voir, c'est la composante parallèle à l'axe ox de la piste qui joue le rôle essentiel dans cette configuration, ce qui ne permet pas d'abaisser la dimension des domaines en dessous de quelque micron.

Dans l'enregistrement magnétique longitudinal, le champ démagnétisant associé à la longueur finie d de la région uniformément aimantée qui sépare deux transitions croît avec le rapport $\frac{h}{d}$. Ce champ démagnétisant tend à détruire l'aimantation de la région considérée et l'on comprend que cela impose une limite inférieure à la distance d et donc à la capacité de la mémoire.

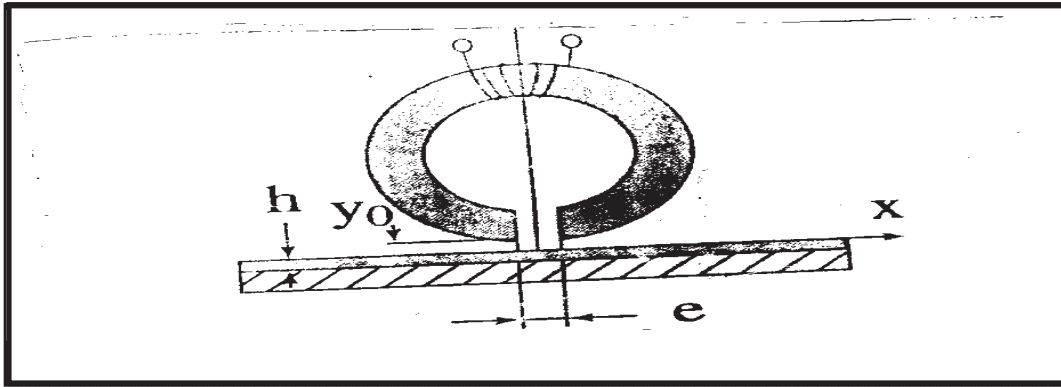


Figure I-14 : Principe de l'enregistrement magnétique longitudinal [46]

B- L'ENREGISTREMENT PERPENDICULAIRE

Dans ce cas, le champ démagnétisant décroît avec le rapport $\frac{h}{d}$. En revanche, il est maximum pour $d \gg h$. C'est la raison pour laquelle il faut alors utiliser des milieux à forte anisotropie uniaxiale dont l'axe de facile aimantation est normal à la couche.

L'enregistrement perpendiculaire purement magnétique sur media (milieux d'enregistrement) coercitifs n'a pas dépassé le stade des réalisations de laboratoire. En revanche, les mémoires magnéto-optiques et les mémoires à propagation de domaines reposent sur cette configuration d'aimantation « perpendiculaire » et sont, depuis plusieurs années, disponibles commercialement.

Un avantage fondamental de l'enregistrement perpendiculaire sur l'enregistrement longitudinal est la stabilité magnétostatique de bit-modèle pour la haute densité surfacique. Il convient d'examiner ces deux des technologies qui ont permis cette augmentation remarquable de densité de stockage et le passage d'une technologie à l'autre [47].

7-2- L'ENREGISTREMENT MAGNETO-OPTIQUE

Dans ces mémoires, on met en œuvre le mode d'enregistrement perpendiculaire que l'on vient juste de décrire, mais l'inscription et la lecture se font par voie optique [48,49]. L'un des grands avantages de cette technique est le fait que la tête de lecture ou d'écriture n'a aucun besoin de voler à distance infime de la surface du disque, à la différence des systèmes purement magnétiques. Outre une forte anisotropie uniaxiale d'axe facile perpendiculaire au plan de la couche, les matériaux utilisés encore une fois sous forme de couches minces, doivent posséder une coercivité de paroi importante, on comprendra plus loin pourquoi. Le procédé d'écriture, dit thermomagnétique, repose sur une diminution rapide du champ coercitif avec la température.

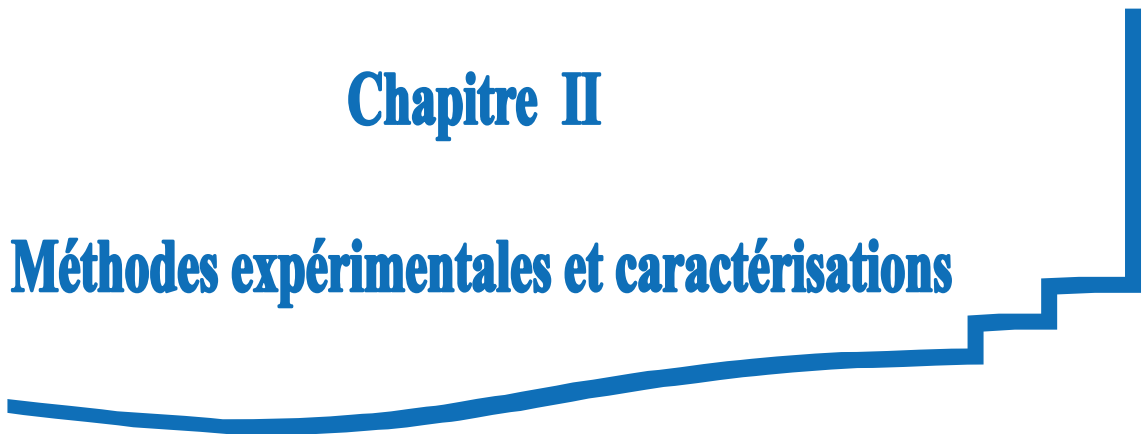
8- CONCLUSION

L'idée maitresse à l'origine de ce travail est l'étude de l'influence des substrats sur les propriétés structurales et magnétiques des couches minces *Fe/Ag*.

Dans ce chapitre, on a d'abord rappelé certaines notions, indispensables pour la compréhension de la suite du travail, liées aux surfaces et en particulier l'effet de la rugosité et de la nature du substrat sur la croissance de la multicouche magnétique. Ces structures génèrent des propriétés physiques différentes de celles des matériaux massifs correspondants. Une connaissance du magnétisme des couches minces facilitera par la suite la compréhension des propriétés magnétiques des couches, déposées sur des substrats différents.

Chapitre II

Méthodes expérimentales et caractérisations



1- INTRODUCTION

L'amélioration des techniques d'élaboration de matériaux sous ultra vide permet aujourd'hui l'élaboration de structures artificielles constituées de films ultraminces de matériaux magnétiques (couches minces) ou d'empilements de matériaux de natures différentes dont certains sont magnétiques (multicouches). Un grand nombre de techniques de caractérisation structurale et magnétique de ces systèmes sont également aujourd'hui disponibles.

Notre travail a porté sur les bicouches à base de fer épitaxie sur deux types de substrat [$MgO(001)$ monocristallin, et $SiO_2 / Si(100)$ polycristalline]. Pour préparer les échantillons qui ont fait de ce travail, nous avons eu recours à l'épitaxie par jet moléculaire (EJM) ou MBE en anglais sous ultra vide. Le bâti ultra vide dont dispose le laboratoire « Physique du Solide et Magnétisme » de L'Université Catholique de Leuven en Belgique est très performant, puisqu'il combine l'élaboration des couches minces et l'analyse structurale et magnétiques.

Dans ce chapitre, nous avons commencé par une description du bâti ultra vide de la technique d'épitaxie par jet moléculaire ainsi que les divers moyens de caractérisation utilisés telle que la technique de caractérisation ex situ (XRD) et la technique de magnéto optique à effet de Kerr (MOKE); ces deux techniques ont été largement utilisées pour étudier la structure de la croissance et le magnétisme de la bicouche Fe/Ag . Ensuite, nous avons étudié la croissance des bicouches à base de fer dans les deux cas :

Le premier cas consiste en l'épitaxie d'une couche tampon de Ag avec différentes épaisseurs t_{Ag} sur deux types de substrats MgO monocristallin et $SiO_2 / Si(001)$ polycristalline, sur laquelle est effectué un dépôt de la couche magnétique de Fe pour réaliser deux types d'échantillons : $Fe/t_{Ag} // MgO$ et $Fe/t_{Ag} // Si(001) / SiO_2$ respectivement.

Pour le deuxième cas, il s'agit de l'épitaxie d'une couche espacée du chrome (Cr), avec une épaisseur fixe déposée directement sur le substrat monocristallin de MgO , sur lequel est réalisé un dépôt de la bicouche de Fe/t_{Ag} présenté précédemment pour la réalisation de l'échantillon : $Fe/t_{Ag} / Cr // MgO$.

Pour les mesures ex-situ, il est nécessaire de protéger la structure de tous les échantillons par une 20\AA d'une couche de couverture d'Ag, cette épaisseur évite l'oxydation de la couche magnétique de Fe . A la fin de ce chapitre, nous présentons les différentes configurations de la technique de la magnéto-optique à effet de Kerr (MOKE) qui est faite pour la caractérisation magnétique des échantillons.

2- LE BÂTI DE CROISSANCE ULTRA VIDE

Dans le domaine des couches minces magnétiques, il nous faut maîtriser des dépôts ayant des épaisseurs de quelques angströms, et ceci est beaucoup plus facile à réaliser avec la méthode d'épitaxie par jets moléculaires.

Tous les échantillons étudiés dans cet ouvrage ont été élaborés, par évaporation, dans le Bâti ultra vide de la technique EJM du laboratoire «Physique du Solide et Magnétisme» de L'Université Catholique de Leuven en Belgique

2-1- PRINCIPE (EPITAXIE PAR JET MOLECULAIE)

L'étude des surfaces impose des conditions rigoureuses en termes de propreté, de reproductibilité et d'ultravide. Il est nécessaire de pouvoir préparer et analyser in situ dans le même bâti expérimental tous les échantillons étudiés. Dans ce sens, le bâti ultravide doit être muni de tous les équipements nécessaires à la préparation (évaporateurs, canons à bombardement...). À cela, il faut ajouter un ensemble de couplage de pompage permettant l'obtention et le maintien de l'ultravide dans l'enceinte.

Nous avons choisi d'effectuer la croissance de nos échantillons par l'une des techniques les plus précises de la croissance. Cette technique qui se fait par évaporation sous ultravide, s'appelle l'épitaxie par jet moléculaire (EJM), dont le principe remonte au début du siècle et qui a été perfectionnée à la fin des années 1960 par John Arthur et Alfred Cho, aux Etats-Unis [50,51]. L'EJM est une technique qui permet de réaliser des dépôts monocristallins. Cette technique a été développée pour la croissance des semi-conducteurs (*Si*, *GaAs*, *CdTe*, *ZnSe*,...) car elle permet de réaliser des homo épitaxies (matériau *A* sur support *B*) ($400 - 600^{\circ}\text{C}$ pour *Si*). On élimine ainsi les problèmes de diffusion des dopants par exemple.

En outre, les basses températures d'épitaxie impliquent de travailler avec des vitesses lentes (quelque $\text{\AA}/\text{s}$) afin de laisser le temps aux atomes arrivant à la surface de migrer par diffusion de surface vers des sites cristallographiques. Pour obtenir des films purs, compte tenu de ces vitesses lentes, il est donc nécessaire de travailler avec des vides très poussés, appelés UHV pour Ultra-High-Vacuum, à savoir 10^{-10} torr classiquement.

Le principe des dépôts est très simple : il suffit d'évaporer le matériau que l'on veut déposer en le chauffant par effet joule (fil résistif), par rayonnement (Cellule de Knudsen) ou par bombardement électronique (canon à électrons). En outre, sous UHV, le libre parcours moyen parcouru par un atome est très grand (de l'ordre de 10^6 m à 10^{-10} Torr), ce qui implique que les flux d'atomes évaporés sont directionnels, les atomes se déplaçant en ligne droite sans aucun choc avant de se déposer sur le substrat. C'est pour cette raison qu'on parle de jets moléculaires. On ne peut donc pas parler de pression d'un gaz dans une chambre sous UHV. En outre, étant donné les faibles pressions (on devrait alors plutôt dire flux converti en pression), la théorie cinétique des gaz est tout à fait appropriée pour calculer les flux. Un tel vide impose de grosses contraintes (problème des frottements mécaniques sous UHV, dégazage, transfert des échantillons) qui rend cette technique lourde et demandant un savoir-faire important. Néanmoins, cette technique permet de réaliser couramment des hétéro épitaxies (dépôt de *B* sur un support *A* différent), compte tenu des faibles températures d'épitaxie qui éliminent le mécanisme d'inter diffusion de *A* et *B*. De plus, on dispose d'un grand nombre de moyens de caractérisation in situ qui permettent de contrôler avec une grande précision la qualité chimique.

2-2- LES AVANTAGES DE LA METHODE EJM

Les principaux avantages de la méthode EJM sont les suivants :

- Une faible vitesse de croissance généralement comprise entre $0,5$ et 10 \AA , ce qui permet un excellent contrôle de l'épaisseur des couches déposées et de réaliser des interfaces très abruptes ($\approx 10 \text{ \AA}$) [52].
- La possibilité de contrôler la structure et la composition de la couche épitaxie.
- Le dépôt sous ultravide minimise l'incorporation des impuretés dans le film.

2-3- DESCRIPTION DU BATI

Dans cette partie, l'appareillage est décrit de manière succincte, des descriptions plus complètes d'appareils similaires sont disponibles dans les thèses de Servando Baceiredo, Hélène Fischer et d'Alexandra Mougín [53,54, 55] ainsi que dans l'ouvrage suivant [56].

Tous les échantillons étudiés ont été élaborés dans une enceinte EJM (figure II-01-a), couplée à une chambre d'introduction qui sert principalement de sas d'introduction des substrats (figure II-01-b) dans la chambre principale sans casser le vide qui y règne à une pompe turbo moléculaire où il est possible d'y établir un vide de 10^{-8} Torr . Une chambre de stockage peut contenir jusqu'à six échantillons. La chambre d'évaporation (figure II-01-c) est formée d'une enceinte ultravide dans laquelle il est possible d'atteindre une pression d'environ 10^{-11} Torr par l'intermédiaire d'un ensemble de différents types de pompage : Pompes à palettes primaires et turbo moléculaire secondaire, pompage ionique et par sublimation de titane, plus les panneaux cryogéniques qui doublent presque uniformément l'intérieur de l'enceinte et sur lesquels, une fois refroidis à l'azote liquide, viennent se condenser les gaz résiduelles de l'enceinte.

La chambre d'analyse fait la liaison d'une part avec la chambre de transfert et d'autre part avec la chambre de gravure.

La chambre de transfert sert de sas d'isolation entre la chambre de croissance et les autres modules. Le vide résiduel est de l'ordre de 8.10^{-10} Torr .

Notre bâti est équipé de deux types de sources d'évaporation différents selon la nature des matériaux à évaporer et leurs caractéristiques (température d'évaporation, réactivité avec le creuset) : Les canons à électrons ou les cellules de Knudsen. Ainsi, les cellules de Knudsen sont utilisées pour évaporer des métaux ayant des températures de fusions inférieures à 1200°C et pour cette raison elles utilisent le chevauchement par effet joule pour évaporer des métaux comme *Ag, Cu, Pd* . Pour le deuxième type, des cellules utilisent un bombardement électronique pour évaporer des métaux qui ont une température de fusion supérieure à 1200°C comme le *Fe, Cr, MgO, Si,.....* Voir le tableau II-01

L'étude structurale des dépôts et leur surface a été réalisée par la diffraction des rayons X(XRD) aux petits angles et aux grands angles; alors que la caractérisation magnétique des échantillons a été déterminée par la méthode de la magnéto-optique à effet de Kerr(MOKE)

Tableau II-01: Température d'évaporation de quelques métaux [13, 57]

Eléments	Température de fusion ($^{\circ}\text{C}$)	Méthode d'évaporation
Ga	940	Effet joule
Al	1080	//
Ag	930	//
As	300	//
Fe	1320	Bombardement électronique
Co	1375	//
Cr	1265	//

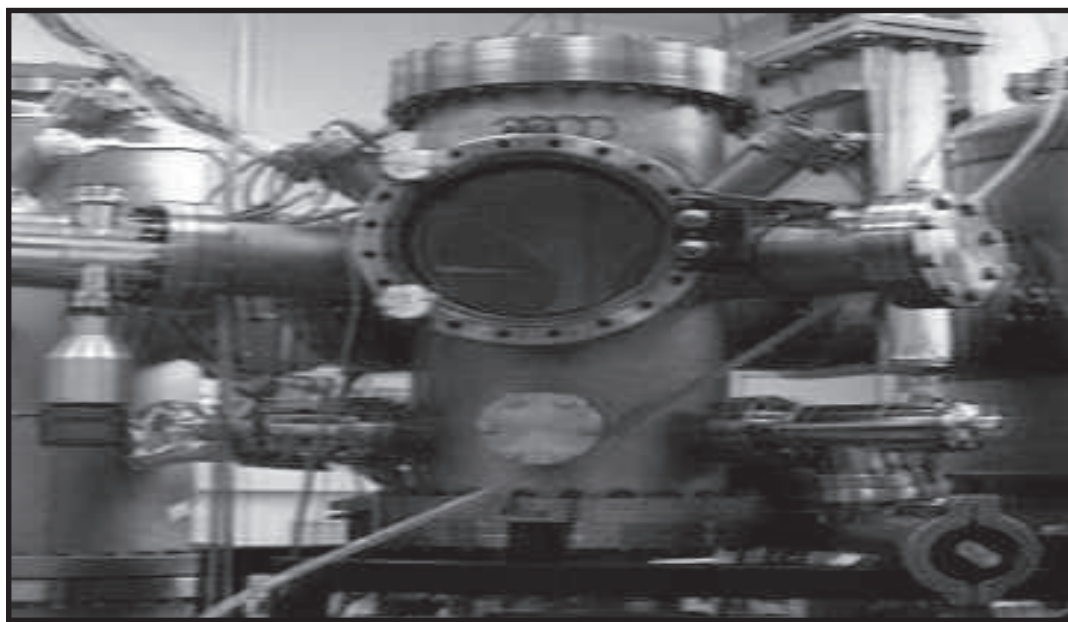


Figure II-01-a: Schéma de l'enceinte d'épitaxie par jet moléculaire [58].

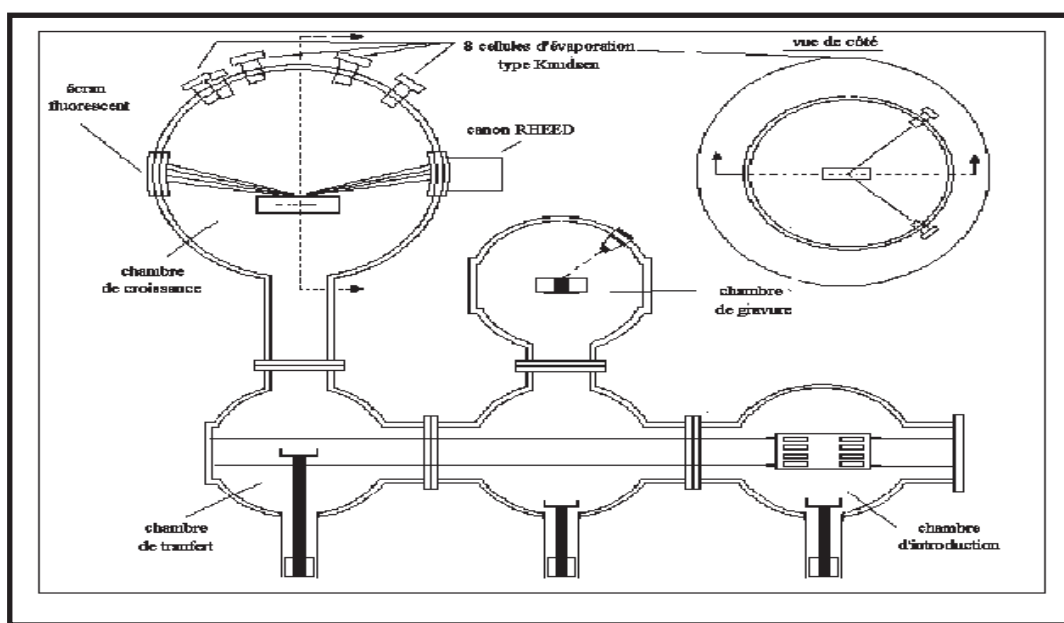


Figure II-01-b : Chambre d'introduction des échantillons dans le bâti d'EJM [59]

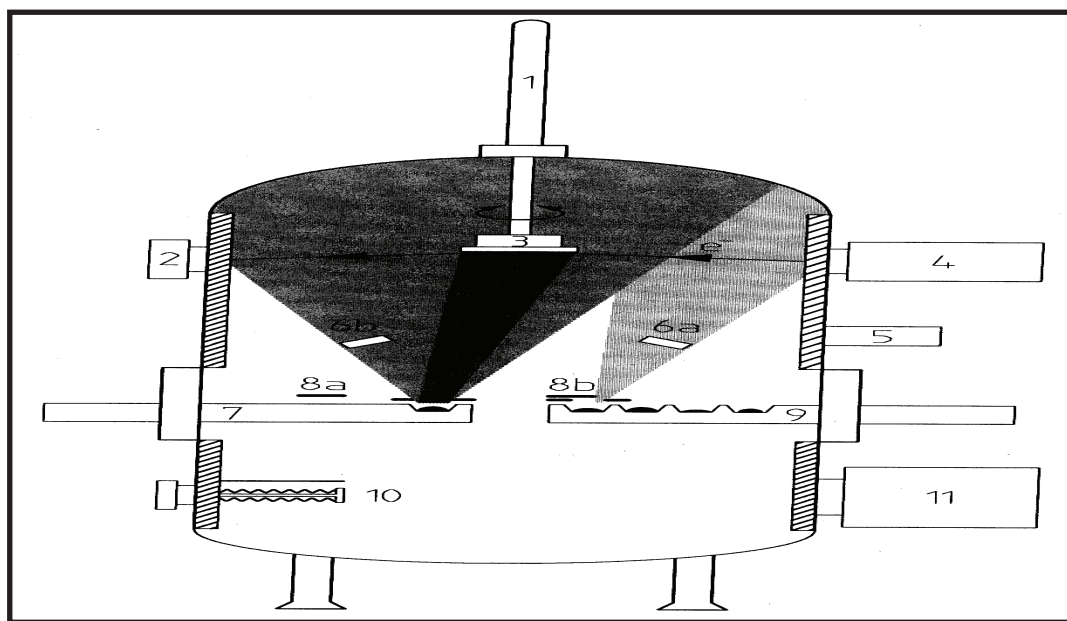


Figure II-01-c : Schéma fonctionnel de la chambre d'évaporation tiré de [58]. (1) Canne de transfert (2) Ecran fluorescent (3) Four et porte échantillon (4) Canon à électrons RHEED (5) Mesure de pression (6) Balances à quartz (7) Canon à électrons mono creuset (8) Caches mobiles (9) Canon à électrons quadri creuset (10) Sublimatoire de titane (11) Pompe ionique.

3- LES MODES DE CROISSANCE

Lorsqu'on dépose un matériau B sur un support A , le matériau B ne va pas s'étaler obligatoirement pour recouvrir la surface d' A . Expérimentalement, trois modes de croissance sont observables :

3-1- MODE FRANCK VAN DER MERWE(2D)

L'équilibre Franck van der Merwe se caractérise par une croissance bidimensionnelle (2D) « couche par couche », où le matériau B se dépose couche atomique après couche atomique sur un matériau A ou sur la surface d'un substrat, c'est le cas par exemple des systèmes $Co/Cu(100)$ et $Au/Pt(001)$ [60, 61, 62]

3-2- MODE VOLMER-WEBER(3D)

C'est le mode de croissance tridimensionnel (3D), où le matériau B pousse en îlots 3D sur A [62]. La forme et la taille des cristallites peuvent être très variables. Ce type de croissance est généralement indépendant des conditions externes de croissance (température).

3-3- MODE STRANSKI-KRASTANOVE (2D-3D)

C'est un mode mixte ou intermédiaire entre les modes Frank Van der Merwe et Volmer-Weber [62] : qui commence par une croissance 2D puis devient 3D au bout d'une certaine épaisseur critique.

Les interfaces réalisées à partir de ces trois modes de croissance peuvent être très abruptes suivant l'état de surface du substrat. Cependant, et dans de nombreuses situations, il peut y avoir interdiffusion entre les atomes à l'interface favorisant la formation d'alliages.

4- LES DIFFERENTS PARAMETRES DE LA CROISSANCE EPITAXIAL

L'épitaxie est une relation d'ordre cristallin entre un matériau support et un matériau déposé sur ce support. Il existe deux types de croissance épitaxie [63] :

- La croissance homoépitaxiale (le substrat et le film sont constitués du même matériau, leurs paramètres de maille sont identiques).
- La croissance hétéroépitaxiale (le substrat et le film sont constitués de matériaux différents et diffèrent par leurs paramètres de maille)

La discussion des différents modes de croissance est basée sur les paramètres de croissance les plus importants:

4-1- L'EFFET DE LA TEMPERATURE DE SUBSTRAT

La température du substrat est un paramètre de contrôle de la croissance très important. En général, une température de substrat élevée favorise la croissance épitaxiale en augmentant la mobilité des atomes qui arrivent sur la surface. D'un autre côté, une température trop élevée peut entraîner une interdiffusion importante au niveau des interfaces.

4-2- L'EFFET DES DESACCORDS DES MAILLES

On considère l'épitaxie d'un matériau A cubique, de paramètre cristallin a_A , sur un matériau B cubique aussi de paramètre de maille a_B . Le désaccord paramétrique du système A/B comme l'ont introduit Frank et Van der Merwe [32]

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{(a_A - a_B)}{a_B} \dots \dots \dots (II - 1)$$

Ce désaccord défini de la sorte, diffère de la définition donnée par Frank et Van der Merwe et traditionnellement utilisée par les expérimentateurs. Depuis, de nombreuses études ont été menées [64] et il apparaît maintenant clairement qu'un dépôt pourra être contraint jusqu'à une épaisseur dite critique, au-delà de laquelle des dislocations apparaissent. Cette épaisseur critique dépend directement du pourcentage de désaccord de maille $\frac{\Delta a}{a}$ entre les deux matériaux et sera d'autant plus grande que ce désaccord sera faible. A partir de la valeur de désaccord de maille entre les deux réseaux, on peut en tirer les grandes lignes suivantes:

- 1- $\frac{\Delta a}{a}$ est petit et les réseaux coïncident, que la structure volumique soit identique ou pas : le matériau déposé garde alors sa structure propre stable dans les conditions normales. Citons par exemple, *Au/Ag(cfc – cfc)* [65], *Fe/Cr(cc – cc)* [66], *Ir/Ru(cfc / hc)* [67], *Fe/Ag(100)(cc – cfc)* [5].
- 2- $\frac{\Delta a}{a}$ est petit mais les réseaux ne coïncident pas : ce cas contient l'importante famille des épitaxies de plan *cc(110)* sur des plans hexagonaux *cfc(11)* ou *hc(0001)* et réciproquement. Citons entre autre *Mo(110)/Al(111)* [68], *Fe(110)/Ag(111)* [69]. Ces types de croissance permettent au matériau déposé de garder sa structure stable. Néanmoins, s'il y a une direction cristallographique où $\frac{\Delta a}{a}$ est faible, il n'en est bien souvent pas de même dans d'autres directions. Le début de croissance peut alors révéler des surprises.
- 3- $\frac{\Delta a}{a}$ est fort et/ou il n'y a pas de coïncidence de réseau avec la phase stable du matériau déposé. Citons tout d'abord *CoRu(0001)(hc – hc)* ou $\frac{\Delta a}{a} = 7,4\%$ [70] le cobalt est fortement contraint. Le système Fe sur Cu illustre de même bien le cas de fort désaccord de maille entre les réseaux carrés des deux mailles *cc* ($\frac{\Delta a}{a} = 12,4\%$). Néanmoins, $\frac{\Delta a}{a}$ est pratiquement nul si le fer se stabilise dans sa phase cfc stable à haute température. C'est bien le fer *cfc* qui est alors observé [71]

4-3- L'EFFET DE LA DESORIENTATION DU SUBSTRAT

Le mode de croissance est plus sensible de la déviation angulaire de la surface du substrat par rapport au plan cristallographique idéal [34].

5- CARACTERISATION EX-SITU PAR LA DIFFRACTION DES RAYONS X

L'utilisation de la technique de l'épitaxie par jet moléculaire à pour objectif la fabrication des couches minces de haute qualité cristalline, avec des interfaces abruptes ; ceci requiert nécessairement l'emploi des techniques de caractérisation structurales ex-situ qui permet de contrôler la qualité cristalline de la structure alternée et la qualité des interfaces, ainsi que les épaisseurs des couches analysées.

Dans ce travail, nous avons utilisés pour la caractérisation structurale de nos échantillons la technique de la diffraction du rayons X ; dont toutes les mesures ont été effectuées sur un diffractomètre *RIKAGU* , avec une puissance de $12KW$ et une anode de cuivre tournant avec une vitesse de $2500\text{tours} / \text{min}$.

Les mesures ont été réalisées en utilisant la raie du cuivre CuK_{α} , la raie K_{β} étant éliminée par un monochromateur en graphite(002). La configuration Bragg Brentano $\theta - 2\theta$ permet d'obtenir rapidement des informations sur l'orientation des cristaux présents dans les films et le balayage ω représente les deux géométries utilisées.

5-1- BALAYAGE $\theta - 2\theta$

C'est la plus simple et la plus courante géométrie [72]. Dans cette configuration de balayage, l'échantillon tourne autour de son axe avec une vitesse angulaire θ alors que le détecteur se déplace le long du cercle du goniomètre avec une vitesse de 2θ et enregistre toujours l'intensité de la réflexion spéculaire. Le vecteur de diffusion est toujours perpendiculaire à l'échantillon. Dans ce mode, ont été utilisé deux modes de balayages : $2\theta = 30 - 10^{\circ}$ pour la diffraction des faibles angles, et $2\theta = 30 - 70^{\circ}$ pour la diffractions des grands angles.

A- DIFFRACTION AUX PETITS ANGLES

La diffraction des rayons X aux petits angles permet d'obtenir trois informations concernant :

- Epaisseur totale e_t .
- Super période D .
- Densité de la couche mince.

La super période D ou la longueur de modulation est égale à la somme des épaisseurs des couches individuelles des deux matériaux composant la bicouche.

Sur les spectres de rayons X aux petits angles (figure II- 02) de couches minces, on observe généralement des franges appelées " pics de Bragg " produites par les interférences entre les rayons X réfléchis par les interfaces et ceux réfléchis par la surface libre de l'échantillon. La distance entre deux pics de Bragg adjacents dépend de la période de la multicouche. Les interférences entre les rayons réfléchis par le substrat et la surface libre génèrent aussi des franges appelées " franges de Kiessig ". Elles permettent de déduire l'épaisseur totale de l'échantillon.

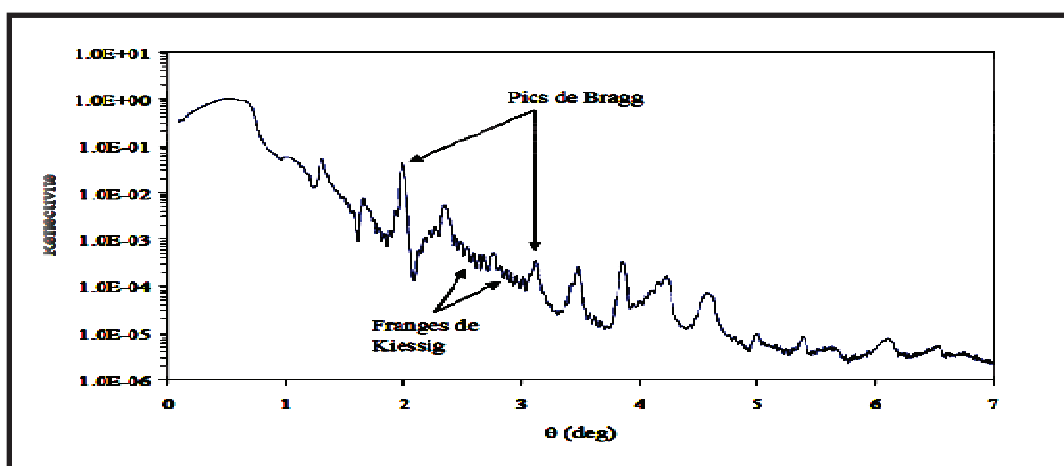


Figure II-02: Schéma présentant le diagramme de diffraction X aux petits angles

B- DIFFRACTION AUX GRANDS ANGLES

La diffraction aux grands angles donne aussi la valeur de la période de la couche mince, suivant la relation :

$$D = \frac{\lambda}{2(\sin \theta_{i+1} - \sin \theta_i)} \dots \dots \dots (II - 2)$$

Elle peut aussi fournir des informations concernant la rugosité des interfaces. En effet, l'interface est d'autant plus abrupte que le nombre de pics satellites est élevé.

5-2- BALAYAGE - ω (ROCKING SCAN)

Dans ce mode de balayage, le détecteur est fixé à un angle, tandis que l'échantillon tourne autour d'un axe perpendiculaire à la couche. Ceci présente un grand intérêt quand l'échantillon tourne d'un intervalle angulaire autour de l'angle de Bragg θ_B et le détecteur est fixé à un angle $2\theta_B$ (figure II-03).

Les spectres de diffraction X enregistrés dans cette configuration fournissent des informations sur le désordre dans le plan latéral du film, c'est-à-dire la qualité cristalline.

Dans ce mode, l'intensité du vecteur de diffusion reste la même.

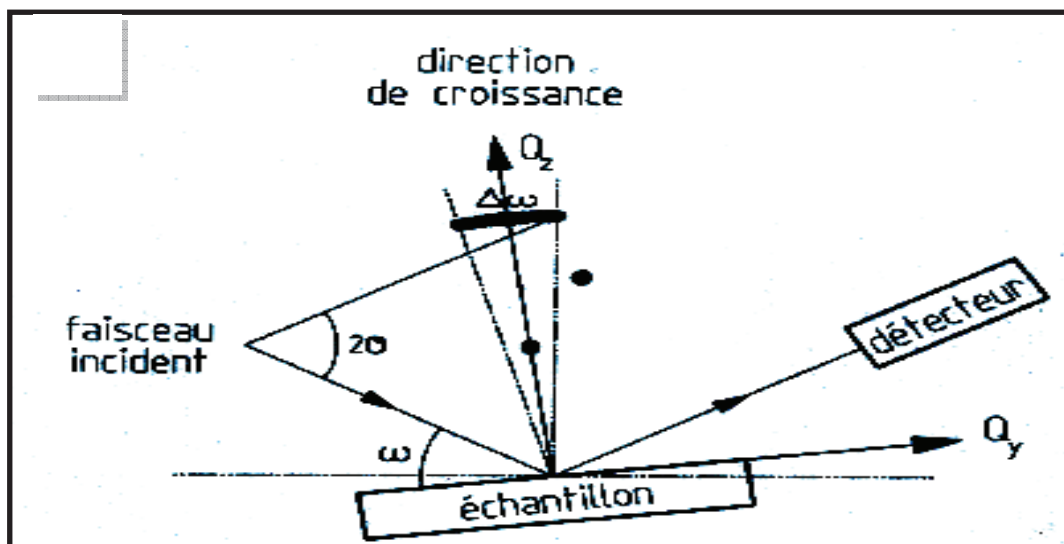


Figure II-03 : Représentation de la configuration - ω . [58]

6- CARACTERISATION MAGNETIQUE PAR L'EFFET KERR MAGNETO-OPTIQUE (MOKE)

Au cours de ce travail nous avons étudié les propriétés magnétiques de nos échantillons par la technique d'effet Kerr magnéto-optique (*MOKE*).

6-1- DEFINITION

En matériaux ferromagnétiques, des effets magnéto-optiques sont dominés par les effets Spin-Orbite qui couplent le moment de spin de l'électron aux composants spatiaux de la fonction d'onde [73, 74]. Les transitions dipôles optiques sont effectuées par la direction de spin qui produit une contribution magnétique (linéaire) de premier ordre, au composant diagonal du tenseur optique de conductivité. Cette propriété, connue sous le nom d'effet magnéto-optique de Kerr, est manifestée dans la réflexion de la lumière polarisée d'un

matériel magnétique comme petite rotation (10^{-5} rad) d'aimantation dépendante de l'axe de polarisation et de déphasage optique d'accompagnement (Ellipticité). Les expériences précédentes ont établie l'utilité de l'effet de Kerr comme sonde des propriétés magnétiques des couches minces [75, 76, 77].

6-2- LES DIFFERENTS TYPES DE L'EFFET DE KERR

L'interaction magnéto-optique qui résulte de la réflexion d'une onde électromagnétique polarisée linéairement sur un matériau aimanté, constitue l'effet magnéto-optique de Kerr (en anglais MOKE, Magneto Optic Kerr Effect). Cet effet a été découvert par J. Kerr en 1876 [78, 79], Dans la configuration Kerr, la lumière polarisée linéairement est envoyée sur un échantillon magnétique et réfléchi par ce dernier.

Il existe plusieurs configurations géométriques de l'effet Kerr dépendantes de l'orientation du champ électrique \vec{E} et de l'aimantation du matériau \vec{M} . Généralement, elles sont présentées au nombre de trois : polaire, longitudinale et transverse (figure II-04)

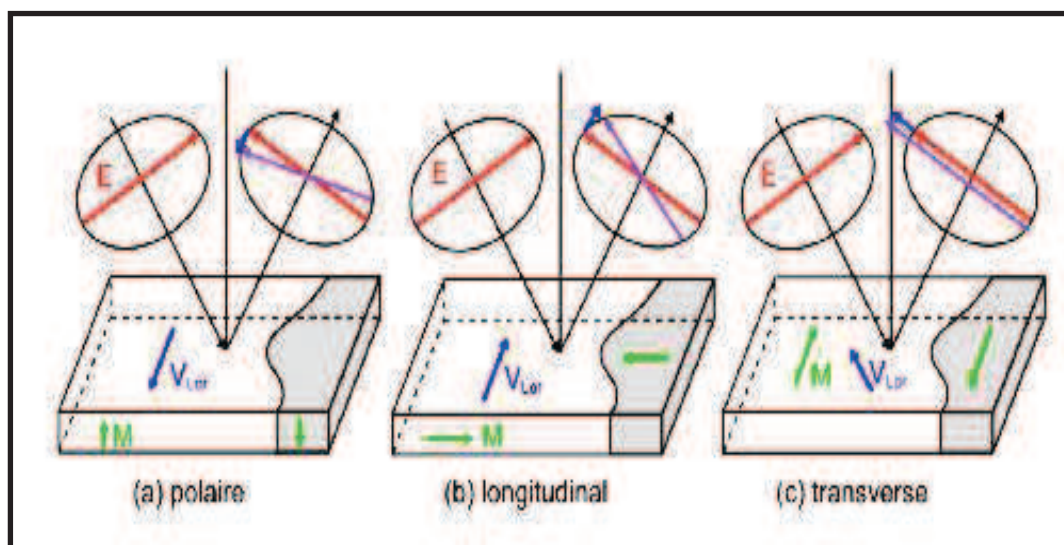


Figure II-04 : Différentes Configurations Kerr typiques : polaire, longitudinale et transverse [20].

A- L'EFFET POLAIRE

Correspond à une composante hors plan de l'aimantation d'un matériau. L'effet est maximal pour un angle d'incidence nul (figure II-04-a).

B- L'EFFET LONGITUDINAL

L'effet Kerr longitudinal (figure II-04-b) est la signature de l'aimantation le long du plan d'incidence et parallèle à la surface. Dans cette configuration, la force de Lorentz s'annule pour un angle d'incidence nul.

C- L'EFFET TRANSVERSE

Dans l'effet Kerr transverse (figure II-04-c), l'aimantation est parallèle à la surface et perpendiculaire au plan de la lumière. Cet effet est moins utilisé parce qu'il n'indique seulement qu'un changement dans l'intensité de la lumière réfléctée. En général, il a le même ordre de magnitude comme l'effet longitudinal. Dans ce cas, on n'observe aucun effet à l'incidence normale.

Dans le cas des configurations polaire et longitudinale, l'onde électromagnétique polarisée linéairement se transforme en une onde elliptique après réflexion sur le milieu aimanté. On décrit cette onde réfléchie elliptique par la rotation complexe $\phi_k = \theta_k + i\xi_k$ où θ_k est l'angle de rotation de l'axe principal de l'ellipse par rapport à la direction initiale de polarisation et ξ_k est l'angle d'ellipticité de cette ellipse (figure II-05). L'effet Kerr transverse entraîne non pas une modification de la polarisation de l'onde incidente, mais un changement de sa réflectivité.

6-3- LES AVANTAGES DE L'EFFET DE KERR

Il présente en effet de nombreux avantages :

- 1- Une grande sensibilité. Il est particulièrement adapté à l'étude des couches minces puisqu'il permet les mesures sur de très faibles épaisseurs (de l'ordre de la monocouche atomique) [80].
- 2- Une mesure très rapide puisqu'elle ne dépend que du temps d'interaction lumière - matière. Il est donc possible de faire des mesures résolues en temps, en utilisant un laser pulsé [81].
- 3- Une sensibilité sur l'épaisseur du matériau. La pénétration de la lumière dans la matière (FM) est de l'ordre de la dizaine de nanomètres, ce qui permet l'étude d'échantillons multicouches [82].

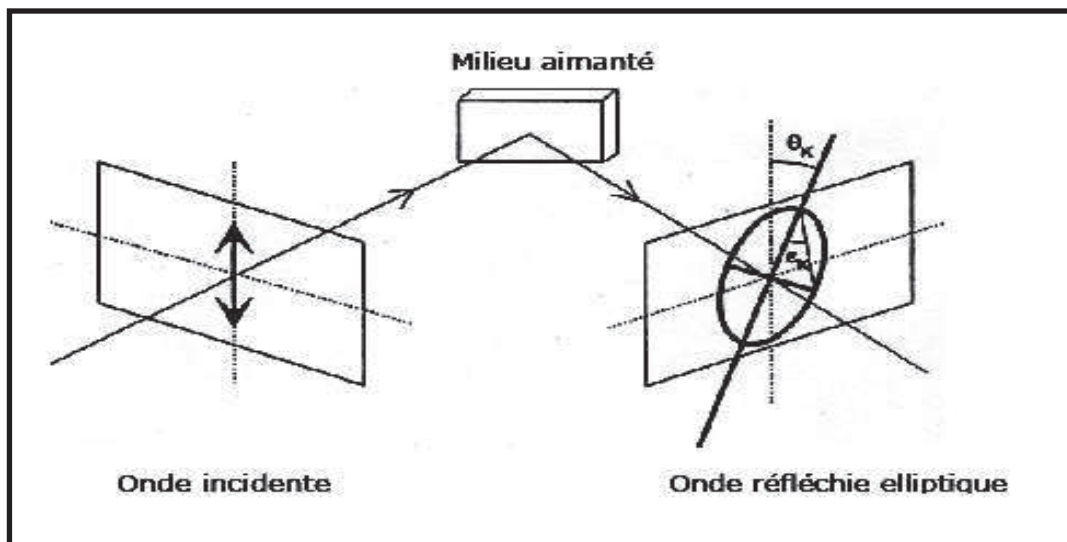


Figure II-05 : Transformation d'une onde linéaire en une onde elliptique après la réflexion sur un milieu aimanté [83]

6-4- LE PRINCIPE DE L'EFFET DE KERR

La lumière de laser se reflète d'une surface magnétique (l'échantillon) en présence d'un champ magnétique avec le passage des étapes suivantes (figure II-06) :

1. La source lumineuse S : Différentes sources de lumière sont utilisées : laser Hélium Néon ($\lambda = 633nm$), diode laser de différentes longueurs d'onde (400, 670; 800nm), lasers pulsés. La puissance est typiquement de quelques mW . Le diamètre du faisceau est d'environ $1mm$. Pour focaliser l'avantage du faisceau, on peut aussi utiliser une lentille fortement convergente, placée juste derrière et une autre collimatrice placée à sa distance focale du diaphragme, ce qui permet d'obtenir un faisceau de rayons parallèles.
2. Le faisceau lumineux est polarisé à l'aide d'un prisme de Nicole. Cette polarisation est d'autant plus efficace que les rayons sont parallèles. Ce polariseur P a un rapport d'extinction 10^{-5} pour $633nm$. Il fait un angle par rapport au plan d'incidence de 90° pour la polarisation S ou 0° , pour une polarisation P.
3. Le faisceau est réfléchi sur un miroir quand cela est possible afin de conserver un maximum d'intensité lumineuse.
4. La lumière pénètre maintenant dans l'échantillon E qui est soumis à un champ magnétique extérieur H appliqué dans le plan d'incidence et faisant un angle α avec le plan de l'échantillon. Ce dernier peut être installé dans un cryostat permettant des mesures de $80K$ à $300K$. Une partie de la lumière réfléchi à sa surface subit une rotation de sa polarisation. Afin de conserver le maximum d'intensité, la lumière passera à nouveau à travers le miroir dans la configuration longitudinale ou transversale. En configuration polaire le miroir est remplacé par une lame séparatrice. Le trajet de la lumière est alors modifié afin de ne pas perturber le passage du faisceau réfléchi.
5. La lumière doit maintenant traverser l'analyseur, qui est aussi un prisme de Nicole. Si nous avons un faisceau parallèle (distance de travail infinie de l'objectif), la lumière peut être analysée directement. Dans le cas contraire, il est nécessaire d'ajouter une lentille pour rendre les rayons parallèles avant l'analyse.

6. La lumière terminera son trajet sur la surface d'un détecteur de lumière (une photodiode de surface active 25mm^2 ; à pré-ampli intégré et de bande passante $\approx 200\text{KHz}$). A partir de ce point, la lumière est remplacée par des informations magnétiques, ou l'aimantation est mesurée en fonction de la rotation moyenne de faisceau polarisé, par rapport à un champ magnétique.

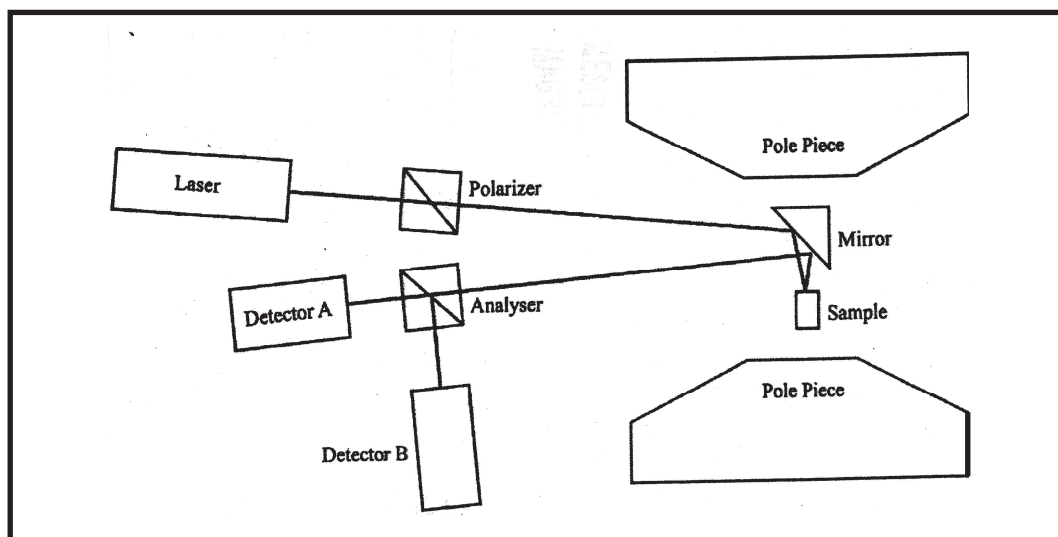


Figure II-06: Diagramme schématique du magnétomètre magnéto-optique(MOKE).

7- ELABORATIONS ET CARACTERISATION DES ECHANTILLONS

7-1- CHOIX DE SUBSTRATS

Pour toutes les croissances, la nature du substrat est d'une importance capitale [72]. C'est le point de départ de toute croissance puisque la qualité de cette dernière dépend beaucoup de type de substrat utilisé par rapport au matériau que l'on dépose et de la température de celui-ci.

Notre choix c'est porté sur deux types de substrats : Comme des monocristaux, nous

avons choisi le MgO monocristal, et pour un substrat polycristallin, nous avons choisi le $SiO_2 / Si(100)$, pour la raison d'analyser les effets de substrats sur les propriétés magnétiques et structurales de nos échantillons.

A- SUBSTRAT MgO

Les substrats MgO ont été utilisés comme des monocristaux commercialisés (SIMITOMO) de dimensions $15 \times 15 mm^2$ et polis sur la face d'orientation (001). Le MgO est un cristal ionique ayant une structure cubique de type $NaCl$, constituée de deux sous réseaux cubiques à face centrée de Mg et d' O imbriqués l'un dans l'autre (figure II-07-a), le paramètre de maille vaut $a_{MgO} = 4,213 \text{ \AA}$. La surface (001) du réseau MgO est représentée sur la figure II-07-b). Le choix de ce substrat est surtout motivé par sa préparation simple avant l'épitaxie des métaux et par le fait qu'il présente un bon accord paramétrique (petit désaccord paramétrique) avec le Fe , Ag et Cr [84, 85, 86] (Tableau II-2).

Ces substrats sont nettoyés par le propanole-2 et sont séchés par l'azote gazeux avant d'être introduits dans la chambre d'introduction d'EJM. Ensuite, il subit un traitement thermique pendant 20 minutes à une température de $600^\circ C$ sous un vide de $10^{-7} Torr$ dans le but d'éliminer les impuretés à la surface.

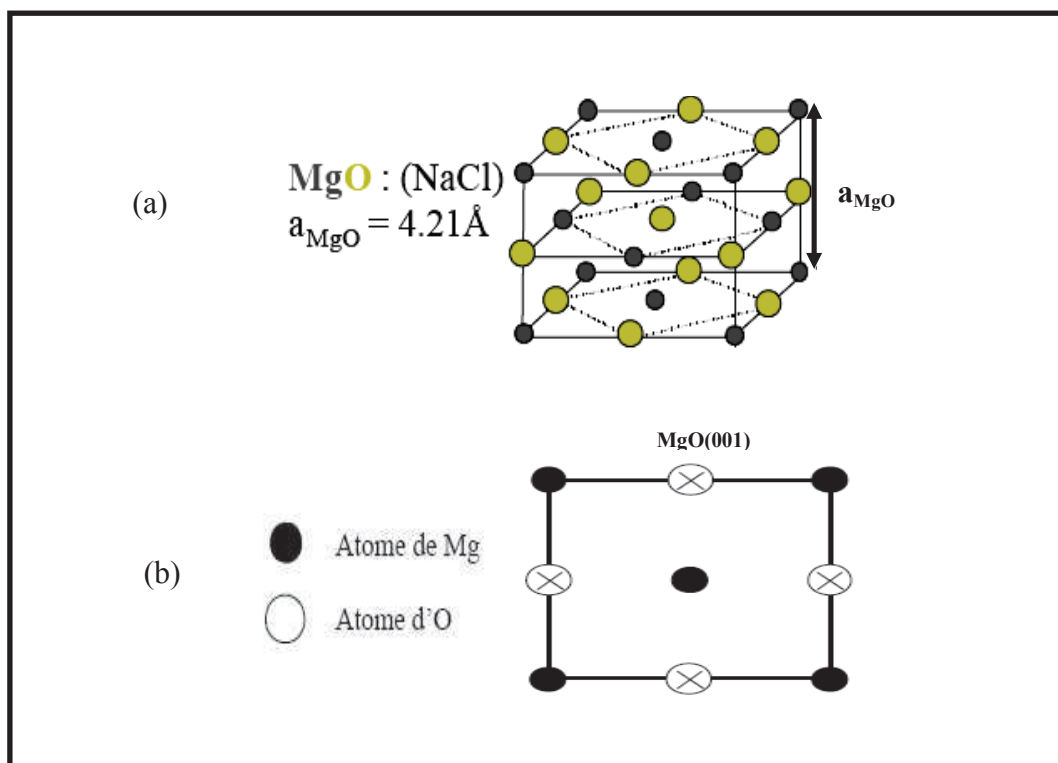


Figure II-07: (a) Schéma du cristal de MgO , (b) Structure cristalline du plan (001) du MgO [87].

Tableau II-2: Désaccord paramétrique possible entre les éléments Fe , Ag , Cr et MgO [62]

Matériaux	Nature	Paramètre de maille $a(\text{Å})$	désaccords paramétriques $\frac{\Delta a}{a}$
MgO	NaCl	4.213	-----
Ag	C.F.C	4.085	Ag/MgO: (-0.03)
Fe	C.C	2.866	Fe/MgO: (-0.32) Fe/Ag: (-0.29) Fe/Cr :(-0.006)
Cr	C.C	2.885	Cr/MgO: (-0.36)

B- SUBSTRAT Si

Le Silicium est trouvé dans la colonne *IV* du tableau périodique des éléments et cristallise suivant une structure diamant (Figure II-08) [88]. Son paramètre de maille est 5.431\AA .

Le Silicium offre de nombreux avantages. Présent en abondance, c'est dans la croûte terrestre (20%), c'est un matériau non toxique. Outre ses propriétés semi conducteurs, le Silicium présente un oxyde naturel SiO_2 . On a trouvé le substrat de Si polycristalline par la disposition par un bombardement électronique d'une couche mince de Silicium polycristalline de 1000\AA , d'épaisseur sur un substrat d'oxyde de Silice SiO_2 . Donc, il résulte un substrat de Si recouvert de leur oxyde natif amorphe SiO_2 , Dans ce travail, nous avons réalisé la croissance sur la face (001) du Silicium. Les échantillons croissent alors très souvent à l'état polycristallin non orientés.

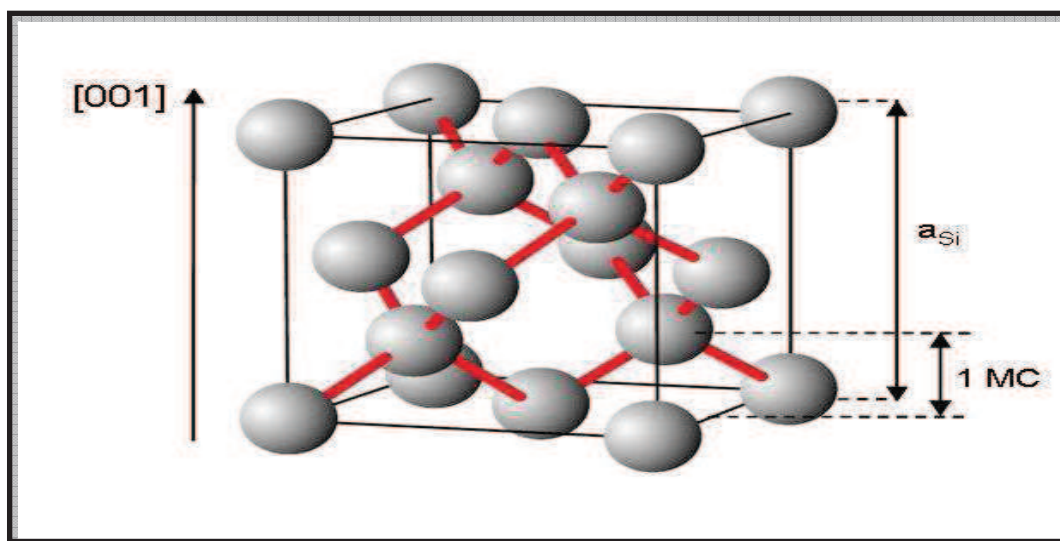


Figure II-08 : Schéma de la structure cristal diamant du Silicium $a_{\text{Si}} = 5.431\text{\AA}$ dans la direction (001), MC (monocouche). C'est le plan (004) (une monocouche d'épaisseur

$$a_{\text{Si}}/4 [88]$$

7-2- CROISSANCE DES COUCHES

7-2-1- COUCHE TAMPON D'ARGENT

Nous avons choisi l'Argent pour la couche tampon, car il présente un intérêt majeur : Son paramètre de maille ($4,085 \text{ \AA}$) est intermédiaire entre celui du $MgO(4,21 \text{ \AA})$ et celui de $Fe(2,866 \text{ \AA})$ et il n'est pas magnétique, ce qui est un critère important pour caractériser le magnétisme de la couche de Fe déposée. La couche d' Ag et le substrat sont tous deux de structure cubique à faces centrées avec un désaccord de maille $\frac{\Delta a}{a} = -0.03$, les croissances selon les axes $\langle 111 \rangle$ et $\langle 001 \rangle$ produisent toutes des interfaces de basse énergie mais des calculs théoriques ont montré que la croissance épitaxiale selon l'axe $\langle 001 \rangle$ est plus favorable que la croissance selon l'axe $\langle 111 \rangle$. Frank et Van der Merwe [32] ont étudié théoriquement l'épitaxie entre deux matériaux de même réseau de surface mais de paramètres cristallins différents, et ont pris en compte les dislocations qui relaxent l'énergie élastique.

- La couche tampon d'argent déposée sur le substrat $MgO(001)$ dans les cellules de Knudsen avec une vitesse de croissance de $1 \text{ \AA}/s$. La croissance de la couche d' Ag sur un substrat de MgO était étudiée dans plusieurs travaux [89, 90, 91]. L' Ag s'épitaxie sur le $MgO(001)$ suivant la relation $Ag(001) \langle 001 \rangle // MgO(001) \langle 001 \rangle$ qui favorise bien la bonne croissance épitaxiale.

- La croissance de métaux de transition sur une surface de silicium (100) conduit à la formation de siliciures. Or, les propriétés magnétiques de ces siliciures sont différentes de celles des métaux de transition qui les composent et, de plus, elles sont peu connues. Leur présence conduit, donc, à une contribution parasite qu'il est nécessaire d'éliminer si on veut connaître le mieux possible la nature du métal magnétique en présence. Il est donc nécessaire de déposer une couche tampon métallique non magnétique qui soit en surface dans une phase métallique pure afin de minimiser le risque de formation d'un siliciure lors du dépôt de la couche magnétique. Pour nos échantillons nous avons choisi la couche tampon d'Argent. La croissance de l'argent sur un substrat de silicium est très sensible à l'état de la surface et notamment à sa reconstruction et selon les cas, la croissance peut être soit de type Frank van der Merwe ou de type Stranski-Krastanov avec des îlots très plats. A haute température, l'argent ne se diffuse pas dans le silicium et il forme une interface abrupte [92].

7-2-2- COUCHE ESPACÉE DE CHROME

Le chrome est un élément avec une structure cristalline de type bcc simple, les moments magnétiques sous une forme dites Ondes de densité spin (il y a une répétition périodique des moments magnétiques séquence) c'est la clé du magnétisme de Cr , beaucoup unique par rapport aux autres métaux $3d$ comme Ni, Co ou Fe qui ont un ordre ferromagnétique. Le but principal de notre déposition de la couche de Cr , est d'étudier l'effet de cette couche sur les propriétés magnétiques et structurales des échantillons déposés sur le substrat $MgO(001)$. On a évaporé la couche de Cr par un bombardement électronique avec une vitesse de croissance de $0,3 \text{ \AA}/s$. L'épaisseur de cette couche été fixe et égale à 75 \AA . La croissance de la couche de Cr sur le substrat monocristallin MgO se fait avec une relation épitaxial $Cr(001) \langle 110 \rangle // MgO(001) \langle 100 \rangle$, ce qui indique qu'il y a une rotation de 45° entre ces dernières, et confirme une bonne qualité de surface [84, 22]. Le travail de Kunn et al., [84, 85, 86] confirme aussi ces résultats.

7-2-3- COUCHE MAGNETIQUE DE FER

Le fer est un matériau ferromagnétique le plus courant utilisé dans la vie quotidienne. Le Fe adopte une structure cubique centrée (cc) avec un paramètre de maille $a = 2,866 \text{ \AA}$ (figure II-09), Les couches de fer sont évaporées par bombardement électronique (tension $10,6KV$ et courant $1,7A$) avec une vitesse de croissances de $0,3 \text{ \AA}/s$, l'épaisseur de cette couche est fixée a 300 \AA .

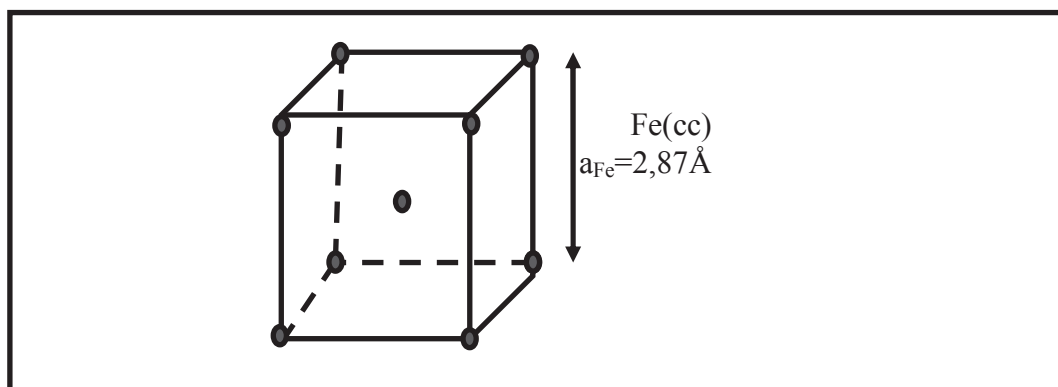


Figure II-09 : Schéma du cristal de *Fe* .

7-3- CHOIX DE L'ÉPAISSEUR

En ce qui concerne l'épaisseur de la couche tampon nécessaire à l'obtention d'une couche tampon optimale ; l'influence de l'épaisseur sur la qualité de la couche tampon n'est pas clairement établie, mais il est vraisemblable que l'état de surface du *MgO* est d'une grande importance.

Nous avons choisi de déposer des épaisseurs variables pour la couche d'*Ag* de 0 à 150 \AA pour consacrer l'effet de cette épaisseur sur les propriétés magnétiques et structurales des bicouches *Fe/Ag* .

8- CONCLUSION

La technique d'épitaxie par jet moléculaire ou MBE nous a permis de fabriquer des structures artificielles de couches minces magnétiques ayant de bonne qualité cristallographique et de faible rugosité d'interface.

En effet, l'intérêt aux croissances épitaxiales et aux défauts contrôlés s'est accru ces

dernières années, puisque ces modes de croissances et les types des substrats utilisés et leurs relations avec la rugosité des surfaces et/ou des interfaces, présentant une modulation topologique particulière, induisent des propriétés structurales et magnétiques intéressantes comme nous le verrons dans le chapitre suivant. En plus de l'exploitation de mêmes systèmes avec différents substrats, les échantillons réalisés nous ont permis de suivre l'évolution de leurs propriétés physiques. Nous nous sommes particulièrement intéressé à celle de l'anisotropie en fonction de la condition de dépôt, des épaisseurs de la couche tampon d' *Ag* et de la couche magnétique de *Fe*.

Chapitre III

Résultats et discussions



1- INTRODUCTION

Il était intéressant de réaliser des systèmes des multicouches magnétiques épitaxiales de haute qualité des surfaces et des interfaces avec des propriétés structurales et magnétiques différentes comme la rugosité des surfaces et l'aimantation perpendiculaire [4,5,6]. Actuellement les systèmes Fe/Ag et Cr/Fe sont des systèmes typiques d'un comportement plus différent durant la croissance, ce qui donne avec raison des plus différentes caractérisations structurales et magnétiques. Dans ce travail, nous avons utilisé la croissance des couches minces Fe/Ag sur deux types de substrats afin d'extraire la contribution de la topologie du substrat sur les propriétés magnétiques induites. Nous avons eu recours à deux types de substrats afin d'obtenir trois types d'échantillons avec des caractéristiques structurales et magnétiques différentes. Les trois types d'échantillons ont été élaborés par EJM avec la même couche tampon d'un matériau non magnétique Ag : Les deux premiers types d'échantillons ont été préparés sur un substrat monocristallin de $MgO(001)$ et l'autre, sur un substrat polycristallin de $Si(100)/SiO_2$. La seule différence entre les deux premiers types c'est par l'introduction d'une deuxième couche tampon du chrome directement sur le substrat $MgO(001)$ dans le 2^{ème} type, ceci, pour voir aussi l'influence de cette couche sur les propriétés structurales et magnétique de la couche de Fe .

Donc nous avons réalisé trois types d'échantillons qui sont définis de la manière suivante :

- 1^{er} type:** $Ag (20 \text{ \AA}) / Fe (300 \text{ \AA}) / Ag (t_{Ag} = 0 - 150 \text{ \AA}) // MgO (001)$
2^{ème} type: $Ag (20 \text{ \AA}) / Fe (300 \text{ \AA}) / Ag (t_{Ag} = 0 - 150 \text{ \AA}) / Cr (75 \text{ \AA}) // MgO (001)$
3^{ème} type: $Ag (20 \text{ \AA}) / Fe (300 \text{ \AA}) / Ag (t_{Ag} = 0 - 150 \text{ \AA}) // SiO_2 / Si (100)$

Nous avons utilisé $MgO(001)$ et $Si(100)$ comme des substrats car ils ont des propriétés intrinsèques très différentes, ce qui nous permettra par la suite de mieux comprendre l'influence du substrat sur les propriétés structurales et magnétiques induites sur une seule couche magnétique de fer.

2-1- LES RESULTATS DES PROPRIÉTÉS STRUCTURALES OBTENUS PAR LA DIFFRACTION DES RAYONS X POUR LES ECHANTILLONS DU 1^{ER} TYPE

2-1-1- LA DIFFRACTION AUX PETITS ANGLES

Les spectres de diffraction du rayon X aux faibles angles dans la géométrie $\theta - 2\theta$ sont présentés dans la (figure III-01), avec les épaisseurs de la couche d'argent suivantes: $t_{Ag} = 0,50,100,150\text{Å}$.

On observe que le nombre des Franges Kiessig diminue avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche tampon jusqu'à l'épaisseur de 100Å et revienne pour croître jusqu'à l'épaisseur de la couche tampon 150Å .

Donc, il résulte que les échantillons ont des ordres de rugosité différente ou on trouve un échantillon avec des couches plus lisses (la rugosité minimum) et des interfaces de haute qualité pour un nombre de Kiessig plus grand, par exemple : Entre les échantillons d'épaisseur $t_{Ag} = 0$ et $t_{Ag} = 100\text{Å}$, on observe que l'échantillon dont $t_{Ag} = 0\text{Å}$ a une très bonne qualité d'interface que l'échantillon $t_{Ag} = 100\text{Å}$, parce que le nombre de franges Kiessig est grand dans la première [93,94,95], que les franges Kiessig pour $t_{Ag} = 100\text{Å}$ qui sont presque nuls (n'apparaissent pas), la rugosité revient à diminuer pour l'échantillon $t_{Ag} = 150\text{Å}$, ce qui va influencer les propriétés magnétiques.

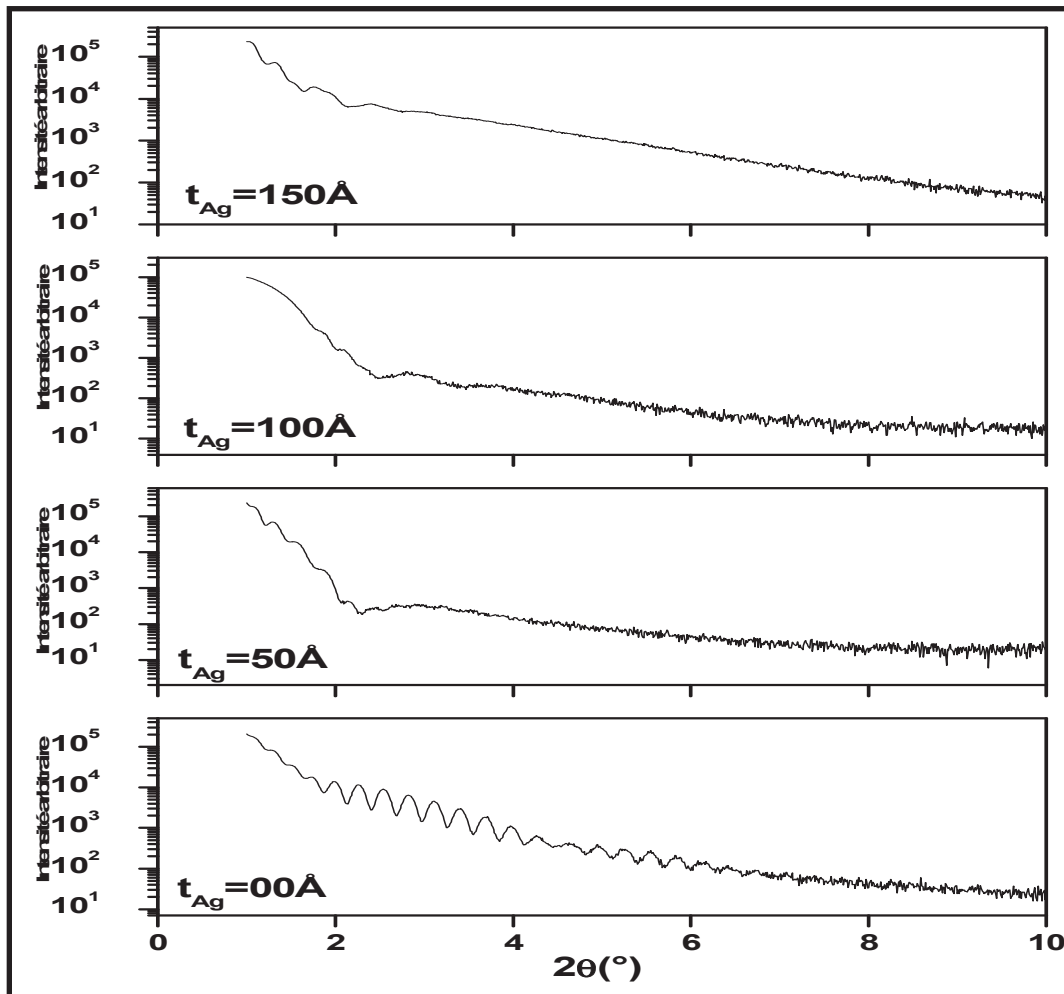


Figure III-01 : Spectre de rayons X aux petits angles pour les échantillons

$Ag(20\text{Å}) / Fe(300\text{Å}) / t_{Ag}(0 - 150\text{Å}) // MgO(001)$

2-1-2- ROCKING SCAN

Les courbes Rocking de diffraction aux faibles angles, relatives à tous les échantillons sont représentées dans la figure III-02, qui est constituées d'un pic aigu ou l'intensité de ce pic est en fonction de la variation de l'épaisseur d'argent.

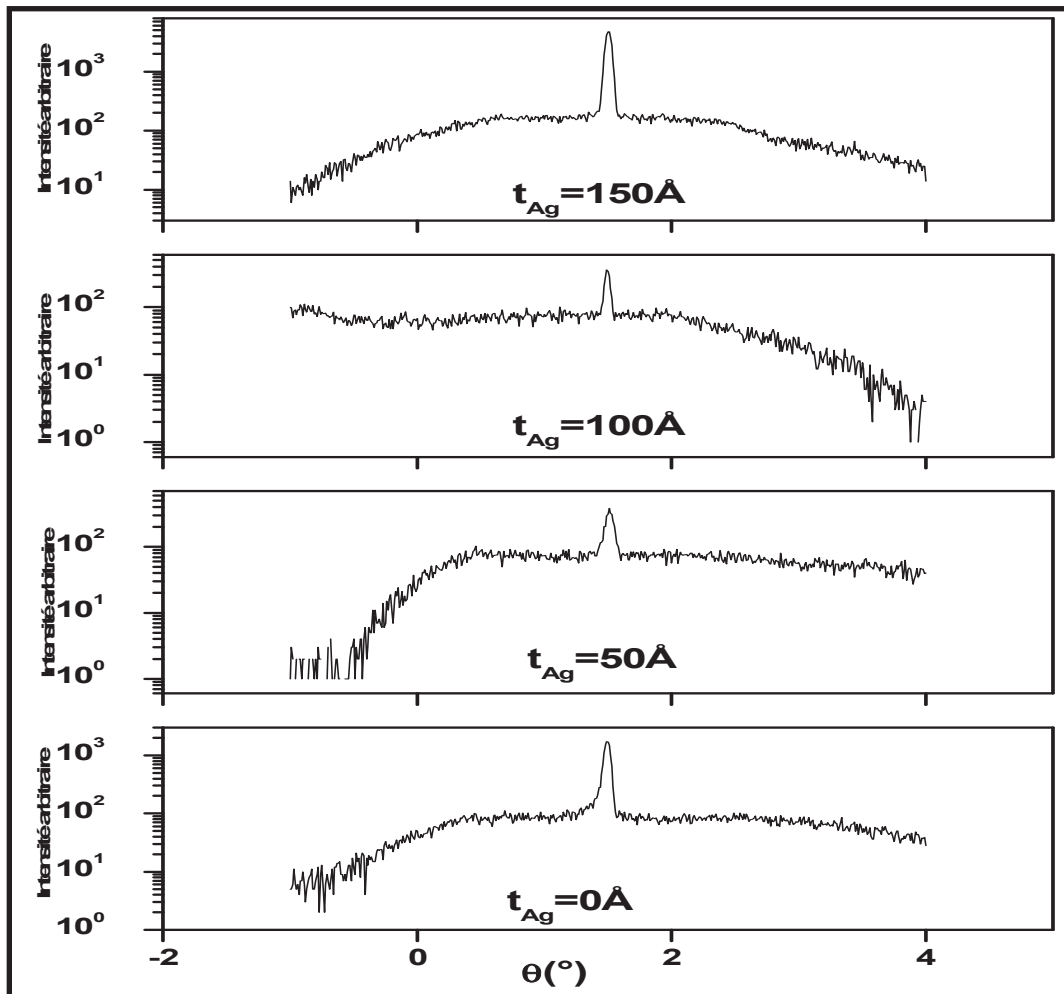


Figure III-02 : Spectre de Rocking Scan pour les échantillons

$$Ag(20\text{Å}) / Fe(300\text{Å}) / t_{Ag} (0 - 150\text{Å}) // MgO(001)$$

On constate que ce pic est plus intense dans le cas de $t_{Ag} = 0\text{Å}$ que pour $t_{Ag} = 150\text{Å}$, ce qui confirme que la rugosité d'interface est variée en fonction de l'augmentation de l'épaisseur de la couche tampon [94].

A partir des courbes rocking, nous avons dessiné la courbe de rapport d'intensité I_b/I_p de la valeur base et la valeur aigu de la courbe Rocking relatif à tous les épaisseurs de t_{Ag} (figure III-03), ou il est indiquée que la valeur de I_b/I_p est plus faible pour l'épaisseur 150Å ($I_b/I_p = 0.036$) [93, 94] que $t_{Ag} = 00\text{Å}$ ($I_b/I_p = 0.55$) ce qui confirme qu'on

à de très bonne échantillon . On observe que le rapport I_b/I_p a une valeur maximale pour $t_{Ag} = 100\text{\AA}$ ($I_b/I_p = 6.54$) ce qui nous informe qu'on a d'un échantillon rugueux.

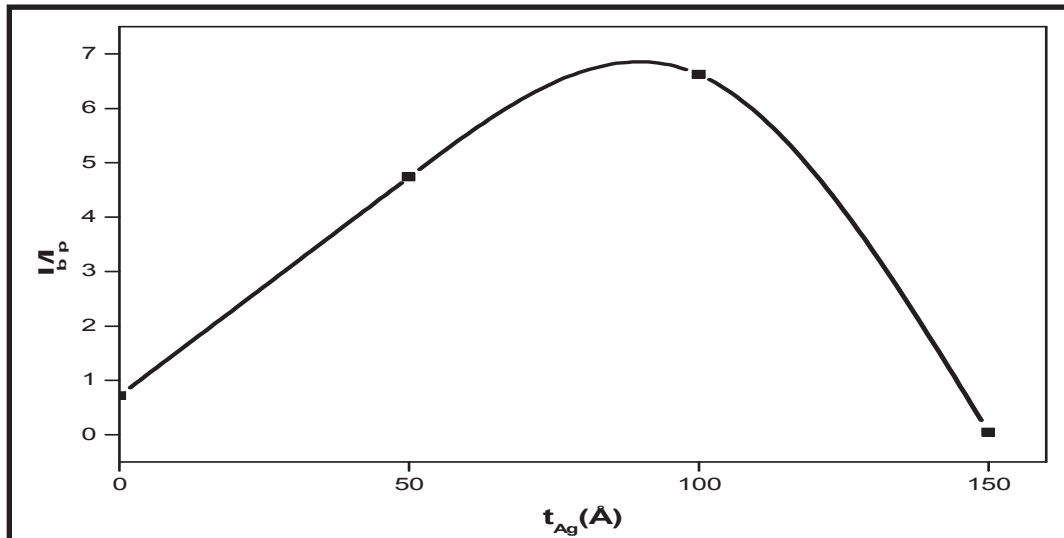


Figure III-03 : La dépendance du rapport d'intensité avec l'épaisseur t_{Ag} (Å)

2-1-3- LA DIFFRACTION AUX GRANDS ANGLES

Les spectres de diffraction des rayons X aux grands angles, sont représentés dans la (figure III-04)

- On observe l'apparition des pics de Bragg du réseau cristallin $Ag(002)$, $Fe(002)$ et $MgO(002)$ dans tous les spectres, et ils conservent le même ordre d'intensité théorique $I_{MgO}=100\% > I_{Ag}=40\% > I_{Fe}=5\%$, et ne dépendent que de l'épaisseur t_{Ag} ce qui indique que tous les échantillons de ce type croissent en mode épitaxial.
- On observe que le pic $Fe(002)$ de l'échantillon d'épaisseur $t_{Ag} = 0\text{\AA}$ est plus intense que celui relatif à l'échantillon d'épaisseur $t_{Ag} = 100\text{\AA}$, l'une des raisons de cette

diminution dans l'intensité est peut être liée à une forte interdiffusion atomique de la couche de fer dans l'argent durant la croissance.

- On observe que l'échantillon dont l'épaisseur est égale à 0Å , admet plusieurs pics satellites, qui confirment la bonne qualité de l'interface de cette couche. L'analyse de ce type de spectres a été rapportée avec plus de détails dans d'autres travaux [96, 97].

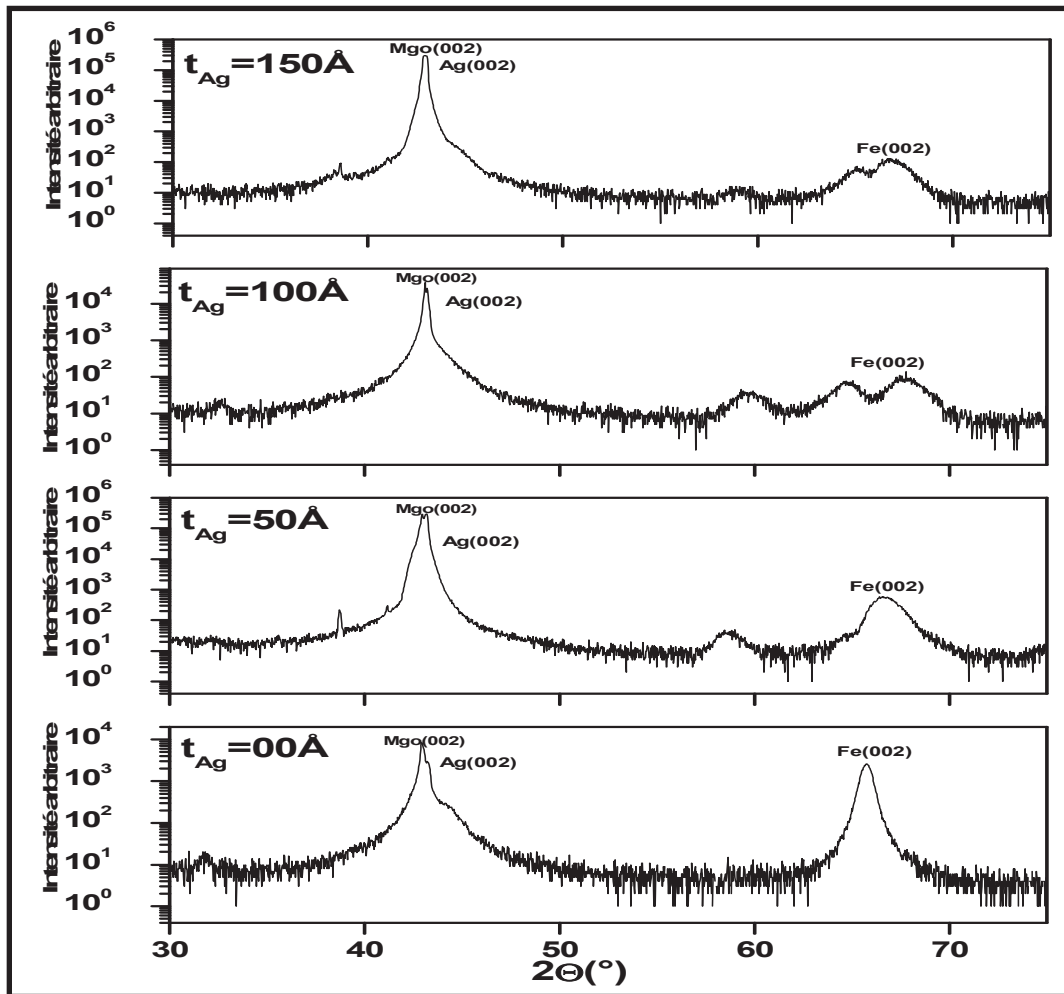


Figure III-04 : Spectre de rayons X aux grands angles pour les échantillons

$$Ag(20\text{Å}) / Fe(300\text{Å}) / t_{Ag} (0 - 150\text{Å}) // MgO(001)$$

2-2- LES RESULTATS DES PROPRIÉTÉS MAGNETIQUES POUR LES ECHANTILLONS DE 1^{ER} TYPE

Dans cette partie, nous présentons les résultats de la mesure des cycles d'hystérésis obtenus par MOKE (magnéto optique à effet de Kerr) à 300K, pour les couches minces $Ag(20\text{\AA})/Fe/t_{Ag}(\text{\AA})//MgO$ avec un champ magnétique appliqué le long des directions $\langle 100 \rangle$ et $\langle 110 \rangle$ de la couche de Fe .

La figure III-05 représente un exemple de cycle d'hystérésis de l'échantillon dont $t_{Ag} = 100\text{\AA}$, mesuré à 300K avec un champ magnétique appliqué le long de deux directions $\langle 100 \rangle$ et $\langle 110 \rangle$ de Fer.

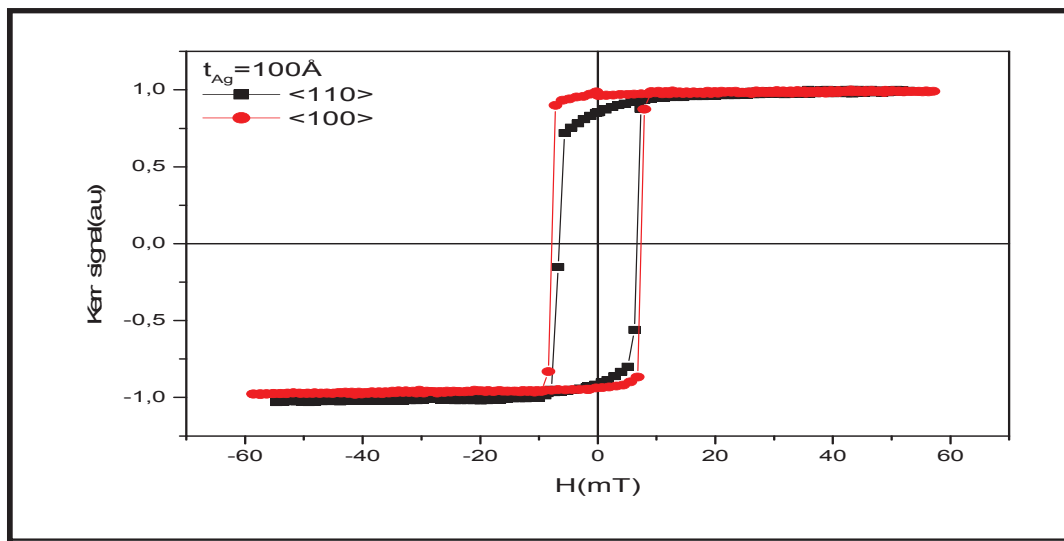


Figure III-05 : Le cycle d'hystérésis pour $t_{Ag} = 100\text{\AA}$, avec un champ magnétique appliqué parallèlement aux directions $\langle 100 \rangle$ et $\langle 110 \rangle$

- La grande valeur de champ coercitif dans le cas de la direction $\langle 100 \rangle$ que dans la direction $\langle 110 \rangle$ indique une grande anisotropie uniaxiale dans le plan.

- L'anisotropie de forme, ou de champ démagnétisant est supérieure à l'anisotropie d'interface et maintient la valeur d'aimantation dans le plan des couches.
- Les cycles d'hystérésis des différents échantillons dont des épaisseurs de la couche tampon d'argent t_{Ag} varient entre 0Å et 150Å avec un champ magnétique externe, appliqué le long des directions $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ de couche de fer sont représentés dans la figure III-06.

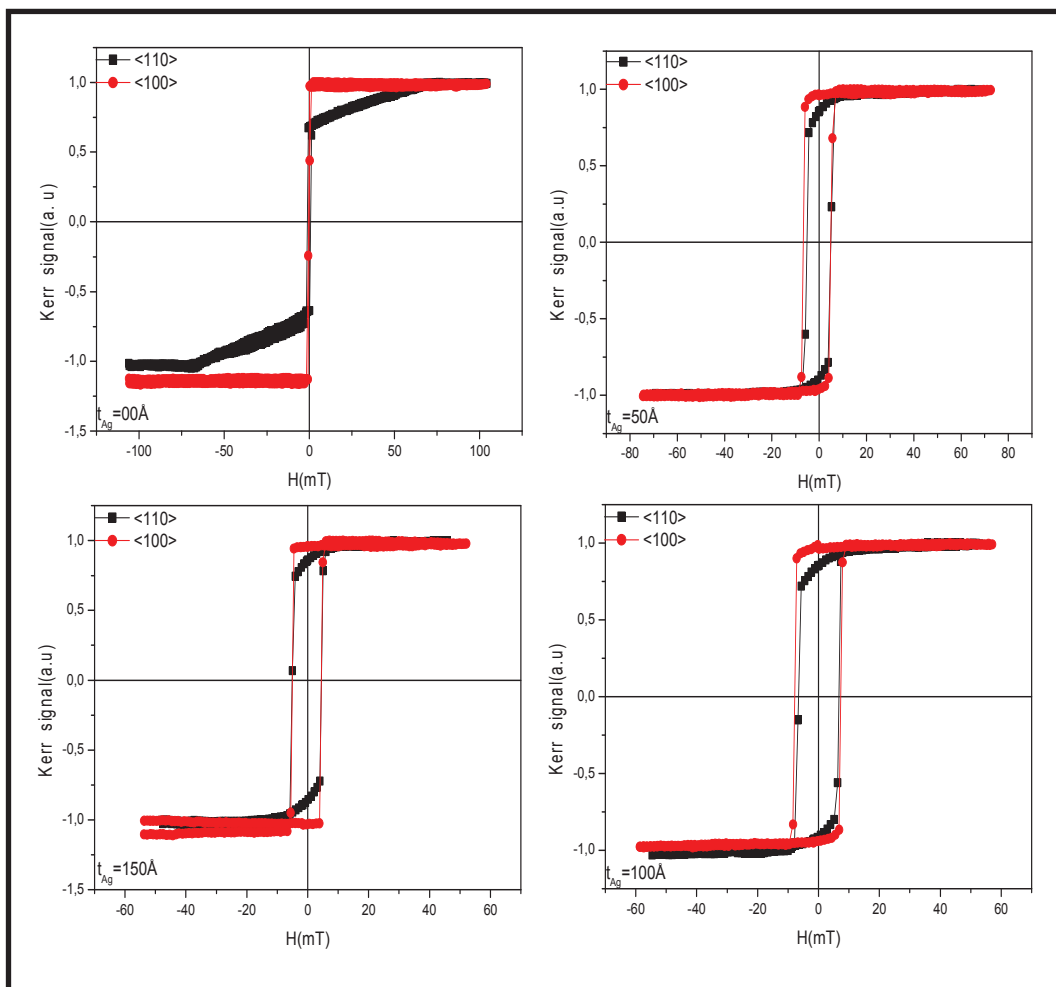


Figure III-06 : Les courbes d'hystérésis des échantillons

$Ag(20\text{Å})/t_{Ag}(0-150\text{Å})/Fe(300\text{Å})//MgO$, avec un champ magnétique appliqué parallèlement aux directions $\langle 100 \rangle$ et $\langle 110 \rangle$

- On observe que le comportement magnétique des échantillons est indépendant de l'épaisseur de la couche tampon, où on trouve pour tous les épaisseurs que l'aimantation est saturée plus rapidement dans les cas du champ magnétique appliqué le long de la direction $\langle 100 \rangle$ que dans le cas de direction $\langle 110 \rangle$, ce qui indique dans tous les échantillons que l'axe d'aimantation facile est $\langle 100 \rangle$.
- On observe que le champ coercitif pour tous les échantillons dans le cas de la direction $\langle 100 \rangle$ du champ magnétique a des valeurs grandes que dans le cas de $\langle 110 \rangle$, ce qui signifie qu'il y a une anisotropie uniaxiale dans le plan [98, 99, 93, 94]. Mais ces valeurs ne correspondent qu'aux épaisseurs de la couche tampon t_{Ag} figure III-07, ou dans le cas de direction $\langle 100 \rangle$, H_c augmente de $7.32mT$ à $t_{Ag} = 100\text{Å}$ et décroît à $4.65mT$ pour $t_{Ag} = 150\text{Å}$, ce résultat indique que le champ coercitif augmente en fonction de la rugosité [98], et est plus sensible des propriétés structurales locales de couche, se confirmant avec les mesures de la diffraction du rayons X et les résultats de Yang et al [100] (figure III-08).

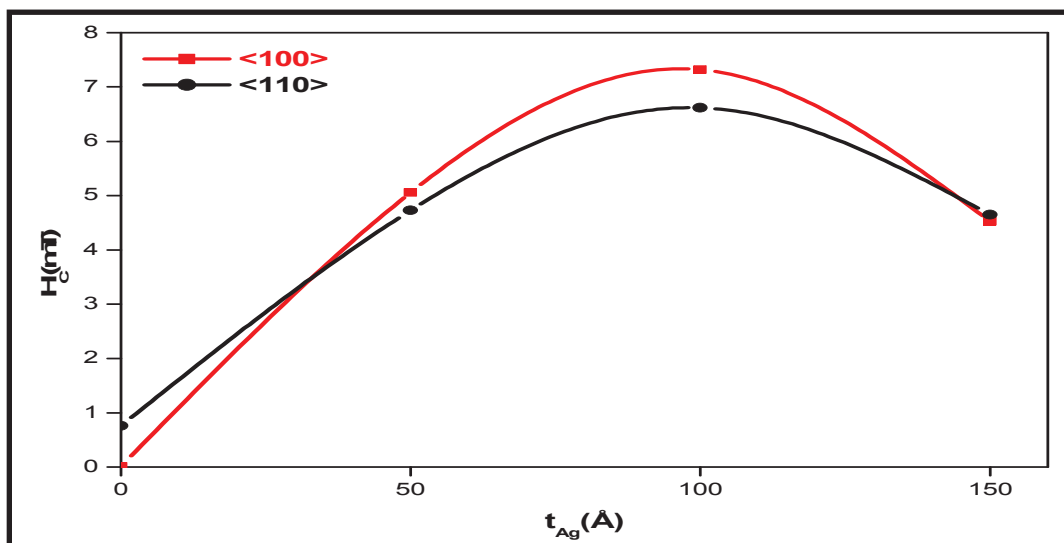


Figure III-07: Le champ coercitif dans les cas des directions $\langle 100 \rangle$ et $\langle 110 \rangle$ [93, 94]

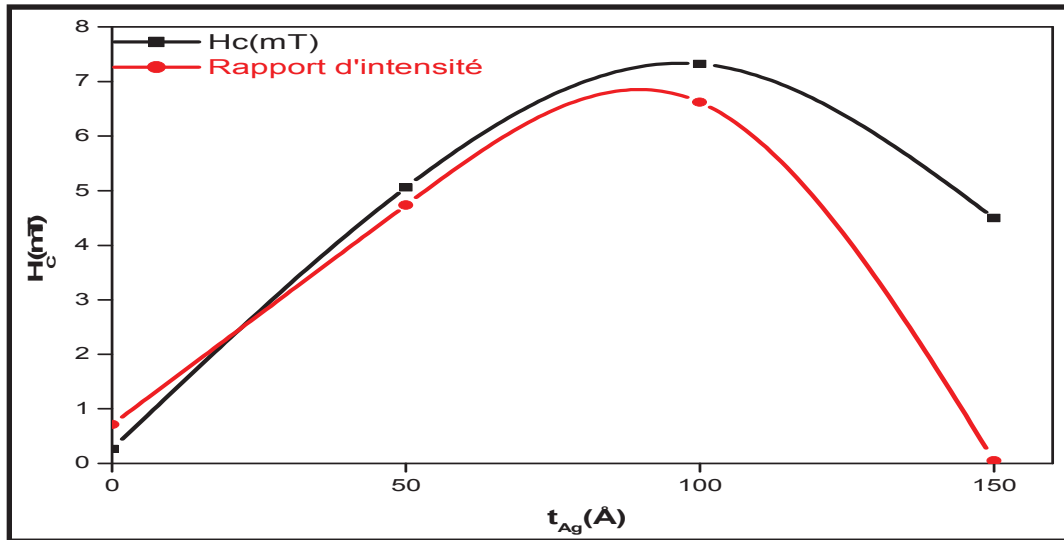


Figure III-08 : La dépendance du champ coercitif et le rapport d'intensité avec l'épaisseur de la couche tampon d'argent [93,94].

Donc nous pouvons conclure que, la croissance de la couche de *Fe* dépend de l'épaisseur de la couche tampon d'*Ag* : Ou on observe que :

- Si La couche de *Fe* déposée directement sur le substrat : le *Fe* s'épitaxie sur le *MgO*(001) suivant la relation $Fe(001) <110> // MgO(001) <100>$ (figure III-09). Les mailles de *Fe* et de *MgO* sont donc orientées à 45° l'une par rapport à l'autre [22, 93, 94, 101-103] (figure III-10) : l'axe $<110>$ du *Fe* est parallèle à l'axe $<100>$ du *MgO* montrant une surface de *MgO* relativement plane et comme cela est illustré à la figure III-10. Dans cette configuration, le désaccord paramétrique est faible et vaut -0.32 , ce qui favorise bien la croissance épitaxiale [104]. Ceci a été confirmé dès 1973 par Kanaji et ses collaborateurs [105, 106]. Ils ont également montré par LEED (Low Energy Electron Diffraction) que la structure des premières couches de *Fe* est tétragonale centrée et devient cubique centrée à partir de huit plans atomiques (presque $11,48 \text{ \AA}$).

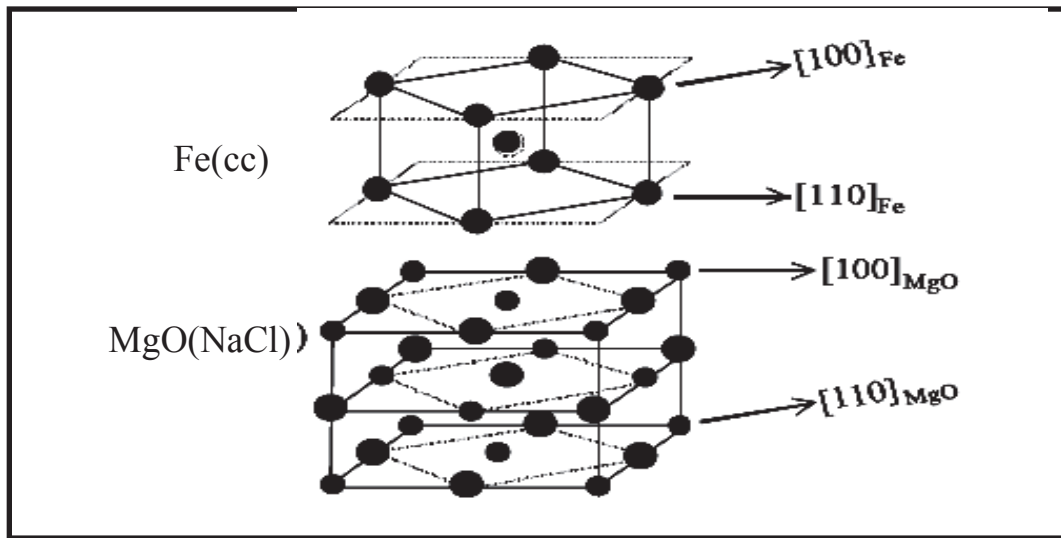


Figure III-09 : Schéma montrant l'empilement respectif des atomes de *Fe* sur ceux du *MgO* (*Mg* en gris et *O* en clair) [87].

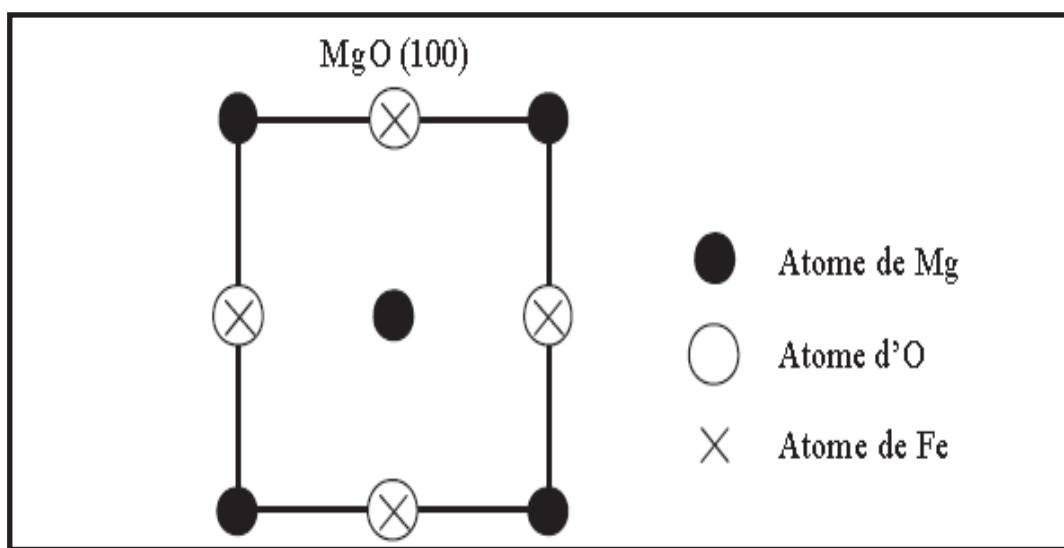


Figure III-10 : Structure du plan (001) du *MgO*, Les atomes de la couche de *Fe* sont symbolisés par des croix et se superposent aux atomes d'*O* [87].

- Dans le cas d'épitaxie du système Fe/Ag sur le $MgO(100)$ qui a été étudiée notamment par Rickart et al. [107] et Bürgler et al. [108]. On note que la croissance du $Fe(cc)$ sur $Ag(fcc)(a_{Ag} = 4,085 \text{ \AA})$ est bien connue : $Fe(001) < 001 > // Ag(001) < 110 >$ [109]. Le désaccord de maille n'est alors que de 0,8% [110]. De plus, Fe et Ag sont connus pour leur non miscibilité, d'où une faible diffusion inter faciales [111]. Donc l'utilisation d'une couche de 300 \AA de Fe améliore fortement la croissance de la couche d' Ag [85] qui mène à une croissance bidimensionnelle de l' Ag jusqu'à 50 plans atomiques (soit approximativement 100 \AA), qui sera la situation idéale pour le dépôt d'une couche de Fe .

2-3- LES RESULTATS THEORIQUES (CALCULE DES CONSTANTES D'ANISOTROPIE)

Pour déterminer les constantes d'anisotropie, on utilise l'expression analytique de la densité d'énergie magnétique :

$$E = E_c + E_u + E_f + E_z \dots \dots \dots (III-1)$$

Où

$E_c = K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_3^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2) + K_2(\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2)$: L'énergie d'anisotropie magnéto - cristalline.

$E_u = K_u \sin^2 \varphi_m$: L'énergie d'anisotropie uniaxiale

$E_f = 2\pi M^2 \cos^2 \theta$: L'énergie de forme.

$E_z = -M \cdot H$: Energie de Zeeman.

Donc l'expression (III-1) devient :

$$E = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_3^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) + K_u \sin^2\varphi_m + 2\pi M^2 \cos^2\theta - M \cdot H \dots (III-2)$$

Où :

K_1, K_2 : sont les constantes d'anisotropie magnéto-cristalline.

φ_m : L'angle entre l'aimantation et la direction $\langle 110 \rangle$.

φ : L'angle entre l'aimantation et la direction $\langle 100 \rangle$.

α_i : Sont les cosinus vecteur de l'aimantation.

K_u : Est la constante d'anisotropie uniaxiale qui est orientée le long de la direction $\langle 100 \rangle$ du Fer.

φ_H : Représente l'angle entre le champ et la direction $\langle 100 \rangle$.

La (figure III-11) représente la position de l'aimantation et le champ, par rapport aux axes cristallins $\langle 100 \rangle, \langle 110 \rangle$.

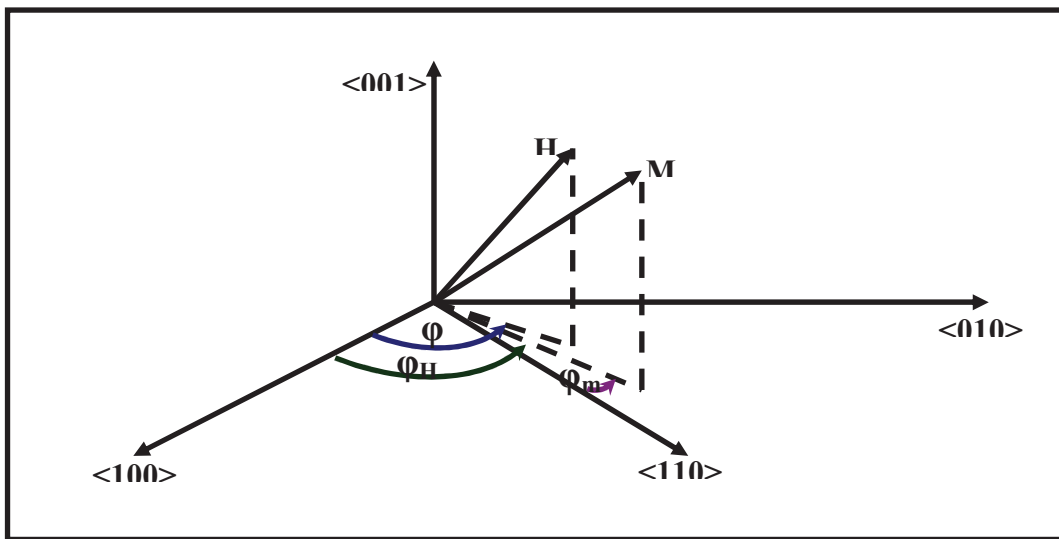


Figure III-11 : Position de l'aimantation et le champ par rapport aux axes cristallins.

Pour le cas d'aimantation dans le plan, On a alors $\theta = \pi/2$, donc le deuxième terme de E_c est négligeable ou K_2 pour le Fe est plus inférieure que K_1 et aussi l'énergie de forme $E_f = 0$.

Donc, On observe que l'énergie E contient un terme supplémentaire dont l'expression dépend du champ appliqué, comme présenté dans les deux équations suivantes :

$$\begin{cases} E^{<100>} = -M_s \cdot H \cos\varphi + \frac{1}{4} K_1 \sin^2 2\varphi + K_u \sin^2 \varphi, \text{ Pour } H // <100> \dots\dots\dots (III-3) \\ E^{<110>} = -M_s \cdot H \cos(\varphi - \pi/4) + \frac{1}{4} K_1 \sin^2 2\varphi + K_u \sin^2 \varphi, \text{ Pour } H // <110> \dots\dots\dots (III-4) \end{cases}$$

Pour obtenir les constantes d'anisotropies K_1 et K_u on introduit le champ de saturation au voisinage de saturation, l'angle φ et proche de 0.

Donc, les expressions (III-3) et (III-4) deviennent:

$$\begin{cases} E^{<100>} = -M_s \cdot H (1 - \frac{\varphi^2}{2}) + K_1 \varphi^2 + K_u \varphi^2 \dots\dots\dots (III - 5) \\ E^{<110>} = -M_s \cdot H (1 - \frac{\varphi^2}{2} + \varphi) + K_1 \varphi^2 + K_u \varphi^2 \dots\dots\dots (III - 6) \end{cases}$$

Le champ de saturation est le champ qui annule l'argument entre parenthèses dans les expressions de l'ensemble précédent.

Dans ce cas, il faut écrire :

$$\begin{cases} M_s \cdot H_s^{<100>} + 2K_1 - 2K_u = 0 \dots\dots\dots (III - 7) \\ M_s \cdot H_s^{<110>} - 2K_1 - 2K_u = 0 \dots\dots\dots (III - 8) \end{cases}$$

La solution de ce système d'équations donne les constantes d'anisotropie K_1 et K_u .

$$K_1 = \frac{1}{4} M_s \Delta H_s \dots\dots\dots (III - 9)$$

$$K_u = \frac{1}{4} M_s \sum H_s \dots\dots\dots (III - 10)$$

Où :

$$\Delta H_s = H_s^{<110>} - H_s^{<100>} \dots\dots\dots(III-11)$$

$$\sum H_s = H_s^{<110>} + H_s^{<100>} \dots\dots\dots(III-12)$$

On peut trouver aussi :

$$\frac{K_1}{K_u} = \frac{\Delta H_s}{\sum H_s} \dots\dots\dots(III-13)$$

$$H_u = \frac{2K_u}{M_s} \dots\dots\dots(III-14)$$

Pour nos échantillons, les valeurs des constantes d'anisotropie représentées dans le (tableau III-01).

Tableau III-01 : les valeurs des constantes d'anisotropies K_1, K_u et le champ d'anisotropie H_u en fonction de l'épaisseur $t_{Ag} (\text{Å})$

$t_{Ag} (\text{Å})$	$H_s (\text{tesla})$		$K_1 (\text{ergs/cm}^3)$	$K_u (\text{ergs/cm}^3)$	$H_u (\text{KOe})$
	$<100>$	$<110>$			
0	0,0056	0,0999	$4,03.10^5$	$4,51.10^5$	0,53
50	0,0147	0,0587	$1,88.10^5$	$3,14.10^5$	0,37
100	0,0127	0,0444	$1,36.10^5$	$2,44.10^5$	0,28
150	0,0130	0,0450	$1,38.10^5$	$2,48.10^5$	0,30

Où $M_s = 1710 \text{ emu/cm}^3$, Chemam et al. [94, 99], Utilisaient la même valeur de M_s pour obtenir le champ d'anisotropie H_u des super réseaux Fe/Ag .

- Il est clair selon ce tableau, que chacune de ces constantes d'anisotropie et le champ d'anisotropie varie en fonction de t_{Ag} .
- En effet, si l'on commence par la constante d'anisotropie magnéto cristalline K_1 , on observe que sa valeur est $4.03 \cdot 10^5 \text{ ergs/cm}^3$ en l'absence de la couche tampon d'argent ($t_{Ag} = 0 \text{ \AA}$). Cette valeur est proche de celle du fer massif ($4.2 \cdot 10^5 \text{ ergs/cm}^3$) [1,7,12,13,16-18], elle diminue en fonction de l'augmentation de l'épaisseur t_{Ag} (figure III-12) jusqu'à l'épaisseur $t_{Ag} = 100 \text{ \AA}$, et elle revient à augmenter à $1.38 \cdot 10^5 \text{ ergs/cm}^3$ pour l'épaisseur $t_{Ag} = 150 \text{ \AA}$ ce qui confirme les résultats de la diffraction du rayons X et il est montré que la diminution de la constante K_1 varie inversement selon l'augmentation de la rugosité d'interface.
- Les mêmes remarques sont réalisées pour la constante d'anisotropie uniaxiale K_u (figure III-12) et le champ d'anisotropie H_u , où l'on constate qu'il possède une valeur maximum (0.53 kOe) pour $t_{Ag} = 0 \text{ \AA}$, où cette valeur est égale à la valeur du Fe massif (0.52 kOe). Ensuite, cette valeur est diminuée inversement en fonction de l'augmentation de l'épaisseur de la couche tampon, jusqu'à une valeur minimum (0.28 kOe) pour $t_{Ag} = 100 \text{ \AA}$, Ensuite elle est augmentée à nouveau et possède la valeur 0.30 kOe pour $t_{Ag} = 150 \text{ \AA}$. C'est ce que démontre la (figure III-13). Cette variation est le résultat de la rugosité d'interface des couches, qui est augmentée en fonction de l'épaisseur de la couche tampon d'argent.

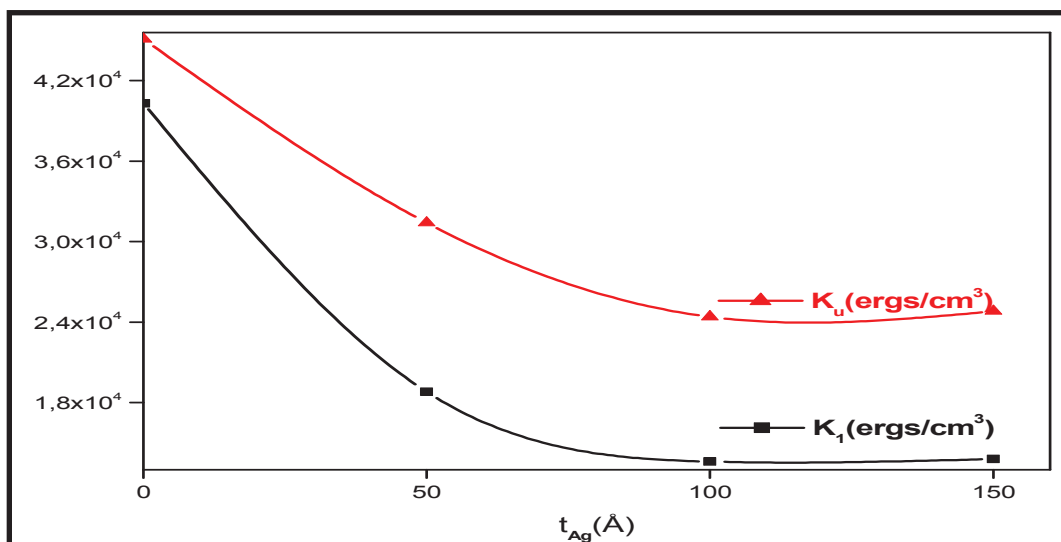


Figure III-12: Variation des constantes d'anisotropie en fonction de l'épaisseur de t_{Ag} (Å)

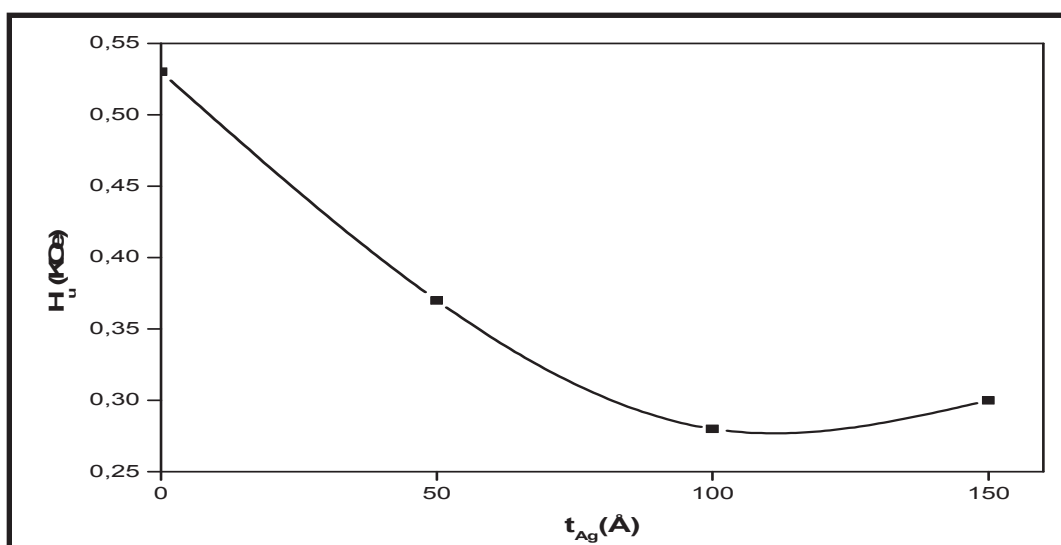


Figure III-13 : Variation du champ d'anisotropie en fonction de t_{Ag} (Å)

2-4- CONCLUSION

Au vue des résultats structuraux obtenus par les diffractions des rayons X aux petits angles et aussi aux grands angles, nous pouvons dire que ce premier type dont les relations d'épitaxie qui existent entre le substrat de $MgO(001)$, la couche tampon d' Ag et le Fer sont:

$$Fe(001) \langle 110 \rangle // Ag(001) \langle 100 \rangle // MgO(001) \langle 100 \rangle$$

$$Fe(001) \langle 100 \rangle // Ag(001) \langle 110 \rangle // MgO(001) \langle 110 \rangle$$

La variation de l'épaisseur influe sur les propriétés magnétiques de la couche de Fe, comme attesté par ailleurs, dans le décalage du raie de Bragg de ce matériau. Ce qui indique qu'il y a des contraintes lors de la croissance des couches. Toujours, la forme de cycle d'hystérésis correspondant à la variation de t_{Ag} , où nous avons trouvé qu'il y a une anisotropie dans le plan et les valeurs différentes de la rugosité corrélée toujours à ces épaisseurs mener à une variation du champ coercitif par rapport a la variation de t_{Ag} .

Les valeurs de K_1 et H_u de la couche mince de fer sont très différentes de celles de l'état massif que nous avons trouvé dans le cas d'absence de la couche tampon. Ce qui indique qu'il y a une rugosité d'interface [94] et une interdiffusion entre la couche d'argent et la couche de fer, résultants de la croissance tridimensionnel de la couche d' Ag sur le substrat monocristallin $MgO(001)$, ce qui nous donne des informations autour de la relation de la rugosité de surface et/ ou des interfaces avec la variation de l'épaisseur de la couche tampon d'argent, qui a une influence sur les propriétés structurales et magnétiques des couches minces étudiées.

Nous avons donc été obligé, à aborder la croissance d'une nouvelle couche tampon (une couche de chrome Cr) pour minimiser la rugosité de surfaces et/ou d'interfaces des couches élaborées. Cette approche va faire l'objet d'une nouvelle étude structurale et magnétique.

3- LES RESULTATS OBTENUS POUR LES ECHANTILLONS DE 2^{EME} TYPE

La structure de couche mince *Ag* déposée sur le substrat *MgO*(001) a été étudiée dans plusieurs travaux par plusieurs auteurs, pour ne citer entre autres : P. Guenard, O. Robach et J. A. Venables qui ont montré que la croissance de la couche tampon d' *Ag* se fait avec des contraintes et des dislocations dans les interfaces orientées le long de la direction $\langle 110 \rangle$ [89-92]. Par contre, la croissance des couches *Fe* et *Cr* sur le substrat monocristallin d' *MgO* se fait avec une bonne épitaxie que la couche d' *Ag* [84]. Etienne et al, ont montré que la croissance de la couche de *Fe* sur *Ag* se fait en mode 3D (Croissance en ilots) ou en d'autre terme, une surface plus rugueuse de la couche de *Fe* [62]. La même chose a été trouvée pour la croissance de la couche d' *Ag* sur le *Fe* déposée sur un substrat *GaAs*(001) pour une épaisseur inférieure à 1000 \AA [112].

Dans cette partie, nous allons présenter les résultats obtenus pour les échantillons de 2^{ème} type (*Ag*(20 \AA)/*Fe*(300 \AA)/*Ag*($t_{Ag} = 0 - 150 \text{ \AA}$)/*Cr*(75 \AA)//*MgO*(001)).

Ces résultats sont plus importants, pour bien comprendre l'influence de l'introduction de la couche espacée de *Cr* sur les propriétés structurales et magnétiques des couches *Fe/Ag* déposées sur le substrat monocristallin *MgO*(001)

3-1- LES RESULTATS DES PROPRIÉTÉS STRUCTURALES

3-1-1- LES RELATIONS EPITAXIALES

Comme la couche de *Fe* et la couche de *Cr* dont la même structure cristallographique avec des paramètre de maille très proche (2.866 pour le *Fe*, 2.885 pour le *Cr*) (tableau II-

02), l'épitaxie de la couche de *Fe* sur le *Cr* ce fait par un désaccord de maille très petit ($\frac{\Delta a}{a} = -0.006$), et mener a une seule relation épitaxial entre elle, représenter comme suite:

$$Fe(001) < 100 > // Cr(001) < 100 > [84] \dots \dots \dots (III-15)$$

Cette dernière indique qu'il y à une rotation de 45° de la maille de *Cr* sur les mailles de substrat *MgO*(001) et d'argent *Ag* [84, 101, 102]. Le désaccord paramétrique entre *Cr* et *MgO* ou *Ag* et *Cr* n'excédant pas 3% et 4%, respectivement, ce qui favorise bien la croissance épitaxial des couches.

Comme l'énergie de surface de la couche de *Cr* est $2056(\text{ergs}/\text{cm}^2)$ supérieure à celle de la couche d' *Ag* ($1302(\text{ergs}/\text{cm}^2)$) [62,85, 86,113] et par l'utilisation de la formule misfit d'énergie de surface entre les deux matériaux *Cr* et *Ag* de Bauer et Van Merwe, on

trouve que $\Gamma_{Ag,Cr} = \frac{2|\gamma_{Ag} - \gamma_{Cr}|}{(\gamma_{Ag} + \gamma_{Cr})} = 0.45$ qui est inférieur à 0.5 donc la croissance des multicouches est possible et de haute qualité d'épitaxie à l'infinie et favorise bien la croissance de type Frank-van der Merwe (2D) ou couche par couche avec des interfaces plus lisse et d'ordre de rugosité moins faible, Ce comportement a été observé dans le travail de la croissance de super réseaux *Cr/Fe* de Kamijo et all [114, 115].

3-1-2- LES RESULTATS DE LA DIFFRACTION DES RAYONS X

A- LA DIFFRACTION AUX PETITS ANGLES

La figure III-12 présente la comparaison des spectres de rayons X aux petits angles pour les échantillons de 1^{er} et 2^{ème} type noté ($(1^{\text{er}} E_{0,50,100,150})$ et $(2^{\text{ème}} E_{0,50,100,150})$) (figure III-14a, b) respectivement. L'échantillon appelé $(1^{\text{er}} E_0)$ est le même qui est présenté dans les travaux [93,94].

- On observe dans le même type d'échantillons que, le nombre des franges Kiessig ne dépend que de l'épaisseur de la couche tampon d'argent, Ce qui nous informe, dans

chaque type d'échantillon, que la rugosité de surfaces et/ou d'interfaces ne varie qu'avec la variation de l'épaisseur de t_{Ag} .

- On observe que le nombre des franges Kiessig est très fort dans tous les spectres des échantillons de 2^{ème} type que celles du 1^{er} type, ce qui indique que l'ordre de la rugosité pour le 2^{ème} type d'échantillons est très petit par rapport aux 1^{er}.
- L'absence des franges Kiessig dans l'échantillon (1^{er} E_{150}), elles n'apparaissent pas. peut être expliquée par le plus grand ordre de rugosité de surface [102,116], ou par la formation des contraintes. Aussi nous pouvons noter que l'intensité de franges Kiessig d'interférence diminue avec l'augmentation de la rugosité d'interface [116].

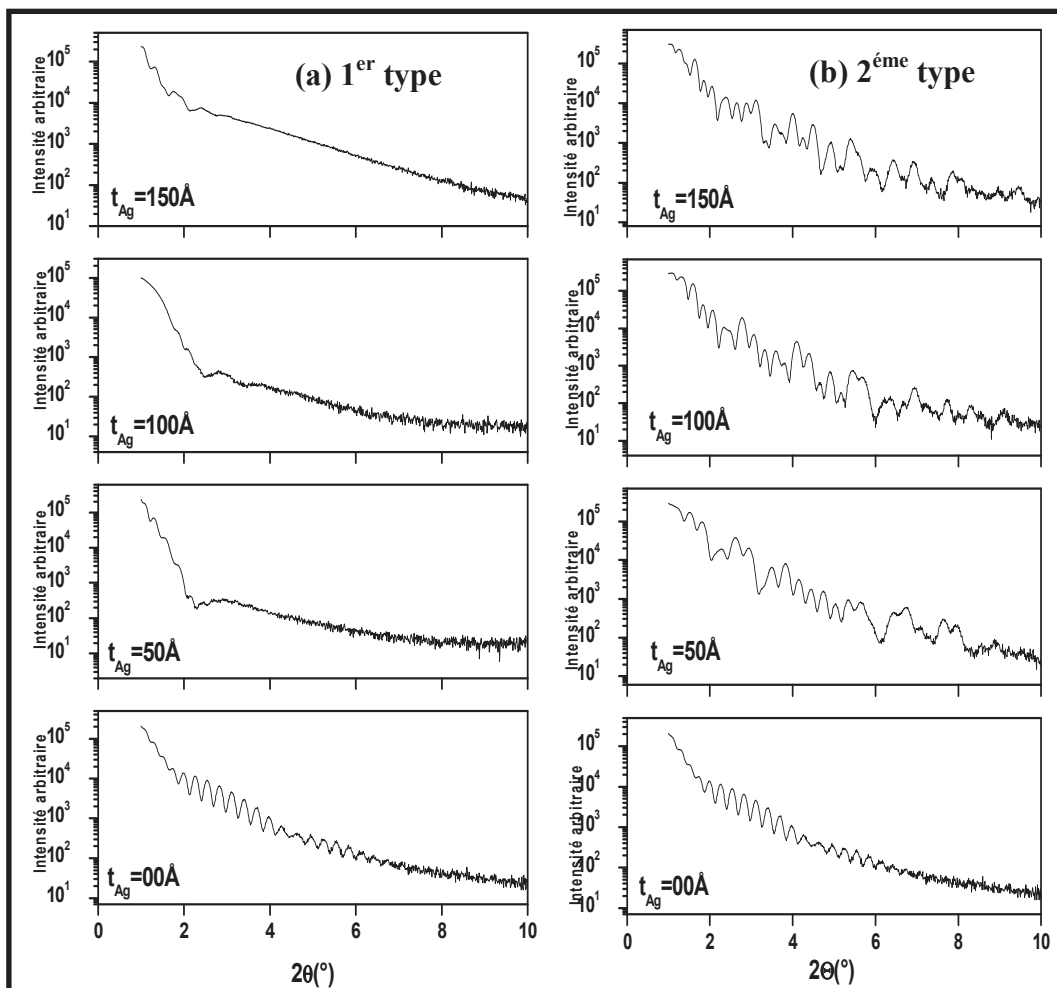


Figure III-14: Comparaison entre les diffractions des rayons X aux petits angles des

échantillons : (a) $Ag(20\text{Å})/Fe(300\text{Å})/t_{Ag}(\text{Å})//MgO(001)$

Et (b) $Ag(20\text{Å})/Fe(300\text{Å})/t_{Ag}(\text{Å})/Cr(75\text{Å})//MgO(001)$

B- LA DIFFRACTION AUX GRANDS ANGLES

La figure III-13 représente les spectres de la diffraction des rayons X aux grands angles pour le 2^{ème} type d'échantillons.

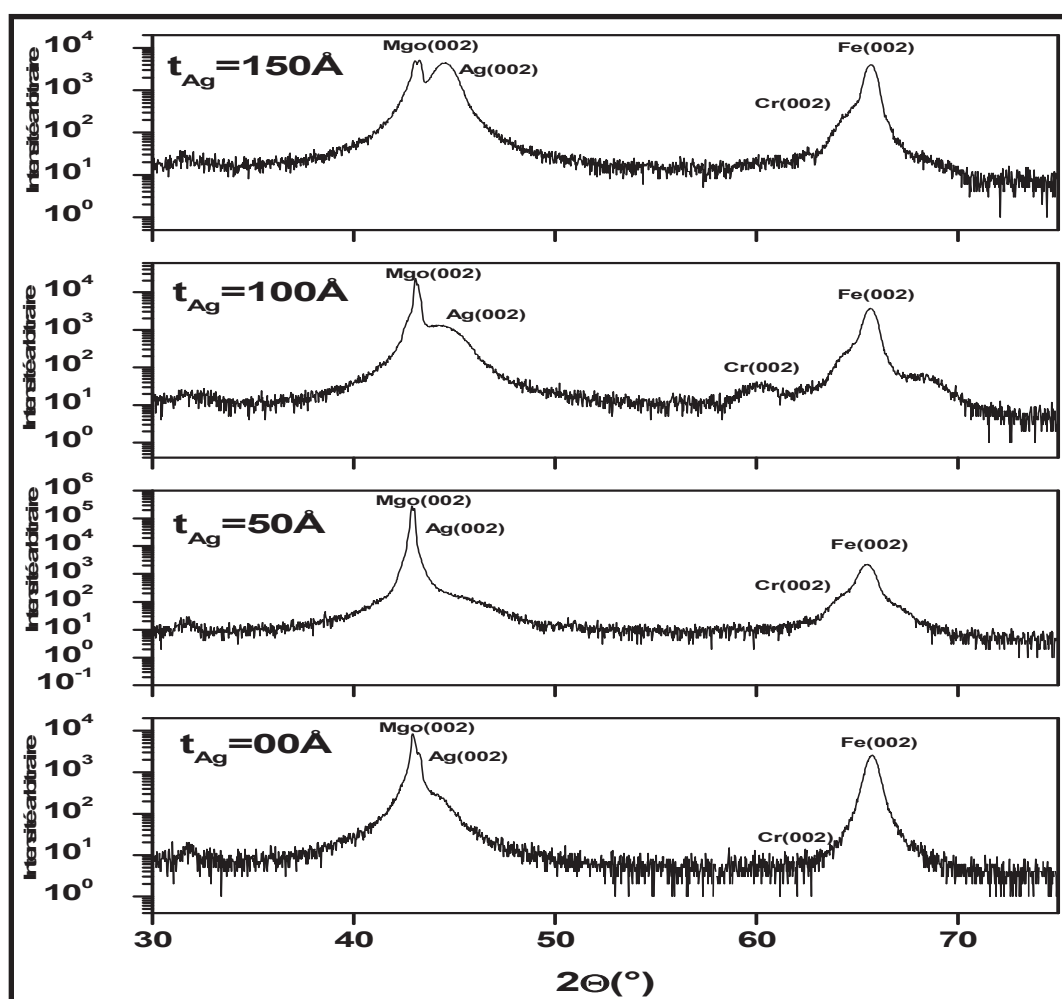


Figure III-15: Diffractions des rayons X aux grands angles pour les échantillons

$$Ag(20\text{\AA}) / Fe(300\text{\AA}) / t_{Ag} (\text{\AA}) / Cr(75\text{\AA}) // MgO$$

- On distingue aussi que l'intensité des matériaux entre eux, conserve le même ordre de dégradation dans tous les échantillons comme l'ordre théorique : $I_{MgO} = 100\%$, $I_{Ag} = 40\%$, $I_{Fe} = 5\%$ et $I_{Cr} = 3\%$ [102]; Ce qui confirme la bonne croissance épitaxiale des couches.
- Les positions angulaires mesurées expérimentalement et leurs valeurs théoriques sont données dans le tableau III-02.

Tableau III-02 : Les positions angulaires mesurées expérimentalement et leurs valeurs théoriques des échantillons $Fe(300\text{Å})/t_{Ag}(50,100 \text{ et } 150\text{Å})/Cr(75\text{Å})//MgO(001)$

$t_{Ag} (\text{Å})$	$2\theta_{MgO(002)}$	$2\theta_{Ag(002)}$	$2\theta_{Fe(002)}$	$2\theta_{Cr(002)}$
00	42.855°	/	65.024°	64.61°
50	42.848°	44.288°	65.456°	64.592°
100	43.04°	44.288°	65.625°	64.616°
150	42.992°	44.408°	65.72°	64.616°
Les Valeurs théoriques des positions angulaires				
	42.855°	44.5°	65.6°	64.6°

- D'après le tableau III-02, on constate qu'il y a un décalage dans toutes les positions angulaires de pic de Bragg des matériaux $MgO(002)$, $Ag(002)$, $Fe(002)$ et $Cr(002)$ par rapport à positions des matériaux massifs qui sont causées par le stress lors de l'élaboration des échantillons.
- A partir des valeurs des positions angulaires, nous pouvons déterminer la distance inter-réticulaire des couches (tableau III-03).

Tableau III-03 : Les distances inter réticulaire mesurées expérimentalement des échantillons de 2^{ème} type

$t_{Ag} (\text{Å})$	$d_{MgO(002)}$	$d_{Ag(002)}$	$d_{Fe(002)}$	$d_{Cr(002)}$
00	2.1297	/	1.4343	1.4406
50	2.1002	2.1002	1.4269	1.4411
100	2.0924	2.0924	1.4228	1.4406
150	2.0891	2.0891	1.4195	1.4406

- La (figure III-16) représente la comparaison entre les deux séries des échantillons ($1^{er} E_{0,50,100,150}$) (figure III-16a) et ($2^{ème} E_{0,50,100,150}$) (figure III-16b) qui est apparait, que l'intensité des pics de Bragg de chaque matériau de deuxième type d'échantillons est plus intense que celle correspondant au première type. Par exemple : On compare entre l'intensité des pics de Bragg $Fe(002)$, $Ag(002)$, on constate que l'intensité de ces raies de ($2^{ème} E_{150}$) est plus grande que celle de l'échantillon ($1^{er} E_{150}$), ce qui nous permet de conclure que la rugosité de surface dans le 1^{ème} type d'échantillon est plus accentuée, peut être par l'interdiffusion des couches de Fe et Ag entre elles, pendant la croissance, interdiffusion réduite complètement par l'introduction de la couche espacée de Cr

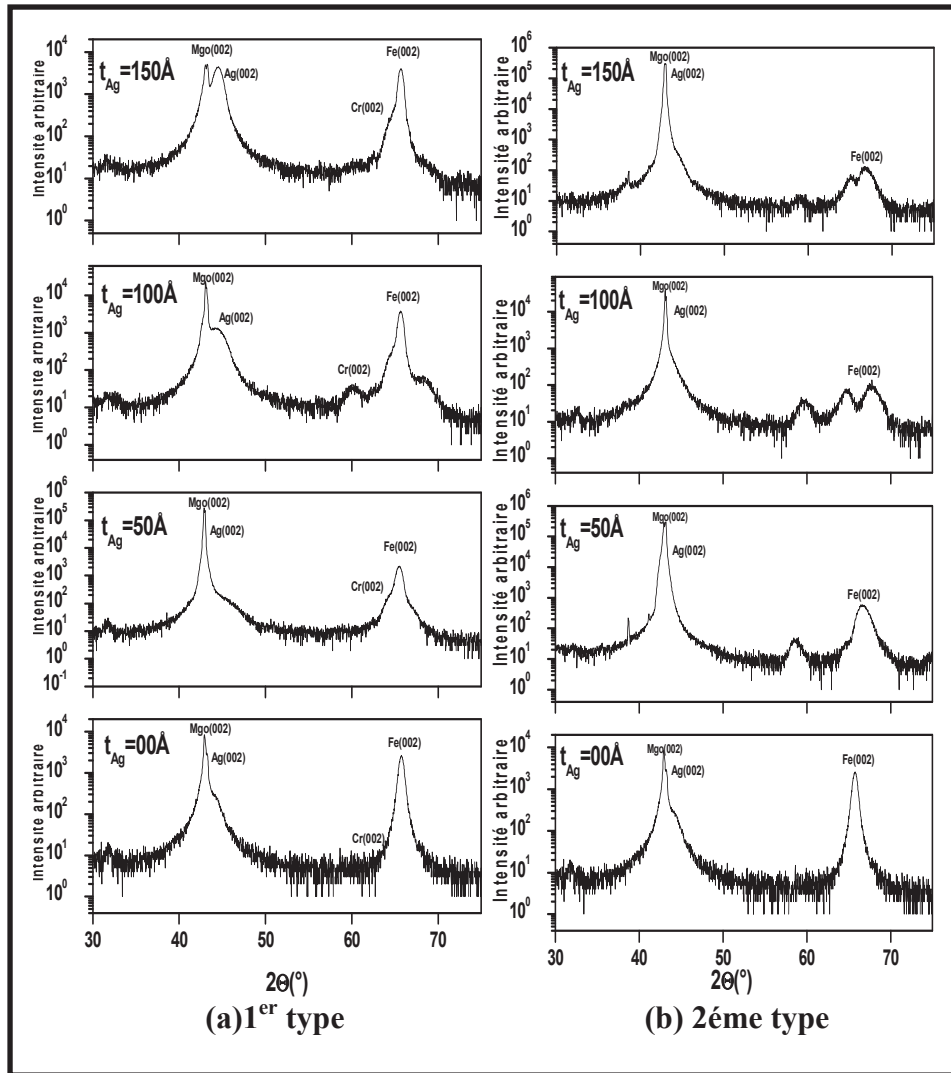


Figure III-16: Comparaison entre la diffraction des rayons X aux grands angles pour les échantillons (a) ($1^{er} E \equiv Ag(20\text{Å}) / Fe(300\text{Å}) / t_{Ag}(\text{Å}) / Cr(75\text{Å}) // MgO$)

et (b) ($2^{eme} E \equiv Ag(20\text{Å}) / Fe(300\text{Å}) / t_{Ag}(\text{Å}) // MgO$)

3-2- LES RESULTATS DE MOKE

Les courbes d'hystérésis pour tous les échantillons dont la structure $Ag(20\text{Å}) / Fe(300\text{Å}) / t_{Ag}(50\text{Å}, 100\text{Å} \text{ et } 150\text{Å}) / Cr(75\text{Å}) // MgO(001)$ avec un champ

magnétique appliqué le long de la direction $\langle 100 \rangle$ et $\langle 110 \rangle$ sont présentées dans la figure III-17 :

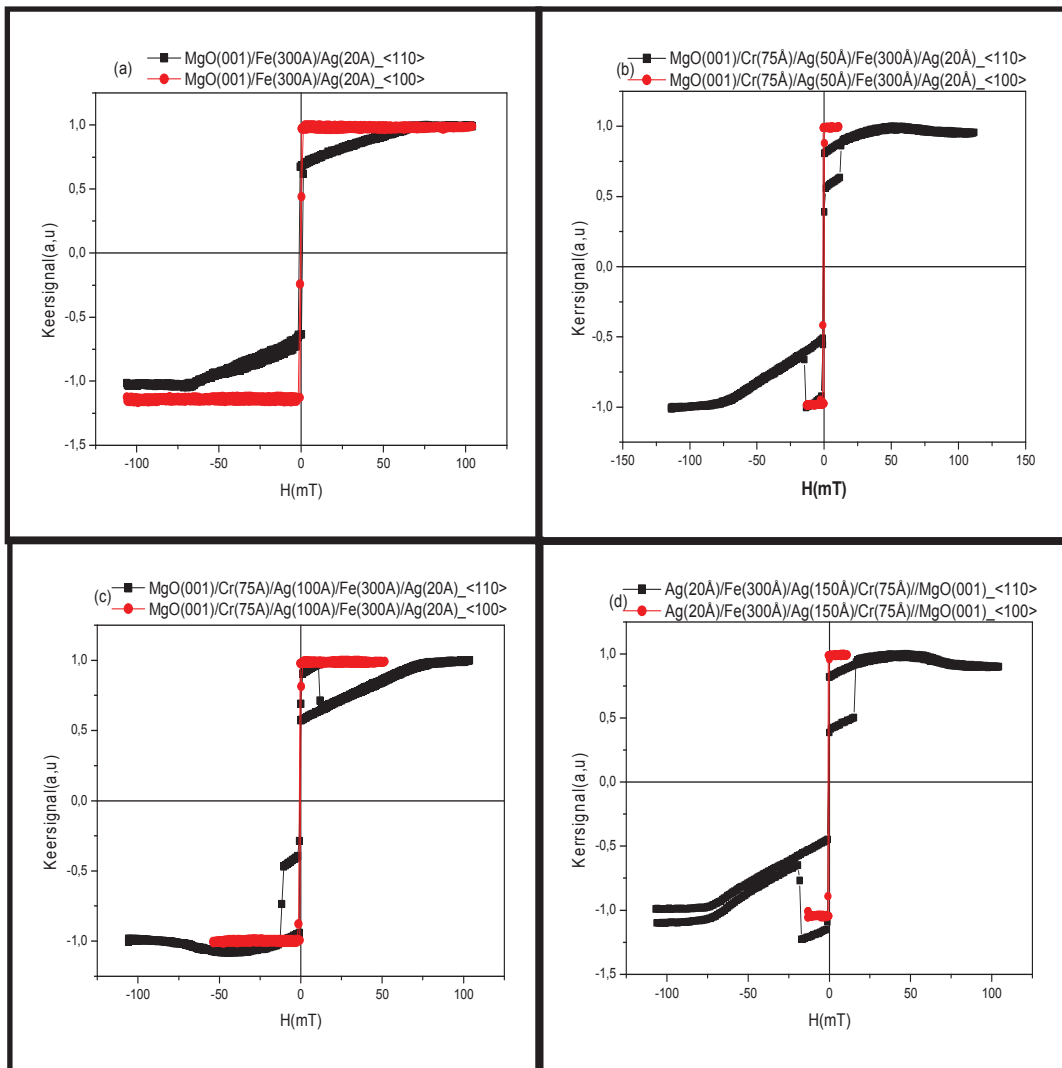


Figure III-17 : Les courbes d'hystérésis pour les échantillons $\text{Ag}(20\text{\AA})/\text{Fe}(300\text{\AA})/t_{\text{Ag}} = 0, 50, 100$ et $150\text{\AA}/\text{Cr}(75\text{\AA})//\text{MgO}(001)$, avec un champ magnétique appliqué parallèlement aux directions $\langle 100 \rangle$ et $\langle 110 \rangle$

- La (figure III-17 b, c, d) présente les cycles d'aimantation caractéristiques pour une couche de 300\AA de Fe déposée toujours sur un substrat monocristallin de $\text{MgO}(001)$ avec une couche tampon t_{Ag} ($50, 100, 150\text{\AA}$)/ $\text{Cr}(75\text{\AA})$. Tout d'abord, on constate

que la bicouche Fe/Ag déposée sur une couche espacée de Cr présente un champ coercitif nettement faible par rapport à celui de la bicouche de Fe/Ag déposée directement sur MgO .

- Pour tous les échantillons que nous avons réalisés dans cette partie (1^{er} $E_{50,100,150}$), ils possèdent suivant l'axe facile $\langle 100 \rangle$ des valeurs du champ coercitif H_c plus grandes que dans le cas de la direction $\langle 110 \rangle$, et ces valeurs ne correspondent qu'à l'épaisseur de la couche tampon d'argent avec une valeur maximale pour l'échantillon dont le $t_{Ag} = 50 \text{ \AA}$. Ce qui signifie qu'il y a une croissance par îlot de la couche de Fe causée par la diffusion incomplète des atomes d' Ag sur la couche espacée de Cr qui a mené à une interdiffusion entre les couche de Fe et Ag [102]. Ensuite la valeur du champ coercitif H_c décroît avec l'augmentation de t_{Ag} (figure III-18), ce qui nous donne des informations autour de la rugosité de surface des échantillons qui est décroissante avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche tampon Cr/t_{Ag} (\AA), où l'interdiffusion atomique entre la couche de Fe et Ag décroît par l'augmentation de t_{Ag} , donc il résulte qu'il y a une croissance bidimensionnelle des couches qui mène aux échantillons de bonne qualité ayant des interfaces très lisses.

Lors de la croissance de la fine couche du Cr , nous assurons que la croissance se fait couche par couche, d'une part et d'autre part nous permettent de contrôler précisément l'épaisseur de la couche tampon d'argent. L'utilisation d'une couche espacer de Cr est donc la solution retenue pour diminuer la rugosité qui résulte lors de la croissance des couches.

- Par comparaison entre ces résultats et ceux trouvés pour les échantillons de 1^{er} type, on observe que l'introduction d'une couche de Cr sur le deuxième type d'échantillons permet de relaxer la couche de Fe , c'est-à-dire des valeurs faible de H_c (figure III-19).

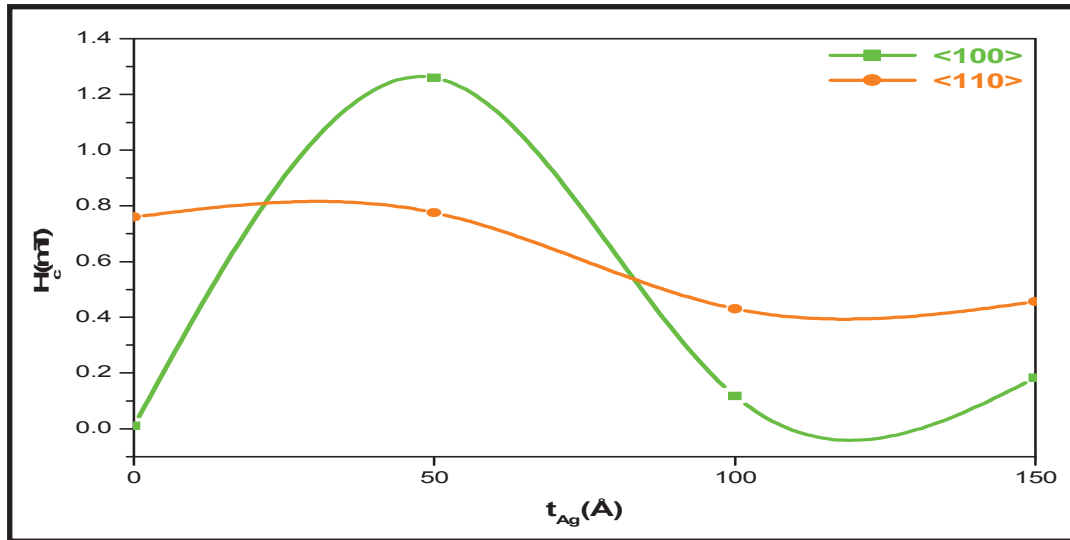


Figure III-18 : Les champs coercitifs correspondants aux échantillons $Ag(20\text{Å})/Fe(300\text{Å})/t_{Ag} = 0, 50, 100, 150\text{Å}/Cr(75\text{Å})//MgO(001)$, suivant les directions $\langle 100 \rangle$ et $\langle 110 \rangle$

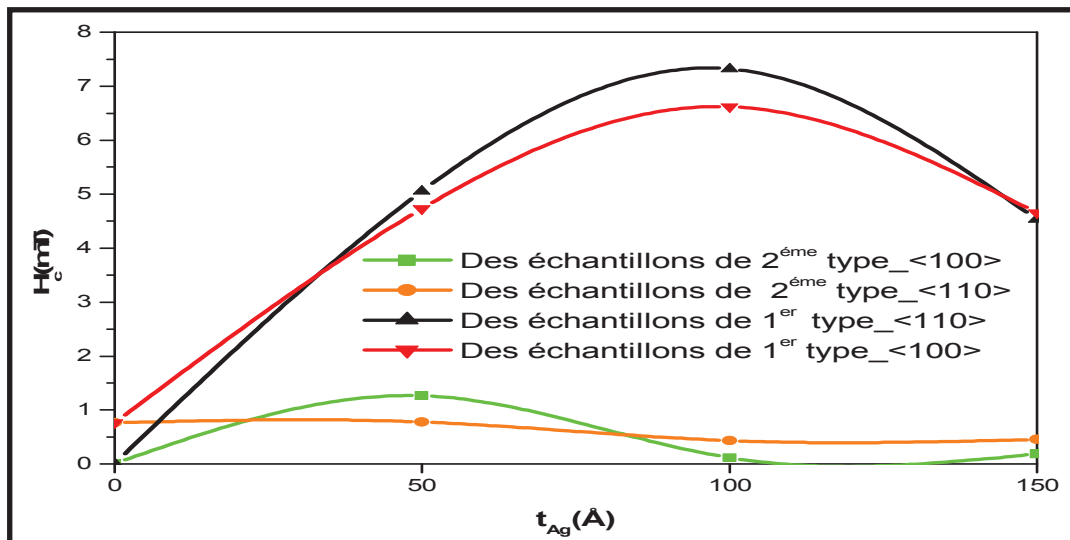


Figure III-19 : Comparaison entre les valeurs du champ coercitif correspondant aux échantillons de 1^{er} et 2^{ème} type, suivants, aux directions $\langle 100 \rangle$ et $\langle 110 \rangle$

3-3- CONCLUSION

Pour ce type d'échantillons, nous avons utilisé deux types de couches tampon successivement, la première étant la couche de *Cr* avec une épaisseur fixée à 75\AA épitaxie directement sur le substrat $MgO(001)$, et au-dessus d'elle, une couche tampon non magnétique d'*Ag*.

Nous pouvons dire que cette deuxième couche tampon est épitaxiée également est mène à une croissance épitaxiale de la couche de *Fe*. La relation d'épitaxie qui existe entre les couches et le substrat $MgO(001)$ est : $Fe, Cr(001) \langle 110 \rangle // Ag, MgO(001) \langle 100 \rangle$ [89, 90, 91].

Les spectres des rayons X au petits et aux grands angles, attestent que l'introduction de la couche espacée de *Cr* mène à une croissance $2D$, et ce manifeste par l'apparition d'un grand nombre de Franges Kiessig et une forte intensité des raies des pics des Bragg de tous les matériaux qui composent ce type d'échantillons. Ces résultats signifient que l'introduction de la couche espacée de *Cr* fait décroître l'ordre de valeur de la rugosité des surfaces et/ou des interfaces des couches qui résultent de l'interdiffusion entre la couche magnétique et la couche tampon lors de la croissance ; où nous avons vue que, plus l'épaisseur de la couche tampon d'argent augmente, plus la rugosité soit plus faible.

Donc, il en résulte que l'introduction d'une couche espacée de *Cr* diminue l'effet du substrat monocristallin sur la couche tampon est mène à une très bonne qualité des échantillons avec des surfaces et /ou d'interfaces plus lisses.

Pour les propriétés magnétiques de la couche de *Fe*, nous avons observé que l'introduction de la couche espacée de *Cr* diminue la dépendance de ces propriétés avec l'épaisseur de la couche tampon d'*Ag* qui a été indiquée par les faibles valeurs du champ coercitif pour ce type d'échantillons, qui sont presque équivalents pour toutes les épaisseurs de la couche d'*Ag*. Ce qui nous informe de la seule influence sur ces propriétés, qui est le fait du substrat.

4-1- LES RESULTATS DES PROPRIETES STRUCTURALES POUR LES ECHANTILLONS DE 3^{EME} TYPE

4-1-1- LA DIFFRACTIONS DES RAYONS X AUX PETITS ANGLES

La croissance des matériaux sur un substrat polycristalline de *Si* a été étudié dans nombreux travaux, un des résultats attend à ce que les propriétés de la couche mince de fer ne soit pas la même que dans l'état massif, puisque il y à un grand effet de substrat de Silicium sur les propriétés structurales et magnétiques des couches minces de *Fe*. L'expérience a été montrée qu'il y a une anisotropie magnétique uniaxiale pour les couches minces déposées sur un substrat semi-conducteur de *Si* et la croissance de la couche de *Fe* sur le substrat polycristallin de *Si* se fait d'une façon polycristalline. [117].

La figure III-20 présente les spectres de rayons X à faibles angles dans la géométrie ($\theta - 2\theta$) avec les épaisseurs de la couche tampon d' *Ag* ($t_{Ag} = 0 - 150 \text{ \AA}$) respectivement.

- On observe pour l'échantillon sans la couche tampon ($t_{Ag} = 0 \text{ \AA}$) un grand nombre des franges Kiessig qui indiquent que les couches sont lisses et que les interfaces sont de haute qualité.
- On observe pour les autres échantillons, la disparition des franges Kiessig qui est due à l'augmentation importante de la rugosité de la surface et/ou interface de l'échantillon.

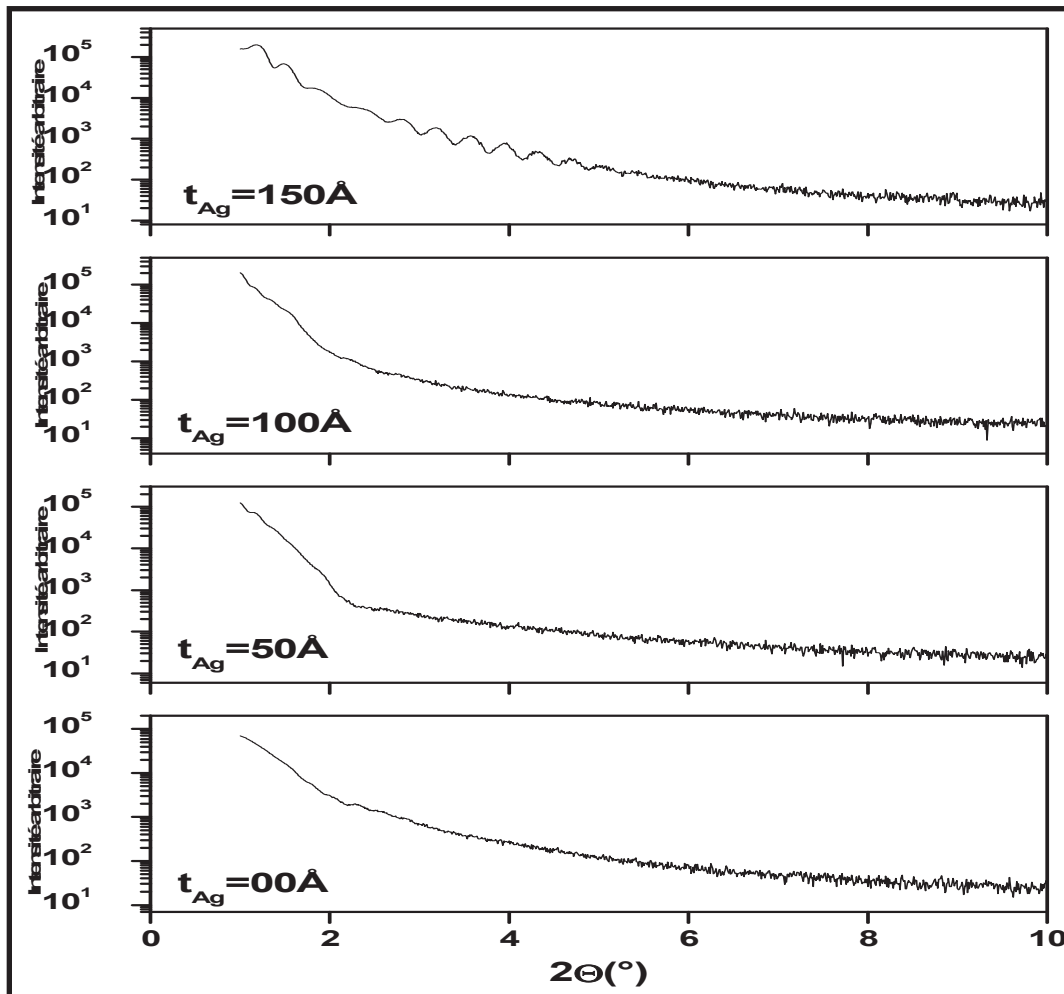


Figure III-20 : Les spectres du rayons X aux faibles angles, correspondant aux échantillons déposés sur un substrat polycristallin de $Si(100)/SiO_2$ avec des épaisseurs de la couche tampon suivantes : $t_{Ag} = 00\text{Å}$, 50Å , 100Å et 150Å

4-1-2- ROCKING SCAN

Les courbes Rocking de diffraction à faibles angles, relatives à tous les échantillons sont constituées de deux composantes représentant un pic aigu et une base dont l'étendue est fonction de l'état de la rugosité d'interface [118, 119].

Ces courbes de Rocking de diffraction à faibles angles pour tous les échantillons, où l'épaisseur d'argent varie de $t_{Ag} = 0\text{Å}$ à $t_{Ag} = 150\text{Å}$, représentent dans la (figure III-21) et sont constituées d'un pic aigu où l'intensité de ce pic est fonction avec la variation de l'épaisseur d'argent où on trouve que ce pic est plus intense dans le cas de $t_{Ag} = 00\text{Å}$, que pour $t_{Ag} = 100\text{Å}$ et $t_{Ag} = 150\text{Å}$, ce qui confirme que la rugosité d'interface pour ce type d'échantillons aussi dépend de l'épaisseur de la couche d'Ag. Elle accroît en fonction de l'augmentation de l'épaisseur de la couche tampon.

Les courbes du rapport d'intensité I_b/I_p sont représentées dans la (figure III-22), en fonction de l'épaisseur de la couche tampon t_{Ag} , où on observe que la valeur de I_b/I_p est plus grande pour l'épaisseur d'argent $t_{Ag} = 150\text{Å}$, que l'épaisseur $t_{Ag} = 00\text{Å}$ qui ne dépasse pas 0.067, ce qui confirme que l'échantillon $t_{Ag} = 150\text{Å}$ est plus rugueux.

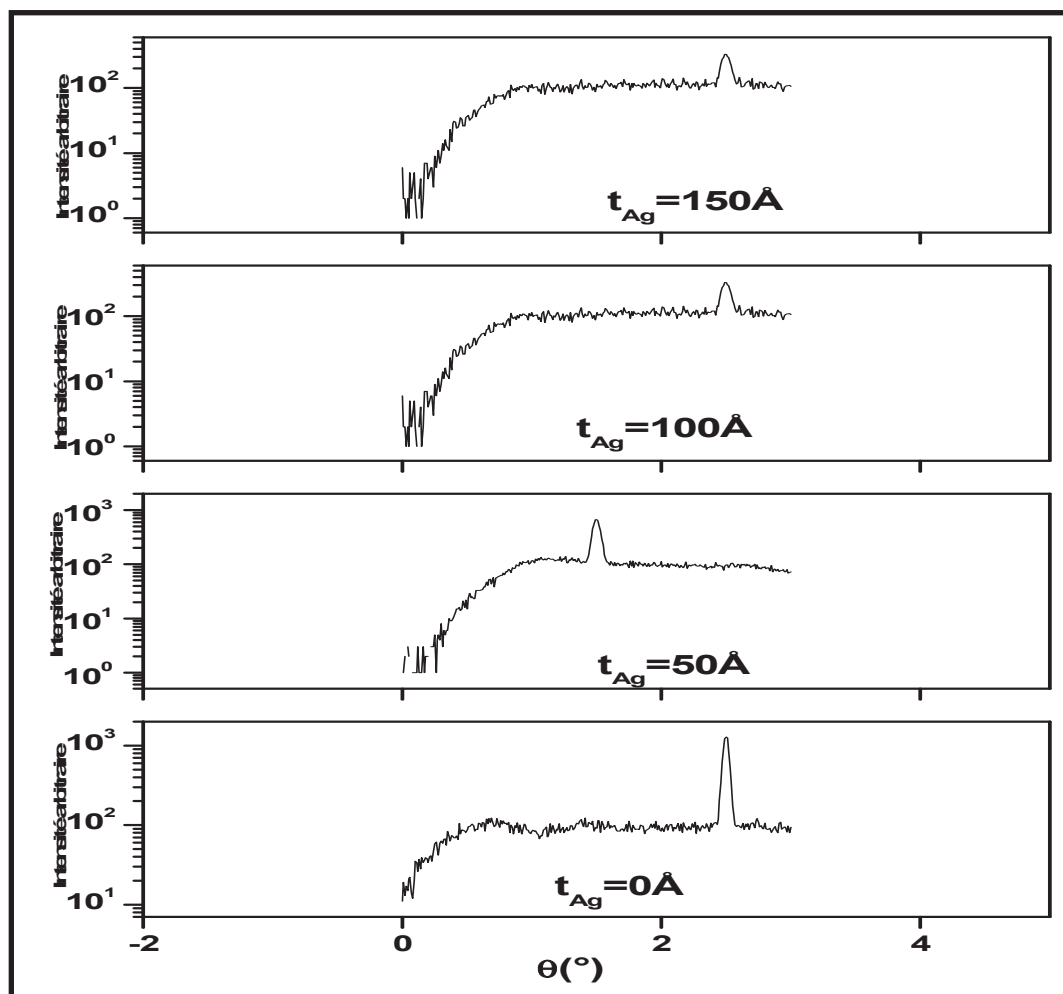


Figure III-21 : Les spectres Rocking de la diffraction aux faibles angles, correspondant aux échantillons $Ag(20 \text{ \AA})/Fe(300 \text{ \AA})/t_{Ag} = 0 \text{ \AA}, 50 \text{ \AA}, 100 \text{ \AA}$ et $150 \text{ \AA} // Si(100)/SiO_2$

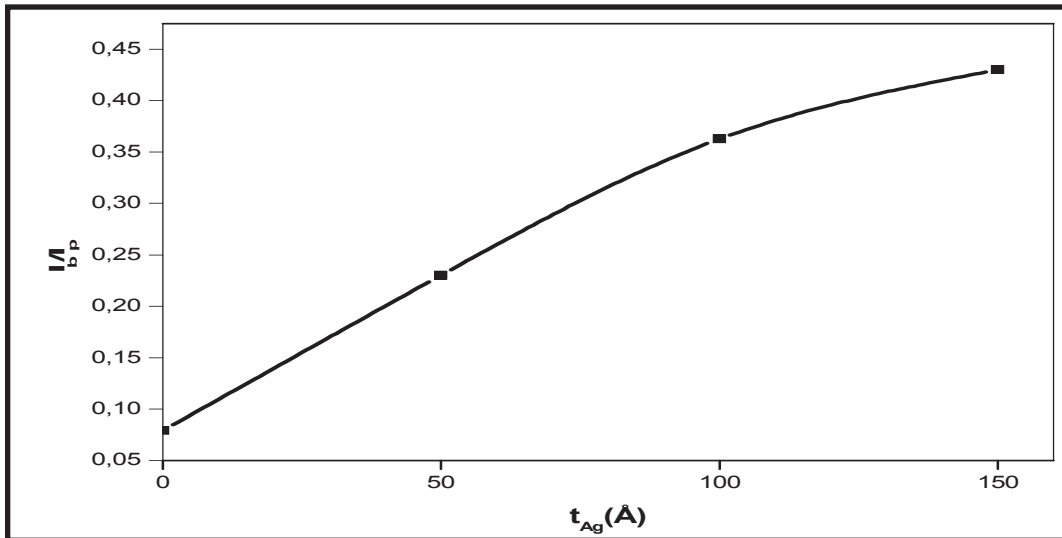


Figure III-22 : Le rapport d'intensité des couches déposées sur un substrat polycristallin $Si(100)/SiO_2$ en fonction de l'épaisseur de la couche tampon

4-1-3- LA DIFFRACTION DU RAYONS X AUX GRANDS ANGLES

A partir des spectres de diffraction des RX aux grands angles qui sont représentés dans la figure III-23, on observe :

- Les réflexions de Bragg du réseau cristallin $Si(002)$, $Fe(110)$ et $Si(400)$ apparaissent dans tous les graphes de la diffraction des rayons X.
- Le pic de l'Argent n'apparaît pas dans tous les graphes causés par une croissance amorphe.
- L'apparition du pic $Fe(110)$ nous indique que sa croissance se fait d'une façon polycristalline.
- L'apparition de la raie interdit $Si(002)$ qui est due à la multiple diffraction du pic principal $Si(400)$.

- On observe aussi, que le pic $Si(400)$ est intense et la position angulaire est légèrement décalée par rapport à sa position théorique ; ce décalage angulaire est aussi observé par les raies $Fe(110)$, $Si(002)$.
- On remarque que les positions angulaires des pics de Bragg de $Fe(110)$, $Si(400)$ et $Si(002)$ décalées pour tous les échantillons par rapport à la variation de l'épaisseur de l'Argent, où leurs positions sont représentées dans le (tableau III-03). Les positions théoriques des pics de $Fe(110)$, $Si(400)$ et $Si(002)$ sont 44.67° , 69.13° et 32.8° respectivement. On compare ces dernières valeurs avec celles trouvées dans le (tableau III-03).

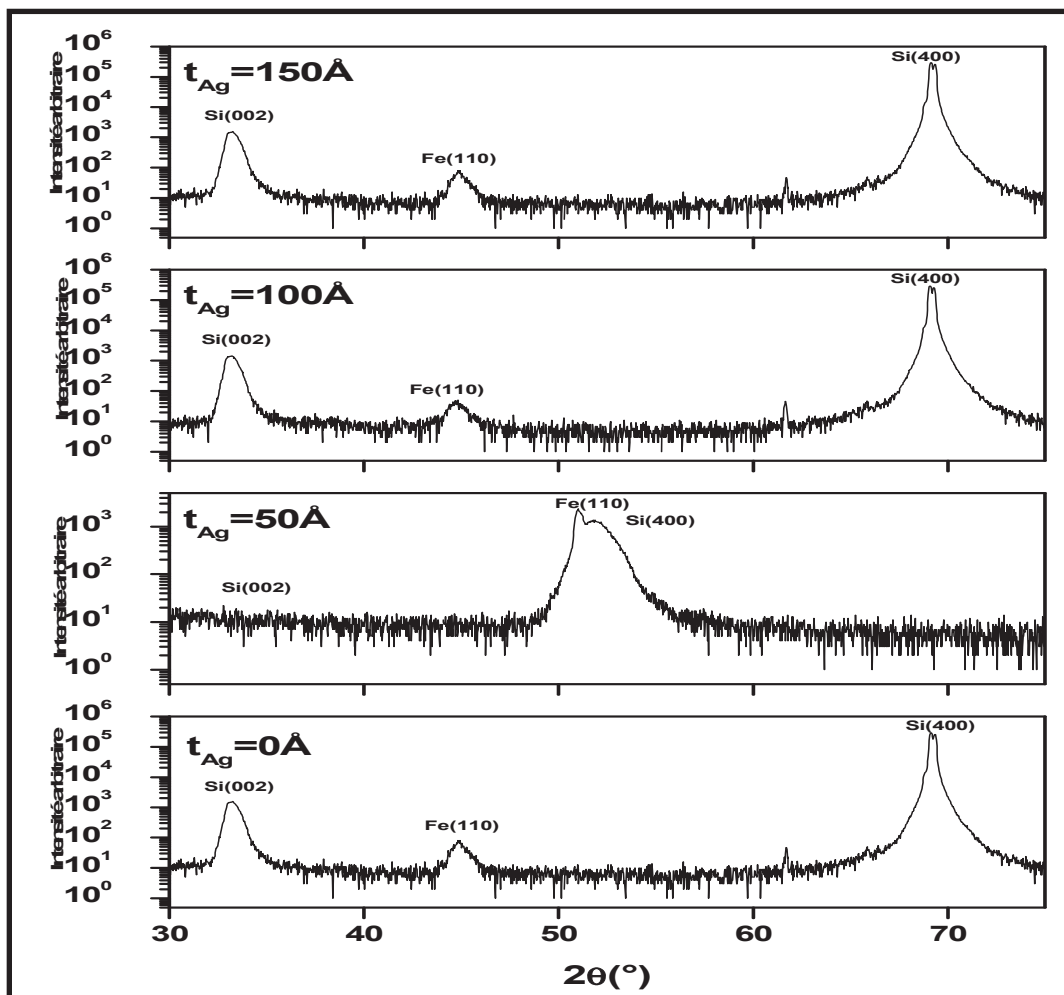


Figure III-23 : Les spectres des rayons X aux grands angles, correspondant aux échantillons $Fe(300 \text{ \AA}) / Ag(t_{Ag} = 0 - 150 \text{ \AA}) // Si(100) / SiO_2$

Tableau III-03 : Les positions angulaires des pics de Bragg pour le *Fe*, *Si*

$t_{Ag} (\text{Å})$	$2\theta_{Si(002)}$	$2\theta_{Fe(110)}$	$2\theta_{Si(400)}$
0	33.25°	44.84°	69.15°
50	32.92°	44.83°	69.11°
100	33.22°	44.84°	69.10°
150	33.18°	44.79°	69.11°

- A partir des valeurs des positions angulaires des raies *Fe(110)*, *Si(400)* et *Si(002)*, nous pouvons déterminer la distance inter réticulaire de ces couches, suivant la relation du Bragg (III-03), qui varie aussi en fonction de la variation de l'épaisseur de la couche tampon d' *Ag* (tableau III-04).

Tableau III-04 : Distance inter réticulaire de dépouillement.

$t_{Ag} (\text{Å})$	$d_{Fe(110)} (\text{Å})$	$d_{Si(002)} (\text{Å})$	$d_{Si(400)} (\text{Å})$
0	2.0189	2.69	1.360058
50	2.0193	2.72	1.360058
100	2.0189	2.70	1.360058
150	2.0210	2.71	1.359262

Donc, le dépouillement des spectres expérimentaux de diffraction permet de déduire les valeurs de la distance inter réticulaire d_{Fe} pour tous les différents échantillons qui s'avèrent être inférieures à celles relatives au fer massif ($d_{Fe(110)} = 2.026927$), ce qui atteste de l'absence des contraintes durant la croissance des couches minces.

- Les spectres de la diffraction X aux grands angles, des deux échantillons, pour ceux qui ont les épaisseurs suivantes : 0Å et 100Å sont différents. On observe que le pic de $Fe(110)$ de l'échantillon d'épaisseur $t_{Ag} = 00\text{Å}$ est plus intense que celui relatif à l'échantillon d'épaisseur $t_{Ag} = 100\text{Å}$, l'une des raisons de cette diminution dans l'intensité est liée à une forte interdiffusion atomique de la couche de Fe dans l'Argent durant la croissance, ce qui résulte de la croissance tridimensionnelle de la couche de Ag sur le substrat $Si(100)/SiO_2$.
- Par la comparaison entre ces échantillons, avec ceux déposés sur un substrat monocristallin $MgO(001)$, on observe l'absence de la croissance épitaxiale dans le cas de substrat polycristallin des couches Fe/Ag , manifestée par le manque de raies $Fe(002)$ et $Ag(002)$, ce qui confirme que l'argent ne diffuse pas dans le silicium et il forme une interface abrupte que dans le cas de la croissance sur un substrat monocristallin. Mener à un résultat très important que la nature du substrat est d'une importance capitale sur la croissance des couches minces, où on trouve des propriétés physiques pour les mêmes matériaux très différents, si nous changeons le substrat de croissance (monocristallins, polycristallin, semi-conducteurs, ...etc.) [120-126].

4-2- LES RESULTATS DES PROPRIETES MAGNETIQUES PAR LE MOKE

Dans cette partie, nous présentons les résultats de la mesure des cycles d'hystérésis obtenus par la technique de MOKE à $300^\circ K$ respectivement, pour les couches minces $Fe(300\text{Å})/t_{Ag}(0-150\text{Å})//SiO_2/Si(100)$ sous un champ magnétique appliqué le long des directions $\langle 100 \rangle$; $\langle 110 \rangle$ de la couche de Fer.

La figure III-24 représente un exemple de cycles d'hystérésis de l'échantillon dont $t_{Ag} = 100\text{Å}$, mesuré à $300^\circ K$, avec un champ magnétique appliqué le long des directions $\langle 100 \rangle$; $\langle 110 \rangle$ de la couche de Fer.

- Il y a un comportement isotrope dans le plan ;
- Il n'y a pas de variation angulaire ;
- Une augmentation de H_s et de H_c en fonction de t_{Ag} .

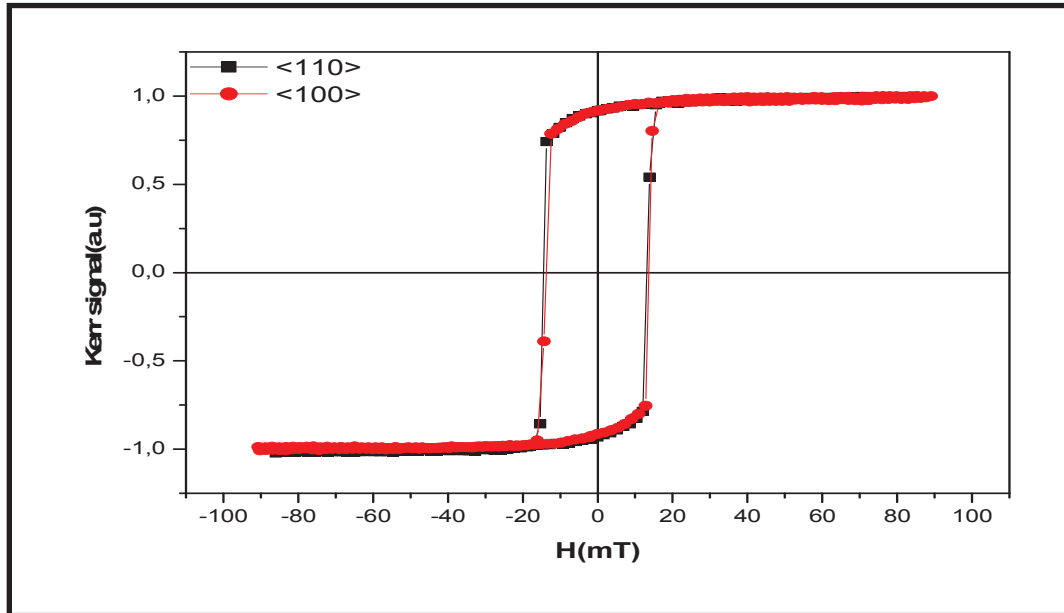


Figure III-24 : Le cycle d'hystérésis pour $t_{Ag} = 100 \text{ \AA}$, avec un champ magnétique appliqué parallèlement aux directions $\langle 100 \rangle$ et $\langle 110 \rangle$.

- La grande valeur du champ coercitif dans le cas du champ appliqué le long de la direction $\langle 100 \rangle$ que dans le cas de $\langle 110 \rangle$ indique qu'il y a une faible anisotropie dans le plan.

Les cycles d'hystérésis des différents échantillons dont des épaisseurs de la couche tampon d'argent t_{Ag} varie entre 0 et 150 \AA avec un champ magnétique externe appliqué le long des directions $\langle 100 \rangle$ et $\langle 110 \rangle$ de la couche de Fer sont représentés dans la figure III-25.

- La forme des cycles d'hystérésis confirme les résultats de la diffraction des rayons X (échantillons polycristalline), où le champ coercitif et le M_r/M_s sont sensibles à l'application du champ magnétique dans le plan.
- Il y a trois mécanismes qui sont responsables de la coercivité dans les échantillons polycristallins :
 1. La rotation irréversible du spin ;
 2. Le retard dans la nucléation des parois du domaine ;
 3. Le retard dans le mouvement des parois du domaine par le « Pinning » (Goupiller ou arranger) des parois.
- Le premier et deuxième point correspondant à une certaine forme des cycles d'hystérésis.
- Une valeur faible de M_r/M_s indique un mécanisme de rotation de spin réversible, par contre une valeur élevée de M_r/M_s des cycles d'hystérésis signifie que l'inversion magnétique passe par la nucléation des parois du domaine et que le champ coercitif est dû à un retard dans la nucléation des parois de domaine.
- Le troisième mécanisme provoque un saut qui apparaît dans le cycle d'hystérésis, une fois que la nucléation de domaine a eu lieu, parce que le mouvement de la paroi de domaine à travers le film est causé par des inhomogénéités dans le film.
- La forme des cycles hystérésis est dominée par le mouvement et la nucléation des parois de domaine ; et la grande différence qui se trouve entre les couches, c'est la valeur du champ coercitif qui correspond avec l'épaisseur de la couche t_{Ag} .

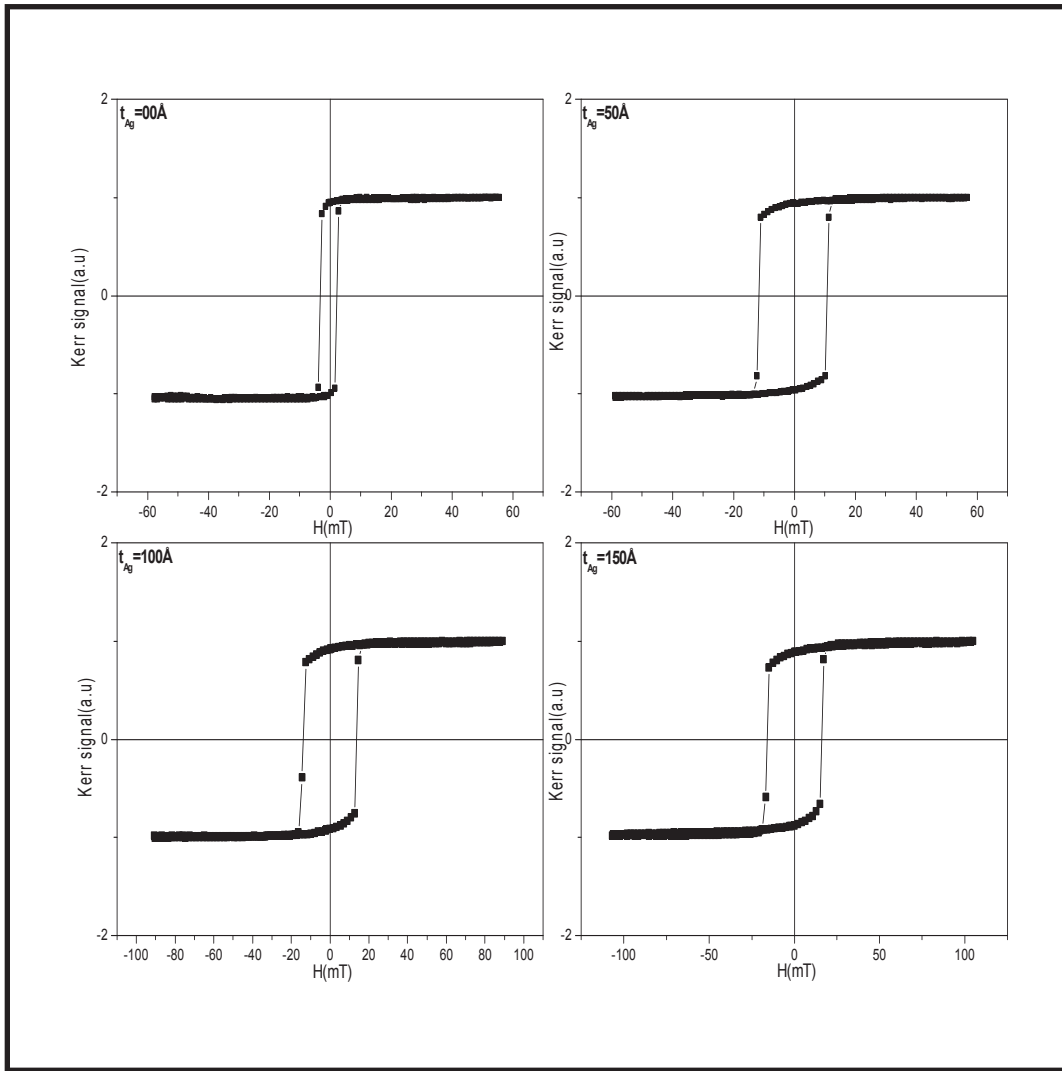


Figure III-25: Les cycles d'hystérésis pour les échantillons $Fe(300\text{Å}) / Ag(t_{Ag} = 0 - 150\text{Å}) // SiO_2 / Si(100)$ sous un champ magnétique appliqué le long de la direction $\langle 100 \rangle$

- La figure III-26 représente la courbe de champ coercitif et le rapport d'intensité en fonction de l'épaisseur de la couche tampon t_{Ag} . Ces résultats indiquent que le champ coercitif augmente en fonction de la rugosité [98], et devient plus sensible des propriétés structurales locales de couche, ce qui est affirmé avec les mesures de la diffraction du rayon X.

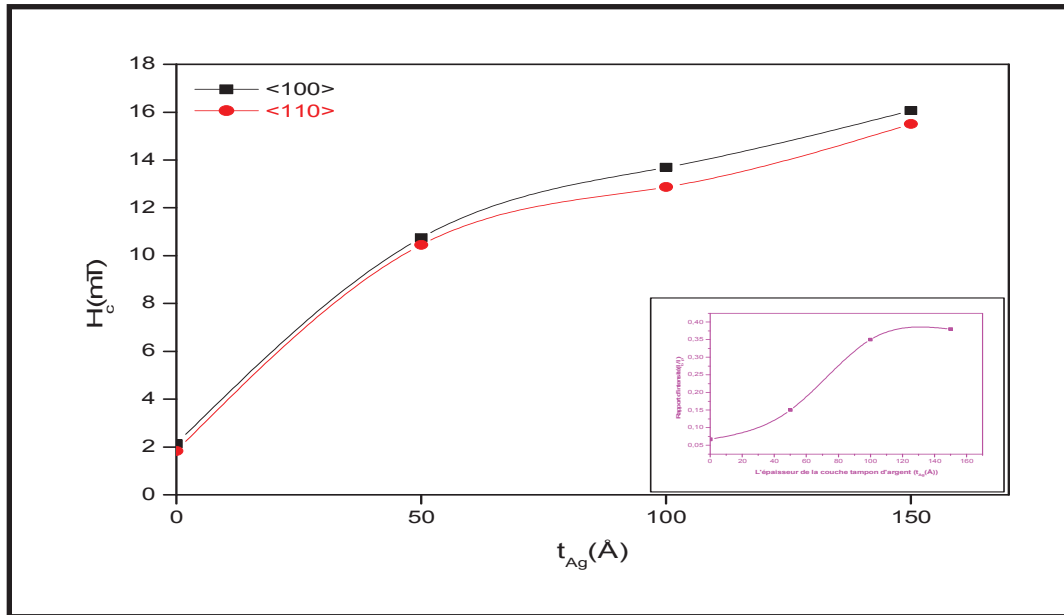


Figure III-26: La dépendance du champ coercitif H_c (mT) et le rapport d'intensité $\frac{I_b}{I_p}$ utilisés le substrat polycristallin avec l'épaisseur de la couche tampon d'Ag

- Par la comparaison des résultats obtenus pour ce type d'échantillons avec ceux trouvés dans le cas des échantillons qui sont déposés sur un substrat monocristallin de MgO ($2^{eme} E_{0,50,100,150}$), on observe dans le deuxième cas qu'on a des échantillons de bonne qualité de surfaces avec des interfaces très lisses, qui conduisent à une croissance épitaxiale, confirmée par les plus faibles valeurs du champ coercitif (les valeurs maximum sont $(4.49mT$ et $4.53mT)$) pour un champ appliqué le long des directions $\langle 100 \rangle$ et $\langle 110 \rangle$ respectivement. Par contre, nous avons trouvé des grandes valeurs du H_c (les valeurs maximum sont $(16.1mT$ et $15.5mT)$) pour le cas d'utilisation du substrat polycristallin de $SiO_2 / Si(100)$ (figure III-27)

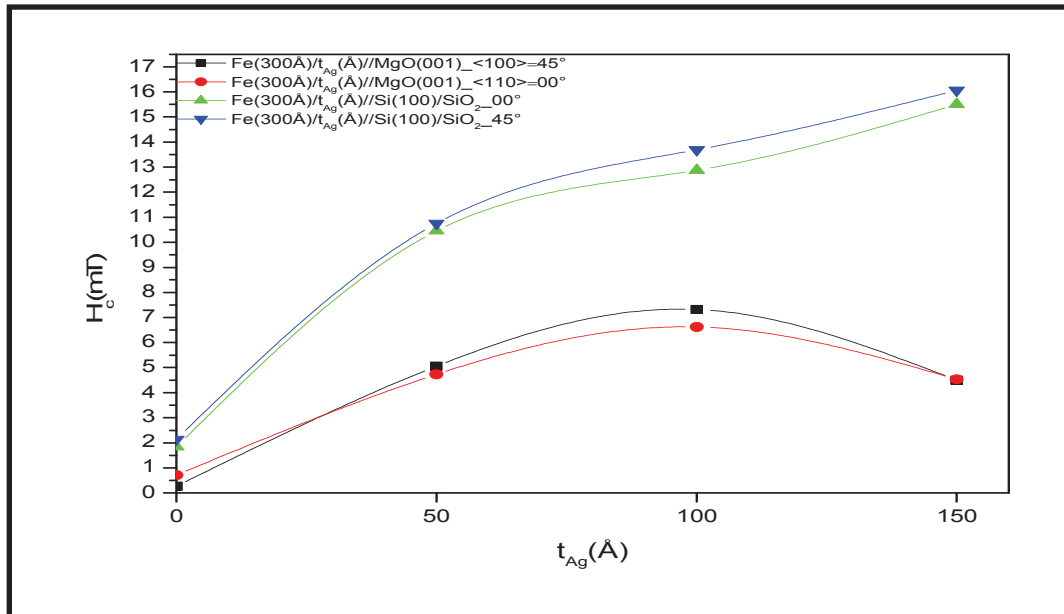


Figure III-27 : Comparaison du champ coercitif H_c (mT) entre les bicouches $Fe(300\text{Å})/Ag(t_{Ag} = 0 - 150\text{Å})$ déposées sur deux types de substrats : $MgO(001)$ (monocristallin) et $Si(100)/SiO_2$ (polycristallin)

4-3- CONCLUSION

Dans ce type d'échantillons nous avons utilisées un substrat polycristalline de $Si(100)/SiO_2$, pour voir la relation entre ce type de substrat et les propriétés structurales et magnétiques de la couche de Fe .

Nous avons constaté qu'il y a un grand ordre de la rugosité de surface et d'interface des couches qui augmentent lorsque l'épaisseur de la couche tampon d'Ag augmente, et qui est causé par la croissance de la couche tampon d'argent sur ce type de substrat, se faisant d'une manière amorphe qui mène à une croissance polycristalline de la couche magnétique comme l'indique l'absence complète du raie de matériau d'Ag dans les spectres des rayons X aux grands angles.

Les contraintes résultantes durant la croissance de ce type d'échantillons diminues la distance interréticulaire de la couche de *Fe* par rapport à la valeur notée dans le cas de l'état massif. Ce qui nous permet de déduire que, le type de substrat utilisé a une grande influence sur le type de la croissance des couches.

Les graphes des cycles hystérésis obtenus par la technique de MOKE, nous informent qu'il y a une valeur très importante de la rugosité de surface manifeste, par des courbes représentatives très larges, menant à des valeurs importante du champ coercitif qui sont causées par l'interdiffusion entre la couche de *Fe* et d'*Ag* et qui s'accroissent avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche tampon d'*Ag*, ceci signifie toujours qu'il y a une croissance polycristalline des couches, que le type donc, de substrat, à un effet très important sur les propriétés structurales et magnétiques des couches.

Conclusion générale



CONCLUSION GENERALE

Notre thème a porté sur l'effet de substrat sur les propriétés structurales et magnétiques des couches minces Fe/Ag . Pour la réalisation de ce but, nous avons déposé nos échantillons par la technique d'épitaxie par jet moléculaire sur deux types différents de substrats. L'un étant le $MgO(001)$ monocristallin et l'autre $Si(100)/SiO_2$ polycristallin maintenus à la température ambiante, avec une épaisseur de fer fixée à 300\AA , et une épaisseur de la couche tampon variée de 0\AA à 150\AA . Pour les échantillons déposés sur le substrat monocristallin, nous avons introduit une couche espacée de matériau de Cr pour voir l'effet de ce type de couche tampon Ag/Cr sur les propriétés structurales et magnétiques des couches. Par ce travail, nous avons étudié les propriétés structurales et magnétiques de trois types d'échantillons ayons les structures suivantes :

- 1^{ère} type : $Ag(20\text{\AA})/Fe(300\text{\AA})/Ag(t_{Ag} = 0 - 150\text{\AA})//MgO(001)$
- 2^{ème} type : $Ag(20\text{\AA})/Fe(300\text{\AA})/Ag(t_{Ag} = 0 - 150\text{\AA})/Cr(75\text{\AA})//MgO(001)$
- 3^{ème} type : $Ag(20\text{\AA})/Fe(300\text{\AA})/Ag(t_{Ag} = 0 - 150\text{\AA})//Si(100)/SiO_2$

La qualité cristalline de ces échantillons est déterminée par la diffraction des rayons X, quant à la caractérisation magnéto-optique, elle est faite à l'aide de l'effet magnéto-optique de Kerr(MOKE) à la température ambiante.

- Les spectres de diffraction des rayons X aux petits angles pour les deux premiers types d'échantillons plutôt que les franges Kiessig détectées sur ces spectres, a révélé la bonne qualité structurale où la rugosité d'interface été minimale dans le cas d'absence de la couche tampon d' Ag , ce qui indique qu'il y a de bons échantillons qui sont évalués par la croissance bidimensionnelle des couches sur le substrat monocristallin de $MgO(001)$, et cette qualité de surfaces ne dépend que de l'épaisseur de la couche tampon d'argent.

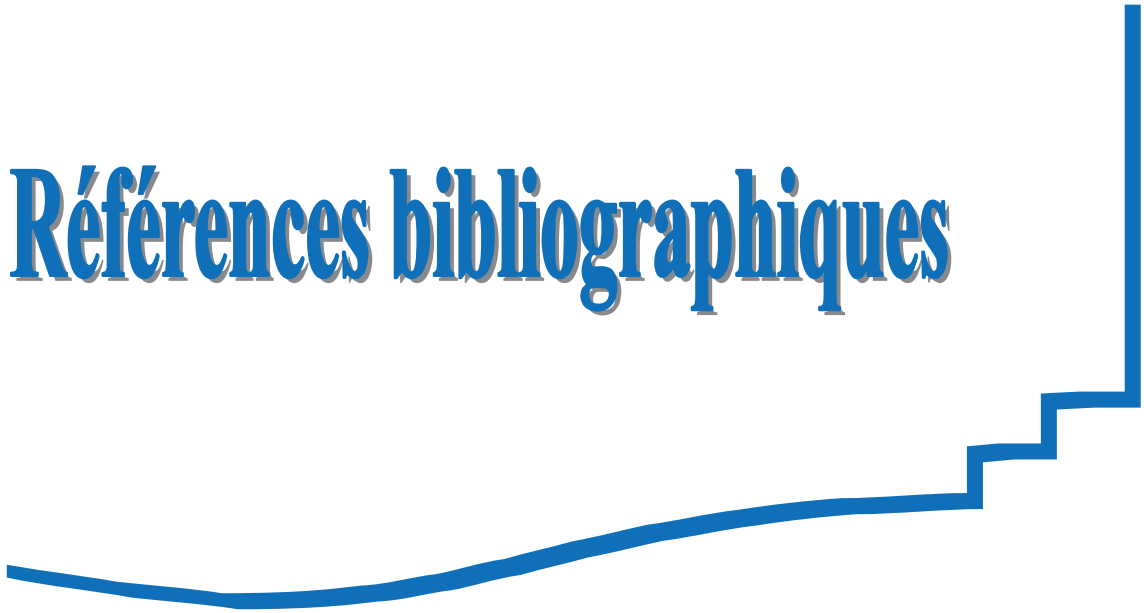
De là, il est constaté que pour le premier type d'échantillons, la rugosité de surface accroît en fonction de l'augmentation de l'épaisseur t_{Ag} de la couche tampon et donne pour résultats, des informations autour de la croissance des couches, qu'elle est tridimensionnelle et mène vers une mauvaise qualité des surfaces. A cet effet, pour la modification de la qualité de surface des échantillons, nous devons introduire directement une couche espacée de Cr devant croître sur le substrat monocristallin d'une façon parfaite, engendrant ainsi le deuxième type d'échantillons, cités plus-haut, menant à une croissance épitaxie monocristalline des couches suivantes et de type bidimensionnel, diminuant l'ordre de la rugosité de surfaces et/ou des interfaces. Ce qui a été observé dans la plus haute intensité des pics de Bragg des raies de couches composées, que l'intensité des pics du cas du premier type d'échantillons.

Pour le 3^{ème} type d'échantillons, il résulte que la croissance de couche tampon d' Ag se fait d'une façon tridimensionnelle menant à une croissance polycristalline de la couche de Fer avec un grand ordre de rugosité de surface causée par l'interdiffusion entre les couches de Fe et Ag , indiquée dans l'absence des raies du Bragg pour le matériau de Ag et l'apparition du raie (110) de la couche de Fe et l'augmentation du rapport d'intensité $\frac{I_b}{I_p}$ des courbes rocking Scan.

- Pour ce qui est des propriétés magnétiques, Il découle qu'à partir des courbes d'hystérésis, il y a une anisotropie dans le plan pour les trois types d'échantillons, qui apparait à travers les grandes valeurs du champ coercitif H_c dans le cas d'un champ magnétique externe appliqué le long de la direction $\langle 100 \rangle$, ceci pour les deux premiers types et suivant l'angle 45° , pour le troisième type d'échantillons que le cas $\langle 110 \rangle$ ou suivant l'angle 00° . Ce comportement peut être interprété par une rugosité d'interface qui influence le mode de retournement de l'aimantation. En effet, cette rugosité d'interface limite les propagations des parois de domaines magnétiques et le processus de retournement de l'aimantation est gouverné uniquement par la nucléation et non par la nucléation-propagation, comme dans le cas des deux premiers types d'échantillons.

Enfin, nous pouvons déduire que le type de substrat à une forte influence sur les propriétés structurales et magnétiques des couches minces.

Références bibliographiques



REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] P. Bruno ; Anisotropie magnétique et hystérésis du cobalt a l'échelle du plan atomique : Théorie et expérience, thèse de doctorat, **(1989)** PP 26, 22, 23.
- [2] Li. Donggi , M. Freitag, J. Pearson, Z. Q. Qiu, S. D. Bader; Magnetic phases of ultrathin Fe grown on Cu(100) as epitaxial wedges, Phys. Rev. Lett. 72(19) **(1994)** 3112-3115.
- [3] N. B. Brooks, Y. Chang, P.D. Johnson, Magnetic interface states and finite-size effects , Phys. Rev. Lett. 67(3) **(1991)** 354-357.
- [4] B. Heinrich, K. B. Urquhart, A. S. Arrott, J. F. Cochran, K. Myrtle et S. T. Purcell ; Ferromagnetic-resonance study of ultrathin bcc Fe(100) films grown epitaxially on fcc Ag(100) substrates, Phys. Rev. Lett. 59 **(1987)** 1756-1959.
- [5] N. C. Koon, B. T. Jonker, F. A. Volkening, J. J. Krebs, and G. A. Prinz ; Direct Evidence for Perpendicular Spin Orientations and Enhanced Hyperfine Fields in Ultrathin Fe(100) Films on Ag(100), Phys. Rev. Lett. 59 **(1987)** 2463-2466.
- [6] R. Cabanel, P. Etienne, S. Lequien, G. greuzet, A. Barthélémy, A. Fert ; Magnetic properties of (001)bcc Fe/(001)fcc Ag superlattices J. Appl. Phys. 67(9) **(1990)** 5409-5411.
- [7] M. Garad Houmed ; L'anisotropie magnétique perpendiculaire induite par oxydation et recuit thermique: De la structure au magnétisme, Thèse de doctorat, Université Grenoble **(2012)** PP 10, 19, 20.
- [8] J. A. C. Bland, B. Heinrich ; Ultrathin Magnetic Structures I. An Introduction to the Electronic, Magnetic and Structural Properties. Springer **(2005)** PP 1, 65, 66, 67.
- [9] L. Néel ; Anisotropie magnétique superficielle et surstructures d'orientation, J. Phys. Radium 15(4) **(1954)** 225-239.
- [10] B. Heinrich, J.A.C. Blands ; Ultrathin Magnetic Structures II. Measurement Techniques and Novel Magnetic Properties. Springer **(1994)** P196.
- [11] D. D. Awschalom, D. P. Divineinzo ; Complex Dynamics of Mesoscopic Magnets Physics Today. April 48(4) **(1995)** 43-48.
- [12] R. Boukhalfa ; Propriétés structurales et magnétiques des couches minces Fe/Ag déposées sur un substrat monocristallin MgO(001), Thèse de magister, Université Tébessa **(2004)** PP 5,15, 26.

- [13] H. Ibach ; H. Lüth ; Crystalline anisotropy, Solide-State Physics ; An introduction to principales of materials science. Springer (1985) PP 219, 222.
- [14] A. H. Morrish ; The physical principal of magnetism. New York (1965) P110.
- [15] R. F. Pearson ; Magnétic Anisotropy. Experimental Magnetis I. New York (1979) P 138.
- [16] P. Bruno ; Magnetismus von Festkörpern und Grenzflächen, edité par, P.H. Dederichs, P. Grünberg, and W. Zinn (24. IFF-Ferienkurs, Forschungszentrum Jülich, 1993) PP. 24.1-24.28.
- [17] B. W-Fonrose, A. Traverse, L. Calmels, V. Serin, et E. Snoeck ; Structural and magnetic studies of Co thin films. Micron. 37(5) (2006) 478-485.
- [18] D. Paige, B. Szpunar, B. K.Tanner ; The magneto crystalline anisotropy of cobalt J. Magn Magn Mater. 44 (1984) 239-248.
- [19] J. Kertest, T. Vicsek ; diffusion limited aggragation and regular patterns : fluctuations versus anisotropy, J. Phy. A 19(5) (1986) L 257-L 262.
- [20] M. Laval ; Observation et modélisation de micro et nanostructures magnétiques excitées par microondes en vue d'une application capteur, Thèse de doctorat, université Toulouse III (2008) PP 20,48.
- [21] F. Chemam, R. Boukhalfa, A. Bouabellou ; Effect of interface roughness on the magnetic anisotropy in epitaxial Fe films, phys. stat. sol. (c) 3(5) (2006) 1298–1301.
- [22] F.Chemam, A. Bouabellou, R. Halimi, M. -F. Mosbah ; Ag layer thickness dependence of magnetic properties in Fe/Ag superlattices, J. Magn Magn Mater. 211 (2000) 320- 325.
- [23] E. Toufik ; Etude des propriétés structurales magnétiques et de transport des couches minces et multicouches $\text{Co}_x\text{Zn}_{1-x}$; $(\text{Co}_x\text{Zn}_{1-x}/\text{Cu}; \text{Co})_n$, préparées par électrodéposition, Thèse de doctorat, Université Rabat (2007) PP 20, 21.
- [24] L. Néel ; oeuvre scientifiques(1978), Editions du CnRs, C.R. Acad. Sci, Paris (1955)PP 241, 533.
- [25] P. F. Carcia, A. D. Meinhalt, A. Suna ; Perpendicular magnetic anisotropy in Pd/Co thin film layered structures, Appl phys. Lett. 47(2) (1985)178-180.
- [26] N. H. Cho, K. M. Krishnan, C. A. Lucas, R. F. C. Farrow ; Microstructure and magnetic anisotropy of ultrathin Co/Pt multilayers grown on GaAs (111) by molecular-beam epitaxy, J. Appl Phys. 72 (1992) 5799-5807.
- [27] H. J. G. Draaisma, W. J. M. de Jonge ; Surface and volume anisotropy from dipole dipole interactions in ultrathin ferromagnetic films, J. Appl Phys. 64(7) (1988) 3610-3613.

- [28] F. J. A. den Broeder, W. Hoving, P.J.H. Bloemen ; Magnetic anisotropy of multilayers, *J. Magn Magn Mater.* 93(1991) 562-570.
- [29] R. Cabanel, P. Etienne, S. Lequien, G. Greuzet, A. Berthelemy, A. Fert ; Magnetic properties of (001)bcc Fe/(001)fcc Ag superlattices, *J Appl Phy.*67(9) (1991) 5409 - 5411.
- [30] B. N. Engel, C D. England, R. A. Van Leeuwen, M. M. Wiedmann, C. M. Falco, Interface ; Magnetic anisotropy in epitaxial Co/Pd superlattices, *Phys. Rev. Lett.* 67(14) (1991) 1910-1913.
- [31] C. Chappert, P. Bruno ; Magnetic anisotropy in metallic ultrathin films and related experiments on cobalt films (invited), *J. Appl Phy.* 64(10) (1988) 5736-5741.
- [32] C. F. C. Frank, J. H. Van der Merwe ; One-dimensional dislocations. I. Static theory, *The Royal Society. A* .198 (1949) 205-216
- [33] M. T. Johnson, P. J. H. Bloemen, F. J. A. den Broeder, J. J. de Vries ; Magnetic anisotropy in metallic multilayer, *Rep Progr Phys.* 59 (11) (1996)1409-1458.
- [34] C. R. Wissem ; Couches magnétiques épitaxiales sur surfaces vicinales de silicium: Magnéto-optique linéaire et non linéaire, Thèse de doctorat, Université paris XI (2002) PP 40, 47.
- [35] A. Herpin ; Théorie du magnétisme, P.U.F, Paris (1968).
- [36] A. Djabri ; Propriétés structurales et magnétiques des bicouches *Fe/Ag* déposées sur un substrat *SiO₂/Si*, thèse de magister, université de Tébessa, (2011) PP 7, 8.
- [37] S. Chikazumi, S. H. Charap ; Physics of magnetism, Wiley, New york (1964) P12.
- [38] V. I. Moruzzi, P. M. Marcus ; Magnetism in fcc rhodium and palladium , *Phy. Rev.* B 39(1) (1989) 471-474.
- [39] A. Marty, S. Andrieu ; Croissance et structure des couches minces, *J. Phy IV, Colloque C7, supplément au Journal de Physique III. Vol 6,* (1996) 3-11
- [40] A. J. Freeman, Ru QIaN Wu ; Electronic structure theory of surface, interface and thin-film magnetism, *J. Magn Magn Mat.* 100(1-3) (1991) 497-514.
- [41] C. Chappert, K. Le Dang, P.Beauvillain, H. Hnurdequint, D. Renard ; Ferromagnetic resonance studies of very thin cobalt films on a gold substrate. *Phy. Rev. B* 34(5) (1986) 3192-3197.
- [42] C. Chappert, P. Bruno ; Magnetic anisotropy in metallic ultrathin films and related experiments on cobalt films (invited), *J. Appl Phy.* 64(10) (1988) 5736-5741.
- [43] P. Bruno ; Dipolar magnetic surface anisotropy in ferromagnetic thin films with interfacial roughness , *J. Appl Phy.* 64(6) (1988) 3153-3156.

- [44] F. Ott et M. Viret ; Magnétisme de surface et d'interface, Collection SFN 8 (2007) 77–102.
- [45] A. Moser et al ; Magnetic recording: advancing into the future, J. Phys. D: Appl. Phys. 35(2002) R157–R167
- [46] B. Dieny ; Magnétisme II, matériaux et applications, œuvre scientifique Grenoble, (2000) PP 302.
- [47] M. Noda ; Pulse response bistable magneto-impedance effect in amorphous wires, IEEE Transactions on Magnetics. 37(6) (1995) 3167 - 3169.
- [48] T. Suzuki ; Ultrahigh- Density Information-Storage Materials, Magneto-optic Recording Materials Bulletin. 21(9) (1996) 42-47.
- [49] M. Mansuripur ; Recent Developments, The physical principles of magneto-optical recording Cambridge. University Press (1995) P51.
- [50] A. Y. Cho ; GaAs epitaxy by a molecular beam method: Observations of surface structure on the (001) face, J. Appl. Phys 42 (1971) PP 2074.
- [51] A. Y. Cho ; Advances in molecular beam epitaxy (MBE), J. Cryst Growth. 111 (1991) 1-13.
- [52] M. A. Herman, H. Sitter ; Molecular Beam Epitaxy, Springer Series in Materials Science, 7 (1996) 1– 454.
- [53] S. Bcreideo ; Caractérisation électrique des couches D'AsGa: Ge épitaxies par la technique des jets moléculaires, thèse de doctorat, (1981) P 7.
- [54] H. Fischer ; Elaboration et propriétés physiques de super réseaux à base de manganèse, Thèse de doctorat, (1995).
- [55] A. Mougin ; Nano systèmes magnétostrictifs de type TRFe₂ (110) (TR=Terre Rare) : croissance, morphologie et propriétés magnétiques, Thèse de doctorat, (1999) P 184.
- [56] M. A. Herman, W. Richter, H. Sitter ; Molecular beam epitaxy, Epitaxy Physical Principles and Technical Implementation. Springer Verlag (2004) P 131.
- [57] F. Chemam ; Contribution à l'étude des propriétés magnétiques des super-réseaux Fe/Ag, thèse de doctorat, université mentouri de constantine (2001) P 33.
- [58] M. Hehn ; Elaboration, étude des propriétés structurales et magnétiques de couches et réseaux de plots submicroniques a base de cobalt, Thèse de doctorat, Université Strasbourg (1997) PP 10, 12, 22
- [59] M. SUSSIAU, Thèse de doctorat, P 38.

- [60] L. Gonzales; Experimental and theoretical study of Co adsorbed at the surface of Cu: Reconstructions, charge-density waves, surface magnetism, and oxygen adsorption, *Phys. Rev. B.* 24(6) (1981) 3245-3254.
- [61] J. W. A. Sachtler, M.A. Van Hove, J.P. Bibérian, G. A. Samorjai ; The structure of epitaxially grown metal films on single crystal surfaces of other metals: Gold on Pt(100) and platinum on Au(100), *Surf Sci.* 110 (1981) 19-42.
- [62] P. Etienne, J. Massies ; Basic considerations on the growth of metallic layers by molecular beam epitaxy : application to Cr/Fe, Ag/Fe and Cu/Co multilayers, *J. phys III* (8) . France 3 (1993) 1581-1588.
- [63] 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 nancy1 (2001) P 5.
- [64] J. W. Matthews ; Epitaxial Growth, Materials Sciences Series, ed, Academic Press, New York (1975) P433.
- [65] P. Fenter, T. Gustafson ; Bilayer growth in a metallic system: Au on Ag (110), *Phys. Rev. Lett.* 64 (10) (1990) 1142-1145.
- [66] P. Etienne, J. Chazelas, G. Creuset, A. Friederich, J. Massies, F. Nguyen van Dau, A. Fert ; Growth of single-crystal Fe/Cr magnetic multilayer structures on (001) GaAs by molecular beam epitaxy *J. Crystal Growth.* 95(1-4) (1989) 410-414.
- [67] J. E. Cunningham, J. Dura, C. P. Flynn, M. Hey, D. U. Gubser, S. A. Wolf ; *Metallic Multilayers and Epitaxy* , Pub. Metal Soc. ed (1988) 77.
- [68] J. H. Van der Merwe ; Analytical selection of ideal epitaxial configurations and some speculations on the occurrence of epitaxy II. Epitaxy of (111) f.c.c. overlayers on (110) b.c.c. substrates, *Phil Mag. A.* 45(1) (1982) 145-157.
- [69] B. Voigtleder, G. Meyer, N. M. Amer ; Epitaxial growth of Fe on Au(111): a scanning tunneling microscopy investigation, *Surf Sci. Lett.* 255(3) (1991) L529-L535.
- [70] K. Ounadeja, D. Muller, A. Dinia, A. Arbaoui, P. Panissod ; Perpendicular anisotropy and antiferromagnetic coupling in Co/Ru strained superlattices, *Phys. Rev. B.* 45(14) (1992) 7768-7771.
- [71] W. R. Bennett, W. Shwarzacker, W. F. Egelhoff ; Concurrent enhancement of Kerr rotation and antiferromagnetic coupling in epitaxial Fe/Cu/Fe structures, *Phys. Rev. Lett.* 65(25) (1990) 3169-3172.

- [72] V. Reymond ; Nouvelles couches minces et multicouches dérivées de BaTiO₃ : optimisation des propriétés diélectriques, thèse de doctorat, Université de bordeaux I (2004) PP 24,51.
- [73] P. N. Argyers ; Theory of the Faraday and Kerr Effects in Ferromagnetics, Phys. Rev. 97 (2) (1955) 334-345.
- [74] H. S. Bennett et E. A. Stern ; Faraday Effect in Solids, Phys. Rev. 137(2) (1965) A448–A461
- [75] J. L. Erskine, E.A. Stern ; Magneto-optic Kerr Effect in Ni, Co, and Fe, Phy. Rev. Lett. 30(26) (1973) 1329-1332.
- [76] S. D. Bader, E. R. Moog ; Magnetic properties of novel epitaxial films (invited), J. Appl Phy. 61(8) (1987) 3729-3734.
- [77] E. R. Moog, S. D. Bader ; Smoke signals from ferromagnetic monolayers: p(1*1) Fe/Au(100) Superlattices . Microstruct1. (1985) 543-552
- [78] J. Kerr ; On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet , Philosophical Magazine Series 5. Vol 3 (9) (1877) 321-343
- [79] J. Kerr ; Réfection of polarized light from the equatorial surface of a magnet, Philosophical Magazine Series 5.Vol5 (1878) 157-161
- [80] J. Ferré, J. P. Jamet, P. Meyer ; Magnéto-Optical studies of magnetic ultrathin film structures, Phys. Stat. Sol. (a).175(1) (1999) 213-223
- [81] A. Neudert, J. McCord, D. Chumakov, R. Schäffer, L. Schultz ; Small-amplitude magnetization dynamics in permalloy elements investigated by time-resolved wide-field Kerr microscopy, Phys. Rev. B.71(13) (2005) 134405-134414.
- [82] R. Schäfer and A. Hubert ; Domains in soft magnetic materials, J. de Phys. IV 8(2) (1998) 283-290
- [83] P. Person ; Jonctions tunnel à aimantation perpendiculaire: -Croissance, caractérisations structurales -Phénomènes de couplage, magnéto transport -Extension aux hétérostructures pour l'injection de spins dans les semi-conducteurs III-V, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier Grenoble (2007) P18.
- [84] E. Kunnen, S. Mangin, V.V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede, A. Vantomme, A. Hoser, K. Temst, Influence of strain on the anti-ferromagnetic ordering in epitaxial Cr(001) films on MgO, Thin Solid Films. 414(2) (2002) 262-269.

- [85] P. Etienne, J. Massies, S. Lequien, R. Cabanel, F. Petroff ; Molecular beam epitaxial growth of Cr/Fe, Ag/Fe, Ag/Cr and Ag/Co superlattices on MgO (001) substrates, *J. Crystal Growth*.111 (1-4)(**1991**) 1003-1010.
- [86] S. Demuynck, J. Meersschaut, J. Dekoster, B. Swinnen, R. Moons, A. Vantomme, S. Cottenier, M. Rots ; Structural and Magnetic Ordering of Chromium in Ag/Cr Multilayers, *Phys. Rev. Lett.* 81(12) (**1998**) 2562-2565.
- [87] J. F-Vincent ; Transport tunnel polarisé en spin dans le système épitaxie Fe/MgO/Fe : Interactions magnétiques et Symétries électroniques, Thèse de doctorat, Ecole de nancy (**2004**) P32
- [88] R. Dujardin ; Epitaxie par jets moléculaires de nanostructures isolées de germanium sur silicium, thèse de doctorat, université Joseph Fourier Grenoble (**2006**) P10.
- [89] A. Ouahab, C. Mottet, J. Goniakowski ; Atomistic simulation of Ag thin films on MgO(100) substrate: A template substrate for heterogeneous adsorption, *Phys. Rev. B.* 72 (3) (**2005**) 035421-035431.
- [90] P. Guenard, G. Renaud, B. Villette ; Structure, translational state and morphology of the Ag/MgO(001) interface during its formation, *Physica. B.* 221 (**1996**) 205-209.
- [91] O. Robach, G. Renaud, A. Barbier ; Structure and morphology of the Ag/MgO(001) interface during in situ growth at room temperature , *Phys. Rev. B.* 60(8) (**1999**) 5858-5858.
- [92] J. A. Venables, J. Derrien, A. Janssen ; Direct observation of the nucleation and growth modes of Ag/Si(111), *Surf. Sci.* 95 (**1980**) 411-430.
- [93] F. Chemam, A. Bouabellou, R. Boukhalifa ; The influence of Ag buffer layer on the structural and magnetic properties in epitaxial Fe films, *J. Magn. Mater.* 272–276 (2) (**2004**) 1174-1175.
- [94] F. Chemam, R. Boukhalifa, A. Bouabellou ; Effect of interface roughness on the magnetic anisotropy in epitaxial Fe films, *phys. stat. sol. (c)* 3. (5) (**2006**) 1298-1301.
- [95] E. E. Fullerton, M. J. Conover, J. E. Matteson, C. H. Sowers, S. D. Bader ; Oscillatory interlayer coupling and giant magnetoresistance in epitaxial Fe/Cr(211) and (100) superlattices, *Phys. Rev. B* 48 (21) (**1993**) 15755-15763.
- [96] Z. J. Yang, M. R. Sheinfein ; Interfacial-roughness effects on giant magneto résistance and interlayer coupling in Co/Cu superlattices, *Phys. Rev. B.* 52(6) (**1995**) 4263-4274.
- [97] J. M. Gallego, S. Kim, T. J. Moren, D. Lederman, I. K. Schuller ; Growth and Structural Characterization of Ni/Co Superlattice, *Phys. Rev. B.* 51(4) (**1995**) 2550-2554.

- [98] M. Li, Y-P. Zhao, G. C.Wang, H. -G. Min ; Effect of surface roughness on magnetization reversal of Co films on plasma-etched Si.100. substrates, *J. Appl Phys.* 83(11) **(1998)** 6287-6289.
- [99] F. Chemam, A. Bouabellou, A. Layadi, S. Senoussi ; In-plane anisotropy and coupling in Fe/Ag superlattices, *Materials Science and Engineering: C19(1-2)* **(2002)** 125-128.
- [100] W. Yang, D. Lambeth, L. Tang, D. Langhlin ; Epitaxial Ag templates on Si(001) for bicrystal CoCrTa media , *J. Apply Phys.* 81 **(1997)** 4370 - 4372.
- [101] F. Chemam, k. lenz, w. kuch, Influence of a Cr seed layer on the magnetic anisotropy of epitaxial Fe/Ag films on MgO(001), *Appl Phys A.* 92 **(2008)** 381-385.
- [102] R. Boukhalfa, F. Chemam, A. Bouabellou ; Comparative study of the structural properties to the molecular beam epitaxial growth of the Fe/Ag and Fe/Cr/Ag thin films, *IOP Conf. Series, Materials Science and Engineering.* 13(1) **(2010)** 1- 4.
- [103] F. Petroff ; Effet Hall et magnétisme des alliages amorphes nickel-zirconium fabriqués par pulvérisation, Thèse de doctorat, Université Paris-Sud **(1992)**.
- [104] F. Chemam, R. Halimi, A. Bouabellou, M.-F. Mosbah ; Elaboration et caractérisation de super-réseaux Fe/Ag, *Sciences & Technologie*12, Décembre **(1999)**1-6.
- [105] T. Kanaji, T. Kagotani, et S. Nagata ; Auger and loss spectroscopy study of surface ace contamination effect on the growth mode of iron epitaxial films on MgO(001), *Thin Solid Films.* 32 **(1976)** 217-219.
- [106] T. Urano, T. Kanaji ; Atomic and electronic structure of ultrathin iron film on MgO(001) surface, *J. Phys. Soc. Japan.* 57(10)**(1988)** 3403-3410.
- [107] M. Rickart, B. F. P. Roos, T. Mewes, J. Jorzick, S. O. Demokritov, B. Hillebrands ; Morphology of epitaxial metallic layers on MgO substrates: influence of submonolayer carbon contamination, *Surf. Sci.* 495(1-2) **(2001)** 68-76.
- [108] D. E. Bürgler, C. M. Schmidt, D. M. Schaller, F. Meisinger, R. Hofer, H. J. Güntherodt ; Optimized epitaxial growth of Fe on Ag(001), *Phys. Rev. B.* 56 (7) **(1997)** 4149-4158.
- [109] P. Grünberg, S. Demokritov, A. Fuss, R. Schreiber, J. A. Wolf et S. T. Purcell ; Interlayer exchange, magnetotransport and magnetic domains in Fe/Cr layered Structures, *J. Magn. Matter.* 104 **(1992)** 1734.
- [110] R. J. Hicken, S. J. Gray, A. Ercole, C. Daboo, D. J. Freeland, E. Gu, E. Ahmad, J. A. C. Bland ; Magnetic anistropy in ultrathin epitaxial Fe/Ag(100) films with overlayers, *Phys. Rev. B.* 55(9) **(1997)** 5898-5907.

- [111] P. J. Schurer, Z. Celinski, B. Heinrich; Mössbauer investigation of the growth of the Fe multilayer in Fe(100)/Ag(100) structures Phys. Rev. B. 51(4) **(1995)** 2506-2514.
- [112] J. Lösch, P. Leinenbach, U. Memmert, U. Hartmann ; Morphology of Ag.100/ thin films on Fe/GaAs(100) substrates: the influence of film thickness and annealing processes studied by scanning tunneling microscopy, Appl. Phys. A 66 **(1998)** S1133–S1135
- [113] L. Z. Mezey et J. Gibber ; The Surface Free Energies of Solid Chemical Elements: Calculation from Internal Free Enthalpies of Atomization, Jpn. J. Appl. Phys. 21 **(1982)** 1569-1571
- [114] A. Kamijo, H. Igarashi ; Growth of epitaxial Fe/Cr superlattices having extremely flat interfaces , J. Appl Phys 71 (5) **(1992)** 2455-2457 .
- [115] F. Gautier, D. Stoeffler ; magnetism and growth of ultrathin films of transitions metals, Surf. Sci. 249(1-3) **(1991)** 265-280.
- [116] J. -M. Baribeau ; Low angle xray reflection study of ultrathin Ge films on (100)Si, J. Appl Phys. Lett. 57(17) **(1990)** 1748-1750.
- [117] W. Wulfhekel, S. Knappmann, H. P. Oepen ; Magnetic anisotropy of Co on Cu (1 1 17), J. Appl Phys.79(2) **(1996)** 988-992.
- [118] E. E. Fullerton, I. K. Schuller, H. Vanderstraeten, Y. Bruynseraede ; Structural refinement of superlattices from x-ray diffraction , Phys. Rev. B. 45(16) **(1992)** 9292-9310.
- [119] G. Gladyszewski, K. Temst, K. Mae, R. Schad, Belién, E. Kunnen, G. Verbanck, Y. bruynseraede, R. Monns, A. Vantomme, S. blasser, G. langouche ; Structure of Ag/Fe superlattices probed at different lenght scales, Thin Solid Films. 366(1-2) **(2000)** 51-62.
- [120] R. Naik, C. Kota, J. S. Payson, G. L. Dunifer ; Ferromagnetic-resonance studies of epitaxial Ni, Co, and Fe films grown on Cu(100)/Si(100), Phys. Rev. B .48(2) **(1993)** 1008-1013.
- [121] F. D’Orazio, G. Gubbiotti, F. Lucari, E. Tassoni ; Magnetic and structural properties of Fe/Al multilayers, J. Magn Mater. 242 (1) **(2002)** 535-537.
- [122] B. Ghebouli, S. M. Cherif, A. Layadia, B. Helifa, M. Boudissa ; Structural and magnetic properties of evaporated Fe thin films on Si(111), Si(100) and glass substrates, J. Magn Magn Mater. 312(1) **(2007)** 194-199.
- [123] M. Milosavljevic, G. Shao, N. Bibic, C. N. Mc Kinty, C. Jeyncs, K.P. Hemowood ; Amorphous-iron disicilide: a promising semiconductor, J. Appl Phys.79 **(2001)** 1438-1440.
- [124] A. Chaik, R. P. Michel, M. A. Wall ; Structure and magnetism of Fe/Si multilayers grown by ion-beam sputtering, Phys. Rev. B. 53(9) **(1996)** 5518-5529.

- [125] H. B. Nie, S. Y. Xu, C. K. Ong, Q. Zhan, D. X. Li, J. P. Wang ; In-plane magnetic anisotropy in RF sputtered Fe–N thin films, *Thin Solid Films*. 440 (2003) 35–40.
- [126] B. Sass, S. Buschhorn, W. Flesch, D. Schmitz, P. Imperia ; Thin layers of Fe, Co and Ni on V_2O_3 (112 $\bar{0}$) and V_2O_3 (0001): A comparison of the interfacial magnetic interactions, *J. Magn Magn Mater*. 303(1) (2006) 167-177.

Résumé



تأثير المسند المستخدم على الخصائص البنيوية و المغناطيسية لثنائي الطبقة Fe/Ag

ملخص

الرقائق المدروسة Fe/Ag ذات السمك الثابت 300\AA للطبقة Fe و السمك المتغير لطبقة الفضة من 00\AA الى 150\AA حضرت بواسطة الترسيب الموجه بالقذف الجزيئي على نوعين من المساند $MgO(001)$ احادي البلورة و $Si(001)/SiO_2$ متعدد البلورة وذلك لمعرفة مدى تأثير طبيعة المسند على الخصائص البنيوية و المغناطيسية لهذه الرقائق.

الجودة البنيوية الذي تمت معاينتها بواسطة تقنية انعراج الأشعة السينية عند الزوايا الصغيرة والكبيرة بينت تعلق تضاريس الأسطح و طبيعة النمو للطبقات بكل من نوع المسند المستخدم و سمك الرقيقة Ag و إدخال طبقة ذات سمك ثابت 75\AA من مادة Cr على العينات الموضوعه على النوع الاول من المسند اثبت صحة هذه النتائج .

الخصائص المغناطيسية تمت معاينتها بواسطة تقنية المغنطو ضوئية ($MOKE$) لفعل $Kerr$ في درجة حرارة الغرفة .

تحليل دورات الهسترة التي تم تسجيلها بواسطة $MOKE$, بتطبيق حقل مغناطيسي موازي للاتجاهين $\langle 110 \rangle$, $\langle 100 \rangle$ لطبقة Fe أكدت الاستنتاج السابق ذكره من تحليل الخصائص البنيوية وتمثلت في وجود عدم تماثل المناحي في المستوى وعلاقة هذا الأخير بقيمة الحقل الحرج بنوع المسند وتغير سمك الطبقة Ag .

الكلمات المفتاحية:

Fe , Ag , $Si(100) / SiO_2$, $MOKE$, احادي البلورة، متعدد البلورات ، مغنطة، دورة الهسترة ، الحقل الحرج ، تضاريس، عدم تماثل المناحي .

Substrate influences on the structural and magnetic properties of Fe/Ag bilayers

Abstract

Fe/Ag Thin films with a film of *Fe* fixed at 300\AA for and a buffer layer thickness t_{Ag} varied from the from 00\AA to 150\AA , are prepared by the technique of molecular beam epitaxial, on two kinds of substrates *MgO*(001) single - crystal and *Si*(001)/*SiO*₂ polycrystalline, to find the effects of kinds substrate on the structural and magnetic thin film properties.

The samples structural properties which are characterized by X-ray diffractions at small and high angles suggested the dependence of the interfacial roughness and growth nature with the type of substrates used and the *Ag* buffer layer thickness. The introduction of a 75\AA fixed thickness of *Cr* layer into the first type of samples confirmed these results.

The magnetic properties are characterized by the *MOKE* technique at room temperature.

The analysis of the hysteresis loops which is registered by *MOKE* with a magnetic field applied, parallel with $\langle 100 \rangle$ and $\langle 110 \rangle$ *Fe* film directions has suggested the above results of the structural properties and assimilate in a presence of plane uniaxiale anisotropy, and in a dependence of the last one and the coercive fields values with the substrates types and the *Ag* buffer layer thickness.

Keywords

Fe, Ag, Si(100)/*SiO*₂, *MOKE*, monocrystal, polycrystal, magnetization, hysteresis loops, coercive field, roughness and anisotropy magnetic.

Influence du substrat sur les propriétés structurales et magnétiques des bicouches Fe/Ag

Résumé

Les couches minces *Fe/Ag* avec un film de *Fe* fixé à 300Å et une couche d'argent d'épaisseur variée de 00Å à 150Å , sont préparées par la technique d'épitaxie par jet moléculaire sur deux types de substrats *MgO(001)* monocristallin et *Si(001)/SiO₂* polycristallin pour constater l'effet de substrat sur les propriétés structurales et magnétiques des couches.

Les propriétés structurales qui sont caractérisées par la diffraction de rayons X aux petits et aux grands angles ont suggéré la dépendance de la rugosité de l'interface et la nature de la croissance, avec le type de substrats utilisé et l'épaisseur de la couche tampon de *Ag*. L'introduction d'une couche de *Cr* dans le premier type d'échantillons a confirmé ces résultats.

Les propriétés magnétiques sont caractérisées par la technique de la magnéto-optique à effet de Kerr (*MOKE*) à température ambiante.

L'analyse des courbes d'hystérésis qui est enregistrée par le *MOKE* avec un champ appliqué, parallèle aux directions $\langle 100 \rangle$ et $\langle 110 \rangle$ de la couche de *Fe*; a suggéré les derniers résultats des propriétés structurales et assimilées dans la présence d'une anisotropie uniaxiale et la dépendance de ce dernier et les valeurs du champ coercitif avec le type de substrat et l'épaisseur de la couche tampon *Ag*.

Mots clés:

Fe, Ag, Si(001)/SiO₂, MOKE monocristallin, polycristallin, aimantation, cycle hystérésis, champ coercitif, rugosité et anisotropie magnétique.