



HAL
open science

L'effet tunnel dépendant du spin comme sonde du micromagnétisme et du transport d'électrons chauds : application aux capteurs

Daniel Lacour

► **To cite this version:**

Daniel Lacour. L'effet tunnel dépendant du spin comme sonde du micromagnétisme et du transport d'électrons chauds : application aux capteurs. Matière Condensée [cond-mat]. Université Henri Poincaré - Nancy I, 2002. Français. NNT: . tel-01746749v2

HAL Id: tel-01746749

<https://theses.hal.science/tel-01746749v2>

Submitted on 24 Apr 2003

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



U.F.R. Sciences et Techniques de la Matière et des Procédés
Ecole doctorale EMMA
Département de Formation Doctorale de Physique et Chimie de la Matière et des Matériaux

Thèse

Présentée pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université Henri Poincaré, Nancy I

En Physique et Chimie de la Matière et des Matériaux

par Daniel Lacour

L'effet tunnel dépendant du spin comme sonde du
micromagnétisme et du transport d'électrons chauds :
application aux capteurs

Soutenue le 19 Décembre 2002 devant le jury composé de :

MM.	C. Chappert	Rapporteur
	A. Fert	Président
	M. Hehn	
	F. Nguyen Van Dau	
	A. Schuhl	Directeur de thèse
	A. Thiaville	Rapporteur

Monsieur LACOUR Daniel

DOCTORAT de l'UNIVERSITE HENRI POINCARÉ, NANCY 1

en PHYSIQUE & CHIMIE DE LA MATIERE & DES MATERIAUX

VU, APPROUVÉ ET PERMIS D'IMPRIMER

n° 789

Nancy, le 16 janvier 2003

Le Président de l'Université



Cl. BURLET

Merci !

Tout d'abord je tiens à remercier Claude Chappert et André Thiaville d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse et Albert Fert d'en avoir assuré la présidence.

Lors de ma maîtrise, mon premier contact avec la recherche et le travail en équipe dans un laboratoire de physique fut si agréable que j'ai remis ça au cours des années suivantes d'abord pour un D.E.A d'abord, et ensuite pour une thèse ensuite. Je n'aurais jamais connu tout cela sans Olivier Lenoble et Michel Hehn. Merci donc à tous les deux non seulement pour m'avoir fait une place dans votre bureau de Nancy, fait découvrir les joies de la recherche mais également pour tous les bons moments passés en votre compagnie. Je tiens aussi à te remercier Michel pour tout le temps, l'énergie et l'intérêt que tu as consacré à ce travail. Un grand merci également à Henri Jaffrès, compagnon de bureau à Orsay, avec qui c'était toujours un plaisir de travailler, merci aussi pour toutes les longues discussions pas toujours scientifiques mais toujours passionnées et passionnantes que nous avons eues (mais ils sont où les électrons ?).

L'opération CIFRE, base financière de cette thèse, a vu le jour grâce à la complicité de deux anciens collègues du Laboratoire Central de Recherche de Thomson-csf. Le premier c'est Alain Schuhl, l'homme qui m'a fait partir de Nancy pour découvrir le plateau d'Orsay et qui a dirigé cette thèse : merci pour tout ça Alain ! Le second c'est Frédéric Nguyen Vandau. Pour m'avoir accueillis à Orsay et encadré mon travail à l'UMR je te remercie Frédéric.

Mes remerciements vont plus généralement à toute l'équipe de l'UMR 137 au sein de laquelle passer trois années de thèse fût un véritable plaisir. Merci à Josette Humbert qui m'a appris à utiliser de nombreux appareils tous indispensables au procédé de lithographie, qui m'a donné de nombreux coups de mains et les bons tuyaux aux bons moments. Merci aussi à Annie Vaurès dont l'excellente maîtrise de la technique de pulvérisation cathodique a permis de réaliser un grand nombre de précieux échantillons. Merci à Frédéric Petroff avec qui discuter se révèle toujours être un enrichissant plaisir. Merci aussi à Jean Luc Maurice pour les magnifiques images de microscopie haute

résolution, à Olivier Durand pour les spectres de rayons X, à Yves Lemaître pour avoir bien voulu partager son bâtit de gravure ionique de "compét.", à l'équipe de Toulouse pour les superbes images de microscopie Kerr. Merci à toutes les personnes que j'ai le plaisir de rencontrer en AZ6. Merci beaucoup aussi à Nelly Duverne pour son dynamisme et son sens de l'organisation à qui le labo doit le café de 9 heures (parfois de 10 heures...), les repas de noel, les journées crêpes. Bref pour tous ces moments d'une grande convivialité, merci à toi Nelly. Ces trois années de thèse n'auraient jamais été si agréables sans l'excellente ambiance qui régnait quotidiennement aussi bien dans les bureaux que les salles de manips. Cette ambiance était principalement due à une équipe de joyeux doctorant, post-doctorants et permanents dont j'ai particulièrement apprécié l'humeur festive. La fine équipe était constituée de Julie Grollier, Manuel Bibes, Martin Bowen, Julian Carrey, Vincent Cross, Jean Marie George, Henri Jaffrès, Richard Mattana et Pierre Sénéor. Pour toutes les journées et surtout toutes les soirées que nous avons passées ensemble je vous remercie. Merci également à Karim Bouzehouane, Agnès Barthelemy et à Madjid Anane pour les bons moments au café du matin (et du soir) que nous avons partagés.

Je tiens tout particulièrement à remercier ici François Montaigne de m'avoir héberger dans son appartement à Nancy durant la période de rédaction de ce manuscrit. Tes conseils étaient, sont et seront toujours les bienvenus. Ta compagnie lors des parfois très longues soirées nancéennes mérite d'être recommandée dans le guide du Routard à la rubrique où boire un verre (ou deux). Merci à toi François !

Ces remerciements ne seraient pas complet si je ne remerciais pas mes colocos du 32 bd Ornano. Partager un appartement avec vous fut une expérience aussi intense qu'inoubliable. Merci donc à Pench, à Simon et à Julien. Merci aussi à la bande de potes avec qui j'ai découvert un 18^{ieme} *by night* très chaleureux au cours de ces trois années. Merci Laetitia, Alex, Arnaud, Choukri et Fred. Un grand merci aussi à Pauline pour avoir partager avec moi tout ce bon temps.

Merci aussi à ma Mémé qui a chassé avec soin les fautes d'orthographes de ce manuscrit (sauf dans cette partie)et finalement merci aussi à mes parents et à ma soeur Corine.

Encore merci à vous tous...

Table des matières

Merci !	i
Introduction	1
1 Introduction aux Jonctions Tunnel Magnétiques	3
1.1 Qu'est ce qu'une JTM?	3
1.1.1 Caractéristique courant/tension	4
1.1.2 Variation de résistance en fonction de la température	5
1.1.3 Variation de résistance en fonction de la configuration magnétique	6
1.1.3.1 Le modèle de Jullière	6
1.1.3.2 Le modèle de Slonczewski	8
1.1.4 Variation du taux de MRT en fonction de la tension	8
1.2 Applications à base de JTM	9
1.2.1 Capteurs de champ magnétique	9
1.2.2 Mémoires vives magnétiques à accès aléatoire	9
2 Duplication de domaines magnétiques	11
2.1 Mécanismes de renversement des aimantations des électrodes	11
2.2 Couplage entre les électrodes	14
2.2.1 Détermination par effet Kerr du champ de couplage	14
2.2.2 Les différents types de couplage	15
2.2.3 Détermination du type couplage existant dans nos JTM	18
2.3 Mise en évidence de la duplication de domaines	19
2.3.1 Anomalie de magnétorésistance tunnel	19
2.3.2 Mise en évidence direct par microscopie Kerr	24
2.4 Stabilité des parois : modèle micromagnétique	30
2.5 Cas particulier de JTM à électrode dure isotrope	36
2.6 Bilan du chapitre 2	39

3	Réalisation de capteurs et dépendance angulaire de la MRT	41
3.1	L'approche de Slonczewski	41
3.1.1	Choix d'une configuration d'aimantation perpendiculaire	45
3.1.1.1	Utilisation d'un substrat à amas de marche . .	45
3.1.1.2	Utilisation d'une couche d'oxyde de cobalt . .	46
3.1.1.3	Mise en évidence de l'obtention d'une configuration perpendiculaire	47
3.1.2	Mesures de transport : résultats et modélisation	49
3.2	Applications aux capteurs de faible champ magnétique	55
3.2.1	Utilisation comme capteur angulaire	55
3.2.2	Utilisation comme capteur de champ faible	56
3.2.2.1	Capteurs à base de cobalt oxydé	56
3.2.2.2	Capteurs à base d'Iridium Manganèse	58
3.2.2.3	Lien entre propriétés structurales et propriétés magnétiques	64
3.2.3	Perspectives	65
3.3	Bilan du chapitre 3	66
4	Doubles JTM et Transport d'électrons chauds	69
4.1	Etat de l'art	69
4.2	Principe de fonctionnement et motivations de cette étude . . .	70
4.3	Elaboration de doubles JTM avec une prise de contact sur chaque électrode	72
4.4	Résultats et discussion	75
4.4.1	Caractéristiques individuelles de chaque JTM d'un même empilement	77
4.4.2	Mise en évidence de la présence d'électrons chauds . . .	78
4.4.3	Perspectives et Applications des doubles JTM à trois entrées	81
4.5	Bilan du chapitre 4	83
	Conclusions	85
	Bibliographie	87
	Annexe A : Les conditions d'élaboration	89
	Annexe B : Le procédé technologique	95

Introduction

En 1988, la découverte de la magnétorésistance géante marque la naissance d'une nouvelle branche de la physique de l'état solide : l'électronique de spin, une électronique qui prend en compte le spin des électrons. En 1997, moins de dix ans après cette découverte, des dispositifs basés sur l'effet de magnétorésistance géante sont intégrés dans les têtes de lecture des disques durs. L'électronique de spin, jeune discipline, prend alors son envol. Entre temps, en 1995, J. Moodera obtient, à température ambiante, de fortes magnétorésistances en forçant des électrons à passer par effet tunnel à travers une barrière isolante prise en sandwich entre deux couches ferromagnétiques. C'est la première mise en évidence, à température ambiante, de l'effet tunnel dépendant du spin. L'électronique de spin s'enrichit alors d'une nouvelle génération de composants : les jonctions tunnel magnétiques (JTM). Dès lors, de nombreuses études sont consacrées à l'étude des JTM, elles ont pour objectif à la fois d'approfondir la compréhension des fondements du transport tunnel polarisé en spin et de développer une nouvelle génération de mémoires magnétiques non volatiles : les MRAM.

A l'aube de l'an 2000, le degré d'avancement théorique ainsi que les progrès réalisés à la fois dans la croissance des matériaux et dans les procédés de micro-photolithographie permettaient de franchir une étape supplémentaire et d'envisager l'utilisation des JTM, d'une part comme outils pour la recherche et d'autre part comme bases pour l'élaboration de nouveaux composants. Cette constatation est à l'origine de ce travail de thèse réalisé dans le cadre d'une bourse CIFRE mettant en relation le Laboratoire de Physique de Matériaux de l'Université Henri Poincaré et l'Unité Mixte de Physique CNRS-Thales.

Un premier chapitre d'introduction est consacré à la présentation des JTM composées de métaux de transition et aux principaux modèles théoriques qui rendent compte de l'effet tunnel polarisé en spin. Il contient les notions utiles à une bonne compréhension des effets reportés dans les chapitres suivants. Ainsi, les variations de la conductance en fonction de la tension, de la température et de l'orientation des aimantations d'une JTM

y sont décrites. A la fin, les applications potentielles à base de JTM sont brièvement évoquées.

L'objet du deuxième chapitre est de montrer comment l'extrême sensibilité du courant tunnel à la configuration magnétique des électrodes peut être mise à profit pour sonder le comportement magnétique de minces films magnétiques couplés. Après une étude des mécanismes de retournement des aimantations des électrodes, le comportement de ces aimantations lorsqu'elles sont couplées est traité. Un phénomène de duplication de structure en domaine magnétique est mis en évidence par des mesures de transport électroniques et les conditions d'existence de cet effet sont étudiées à la fois expérimentalement et théoriquement.

Le troisième chapitre de cette thèse est consacré à la réalisation de capteur de champ magnétique et à l'étude de la variation de la conductance tunnel lorsque l'angle entre les aimantations des électrodes varie. Dans une première partie, l'approche de Slonczewski qui rend compte de cette variation de conductance est décrite. Ensuite, la réponse électrique de JTM dont les aimantations sont perpendiculaires en champ nul est étudiée lorsque l'angle entre leurs aimantations varie. Dans une seconde partie, il est montré comment ce type de JTM peut être utilisé pour réaliser un nouveau type de capteur de champ magnétique.

Dans le chapitre quatre, un nouveau concept de transistor magnétique basé sur le transport d'électrons chauds est proposé. Le principe de fonctionnement de ce composant qui comprend deux JTM et sa technique d'élaboration sont décrits. Enfin, l'existence d'un courant d'électrons balistiques, base du fonctionnement de ce transistor, est démontrée expérimentalement.

Une partie des travaux de recherches reportés dans les chapitres 3 et 4 ont été soutenus financièrement par la communauté Européenne par l'intermédiaire de deux contrats nommés Tunnelsense et Nanomem¹.

¹Des nombreuses informations concernant le contrat nommé Nanomem sont disponibles à l'adresse internet suivante : <http://www.nanomem.u-nancy.fr/>

Chapitre 1

Introduction aux Jonctions Tunnel Magnétiques (JTM)

Depuis sa mise en évidence, à température ambiante, l'effet de magnétorésistance tunnel a été étudié par de nombreux groupes de recherche. Les thèses de François Montaigne [1], Joaquim Nassar [2], Coriolan Tiusan [3] et Pierre Seneor [4] constituent d'excellentes sources d'informations concernant l'effet tunnel dépendant du spin et les JTM¹. Ces quatre thèses contiennent une introduction au transport tunnel dépendant du spin décrivant à la fois les différents modèles théoriques développés et les expériences clefs effectuées au siècle dernier. L'objectif de ce premier chapitre est d'introduire les notions utiles à la lecture de cette thèse. Ainsi, les caractéristiques des jonctions tunnel magnétiques telles que leur comportement en tension, en température, et en champ magnétique sont rappelées dans la première partie. La seconde est dédiée aux applications potentielles à base des JTM. Mais voyons d'abord ce qu'est une jonction tunnel magnétique.

1.1 Qu'est ce qu'une JTM ?

Dans sa forme la plus simple, une jonction tunnel magnétique est une "tricrouche" qui comprend une très fine couche d'un matériau isolant ou semi-conducteur (environ 2 nm d'épaisseur) prise en sandwich entre deux couches ferromagnétiques. Si une différence de potentiel est appliquée entre les couches ferromagnétiques, ou électrodes, un courant circule à travers la couche isolante également appelée barrière tunnel. L'existence de ce courant

¹Les versions électroniques des thèses de François Montaigne, Joaquim Nassar et Coriolan Tiusan sont disponibles à l'adresse internet suivante : <http://www.lpm.u-nancy.fr/hehn.m/>

n'est pas triviale ; c'est une des conséquences surprenantes de la théorie quantique. La valeur de la résistance d'une telle jonction dépend alors de l'orientation relative des aimantations de ses électrodes. Cette résistance peut prendre deux valeurs extrêmes, l'une pour une configuration parallèle des aimantations et l'autre pour une configuration antiparallèle.

1.1.1 Caractéristique courant/tension et modèle de Brinkman

La transmission d'électrons libres à travers une barrière de potentiel rectangulaire de largeur d est un exercice classique en mécanique quantique. Le facteur de transmission décroît exponentiellement avec l'augmentation de d . En 1962, l'équipe de W. F. Brinkman a adapté ce calcul au cadre de l'étude de jonctions tunnel. L'expression de la conductance d'une barrière de potentiel asymétrique (figure 1.1) est alors calculée dans le cadre de l'approximation WKB [5]. Dans la limite des tensions faibles devant la hauteur de la barrière tunnel, la dépendance de la conductance dynamique en fonction de la tension s'écrit :

$$\frac{G_d(V)}{G_d(0)} = 1 - \left(\frac{A_0 \Delta \bar{\Phi}}{16 \bar{\phi}^{3/2}}\right) eV + \left(\frac{9A_0^2}{128 \bar{\phi}}\right) (eV)^2 \quad (1.1)$$

où $G_d(V)$ est la valeur de la conductance dynamique (dI/dV) pour une tension appliquée V , d désigne la largeur de la barrière, $\bar{\phi}$ sa hauteur moyenne, $\Delta \bar{\Phi}$ son asymétrie à tension nulle, e et m sont respectivement la charge et la masse d'un électron libre. $A_0 = 4d\sqrt{2m}/3\hbar$ et $G_d(0) = (3, 16.10^{10} \cdot \bar{\phi}^{1/2}/d) \exp(-1, 25.d.\bar{\phi}^{1/2})$

En intégrant une première fois l'équation 1.1 sur la surface de la jonction puis une seconde fois par rapport à V , la caractéristique courant/tension d'une jonction tunnel est obtenue.

Ce modèle est couramment utilisé afin de déterminer les paramètres effectifs caractérisant une barrière tunnel tels que sa hauteur, son épaisseur et son asymétrie.

D'autres méthodes permettant de déterminer ces paramètres effectifs sont décrites dans la littérature. Elles se basent également sur les caractéristiques courant/tension des jonctions tunnel [6]. En combinant ces différentes méthodes, il est possible d'avoir une idée plus précise de la "géométrie" de la barrière tunnel [7]. C'est l'ajustement de Brinkman, technique généralement utilisée, qui a été retenu pour extraire les caractéristiques "géométriques" des barrières tunnel élaborées durant ce travail de thèse. Toutefois, la présence d'une anomalie de conduction dans la gamme des

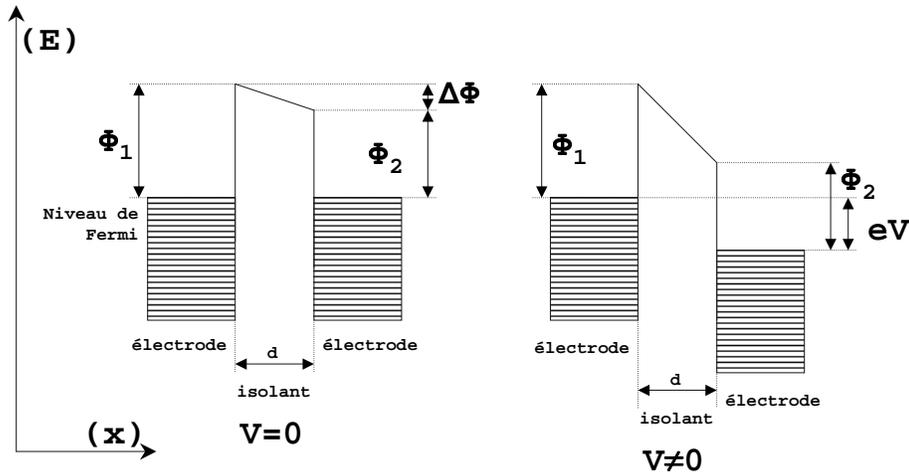


FIG. 1.1 – Barrière de potentiel asymétrique. Φ_1 (respectivement Φ_2) est la hauteur de la barrière pour l'électrode de droite (respectivement de gauche). $\Delta\Phi$ qui représente l'asymétrie de la barrière est égale à $\Phi_1 - \Phi_2$. Sous l'effet d'une tension V , les niveaux de Fermi des électrodes se décalent d'une énergie eV .

faibles tensions appliquées limite la pertinence des paramètres obtenus. De plus, ce calcul de conductance dynamique à travers une barrière de potentiel asymétrique, qui ne prend pas en compte les densités d'états, ne rend pas compte de l'effet de magnétorésistance tunnel. Enfin, l'obtention d'une caractéristique courant/tension non linéaire ne constitue pas une indication fiable de l'existence d'un unique processus de conduction tunnel. En effet, Akerman et ses collaborateurs ont récemment montré qu'une caractéristique courant/tension non linéaire pouvait être également obtenue lorsque des ponts métalliques percent la barrière isolante [8].

1.1.2 Variation de résistance en fonction de la température

La principale difficulté lors de l'élaboration d'une JTM est la réalisation de la barrière tunnel. En effet, cette fine couche isolante doit à la fois être continue et exempte de tout type de défauts susceptibles de dépolariiser le courant d'électrons tunnel. C'est la variation de la résistance avec la température qui est le critère permettant de s'assurer du caractère tunnel de la conductance au sein des jonctions tunnel [8]. L'existence de défauts comme des ponts métalliques ou d'états localisés dans la barrière modifie considérablement la

variation de résistance avec la température d'une jonction tunnel. La présence de ponts métalliques, appelés également *pin holes*, se répercute directement sur la dépendance de la résistance en fonction de la température qui révèle alors un caractère métallique². De plus, si des processus de conduction parasites tels que la conduction par des états localisés dans la barrière sont présents, la résistance augmente de manière exponentielle si la température diminue. En 1962, Stratton a étudié la dépendance en température de la conduction tunnel en considérant que le courant était principalement porté par les électrons d'énergie proche du niveau de Fermi [9]. La dépendance de la résistance tunnel en fonction de la température ainsi calculée est :

$$\frac{R(T)}{R(0)} = \frac{\sin(CT)}{CT} \quad (1.2)$$

avec $C = \pi k \sqrt{2md} / \hbar \sqrt{\Phi}$. R est la résistance de la jonction tunnel, T la température, m la masse d'un électron, d l'épaisseur de la barrière tunnel et Φ sa hauteur moyenne.

1.1.3 Variation de résistance en fonction de la configuration magnétique

1.1.3.1 Le modèle de Jullière

Pour comprendre les mécanismes de conduction dans la matière à l'origine de la magnétorésistance tunnel, il faut considérer que les électrons se trouvent dans des bandes avec des densités d'états finies. Le facteur de transmission doit alors être multiplié par le produit des densités d'états au niveau de Fermi des deux électrodes (règle d'or de Fermi). De plus, dans un métal ferromagnétique, l'existence d'un champ moléculaire entraîne une asymétrie de la structure de bande comme l'illustre la figure 1.2.

Afin de rendre compte de cette asymétrie, un taux de polarisation P_i est défini pour chaque type d'électrode notée i :

$$P_i = \frac{D_i^\uparrow(E_f) - D_i^\downarrow(E_f)}{D_i^\uparrow(E_f) + D_i^\downarrow(E_f)} \quad (1.3)$$

où $D_i^{\uparrow,\downarrow}(E_f)$ est la densité d'état au niveau de Fermi pour l'électrode i et la direction de spin \uparrow ou \downarrow .

En supposant que le spin des électrons est conservé durant la traversée de la barrière et qu'à faible tension la conductance résulte de la

²La présence de pont métallique entraîne une diminution de la résistance lorsque la température baisse.

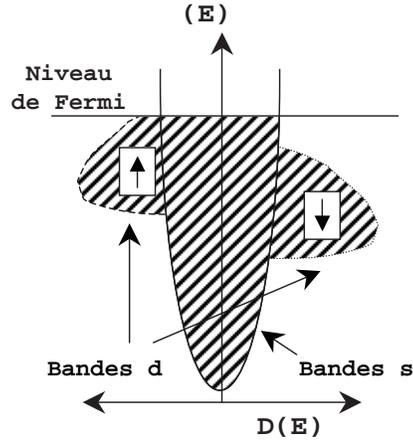


FIG. 1.2 – Structure de bande simplifiée d'un métal ferromagnétique fort comme le cobalt. La bande d est entièrement remplie pour la direction de spin \downarrow .

somme des conductances définies pour chaque canal de spin, le taux de magnétorésistance tunnel (MRT) s'écrit sous la forme [10] :

$$MRT = \frac{G_p - G_{ap}}{G_{ap}} = \frac{R_{ap} - R_p}{R_p} = \frac{2P_1P_2}{1 - P_1P_2} \quad (1.4)$$

où G_p (G_{ap}) est la conductance de la JTM lorsque les aimantations sont en configuration parallèle (antiparallèle), R_p (R_{ap}) est la résistance correspondant à un état parallèle (antiparallèle) des aimantations des électrodes notées 1 et 2. Ce modèle permet de rendre compte du changement de résistance observé lorsque les aimantations passent d'une configuration parallèle à une configuration antiparallèle.

Les expériences de Meservey et Tedrow sur des structures hybrides de type métal ferromagnétique/isolant/métal supraconducteur ont permis de déterminer les polarisations de spin d'un grand nombre de métaux [11]. Le tableau 1.1 donne, à titre d'exemple, la polarisation de quelques matériaux couramment utilisés comme électrodes de JTM.

Matériaux	P(%)
Co	42
Co ₈₄ Fe ₁₆	52
Fe	45
Ni ₈₁ Fe ₁₉	45

TAB. 1.1 – Polarisation en spin de différents matériaux extraites de [12]

1.1.3.2 Le modèle de Slonczewski

En 1989, J. Slonczewski publie un modèle de conductance tunnel élaboré dans le cadre d'électrons libres [13]. Ce modèle rend compte de la variation de conductance d'une JTM en fonction de l'angle entre les aimantations de chacune des électrodes dans la gamme des faibles tensions appliquées. Dans le cadre de ce modèle, la conductance d'une JTM s'exprime par :

$$G = G_{\perp} \left(1 + \frac{MR}{2} \cos(\theta) \right) \quad (1.5)$$

où G est la conductance de la JTM, G_{\perp} la conductance lorsque les aimantations des électrodes sont perpendiculaires, θ est l'angle entre ces aimantations et MR correspond à la différence de conductance entre les états parallèle ($\theta = 0$) et antiparallèle ($\theta = \pi$) des aimantations normalisées par rapport à la conductance moyenne. Ce calcul de conductance est repris en détails dans la section 3.1.

Ce modèle est une version étendue du modèle à deux courants établi par M. Jullière. En effet, le calcul de J. Slonczewski rejoint celui de M. Jullière dans la limite où la hauteur de barrière est importante.

1.1.4 Variation du taux de MRT en fonction de la tension

Une autre caractéristique intrinsèque aux JTM est la variation en tension de leur taux de MRT. Pour des JTM ayant des électrodes composées de métaux 3d, la déformation de la barrière, provoquée par l'application d'une différence de potentiel entre les deux électrodes, entraîne une variation du taux de magnétorésistance tunnel. Dans un premier temps, le taux de MRT décroît d'une façon monotone. Ensuite, si la tension appliquée augmente encore, ce taux peut devenir négatif et même osciller [1]. Le caractère symétrique de la dépendance en tension du taux de MRT avec la tension

est directement lié à la nature de la barrière tunnel : pour une barrière tunnel symétrique, séparant deux électrodes de même nature, la caractéristique MRT/tension attendue est symétrique, contrairement au cas d'une barrière tunnel asymétrique [14]. La variation du taux de MRT avec la tension apporte donc des renseignements sur la "géométrie" de la barrière tunnel.

1.2 Applications à base de JTM

1.2.1 Capteurs de champ magnétique

Depuis la boussole jusqu'à la mesure des informations stockées sur un disque dur, les techniques de détection et de mesure du champ magnétique sont extrêmement nombreuses et variées. L'électronique de spin est naturellement désignée pour enrichir encore les possibilités de ces mesures. Ces dernières années, les capteurs magnétorésistifs ont pris une place de plus en plus importante dans la vie quotidienne. Dans le domaine de l'enregistrement magnétique, les capteurs à magnétorésistance géante (appelés couramment capteurs GMR³) ont définitivement supplanté les têtes inductives, permettant d'accroître chaque année les densités d'enregistrement. Les capteurs de champ magnétique à base de JTM sont pressentis comme étant les successeurs des capteurs de GMR. Tout en ayant une variation de conductance en fonction de la configuration magnétique des aimantations similaire à celle des éléments à magnétorésistance géante, les JTM ont l'avantage d'avoir à la fois une résistance et une variation relative de résistance en fonction du champ magnétique appliqué plus importante. Des capteurs basés sur l'effet tunnel dépendant du spin sont d'ores et déjà en cours de développement [15, 16].

1.2.2 Mémoires vives magnétiques à accès aléatoire

Les JTM peuvent également être utilisées comme éléments de stockage d'informations binaires. En effet, il est possible d'obtenir une configuration parallèle ou antiparallèle des aimantations en champ nul qui conduit à deux états de résistance accessibles ; ceci permet alors d'enregistrer un état 0 ou un état 1 et de le conserver sans dépenser d'énergie. Dans cette optique, l'aimantation d'une couche magnétique est bloquée tandis que l'aimantation de l'autre couche peut changer de sens. Les mémoires vives magnétiques à accès aléatoire (ou MRAM⁴) présentent de nombreux avantages par rapport

³GMR est l'acronyme anglais de *Giant Magneto-Resistance* qui signifie magnétorésistance géante.

⁴MRAM est l'acronyme anglais de *Magnetic Random Access Memory*.

aux différents types de mémoires existantes sur le marché. Elles allient la propriété de non volatilité des mémoires Flash et ferroélectriques tout en ayant des densités de stockage et des temps d'accès comparables à ceux des mémoires vives volatiles de type SRAM et DRAM.

Chapitre 2

Duplication de domaines magnétiques

Lorsque deux couches ferromagnétiques sont séparées par une fine couche d'isolant, leurs moments magnétiques peuvent interagir. Un couplage magnétique prend place entre ces deux couches. Ces interactions entre moments magnétiques ont parfois des conséquences surprenantes [17, 18, 19] sur le mécanisme de retournement de l'aimantation d'une ou des deux couches ferromagnétiques. Ce chapitre est entièrement consacré à l'étude d'une de ces conséquences : la duplication de domaines magnétiques.

2.1 Mécanismes de renversement des aimantations des électrodes

Des JTM composées de deux électrodes de cobalt ont été déposées par pulvérisation cathodique. Celles-ci ont été formées par une technique de masquage successif *ex-situ* et ont une géométrie en forme de croix. Leur barrière tunnel a été élaborée par l'oxydation d'une couche fine d'aluminium dans un plasma d'oxygène pur. Le renversement des aimantations des électrodes de ces JTM est anisotrope. De plus, les électrodes ont leur direction d'anisotropie uniaxiale parallèle entre elles. Afin d'obtenir une différence significative des champs de retournement des aimantations des électrodes, l'électrode supérieure de ces JTM a été exposée à un plasma d'oxygène durant une minute. Les détails concernant l'élaboration de ces JTM sont exposés dans l'annexe A. Cette étape d'oxydation a deux effets sur le retournement de l'aimantation de l'électrode supérieure. Premièrement, le renversement de

l'aimantation de l'électrode oxydée est moins abrupt que le renversement de l'électrode non oxydée. Deuxièmement, le champ coercitif de l'électrode oxydée est multiplié par un facteur 4 [20].

Les mécanismes de renversement des aimantations dans les électrodes de cobalt et de cobalt oxydé ont été étudiés à température ambiante grâce à des mesures d'anisotropie de magnétorésistance (AMR).

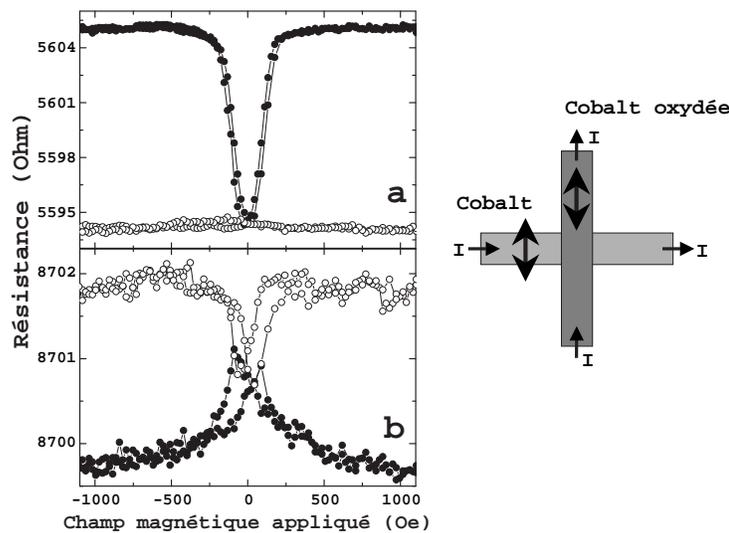


FIG. 2.1 – Mesures d'AMR pour l'électrode de cobalt non oxydé (a) et pour l'électrode de cobalt oxydé (b). Le schéma indique la géométrie de mesure pour une jonction croix. Les doubles flèches indiquent les directions des axes de facile aimantation dans chacune des électrodes. Les mesures sont faites avec le champ appliqué parallèle (-o-) et perpendiculaire (-●-) aux axes de facile aimantation.

Dans le cas de l'électrode de cobalt non oxydée (figure 2.1 a), aucune composante d'aimantation perpendiculaire à la direction d'anisotropie n'a été observée au moment du retournement de l'aimantation lorsque le champ magnétique est appliqué selon l'axe d'anisotropie (figure 2.1 a, -o-). En prenant en compte les observations faites sur les couches de cobalt non oxydées (cycle de rotation Kerr carré et faible champ coercitif [20]), il suit que le processus qui domine le retournement de l'aimantation est la nucléation puis la propagation de parois de domaines magnétiques.

2.1 Mécanismes de renversement des aimantations des électrodes

Le renversement de l'aimantation de l'électrode de cobalt oxydée est différent. Après le procédé d'oxydation, il est possible de distinguer deux phases au sein de l'électrode dure. La première se compose d'une couche de cobalt non oxydée qui est en contact avec la barrière d'aluminium oxydée. La seconde comprend à la fois du cobalt et de l'oxygène. L'oxyde de cobalt formé en surface est antiferromagnétique, une température de Néel inférieure à la température ambiante lui est associée [21, 22]. Ce n'est donc pas l'oxyde de cobalt antiferromagnétique qui est à l'origine de l'augmentation du champ coercitif à température ambiante. Nous avons vérifié que l'augmentation du champ coercitif de cette électrode n'est pas due à une réduction de l'épaisseur de la couche ferromagnétique en étudiant la variation de son champ coercitif avec l'épaisseur. Dans ce cas une légère augmentation de champ coercitif est mise en évidence. Cependant elle n'est pas suffisante pour que la réduction d'épaisseur soit à l'origine de l'augmentation du champ coercitif observé [20].

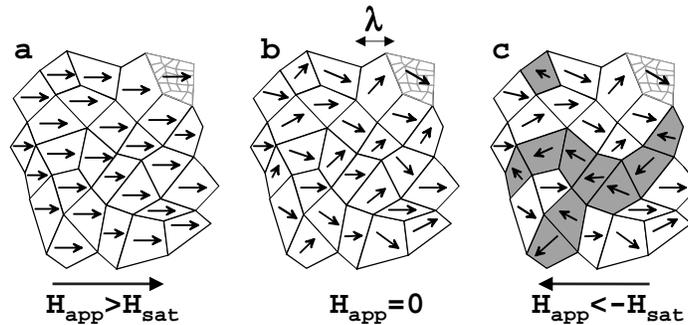


FIG. 2.2 – Les trois schémas a, b et c décrivent le mécanisme de retournement de l'aimantation l'électrode dure à une échelle microscopique pour différentes valeurs de champ magnétique appliqué H_{app} . Les zones définies par des polygones gris représentent des grains de cobalt. Les zones définies par des carrés noirs représentent des régions où le retournement de l'aimantation est monodomaine. Les flèches représentent des moments magnétiques locaux. Chaque zone noire comprend un ou plusieurs grains de cobalt.

Des simulations numériques prenant en compte une structure polycristalline du matériau magnétique mettent en évidence une augmentation de champ coercitif avec une diminution du couplage entre grains [23]. Dans cette hypothèse, l'oxygène diffuserait préférentiellement aux joints de grains et la formation d'oxyde de cobalt non-magnétique entre les grains serait à l'origine d'une baisse de couplage entre grains. Les mesures d'AMR présentées en figure 2.1 b avec le champ magnétique appliqué parallèlement (-o-) et

perpendiculairement (-●-) à la direction de facile aimantation sont en accord avec l'existence d'une certaine forme de domaines magnétiques appelée *ripple domains* [23]. A une échelle microscopique, il est possible de définir des zones où le retournement de l'aimantation est monodomaine dont la taille caractéristique est la longueur de corrélation magnétique, λ . A l'intérieur de ces zones représentées par les polygones noirs sur la figure 2.2, l'aimantation tourne dans le plan de la couche de manière continue en suivant un processus réversible quand le champ magnétique, appliqué le long de l'axe facile, varie d'une valeur où l'aimantation est saturée à zéro (figure 2.2 a et b). Le sens de rotation de l'aimantation est défini par l'angle entre la direction d'anisotropie cristalline effective locale et la direction du champ magnétique appliqué. Quand le champ magnétique appliqué devient négatif, ce sont les régions avec l'anisotropie effective la plus faible qui voient leur aimantation se retourner en premier pour s'aligner dans une direction proche de celle du champ magnétique appliqué négativement. Ce renversement entraîne le renversement de régions voisines couplées soit par interaction dipolaire, soit par échange. Ce mécanisme génère des régions où l'aimantation est orientée dans le sens du champ qui coexistent avec des régions dont la direction d'aimantation est encore approximativement celle des champs magnétiques appliqués positifs (figure 2.2 c). Si le champ magnétique appliqué négatif diminue encore, la proportion des régions où l'aimantation est orientée dans le sens du champ augmente jusqu'à la saturation négative.

2.2 Couplage entre les électrodes

2.2.1 Détermination par effet Kerr du champ de couplage

Un cycle complet (-) et un cycle mineur (-o-) de rotation Kerr en fonction du champ magnétique appliqué sur une jonction carré de $200 \mu\text{m}$ de côté du type Co (10 nm)/Al(1.8 nm, oxydé 1 minute)/Co (10 nm, oxydé 1 minute) sont représentés en figure 2.3. Ces cycles ont été réalisés en appliquant le champ magnétique dans la direction de facile aimantation des électrodes. Deux sauts de rotation Kerr sont présents lorsque le champ magnétique appliqué varie de +300 à -300 Oe. Ils correspondent au retournement des aimantations de chacune des électrodes. Le cycle mineur, pour lequel seul l'aimantation de la couche douce est retournée est décalé en champ. Le champ de décalage reflète la présence d'un champ couplage ferromagnétique de 10 Oe entre les aimantations des électrodes.

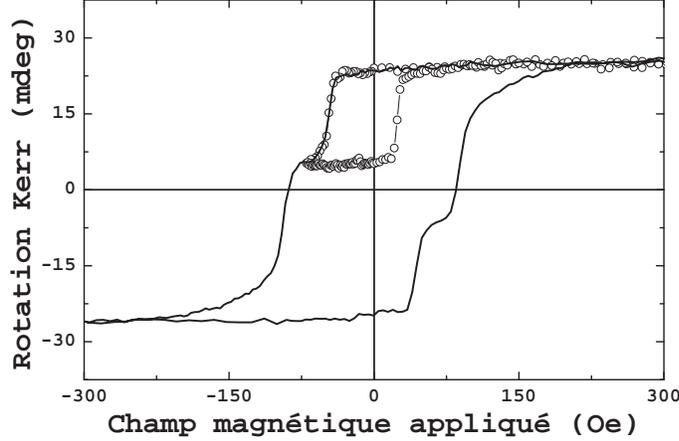


FIG. 2.3 – Cycles de Rotation Kerr en configuration longitudinale en fonction du champ magnétique appliqué. Un cycle complet (-) et un cycle mineur (-o-) ont été mesurés à température ambiante sur une JTM de $200 \mu\text{m}$ de côté du type Co/Al oxydé/Co oxydé.

2.2.2 Les différents types de couplage

Dans l'état des connaissances actuelles, il est possible de distinguer cinq types de couplage différents par leurs origines et/ou par leurs effets. Chacun de ces couplages est détaillé dans cette section.

Le couplage par échange direct apparaît lorsque deux films ferromagnétiques ont une interface commune. Dans le cas particulier d'une JTM, cela correspond à une barrière isolante discontinue (présence de trous d'épingle ou *pinholes* dans la barrière). L'effet de couplage par échange direct a été mesuré par Egelhoff dans le cas de barrières isolantes très fines (0.6nm) et discontinues. Il a montré que ce couplage dépend fortement de la température [24].

Un couplage par échange indirect provient du recouvrement des fonctions d'ondes associées aux électrons de chaque électrode. En 1989, Slonczewski exprime l'énergie J associée à ce couplage dans le cas d'électrons libres et d'une tension appliquée nulle [13]. Ce couplage, dont l'expression de l'énergie est donnée par l'équation 2.1, varie fortement avec l'épaisseur de la barrière tunnel d ; k_{\uparrow} et k_{\downarrow} sont respectivement les vecteurs d'ondes associés aux électrons de spin \uparrow et \downarrow dans les électrodes; $i\kappa = \sqrt{(E_F - U_0)2m/\hbar^2}$ est

le vecteur d'onde imaginaire des électrons dans la barrière; $U_0 - E_F$ est la hauteur de barrière.

$$J = \frac{(U_0 - E_F)8\kappa^3(\kappa^2 - k_\uparrow k_\downarrow)(k_\uparrow - k_\downarrow)^2(k_\uparrow + k_\downarrow)}{8\pi^2 d^2(\kappa^2 + k_\uparrow^2)^2(\kappa^2 + k_\downarrow^2)^2} e^{-2\kappa d} \quad (2.1)$$

On constate notamment que suivant la valeur de $\kappa^2 - k_\uparrow k_\downarrow$, ce couplage peut passer d'un type ferromagnétique à antiferromagnétique. Une seule communication fait clairement état de l'observation expérimentale de ce type de couplage [25]. Dans le cas de JTM monocristallines de structure Fe/MgO/Fe, Faure-Vincent et ses collaborateurs ont pu vérifier l'équation 2.1 proposée par Slonczewski.

Des couplages de type magnétostatique interviennent dès lors que des inhomogénéités d'aimantation ou des "charges" magnétiques apparaissent.

Lorsque les tailles latérales d'une couche ferromagnétique à aimantation planaire sont réduites, la distance entre les "charges" magnétiques accumulées sur les flancs des électrodes diminue. Elles génèrent un champ de fuite dont l'intensité croît avec la réduction de taille. Ce couplage favorise un arrangement antiferromagnétique des aimantations des électrodes comme le montre la figure 2.4. L'influence de ce type de couplage n'est observable que sur des JTM dont la taille latérale est inférieure à la centaine de microns [26].

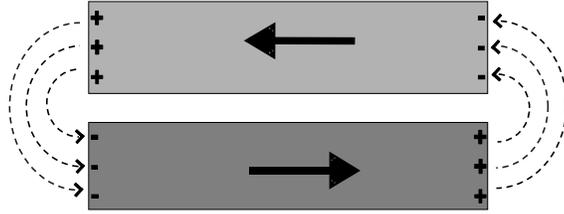


FIG. 2.4 – Couplage dipolaire. Les charges magnétiques (signes + et -) accumulées sur les flancs des électrodes génèrent un champ de fuite qui favorise un couplage antiferromagnétique entre les aimantations des électrodes.

L'apparition de charges magnétiques à la surface d'au moins une des deux interfaces ferromagnétique/isolant est également à l'origine d'un couplage entre les aimantations des électrodes. Ces charges magnétiques sont induites par une rugosité soit magnétique [27] soit topologique [28]. On parle alors de couplage de type peau d'orange ou *orange peel*. Ce couplage peut

être ferromagnétique comme cela est représenté sur la figure 2.5 ou antiferromagnétique suivant la corrélation de la rugosité des deux surfaces en regard. Dans le cas d'interfaces ayant une rugosité corrélée et de forme sinusoïdale, ce couplage est ferromagnétique et se traduit par un champ de couplage H_N . Sa valeur est donnée par l'équation 2.2 où h et λ sont l'amplitude et la période de la rugosité ; M_s est l'aimantation à saturation de la couche ferromagnétique qui crée le champ H_N ; t_F est l'épaisseur de la couche qui subit ce champ. t_s est l'épaisseur de la barrière tunnel [28]. Cette formulation a été vérifiée expérimentalement dans le cas de JTM en étudiant la variation de H_N en fonction l'épaisseur de la barrière tunnel [29].

$$H_N = \frac{\pi^2}{\sqrt{2}} \left(\frac{h^2}{\lambda t_F} \right) M_s e^{-2\pi\sqrt{2}t_s/\lambda} \quad (2.2)$$

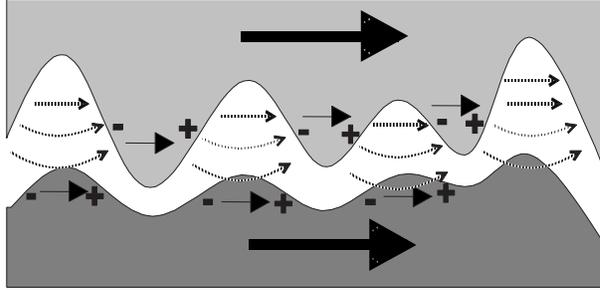


FIG. 2.5 – Couplage de peau d'orange (*orange peel*). La rugosité topologique des interfaces ferromagnétique/isolant entraîne l'apparition de charges magnétiques (signes + et -) aux endroits où le produit scalaire du vecteur normal à la surface par l'aimantation (flèches pleines) n'est pas nul. Ces charges magnétiques génèrent un champ dipolaire (flèches hachurées) qui peut être responsable d'un couplage ferromagnétique entre les deux couches magnétiques.

Finalement, l'apparition d'inhomogénéités de l'aimantation dans le volume des couches magnétiques et donc l'apparition de charges de volumes est à l'origine d'un dernier type de couplage. En effet, la présence de parois de domaines magnétiques dans l'électrode douce d'une JTM peut générer des champs de fuites qui ont pour effet de désaimanter la couche dure lorsque l'aimantation de la couche douce est retournée un grand nombre de fois (plus d'une centaine de fois) [17, 18, 19].

2.2.3 Détermination du type couplage existant dans nos JTM

La figure 2.6 représente la variation de résistance en fonction de la température mesurée sur une JTM de structure Si//Co/Al-ox(2.5nm)/Co/Co-ox/Au pour une tension appliquée de 10mV. Le comportement isolant, caractérisé par une augmentation de la résistance avec une baisse de la température, est représentatif de l'ensemble des JTM étudiées au cours de cette thèse. Ce comportement permet de conclure qu'il n'y a pas de ponts métalliques à travers la barrière [8]. Nous pouvons donc exclure la présence d'un couplage par échange direct entre les deux électrodes métalliques dans toutes les JTM élaborées durant cette thèse.

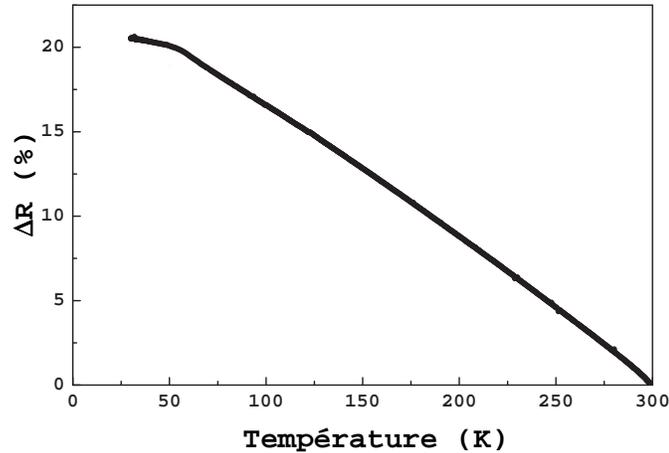


FIG. 2.6 – Pourcentage de variation de résistance en fonction de la température d'une JTM de type Si//Co/Al-ox/Co/Co-ox/Au mesuré pour une tension de 10mV.

Concernant le couplage par échange indirect il faut noter, dans un premier temps, que dans le cas d'une barrière de MgO et dans la gamme d'épaisseurs de 1.5 à 2.5nm concernant les JTM élaborées au cours de cette thèse, ce couplage est fortement réduit à cause de la variation exponentielle de J en fonction de d . Dans un second temps, il faut remarquer que la hauteur de barrière de l'aluminium oxydée (1.5eV), composant les JTM qui font l'objet des études présentées dans les chapitres 2 et 3, est supérieure à la hauteur de barrière du MgO (0.9eV [30]). Or, d'après l'équation 2.1, une augmentation de la hauteur de barrière mène à une forte réduction de l'interaction en

question. En effet, la hauteur de la barrière tunnel intervient dans l'argument de l'exponentiel via κ . Donc à la fois l'épaisseur et la hauteur des barrières tunnels étudiées au cours de cette thèse nous placent dans des conditions très défavorables à l'observation de ce type de couplage.

La taille latérale des jonctions élaborées par masquages successifs est supérieure à la centaine de microns. Par conséquent, le coulage de type anti-ferromagnétique du à une accumulation de charges sur les bords d'électrodes peut être lui aussi négligé.

Les effets de couplage associés aux inhomogénéités magnétiques de volumes apparaissent lorsqu'un grand nombre de cycles mineurs est effectué. Cela n'a jamais été le cas en ce qui concerne l'étude qui va suivre. Cet effet ne doit donc pas être pris en compte.

C'est donc des charges de surfaces associées soit à une rugosité magnétique soit à une rugosité topologique qui sont à l'origine du couplage ferromagnétique observé dans nos JTM.

2.3 Mise en évidence de la duplication de domaines

2.3.1 Anomalie de magnétorésistance tunnel

Dans cette section et les suivantes, nous allons montrer que le couplage ferromagnétique mis en évidence précédemment peut avoir une forte influence sur le renversement de l'aimantation de l'électrode douce de cobalt lorsque des domaines magnétiques sont présents dans l'électrode dure de cobalt oxydé.

Un cycle complet (-) et deux cycle mineurs (··· et -o-) de MRT effectués sur la JTM précédente sont présentés en figure 2.7. Après une saturation à +500 Oe, la valeur du champ magnétique appliqué diminue jusqu'à -500 Oe pour le cycle complet ou jusqu'à H_{rev} pour le cycle mineur. L'amplitude du saut de résistance $\Delta R(H_c(Co))$ se produisant à $H_c(Co)$, la valeur du champ coercitif effectif de la couche de cobalt, est la même dans les deux cas. En appliquant le champ magnétique dans la direction positive à partir de -500 Oe ou de H_{rev} , les cycles changent radicalement de comportement. Dans le cas du cycle complet (-), la courbe obtenue est paire et montre les deux sauts de résistance attendus. Par contre, dans le cas du cycle mineur (-o-), trois sauts de résistance avec des signes différents apparaissent à des valeurs de champs notées H_1 , H_2 , H_3 qui ne correspondent ni à $H_c(Co)$, ni à la valeur du champ coercitif effectif de la couche de cobalt oxydée, $H_c(Co \text{ oxydé})$.

Pour comprendre l'origine des sauts supplémentaires, les amplitudes des différents sauts de résistance ont été étudiées en fonction de H_{rev} . Les varia-

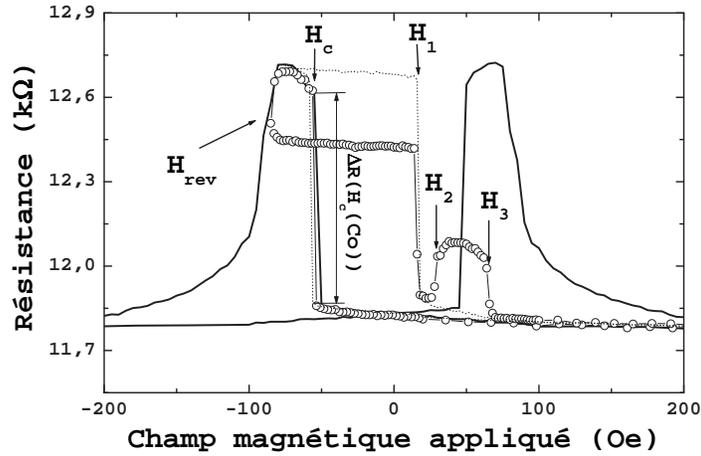


FIG. 2.7 – Résistance en fonction du champ magnétique appliqué. (-) Cycle complet, (-o-) cycle mineur. Les mesures sont effectuées sur une jonction du type Co/Al oxydé/Co oxydé.

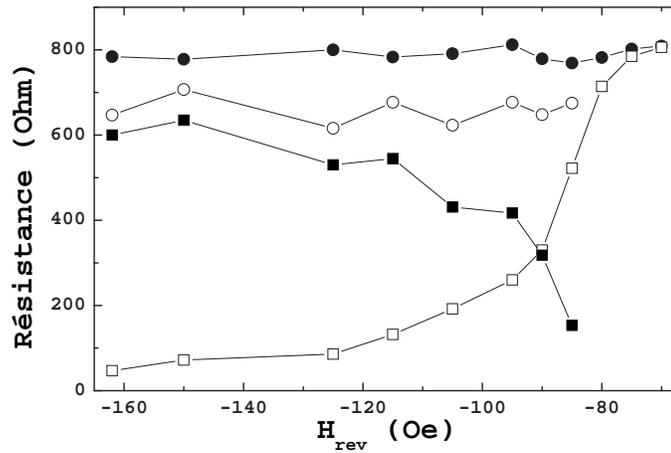


FIG. 2.8 – Amplitude des sauts de résistance pour les champs $H_c(\text{Co})$ (-●-), H_1 (-□-), H_2 (-■-) en fonction du champ appliqué inverse H_{rev} . La courbe (-o-) est la somme de (-□-) et (-■-).

tions de résistances pour les champs $H_c(\text{Co})$ (-●-), H_1 (-□-) et H_2 (-■-) sont reportées en figure 2.8. La dernière courbe représentée (-o-) sur cette figure

est la somme des valeurs absolues des sauts de résistance à H_1 , $\Delta R(H_1)$, et à H_2 , $\Delta R(H_2)$. Quand H_{rev} est compris entre -45 et -85 Oe (entre $H_c(\text{Co})$ et $H_c(\text{Co oxydé})$), un seul saut de résistance est observé avec des valeurs égales ou légèrement inférieures à $\Delta R(H_c(\text{Co}))$. Ce saut est lié au renversement de l'aimantation de la couche douce. Lorsque H_{rev} diminue, $\Delta R(H_1)$ décroît tandis que $\Delta R(H_2)$ augmente. Les variations $\Delta R(H_1)$ et de $\Delta R(H_2)$ en fonction de H_{rev} sont corrélées et leur somme est une constante, inférieure d'environ 15% à $\Delta R(H_c(\text{Co}))$. Finalement quand H_{rev} est inférieur à -165 Oe, $\Delta R(H_1)$ est nul et $\Delta R(H_2)$, H_2 et H_3 rejoignent respectivement les valeurs de $\Delta R(H_c(\text{Co}))$, $H_c(\text{Co})$ et $H_c(\text{Co oxydé})$.

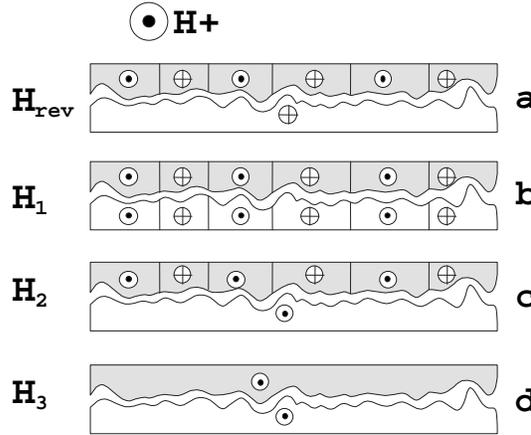


FIG. 2.9 – Modèle de structure en domaines magnétiques dans les électrodes d'une jonction tunnel. \oplus et \ominus représentent les directions des aimantations, soit positive soit négative, perpendiculaires au plan de la feuille. $H+$ est la direction de saturation positive. Les figures a, b, c et d correspondent aux différents états magnétiques des électrodes. Lors du passage de l'état a à l'état b, la couche dure (représentée en gris) induit une structure en domaines magnétiques dans la couche douce (représentée en blanc).

Un modèle de structure en domaines, présenté dans la suite, permet d'expliquer toutes ces observations expérimentales. Il repose à la fois sur la connaissance du mécanisme de retournement de la couche de cobalt oxydé et sur le fort couplage ferromagnétique existant entre les électrodes. Lorsque le champ magnétique est appliqué dans la direction de facile aimantation des électrodes et que son intensité est comprise entre -85 Oe et -165 Oe, il existe une structure en domaines dans la couche dure alors que la couche

douce est saturée avec une aimantation orientée dans la direction des champs magnétiques appliqués négatifs (figure 2.9 a). Cette structure en domaines est constituée de régions dont l'aimantation est orientée principalement dans la direction des champs appliqués négatifs (\oplus) qui coexistent avec des régions dont l'aimantation est orientée principalement dans la direction des champs magnétiques appliqués positifs (figure 2.9 a (\odot)). Si le champ magnétique diminue encore, la densité des régions qui ont une aimantation orientée dans le sens opposé au champ magnétique appliqué (\odot) décroît jusqu'à une valeur de champ de -160 Oe où ces régions disparaissent complètement.

A partir d'une valeur de champ égale à H_{rev} , le champ magnétique est de nouveau appliqué dans la direction positive pour mesurer un cycle mineur. Les régions de la couche douce qui sont situées en dessous des domaines de la couche dure où les moments magnétiques sont dans le sens des champs appliqués positifs voient un champ magnétique local qui est la somme en valeur absolue du champ magnétique appliqué (H) et du champ dipolaire (H_{dip}) responsable du couplage ferromagnétique. Ces régions de la couche douce se retournent donc pour un champ magnétique appliqué égal à $|H_c| - |H_{dip}|$ où H_c est le champ coercitif qu'auraient ces régions si le champ dipolaire était nul. En fait, la valeur du champ de renversement est légèrement supérieure car la création de parois dans la couche douce coûte de l'énergie. Après ce retournement, les deux électrodes possèdent la même structure en domaines magnétiques (figure 2.9 b). Mis à part les zones constituées de parois de domaines, les aimantations des couches sont localement dans une configuration parallèle. Par conséquent, la résistance chute à une valeur proche de son minimum.

Pour des valeurs de champs magnétiques plus élevées, ce sont les aimantations des régions de la couche douce situées en dessous des domaines de la couche dure où les moments magnétiques sont dans le sens opposé au champ magnétique appliqué qui se retournent. Ce retournement s'effectue pour une valeur de champ magnétique légèrement inférieure à $|H_c| + |H_{dip}|$ car la disparition des parois de domaines constitue un gain d'énergie. Après ce retournement, la structure magnétique de la couche douce est de nouveau monodomaine alors que les domaines magnétiques de la couche dure persistent (figure 2.9 c). Il existe maintenant des régions de part et d'autre de la barrière isolante où les aimantations des électrodes sont en configuration parallèle qui coexistent avec des régions où les aimantations sont en configuration antiparallèle. Cette dernière configuration contribue à augmenter la résistance de la jonction ($\Delta R(H_2)$).

Finalement, pour des valeurs de champ magnétique encore plus élevées (H_3), l'aimantation de la couche dure sature (figure 2.9 d) et les aimantations des électrodes sont en configuration parallèle. La résistance de la jonction

décroît et retrouve sa valeur initiale.

Le retournement de l'aimantation de la couche douce en deux étapes est mis en évidence par des mesures de rotation Kerr en fonction du champ magnétique (figure 2.10). Ces mesures sont effectuées sur la jonction précédente du type Co(10 nm)/Al(1.8 nm, oxydé 1 minute)/Co (10 nm, oxydé 1 minute) et le cycle présenté est un cycle mineur. La présence d'un plateau pour des valeurs de champ magnétique appliquées comprises entre H_1 et H_2 montre que deux étapes sont nécessaires au retournement de la couche douce.

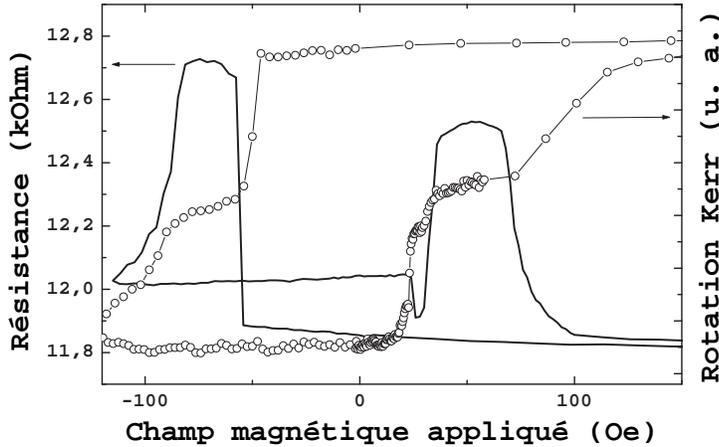


FIG. 2.10 – Cycle mineur de l'angle de rotation Kerr en fonction du champ magnétique appliqué (-o-). La présence d'un nouveau plateau est due aux deux étapes du renversement de l'aimantation de la couche douce.

Ce modèle permet d'expliquer aussi bien les trois sauts de résistance observés que l'évolution de leur amplitude en fonction de H_{rev} . Quand les valeurs de H_{rev} tendent vers -160 Oe, la proportion des domaines, dont les moments magnétiques sont orientés dans le sens contraire à celui du champ, diminue. Ainsi la diminution de H_{rev} s'accompagne d'une décroissance de $R(H_{rev})$ et de $\Delta R(H_1)$. L'augmentation de résistance $\Delta R(H_2)$ est directement liée à l'augmentation de la proportion des domaines dont les moments magnétiques sont dans la direction des champs appliqués négatifs. Finalement si H_{rev} est inférieur à -160 Oe, H_1 et H_2 tendent vers $H_c(\text{Co})$ et H_3 vers $H_c(\text{Co oxydé})$. Cet effet est dû à la diminution de la densité de parois des domaines résiduels et par conséquent à l'énergie dépensée (gagnée) pour créer (détruire) les domaines magnétiques de la couche douce et/ou dure.

2.3.2 Mise en évidence direct par microscopie Kerr

Dans le but de valider le modèle exposé, une méthode d'observation directe des domaines magnétiques a été utilisée.

Pour cette étude des JTM carrées de $200 \mu m$ de coté du type Co (10 nm)/Al(1.2 nm, oxydé 30 secondes)/Co (5 nm)/Co_{hp} (20 nm) sont élaborées par masquages successifs *ex-situ*. L'électrode douce (électrode inférieure) ainsi que la barrière tunnel de ces JTM sont préparées dans les mêmes conditions que précédemment. Les couches de cobalt notées Co sont déposées à base pression d'argon ($5 * 10^{-3}$ mbar) et le renversement de leur aimantation est anisotrope (figure 2.11). L'électrode dure est maintenant composée de deux couches de cobalt notées Co et Co_{hp}. La dernière couche Co_{hp} correspond à un dépôt effectué à haute pression d'argon ($1.5 * 10^{-2}$ mbar), le retournement de son aimantation est isotrope (figure 2.12). L'ensemble Co(5nm)/Co_{hp}(20nm) constitue une électrode supérieure (électrode dure) ayant un fort champ coercitif et possédant un axe de facile aimantation (figure 2.13). Ces JTM ont les mêmes propriétés de transport électronique et magnétiques que les JTM présentées dans la section précédente. Nous nous sommes tout d'abord intéressés aux propriétés magnétiques individuelles de chacune des électrodes en effectuant des images de microscopie Kerr. Toutes les images présentées dans cette section correspondent à des zones rectangulaires de $120 * 100 \mu m^2$ de surface. Le champ magnétique est appliqué dans la direction de facile aimantation, commune à chacune des électrodes.

Dans le cas de l'électrode douce, nous avons dans un premier temps appliqué un champ magnétique de +100 Oe afin de saturer l'aimantation de la couche de cobalt dans la direction des champs positifs. La figure 2.14 montre trois images obtenues lors du renversement de l'aimantation de cette électrode. Ce renversement d'aimantation est globalement abrupt et apparaît pour un champ magnétique appliqué de 30 Oe environ en valeur absolue. 2 Oe sont suffisants pour créer un ou plusieurs domaines et pour les propager dans l'électrode. Cette observation est en accord avec les mesures d'AMR présentées dans la section 2.1 qui indiquaient un retournement par nucléation puis par propagation de domaines magnétiques. Cependant une étude attentive de l'image enregistrée pour un champ magnétique appliqué de -30 Oe montre qu'il subsiste des régions où l'aimantation n'est pas alignée avec la direction du champ magnétique (ligne blanche). En effet, la présence de défauts topologiques (ici une rayure sur le substrat) engendre le blocage de la propagation des parois de domaines. Ces défauts entraînent une saturation progressive de l'aimantation de la couche. Pour une valeur de champ magnétique appliqué de -70 Oe, l'aimantation de l'électrode douce est totalement saturée. Deux phases peuvent donc être distinguées lors du retournement de l'aiman-

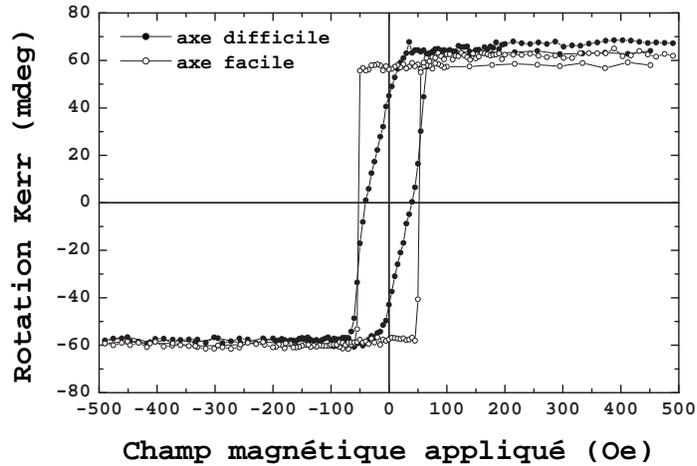


FIG. 2.11 – Cycles de rotation Kerr en configuration longitudinale en fonction du champ magnétique appliqué selon deux directions perpendiculaires d'une couche de Co déposée à basse pression.

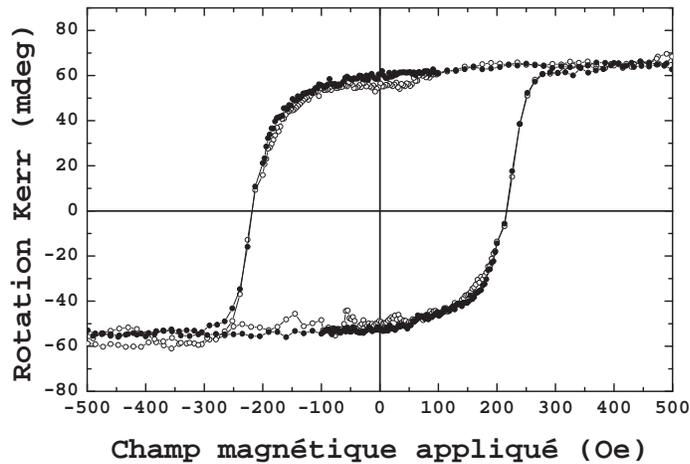


FIG. 2.12 – Cycles de rotation Kerr en configuration longitudinale en fonction du champ magnétique appliqué selon deux directions perpendiculaires d'une couche de Co_{hp} déposée à haute pression.

tation de cette couche de cobalt : une phase abrupte (entre -28 et -30 Oe) où des domaines magnétiques ayant leurs aimantations dans la direction du

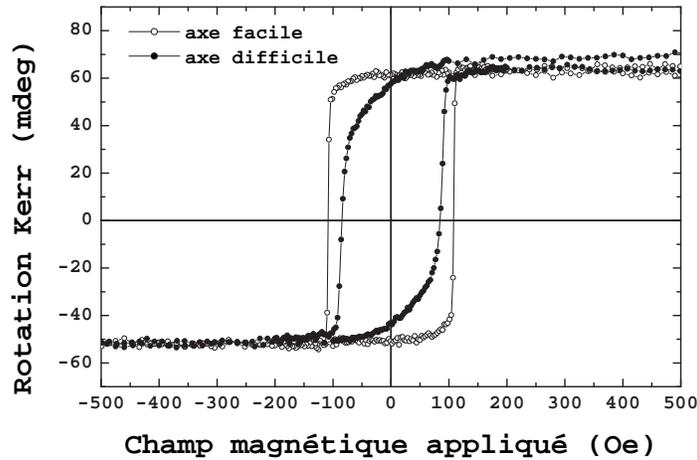


FIG. 2.13 – Cycles de rotation Kerr en configuration longitudinale en fonction du champ magnétique appliqué selon deux directions perpendiculaires d’une bicouche Co/Co_{hp} .

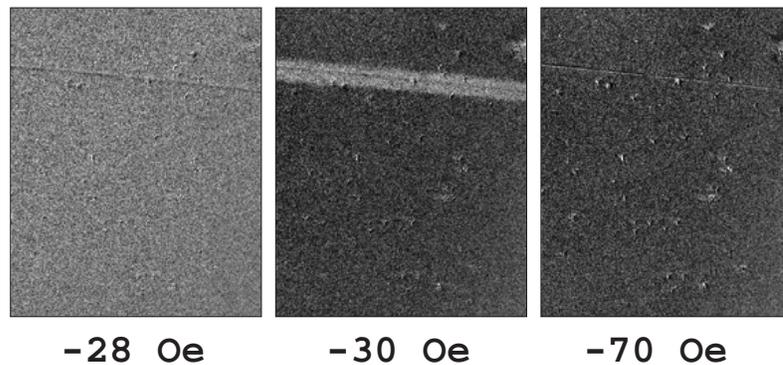


FIG. 2.14 – Images obtenues par microscopie Kerr sur l’électrode douce. L’indication sous chaque image indique la valeur du champ magnétique appliqué lors de l’acquisition.

champ magnétique appliqué apparaissent et se propagent dans l’électrode et, une phase progressive (entre -30 et -70 Oe) au cours de laquelle l’aimantation de domaines piégés par des défauts topologiques se retourne. Ce comportement en deux phases se retrouve dans la forme des cycles de MRT présentés par les figures 2.7 et 2.16 (iii).

Pour étudier le comportement de l’électrode dure, nous avons tout d’abord

appliqué un champ magnétique de +200 Oe dans le but de saturer son aimantation. Quand la valeur du champ magnétique est diminuée jusqu'à atteindre une valeur de -95 Oe, aucun changement de l'état magnétique de cette électrode n'est enregistré (partie inférieure de la figure 2.15 pour -80 Oe). Au delà de cette valeur, le renversement de l'aimantation s'initie. Il est alors possible d'observer une structure en domaines magnétiques dans l'électrode dure (partie inférieure de la figure 2.15 pour -100 Oe). Des domaines où l'aimantation suit la direction du champ magnétique appliqué représentés par les zones sombres coexistent avec des domaines où l'aimantation est alignée dans la direction opposée (zones claires). 15 Oe environ sont nécessaires au retournement de l'aimantation de cette électrode.

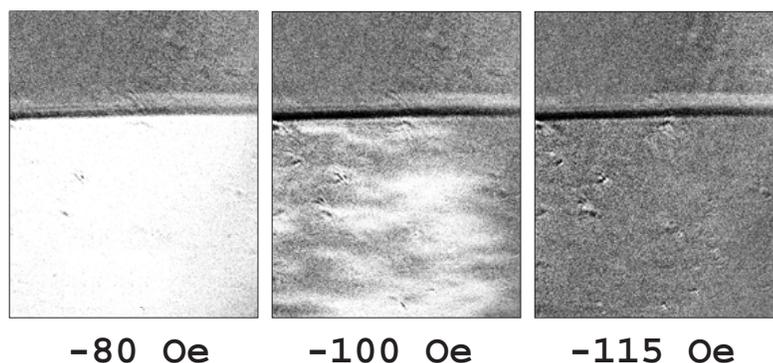


FIG. 2.15 – Images obtenues par microscopie Kerr sur l'électrode dure. La partie supérieure (au dessus de la ligne noire horizontale) est une visualisation du substrat. La partie inférieure correspond à l'électrode dure. L'indication sous chaque image indique la valeur du champ magnétique appliqué lors de l'acquisition.

Après avoir étudié individuellement le comportement de chacune des électrodes, nous nous sommes focalisés sur leurs propriétés lorsqu'elles sont couplées de façon ferromagnétique dans une jonction tunnel à travers la barrière tunnel. C'est le cas dans les JTM du type Co (10 nm)/Al(1.2 nm, oxyd 30 secondes)/Co (5 nm)/Co_{hp} (20 nm) qui ont été élaborées. En effet, un cycle mineur de MRT effectué sur ces JTM, nous a permis de mettre en évidence la présence d'un champ de couplage ferromagnétique de 17 Oe entre ces deux électrodes. Chaque image de la figure 2.16 (i) représente un cliché fourni par le microscope Kerr à la fois sur l'électrode du bas (l'électrode douce correspond à la partie de gauche des images) et sur les deux électrodes (partie de droite des images). Ces deux parties sont séparées par la ligne blanche verticale visible sur les clichés. Les aimantations des deux électrodes

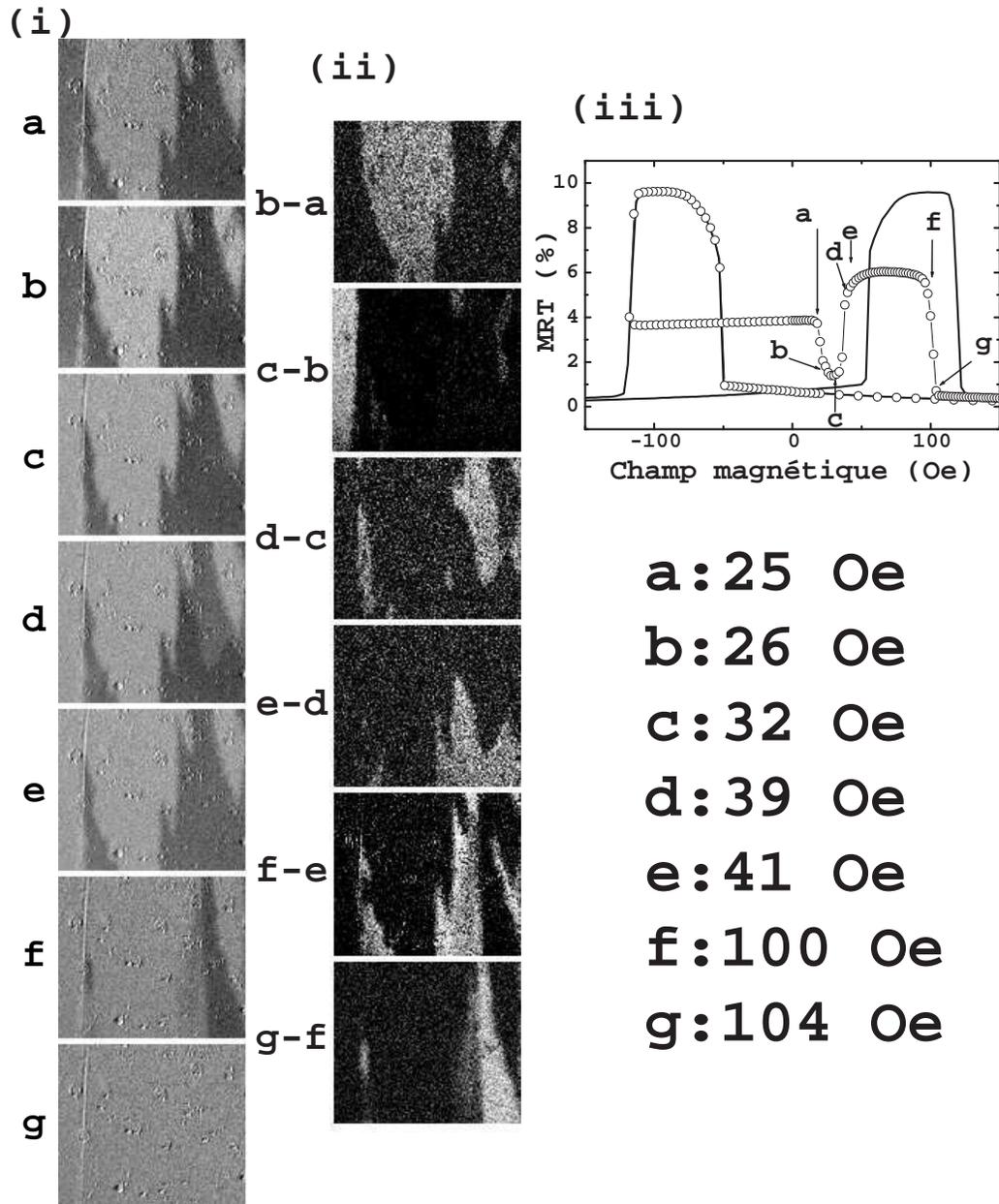


FIG. 2.16 – (i) Images obtenues par microscopie Kerr sur une JTM (à droite de la ligne blanche) et sur l'électrode douce (à gauche de ligne blanche). (ii) Images obtenues par différence de deux clichés Kerr successifs. L'image (b-a) est la différence de contraste entre les images b et a. Les zones claires représentent les endroits où l'aimantation a changé de direction. (iii) Cycle de magnétorésistance : les indications de champs magnétiques correspondent aux images Kerr.

sont tout d'abord saturées en appliquant un champ de +200 Oe. Ensuite la valeur du champ magnétique appliqué est diminuée progressivement jusqu'à -100 Oe. A cette valeur de champ, l'aimantation de la couche douce (à la fois en ce qui concerne l'électrode seule et la JTM) est totalement saturée dans la direction négative du champ magnétique. Par contre, il existe dans l'électrode dure une structure en domaines magnétiques où des domaines avec une aimantation orientée dans la direction négative du champ magnétique appliqué (zones sombres) coexistent avec des domaines où l'aimantation est alignée dans la direction opposée (zones claires). Le champ magnétique est ensuite augmenté pour atteindre une valeur de +25 Oe. La configuration magnétique de chacune des électrodes n'évolue pas. Cela est en parfait accord avec les larges plateaux de résistance présents sur les figures 2.7 et 2.16 (iii). Si le champ magnétique augmente, de nombreux changements apparaissent. Lorsque le champ magnétique passe +25 à +26 Oe, une évolution de la configuration magnétique a lieu. Les zones claires deviennent plus claires. Cette évolution est mise en évidence par la différence en contraste des images a et b présentés par la figure 2.16 (ii, b-a). Cette douce augmentation de contraste est attribuée au retournement de l'aimantation des régions de la couche douce situées en vis-à-vis des régions de la couche dure où l'aimantation est orientée dans la direction positive du champ magnétique appliqué. La structure en domaines présente dans l'électrode dure se duplique dans l'électrode douce ainsi que le modèle évoqué précédemment le suggérait (voir la section 2.3.1). Lorsque le champ magnétique appliqué augmente de +26 à +32 Oe, aucune évolution en contraste n'est observée dans la partie concernant les deux électrodes. Par contre, l'aimantation de la couche douce dans la partie non couplée à l'électrode dure se retourne (partie en dessous de la ligne blanche sur figure 2.16 (ii, c-b)). Si le champ magnétique augmente encore (passage de +32 à +41 Oe), ce sont les zones sombres qui deviennent à leur tour plus claires. Cette évolution visible sur les figures 2.16 (ii, d-c et e-d) correspond au retournement des aimantations des régions de la couche douce qui ne se sont pas encore retournées. Aucune nucléation de nouveaux domaines n'a pu être observée dans cette couche. C'est la propagation des domaines existants qui est responsable du retournement de l'aimantation. Au delà de +41 Oe, les changements de contraste mesurés sont liés au retournement des domaines présents dans la couche dure (figure 2.16 (ii f-e et g-f)).

Ainsi les mesures effectuées par microscopie Kerr sont en parfait accord avec les interprétations des mesures de transport électroniques et ont permis de confirmer la validité du modèle proposé. Dans le but d'établir les conditions nécessaires à l'observation d'un phénomène de duplication de domaines magnétiques, un modèle micromagnétique a été développé. Il est exposé dans la section suivante.

2.4 Stabilité des parois : modèle micro-magnétique

Afin d'estimer la stabilité des parois de domaines magnétiques dans chaque électrode, nous avons établi un modèle micromagnétique représenté schématiquement par la figure 2.17. Dans ce modèle, deux couches magnétiques sont couplées ferromagnétiquement à travers une couche non magnétique et l'aimantation de chaque électrode est alignée dans la direction du champ magnétique appliqué (soit parallèlement soit antiparallèlement). Nous considérons également que dans l'électrode dure, des domaines magnétiques où l'aimantation est dans le sens du champ magnétique appliqué (domaines gris) coexistent avec des domaines où l'aimantation est dans le sens opposée (domaines blancs). De plus, la structure en domaines de la couche dure ne doit pas être altérée dans la gamme de champs où la duplication est observée. Toutes ces hypothèses sont en accord avec les observations faites précédemment. La surface totale des domaines gris est appelée Δ . Les parois de domaines ont une longueur λ et une énergie par unité de surface dans l'électrode dure (respectivement douce) égale à σ_1 (respectivement σ_2). Nous appelons respectivement t_1 et t_2 les épaisseurs des électrodes magnétiques, M_{s1} et M_{s2} représentent la valeur de leurs aimantations dans l'état saturé.

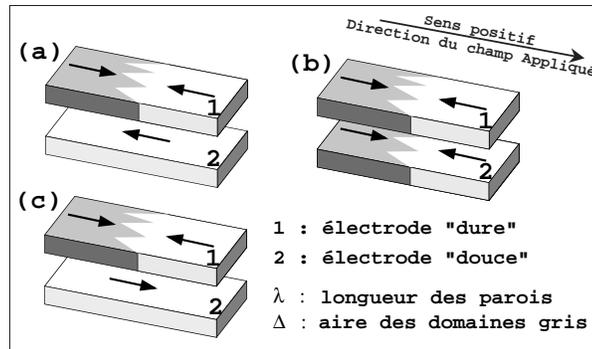


FIG. 2.17 – Trois schémas décrivant les différentes configurations magnétiques présentes au cours du phénomène de duplication. Les flèches représentent la direction et les sens des aimantations dans chaque domaine magnétique.

La constante J_F représente le couplage qui agit entre les couches magnétiques. Lorsque la duplication se produit, des domaines magnétiques de surface totale Δ ainsi que des parois de domaines d'énergies σ_2 par unité

de surface apparaissent dans l'électrode douce. Le sens positif est choisi de gauche à droite. Comparons alors les énergies des trois configurations magnétiques représentées sur la figure 2.17 :

(a) Le champ magnétique est appliqué dans le sens positif, après une saturation de l'aimantation de la couche douce dans le sens négatif. Il existe une région de l'électrode dure où l'aimantation est dans le sens positif. Cette situation est décrite par la figure 2.17 (a) et son énergie est notée ε_a .

(b) Le champ magnétique est dans le sens positif, un domaine magnétique dupliqué à partir de la couche dure est présent dans la couche douce (figure 2.17 b). L'énergie de cette configuration est appelée ε_b .

(c) Le champ magnétique est appliqué dans le sens positif et la couche douce est saturée dans la même direction. Un domaine magnétique avec l'aimantation dans le sens négatif subsiste dans la couche dure (figure 2.17 c). L'énergie de cette configuration est appelée ε_c .

Ces trois énergies sont exprimées de la façon suivante :

$$\varepsilon_a(H) = -M_{s1}H[2t_1\Delta - S(t_1 + \alpha t_2)] + \sigma_1\lambda t_1 - J_F(S - 2\Delta) \quad (2.3)$$

$$\varepsilon_b(H) = -M_{s1}H(t_1 + \alpha t_2)(2\Delta - S) + \sigma_1\lambda t_1 + \sigma_2\lambda t_2 - J_FS \quad (2.4)$$

$$\varepsilon_c(H) = -M_{s1}H[2t_1\Delta - S(t_1 - \alpha t_2)] + \sigma_1\lambda t_1 + J_F(S - 2\Delta) \quad (2.5)$$

où α est le rapport M_{s2}/M_{s1} et S la surface totale de la jonction.

En négligeant l'hystérèse magnétique et en supposant que le système passe de la situation (a) à la situation (b) dès lors que $\varepsilon_a > \varepsilon_b$ et de la situation (b) à la situation (c) lorsque $\varepsilon_b > \varepsilon_c$, il est possible d'extraire les valeurs critiques du champ magnétique qui permettent le passage d'une configuration magnétique à l'autre : H_{cr1} pour le passage de la situation (a) à (b) et H_{cr2} pour le passage de (b) à (c).

$$H_{cr1} = \frac{\sigma_2\lambda}{2M_{s2}\Delta} - \frac{J_F}{M_{s2}t_2} \quad (2.6)$$

$$H_{cr2} = \frac{J_F}{M_{s2}t_2} - \frac{\sigma_2\lambda}{2M_{s2}(S - \Delta)} \quad (2.7)$$

Les champs H_{cr1} et H_{cr2} peuvent se mettre sous la forme :

$$H_{cr1} = \frac{h_w}{\Delta} - H_d \quad (2.8)$$

$$H_{cr2} = H_d - \frac{h_w}{S - \Delta} \quad (2.9)$$

où $h_w = \frac{\sigma_2 \lambda}{2M_{s2}}$ et $H_d = \frac{J_F}{M_{s2} t_2}$.

Pour qu'il existe un état où les domaines magnétiques présents dans la couche dure sont dupliqués dans la douce, il faut que l'équation 2.10 soit vérifiée :

$$H_{cr2} > H_{cr1} \quad (2.10)$$

Finalement, en substituant les champs critiques H_{cr1} et H_{cr2} de l'équation 2.10 par leurs expressions données par les équations 2.8 et 2.9, il est possible d'extraire une valeur minimum de J_F pour laquelle la duplication de domaines s'opère :

$$J_F > \frac{\sigma_2 \lambda t_2}{4} \left[\frac{1}{\Delta} + \frac{1}{S - \Delta} \right] \quad (2.11)$$

L'inégalité 2.11 exprime de façon formelle que la duplication de domaines résulte d'une compétition énergétique qui met en jeu d'une part, l'énergie gagnée par le système quand les aimantations des couches ferromagnétiques sont parallèles ce qui minimise l'énergie de couplage ferromagnétique et d'autre part, l'énergie dépensée pour la création de parois domaines magnétiques.

Expérimentalement, il a été possible de modifier la valeur du couplage ferromagnétique en jouant sur l'épaisseur de la barrière tunnel. La figure 2.18 montre deux cycles mineurs de résistance normalisés obtenus sur deux JTM où les électrodes sont couplées ferromagnétiquement par un champ d'une valeur de 22 Oe (-o-) et 12 Oe (-●-). Ces cycles mineurs ont été enregistrés de manière à ce que la partie du cycle de H_{rev} à 0 Oe soit à un niveau de résistance égal à la moitié de la résistance maximale. De cette façon, les deux électrodes dures présentent globalement la même structure en domaines et ainsi les valeurs de Δ et de λ sont constantes d'un cycle à l'autre dans l'état dupliqué. En accord avec les équations 2.8 et 2.9, la différence $H_2 - H_1$ diminue lorsque J_F diminue. Il existe donc une valeur minimum de couplage nécessaire à l'apparition du phénomène de duplication de domaines. Dans notre type de JTM, nous pouvons estimer qu'un champ de couplage ferromagnétique d'au moins 6 Oe est nécessaire pour observer le phénomène de duplication de domaines magnétiques.

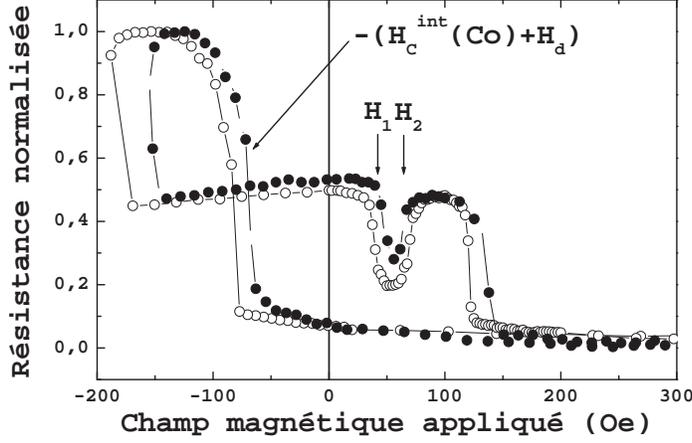


FIG. 2.18 – Deux cycles mineurs de résistance normalisés en fonction du champ magnétique appliqué mesurés sur des JTM ayant des valeurs de champs de couplage ferromagnétique différentes.

Cependant, dans le calcul précédent, l'énergie nécessaire à la nucléation d'un domaine magnétique a été négligée. Afin de rendre compte de cette énergie il faut modifier les équations 2.8 et 2.9 en y incluant un champ de nucléation qui peut être différent pour chacune des deux situations et qui rendra compte de l'hystérèse observée. En effet, lorsque le système passe de la situation (a) à la situation (b), des domaines sont nucléés dans l'électrode douce. Au cours de la transition de la situation (b) à la situation (c), des domaines sont nucléés et/ou propagés dans cette même électrode. Les équations 2.8 et 2.9 deviennent alors :

$$H_{cr1} = H_c^{int}(Co) - H_d + \frac{h_w}{\Delta} \quad (2.12)$$

$$H_{cr2} = H_p^{int}(Co) + H_d - \frac{h_w}{S - \Delta} \quad (2.13)$$

où $H_c^{int}(Co)$ est le champ coercitif intrinsèque de la couche de cobalt considérée et $H_p^{int}(Co)$ est égale soit à $H_c^{int}(Co)$ soit au champ nécessaire à la propagation des parois de domaine dans cette même couche de cobalt. Comme le montre la figure 2.19, tandis que les valeurs de H_1 sont proches de $H_c^{int}(Co) - H_d$, les valeurs de H_2 sont toujours inférieures à $H_c^{int}(Co) + H_d$. Cela suggère que $H_p^{int}(Co)$ est plutôt un champ de propagation dont la valeur

est inférieure à $H_c^{int}(Co)$ en ce qui concerne l'électrode douce de cobalt. Ce qui signifierait qu'il n'y pas de nucléation de nouveaux domaines lorsque la jonction passe de la configuration (b) à la configuration (c). Ce fait est confirmé par les observations faites par microscopie Kerr présentées en section 2.3.2.

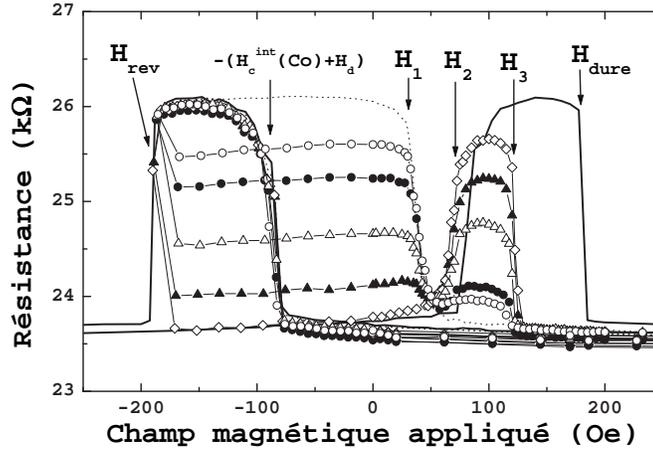


FIG. 2.19 – Cycles complets (-) et cycles mineurs de résistance en fonction du champ magnétique appliqué effectués sur une JTM pour différentes valeurs de H_{rev} .

Cependant une différence importante existe entre H_2 et $H_c^{int}(Co) + H_d$ et entre H_3 et H_{dure} . Dans le but de comprendre l'origine de cette différence, l'évolution de H_2 et H_3 lorsque de H_{rev} varie de $-H_{dure}$ à -850 Oe a été étudiée. La figure 2.20 montre que si H_{rev} diminue, H_2 et H_3 tendent respectivement vers $H_c^{int}(Co) + H_d$ et H_{dure} .

Cet effet peut être attribué à des domaines magnétiques résiduels bloqués sur les bords d'électrodes. En effet, les électrodes des JTM étudiées précédemment sont élaborées par un procédé de masquage successif et par conséquent possèdent un profil de forme gaussienne¹. Les portions des électrodes qui sont les plus fines sont les plus difficiles à saturer. Ainsi lorsque H_{rev} est compris entre $-H_{dure}$ et -850 Oe, des domaines résiduels restent bloqués sur le bord des électrodes. Lorsque le champ magnétique est renversé dans le sens positif, ces domaines résiduels se débloquent et se propagent bien

¹Un effet d'ombrage du soit à l'épaisseur des masques ($100 \mu\text{m}$ dans notre cas), soit à un plaquage imparfait des masques contre le substrat au cours du dépôt, soit aux deux amène à la formation d'électrodes ayant un profil de la forme d'une gaussienne.

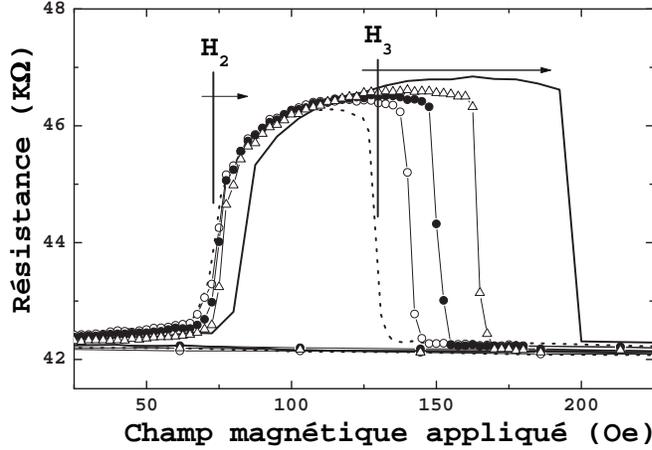


FIG. 2.20 – Evolutions de H_2 et H_3 lorsque H_{rev} varie de $-H_{dure}$ à -850 Oe (—). Les courbes (⋯), (---), (—●—) et (—△—) correspondent à des valeurs de H_{rev} respectivement égales à -200 , -260 , -320 et -430 Oe.

avant la nucléation de nouveaux domaines. Par conséquent, plus H_{rev} se rapproche de -850 Oe, plus les domaines restant sont fortement ancrés et plus H_3 se rapproche de $-H_{dure}$ qui est le cas limite pour lequel il ne reste plus de domaines résiduels. La façon la plus directe de tester cette hypothèse consiste à modifier le profil des électrodes. Dans ce but, des JTM ont été mises en forme par lithographie UV et par gravure ionique. Les détails de ce procédé sont exposés dans l'annexe B. Les flancs des électrodes de ces JTM ont des profils plus abrupts. Sur la figure 2.21, on peut constater que les valeurs des H_1 et H_2 sont proches des valeurs de $H_c^{int}(Co) - H_d$ et $H_c^{int}(Co) + H_d$. Cela montre clairement que les écarts à ces valeurs sont dus à la présence d'une structure en domaines résiduelle dans les électrodes des JTM élaborées par masquages successifs et que $H_c^{int}(Co) > H_p^{int}(Co)$.

Le modèle micromagnétique développé dans le cadre de la duplication de domaines considère que les propriétés magnétiques de l'électrode dure et douce sont anisotropes. Dans la section suivante, nous montrons que la duplication de domaines magnétiques dans les JTM est intimement liée au caractère anisotrope des propriétés magnétiques de la couche dure.

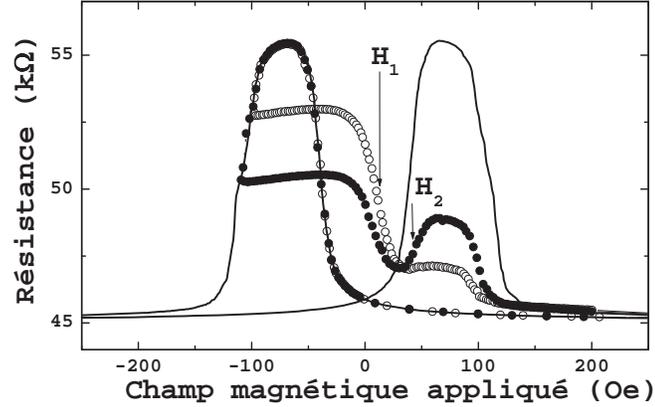


FIG. 2.21 – Cycle complet (-) et cycles mineurs de résistance en fonction du champ magnétique appliqué effectués sur une JTM élaborée par lithographie UV et par gravure ionique.

2.5 Cas particulier de JTM à électrode dure isotrope

Des JTM comprenant une électrode dure isotrope ont été élaborées par masquages successifs *ex-situ*. Ces JTM sont du type Co (10 nm)/Al(1.2 nm, oxydé 30 secondes)/Co_{hp} (20 nm). Leurs électrodes dures (Co_{hp}) ont été déposées à haute pression d'argon (1.5×10^{-2} mbar) et le retournement de l'aimantation de leurs couches dures est isotrope, compatible avec un retournement par rotation. La figure 2.22 montre que les sauts de résistance caractéristiques du phénomène de duplication de domaines magnétiques sont manquants lorsque l'on pratique des cycles mineurs. Pourtant un champ de couplage ferromagnétique d'une valeur de 19 Oe a été mesuré en effectuant un cycle mineur de MRT (courbe en pointillés de la figure 2.22). Cette valeur est très proche de celle déterminée dans le cas de JTM à électrode dure anisotrope (voir la section 2.3.2). La disparition du phénomène de duplication ne provient donc pas d'une variation de couplage.

Cette disparition se comprend en considérant que le retournement de l'aimantation de l'électrode dure se produit par rotation. Après avoir saturé les aimantations des électrodes en appliquant un champ magnétique de +850 Oe dans la direction de facile aimantation de l'électrode douce, la valeur champ

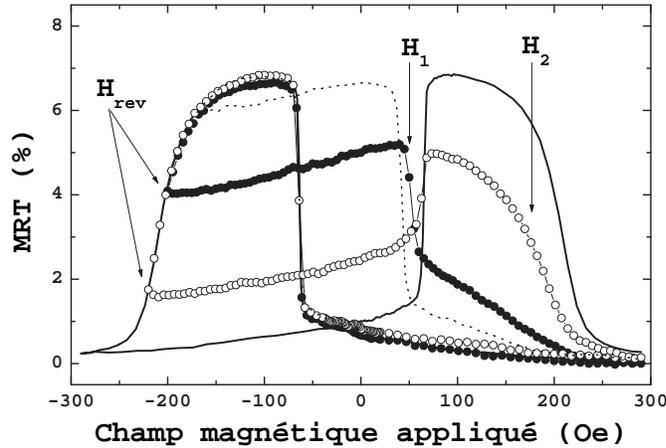


FIG. 2.22 – Cycle complet (-) et trois cycles mineurs de MRT mesurés sur une JTM ayant une électrode dure dont le retournement d'aimantation est isotrope.

magnétique est diminuée jusqu'à 0 Oe. Au cours de cette diminution, l'aimantation de la couche dure subit une rotation inhomogène sans création de domaines d'aimantation inversée par rapport au champ magnétique appliqué. A une échelle microscopique, le sens de cette rotation est défini par l'angle entre la direction d'anisotropie cristalline locale effective et la direction du champ magnétique appliqué et les moments magnétiques présents dans la couche dure ne sont plus alignés parallèlement à la direction de facile aimantation de la couche douce. La rotation s'effectuant soit dans le sens trigonométrique soit dans le sens inverse, il peut y avoir formation de parois à 360 degrés comme l'illustre la figure 2.23 [31]. L'augmentation de la résistance observée avant le retournement de l'aimantation de l'électrode douce est attribuée à cette rotation des moments magnétiques. Après le retournement abrupte de l'électrode douce, cette rotation des moments magnétiques de la couche dure se poursuit progressivement et, par conséquent, la valeur de la résistance de la JTM décroît progressivement. Comme l'aimantation de la couche dure se retourne progressivement par rotation, il n'est plus possible de distinguer des domaines dans la couche douce voyant un champ effectif différent. Le champ dipolaire créé par la couche dure a le même signe sur toute la surface de la couche douce. Ainsi, le champ que voit la couche douce, égal à la somme du champ magnétique appliqué et du champ dipolaire, ne subit pas de grande fluctuation : il n'y a pas de duplication de la structure en domaines.

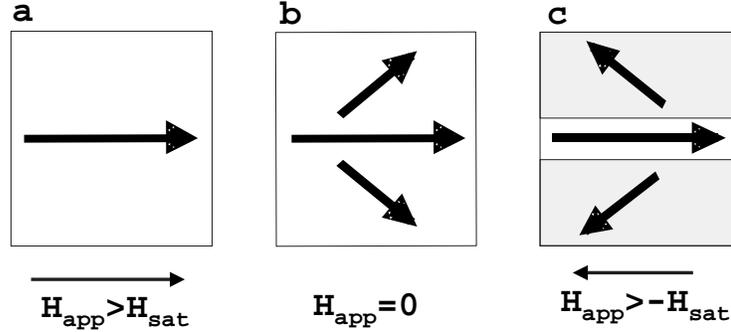


FIG. 2.23 – Formation d’une paroi à 360° . Les flèches représentent des moments magnétiques. Les trois schémas a, b et c décrivent le mécanisme qui mène à la formation d’une paroi à 360° (partie en blanc du schéma c) lorsque le champ magnétique appliqué H_{app} varie de H_{sat} à une valeur supérieure à $-H_{sat}$.

Cependant les moments magnétiques présents dans le cœur d’une paroi à 360° restent principalement alignés dans la direction positive des champs magnétiques appliqués (figure 2.23 c). Il est donc possible de distinguer deux régions dans la couche douce, la région définie par les parois à 360° étant de très faible extension. Après la formation de parois à 360° , de grandes régions avec une faible composante négative d’aimantation dans la direction négative du champ magnétique appliqué coexistent avec des régions de très petites surfaces ayant une forte composante positive d’aimantation dans la direction des champs magnétiques appliqués (cœur des parois à 360°). Des cycles mineurs de résistance en fonction du champ magnétique appliqué ont été effectués pour des champs H_{rev} choisis de manière à ce que l’amplitude du saut de résistance ayant lieu à H_1 n’excède pas 10% de la variation maximum de résistance.

La figure 2.24 représente un zoom de ces cycles mineurs. Entre H_{rev} et H_a , l’augmentation de résistance est due à une relaxation des moments magnétiques de la couche dure selon leur direction d’anisotropie effective. Selon la valeur de H_{rev} , trois états de résistance peuvent être distingués. Ces trois états de résistance sont caractéristiques du phénomène de duplication. Dans ce cas, l’effet est moins prononcé car la surface des domaines mis en jeu est beaucoup plus petites.

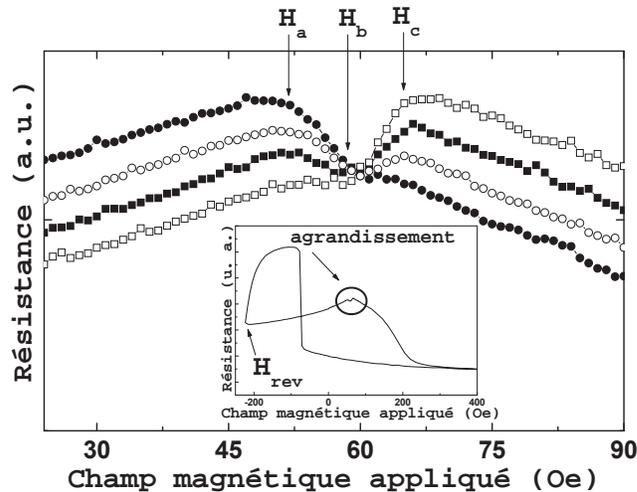


FIG. 2.24 – Les courbes (○), (●), (□) et (■) sont des agrandissements de cycles mineurs de résistance en fonction du champ magnétique appliqué obtenus pour des valeurs décroissantes de H_{rev} . L'insert montre un cycle mineur complet avec une indication de la zone qui été agrandie.

2.6 Bilan du chapitre 2

Après avoir mis en évidence l'existence d'un couplage ferromagnétique au sein des JTM présentées dans ce chapitre, des mesures de transport électronique et notamment des cycles mineurs de résistance en fonction du champ magnétique appliqué ont permis de supposer l'existence d'un phénomène de duplication de domaines magnétiques engendré par ce couplage ferromagnétique. L'observation directe de cet effet par microscopie Kerr a permis de confirmer l'interprétation donnée des cycles mineurs mesurés. Ensuite, les conditions d'apparition de ce phénomène observé pour la première fois au sein de JTM ont été déterminées en établissant un modèle micromagnétique dont la validité a été testée expérimentalement. De plus, l'influence d'une structure en domaines résiduelle dans les électrodes de JTM élaborés par masquage *ex-situ* a été révélée grâce à des mesures de transport. Finalement, une étude minutieuse des cycles mineurs, dans le cas de JTM à électrodes dures ayant un retournement d'aimantation isotrope, a permis d'observer la duplication de parois de domaines à 360 degrés. En conclusion, au cours de ce chapitre, il a été montré que l'extrême sensibilité de l'effet tunnel dépendant du spin à la configuration magnétique des électrodes fait des JTM d'excellentes sondes locales des propriétés magnétiques de films minces.

Chapitre 3

Réalisation de capteurs et dépendance angulaire de la MRT

Dans le chapitre précédent, nous nous sommes principalement intéressés au signal de magnétorésistance délivré par des JTM où l'angle relatif entre les aimantations des électrodes est égal soit à 0 soit à 180°. L'objet de ce nouveau chapitre est d'étudier la variation de résistance d'une JTM lorsque l'angle entre les aimantations des électrodes varie peu autour d'une position d'équilibre perpendiculaire. La première partie de ce chapitre contient une description du modèle de conductance tunnel développé par John Slonczewski à la fin des années quatre vingt. Les résultats de mesures de transport électronique effectuées sur des JTM à aimantation perpendiculaire lorsque la direction du champ magnétique appliqué varie sont exposés puis discutés sur la base d'un modèle de rotation cohérente d'une aimantation. L'influence du couplage dipolaire sera également discutée. Dans la seconde partie, il sera montré que cette dépendance angulaire peut être mise à profit afin de réaliser des capteurs de champ magnétique ayant une réponse électrique linéaire et réversible.

3.1 L'approche de Slonczewski

Slonczewski a étendu le calcul du coefficient de transfert d'une barrière de potentiel rectangulaire en y introduisant la notion de polarisation en spin [13]. Pour ce faire il définit un Hamiltonien qui rend compte du transport d'électrons libres à travers une barrière de potentiel prise en sandwich entre deux électrodes ferromagnétiques semi infinies :

$$H_\xi = 1/2(d/d\xi)^2 + U(\xi) - h(\xi)\cdot\sigma \quad (3.1)$$

Dans le système d'unité choisi le rapport \hbar^2/m est égal 1. \hbar et m sont respectivement la constante de Planck et la masse d'un électron. ξ est la coordonnée spatiale définie dans repère unidimensionnel dont l'axe est perpendiculaire à la barrière de potentiel et l'origine prise à la frontière des régions 1 et 2 définies sur la figure 3.1. L'Hamiltonien inclut un terme d'énergie cinétique $1/2(d/d\xi)^2$, un terme d'énergie potentielle $U(\xi)$ et un terme prenant en compte l'interaction des électrons avec le champ moléculaire $h(\xi)$ présent au sein des électrodes ferromagnétiques. σ est l'opérateur de Pauli, il peut prendre les valeurs $+1$ ou -1 selon le spin des électrons. Ce modèle considère une barrière de potentiel rectangulaire de hauteur $U_0 - E_f$ et de largeur d . Il suppose également que le champ moléculaire est nul dans la barrière : $h(\xi) = 0$ pour $0 < \xi < d$, mais égal soit à h_a soit à h_b dans les électrodes. En posant $\vec{h}_a \cdot \vec{h}_b = h_0^2 \cos \theta$, il donne aux électrodes les mêmes propriétés magnétiques tout en notant que leurs aimantations, correspondant aux axes de quantification de spin, forment un angle θ . La figure 3.1 est une représentation schématique de ces conditions.

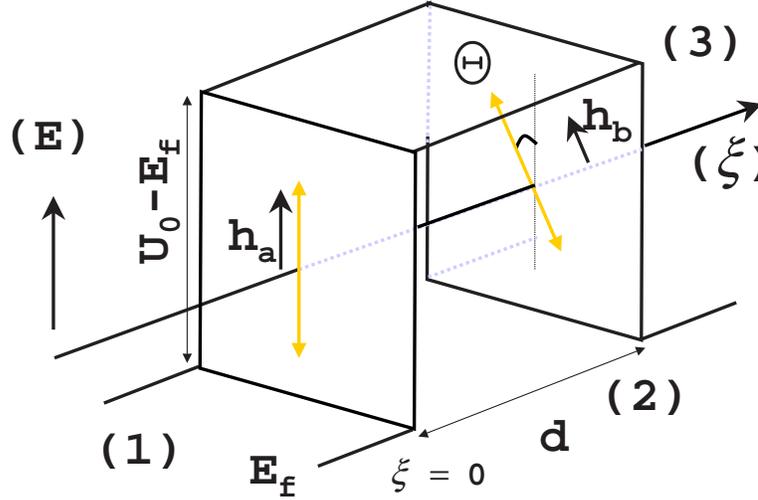


FIG. 3.1 – Profil de potentiel d'une barrière rectangulaire de hauteur $U_0 - E_f$ et de largeur d . Les champs moléculaires h_a et h_b forment un angle θ .

Dans les électrodes, l'énergie d'un électron est :

$$E_\xi = \frac{1}{2}k_\sigma^2 - \sigma h_0, \quad \sigma = \pm 1 \quad (3.2)$$

où k_σ est le vecteur d'onde de l'électron. Dans la barrière, cette énergie devient :

$$E_\xi = -\frac{1}{2}\kappa^2 + U_0, \quad \sigma = \pm 1 \quad (3.3)$$

où $i\kappa$ est le vecteur d'onde imaginaire dans la barrière.

Pour une onde plane incidente de spin \uparrow dans la région 1 définie comme étant une électrode ferromagnétique ($\xi < 0$, voir la figure 3.1), la solution de l'équation de Schrödinger est :

$$\psi_{\uparrow 1} = e^{ik_\uparrow \xi} + R_\uparrow e^{-ik_\uparrow \xi}, \quad \psi_{\downarrow 1} = R_\downarrow e^{-ik_\downarrow \xi} \quad (3.4)$$

où R_\uparrow et R_\downarrow sont des coefficients à déterminer. Dans la région 2, correspondant à $0 < \xi < d$, la solution se compose de deux ondes évanescentes :

$$\psi_{\sigma 2} = A_\sigma e^{-\kappa \xi} + B_\sigma e^{\kappa \xi}, \quad \sigma = \uparrow, \downarrow \quad (3.5)$$

A_σ et B_σ sont des inconnues. Enfin, dans la région 3 ($d < \xi$) seule une onde transmise est présente :

$$\psi_{\sigma 3} = C_\sigma e^{ik_\sigma(\xi-d)}, \quad \sigma = \uparrow, \downarrow \quad (3.6)$$

où C_σ est une constante à déterminer.

Pour résoudre l'équation de Schrödinger il faut donner les valeurs des huit coefficients suivants : R_σ , A_σ , B_σ et C_σ ($\sigma = \uparrow, \downarrow$) en égalisant les fonctions d'ondes $\psi_{\uparrow 1}$ et $\psi_{\uparrow 2}$ ainsi que leurs dérivées à l'interface $\xi = 0$. Le changement d'axes de quantification en $\xi = d$ requiert l'introduction du spineur de Pauli qui mène aux deux égalités suivantes ainsi qu'à leurs dérivées :

$$\psi_{\uparrow 2} = \psi_{\uparrow 3} \cos(\theta/2) + \psi_{\downarrow 3} \sin(\theta/2) \quad (3.7)$$

$$\psi_{\downarrow 2} = -\psi_{\uparrow 3} \sin(\theta/2) + \psi_{\downarrow 3} \cos(\theta/2) \quad (3.8)$$

Pour une température nulle, une tension appliquée proche de zéro, et $e^{-2\kappa d} \ll 1$, la conductance d'une barrière tunnel peut s'écrire sous la forme :

$$G = \frac{e^2}{8\pi^2 \hbar} \frac{\kappa T_p}{d} \quad (3.9)$$

où T_p , le facteur de transmission de la barrière tunnel, s'exprime par :

$$T_p = \frac{8\kappa^2 k_{\uparrow}^2 e^{-2\kappa d} (1 + \cos \theta)}{(\kappa^2 + k_{\uparrow}^2)^2} \quad (3.10)$$

en négligeant la contribution des électrons de spin \downarrow .

Finalement, Slonczewski obtient l'expression suivante pour la conductance d'une JTM en sommant les facteurs de transmission de chacune des directions de spin¹ :

$$G = G_0(1 + P^2 \cos \theta) \quad (3.11)$$

où

$$G_0 = \frac{\kappa}{\hbar d} \left[\frac{e\kappa(\kappa^2 + k_{\uparrow}k_{\downarrow})(k_{\uparrow} + k_{\downarrow})}{\pi(\kappa^2 + k_{\uparrow}^2)(\kappa^2 + k_{\downarrow}^2)} \right] e^{-2\kappa d} \quad (3.12)$$

et

$$P = \frac{(k_{\uparrow} - k_{\downarrow})(\kappa^2 - k_{\uparrow}k_{\downarrow})}{(k_{\uparrow} + k_{\downarrow})(\kappa^2 + k_{\uparrow}k_{\downarrow})} \quad (3.13)$$

L'équation 3.11 peut s'écrire sous la forme :

$$G = G_{\perp} \left(1 + \frac{MR}{2} \cos(\theta) \right) \quad (3.14)$$

où $G_{\perp} = G_0$ est la conductance tunnel lorsque les aimantations des électrodes sont perpendiculaires ($\theta = \pi/2$) et $MR = 2(G_p - G_{ap})/(G_p + G_{ap})$ correspond à la différence de conductance entre les états parallèle ($\theta = 0$) et antiparallèle ($\theta = \pi$) des aimantations normalisée par rapport à la conductance moyenne².

L'équation 3.14 permet d'écrire la résistance d'une JTM en fonction de l'angle formé par les aimantations de ces électrodes :

$$R = \frac{R_{\perp}}{1 + \frac{MR}{2} \cos(\theta)} \quad (3.15)$$

où $R_{\perp} = 1/G_{\perp}$ est la résistance lorsque $\theta = \pi/2$.

¹ T_p devient alors T_{\uparrow} , et T_{\downarrow} s'obtient en substituant k_{\uparrow} par k_{\downarrow} dans l'expression de T_p .

²Il existe une relation directe entre MR et le taux de MRT habituellement calculé : $MRT = (R_{ap} - R_p)/R_p = MR(R_{ap} + R_p)/(2R_p)$.

3.1.1 Choix d'une configuration d'aimantation perpendiculaire

La réalisation d'un capteur de champ faible champ magnétique requiert l'obtention d'une réponse électrique en fonction du champ magnétique appliqué à la fois linéaire et réversible. L'équation 3.15 montre qu'un tel signal peut-être obtenu lorsque l'angle entre les aimantations des électrodes varie faiblement autour de 90° . Une configuration des aimantations perpendiculaire en champ nul est donc nécessaire. Pour obtenir cette configuration magnétique, il convient d'utiliser une ou plusieurs sources d'anisotropie afin que chacune des aimantations des électrodes possède sa propre direction de facile aimantation. En combinant, l'effet d'anisotropie unidirectionnelle appelé également *exchange bias* et l'effet d'anisotropie induit par un substrat à topologie modulé, il est possible d'imposer un axe de facile aimantation dans chaque électrode de façon indépendante et ainsi d'obtenir la configuration perpendiculaire des aimantations recherchée. La figure 3.2 représente le schéma de principe de la méthode utilisée. La réversibilité du signal dépend du mécanisme de retournement des aimantations.

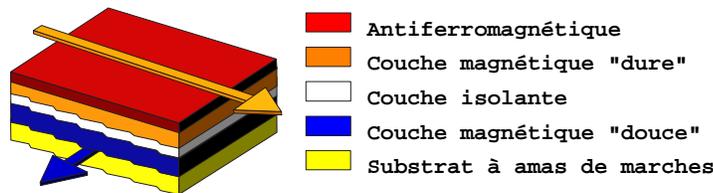


FIG. 3.2 – Utilisation de l'anisotropie induite par un matériau antiferromagnétique et de l'anisotropie due à un substrat à topologie modulée. Les flèches représentent les directions d'anisotropie.

3.1.1.1 Utilisation d'un substrat à amas de marche

Une surface vicinale de silicium(111) désorientée selon la direction $[11\bar{2}]$ présente des marches monoatomiques dont le bord est perpendiculaire à la direction de désorientation. A haute température (850°C), la densité de marches sur cette surface est homogène. Lors du refroidissement, une reconstruction de la surface 7×7 prend place et l'énergie des marches monoatomiques augmente. Le regroupement des marches est alors plus favorable énergétiquement. L'amplitude et la période de la modulation topologique sont directement liées à l'angle de désorientation initiale de la surface vicinale de silicium en question. Pour notre étude, nous avons utilisé des surfaces

vicinales de silicium désorientées de 4° qui seront notées Si_{4° par la suite. Le processus exact ainsi qu'une généralisation du phénomène d'accumulation des marches (ou *step bunching*) sont décrits en détail dans la thèse de Magali Sussiau [32]. Les détails de préparation des substrats à accumulation de marches sont exposés dans l'annexe A.

Lorsqu'une fine couche magnétique est déposée sur un substrat à amas de marches, elle possède une direction de facile aimantation parallèle aux bords des marches. Les caractéristiques de cette anisotropie de forme, telles que sa variation en fonction de l'épaisseur de la couche ferromagnétique et sa dépendance avec l'angle de désorientation, ont fait l'objet d'études antérieures et sont décrites dans les thèses de Magali Sussiau et d'Armando Encinas [32, 33]. Les caractéristiques de JTM's déposées sur des substrat à amas de marches sont reportées dans la thèse de François Montaigne [1]. De plus, François Montaigne et ses collaborateurs ont pu montrer que le retournement de l'aimantation de la couche en contact avec le substrat à amas de marches a un comportement semblable à celui prévu par le modèle de Stoner-Wohlfarth [1, 34].

3.1.1.2 Utilisation d'une couche d'oxyde de cobalt

Il est possible d'utiliser l'effet de couplage d'échange unidirectionnel ou *exchange bias* pour bloquer l'aimantation d'une couche ferromagnétique dans une direction choisie. Cet effet peut intervenir lorsqu'un matériau antiferromagnétique et un matériau ferromagnétique ont une interface commune [21]. Le couplage d'échange unidirectionnel décale le cycle d'hystérésis d'un champ couramment appelé champ d'échange, induit un axe d'anisotropie dans la couche ferromagnétique et bloque l'aimantation de cette couche dans une direction. Dans ce but, l'aimantation de la couche de cobalt qui constitue l'électrode supérieure des JTM étudiées dans la suite, a été oxydée dans un plasma composé d'un mélange d'argon et d'oxygène. Les conditions de cette oxydation sont décrites dans l'annexe A. Elle mène à la formation d'une couche de CoO antiferromagnétique d'environ 1 nm d'épaisseur à la surface de l'électrode supérieure. En refroidissant l'échantillon en dessous de la température de Néel de cet oxyde en présence d'un champ magnétique, un axe unidirectionnel d'anisotropie est induit dans la direction du champ magnétique appliqué. Si le champ magnétique est appliqué perpendiculairement à la direction de facile aimantation de l'électrode inférieure (c'est à dire perpendiculairement aux marches existantes à la surface du substrat) alors les axes de facile aimantation des deux électrodes doivent être perpendiculaires.

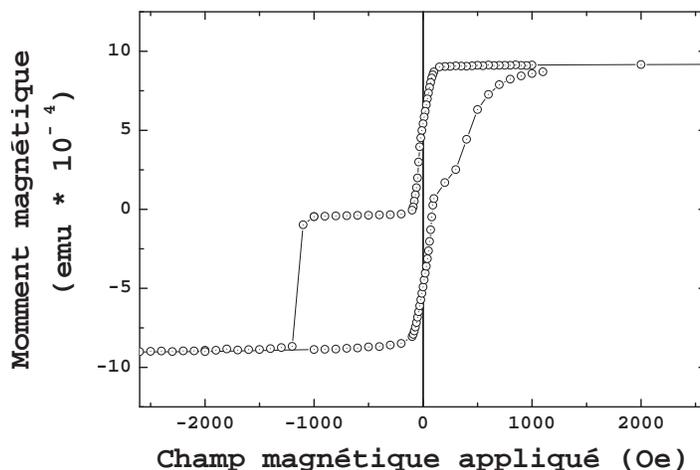


FIG. 3.3 – Cycle d’aimantation en fonction du champ magnétique à 30 K. Le champ magnétique appliqué au cours du refroidissement est de 5000 Oe, sa direction est perpendiculaire à la direction d’anisotropie induite par le substrat. La direction de mesure de l’aimantation est parallèle à la direction du champ magnétique appliqué au cours du refroidissement.

3.1.1.3 Mise en évidence de l’obtention d’une configuration perpendiculaire

Des échantillons de type $\text{Si}_4\text{o}/\text{Co}(15 \text{ nm})/\text{Al}(1.5 \text{ nm, oxydé 90 secondes})/\text{Co}(15 \text{ nm, oxydé 90 secondes})/\text{Au}(15 \text{ nm})$ ont été élaborés par pulvérisation cathodique. Les détails concernant les conditions d’élaboration de ces échantillons sont exposés dans l’annexe A. La température de Néel de l’oxyde de cobalt à l’état massif étant proche de la température ambiante, il a été nécessaire de travailler à des températures bien inférieures à 295 K.

La figure 3.3 montre l’aimantation en fonction du champ magnétique mesurée pour un tel échantillon à une température de 30 K lorsque le champ magnétique est appliqué perpendiculairement à la direction d’anisotropie de la couche douce (électrode inférieure). Un champ de 5000 Oe été appliqué au cours du refroidissement perpendiculairement à la direction d’anisotropie induite par le substrat. Le premier saut mesuré correspond à la rotation de la couche directement en contact avec le substrat. Le second saut correspond au retournement de l’aimantation de l’électrode supérieure en contact avec une couche d’oxyde de cobalt. Il faut noter que les sauts d’aimantation relatifs à l’électrode supérieure sont décalés d’un champ d’une valeur de 230 Oe. Ce

décalage est caractéristique de l'effet d'anisotropie unidirectionnelle induite par la couche de cobalt oxydé. Lorsque le champ magnétique appliqué est nul l'aimantation de la couche de cobalt oxydée reste alignée avec la direction de mesure. Le moment magnétique rémanent de la couche directement en contact avec le substrat est égal à $0,4 \cdot 10^{-4}$ emu et son moment magnétique total dans l'état saturé est égal à $4,74 \cdot 10^{-4}$ emu. Il est donc possible d'évaluer l'angle entre la direction de l'aimantation de la couche de cobalt en contact avec le substrat et la direction de mesure. Cet angle a une valeur de 85° ce qui est proche de 90° (la valeur attendue). La différence entre la valeur attendue et la valeur évaluée peut être due soit à un écart entre la direction du champ magnétique appliqué au cours du refroidissement et la direction perpendiculaire aux marches, soit au couplage ferromagnétique qui tend à aligner parallèlement les deux aimantations.

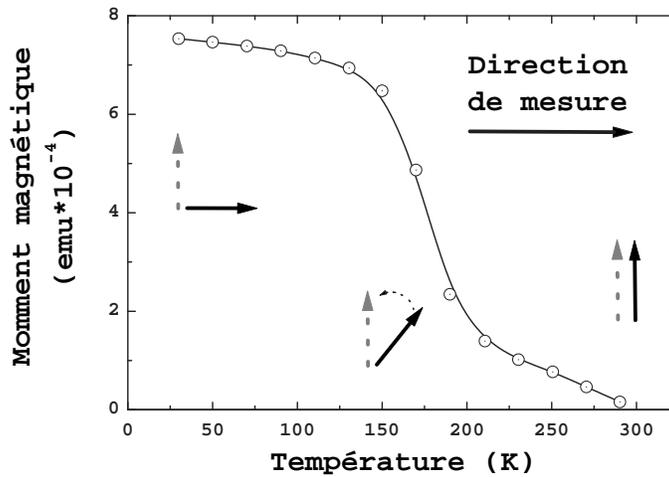


FIG. 3.4 – Composante de l'aimantation perpendiculaire à la direction des marches en fonction de la température. Un champ magnétique d'une valeur de 5000 Oe a été appliqué au cours du refroidissement. Il n'y a pas de champ magnétique appliqué au cours de la mesure. La flèche en pointillé (respectivement trait continu) représente l'aimantation de l'électrode inférieure (respectivement supérieure).

Une autre façon de vérifier que la configuration magnétique perpendiculaire souhaitée est atteinte après avoir bloqué l'aimantation de la couche dure dans la direction perpendiculaire aux marches consiste à mesurer l'aimantation rémanente dans cette direction lorsque la température augmente. Les résultats de ce type de mesure présentés sur la figure 3.4 montrent que

la composante de l'aimantation mesurée s'annule progressivement lorsque la température augmente. Cette augmentation de température provoque une diminution de la valeur du champ d'échange généré par l'oxyde de cobalt et l'aimantation de la couche de cobalt supérieure est de moins en moins bloquée. De plus, la présence d'un couplage ferromagnétique de type "peau d'orange" entre les deux électrodes tend à aligner les aimantations de chacune des électrodes parallèlement. Ainsi, ce couplage associé à un champ dont la valeur est inférieure d'au moins un ordre de grandeur à la valeur du champ d'échange généré par l'oxyde de cobalt à basse température, ramène progressivement l'aimantation de la couche de cobalt supérieure dans une direction perpendiculaire à la direction de mesure quand la température augmente. Cela mène à la diminution de la valeur de l'aimantation mesurée dans la direction perpendiculaire aux marches. En plus de montrer qu'une configuration perpendiculaire des aimantations est atteinte en champ nul et à basse température, ce type mesure met également en évidence une limite du système utilisé. En effet, au delà de 150 K la configuration perpendiculaire des aimantations n'est plus maintenue. Ce résultat est confirmé par des mesures de transport électronique présentées dans la section 3.2.2.1.

3.1.2 Mesures de transport : résultats et modélisation

Afin de réaliser des mesures de transport électronique où le flux d'électrons est perpendiculaire au plan des couches, l'échantillon précédent du type $\text{Si}_{4^\circ} // \text{Co}(15 \text{ nm}) / \text{Al}(1.5 \text{ nm, oxydé 90 secondes}) / \text{Co}(15 \text{ nm, oxydé 90 secondes}) / \text{Au}(15 \text{ nm})$ a subi un procédé technologique basé sur quatre étapes de lithographie UV. Ce procédé est reporté en détail dans l'annexe B. Le substrat de silicium noté Si_{4° à une modulation topologique caractérisée par une amplitude 6 nm et de période 62,2 nm [35]

La réponse angulaire des JTM en configuration d'aimantations perpendiculaires est étudiée lorsque le champ magnétique appliqué est inférieur à la fois au champ de retournement : $H_c=50 \text{ Oe}$ et au champ d'anisotropie de l'aimantation de l'électrode inférieure (couche douce) : $H_K^{inf}=100 \text{ Oe}$. La courbe ($\cdots \odot \cdots$) sur la figure 3.5 présente la variation de résistance normalisée par rapport à R_0 , résistance lorsque le champ magnétique appliqué est nul, en fonction de la direction du champ magnétique. Φ est l'angle entre la direction d'anisotropie unidirectionnelle, induite par la couche d'oxyde de cobalt, et la direction du champ magnétique appliqué. La valeur du champ magnétique appliqué est de 10 Oe. La réponse mesurée est réversible et a une forme sinusoïdale. L'amplitude pic à pic du signal est de 2%; cela représente environ 10% de la MRT totale. Le minimum (maximum) de variation est observé pour une valeur de Φ proche de 0 (π). La variation angulaire de ce type de

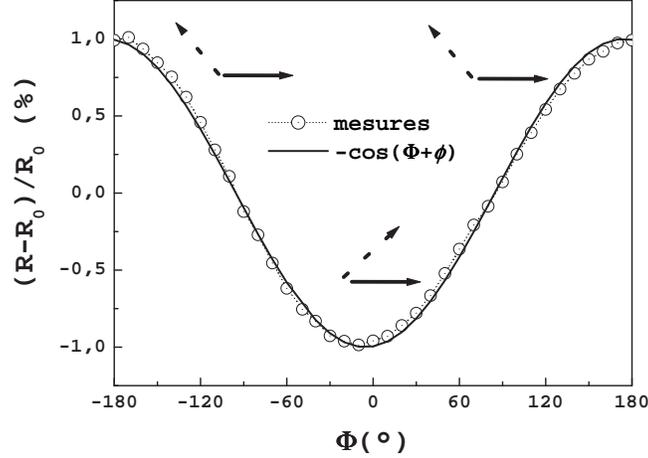


FIG. 3.5 – Variation de résistance normalisée d’une JTM à configuration d’aimantations perpendiculaires en fonction de la direction du champ magnétique appliqué à 30 K. La valeur du champ magnétique appliqué est de 10 Oe. La flèche en pointillé (respectivement trait continu) représente l’aimantation de l’électrode inférieure (respectivement supérieure).

JTM est bien reproduite par une fonction du type $R(\Phi) = -\Delta R \cos(\Phi + \phi)$ comme le montre la comparaison des courbes ($\cdots\odot\cdots$) et ($-$) de la figure 3.5. ϕ représente un petit déphasage et ΔR l’amplitude de la variation. Il est possible de déterminer la valeur de ϕ avec précision grâce à la relation 3.16. Un calcul numérique basé sur cette relation et sur les mesures présentées par la figure 3.5 donne une valeur de ϕ égale à 5° .

$$\sin \phi = \frac{1}{2\Delta R} \int_0^\pi R(\Phi) d\Phi \quad (3.16)$$

La modélisation de la variation angulaire de la résistance en fonction de la direction du champ magnétique appliqué requiert la détermination de l’angle entre les aimantations des électrodes quelle que soit la direction du champ magnétique appliqué. Un calcul rigoureux de cet angle devrait se baser sur la minimisation de l’énergie totale du système. Cependant, il n’existe pas de solution analytique simple à ce problème. Plutôt que de faire un calcul numérique, nous avons considéré que l’anisotropie induite par les marches agissait comme un champ magnétique. Cela n’entraîne pas d’erreur significative sur l’angle entre les aimantations dans la mesure ou l’aimantation de la couche en contact avec le substrat ne s’éloigne pas beaucoup de

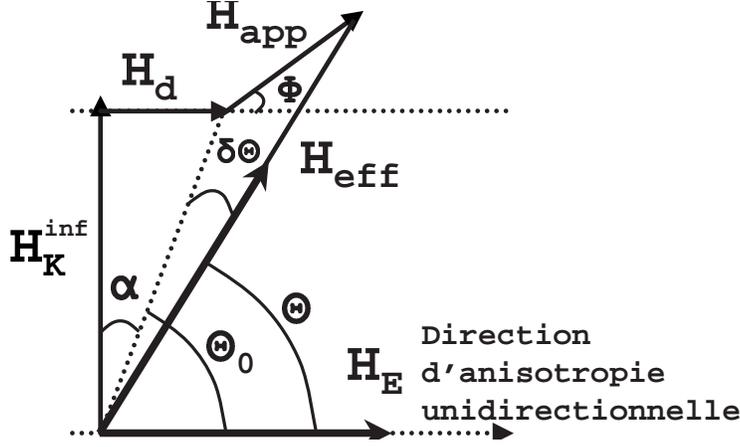


FIG. 3.6 – Représentation schématique de la situation lorsque la valeur du champ magnétique appliqué H_{app} est faible devant H_K^{inf} et H_E le champ d'anisotropie unidirectionnelle de l'aimantation de l'électrode supérieure.

sa position d'équilibre. La figure 3.6 représente la situation lorsque la valeur du champ magnétique appliqué H_{app} est faible devant H_K^{inf} , le champ d'anisotropie de l'aimantation de l'électrode inférieure dû aux marches, et H_E , le champ d'anisotropie unidirectionnelle de l'aimantation de l'électrode supérieure. Φ est l'angle entre la direction du champ magnétique appliqué et la direction d'anisotropie unidirectionnelle. Θ est l'angle entre les aimantations des électrodes représentées par des flèches grises. \vec{H}_d est le champ de couplage vu par l'aimantation de la couche inférieure dû à l'aimantation de l'électrode supérieure³. Comme la somme du champ de couplage vu par l'électrode dure et du champ magnétique appliqué (10 Oe) est toujours très inférieure au champ d'échange (230 Oe), l'aimantation de la couche de cobalt oxydée est supposée fixe et alignée dans la direction de \vec{H}_E . L'aimantation de l'électrode inférieure prend la direction et le sens d'un champ effectif \vec{H}_{eff} qui résulte de la somme $\vec{H}_K^{inf} + \vec{H}_d + \vec{H}_{app}$. Il est alors possible de déterminer la tangente de l'angle Θ :

$$\tan \Theta = \frac{H_K^{inf} + H_{app} \sin \Phi}{H_d + H_{app} \cos \Phi} \quad (3.17)$$

Or $\Theta = \frac{\pi}{2} - (\alpha + \delta\Theta)$ (cf. figure 3.6), ce qui conduit au premier ordre en $\alpha + \delta\Theta$ à :

³Ce champ \vec{H}_d est supposé constant. Ce qui est raisonnable dans la mesure où $\delta\Theta$ la variation d'angle entre les aimantations de chacune des électrodes est faible.

$$\delta\Theta^{(1)} = \frac{H_d + H_{app} \cos \Phi}{H_K^{inf} + H_{app} \sin \Phi} - \alpha \quad (3.18)$$

De plus, au premier ordre en α l'équation 3.18 devient :

$$\delta\Theta^{(1)} = \frac{H_{app}(\cos \Phi - \alpha \sin \Phi)}{H_K^{inf} + H_{app} \sin \Phi} \quad (3.19)$$

L'équation précédente peut également s'écrire sous la forme au premier ordre en H_{app}/H_K^{inf} :

$$\delta\Theta^{(1)} = h \cos(\Phi + \alpha) \quad (3.20)$$

où $h = H_{app}/H_K^{inf}$.

La résistance de la JTM peut alors s'écrire :

$$R^{(1)} = R_{\perp} \left(1 - \frac{MR}{2}(\alpha + \delta\Theta)\right) \quad (3.21)$$

en développant l'expression 3.15 au première ordre en $MR/2$ (ce qui est légitime car la valeur de $MR/2$ déduite d'un cycle de résistance en fonction du champ magnétique appliqué est bien inférieure à 1).

Il est alors possible d'exprimer la variation de résistance normalisée par rapport à R_0 :

$$\frac{R^{(1)} - R_0}{R_0} = -\frac{MR}{2} h \cos(\Phi + \alpha) \quad (3.22)$$

Par comparaison de l'équation 3.22 avec l'expression utilisée pour ajuster la courbe de la figure 3.5, il suit que α correspond au petit déphasage de 5° observé précédemment. Cela signifie que lorsque la valeur du champ magnétique appliqué est égale à zéro l'angle entre les aimantations est égal à environ 85° . D'après la figure 3.6, $\tan(\alpha)$ est égale au rapport H_d/H_K^{inf} . Cette relation permet de calculer une valeur de H_d égale à 9 Oe⁴. La présence de l'anisotropie induite par le substrat stabilisant l'aimantation de la couche de cobalt parallèlement à la direction des marches ne nous permet pas d'avoir directement accès à la valeur H_d expérimentalement. Néanmoins, la valeur de H_d déterminée indirectement par le biais du déphasage peut être comparée avec celle déduite de l'expression de Néel (cf. équation 2.2). Le substrat de silicium à amas de marches sur lequel sont déposées ces JTM est un substrat dont la désorientation est égale à 4° . Sa modulation topologique est caractérisée par une amplitude 6 nm et de période 62,2 nm [35]. L'expression

⁴La valeur de H_K^{inf} est évaluée à 100 Oe par une mesure d'aimantation.

de Néel prévoit pour ce type de modulation un couplage H_N d'une valeur de 309 Oe lorsque les aimantations sont parallèles. Dans notre cas, l'angle entre les aimantations est d'environ 85° ce qui réduit fortement la valeur du champ de couplage à considérer. La valeur effective de ce couplage est estimée à partir de l'expression suivante $H_N^{eff} = H_N * \cos(90 - \alpha)$; H_N^{eff} est égale à 27 Oe. Cette valeur de couplage est du même ordre de grandeur que celle déterminée à l'aide du modèle développé. L'écart entre les deux valeurs de couplage obtenues peut être dû aux erreurs commises sur la détermination des angles lors des expériences de transports électroniques⁵. L'amplitude $-\frac{MR}{2}h$ est égale à 1%. Cette valeur est en bon accord avec la valeur de MR égale à 0.2 déterminée expérimentalement en effectuant un cycle de résistance en fonction du champ magnétique appliqué. Le modèle exposé, décrit par la figure 3.6, reproduit donc d'une façon satisfaisante la situation expérimentale lorsque le champ magnétique appliqué est de 10 Oe.

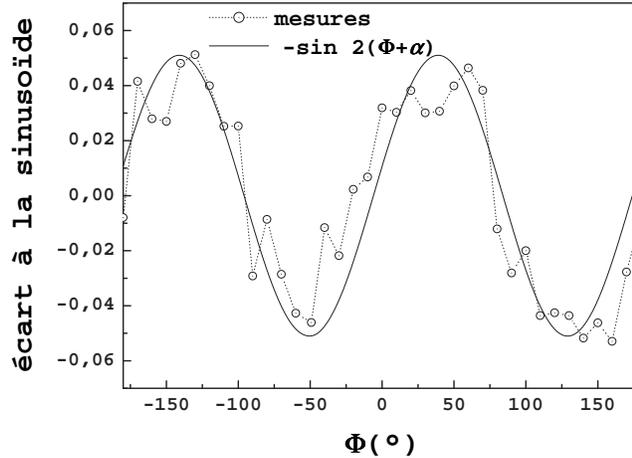


FIG. 3.7 – (···⊙···) Ecart mesuré à la forme sinusoïdale en fonction de l'angle du champ magnétique appliqué.

La courbe (···⊙···) de la figure 3.7 représente l'écart à la forme sinusoïdale. Cette déviation, de la forme $\sin 2(\Phi + \alpha)$, se comprend simplement en poursuivant le développement de l'équation 3.19 au deuxième ordre en H_{app}/H_K^{inf} :

⁵En effet, si la direction du champ magnétique appliqué au cours du refroidissement n'est pas rigoureusement perpendiculaire à la direction des marches la valeur du champ de couplage déterminé à partir du déphasage peut être sous-estimé ou surestimé.

$$\delta\theta^{(2)} = \frac{h^2}{2} \sin 2(\Phi + \alpha) \quad (3.23)$$

L'écart à la forme sinusoïdale est donc égal à :

$$\frac{MR}{4} h^2 \sin 2(\Phi + \alpha) \quad (3.24)$$

L'amplitude de cette déviation représentée par la courbe en trait continu sur la figure 3.7 est en parfait accord avec la valeur déterminée expérimentalement : courbe($\cdots\odot\cdots$) de la même figure.

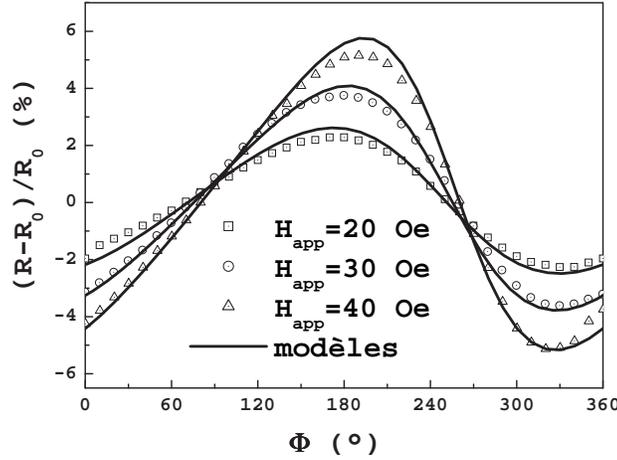


FIG. 3.8 – Mesures de la variation de résistance normalisée d'une JTM à configuration d'aimantations perpendiculaires en fonction de la direction du champ magnétique appliqué à 30 K réalisées pour différentes valeurs de champ magnétique appliqué.

Les courbes présentées par la figure 3.8 sont des mesures de la résistance en fonction de la direction du champ magnétique appliqué pour différentes valeurs de champ magnétique. L'augmentation de la valeur du champ magnétique appliqué s'accompagne d'une augmentation de l'amplitude de l'oscillation ainsi que d'une distorsion progressive du signal. Dans cette situation, le développement limité en h fait précédemment n'est plus valable. En combinant les équations 3.15 et 3.19, la variation de résistance normalisée au premier ordre en $(\alpha + \delta\Theta)$ s'écrit :

$$\frac{R^{(1)} - R_0}{R_0} = \frac{-\frac{MR}{2} h \cos(\Phi + \alpha)}{1 + h \sin(\Phi + \alpha) + \frac{MR}{2} h \cos(\Phi + \alpha)} \quad (3.25)$$

Les termes en $\frac{MR}{2}\alpha$ ont été négligés devant l'unité. Cette fonction est représentée en trait continu sur la figure 3.8 pour différentes valeurs du champ magnétique appliqué en gardant constantes les valeurs de MR, α , et H_K^{inf} . Elle reproduit avec un bon accord les mesures expérimentales. L'augmentation de l'amplitude de l'oscillation observée sur la figure 3.8 montre que la valeur maximum prise par $\delta\Theta$ augmente lorsque le champ magnétique augmente. L'hypothèse faite sur une faible valeur de $\delta\Theta$ est donc moins en moins justifiée. Cela peut être l'origine des écarts entre les mesures et le modèle développé.

Ainsi, dans son domaine d'application : configuration des aimantations perpendiculaires, faible champ magnétique appliqué, faible champ de couplage, petite variation de l'angle entre les aimantations et aimantation de la couche dure fixe, le modèle exposé permet de bien rendre compte de la situation expérimentale.

3.2 Applications aux capteurs de faible champ magnétique

Les JTM à configuration d'aimantation perpendiculaire en champ nul peuvent délivrer un signal électrique linéaire et réversible directement lié au champ magnétique. Il est alors raisonnable d'envisager leur utilisation en tant que capteur de champ magnétique.

3.2.1 Utilisation comme capteur angulaire

Les trois informations nécessaires à la détermination complète d'un champ sont : sa direction, son sens et son amplitude. Dans la section 3.1.2, il a été montré qu'en première approximation la réponse angulaire à un faible champ magnétique d'une JTM à configuration d'aimantations perpendiculaire était de forme sinusoïdale. La précision d'un capteur basée sur cette approximation est directement liée à la valeur du champ magnétique et à la constante d'anisotropie de l'électrode inférieure. En effet, l'écart à une sinusoïde mis en évidence précédemment se répercute directement par un écart en angle $\Delta\Phi$ par rapport Φ qu'il est possible de calculer :

$$\Delta\Phi = R^{(2)}\left(\frac{\partial R^{(1)}}{\partial\Phi}\right)^{-1} \tag{3.26}$$

où $R^{(1)}$ et $R^{(2)}$ sont respectivement les résistances au premier et deuxième ordre en H_{app}/H_K^{inf} . En substituant $R^{(1)}$ et $R^{(2)}$ par leurs valeurs, il est possible d'exprimer $\Delta\Phi$ comme une fonction de Φ :

$$\Delta\Phi = -\frac{H_{app}}{H_K^{inf}} \cos \Phi \quad (3.27)$$

Ainsi, pour affiner la réponse d'un capteur d'angle rudimentaire⁶, il est nécessaire d'augmenter la valeur de H_K^{inf} . Toutefois, cette réduction du champ d'anisotropie présent dans l'électrode inférieure entraînerait une réduction de la sensibilité de capteurs permettant la détermination de la valeur du champ magnétique définie par $S = \delta R / \delta H_{app} \simeq MR / 2H_K^{inf}$. La suite de cette section est consacrée à l'étude de ce type de capteurs. Leur variation de résistance en fonction de la valeur du champ magnétique doit être à la fois linéaire et réversible. Lorsque les aimantations des électrodes adoptent une configuration perpendiculaire en champ nul, la variation de résistance avec le champ magnétique doit être linéaire tant que la valeur du champ magnétique est inférieure au champ d'anisotropie de l'électrode inférieure et que l'aimantation de la couche supérieure peut être considérée comme fixe.

3.2.2 Utilisation comme capteur de champ faible

3.2.2.1 Capteurs à base de cobalt oxydé

La résistance d'une JTM à configuration d'aimantations perpendiculaires du type $\text{Si}_{40} // \text{Co}(15 \text{ nm}) / \text{Al}(1.5 \text{ nm, oxydé 90 secondes}) / \text{Co}(15 \text{ nm, oxydé 90 secondes}) / \text{Au}(15 \text{ nm})$ a été enregistrée au cours de 10 cycles mineurs pour lesquels le champ magnétique varie de +15 Oe à -15 Oe étant appliqué dans la direction perpendiculaire aux marches. La figure 3.9 présente le résultat de ces mesures effectuées à une température de 30 K. Un champ magnétique de 5000 Oe a été appliqué perpendiculairement aux marches au cours du refroidissement de l'échantillon afin de bloquer l'aimantation de la couche de cobalt oxydée dans cette direction. Le signal obtenu est linéaire et réversible. La sensibilité de ce capteur, calculée comme étant la pente en valeur absolue de la courbe présentant la résistance en fonction du champ magnétique, est de $300 \text{ kV.T}^{-1}.\text{A}^{-1}$ à une température de 30 K.

La courbe (-Δ-) de la figure 3.10 représente la sensibilité en fonction de la température de ce capteur dont l'électrode dure est bloquée par la présence d'une couche d'oxyde de cobalt antiferromagnétique. Deux régimes peuvent être distingués. Le premier régime est défini pour des températures comprises

⁶Par rudimentaire, il faut comprendre que l'électronique de traitement du signal se base une réponse de forme sinusoïdale. Il est bien sûr envisageable que le circuit électronique prenne en compte une réponse plus réaliste en se basant sur le modèle développé dans la section 3.1.2.

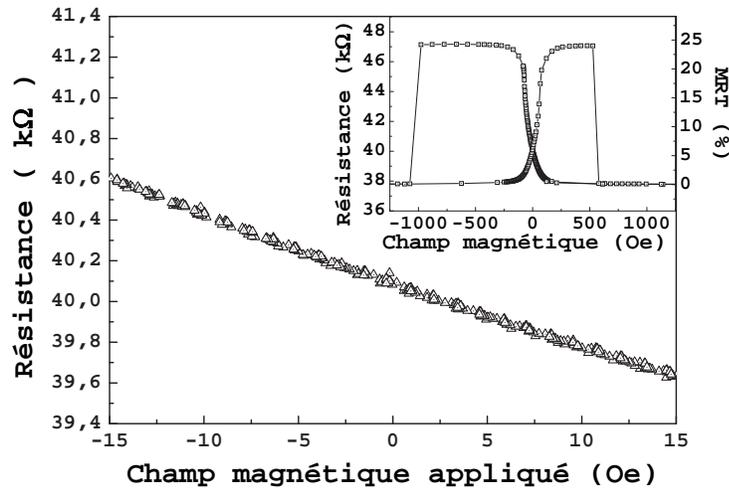


FIG. 3.9 – Dix cycles mineurs de résistance d'une JTM à configuration d'aimantations perpendiculaires à 30 K. Le champ appliqué varie de +15 Oe à -15 Oe. L'insert représente un cycle complet de résistance en fonction du champ magnétique appliqué.

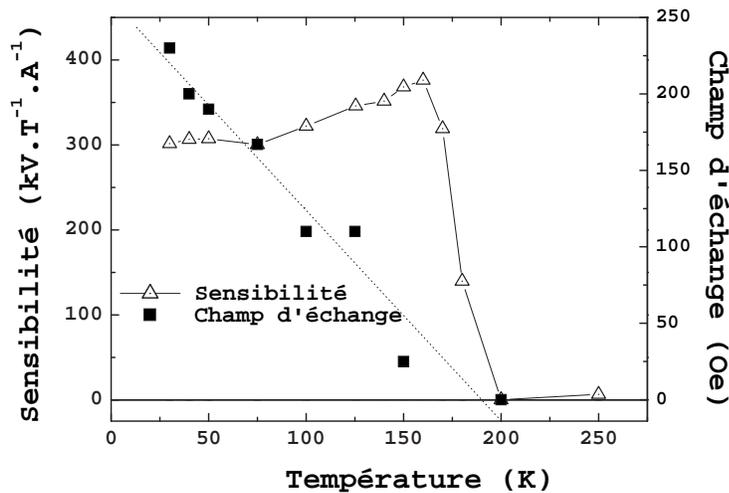


FIG. 3.10 – (Δ) Sensibilité d'un capteur dont l'aimantation de l'électrode dure est bloquée par une couche d'oxyde de cobalt antiferromagnétique en fonction de la température. La courbe (\blacksquare) représente le champ d'échange de la couche de cobalt oxydée en fonction de la température.

entre 30 K et 160 K. Il correspond à une légère augmentation de la sensibilité lorsque la température s'élève. Cette augmentation de sensibilité est compatible avec une réduction du champ de saturation de l'aimantation de l'électrode inférieure. Dans le second régime, défini pour des températures comprises entre 160 K et 200 K, l'élévation de température s'accompagne d'une brusque diminution de la sensibilité. Pour une température égale à 200 K, la sensibilité est proche de zéro. La courbe (■) de la figure 3.10 montre l'évolution du champ d'échange de la couche de cobalt oxydée en fonction de la température. Le champ d'échange décroît linéairement lorsque la température augmente et s'annule pour une température de 200 K correspondant à la température de blocage de la couche d'oxyde de cobalt. Au delà de cette température, la couche d'oxyde cobalt ne bloque plus l'aimantation de l'électrode supérieure dans la direction perpendiculaire aux marches. Pour ses températures supérieures à 200 K, l'aimantation de la couche de cobalt oxydé s'aligne selon la direction de l'aimantation de l'électrode inférieure et la configuration perpendiculaire en champ nul n'est plus maintenue. La brusque chute de sensibilité observée entre 160 K et 200 K peut donc être attribuée au comportement de l'électrode supérieure. Par conséquent, le fonctionnement de ce capteur est limité aux températures inférieures à 160 K, cette limitation de fonctionnement étant uniquement due à la nature de l'électrode supérieure. Les mesures de moment magnétique présentées par la figure 3.4 dans la section 3.1.1.3 sont en parfait accord avec cette interprétation.

Pour obtenir un capteur fonctionnant à température ambiante, il faut donc substituer à la couche d'oxyde de cobalt, dont la température de blocage est inférieure à la température ambiante, une couche d'un matériau antiferromagnétique ayant une température de blocage supérieure à la température ambiante.

3.2.2.2 Capteurs à base d'Iridium Manganèse

Afin d'obtenir un capteur de champ magnétique fonctionnant à température ambiante, la couche de cobalt oxydé a été remplacée par une couche d'iridium manganèse dont la température de blocage est supérieure à la température ambiante [21]. Des JTM de type $\text{Si}_{40} // \text{Co}(15 \text{ nm}) / \text{Al}(1.5 \text{ nm, oxydé 90 secondes}) / \text{Co}(5 \text{ nm}) / \text{IrMn}(15 \text{ nm}) / \text{Au}(15 \text{ nm})$ ont été élaborées par pulvérisation cathodique suivant le procédé décrit dans l'annexe A. Pour que ces JTM présentent une configuration perpendiculaire des axes de facile aimantation en champ nul, un recuit des échantillons a été réalisé dans un four sous vide primaire. Au cours de ce recuit un champ magnétique est appliqué perpendiculairement à la direction de facile aimantation induite par le substrat à topologie modulée. La température du recuit ainsi que sa durée ont

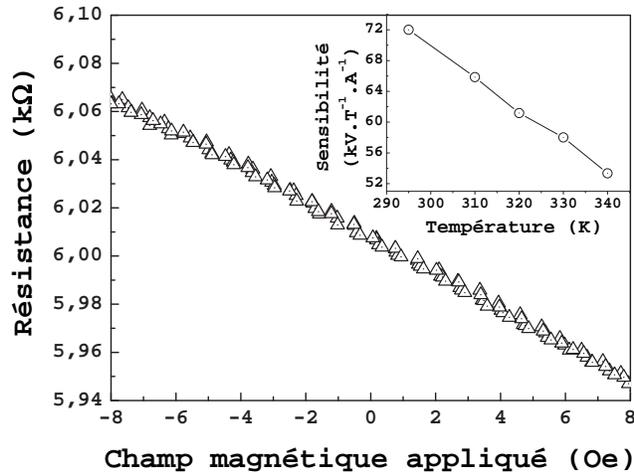


FIG. 3.11 – Trois cycles mineurs de résistance d’un capteur dont l’aimantation de l’électrode dure est bloquée par une couche d’Iridium Manganèse à 295 K. Le champ appliqué varie de +8 Oe à -8 Oe. L’insert représente la sensibilité d’un tel capteur en fonction de la température.

été optimisées dans le but de maximiser le champ d’échange. L’échantillon est porté à une température de 280 °C en 1 heure, cette température est maintenue 15 minutes. Ensuite, le chauffage est coupé et l’échantillon refroidi. Ce recuit sous champ magnétique a pour effet d’induire une direction d’anisotropie unidirectionnelle dans la couche de cobalt directement en contact avec la couche d’iridium manganèse. La direction d’anisotropie unidirectionnelle est colinéaire à la direction du champ de recuit. Des JTM sont alors formées par un procédé technologique basé sur quatre étapes de lithographie UV (cf. annexe B). La figure 3.11 représente la résistance d’un capteur ainsi élaboré lorsque trois cycles mineurs sont effectués à température ambiante. Le champ magnétique varie entre +8 Oe et -8 Oe. Il est appliqué selon la direction d’anisotropie unidirectionnelle. La résistance varie à la fois d’une façon linéaire et réversible avec le champ magnétique. La substitution à la couche d’oxyde cobalt d’une couche d’iridium manganèse permet donc d’obtenir un capteur de champ magnétique fonctionnant à température ambiante. L’insert de la figure 3.11 représente la sensibilité de ce capteur en fonction de la température. La sensibilité décroît de 35% lorsque la température augmente de 295 K à 340 K.

Cette perte de sensibilité peut être due soit à la variation intrinsèque de résistance de la JTM avec sa température, soit à une chute de la MRT

avec une augmentation de la température. Une diminution de résistance de 5% est mesurée dans la gamme de température explorée. Par conséquent, la variation intrinsèque de résistance de la JTM avec la température n'est pas la principale origine de cette perte de sensibilité. En revanche, une chute de 33% de l'amplitude de la variation relative de résistance est mesurée dans cette même gamme de température. La perte de sensibilité observée peut donc être attribuée à cette chute de l'amplitude.

Deux effets principaux peuvent être responsables d'une décroissance de la magnéto-résistance avec la température.

Le premier est intrinsèque à l'effet tunnel polarisé en spin. Il met en jeu à la fois la qualité de la barrière tunnel qui peut contenir des défauts "dépolarisants" et la présence d'ondes de spin aux interfaces entre les électrodes et la barrière [36, 37].

Le second est uniquement d'origine magnétique. En effet, les champs coercitifs des aimantations de chacune des électrodes varient avec la température ; ainsi, si une configuration antiparallèle des aimantations est observable à basse température, celle-ci peut disparaître lorsque la température augmente et rendre alors impossible l'obtention du taux maximum de MRT à température ambiante. C'est le cas des JTMs à base d'oxyde de Cobalt étudiées dans la section précédente.

La présence de défauts "dépolarisant" dans la barrière tunnel faisant apparaître un nouveau canal de conduction de type tunnel assisté a été exclue en effectuant une mesure de la résistance des JTMs à base d'Iridium Manganèse en fonction de la température. En effet, lorsque la température varie de 4 K à 340 K, la résistance de ces JTM, mesurée pour une tension appliquée de 10 mV, décroît de 16% d'une façon monotone. La chute de la sensibilité mesurée n'est donc pas dûe à une chute de la MRT en température liée à l'activation thermique de processus de conduction indépendant du spin.

Les points de la figure 3.12 représentent le taux de MRT en fonction de la température pour une jonction de type $\text{Si}_{4^{\circ}}//\text{Co}(15\text{ nm})/\text{Al}(1.5\text{ nm, oxydé } 90\text{ secondes})/\text{Co}(5\text{ nm})/\text{IrMn}(15\text{ nm})/\text{Au}(15\text{ nm})$ ayant les axes de facile aimantation de chacune des électrodes parallèles⁷. Le taux de MRT de ces JTM chute lorsque la température augmente. Deux régimes de décroissance peuvent être distingués.

Dans le premier régime (pour des température variant de 4 K à 250 K) le taux de MRT décroît faiblement de $d\text{MRT}/dT = -0.01\%.K^{-1}$. Shang et ses collaborateurs ont montrés que l'excitation thermique d'ondes de spin, dans des JTM où les électrodes sont composées de cobalt, se répercute par

⁷La configuration parallèle des axes de facile aimantation permet d'obtenir une configuration antiparallèle des aimantations des électrodes clairement définie à basse température.

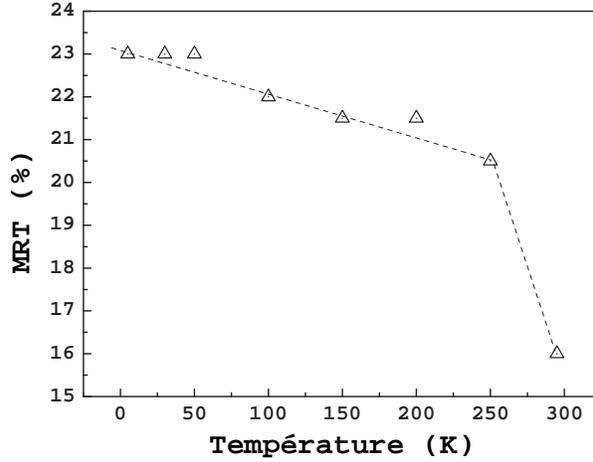


FIG. 3.12 – MRT d’une JTM de type $\text{Si}_{4^{\circ}}//\text{Co}(15 \text{ nm})/\text{Al}(1.5 \text{ nm, oxydée } 90 \text{ secondes})/\text{Co}(5 \text{ nm})/\text{IrMn}(15 \text{ nm})/\text{Au}(15 \text{ nm})$ en fonction de la température.

une chute du taux de MRT d’environ 4% lorsque la température varie de 4 K à 300 K [36]. La lente décroissance du taux de MRT observée est donc compatible avec l’excitation thermique d’ondes de spin.

Dans le second régime (pour des températures comprises entre 250 K et 300 K), le taux de MRT chute brusquement : $d\text{MRT}/dT = -0.1\%.K^{-1}$. Cette brusque chute avec la température peut être d’origine magnétique.

La courbe ($\cdots \odot \cdots$) de la figure 3.13 représente la variation normalisée de résistance en fonction de la direction du champ magnétique d’une JTM à base d’iridium manganèse où les axes de facile aimantation sont dans une configuration perpendiculaire. Φ est l’angle entre la direction du champ magnétique appliqué et la direction de facile aimantation de l’électrode inférieure. La valeur du champ magnétique appliqué au cours de cette mesure est de 2 Oe. La courbe en trait continu présente sur cette même figure est une fonction *sinus* qui simule la réponse attendue au premier ordre dans le cas où l’aimantation de la couche de cobalt en contact avec l’iridium manganèse reste bloquée perpendiculairement à la direction des marches. Quelle que soit la direction du champ magnétique appliqué, la résistance mesurée est toujours inférieure à la valeur attendue. Ce qui signifie que l’angle entre les aimantations de chacune des électrodes est toujours inférieur à la valeur attendue. Il semble donc que l’aimantation de la couche de cobalt en contact avec l’iridium manganèse ne reste pas alignée selon sa direction d’équilibre (perpendiculairement aux marches présentent sur le substrat). Lorsque la température augmente, l’ai-

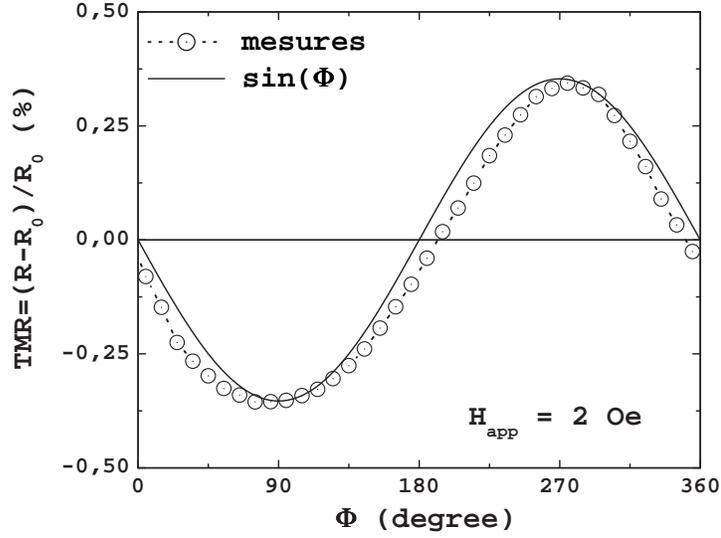


FIG. 3.13 – Variation de résistance normalisée d’une JTM à configuration d’aimantations perpendiculaires en fonction de la direction du champ magnétique appliqué (2 Oe) à 295 K.

mantation de l’électrode supérieure, de plus en plus ”libre”, s’éloignerait alors de plus en plus de sa position d’équilibre. Ce mouvement de l’aimantation de l’électrode supérieure serait responsable de la perte de sensibilité observée lors de l’augmentation de la température. Ce type d’effet n’est cependant attendu que pour des températures proches de 520 K, la température de blocage de l’Iridium Manganèse [21].

Cette hypothèse a été confirmée par une étude des propriétés magnétiques induite par la couche d’iridium manganèse. La figure 3.14 présente l’énergie d’échange à l’interface ferromagnétique/antiferromagnétique en fonction de la température pour deux types d’échantillons. Les valeurs de l’énergie d’échange sont calculées à partir de mesures du champ d’échange extraites de cycles d’aimantation. L’énergie d’échange E_{int} est calculée comme étant égale au produit $H_{exch} * M_s * t$, où H_{exch} est le champ d’échange, M_s est l’aimantation à saturation de la couche bloquée et t son épaisseur. Ce calcul permet de s’affranchir de la variation du champ d’échange avec l’épaisseur de la couche bloquée. En effet, il a été montré que la valeur du champ d’échange est inversement proportionnel à cette épaisseur [22]. Les courbes (▲) et (Δ) correspondent respectivement à des échantillons du type Si//Ta/NiFe/Al oxydé/NiFe(15nm)/IrMn et Si//Ta/NiFe/Al oxydé/NiFe(5nm)/IrMn. Il faut noter que, dans ce premier type de structures, la couche d’iridium manganèse est au-dessus de la barrière tunnel. L’énergie de couplage à l’interface est bien

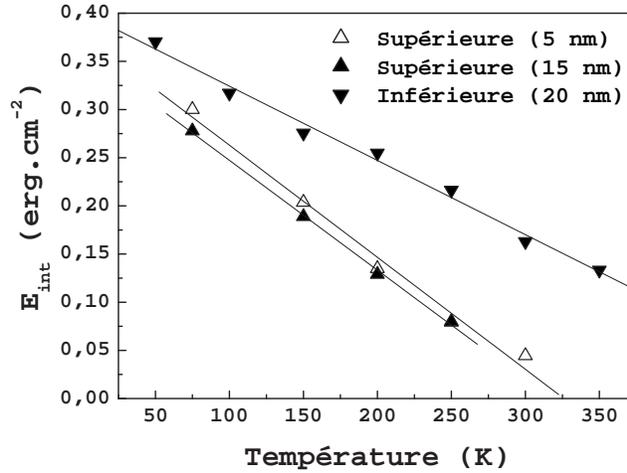


FIG. 3.14 – Energie d'échange à l'interface ferromagnétique/antiferromagnétique en fonction de la température mesurée pour deux types d'échantillons. Le premier type correspond à des structures de type : Si//Ta/NiFe/Al oxydé/NiFe(t)/IrMn et Si//Ta/NiFe/Al où t est égale soit à 5 nm (\blacktriangle) et 15 nm (\triangle). Le second type (courbe (\blacktriangledown)) correspond à une structure de type : Si//Ta/NiFe(20nm)/IrMn.

indépendante de l'épaisseur de la couche bloquée. La courbe (\blacktriangledown) correspond à un échantillon du type Si//Ta/NiFe(20nm)/IrMn. Dans ce second type de structure, il n'y pas de barrière tunnel en dessous de la couche d'Iridium Manganèse. L'énergie d'échange à l'interface mesurée dans cette dernière configuration est supérieure, quelque soit la température de mesure, à celle mesurée lorsque la couche d'Iridium Manganèse est située au-dessus de la barrière tunnel. En particulier, pour une température de 295 K, l'énergie d'échange dans le second type de structure ($0,16 \text{ erg.cm}^{-2}$) est quatre fois plus grande que dans le premier type de structure ($0,04 \text{ erg.cm}^{-2}$). Les propriétés de blocage de la couche d'iridium manganèse sont donc dépendantes de sa position par rapport à la barrière tunnel : la présence d'une barrière tunnel d'aluminium oxydé dans les couches inférieures à pour effet de réduire fortement la température de blocage d'une couche d'iridium manganèse. C'est pourquoi, le taux de MRT de JTM ayant une électrode supérieure bloquée par une couche d'iridium manganèse chute brusquement lorsque la température est supérieure à 250 K (cf. figure 3.12).

Pour compléter cette étude magnétique des propriétés de blocage induites par une couche iridium manganèse, une caractérisation structurale

des échantillons a été réalisée.

3.2.2.3 Lien entre propriétés structurales et propriétés magnétiques

La figure 3.15 représente deux spectres de diffraction de rayons X⁸ obtenus en configuration $\Theta/2\Theta$. Le spectre de diffraction de la figure 3.15(a) provient d'un échantillon du type Si//Ta/NiFe(20 nm)/IrMn(10 nm)/Ta sans barrière de tunnel. Deux pics correspondant aux pics de texture (111) de l'iridium manganèse ($2\Theta=41.1^\circ$) et du permalloy ($2\Theta=44.1^\circ$) sont visibles. Le spectre de diffraction de la figure 3.15(b) provient d'un échantillon du type Si//Ta/NiFe/Al oxydé/NiFe(5 nm)/IrMn (10 nm)/Ta où la couche d'iridium manganèse est déposée au-dessus de la barrière tunnel. Un seul pic de diffraction, associé à la texture (111) du permalloy, est observé. La couche d'Iridium Manganèse n'a donc pas de texture particulière lorsqu'elle est déposée au-dessus d'une barrière tunnel. Cette absence de texture dans la couche d'Iridium Manganèse peut être à l'origine de la réduction importante de l'énergie de couplage d'échange à l'interface ferromagnétique/antiferromagnétique.

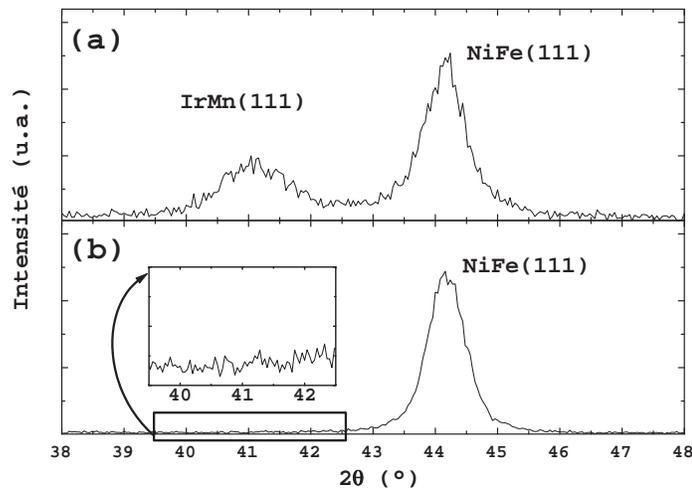


FIG. 3.15 – Spectres de diffraction de rayons X obtenus sur deux types d'échantillons : (a) Si//Ta/NiFe(20 nm)/IrMn(10 nm)/Ta et (b) Si//Ta/NiFe/Al oxydé/NiFe(5 nm)/IrMn (10 nm)/Ta.

L'observation par microscopie électronique par transmission haute

⁸Le diffractomètre est équipé d'une anode de Cuivre et d'un monochromateur sélectionnant la raie K_α .

résolution (appelée couramment HRTEM) d'un échantillon de type Si//Ta/Co/IrMn/Co/Al oxydé/Co/Al oxydé/Co/IrMn a également permis de mettre en évidence le rôle joué par la barrière au cours de la croissance. L'échantillon étudié comprend deux barrières tunnel d'aluminium oxydé. Il a été réalisé dans le cadre de l'étude qui fait l'objet du chapitre suivant. Deux couches d'iridium manganèse sont incluses dans cet empilement. La première est située en dessous des barrières tunnel tandis que la seconde est située au-dessus. La figure 3.16(a) présente le cliché obtenu en champ clair à partir de cet échantillon. Pour le réaliser, un diaphragme est placé dans l'espace réciproque, il laisse uniquement passer le faisceau direct. La conséquence de la présence de ce masque est d'assombrir, dans le réseau direct, toutes les parties de l'échantillon présentant de la texture. Les deux traits blancs horizontaux visibles sur ce cliché sont les barrières d'aluminium oxydé. Quelques parties situées en dessous de la barrière tunnel la plus proche du substrat sont assombries. Le cliché réalisé en champ sombre présenté en figure 3.16(b) est plus parlant : seuls les spots de diffraction correspondant à une texture (111) de l'iridium manganèse fcc et la texture (0002) du cobalt hcp sont transmis. Dans ce cas, les parties de l'échantillon qui sont texturées apparaissent en clair. L'image obtenue est composée de deux parties. La première, plus claire, est située en dessous de la barrière tunnel la plus proche du substrat. La seconde, plus sombre, est au-dessus de cette barrière tunnel. Seules les couches en dessous de la première barrière tunnel sont texturées. L'introduction d'une barrière tunnel d'aluminium oxydé dans l'empilement est à l'origine de la disparition de la texture.

La relation entre la structure de la couche antiferromagnétique et l'énergie de couplage d'échange a fait l'objet de nombreuses études. Il a en outre été montré, dans le cas de l'iridium manganèse, qu'une texture (111) de cette couche maximisait l'énergie de couplage à l'interface [38, 39]. La réduction importante de cette énergie d'échange observée dans le paragraphe précédent peut donc être associée à l'absence de texture dans les couches déposées au-dessus de la barrière tunnel.

3.2.3 Perspectives

L'étude des propriétés magnétiques et structurales exposée dans les paragraphes 3.2.2.2 et 3.2.2.3 précédents a permis de montrer que la perte de sensibilité en température était due à un blocage imparfait de la couche de référence. Une meilleure stabilité en température du capteur à base d'iridium manganèse peut être obtenue soit en induisant de la texture dans les couches composant l'électrode supérieure, soit en substituant à la couche d'iridium manganèse une couche composée d'un matériau antiferromagnétique ayant

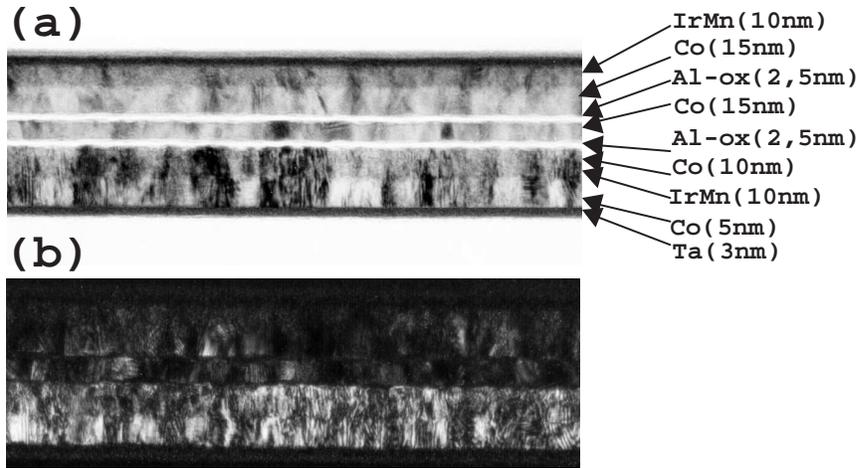


FIG. 3.16 – Cliché haute résolution de microscopie électronique réalisé en champ clair (a) et en champ sombre (b).

une température de blocage supérieure ou étant moins sensible à la perte de texture.

De plus, si la température de fonctionnement du capteur de champ magnétique doit varier dans une large gamme, la dépendance intrinsèque de la résistance des JTM avec la température doit être supprimée. Cela peut être obtenu grâce à en montage un pont de Wheatstone.

Enfin, une étude des bruits électriques et magnétiques serait nécessaire pour caractériser avec précision les performances de ce nouveau type de capteur magnétique.

3.3 Bilan du chapitre 3

Des JTM à configuration d'aimantation perpendiculaire en champ nul ont été réalisées en combinant l'anisotropie unidirectionnelle induite par un matériau antiferromagnétique et l'anisotropie de forme provenant d'un substrat à topologie modulée.

La réponse électrique de ces JTM en fonction de la direction du champ magnétique a été étudiée. Cette réponse a été reproduite par un modèle se basant à la fois sur le calcul de conductance établi par Slonczewski et sur un calcul vectoriel. Le modèle développé rend bien compte des comportements observés. Il a permis de mettre en évidence l'influence du champ de couplage

sur la réponse angulaire qui se traduit par un déphasage de cette réponse.

Il a été montré que lorsque ce déphasage directement proportionnel au champ de couplage est petit devant le champ d'anisotropie imposé à l'aimantation de couche sensible⁹ il est possible d'utiliser la dépendance angulaire de la magnéto-résistance tunnel pour réaliser des capteurs de faible champ magnétique dont la réponse est linéaire. Enfin, l'étude des limites de fonctionnement en température de ce type de capteur a permis de mettre en évidence le rôle majeur joué par la barrière tunnel au cours de la croissance.

⁹Dans notre cas la couche sensible est celle qui est en contact avec le substrat.

Chapitre 4

Doubles JTM et Transport d'électrons chauds

4.1 Etat de l'art

Au début des années 1960, Mead évoque la possibilité de former une nouvelle génération de dispositifs électroniques basés sur le transfert d'électrons chauds à travers une fine couche métallique [40]. Dès 1961, un premier transistor à électrons chaud fonctionne, il est composé d'une barrière tunnel d'aluminium oxydé et d'une jonction Schottky aluminium/germanium [41]. En 1981, Heiblum publie un article qui reprend l'idée de Mead et passe en revue différentes structures qui permettent de réaliser ces dispositifs [42]. Celles-ci se composent de deux jonctions : la première est toujours une jonction tunnel, tandis que la seconde est soit une jonction tunnel, soit une jonction Schottky, soit une jonction vide/pointe STM.

C'est en 1992, plus de trente ans après la proposition de Mead, qu'une équipe de chercheurs démontre expérimentalement la faisabilité d'un transistor à électrons chauds [43] comprenant deux barrières isolantes. L'empilement utilisé est alors composé de deux barrières de CaF_2 prises en sandwich entre des électrodes métalliques de CoSi_2 . Des résultats similaires ont été obtenus avec des structures contenant des semiconducteurs [44]. Ce n'est que très récemment qu'une nouvelle étape a été franchie avec l'élaboration d'un magnétotransistor à électrons chauds [45] ; ce dispositif intègre à la fois les concepts du transistor à électrons chauds et la notion de transport dépendant du spin qui était absente des structures décrites précédemment. Dans ce dernier type de transistor, les deux barrières de potentiel sont réalisées à partir de barrières Schottky et c'est la diffusion des électrons dans la base constituée d'une vanne de spin qui est à l'origine de la dépendance en champ du courant

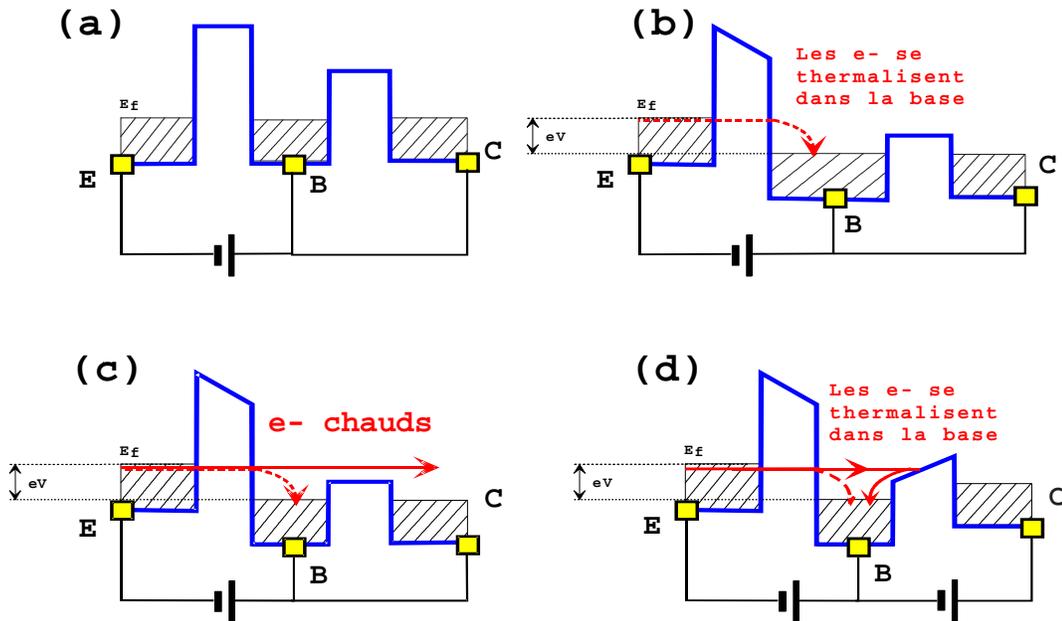


FIG. 4.1 – Profil de potentiel d'une double jonction tunnel à trois entrées. Les trois électrodes métalliques sont respectivement notées E pour émetteur, B pour base et C pour collecteur. (a) les trois électrodes métalliques ont le même potentiel électrique. (b) si l'épaisseur de la base est grande devant la longueur de relaxation énergétique des électrons, tous les électrons extraits de E se thermalisent dans B. (c) et (d) si l'épaisseur de la base est inférieure ou comparable à la longueur de relaxation énergétique des électrons, la jonction B/C permet (cas (c)) ou non (cas (d)) l'admission des électrons dans le collecteur selon la tension appliquée à ses bornes.

collecté.

Reprenant le concept novateur tout d'abord proposé par Mead puis repris par Heiblum, nous allons ajouter la notion de courant polarisé en spin.

4.2 Principe de fonctionnement et motivations de cette étude

Le profil de potentiel d'un empilement composé de deux jonctions tunnel lorsqu'il n'y a pas de différence de potentiel appliquée entre les électrodes

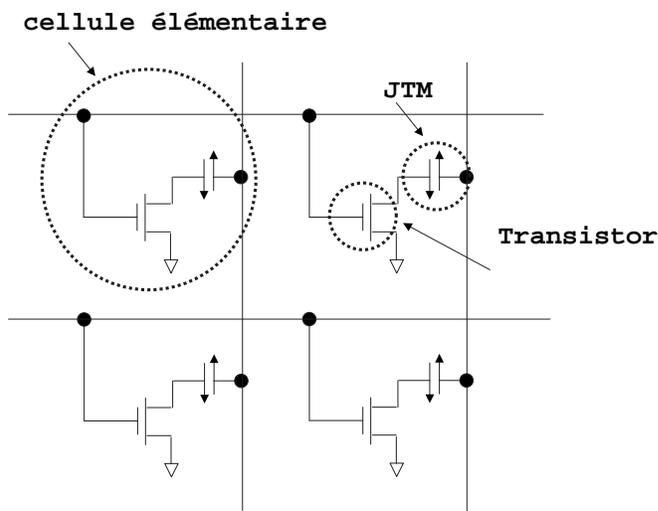


FIG. 4.2 – Schéma électrique simplifié d'une MRAM contenant quatre cellules élémentaires.

notées respectivement E pour émetteur, B pour base et C pour collecteur, est reporté sur la figure 4.1(a). La chute de potentiel à travers chacune des jonctions est contrôlée de façon indépendante en prenant un contact électrique sur chacune des électrodes. L'extraction d'un courant d'électrons de l'électrode notée E s'effectue en appliquant une tension positive V_{BE} , appelée tension d'injection, aux bornes de la jonction tunnel notée E/B (cf. figure 4.1). Si l'épaisseur de la base est grande par rapport à la longueur de relaxation énergétique des électrons¹ extraits de l'émetteur alors tous les électrons injectés se thermalisent dans la base (cas de la figure 4.1(b)) et chacune des deux jonctions se comporte de façon indépendante. En revanche si l'épaisseur de la base est comparable ou inférieure à la longueur de relaxation énergétique, une partie des électrons injectés dans la base la traverse balistiquement (sans subir de diffusions) et la probabilité de transmission de ces électrons, appelés électrons chauds, à travers la seconde barrière dépend fortement de la tension appliquée aux bornes de la jonction notée B/C comme l'illustrent les figures 4.1(c) et 4.1(d). La jonction B/C se comporte comme un interrupteur pour le courant balistique.

Si d'un point de vue fondamental, les doubles jonctions permettent d'étudier le transport d'électrons chauds à travers une fine couche métallique,

¹La longueur de relaxation énergétique est définie comme étant la distance parcourue par un électron avant de se thermaliser à une énergie égale à l'énergie du niveau de Fermi.

elles sont aussi attrayantes du point de vue des applications. En effet, la cellule élémentaire d'une mémoire vive magnétique à accès aléatoire (MRAM) de première génération associe une JTM à un transistor MOS comme le montre la figure 4.2. Les JTM enregistrent les informations binaires tandis que les transistors jouent le rôle d'interrupteurs autorisant ou non le passage d'un courant à travers les JTM. Ces transistors sont indispensables au processus de lecture : sans eux le courant nécessaire pour sonder l'état d'une JTM particulière se disperserait dans le reste du réseau constitué uniquement de JTM. Cette dispersion du courant rendrait alors impossible la détermination de l'état magnétique de la JTM visée. L'utilisation d'une double JTM permet d'envisager la suppression de ces transistors. En effet, si la première JTM joue le rôle d'élément de stockage, la seconde jonction peut jouer le rôle de l'interrupteur pour le courant balistique porteur de l'information et donc se substituer au transistor MOS évoqué précédemment. C'est en combinant les fonctions de stockage et d'interrupteur dans un seul composant : une double JTM à trois contacts, que la taille d'une cellule élémentaire peut être réduite. L'utilisation de ce type de double JTM devrait permettre d'augmenter la densité de stockage des MRAM de première génération.

4.3 Elaboration de doubles JTM avec une prise de contact sur chaque électrode

Afin de contrôler de façon indépendante la chute de potentiel à travers chacune des deux barrières tunnel, un contact électrique doit être établi sur chaque électrode. Pour ce faire, une technologie d'élaboration basée sur cinq étapes de lithographie UV a dû être développée. Cette dernière se base sur les techniques utilisées pour la formation des simples JTM décrites dans l'annexe B. Cependant, cette nouvelle technologie diffère par l'ajout d'une étape de gravure sèche au début du procédé.

En effet, c'est au cours de cette première étape que le contact sur l'électrode intermédiaire est dégagé. Elle consiste à graver un plot dans un échantillon comprenant deux barrières isolantes. La gravure de cette couche doit impérativement être stoppée dès que la barrière tunnel supérieure a été franchie. Le contrôle de la profondeur de gravure est donc un paramètre critique pour le succès de cette opération. La figure 4.3 (a) montre une vue schématique du profil de l'échantillon et une photographie prise au microscope optique à la fin de cette première étape.

La deuxième étape consiste à graver un plot dans lequel est inclus le motif défini précédemment. La gravure de ce plot doit être arrêtée dans

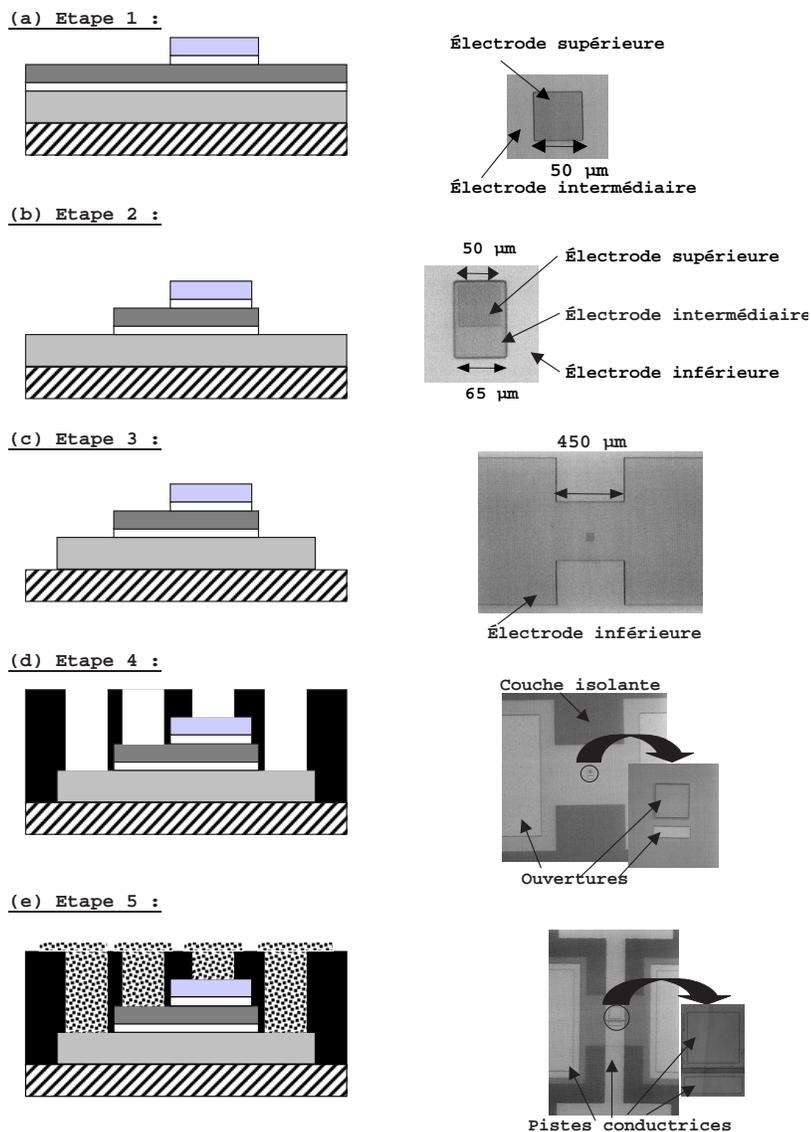


FIG. 4.3 – Vues schématiques du profil d'un échantillon (à gauche) et photographies prises au microscope optique (à droite) au cours des différentes étapes du procédé d'élaboration de double JTM à trois contacts. Les barrières isolantes sont représentées en blanc, le substrat en motifs hachurés et les électrodes par des nuances de gris. La couche épaisse de nitrure de Silicium apparaît en noir et les contacts macroscopiques en motifs pointillés.

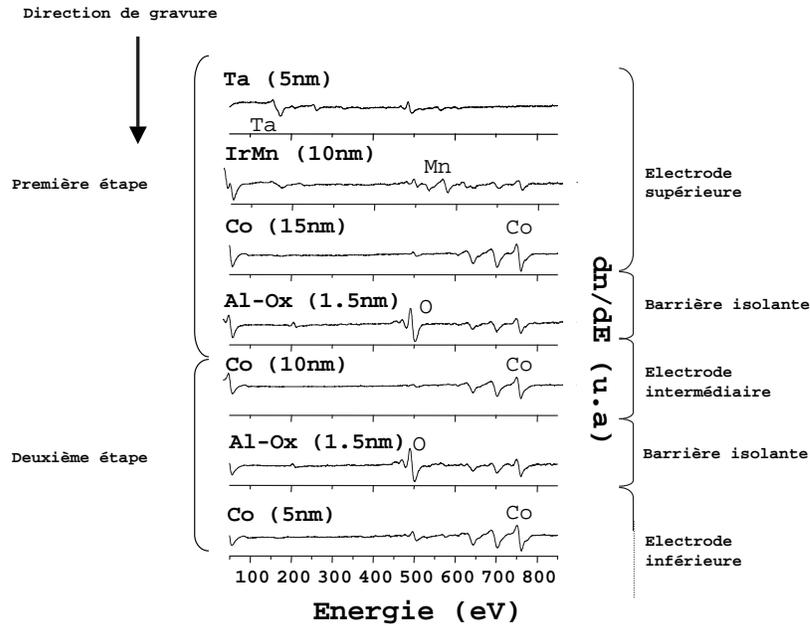


FIG. 4.4 – Spectres Auger effectués pour différentes profondeurs de gravure au cours des deux premières étapes de formation d'un échantillon du type Si//Ta/Co/IrMn/Co/Al oxydé/Co/Al oxydé/Co/IrMn/Ta.

l'électrode inférieure. Une vue schématique du profil de l'échantillon ainsi qu'une photographie prise au microscope optique à la fin de cette deuxième opération sont présentées sur la figure 4.3 (b).

La forme de l'électrode inférieure est définie au cours d'une troisième étape de gravure sèche. Celle-ci doit s'arrêter dans le substrat. La figure 4.3 (c) représente à la fois une vue schématique du profil de l'échantillon et une photographie de la fin de cette opération.

Chacune de ces trois étapes comprend une phase de gravure sèche qui nécessite un contrôle précis de la profondeur de gravure. Ce contrôle est particulièrement crucial en ce qui concerne la première étape au cours de laquelle la gravure doit être impérativement arrêtée dans une couche de quelques nanomètres d'épaisseur. La détection de fin de gravure est effectuée soit par spectrométrie Auger, soit par spectrométrie de masse d'ions secondaires (appelée couramment S.I.M.S.²). Un exemple de spectres obtenus par spectrométrie d'électrons Auger au cours des deux premières étapes de gravure est présenté sur la figure 4.4. L'échantillon est du type Si//Ta/Co/IrMn/Co/Al

²S.I.M.S. est l'acronyme anglais de *Secondary Ion Mass Spectrometer*, ce qui signifie en français spectromètre de masse d'ion secondaire.

oxydé/Co/Al oxydé/Co/IrMn/Ta. Les barrières d'aluminium oxydé sont détectées par la présence d'un pic caractéristique de l'oxygène à une énergie de 510 eV.

A la quatrième étape, une épaisse couche (environ 200 nm) de nitrure de Silicium isolant est déposée sur tout l'échantillon. Cette couche isolante est ensuite ouverte par gravure sèche réactive (appelée couramment R.I.E.³) aux endroits où seront pris les futurs contacts électriques. La figure 4.3 (d) représente une vue schématique du profil d'un échantillon à la fin de cette quatrième étape.

La cinquième et dernière étape a pour but de définir des pistes conductrices permettant de prendre des contacts sur chacune des trois électrodes. La figure 4.3 (e) représente une vue schématique du profil d'un échantillon à la fin de sa préparation.

4.4 Résultats et discussion

L'injection d'électrons chauds de l'émetteur dans le collecteur devient significative lorsque la tension d'injection appliquée aux bornes d'une première barrière est supérieure à la hauteur de barrière de la seconde JTM [42, 46]. La hauteur effective moyenne des barrières composées d'aluminium oxydé, estimée à partir d'ajustements des caractéristiques courant/tension, est généralement de 1.5 eV. De plus, la tension de claquage de ces barrières est d'environ 1,5 V. L'utilisation de deux barrières d'alumine est donc à proscrire pour réaliser des mesures de transport d'électrons chauds où l'énergie des électrons collectés est supérieure à la hauteur de la jonction B/C. Par conséquent, il a été nécessaire d'étudier la croissance d'un isolant dont la hauteur de barrière est bien inférieure à 1.5 eV.

La formation d'une barrière d'oxyde de tantale a été étudiée l'université Henri Poincaré de Nancy par Peter Rottländer et ses collaborateurs [47]; les propriétés de transport électronique en fonction du champ magnétique de jonctions du type Verre//Ta(10 nm)//Co(7.5 nm)//Ta(e_{Ta} nm, tox mn, P Watts)// Co(20 nm) ont été mesurées en fonction de e_{Ta} , l'épaisseur de tantale déposé avant oxydation, de tox, le temps d'oxydation et de P, la puissance d'oxydation. Comme pour l'aluminium, l'amplitude du signal de magnétorésistance est très sensible à toute sous ou sur oxydation de la couche de tantale. La figure 4.5 représente le taux de MRT en fonction du temps d'oxydation pour différente puissance d'oxydation. Un taux de MRT maximum de 2.5 % à température ambiante est obtenu pour la couche composée

³R.I.E. est l'acronyme anglais de *Reactive Ion Etching*, ce qui signifie en français : gravure ionique réactive.

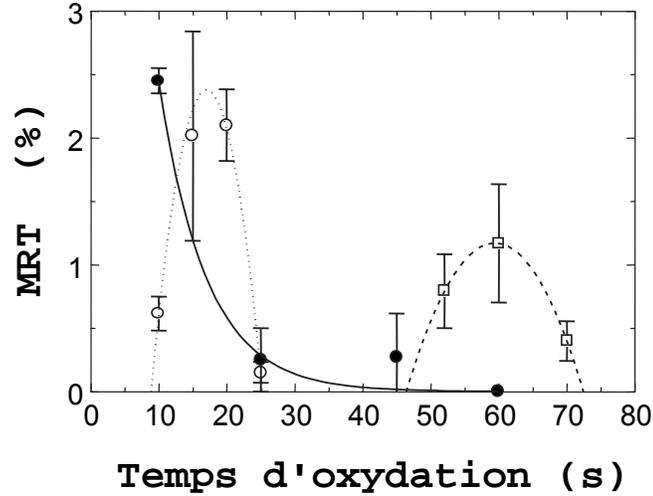


FIG. 4.5 – Taux de MRT en fonction du le temps d'oxydation pour une couche de Ta de 1.4 nm d'épaisseur oxydée à 200 W (-○-) et à 300 W(-●-), pour une couche de Ta de 1.7nm d'épaisseur oxydée à 300 W (-□-). Cette courbe est extraite de la référence [47].

de Ta épaisse de 1.4 nm oxydée 17 s à 200 W. Le taux de MRT chute à 1.2 % lorsque l'épaisseur de la couche de Ta est portée à 1.7 nm. L'ajustement de Brinkman a été employé pour estimer la hauteur, Φ , et l'épaisseur, t_{eff} , de barrière effective. Les valeurs extraites pour Φ sont comprises entre 0.25 et 0.4 eV et t_{eff} est toujours de l'ordre de 2.5 fois l'épaisseur de la couche de Ta du départ. Cette augmentation s'explique par la modification de la densité du Ta lorsque celui ci incorpore de l'oxygène. Les jonctions présentant les meilleures propriétés de magnéto-transport ont été mesurées à basses températures. La résistance de ces jonctions augmente linéairement lorsque la température diminue. De la même manière, le taux de MRT augmente et atteint 4% pour $e_{Ta} = 1,4$ nm et $P=200$ W. De par sa faible hauteur, la barrière de tantale oxydé semble être appropriée à la réalisation de la JTM B/C.

Des échantillons du type : Verre//Ta (10nm)/Co₈₀Fe₂₀ (7nm)/Al (1.3 nm) oxydé /NiFe (10nm)/Ta (1.3nm) oxydé /Co (20nm)/Ta (10 nm) ont alors été déposés par pulvérisation cathodique puis mis en forme pour les mesures de transport électronique par lithographie UV selon le procédé décrit dans la section précédente. Les conditions de dépôt et de lithographie UV sont reportées dans les annexes A et B.

4.4.1 Caractéristiques individuelles de chaque JTM d'un même empilement

Des caractéristiques courant/tension pour des configurations des aimantations soit parallèles soit antiparallèles, ont été mesurées de façon indépendante sur la JTM supérieure (barrière isolante de tantale oxydé) et sur la JTM inférieure (barrière isolante d'aluminium oxydé). Ce type de mesure permet d'estimer la hauteur effective moyenne de la barrière en utilisant la méthode de l'ajustement Brinkman qui est décrite dans la section 1.1.1 et de suivre l'évolution du taux de MRT en fonction de la tension.

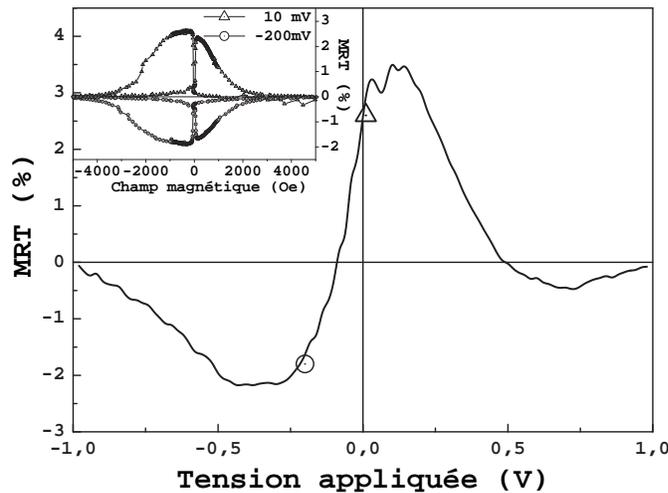


FIG. 4.6 – Taux de magnétorésistance en fonction de la tension appliquée à la JTM supérieure. Des mesures de résistance en fonction du champ magnétique pour des tensions appliquées différentes sont représentées en insert. Les points correspondants sont reportés sur la figure principale.

La figure 4.6 présente les résultats obtenus sur la JTM supérieure à une température de 50 K. La hauteur de barrière est estimée à 0,6 eV. C'est bien la hauteur attendue pour ce type de barrière [47]. La dépendance en tension du taux de MRT a l'allure attendue pour une JTM de type NiFe/Ta oxydé/Co. L'insert de cette même figure montre la variation de résistance avec le champ magnétique de cette JTM pour deux tensions appliquées : 10 mV et -200 mV.

L'évolution du taux de MRT en fonction de la tension appliquée mesurée sur la jonction inférieure de type Co/Al oxydé/NiFe pour une température de 50 K est reportée sur la figure 4.7. A la fois la dépendance en tension

et l'amplitude du taux de MRT observées ne sont pas caractéristiques d'une JTM de type Co/Al-ox/NiFe optimisée. De plus, la hauteur de cette barrière a été estimée à 0,3 eV. Cette valeur est très inférieure à la valeur typique de 1,5 eV. La barrière de la JTM du dessous n'est donc pas intègre. Cela peut être dû au procédé technologique employé pour former ces doubles JTM. Des expériences complémentaires sont nécessaires pour vérifier cette hypothèse.

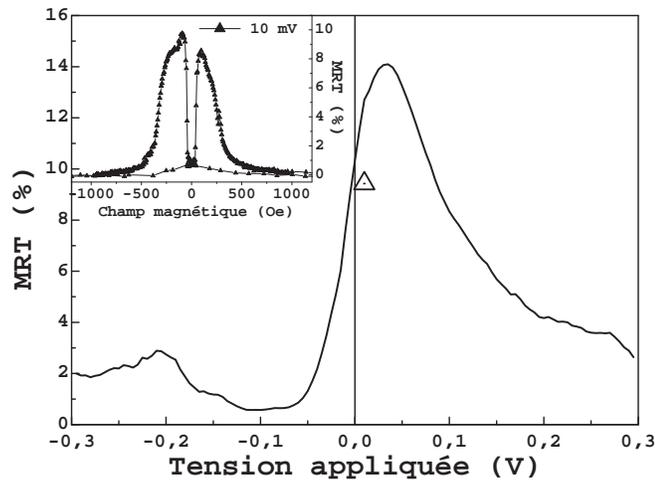


FIG. 4.7 – Taux de magnétorésistance en fonction de la tension appliquée de la JTM inférieure. Une mesure de résistance en fonction du champ magnétique pour une tension appliquée de 10 mV est donnée en insert. Le point correspondant est reporté sur la figure principale.

4.4.2 Mise en évidence de la présence d'électrons chauds

C'est la jonction tunnel inférieure, dont la barrière est composée d'aluminium oxydé, qui va servir à injecter des électrons chauds dans la base. Une tension fixée à 0,450 V puis à 0,625 V a été appliquée aux bornes de cette jonction. Ces valeurs de tension sont respectivement inférieures ou supérieures à la hauteur de la barrière d'oxyde de tantale. Ces expériences de transport électronique sont réalisées à une température de 4,2 K et pour un champ magnétique appliqué de 5 kOe qui sature les aimantations des électrodes. Les courbes (⊙) pour $V_{BE} = 0,450$ V et (Δ) pour $V_{BE} = 0,625$ V de la figure 4.8 sont le résultat des mesures de courant collecteur en fonction de la tension V_{CB} appliquée aux bornes de la jonction dont la barrière est composée

de tantale oxydé. Lorsque la tension V_{CB} est négative, le courant collecté est similaire pour chacune des tensions d'injection appliquée. Le courant négatif observé est dû aux électrons traversant la barrière d'oxyde de tantale par effet tunnel du collecteur vers la base. En revanche, lorsque la tension V_{CB} est positive, une partie des électrons injectés de l'émetteur vers la base peuvent se thermaliser dans le collecteur après avoir traversé la base de façon balistique. En valeur absolue, le courant collecteur mesuré pour une tension V_{CB} est supérieur à celui mesuré pour une tension égale à $-V_{CB}$; il résulte de la somme du courant tunnel dû aux électrons traversant la barrière de tantale de la base vers le collecteur et du courant d'électrons balistiques. La proportion d'électrons chauds collectés dépend non seulement de λ , le libre parcours moyen des électrons dans la base, mais aussi de la tension V_{CB} . C'est ce qui a été vérifié expérimentalement en faisant varier la tension V_{CB} : lorsque V_{CB} augmente, le courant collecteur augmente et la caractéristique courant collecteur/tension devient de plus en plus asymétrique.

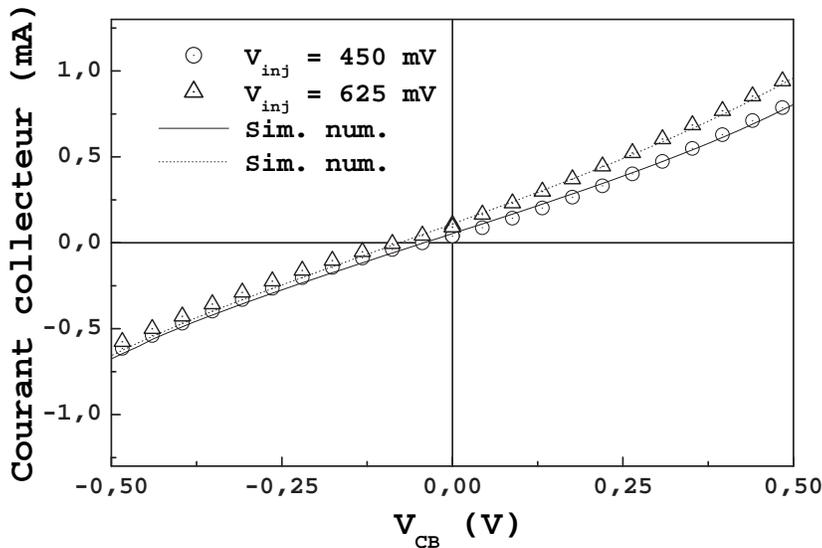


FIG. 4.8 – Courant collecteur en fonction de la tension appliquée aux bornes de la jonction tunnel composée d'une barrière d'oxyde de tantale. Deux valeurs différentes de tension d'injection V_{BE} sont appliquées : $V_{BE} = 0,450V$ pour la courbe (\odot) et $V_{BE} = 0,625V$ pour la courbe (\triangle). Ces mesures sont effectuées pour un champ magnétique de 5 kOe et une température de 4,2 K.

A partir de ces mesures, il est possible d'exprimer le courant d'électrons

balistiques collectés en fonction de la tension lorsque V_{CB} . En effet, en soustrayant les courants collecteurs mesurés pour les tensions appliquées de 0,450 V et 0,625 V, la composante symétrique du courant tunnel traversant la barrière d'oxyde de tantale est supprimée. Le résultat de cette soustraction est représenté par la figure 4.9 qui montre comment le courant d'électrons chauds dépend de la tension V_{CB} .

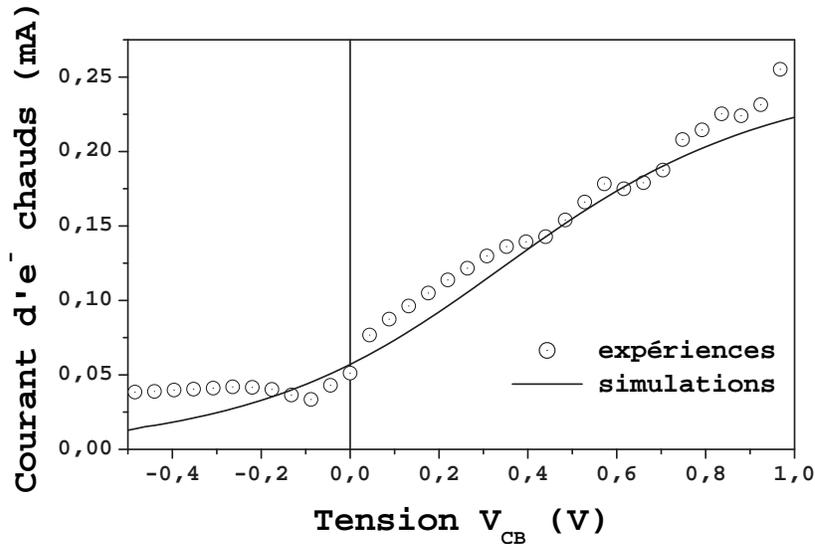


FIG. 4.9 – Courant d'électrons chauds collectés en fonction de la tension V_{CB} . Ces mesures sont effectuées pour un champ magnétique de 5 kOe et une température de 4,2 K

Ces résultats expérimentaux ont été reproduits avec succès par des calculs numériques basés sur un modèle d'électrons libres effectué par Michel Hehn et ses collaborateurs [46]. Pour simuler les caractéristiques courant/tension mesurées, de nombreux courants doivent être considérés : le courant d'électrons injectés à une énergie $e.V_{BE}$, le courant d'électrons qui se thermalisent dans la base, le courant d'électrons qui la traversent balistiquement et le courant tunnel associé à la barrière de tantale oxydé. Même si de nombreux phénomènes sont à l'origine de la relaxation électronique dans la base, le modèle utilisé suppose que toutes diffusions entraînent une thermalisation des électrons injectés et donc que seuls les électrons qui conservent leur énergie initiale sont transmis dans le collecteur [46]. Les composantes transverse et perpendiculaire des moments des électrons sont prises en compte. Les paramètres

définissant la géométrie des barrières tunnel utilisées pour ces calculs sont extraits d'ajustements de Brinkman. Un libre parcours moyen égal à 5 nm (respectivement 2,5 nm) est attribué aux électrons de spin \uparrow (respectivement \downarrow). Ces valeurs sont celles mesurées récemment par R. Vlutters [48]. Les résultats de ces calculs ont été reportés sur les figures 4.8 et 4.9. Un bon accord est obtenu entre ces simulations et les expériences. Ces calculs prévoient qu'un changement de la configuration magnétique des électrodes s'accompagne d'une variation du courant d'électrons chauds. Toutefois, aucune variation de ce courant n'a été observée lors du retournement de l'aimantation de la couche intermédiaire de NiFe constituant la base. Deux principaux mécanismes peuvent être à l'origine de la perte de l'information de spin au cours de la traversée des doubles JTM étudiées. Le premier met en cause la barrière tunnel d'oxyde d'aluminium qui n'est manifestement pas de bonne "qualité" (cf. section 4.4.1) et entraîne une dépolarisation du courant d'électrons injectés. Toutefois, même si les électrons injectés dans la base ne sont pas polarisés, le courant balistique doit se repolariser en raison de la différence de libre parcours moyens existant entre les électrons de spin \uparrow et \downarrow . Le second mécanisme implique la barrière d'oxyde de tantale, pour laquelle il a été montré qu'un mécanisme de conduction de type Poole-Frenkel⁴ était activé à basse température et à des énergies de l'ordre de 0,4 V [7]. Cette gamme d'énergie correspond typiquement aux énergies d'injection utilisées au cours des expériences de transport électronique présentées précédemment. Ce mécanisme est susceptible de dépolariser le courant balistique et d'expliquer l'absence de réponse magnétique de ce courant.

4.4.3 Perspectives et Applications des doubles JTM à trois entrées

L'étude du transport balistique d'électrons chauds grâce aux JTM n'en est qu'à ses débuts. Si une première étape a été franchie avec la mise en évidence de l'existence d'un courant d'électrons chauds, le procédé technologique d'élaboration ainsi que la structure de l'empilement utilisé sont encore à optimiser afin de conserver l'information sur le spin des électrons durant leur transport. La technologie employée pour former les doubles JTM à trois entrées devra être modifiée afin de conserver l'intégrité de la barrière tunnel inférieure. Deux sources de problèmes pourraient être responsables

⁴Le mécanisme de conduction de type Poole-Frenkel est un mécanisme transport tunnel assisté par des états de conduction présents dans la barrière tunnel. Ces états de conduction supplémentaires peuvent être activés à la fois par la température et par la tension appliquée.

de cette dégradation : la première est d'origine électrique tandis que la seconde est d'origine mécanique. Au cours de la gravure, qui a lieu pendant la première étape du procédé, des ions Ar^+ entrent en contact avec l'électrode intermédiaire. Un courant circule donc à travers la couche gravée. La valeur de la chute de tension induite par la gravure à travers l'électrode inférieure est estimée à 10 mV. Cette valeur est très inférieure aux tensions de claquage généralement observées (environ 1,5 V). Toutefois, des fluctuations de cette tension soit spatiales soit temporelles attribuées au procédé de gravure ne peuvent être exclues. Des expériences de gravure avec un faisceau d'Ar neutre sont actuellement en cours. Elles devraient permettre de réduire de manière significative la valeur de cette tension induite par le procédé. Le second problème à envisager est l'altération mécanique de la barrière par un processus d'implantation des ions ou des atomes servant à l'abrasion des couches au cours de la première étape. Des simulations numériques effectuées avec le logiciel TRIM⁵ montrent que dans la gamme d'énergie considérée (de 100 à 200 eV), des déplacements d'atomes ont lieu sur une profondeur d'environ 1 nm. Ainsi, si la gravure n'est pas stoppée dès le passage de la barrière tunnel supérieure, il est possible que la structure de la barrière inférieure soit modifiée par ce processus d'implantation. Une gravure humide (par attaque chimique) permettrait de s'affranchir de tout processus d'implantation.

Seuls quelques échantillons présentaient deux barrières tunnels intègres (non détruites), de plus la barrière d'alumine de ces échantillons étaient particulièrement fragile ce qui limitait le "temps de vie" des doubles JTM étudiées. Cette fragilité des barrières d'aluminium oxydé est certainement à mettre en relation avec le procédé technologique utilisé pour graver les doubles JTM. C'est pour cette raison que l'ensemble des caractéristiques n'a pas été mesuré. Enfin, l'état de la barrière de tantale oxydé ne semblant pas approprié à la conservation du spin des électrons dans la gamme d'énergie d'injection considérée, une optimisation des conditions de sa formation ou la croissance d'autres barrières tunnel de faible hauteur doivent être envisagées.

Malgré leurs difficultés de réalisation, les doubles JTMs à trois contacts sont des structures très prometteuses aussi bien du point de vue de la recherche fondamentale que du point de vue des applications. En effet, elles permettent d'étudier entre autres : le transport dépendant du spin d'électrons chauds dans une gamme d'énergie difficilement accessible autrement que dans un système tout solide, les propriétés du matériau isolant constituant la barrière tunnel située entre la base et le collecteur sans y appliquer de fortes tensions. De plus, une base constituée d'une couche ferromagnétique

⁵Ce logiciel est disponible gratuitement à l'adresse internet suivante <http://www.srim.org/index.htm>.

d'une épaisseur appropriée devrait pouvoir entièrement filtrer une direction de spin et jouer ainsi le rôle d'un filtre à spin. Dans cette configuration, de très fortes magnétorésistances sont attendues [46]. Dans un futur plus lointain, l'étude de la quantification des niveaux d'énergie dans une base très fine et la réalisation de diodes tunnel résonnantes entièrement métalliques peut être également envisagée.

Du point de vue des applications, la réalisation d'un transistor à électrons chauds dont les caractéristiques dépendraient de la configuration des aimantations des électrodes serait particulièrement intéressante. En effet, ce nouveau type de transistor comprendrait à la fois les fonctions de stockage de l'information et de sélectivité à la lecture nécessaires à la réalisation d'une mémoire vive. Dans les mémoires existantes ces deux fonctions sont remplies par au moins deux composants différents. Dans les futures MRAM la combinaison de ces deux fonctions dans un même composant amènerait un gain de densité de stockage important.

4.5 Bilan du chapitre 4

Les propriétés de transport de doubles jonctions tunnel magnétiques pour lesquelles la chute de potentiel à travers chacune des deux barrières tunnel peut-être contrôlée de façon indépendante ont été étudiées. Alors qu'une première jonction a été utilisée pour injecter des électrons chauds dans une fine couche ferromagnétique, la seconde a permis de contrôler le flux d'électrons chauds collectés. La présence d'un courant d'électrons chauds a été mise en évidence pour la première fois dans ce type de structure. Nous avons pu également montrer que l'admission des électrons chauds dans le collecteur pouvait être contrôlée par l'application d'une tension entre la base et le collecteur. De plus, les mesures de transport effectuées ont été reproduites dans le cadre d'un modèle d'électrons libres. Finalement, même si des difficultés technologiques restent présentes, les propriétés à la fois électriques et magnétiques des doubles JTM à trois entrées en font des dispositifs particulièrement attractifs autant comme outils de recherche fondamentale que comme composants de futures mémoires vives magnétiques.

Conclusions

De nombreuses JTM ont été élaborées par pulvérisation cathodique. Deux méthodes différentes ont été employées pour réaliser des mesures de transport où le flux d'électrons est perpendiculaire au plan des couches. La première consiste à utiliser des masques au cours du dépôt et nécessite un passage à l'air des interfaces avec la barrière tunnel tandis que la seconde, qui combine lithographie UV et gravure sèche, permet d'obtenir des interfaces de meilleure qualité.

Dans le premier chapitre il a été montré que les mesures de transport électronique effectuées sur des JTM sont une méthode particulièrement efficace pour étudier le comportement micromagnétique des aimantations de leurs électrodes. En effet, l'existence d'un phénomène de duplication de domaines magnétiques a pu être mise en évidence grâce à ces mesures. Les conditions d'apparition de ce phénomène observé pour la première fois au sein de JTM ont été déterminées en établissant un modèle micromagnétique dont la validité a été testée expérimentalement. L'influence d'une structure en domaines résiduelle dans les électrodes élaborées par masquage *ex-situ* a également été révélée par des mesures de transport. Une étude minutieuse des cycles mineurs de résistance, dans le cas de JTM à électrodes dures ayant un retournement d'aimantation isotrope, a même permis d'observer la duplication de parois de domaines à 360 degrés.

Après avoir étudié le signal de magnétorésistance délivré par des JTM où l'angle relatif entre les aimantations des électrodes est égal soit à 0 soit à 180°, c'est la variation de résistance d'une JTM lorsque l'angle relatif entre les aimantations de ces électrodes varie faiblement autour de 90° qui a fait l'objet de l'étude expérimentale présentée dans le chapitre 2. En associant le modèle de conductance tunnel développé par John Slonczewski à un modèle vectoriel qui permet d'évaluer l'angle entre les aimantations de chaque électrode, il a été possible de reproduire la réponse magnétorésistive de JTM lorsque la direction du champ appliqué varie. Ce modèle a permis de mettre en évidence l'influence du couplage magnétique présent entre les aimantations des électrodes. Lorsque ce couplage est faible, nous avons montré qu'il

était possible de réaliser des capteurs de champ magnétique délivrant une réponse électrique linéaire et réversible. L'étude des limites de fonctionnement en température de ce type de capteur a permis de mettre en évidence le rôle majeur joué par la barrière tunnel au cours de la croissance.

Enfin, les propriétés de transport de doubles jonctions tunnel magnétiques pour lesquelles la chute de potentiel à travers chacune des deux barrières tunnel peut-être contrôlée de façon indépendante ont été étudiées. La présence d'un courant d'électrons chauds a été mise en évidence pour la première fois dans ce type de structure. Alors qu'une première jonction a été utilisée pour injecter des électrons chauds dans une fine couche ferromagnétique, la seconde a permis de contrôler le flux d'électrons chauds collectés. Il a également été montré que l'admission des électrons chauds dans le collecteur pouvait être contrôlée par l'application d'une tension entre la base et le collecteur. Finalement, même si des difficultés technologiques restent présentes, les propriétés à la fois électriques et magnétiques des doubles JTM à trois entrées en font des dispositifs particulièrement attractifs autant comme outils de recherche fondamentale que composants de futures mémoires vives magnétiques.

Daniel Lacour.

Nancy le 11.12.02.

Bibliographie

- [1] F. Montaigne, Thèse de l'université Paris VII (1999).
- [2] J. Nassar, Thèse de l'école polytechnique (1999).
- [3] C. Tiusan, Thèse de l'université Louis Pasteur de Strasbourg (2000).
- [4] P. Seneor, Thèse de l'école polytechnique (2000).
- [5] W. F. Brinkman, R. C. Dynes, and J. M. Rowell, *J. App. Phys.* **41**, 1915 (1970).
- [6] K. H. Gundlach, *J. Appl. Phys.* **44**, 5005 (1973).
- [7] P. Rottländer, M. Hehn, and A. Schuhl, *Phys. Rev. B.* **65**, 054422 (2002).
- [8] J. J. Akerman *et al.*, *J. Mag. Mag. Mat.* **240**, 86 (2002).
- [9] R. Stratton, *Phys. Chem. Solids* **23**, 1177 (1962).
- [10] M. Jullière, *Phys. Lett.* **54A**, 225 (1975).
- [11] R. Meservey and P. M. Tedrow, *Phys. Rep.* **238**, 173 (1994).
- [12] D. J. Monsma and S. S. P. Parkin, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 720 (2000).
- [13] J. C. Slonczewski, *Phys. Rev. B* **39**, 6995 (1989).
- [14] F. Montaigne, M. Hehn, and A. Schuhl, *Phys. Rev. B* **76**, 33286 (2000).
- [15] M. Tondra *et al.*, *J. Appl. Phys.* **83**, 6689 (1998).
- [16] M. Tondra *et al.*, *J. Appl. Phys.* **87**, 4679 (2000).
- [17] M. R. McCartney *et al.*, *Science* **286**, 1337 (1999).
- [18] L. Thomas, M. G. Samant, and S. S. P. Parkin, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1816 (2000).
- [19] L. Thomas *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3462 (2000).
- [20] D. Lacour, M. Hehn, O. Lenoble, and M. Piécuch, Rapport de D. E. A., Université Henri Poincaré Nancy 1 (1999).
- [21] J. Nogués and I. K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203 (1998).
- [22] A. E. Berkowitz and K. Takano, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 552 (1999).
- [23] D. V. Berkov and N. L. Gorn, *Phys. Rev. B* **57**, 14332 (1998).

-
- [24] W. F. Egelhoff *et al.*, Mat. Res. Symp. Proc. **674**, T1.2.1 (2001).
- [25] J. Faure-Vincent *et al.*, Soumis à Phys. Rev. Lett .
- [26] K.-S. Moon, R. E. Fontana, and S. S. P. Parkin, Appl. Phys. Lett. **74**, 3690 (1999).
- [27] C. Tiusan, M. Hehn, and K. Ounadjela, Eur. Phys. J. B **26**, 431 (2002).
- [28] L. Néel, C. R. Acad. Sci. Paris **255**, 1676 (1962).
- [29] B. D. Schrag *et al.*, App. Phys. Lett **77**, 2373 (2000).
- [30] M. Bowen *et al.*, App. Phys. Lett. **79**, 1655 (2001).
- [31] C. Tiusan *et al.*, Phys. rev. B **61**, 580 (2000).
- [32] M. Sussiau, Thèse de l'université Paris VII (1997).
- [33] A. Encinas, Thèse de l'Université Paris XI (1999).
- [34] F. Montaigne *et al.*, Appl. Phys. Lett. **64**, 144402 (2001).
- [35] A. Encinas *et al.*, J. Mag. Mag. Mat. **198-199**, 15 (1999).
- [36] R. J. C. H. Shang, J. Nowak and J. S. Moodera, Phys. Rev. B **58**, R2917 (1998).
- [37] R. K. T. Hagler and G. Bayreuther, J. Appl. Phys. **89**, 7570 (2001).
- [38] J. van Driel, F. R. de Boer, K.-M. H. Lenssen, and R. Coehorn, J. App. Phys. **88**, 975 (2000).
- [39] M. Pakala, Y. Huai, G. Anderson, and L. Miloslavsky, J. Appl. Phys. **87**, 6653 (2000).
- [40] C. A. Mead, J. Appl. Phys. **32**, 646 (1961).
- [41] J. P. Spratt, R. F. Schwarz, and W. M. Kane, Phys. Rev. Lett. **6**, 1961 (1961).
- [42] M. Heiblum, Solid-State Electronics **24**, 343 (1981).
- [43] S. Muratake, M. Watanabe, T. Suemasu, and M. Asada, Electronics Lett. **28**, 1002 (1992).
- [44] M. Heiblum, D. C. Thomas, C. M. Knoedler, and M. I. Nathan, Appl. Phys. Lett. **10**, 1105 (1985).
- [45] D. J. Monsma, R. Vlutters, and J. C. Lodder, Science **281**, 407 (1998).
- [46] M. Hehn, F. Montaigne, and A. Schuhl, Phys. Rev. B **66**, 144411 (2002).
- [47] P. Rottländer, M. Hehn, O. Lenoble, and A. Schuhl, Appl. Phys. Lett. **78**, 3274 (2001).
- [48] R. Vlutters *et al.*, J. of Appl. Phys **89**, 7305 (2001).

Annexe A : Les conditions d'élaboration

L'objectif de cette première annexe est de décrire les conditions dans lesquelles les échantillons étudiés au cours de cette thèse ont été élaborés. La première partie contient un descriptif des protocoles suivis avant le dépôt des couches minces pour la préparation de chaque type de substrats. Dans la seconde partie, les conditions de dépôt des échantillons sont exposées.

Préparations des substrats

La préparation des substrats avant le dépôt des films minces est une étape importante puisqu'elle a une incidence directe sur la qualité des échantillons obtenus *in fine*. Le but de cette étape est d'obtenir une surface de substrat la plus propre possible.

Nettoyage des substrats de verre

Les substrats de verre utilisés au cours de cette thèse sont du type *Corning 1737 non couvert*. Leur nettoyage comprend trois étapes d'immersion successives dans des bains de toluène, d'acétone puis d'alcool. Dans chacun de ces bains les substrats sont frottés à l'aide d'un coton-tige. Dès leur sortie du dernier bain ils sont séchés par un flux d'azote sous une hotte à flux laminaire.

Nettoyage des substrats de silicium

Les substrats de Silicium qui ont été utilisés pour ce travail de thèse sont des substrats de type (111). Leur résistivité est supérieure à $300 \Omega.cm$. Leur dégraissage est effectué dans un bain à ultrason contenant une solution aqueuse de RBS à 5%. Les ultrasons sont activés pendant 5 min. Les substrats sont ensuite rincés à l'eau déionisée. Ce procédé est répété deux

fois. Finalement, ils sont séchés par un flux d'azote sous une hotte à flux laminaire.

Préparation des substrats à amas de marches

Les substrats à amas de marches sont du type (111) désorientés de 4° selon la direction $[11\bar{2}]$. Après l'étape de dégraissage, ces substrats sont plongés dans un bain d'acide nitrique en ébullition. Une couche d'oxyde se forme alors à la surface. Cette couche d'oxyde est ensuite dissolue en trempant l'échantillon dans un bain d'acide fluorhydrique. Ce procédé d'oxydation/désoxydation est répété trois fois. Finalement, un dernier bain d'acide nitrique permet de former une fine couche d'oxyde propre qui protège la surface lors du transfert dans une enceinte ultra vide où le traitement thermique nécessaire au processus d'accumulation de marches a lieu. Une pression inférieure à 10^{-10} torr est maintenue dans cette enceinte. Une fois dans l'enceinte ultra vide, le substrat est chauffé à 750°C pendant 10 minutes dans le but de désorber la couche d'oxyde de surface. Ensuite l'échantillon est refroidi lentement ($0,18^\circ\text{C}\cdot\text{s}^{-1}$) jusqu'à 500°C . Les phénomènes de désorption, de reconstruction de surface 7×7 puis d'accumulation de marches prennent place successivement au cours de ce traitement thermique. Une monocouche de cuivre est ensuite déposée sur le substrat pour en passiver la surface dont la topologie est modulée.

Les conditions de dépôts

Les couches minces qui composent les JTMs étudiées au cours de cette thèse ont toutes été déposées par pulvérisation cathodique. Le principe de cette technique consiste à mettre sous vide le matériau à déposer, à le polariser négativement et à créer un plasma d'un gaz neutre, de l'argon dans notre cas. La cible est alors bombardée par les ions positifs du plasma. Suite à ces interactions, de nombreux phénomènes peuvent se produire. Celui qui nous intéresse tout particulièrement pour le dépôt de couches minces est l'éjection d'atomes ou d'ions de la cible. Les atomes ainsi pulvérisés dans toutes les directions se condensent notamment sur le substrat placé au dessus de la cible. Il faut cependant noter que l'énergie des ions positifs incidents du plasma doit être supérieure à une valeur critique qui est appelée seuil de pulvérisation sans quoi aucune émission d'atome ne sera possible. De plus, seule une fraction de l'énergie est utilisée pour l'éjection d'atomes de la cible. La majeure partie est transformée en énergie thermique, il est donc nécessaire de refroidir les cibles. Enfin, l'émission d'électrons secondaires permet d'en-

tretenir le plasma. Les dispositifs de pulvérisation permettent généralement deux types de polarisation dont le choix dépend principalement du matériau à déposer. La polarisation en continu dite DC ne permet que la pulvérisation de matériaux conducteurs. Alors que la polarisation RF (radio fréquence) peut être utilisée pour tous les types de matériaux. L'alternance entre polarisation positive et négative dans ce mode RF permet en effet de neutraliser l'accumulation de charges positives à la surface de la cible.

Le porte-substrat peut lui aussi être polarisé. Cela permet un décapage de la surface du substrat par les ions positifs du plasma avant d'effectuer un dépôt.

Les vitesses de dépôt des matériaux sont étalonnées à chaque changement de cible par réflectivité de rayons X aux petits angles. Le flux de matière est fonction de nombreux paramètres comme la distance échantillon-cible, la puissance appliquée pour maintenir le plasma, la pression de dépôt et la température du substrat. Afin d'augmenter la vitesse de dépôt, une méthode consiste à appliquer un champ magnétique au voisinage de la surface de la cible. Cet effet, appelé effet magnétron, consiste à modifier la trajectoire des électrons au voisinage de la surface de la cible en plaçant sous celle-ci des aimants permanents. Les cibles, soumises à une érosion plus intense aux endroits où la composante du champ magnétique parallèle à la surface est maximum, ne sont plus érodées uniformément.

JTM des chapitres 2 et 4

Ces JTM sont élaborées dans un bâti de pulvérisation Alcatel SCM 650. Les tableaux 4.1 et 4.2 présentent les pressions de travail, les vitesses de dépôt ainsi que le type de polarisation utilisé. La cible d'aluminium est munie d'un cache qui réduit son flux de matière. Avant de déposer la première couche mince, le substrat subit un décapage appelé également *etching* durant 4 min dans un plasma d'argon à une pression d'argon de 10^{-2} mbar.

La barrière isolante de ces JTMs est élaborée en deux étapes : une couche d'aluminium ou de tantale est déposée par pulvérisation dans l'enceinte principale puis l'échantillon est transféré dans le sas. Une circulation d'oxygène est alors instaurée dans ce sas grâce à l'ouverture d'une vanne-pointeau. Lorsque la pression est stabilisée à 10^{-1} mbar, un plasma réactif est créé grâce à une électrode en aluminium polarisée par un générateur DC qui fournit une puissance de 300 W. La difficulté de cette opération consiste à établir une durée d'oxydation suffisante pour oxyder tout l'aluminium déposé sans oxyder l'électrode de cobalt située en dessous car la MRT est très sensible aux

Matériaux	Co	Co _{hp}	Al
Pression de travail (mbar)	5.10^{-3}	$1,5.10^{-2}$	5.10^{-3}
Vitesse de dépôt (nm par passage)	0,3	0,39	0,2
Nature de la polarisation	RF	DC	DC

TAB. 4.1 – Conditions de dépôt des matériaux utilisés pour l'étude présentée dans le chapitre 2.

Matériaux	Co	Al	Ta	Fe	Ni ₈₁ Fe ₁₉
Pression de travail (mbar)	5.10^{-3}	5.10^{-3}	5.10^{-3}	5.10^{-3}	5.10^{-3}
Vitesse de dépôt (nm par passage)	0,42	0,2	0,28	0,07	0,27
Nature de la polarisation	DC	DC	RF	RF	RF

TAB. 4.2 – Conditions de dépôt des matériaux utilisés pour l'étude présentée dans le chapitre 4.

effets d'une sous ou sur oxydation de la barrière⁶. La durée de l'oxydation est choisie de manière à maximiser le taux de MRT pour une épaisseur d'aluminium choisie. L'électrode supérieure des premières JTM étudiées dans le chapitre 2 est une couche de cobalt oxydée durant une minute sous les mêmes conditions que la couche d'aluminium formant la barrière tunnel.

L'étude des propriétés de transport électronique présentée dans le chapitre 2 a été principalement menée sur des JTM élaborées grâce un ensemble de trois masques qui sont changés *ex-situ* (voir la figure 4.10). Ce jeu de trois masques composés d'un alliage de cuivre et beryllium permet de former des JTM ayant une géométrie en forme de croix. Trois étapes de masquages sont nécessaires à la fabrication des jonctions. Dans un premier temps, deux grandes électrodes de cobalt sont formées grâce à un premier masque et une sortie à l'air de l'échantillon est nécessaire pour changer de masque. Ensuite, l'aluminium est déposé à travers un deuxième masque, puis oxydé. Finalement, un masque pour le dépôt des électrodes supérieures de cobalt est mis en place lors d'une dernière sortie à l'air de l'échantillon. Ce système autorise la fabrication simultanée de 16 jonctions en géométrie croix. Ces JTM ont une forme carrée de 200 μm de coté.

⁶J. S. Moodera, Appl. Phys. Lett. 70, 3050 (1997).

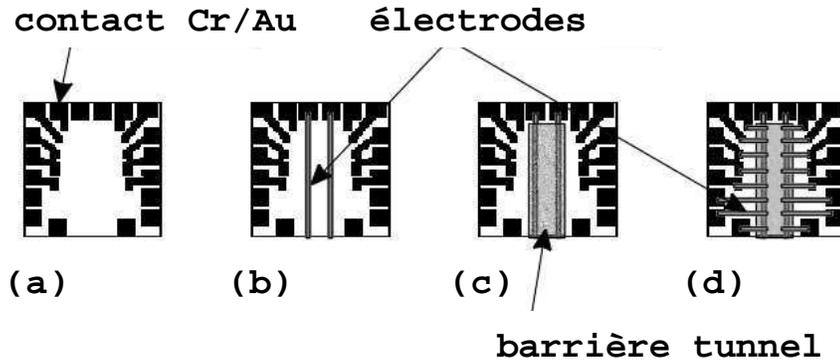


FIG. 4.10 – Principe du masquage *ex-situ*. Grâce à un premier masque des contacts Cr/Au sont déposés sur les substrats par évaporation (a). Ensuite, le substrat est introduit dans la chambre de pulvérisation. Deux électrodes de cobalt sont formées en plaquant un masque sur le substrat (b), puis une sortie à l’air est nécessaire pour placer le masque dont le rôle est d’empêcher l’aluminium de recouvrir les contacts en or (c). Après une oxydation de l’aluminium dans le sas, une seconde sortie permet de changer de masque. Le dernier masque forme les seize jonctions à raison de huit par électrodes principales (d).

JTM du chapitre 3

Les couches composant les JTM étudiées dans le chapitre 3 ont été réalisées dans un bâti de pulvérisation Alcatel A610. Le vide de base après étuvage est de $2,5 \cdot 10^{-8}$ mbar. Les barrières tunnel sont réalisées par oxydation d’une couche d’aluminium de 1.5 nm d’épaisseur dans un plasma composé d’un mélange argon et d’oxygène. Ce plasma contient la même proportion en masse d’argon et d’oxygène. La puissance appliquée est de 25 W et le temps d’oxydation de la couche d’aluminium est optimisé afin de maximiser le taux de MRT. Il est environ égale à 1 minute. Dans le chapitre 3, certaines JTM étudiées comprennent une électrode supérieure composée de cobalt oxydé. Les conditions d’oxydation de cette couche sont identiques aux conditions d’oxydation de la couche d’aluminium formant leur barrière tunnel. Les tableaux 4.3 résument les conditions de pression, les vitesses de dépôt ainsi que la nature de la polarisation pour chacun des matériaux utilisés.

Matériaux	Co	Al	Ta
Pression de travail (mbar)	$5,3.10^{-3}$	$5,3.10^{-3}$	$5,3.10^{-3}$
vitesse de dépôt (nm.s^{-1})	0,01	0,04	0,02
Nature de la polarisation	RF	RF	RF

Matériaux	IrMn	$\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$
Pression de travail (mbar)	$5,3.10^{-3}$	$5,3.10^{-3}$
vitesse de dépôt (nm.s^{-1})	0,35	0,01
Nature de la polarisation	RF	RF

TAB. 4.3 – Conditions de dépôt des matériaux utilisés pour l'étude présentée dans le chapitre 3

Annexe B : Le procédé technologique

Dans le but de réaliser des mesures de transport électronique où le flux d'électrons est perpendiculaire au plan des couches, les JTM doivent avoir une géométrie qui autorise une prise de contact sur chacune de leurs électrodes. Un système de masquage *ex-situ* permettant de faire de telles mesures a été présenté dans l'annexe précédente. Cette technique nécessite un passage à l'air des interfaces électrode/barrière tunnel. Des systèmes de masquage *in-situ* existent également, ceux-ci présentent l'avantage d'éviter la contamination des interfaces par un passage à l'atmosphère. Cependant, à cause des phénomènes d'ombrage, la taille des JTM définies par masquage reste limitée à la centaine de microns. De plus, des effets micromagnétiques parasites associés au profil non abrupt des électrodes peuvent apparaître (cf. chapitre 2, section 2.4). L'utilisation de la lithographie UV et de la gravure ionique sèche a l'avantage d'éviter la contamination des interfaces par un passage à l'air et de permettre la définition de JTM de taille micrométrique ayant un profil abrupt. C'est donc une technique de choix pour préparer les JTM aux mesures de transport électronique.

Le procédé technologique employé pour structurer des JTM simples est décrit dans la première partie cette annexe. Les techniques utilisées au cours de ce procédé sont détaillées dans les parties suivantes.

Procédé associée aux simples JTM

La lithographie UV utilisée pour structurer les jonctions simples comporte quatre étapes de masquage.

La première étape comprend tout d'abord la définition de motifs de résine en forme de plots qui localisent la partie active des futures JTM. L'étape de lithographie est suivie d'une gravure sèche de la tricouche. Lors de cette première étape, la gravure doit être arrêtée après la barrière isolante pour

conserver une électrode inférieure la plus épaisse possible ⁷. Le contrôle de la profondeur de gravure se fait par spectrométrie Auger informant sur la nature des éléments présent à la surface de l'échantillon.

La deuxième étape du procédé technologique se compose d'une deuxième étape de lithographie qui permet de définir des motifs de résine en forme d'haltère autour des motifs définis précédemment et d'une étape de gravure de la couche métallique restante (cf. photo (a) de la figure 4.11⁸). Le profil de l'échantillon à la fin de cette gravure est représenté par le schéma (a) de la figure 4.11.

La troisième étape va permettre une prise de contact sur les électrodes supérieure et inférieure sans court-circuiter la barrière isolante. Cette étape comporte le dépôt d'une couche isolante (ici un nitrure de silicium) et l'ouverture de cet isolant (par une gravure réactive appelée R.I.E) aux endroits non recouverts de résine. Enfin, le but de la quatrième étape est de former des pistes en or qui vont permettre de prendre des contacts électriques macroscopiques sur les deux électrodes (cf. schéma et photo (b) de la figure 4.11).

La lithographie UV

La lithographie UV est une technique bien connue en micro-électronique : dans tous les procédés technologiques, elle permet de définir des motifs en résine à la surface d'un échantillon. Ces motifs de résine jouent le rôle de protections pour les parties de l'échantillon qu'ils recouvrent. Ainsi, lorsque l'échantillon subit un traitement comme l'inclusion d'éléments dopants, une gravure ou l'exposition à un plasma seul les zones où il n'y a pas de résines sont modifiées.

La définition de motifs en résine peut se diviser en trois phases. Au cours de la première, la surface de l'échantillon est entièrement recouverte de résine. Durant la deuxième, la résine est insolée en partie. Finalement, elle est développée dans une troisième phase.

Avant d'enduire la surface de résine, l'échantillon est nettoyé par immersion dans un bain d'acétone dans lequel des ultrasons sont activés durant 3 minutes. L'échantillon est ensuite plongé dans un bain d'alcool dans lequel

⁷Si la gravure se prolonge trop longtemps, l'épaisseur de la couche constituant la future électrode inférieure est réduite. Cela induit une augmentation de sa résistance qui est à proscrire pour éviter l'apparition d'une chute de potentiel à ses bornes qui viendrait s'ajouter à celle de la barrière tunnel.

⁸Courtoisie de François Montaigne qui a décidément un magnifique peignoir que même son prénom il est marqué dessus...

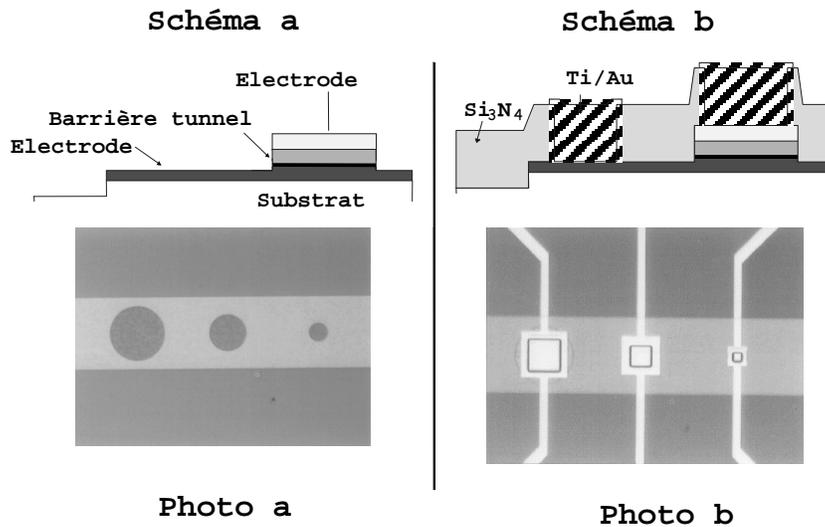


FIG. 4.11 – Procédé d'élaboration d'une simple JTM.

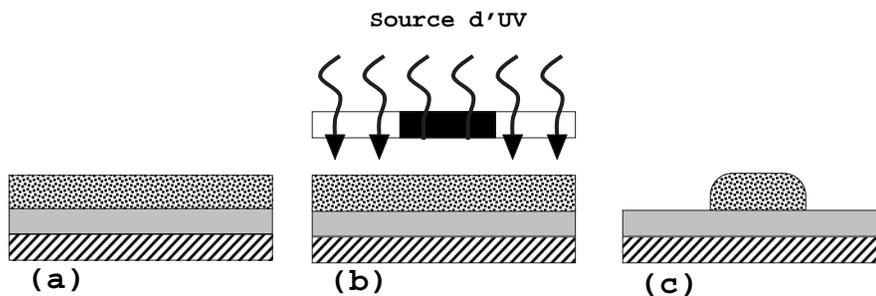


FIG. 4.12 – Principe de la lithographie UV. Le substrat est représenté hachuré, la couche à graver est de couleur grise et la résine en pointillé. L'échantillon est recouvert d'une couche de résine la plus homogène possible (a). Ensuite, la résine est insolée à travers un masque (b), puis développée (c).

les ultrasons sont, encore une fois, activés durant 3 minutes. L'échantillon est séché à l'aide d'un flux d'azote et placé sur une tournette dont la vitesse de rotation est de 5000 tours par minute. Une fois la surface de l'échantillon recouverte de Primer, la tournette est mise en marche et l'échantillon entre en rotation pendant 30 secondes. Ensuite, la surface est enduite de résine

Les étapes	Les conditions	
Application de primer	5000 tours/minute	30 s
Application de résine S1813	5000 tours/minute	30 s
Recuit	90 °C	1 min
Insolation	$\lambda = 365$ nm	35 mJ.cm^{-2}
Développement	MF319	1 minute 20 s
Rinçage	eau désionisée	3 min
Séchage	flux d'azote	

TAB. 4.4 – Conditions d'utilisation de la résine S1813.

de type Shipley S1813, puis la tournette est de nouveau activée pendant 30 secondes à 5000 tours par minute. La tournette permet d'homogénéiser l'épaisseur de résine déposée, et la couche de Primer assure une meilleure adhérence de la résine sur la surface. L'échantillon est ensuite placé sur une plaque chauffante maintenue à une température de 90 °C. La résine est ainsi recuite durant 1 minute et les solvants qu'elle contient s'évaporent. La figure 4.12(a) représente le profil de l'échantillon lorsqu'il est recouvert de résine. L'insolation de la résine se fait grâce à un masqueur dont la lampe émet un rayonnement d'une longueur d'onde égale à 365 nm. Un masque en quartz est placé au contact de l'échantillon. Sur ce masque, des motifs en chrome sont présents. Ils permettent de n'exposer que partiellement la résine comme le montre la figure 4.12 (b). Dans notre cas la résine utilisée est dite positive et ce sont les parties insolées qui vont être dissoutes au cours du développement. Ce développement s'effectue dans un bain de MF319 en agitant l'échantillon. Le temps d'immersion dans le développeur est égal à 1 min 20 s. Ensuite, l'échantillon est rincé à l'eau désionisée pendant 3 min et séché à l'azote. A la fin du développement, les motifs de chrome présents sur le masque sont reproduits à la surface de l'échantillon (voir la figure 4.12 (c)). L'épaisseur de résine est d'environ $1,3 \mu\text{m}$. Le tableau 4.4 résume les conditions de lithographie qui ont été utilisées au cours de cette thèse.

Certains matériaux comme le cobalt, le tantale et l'aluminium réagissent avec le développeur de type MF319. Des solutions alternatives au protocole décrit précédemment ont du être employées afin d'éviter toutes réactions entre le MF319 et ces matériaux. La première solution consiste à sous-développer la résine. Dans ce cas, le protocole employé est le même que celui décrit dans le tableau 4.4 si ce n'est que le temps de développement est réduit à 55 secondes. Une autre possibilité consiste à utiliser une résine bicouche. La bicouche se compose d'une couche de PMMA recouverte de résine S1813. La

Les étapes	Les conditions	
Application de résine PMMA 7%	5000 tours/minute	30 s
Recuit	210 °C	1 min
Application de résine S1813	5000 tours/minute	30 s
Recuit	90 °C	1 minute
Insolation S1813	$\lambda = 365 \text{ nm}$	35 mJ.cm^{-2}
Développement S1813	MF319	1 minute 20 s
Rinçage	eau déionisée	3 minutes
Séchage	flux d'azote	
Plasma d'oxygène	20 W, 100 mTorr	1 minute 30 s
Insolation PMMA	$\lambda = 200 \text{ nm}$	
Développement PMMA	MF319	1 minute 20 s
Développement	chlorobenzène	45 s
Rinçage	eau désionisée	3 min
Séchage	flux d'azote	

TAB. 4.5 – Conditions d'utilisation de la bicouche de résine PMMA et S1813.

couche de Shipley est tout d'abord insolée, puis développée selon le procédé décrit précédemment. Ensuite, la surface de l'échantillon est nettoyée dans un plasma d'oxygène durant 1 minutes 30 secondes. Le but de cette étape est d'éliminer la couche en surface constituée d'un mélange de PMMA et S1813. Les motifs en résine restant servent de masque au cours de l'insolation de la couche de PMMA. Après son insolation sous une lampe UV de 200 nm de longueur d'onde, la PMMA est développée dans le chlorobenzène durant 1 min 20. Suivent une étape de rinçage et de séchage de l'échantillon. Après ce procédé, qui est résumé dans le tableau 4.5, l'échantillon est prêt pour subir une gravure.

Gravure sèche

La gravure des échantillons étudiés au cours de cette thèse est effectuée grâce à un faisceau d'ions argon (voir la figure 4.13 (a)). La pression de travail est égale à $1,5 \cdot 10^{-4}$ mbar. L'énergie des ions argon incidents pour la gravure est égale à 200 eV. L'homogénéité ainsi que l'énergie du faisceau sont établies grâce à un jeu de trois grilles sous tension. La gravure se fait pas à pas. Entre chaque pas, la profondeur de gravure est contrôlée par spectrométrie Auger. Seules les parties de l'échantillon qui sont protégées

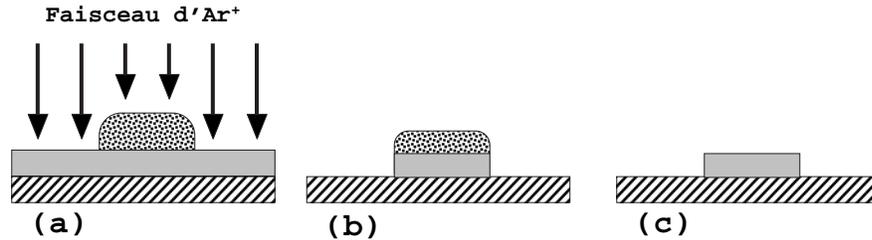


FIG. 4.13 – La Gravure. Après une gravure par un faisceau d’ions argon (a), seules les parties protégées par la résine ne sont pas modifiées (b). La dernière étape consiste à dissoudre la résine protectrice (c).

par la résine ne sont pas gravées comme le montre la figure 4.13 (b). Après la gravure, la résine est dissoute soit dans de l’acétone pour la résine S1813 soit dans du trichloréthylène pour la résine PMMA. La figure 4.13 (c) représente l’échantillon à la fin de l’étape de gravure.

Isolation et ouverture de l’isolant

Une couche de nitrure de silicium (Si_3N_4) de 200 nm d’épaisseur est déposée par pulvérisation cathodique afin d’isoler électriquement les électrodes avant le dépôt de pistes en or. Ce dépôt a lieu dans un bâti de pulvérisation de type Alcatel SCM 450. Il est effectué en trois fois. Entre chaque étape de dépôt d’une durée de vingt minutes environ, la cible de silicium est décapée par un plasma d’argon durant 10 minutes. Le tableau 4.6 résume les conditions de ce dépôt.

L’isolant est ouvert par gravure ionique réactive (RIE) aux endroits où seront pris les futurs contacts électriques. Une étape de lithographie UV permet de définir ces endroits. La couche de résine S1813 protège la couche isolante là où il est nécessaire qu’elle persiste (cf.figure 4.14 (a)). Les endroits non protégés sont attaqués lors de l’exposition de l’échantillon à un plasma de SF_6 comme le montre la figure 4.14 (b). La disparition entière de la couche d’isolant est contrôlée par interférométrie laser au cours de l’attaque. Finalement, les motifs de résine restant sont dissous dans de l’acétone. La figure 4.14 (c) représente le profil de l’échantillon à la fin de cette procédure.

Matériaux	Si_3N_4
Pression de travail (mbar)	5.10^{-3}
vitesse de dépôt (nm.s^{-1})	2,6
Nature de la polarisation	DC

TAB. 4.6 – Conditions de dépôt de la couche de nitrure de silicium.

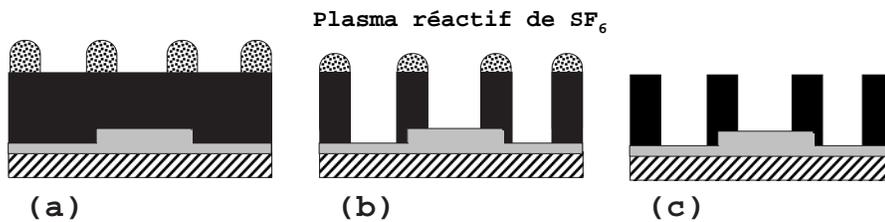


FIG. 4.14 – Ouverture d’une couche isolante. Le substrat est représenté en motifs hachurés, la couche où les futurs contacts doivent être pris est grise, la couche isolante est en noir et la résine en pointillé. Après le développement, la résine a disparu aux endroits où l’isolant doit être ouvert (a). Ensuite, l’échantillon est exposé à un plasma réactif de SF_6 , et la couche isolante est attaquée là où la résine n’est pas présente (b). La résine est finalement dissoute dans un bain d’acétone (c).

Pistes de contacts

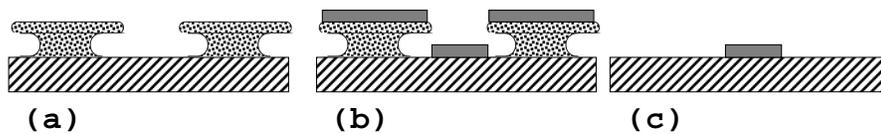


FIG. 4.15 – Principe du *lift off*. Le substrat est hachuré, la résine en pointillé a une forme de casquette et la couche métallique est représentée en gris. Après le développement, la résine a disparu aux endroits où la couche métallique doit persister (a). La couche métallique est déposée sur toute la surface (b). La résine est finalement dissoute dans un bain d’acétone où des ultrasons sont activés, le motif de métal reste aux endroits où la résine avait été insolée (c).

Les étapes	Les conditions	
Application de primer	5000 tours/minute	30 s
Application de résine S1813	5000 tours/minute	30 s
Recuit	90 °C	1 min
Désensibilisation	chlorobenzène	10 min
Recuit dans une étuve	85 °C	20 min
Insolation	$\lambda = 365 \text{ nm}$	90 mJ.cm^{-2}
Développement	MF319	2 minutes 30 s
Rinçage	eau désionisée	3 minutes
Séchage	flux d'azote	

TAB. 4.7 – Conditions d'utilisation de la résine S1813 pour obtenir une forme de casquette.

La formation des pistes de contact en or est faite par une technique appelée *lift off*. Cette technique consiste à définir des motifs en résine là où l'on désire ôter une couche qui sera déposée par la suite. Pour cette étape, il est préférable que la résine ait une forme de casquette. Cela facilite son retrait une fois qu'elle est recouverte d'une couche d'une centaine de nanomètres d'épaisseur. Des motifs de résine en forme de casquette sont définis à la surface de l'échantillon (cf. figure 4.15 (a)). Ensuite, une bicouche titane (50 nm)/or (200 nm) qui va former les pistes de contact est déposée grâce à un évaporateur (figure 4.15 (b)). La couche de titane assure une bonne adhésion de la couche d'or. Finalement, la résine est dissoute dans un bain d'acétone où des ultrasons sont activés et la bicouche métallique persiste aux endroits où la résine a été insolée. La figure 4.15 (c) montre le profil d'un échantillon à la fin du *lift off*. La technique de développement utilisée pour donner une forme de casquette à la résine est résumée par le tableau 4.7.

L'effet tunnel dépendant du spin comme sonde du micromagnétisme et du transport d'électrons chauds : application aux capteurs

L'effet tunnel dépendant du spin dans les structures métal ferromagnétique/isolant/métal ferromagnétique fait l'objet de nombreuses études motivées par de multiples applications (capteurs de champ magnétique, mémoires vives magnétiques non volatiles, têtes de lecture, etc). La résistance de ces dispositifs est liée à l'orientation relative des aimantations de chacune des électrodes. Au cours de ce travail de thèse, l'extrême sensibilité de l'effet tunnel dépendant du spin à la configuration magnétique des électrodes a été utilisée à la fois comme une sonde du comportement micromagnétique des électrodes et pour réaliser des capteurs de champ magnétique. De plus, l'élaboration de doubles jonctions tunnel magnétiques à trois entrées a permis mettre en évidence la présence d'un courant d'électrons chauds qui pourrait être à la base d'un nouveau type de transistor magnétique.

Mot clefs :

Effet tunnel dépend du spin, jonction tunnel magnétique, jonction métal/isolant/métal, double jonction tunnel magnétique, micromagnétisme, duplication de domaines magnétiques, capteur de champ magnétique, électrons chauds, électrons balistiques, lithographie, gravure ionique, transistor magnétique.

Spin dependent tunneling effect as a probe for micromagnetism and hot electrons transport : application to magnetic sensors

Studies of the spin dependent tunneling effect in ferromagnetic metal /insulating/ferromagnetic metal stacks are being actively pursued for their high application potential (magnetic sensors, random access memories, read heads...). The resistance of these devices is directly link to the relative orientation of the electrode magnetizations. The high sensitivity of spin dependent tunneling effect to the electrodes magnetic configuration has been used both as a probe for the micromagnetic behavior of the electrodes and to realize magnetic sensors. Moreover, double tunnel junctions with three terminals have been prepared. This 3-terminals device allowed us to evidence an hot electron current which is forecast to be on the base of a new kind of transistor.