



**HAL**  
open science

# Dynamique de l'aimantation assistée par un champ électrique dans des dispositifs à base de (Ga,Mn)As

Pierrick Balestrière

► **To cite this version:**

Pierrick Balestrière. Dynamique de l'aimantation assistée par un champ électrique dans des dispositifs à base de (Ga,Mn)As. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2011. Français. NNT : 2011PA112005 . tel-00568896

**HAL Id: tel-00568896**

**<https://theses.hal.science/tel-00568896>**

Submitted on 23 Feb 2011

**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.

N° d'ordre : 1234



## THÈSE DE DOCTORAT

SPÉCIALITÉ : PHYSIQUE

Ecole Doctorale « Sciences et Technologies de l'Information des  
Télécommunications et des Systèmes »

Présentée par :

Pierrick BALESTRIERE

Sujet :

**Dynamique de l'aimantation assistée par un champ  
électrique dans des dispositifs à base de (Ga,Mn)As**

Soutenue le 25 Janvier 2011 devant les membres du jury :

M. Vincent JEUDY	Rapporteur
M. Jean-Marie GEORGE	Rapporteur
M. Aristide LEMAITRE	Examineur
M. Joerg WUNDERLICH	Examineur
M. Claude CHAPPERT	Directeur de Thèse
M. Thibaut DEVOLDER	Encadrant de Thèse





---

# Résumé

Ce travail de thèse est consacré à l'étude à la fois théorique et expérimentale de la dynamique de l'aimantation assistée par un champ électrique dans un dispositif à base du semi-conducteur magnétique dilué (Ga,Mn)As. Une couche en compression de (Ga,Mn)As dont l'anisotropie magnétique planaire est le résultat de la compétition entre des termes de symétrie cubique et uniaxiale est d'un intérêt tout particulier. En effet, une faible variation d'un des champs d'anisotropies via l'application d'un champ électrique fournit un outil pour manipuler l'aimantation.

Je présente une stratégie de retournement précessionnel de l'aimantation qui tire partie de la réduction transitoire de l'anisotropie cubique provoquée par une courte impulsion de champ électrique. Un faible champ magnétique d'assistance est aussi nécessaire et mène à deux positions rémanentes pour l'aimantation. Un modèle macrospin est utilisé pour identifier les régions de champs magnétiques permettant un renversement précessionnel de l'aimantation ainsi que pour déterminer les fréquences de précession. Je démontre notamment qu'une impulsion de champ électrique de quelques nanosecondes de durée est suffisante pour basculer l'aimantation entre ces deux positions d'équilibres. Ces résultats fournissent aussi les conditions de champs magnétiques pour lesquelles les trajectoires de l'aimantation sont insensibles au bruit et à l'amortissement.

L'aspect expérimental est basé sur l'utilisation d'une jonction p-n tout semi-conducteur dont la région dopée  $p$  est formée par une couche mince de (Ga,Mn)As et dont le principe de fonctionnement est semblable à celui d'un transistor à effet de champ. Après la conception du dispositif hyperfréquence, je présente la micro-fabrication des échantillons incorporant trois électrodes actives permettant de contrôler le courant dans le canal semi-conducteur via l'application d'une faible tension de grille. Les propriétés magnétiques quasi-statiques et dynamiques du dispositif sont ensuite étudiées. L'application d'un train d'impulsions de tension de courte durée provoque une réduction significative du champ de retournement. Un modèle macrospin permet de montrer que l'effet principal de la déplétion est la forte diminution du champ d'anisotropie cubique. L'étude expérimentale du renversement de l'aimantation en champ magnétique a conduit à la mise en évidence d'un retournement de l'aimantation via la nucléation de domaines et la propagation de parois. Les résultats démontrent aussi une distribution large des champs de piégeage. L'inhomogénéité magnétique au sein de la couche de (Ga,Mn)As a empêché l'observation d'une résonance ferromagnétique induite par un champ électrique. Néanmoins, des mesures de retournement avec une ou plusieurs impulsions de tension de grille ont permis de proposer un processus de renversement de l'aimantation induit par un champ électrique.





---

# Remerciements

Voilà, l'heure des remerciements approche. Je me remets donc à l'écriture, la tête reposée de l'agitation et du stress de la soutenance de thèse. Au cours de la rédaction, je me suis souvent dit que ces quelques lignes seraient sans doute la partie du manuscrit la plus agréable à écrire. Cela n'en reste pas moins difficile car il s'agit d'écrire ce que tout le monde a déjà dit, de manière personnelle et originale.

Tout d'abord je vais commencer par la validation extérieure de mon travail de thèse. Je remercie donc chaleureusement Vincent Jeudy et Jean-Marie George d'avoir accepté d'être rapporteur de mon manuscrit ainsi que le second pour avoir présidé le jury. Votre relecture attentive de mon travail et le jugement extérieur que vous y avez porté permet de valider vis à vis de la communauté, les résultats expérimentaux ainsi que les interprétations qui ont suivi. Je remercie également Aristide Lemaître d'avoir examiné mes travaux.

Cette thèse n'aurait pu voir le jour sans supports financiers. Je tiens à remercier pour cela Hitachi et plus particulièrement Joerg Wunderlich pour m'avoir fait confiance et avoir financé cette thèse. Malgré ta délocalisation entre Cambridge, Prague et Orsay, tu as toujours montré de l'intérêt pour mes travaux et tu as su être à l'écoute de mes problèmes afin de proposer un foisonnement de solutions. En remerciant Hitachi, je pense aussi aux autres membres du HCL et notamment à Andrew Irvine qui m'a été d'un grand secours pour résoudre mes problèmes de lithographie et de résine optique.

Je n'oublie pas non plus le groupe de Tomas Jungwirth de l'Institut of Physics de Prague pour les couches de (Ga,Mn)As. Je voudrai faire un remerciement tout spécial à Vit Novak, le monsieur croissance de Prague, qui s'est démené pour produire des couches de bonne qualité.

J'en viens maintenant aux personnes que j'ai côtoyées tous les jours, c'est-à-dire celles de l'IEF. Et là il y a un plus de monde à remercier. En premier lieu, il a bien évidemment mon directeur de thèse, Claude Chappert. Merci à toi de m'avoir accueilli dans le département NanoSpintronique et de m'avoir apporté ton soutien. Tu as toujours su m'accorder du temps pour discuter malgré ton agenda de directeur de labo et je t'en suis extrêmement reconnaissant. Bien évidemment, merci Thibaut pour ton encadrement et ta disponibilité. Bon alors certains vont dire qu'il est n'est pas aisé de travailler avec toi et bien pour moi ce fut toujours un plaisir. C'est vraiment agréable de travailler avec quelqu'un d'enthousiaste et de motivé.

Toujours à l'IEF, tous les membres du labo m'auront permis de passer trois belles années. Je voudrai remercier plus particulièrement toutes les personnes du département NST pour les bons moments que nous avons partagés en salle de manip, en pause café, à la cantine, durant les nombreux pots (et c'est pas ce qui manque à NST) ou les sorties annuelles en dehors du labo qui, je l'espère, continueront d'être une tradition. En vrac (et j'espère n'oublier personne) : tous les anciens et actuels stagiaires, thésards et post-docs du groupe qui ont

su organiser une vie en dehors du labo ; Laurence, Annerose (bon courage pour la fin de ta rédaction) et Ruben avec qui j'ai partagé le bureau doctorant et qui m'ont supporté pendant ces trois années ; Sylvain pour la bonne ambiance que tu mets dans le groupe grâce à ta bonne humeur et aux pots organisés par tes soins (et notamment ton punch !) ; Dafiné et Jacques-Olivier (encore désolé pour ton vélo) mes partenaires du tri-relais de l'université. Je suis sûr qu'on méritait mieux ; Nicolas pour tes anecdotes et tes blagues « nihilistes » ; Sébastien pour tes visites fréquentes dans mon bureau pour me distraire lors de la rédaction ; Joo-Von et Capucine pour la semaine passée à Berlin où l'on a pu expérimenter les nombreuses bières allemandes ; Jean-Marie et Djaafar pour votre engagement total lors des matchs de basket du mercredi toujours corrects mais virils. Je voudrai aussi remercier les deux géants de l'IMEC (Mauricio et Sven) ainsi que Benoit et Mickael de MMS pour avoir contribué au beau jeu.

Un grand merci au personnel de la CTU et plus particulièrement à David Bouville, Jean-René Coudeville, Nathalie Isac et Véronique Mathet pour le temps qu'ils m'ont consacré, pour leurs bons conseils et leur aide apportée lors de la réalisation de mes dispositifs en salle blanche.

De manière plus personnelle, je tiens à remercier tous mes ami(e)s avec lesquels j'ai partagé les joies et peines que peut entraîner une thèse et qui m'ont permis de décompresser lors des périodes de gros stress. Merci à Aline et à ma mère qui ont bien voulu relire et corriger ma thèse, j'imagine que cela n'a pas été facile.

Enfin, je remercie du fond du cœur toute ma famille et en particulier les personnes qui ont pu faire le déplacement ce jour là jusqu'à Orsay pour me soutenir malgré la distance. Et bien sûr merci à toi Joëlle pour ton soutien indéfectible au cours de ces trois années et pour avoir fait l'effort d'essayer de comprendre mon sujet. Allez c'est bientôt la fin pour toi aussi. Je crois que finalement le plus important c'est de savoir relativiser et de prendre du recul.



---

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Introduction au semi-conducteur magnétique dilué (Ga,Mn)As</b>	<b>5</b>
1.1 Structure cristalline et croissance de (Ga,Mn)As . . . . .	6
1.1.1 Structure cristalline . . . . .	6
1.1.2 Conditions de croissance . . . . .	6
1.1.3 Défauts . . . . .	7
1.2 Structure électronique de l'ion Mn . . . . .	7
1.3 Origines du ferromagnétisme . . . . .	9
1.3.1 Interactions magnétiques mises en jeu . . . . .	9
1.3.2 Modèle de Zener et polarons magnétiques . . . . .	10
1.4 Traitement en champ moyen de la phase ferromagnétique . . . . .	12
1.5 Structure de bande . . . . .	14
1.5.1 Effet de l'interaction d'échange . . . . .	14
1.5.2 Effet de la contrainte . . . . .	15
1.6 Energie et anisotropie magnétique . . . . .	16
1.6.1 Anisotropie de forme . . . . .	16
1.6.2 Anisotropie magnéto-cristalline . . . . .	17
1.6.3 Anisotropie uniaxiale planaire . . . . .	18
1.6.4 Expression phénoménologique de l'anisotropie magnétique . . . . .	20
1.6.5 Valeurs des constantes d'anisotropies . . . . .	22
1.7 Propriétés de transport et de magnéto-transport en couche mince . . . . .	22
1.7.1 Comportement en température . . . . .	22
1.7.2 Magnétorésistance anisotrope . . . . .	23
1.8 Dynamique de l'aimantation dans (Ga,Mn)As . . . . .	26
1.8.1 Equation de Landau-Lifshitz-Gilbert . . . . .	27
1.8.2 Calcul de la fréquence de résonance ferromagnétique . . . . .	27
<b>2 Etude théorique du retournement ultra-rapide de l'aimantation assisté par un champ électrique</b>	<b>31</b>
2.1 Contexte de l'étude et motivations . . . . .	32
2.2 Modes de retournement de l'aimantation . . . . .	35
2.2.1 Modèle de Stoner-Wolfarth . . . . .	35
2.2.2 Retournement par nucléation/propagation de parois de domaine . . . . .	37
2.2.3 Retournement précessionnel . . . . .	38
2.3 Description qualitative d'une stratégie de retournement de l'aimantation . . . . .	38
2.4 Calcul des conditions de retournement . . . . .	40
2.4.1 Positions d'équilibre . . . . .	40



2.4.2	Conditions de retournement et point de vue énergétique . . . . .	42
2.4.3	Zones de retournement de l'aimantation et courbe critique de bascule . . . . .	43
2.5	Fréquence de précession et temps de retournement . . . . .	45
2.5.1	Calcul de la trajectoire de l'aimantation . . . . .	45
2.5.2	Temps de retournement . . . . .	46
2.5.3	Trajectoires balistiques de l'aimantation . . . . .	47
2.5.4	Divergence de la période de précession . . . . .	49
2.5.5	Influence de l'amortissement . . . . .	50
2.6	Stabilité thermique . . . . .	52
2.7	Retournement quasi-statique de l'aimantation . . . . .	54
2.8	Comparaison avec d'autres systèmes . . . . .	55
2.9	Conclusions . . . . .	57
<b>3</b>	<b>Conception et réalisation d'une jonction p-n pour l'étude expérimentale de la dynamique hyperfréquence de l'aimantation</b> . . . . .	<b>59</b>
3.1	Principe général de la mesure de la dynamique de l'aimantation . . . . .	60
3.2	Notions et concepts hyperfréquences . . . . .	60
3.2.1	Modélisation d'une ligne : l'équation des télégraphistes et impédance caractéristique . . . . .	60
3.2.2	Transmission par un guide d'onde coplanaire . . . . .	63
3.2.3	Mesure des caractéristiques d'une ligne : les paramètres S . . . . .	64
3.3	Choix et conception des différents composants du micro-dispositif . . . . .	66
3.3.1	Structure de l'empilement et modélisation de la jonction p-n . . . . .	67
3.3.2	Niveau d'excitation . . . . .	70
3.3.3	Niveau de mesure : choix de la géométrie Corbino . . . . .	70
3.3.4	Géométrie de la structure adoptée . . . . .	72
3.3.5	Modélisation électrique du dispositif . . . . .	73
3.3.6	Estimation de la bande passante théorique du dispositif . . . . .	75
3.4	Procédure de micro-fabrication des échantillons . . . . .	76
3.4.1	Procédé de structuration par lithographie laser . . . . .	77
3.4.2	Procédé de structuration par lithographie optique . . . . .	79
3.5	Conclusions . . . . .	85
<b>4</b>	<b>Caractérisations électriques et propriétés magnétiques quasi-statiques de la jonction p-n</b> . . . . .	<b>87</b>
4.1	Dispositif expérimental . . . . .	87
4.1.1	Présentation de la station sous pointes cryogénique . . . . .	88
4.1.2	Développement expérimental et caractéristique de l'électroaimant 4 pôles . . . . .	89
4.1.3	Dispositif de mesure électrique . . . . .	93
4.2	Caractérisation électrique de la jonction p-n . . . . .	93
4.2.1	Fonctionnement de la grille en régime quasi-statique . . . . .	93
4.2.2	Caractérisation dans le domaine hyperfréquence . . . . .	95
4.3	Caractérisation magnétique . . . . .	98
4.3.1	En champ magnétique perpendiculaire . . . . .	98
4.3.2	En champ magnétique planaire : forme des cycles d'hystérésis . . . . .	98
4.3.3	En champ magnétique tournant . . . . .	100
4.4	Etude expérimentale du renversement de l'aimantation . . . . .	101

---

4.4.1	Dépendance temporelle des cycles d'hystérésis . . . . .	102
4.4.2	Discussion de la dépendance temporelle des cycles d'hystérésis . . . . .	103
4.4.3	Influence de l'histoire magnétique et distribution des champs de piégeage	105
4.5	Conclusions . . . . .	108
<b>5</b>	<b>Propriétés magnétiques dynamiques sous champ électrique de la jonction</b>	
	<b>p-n</b>	<b>111</b>
5.1	Etude expérimentale pour un train d'impulsions de tension de grille . . . . .	111
5.1.1	Influence de l'amplitude des impulsions . . . . .	112
5.1.2	Cycles d'hystérésis pour différents angles du champ appliqué : estimation de l'anisotropie magnétique . . . . .	115
5.1.3	Influence de la fréquence de répétition et de la durée des impulsions . . . . .	118
5.1.4	Retournement de l'aimantation par plusieurs impulsions de tension . . . . .	120
5.1.5	Mesures à l'analyseur de réseau vectoriel pour l'étude de la dynamique de l'aimantation induite par un champ électrique . . . . .	122
5.2	Etude expérimentale pour une mono-impulsion de tension de grille . . . . .	123
5.2.1	Retournement de l'aimantation par une seule impulsion . . . . .	123
5.2.2	Influence de l'amplitude de l'impulsion . . . . .	124
5.3	Conclusions . . . . .	125
	<b>Conclusions et Perspectives</b>	<b>129</b>
	Conclusions . . . . .	129
	Perspectives . . . . .	130
<b>A</b>	<b>Conception d'un électroaimant 4 pôles pour la magnétométrie cryogénique</b>	<b>133</b>
A.1	Calcul de champ : pièces polaires saturées . . . . .	133
A.2	Calcul de champ en régime linéaire . . . . .	135
	<b>Références bibliographiques</b>	<b>137</b>
	<b>Liste de publications</b>	<b>145</b>





---

# Introduction

La physique des semi-conducteurs et le magnétisme sont deux domaines bien établis de la physique du solide et qui continuent pourtant de dévoiler une grande variété de phénomènes, souvent liés à de nouveaux types de matériaux. Ils ont connu un essor considérable, car une grande synergie est très vite apparue entre recherche fondamentale et développements applicatifs dans des domaines tels que l'électronique. Les propriétés de transport des semi-conducteurs peuvent être contrôlées par dopage en introduisant une petite quantité d'impuretés et sont ainsi à la base du fonctionnement de toute l'informatique moderne depuis l'invention du transistor en 1947. Par exemple, les processeurs des ordinateurs actuels sont fabriqués avec des matériaux semi-conducteurs et sont capables d'effectuer des calculs à très grande vitesse à l'aide d'une tension électrique qui permet de manipuler la charge de l'électron. Le deuxième ingrédient de l'informatique est la mémoire, assurée entre autre par un disque dur. Celui-ci permet de stocker de grandes quantités d'informations (jusqu'à plusieurs To maintenant pour un prix dérisoire) mais avec un temps d'accès relativement lent (plusieurs ms). Le magnétisme, phénomène collectif à longue portée et stable jusqu'à de très hautes températures, est à la base du fonctionnement d'un disque dur. Dans un matériau ferromagnétique, une information peut être inscrite en orientant, à l'aide d'un champ magnétique local, le spin des électrons dans deux directions possibles, réalisant ainsi un stockage binaire. Dans le cas des semi-conducteurs comme dans celui des matériaux ferromagnétiques, des technologies sophistiquées et économiques ont été employées afin d'exploiter les propriétés électroniques et d'augmenter en parallèle la quantité de données traitées par l'unité de calcul et la capacité de stockage de la mémoire.

Dans les années 1960, des chercheurs se sont mis à la recherche d'un matériau ayant à la fois un comportement semi-conducteur et un caractère ferromagnétique. L'objectif était de pouvoir manipuler à la fois le spin et la charge de l'électron avec une tension électrique afin de développer des dispositifs possédant de nouvelles fonctionnalités : c'est le début des matériaux semi-conducteurs magnétiques. Ainsi de nombreux alliages ont été envisagés comme par exemple des chalcogénures à base d'euporium (EuS par exemple) ou de chrome de structure spinelle ( $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  par exemple) ordonnés selon un réseau périodique [Wachter 1972]. Le ferromagnétisme dans ce cas est expliqué par un couplage indirect entre les moments magnétiques locaux des ions d'euporium (de symétrie  $f$ ) ou de chrome (de symétrie  $d$ ) via les porteurs de charge délocalisés (de symétrie  $s$ ), démontrant ainsi l'importance de l'interaction entre les propriétés magnétiques et semi-conductrices. Néanmoins, les recherches concernant ces matériaux ont été abandonnées pour plusieurs raisons : la structure cristalline de ces composés est très différente de celle du silicium ou de l'arséniure de gallium GaAs les rendant incompatibles avec les technologies semi-conductrices existantes et la croissance n'est pas aisée. De plus, la température de Curie de ces alliages est bien loin de la température ambiante, indispensable pour une application industrielle. Une autre stratégie pour obtenir des

matériaux semi-conducteurs magnétiques consiste à introduire des impuretés magnétiques (comme par exemple du manganèse) dans une matrice semi-conductrice bien connue (du GaAs ou de l'InAs par exemple) pour obtenir un semi-conducteur magnétique dilué (DMS). C'est ce qui est entrepris à partir des années 1980 avec la fabrication de composés à base de semi-conducteurs II-VI ou IV-VI essentiellement des tellures et sélénures, dopés au manganèse, au fer ou au cobalt [Kossut 1993]. Cependant, la température de Curie observée reste faible du fait d'un couplage anti-ferromagnétique entre impuretés magnétiques et d'une phase de type verre de spin. Ce n'est qu'en 1989 qu'apparaissent les premiers DMS III-V avec le composé (In,Mn)As [Munekata 1989]. Une nouvelle étape est franchie par Ohno *et al.* avec la découverte dans le matériau (Ga,Mn)As d'une phase ferromagnétique jusqu'à environ 60 K, valeur jamais encore atteinte [Ohno 1996]. Dans ces composés, l'atome de manganèse joue à la fois un rôle d'accepteur et de source de moments magnétiques. La mise en évidence d'un couplage entre les impuretés magnétiques induit par les porteurs de charge [Ohno 1992] a ouvert la voie à une série de découvertes expérimentales comme par exemple le contrôle du ferromagnétisme d'une couche de (In,Mn)As par un champ électrique [Ohno 2000] ou encore une très forte magnéto-résistance tunnel (TMR) [Rüster 2003].

Les récents avancements en terme de croissance des DMS ont permis d'obtenir des couches de (Ga,Mn)As d'excellente qualité cristalline et dont la température de Curie atteint pratiquement 200 K [Wang 2008], suscitant alors beaucoup d'intérêts pour ces matériaux en vue d'applications tels que mémoires magnétiques ou circuits logiques. Aujourd'hui, l'un des enjeux des semi-conducteurs ferromagnétiques est de parvenir à contrôler leurs propriétés magnétiques par un champ électrique. En effet, un dispositif magnétique utilisant le spin de l'électron et incorporant des matériaux DMS aurait l'avantage d'être ultra-rapide, non volatil, de faible puissance et ne nécessitant aucun champ magnétique local pour son opération. Pour y parvenir, plusieurs verrous technologiques doivent être levés. De nombreux progrès ont été réalisés pour fabriquer des médias d'enregistrements à très forte densité de stockage. Par conséquent, il est nécessaire d'augmenter en parallèle le taux de transfert de données ce qui suppose être capable de retourner l'aimantation en un temps très court, typiquement de l'ordre de la nanoseconde. A ces vitesses, on se trouve dans le régime précessionnel pour le retournement de l'aimantation. Il est donc indispensable de comprendre la dynamique hyperfréquence de l'aimantation. En ce qui concerne le caractère peu dissipatif du dispositif, un axe de recherche prometteur est le retournement de l'aimantation par l'application d'un champ électrique. La structure « à effet de champ » est un classique de la microélectronique ; elle permet d'appliquer un champ électrique  $\mathbf{E}$  qui module la densité de porteurs dans la couche (Ga,Mn)As et modifie ainsi les propriétés magnétiques telle que l'anisotropie magnétique. Dans cette structure, le but est de pouvoir changer la direction de l'aimantation en appliquant une tension, en l'absence de tout champ magnétique appliqué. Pour finir, on remarquera que malgré le caractère très attractif de (Ga,Mn)As, la température de Curie  $T_C$ , dans les matériaux bien contrôlés, reste plus basse que la température ambiante et semble ne plus avoir beaucoup de marge de progression. La recherche de nouveaux composés s'accroît donc, dans le but de trouver un matériau dont la  $T_C$  dépasserait la température ambiante. Néanmoins, (Ga,Mn)As reste un matériau modèle pour fabriquer des nanostructures réalisant des fonctions originales.

Ce travail de thèse a consisté en la conception, la fabrication et la caractérisation d'un dispositif de structure jonction p-n à base du semi-conducteur dilué (Ga,Mn)As. A travers

cette étude aussi bien théorique qu'expérimentale, j'ai cherché à mettre en évidence l'effet d'application d'un champ électrique via une tension de grille dans le but de contrôler les propriétés magnétiques. Il s'agissait aussi de comprendre la dynamique hyperfréquence de l'aimantation assistée par un champ électrique dans cette structure.

Ce manuscrit de thèse est structuré en 5 chapitres. Le chapitre 1 est une présentation générale du matériau (Ga,Mn)As avec une description de sa structure, de l'origine de la phase ferromagnétique avec un traitement en champ moyen de la détermination de la température de Curie et des propriétés magnétiques. La dynamique de l'aimantation dans (Ga,Mn)As sera aussi abordée. Le chapitre 2 présente une étude théorique du retournement ultra-rapide de l'aimantation assisté par un champ électrique. Une stratégie de renversement de l'aimantation sera décrite ainsi que le calcul des conditions de retournement, de la vitesse de retournement et de la stabilité thermique du système. Le chapitre 3 est consacré à la conception et à la réalisation du dispositif de structure jonction p-n. Le choix de la géométrie et des matériaux utilisés dans l'empilement ferromagnétique sera d'abord justifié puis je décrirai ensuite la réalisation expérimentale des échantillons en salle blanche. Dans le chapitre 4, je présente les propriétés électriques et magnétiques de mes échantillons avec notamment la mesure des paramètres S du circuit ainsi que l'étude du mode de retournement de l'aimantation sous champ magnétique. Le chapitre 5 clôt ce manuscrit avec l'étude des propriétés magnétiques dynamiques sous champ électrique du dispositif et la proposition d'un processus de retournement de l'aimantation induit par des impulsions de tension.



---

# Introduction au semi-conducteur magnétique dilué (Ga,Mn)As

---

## SOMMAIRE

1.1	STRUCTURE CRISTALLINE ET CROISSANCE DE (Ga,Mn)As . . . . .	6
1.1.1	Structure cristalline . . . . .	6
1.1.2	Conditions de croissance . . . . .	6
1.1.3	Défauts . . . . .	7
1.2	STRUCTURE ÉLECTRONIQUE DE L'ION MN . . . . .	7
1.3	ORIGINES DU FERROMAGNÉTISME . . . . .	9
1.3.1	Interactions magnétiques mises en jeu . . . . .	9
1.3.2	Modèle de Zener et polarons magnétiques . . . . .	10
1.4	TRAITEMENT EN CHAMP MOYEN DE LA PHASE FERROMAGNÉTIQUE . . . . .	12
1.5	STRUCTURE DE BANDE . . . . .	14
1.5.1	Effet de l'interaction d'échange . . . . .	14
1.5.2	Effet de la contrainte . . . . .	15
1.6	ENERGIE ET ANISOTROPIE MAGNÉTIQUE . . . . .	16
1.6.1	Anisotropie de forme . . . . .	16
1.6.2	Anisotropie magnéto-cristalline . . . . .	17
1.6.3	Anisotropie uniaxiale planaire . . . . .	18
1.6.4	Expression phénoménologique de l'anisotropie magnétique . . . . .	20
1.6.5	Valeurs des constantes d'anisotropies . . . . .	22
1.7	PROPRIÉTÉS DE TRANSPORT ET DE MAGNÉTO-TRANSPORT EN COUCHE MINCE . . . . .	22
1.7.1	Comportement en température . . . . .	22
1.7.2	Magnétorésistance anisotrope . . . . .	23
1.8	DYNAMIQUE DE L'AIMANTATION DANS (Ga,Mn)As . . . . .	26
1.8.1	Equation de Landau-Lifshitz-Gilbert . . . . .	27
1.8.2	Calcul de la fréquence de résonance ferromagnétique . . . . .	27

---

Ce premier chapitre est consacré à la présentation du semi-conducteur magnétique dilué (Ga,Mn)As. Je rappellerai d'abord brièvement les propriétés de structure et de croissance de ce matériau (§1.1 et §1.2) pour ensuite exposer le modèle de Zener (§1.3) qui permet de décrire la phase ferromagnétique dans le cadre d'une approximation de champ moyen (§1.4). Je montrerai aussi les effets de l'interaction d'échange ainsi que des contraintes sur la structure de bande (§1.5), structure qui influe grandement sur l'anisotropie magnétique. Les



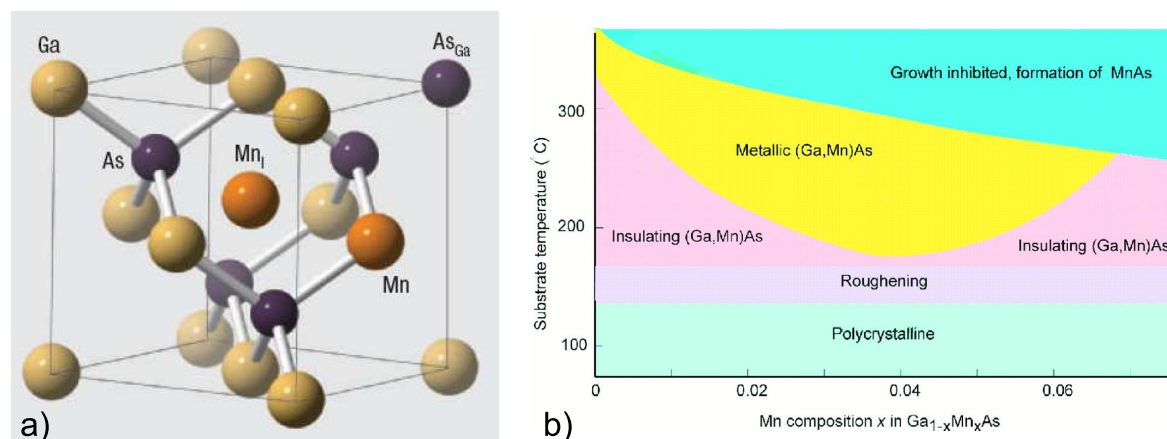


FIGURE 1.1 – (a) Structure cristalline de (Ga,Mn)As. Les atomes de manganèse occupent les sites de gallium. Deux types de défauts sont rencontrés : des atomes d’arsenic en anti-site gallium  $As_{Ga}$  et des atomes de manganèse en sites interstitiels  $Mn_i$  [Macdonald 2005]. (b) Diagramme de phase illustrant la relation entre les conditions de dépôt (concentration en atomes de manganèse et température de dépôt) et les propriétés de (Ga,Mn)As [Ohno 1998].

différents termes énergétiques qui jouent un rôle pour les propriétés statiques et dynamiques de (Ga,Mn)As seront introduits (§1.6). Enfin, je présenterai les propriétés de transport (§1.7) ainsi que la dynamique de l’aimantation dans (Ga,Mn)As (§1.8), description qui nous sera utile pour la suite.

## 1.1 Structure cristalline et croissance de (Ga,Mn)As

### 1.1.1 Structure cristalline

L’arséniure de gallium dopé manganèse (Ga,Mn)As possède une structure cristalline de type blende de zinc de GaAs dans laquelle une partie des atomes de gallium a été remplacée aléatoirement par des atomes de manganèse (figure 1.1). La variation du paramètre de maille  $a$  de Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As en fonction du dopage en manganèse  $x$  suit une loi de Vegard [Ohno 1996] : la valeur de  $a$  augmente avec la concentration en atomes de manganèse  $a(x) = a_0 + a_x x$ , avec  $a_0$  le paramètre de maille de GaAs.

### 1.1.2 Conditions de croissance

La solubilité du manganèse dans la matrice de GaAs, dans les conditions de croissance traditionnelles, est seulement de 0,1 %<sup>1</sup>. Pour augmenter le dopage au-delà de cette limite thermodynamique, il faut avoir recours à une technique de croissance hors-équilibre, l’épitanie par jets moléculaires à basse température (LT-MBE). La fenêtre de dopage et de température du substrat permettant de déposer des couches minces de (Ga,Mn)As sans phases parasites (clusters de MnAs) ni apparition de phase polycristalline est relativement réduite comme le montre le diagramme de phase établi par H. Ohno [Ohno 1998] à la fin des années 1990 (voir la figure 1.1(b)). Dorénavant, grâce à l’optimisation des paramètres de croissance, il est

1. Pour rappel, la croissance de GaAs s’effectue généralement à une température proche de 600 °C.

possible d'incorporer plus de 10 % de manganèse sans précipiter de MnAs (voir par exemple [Chiba 2007]). Toutefois, cette valeur de dopage ne correspond pas à la concentration effective des atomes de manganèse participant au ferromagnétisme du fait de l'apparition de défauts lors de la croissance.

### 1.1.3 Défauts

En effet, l'inconvénient de cette croissance à relativement basse température est l'apparition de plusieurs types de défauts (voir figure 1.1) : arsenic en anti-site gallium  $As_{Ga}$  et manganèse en position interstitielle  $Mn_i$ .

#### Arsenic en anti-site gallium $As_{Ga}$

Ces défauts agissent comme des doubles donneurs d'électrons. Le manganèse se comportant comme un accepteur (voir paragraphe suivant), ces défauts vont alors compenser une partie des trous libérés par le manganèse et diminuer de ce fait la concentration en trous  $p$ . On a alors  $p < [Mn]$ , avec  $[Mn]$  la concentration en impuretés magnétiques. Les arsenics en anti-sites sont mobiles à partir de 450 °C [Bliss 1992] mais une telle température de recuit ne peut être utilisée car le manganèse précipiterait alors dans la matrice sous forme d'agrégats de MnAs. Des études expérimentales suggèrent que l'utilisation de dimères d'arsenic  $As_2$  à la place de tétramères  $As_4$  [Campion 2003] ainsi qu'un faible rapport de flux As:Ga [Myers 2006] permettent de réduire le nombre de ces défauts.

#### Manganèse en interstitiel $Mn_i$

Du fait de la faible solubilité du manganèse, il y a incorporation de cet atome préférentiellement en position interstitielle lorsque le dopage augmente. Pour des couches fortement dopées, le nombre de ces défauts peut atteindre 20 % du nombre total d'atomes de manganèse. Ces défauts sont également des doubles donneurs et auront donc le même effet électrique que les atomes d'arsenic en anti-sites. Des recuits post-croissance à des températures proche de la température de dépôt permettent d'éliminer partiellement ces défauts en provoquant une diffusion des atomes de manganèse en position interstitielle hors de la matrice [Edmonds 2004]. L'efficacité du recuit dépend de l'état de surface (surface libre, présence d'une couche protectrice de GaAs) ainsi que de la nature de l'atmosphère. Olejnik *et al* [Olejnik 2008] ont notamment montré qu'une procédure séquentielle de recuit/gravure de l'oxyde réduisait de façon significative le temps de recuit nécessaire à l'optimisation des couches épitaxiées.

De plus, les atomes de manganèse en position interstitielle se couplent, par interaction antiferromagnétique, avec les atomes de manganèse en position substitutionnelle pour former une paire gelée : ils ne participent alors pas au ferromagnétisme abaissant ainsi l'aimantation à saturation  $M_s$ .

## 1.2 Structure électronique de l'ion Mn

Dans la maille de (Ga,Mn)As, l'atome de manganèse est incorporé à la place d'un atome de gallium, c'est-à-dire au centre d'un tétraèdre dont les sommets sont occupés par des atomes d'arsenic. L'ion Mn se trouve alors en coordination tétraédrique. Il est ainsi soumis à un

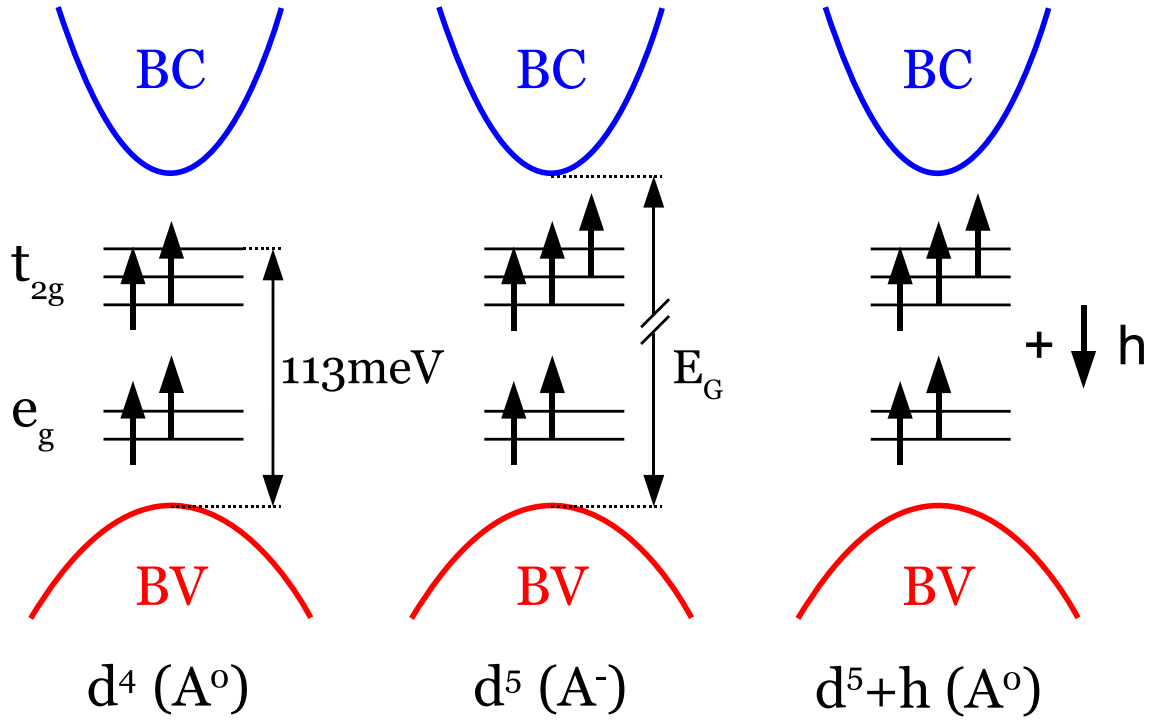


FIGURE 1.2 – Configurations électroniques de l’ion manganèse. Le champ cristallin sépare les niveaux  $3d$  du manganèse en deux bandes  $e_g$  et  $t_{2g}$ , situées à 113 meV au dessus du sommet de la bande de valence. Dans GaAs, l’ion Mn choisit la configuration  $d^5+h$ . Pour plus de clarté, l’échelle en énergie n’est pas respectée.

champ cristallin qui va induire une levée de dégénérescence de ces niveaux  $3d$  pour former deux bandes  $e_g$  ( $d_{z^2}$ ,  $d_{x^2-y^2}$ ) et  $t_{2g}$  ( $d_{xy}$ ,  $d_{xz}$ ,  $d_{yz}$ ).

Lorsqu’un atome de manganèse, de configuration électronique  $[Ar]3d^54s^2$ , substitue un cation trivalent ( $Ga^{3+}$ ), il peut prendre plusieurs configurations électroniques :  $d^4$ ,  $d^5$  plus un trou faiblement lié autour du manganèse ( $d^5+h$ ) et  $d^5$  (voir figure 1.2). Les deux premières configurations sont neutres (notées  $A^0$ ) alors que la dernière est chargée négativement (notée  $A^-$ ). Des mesures de résonance électronique paramagnétique [Schneider 1987] et de spectroscopie infrarouge [Linnarsson 1997] ont montré que l’état fondamental du manganèse dans la matrice de GaAs correspond à la configuration  $A^0(d^5+h)$ . Le manganèse possède un moment cinétique orbital nul ( $L = 0$ ) et un spin  $S = \frac{5}{2}$  (facteur de Landé  $g_{Mn} = 2$ ). Toutes les orbitales  $3d$  occupées portent un spin orienté dans la même direction et constituent alors le moment local  $S = \frac{5}{2}$ .

L’atome de manganèse constitue un centre accepteur situé à 113 meV au-dessus du sommet de la bande de valence de GaAs, comme l’ont montré des mesures de spectroscopie tunnel [Yakunin 2004] et de spectroscopie infrarouge [Linnarsson 1997]. Cette énergie de liaison entre le trou et le centre accepteur a pour origine le potentiel coulombien d’attraction ainsi que l’hybridation  $p-d$  entre les orbitales de l’atome de manganèse et de son porteur (h). Pour de faibles concentrations en manganèse, la densité de porteurs n’est pas suffisante pour écranter

le potentiel coulombien crée par les atomes de manganèse. Il y a peuplement des états d'impuretés créés autour du centre accepteur et les porteurs de charge restent localisés. Lorsque la concentration en atomes de manganèse augmente ( $x > 2\%$ ), cette bande d'impuretés fusionne avec le haut de la bande de valence et les porteurs sont délocalisés [Jungwirth 2007]. Cela coïncide avec une transition de type métal-isolant.

## 1.3 Origines du ferromagnétisme

### 1.3.1 Interactions magnétiques mises en jeu

L'origine du ferromagnétisme dans le semi-conducteur magnétique dilué (Ga,Mn)As est maintenant bien établie. Elle fait intervenir plusieurs types d'interactions magnétiques d'une part entre les porteurs délocalisés et les atomes de manganèse, et d'autre part entre les impuretés magnétiques.

#### Interactions entre porteurs délocalisés et atomes de manganèse

Les trous délocalisés se trouvent dans la bande de valence qui est principalement constituée d'orbitales  $p$  issues d'atomes d'arsenic. Les moments  $3d$  localisés du manganèse interagissent avec les trous de symétrie  $p$  donnant lieu à l'interaction d'échange  $p-d$ . Cette interaction peut être décrite par un hamiltonien de type Heisenberg :

$$\mathcal{H}_{pd} = \sum_i J_{pd}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i) \mathbf{S}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}, \quad (1.1)$$

où  $J_{pd}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i)$  est l'interaction d'échange  $p-d$  entre les électrons de spin  $\mathbf{S}_i$  localisés en  $\mathbf{R}_i$  et les porteurs de charge de spin  $\boldsymbol{\sigma}$  délocalisés en  $\mathbf{r}$ . En utilisant une approximation de champ moyen, l'opérateur  $\mathbf{S}_i$  est remplacé par sa moyenne thermodynamique  $\langle \mathbf{S} \rangle$ . Cela revient à considérer que chaque spin ressent un moment magnétique moyen créé par l'ensemble des atomes de manganèse et ainsi à négliger tout type de fluctuations. Une autre difficulté provient de la répartition aléatoire des atomes de manganèse dans la matrice de GaAs. Pour s'affranchir de cela, on utilise l'approximation du cristal virtuel qui consiste à remplacer la somme sur les sites de manganèse par une moyenne sur tous les sites tétraédriques, pondérée par la concentration en impuretés magnétiques  $x$ . L'Hamiltonien d'échange  $\mathcal{H}_{pd}$  entre les trous et les électrons  $3d$  du manganèse s'écrit alors :

$$\mathcal{H}_{pd} = -x N_0 \beta \langle \mathbf{S} \rangle \cdot \boldsymbol{\sigma}, \quad (1.2)$$

avec  $N_0$  la concentration volumique en sites cationiques ( $N_0 = 4a_0^{-3}$  avec  $a_0 = 5,65 \text{ \AA}$ ) et  $\beta$  l'intégrale de recouvrement des orbitales  $p$  et  $d$ . Des mesures de photoémission [Okabayashi 1998, Okabayashi 1999] ont montré que cette interaction est de nature antiferromagnétique, et la constante d'échange  $N_0 \beta$  est estimée à  $-1,2 \text{ eV}$ .

De même, il existe aussi une interaction d'échange  $s-d$  entre les électrons de la bande de conduction de symétrie  $s$  et les électrons  $3d$  localisés du manganèse. L'hamiltonien correspondant s'écrit avec les mêmes hypothèses que précédemment :

$$\mathcal{H}_{sd} = -x N_0 \alpha \langle \mathbf{S} \rangle \cdot \boldsymbol{\sigma}, \quad (1.3)$$

avec  $\alpha$  l'intégrale de recouvrement entre les orbitales  $s$  et  $d$ . Il n'existe pour l'instant aucune mesure expérimentale de la valeur de cette constante d'échange. On utilise alors généralement  $N_0\alpha = +0,2$  eV (interaction ferromagnétique), qui correspond à la valeur des semi-conducteurs II-VI [Gaj 1978].  $N_0\alpha$  étant inférieur en valeur absolue à  $N_0\beta$ , c'est donc l'interaction d'échange  $p-d$  qui sera dominante dans (Ga,Mn)As. Elle est à l'origine du mécanisme d'échange de Zener, modèle qui interprète la phase ferromagnétique dans (Ga,Mn)As et qui sera présenté dans le paragraphe suivant.

### Interactions entre atomes de manganèse

On distingue généralement deux types d'interaction entre impuretés magnétiques, appelées directe et indirecte. La concentration en atomes de manganèse est telle que l'interaction d'échange directe entre les atomes (distance moyenne entre ions  $\text{Mn}^{2+} \sim 7$  Å pour  $x = 10$  %) est inefficace. Un autre mécanisme d'interaction agit, c'est le **super-échange**. C'est un processus indirect où deux atomes interagissent via un atome non magnétique qui fournit des porteurs d'échange. Dans (Ga,Mn)As, cette interaction correspond à un couplage antiferromagnétique de courte portée entre impuretés magnétiques. Du fait de sa relative faiblesse, elle sera négligée par la suite. Enfin, dans le mécanisme de **double-échange Zener**, deux atomes de manganèse de valences différentes ( $\text{Mn}^{2+}$  et  $\text{Mn}^{3+}$  par exemple) échangent un électron  $3d$  via un atome non magnétique. Le principe de Pauli impose que l'électron échangé soit de spin opposé à ceux des deux atomes magnétiques, provoquant alors une interaction ferromagnétique. Dans (Ga,Mn)As, on invoque ce modèle pour expliquer le ferromagnétisme en régime de faible dopage en manganèse (voir paragraphe suivant).

### 1.3.2 Modèle de Zener et polarons magnétiques

Suivant la concentration en atomes de manganèse, le ferromagnétisme n'est pas induit par les mêmes mécanismes. En effet, en régime de faible dopage, les trous restent localisés autour des impuretés magnétiques et deux processus sont invoqués pour expliquer le ferromagnétisme : la formation de polarons magnétiques et le modèle de bande d'impureté. En régime de dopage fort, le mécanisme d'échange  $p-d$  de Zener décrit la phase ferromagnétique.

#### Régime de faible dopage

Expérimentalement, on observe dans  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  une phase ferromagnétique à partir de  $x = 1$  % [Potashnik 2002]. Pour de faibles concentrations en atomes de manganèse ( $x \leq 2$  %), les trous restent localisés autour des impuretés magnétiques. On évoque alors deux modèles pour expliquer la phase ferromagnétique.

Dans ce régime, la concentration en trous est bien inférieure à la concentration en atomes de manganèse, probablement du fait de la compensation électrique des atomes d'arsenic en anti-sites [Matsukura 1998]. L'interaction d'échange antiferromagnétique qui existe entre un trou localisé et les impuretés magnétiques voisines donne lieu à la formation d'un **polaron magnétique** [Durst 2002, Kaminski 2002]. A mesure que la température diminue, les polarons interagissent entre eux via un couplage ferromagnétique. Lorsque le seuil de percolation est atteint, la phase ferromagnétique apparaît.

Une autre image du ferromagnétisme, dans ce régime, est donnée par le **modèle de**

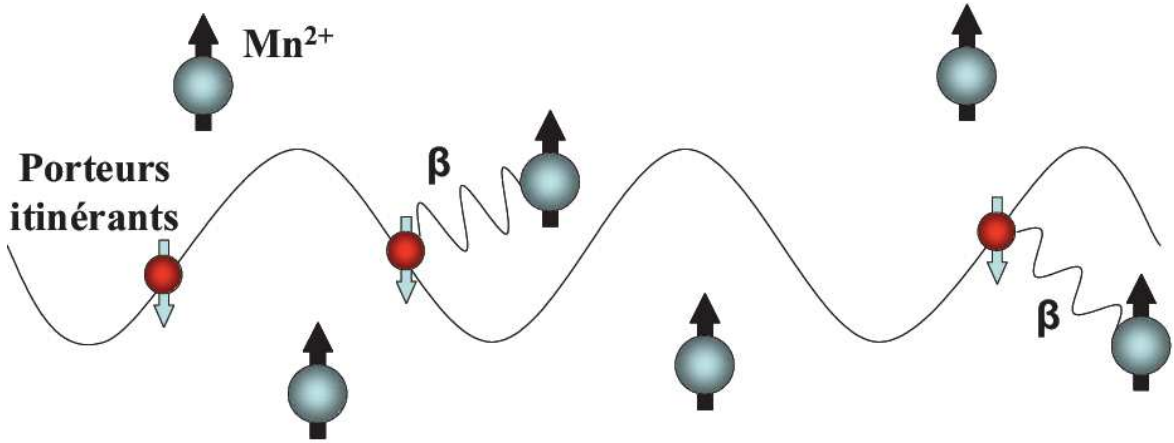


FIGURE 1.3 – Mécanisme d'échange  $p-d$  de Zener entre le spin d'une impureté magnétique localisé  $\text{Mn}^{2+}$  et le spin d'un porteur de charge délocalisé. Dans  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ , cette interaction  $\beta$  est toujours antiferromagnétique induisant un couplage Mn-Mn ferromagnétique.

**bande d'impureté** [Kaminski 2003, Bhatt 2002], qui se réfère à une version du double-échange de Zener. Les atomes de manganèse sont polarisés par les trous qui se déplacent par sauts dans la matrice via une interaction antiferromagnétique. Dans cette description, la conduction électrique et le couplage d'échange entre atomes de manganèse se font alors par sauts au sein de la bande d'impuretés. Ce modèle représente une approche intéressante pour l'étude expérimentale des propriétés de transport dans le régime de faible dopage, où  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$  est généralement isolant.

### Régime de dopage fort

C'est le régime typique des couches métalliques ( $x > 2\%$ ). Les trous sont délocalisés dans la bande de valence et interagissent antiferromagnétiquement avec les impuretés magnétiques via le couplage d'échange  $p-d$  (voir figure 1.3). Cette interaction constitue une des caractéristiques fondamentales des semi-conducteurs magnétiques dilués. On parle alors de modèle de Zener pour expliquer la phase ferromagnétique [Dietl 2000, Dietl 2001].

A l'origine, ce modèle fut proposé pour interpréter le magnétisme des métaux de transition, mais il fut abandonné car il ne prenait pas en compte le caractère itinérant des électrons  $3d$  ni les oscillations de Friedel. Cependant, il est parfaitement adapté à  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ , où la distance moyenne entre porteurs  $r_c$  est plus grande que la distance moyenne entre atomes de manganèse  $r_s$ . Ce modèle donne lieu à une interaction équivalente à un couplage RKKY. La constante d'échange  $J_{ij}$  est alors une fonction oscillante de la distance  $r$  entre deux moments localisés  $\mathbf{S}_i$  et  $\mathbf{S}_j$

$$J_{ij}(r) \sim \frac{2k_F r \cos(2k_F r) - \sin(2k_F r)}{(2k_F r)^4}, \quad (1.4)$$

avec  $k_F$  le vecteur d'onde de Fermi. On peut alors montrer que le premier zéro de  $J_{ij}$  correspond à  $r = 1,17 r_c$ . Cette valeur est supérieure à la distance moyenne entre moments localisés  $r_s$ , ce qui induit une interaction ferromagnétique à longue portée.

En résumé, l'incorporation de manganèse dans l'arséniure de gallium induit un dopage de type p. Le couplage d'échange  $p-d$  entre les porteurs de charge (trous) et les moments localisés étant antiferromagnétique, l'interaction résultante entre atomes de manganèse est ferromagnétique. **Les trous sont alors les vecteurs de l'interaction magnétique dans (Ga,Mn)As**, ce qui en fait un matériau atypique. Nous verrons par la suite que le contrôle de la densité de porteurs permet de manipuler les propriétés magnétiques, telles que la présence ou non d'une phase ferromagnétique ou encore l'anisotropie magnétique.

## 1.4 Traitement en champ moyen de la phase ferromagnétique

Le modèle de Zener constitue un bon point de départ pour décrire la phase ferromagnétique. En utilisant une approximation de champ moyen et en prenant en compte la structure de bande complexe de GaAs (6 bandes), on peut extraire la température de Curie  $T_c$  ainsi que l'anisotropie de (Ga,Mn)As [Dietl 2001]. Je présente ici un calcul analytique dans un modèle à deux bandes qui permet d'obtenir la  $T_c$  et qui constitue tout de même une approximation tout à fait satisfaisante.

Commençons par détailler la polarisation réciproque des sous-populations de porteurs de charge et d'impuretés magnétiques. En faisant intervenir l'aimantation des atomes de manganèse  $\mathbf{M}$  définie par :

$$\mathbf{M} = -g_{Mn}\mu_B x N_0 \langle \mathbf{S} \rangle, \quad (1.5)$$

avec  $\mu_B$  le magnéton de Bohr et  $g_{Mn}$  le facteur de Landé des électrons  $3d$  du manganèse, l'équation 1.2 s'écrit alors :

$$\mathcal{H}_{pd} = \frac{\beta}{g_{Mn}\mu_B} \mathbf{M} \cdot \boldsymbol{\sigma}. \quad (1.6)$$

En sommant sur tous les trous et en introduisant l'aimantation totale des porteurs de charge  $\mathbf{M}_h = -\frac{g_h\mu_B}{V} \sum_i \boldsymbol{\sigma}$ , on obtient alors l'énergie d'échange  $E_{pd}$  définie par :

$$E_{pd} = \frac{\beta V}{g_{Mn}g_h\mu_B^2} \mathbf{M} \cdot \mathbf{M}_h, \quad (1.7)$$

où  $V$  est le volume du cristal et  $g_h$  le facteur de Landé des trous. Il est commode d'introduire l'énergie d'échange par unité de volume  $e_{pd}$  qui vaut alors :

$$e_{pd} = -\lambda\mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{M}_h \quad \text{avec} \quad \lambda = \frac{\beta}{g_{Mn}g_h\mu_0\mu_B^2}. \quad (1.8)$$

L'équation 1.8 signifie que les porteurs de charge ressentent un champ effectif  $\mathbf{H}_{eff} = \lambda\mathbf{M}$  créé par les atomes de manganèse, qui leur donne une aimantation  $\mathbf{M}_h$  :

$$\mathbf{M}_h = \chi_h \mathbf{H}_{eff} = \chi_h (\lambda\mathbf{M}). \quad (1.9)$$

avec  $\chi_h$  la susceptibilité magnétique des porteurs. Elle sera prise égale à la susceptibilité de Pauli (modèle à deux bandes pour un gaz de trous libres)  $\chi_h = \mu_0 g_h \mu_B^2 \rho(E_F)/4$ , où  $\rho(E_F)$  est la densité d'états au niveau de Fermi. Réciproquement, les atomes de manganèse sont soumis à un champ effectif  $\lambda\mathbf{M}_h$  créé par les porteurs de charge, qui leur donne une aimantation  $\mathbf{M}$  :

$$\mathbf{M} = \chi_{cw} (\lambda \mathbf{M}_h). \quad (1.10)$$

avec  $\chi_{cw}$  la susceptibilité magnétique de Curie-Weiss. En présence d'un champ magnétique extérieur  $H_{ext}$ , le champ effectif est alors remplacé par le champ total  $\mathbf{H}_{tot} = \mathbf{H}_{eff} + \mathbf{H}_{ext}$ . On peut alors réécrire les équations 1.9 et 1.10. Ainsi, il vient :

$$M = \chi_{cw} (\lambda M_h + H_{ext}) \quad (1.11)$$

$$= \chi_{cw} [\lambda \chi_h (\lambda M + H_{ext}) + H_{ext}]. \quad (1.12)$$

On en déduit alors la valeur de l'aimantation  $M$  des manganèses :

$$M = \frac{\chi_{cw} (1 + \lambda \chi_h)}{1 - \lambda^2 \chi_{cw} \chi_h} H_{ext} \quad (1.13)$$

Il est possible de calculer la susceptibilité de Curie-Weiss  $\chi_{cw}$  en utilisant une approche d'énergie libre. En champ magnétique extérieur  $H_{ext}$  non nul, l'aimantation  $M$  d'un matériau paramagnétique, composé d'atomes magnétiques en concentration  $xN_0$  et portant chacun un moment magnétique  $g_{Mn}\mu_B S$  ( $S$  étant le spin), suit une loi de Brillouin :

$$M = g_{Mn}\mu_B S x N_0 B_S \left( \frac{g_{Mn}\mu_B S \mu_0 H_{ext}}{k_B T} \right), \quad (1.14)$$

où  $B_S$  est une fonction de Brillouin<sup>2</sup>. Dans la limite des petits champs, on peut faire un développement limité autour de  $H_{ext} \sim 0$ . On obtient alors :

$$M = \frac{\mu_0 g_{Mn}^2 \mu_B^2 x N_0 S(S+1)}{3k_B T} H_{ext} = \chi_{cw} H_{ext}. \quad (1.15)$$

En injectant la valeur de  $\chi_{cw}$  déterminée ci-dessus dans l'équation 1.13, on trouve l'expression de l'aimantation des atomes de manganèse  $M$  :

$$M = \chi H_{ext} = \frac{[4g_{Mn} + \beta g_h \rho(E_F)] [\mu_0 g_{Mn} \mu_B^2 x N_0 S(S+1)]}{12k_B T - \beta^2 x N_0 S(S+1) \rho(E_F)} H_{ext}. \quad (1.16)$$

A la température de Curie  $T_c$ , la susceptibilité diverge, soit :

$$T_c = \frac{\beta^2 x N_0 S(S+1) \rho(E_F)}{12k_B}. \quad (1.17)$$

Dans l'approximation d'un gaz de trous libres et d'une bande parabolique de masse effective  $m_{eff}$ , l'énergie vaut  $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{eff}}$ . Par intégration tridimensionnelle dans l'espace des  $k$ , il vient  $p = \frac{k_F^3}{3\pi^2}$ , avec  $p$  la concentration en trous. On obtient alors finalement :

$$\boxed{T_c \sim x p^{1/3} N_0 \beta^2}. \quad (1.18)$$

Cette formule fait intervenir les paramètres importants du modèle : la concentration en atomes de manganèse, la densité de trous et l'interaction d'échange. Malgré les approximations de ce modèle, l'accord entre théorie et expérience est satisfaisant et permet de valider l'approche de Zener pour décrire le ferromagnétisme dans (Ga,Mn)As. Notons tout de même que l'équation 1.18 prédit une température de Curie de 300 K pour un dopage de  $x = 12,5\%$

2. Pour rappel, une fonction de Brillouin est définie par  $B_S(x) = \frac{2S+1}{2S} \coth\left(\frac{2S+1}{2S}x\right) - \frac{1}{2S} \coth\left(\frac{1}{2S}x\right)$



et une concentration en porteurs  $p = 3,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^3$  [Dietl 2001]. Le record de température de Curie  $T_c = 185 \text{ K}$  [Wang 2008, Novák 2008] reste cependant bien inférieur à la température ambiante et cela même pour des concentrations nominales en atomes de manganèse de 12,5 %. L'origine de cette différence est la compensation électrique et magnétique provoquée par les défauts. Pour rendre compte de la valeur expérimentale de  $T_c$ , il faut remplacer dans l'équation 1.18  $x$  et  $p$  par  $x_{eff}$  la concentration effective en atomes de manganèse et  $p_{eff}$  la concentration effective en porteurs.

A noter que dans ce modèle à deux bandes, la température de Curie fait intervenir une dépendance en  $p^{1/3}$ , valeur qui représente l'inverse de la distance moyenne entre trous. En tenant compte de la structure de bande complexe de GaAs, on obtient alors  $T_c \sim p^\alpha$  avec  $\alpha \neq 1/3$  [Dietl 2001]. Récemment, une étude expérimentale [Nishitani 2010] a mis en évidence la relation entre température de Curie et densité de porteurs dans une structure de type transistor à effet de champ. L'avantage de ce dispositif est la possibilité de contrôler  $p$  sans changer  $x$ , par l'application d'une tension de grille. Les résultats expérimentaux montrent que  $\alpha = 0,19 \pm 0,02$  sur une large gamme de densités de porteurs.

## 1.5 Structure de bande

La structure de bande de (Ga,Mn)As se dérive à partir de celle de GaAs. Elle est décrite dans la théorie de l'approximation  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$  par un modèle à huit bandes : deux bandes de conduction  $\Gamma_6$  et six bandes de valence ( $\Gamma_7$  et  $\Gamma_8$ ). La structure de bande est déterminée à partir des énergies et fonctions propres obtenues par diagonalisation de l'hamiltonien total  $\mathcal{H}_{tot}$  :

$$\mathcal{H}_{tot} = \mathcal{H}_{k,p} + \mathcal{H}_{pd} + \mathcal{H}_Z + \mathcal{H}_{BS}, \quad (1.19)$$

avec  $\mathcal{H}_{k,p}$  l'hamiltonien  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$  de Kohn-Luttinger,  $\mathcal{H}_Z$  l'hamiltonien Zeeman et  $\mathcal{H}_{BS}$  l'hamiltonien des contraintes. En l'absence d'échange et de contrainte, la bande de valence  $\Gamma_8$ , constituée de deux bandes de trous lourds (HH) et deux bandes de trous légers (LH), est quatre fois dégénérée au centre de la zone de Brillouin (voir figure 1.4(a)). En outre, le couplage spin-orbite introduit un écart d'environ  $E_{SO} = 340 \text{ meV}$  entre les bandes  $\Gamma_7$  et  $\Gamma_8$ .

### 1.5.1 Effet de l'interaction d'échange

Les atomes de manganèse incorporés dans la matrice modifient, via le champ effectif  $\mathbf{H}_{eff} = \lambda\mathbf{M}$ , la structure de bande de GaAs. Il y a alors levée de dégénérescence au point  $\Gamma$ . Dans le cas d'une aimantation orientée suivant l'axe  $z$  (axe de croissance), l'écart énergétique entre les deux bandes de trous lourds est de  $6B_G$  alors que les deux bandes de trous légers sont séparées de  $2B_G$  (voir figure 1.4(b)), où le paramètre  $B_G$  de spin-splitting est défini par :

$$B_G = \frac{\beta M}{6g_{Mn}\mu_B}. \quad (1.20)$$

La figure 1.4(b) n'est valable qu'au centre de la zone de Brillouin (faible valeur de vecteur d'onde  $|\mathbf{k}|$ ). Dès qu'on s'éloigne du point  $\Gamma$ , la séparation énergétique entre bandes dépend alors de l'orientation relative entre l'aimantation et le vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ .

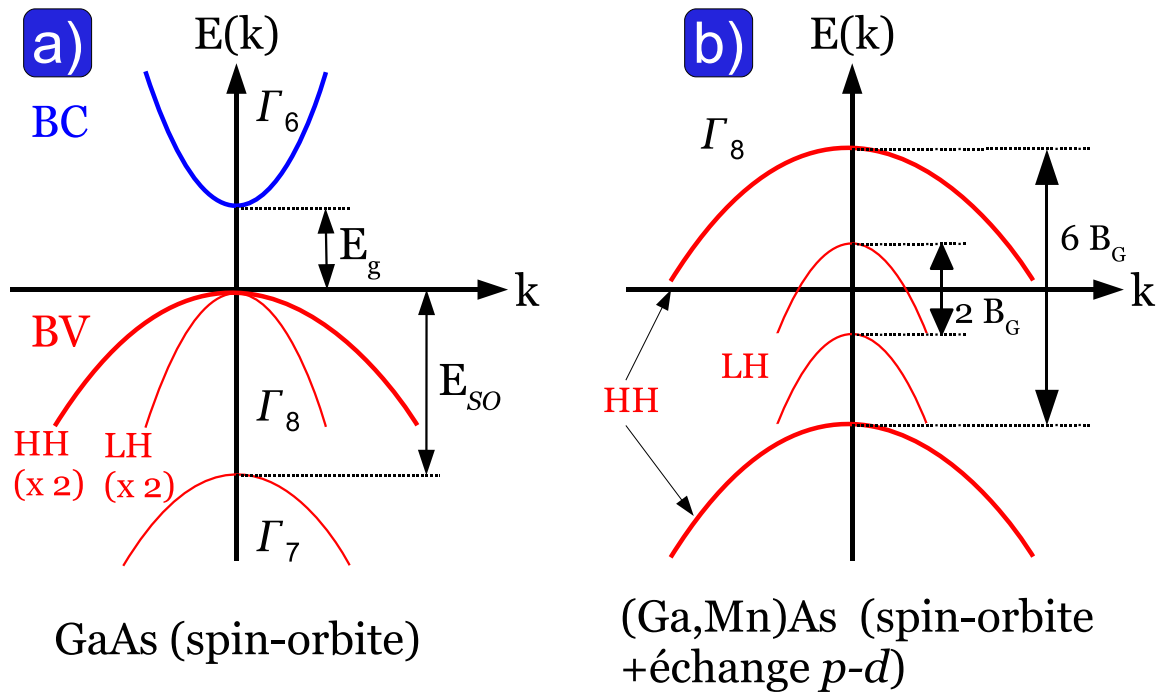


FIGURE 1.4 – Structures des bandes de valence (BV) et de conduction (BC) au centre de la zone de Brillouin en fonction des termes pris en compte. (a) Dans GaAs, en présence de couplage spin-orbite, la bande  $\Gamma_8$  est dégénérée quatre fois et elle est séparée de la bande  $\Gamma_7$  par une énergie  $E_{SO}$ . (b) Dans (Ga,Mn)As, l'interaction d'échange  $p-d$  entraîne la levée de dégénérescence de  $\Gamma_8$ . La bande de valence se sépare en quatre sous-bandes : deux bandes de trous légers (LL pour light hole) et deux bandes de trous lourds (HH pour heavy hole).

### 1.5.2 Effet de la contrainte

Le substrat introduit une déformation tétragonale de la maille de (Ga,Mn)As et brise la symétrie cubique. Suivant la nature du substrat, des contraintes de compression ou d'extension s'exercent sur (Ga,Mn)As. En particulier, l'utilisation d'un substrat de (Ga,In)As produit une contrainte d'extension, alors que du (Ga,Mn)As déposé sur GaAs est soumis à une contrainte de compression [Liu 2003]. Cette brisure de symétrie lève la dégénérescence entre les bandes de trous légers et celles de trous lourds d'une quantité qui dépend du signe de la contrainte épitaxiale. En particulier, pour une couche en compression, la bande de trous lourds est remontée en énergie et la bande de trous légers est abaissée en énergie comme l'indique la figure 1.5 [Sawicki 2004].

La structure de bande de (Ga,Mn)As est donc fortement anisotrope du fait du couplage spin-orbite, de la contrainte épitaxiale, de l'interaction d'échange et du caractère non-parabolique des bandes. Cela constitue un aspect important des semi-conducteurs magnétiques dilués et influe grandement sur l'anisotropie magnétique comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

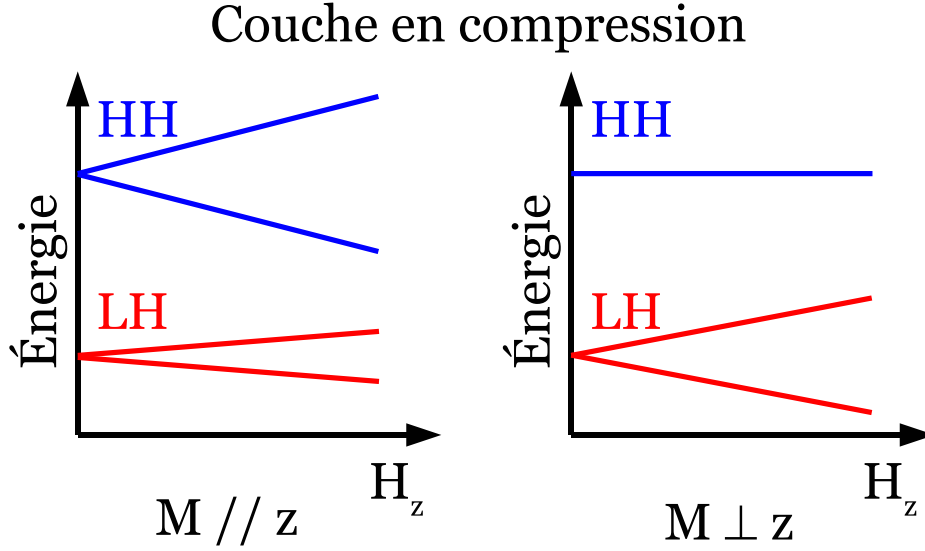


FIGURE 1.5 – Éclatement des états de valence au centre de la zone de Brillouin dans le cas d'une couche en compression en fonction de la composante de champ magnétique suivant  $z$  (axe de croissance) et de l'orientation de l'aimantation.

## 1.6 Énergie et anisotropie magnétique

L'anisotropie magnétique est la dépendance de la densité d'énergie libre vis-à-vis de l'orientation de l'aimantation. Comme nous venons de le voir, le fort couplage spin-orbite rend la structure de bande sensible à la direction de l'aimantation, ce qui va induire l'anisotropie magnéto-cristalline dans (Ga,Mn)As.

### 1.6.1 Anisotropie de forme

L'anisotropie magnéto-statique (appelée aussi anisotropie de forme) est liée à l'interaction dipolaire à longue portée. La divergence de l'aimantation  $\mathbf{M}$  provoque alors l'apparition d'un champ démagnétisant interne  $\mathbf{H}_D$  au sein du matériau ferromagnétique. Dans un corps uniformément aimanté et de forme quelconque, le champ démagnétisant est fonction de l'amplitude et de l'orientation de l'aimantation par rapport à l'échantillon. Par contre, dans le cas simple d'une couche mince infiniment étendue, le champ démagnétisant et la densité volumique d'énergie libre  $F_D$  correspondante s'écrivent :

$$\mathbf{H}_D = -\mathbf{z}(\mathbf{M} \cdot \mathbf{z}), \quad F_D = \frac{\mu_0}{2} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{z})^2, \quad (1.21)$$

avec  $\mathbf{z}$  le vecteur normal au plan de la couche et  $\mathbf{H}_D$  étant homogène dans l'échantillon. Du fait de la faible valeur de l'aimantation à saturation  $M_s$  des semi-conducteurs magnétiques dilués<sup>3</sup>, le champ d'anisotropie résultant est seulement de l'ordre de 60 mT ce qui est bien inférieur aux valeurs d'anisotropies constatées expérimentalement<sup>4</sup>. En général, l'anisotropie

3.  $M_s$  est 10 à 100 fois plus faible dans (Ga,Mn)As que dans les matériaux ferromagnétiques conventionnels. Pour donner une idée,  $M_s$  est de l'ordre de  $30 \text{ kA} \cdot \text{m}^{-1}$  pour les couches étudiées dans cette thèse.

4. Il faut appliquer un champ magnétique  $\mu_0 H = 0,4 - 0,5 \text{ T}$  pour sortir l'aimantation hors du plan dans les échantillons étudiés dans le cadre de ces travaux.

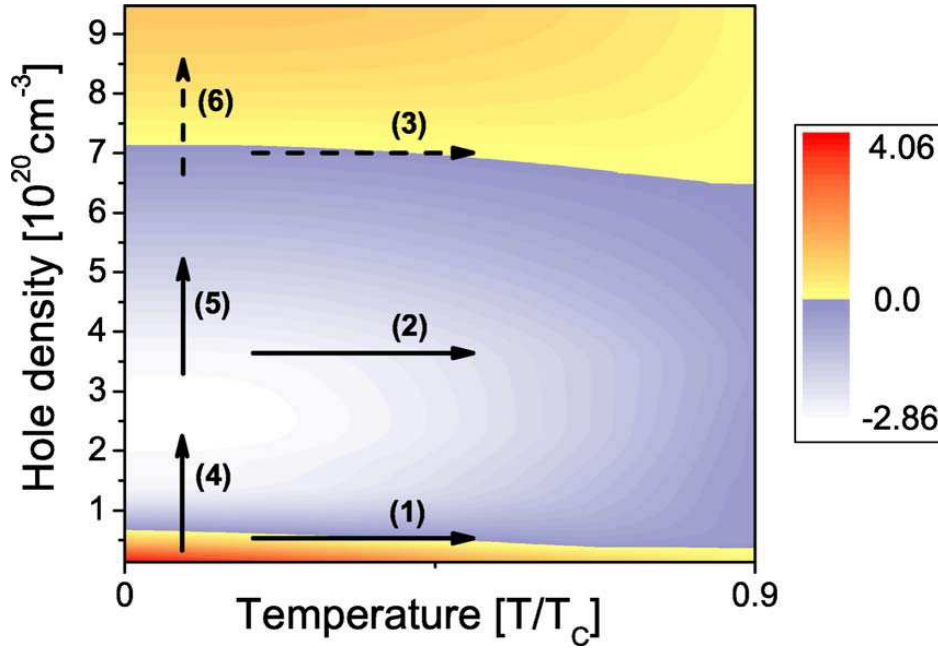


FIGURE 1.6 – Energie d’anisotropie  $\Delta E = E(M_{\parallel}) - E(M_{\perp})$  calculée pour  $x = 4\%$  et pour une contrainte en compression en fonction de la densité de trous et de la température. Une énergie positive (resp. négative) correspond à une anisotropie perpendiculaire au plan (resp. dans le plan). Les flèches indiquent les réorientations d’axes faciles avec la température et la densité de porteurs de charge [Zemen 2009].

de forme est faible par rapport à l’anisotropie magnéto-cristalline induite par le couplage spin-orbite et peut donc être négligée.

### 1.6.2 Anisotropie magnéto-cristalline

Celle-ci découle de l’interaction spin-orbite. Le mouvement orbital de l’électron donne naissance à un champ magnétique interne proportionnel au moment orbital  $\mathbf{L}$ , champ qui interagit avec le spin  $\mathbf{S}$  de l’électron suivant l’hamiltonien  $\mathcal{H}_{SO} = \xi \mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$ . Les électrons  $3d$  du manganèse ont une configuration électronique telle que leur moment cinétique orbital est nul. Ainsi l’interaction spin-orbite aura un effet négligeable sur l’orientation des spins des atomes de manganèse. Par contre, les porteurs de charge possèdent un moment orbital non nul induisant alors un couplage spin-orbite et provoquant une forte anisotropie de la bande de valence. Par l’intermédiaire de l’interaction d’échange, ce couplage aura un effet direct sur l’aimantation. **C’est donc la forte anisotropie de la bande de valence qui va déterminer l’anisotropie magnétique de (Ga,Mn)As.**

L’éclatement énergétique entre bande de trous légers et celle de trous lourds dépend de l’orientation relative entre l’aimantation et le vecteur d’onde  $\mathbf{k}$ . Ainsi, en comparant l’énergie libre totale du système pour différentes orientations de l’aimantation, on peut définir les axes faciles d’aimantations. Différents paramètres influencent l’anisotropie magnéto-cristalline parmi lesquels le dopage en atomes de manganèse, la température, la contrainte épitaxiale et la densité de porteurs.

Récemment, Zemen *et al.* [Zemen 2009] ont publié une étude théorique détaillée de l'orientation des axes faciles d'aimantations pour différentes configurations et ont comparé les calculs aux données expérimentales. Une partie des résultats de ces calculs est présentée dans la figure 1.6 avec notamment la représentation de la différence  $\Delta E$  entre la densité d'énergie pour l'aimantation dans le plan ( $E(M_{\parallel})$ ) et hors du plan ( $E(M_{\perp})$ ) en fonction de la densité de trous et de la température. Les flèches pleines indiquent les réorientations d'axes faciles observées expérimentalement. A faible concentration de porteurs de charge et basse température, une augmentation de la densité de trous induit une transition de l'anisotropie perpendiculaire vers une anisotropie planaire pour une couche en compression (transition inverse pour une couche en tension). La preuve expérimentale de cette réorientation a été fournie par Sawicki *et al.* [Sawicki 2004]. De même, une augmentation de la température induit la même transition. L'anisotropie magnéto-cristalline planaire est aussi fonction de la température, du dopage et de la contrainte : les directions [100], [010] et [110] ne sont alors pas équivalentes.

Ces effets font intervenir un couplage complexe entre les sous-bandes de valence et restent difficiles à rendre compte intuitivement. Ils peuvent néanmoins être expliqués en terme de remplissage de la bande de valence. Prenons par exemple, le cas simplifié de bandes paraboliques pour une couche de (Ga,Mn)As en compression dans le plan avec un dopage faible tel qu'une seule sous-bande de valence soit peuplée par des trous. D'après la figure 1.5, l'éclatement des états de valence n'est pas le même suivant que l'aimantation est dans le plan ou hors du plan. Dans une image de trous, la minimisation de l'énergie revient à remplir les états de valence de plus haute énergie en premier c'est-à-dire la bande de trous lourds (HH). Dans ce cas, la configuration qui minimise l'énergie est celle où l'aimantation pointe hors du plan. Pour de faibles densités de porteurs et pour une couche en compression, l'axe facile sera donc orienté selon [001]. Si l'on augmente la concentration de trous, on va commencer à peupler les sous-bandes de trous légers et il est alors plus favorable énergétiquement pour l'aimantation de se placer dans le plan suivant un axe cubique. Pour une couche en tension, le raisonnement est identique mais les sous-bandes de trous légers et lourds sont inversées. Néanmoins, pour les valeurs typiques de concentration en trous, l'axe facile est orienté suivant [001] pour une couche en tension, alors qu'il est dans le plan (001) pour une couche en compression.

Il faut cependant nuancer ce raisonnement en notant qu'il ne tient pas compte du mélange des bandes loin du centre de la zone de Brillouin. Il permet toutefois d'illustrer l'effet du dopage sur l'anisotropie magnétique.

### 1.6.3 Anisotropie uniaxiale planaire

Dans la maille idéale blende de zinc du cristal de (Ga,Mn)As, les axes  $\langle 110 \rangle$  dans le plan de la couche sont tous équivalents, du fait de la symétrie cubique. Cependant, des études expérimentales ont montré que les axes [110] et  $[1\bar{1}0]$  ne le sont pas, notamment des mesures de résonance ferromagnétique [Liu 2003], de transport [Rushforth 2007] ou encore de magnétométrie squid [Sawicki 2005] comme le montre la figure 1.7.

Cette brisure de symétrie est modélisée par l'existence d'un champ d'anisotropie uniaxiale planaire supplémentaire. Welp *et al.* [Welp 2004] ont montré qu'il s'agit essentiellement d'un effet volumique, indépendant de l'épaisseur de la couche. L'axe facile associé à cette contribution uniaxiale est orienté suivant [110] ou  $[1\bar{1}0]$  selon le dopage en manganèse, la concen-

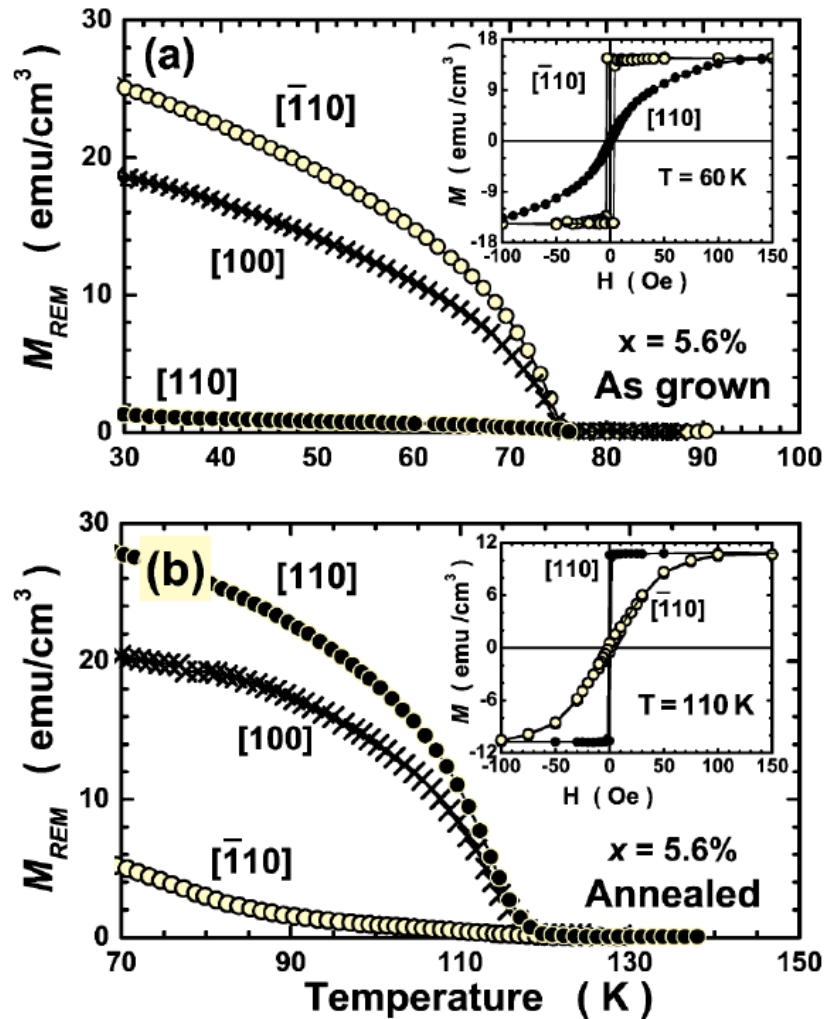


FIGURE 1.7 – Dépendance en température des trois principales composantes dans le plan de l'aimantation rémanente avant (a) et après (b) recuit et réorientation de l'axe facile  $[1\bar{1}0] \rightarrow [110]$  induit par le recuit. En insert, les cycles d'hystérésis à des températures proches de  $T_c$ . D'après Sawicki *et al.* [Sawicki 2005].

tration en porteur et la température. Ainsi lors d'un recuit, une réorientation de l'axe facile ( $[1\bar{1}0] \rightarrow [110]$ ) est observée [Sawicki 2005], comportement expliqué par une augmentation de la densité de porteurs. D'après les observations expérimentales, on peut en déduire la tendance générale suivante : à basse température, l'anisotropie planaire est dominée par la contribution cubique. Néanmoins, les axes cubiques ne sont pas équivalents à cause de la composante uniaxiale supplémentaire. A haute température, l'anisotropie uniaxiale domine alors, donnant lieu à un seul axe facile. Cette compétition entre composantes cubique et uniaxiale peut être expliquée par le fait que les constantes d'anisotropies cubique et uniaxiale varient en  $M^4$  et  $M^2$  respectivement [Wang 2005].

L'origine physique de cette anisotropie uniaxiale reste sujette à controverse. Pour certains, la croissance de clusters de (Ga,Mn)As fortement concentrés en trous est la cause prédominante de l'apparition de cette composante dans un régime de fort dopage en trous

[Hamaya 2006]. Pour d'autres, l'anisotropie uniaxiale provient d'une reconstruction de la surface du substrat GaAs(001) induit par une incorporation anisotrope des atomes de manganèse lors de la croissance épitaxiale [Welp 2004]. Une autre hypothèse envisagée est une déformation trigonale de la maille cubique [Sawicki 2005], décrite par une contrainte de cisaillement  $\varepsilon_{xy}$  non nulle. Une telle distorsion peut provenir d'une distribution non isotrope des atomes de manganèse provoquée, par exemple, par la présence de dimères d'arsénics à la surface de la couche et orientés suivant  $[1\bar{1}0]$ . Cette dernière hypothèse semble être la plus pertinente puisqu'elle donne lieu à un bon accord entre expérience et calcul en modèle de Zener incluant  $\varepsilon_{xy} \neq 0$ .

#### 1.6.4 Expression phénoménologique de l'anisotropie magnétique

L'anisotropie magnétique peut être décrite de manière phénoménologique par un modèle simple où la densité volumique d'énergie libre  $F$  est la somme des composantes de symétrie distincte. Dans cette description,  $F$  peut être écrite comme un développement en série de puissance des cosinus directeurs  $m_x$ ,  $m_y$  et  $m_z$  de l'aimantation par rapport aux axes cristallographiques cubiques  $[100]$ ,  $[010]$  et  $[001]$  respectivement. On va considérer pour la suite que l'on se trouve dans l'approximation macrospin, c'est-à-dire que l'aimantation  $\mathbf{M} = M_s \mathbf{m}$  est supposée uniforme dans l'échantillon. Tandis que la direction de l'aimantation est contrôlée par  $F$ , son module  $M_s$  est supposé constant. On paramétrise  $\mathbf{m}$  par les angles  $\phi$  et  $\Psi$ , mesurés à partir des axes  $[1\bar{1}0]$  et  $[001]$  respectivement (voir figure 1.8). Avec ces définitions, les cosinus directeurs s'écrivent alors :

$$m_x = \cos\left(\phi - \frac{\pi}{4}\right) \sin(\Psi), \quad (1.22)$$

$$m_y = \sin\left(\phi - \frac{\pi}{4}\right) \sin(\Psi), \quad (1.23)$$

$$m_z = \cos(\Psi). \quad (1.24)$$

Commençons par la composante de symétrie cubique qui doit être invariante par permutation des indices  $x$ ,  $y$  et  $z$  et ne contenir que des termes de puissance paire. Le terme le plus simple satisfaisant ces conditions est égal à 1 :  $m_x^2 + m_y^2 + m_z^2 = 1$ . En élevant au carré cette égalité, on obtient le terme cubique du premier ordre.

$$(m_x^2 + m_y^2 + m_z^2)^2 = 1 = 2(m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2) + m_x^4 + m_y^4 + m_z^4. \quad (1.25)$$

Il vient alors deux termes qui sont mutuellement dépendants et il suffit donc de n'en choisir qu'un seul des deux. On peut alors écrire, en se limitant au premier ordre, la densité volumique d'énergie magnétocristalline  $F_c$  sous la forme générale :

$$F_c = K_c (m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2), \quad (1.26)$$

avec  $K_c$ , le coefficient d'anisotropie cubique. Selon le signe de  $K_c$ , les axes faciles d'aimantation, c'est-à-dire les minima locaux de la densité d'énergie libre, sont orientés suivant les axes cristallographiques cubiques ( $K_c > 0$ ) ou alors selon les diagonales ( $K_c < 0$ ). On introduit aussi le champ d'anisotropie cubique  $H_c$  qui est plus souvent utilisé dans la littérature que les coefficients énergétiques, ce qui va faciliter la comparaison avec les études déjà

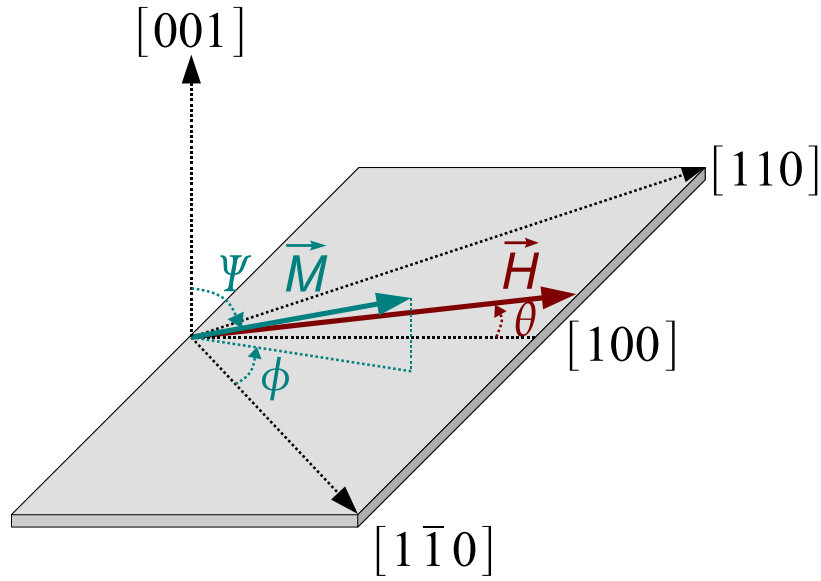


FIGURE 1.8 – Système de coordonnées utilisé pour décrire l'orientation de l'aimantation  $\mathbf{M}$  et du champ magnétique extérieur  $\mathbf{H}$ .

existantes. La relation entre champ d'anisotropie  $H_c$  et coefficient d'anisotropie  $K_c$  s'écrit :  $H_c = 2K_c/\mu_0 M_s$ .

Le terme correspondant à l'anisotropie uniaxiale selon le vecteur unité  $\mathbf{u}$  s'écrit de manière générale comme la somme des puissances paires du produit scalaire  $\mathbf{M}\cdot\mathbf{u}$ . Dans le cas de l'anisotropie uniaxiale suivant  $[1\bar{1}0]$  et en se bornant au premier ordre, la densité volumique d'énergie  $F_u$  s'écrit :

$$F_u = \frac{K_u}{2} (m_x - m_y)^2, \quad (1.27)$$

avec  $K_u$ , le coefficient d'anisotropie uniaxiale. De même, on définit le champ d'anisotropie uniaxiale  $H_k = 2K_u/\mu_0 M_s$ , qui favorise un alignement de l'aimantation suivant  $[1\bar{1}0]$  pour  $H_k < 0$ . La densité volumique d'énergie libre totale  $F$  s'obtient en sommant les contributions de l'énergie Zeeman, de l'anisotropie de forme  $F_D$ , de l'anisotropie magnéto-cristalline  $F_c$  et de l'anisotropie uniaxiale  $F_u$  :

$$F = -\mu_0 H M_s (m_x \cos \theta + m_y \sin \theta) + \frac{\mu_0 M_s^2}{2} m_z^2 + K_c (m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2) + \frac{K_u}{2} (m_x - m_y)^2, \quad (1.28)$$

où  $\theta$  est l'angle entre le champ magnétique planaire  $H$  et l'axe  $[100]$ . On peut réécrire l'équation 1.28 en faisant intervenir explicitement les angles plutôt que les cosinus directeurs et en normalisant par  $\mu_0 M_s^2$ . On obtient ainsi la densité d'énergie libre adimensionnelle  $f = F/\mu_0 M_s^2$  suivante :



$$f = -h \sin \Psi \cos(\phi - \frac{\pi}{4} - \theta) + \frac{1}{2} \cos^2 \Psi + \frac{h_c}{8} [\cos^2(2\phi) \sin^4 \Psi + \sin^2(2\Psi)] + \frac{h_k}{2} \sin^2 \Psi \cos^2 \phi, \quad (1.29)$$

avec  $h_c = H_c/M_s = 2K_c/\mu_0 M_s^2$ ,  $h_k = H_k/M_s = 2K_u/\mu_0 M_s^2$  et  $h = H/M_s$ . En cherchant les minima locaux de la densité d'énergie libre, on pourra obtenir les propriétés quasi-statiques du système, c'est-à-dire la position de l'aimantation à l'équilibre  $\mathbf{M}_{eq}$  pour chaque direction et amplitude du champ statique appliqué  $\mathbf{H}$ . Dans le domaine dynamique, la fréquence de précession de l'aimantation pour chacune de ces positions d'équilibre sera déterminée en fonction des constantes  $H_c$  et  $H_k$ .

### 1.6.5 Valeurs des constantes d'anisotropies

Dans de nombreux échantillons [Zemen 2009], il apparaît, à basse température, que l'anisotropie cubique favorise l'alignement de l'aimantation suivant les axes [100] et [010], ce qui signifie que  $K_c$  est positif. Néanmoins, pour certains échantillons [Owen 2009], les axes faciles d'aimantation sont orientés suivant les directions diagonales. Des calculs en modèle de Zener [Zemen 2009] confirment ces résultats expérimentaux. La figure 1.9 représente l'angle de la direction facile par rapport à  $[1\bar{1}0]$  (noté  $\Psi$  dans la figure mais qui correspond à  $\phi$  dans ma notation) dans le plan des paramètres  $\{x, p\}$ . Les zones rouges se réfèrent à une anisotropie selon les axes [100] et [010] ( $K_c > 0$ ). Au contraire, les zones noires correspondent à  $\Psi = 0$ , c'est-à-dire une anisotropie cubique dirigée suivant les diagonales ( $K_c < 0$ ). Ces calculs justifient bien l'existence de paramètres  $\{x, p\}$  qui permettent d'expliquer l'anisotropie cubique suivant  $[1\bar{1}0]$  et  $[110]$ . Les échantillons utilisés dans cette thèse sont en tous points identiques à ceux reportés dans la référence [Owen 2009]. Je vais donc considérer, pour la suite, les valeurs des constantes d'anisotropie qui y sont déterminées, c'est-à-dire celles de la table 1.1. A basse température, le système possède ainsi deux axes faciles orientés suivant les diagonales mais sont équivalents à cause de l'anisotropie uniaxiale suivant  $[1\bar{1}0]$ . Cette dernière direction est donc plus facile que l'axe  $[110]$ .

$\mu_0 M_s$ (mT)	$\mu_0 H_c$ (mT)	$\mu_0 H_k$ (mT)
30	-15	-(1 - 2)

TABLE 1.1 – Valeurs typiques des différents champs de mes couches de (Ga,Mn)As à 4 K.

## 1.7 Propriétés de transport et de magnéto-transport en couche mince

### 1.7.1 Comportement en température

L'évolution de la résistivité pour un échantillon de  $\text{Ga}_{0,97}\text{Mn}_{0,03}\text{As}$  de 5 nm d'épaisseur en fonction de la température et en champ nul est illustrée sur la figure 1.10. On observe un pic de la résistivité à l'approche de la température de Curie puis une hausse à très basse température. Une estimation grossière de la température de Curie peut être déduite de la dépendance en température de la résistivité. En effet on observe, pour un échantillon recuit,

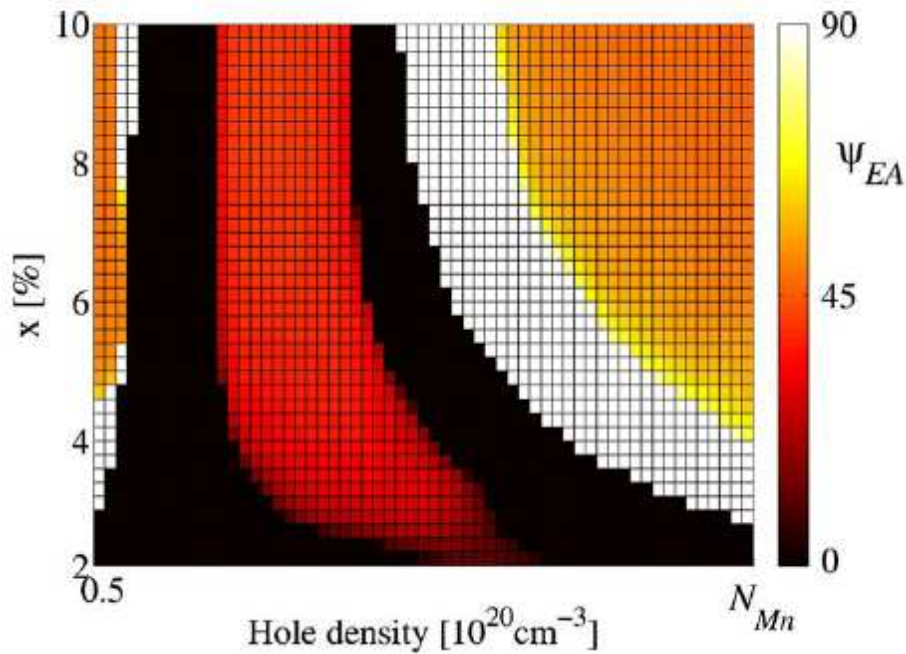


FIGURE 1.9 – Angle  $\Psi$  calculé de la direction facile par rapport à la direction  $[1\bar{1}0]$  en fonction de la densité de trous (jusqu'à une compensation électrique nulle) et de la concentration en impuretés magnétiques  $x$ . D'après [Zemen 2009].

un épaulement et, pour un échantillon non recuit, un pic plus prononcé proche de la transition ferromagnétique [Van Esch 1997, Matsukura 1998, Potashnik 2002] (voir aussi la figure 1.11).

Le comportement en température a été étudié par Novák *et al* [Novák 2008] pour une large gamme de dopages en manganèse et a été décrit en terme de diffusion des porteurs de charge par des fluctuations de spin. Une singularité dans la dérivée de la résistivité  $d\rho/dT$  a été mise en évidence à la température de Curie. La position de ce pic étroit correspond à la température de Curie déterminée par des mesures de magnétométrie (voir figure 1.11). La dépendance en température du côté ferromagnétique peut être expliquée par une diffusion des porteurs de charge par des fluctuations non cohérentes de spin. La singularité de  $d\rho/dT$  du côté paramagnétique peut, quant à elle, être interprétée par des fluctuations cohérentes de spin à courte portée. Dans la figure 1.10, la température de Curie est donc estimée à 40 K.

L'influence du temps de recuit sur la température de Curie  $T_c$  et la résistivité est illustrée en figure 1.11. On observe une augmentation de la  $T_c$  et une diminution de la résistivité au fur et à mesure de l'augmentation du temps de recuit. Cet effet est lié à la diffusion vers la surface des atomes de manganèse en position interstitielle, ce qui induit par conséquent une augmentation de la concentration en porteurs de charge [Edmonds 2002].

### 1.7.2 Magnéto-résistance anisotrope

Dans ce paragraphe, je vais me focaliser sur la magnéto-résistance anisotrope (AMR) qui est la propriété analogue dans le transport de l'anisotropie magnéto-cristalline. L'AMR tire son origine du couplage spin-orbite et se caractérise par une dépendance de la résistance

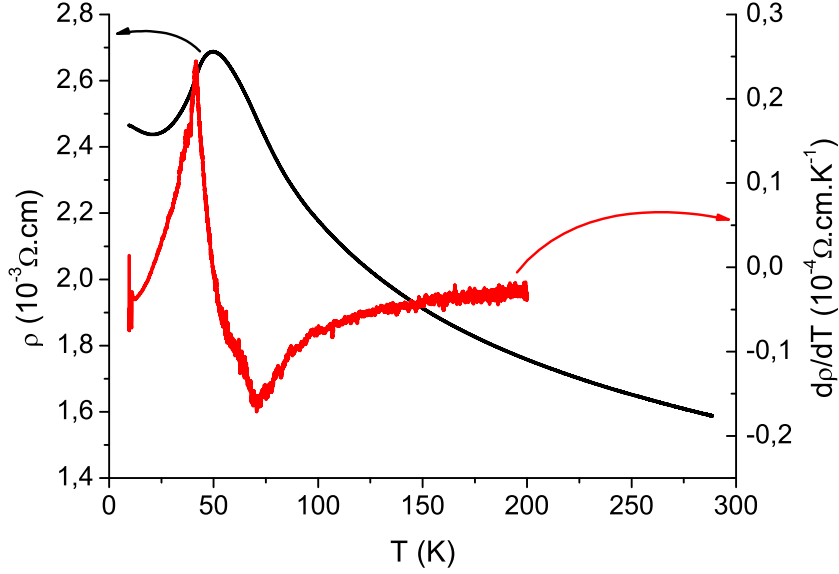


FIGURE 1.10 – Mesure de la résistivité en fonction de la température (courbe noire) pour une couche de  $\text{Ga}_{0,97}\text{Mn}_{0,03}\text{As}$  de 5 nm d'épaisseur non recuite. La température de Curie est estimée à environ 40 K d'après la singularité de la dérivée de la résistivité  $d\rho/dT$  (courbe rouge).

électrique lorsque l'on change l'angle entre l'aimantation et le courant électrique. Cet effet, découvert dans les métaux ferromagnétiques conventionnels il y a 150 ans [Thomson 1856], peut être considéré comme la première fonctionnalité de l'électronique de spin mise en œuvre dans un dispositif microélectronique. Les capteurs magnétiques à base de technologie AMR ont fait leur apparition dans les têtes de lecture des disques durs au début des années 1990 et ont supplanté la technologie inductive. Mais avec la découverte de la magnétorésistance géante (GMR), ils furent remplacés par la technologie vanne de spin en 1997.

Les couches épitaxiées de (Ga,Mn)As avec une brisure de la symétrie cubique induite par le substrat sont caractérisées par deux coefficients d'AMR :

$$AMR_{\parallel} = \frac{\rho_{xx}(\mathbf{M} \parallel \mathbf{x}) - \rho_{xx}(\mathbf{M} \parallel \mathbf{y})}{\rho_{xx}(\mathbf{M} \parallel \mathbf{y})} \quad (1.30)$$

$$AMR_{\perp} = \frac{\rho_{xx}(\mathbf{M} \parallel \mathbf{x}) - \rho_{xx}(\mathbf{M} \parallel \mathbf{z})}{\rho_{xx}(\mathbf{M} \parallel \mathbf{z})}, \quad (1.31)$$

avec  $\mathbf{z}$  l'axe de croissance et  $\mathbf{x}$  la direction du courant électrique. Expérimentalement, les deux coefficients sont négatifs et  $|AMR_{\parallel}| < |AMR_{\perp}|$  [Matsukura 2004]. De plus, le signe et l'ordre de grandeur de ces coefficients sont en accord avec des calculs théoriques en modèle de Zener [Jungwirth 2002, Jungwirth 2003]. La figure 1.12 présente des résultats de magnétorésistance pour une couche de 7 nm de  $\text{Ga}_{0,97}\text{Mn}_{0,03}\text{As}$ . L'état de haute résistance correspond à la configuration  $\mathbf{H} \perp \text{plan}$  ( $\mathbf{M} \parallel \mathbf{z}$ ) et la valeur de  $|AMR_{\perp}|$  atteint 6%. Le champ nécessaire pour sortir l'aimantation hors du plan approche les 250 mT, justifiant ainsi la

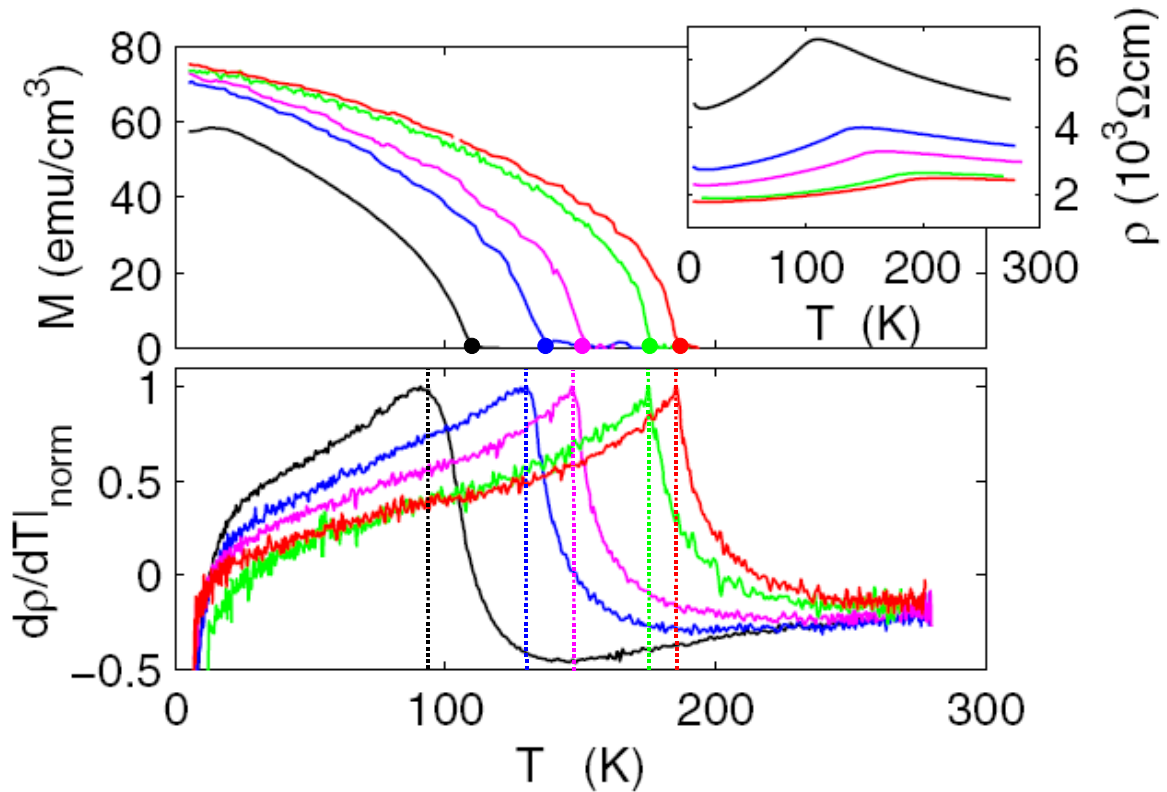


FIGURE 1.11 – Influence du temps de recuit sur la température de Curie. Le panel du haut montre les courbes de magnétométrie pour un échantillon de  $\text{Ga}_{0,875}\text{Mn}_{0,125}\text{As}$  non recuit, recuit 10, 40, et 120 minutes, et 14 heures à  $160^\circ\text{C}$  à l'air (de gauche à droite). En insert, les courbes de résistivité versus température. Le panel du bas présente les courbes de  $dp/dTl$ . D'après [Novák 2008].

faible valeur du champ démagnétisant (voir §1.6.1). Enfin, on observe une magnétorésistance isotrope négative à champ fort dans les deux configurations : la résistance diminue lorsque le champ magnétique augmente (la magnétorésistance positive observée à champ faible dans la configuration  $\mathbf{H} \perp \text{plan}$  est liée à la rotation de l'aimantation de sa position initiale dans le plan vers une direction hors du plan). Il existe plusieurs hypothèses quant à l'origine de cet effet. Des mesures de magnétorésistance sur une large gamme de champs magnétiques [Goennenwein 2005] apportent des preuves en faveur d'un modèle de diffusion dépendant du spin par des impuretés magnétiques [Nagaev 1998]. D'autres mécanismes de transport penchent plutôt en faveur d'une localisation faible des porteurs de charge [Kramer 1993], du fait de la relativement grande valeur de la longueur de cohérence de phase  $L_\Phi \sim 100 \text{ nm}$  (à très basse température) dans  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$  [Wagner 2006].

L'AMR planaire peut être modélisée de manière phénoménologique en étendant le modèle de Döring *et al.* [Döring 1938] à des systèmes d'anisotropie magnétique cubique suivant les axes  $[100]$  et  $[010]$  plus uniaxiale suivant  $[110]$ . On écrit alors l'AMR comme la somme de plusieurs termes autorisés par la symétrie [Rushforth 2007] :

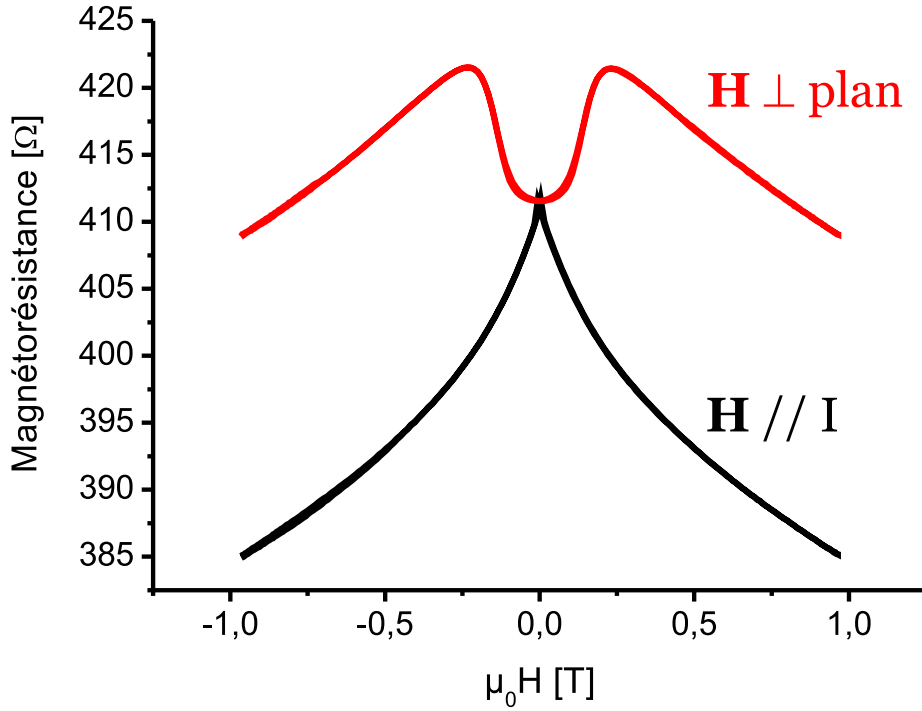


FIGURE 1.12 – Magnétorésistance d’une couche de 7 nm de  $\text{Ga}_{0,97}\text{Mn}_{0,03}\text{As}$  avec le courant électrique orienté suivant  $[1\bar{1}0]$  pour deux configurations de champ magnétique  $\mathbf{H}$  : hors du plan ( $\mathbf{H} \perp \text{plan}$ ) et dans le plan ( $\mathbf{H} // I$ ).

$$\frac{\rho_{xx} - \rho_{av}}{\rho_{av}} = C_I \cos 2\varphi + C_U \cos 2\phi + C_C \cos 4\phi + C_{I,C} \cos (4\phi - 2\varphi) \quad (1.32)$$

$$\frac{\rho_{xy} - \rho_{av}}{\rho_{av}} = C_I \cos 2\varphi + C_{I,C} \sin (4\phi - 2\varphi), \quad (1.33)$$

avec  $\rho_{av}$  la moyenne angulaire de  $\rho_{xx}$ ,  $\varphi$  l’angle entre  $\mathbf{M}$  et le courant  $I$  et  $\phi$  l’angle entre  $\mathbf{M}$  et la direction cristalline  $[1\bar{1}0]$ . Les coefficients  $C_I$ ,  $C_U$ ,  $C_C$  et  $C_{I,C}$  représentent respectivement la contribution non-cristalline, uniaxiale, cubique et un terme croisé non-cristallin/cristallin. De manière générale, l’AMR est composée de termes non-cristallin liés à une direction spécifique du courant et de termes cristallins provenant de la symétrie du cristal. Ce modèle est en tous points identique à celui présenté par Limmer *et al.* [Limmer 2008] qui dérivent les composantes du tenseur de résistivité à partir d’un développement en série des cosinus directeurs de l’aimantation.

## 1.8 Dynamique de l’aimantation dans (Ga,Mn)As

Dans ce paragraphe, je vais introduire le modèle dynamique proposé par Landau et Lifshitz en 1935 pour décrire l’évolution temporelle de l’aimantation. A partir de cette équation, je vais dériver la fréquence de résonance ferromagnétique pour un système à anisotropie cubique plus uniaxiale.

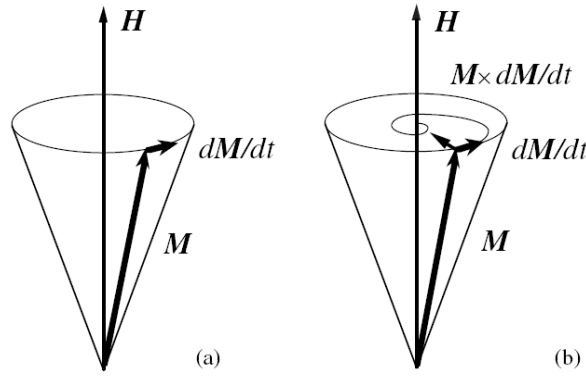


FIGURE 1.13 – Précession de l'aimantation sans amortissement (a) et avec amortissement (b). D'après [Miltat 2002]

### 1.8.1 Equation de Landau-Lifshitz-Gilbert

La dynamique de l'aimantation  $\mathbf{M}$  est gouvernée par l'équation du mouvement proposée par Landau et Lifshitz [Landau 1935], combinée avec un terme d'amortissement introduit par Gilbert [Gilbert 1955]. Cette équation est connue sous le nom d'équation Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) :

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma_0 \mathbf{H}_{eff} \times \mathbf{M} - \frac{\alpha}{M_s} \left( \frac{d\mathbf{M}}{dt} \times \mathbf{M} \right), \quad (1.34)$$

avec  $\gamma_0 = -\mu_0 \gamma = \mu_0 g |\mu_B| / \hbar$  le rapport gyromagnétique choisi positif. Pour la suite, en supposant  $g = 2$  [Liu 2005], on prendra  $\gamma_0 = 221 \text{ kHz} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{m}$ . Le champ effectif  $\mathbf{H}_{eff}$  est la somme du champ magnétique appliqué  $\mathbf{H}$ , du champ d'anisotropie et du champ démagnétisant  $\mathbf{H}_D$ . Il est défini comme le gradient de la densité d'énergie libre  $F$  par rapport à l'aimantation.

$$\mathbf{H}_{eff} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla_{\mathbf{M}} F \quad (1.35)$$

L'équation 1.34 nous indique que l'aimantation est soumise à un couple  $\mathbf{H}_{eff} \times \mathbf{M}$  qui induit une précession de  $\mathbf{M}$  autour du champ effectif. Le retour à l'équilibre est assuré par le terme d'amortissement caractérisé par la constante  $\alpha$  (voir figure 1.13). L'aimantation est alors alignée avec le champ effectif.

### 1.8.2 Calcul de la fréquence de résonance ferromagnétique

Il est possible de calculer la fréquence de résonance à partir de la densité d'énergie libre  $F$  en utilisant le formalisme développé par Smit et Beljers [Smit 1955]. Pour cela on se place dans l'approximation macrospin. Comme nous l'avons déjà vu, cela signifie qu'aucune variation spatiale de l'aimantation n'est autorisée. En utilisant le système de coordonnées défini en figure 1.8, il vient alors la fréquence de résonance  $\omega = 2\pi f$  :

$$\left( \frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = \frac{1 + \alpha^2}{M_s^2 \sin^2 \Psi_0} \left[ \frac{\partial^2 F}{\partial \phi^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \Psi^2} - \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \phi \partial \Psi} \right)^2 \right] \Bigg|_{\phi=\phi_0, \Psi=\Psi_0}. \quad (1.36)$$

Les dérivées partielles sont évaluées aux angles  $\phi_0$  et  $\Psi_0$  qui minimisent l'énergie libre. Cette expression très générale, appelée formule de Smit et Beljers, relie la fréquence de résonance à la courbure de la densité d'énergie à un des minima. A partir de l'équation 1.29 , on

peut obtenir une formule analytique de la fréquence de résonance d'une couche de (Ga,Mn)As de symétrie cubique plus uniaxiale. En négligeant l'amortissement et en prenant  $\Psi_0 = \pi/2$  (position d'équilibre dans le plan), il vient alors :

$$\left(\frac{\omega}{\gamma_0}\right)^2 = \left[ \left( H \cos\left(\phi_0 - \frac{\pi}{4} - \theta\right) - H_c \cos 4\phi_0 - H_k \cos 2\phi_0 \right) \right. \\ \left. \left( H \cos\left(\phi_0 - \frac{\pi}{4} - \theta\right) + M_s + \frac{H_c}{4} (3 - \cos 4\phi_0) - \frac{H_k}{2} (1 + \cos 2\phi_0) \right) \right]. \quad (1.37)$$

Dans (Ga,Mn)As, l'aimantation à saturation  $M_s$  est faible comparée aux métaux ferromagnétiques conventionnels et, comme annoncé précédemment, elle sera prise égale à  $\mu_0 M_s = 30$  mT pour la suite. L'analyse de la fréquence de résonance est donc rendue plus difficile car il n'est pas correct de négliger le champ d'anisotropie ou le champ appliqué devant  $M_s$ , comme il est usuel de faire avec les métaux. D'après le tableau 1.1 qui résume les valeurs typiques des champs pertinents de mes échantillons, il apparaît alors qu'aucune simplification n'est possible sauf l'omission de  $H_k$  devant les autres champs.

Dans le cas particulier où le champ magnétique est aligné avec une des deux directions faciles d'aimantation (directions diagonales cubiques) et en supposant que l'aimantation et le champ appliqué sont parallèles, l'équation 1.37 se simplifie en :

$$\left(\frac{\omega}{\gamma_0}\right)^2 = (H - H_c - H_k) \left( H + M_s + \frac{H_c}{2} - H_k \right) \quad \mathbf{H} \parallel [1\bar{1}0] \quad (\phi_0 = 0) \quad (1.38)$$

$$\left(\frac{\omega}{\gamma_0}\right)^2 = (H - H_c + H_k) \left( H + M_s + \frac{H_c}{2} \right) \quad \mathbf{H} \parallel [110] \quad (\phi_0 = \frac{\pi}{2}). \quad (1.39)$$

Pour les cas où le champ magnétique n'est pas appliqué suivant une direction de haute symétrie, on ne peut pas calculer analytiquement les positions d'équilibre de l'aimantation et par conséquent les fréquences de résonance. Ceci est dû à la brisure de symétrie entre les axes cubiques occasionnée par l'anisotropie uniaxiale. Il est par contre possible de résoudre numériquement le problème en cherchant le minimum global de la densité d'énergie libre pour chaque valeur de champ magnétique. La fréquence de résonance en fonction du champ appliqué suivant l'axe [100] est représentée en figure 1.14 pour plusieurs valeurs de champ d'anisotropie cubique  $h_c = H_c/M_s$ .

Pour le cas  $\mathbf{H} \parallel [100]$ , il apparaît qu'à champ nul la fréquence de résonance diminue lorsque le champ d'anisotropie cubique diminue en valeur absolue. C'est en fait une propriété plus générale qui découle du fait que la position angulaire de l'aimantation est donnée par le minimum global de l'énergie libre, c'est-à-dire  $\phi_0 = 0$ . En annulant  $H$  dans l'équation 1.37 et pour  $|H_c| \gg |H_k|$ , on obtient alors  $(\omega/\gamma_0)^2 \approx -H_c (M_s + H_c/2)$ . Cette fonction est décroissante en  $H_c$  pour  $|H_c| \leq M_s$ , expliquant ainsi le comportement observé.

A champ fort, l'aimantation et le champ magnétique sont alignés, c'est-à-dire  $\phi_0 \approx \theta + \pi/4$ . Il est alors possible de faire un développement limité en  $H_c/H$  de l'équation 1.37 en supposant encore que  $|H_c| \gg |H_k|$ , pour obtenir le comportement asymptotique (courbe en pointillés sur la figure 1.14). Il vient alors :

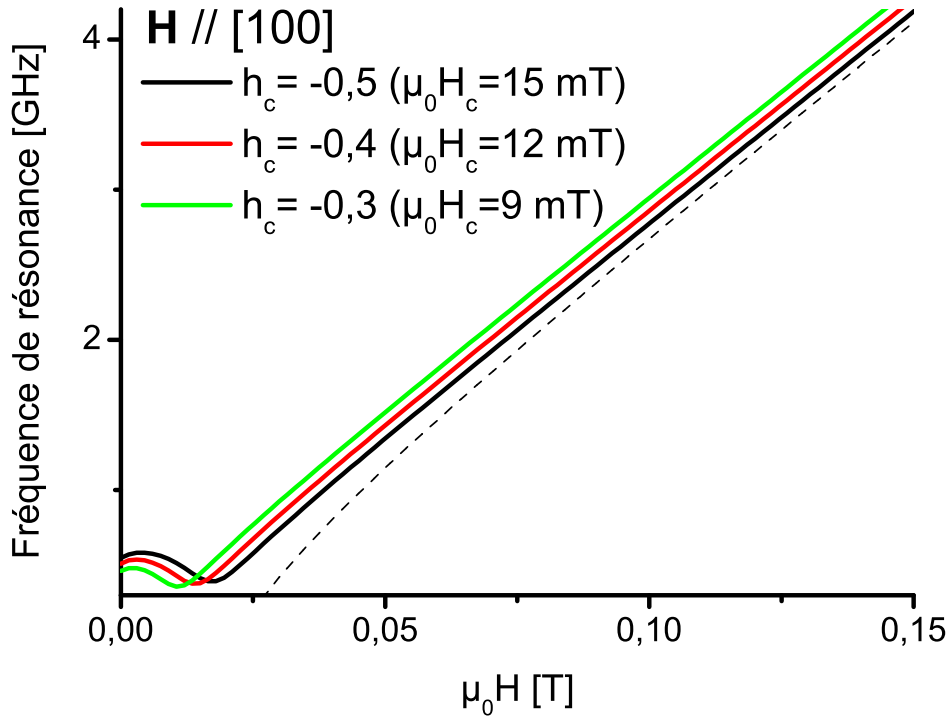


FIGURE 1.14 – Fréquence de résonance calculée en fonction du champ magnétique appliqué suivant l'axe [100] pour plusieurs valeurs de champ d'anisotropie cubique  $h_c$ . La courbe en pointillés correspond à la limite en champ fort pour  $h_c = -0,5$ .

$$\left(\frac{\omega}{\gamma_0}\right)^2 \approx H^2 \left(1 + \xi_c \left(\frac{3 + 5 \cos 4\theta}{4}\right) + \xi_s + \xi_c \xi_s \cos 4\theta\right), \quad (1.40)$$

$$\xi_c = \frac{H_c}{H}, \quad \xi_s = \frac{M_s}{H}.$$

La figure 1.15 représente la variation angulaire de la fréquence de résonance pour plusieurs valeurs de champ magnétique appliqué  $H$ . Les figures obtenues sont des « trèfles à quatre feuilles » légèrement plus allongés suivant la direction  $[1\bar{1}0]$  dont l'origine provient encore de la brisure de symétrie provoquée par l'anisotropie uniaxiale. La différence est plus marquée à champ faible, du fait de la faible valeur de  $H_k$ . A champ fort, l'anisotropie uniaxiale devient pratiquement négligeable.

La position angulaire du maximum de la fréquence de résonance correspond au cas où le champ magnétique appliqué  $H$  est colinéaire à l'aimantation à l'équilibre  $\mathbf{M}_{eq}$ , c'est-à-dire  $\theta = \phi_0 - \pi/4$ . On est ici dans le cas où le champ appliqué est toujours inférieur au champ de saturation, donc l'aimantation n'est jamais parallèle à  $H$  sauf pour  $\theta = \{\pi/4, 3\pi/4, 5\pi/4, 7\pi/4\}$ . Pour ces positions, on aura donc un maximum comme le montre la figure 1.15.



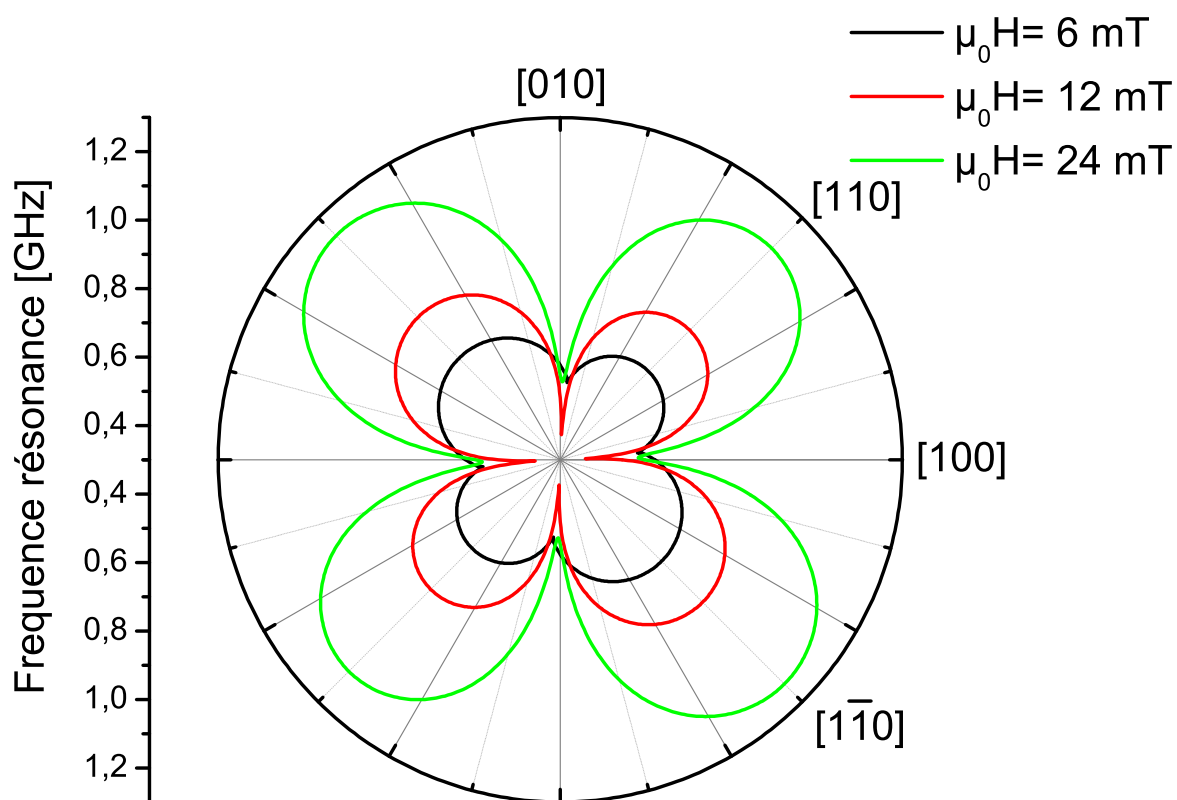


FIGURE 1.15 – Fréquence de résonance en fonction de l'orientation du champ magnétique appliqué pour  $h_c = -0,5$ .

# Etude théorique du retournement ultra-rapide de l'aimantation assisté par un champ électrique

## SOMMAIRE

2.1	CONTEXTE DE L'ÉTUDE ET MOTIVATIONS . . . . .	32
2.2	MODES DE RETOURNEMENT DE L'AIMANTATION . . . . .	35
2.2.1	Modèle de Stoner-Wolfarth . . . . .	35
2.2.2	Retournement par nucléation/propagation de parois de domaine . . . . .	37
2.2.3	Retournement précessionnel . . . . .	38
2.3	DESCRIPTION QUALITATIVE D'UNE STRATÉGIE DE RETOURNEMENT DE L'AIMANTATION	38
2.4	CALCUL DES CONDITIONS DE RETOURNEMENT . . . . .	40
2.4.1	Positions d'équilibre . . . . .	40
2.4.2	Conditions de retournement et point de vue énergétique . . . . .	42
2.4.3	Zones de retournement de l'aimantation et courbe critique de bascule . . . . .	43
2.5	FRÉQUENCE DE PRÉCESSION ET TEMPS DE RETOURNEMENT . . . . .	45
2.5.1	Calcul de la trajectoire de l'aimantation . . . . .	45
2.5.2	Temps de retournement . . . . .	46
2.5.3	Trajectoires balistiques de l'aimantation . . . . .	47
2.5.4	Divergence de la période de précession . . . . .	49
2.5.5	Influence de l'amortissement . . . . .	50
2.6	STABILITÉ THERMIQUE . . . . .	52
2.7	RETOURNEMENT QUASI-STATIQUE DE L'AIMANTATION . . . . .	54
2.8	COMPARAISON AVEC D'AUTRES SYSTÈMES . . . . .	55
2.9	CONCLUSIONS . . . . .	57

Dans ce chapitre, je vais présenter une étude théorique du retournement précessionnel de l'aimantation. Pour commencer, les motivations de ces travaux seront énoncées (§2.1) ainsi que les différents modes de retournement possibles de l'aimantation (§2.2). Ensuite, la stratégie de basculement ultra-rapide de l'aimantation assisté par un champ électrique sera exposée (§2.3) avec le calcul des conditions de retournement (§2.4), des fréquences de précession (§2.5) ainsi que l'examen de la stabilité thermique de l'aimantation (§2.6). Pour

terminer, je montrerai que ce modèle fonctionne aussi dans le domaine statique (§2.7) et je le comparerai avec d'autres systèmes (§2.8). La plupart des résultats présentés dans ce chapitre ont été publiés dans l'article : [Balestriere 2010].

## 2.1 Contexte de l'étude et motivations

La motivation de cette étude théorique est double. Il s'agit d'une part de manipuler la direction de l'aimantation en utilisant un champ électrique  $\mathbf{E}$ . Le contrôle des propriétés magnétiques de structures et nano-dispositifs à base de semi-conducteurs magnétiques dilués est apparu ces dernières années comme un défi aussi bien pour des raisons technologiques que fondamentales. En effet, le développement de dispositifs magnétiques non volatiles, de faible puissance, miniaturisables et qui ne requièrent pour leur opération ni courants électriques (forte puissance dissipée, transistors de taille importante), ni champs magnétiques locaux (problèmes de miniaturisation) est d'un intérêt technologique en vue d'applications telles que mémoires magnétiques ou circuits logiques. D'autre part la question de la vitesse à laquelle la direction de l'aimantation peut être modifiée est cruciale. L'objectif ultime est d'atteindre la gamme radiofréquence RF : depuis quelques centaines de MHz à quelques dizaines de GHz. Le basculement de l'aimantation dans des nano-dispositifs à base de métaux par des impulsions de champ magnétique a déjà été démontré [Devolder 2006], mais aucune étude de dynamique ne concerne encore les semi-conducteurs magnétiques dilués.

Le principe de cette dynamique de l'aimantation assistée par un champ électrique est basé sur l'exploitation de l'interaction spin-orbite qui permet, comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, d'influer sur l'anisotropie magnéto-cristalline et donc sur le champ effectif interne auquel est soumise l'aimantation dans un matériau ferromagnétique. L'utilisation de semi-conducteurs magnétiques dilués est justifiée par le fait que (Ga,Mn)As est un système modèle pour les objectifs énoncés plus haut à cause de son faible moment magnétique et de sa forte interaction spin-orbite. De plus, bien que (Ga,Mn)As ne soit pas un candidat potentiel pour des applications technologiques à cause de sa faible température de Curie, il peut constituer un banc d'essai pour l'étude du retournement de l'aimantation induit par un champ électrique. Le contrôle des propriétés magnétiques peut être obtenu de diverses manières dans (Ga,Mn)As. Comme discuté dans le chapitre 1, la structure anisotrope de la bande de valence, qui dépend aussi bien de la direction de l'aimantation que de la concentration en trous et des contraintes, est responsable de l'anisotropie magnéto-cristalline.

Le contrôle de l'aimantation par l'application d'un champ électrique a déjà été démontré expérimentalement dans les métaux comme par exemple dans une couche de CoFe couplée à matériau multiferroïque [Chu 2008], ou alors en utilisant un effet de magnétostriction dans un film de Ni [Weiler 2009]. Maruyama *et al.* [Maruyama 2009] ont montré qu'une forte tension pouvait modifier significativement l'anisotropie magnétique d'une jonction de Fe/MgO et Weisheit *et al.* [Weisheit 2007] ont utilisé un électrolyte pour contrôler l'anisotropie magnéto-cristalline de films de FePt et FePd.

En ce qui concerne les semi-conducteurs magnétiques dilués, le contrôle de la direction de l'aimantation est obtenu via la dépendance de l'anisotropie magnétique vis-à-vis de la concentration en porteurs de charge et de la contrainte. Chiba *et al.* [Chiba 2008] et Owen *et al.* [Owen 2009] présentent un transistor à effet de champ à base de (Ga,Mn)As, où l'accumulation et la déplétion des porteurs de charge dans le canal sont assurées par l'application

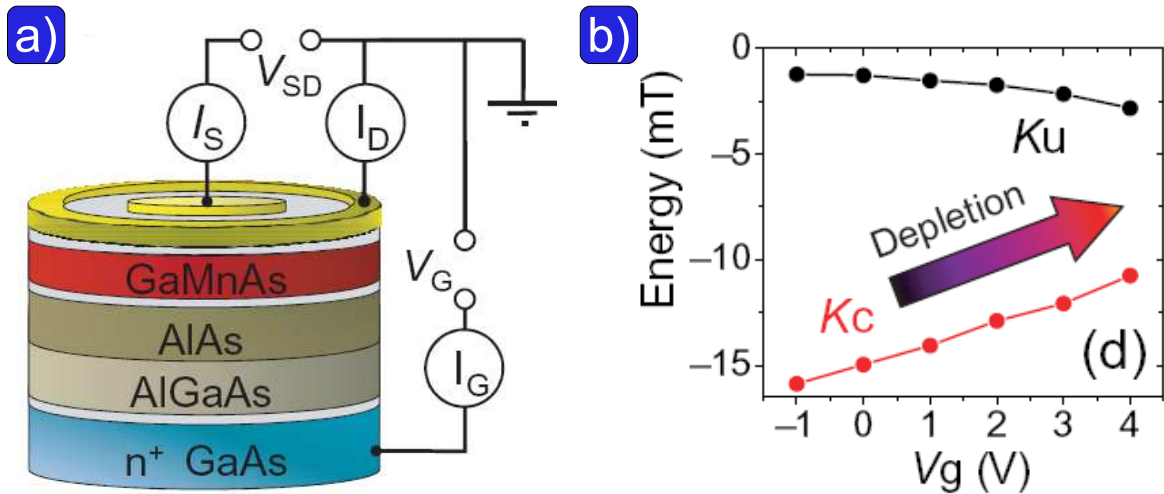


FIGURE 2.1 – (a) Schéma de la jonction p-n. La tension de grille  $V_G$  est appliquée entre la couche de  $n^+$  GaAs et la couche ferromagnétique. (b) Variation des constantes d'anisotropies magnétiques uniaxiale ( $K_u$ ) et cubique ( $K_c$ ) lorsque la densité de trous diminue (déplétion). D'après [Owen 2009].

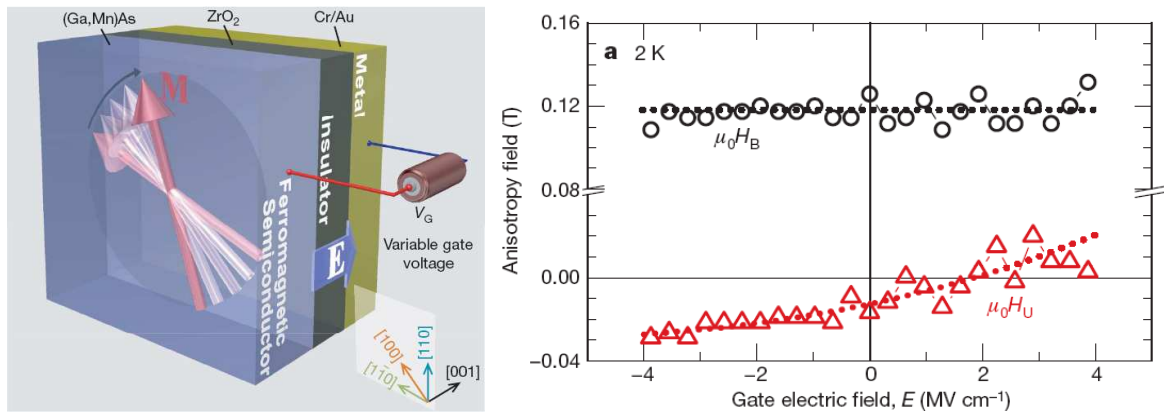


FIGURE 2.2 – A gauche : structure du transistor à effet de champ qui comprend un contact métallique (Cr/Au), une couche d'isolant  $ZrO_2$  et une couche de 4 nm de  $Ga_{0.9}Mn_{0.1}As$ . A droite : Champ d'anisotropie cubique ( $\mu_0 H_B$ ) et champ d'anisotropie uniaxiale ( $\mu_0 H_U$ ) en fonction du champ électrique appliqué à 2 K. D'après [Chiba 2008].

d'une tension de grille, induisant par conséquent une modification de l'anisotropie magnétique planaire. Néanmoins, les deux études arrivent à des conclusions différentes au sujet de la variation de l'anisotropie magnétique. Dans la référence [Owen 2009], les auteurs utilisent une structure de type jonction p-n (voir figure 2.1(a)) dans laquelle la couche de (Ga,Mn)As a une épaisseur de 5 nm avec un dopage en impuretés magnétiques  $x = 2,5\%$  et une densité de trous  $p \sim 1 \cdot 10^{19} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . Le champ d'anisotropie cubique  $H_c$  est négatif et il diminue en valeur absolue avec la déplétion (voir figure 2.1(b)). Des simulations numériques à partir du modèle de Zener présenté au chapitre 1 [Zemen 2009] valident la valeur de  $H_c$ , son signe ainsi que sa variation avec la densité de porteurs de charge. Concernant le champ d'anisotropie

uniaxiale  $H_k$ , expérience et théorie s'accordent sur le fait qu'il est pratiquement indépendant de la densité de trous pour ces valeurs de  $p$  et de dopage en atomes de manganèse. Il faut toutefois noter qu'il n'existe pas de méthode théorique claire pour décrire  $H_k$  du fait de son origine inconnue. On le modélise alors par une contrainte de cisaillement. Au contraire, les auteurs de [Chiba 2008] montrent que seule la valeur de  $H_k$  varie et change de signe alors que la constante d'anisotropie cubique reste constante (voir figure 2.2). Une des raisons de ce désaccord expérimental provient de la grande différence de dopage entre les deux films. Pour un dopage fort, les constantes théoriques d'anisotropies uniaxiale et cubique deviennent plus sensibles à la variation de la densité de trous expliquant ainsi partiellement les observations expérimentales de Chiba *et al.* Une autre raison possible de la divergence entre théorie et expérience est donnée par les mêmes auteurs dans un article paru récemment [Nishitani 2010]. Ils interprètent la dépendance de la température de Curie vis-à-vis de la densité de trous avec un modèle de Zener modifié dans lequel ils prennent en compte une non-uniformité de la distribution des porteurs de charge dans la couche de (Ga,Mn)As induite par une tension de grille. Ils démontrent que les trous sont déplétés sur une épaisseur de seulement  $\sim 1$  nm proche de la grille, alors que le modèle de Zener *et al.* décrit le comportement de couche uniforme de (Ga,Mn)As. Pour finir, il faut noter que dans cette expérience, il n'est pas possible d'exclure des effets magnéto-élastiques lorsqu'un relativement fort champ électrique ( $E \sim 1$  MV.cm $^{-1}$ ) est appliqué à une couche ultra-mince car GaAs est lui-même un matériau piézo-électrique.

Dans une approche différente, un contrôle non volatile du ferromagnétisme a été démontré pour une structure composée d'une couche mince de (Ga,Mn)As dont les propriétés magnétiques sont modulées par une couche ferroélectrique [Stolichnov 2008]. L'état de polarisation du matériau ferroélectrique induit une accumulation ou une déplétion des trous dans la couche de (Ga,Mn)As sous-jacente, provoquant une modification de la température de Curie  $T_c$  de quelques Kelvins. A noter aussi qu'une étude similaire démontre une réduction de la  $T_c$  de plus de 20 K [Sawicki 2010] par l'application d'une faible tension de grille.

Les propriétés magnétiques de (Ga,Mn)As peuvent aussi être contrôlées via des effets magnéto-élastiques. En particulier, la contrainte induite par le désaccord de maille entre le substrat et la couche de (Ga,Mn)As produit un effet important sur l'orientation de l'axe facile. Pour une couche en compression, l'axe facile se trouve dans le plan alors qu'un substrat de GaInAs produit une contrainte en tension, entraînant une anisotropie perpendiculaire au plan. Dans des structures hybrides (Ga,Mn)As/piezo-transducteur, il a été démontré un contrôle de la direction de l'axe facile d'aimantation [Overby 2008, Rushforth 2008, Goennenwein 2008]. Dans la dernière référence, l'application d'un champ électrique aux bornes de l'actuateur piézoélectrique permet de faire tourner de manière continue et réversible la direction de l'aimantation d'un angle de 70° environ. Tous ces résultats de manipulation de l'aimantation induit par des contraintes concernent le régime quasi-statique.

Enfin dans le régime dynamique, on peut citer les travaux concernant des dispositifs utilisant des ondes acoustiques de surface agissant sur des couches de (Ga,Mn)As. L'interaction d'ondes acoustiques avec des excitations magnétiques dans des matériaux ferromagnétiques a été étudiée aussi bien expérimentalement que théoriquement [Hanna 1988, Chumak 2010]. La principale interaction résulte du couplage entre phonons et magnons via la modulation de l'interaction d'échange induite par les contraintes. Néanmoins, aucune étude expérimentale n'a pour l'instant été faite dans (Ga,Mn)As.

## 2.2 Modes de retournement de l'aimantation

Dans cette partie, je vais m'intéresser aux modes de retournement de l'aimantation induit par une variation du champ effectif interne. Ce champ effectif peut être modifié par l'application d'un champ magnétique ou par un changement d'anisotropie magnétique via un champ électrique. Différents mécanismes vont intervenir en fonction de la taille de l'échantillon, du type de champ d'excitation (statique ou impulsif) et de son orientation par rapport aux axes d'anisotropies.

### 2.2.1 Modèle de Stoner-Wolfarth

Pour retourner l'aimantation, la stratégie habituelle consiste à appliquer un champ magnétique  $\mathbf{H}$  dans la direction opposée à l'aimantation  $\mathbf{M}$ . Or, dans cette configuration antiparallèle, aucun couple n'est généré et le retournement de l'aimantation est alors thermiquement activé. La vitesse de basculement, qui nous intéresse ici, sera limitée par les fluctuations thermiques et dans ce cas la dynamique de l'aimantation sera très lente. Une stratégie plus efficace de retournement de l'aimantation consiste à faire un compromis entre le couple  $\mathbf{H} \times \mathbf{M}$  généré et le coût énergétique  $-\mu_0 \mathbf{H} \cdot \mathbf{M}$ . Stoner et Wolfarth [Stoner 1948] sont les premiers à avoir proposé un modèle basé sur la minimisation énergétique et ont calculé la valeur du champ de retournement  $H_r$  en fonction de l'angle entre  $\mathbf{H}$  et  $\mathbf{M}$ . On obtient alors le fameux astroïde quasi-statique qui donne la dépendance angulaire de  $H_r$ . Ce modèle considère l'échantillon comme un macrospin (pas de variation spatiale de l'aimantation) à température nulle et suppose que le retournement de l'aimantation s'effectue via une rotation cohérente. Il s'applique donc seulement aux nanostructures de petites tailles car il est énergétiquement défavorable de former des domaines.

De nombreux éléments de base du processus de retournement de l'aimantation peuvent être compris en regardant les minima énergétiques dans le plan  $\{H_x, H_y\}$ . Pour des champs magnétiques appliqués plus petits qu'une valeur critique, il existe deux minima énergétiques pour l'aimantation, qui peuvent être stables ou métastables. Pour des champs magnétiques appliqués plus grands qu'une valeur critique, le paysage énergétique ne sera alors composé que d'un seul minimum. L'astroïde de Stoner-Wolfarth est la courbe séparant les régions avec un seul minimum et celles avec deux minima, définissant ainsi le champ de retournement  $H_r$ . Calculons  $H_r$  dans le cas d'une couche de (Ga,Mn)As c'est-à-dire en considérant la densité d'énergie libre donnée par l'équation 1.29. Le champ de retournement est défini comme le champ magnétique qu'il faut appliquer pour qu'un des minima énergétiques disparaisse. Il faut résoudre le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial f}{\partial \phi} = 0 \\ \frac{\partial^2 f}{\partial \phi^2} = 0 \end{cases} \quad (2.1)$$

En notant  $H_x^r$  et  $H_y^r$  les composantes suivant  $\mathbf{x}$  et  $\mathbf{y}$  de  $H_r$  et en résolvant le système d'équations 2.1, il vient :

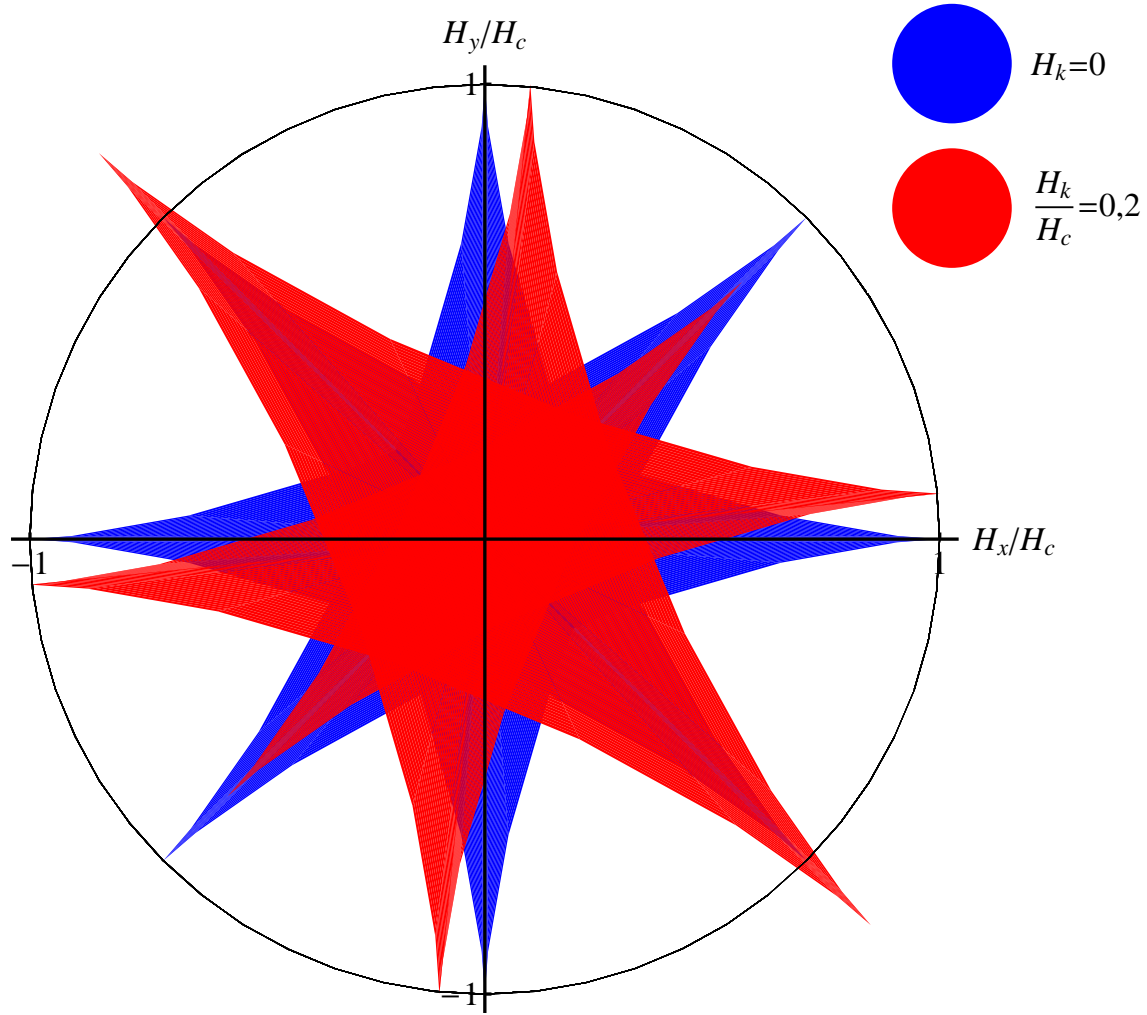


FIGURE 2.3 – Astroïdes quasi-statiques de Stoner-Wolfarth pour un système cubique avec (courbe rouge) et sans (courbe bleue) anisotropie uniaxiale supplémentaire.

$$\frac{H_x^r}{H_c} = \frac{1}{4} \sin(4\phi) \sin\left(\phi - \frac{\pi}{4}\right) + \cos(4\phi) \cos\left(\phi - \frac{\pi}{4}\right) \quad (2.2)$$

$$+ \frac{H_k}{H_c} \left[ \frac{1}{2} \sin(2\phi) \sin\left(\phi - \frac{\pi}{4}\right) + \cos(2\phi) \cos\left(\phi - \frac{\pi}{4}\right) \right]$$

$$\frac{H_y^r}{H_c} = -\frac{1}{4} \sin(4\phi) \cos\left(\phi - \frac{\pi}{4}\right) + \cos(4\phi) \sin\left(\phi - \frac{\pi}{4}\right) \quad (2.3)$$

$$+ \frac{H_k}{H_c} \left[ -\frac{1}{2} \sin(2\phi) \cos\left(\phi - \frac{\pi}{4}\right) + \cos(2\phi) \sin\left(\phi - \frac{\pi}{4}\right) \right]$$

Deux astroïdes sont représentées en figure 2.3 pour deux cas distincts : une symétrie cubique uniquement (courbe bleue) et une anisotropie cubique plus uniaxiale (courbe rouge). Dans le cas le plus simple d'un système biaxial, l'astroïde reflète la symétrie cubique sous-jacente et le champ de retournement est égal à  $H_c$  pour un champ magnétique appliqué

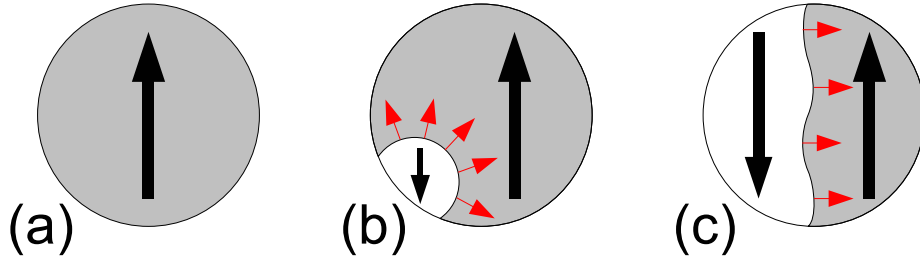


FIGURE 2.4 – Processus de retournement de l'aimantation, à partir de la couche saturée (a), par nucléation de domaines (b) et propagation de la paroi (c).

aussi bien suivant un axe facile que suivant un axe difficile. Pour le cas plus compliqué d'une anisotropie cubique plus uniaxiale (correspondant au cas de (Ga,Mn)As et dont les axes faciles ont été définis au §1.6.5), l'astroïde est déformée par la présence de la composante uniaxiale et est étirée selon la direction  $[1\bar{1}0]$ . Suivant l'axe le plus facile (c'est-à-dire  $[1\bar{1}0]$ ), le champ de retournement est augmenté d'une valeur correspondant à  $H_k$  alors que suivant l'autre axe facile (c'est-à-dire  $[110]$ ), le champ de retournement est diminué d'une valeur  $H_k$ . En ce qui concerne les axes difficiles, il existe des directions différentes de  $[100]$  et  $[010]$  pour lesquelles on a  $H_r = H_c$ . Ces directions correspondent aux « nouveaux » axes difficiles et forment un « ciseau » se refermant sur l'axe  $[110]$  au fur et à mesure que l'on augmente l'anisotropie uniaxiale.

Le concept d'astroïde a notamment été utilisé dans la première génération de mémoires MRAM (Magnetic Random Access Memory) où le retournement d'une cellule mémoire est obtenu par la combinaison de deux impulsions de champs magnétiques ( $H_x, H_y$ ) générés par deux lignes perpendiculaires. Toutefois, ce modèle parfait ne décrit ni le chemin de retournement ni l'évolution temporelle de l'aimantation et il n'est valable que pour des nanostructures de petite taille. Pour des structures plus grandes, le retournement se fait par des modes de rotation non uniformes.

### 2.2.2 Retournement par nucléation/propagation de parois de domaine

Pour des échantillons de taille plus grande, le retournement de l'aimantation s'effectue par nucléation et/ou propagation de parois de domaines. En effet, comme les couches magnétiques comportent toujours un certain nombre de défauts (impuretés, inhomogénéités, dislocations), l'application d'un champ magnétique induit alors un retournement de l'aimantation localisé uniquement autour de ces défauts, appelés centres de nucléation. Inévitablement, des parois prennent naissance entre ces centres, où l'aimantation se retourne, et le reste de la couche. Le processus de nucléation de parois de domaines est caractérisé par un champ de nucléation  $H_n$ . Une fois ces domaines nucléés, ils sont susceptibles de s'étendre, poussés par le champ, au sein de la couche magnétique par propagation de parois de domaines (voir figure 2.4). Ce processus de propagation est caractérisé par un champ de propagation  $H_p$ . Le champ de retournement  $H_r$  est défini par les valeurs respectives de  $H_p$  et  $H_n$ . Si  $H_n < H_p$ , le processus de propagation est le plus coûteux en énergie et alors le champ de retournement  $H_r$  est égal à  $H_p$ . Par contre si  $H_n > H_p$ , c'est la nucléation qui coûte le plus d'énergie et on a  $H_r = H_n$ . Notons toutefois que dans les systèmes réels, il est difficile de dissocier les phénomènes de nucléation et de



propagation de par le chevauchement des distributions de leur énergie d'activation.

### 2.2.3 Retournement précessionnel

Nous avons vu précédemment que l'astroïde de Stoner-Wolfarth permettait de connaître la dépendance angulaire du champ de retournement mais celui-ci ne constitue pas nécessairement le plus petit champ possible pour un système macrospin à  $T = 0$  K. En effet dans le modèle développé par Stoner et Wolfarth, le champ magnétique est balayé suffisamment lentement pour que la dissipation d'énergie soit toujours assez rapide pour stabiliser l'aimantation à tout instant dans son minimum énergétique le plus proche. D'après l'équation LLG 1.34, le premier terme décrit le couple généré par le champ magnétique effectif  $\mathbf{H}_{eff}$  sur l'aimantation  $\mathbf{M}$ . Dans le cas où le champ magnétique est balayé lentement, le système maintient un couple nul, en dissipant sans interruption l'énergie excédentaire pour rester dans l'état d'équilibre local le plus proche. Cette dissipation d'énergie est bien sûr de l'énergie perdue. Néanmoins, si le champ magnétique est balayé suffisamment rapidement, c'est-à-dire plus rapidement que le temps typique de relaxation de l'aimantation,  $\mathbf{M}$  subit alors l'effet du couple  $\mathbf{H}_{eff} \times \mathbf{M}$  et n'évolue plus sur une trajectoire de minimisation de l'énergie. Le mouvement de l'aimantation est donc principalement déterminé par ce couple de précession et dans une moindre mesure par la dissipation de l'énergie. Bien évidemment, les champs de retournement associés et les trajectoires de retournement sont différents du scénario classique de Stoner-Wolfarth : l'aimantation sort du plan de l'échantillon et sa trajectoire ne suit plus le chemin le plus direct de minimisation de l'énergie. Ce mode de renversement de l'aimantation est appelé **retournement précessionnel** et tire avantage de la haute fréquence associée au phénomène de précession magnétique. Dans un scénario de retournement précessionnel de l'aimantation, une impulsion de champ magnétique appliquée perpendiculairement à l'aimantation, de très courte durée et de temps de montée suffisamment rapide permet de retourner l'aimantation d'une direction à son opposée en un temps (sub)-nanoseconde avec un coût énergétique moindre.

Schumacher *et al.* ont été les premiers à donner une preuve expérimentale du retournement précessionnel de l'aimantation [Schumacher 2003b, Schumacher 2003a]. Ils ont notamment démontré des temps de retournement de l'aimantation de l'ordre de 165 ps par l'application d'impulsions de champs magnétiques de durées égales à la demi-période de précession. Ce mode de retournement dit balistique, où la trajectoire de l'aimantation ne présente pas d'oscillations après l'arrêt de l'impulsion de champ, confirme les prédictions théoriques [Miltat 2002]. Il représente la limite de vitesse de retournement induit par un champ magnétique. Citons aussi Gerrits *et al.* [Gerrits 2002] pour les travaux sur le retournement balistique de l'aimantation ainsi que Devolder *et al.* [Devolder 2006] pour la revue très complète qui combine des investigations expérimentales ainsi qu'un modèle analytique.

## 2.3 Description qualitative d'une stratégie de retournement de l'aimantation

Comme il a été dit précédemment, la principale différence entre un retournement quasi-statique et un retournement précessionnel est la trajectoire que l'aimantation utilise. Dans le premier cas, elle suit un chemin de minimisation de l'énergie alors que dans le deuxième cas,

### 2.3. Description qualitative d'une stratégie de retournement de l'aimantation 39

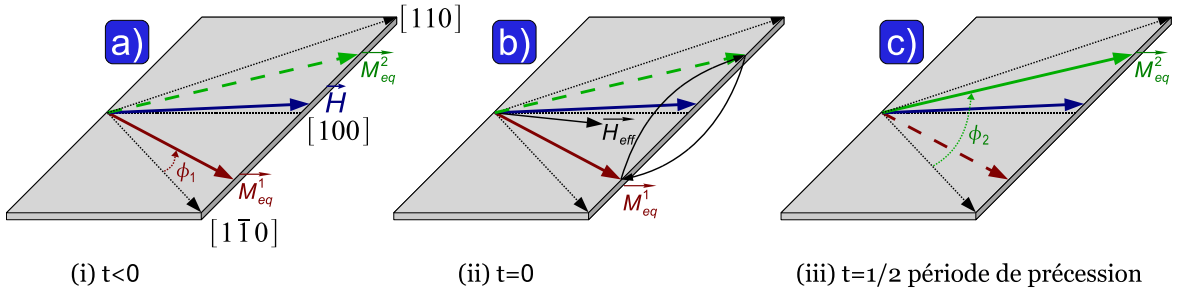


FIGURE 2.5 – Illustration qualitative de la stratégie de retournement précessionnel de l'aimantation utilisée dans (Ga,Mn)As. Un faible champ magnétique statique  $\mathbf{H}$  orienté dans une direction proche de  $[100]$  mène à deux positions d'équilibre pour l'aimantation, notées  $\mathbf{M}_{eq}^1$  et  $\mathbf{M}_{eq}^2$  (a). A  $t=0$ , une impulsion de champ électrique induit une modification de la direction du champ effectif  $\mathbf{H}_{eff}$ , provoquant alors une précession de l'aimantation autour de  $\mathbf{H}_{eff}$  (b). Si la durée de l'impulsion correspond à une demi-période de précession, l'aimantation relaxe vers l'autre position d'équilibre (c).

l'aimantation est très loin des conditions d'équilibre et emprunte une trajectoire presque non-dissipative pour atteindre des vitesses de retournement dans la gamme de la nanoseconde. Je vais adapter ce schéma de basculement de l'aimantation à un système à base de (Ga,Mn)As dans lequel l'anisotropie magnétique dépend de la concentration en porteurs de charge.

Cette stratégie de retournement de l'aimantation repose sur **l'utilisation d'une courte impulsion de champ électrique  $\mathbf{E}$  en combinaison avec un faible champ magnétique  $\mathbf{H}$  statique**. Le principe de cette stratégie est basé sur l'exploitation d'un champ électrique qui permet, comme nous l'avons vu auparavant [Owen 2009], d'influer sur l'anisotropie magnétique et donc sur le champ effectif interne auquel est soumise l'aimantation dans un matériau ferromagnétique. Cette stratégie nécessite la satisfaction de trois conditions :

1. **Deux positions rémanentes pour l'aimantation  $\mathbf{M}_{eq}^1$  et  $\mathbf{M}_{eq}^2$ .** Dans le cas de (Ga,Mn)As, le système présente en champ nul quatre positions d'équilibre du fait de la présence de la symétrie cubique. Néanmoins, il est nécessaire d'appliquer un faible champ magnétique pour assister le basculement entre les deux positions d'équilibre. Ce champ magnétique sera orienté proche d'une direction difficile d'aimantation comme le montre la figure 2.5(a).
2. **Une modification transitoire de la direction du champ effectif.** Cela est assuré par l'utilisation d'une impulsion de champ électrique (temps de montée et de descente supposés nuls) qui va induire un changement suffisamment rapide de l'anisotropie magnétique. On va supposer pour la suite que **le champ d'anisotropie cubique  $H_c$  sera réduit** sous l'effet du champ électrique, passant alors de la valeur  $H_c$  à  $H'_c$  ( $|H'_c| < |H_c|$ ) et que **le champ d'anisotropie uniaxiale  $H_k$  reste constant**. Ceci est justifié par le fait que l'amplitude de  $H_k$  reste très faible par rapport à celle de  $H_c$  dans les résultats expérimentaux et les simulations numériques présentés au §2.1. Par conséquent, l'aimantation se met alors à précesser instantanément autour du nouveau champ magnétique effectif (voir figure 2.5(b)).
3. **Le contrôle de la durée de l'impulsion** de champ électrique. Si la durée de l'im-

pulsion correspond à un multiple entier impair de la demi-période de précession, il y a alors basculement de l'aimantation vers l'autre position d'équilibre (voir figure 2.5(c)).

Ces trois conditions vont nous permettre de définir, dans le plan  $\{H_x, H_y\}$ , les positions d'équilibre et la courbe critique de bascule (§2.4) ainsi que la fréquence de précession et le temps de retournement (§2.5).

## 2.4 Calcul des conditions de retournement

Dans ce paragraphe, je vais présenter les conditions de champ magnétique qui permettent le basculement de l'aimantation entre deux positions d'équilibre. Pour cela, je vais dans un premier temps déterminer ces positions d'équilibre dans le plan  $\{H_x, H_y\}$  et dans un second temps je vais calculer les zones de retournement de l'aimantation ainsi que la zone de bascule délimitée par la courbe critique de bascule.

### 2.4.1 Positions d'équilibre

La densité d'énergie libre  $f = f(\phi, \Psi, \mathbf{h}, h_c)$ , définie par l'équation 1.29, permet de calculer les deux positions d'équilibre de l'aimantation, notées  $\mathbf{M}_{eq}^{1,2}$  et caractérisées par  $\{\phi_{1,2}, \Psi_{1,2}\}$ , en résolvant le système suivant :

$$\frac{\partial f}{\partial \phi} = 0, \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial \phi^2} \geq 0. \quad (2.5)$$

Il n'est malheureusement pas possible de trouver des solutions analytiques à ce système d'équations sauf pour des cas très simples. Par exemple, si on exprime explicitement l'équation 2.4, il vient alors pour les positions d'équilibre dans le plan c'est-à-dire  $\Psi = \frac{\pi}{2}$  :

$$h_y = h_x \tan\left(\phi - \frac{\pi}{4}\right) - \frac{h_c \sin(4\phi) + \frac{h_k}{2} \sin(2\phi)}{\cos\left(\phi - \frac{\pi}{4}\right)}, \quad (2.6)$$

avec, je le rappelle,  $h_{x,y}$  les composantes du champ magnétique suivant les axes  $x$  et  $y$  normalisées par rapport à  $M_s$ . Pour la suite, je ne considérerai que les positions d'équilibre dans le plan du fait de l'anisotropie planaire présente dans (Ga,Mn)As. La formule 2.6 donne l'équation des courbes d'iso- $\phi$  dans le plan  $\{h_x, h_y\}$  : ce sont des droites dont le signe de la pente dépend de la valeur de  $\phi$  par rapport à la direction [100] (voir les figures 2.6(a)-(b)). De plus, à cause de la brisure de symétrie occasionnée par la présence de l'anisotropie uniaxiale suivant  $[1\bar{1}0]$ , la barrière énergétique séparant les deux positions d'équilibre n'est pas exactement localisée suivant la direction [100] comme attendu pour un système cubique. On note alors  $\phi_b$  la position angulaire de ce maximum local de  $f = f(\phi, \Psi, \mathbf{h}, h_c)$ . En particulier pour  $\phi_b \approx \frac{\pi}{4}$  (c'est-à-dire pour une direction proche de [100]) et en utilisant l'équation 2.6, il vient alors la relation approchée donnant  $\phi_b$  :

$$\phi_b - \frac{\pi}{4} = \frac{h_y + h_k/2}{h_x + h_c}. \quad (2.7)$$

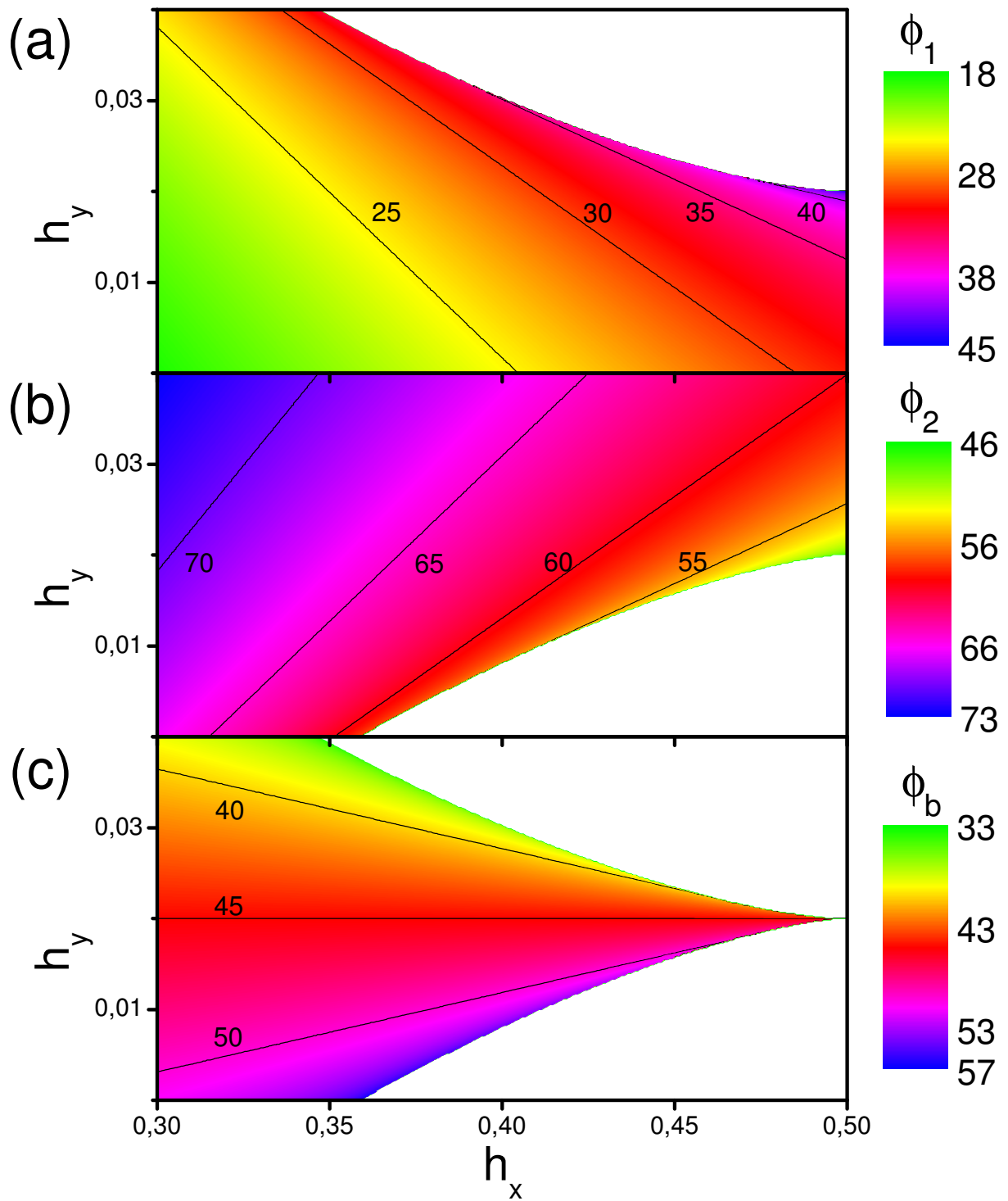


FIGURE 2.6 – Positions d'équilibre  $\mathbf{M}_{eq}^{1,2}$  caractérisées par  $\phi_1$  (a) et  $\phi_2$  (b) dans le plan  $\{h_x, h_y\}$  ainsi que la position angulaire de la barrière énergétique  $\phi_b$  (c).

Cette équation permet d'estimer la dépendance de la position angulaire de la barrière énergétique vis-à-vis du champ magnétique. Pour des valeurs de champ inférieur au champ d'anisotropie cubique  $h_x < |h_c|$  ce qui sera le cas pour toute la suite de l'étude, le maximum éner-

gétique local sera rejeté vers la direction  $[110]$  pour  $h_y < -h_k/2$  alors que pour  $h_y > -h_k/2$  la barrière énergétique sera déplacée vers la direction  $[1\bar{1}0]$ . Notons que lorsque l'anisotropie uniaxiale est parfaitement compensée par un champ magnétique adéquat ( $h_y = -h_k/2$ ), la position du maximum local correspond au cas cubique c'est-à-dire  $\phi_b = \pi/4$  (voir la figure 2.6(c)).

Il est par contre possible de résoudre numériquement le système d'équations (2.4,2.5) pour chaque valeur de champ magnétique  $\{h_x, h_y\}$  à l'aide d'un logiciel de calcul formel comme Mathematica. Il faut alors définir la gamme de champ sur laquelle on va effectuer le calcul. Pour rendre possible le retournement précessionnel de l'aimantation, il est nécessaire d'ajouter une composante suivant  $y$  du champ magnétique pour compenser l'anisotropie uniaxiale que l'on choisit alors autour de  $-h_k$ . En ce qui concerne  $h_x$ , il sera toujours inférieur à  $-h_c$ . Les résultats de ces simulations numériques sont présentés en figure 2.6 avec les valeurs de champ suivantes :  $\mu_0 M_s = 30$  mT,  $h_c = -0,5$  ( $\mu_0 H_c = -15$  mT) et  $h_k = -0,04$  ( $\mu_0 H_k = -1,2$  mT). On remarque que les courbes d'iso- $\phi$  sont bien des droites de pente négative pour  $\phi_1$  et positive pour  $\phi_2$ . Les régions en blanc correspondent à l'absence de solutions au système d'équations pour ces valeurs de champ. Par contre, il existe une zone dans le plan  $\{h_x, h_y\}$  pour laquelle il y a coexistence des deux positions d'équilibre et qui se caractérise par l'existence du maximum local  $\phi_b$  (voir la figure 2.6(c)). La première condition est ainsi remplie : en choisissant de manière adéquate le champ magnétique d'assistance, il existe deux positions rémanentes de l'aimantation. Déterminons maintenant les zones de champ magnétique pour lesquelles le retournement précessionnel de l'aimantation est possible.

### 2.4.2 Conditions de retournement et point de vue énergétique

Comme annoncé précédemment, on modélise l'effet d'une impulsion de champ électrique par une diminution du champ d'anisotropie cubique  $H_c$  qui passe alors de la valeur  $H_c$  à  $H'_c$ . A  $t=0$ , l'aimantation va se mettre à précesser instantanément autour du champ magnétique effectif du fait de la réduction de  $H_c$ . En utilisant la condition initiale suivante  $\mathbf{M} = \mathbf{M}_{\text{eq}}^1$  (notée position 1) ou  $\mathbf{M} = \mathbf{M}_{\text{eq}}^2$  (notée position 2), on peut alors déterminer les régions où le retournement précessionnel de l'aimantation entre les deux positions d'équilibre est possible. Pour cela, je vais dans un premier temps négliger toute perte d'énergie liée à l'amortissement durant la précession. Dans ce cas, les trajectoires de l'aimantation se feront à énergie constante. Il est alors aisé de déterminer les conditions de retournement, qui s'expriment ainsi :

$$f(\phi_{1,2}, \pi/2, \mathbf{h}, h'_c) \geq f(\phi_b, \pi/2, \mathbf{h}, h'_c), \quad (2.8)$$

avec  $h'_c = H'_c/M_s$ . Ces deux conditions expriment le fait que le retournement est possible lorsque la densité d'énergie pour l'aimantation orientée suivant une des positions d'équilibre devient plus grande que l'énergie du maximum local défini par  $\phi_b$  **durant** l'impulsion de champ électrique (voir figure 2.7). Il est important de noter que ces conditions énergétiques ne concernent que la phase durant laquelle l'impulsion de champ électrique est branchée, d'où la présence de  $h'_c$ , mais les positions d'équilibre sont quant à elles définies en dehors de cette phase. Si la durée de l'impulsion de champ électrique correspond à une demi-période de précession, l'aimantation relaxe alors vers l'autre position d'équilibre (voir figure 2.7(c)). A l'aide de ces conditions, il est alors facile de calculer les zones de retournement de l'aimantation dans le plan  $\{h_x, h_y\}$  comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

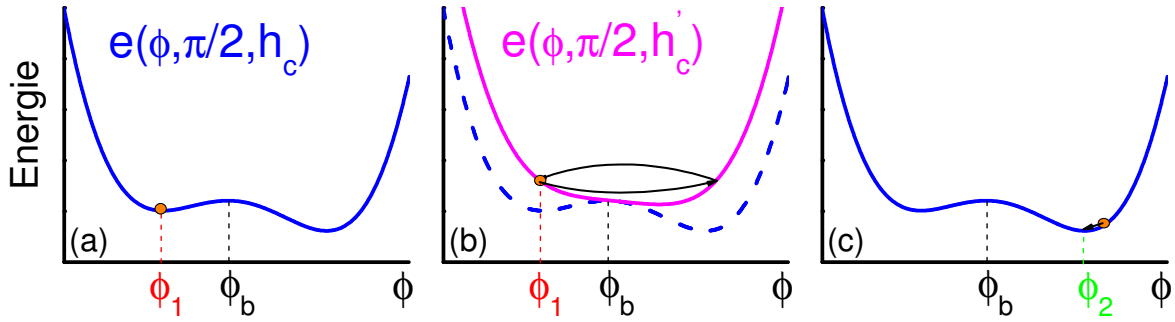


FIGURE 2.7 – Paysage énergétique durant le retournement précessionnel de l’aimantation. Au repos, l’aimantation se trouve dans la position d’équilibre 1 (a) et à  $t = 0$ , l’anisotropie cubique est brusquement réduite, passant de la valeur  $h_c$  à  $h'_c = 0,8 h_c$ . L’aimantation se met alors à précesser autour du champ magnétique effectif et le basculement entre les positions 1 et 2 est possible si l’énergie pour  $\mathbf{M}$  orientée suivant  $\phi_1$  est plus grande que l’énergie de la barrière, définie par  $\phi_b$ , durant l’impulsion (b). Si l’impulsion de champ électrique est arrêtée au bout d’une demi-période de précession, l’aimantation relaxe alors vers la position d’équilibre 2 (c).

### 2.4.3 Zones de retournement de l’aimantation et courbe critique de bascule

La présence de l’anisotropie uniaxiale brise la symétrie cubique. Par conséquent, les deux minima énergétiques se sont pas dégénérés, comme le montre les figures 2.8(b) et (c). Il existe alors des régions de champ magnétique pour lesquelles une seule des deux conditions 2.8 est remplie. Dans ce cas, une seule transition de la position 1 (resp. 2) vers la position 2 (resp. 1) est énergétiquement autorisée. On définit alors deux régions où uniquement une transition est possible : c’est ce que représentent les zones hachurées de la figure 2.8(a). Ces zones ne permettent pas d’avoir un basculement réversible entre les deux positions d’équilibre, interdisant alors l’utilisation exclusive d’une impulsion de champ électrique pour retourner l’aimantation. Dans le but d’une application de type mémoire, il est intéressant de pouvoir retourner l’aimantation par l’application d’un seul jeu de paramètre (impulsion de champ électrique et champ magnétique statique). Néanmoins, il est possible d’utiliser ces zones pour programmer l’état final magnétique dans une architecture de type « crosspoint », c’est-à-dire où chaque cellule mémoire se situe à l’intersection de deux lignes perpendiculaires servant à l’écriture et à la lecture. Pour rendre possible le retournement précessionnel de l’aimantation, il faut alors rajouter à l’impulsion de champ électrique une composante impulsionnelle suivant  $y$  de champ magnétique. En effet, pour un champ magnétique  $h$  statique fixé et un champ électrique,  $h_y$  est le champ de programmation sélectionnant quel état magnétique sera écrit. Par conséquent, les champs d’écriture  $\{h_y, \mathbf{E}\}$  fournissent la sélectivité nécessaire. On pourra par exemple prendre les valeurs de  $h_x$  et  $h_y$  statique correspondant à la zone blanche à bas champ de la figure 2.8(a).

Si les deux conditions 2.8 sont remplies, on définit la courbe critique de bascule comme le lieu décrit par les points de champ magnétique lorsque l’une des deux transitions disparaît. La zone de bascule délimitée par la courbe critique correspond alors à l’intersection des zones hachurées en rouge et en vert de la figure 2.8. Pour une faible composante  $y$  du champ ma-

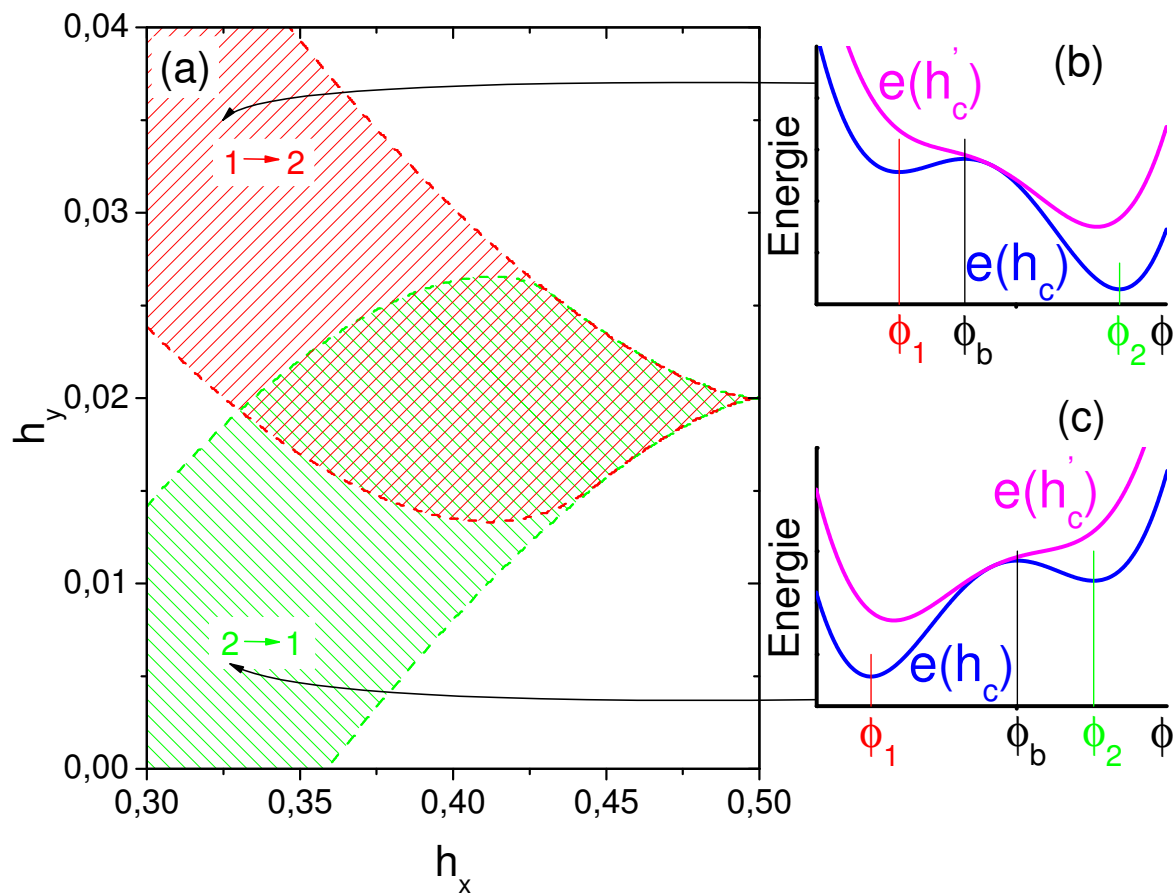


FIGURE 2.8 – (a) Zones de retournement de l'aimantation pour des transitions entre les positions d'équilibre 1 et 2 pour  $h'_c = 0,8 h_c$ . La région rouge (resp. verte) représente la zone de champ magnétique pour laquelle la transition de la position 1 (resp. 2) vers la position 2 (resp. 1) est possible. Dépendance angulaire de la densité d'énergie  $f(\phi, \pi/2, \mathbf{h}, h_c)$  pour deux valeurs de champ d'anisotropie cubique  $h_c$  (sans impulsion de champ électrique) et  $h'_c$  (avec impulsion de champ électrique) en deux points de champ  $\{h_x = 0,325; h_y = 0,035\}$  (b) et  $\{h_x = 0,325; h_y = 0,005\}$  (c).

gnétique, le basculement de la position 2 vers la position 1 est toujours possible du fait de la présence de l'anisotropie uniaxiale mais si  $h_y$  augmente, cette transition disparaît.  $h_y$  ajuste alors le déséquilibre entre les deux positions et compense ou renforce l'anisotropie uniaxiale suivant sa valeur par rapport à  $-h_k/2$ . La figure 2.9 présente la dépendance de la courbe critique de bascule vis-à-vis de la réduction du champ d'anisotropie cubique  $h'_c$ . Une large diminution de  $h_c$  favorise le basculement de l'aimantation à champ faible ramenant ainsi le bord gauche de la zone de bascule proche du champ nul. Une large zone de bascule permet une plus grande flexibilité dans le choix du champ magnétique statique à appliquer. A champ fort, les courbes critiques ne dépendent que peu de la réduction du champ d'anisotropie cubique et elles fusionnent toutes en un point particulier  $\{h_x = 0,5 = -h_c; h_y = 0,02 = -h_k/2\}$ , indépendant de  $h'_c$ . Pour ces conditions de champ, il apparaît qu'une des positions d'équilibre  $\phi_1$  se confond avec le maximum local  $\phi_b$  se trouvant suivant l'axe [100]. En injectant  $\phi_1 = \phi_b = \pi/4$  dans l'équation 2.5, il vient alors  $h_x = -h_c$ , valeur indépendante de  $h'_c$ . Il faut

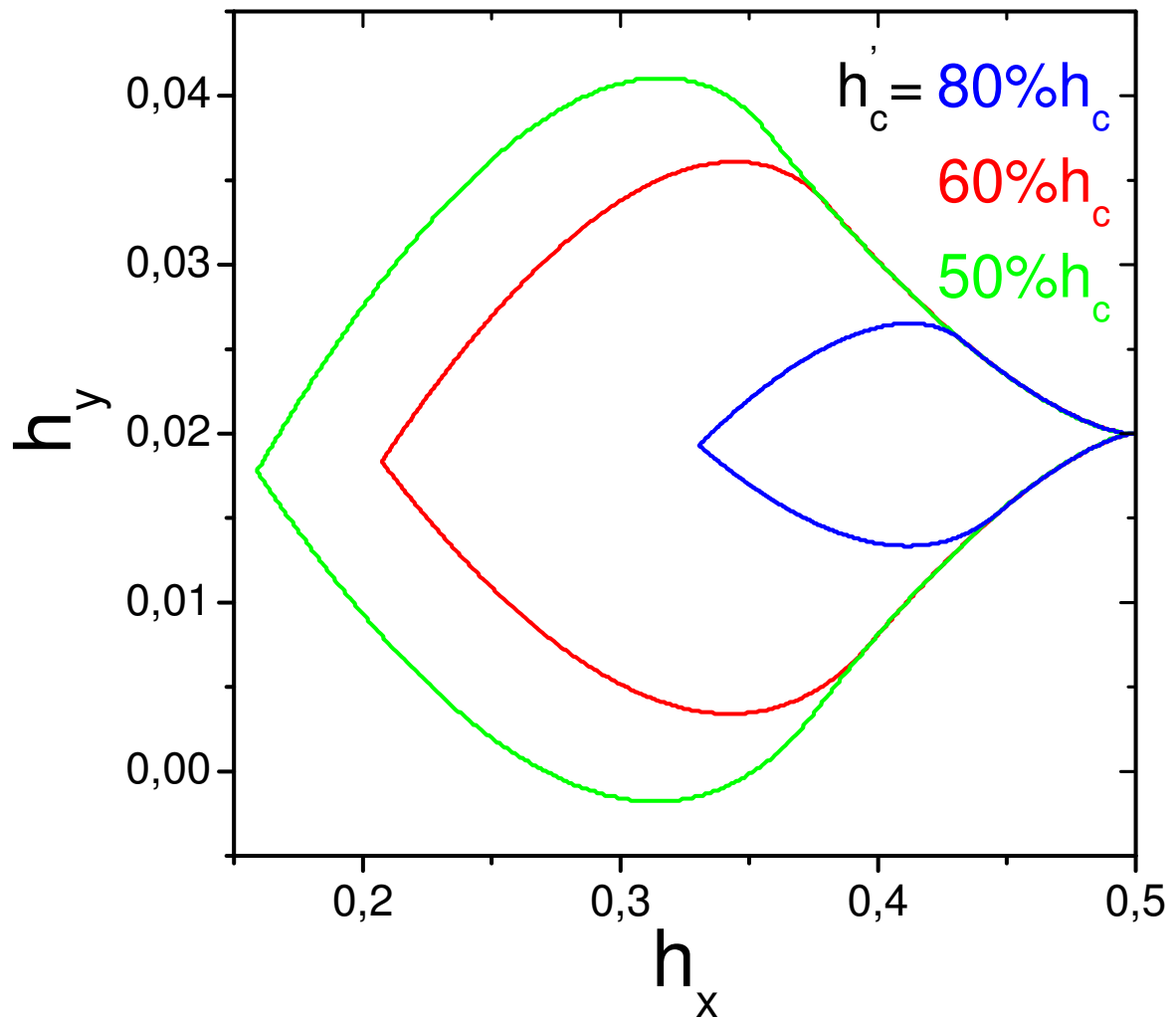


FIGURE 2.9 – Dépendance de la courbe critique de bascule vis-à-vis de la réduction du champ d'anisotropie cubique  $h'_c$ .

noter que la gamme de valeurs de  $h'_c$  utilisée pour la simulation de la figure 2.9 correspond aux observations expérimentales reportées par Owen *et al.* [Owen 2009].

## 2.5 Fréquence de précession et temps de retournement

Dans ce paragraphe, je vais, dans un premier temps, décrire la trajectoire suivie par l'aimantation pour ensuite m'intéresser aux fréquences de précession et proposer des conditions de champ magnétique pour lesquelles les trajectoires de l'aimantation sont insensibles au bruit et à l'amortissement. Enfin, j'étudierai l'influence de l'amortissement sur le retournement précessionnel de l'aimantation.

### 2.5.1 Calcul de la trajectoire de l'aimantation

Dans le paragraphe précédent, je me suis attaché à décrire uniquement l'état final relaxé en ignorant si cet état était atteint immédiatement après l'arrêt de l'impulsion ou après



un certain délai. Pourtant, le temps total de basculement de l'aimantation est d'importance technologique. En effet, il détermine l'intervalle de temps minimal entre deux phases d'écriture/lecture de la cellule mémoire.

La dynamique de l'aimantation est décrite par l'équation LLG 1.34. Dans la suite de ce paragraphe, l'amortissement sera négligé, hypothèse réaliste dans la limite précessionnelle [Devolder 2003] lorsque la constante phénoménologique d'amortissement  $\alpha$  est petite. Des mesures de résonance ferromagnétique ainsi qu'un calcul en modèle de Zener ont évalué la valeur du coefficient d'amortissement à environ  $\alpha \sim 0,02$  et confirment ainsi la faible valeur de  $\alpha$  [Sinova 2004, Khazen 2008, Matsuda 2006]. La trajectoire de l'aimantation est obtenue en intégrant numériquement l'équation LLG. Le processus de retournement se déroule de la façon suivante : si on fait l'hypothèse qu'au repos l'aimantation est alignée suivant la position d'équilibre 1 ( $\mathbf{M} = \mathbf{M}_{eq}^1$ ), la réduction du champ d'anisotropie cubique  $H_c$  induit par une impulsion de champ électrique génère un couple  $\mathbf{H}_{eff} \times \mathbf{M}$  orienté suivant  $-\mathbf{z}$  et expulse  $\mathbf{M}$  en dessous du plan de la couche. Cette composante de l'aimantation suivant  $+\mathbf{z}$ , notée  $M_z$ , crée en retour un champ démagnétisant  $H_D$  aussi orienté perpendiculairement au plan de la couche mais pointant dans une direction opposée à  $M_z$ . Le couple  $\mathbf{H}_D \times \mathbf{M}$  provoque alors un mouvement de rotation de l'aimantation légèrement sous le plan de la couche (voir la figure 2.10). Lorsque  $\mathbf{M}$  revient dans le plan de la couche, l'aimantation a franchi le plan difficile, engendré par le vecteur colinéaire à la direction associée à  $\phi_b$  et  $\mathbf{z}$ , et se situe près de l'autre position d'équilibre  $\mathbf{M}_{eq}^2$ . Si l'impulsion de champ électrique est arrêtée, l'aimantation va relaxer vers ce minimum énergétique (point vert de la figure 2.10). Par contre si l'impulsion se poursuit, le couple  $\mathbf{H}_{eff} \times \mathbf{M}$  est maintenant orienté suivant  $+\mathbf{z}$  et expulse l'aimantation au-dessus du plan de la couche jusqu'à ce qu'un tour complet soit effectué. L'aimantation a alors basculé dans l'état initial en accomplissant un mouvement de va-et-vient (point rouge de la figure 2.10).

### 2.5.2 Temps de retournement

La connaissance de la fréquence de précession est fondamentale pour le retournement précessionnel. On définit la durée de l'impulsion  $t_s$  de champ électrique provoquant le basculement de l'aimantation comme la demi-période de précession. En d'autres termes, cela correspond au passage par le plan facile (plan  $xy$ ) de l'aimantation et donc à l'annulation de la composante  $z$  de  $\mathbf{M}$  :

$$M_z(t = t_s) = 0. \quad (2.9)$$

La figure 2.11 représente dans le plan  $\{h_x, h_y\}$  la durée de l'impulsion de champ électrique nécessaire pour basculer l'aimantation pour les deux conditions initiales  $\mathbf{M} = \mathbf{M}_{eq}^{1,2}$  et pour  $h'_c = 0,8 h_c$ . Dans les deux cas, l'augmentation de l'amplitude du champ magnétique provoque la diminution de la durée de l'impulsion requise pour retourner l'aimantation. Notamment, il apparaît que la valeur minimale de  $t_s$  est d'environ 1 ns. De plus, le temps de retournement est très peu sensible à la valeur du champ magnétique dans le centre de la zone de bascule et vaut environ 2 ns. Il existe tout de même des différences entre les deux transitions possibles dans la région de champ faible. Ceci peut s'expliquer encore une fois par la présence de l'anisotropie uniaxiale qui induit cette asymétrie.

Il faut noter que  $t_s$  correspond à la demi-période de précession mais la direction de l'ai-

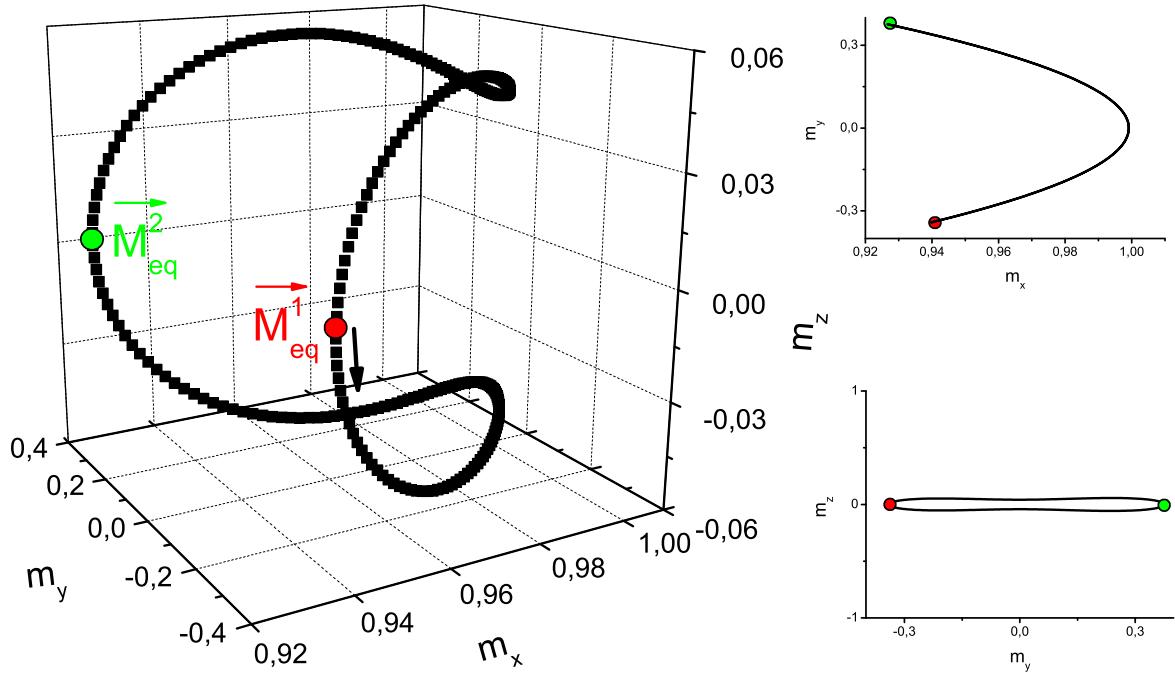


FIGURE 2.10 – Trajectoire du vecteur aimantation (normalisé par rapport à  $M_s$ ) calculée pour une couche mince de (Ga,Mn)As sans pertes. L'aimantation, orientée suivant  $\mathbf{M}_{eq}^1$  à  $t = 0$ , est soumise à une impulsion de champ électrique induisant une réduction de 20 % du champ d'anisotropie cubique en combinaison avec un champ magnétique  $\{h_x = 0,35; h_y = 0,02\}$ . Le point rouge (resp. vert) correspond à l'état initial (resp. retourné) de l'aimantation. La flèche indique le sens du mouvement de précession. Insert haut : trajectoire dans le plan  $xy$  (plan facile). Insert bas : trajectoire dans le plan  $yz$ .

mantation, lorsque l'impulsion est arrêtée, ne coïncide pas forcément avec la direction de la nouvelle position d'équilibre. L'aimantation relaxe alors vers le minimum énergétique le plus proche, rallongeant par conséquent le temps de retournement. Il est donc important d'identifier les trajectoires de l'aimantation ne présentant pas d'oscillations après l'arrêt de l'impulsion.

### 2.5.3 Trajectoires balistiques de l'aimantation

Comme mentionné précédemment, la durée de l'impulsion de champ électrique correspond au temps nécessaire à l'aimantation pour atteindre le plan de la couche pour la première fois. On peut alors diviser la zone de bascule en deux sous-régions dans le plan  $\{h_x, h_y\}$ . Ces deux régions correspondent à des cas où l'aimantation coupe le plan  $xy$  avant (« undershoot ») ou après (« overshoot ») avoir dépassé la nouvelle position d'équilibre. Dans ces deux cas, on va avoir une précession amortie de l'aimantation autour de sa nouvelle position d'équilibre après l'arrêt de l'impulsion de champ. Du point de vue énergétique, dans une trajectoire « overshoot » (resp. « undershoot »), l'énergie de la position d'équilibre 1  $f(\phi_1, \pi/2, h, h'_c)$  est plus grande (resp. petite) que celle de la position 2  $f(\phi_2, \pi/2, h, h'_c)$  (pour une transition de la position 1 vers 2). La figure 2.11 présente ces deux régions, notées I et II et il apparaît qu'elles sont inversées pour les deux transitions. De plus, pour une transition donnée, une des

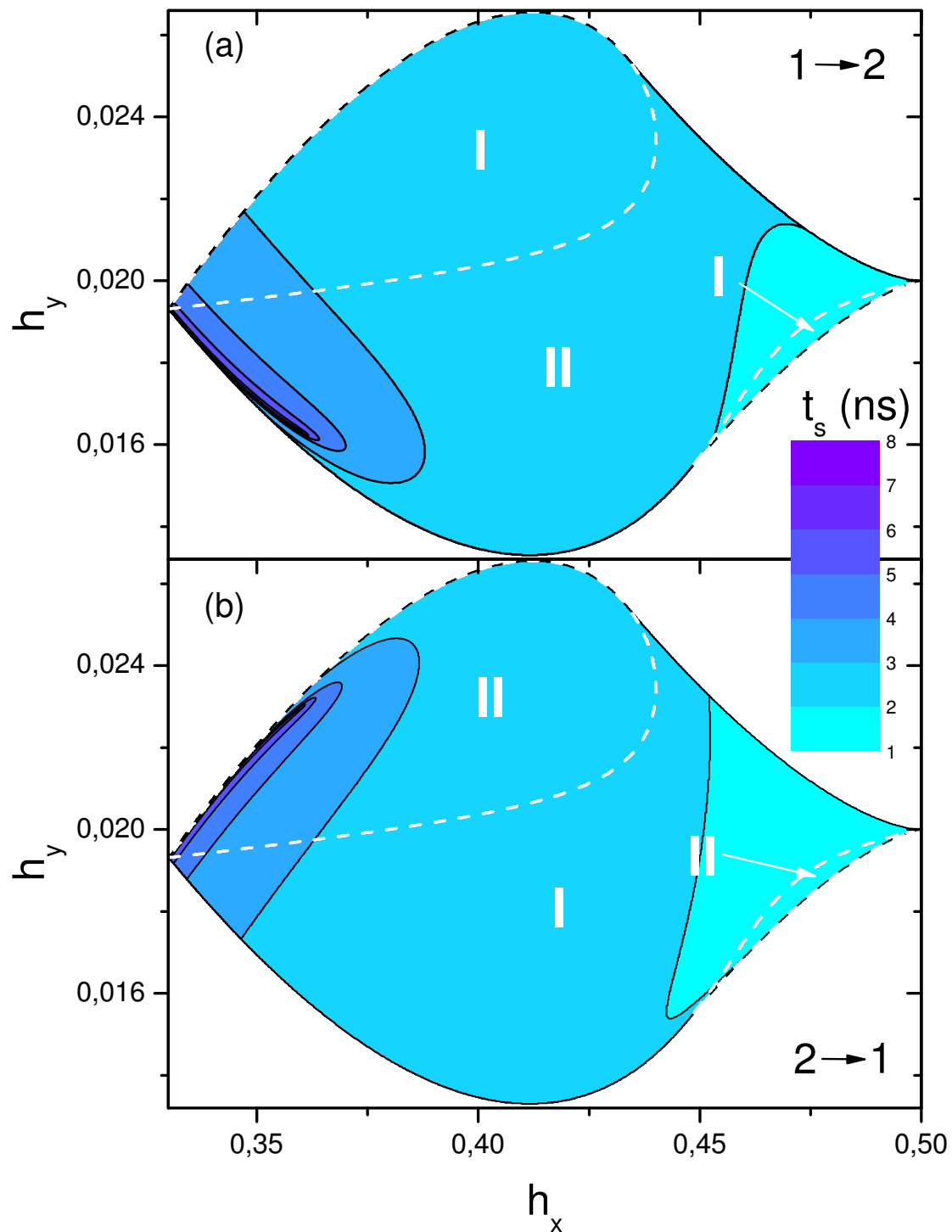


FIGURE 2.11 – Carte dans le plan  $\{h_x, h_y\}$  de la durée de l'impulsion de champ électrique nécessaire pour basculer l'aimantation en partant de la position 1 (a) et 2 (b) pour  $h'_c = 0,8h_c$ . Les régions notées I (resp. II) font référence aux trajectoires dans lesquelles l'aimantation revient dans le plan  $xy$  après (resp. avant) avoir dépassé la nouvelle position d'équilibre et sont appelées trajectoires overshoot (resp. undershoot). La ligne pointillée blanche correspond aux trajectoires balistiques de l'aimantation.

deux régions ne forme pas un espace connexe ce qui peut paraître contre-intuitif.

Entre ces deux régions, il existe une ligne critique (en pointillées sur la figure 2.11) pour laquelle la trajectoire de l'aimantation est balistique c'est-à-dire caractérisée par l'absence d'oscillations amorties après l'arrêt de l'impulsion. Ce genre de trajectoire correspond au temps minimal de basculement et représente la limite de rapidité pour le retournement de l'aimantation induit par un champ électrique. De plus, cette ligne critique fournit les conditions de champ magnétique pour avoir des trajectoires les moins influencées par l'amortissement et donc les plus robustes. L'existence ou non de telles trajectoires dans un système réel, caractérisé par une distribution de directions d'aimantation, est une bonne indication de la cohérence de la dynamique de cette distribution. La possibilité de supprimer les oscillations du vecteur aimantation a notamment été démontrée expérimentalement par l'ajustement temporel de la durée de l'impulsion de champ dans des films de grenat [Bauer 2000], un matériau particulièrement approprié à cause de sa faible constante d'amortissement.

#### 2.5.4 Divergence de la période de précession

Un autre aspect important au sujet de la fréquence de précession concerne la région à bas champ dans laquelle le temps de retournement prend des valeurs non finies. Ceci est illustré par l'agrandissement de la figure 2.11 dans la zone en question (voir la figure 2.12). On observe que de part et d'autre de la courbe rouge de la figure 2.12(a), appelée courbe de divergence, la demi-période de précession  $t_s$  prend des valeurs finies sauf lorsque le champ magnétique décrit cette courbe. On peut expliquer la divergence de  $t_s$  par la présence d'un point selle dans le paysage énergétique  $f(\phi, \Psi, h, h_c')$  dans lequel l'aimantation passe. Il faut noter que la position angulaire dans le plan de la couche de ce point selle est différente de  $\phi_b$  (défini comme le maximum local de  $f(\phi, \pi/2, h, h_c)$ ) car il est présent uniquement **durant** l'impulsion de champ électrique. Les trajectoires de l'aimantation s'effectuant à énergie constante, si l'énergie de l'état initial est égal à l'énergie de ce point selle, l'aimantation reste bloquée en ce point stationnaire. La trajectoire de l'aimantation présente alors un point de rebroussement (voir la figure 2.12(b)). Cela signifie aussi que la trajectoire énergétique autorisée pour le vecteur aimantation est constituée de deux lobes dont un seul est visité comme le montre la courbe bleue de la figure 2.12(b). La divergence de la fréquence de précession se termine en un point de champ où le point selle se transforme en un point d'inflexion. Enfin, on peut noter que la courbe de divergence est distincte de la courbe critique de bascule car elles ne font pas intervenir la même valeur du champ d'anisotropie cubique.

Néanmoins, prenons l'exemple d'un cas où le champ magnétique appliqué correspond à un point de la courbe de divergence. Si la durée de l'impulsion de champ électrique satisfait la condition de retournement, le système va relaxer vers l'autre position d'équilibre car l'aimantation aura tout de même dépassé le plan difficile, condition suffisante au basculement. Toutefois, ce genre de trajectoire est très sensible aux fluctuations énergétiques et devra être évité dans les systèmes réels. En effet, l'agitation thermique ou n'importe quelle source de bruit magnétique peut repousser l'aimantation de ce point selle instable : l'état final sera alors imprévisible.

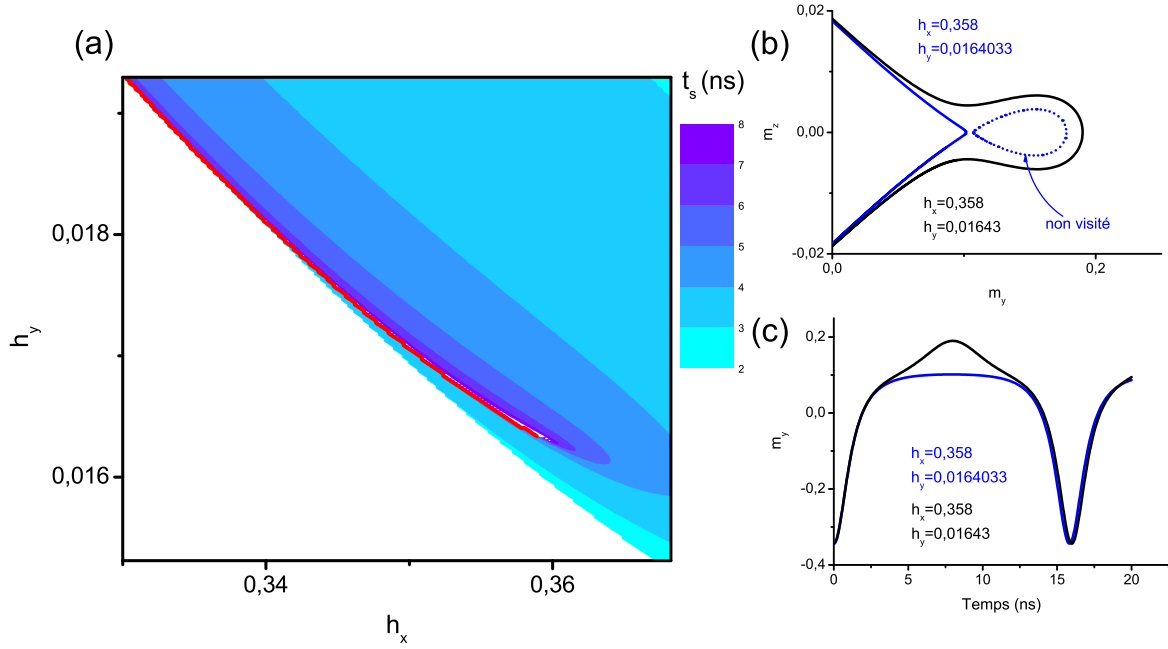


FIGURE 2.12 – (a) Carte de la demi-période de précession  $t_s$  de l'aimantation pour la transition de la position 1 vers 2 agrandie à champ faible. La courbe rouge correspond aux points de champ magnétique pour lesquels  $t_s$  diverge. (b) Trajectoires de l'aimantation dans le plan  $yz$  en deux points de champ proches de la courbe de divergence. Lorsque la trajectoire est constituée de deux lobes, seulement un seul est visité. (c) Dépendance temporelle de la composante  $y$  de l'aimantation  $m_y$  pour ces deux points de champ.

### 2.5.5 Influence de l'amortissement

Dans ce qui précède, j'ai fait l'hypothèse que les pertes énergétiques étaient négligeables. Déterminons maintenant l'effet d'un amortissement non-nul. Pour cela, il est commode de réécrire l'équation LLG de la manière suivante :

$$(1 + \alpha^2) \frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma_0 \mathbf{H}_{eff} \times \mathbf{M} - \frac{\alpha \gamma_0}{M_s} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}). \quad (2.10)$$

En utilisant les variables adimensionnées suivantes :  $\tau = \gamma_0 M_s t$ ,  $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$  et  $\mathbf{h}_{eff} = \mathbf{H}_{eff}/M_s$ , l'équation 2.10 se transforme en :

$$(1 + \alpha^2) \frac{d\mathbf{m}}{d\tau} = \mathbf{h}_{eff} \times \mathbf{m} - \alpha \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{h}_{eff}). \quad (2.11)$$

Il n'existe pas de solutions analytiques à l'équation du mouvement de l'aimantation incluant un terme d'amortissement, même dans le cas le plus simple d'une anisotropie uniaxiale. Néanmoins, il est possible de déterminer les solutions asymptotiques, valables longtemps après le début de l'impulsion et lorsque l'aimantation est proche d'une position d'équilibre. On peut réécrire l'équation 2.11 en fonction de l'angle polaire  $\phi$  et azimutal  $\Psi$  de l'aimantation et de la densité d'énergie  $f$ , en rappelant que  $\mathbf{h}_{eff} = -\nabla_{\mathbf{m}} f$  :

$$\begin{aligned}
(1 + \alpha^2) \frac{d\Psi}{d\tau} &= - \left( \alpha \frac{\partial f}{\partial \Psi} + \frac{1}{\sin \Psi} \frac{\partial f}{\partial \phi} \right), \\
(1 + \alpha^2) \frac{d\phi}{d\tau} &= \frac{1}{\sin \Psi} \left( \frac{\partial f}{\partial \Psi} - \frac{\alpha}{\sin \Psi} \frac{\partial f}{\partial \phi} \right).
\end{aligned} \tag{2.12}$$

Pour simplifier le problème, je vais considérer pour la suite de ce paragraphe le cas d'une anisotropie cubique (caractérisée par un champ d'anisotropie cubique  $H_c$ ) dans le but de pouvoir extraire une solution analytique. En effet, pour un champ magnétique  $H_x$  orienté suivant l'axe  $x$  (axe difficile), les valeurs à l'équilibre des angles  $\phi$  et  $\Psi$  s'écrivent<sup>1</sup> :

$$\cos \phi_{eq} = 2\sqrt{\frac{1}{6}} \cos \left[ \frac{1}{3} \arccos \left( -\frac{H_x}{4H_c} \sqrt{216} \right) \right], \tag{2.13}$$

$$\Psi_{eq} = \frac{\pi}{2}, \tag{2.14}$$

valables pour  $H_x \leq |H_c|$ . Il est possible de linéariser les équations 2.12 au voisinage d'une position d'équilibre pour déterminer une solution asymptotique. On décompose alors l'aimantation en une partie statique et une partie dynamique de la manière suivante :  $\Psi = \Psi_{eq} + \xi$ ,  $\phi = \phi_{eq} + \eta$ . On ne va retenir que les termes d'ordres 1 en  $\xi$  et  $\eta$  et éliminer les termes qui contiennent le produit de ces deux quantités. Les deux équations linéarisées s'écrivent alors :

$$\begin{aligned}
(1 + \alpha^2) \frac{d\xi}{d\tau} + \alpha B \xi + A \eta &= 0, \\
-B \xi + (1 + \alpha^2) \frac{d\eta}{d\tau} + \alpha A \eta &= 0,
\end{aligned} \tag{2.15}$$

avec  $A = h \cos \phi_{eq} + h_c \cos(4\phi_{eq})$  et  $B = 1 + h_c + \cos \phi_{eq} (h - 2h_c \cos \phi_{eq} \sin^2 \phi_{eq})$ . Les solutions générales de ce système d'équations différentielles linéaires couplées sont des fonctions exponentielles définies par  $\xi, \eta(\tau) = C_{\xi, \eta} \exp(r\tau)$ , où  $C_{\xi, \eta}$  est une constante déterminée par les conditions initiales. L'équation caractéristique s'écrit alors :

$$r^2 + r \frac{\alpha}{1 + \alpha^2} (A + B) + \frac{AB}{1 + \alpha^2} = 0. \tag{2.16}$$

Deux régimes existent selon le signe du discriminant  $\Delta = \alpha^2 (A + B)^2 / (1 + \alpha^2)^2 - 4AB / (1 + \alpha^2) \sim \alpha^2 (A - B)^2 - 4AB$ . Dans la gamme de champ magnétique utile,  $\Delta$  est toujours négatif sauf sur un intervalle de champ très réduit proche du champ d'anisotropie cubique. Donc, dans la plupart des cas, les solutions générales correspondent à des oscillations amorties de l'aimantation autour de sa position d'équilibre et s'écrivent :

$$\xi, \eta(t) = C_{\xi, \eta} e^{-t/t_0} \cos \left( \frac{t}{t_1} + \varphi \right). \tag{2.17}$$

Les temps caractéristiques  $t_0$  et  $t_1$  sont respectivement la constante de temps d'amortissement et la pseudo-période. Pour  $\alpha \ll 1$ , ils sont égaux à :

---

1. On remarquera que cette expression de  $\phi_{eq}$  fait intervenir une fonction arccos non définie dans  $\mathbb{R}$  pour tout l'intervalle  $[0, |H_c|]$ . Néanmoins le résultat final est bien un nombre réel.

$$t_0 = \frac{2}{\alpha\gamma_0 M_s (A + B)}, \quad t_1 = \frac{2}{\gamma_0 M_s} \frac{1}{\sqrt{4AB - \alpha^2 (A + B)^2}}. \quad (2.18)$$

Le temps typique d'amortissement varie comme l'inverse de la constante d'amortissement multiplié par un coefficient  $(A + B)$  dont la valeur est comprise entre 1 et 1,35 (pour  $h_c = -0,5$ ) et sera donc pris égal à 1. Pour une couche de (Ga,Mn)As d'aimantation à saturation  $\mu_0 M_s = 30$  mT et de facteur d'amortissement  $\alpha = 0,02$ , la constante de temps  $t_0$  vaut ainsi 19 ns. Cette valeur est bien supérieure à la demi-période de précession de l'aimantation et justifie donc l'hypothèse de trajectoires à énergie constante dans le domaine précessionnel.

Albuquerque [Albuquerque 2002] a montré que l'amplitude du champ de retournement minimal de l'aimantation augmente avec le facteur d'amortissement. En particulier, l'astroïde quasi-statique de Stoner-Wolfarth correspond à la limite où  $\alpha$  est infini. On va donc chercher à minimiser le facteur d'amortissement pour minimiser la consommation d'énergie. En revanche, mis à part le cas où l'aimantation subit un renversement balistique, un trop faible facteur d'amortissement entraîne une précession faiblement amortie autour de la nouvelle position d'équilibre. Si l'on souhaite atteindre des fréquences d'écriture dans la gamme GHz, on s'expose à la possibilité que l'aimantation n'ait pas le temps de revenir vers sa position d'équilibre entre deux écritures successives, posant alors des problèmes de fiabilité évidents. La valeur du facteur d'amortissement doit donc être contrôlée pour obtenir un compromis entre la consommation d'énergie d'une part, et la fiabilité de l'écriture de la cellule mémoire d'autre part.

## 2.6 Stabilité thermique

Le principe de base d'une mémoire magnétique de type MRAM est de stocker l'information dans l'orientation de l'aimantation de la couche magnétique. Cependant, l'étude des fluctuations thermiques de l'aimantation d'une particule magnétique macrospin d'anisotropie uniaxiale [Brown 1963] a abouti à un modèle qui a des conséquences importantes sur la fiabilité de ce système. En effet, en suivant cette analyse, on peut calculer le taux de transfert par activation thermique entre les deux positions d'équilibre séparées par une barrière d'énergie de hauteur  $\Delta E$ . La fréquence de retournement  $\nu$  sous l'effet de l'agitation thermique  $k_B T$  d'une particule macrospin d'anisotropie uniaxiale suit alors une loi de type Arrhenius :

$$\nu = \frac{1}{\tau_0} \exp\left(\frac{-\Delta E}{k_B T}\right), \quad (2.19)$$

avec  $\tau_0$  un temps d'essai que l'on prendra égal à  $10^{-8} - 10^{-10}$  s, temps de relaxation typique de l'aimantation. Les conséquences de ce phénomène sont multiples pour la fiabilité des mémoires magnétiques. Un des principaux problèmes est la rétention d'informations. En effet, on veut garantir la conservation de l'information d'un bit pendant de nombreuses années (typiquement 10 ans) avec un taux d'erreur suffisamment faible. On considère généralement que la hauteur de la barrière énergétique doit être de l'ordre de  $\Delta E \sim 65 k_B T$  pour conserver l'information durant environ 10 ans avec un taux d'erreur de  $10^{-12}$  [Nicolle 2008]. Si on fait l'hypothèse que la fréquence de retournement de l'aimantation par activation thermique dans une couche de (Ga,Mn)As est régie par le même type de loi, on peut alors calculer la hauteur de la barrière énergétique en fonction du champ magnétique appliqué.

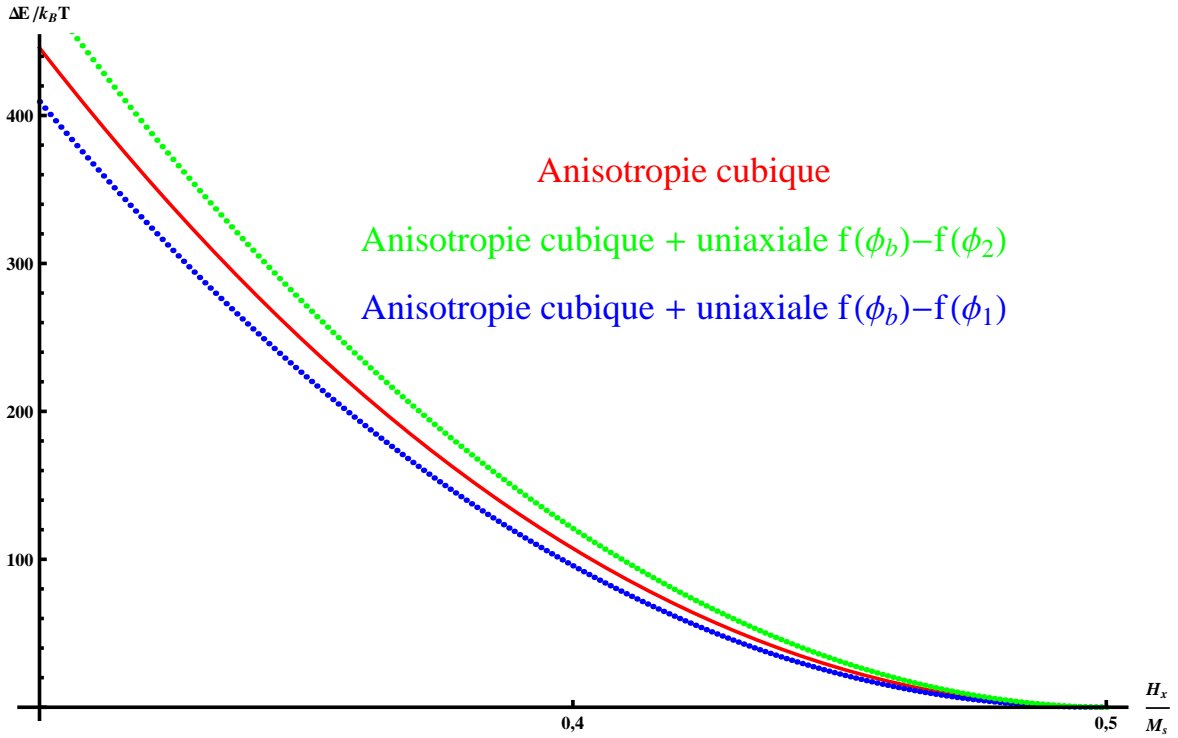


FIGURE 2.13 – Barrière d’énergie à  $T = 5$  K calculée pour deux densités d’énergie différentes en fonction du champ magnétique  $H_x$  appliqué pour une couche de volume  $V = 5 \text{ nm} \times 1 \text{ } \mu\text{m} \times 1 \text{ } \mu\text{m}$ . Pour la courbe rouge, le calcul a été effectué en considérant une symétrie cubique alors que pour les courbes bleue et verte, une faible anisotropie uniaxiale  $h_k = -0,04$  ( $\mu_0 H_k = 1,2 \text{ mT}$ ) suivant  $[1\bar{1}0]$  a été rajoutée. Dans ce dernier cas, le calcul fait intervenir un faible champ magnétique suivant  $y$  pour compenser l’anisotropie uniaxiale ( $h_y = 0,02$ ). Dans les deux cas, le champ d’anisotropie cubique vaut  $h_c = -0,5$  ( $\mu_0 H_c = 15 \text{ mT}$ ) et  $\mu_0 M_s = 30 \text{ mT}$ .

Dans un premier temps, je vais considérer uniquement le cas d’un système cubique. Il est possible de déterminer la valeur analytique de la barrière énergétique en utilisant le formalisme développé dans le paragraphe précédent. La courbe rouge de la figure 2.13 représente la barrière d’énergie à  $T = 5$  K pour une couche de  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$  de volume  $V = 5 \text{ nm} \times 1 \text{ } \mu\text{m} \times 1 \text{ } \mu\text{m}$  en fonction du champ magnétique  $h_x$  appliqué. On observe que la barrière d’énergie  $\Delta E$  est supérieure à  $65 k_B T$  sauf à champ proche de  $|H_c|$ . Néanmoins, en présence d’un champ,  $\Delta E$  décroît et il faut alors une forte anisotropie pour maintenir un taux d’erreur suffisamment faible. Etudions maintenant l’effet de l’anisotropie uniaxiale sur la valeur de  $\Delta E$ . Il faut noter que pour ce calcul un faible champ magnétique ( $h_y = 0,02$ ) a été rajouté. L’ajout de cette anisotropie réduit la stabilité thermique du système car elle introduit une asymétrie. En effet, une des deux positions d’équilibre est énergétiquement stabilisée (courbe verte) alors que pour l’autre position il sera plus facile de franchir la barrière (courbe bleue). Néanmoins, la différence avec le cas cubique est faible et la stabilité thermique du système est suffisante pour la taille d’échantillon considérée, du moment que le champ appliqué n’est pas trop proche du champ d’anisotropie cubique.



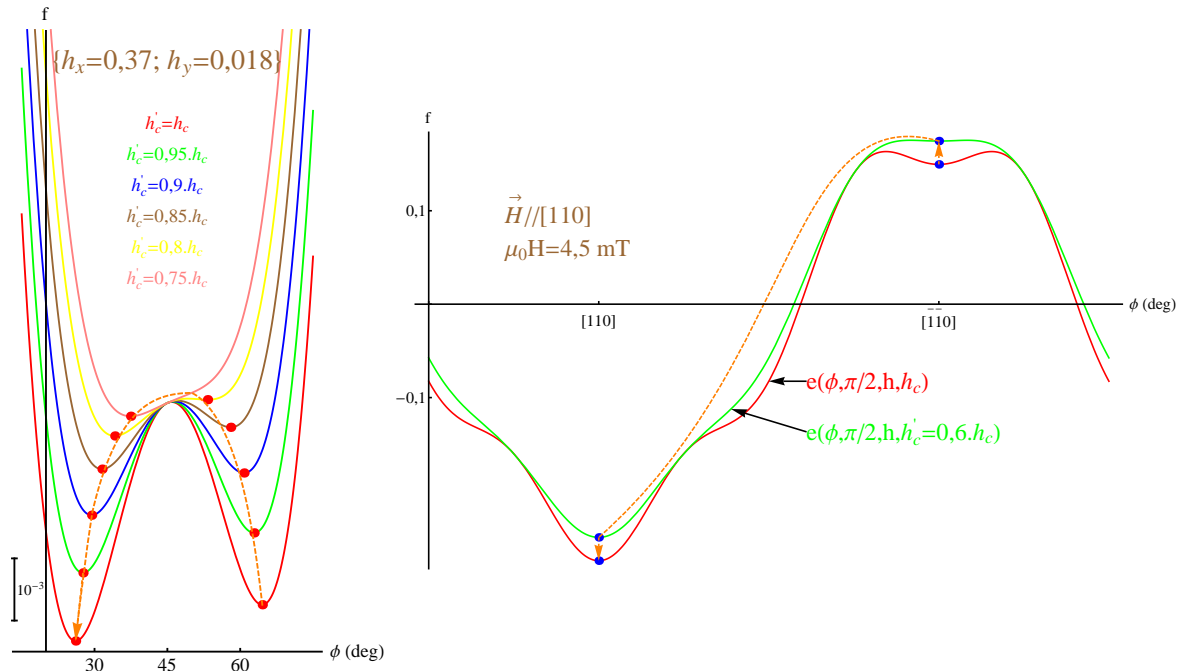


FIGURE 2.14 – Retournement quasi-statique de l'aimantation par un champ électrique en combinaison avec un faible champ magnétique. A gauche : Dépendance de la densité d'énergie  $f$  vis-à-vis de l'angle  $\phi$  pour plusieurs valeurs de champ d'anisotropie cubique  $h'_c$ . La trajectoire de l'angle de l'aimantation est décrite par un point rouge lorsque la valeur de  $h'_c$  diminue de 25 % pour ensuite revenir à sa valeur nominale ( $h_c = -0,5$ ). A droite : Basculement de 180° de l'aimantation, induit par une réduction de 40 % du champ d'anisotropie cubique et pour un champ magnétique statique appliqué suivant la direction facile  $[110]$ .

D'une manière générale, pour éviter un retournement de l'aimantation sous l'effet de l'agitation thermique, il faut soit avoir une forte anisotropie, soit augmenter le volume de la couche magnétique. Or, l'augmentation du volume ou de l'anisotropie a pour conséquence d'une part de diminuer la densité de la mémoire (augmentation du volume), et d'autre part, d'augmenter le champ d'écriture de la cellule mémoire (augmentation de l'anisotropie et augmentation du volume). Il faut alors trouver un compromis.

## 2.7 Retournement quasi-statique de l'aimantation

Dans ce qui précède, j'ai présenté des résultats de simulations montrant le basculement précessionnel de l'aimantation par l'application d'impulsions de champ électrique. Dans cette section, je vais démontrer que le retournement quasi-statique de l'aimantation induit par un champ électrique est aussi possible. Dans un processus de retournement quasi-statique, l'aimantation pointe toujours dans une direction selon laquelle la densité d'énergie  $f$  est minimale. La figure 2.14 présente la dépendance de  $f$  vis-à-vis de l'angle  $\phi$  pour différentes valeurs de champ d'anisotropie cubique  $h'_c$ . Ces deux exemples illustrent le basculement quasi-statique de l'aimantation. Dans la figure de gauche, lorsque  $h'_c$  est réduit de 25 % par rapport à sa valeur nominale ( $\mu_0 H_c = 15$  mT), l'aimantation passe graduellement de la position

d'équilibre 2 à une position intermédiaire. De retour en champ électrique nul ( $h'_c$  revient à sa valeur nominale), l'aimantation a basculé vers la position d'équilibre 1. Il faut toutefois noter que ce retournement de l'aimantation n'est possible que dans un sens.

Il est aussi possible d'obtenir un basculement de  $180^\circ$  de l'aimantation par l'application d'un champ électrique. La figure 2.14 de droite montre la trajectoire énergétique suivie par l'aimantation lorsque le champ d'anisotropie cubique est réduit de 40 %. Pour un champ magnétique  $\mathbf{H}$  orienté suivant la direction facile  $[110]$ , on suppose que l'aimantation au repos pointe dans la direction  $[\bar{1}\bar{1}0]$ , c'est-à-dire que  $\mathbf{M}$  et  $\mathbf{H}$  sont orientés anti-parallèlement, conférant un caractère métastable à la position d'équilibre. L'application d'un champ électrique va provoquer la disparition de ce minimum énergétique et l'aimantation va alors basculer dans la seule position stable existante, c'est-à-dire parallèle au champ magnétique. Cet exemple illustre le fait qu'un champ électrique peut aider au basculement de l'aimantation. On le réutilisera dans les chapitres suivants pour interpréter certains cycles d'hystérésis où le champ magnétique est appliqué suivant un axe facile d'aimantation.

## 2.8 Comparaison avec d'autres systèmes

Jusqu'à présent je me suis appuyé sur les résultats expérimentaux de Owen *et al.* [Owen 2009] pour mes simulations macrospin. En particulier, j'ai extrait les valeurs de l'aimantation à saturation ainsi que les champs d'anisotropies cubique et uniaxiale en fonction du champ électrique appliqué. A partir de ces valeurs, j'en ai déduit une stratégie de retournement précessionnel de l'aimantation. Ces résultats de simulation sont en fait plus généraux et peuvent s'appliquer à tout système où l'anisotropie magnétique peut être contrôlée par l'application d'un champ électrique. Au début de ce chapitre, j'ai mentionné une étude expérimentale similaire [Chiba 2008] à celle publiée par Owen *et al.* et dans laquelle une faible tension de grille induisait un changement de signe de l'anisotropie uniaxiale sans modifier l'anisotropie cubique. Je vais démontrer, dans ce dernier paragraphe, que le principe général de la stratégie de retournement précessionnel de l'aimantation décrite dans ce chapitre peut aussi être appliqué à ce système.

Pour cela, je vais considérer une couche mince de  $\text{Ga}_{0,9}\text{Mn}_{0,1}\text{As}$  d'aimantation à saturation  $\mu_0 M_s = 100$  mT et de facteur d'amortissement  $\alpha = 0,02$  avec une anisotropie magnétique planaire comme représentée en figure 2.15(a). Concernant la direction des axes d'anisotropies, je vais utiliser les résultats expérimentaux reportés dans [Chiba 2008] : les axes faciles cubiques sont dirigés suivant  $[100]$  et  $[010]$  et l'anisotropie uniaxiale est orientée selon  $[110]$ . L'amplitude et le signe du champ d'anisotropie uniaxiale ( $\mu_0 H_k$ ) dépendent de la concentration en porteurs de charge, ce qui rend possible le basculement de l'axe facile uniaxial de la direction  $[1\bar{1}0]$  ( $V_G < 0$ ) vers  $[110]$  ( $V_G > 0$ ) par l'application d'une tension de grille  $V_G$  (voir figure 2.15(b)). Les valeurs des champs d'anisotropies utilisées sont les suivantes :  $\mu_0 H_c = 120$  mT,  $|\mu_0 H_k(\pm V_G)| = 30$  mT.

Au repos et en présence d'un champ magnétique statique appliqué selon la direction  $[110]$ , l'aimantation se trouve alignée suivant une des positions d'équilibre, par exemple la position notée 1 comme sur la figure 2.15(a). Les deux positions d'équilibre forment un « ciseau » se refermant suivant l'axe  $[110]$ . La stratégie de retournement précessionnel de l'aimantation est alors la suivante : à  $t=0$ , on suppose que l'application d'une impulsion de tension de grille

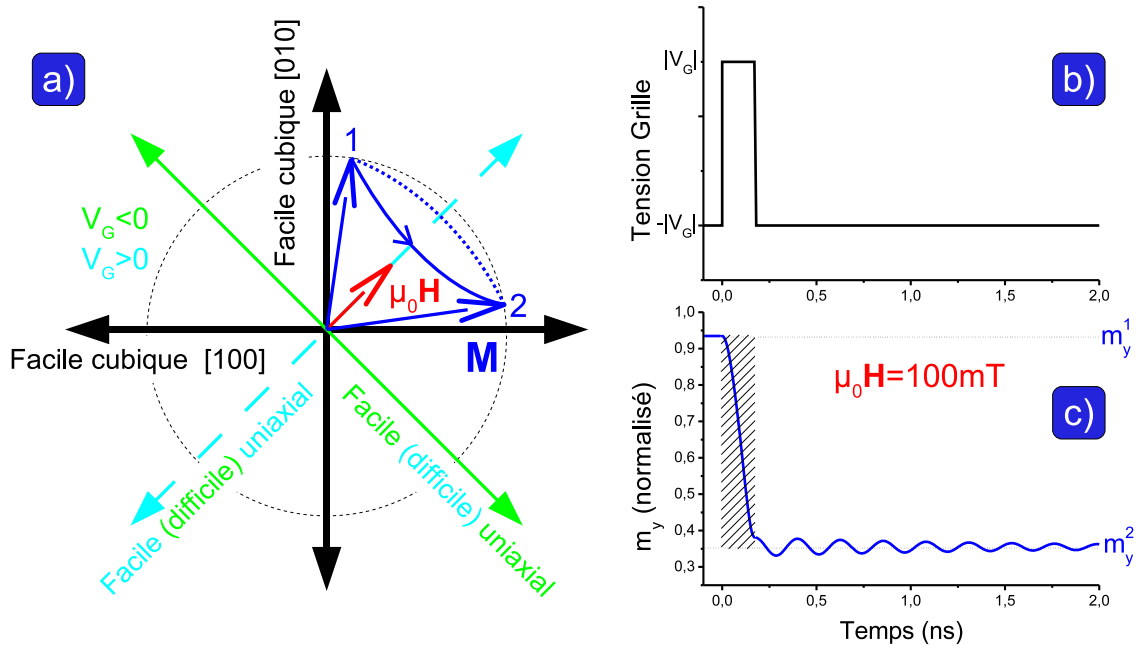


FIGURE 2.15 – Illustration du retournement précessionnel dans le système « Chiba ». (a) Diagramme de l’anisotropie magnétique planaire pour une couche de  $\text{Ga}_{0,9}\text{Mn}_{0,1}\text{As}$  d’aimantation à saturation  $\mu_0 M_s = 100 \text{ mT}$  et pour un champ magnétique appliqué suivant la direction  $[110]$ . L’application d’une tension de grille provoque un changement de direction de l’anisotropie uniaxiale, basculant de la direction  $[1\bar{1}0]$  ( $V_G < 0$ ) vers  $[110]$  ( $V_G > 0$ ). Trajectoire de l’aimantation (c) lorsqu’une impulsion de tension de 200 ps de durée est appliquée sur la grille (b) en combinaison avec un champ magnétique statique  $\mu_0 H = 100 \text{ mT}$ .

provoque le changement de signe du champ d’anisotropie uniaxiale et donc le basculement de l’axe facile uniaxial. En conséquence l’aimantation se met à précesser autour des nouvelles positions d’équilibre qui forment aussi un ciseau mais dont l’ouverture est plus faible. Si la durée de l’impulsion de tension correspond à une demi-période de précession, l’aimantation a franchi le plan difficile ( $1\bar{1}0$ ) et relaxe vers l’autre position d’équilibre, notée 2. La trajectoire de l’aimantation est représentée en figure 2.15(c) pour un champ magnétique statique appliqué  $\mu_0 H = 100 \text{ mT}$ . La durée de l’impulsion de tension provoquant un retournement précessionnel de l’aimantation correspond, dans cet exemple, à environ 200 ps. Cette valeur est bien inférieure à celle déterminée dans les simulations précédentes du fait de la grande différence d’amplitude des champs d’anisotropies et de l’aimantation à saturation. Il faut aussi noter que, dans ce système, l’asymétrie provenant de l’anisotropie uniaxiale a disparu car l’axe difficile uniaxial correspond à un axe difficile cubique, ce qui rend l’analyse plus aisée. Les deux positions d’équilibre sont alors symétriques par rapport à la direction  $[110]$ .

Cet exemple simple démontre la généralité de la stratégie de retournement précessionnel de l’aimantation du moment que l’on peut modifier l’anisotropie magnétique par un champ électrique. Ce schéma est important pour la réalisation de dispositifs magnétiques non volatiles et de faible puissance et pourrait aussi être utile dans d’autres systèmes que les

semi-conducteurs ferromagnétiques dilués [Maruyama 2009, Weisheit 2007].

## 2.9 Conclusions

Dans ce chapitre, j'ai présenté une étude théorique du retournement précessionnel de l'aimantation assisté par un champ électrique. Les motivations de cette étude sont d'une part l'utilisation d'un champ électrique pour manipuler l'aimantation et d'autre part la vitesse de renversement qui doit se trouver dans la gamme radiofréquence. Nous avons vu que le mode de retournement précessionnel permet de basculer l'aimantation d'une position d'équilibre à l'autre avec un coût énergétique moindre.

Je me suis ensuite intéressé à la description d'une stratégie de retournement précessionnel de l'aimantation dans un dispositif à base de (Ga,Mn)As. Le principe général est l'utilisation d'un champ électrique qui permet de réduire momentanément l'anisotropie magnétique de la couche de (Ga,Mn)As. Un champ magnétique d'assistance est néanmoins nécessaire pour aider au basculement et mène à deux positions d'équilibre pour l'aimantation. Le contrôle de la durée de l'impulsion permet d'obtenir un renversement de l'aimantation entre ces deux positions dans un temps proche de la nanoseconde. J'ai ensuite déterminé par des considérations énergétiques les conditions de retournement en champ magnétique et notamment la courbe critique de bascule. Le résultat important est que le renversement est facilité pour une plus grande réduction du champ d'anisotropie cubique. La détermination de la fréquence de précession a permis de mettre en évidence les conditions de champ magnétique pour lesquelles les trajectoires de l'aimantation sont insensibles au bruit et à l'amortissement. L'étude de l'influence de l'amortissement a ensuite confirmé l'hypothèse de trajectoires à énergie constante dans le domaine précessionnel. Un autre élément important a été étudié : il concerne la stabilité thermique de l'aimantation qui reste suffisamment grande afin de garantir la rétention d'informations.

La dernière partie de ce chapitre illustre le retournement quasi-statique de l'aimantation à l'aide de deux exemples. Je démontre enfin que la stratégie présentée dans ce chapitre est applicable à tout système du moment qu'on peut contrôler l'anisotropie magnétique par un champ électrique.

L'objet des prochains chapitres concerne la conception, la réalisation et la caractérisation de micro-dispositifs permettant l'étude expérimentale du retournement de l'aimantation sous l'effet d'un champ électrique. La conception et la réalisation d'une jonction p-n sera ainsi abordée dans le chapitre suivant.



# Conception et réalisation d'une jonction p-n pour l'étude expérimentale de la dynamique hyperfréquence de l'aimantation

## SOMMAIRE

3.1	PRINCIPE GÉNÉRAL DE LA MESURE DE LA DYNAMIQUE DE L'AIMANTATION . . . . .	60
3.2	NOTIONS ET CONCEPTS HYPERFRÉQUENCES . . . . .	60
3.2.1	Modélisation d'une ligne : l'équation des télégraphistes et impédance caractéristique . . . . .	60
3.2.2	Transmission par un guide d'onde coplanaire . . . . .	63
3.2.3	Mesure des caractéristiques d'une ligne : les paramètres S . . . . .	64
3.3	CHOIX ET CONCEPTION DES DIFFÉRENTS COMPOSANTS DU MICRO-DISPOSITIF . . . . .	66
3.3.1	Structure de l'empilement et modélisation de la jonction p-n . . . . .	67
3.3.2	Niveau d'excitation . . . . .	70
3.3.3	Niveau de mesure : choix de la géométrie Corbino . . . . .	70
3.3.4	Géométrie de la structure adoptée . . . . .	72
3.3.5	Modélisation électrique du dispositif . . . . .	73
3.3.6	Estimation de la bande passante théorique du dispositif . . . . .	75
3.4	PROCÉDURE DE MICRO-FABRICATION DES ÉCHANTILLONS . . . . .	76
3.4.1	Procédé de structuration par lithographie laser . . . . .	77
3.4.2	Procédé de structuration par lithographie optique . . . . .	79
3.5	CONCLUSIONS . . . . .	85

Dans le chapitre précédent, j'ai proposé une stratégie de retournement précessionnel de l'aimantation induit par un champ électrique. Je vais maintenant présenter la conception des échantillons permettant la réalisation expérimentale de cette étude. Avant de justifier mes choix lors de la conception du dispositif magnétique à base de (Ga,Mn)As pour l'étude expérimentale de la dynamique hyperfréquence de l'aimantation (§3.3), je vais commencer par décrire le principe général de la technique de mesure (§3.1) ainsi que les concepts les plus importants relatifs à la transmission d'ondes radiofréquences qui sont nécessaires à la compréhension électrique du circuit (§3.2). Je finirai ce chapitre par la réalisation expérimentale de ce dispositif et je décrirai notamment le procédé de structuration utilisé pour la micro-fabrication des échantillons (§3.4).

### 3.1 Principe général de la mesure de la dynamique de l'aimantation

Les échantillons nécessaires à l'étude expérimentale de la dynamique hyperfréquence de l'aimantation doivent contenir les niveaux suivants :

1. Un niveau d'excitation capable de générer des impulsions de champ électrique de courte durée et d'amplitude de quelques Volts. La bande passante de ce niveau d'excitation doit être suffisamment importante pour transmettre des signaux hyperfréquences.
2. Une couche magnétique dont les propriétés magnétiques sont dépendantes de la densité de porteurs de charge. Dans la structure proposée, il doit en outre être possible de moduler cette densité de manière significative via l'application d'une faible tension.
3. Des contacts électriques pour la détection de la dynamique de l'aimantation. Dans le cas présent, nous pouvons envisager deux méthodes de mesure pour mettre en évidence des effets précessionnels : une technique inductive de résonance ferromagnétique et une technique utilisant les propriétés de magnéto-transport. Dans le premier cas, la couche magnétique est couplée à un dispositif hyperfréquence, dont on mesure la réponse vectorielle par l'intermédiaire d'un analyseur de réseaux. Il est alors nécessaire d'adapter la géométrie afin d'avoir la plus grande bande passante dans la phase de lecture. Dans le deuxième cas, la présence de magnétorésistance anisotrope planaire dans (Ga,Mn)As permet d'accéder à la dynamique de l'aimantation soit par des mesures de résistance avant et après l'impulsion de tension soit par des mesures de résistance résolues en temps [Costache 2006, Schumacher 2007]. La difficulté de cette dernière méthode est qu'elle nécessite d'avoir une grande cohérence de la dynamique de l'aimantation et un rapport signal sur bruit suffisamment grand.

Compte tenu de la nature impulsionnelle des champs électriques d'excitation et des mesures qui seront faites, des appareils hyperfréquences et des lignes de transmission seront utilisés. Il est donc nécessaire de comprendre comment générer de tels champs et comment propager ces signaux dans le domaine radiofréquence. Dans le paragraphe suivant, je vais présenter brièvement certaines notions hyperfréquences nécessaires à la conception du dispositif.

### 3.2 Notions et concepts hyperfréquences

Afin de dégager les paramètres importants pour la conception d'un dispositif hyperfréquence, j'introduis dans les sections suivantes quelques notions de base concernant les circuits micro-ondes. Je rappelle que, par hyperfréquence, j'entends la gamme de fréquence pour laquelle la longueur d'onde électromagnétique est de l'ordre de grandeur d'une dimension géométrique caractéristique du circuit.

#### 3.2.1 Modélisation d'une ligne : l'équation des télégraphistes et impédance caractéristique

Pour dériver les équations élémentaires de la propagation d'ondes électromagnétiques dans des circuits hyperfréquences, il est commode d'utiliser l'exemple d'une ligne de transmission. Cette ligne est caractérisée par quatre paramètres électriques : une résistance en série  $R$  et une inductance en série  $L$  qui représentent les pertes d'énergie active et réactive dans la partie conductrice de la ligne ; la conductance  $G$  et la capacité  $C$  en parallèle représentent les pertes

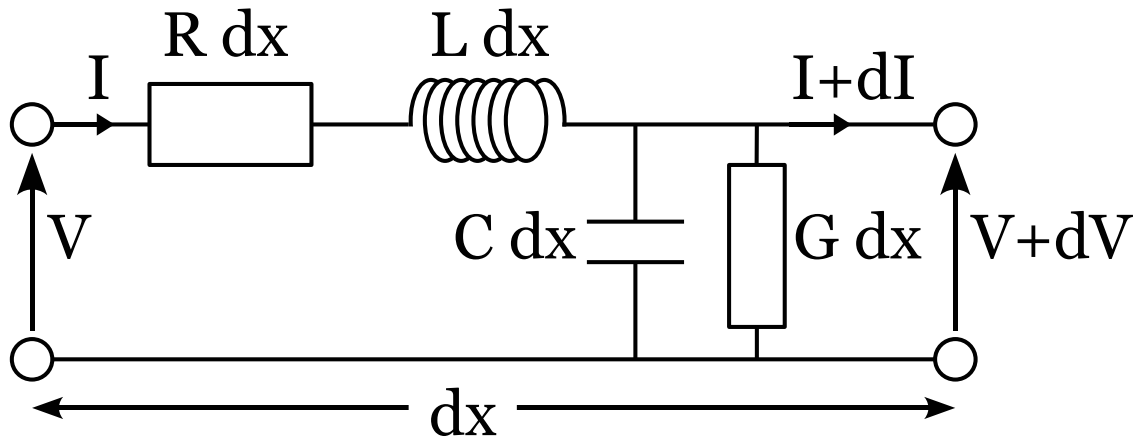


FIGURE 3.1 – Représentation en réseau d'une portion élémentaire de ligne de longueur  $dx$  avec la tension  $V$  et l'intensité  $I$  en entrée, la tension  $V + dV$  et l'intensité  $I + dI$  en sortie et caractérisée par les quatre paramètres électriques  $R$ ,  $L$ ,  $C$ , et  $G$ .

d'énergie active et réactive dans la partie diélectrique de la ligne. Les quatre paramètres s'expriment comme des quantités par unité de longueur.

Il faut noter que ces concepts ne sont valables que pour la propagation d'ondes transverses électromagnétiques (TEM), cas où les notions d'intensité et de courant ont un sens. La ligne coaxiale ainsi que le guide d'onde coplanaire sont des exemples où cette représentation est valide car les champs électrique et magnétique se trouvent dans un plan perpendiculaire au conducteur.

Du fait de la faible longueur d'onde  $\lambda$  de l'onde électromagnétique dans le domaine hyperfréquence ( $\lambda = 10$  cm dans le vide pour une onde de fréquence  $f = 3$  GHz), on ne peut pas modéliser la ligne par un seul quadripôle. Il faut alors la décomposer en une suite de quadripôles élémentaires de longueur  $dx$  telle que  $dx \ll \lambda$  (voir la figure 3.1). Dans chaque section de ligne, les lois de l'électrocinétique nous permettent d'écrire les relations suivantes :

$$dV = - \left( R dx I + L dx \frac{\partial I}{\partial t} \right), \quad (3.1)$$

$$dI = - \left( G dx V + C dx \frac{\partial V}{\partial t} \right). \quad (3.2)$$

On obtient ainsi le système d'équations différentielles couplées suivant :

$$\frac{\partial V}{\partial x} = - \left( R I + L \frac{\partial I}{\partial t} \right), \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial I}{\partial x} = - \left( G V + C \frac{\partial V}{\partial t} \right). \quad (3.4)$$

Dans le cas d'un régime sinusoïdal, on peut utiliser la transformation complexe suivante :



$$V(x, t) = \mathcal{R}e \left[ \tilde{V}(x)e^{j\omega t} \right], \quad I(x, t) = \mathcal{R}e \left[ \tilde{I}(x)e^{j\omega t} \right]. \quad (3.5)$$

Cela nous autorise à séparer les variables de temps et d'espace. On peut ainsi éliminer  $t$  des équations précédentes pour obtenir :

$$\frac{\partial \tilde{V}}{\partial x} = -(R + j\omega L) \tilde{I}, \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial \tilde{I}}{\partial x} = -(G + j\omega C) \tilde{V}. \quad (3.7)$$

En combinant ces deux équations, il vient :

$$\frac{\partial^2 \tilde{V}}{\partial x^2} = \gamma^2 \tilde{V}, \quad \frac{\partial^2 \tilde{I}}{\partial x^2} = \gamma^2 \tilde{I}, \quad (3.8)$$

connues sous le nom d'*équation des télégraphistes* en référence au système de transmission de signaux par câbles télégraphiques. On a introduit  $\gamma$  la constante de propagation, ayant la dimension d'un vecteur d'onde ( $\text{m}^{-1}$ ), et définie par :

$$\gamma = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)}. \quad (3.9)$$

Les équations 3.8 admettent les solutions suivantes :

$$\tilde{V}(x) = \tilde{V}^+ e^{-\gamma x} + \tilde{V}^- e^{\gamma x}, \quad (3.10)$$

$$\tilde{I}(x) = \tilde{I}^+ e^{-\gamma x} + \tilde{I}^- e^{\gamma x}, \quad (3.11)$$

où  $\tilde{V}^+$ ,  $\tilde{V}^-$ ,  $\tilde{I}^+$  et  $\tilde{I}^-$  sont des constantes d'intégration. Ces solutions sont des combinaisons linéaires d'ondes se propageant en sens inverse sur la ligne. Les constantes d'intégration sont linéairement dépendantes d'après les équations 3.6 et 3.7. Il vient alors :

$$Z_c = \frac{\tilde{V}^+}{\tilde{I}^+} = -\frac{\tilde{V}^-}{\tilde{I}^-} = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}}. \quad (3.12)$$

On appelle ce rapport l'impédance caractéristique  $Z_c$  de la ligne. C'est l'équivalent hyperfréquence de l'impédance reliant la tension statique au courant. Dans le cas général,  $\gamma$  et  $Z_c$  sont des complexes. On sépare alors  $\gamma$  en sa partie réelle  $\alpha$ , appelée le coefficient de pertes et en sa partie imaginaire  $\beta$  :

$$\gamma = \alpha + j\beta. \quad (3.13)$$

$\alpha$  décrit la dissipation qui a pour effet de réduire l'amplitude de l'onde et  $\beta$  est relié à la vitesse de phase  $v$  par la relation  $v = \omega/\beta$ . Dans le cas d'une ligne avec pertes, la vitesse de phase dépend de la fréquence : on parle alors d'une ligne dispersive. Cette dispersion se traduit par une déformation de l'onde ainsi qu'un affaiblissement de son amplitude. Ceci illustre la nécessité de travailler avec des lignes peu dissipatives, ce qui est en général le cas pour les lignes radiofréquences qui sont conçues pour avoir de faibles pertes. L'impédance caractéristique est alors indépendante de la fréquence dans le cas non dissipatif :

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad (3.14)$$

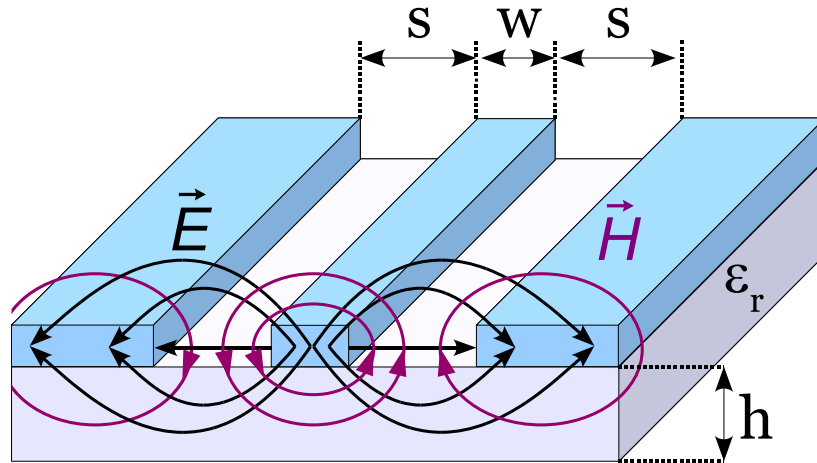


FIGURE 3.2 – Schéma d'un guide d'onde coplanaire et description des lignes de champ électrique et magnétique. Le conducteur central de largeur  $w$  est séparé par deux plans de masse coplanaires par une distance  $s$ . Les lignes de champ électrique sont approximativement planes dans l'espace entre le conducteur central et les plans de masse.

et la constante de propagation est imaginaire pure :  $\gamma = j\omega\sqrt{LC}$ . Par conséquent, mon dispositif sera fabriqué sur un substrat présentant le moins de pertes diélectriques possibles.

### 3.2.2 Transmission par un guide d'onde coplanaire

Dans cette section, je vais rappeler brièvement les caractéristiques des guides d'ondes coplanaires afin de justifier le choix de la ligne utilisée dans mon micro-dispositif. Une des principales propriétés de ces lignes est que tous les conducteurs sont du même côté du substrat, ce qui facilite la fabrication de ce type de ligne. La structure du guide d'onde coplanaire à deux plans de masse est illustrée en figure 3.2. Le ruban, de largeur  $w$ , est encadré par deux plans de masse séparés du conducteur central d'une distance  $s$ . Ces lignes conductrices sont déposées sur un matériau diélectrique de constante diélectrique  $\epsilon_r$ . Les lignes de champ électrique et magnétique ont l'allure décrite en figure 3.2. Comme la propagation des ondes s'effectue dans des milieux diélectriques différents, le substrat et l'air, le mode de propagation n'est pas exactement TEM mais peut être approximé par un mode quasi-TEM.

Comme dans le cas d'une ligne simple, il est possible de définir l'inductance  $L$  et la capacité  $C$  du guide et ainsi déterminer l'impédance caractéristique  $Z_c$ . Pour un substrat donné,  $Z_c$  dépend des paramètres géométriques de la ligne, c'est-à-dire la largeur du ruban  $w$  et sa distance  $s$  aux plans de masse. Il vient alors [Ghione 1984] :

$$L = \frac{\mu_0}{4} f(s, w), \quad C = 4\epsilon_{eff} \frac{1}{f(s, w)}, \quad Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad (3.15)$$

avec  $f(s, w)$  une fonction compliquée de  $s$  et  $w$ .  $\epsilon_{eff}$  est la permittivité diélectrique effective qui dépend aussi bien de la constante diélectrique du substrat  $\epsilon_r$  que des paramètres géométriques. Il faut noter que l'impédance caractéristique est très peu sensible à l'épaisseur du substrat. En choisissant de manière appropriée les caractéristiques géométriques, il est possible de fixer l'impédance caractéristique de la ligne à  $50 \Omega$ . Pour le calcul exact des

dimensions de la ligne, on peut utiliser des logiciels gratuits disponibles sur Internet<sup>1</sup>. Les paramètres du guide d'onde coplanaire employé dans le micro-dispositif dont je vais décrire la conception ultérieurement sont les suivants : un ruban de largeur  $w = 80 \mu\text{m}$ , d'épaisseur  $300 \text{ nm}$  et un substrat de GaAs de  $500 \mu\text{m}$  d'épaisseur et de constante diélectrique  $\epsilon_r = 12,5$ . Il vient alors  $s = 53,45 \mu\text{m}$  pour avoir  $Z_c = 50 \Omega$  afin d'assurer l'adaptation d'impédance avec les autres équipements utilisés lors des expériences (générateur d'impulsion, analyseur de réseau vectoriel, ...).

### 3.2.3 Mesure des caractéristiques d'une ligne : les paramètres S

Pour des lignes où la propagation TEM n'est pas possible, les notions de courant et de tension ne peuvent être définies. Pour ces systèmes, il est avantageux d'introduire les paramètres S (de l'anglais Scattering parameters) ou paramètres de répartition qui relient les ondes incidentes aux ondes réfléchies. Même si l'on reste dans l'approximation quasi-TEM, il est plus simple d'utiliser les paramètres S car la mesure directe de la tension ou du courant n'est pas aisée dans la gamme hyperfréquence. La connaissance des paramètres S permet en outre de calculer simplement les grandeurs les plus communément recherchées : puissance, gain ou atténuation, coefficient de réflexion, impédance d'entrée. Ils sont donc d'un grand intérêt pratique.

Nous avons vu qu'un guide d'onde était caractérisé en particulier par la constante de propagation de l'onde et par son impédance caractéristique. Lorsqu'une onde rencontre une discontinuité de ces paramètres de propagation, une partie de l'onde va être réfléchi à l'interface tandis que l'autre partie va être transmise. Les facteurs de transmission et de réflexion, a priori complexes, dépendent de la discontinuité à l'interface. Dans le cas général, on modélise un dispositif hyperfréquence par un ensemble de ports. Chaque port correspond à une ligne de transmission. On s'intéressera par la suite uniquement aux dispositifs à deux ports. Pour décrire les paramètres S, on introduit le concept d'ondes généralisées. Les amplitudes normalisées des ondes incidentes  $a_i$  (resp. réfléchies  $b_i$ ) au port  $i$  s'écrivent :

$$a_i = \frac{V_i + Z_{ci}I_i}{2\sqrt{Z_{ci}}}, \quad b_i = \frac{V_i - Z_{ci}I_i}{2\sqrt{Z_{ci}}}, \quad (3.16)$$

avec  $Z_{ci}$  l'impédance caractéristique de la ligne de transmission au port  $i$ . La tension  $V_i$  et le courant  $I_i$  au port  $i$  s'écrivent alors :

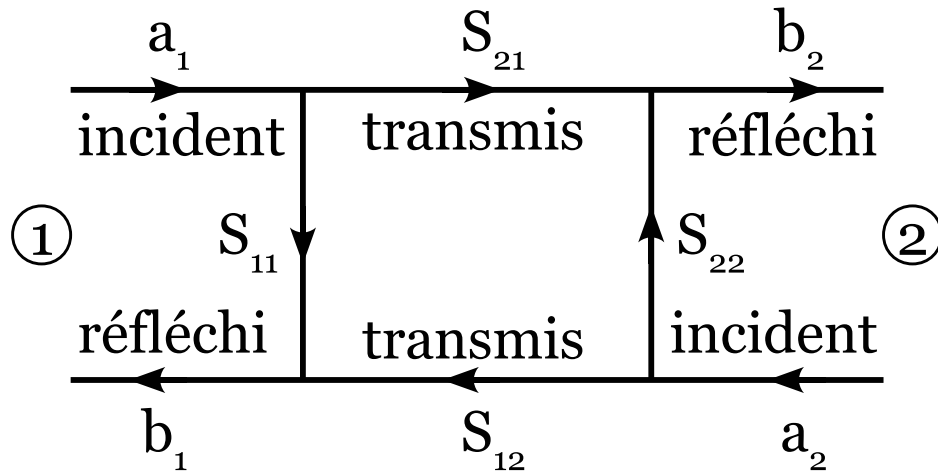
$$V_i = \sqrt{Z_{ci}}(a_i + b_i), \quad I_i = \frac{a_i - b_i}{\sqrt{Z_{ci}}}. \quad (3.17)$$

L'introduction des paramètres  $a_i$  et  $b_i$  prend son sens lorsque l'on injecte les solutions de l'équation des télégraphistes (équations 3.10 et 3.11) dans l'expression de leurs définitions (équations 3.16). Il en découle que  $a_i$  caractérise l'onde incidente et  $b_i$  l'onde réfléchi :

$$a_i = \frac{V_i^+}{\sqrt{Z_{ci}}}e^{-\gamma x}, \quad b_i = \frac{V_i^-}{\sqrt{Z_{ci}}}e^{\gamma x}. \quad (3.18)$$

La relation entre  $a_i$  et  $b_i$  et les paramètres S est schématisée dans la figure 3.3. La matrice des paramètres S correspondante s'écrit alors :

1. Voir par exemple [http://www1.sphere.ne.jp/i-lab/ilab/tool/cpw\\_e.htm](http://www1.sphere.ne.jp/i-lab/ilab/tool/cpw_e.htm)

FIGURE 3.3 – Description schématique des paramètres  $S$  d'un système à deux ports.

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \overline{\overline{S}} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}. \quad (3.19)$$

Chaque paramètre  $S_{ij}$  représente le ratio de l'onde réfléchie  $b_i$  au port  $i$  sur l'onde incidente  $a_j$  au port  $j$  lorsque les autres ports  $k \neq j$  sont terminés par des charges adaptées. Ces quatre paramètres  $S$  suffisent pour caractériser le comportement d'un réseau à deux ports à une fréquence spécifique. Comme les paramètres  $S$  d'un dispositif hyperfréquence varient avec la fréquence, il est nécessaire de connaître les quatre paramètres  $S$  à chaque fréquence d'intérêt. On remarquera également que les variables  $a_i$  et  $b_i$  ont comme dimension une racine carrée de puissance. Il n'est donc pas surprenant de constater que ces variables sont liées aux puissances incidentes et réfléchies des ports  $i$  comme suit :  $P_i^+ = |a_i|^2$ ,  $P_i^- = |b_i|^2$ .

Dans le cas de circuits réciproques, la matrice des paramètres  $S$  ne dépend pas de la direction de propagation de l'onde, c'est-à-dire que l'on a  $S_{21} = S_{12}$ . La plupart des dispositifs passifs hyperfréquences ne contenant pas d'éléments ferromagnétiques satisfont cette condition et on considèrera que c'est également le cas pour notre système étant donnée la faible épaisseur de la couche ferromagnétique.

Dans certains cas, il est plus facile d'écrire les relations entre courant et tension à l'aide de la matrice chaîne [Combes 1997], définie de cette manière :

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ I_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_2 \\ -I_2 \end{pmatrix}. \quad (3.20)$$

L'intérêt de cette matrice est qu'elle est cascadable, contrairement à la matrice  $\overline{\overline{S}}$ . En effet, si le système est composé de  $n$  quadripôles, la matrice chaîne totale sera le produit des  $n$  matrices chaînes individuelles. Il est possible de convertir la matrice chaîne en matrice  $\overline{\overline{S}}$ , accessible expérimentalement. Prenons le cas d'un quadripôle en «  $\Pi$  » d'admittances  $Y_i$  comme celui représenté en figure 3.4 et qui servira dans le chapitre suivant pour caractériser mes dispositifs. La matrice chaîne s'écrit alors :

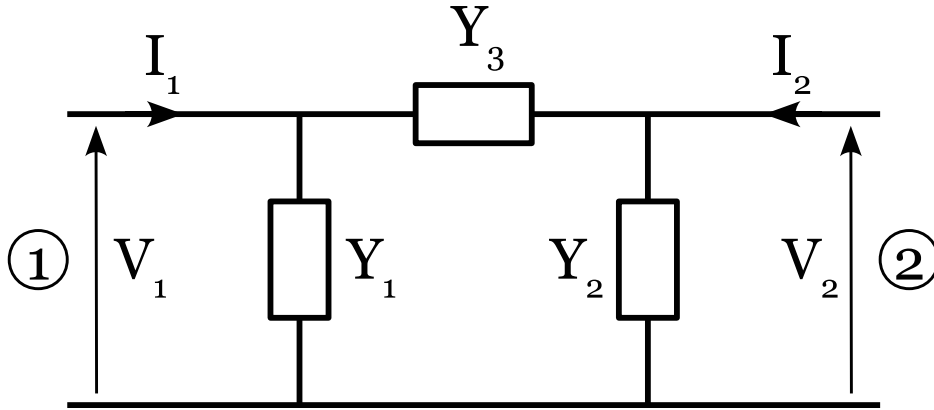


FIGURE 3.4 – Quadripôle en «  $\Pi$  » d'admittances  $Y_i$  avec les notations de courant et de tension correspondantes.

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ I_1 \end{pmatrix} = \frac{1}{Y_3} \begin{pmatrix} Y_2 + Y_3 & 1 \\ Y_1 Y_2 + Y_1 Y_3 + Y_2 Y_3 & Y_1 + Y_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_2 \\ -I_2 \end{pmatrix}. \quad (3.21)$$

Le passage à la matrice  $\bar{\bar{S}}$  s'effectue grâce à cette relation :

$$\begin{aligned} \bar{\bar{S}} &= \frac{1}{A + B/Z_c + CZ_c + D} \begin{pmatrix} A + B/Z_c - CZ_c - D & 2(AD - BC) \\ 2 & -A + B/Z_c - CZ_c + D \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{1 + Z_c(Y_1 + Y_2 + 2Y_3) + \alpha Z_c^2} \begin{pmatrix} 1 + Z_c(Y_2 - Y_1) - \alpha Z_c^2 & 2Y_3 Z_c \\ 2Y_3 Z_c & 1 + Z_c(Y_1 - Y_2) - \alpha Z_c^2 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (3.22)$$

avec  $\alpha = Y_1 Y_2 + Y_1 Y_3 + Y_2 Y_3$  et  $Z_c$  l'impédance caractéristique de la ligne. Dans la pratique, on a accès expérimentalement aux paramètres  $S$  grâce à un analyseur de réseau vectoriel. La connaissance de ces paramètres permet de calculer les admittances du quadripôle en «  $\Pi$  » en inversant le système 3.22. Il vient :

$$\begin{aligned} Y_1 &= \frac{1 - S_{11} - 2S_{21} + S_{21}^2 + S_{22} - S_{11}S_{22}}{(1 + S_{11} - S_{21}^2 + S_{22} + S_{11}S_{22}) Z_c}, \\ Y_2 &= \frac{1 + S_{11} - 2S_{21} + S_{21}^2 - S_{22} - S_{11}S_{22}}{(1 + S_{11} - S_{21}^2 + S_{22} + S_{11}S_{22}) Z_c}, \\ Y_3 &= \frac{2S_{21}}{(1 + S_{11} - S_{21}^2 + S_{22} + S_{11}S_{22}) Z_c}. \end{aligned} \quad (3.23)$$

La mesure des paramètres  $S$  donne une information complète sur un quadripôle quelconque. Ces mesures seront utilisées pour la caractérisation de mes dispositifs dans le domaine fréquentiel.

### 3.3 Choix et conception des différents composants du micro-dispositif

Dans ce paragraphe, je vais justifier mes choix lors de la conception du micro-dispositif. Pour cela, je vais d'abord présenter la structure de l'empilement ferromagnétique pour dans un

second temps détailler la géométrie choisie, puis modéliser électriquement le micro-dispositif afin de calculer la bande passante.

### 3.3.1 Structure de l'empilement et modélisation de la jonction p-n

Les échantillons étudiés dans ces travaux sont des jonctions p-n dont la région dopée  $p$  est une couche à base de semi-conducteur magnétique dilué. Les couches continues, avant structuration, ont été déposées par épitaxie par jets moléculaires par l'équipe de T. Jungwirth à l'Institute of Physics de l'Academy of Sciences of the Czech Republic dans le cadre d'une collaboration.

La figure 3.5(a) présente une vue en coupe du système multicouche ferromagnétique à base de (Ga,Mn)As. La structure de l'empilement est une jonction p-n spécialement conçue pour obtenir une déplétion des porteurs de charge dans la couche ferromagnétique dopée  $p$  par l'application d'une faible tension. En partant du haut, le système comprend une couche de 5 nm d'épaisseur de GaAs dopée Mn ( $x = 2,5\%$ ) ainsi qu'une couche de protection de 2 nm de GaAs afin d'empêcher l'oxydation des couches sous-jacentes. La croissance de ces deux couches s'est effectuée par épitaxie par jets moléculaires à basse température pour éviter la formation de phases parasites ou l'apparition de phases polycristallines. Le choix de cette valeur relativement faible de dopage ( $x = 2,5\%$ ) répond à plusieurs exigences. La première concerne le caractère métallique de (Ga,Mn)As. La concentration en atomes de manganèse est suffisamment importante pour être au-delà de la transition métal-isolant, qui se situe autour de 1 – 2 % [Dietl 2001, Jungwirth 2007]. De plus, la faible valeur du dopage permet de minimiser le nombre d'atomes de manganèse en position interstitielle. Ces défauts, qui abaissent l'aimantation à saturation et diminuent la concentration en porteurs de charge, sont aussi extrêmement mobiles aux températures utilisées lors de la croissance. La diffusion de ces atomes à l'intérieur de la jonction p-n provoquerait l'apparition d'un courant de fuite entre les régions dopées  $p$  et  $n$ , empêchant le bon fonctionnement du dispositif. Il faut noter, par exemple, que de nombreux échantillons testés dans le cadre de ma thèse se sont révélés inopérants du fait d'un fort courant de fuite à travers la barrière. Enfin, la dernière raison concerne l'efficacité de la déplétion. En optant pour un dopage de 2,5 %, la densité de trous est en conséquence plus faible et la réduction du nombre de porteurs libres par déplétion sera donc proportionnellement plus grande. Le prix à payer d'un dopage faible est la valeur de la température de Curie  $T_c$  qui se situe aux alentours de 30 K.

La région  $n$  est constituée par une couche de GaAs fortement dopée en atomes de silicium ( $n = 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ). Le fort dopage en électrons est nécessaire pour obtenir une déplétion, suffisante et dépendante de la tension, de la zone ferromagnétique  $p$ . De part et d'autre de la jonction, il s'établit un champ électrique du fait de l'apparition d'une zone de charge d'espace. En effet, au voisinage de la jonction, il y a un fort gradient de concentration en porteurs de charge. Par conséquent, les très nombreux trous (porteurs majoritaires) dans la zone  $p$  vont diffuser vers la zone  $n$  où ils sont minoritaires, et réciproquement. Il apparaît ainsi, de part et d'autre de la jonction, une zone dans laquelle les charges des impuretés ionisées (donneurs ou accepteurs) ne sont plus compensées par celles des porteurs libres : c'est la zone de charge d'espace d'épaisseur  $w$ . L'analyse précédente peut être étendue au cas où une couche isolante est insérée entre les zones  $p$  et  $n$ . Il est particulièrement intéressant d'ajouter cette couche supplémentaire (AlAs(10 nm)/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As(10 nm) ici) dans notre

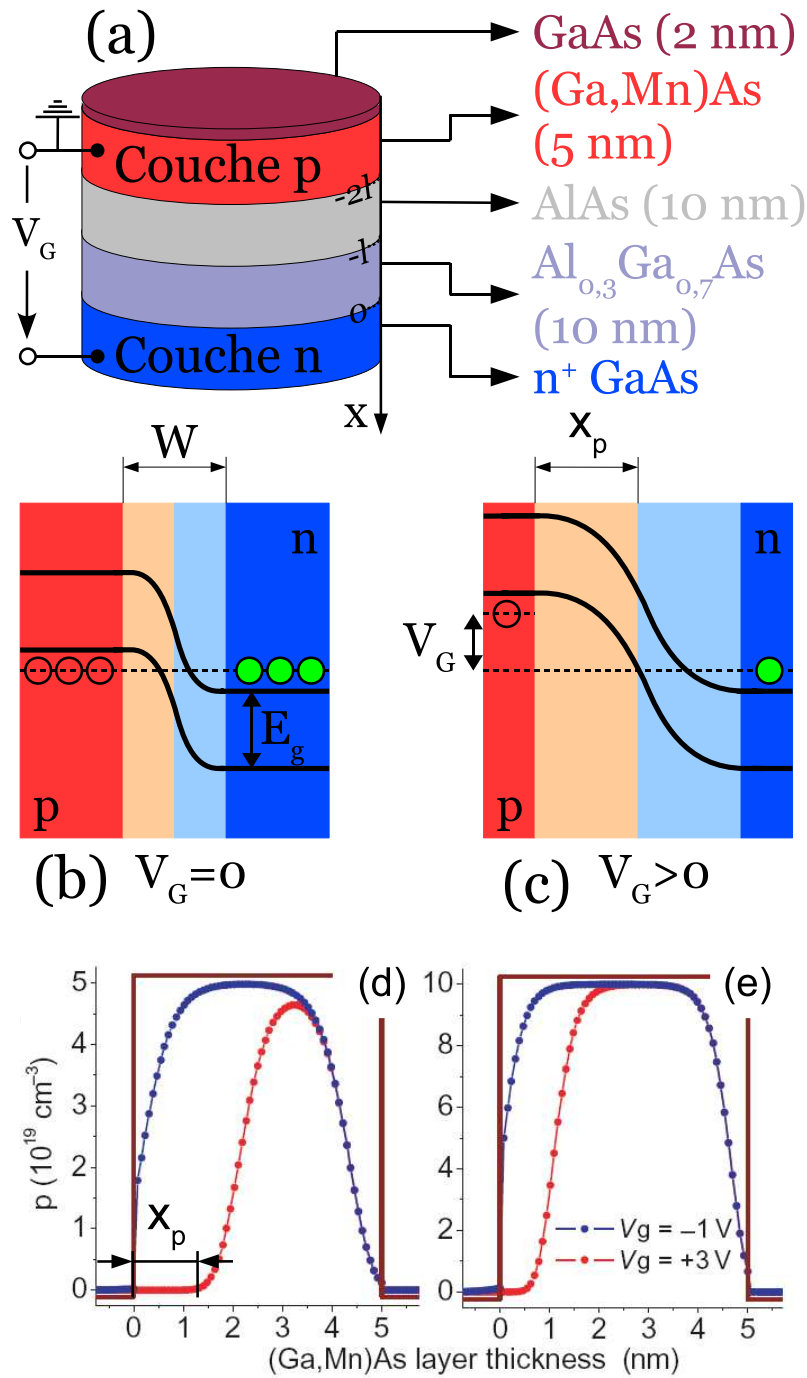


FIGURE 3.5 – (a) Description schématique de la jonction p-n ferromagnétique. (b)-(c) Structures de bande de la jonction en fonction de la tension  $V_G$  appliquée à ces bornes. La zone de charge d'espace  $W$ , dans laquelle les porteurs mobiles sont absents, est plus grande pour  $V_G > 0$ . (d)-(e) Simulations d'après [Owen 2009] du profil de la densité de trous  $p$  dans la couche de (Ga,Mn)As à  $V_G = -1 \text{ V}$  (accumulation) et  $V_G = +3 \text{ V}$  (déplétion), en supposant un dopage de  $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  de la couche de  $n^+$  GaAs. Une tension positive provoque une déplétion de la couche de (Ga,Mn)As sur une épaisseur  $x_p$ .

dispositif afin de minimiser les courants de fuite entre les régions  $p$  et  $n$  lors de l'application d'une tension de polarisation. La présence d'une couche de 10 nm d' $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  implique une forte discontinuité de la bande de conduction avec la couche voisine de  $n^+\text{GaAs}$ . De même, du côté de la région  $p$ , la juxtaposition de 10 nm d' $\text{AlAs}$  avec la couche de  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$  provoque une forte discontinuité de la bande de valence entre les deux matériaux. La structure de bande de la jonction p-n est présentée en figure 3.5(b)-(c) en fonction de la tension  $V_G$  appliquée de part et d'autre de l'empilement. La zone de charge d'espace est notamment plus grande lorsque la jonction est polarisée en inverse ( $V_G > 0$ ) et provoque ainsi une déplétion des porteurs de charge dans la zone  $p$  sur une épaisseur  $x_p$ .

Il est possible de calculer analytiquement la distance  $x_p$  sur laquelle la population des porteurs de charge est diminuée, en faisant l'hypothèse d'une déplétion abrupte de part et d'autre de la barrière de  $\text{AlAs}/\text{AlGaAs}$ . Pour simplifier, on admet que toutes les impuretés sont ionisées, ce qui se traduit par la relation :

$$p x_p = n x_n, \quad (3.24)$$

avec  $x_n$  l'épaisseur de la zone de déplétion du côté  $n$ . L'écriture de l'équation de Poisson permet de calculer le champ électrique  $E(x)$  à l'intérieur de la zone de charge d'espace avec les conditions aux bords suivantes :  $E(x_n) = E(-2l - x_p) = 0$  et continuité de la composante normale de l'induction électrique  $\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}$  (pas de charge de surface) en  $x = 0$  et  $x = -l$  (voir figure 3.5(a) pour les notations). Il vient alors :

$$E(x) = \begin{cases} qn/\varepsilon (x - x_n) & \text{pour } 0 > x > x_n \\ -qn/\varepsilon_1 x_n & \text{pour } -l > x > 0 \\ -qn/\varepsilon_2 x_n & \text{pour } -2l > x > -l \\ -qp/\varepsilon (x + x_p + 2l) & \text{pour } -2l - x_p > x > -2l \end{cases} \quad (3.25)$$

avec  $\varepsilon$ ,  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  les permittivités de  $\text{GaAs}$ ,  $\text{AlGaAs}$  et  $\text{AlAs}$  respectivement et  $q$  la charge de l'électron. L'intégration du champ électrique entre  $-2l - x_p$  et  $x_n$  permet d'obtenir la tension  $V$  aux bornes de la jonction p-n. On trouve :

$$V = \frac{q}{2\varepsilon} (p x_p)^2 \left( \frac{1}{p} + \frac{1}{n} \right) + \frac{ql}{\varepsilon_{eff}} p x_p, \quad (3.26)$$

avec  $\varepsilon_{eff}^{-1} = \varepsilon_1^{-1} + \varepsilon_2^{-1}$ . La résolution de cette équation du second degré en  $p x_p$  permet de déterminer la relation donnant la valeur de  $x_p$  en fonction de  $V$  :

$$x_p = -\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{eff}} \frac{n}{n+p} l + \sqrt{\left( \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{eff}} \frac{n}{n+p} l \right)^2 + 2\varepsilon \frac{n}{p(p+n)} \frac{V}{q}}. \quad (3.27)$$

On peut maintenant estimer l'épaisseur de déplétion en utilisant les valeurs numériques suivantes :  $p = 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ,  $n = 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\varepsilon = 12,5 \varepsilon_0$ ,  $\varepsilon_1 = 12,05 \varepsilon_0$  [Goldberg 1999],  $\varepsilon_2 = 10,06 \varepsilon_0$  [Goldberg 1999],  $l = 10 \text{ nm}$ ,  $V = V_G + E_g/q$  avec  $E_g = 1,42 \text{ eV}$  l'énergie du gap de  $\text{GaAs}$ . Pour une tension de polarisation de  $V_G = 3 \text{ V}$ , on trouve  $x_p \sim 1 \text{ nm}$ , ce qui représente une déplétion de 20 % pour une couche de 5 nm de  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ . Ce calcul simple confirme la possibilité d'obtenir une déplétion importante dans l'hétérojonction en appliquant une faible tension. Des simulations plus réalistes [Owen 2009] prenant en compte un profil de la densité de trous non abrupt mènent aux mêmes conclusions (voir figure 3.5(d)-(e)). Les calculs mettent en valeur la diminution de l'épaisseur effective de la couche conductrice



de (Ga,Mn)As. On s'attend donc aussi à une augmentation de la résistance de la couche ferromagnétique pour des tensions de polarisation positives.

### 3.3.2 Niveau d'excitation

Ce niveau a pour but la génération d'impulsions de champ électrique de courte durée, typiquement 1 – 10 ns. Compte tenu des notions hyperfréquences présentées auparavant, le guide d'onde coplanaire semble être un choix judicieux puisque la ligne de signal et la masse sont du même côté du substrat. D'après la configuration de l'empilement, la ligne de signal doit être contactée sur la couche de  $n^+$ GaAs qui constitue la région dopée  $n$  de la jonction p-n afin de créer une déplétion des porteurs de charge dans la couche ferromagnétique dopée  $p$ . Pour les contacts de masse, ils devront être pris sur le sommet de la structure, c'est-à-dire sur la couche de (Ga,Mn)As. Le substrat utilisé est du GaAs semi-isolant (dont la résistivité est typiquement de l'ordre de  $10^6 - 10^9 \Omega \cdot \text{cm}$ ) afin de limiter les pertes diélectriques. Lors de la conception de cette ligne qui sert de niveau d'excitation et que l'on va appeler par la suite grille en référence à un transistor, deux points critiques sont à prendre en compte :

1. La dimension des contacts de masse. Les surfaces de recouvrement entre les contacts de masse et la couche dopée  $n$  de GaAs forment un condensateur plan, limitant alors la bande passante d'excitation du système. Pour réduire les effets capacitifs, un gros effort a été fait pour diminuer ces surfaces de recouvrement. Néanmoins, la dimension latérale des contacts de masse ne peut être réduite au-delà de 50  $\mu\text{m}$  car c'est la limite en dessous de laquelle il devient très difficile de contacter l'échantillon à l'aide de pointes. C'est donc cette dimension que j'ai choisie pour minimiser les effets capacitifs tout en tenant compte des impératifs technologiques.
2. La distance centre à centre entre la ligne centrale et les plans de masse. Pour des raisons pratiques, cette distance doit être égale à 125  $\mu\text{m}$ . En effet cela correspond à l'espacement entre les pointes (de marque Picoprobe) dont on dispose pour contacter l'échantillon avec les appareils hyperfréquences.

Ce guide d'onde coplanaire est conçu pour avoir une impédance caractéristique de 50  $\Omega$  et les dimensions exactes correspondent à celles de l'exemple donné dans le paragraphe 3.2.2. Il faut toutefois noter que l'adaptation d'impédance n'est pas vraiment déterminante pour les caractéristiques hyperfréquences du dispositif. En effet, du fait de la très courte longueur des lignes comme nous allons le voir par la suite, le niveau d'excitation peut être considéré comme ponctuel et par conséquent la propagation d'ondes électromagnétiques ne joue qu'un rôle mineur.

### 3.3.3 Niveau de mesure : choix de la géométrie Corbino

La géométrie retenue pour le niveau de mesure est la géométrie Corbino constituée par deux disques concentriques (voir figure 3.6). Un des principaux avantages de cette configuration est la possibilité d'obtenir une faible valeur de la résistance de la couche de (Ga,Mn)As par l'ajustement des dimensions du dispositif. C'est un paramètre important car, dans le domaine hyperfréquence, une discontinuité d'impédance se caractérise par une réflexion d'une partie du signal à l'interface. De plus, cette géométrie est commode pour des mesures hyperfréquences car elle conserve la géométrie coaxiale de la plupart des équipements commerciaux.

Considérons la géométrie Corbino, constituée par deux disques métalliques intérieur de

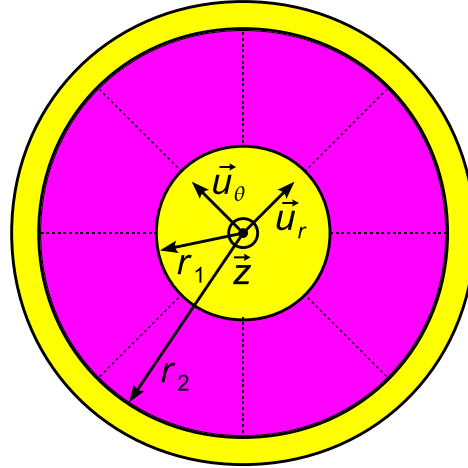


FIGURE 3.6 – Schéma de la géométrie Corbino dont le disque intérieur (resp. extérieur) a un rayon  $r_1$  (resp.  $r_2$ ). Les lignes de champ électrique radiales sont représentées en pointillés.

rayon  $r_1$  et extérieur de rayon  $r_2$  déposés sur une couche mince de (Ga,Mn)As et calculons la résistance du dispositif. Par symétrie, on montre que les lignes de champ électrique  $\mathbf{E}$  sont dirigées suivant le vecteur radial  $\mathbf{u}_r$ , comme représenté en figure 3.6. Ecrivons la loi d'Ohm locale entre les deux contacts métalliques :

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}, \quad (3.28)$$

où  $\sigma$  est la conductivité électrique de (Ga,Mn)As. Intégrons cette équation sur une surface élémentaire  $d\mathbf{S}$  pour obtenir le courant  $I$ , en utilisant le fait que  $\mathbf{E} = E(r)\mathbf{u}_r$ . Il vient alors :

$$I = \int_S \mathbf{j} \cdot d\mathbf{S} = \int_S \sigma E(r) r d\theta dz = 2\pi r t \sigma E(r), \quad (3.29)$$

avec  $t$  l'épaisseur de la couche de (Ga,Mn)As. La tension  $V$  entre les deux disques s'écrit :

$$\begin{aligned} V &= \int_{r_1}^{r_2} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r} = \int_{r_1}^{r_2} \frac{I}{\sigma 2\pi t} \frac{dr}{r} \\ &= \frac{I}{\sigma 2\pi t} \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right). \end{aligned} \quad (3.30)$$

D'où la résistance Corbino  $R^c$  de la couche de (Ga,Mn)As :

$$R^c = \frac{1}{\sigma 2\pi t} \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right). \quad (3.31)$$

En fixant les dimensions des rayons, il est possible d'ajuster la résistance à la valeur souhaitée. Dans le but de minimiser la résistance du dispositif, j'ai déterminé la résistivité de ce type de couche de (Ga,Mn)As ultra-mince et faiblement dopée à partir des données disponibles dans la référence [Owen 2009]. A très basse température ( $T = 4,2$  K), on trouve que  $\rho \sim 0,1 \Omega \cdot \text{cm}$ . On remarquera que cette valeur est plus grande d'un facteur 100 comparée à celle déterminée dans le chapitre 1 (voir figure 1.10). Une des raisons de cet écart est la proximité de la transition métal-isolant induite par une plus faible valeur de dopage de ces échantillons. De plus, de manière générale, pour des couches faiblement dopées la résistivité

de (Ga,Mn)As augmente fortement à très basse température. Il faut ainsi s'attendre à des échantillons relativement résistifs dans cette gamme de températures. Pour atténuer cet effet, il est donc préférable de diminuer, dans la limite du possible, le rapport des rayons extérieur et intérieur  $r_2/r_1$ . Pour cela, il faut avoir un rayon intérieur  $r_1$  grand ainsi qu'une différence des rayons  $\Delta r = r_2 - r_1$  la plus petite possible. Il faut néanmoins prendre en compte les contraintes technologiques liées à l'utilisation d'une lithographie optique standard pour la fabrication des dispositifs et qui nous imposent une distance minimale de  $\Delta r = 1 - 2 \mu\text{m}$ . La deuxième contrainte est dictée par la nécessité de réduire la surface de recouvrement entre la couche de  $n^+\text{GaAs}$  et le disque central d'où une limite sur la valeur de  $r_1$ . A partir de ces impératifs, j'ai opté pour les dimensions suivantes :  $r_2 = \{30, 35, 40, 45\}$  (en  $\mu\text{m}$ ),  $\Delta r = \{2, 3, 4, 5\}$  (en  $\mu\text{m}$ ).

La grande qualité cristalline des échantillons de (Ga,Mn)As épitaxiés permet d'extraire les coefficients d'AMR (voir §1.7.2) à partir de mesures de transport sur des disques Corbino [Rushforth 2007, Rushforth 2009]. Dans cette géométrie de symétrie cylindrique, les lignes de champ électrique sont radiales et les effets provenant d'une direction spécifique du courant par rapport à l'aimantation s'annulent. Les mesures Corbino sont rendues possibles dans ces matériaux monocristallins présentant de faibles densités de porteurs de charge (comparés aux monocristaux métalliques) par la relativement grande résistance Corbino comparée aux résistances de contact. En reprenant les équations 1.32 et 1.33, on peut montrer [Rushforth 2007] que la résistance Corbino  $R^c$  s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{R^c - R_{av}^c}{R_{av}^c} &= \frac{\Delta\rho_{xx}(I \parallel [110]) + \Delta\rho_{xx}(I \parallel [1\bar{1}0])}{\rho_{av}} \\ &= C_U \cos 2\phi + C_C \cos 4\phi, \end{aligned} \quad (3.32)$$

avec  $\Delta\rho_{xx} = \rho_{xx} - \rho_{av}$  et  $R_{av}^c$  la moyenne angulaire de  $R^c$ . La résistance ne dépend plus de la direction du courant électrique et tous les termes de symétrie non-cristalline sont éliminés. La magnétorésistance planaire dans la géométrie Corbino ne dépend plus alors que de l'angle  $\phi$  entre l'aimantation et la direction cristallographique  $[1\bar{1}0]$ . Elle reflète donc la même symétrie sous-jacente que l'anisotropie magnétique : une symétrie cubique ainsi qu'un terme uniaxial brisant cette symétrie. Pour finir, la magnétorésistance Corbino dans (Ga,Mn)As à basse température vaut quelques pourcents qu'il faut comparer à l'AMR non-cristalline qui est bien plus grande ( $\sim 30\%$ ). Néanmoins, cette valeur de magnétorésistance est suffisante pour avoir accès à l'orientation de la direction de l'aimantation.

### 3.3.4 Géométrie de la structure adoptée

La structure finale du dispositif est représentée en figure 3.7. Chaque dispositif a une surface de  $300 \times 400 \mu\text{m}^2$ . Il contient un guide d'onde coplanaire de  $50 \mu\text{m}$  de longueur à droite du schéma pour la génération d'impulsions de champ électrique entre la grille (G) et le drain (D). On peut remarquer que la ligne de signal est déposée sur la couche de  $n^+\text{GaAs}$  (en vert) alors que les plans de masse reposent sur la couche de (Ga,Mn)As. A gauche, le niveau de mesure en géométrie Corbino permet de déterminer la résistance (dans le domaine quasi-statique ou hyperfréquence) entre les points appelés source (S) et drain (D). Ce dispositif est en tous points semblable à un transistor à effet de champ : il comporte trois électrodes actives, ce qui permet le contrôle du courant dans le canal semi-conducteur grâce à une

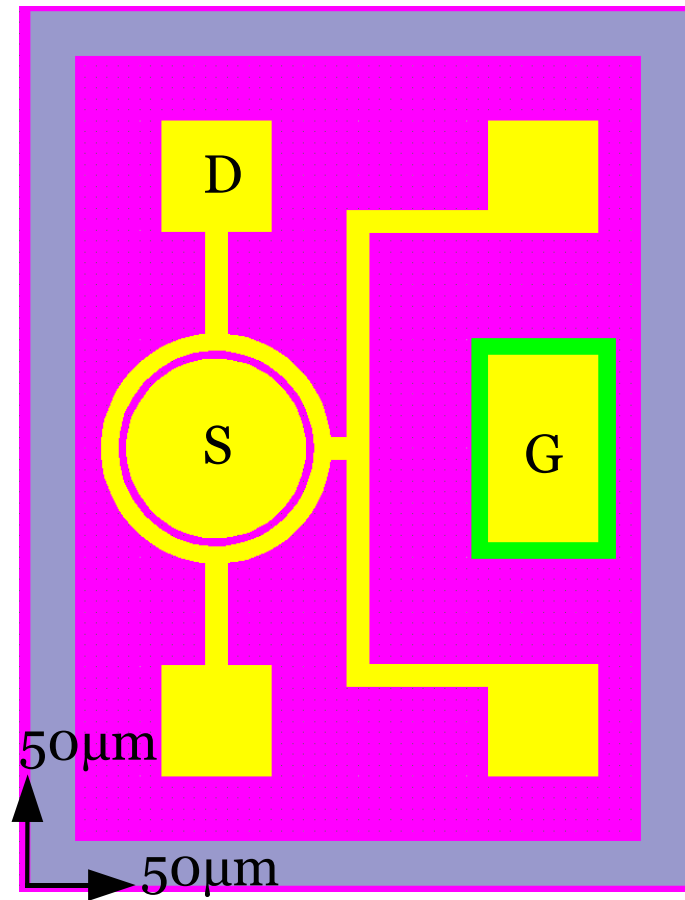


FIGURE 3.7 – Structure du dispositif avec le niveau d’excitation à droite et le niveau de mesure en géométrie Corbino à gauche. Une tension appliquée sur la grille (G) permet de contrôler le courant entre la source (S) et le drain (D), constitué par les deux plans de masse. Les niveaux vert, jaune, magenta et bleu correspondent aux couches de  $n^+$ GaAs, contact électrique, (Ga,Mn)As et substrat respectivement.

électrode d’entrée (la grille). Ici, le drain est connecté à la masse qui est commune pour les niveaux d’excitation et de mesure pour éviter tout phénomène de parasite entre la grille et le disque Corbino.

Dans la figure 3.7, les différentes couleurs correspondent aux différents niveaux de l’empilement. Elles représentent aussi les masques utilisés pour la micro-fabrication du dispositif comme nous le verrons à la fin de ce chapitre. Enfin, on peut remarquer que la surface des contacts de masse a été réduite afin de minimiser les effets capacitifs et ainsi garantir une bande passante suffisante comme nous allons le voir au paragraphe suivant.

### 3.3.5 Modélisation électrique du dispositif

A partir de la structure présentée dans la section précédente, je vais modéliser le dispositif par un circuit électrique équivalent afin de déterminer la bande passante lors de l’excitation par un champ électrique et lors de la mesure de la résistance. Pour cela, je vais faire plusieurs approximations :

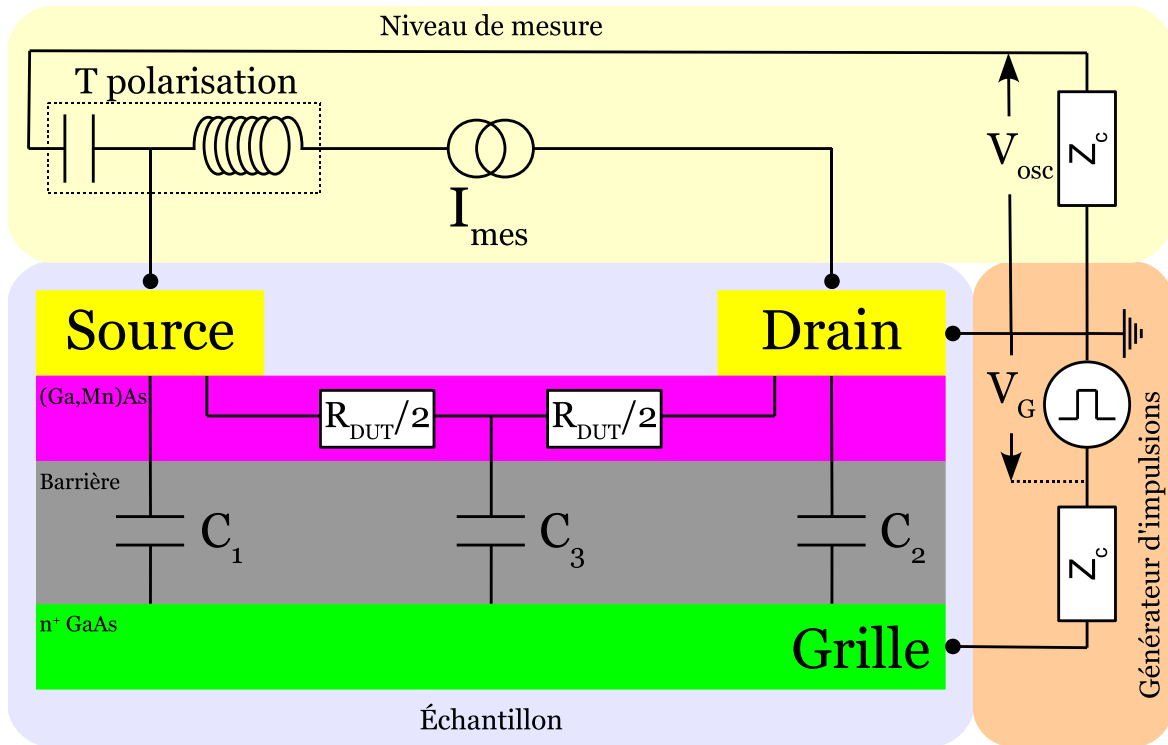


FIGURE 3.8 – Circuit électrique équivalent de l'empilement ferromagnétique. On modélise la barrière par une capacité  $C_3$  et les effets capacitifs entre le disque Corbino et la couche dopée  $n$  par deux condensateurs  $C_1$  et  $C_2$ . Un générateur d'impulsions d'amplitude  $V_G$  connecté entre la grille et le drain permet de dépléter les porteurs de charge dans la couche de  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ , modélisée par une résistance  $R_{\text{DUT}}$ . La mesure dans le domaine temporel de la tension radiofréquence  $V_{\text{osc}}$  entre la source et le drain s'effectue via un T de polarisation et avec un courant continu  $I_{\text{mes}}$ .  $Z_c$  correspond à l'impédance caractéristique de la ligne de transmission, c'est-à-dire  $50 \Omega$ .

1. Une conductivité nulle de la barrière isolante de AlAs/AlGaAs. Je vais donc supposer qu'il n'y a aucune charge à l'intérieur de ces couches et je vais les modéliser par deux condensateurs en série, équivalents à un condensateur de permittivité  $\epsilon_{\text{eff}} = 5,48 \epsilon_0$  et d'épaisseur  $l = 10 \text{ nm}$ .
2. Un couplage capacitif entre le plan de GaAs dopé  $n$  et la source et le drain. La valeur de ces capacités ( $C_1$  pour la source et  $C_2$  pour le drain) est calculable simplement par le recouvrement des surfaces en regard.
3. Le contact entre la couche semi-conductrice de  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$  et les lignes métalliques de mesure est supposé ohmique c'est-à-dire que le contact métal-semiconducteur présente une faible résistance de contact  $R_c$ . On néglige aussi l'éventuelle capacité au niveau du contact, qui à hautes fréquences, devient très faible.
4. Le canal semi-conducteur est assimilé à une résistance  $R_{\text{DUT}}$  couplée par effet capacitif à la couche de  $n^+\text{GaAs}$ . Ce couplage s'effectue par une distribution de condensateurs en parallèle, modélisée par un seul condensateur  $C_3$  comme représenté en figure 3.8.

La figure 3.8 présente le circuit équivalent du dispositif prenant en compte les approximations énumérées ci-dessus. J'ai aussi représenté la partie génération d'impulsions de tension d'amplitude  $V_G$  dans le cadre orange. L'impédance  $Z_c = 50 \Omega$  correspond à l'impédance caractéristique des lignes de transmission. Le cadre jaune indique, quant à lui, le niveau de mesure dans le domaine temporel de la tension entre la source et le drain. Un T de polarisation est inséré pour séparer la contribution variable de la résistance, du courant de mesure de  $I_{mes}$ . Les capacités caractérisant le couplage entre les deux plans conducteurs s'expriment ainsi :

$$C_i = \frac{\varepsilon_{eff} A_i}{l}, \quad (3.33)$$

avec  $A_i$  les surfaces de recouvrement correspondantes, calculables grâce aux dimensions du dispositif et  $l = 10 \text{ nm}$  l'épaisseur effective de la barrière. Prenons le cas d'un disque Corbino de rayon intérieur  $r_1 = 28 \mu\text{m}$  et extérieur  $r_2 = 30 \mu\text{m}$ . Les valeurs des surfaces  $A_i$  s'écrivent alors :  $A_1 = \pi r_1^2 = 2,5 \cdot 10^3 \mu\text{m}^2$ ,  $A_3 = \pi (r_2^2 - r_1^2) = 364 \mu\text{m}^2$  et  $A_2 = 16 \cdot 10^3 \mu\text{m}^2$ , valeur la plus grande du fait d'un plan de masse important. Il vient alors pour les capacités :

$$C_1 = 12 \text{ pF}, \quad C_2 = 77 \text{ pF}, \quad C_3 = 2 \text{ pF}. \quad (3.34)$$

La capacité  $C_2$  entre le drain et la grille (couche dopée n) est la plus importante et sera déterminante dans le calcul de la bande passante du dispositif comme nous allons le voir dans la section suivante.

### 3.3.6 Estimation de la bande passante théorique du dispositif

Pour estimer la bande passante du dispositif, il faut distinguer deux cas : la mise en tension de la grille et la phase de lecture de la résistance.

#### 3.3.6.1 Mise en tension de la grille

Pour calculer la bande passante disponible lorsque le générateur d'impulsions envoie un signal impulsionnel d'amplitude  $V_G$ , je vais calculer la tension  $V_{DG}$  entre le drain et la grille. D'après la figure 3.8, cette tension s'écrit :

$$V_{DG}(t) = \frac{1}{1 + j\omega Z_c C_2} V_G(t). \quad (3.35)$$

La constante de temps de mise en tension de la grille vaut ainsi  $\tau_G = Z_c C_2$ . La capacité  $C_2$  joue donc un rôle important et détermine la valeur de la bande passante lors de la mise en tension de la grille.

#### 3.3.6.2 Lecture de la résistance

Déterminons maintenant le comportement du circuit lors de la lecture de la résistance  $R_{DUT}$  du dispositif. Dans un premier temps, je vais supposer que l'impédance  $Z_c$  entre la source et le drain court-circuite le condensateur  $C_1$ . Cette approximation est raisonnable dans la gamme radiofréquence compte tenu de la valeur de  $C_1$ . Le schéma équivalent peut alors être simplifié comme indiqué par la figure 3.9.

En écrivant les lois de Kirchhoff, la tension aux bornes du dispositif  $V_{osc}$  satisfait cette équation différentielle linéaire du second ordre :

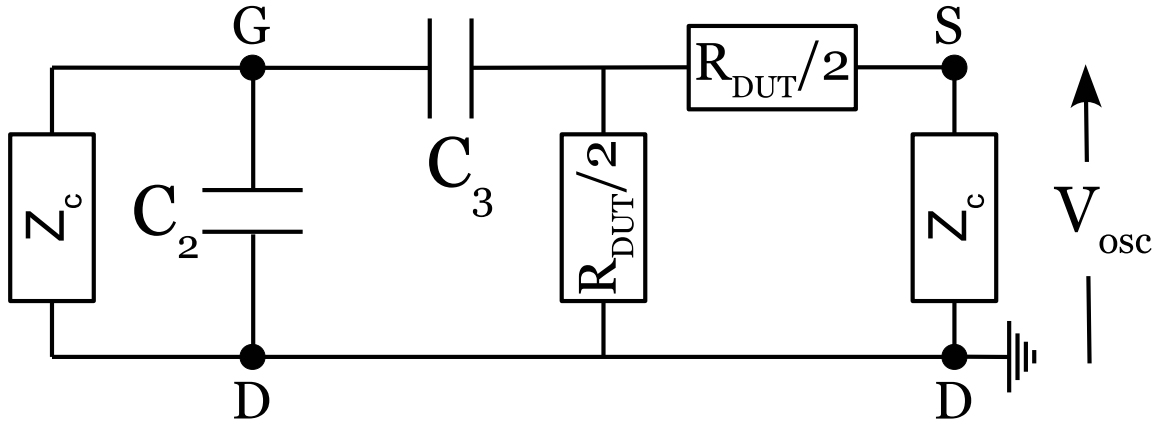


FIGURE 3.9 – Schéma électrique équivalent pour la lecture de la résistance dans le cas où la capacité  $C_1$  est négligée devant l'impédance caractéristique  $Z_c$ .

$$\frac{d^2 V_{\text{osc}}}{dt^2} \left[ \frac{R_{\text{DUT}} Z_c C_2 C_3}{4} \right] + \frac{dV_{\text{osc}}}{dt} \left[ Z_c C_2 + \frac{R_{\text{DUT}} C_3}{4} \right] + V_{\text{osc}} = 0. \quad (3.36)$$

En cherchant des solutions de la forme  $V_{\text{osc}}(t) = \exp(-t/\tau)$ , les deux constantes de temps s'écrivent :

$$\tau_1 = \tau_G = Z_c C_2 \quad (3.37)$$

$$\tau_2 = \frac{R_{\text{DUT}} C_3}{4} \quad (3.38)$$

On retrouve de nouveau la constante de temps  $\tau_G = Z_c C_2$  ainsi qu'un autre temps caractéristique  $\frac{R_{\text{DUT}} C_3}{4}$  bien plus faible que  $\tau_G$ . Finalement, la bande passante  $\Delta f$  aussi bien en lecture que lors de la mise en tension de la grille est déterminée par la valeur  $1/\tau_G$  et donc directement dépendante de l'aire du plan de masse  $A_2$ . En utilisant la valeur de  $C_2$  déterminée auparavant, on trouve  $\Delta f \sim 250$  MHz, ce qui reste tout de même assez faible. Malgré les efforts de réduction des surfaces de recouvrement, comme en témoigne la finesse des lignes de masse (voir la figure 3.7), les effets capacitifs limitent la bande passante et ils ne pourront être négligés.

Pour finir, dans le cas où l'on ne néglige pas la capacité  $C_1$ , il est possible de calculer numériquement les temps caractéristiques du système. Il apparaît qu'ils sont très proches des valeurs déterminées analytiquement, validant ainsi l'hypothèse de départ.

### 3.4 Procédure de micro-fabrication des échantillons

La micro-fabrication d'échantillons performants a constitué une bonne partie de ce travail de thèse. L'objectif était de graver l'empilement ferromagnétique afin d'atteindre la région dopée  $n$ , de déposer des électrodes métalliques et de minimiser la détérioration de la couche ferromagnétique de (Ga,Mn)As par les étapes de micro-fabrication. La structuration des échantillons fait intervenir trois grandes étapes :

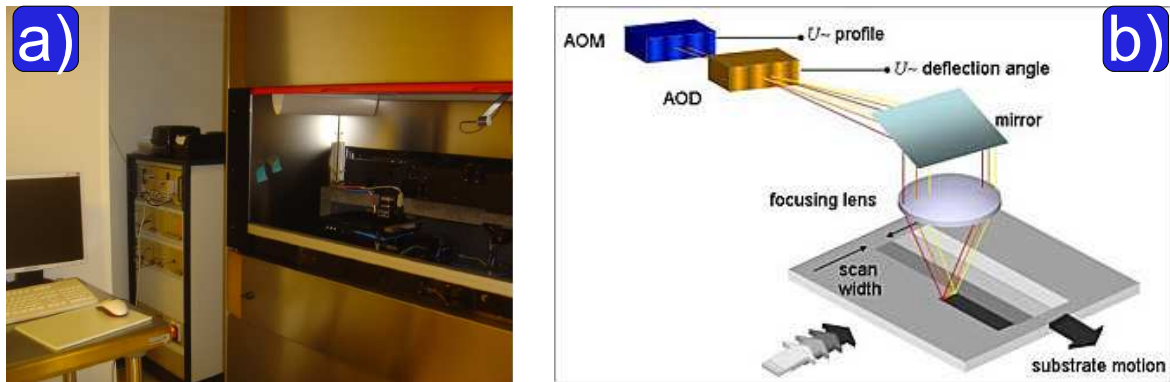


FIGURE 3.10 – (a) Système d'écriture par lithographie laser de la Centrale de Technologie Universitaire de l'IEF. (b) Principe de l'écriture laser. La zone à exposer est découpée en bandes dont la largeur correspond à la déflexion du faisceau laser provoquée par le déflecteur acousto-optique (AOD). Les composants optiques restent immobiles et c'est l'échantillon qui se déplace parallèlement aux bandes.

1. Photolithographie et gravure humide jusqu'au substrat pour isoler électriquement chacun des dispositifs.
2. Photolithographie et gravure humide jusqu'à la couche de  $n^+$ GaAs pour définir la grille.
3. Photolithographie et dépôt des électrodes métalliques Cr/Au.

Dans un premier temps, je vais présenter le procédé de structuration initialement prévu qui utilise uniquement la lithographie laser. Cette méthode n'ayant pas permis d'obtenir les résultats escomptés, je présente dans un deuxième temps un autre procédé de structuration mis au point durant ma thèse. Celui-ci permet de réaliser de nombreux dispositifs sur un même échantillon. Il nécessite la réalisation de trois niveaux de lithographie optique avec un réalignement précis à chaque étape. Les micro-dispositifs ont été réalisés à la *Centrale de Technologie Universitaire (CTU) de l'Institut d'Electronique Fondamentale* à Orsay à partir des empilements présentés en figure 3.5.

### 3.4.1 Procédé de structuration par lithographie laser

#### 3.4.1.1 Principe de la lithographie laser

La lithographie laser est une technique d'écriture directe qui ne nécessite pas de masque physique pour définir les motifs à transférer sur l'échantillon. Elle implique une source laser (He-Cd) dont la longueur d'onde ( $\lambda = 442 \text{ nm}$ ) définit la précision de la lithographie. Cette longueur d'onde présente aussi l'avantage d'être compatible avec la plupart des résines photosensibles utilisées en lithographie optique. Le système présent à l'IEF (voir la photo de la figure 3.10(a)) est principalement utilisé pour l'écriture directe et pour la production de masques optiques.

Le système utilise une technologie de balayage dit de « Raster scan », c'est-à-dire qu'au lieu d'adresser le faisceau successivement sur chaque pixel, on balaye systématiquement ligne par ligne une partie de la surface de l'échantillon, en éteignant le faisceau sur les zones qui ne



doivent pas être écrites. La vitesse d'écriture (plusieurs  $\text{mm}^2 \cdot \text{min}^{-1}$ ) d'un dessin particulier ne dépend pas du facteur d'exposition comme c'est le cas pour la lithographie électronique ni de la densité de motifs, mais uniquement de la surface totale des motifs à transférer. Le système utilise des modulateurs (AOM) et des défecteurs (AOD) acousto-optiques pour contrôler respectivement l'intensité du laser et pour balayer le faisceau. La figure 3.10(b) illustre le principe de l'exposition. L'intensité du faisceau laser est modulée par l'AOM et le défecteur modifie l'orientation du faisceau dans une direction perpendiculaire au mouvement du substrat. L'échantillon est ainsi exposé sur une bande dont la largeur correspond à l'extension latérale de la déflexion. En recollant les multiples bandes ensemble, la totalité de l'échantillon est exposée. Les deux paramètres importants de l'écriture laser sont l'énergie du faisceau (en pourcentage de l'intensité maximum) et la distance focale. On peut insérer des filtres optiques entre l'échantillon et la source laser afin de réduire l'intensité du laser. L'insolation d'un motif de test avec une matrice de valeurs de focale et d'énergie permet de déterminer ces paramètres.

Pour atteindre des résolutions d'écritures de l'ordre du micron, le système a besoin de focaliser le faisceau laser avec une lentille de forte ouverture numérique. A cause de la faible profondeur de champ de ces lentilles, il est important de garder constante la distance entre l'échantillon et la lentille. Cela s'effectue via un système d'autofocus qui, en mesurant la pression sous la tête d'écriture, maintient la mise au point de la lentille. On peut ainsi atteindre une résolution d'écriture de 800 nm avec la tête d'écriture 2 mm. Cette technique de mise au point présente le désavantage de ne pouvoir écrire sur la totalité de la surface de l'échantillon. En effet, sur les bords, il existe des zones d'exclusion (quelques millimètres!) car la mesure de la pression n'est pas assez fiable. Il convient alors de travailler avec des échantillons de tailles suffisantes pour maximiser la surface d'écriture.

### 3.4.1.2 Procédé d'écriture directe

Dans un premier temps, j'ai utilisé le système de lithographie laser pour faire de l'écriture directe. Cela consiste à enduire la totalité de la surface de l'échantillon avec une couche mince de résine de l'ordre du micromètre. Il s'agit de la résine S1813 habituellement utilisée en lithographie optique. Après recuit de la résine pendant 90 s à 115 °C, le motif à transférer contenu dans le masque électronique est reproduit par le système d'écriture laser. Les parties non insolées restent inchangées, tandis que les parties insolées vont subir une modification structurale (pour les résines positives). Les chaînes de polymères contenues dans la résine sont en effet brisées lors d'une insolation, permettant à la résine de devenir soluble dans un développeur spécifique (mélange (Microposit™ 351 : H<sub>2</sub>O) (1 : 4) pour la résine S1813), sur ces parties insolées. Les motifs du masque peuvent ainsi être reproduits par des motifs en résine sur l'échantillon.

La figure 3.11 présente une image AFM de la surface de l'échantillon après l'écriture laser, développement et retrait de la résine par une solution d'acétone. La topographie de la surface révèle une gravure de quelques nanomètres ( $\sim 2$  nm) de la couche de (Ga,Mn)As là où la résine a été insolée par le faisceau laser. Il paraît peu probable que cette gravure provienne de la résine elle-même du fait de sa relative inertie chimique. Par contre, la solution de développement est un solvant basique et il est connu que GaAs est gravé par une base telle que NaOH [Shaw 1966]. Il apparaît que ce développeur n'est donc pas compatible avec

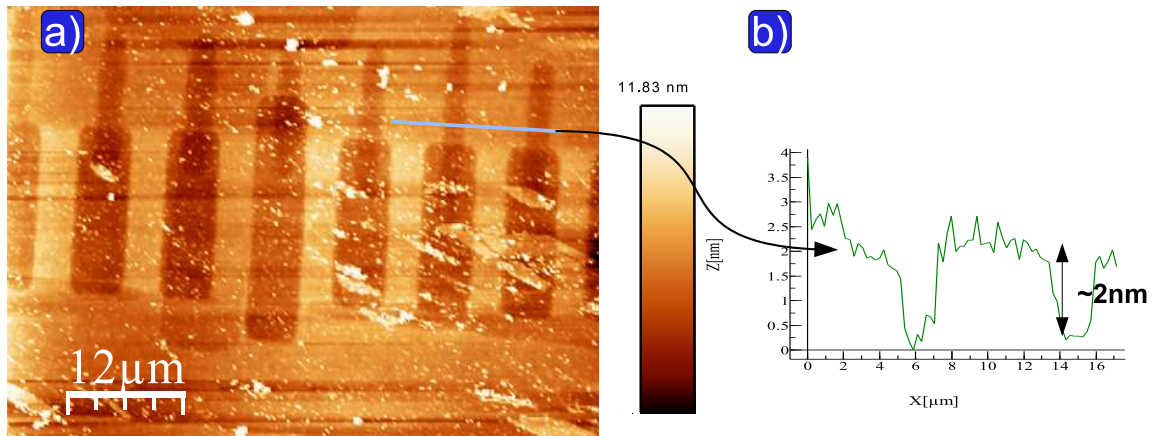


FIGURE 3.11 – (a) Image AFM de la surface de l’empilement ferromagnétique après l’écriture laser, développement dans la solution (Microposit™ 351 : H<sub>2</sub>O) (1 : 4) et retrait de la résine par une solution d’acétone. Le profil topographique de l’échantillon suivant une ligne rend compte de la gravure d’environ 2 nm de la couche de (Ga,Mn)As là où la résine a été insolée (b).

l’échantillon. J’ai alors modifié le procédé afin d’utiliser la résine UV-III et le développeur associé, a priori moins nocifs pour l’échantillon.

### 3.4.2 Procédé de structuration par lithographie optique

Le procédé de structuration choisi nécessite trois étapes de lithographie optique. Le déroulement du procédé est présenté en figure 3.12. A partir de l’empilement complet (figure 3.12(a)), on « creuse » des mésas autour du dispositif par une gravure humide (figure 3.12(b)). Cette première étape permet d’isoler électriquement chacun des dispositifs. On définit ensuite la grille toujours par une gravure humide (figure 3.12(c)). Enfin, après une métallisation des électrodes de contact par un alliage Cr(5 nm)/Au(300 nm) (figure 3.12(d)), on obtient le dispositif final.

Comme je l’ai dit auparavant, la résine utilisée est la résine optique UV-III. Elle absorbe aux longueurs d’ondes UV et UV profond. Elle n’est pas photosensible à la longueur d’onde utilisée en lithographie laser ( $\lambda = 442$  nm). J’ai donc fabriqué mes propres masques optiques afin de pouvoir me servir de cette résine, inerte vis-à-vis de la surface de mes échantillons. Je décris dans la suite la fabrication du masque optique ainsi que les différentes étapes du procédé.

#### 3.4.2.1 Fabrication du masque par lithographie laser

Les différents masques optiques utilisés lors des trois étapes de lithographie ont été dessinés avec le logiciel Raith (voir figure 3.13) et réalisés par lithographie laser. Chaque dispositif a une taille de  $300 \times 400 \mu\text{m}^2$  et il est possible d’en réaliser 256 par échantillon pour une surface totale de  $1 \text{ cm}^2$ . Les croix présentes sur les bords de chaque masque sont des repères nécessaires pour aligner chaque niveau avec celui qui le précède.

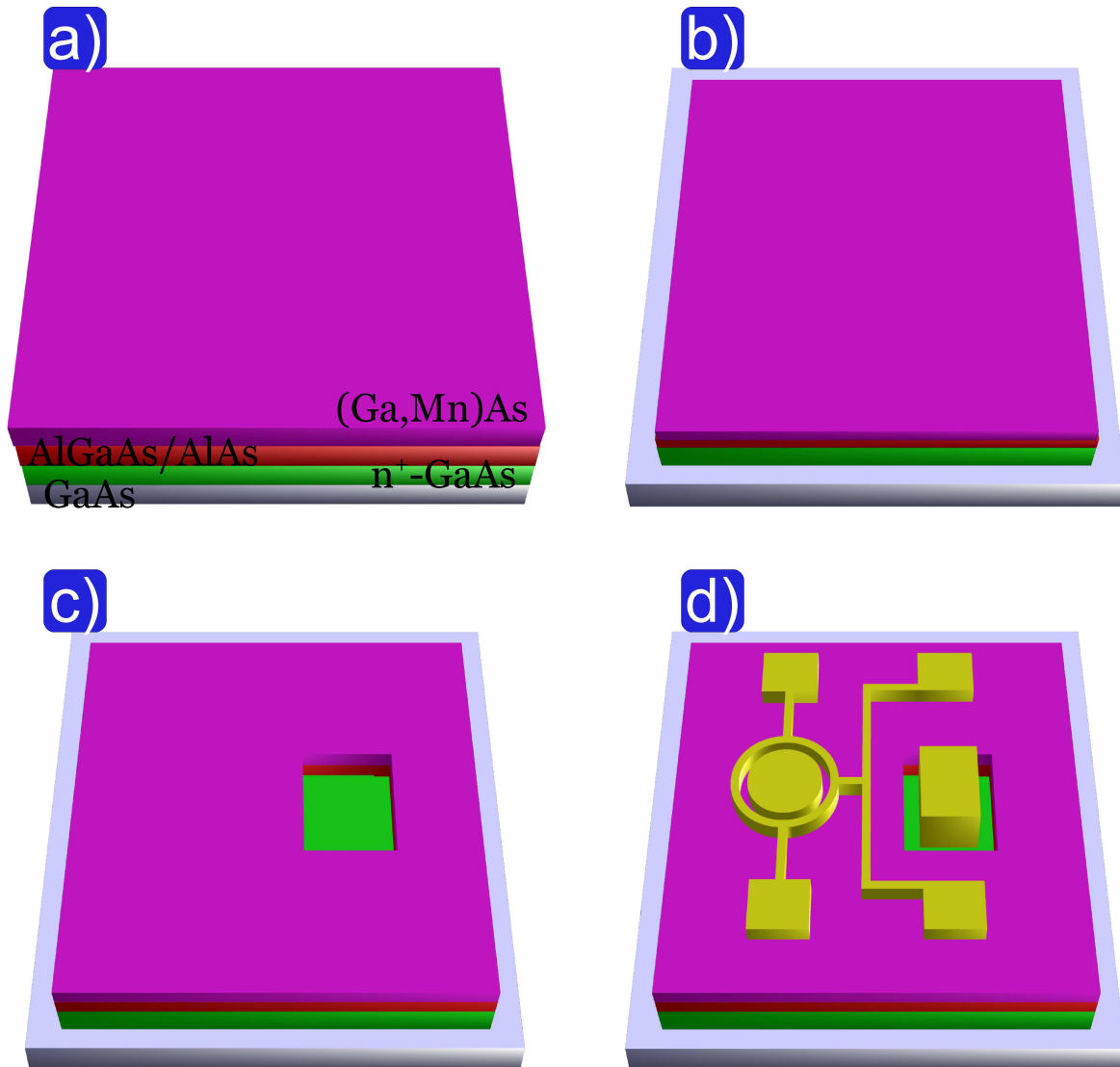


FIGURE 3.12 – Séquences du procédé de structuration de l'empilement ferromagnétique. (a) Empilement complet. (b) Gravure humide jusqu'au substrat pour l'isolement électrique entre chacun des dispositifs. (c) Définition de la grille. (d) Métallisation des contacts par un dépôt de Cr/Au.

La réalisation d'un masque optique se déroule de la façon suivante. A partir d'une plaque de verre 5'' recouverte d'une couche de chrome et enduite de la résine positive AZ1518, on transfère les motifs présentés en figure 3.13 par insolation laser. La tête d'écriture de 4 mm ainsi que les filtres 10 % et 50 % sont utilisés. Notons que la surface d'un masque est bien inférieure à la surface totale de la plaque de verre : il est donc possible d'écrire sur la même plaque les trois masques optiques. Le développement de la résine s'effectue dans une solution de (AZ developer : H<sub>2</sub>O) (1 : 1) pendant 30 secondes. La dernière étape est la gravure du chrome à travers le masque de résine par une solution spécifique contenant du nitrate de cérium et d'ammonium (NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>Ce(NO<sub>3</sub>)<sub>6</sub> et de l'acide nitrique HNO<sub>3</sub> pendant environ 2 minutes. La dissolution de la résine restante dans de l'acétone termine le procédé de

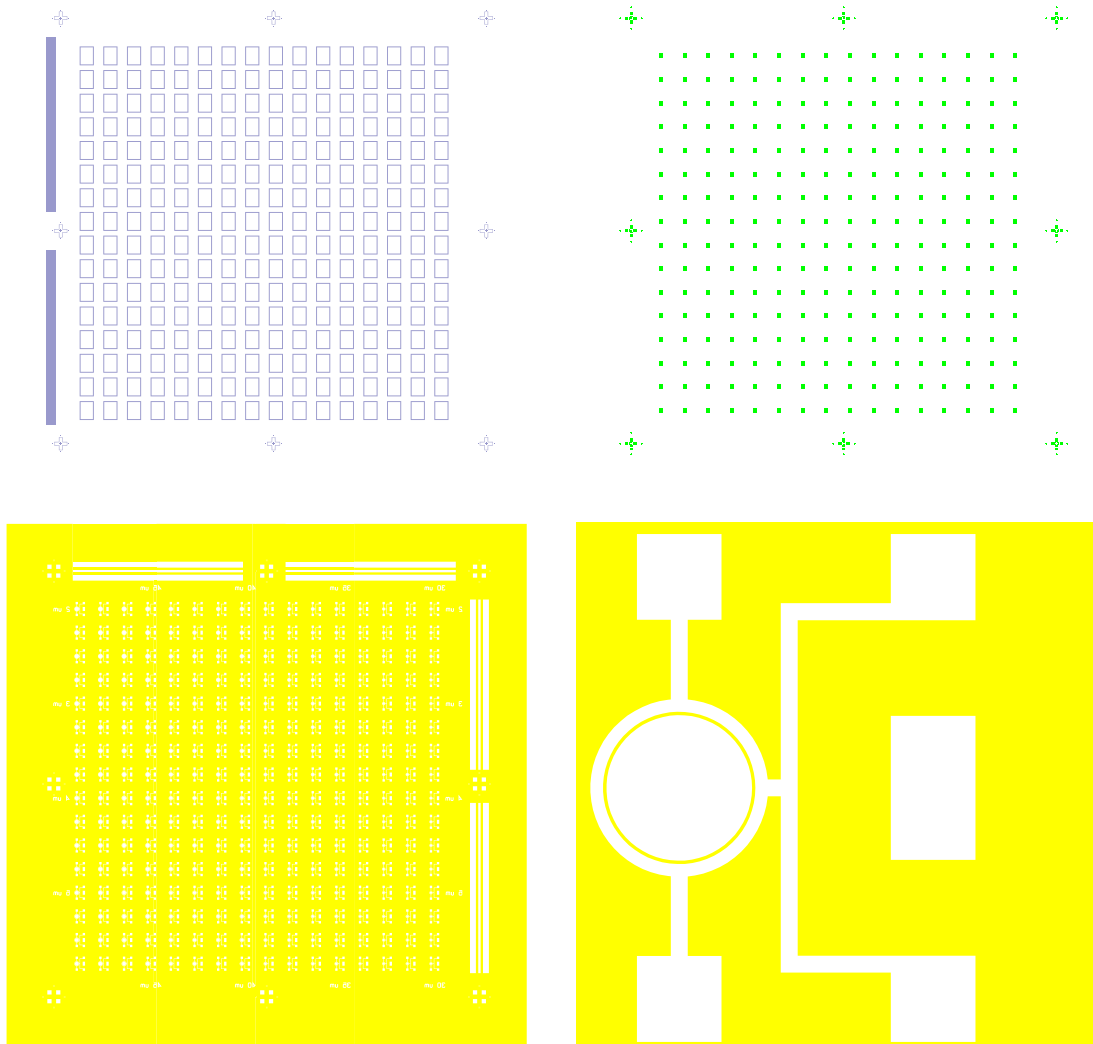


FIGURE 3.13 – Masques optiques réalisés par lithographie laser, servant à l’isolation des dispositifs (en haut à gauche), à la définition de la grille (en haut à droite) et au dépôt des électrodes de contact (en bas).

fabrication du masque. S’il subsiste des résidus organiques (essentiellement de la résine) sur le masque, il est possible de les retirer en utilisant un mélange dit « piranha » ( $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2$ ) (3 : 1).

### 3.4.2.2 Lithographie optique

Avant chaque étape de lithographie optique, l’échantillon est préalablement nettoyé. Pour cela, il est plongé successivement dans une solution d’acétone pendant 5 minutes et dans une solution d’isopropanol pendant 5 minutes, et ensuite séché avec de l’azote gazeux. On procède ensuite à la phase d’enduction de la résine UV-III sur la surface de l’échantillon. Les paramètres décrits dans le tableau 3.1 permettent d’obtenir une couche uniforme de résine de 700 nm d’épaisseur. Celle-ci subit alors un premier recuit à 150 °C pendant 1 minute, afin d’évaporer les solvants de la résine. Il est important de noter que les paramètres du

recuit ont été choisis afin de minimiser son temps et sa température. En effet, du fait de la croissance à basse température ( $\sim 200$  °C) des échantillons de (Ga,Mn)As, le recuit est susceptible de provoquer une diffusion des atomes de manganèse en position interstitielle  $Mn_i$  et ainsi de modifier les propriétés magnétiques ou de transport (voir §1.7.1). Néanmoins, pour de faibles épaisseurs ( $< 15$  nm), le nombre de  $Mn_i$  est relativement faible [Yu 2005]. Après refroidissement, l'échantillon est prêt pour l'insolation.

L'insolation est effectuée à travers le masque de chrome sur un aligneur EVG620 DUV travaillant à la longueur d'onde de 248 nm (voir le tableau 3.1 pour les paramètres d'exposition). Au préalable, le masque est aligné avec les niveaux préexistants sur l'échantillon à l'aide des croix d'alignement. La résine étant positive, seules les parties exposées au rayonnement UV sont sensibles à la solution de développement.

Après l'insolation, l'échantillon est recuit une seconde fois à 150 °C pendant 2 minutes afin d'activer la réaction photochimique. Le développement s'effectue dans une solution de MF CD-26 (voir tableau 3.1) pendant environ 30 secondes avant rinçage dans une solution d'eau déionisée.

Induction	Insolation @ 248 nm	Développement
Accélération : 1000 rpm/s	Alignement	Solution : MF CD-26
Rotation : 5000 rpm (1 min)	Insolation : 10 mW/cm <sup>2</sup> (500 s)	Temps : 30 s
Recuit : 150 °C (1 min)	Recuit : 150 °C (2 min)	Rinçage : H <sub>2</sub> O (30 s)

TABLE 3.1 – Paramètres d'élaboration du masque de résine UV-III

### 3.4.2.3 Gravure humide

Les deux premières étapes du procédé consistent en une structuration de l'empilement par une gravure humide de l'échantillon. L'épaisseur des matériaux à graver est très différente. En effet, dans la première étape la gravure doit être réalisée jusqu'au substrat ( $\sim 600$  nm) alors que dans la deuxième étape, il faut graver uniquement la barrière de 20 nm d'épaisseur et s'arrêter dans la couche de GaAs dopée  $n$ . Cela signifie donc que les solutions employées vont être différentes afin d'avoir un temps de gravure raisonnable.

Généralement, les solutions utilisées pour graver GaAs sont un mélange d'acide phosphorique H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub> ou sulfurique H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>, d'eau oxygénée H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> et d'eau déionisée H<sub>2</sub>O dans des proportions qui vont fixer la vitesse de gravure. Le principe de cette gravure consiste à premièrement oxyder la surface et ensuite dissoudre l'oxyde et ainsi retirer des atomes de gallium et d'arsenic. Dans la solution de gravure citée plus haut, l'eau oxygénée joue le rôle d'agent oxydant et l'acide (sulfurique ou phosphorique) dissout l'oxyde résultant. En ajustant les proportions, il est possible d'obtenir la vitesse de gravure souhaitée. Par exemple, pour des solutions contenant une forte proportion d'acide, la vitesse de gravure sera limitée par la diffusion des espèces réactives à la surface de l'échantillon. Celle-ci sera élevée et donc non adaptée pour les étapes de mon procédé. Par contre, pour des solutions plus diluées, la gravure est limitée par la vitesse de la réaction chimique et la vitesse de gravure est nettement plus faible [Iida 1971, Shaw 1981].

(H <sub>3</sub> PO <sub>4</sub> : H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> : H <sub>2</sub> O) (1 : 10 : 40)	(H <sub>3</sub> PO <sub>4</sub> : H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> : H <sub>2</sub> O) (1 : 1 : 38)
10 – 12 nm/s	1,5 – 2 nm/s

TABLE 3.2 – Vitesses de gravure à  $T = 20$  °C dans une solution de (H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub> : H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> : H<sub>2</sub>O) en fonction de la dilution.

Le tableau 3.2 présente les vitesses de gravure dans une solution de (H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub> : H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> : H<sub>2</sub>O) en fonction de la dilution. Ces vitesses ont été calibrées sur des substrats de GaAs avant d'être mesurées sur les jonctions p-n afin d'avoir un temps de gravure de l'ordre de la minute. La solution contenant le plus d'eau oxygénée possède la plus forte vitesse de gravure et c'est donc celle-ci qui a été utilisée pour la première étape. Il faut noter qu'à ce stade du procédé, l'épaisseur gravée n'est pas critique, l'essentiel étant d'atteindre le substrat afin d'isoler électriquement chacun des dispositifs. Néanmoins, il est nécessaire que les mesas ne soient pas trop profondément gravés car il faut pouvoir déposer une couche continue de résine à l'étape suivante. Quant à l'autre solution, elle a servi pour la définition de la grille. L'objectif est de graver la barrière de AlGaAs/AlAs et de s'arrêter dans la couche de n<sup>+</sup>GaAs. C'est donc pour cela qu'une solution avec une très faible vitesse de gravure a été choisie.

Pour obtenir des gravures reproductibles et uniformes, il convient de préparer la solution quelques heures avant le début de la gravure afin de s'assurer de la bonne homogénéisation de la mixture. Il ne faut toutefois pas garder la solution trop longtemps car celle-ci se dégrade assez rapidement (en quelques jours) du fait de la dismutation de l'eau oxygénée. La gravure humide présente l'avantage d'être facilement mise en œuvre avec des vitesses de gravure importantes. Néanmoins, un respect du mode opératoire est essentiel pour s'assurer d'une bonne reproductibilité de la gravure. Il faut aussi noter que les solutions de gravure contenant de l'eau oxygénée ont une tendance à former des bulles sur la surface de l'échantillon ce qui provoque alors des gravures non-uniformes. Mais ce problème peut être évité par une agitation de l'échantillon.

#### 3.4.2.4 Dépôt des électrodes de contact

Un autre moyen de transférer un motif sur l'échantillon est la métallisation. C'est la dernière étape du procédé qui permet de déposer par évaporation des contacts électriques en or. La métallisation des électrodes de contact s'effectue par « lift-off » à travers un masque de résine UV-III. Pour améliorer l'adhésion des contacts sur (Ga,Mn)As, il est nécessaire d'évaporer au préalable une couche mince de chrome (5 nm typiquement) afin de former un alliage. On procède ensuite à l'évaporation d'une couche de 300 nm d'or.

Il est possible d'augmenter encore l'adhésion des contacts en procédant à une désoxydation de la surface juste avant l'évaporation. Cela consiste à tremper l'échantillon dans une solution de (HCl : H<sub>2</sub>O) (3 : 10) pendant 30 secondes (l'acide chlorhydrique utilisé se trouve dans une solution déjà diluée à 37 %), suivie par un séchage à l'azote gazeux. L'exposition à l'air d'un échantillon de (Ga,Mn)As provoque l'apparition d'une couche d'oxyde de quelques nanomètres d'épaisseur [Olejnik 2008]. Une solution acide peut retirer cette couche et l'acide seul ne peut pas graver (Ga,Mn)As. On peut aussi utiliser une base pour enlever cet oxyde car c'est une espèce amphotère, c'est-à-dire qu'elle se comporte à la fois comme un acide et une base. Ceci est une des raisons expliquant la gravure de (Ga,Mn)As dans le procédé de

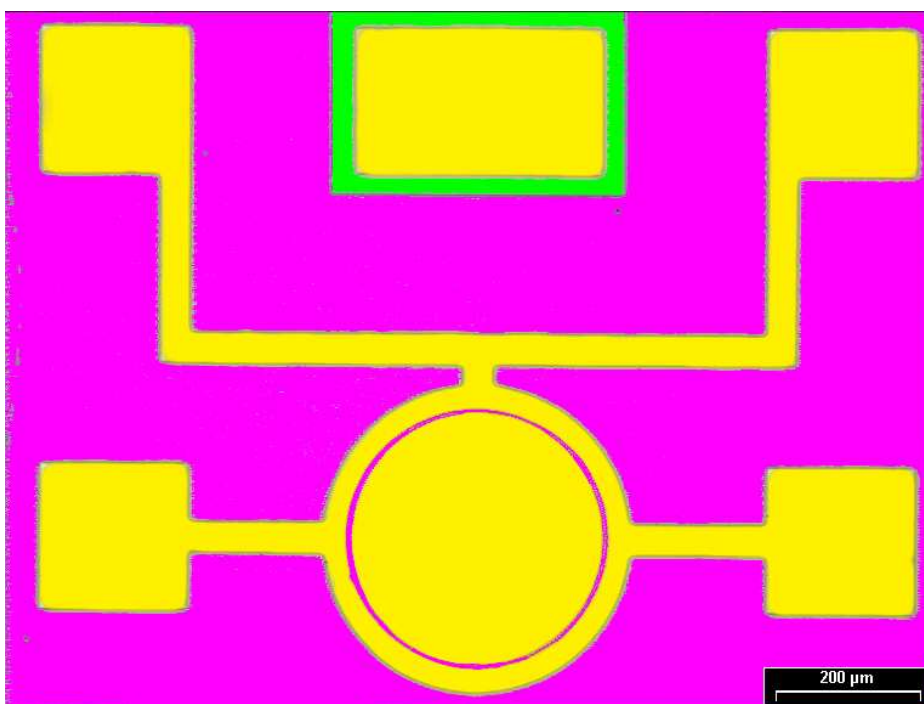


FIGURE 3.14 – Image en fausses couleurs du dispositif final. Les contacts métalliques, la couche de (Ga,Mn)As et la couche de  $n^+$ GaAs apparaissent respectivement en jaune, en magenta et en vert.

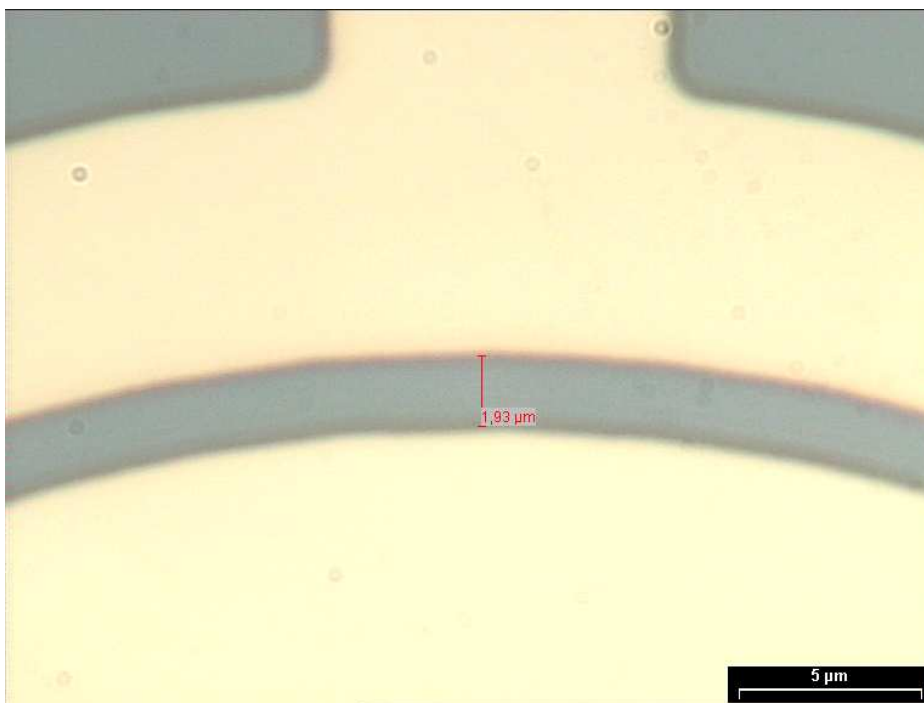


FIGURE 3.15 – Agrandissement au niveau du canal de (Ga,Mn)As.

structuration par lithographie laser.

Après l'évaporation, le masque de résine est retiré par l'immersion de l'échantillon dans une solution d'acétone. La résine est dissoute, retirant ainsi la couche de métal superflue qui se trouve au-dessus. A la fin de cette étape, la structuration de l'échantillon est terminée. La figure 3.14 présente une image prise au microscope optique d'un dispositif final. Un agrandissement au niveau du canal de (Ga,Mn)As (voir figure 3.15) confirme la dimension nominale de 2  $\mu\text{m}$  entre les deux disques métalliques.

## 3.5 Conclusions

Dans ce chapitre, j'ai énoncé dans un premier temps les différents niveaux que doivent contenir les échantillons pour la mesure de la dynamique hyperfréquence de l'aimantation. Cela m'a permis d'établir un cahier des charges et la suite du chapitre s'organise sur la satisfaction de ces spécifications. Après avoir rappelé brièvement quelques notions de base concernant les circuits micro-ondes, j'ai détaillé la composition de l'empilement ferromagnétique. La structure choisie est une jonction p-n avec une couche de 5 nm de (Ga,Mn)As pour la zone dopée  $p$  et dont la région dopée  $n$  est formée par une couche de GaAs fortement dopée en atomes de silicium. Une modélisation simple de la jonction a permis de prédire une déplétion significative des porteurs de charge dans la couche de (Ga,Mn)As lors de l'application d'une faible tension de grille ( $V_G \sim 3 \text{ V}$ ). J'ai ensuite présenté la structure finale du dispositif en justifiant la géométrie choisie. La modélisation électrique du dispositif a permis de calculer la bande passante théorique. Malgré la réduction des surfaces de recouvrement entre les contacts de masse et la zone dopée  $n$ , les effets capacitifs limitent la bande passante à quelques centaines de MHz. La dernière partie de ce chapitre a été consacrée à la micro-fabrication des échantillons. Une structuration utilisant la résine optique UV-III et plusieurs gravures humides a été utilisée. L'étape suivante concerne la caractérisation électrique et magnétique des dispositifs, objet des deux prochains chapitres.





# Caractérisations électriques et propriétés magnétiques quasi-statiques de la jonction p-n

## SOMMAIRE

4.1	DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL . . . . .	87
4.1.1	Présentation de la station sous pointes cryogénique . . . . .	88
4.1.2	Développement expérimental et caractéristique de l'électroaimant 4 pôles . . . . .	89
4.1.3	Dispositif de mesure électrique . . . . .	93
4.2	CARACTÉRISATION ÉLECTRIQUE DE LA JONCTION P-N . . . . .	93
4.2.1	Fonctionnement de la grille en régime quasi-statique . . . . .	93
4.2.2	Caractérisation dans le domaine hyperfréquence . . . . .	95
4.3	CARACTÉRISATION MAGNÉTIQUE . . . . .	98
4.3.1	En champ magnétique perpendiculaire . . . . .	98
4.3.2	En champ magnétique planaire : forme des cycles d'hystérésis . . . . .	98
4.3.3	En champ magnétique tournant . . . . .	100
4.4	ETUDE EXPÉRIMENTALE DU RENVERSEMENT DE L'AIMANTATION . . . . .	101
4.4.1	Dépendance temporelle des cycles d'hystérésis . . . . .	102
4.4.2	Discussion de la dépendance temporelle des cycles d'hystérésis . . . . .	103
4.4.3	Influence de l'histoire magnétique et distribution des champs de piégeage . . . . .	105
4.5	CONCLUSIONS . . . . .	108

Après la conception et la réalisation d'une jonction p-n à base de (Ga,Mn)As décrite au chapitre 3, l'étape suivante consiste à mettre en œuvre la caractérisation. Après avoir présenté la station sous pointes cryogénique (§4.1) dans laquelle la plupart des mesures présentées dans ce chapitre ont été effectuées, je décrirai le comportement électrique du dispositif (§4.2) dans le domaine quasi-statique et hyperfréquence. La suite sera consacrée aux propriétés magnétiques quasi-statiques, d'une part par la mesure de la magnétorésistance anisotrope (§4.3) et d'autre part en étudiant le mode de retournement de l'aimantation dans mon dispositif (§4.4).

## 4.1 Dispositif expérimental

Dans ce paragraphe, je vais décrire le banc de mesure cryogénique utilisé pour caractériser mes échantillons. Je me pencherai ensuite sur le développement expérimental que j'ai effectué

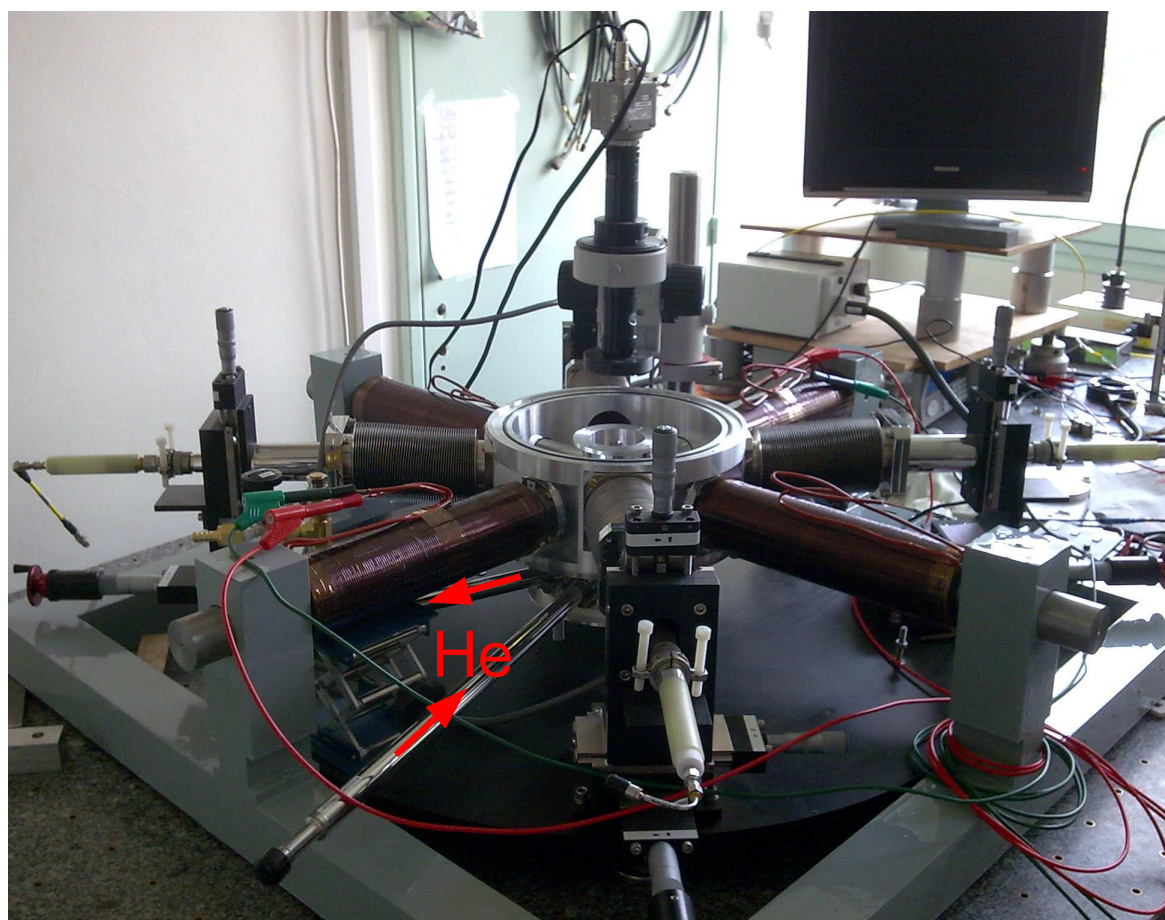


FIGURE 4.1 – Photo de la station de caractérisation sous pointes cryogénique. L'entrée et la sortie du flux d'hélium liquide sont indiquées par les flèches rouges. On peut remarquer les quatre micro-manipulateurs permettant de déplacer les pointes ainsi que les quatre bobines solénoïdes générant un champ magnétique planaire. Au centre de la photo se trouve la chambre dans laquelle on insère l'échantillon, visualisé grâce à un microscope équipé d'une caméra à capteur CCD.

concernant la conception et la réalisation d'un électroaimant 4 pôles pour la magnétoélectrique cryogénique.

#### 4.1.1 Présentation de la station sous pointes cryogénique

Les mesures à basse température ont été réalisées dans une station de caractérisation sous pointes spécialement développée pour des températures cryogéniques. Le refroidissement se fait grâce à un flux continu d'hélium liquide avec lequel on peut descendre jusqu'à 4 K ou d'azote pour atteindre 77 K. Il est également possible de travailler au-dessus de la température ambiante (jusqu'à 450 K) grâce à une résistance chauffante. La figure 4.1 présente une photo du banc de mesure. L'entrée et la sortie du flux d'hélium liquide sont indiquées par les flèches rouges. Malheureusement, il n'y a pas de récupération de l'hélium gazeux à la sortie du cryostat, ce qui implique une forte consommation de fluide réfrigérant. La station est

équipée d'une pompe primaire et d'une pompe turbomoléculaire permettant d'atteindre un vide de l'ordre de  $10^{-6}$  mbar. Par la suite, la circulation d'hélium dans le cryostat produit un cryopompage, c'est-à-dire que les gaz restant à l'intérieur de l'enceinte vont se condenser sur les parois refroidies, abaissant alors la pression à quelques  $10^{-7}$  mbar. Ce vide permet une isolation thermique de l'enceinte avec l'extérieur et évite la formation de givre qui dégrade la qualité des contacts électriques avec l'échantillon.

Comme le montre la figure 4.1, ce système est composé de quatre pointes hyperfréquences permettant de travailler jusqu'à 40 GHz. Dans le cas présent, seulement deux pointes ont été utilisées. Ces pointes sont déplacées à l'aide de micro-manipulateurs et, grâce à un accès optique sur le dessus de la chambre, on peut visualiser l'échantillon à contacter ainsi que les pointes avec un microscope équipé d'une caméra à capteur CCD. On remarquera qu'il est impératif de travailler dans l'obscurité car la présence de lumière modifie les propriétés de transport du semi-conducteur (Ga,Mn)As. Ceci est assuré par un cache qui obstrue le hublot lors des mesures et empêche ainsi la lumière de pénétrer dans la chambre. Le cryostat inclut aussi un écran de protection contre les radiations thermiques qui entoure la région où l'échantillon est fixé. Cet écran est refroidi avec le flux d'hélium gazeux sortant et il sert aussi à thermaliser les pointes grâce à des tresses flexibles en cuivre.

L'échantillon est fixé au centre du porte-échantillon à l'aide de laque argent afin d'assurer un contact thermique correct avec le doigt froid du cryostat. Celui-ci est équipé d'une sonde de température ainsi que d'une résistance chauffante afin de réguler la température à la valeur de consigne par un système de contrôle automatique.

#### 4.1.2 Développement expérimental et caractéristique de l'électroaimant 4 pôles

Je vais maintenant m'intéresser à la conception d'un électroaimant 4 pôles pour la génération d'un champ magnétique planaire nécessaire à la caractérisation de mes échantillons. Le circuit magnétique de l'électroaimant (pièces polaires et barres visibles sur la figure 4.1) a été réalisé en fer doux (XC19). Les bobines ont été réalisées en fil de cuivre de  $2 \times 1 \text{ mm}^2$  de section rectangulaire. Je présente ici les principales caractéristiques de cet électroaimant. Les calculs de magnétostatique menés pour prédire les valeurs de champ sont reportés dans l'annexe A.

##### 4.1.2.1 Dimensionnement de l'électroaimant

L'électroaimant 4 pôles est constitué de quatre bobines positionnées en croix et d'un circuit en fer doux. Le champ magnétique total est alors la somme vectorielle des champs générés par les bobines en regard, alimentées par le même courant. De part les dimensions du cryostat, le volume de l'entrefer est plutôt grand. Pour diminuer la longueur de celui-ci, des cavités réentrantes ( $\sim 7$  cm de profondeur) ont été conçues afin d'introduire les pièces polaires de l'électroaimant. Par contre, les dimensions totales du banc de mesure sont suffisantes, ce qui permet de ne pas avoir de contraintes concernant la taille du circuit magnétique. La géométrie retenue est une bobine solénoïde et les dimensions globales (voir figure 4.2) ont été choisies afin de maximiser le champ dans l'entrefer (nombre d'enroulement  $N$  maximum car le champ est proportionnel à  $NI$  avec  $I$  le courant circulant dans les bobines) tout en évitant un échauffement des bobines. Chaque bobine comporte 12 nappes de 125 spires chacune soit

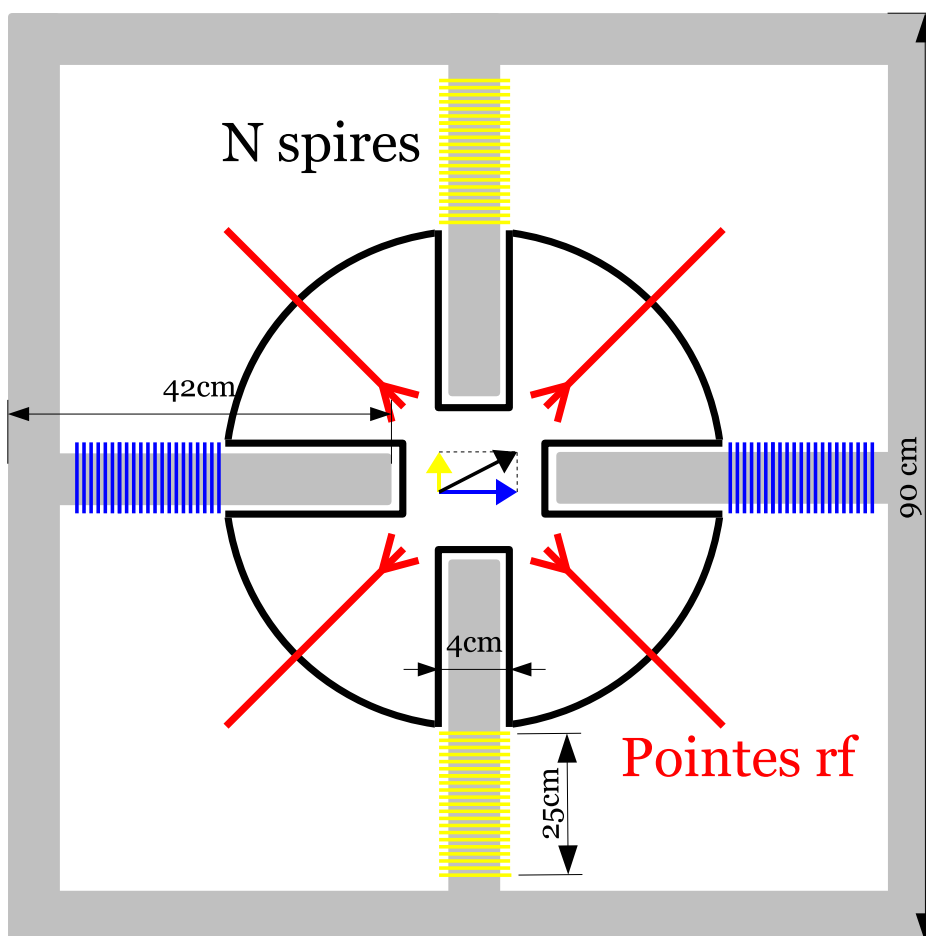


FIGURE 4.2 – Dessin technique de l'électroaimant avec ses dimensions et ses  $N = 1500$  spires par bobine (échelle non respectée). Le circuit magnétique est représenté en gris. Le champ magnétique total (en noir) est la somme vectorielle des champs générés par les bobines jaunes et bleues.

un nombre total de  $N = 1500$  spires par solénoïde. A nombre de spires constant, il vaut mieux diminuer le nombre de nappes et augmenter la longueur du solénoïde. En effet, cela permet une meilleure dissipation de la quantité de chaleur générée par l'échauffement des bobines et ainsi la canalisation des lignes de champ magnétique par les nappes intérieures est plus efficace. De plus, l'augmentation du nombre de nappes induit une plus forte résistance et, à courant constant, il est préférable de limiter la tension aux bornes du solénoïde pour la sécurité de l'utilisateur. La résistance de chaque bobine solénoïde est de  $R = 2,5 \Omega$ .

#### 4.1.2.2 Etalonnage de l'électroaimant

L'électroaimant ainsi fabriqué a été étalonné à l'aide de deux sondes de Hall transverses cryogéniques (Lake Shore HGCT-3020) à  $90^\circ$  l'une de l'autre, introduites au centre géométrique du porte-échantillon. Les sondes de Hall permettent ainsi de mesurer les deux composantes du champ magnétique dans le plan de l'échantillon. Dans un premier temps, j'ai étalonné le champ généré par les deux bobines se faisant face, les deux autres n'étant pas alimentées (configuration 2 pôles). J'ai représenté sur la figure 4.3 la valeur du champ magnétique en fonction de la tension appliquée aux bornes de l'électroaimant (commande

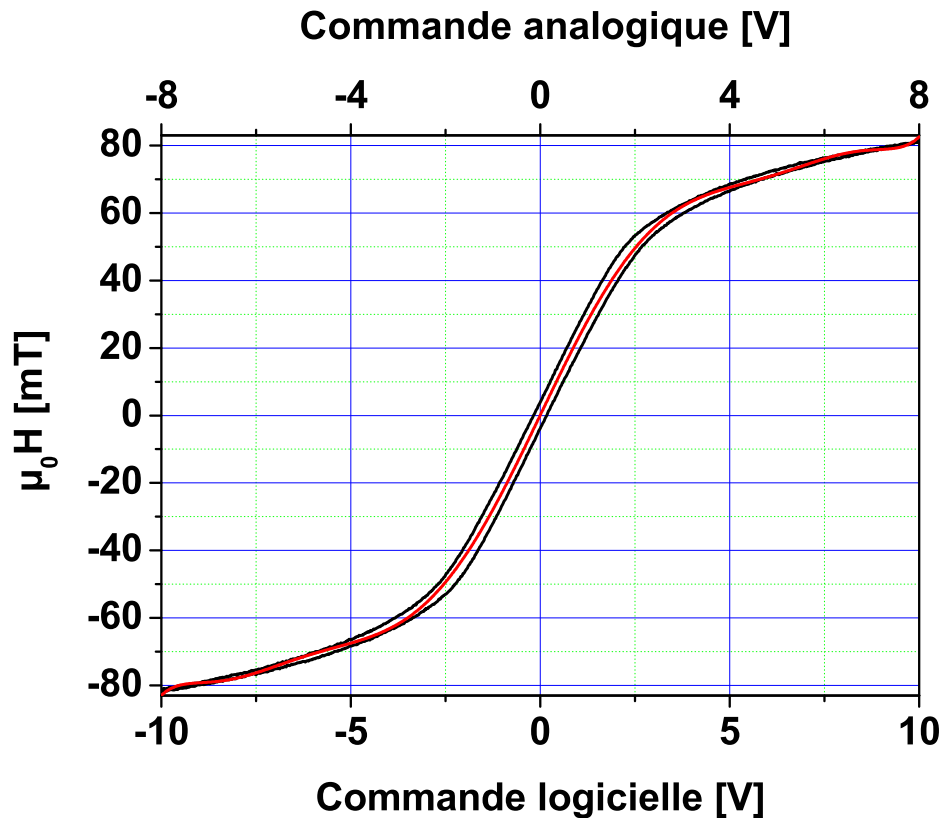


FIGURE 4.3 – Etalonnage en configuration 2 pôles de l'électroaimant avec une sonde de Hall transverse en fonction de la commande analogique appliquée. L'axe des abscisses nommé « commande logicielle » fait référence à une limitation de la commande analogique à 8 V afin de réduire l'échauffement des bobines. La courbe rouge est un ajustement polynomial d'ordre 9 des points expérimentaux.

analogique). On constate tout d'abord que l'on ne sature pas complètement les bobines avec une tension de 8 V et que l'on obtient au maximum un champ de 82 mT à cette tension. Cette valeur de champ planaire est suffisante pour saturer l'aimantation d'une couche de (Ga,Mn)As. Cependant, au-delà de cette valeur de tension, l'échauffement des bobines est trop important. Afin de réduire cet effet dommageable pour les bobines, une impédance de 200  $\Omega$  a été insérée en entrée de l'alimentation de commande de l'électroaimant (50  $\Omega$  d'impédance de sortie) en mode diviseur de tension. L'axe des abscisses nommé « commande logicielle » fait alors référence à cette limitation de la commande analogique à 8 V.

On remarque de plus que l'hystérèse n'est pas tout à fait nulle. A rémanence ( $V = 0$ ), il subsiste un champ de 3,9 mT. C'est pourquoi il faudra toujours respecter le même historique magnétique.

Par la suite, une calibration en configuration 4 pôles (toutes les bobines alimentées) a été effectuée afin de mesurer le champ magnétique généré dans une direction quelconque du plan de l'échantillon. La configuration adoptée pour l'alimentation des bobines est la suivante : les deux bobines se faisant face sont alimentées en série et génèrent un champ parallèle à leur axe. La somme vectorielle des deux champs perpendiculaires générés par les quatre bobines

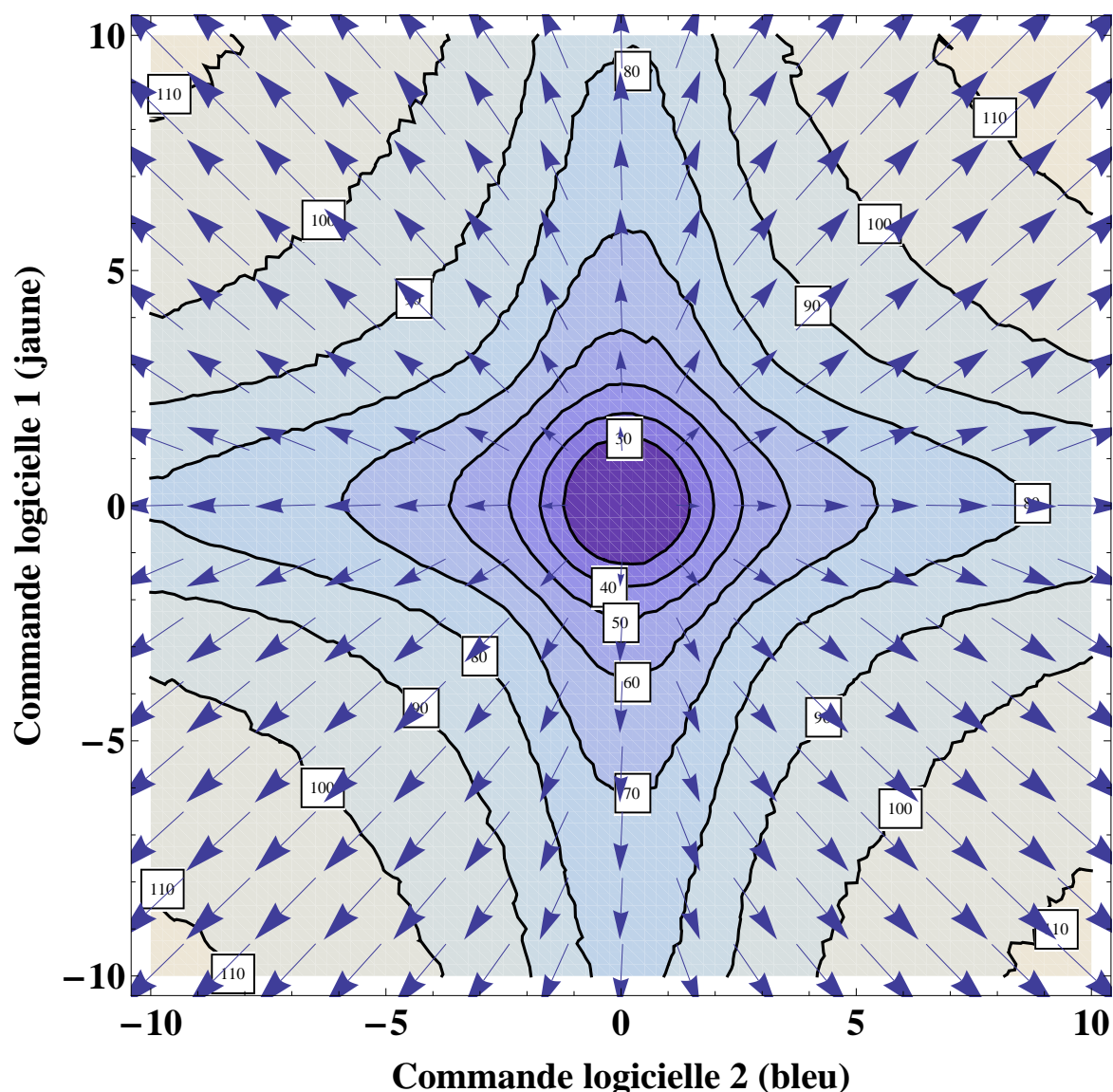


FIGURE 4.4 – Etalonnage en configuration 4 pôles de l'électroaimant en fonction des commandes logicielles appliquées. L'amplitude du champ magnétique mesurée par les deux sondes de Hall est représentée en code couleur et sa direction par le champ de vecteurs. La courbe de niveau  $|\mu_0\mathbf{H}| = 80$  mT correspond au champ maximum tournant disponible avec notre électroaimant.

permet alors d'obtenir un champ planaire homogène au centre de l'entrefer. La calibration de l'électroaimant permet de déterminer le champ tournant maximum disponible ainsi que les commandes logicielles à appliquer pour obtenir un champ de direction et d'amplitude données. La figure 4.4 présente les résultats obtenus. Les deux axes font références aux commandes logicielles. Ils correspondent aussi aux axes des deux ensembles de bobines dans la configuration 4 pôles lorsque l'on regarde le cryostat par le dessus. On dispose du champ magnétique maximum ( $\mu_0H = 115$  mT) lorsque la somme vectorielle des champs générés par chaque bobine est maximale. Le champ maximum tournant disponible avec notre élec-

troaimant est de  $|\mu_0 \mathbf{H}| = 80 \text{ mT}$ . Néanmoins on peut remarquer une légère dissymétrie par rapport au point  $(0, 0)$  due certainement à la rémanence des bobines. Il existe aussi un faible désalignement (quelques degrés) du champ mesuré par rapport à l'axe des bobines dû à un défaut de centrage d'une des sondes de Hall.

### 4.1.3 Dispositif de mesure électrique

Pour finir ce paragraphe, je vais me concentrer sur le dispositif de mesure utilisé. Il faut distinguer deux types de mesure selon que l'on se place en régime quasi-statique ou en régime dynamique.

Dans le domaine hyperfréquence, deux types de mesure sont à envisager : l'application d'impulsions de tensions sur la grille et la mesure des paramètres S du dispositif. Pour cela, un générateur d'impulsions de la marque Picosecond Pulse Labs (modèle 10,060A) a été utilisé. Les impulsions fournies ont un temps de montée de 55 ps, une durée variable entre 100 ps et 10 ns et une amplitude maximale de 10 V. Le laboratoire possède aussi un analyseur de réseaux vectoriel (de marque Anritsu) fonctionnant entre 70 kHz et 70 GHz pour la mesure des paramètres S.

En ce qui concerne le régime quasi-statique, la mesure de la résistance du disque Corbino est réalisée par un amplificateur à détection synchrone (« lock-in ») SR830. Une résistance de  $R_L = 100 \text{ k}\Omega$  (grande devant celle du dispositif) à la sortie du lock-in permet d'imposer un courant de polarisation ac  $I_{ac}$ . La mesure synchrone de la tension  $V$  aux bornes du disque Corbino donne accès à la résistance  $R = V/I_{ac}$ . Si la résistance mesurée n'est pas faible devant  $R_L$ , un simple diviseur de tension corrige la formule précédente :  $R = VR_L/(V_{ac} - V)$ , où  $V_{ac}$  est la tension de sortie du lock-in. De même, afin de s'assurer du bon contact mécanique des pointes sur les électrodes de la grille, il est nécessaire de mesurer la résistance entre la grille et le drain. Pour cela, un générateur de tension Keithley K2400 permet de déterminer la caractéristique courant-tension de la grille.

## 4.2 Caractérisation électrique de la jonction p-n

Dans ce paragraphe, je vais présenter les caractéristiques électriques de mon dispositif dans le domaine quasi-statique et hyperfréquence. Je vais dans un premier temps me concentrer sur le fonctionnement de la grille et les effets de déplétion du canal semi-conducteur. Je finirai ce paragraphe par la description des paramètres S du dispositif.

### 4.2.1 Fonctionnement de la grille en régime quasi-statique

La première étape de caractérisation consiste à vérifier si la grille fonctionne correctement. Cela signifie que le courant de fuite  $I_G$  entre la grille et le drain, relié à la masse, doit être très faible. L'idéal est d'avoir un courant nul dans la gamme de tensions de polarisation de la grille  $V_G$  considérée afin d'observer les effets de déplétion et d'accumulation. La figure 4.5 présente les résultats obtenus à basse température ( $T = 5 \text{ K}$ ). On peut remarquer que la caractéristique courant-tension  $I_G - V_G$  est semblable à celle d'une diode comme attendu. Il existe une dissymétrie entre les tensions positives et négatives du fait de ce caractère de diode. Pour des tensions de grille entre  $-1 \text{ V}$  et  $+3 \text{ V}$ , le courant de fuite est très faible et il



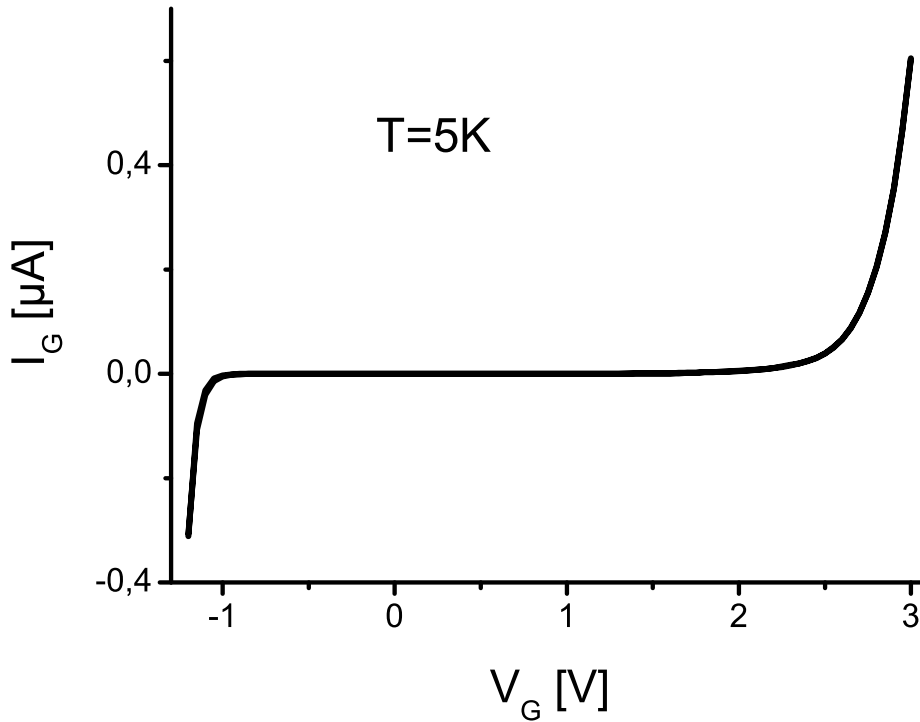


FIGURE 4.5 – Caractéristique courant-tension  $I_G - V_G$  de la grille à basse température.

est même nul (à la précision expérimentale à laquelle on travaille) pour des tensions positives inférieures à 2 V. Néanmoins, le courant de fuite mesuré augmente à mesure que la tension de polarisation  $V_G$  s'accroît en valeur absolue. Cependant si on raisonne en impédance, ce faible courant à  $V_G = +3$  V correspond à une résistance supérieure au  $\text{M}\Omega$ , valeur nettement plus grande que la résistance du disque Corbino. La plage de tension qui nous intéresse est bien sûr celle où la grille se comporte comme une barrière électrostatique c'est-à-dire pour  $-1 \text{ V} \leq V_G \leq +3 \text{ V}$  et plus particulièrement pour une tension positive (diode polarisée en inverse). Les résultats présentés dans ce manuscrit ont été mesurés pour des tensions dans cette gamme, sauf mention contraire.

Ensuite, il est possible d'étudier l'effet d'une tension de grille dc sur la résistance du canal semi-conducteur. La figure 4.6 présente les résultats obtenus à basse température. Il apparaît que la résistance du canal dépend fortement de la tension de grille. A  $T = 5$  K et pour  $V_G = +3$  V, on trouve une augmentation d'un facteur 2 de la résistance Corbino sous l'effet de la déplétion des porteurs de charge dans le canal semi-conducteur. Cet accroissement de pratiquement 100 % ne peut s'expliquer uniquement par la formule 3.31 du chapitre précédent qui donne la résistance dans un modèle de Drude. En effet, cette formule prédit pour une tension de grille de +3 V une augmentation de seulement 20 % de la résistance. A basse température, l'effet de déplétion est fortement amplifié et on attribue cela à la proximité de la transition métal-isolant dans notre couche ultra-mince de (Ga,Mn)As. Pour des températures plus élevées (courbe à  $T = 10$  K de la figure 4.6), l'augmentation de résistance par déplétion est plus faible. Dans la suite, toutes les mesures ont été effectuées à la plus basse température accessible avec notre cryostat ( $T = 5$  K) afin de bénéficier d'un effet de déplétion maximal et d'éviter des fluctuations thermiques de l'aimantation.

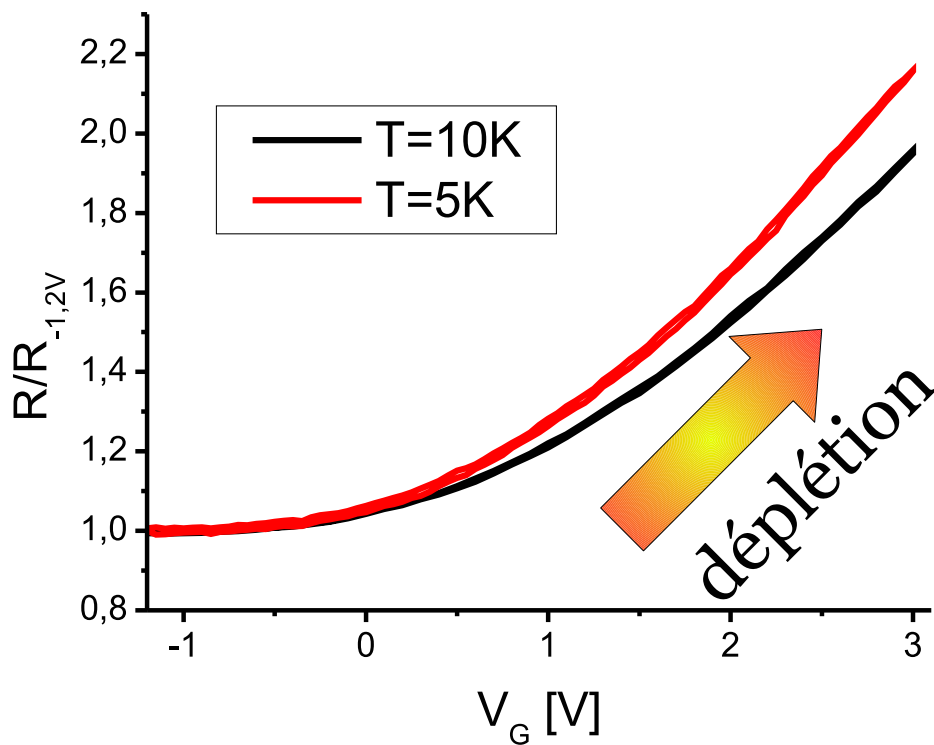


FIGURE 4.6 – Dépendance de la résistance Corbino (normalisée par rapport à la valeur à  $V_G = -1,2$  V) du canal semi-conducteur de (Ga,Mn)As vis-à-vis de la tension de grille  $V_G$  à deux températures.

#### 4.2.2 Caractérisation dans le domaine hyperfréquence

Passons maintenant à la caractérisation du dispositif dans le domaine fréquentiel. Elle permet notamment de mesurer les paramètres S afin d'en extraire les composants électriques du quadripôle en «  $\Pi$  » introduit au chapitre précédent (§3.2.3). A partir du comportement fréquentiel des impédances de chaque composant, il est alors possible de proposer un modèle électrique pour chaque élément du dispositif.

Les paramètres S ont été mesurés entre  $f = 100$  MHz et  $f = 40$  GHz (1001 points,  $\Delta f = 40$  MHz) pour une puissance d'excitation de 0 dBm avec la convention suivante : le port 1 est connecté sur le disque Corbino et le port 2 sur la grille. La figure 4.7 présente la caractérisation électrique du dispositif dans le domaine fréquentiel. Les figures 4.7(a) et (b) sont consacrées à la dépendance fréquentielle de l'amplitude et de la phase des paramètres S mesurés. Tout d'abord, on peut remarquer que les coefficients de transmission  $S_{12}$  et  $S_{21}$  sont égaux ce qui traduit la réciprocité de mes dispositifs. Par contre, les paramètres de réflexion  $S_{11}$  et  $S_{22}$  ont un comportement fréquentiel différent comme attendu. Étonnamment, la valeur à basse fréquence ( $f = 100$  MHz) des coefficients de réflexion ne correspond pas à la résistance dc du disque Corbino et de la grille. Même à cette fréquence, le circuit ne se comporte pas comme en régime quasi-statique. A haute fréquence,  $S_{11}$  et  $S_{22}$  tendent vers une valeur finie d'impédance. En ce qui concerne le coefficient de transmission ( $S_{21}$  et  $S_{12}$ ), son amplitude reste inférieure à  $-30$  dB confirmant qu'aucun courant ne circule entre la grille et la source sauf à très basse fréquence où un pic apparaît.

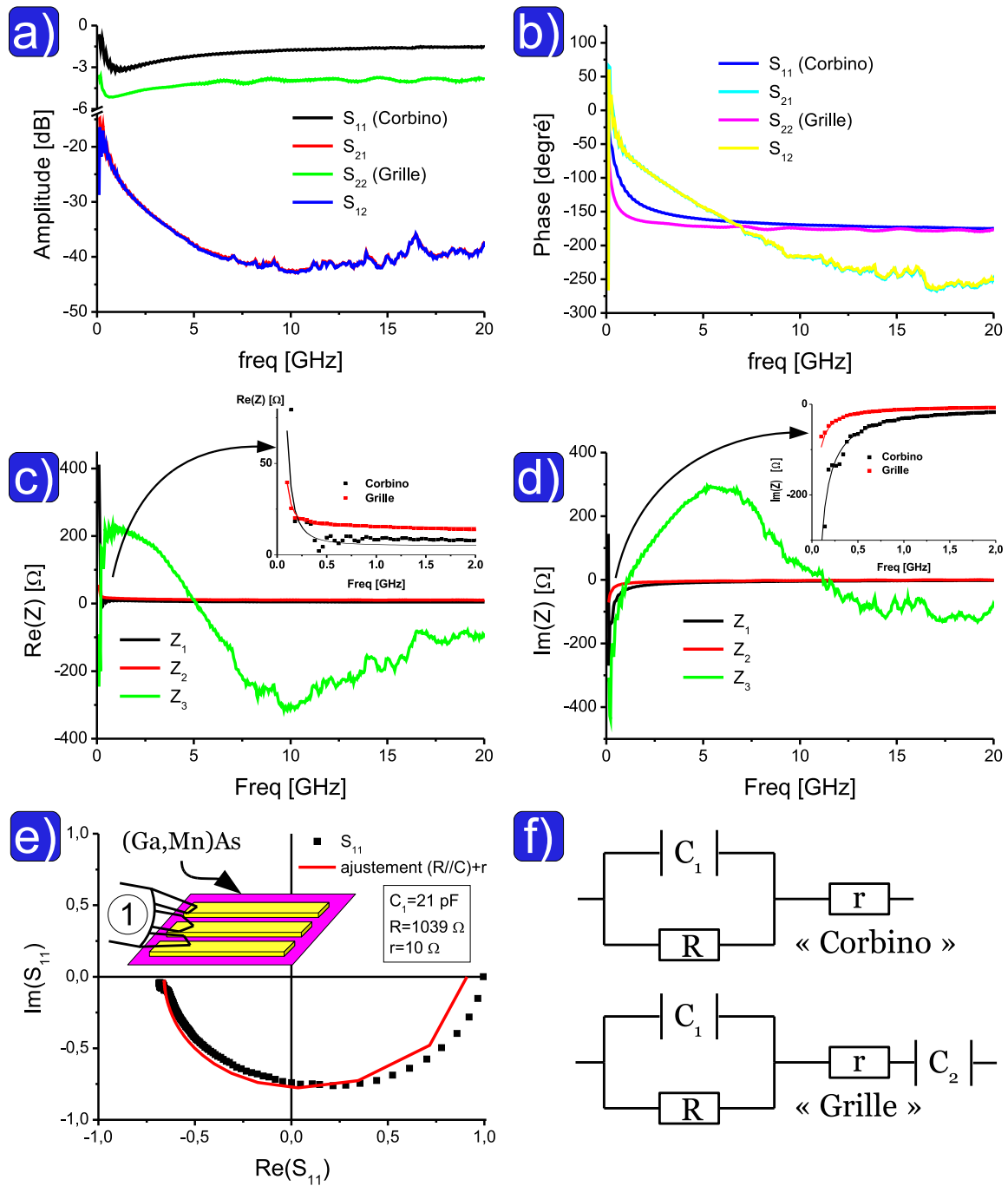


FIGURE 4.7 – Caractérisation électrique du dispositif dans le domaine fréquentiel. L'amplitude et la phase des paramètres  $S$  sont représentées respectivement en (a) et (b) avec comme convention le port 1 (resp. 2) connecté sur le disque Corbino (resp. Grille). (c) et (d) Dépendance fréquentielle des parties réelles et imaginaires des impédances  $Z_i$  du quadripôle en «  $\Pi$  ». En inserts, courbes d'ajustements des données expérimentales (points)  $Z_1$  (Corbino) et  $Z_2$  (Grille) à l'aide des circuits équivalents présentés en (f). (e) Paramètre  $S$  d'une ligne coplanaire déposée sur une couche de  $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ . La courbe d'ajustement en rouge correspond au circuit « Corbino ».

A partir des paramètres  $S$  mesurés, il est possible, en utilisant les formules 3.23, d'obtenir de plus amples informations sur le dispositif. Je rappelle que le quadripôle en «  $\Pi$  » est un modèle général qui permet de décrire n'importe quel circuit comportant 2 ports. Il suppose trois impédances  $Z_1$ ,  $Z_2$  et  $Z_3$  qui, dans mon cas, représentent respectivement le disque Corbino, la grille et la transmission entre ces deux composants. Les figures 4.7(c) et (d) présentent les parties réelles et imaginaires de ces impédances. On peut remarquer que la partie réelle de  $Z_1$  et  $Z_2$  tend vers une valeur finie faible alors que la partie imaginaire est proche de 0 sauf à basse fréquence comme le montrent les agrandissements. Cela signifie qu'à haute fréquence, la grille ne joue plus son rôle de barrière électrique. De même, le disque Corbino semble lui aussi court-circuité. J'ai tenté de modéliser les impédances  $Z_1$  (et  $Z_2$ ) par des circuits électriques équivalents représentés en figure 4.7(f). La signification des différents composants est la suivante : la résistance  $r$  est dans les deux cas la résistance du contact et la capacité  $C_1$  en parallèle avec la résistance  $R$  traduit la conduction électrique à travers soit le disque Corbino soit la grille. Dans les deux cas, la capacité exprime une conduction parallèle parasite à travers la barrière et modélise ainsi les fuites à travers les couches d'AlGaAs et AlAs. Pour le disque Corbino,  $R$  représente la résistance de la couche de (Ga,Mn)As alors que pour  $Z_2$  c'est la forte impédance de la grille. Il est nécessaire de rajouter dans ce dernier cas une capacité  $C_2$  en série pour modéliser la barrière électrique. Les courbes d'ajustements utilisant ces paramètres sont représentées en traits pleins dans les agrandissements des figures 4.7(c) et (d). Les résultats sont consignés dans le tableau 4.1.

	$R$	$r$	$C_1$	$C_2$
$Z_1$ « Corbino »	10 k $\Omega$	5 $\Omega$	2 – 5 pF	
$Z_2$ « Grille »	1 k $\Omega$	15 $\Omega$	10 – 20 pF	100 pF

TABLE 4.1 – Valeurs des paramètres d'ajustement des modèles électriques décrivant  $Z_1$  et  $Z_2$ .

Les résultats montrent que la résistance du contact est toujours faible. Il apparaît aussi que la valeur de  $R$  pour  $Z_1$  correspond à la valeur de la résistance du dispositif dans le domaine quasi-statique alors que pour la grille cela n'est pas le cas indiquant qu'il existe probablement un autre chemin de conduction même à basse fréquence. La valeur de  $C_2$  est grande comparée aux autres capacités et son ordre de grandeur est comparable avec celui estimé dans le chapitre précédent (§3.3.5, pour rappel  $C_2 = 77$  pF). Enfin, le modèle électrique utilisé pour décrire le disque Corbino est soutenu par des mesures complémentaires effectuées sur un guide d'onde coplanaire déposé sur la surface de l'échantillon. La figure 4.7(e) présente le coefficient de réflexion  $S_{11}$  ainsi qu'un ajustement des données expérimentales par le modèle « Corbino ». Les valeurs des paramètres obtenues sont cohérentes avec la résistance dc du guide coplanaire et la capacité décrivant la conduction parallèle à travers la barrière est du même ordre de grandeur que celle déterminée dans le tableau 4.1. Cela confirme donc que les fuites de la barrière peuvent être responsables, à haute fréquence, d'un court-circuitage de la couche de (Ga,Mn)As.

Il faut toutefois nuancer cette interprétation par le fait que le nombre de points d'ajustement utilisés est faible et que la compréhension des phénomènes physiques sous-jacents est encore limitée. Pour preuve, la dépendance fréquentielle de  $Z_3$  reste mal comprise et je n'ai pas d'explication tangible quant à son origine. Il faudra donc manier avec prudence les résultats issus de cette analyse.

## 4.3 Caractérisation magnétique

Dans ce paragraphe, je vais présenter les mesures de magnétorésistance anisotrope (AMR) que j'ai effectuées pour caractériser magnétiquement l'échantillon. Dans un premier temps, je vais me placer en champ magnétique perpendiculaire pour ensuite me restreindre à des champs dans le plan, là où se trouve l'axe facile d'aimantation. Ce sera alors l'occasion d'interpréter un cycle d'hystérésis caractéristique mesuré par AMR. Enfin, je finirai par les résultats en champ tournant saturant.

### 4.3.1 En champ magnétique perpendiculaire

Pour une couche épitaxiée de (Ga,Mn)As soumise à une contrainte de compression, l'axe facile d'aimantation est attendu dans le plan de l'échantillon. Cela a déjà été montré pour une couche de 7 nm d'épaisseur dans la figure 1.12 du chapitre 1. Le même comportement est observé pour les échantillons à jonctions p-n. On remarque deux « bosses » dans la courbe de magnétorésistance en fonction du champ magnétique perpendiculaire. Chaque « bosse » correspond à un processus de retournement de l'aimantation. L'aimantation de la couche de (Ga,Mn)As est, dans un premier temps, saturée perpendiculairement au plan par le fort champ magnétique ( $\mu_0 H \sim -1$  T). A mesure que l'amplitude du champ diminue, la magnétorésistance augmente. Je rappelle que l'origine physique du phénomène de magnétorésistance isotrope négative à champ fort ne fait pas encore consensus. Certains l'associent à une diffusion dépendante du spin par des impuretés magnétiques tandis que d'autres l'attribuent à une localisation faible des porteurs de charge (voir §1.7.2). Lorsque le champ atteint la valeur de  $\mu_0 H \sim -250$  mT, la magnétorésistance chute, signe que l'aimantation relaxe dans le plan, là où la configuration énergétique est la plus favorable [Baxter 2002]. La résistance diminue pour atteindre la même valeur à rémanence qu'en champ planaire. La même chose se produit ensuite pour un champ positif et on observe un basculement de l'aimantation hors du plan pour  $\mu_0 H \sim +250$  mT. Ces résultats confirment ainsi une anisotropie magnétique de mes échantillons favorisant une aimantation dans le plan. Il est maintenant nécessaire de passer à la caractérisation en champ magnétique planaire.

### 4.3.2 En champ magnétique planaire : forme des cycles d'hystérésis

La figure 4.8(a) présente un exemple de cycle d'hystérésis caractéristique pour un champ appliqué suivant un axe facile à basse température ( $T = 5$  K). La courbe de magnétorésistance présente 2 pics symétriques par rapport à 0 pour  $|\mu_0 H| \sim 20$  mT. Ces pics sont liés à une rotation de  $180^\circ$  de l'aimantation. A mesure que le champ magnétique approche la valeur critique de retournement, la résistance augmente très rapidement. Ceci est probablement dû à un faible désalignement du champ appliqué par rapport à l'axe facile et provoque alors une faible rotation de l'aimantation vers la configuration la plus favorable énergétiquement. Lorsque le champ appliqué est supérieur au champ de retournement, la résistance diminue graduellement indiquant que l'aimantation ne se retourne pas de manière abrupte. Nous verrons dans le paragraphe suivant que le retournement de l'aimantation dans mes dispositifs s'effectue par la nucléation de domaines magnétiques et la propagation de parois confirmant ainsi cette observation.

Une manière simple de comprendre la courbe de magnétorésistance mesurée est de supposer que la résistance est une fonction de l'induction magnétique  $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$

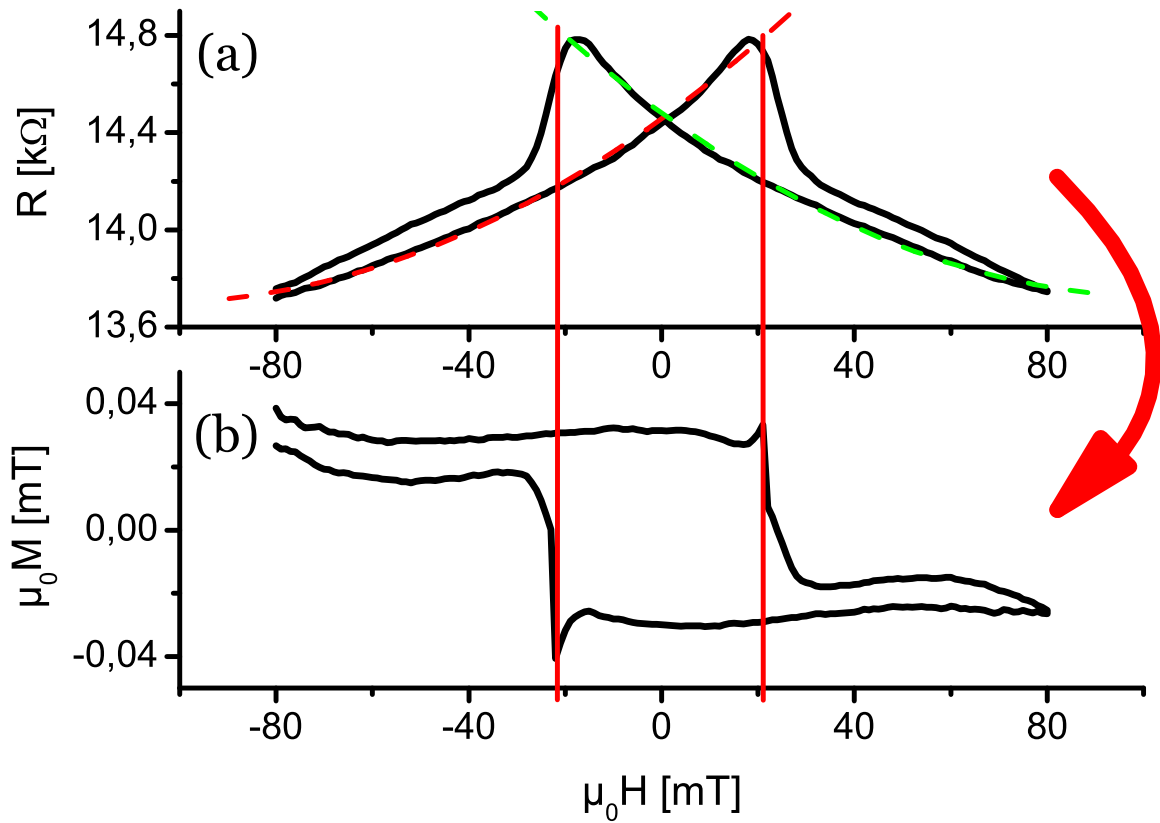


FIGURE 4.8 – Transformation d'un cycle d'hystérésis. La dépendance en champ suivant un axe facile de la magnétorésistance est représentée en (a). Une interpolation polynomiale d'ordre 2 (courbes en pointillées) de chaque branche du cycle permet de transformer la courbe  $R(H)$  en un cycle d'hystérésis  $M(H)$  plus conventionnel (b).

[Goennenwein 2005]. En effet, un retournement de l'aimantation  $\mathbf{M}$  provoque un changement abrupt de l'induction  $\mathbf{B}$  et par conséquent de la résistance. Afin de reproduire la courbe expérimentale, j'ai supposé une dépendance polynomiale d'ordre 2 de la résistance par rapport à  $|\mathbf{B}|$  :

$$R = a + b(\mathbf{B} \cdot \mathbf{e}) + c(\mathbf{B} \cdot \mathbf{e})^2, \quad (4.1)$$

avec  $\mathbf{e}$  le vecteur directeur unitaire de la direction suivant laquelle le champ est appliqué. Les courbes en pointillées de la figure 4.8(a) illustrent l'interpolation de chaque branche du cycle d'hystérésis. Notons tout de même que, par rapport à Goennenwein *et al.* [Goennenwein 2005], j'ai rajouté un terme quadratique dans l'équation 4.1 afin de mieux reproduire le comportement de la résistance à champ faible. Une fois les coefficients  $a$ ,  $b$  et  $c$  déterminés, il est possible d'inverser l'équation 4.1 et de calculer l'aimantation en fonction du champ en supposant que l'aimantation ne peut prendre que deux valeurs  $M = \pm M_s$  avec  $\mu_0 M_s = 30$  mT. La figure 4.8(b) présente la courbe obtenue, caractéristique d'un cycle d'hystérésis conventionnel. La valeur de champ pour laquelle l'aimantation s'annule, autrement dit le champ coercitif  $H_c$ , correspond approximativement au pic de la courbe  $R(H)$ . Dans la suite,  $H_c$  sera donc pris égal au champ pour laquelle la résistance est maximale.

Les cycles de magnétorésistance mesurés pour différents angles du champ appliqué par rapport aux axes cristallographiques seront discutés dans le chapitre suivant (§5.1.2). Ils serviront notamment à estimer l'effet du champ électrique sur les coefficients d'anisotropie magnétique.

### 4.3.3 En champ magnétique tournant

Mon dispositif en géométrie Corbino permet notamment de caractériser la nature qualitative de l'anisotropie magnétique planaire qui détermine le processus de retournement de l'aimantation. En effet, la mesure de la magnétorésistance anisotrope en champ tournant et saturant permet d'accéder au paysage énergétique. Comme énoncé dans le chapitre précédent (§3.3.5), les contributions à l'AMR dépendantes de l'angle entre le courant et l'aimantation s'annulent sur les lignes de courant radiales. L'AMR planaire ne dépend alors plus que de l'angle entre l'aimantation et les directions cristallographiques. La figure 4.9 présente les résultats obtenus en champ tournant ( $|\mu_0 \mathbf{H}| = 80 \text{ mT}$ ) d'un dispositif Corbino ( $r_2 = 30 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\Delta r = 5 \text{ }\mu\text{m}$ ). La magnétorésistance anisotrope relative est calculée comme la différence entre la résistance  $R$  à différents angles et celle pour  $\theta = 0^\circ$  divisée par la moyenne angulaire de la magnétorésistance  $R_{moy}$ . Ces courbes ont été mesurées à basse température ( $T = 5 \text{ K}$ ) et pour différentes tensions de grille  $V_G$  afin d'explorer les effets de déplétion. Le choix de l'amplitude du champ appliqué repose sur le champ maximum tournant disponible dans le cryostat. On supposera qu'il est suffisant pour saturer l'aimantation dans toutes les directions du plan.

La manifestation d'une anisotropie cubique ainsi que d'une anisotropie uniaxiale additionnelle se traduit, dans les courbes expérimentales en champ tournant, par une symétrie globale biaxiale et une brisure de symétrie entre les directions cristallographiques cubiques  $[110]$  et  $[\bar{1}\bar{1}0]$ . Le résultat important de ces mesures est qu'elles reflètent la même symétrie sous-jacente que l'anisotropie magnétique, validant ainsi la forme choisie pour la densité d'énergie libre dans notre échantillon. On pourra remarquer que les deux principaux maxima sont légèrement décalés par rapport à la direction  $[110]$  du fait d'un faible désalignement de l'échantillon par rapport au champ appliqué. L'amplitude de l'AMR atteint environ 3 % le long de l'axe  $[110]$  pour une tension de grille nulle. De manière surprenante, l'anisotropie de la magnétorésistance présentée ici diffère des résultats des auteurs de [Owen 2009] alors que les deux échantillons sont issus du même wafer. En effet, la composante cubique de l'AMR est décalée de  $45^\circ$ . Une évolution des propriétés magnétiques dans le temps ou des inhomogénéités au sein du wafer sont certainement responsables des différences observées. Néanmoins, l'amplitude de l'AMR reste identique.

En plus des effets de symétrie, l'AMR planaire est aussi affectée par la densité de trous dans le canal semi-conducteur de (Ga,Mn)As. L'application d'une tension de grille dc permet de mettre en évidence ces effets. La figure 4.9 démontre que l'amplitude de l'AMR augmente à mesure que le nombre de porteurs de charges diminue (tensions positives). De plus, l'application d'une tension de grille accentue la brisure de symétrie entre les directions  $[110]$  et  $[\bar{1}\bar{1}0]$ . En effet, on peut remarquer que la déplétion ne se traduit pas sur l'AMR par une augmentation de son amplitude dans toutes les directions : elle se concentre uniquement suivant la direction  $[110]$ .

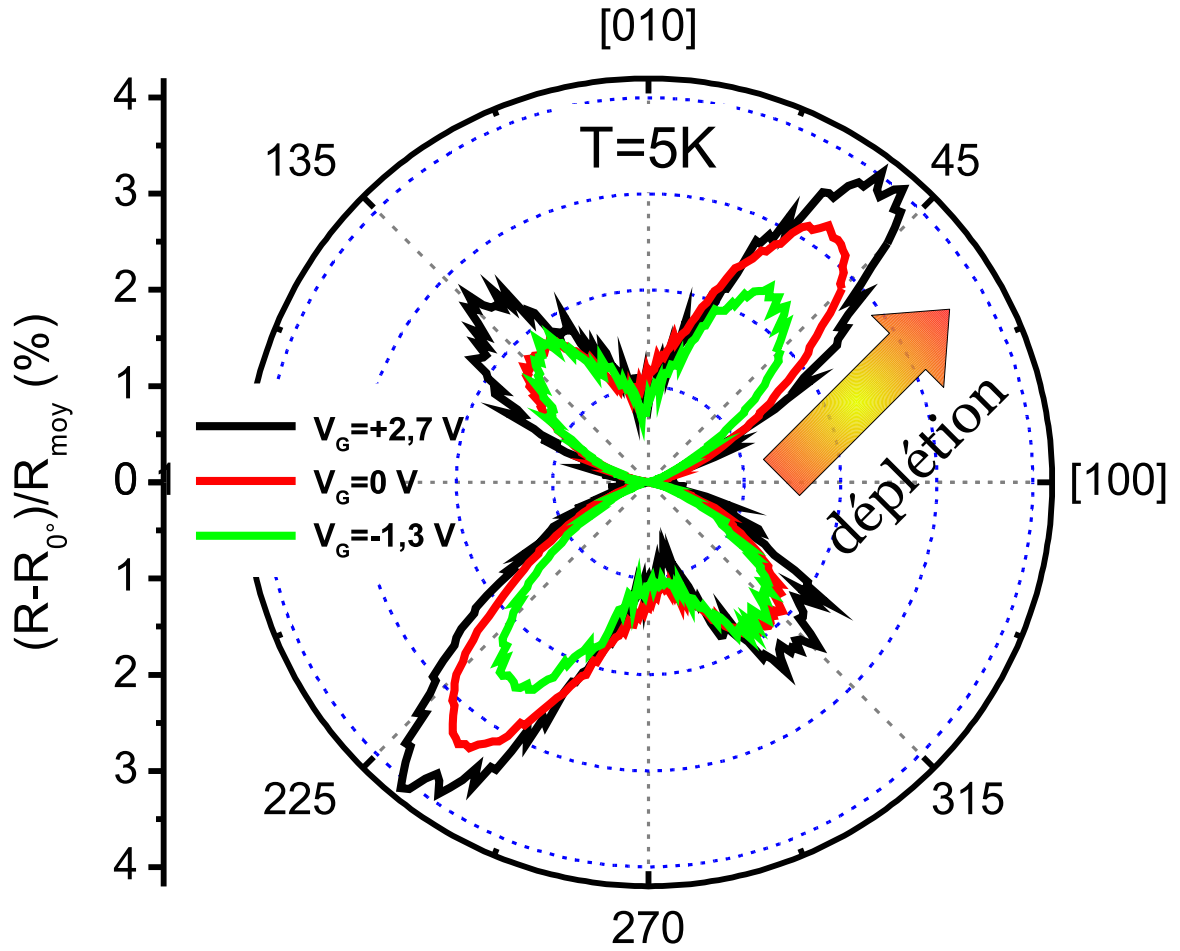


FIGURE 4.9 – Magnéto-résistance anisotrope (AMR) relative pour un champ magnétique planaire ( $|\mu_0 \mathbf{H}| = 80 \text{ mT}$ ) appliqué suivant différents angles par rapport à la direction cristallographique  $[100]$  ( $\theta = 0^\circ$ ) à basse température ( $T = 5 \text{ K}$ ) et mesurée pour une tension de grille de  $V_G = -1,3 \text{ V}$  (vert),  $V_G = 0 \text{ V}$  (rouge) et  $V_G = +2,7 \text{ V}$  (noir).  $R_{moy}$  fait référence à la moyenne angulaire de la résistance  $R$  du disque Corbino pour la tension de grille concernée.

#### 4.4 Etude expérimentale du renversement de l'aimantation

Dans ce dernier paragraphe, je vais étudier expérimentalement la dynamique du renversement de l'aimantation à des échelles de temps allant de quelques microsecondes à plusieurs secondes dans un dispositif de dimension latérale micrométrique ( $r_2 = 45 \mu\text{m}$  et  $\Delta r = 2 - 3 \mu\text{m}$ ). A ces échelles spatiales et temporelles, les phénomènes mis en jeu sont la nucléation de domaines et la propagation de parois (voir §2.2). La dynamique de renversement de l'aimantation a été mise en évidence par des mesures de cycles d'hystérésis en fonction de la vitesse de balayage du champ magnétique appliqué à tension de grille nulle. Je présente aussi un modèle théorique que j'ai utilisé pour analyser les données expérimentales. Enfin, je détermine l'influence de l'histoire magnétique sur la structure magnétique de l'échantillon afin d'évaluer la distribution en champs de piégeage.



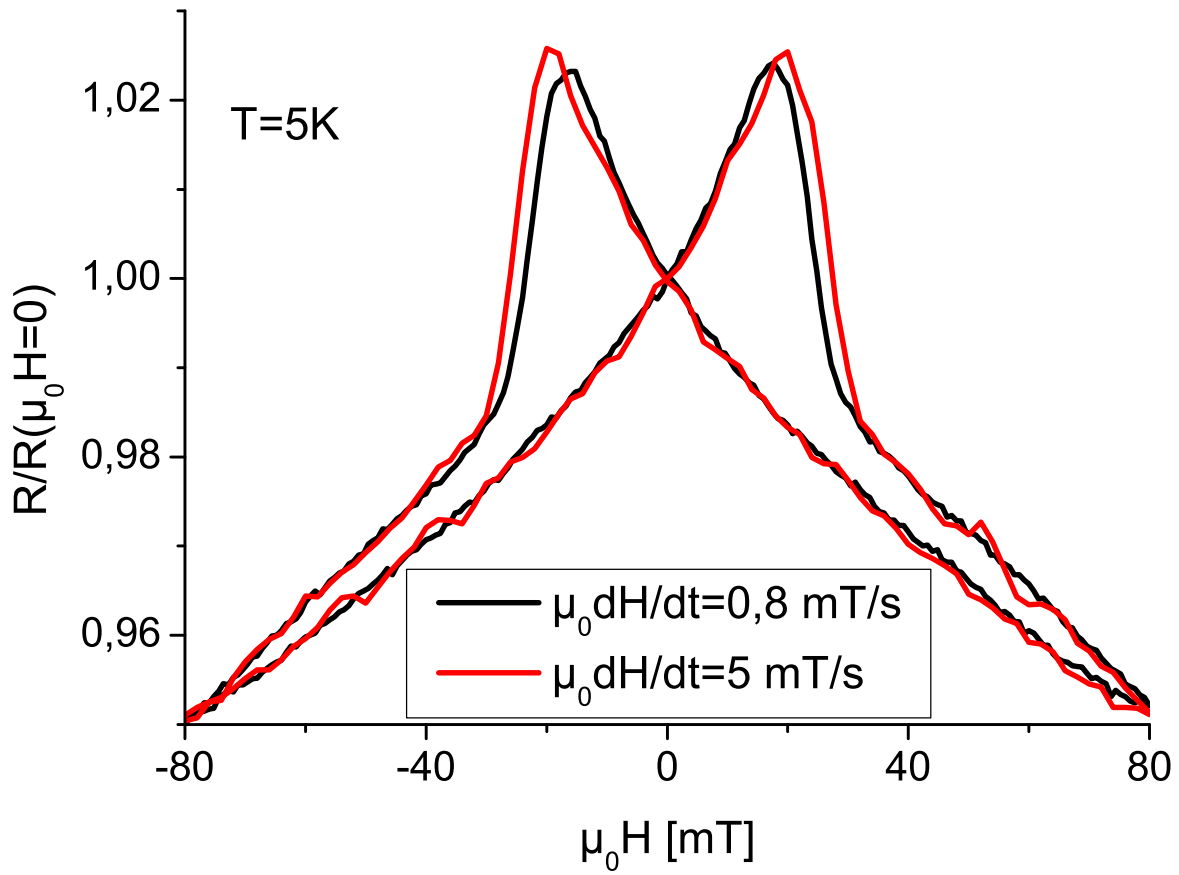


FIGURE 4.10 – Cycles d’hystérésis en champ planaire suivant un axe facile d’aimantation (direction cristallographique  $[1\bar{1}0]$ ) mesurés pour  $T = 5 \text{ K}$  à des vitesses de balayage du champ magnétique valant respectivement  $0,8 \text{ mT}\cdot\text{s}^{-1}$  et  $5 \text{ mT}\cdot\text{s}^{-1}$ .

#### 4.4.1 Dépendance temporelle des cycles d’hystérésis

Afin de déterminer l’influence du taux de variation du champ appliqué vis-à-vis du champ de retournement, j’ai mesuré plusieurs cycles d’hystérésis pour un même dispositif avec différentes vitesses de balayage du champ. Le champ planaire est appliqué suivant la direction la plus facile d’aimantation, c’est-à-dire selon l’axe  $[1\bar{1}0]$ . La figure 4.10 présente les cycles mesurés à basse température ( $T = 5 \text{ K}$ ) à des vitesses de balayage du champ valant respectivement  $0,8 \text{ mT}\cdot\text{s}^{-1}$  et  $5 \text{ mT}\cdot\text{s}^{-1}$ . Le résultat important de ces mesures est la dépendance du cycle par rapport au taux de variation du champ : le cycle est d’autant plus étroit que la vitesse de balayage est faible. Un comportement analogue est observé sur une plus large gamme de variation de la vitesse allant de  $0,05 \text{ mT}\cdot\text{s}^{-1}$  à  $5 \text{ mT}\cdot\text{s}^{-1}$ . Ces résultats montrent sans ambiguïté le rôle prépondérant joué par le facteur temps dans le renversement de l’aimantation. Ils mettent en évidence un retournement de l’aimantation via la nucléation de domaines et la propagation de parois comme nous allons le voir dans la section suivante.

#### 4.4.2 Discussion de la dépendance temporelle des cycles d'hystérésis

Un des paramètres importants obtenus à partir du cycle d'hystérésis est le champ coercitif, c'est-à-dire le champ magnétique appliqué pour lequel l'aimantation s'annule. Cependant, ce champ n'est pas une valeur précisément définie. En effet, un matériau ferromagnétique peut se désaimanter spontanément sous l'effet du champ démagnétisant (champ interne au matériau) et le champ coercitif est alors nul. Le temps nécessaire au retournement de l'aimantation peut être dans ce cas très long. Au contraire, il est possible de retourner l'aimantation dans un temps plus court en appliquant un champ magnétique dans la direction opposée à l'aimantation. Il apparaît ainsi que le champ coercitif dépend grandement du temps de retournement et, en particulier, du taux de variation du champ magnétique appliqué.

Afin d'étudier de manière plus quantitative la dépendance temporelle des cycles d'hystérésis présentés dans la section précédente, j'ai utilisé le modèle dynamique développé par P. Bruno [Bruno 1989]. Il fait l'hypothèse que le renversement de l'aimantation se déroule via la propagation de parois assistée thermiquement avec une seule barrière d'énergie  $\Delta E_a$ . Ce modèle suppose que l'aimantation  $M(t)$  s'écrit comme suit :

$$M(t) - M_s = [M(t=0) - M_s] \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right), \quad (4.2)$$

avec  $M_s$  l'aimantation à saturation et  $\tau$  le temps caractéristique de relaxation qui vérifie une loi d'Arrhenius :

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{\Delta E_a}{k_B T}\right), \quad (4.3)$$

avec  $\tau_0$  un temps d'essai (typiquement de l'ordre de  $10^{-9}$  s). La barrière d'énergie  $\Delta E_a$  est supposée varier linéairement avec le champ magnétique appliqué et peut s'écrire (pour  $H > 0$ ) :

$$\Delta E_a = V_B \mu_0 M_s (H_a - H), \quad (4.4)$$

avec  $V_B$  le volume de Barkhausen c'est-à-dire le volume dans lequel l'aimantation passe de  $-M_s$  à  $+M_s$  lors d'un processus élémentaire d'activation thermique. En d'autres termes,  $V_B$  correspond au volume renversé par un saut de la paroi entre deux centres de piégeage. Quant à  $H_a$ , il est relié au champ qu'il faut appliquer pour renverser l'aimantation en l'absence de processus d'activation (c'est-à-dire à température nulle). Dans ce qui suit, je vais faire l'hypothèse que, dans l'état d'équilibre thermodynamique, l'aimantation vaut  $\pm M_s$  selon la direction du champ magnétique appliqué. Cette approximation n'est pas valable en champ nul mais par contre elle est raisonnable proche du champ coercitif. De plus, comme le champ magnétique est appliqué suivant un axe facile, l'aimantation retourne simplement sa direction [Goennenwein 2005] sans passer par un état intermédiaire (domaines à  $90^\circ$ ) comme il est généralement admis pour (Ga,Mn)As [Welp 2003]. L'observation expérimentale d'un seul champ coercitif dans les mesures de magnétorésistance pour différents angles du champ appliqué validera cette hypothèse dans le chapitre suivant.

Si l'on dérive par rapport à  $t$  l'équation 4.2, l'aimantation satisfait alors l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dM}{dt} = -\frac{M(t) - M_s}{\tau(H)}. \quad (4.5)$$

On peut faire intervenir explicitement le taux de variation du champ magnétique  $dH/dt = \dot{H}$  dans l'équation précédente. Il vient alors :

$$\frac{dM}{dH} = -\frac{M(t) - M_s}{\dot{H} \tau(H)}, \quad (4.6)$$

dont on tire :

$$\frac{d(M - M_s)}{M - M_s} = -\frac{dH \exp\left(\frac{V_B \mu_0 M_s H}{k_B T}\right)}{\dot{H} \tau(H = 0)}, \quad (4.7)$$

avec  $\tau(H = 0) = \tau_0 \exp(V_B \mu_0 M_s H_a / k_B T)$ , le temps de relaxation à champ nul. L'intégration de l'équation 4.7 donne l'expression de l'aimantation en fonction du champ. On s'intéresse ici à la partie du cycle au cours de laquelle le champ passe de 0 à  $+H_{max}$ , l'échantillon ayant été préalablement saturé en champ négatif. Il vient alors :

$$M(H) = M_s \left\{ 1 - 2 \exp \left[ \frac{k_B T}{\dot{H} V_B \mu_0 M_s} \left( \frac{1}{\tau(H = 0)} - \frac{1}{\tau(H)} \right) \right] \right\}. \quad (4.8)$$

Le champ coercitif  $H_c$ , qui correspond au champ appliqué tel que  $M(H = H_c) = 0$ , est donné par :

$$H_c = \frac{k_B T}{V_B \mu_0 M_s} \ln \left[ \dot{H} \frac{V_B \mu_0 M_s \ln 2}{k_B T} \tau(H = 0) + 1 \right]. \quad (4.9)$$

Ainsi ce modèle prédit que le champ coercitif varie linéairement par rapport à  $\ln \dot{H}$  à condition que le temps de relaxation à champ nul  $\tau(H = 0)$  soit très grand. Le champ coercitif doit donc augmenter lorsque le taux de variation du champ magnétique appliqué augmente. La figure 4.11 montre que c'est effectivement le cas. L'extrapolation des données expérimentales en utilisant l'équation 4.9 permet d'accéder à la valeur du volume de Barkhausen et au temps de relaxation à champ nul. Il vient alors  $V_B = 3,1 \cdot 10^3 \text{ nm}^3$  pour une aimantation à saturation  $\mu_0 M_s = 30 \text{ mT}$  et  $\tau(H = 0) = 6300 \text{ ans}$ . Afin de pouvoir comparer les volumes de Barkhausen d'échantillons d'épaisseurs différentes présents dans la littérature, je définis la longueur de Barkhausen  $l_B$  (l'extension latérale correspondante) :

$$l_B = \sqrt{\frac{V_B}{h}}, \quad (4.10)$$

avec  $h$  l'épaisseur de la couche de (Ga,Mn)As. J'obtiens alors  $l_B = 25 \text{ nm}$ , une valeur proche de celle annoncée dans la littérature [Tang 2006, Herrera Diez 2010]. Le temps de relaxation à champ nul  $\tau(H = 0)$  dépend de l'énergie d'activation à champ nul  $\Delta E_a$ . L'ordre de grandeur de  $\tau_0$  est en général de  $10^{-9} \text{ s}$ ; à partir de cette valeur et de la valeur mesurée de  $\tau(H = 0)$ , j'ai estimé la barrière d'énergie à champ nul  $\Delta E_a / k_B T \sim 46$ .

On remarquera qu'une des hypothèses posée par ce modèle est forte : elle suppose l'existence d'une barrière d'énergie unique. Dans un échantillon macroscopique, de nombreux centres de piégeage ainsi que des parois de domaines coexistent. Afin de donner une description précise du phénomène de relaxation observé (c'est-à-dire pour modéliser la courbe

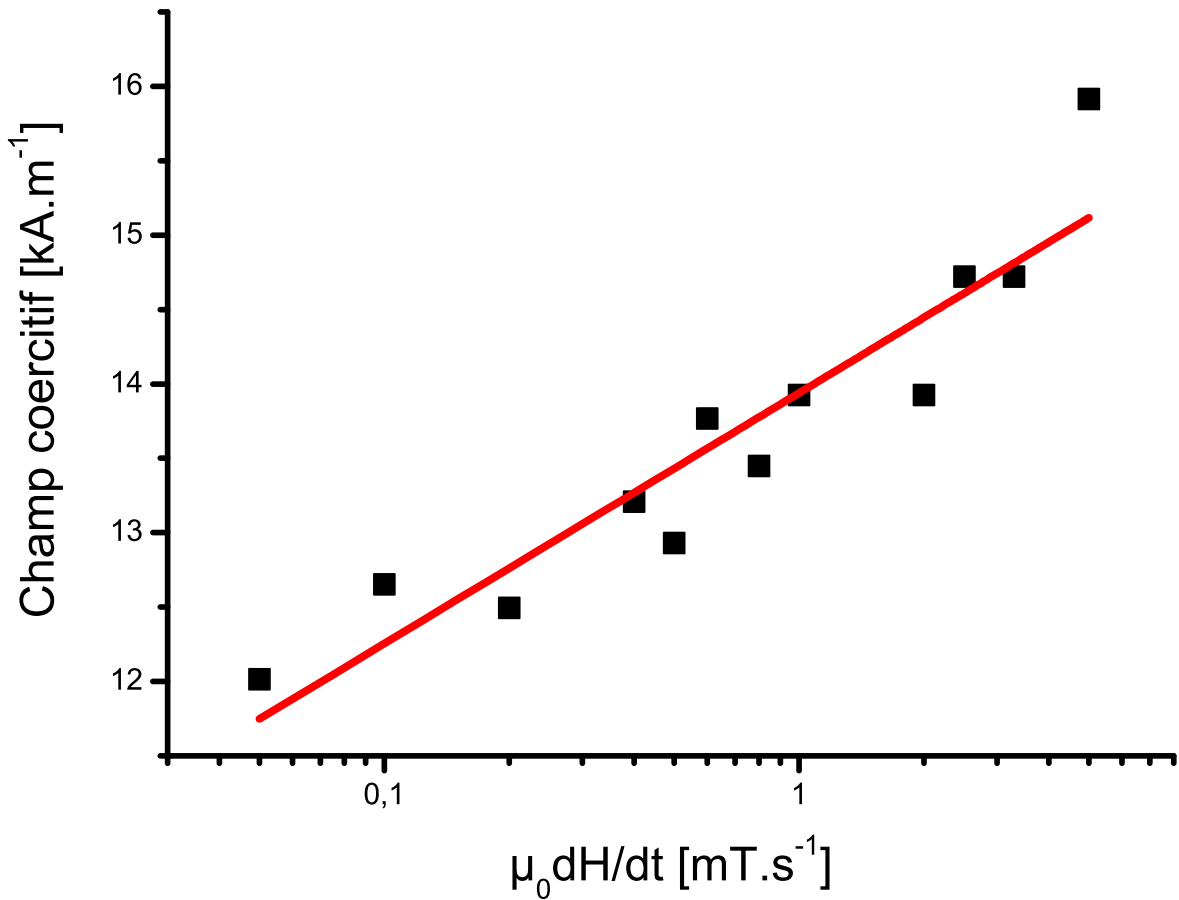


FIGURE 4.11 – Variation du champ coercitif  $H_c$  en fonction de  $dH/dt$  en échelle semi-logarithmique à basse température ( $T=5$  K). La droite rouge est une extrapolation des points expérimentaux (en noirs) à partir de l'équation 4.9.

$M(H, \dot{H})$  durant le retournement), il est nécessaire de prendre explicitement en compte une distribution d'énergie d'activation. Néanmoins, l'hypothèse d'une simple barrière d'énergie d'activation permet d'interpréter la variation du champ coercitif vis-à-vis de la vitesse de variation du champ magnétique et donne vraisemblablement un ordre de grandeur correct du volume de Barkhausen.

#### 4.4.3 Influence de l'histoire magnétique et distribution des champs de piégeage

Afin d'étudier en détail le renversement de l'aimantation induit par un champ magnétique dans la jonction p-n à base de (Ga,Mn)As, je me suis intéressé à la dépendance des cycles d'hystérésis vis-à-vis de l'histoire magnétique. Pour cela, j'ai réalisé à basse température ( $T = 5$  K) l'expérience suivante : le dispositif est soumis à un champ magnétique suivant un axe facile d'aimantation (direction cristallographique  $[1\bar{1}0]$ ) et variant entre les valeurs  $-H_{sat}$  et  $+H_{sat}$ . Plusieurs cycles d'hystérésis sont enregistrés successivement avec un champ magnétique de saturation  $H_{sat}$  dont on réduit graduellement la valeur d'un cycle à l'autre, passant de 80 mT à 10 mT par pas de 10 mT. La figure 4.12 présente les résultats obtenus et il apparaît que l'histoire magnétique joue un rôle important sur les cycles d'hystérésis. En

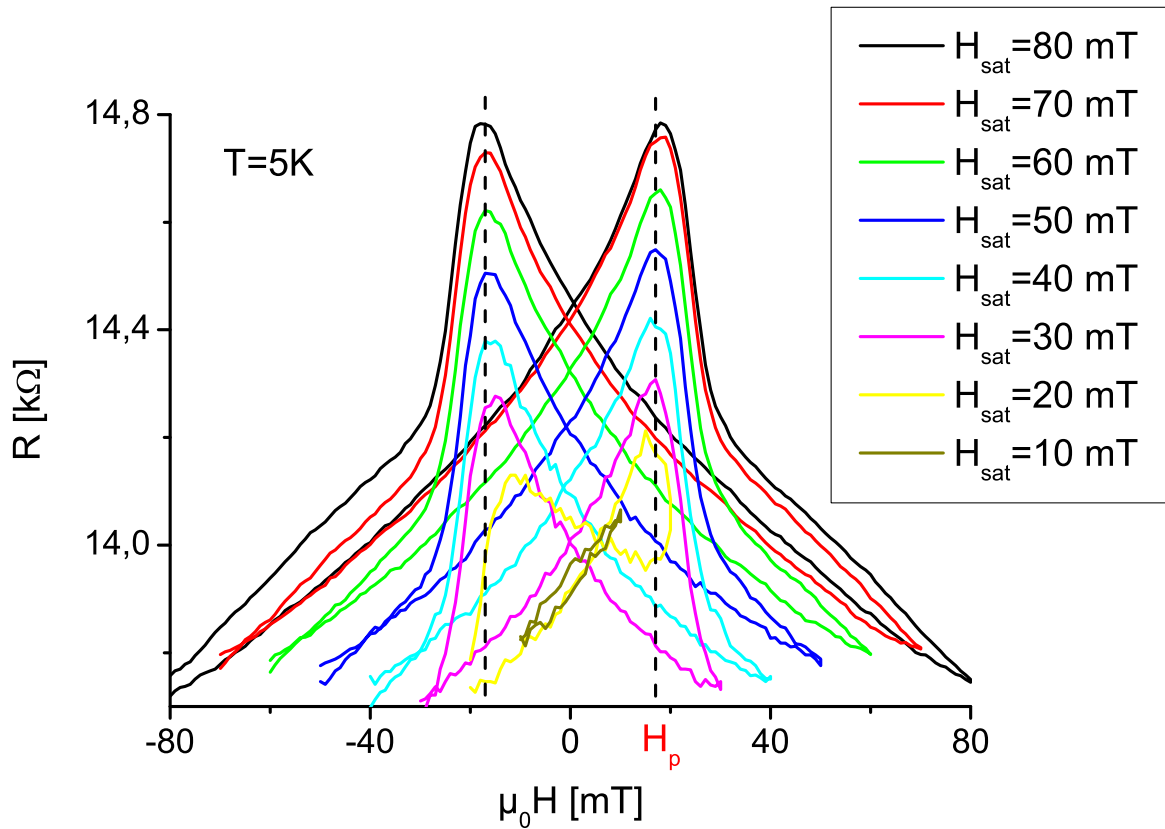


FIGURE 4.12 – Une famille de cycles d’hystérésis en champ planaire suivant un axe facile mesurée successivement avec un champ magnétique de saturation  $H_{sat}$  décroissant. Les traits en pointillés correspondent au seuil de propagation des parois de domaines  $H_p$ .

effet, à partir de cette figure, plusieurs observations sont possibles.

Tout d’abord, le champ de retournement de l’aimantation  $H_c$  défini comme le maximum de la résistance est très bien défini pour chaque cycle (sauf celui correspondant à  $H_{sat} = 10 mT$ ) et il est égal à approximativement 20 mT comme l’indiquent les droites en pointillées de la figure 4.12.  $H_c$  est donc totalement indépendant de l’histoire magnétique quelle que soit la structure en domaines magnétiques du film de (Ga,Mn)As. Ce champ de retournement correspond ainsi à un seuil de propagation des parois de domaines, appelé  $H_p$ . En effet, cette procédure de désaimantation de l’échantillon provoque l’apparition de domaines magnétiques mais n’a pas d’influence sur la valeur du champ coercitif que l’on peut donc assimiler à un champ de propagation. Lorsque le champ magnétique est inférieur à  $H_p$ , les parois de domaines sont piégées et ne peuvent bouger. Au contraire, pour un champ appliqué supérieur au seuil de propagation, la plupart des domaines sont dépiégées.

On pourra remarquer ensuite que la valeur de la résistance à la rémanence  $R(\mu_0 H = 0)$  dépend de l’histoire. En effet, celle-ci diminue progressivement d’un cycle à l’autre à mesure que le champ magnétique de saturation baisse. Cette dépendance suggère l’existence de domaines magnétiques due à un saturation incomplète de l’aimantation durant la procédure de mesure. La figure 4.13(a) présente la dépendance de la valeur de la résistance vis-à-vis de  $H_{sat}$ .

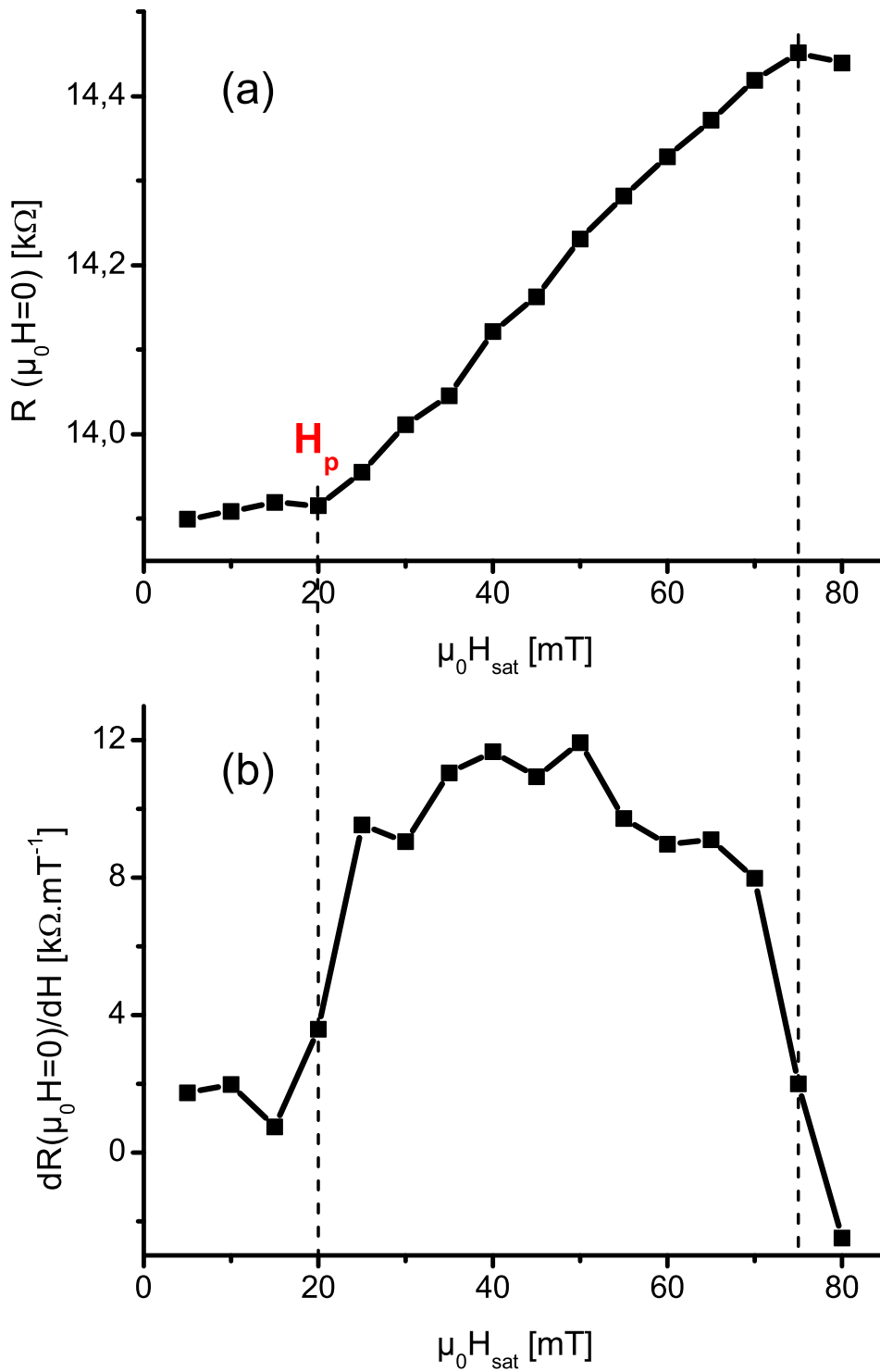


FIGURE 4.13 – (a) Dépendance de la valeur de la résistance à la rémanence  $R(\mu_0 H = 0)$  vis-à-vis du champ de saturation  $H_{sat}$ . La dérivée de cette courbe est reliée à la distribution des champs de piégeage (b). Les droites en pointillées délimitent la largeur de la distribution.

Au-delà de  $H_{sat} = 75$  mT,  $R(\mu_0 H = 0)$  reste constant indiquant la présence de régions magnétiques « dures » dépiégées à cette valeur de champ magnétique. Pour un champ appliqué

supérieur à  $H_p$ , la plupart des domaines peuvent se propager (sauf dans les régions magnétiques les plus « dures ») provoquant alors le renversement de l'aimantation. En utilisant le fait que l'aimantation possède deux orientations possibles, soit parallèle soit anti-parallèle à la direction du champ magnétique, cela signifie que le plateau à bas champ correspond à un état désaimanté alors que celui à champ fort à un état complètement saturé. Entre les deux plateaux, la dépendance linéaire de  $R(\mu_0 H = 0)$  vis-à-vis de  $H_{sat}$  indique le renversement graduel des domaines magnétiques les plus « durs ».

Il est possible d'accéder à la distribution des champs de piégeage en dérivant la courbe  $R(\mu_0 H = 0) = f(H_{sat})$ . Le système présente une distribution importante des champs de piégeage comme le montre les droites pointillées de la figure 4.13(b). Ceci est vraisemblablement la signature de l'effet des défauts et des centres de piégeage présents au sein de l'échantillon sur les mécanismes de renversement de l'aimantation. En effet, il a déjà été montré expérimentalement que les propriétés magnétiques de couches de (Ga,Mn)As étaient différentes suivant leurs épaisseurs [Mathieu 2003]. Les résultats sont interprétés en considérant une micro-structure différente des films et une inhomogénéité magnétique pour les couches ultra-minces. Une autre explication possible de cette large distribution des champs de piégeage est peut-être d'origine intrinsèque. Une étude microscopique par relaxation de spin de muon a démontré la coexistence de zones ferromagnétiques et paramagnétiques au sein d'un film faiblement dopé en manganèse [Storchak 2008]. Ces inhomogénéités, quelles soient d'origines intrinsèques ou extrinsèques, sont responsables de cette large distribution des champs de piégeage et ont un impact négatif sur le fonctionnement du dispositif. Nous verrons néanmoins dans le chapitre suivant que le retournement de l'aimantation induit par des impulsions de tension est possible.

## 4.5 Conclusions

Ce chapitre a été dédié aux caractérisations électriques et magnétiques quasi-statiques de la jonction p-n. La première partie a décrit le dispositif expérimental utilisé et plus particulièrement la station sous pointes cryogénique. A l'aide de cet outil, il est possible d'effectuer des mesures hyperfréquences à des températures aussi basse que 5 K, valeur à laquelle la totalité des caractérisations ont été faites. Le développement expérimental d'un électroaimant 4 pôles pour la génération d'un champ magnétique planaire a été nécessaire. Il se compose de 4 bobines capable de produire un champ tournant maximal de 80 mT. La suite a été consacrée à la présentation des résultats des caractérisations. Dans un premier temps, j'ai démontré que la résistance du disque Corbino dépend grandement de la tension continue appliquée sur la grille grâce à l'effet de déplétion des porteurs de charge dans le canal semi-conducteur. Les aspects hyperfréquences ont ensuite été abordées. A partir des paramètres S, un modèle électrique simple tente d'expliquer les résultats. Néanmoins, cette analyse préliminaire s'est avérée difficile et nécessitera plus d'approfondissement pour une meilleure compréhension des mesures expérimentales.

La partie caractérisation magnétique a démontré, dans un premier temps, l'orientation dans le plan de l'axe de facile aimantation de mes échantillons. Ensuite, sur la base d'un cycle d'hystérésis en champ planaire, la courbe de magnétorésistance est interprétée en supposant une dépendance de la résistance vis-à-vis de l'induction magnétique. Le retournement de l'aimantation provoque alors un saut abrupt de résistance. Enfin, la nature qualitative de

---

l'anisotropie magnétique a été confirmée par des mesures en champ tournant et saturant.

La dernière partie s'est focalisée sur l'étude expérimentale du renversement de l'aimantation. Les mesures de cycle d'hystérésis à vitesse de balayage du champ variable ont mis en évidence un retournement de l'aimantation via la nucléation de domaines et la propagation de parois. L'analyse des résultats par un modèle de renversement de l'aimantation thermiquement activé a montré que le champ coercitif croît de manière logarithmique avec le taux de variation du champ. Cela m'a permis de définir et de mesurer un volume de Barkhausen de 25 nm pour mes échantillons. Pour finir, l'influence de l'histoire magnétique a mis en valeur le rôle prépondérant des défauts, responsables d'une large distribution des champs de piégeage. Afin d'établir les propriétés magnétiques dynamiques de la jonction p-n, j'ai effectué des mesures de magnétorésistance lors de l'application d'impulsions de tension sur la grille. C'est l'objet du prochain chapitre.





# Propriétés magnétiques dynamiques sous champ électrique de la jonction p-n

## SOMMAIRE

---

5.1	ETUDE EXPÉRIMENTALE POUR UN TRAIN D'IMPULSIONS DE TENSION DE GRILLE . . .	111
5.1.1	Influence de l'amplitude des impulsions . . . . .	112
5.1.2	Cycles d'hystérésis pour différents angles du champ appliqué : estimation de l'anisotropie magnétique . . . . .	115
5.1.3	Influence de la fréquence de répétition et de la durée des impulsions . . . . .	118
5.1.4	Retournement de l'aimantation par plusieurs impulsions de tension . . . . .	120
5.1.5	Mesures à l'analyseur de réseau vectoriel pour l'étude de la dynamique de l'aimantation induite par un champ électrique . . . . .	122
5.2	ETUDE EXPÉRIMENTALE POUR UNE MONO-IMPULSION DE TENSION DE GRILLE . . .	123
5.2.1	Retournement de l'aimantation par une seule impulsion . . . . .	123
5.2.2	Influence de l'amplitude de l'impulsion . . . . .	124
5.3	CONCLUSIONS . . . . .	125

---

Dans ce dernier chapitre, j'étudie les propriétés magnétiques dynamiques de mes dispositifs lors de l'application d'un champ électrique de très courte durée sur la grille afin de sonder la réponse magnétorésistive de la couche de (Ga,Mn)As. Les résultats expérimentaux seront présentés suivant le type d'excitation appliqué à la grille : un train d'impulsions (§5.1) et une mono-impulsion (§5.2). L'influence de paramètres tels que l'amplitude, la durée ou la fréquence de répétition des impulsions de tension sera étudiée afin d'estimer l'effet du champ électrique sur les coefficients d'anisotropies magnétiques et d'en déduire un processus de retournement de l'aimantation assisté par des impulsions de tension. Les résultats présentés dans ce dernier chapitre sont issus de mesures effectuées sur un dispositif dont les dimensions sont les suivantes :  $r_2 = 45 \mu\text{m}$  et  $\Delta r = 2 - 3 \mu\text{m}$ .

## 5.1 Etude expérimentale pour un train d'impulsions de tension de grille

Cette section est consacrée aux propriétés magnétiques de mes dispositifs lorsqu'un train d'impulsions est appliqué à la grille. L'influence de ce champ électrique de très courte durée est

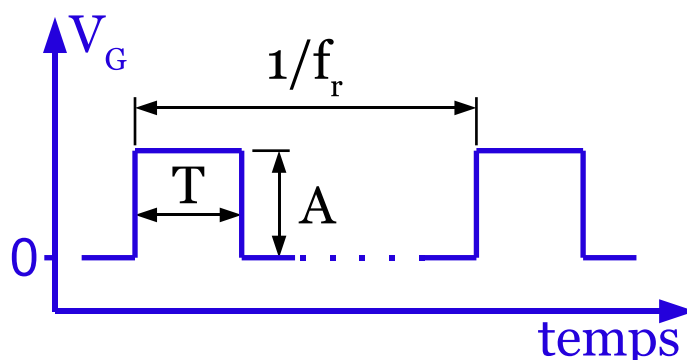


FIGURE 5.1 – Description des paramètres décrivant un train d'impulsions de tension. La durée, l'amplitude et la fréquence de répétition des impulsions sont respectivement désignées par  $T$ ,  $A$  et  $f_r$ .

sonnée en mesurant la réponse magnétorésistive du disque Corbino. Dans un premier temps, je démontrerai qu'il est possible de contrôler la valeur du champ coercitif par l'application d'impulsions de tension de faible amplitude. Ensuite, des cycles d'hystérésis pour différents angles du champ appliqué par rapport aux axes cristallographiques permettront d'estimer l'effet du champ électrique sur l'anisotropie magnétique. Enfin, l'influence des paramètres décrivant les impulsions de tension sera étudiée dans le but de comprendre la dynamique du retournement de l'aimantation assistée par un champ électrique. Avant toute chose, je présente en figure 5.1 les conventions utilisées tout au long de ce chapitre concernant les impulsions de tension. La durée, l'amplitude et la fréquence de répétition des impulsions sont respectivement désignées par  $T$ ,  $A$  et  $f_r$ .

### 5.1.1 Influence de l'amplitude des impulsions

Pour espérer pouvoir contrôler les propriétés magnétiques avec un champ électrique, il est nécessaire d'observer des cycles d'hystérésis dont la largeur varie avec la tension de grille appliquée. La figure 5.2 présente des cycles normalisés de magnétorésistance (afin de s'affranchir des dérives d'un cycle à l'autre), enregistrés pour un champ appliqué suivant un axe facile d'aimantation (direction cristallographique  $[1\bar{1}0]$ ) et pour différentes valeurs d'amplitudes  $A$  d'impulsions de tension de grille. Des impulsions de  $T = 10$  ns de durée sont appliquées toutes les  $1/f_r = 10$   $\mu$ s sur la grille durant la totalité de la mesure. Le choix de ces paramètres est dicté par la nécessité de se placer dans des conditions optimales en terme d'efficacité du train d'impulsions comme nous le verrons dans les sections suivantes. Le résultat important de la figure 5.2 est que le champ de retournement est clairement affecté par l'application d'un champ électrique de très courte durée et de faible amplitude : à mesure que l'amplitude des impulsions augmente, le retournement de l'aimantation est systématiquement décalé vers les bas champs. Ceci signifie donc que le champ coercitif, défini je le rappelle comme le champ pour lequel la résistance est maximale, est contrôlable par un champ électrique.

On pourrait se demander pourquoi ne pas avoir utilisé une tension continue de polarisation de la grille ? En effet, si le but est de démontrer qu'un champ électrique est capable de modifier le champ coercitif, la même mesure que celle présentée ci-dessus, mais pour une tension de grille continue, pourrait paraître plus intuitive. Il existe une raison toute simple à

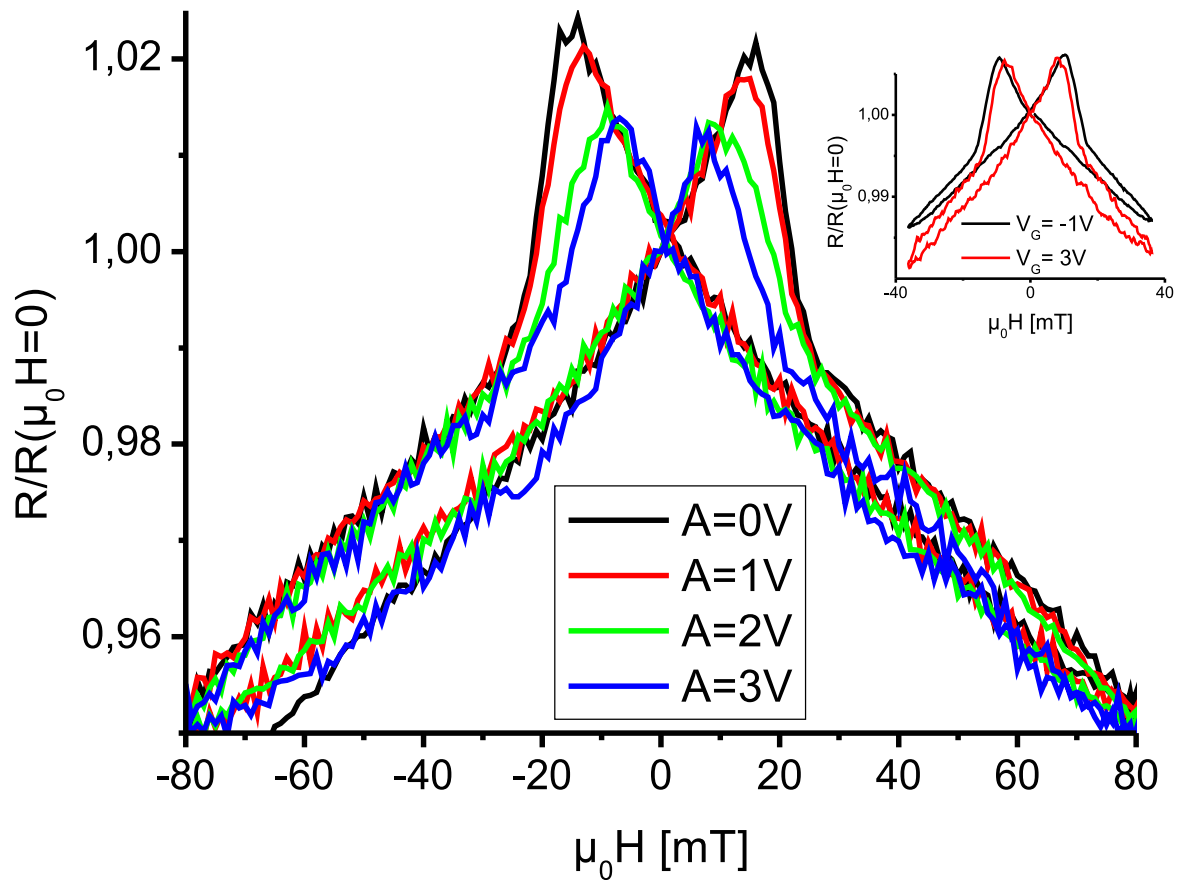


FIGURE 5.2 – Cycles d’hystérésis à basse température mesurés pour un champ appliqué suivant un axe facile d’aimantation (direction cristallographique  $[1\bar{1}0]$ ) et pour différentes valeurs d’amplitudes  $A$  d’impulsions de tension de grille, appliquées en permanence tout au long du cycle. En insert, cycles d’hystérésis mesurés pour une tension de grille continue  $V_G$  égale à  $-1$  V et  $+3$  V.

celà, reliée à la pente de la magnétorésistance isotrope négative à champ fort. Celle-ci dépend de la tension de grille continue  $V_G$  et augmente à mesure que l’amplitude de  $V_G$  augmente (voir l’insert de la figure 5.2). Une explication possible de cette observation est la suivante : la déplétion des porteurs de charge dans le canal de (Ga,Mn)As induite par une tension positive déstabilise l’interaction ferromagnétique entre les moments magnétiques localisés des atomes de manganèse. Or, dans le cas d’un mécanisme de diffusion dépendant du spin par des impuretés magnétiques, la magnétorésistance négative à champ fort est associée à un alignement des moments magnétiques réduisant ainsi le désordre de spin. Pour une tension de grille positive induisant une interaction entre moments plus faible (comparée à tension nulle), le changement relatif de résistance sur une plage de champs donnés sera par conséquent plus important. Pour une comparaison plus évidente des courbes à tensions de grille différentes, il est nécessaire de s’affranchir de cet effet. La technique expérimentale utilisée permet de supprimer ces variations de résistances causées par des pentes différentes et de mettre ainsi en évidence plus clairement le retournement de l’aimantation induit par un champ électrique. En effet, le niveau de base de la résistance reste pratiquement constant lors de l’application

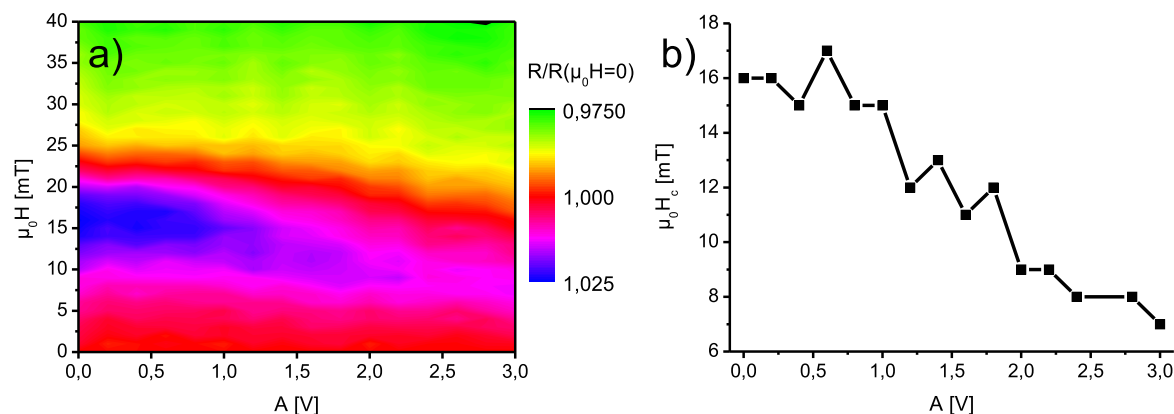


FIGURE 5.3 – Influence de l’amplitude  $A$  d’un train d’impulsions de tension de 10 ns de durée et de fréquence de répétition  $f_r = 100$  kHz. (a) Résistance du disque Corbino (normalisée par rapport à la valeur en champ nul) en codage couleur en fonction du champ magnétique planaire appliqué suivant la direction cristallographique  $[1\bar{1}0]$  et de l’amplitude  $A$  des impulsions de tension. (b) Dépendance du champ coercitif  $H_c$  vis-à-vis de  $A$ .

d’un train d’impulsions et la pente à champ fort est indépendante de l’amplitude  $A$  comme le montre la figure 5.2. Notons pour finir que les mesures électriques du retournement de l’aimantation sont facilitées dans notre dispositif par la magnétorésistance qui répond à un changement abrupt de l’induction magnétique lors de la rotation de  $180^\circ$  de l’aimantation comme indiqué dans le chapitre précédent (§4.3.2).

Une étude plus systématique est présentée en figure 5.3. Elle illustre l’effet de l’amplitude  $A$  du train d’impulsions de tension de grille sur la valeur du champ coercitif. Des cycles d’hystérésis sont enregistrés à basse température pour chaque tension de grille dont l’amplitude varie entre 0 V et 3 V par pas de 0,2 V. La principale observation expérimentale de la figure 5.3(a), qui présente la résistance du disque Corbino en codage couleur en fonction du champ appliqué et de  $A$ , est la diminution progressive du champ retournement  $H_c$  à mesure que l’amplitude du train d’impulsions augmente. On peut remarquer que cette réduction de  $H_c$  s’accompagne aussi d’une baisse de la magnétorésistance anisotrope relative. En effet l’amplitude du pic de magnétorésistance passe de 2,5 % à tension nulle à 1,3 % lorsque la tension de grille vaut 3 V. La valeur du champ coercitif, prise égale au champ pour lequel la résistance est maximale, est tracée en fonction de  $A$  en figure 5.3(b). On observe une très nette réduction du champ coercitif dépassant les 50 % à la plus forte amplitude. La dépendance de  $H_c$  vis-à-vis de  $A$  est quasi linéaire dans la gamme d’amplitudes étudiées. Pour de faibles amplitudes (inférieures à 1 V), le champ de retournement ne semble que peu affecté alors qu’au-delà de 1 V, la réduction est linéaire. Un effet thermique des impulsions de tension est ainsi exclu et la diminution du champ coercitif est attribuée uniquement à la présence du champ électrique.

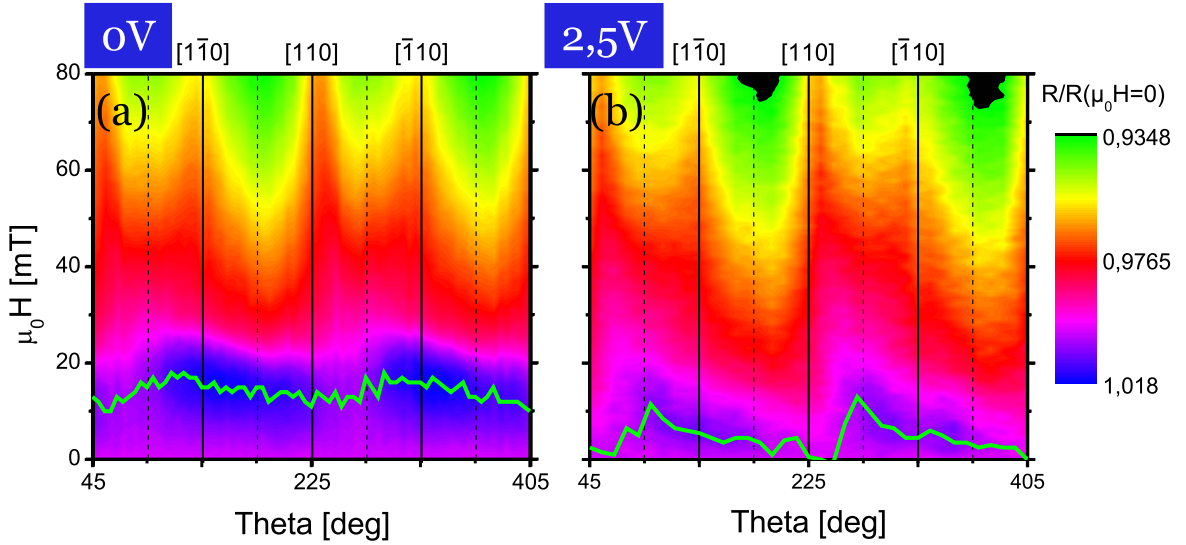


FIGURE 5.4 – Résistance du disque Corbino (normalisée par rapport à la valeur en champ nul) en codage couleur en fonction de la direction et de l'amplitude du champ magnétique planaire pour deux valeurs d'amplitudes  $A = 0$  V (a) et  $A = 2,5$  V (b) du train d'impulsions de tension. La dépendance angulaire du champ coercitif est indiquée par la courbe verte pour les deux valeurs de tensions.

### 5.1.2 Cycles d'hystérésis pour différents angles du champ appliqué : estimation de l'anisotropie magnétique

Afin d'interpréter la phénoménologie du retournement de l'aimantation induit par un train d'impulsions de tension, des cycles d'hystérésis pour différents angles du champ appliqué ont été enregistrés. La figure 5.4 présente la résistance du disque Corbino en codage couleur pour deux valeurs d'amplitudes  $A = 0$  V et  $A = 2,5$  V ( $T = 10$  ns et  $f_r = 100$  kHz) en fonction de la direction et de l'intensité du champ magnétique planaire. Les cycles sont mesurés tous les  $5^\circ$  à partir de la direction cristallographique  $[110]$ . Les principales directions sont représentées par un trait plein sur la figure 5.4. Je rappelle que les deux axes faciles d'aimantation correspondent aux directions  $[110]$  et  $[\bar{1}\bar{1}0]$ , cette dernière étant la plus facile. La principale observation que l'on peut faire est la réduction globale du champ de retournement de l'aimantation lorsqu'une tension est appliquée sur la grille. Les courbes vertes mettent en évidence ce fait expérimental. Cette réduction n'est pas isotrope et suivant certaines directions, elle est plus prononcée. En effet, selon la direction cristallographique  $[110]$  ( $\theta = 45^\circ$ ), la diminution du champ coercitif est plus importante que suivant la direction  $[\bar{1}\bar{1}0]$  ( $\theta = 135^\circ$ ). Ceci est une signature du changement d'amplitude à la fois absolu et relatif des champs d'anisotropies cubique  $H_c$  et uniaxiale  $H_k$ . On pourra rapprocher cette observation de celle faite à la figure 4.9 du chapitre précédent, où les mesures d'AMR en champ planaire tournant montrent que la déplétion se traduit par une augmentation de la résistance essentiellement suivant la direction  $[110]$ .

Je vais maintenant me placer dans le cas où le modèle macrospin, introduit dans le chapitre 1, est applicable et montrer comment il est alors possible d'extraire les constantes d'anisotropies magnétiques dans ce genre d'expérience. Compte tenu des résultats présentés

sur le retournement de l'aimantation dans le chapitre précédent (§4.4), il serait illusoire de déterminer avec précision les constantes d'anisotropies de la couche de (Ga,Mn)As. En effet l'utilisation d'un modèle macrospin permet de donner l'évolution relative de ces constantes étant donné que le retournement de l'aimantation ne se déroule certainement pas par une rotation cohérente des moments magnétiques mais plutôt par la nucléation et la propagation de domaines. Néanmoins, ce modèle simple permet de quantifier l'effet de la déplétion sur les propriétés ferromagnétiques telles que l'anisotropie à partir de la mesure du champ coercitif selon certaines directions cristallographiques. Pour cela, il faut partir de l'équation 1.29 qui donne la densité d'énergie libre de la couche ferromagnétique. En dérivant cette équation par rapport à  $\phi$ , angle entre l'aimantation et la direction  $[1\bar{1}0]$ , on obtient la relation donnant les positions d'équilibre dans le plan :

$$h \sin(\phi - \frac{\pi}{4} - \theta) = \frac{h_c}{4} \sin 4\phi + \frac{h_k}{2} \sin 2\phi, \quad (5.1)$$

en utilisant les mêmes notations définies au chapitre précédent. On va considérer les deux cas où le champ est appliqué suivant une direction facile d'aimantation c'est-à-dire pour  $\theta = \pm\pi/4$ . On s'intéresse ici à la partie du cycle où le champ passe de 0 à la valeur maximale, l'échantillon étant saturé en champ négatif au préalable. Si on fait l'hypothèse que l'aimantation et le champ sont alignés anti-parallèlement juste avant le retournement, le champ coercitif  $h^{sw}$  s'écrit alors, pour  $\theta + \pi/4 = -\phi$  :

$$h_{-45^\circ}^{sw} = -h_c - h_k \quad \text{pour } \theta = -\frac{\pi}{4} \quad (5.2)$$

$$h_{+45^\circ}^{sw} = -h_c + h_k \quad \text{pour } \theta = +\frac{\pi}{4} \quad (5.3)$$

En inversant ce système, les champs d'anisotropies cubique  $h_c$  et uniaxiale  $h_k$  s'écrivent :

$$\begin{aligned} h_c &= -\frac{1}{2} (h_{-45^\circ}^{sw} + h_{+45^\circ}^{sw}) = -\bar{h}^{sw} \\ h_k &= -\frac{1}{2} (h_{-45^\circ}^{sw} - h_{+45^\circ}^{sw}) = -\delta h^{sw} \end{aligned} \quad (5.4)$$

Appliquons maintenant les équations 5.4 à l'estimation de la valeur moyenne du champ coercitif suivant les directions  $[110]$  et  $[1\bar{1}0]$ , noté  $\bar{h}^{sw}$ , et de l'asymétrie de  $h^{sw}$  entre ces deux directions  $\delta h^{sw}$ , révélatrice de l'anisotropie uniaxiale. Le tableau 5.1 présente les valeurs obtenues en fonction de l'amplitude du train d'impulsions de tension.

	$\bar{h}^{sw}$	$\delta h^{sw}$
$A = 0$ V	13 mT	(2 – 3) mT
$A = 2,5$ V	3 mT	2 mT

TABLE 5.1 – Valeur moyenne  $\bar{h}^{sw}$  du champ coercitif suivant les directions  $[110]$  et  $[1\bar{1}0]$  et asymétrie  $\delta h^{sw}$  de  $h^{sw}$  entre ces deux directions, révélatrice de l'anisotropie uniaxiale.

On constate que la valeur moyenne du champ de retournement  $h^{sw}$  est réduite d'un facteur 4 environ sous l'effet du champ électrique alors que dans le même temps l'asymétrie de  $h^{sw}$  reste constante. Il faut maintenant se poser la question : comment interpréter les

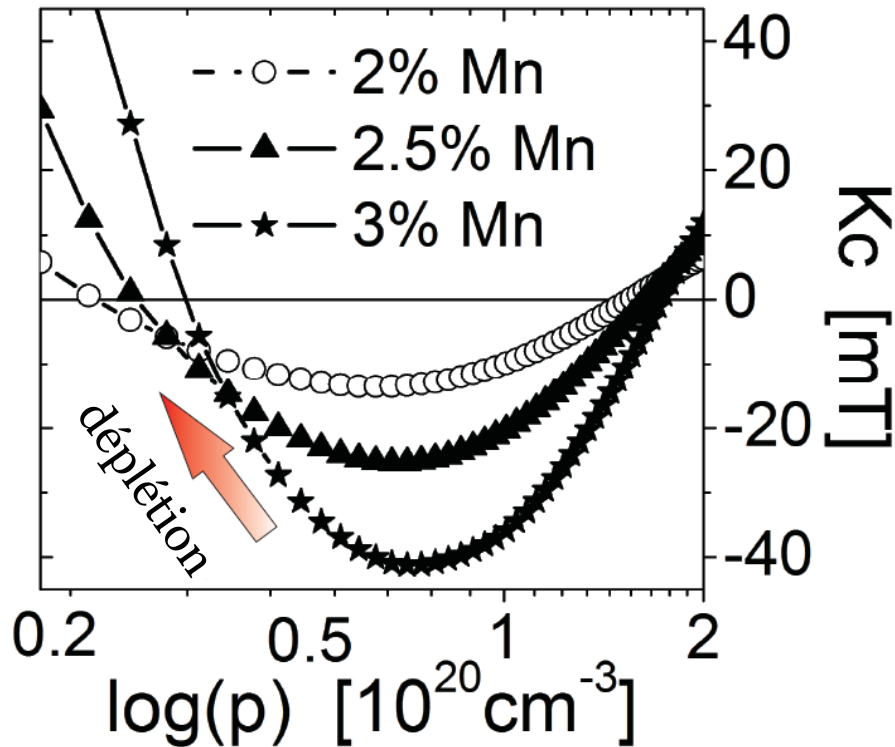


FIGURE 5.5 – Calculs dans l’approximation du modèle de Zener du champ d’anisotropie cubique  $K_c$ . La tendance expérimentale (déplétion) est mise en valeur par la flèche. D’après [Owen 2009].

valeurs numériques obtenues? Compte tenu des résultats déjà présentés et de ceux qui vont suivre dans les paragraphes suivants, l’application du modèle macrospin suivant les directions de facile aimantation ( $\theta = \pm\pi/4$ ) est incorrecte. En effet, on a vu que le retournement de l’aimantation pour ces orientations du champ appliqué se déroule via la nucléation et la propagation de domaines, invalidant le modèle macrospin particulièrement pour ces directions. Il n’est donc pas possible d’attribuer ces valeurs numériques aux champs d’anisotropies cubique et uniaxiale. Comme je l’ai déjà fait dans le chapitre précédent, j’associe le champ de retournement à une valeur minimale du champ de propagation, lui-même lié à l’écart type de l’anisotropie dans l’échantillon. Si alors on suppose que les impulsions de tension de grille réduisent « proportionnellement » l’anisotropie dans la totalité du film de (Ga,Mn)As alors les variations relatives du champ coercitif avec le champ électrique sont significatives des variations relatives de l’anisotropie. Notons que cette hypothèse est valable lorsque la microstructure reste constante, ce qui est vrai en présence du champ électrique. En d’autres termes, ces résultats signifient que la valeur du champ d’anisotropie cubique  $H_c$  est diminuée d’un facteur 4 alors que le champ d’anisotropie uniaxiale  $H_k$  reste pratiquement constant comme l’atteste la valeur de l’asymétrie  $\delta h^{sw}$ . L’effet principal de la déplétion des porteurs de charge dans le canal de (Ga,Mn)As est donc la forte diminution du champ d’anisotropie cubique. La valeur de la réduction du champ d’anisotropie cubique induite par un champ électrique est en accord avec celle utilisée dans les simulations du chapitre 2. En effet, j’avais fait l’hypothèse, pour la plupart des calculs, d’une diminution de 20 % de  $H_c$ , valeur qui apparaît plus que réaliste au vu des observations expérimentales.



Analysons pour finir ces résultats dans le cadre du modèle de Zener. Il est possible de calculer le champ d'anisotropie cubique dans la théorie de l'approximation  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$  en fonction de la densité de porteurs de charge  $p$  et pour plusieurs valeurs de dopages en atomes de manganèse. La figure 5.5, issue de l'article [Owen 2009], présente les résultats. J'attire l'attention du lecteur sur le fait que le champ d'anisotropie cubique est noté  $K_c$  par les auteurs de cet article contrairement à la convention adoptée ici ( $H_c$ ). Néanmoins ils correspondent tous les deux à la même quantité. Le champ d'anisotropie calculé change de signe pour une densité de porteurs d'environ  $p \sim 1,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . En dessous de cette valeur, les directions cristallographiques  $[110]$  et  $[\bar{1}\bar{1}0]$  sont énergétiquement favorisées, en accord avec les observations expérimentales. On peut associer la large réduction de  $H_c$  observée expérimentalement au comportement théorique de  $H_c$  à faible densité de trous comme indiqué par la flèche dans la figure 5.5. Notons pour finir que l'amplitude typique du champ d'anisotropie cubique ( $K_c \sim 10 - 20 \text{ mT}$ ) est du même ordre de grandeur que  $\bar{h}^{sw}$ , ce qui purement fortuit.

### 5.1.3 Influence de la fréquence de répétition et de la durée des impulsions

Je vais maintenant m'attacher à la compréhension et à l'identification du mécanisme microscopique de retournement de l'aimantation induit par un train d'impulsions de tension. Pour cela, je vais dans cette section étudier l'influence de la fréquence de répétition  $f_r$  et la durée  $T$  des impulsions. L'expérience consiste à faire varier un seul des trois paramètres décrivant le train d'impulsions et d'appliquer un champ magnétique à une vitesse de  $1 \text{ mT}\cdot\text{s}^{-1}$  (1 point tous les 1 mT) suivant l'axe le plus facile d'aimantation (direction cristallographique  $[\bar{1}\bar{1}0]$ ). Le dispositif expérimental est le même que précédemment : le train d'impulsions est appliqué en continu sur la grille durant la mesure du cycle de magnéto-résistance. L'amplitude des impulsions est fixée à  $A = 2 \text{ V}$ . Dans un premier temps, je fais varier le fréquence de répétition en gardant les autres paramètres constants ( $A = 2 \text{ V}$  et  $T = 10 \text{ ns}$ ) et je mesure, pour chaque cycle d'hystérésis, le champ coercitif. Les résultats obtenus sont présentés en figure 5.6(a) pour une fréquence de répétition  $f_r$  variant entre 1 Hz et 100 kHz. Pour une fréquence de répétition inférieure à 1 kHz, le champ de retournement  $H_c$  ne dépend pas de  $f_r$  et  $H_c$  est pratiquement égal à sa valeur nominale (sans impulsions de tension). Par contre, le champ coercitif diminue rapidement lorsque  $f_r$  dépasse 1 kHz. Il en résulte que les impulsions de tension n'ont d'effets significatifs sur le retournement de l'aimantation que si et seulement si elles sont suffisamment nombreuses : plus le nombre d'impulsions appliquées est grand, plus l'efficacité de renversement sera importante.

Si maintenant on garde constante la fréquence de répétition ( $f_r = 100 \text{ kHz}$ ) et que l'on varie la durée des impulsions entre 100 ps et 10 ns, le champ coercitif diminue à mesure que les impulsions sont plus longues comme le montre la figure 5.6(b). En dessous de quelques centaines de picosecondes,  $H_c$  est constant et n'est pas affecté par les impulsions de tension. Par contre, l'amplitude du champ nécessaire pour le retournement de l'aimantation chute ensuite lorsque que la durée des impulsions augmente. Cette valeur sature aux alentours de 9 mT pour  $T$  supérieure à quelques nanosecondes, atteignant ainsi son minimum pour cette amplitude et cette fréquence de répétition. On distingue trois régimes suivant la valeur de la durée des impulsions : pour des durées très courtes ( $T < 500 \text{ ps}$ ) ou très longues ( $T > 2 \text{ ns}$ ), le champ coercitif reste constant alors que pour des durées intermédiaires, la variation est maximale.

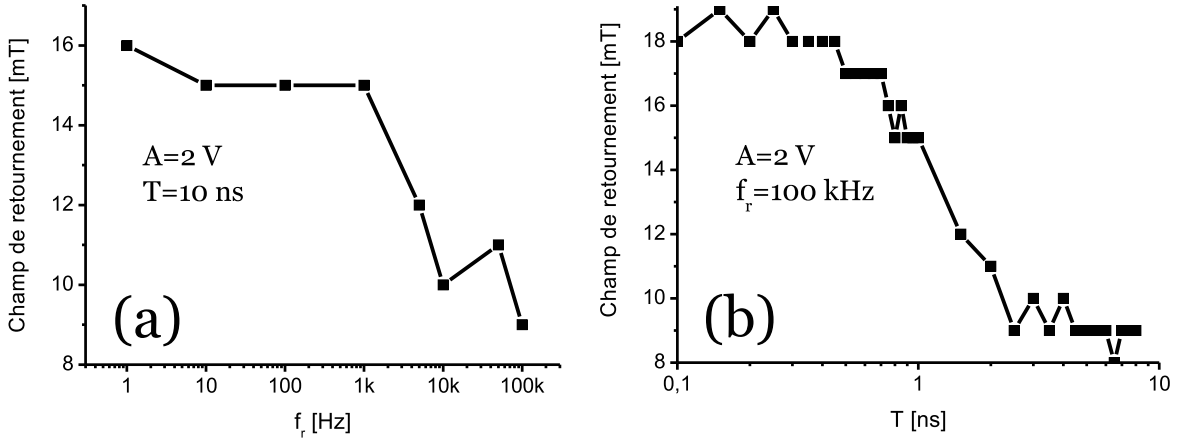


FIGURE 5.6 – Représentation en échelle semi-logarithmique de l'influence de la fréquence de répétition (a) et de la durée des impulsions (b) sur la valeur du champ coercitif  $H_c$ . Le champ magnétique est appliqué suivant la direction  $[1\bar{1}0]$  et l'amplitude  $A$  des impulsions est fixée à 2 V.

Comment expliquer cet effet de seuil au-delà de quelques nanosecondes de durée ? Dans un scénario où le retournement de l'aimantation est thermiquement activé, on s'attend à une décroissance linéaire du champ coercitif avec le logarithme de la durée des impulsions et aucun effet de saturation au contraire des observations expérimentales. Je vais tout de même considérer que des phénomènes thermiquement activés sont possibles afin de démontrer qu'ils ne peuvent rendre compte des observations expérimentales. Dans le cas où la micro-structure du film de (Ga,Mn)As est telle qu'il existe des fluctuations d'anisotropies, les zones les plus « douces » sont retournées avec une probabilité  $P(t) = 1 - \exp(-t/\tau)$ . Le temps caractéristique de retournement  $\tau$  s'écrit :

$$\tau = \tau_0 \exp(KV/k_B T), \quad (5.5)$$

avec  $K$  la constante d'anisotropie et  $V$  un volume caractéristique, a priori proche de celui déterminé au chapitre 4 (§4.4.2). Dans l'hypothèse où ces zones sont magnétiquement indépendantes, la somme des probabilités de retournement par activation thermique en fonction de  $\ln(t)$  est une fonction affine par morceaux dont la pente vaut  $1/\tau_i$  avec  $\tau_i$  le temps caractéristique de renversement de la zone  $i$ . Dans la gamme de durées des impulsions accessibles expérimentalement, on observe une saturation de  $H_c$  au-delà de quelques nanosecondes, interprétable dans ce scénario comme un temps caractéristique apparent  $\tau_{exp}(\mathbf{E} \neq 0) = 2 - 3$  ns. Néanmoins, un tel temps correspondrait alors, à champ électrique nul, à un comportement superparamagnétique de certaines zones avec un temps de relaxation d'environ 100 ns. En effet, d'après les résultats précédents, on a  $KV(\mathbf{E} \neq 0) \cong \frac{1}{4}KV(\mathbf{E} = 0)$ , d'où un temps de relaxation  $\tau(\mathbf{E} = 0) \cong \tau_{exp}^4/\tau_0^3 \sim 100$  ns pour  $\tau_0 = 1$  ns. Or, on regarde seulement les variations qui persistent typiquement à l'échelle de la seconde. Un tel scénario est donc exclu car il ne peut rendre compte d'un temps typique de 2 – 3 ns.

Un autre scénario possible pouvant expliquer les faits expérimentaux est le retournement précessionnel de l'aimantation. On s'attend, pour une impulsion de durée inférieure à la demi-période de précession ( $\sim 1$  ns d'après les fréquences de résonance données au chapitre

1), à ce que le champ coercitif reste constant. Au contraire, pour une durée de l'impulsion supérieure au temps de relaxation ( $\sim 10$  ns suivant la valeur du coefficient d'amortissement  $\alpha$ ), l'aimantation a basculé son orientation et il est inutile d'appliquer des impulsions plus longues. Cela se traduit par une réduction du champ coercitif et une saturation de  $H_c$  au-delà du temps typique de relaxation. Le comportement de  $H_c$  vis-à-vis de  $T$  va dans ce sens mais les données expérimentales ne nous permettent pas pour l'instant de conclure quant au mode de retournement de l'aimantation. Néanmoins, je propose une manière simple de confirmer une réponse précessionnelle de l'aimantation sous l'effet du champ électrique. A durée d'impulsion cumulée identique (le produit  $T \cdot f_r \cdot t_{mes}$  avec  $t_{mes}$  le temps entre chaque point de mesure, égal à 1 s ici), la probabilité de retournement dans un scénario thermiquement activé ne dépend pas de  $f_r$ . En d'autres termes, une impulsion de 10 ns de durée est équivalente à 10 impulsions de 1 ns de durée. Au contraire, dans le cas d'une réponse précessionnelle, c'est le nombre d'impulsions qui compte et la deuxième configuration est la plus favorable pour retourner l'aimantation. La mesure du champ coercitif à  $T \cdot f_r \cdot t_{mes}$  constant constitue ainsi une expérience future possible pour conclure sur la dynamique du retournement de l'aimantation assistée par un champ électrique.

Pour conclure cette section, ces mesures montrent que les impulsions de champ électrique diminuent effectivement le champ magnétique statique nécessaire au retournement de l'aimantation. Afin de bénéficier d'un effet optimal, il convient donc de se placer dans des conditions qui maximisent la fréquence de répétition  $f_r$  et la durée  $T$  des impulsions. D'après les résultats du chapitre 4 (§4.4), on sait que le retournement de l'aimantation se déroule via la nucléation de domaines et la propagation de parois. Il est donc nécessaire de comprendre l'effet d'une impulsion de tension sur la configuration micro-magnétique du film de (Ga,Mn)As.

#### 5.1.4 Retournement de l'aimantation par plusieurs impulsions de tension

Je m'intéresse ici à l'influence d'une seule salve d'impulsions, appliquée pour un champ bien précis et inférieur au champ de propagation. Pour cela, j'ai mesuré une seule branche du cycle d'hystérésis pour un champ parallèle à la direction  $[1\bar{1}0]$  entre  $-80$  mT et  $+80$  mT. Aucune tension n'est appliquée sur la grille durant la mesure *sauf* lorsque le champ magnétique est égal à  $\mu_0 H_1$ . A cet instant, un train d'impulsions est envoyé sur la grille pendant 1 s. La limitation sur les paramètres du train d'impulsions évoquée dans la section précédente m'a obligé à travailler avec des impulsions de 10 ns de durée, de 3 V d'amplitude et séparées de  $10 \mu s$  ( $f_r = 100$  kHz). La figure 5.7 présente les résultats obtenus pour différentes valeurs de  $\mu_0 H_1$ . Ils montrent clairement que l'effet des impulsions est une chute abrupte de la résistance. On peut interpréter ce fait expérimental comme la nucléation de domaines magnétiques au sein de l'échantillon. Les parois ainsi créées restent ensuite piégées (ou se propagent très lentement) jusqu'à ce que le champ statique devienne suffisamment grand pour les faire propager. Ceci est mis en évidence par le fait qu'après la fin des impulsions, toutes les courbes passent par le même point avant d'atteindre le seuil de propagation, ici égal à environ 25 mT. Au-delà de ce seuil, la plupart des parois se propagent terminant alors le retournement de l'aimantation. On remarquera aussi que plus le champ  $\mu_0 H_1$  est grand, plus les impulsions de tension sont efficaces pour nucléer. Autrement dit la surface des domaines magnétiques créés augmente avec  $\mu_0 H_1$ .

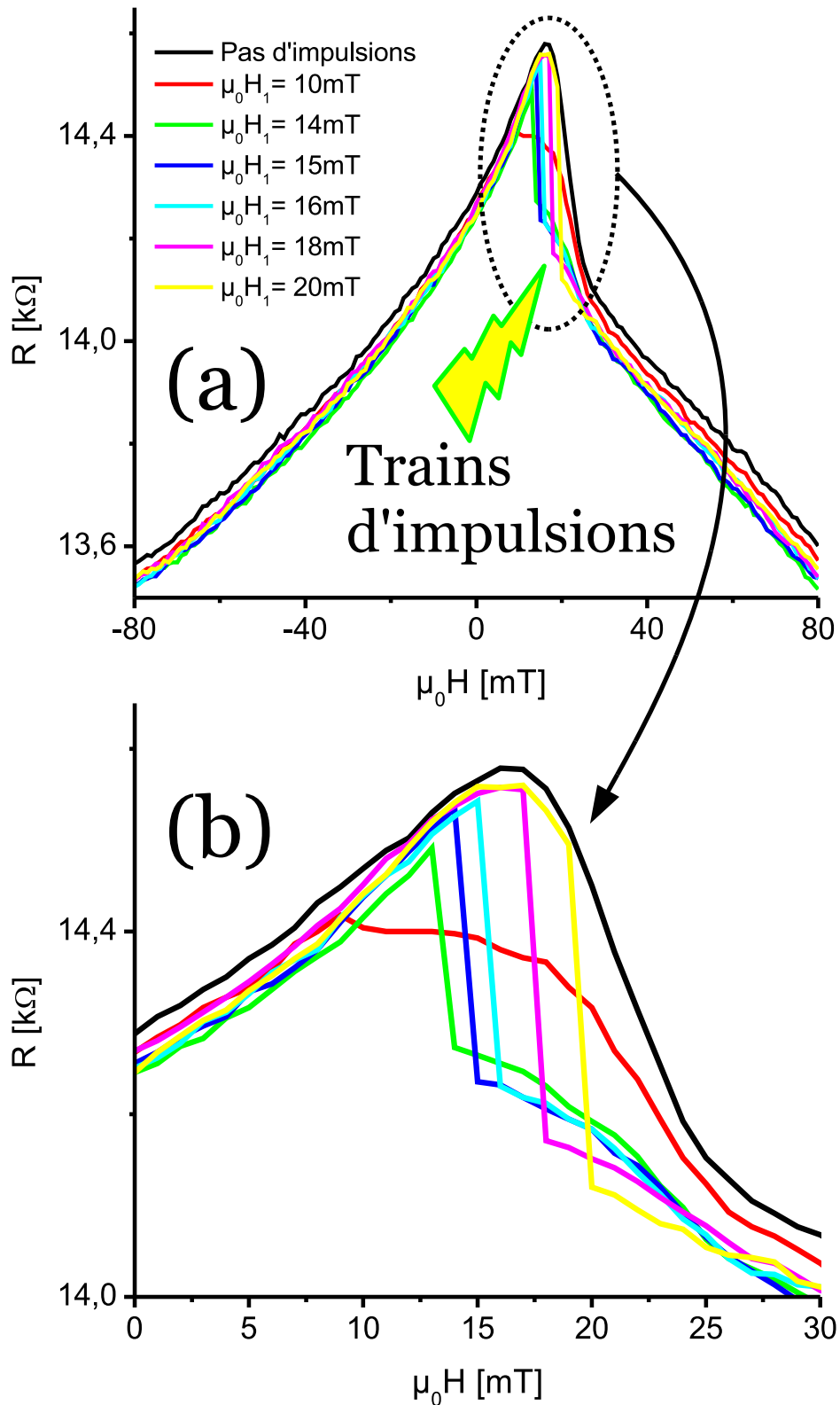


FIGURE 5.7 – (a) Retournement de l'aimantation par un train d'impulsions de tension de grille appliqué pendant 1 s lorsque le champ magnétique  $\mu_0 H$  est égal à  $\mu_0 H_1$ . (b) L'agrandissement permet de mettre en évidence le saut de résistance lorsqu'un champ électrique est appliqué.

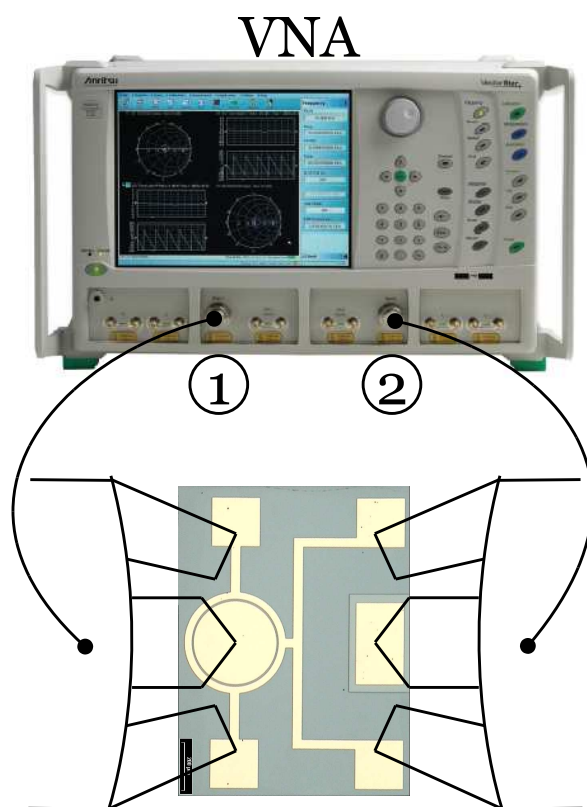


FIGURE 5.8 – Schéma de principe de la mesure de la résonance ferromagnétique induite par un champ électrique à l'analyseur de réseau vectoriel VNA.

Ces mesures permettent de faire le lien avec les résultats présentés au chapitre précédent (§4.4). Le seuil de propagation déterminé ici est du même ordre de grandeur et les conclusions vont dans le même sens. En effet, le principal enseignement que l'on peut tirer de ces mesures est le suivant : **des domaines magnétiques sont nucléés lors de l'application de courtes impulsions de tension**. Ces domaines sont ensuite piégés jusqu'à ce que le champ magnétique soit supérieur au seuil de propagation des parois. L'expérience menée dans cette section peut aussi être rapprochée des calculs présentés au paragraphe 2.7. Les simulations illustrent le fait qu'un champ électrique peut aider au basculement de l'aimantation lorsque le champ magnétique est appliqué suivant un axe facile. C'est exactement la même situation ici. La réduction du champ d'anisotropie cubique induite par le train d'impulsions de tension provoque la nucléation de domaines magnétiques. Un champ magnétique d'assistance permet ensuite de terminer le renversement de la totalité du film de (Ga,Mn)As.

### 5.1.5 Mesures à l'analyseur de réseau vectoriel pour l'étude de la dynamique de l'aimantation induite par un champ électrique

Les résultats précédents, notamment la possibilité de moduler l'anisotropie par de courtes impulsions de champ électrique, m'ont incité à utiliser l'outil qu'est la résonance ferromagnétique (FMR) pour étudier la dynamique de l'aimantation assistée par un champ électrique. Le schéma de principe de l'expérience est résumé en figure 5.8. L'idée est la suivante : un signal radiofréquence de fréquence  $f$  est envoyé sur la grille induisant alors une modulation

de l'anisotropie magnétique de la couche de (Ga,Mn)As. Si la fréquence  $f$  correspond à une fréquence propre d'excitation du système, l'aimantation entre alors en résonance. Malheureusement, la mesure des paramètres  $S$  à l'analyseur de réseau vectoriel dans la gamme de fréquences FMR du système n'a pas permis de mettre en évidence le phénomène de résonance ferromagnétique.

Cette absence de réponse résonante illustre l'importance des défauts et de l'inhomogénéité magnétique au sein du film de (Ga,Mn)As. En effet, la raison principale de cet échec est certainement liée à une inhomogénéité magnétique qui se traduit alors par des fluctuations de l'anisotropie ou de l'aimantation, empêchant toute cohérence des oscillations de l'aimantation. La résonance ferromagnétique est un phénomène collectif qui implique que l'aimantation précesse à la même fréquence avec la même phase dans la totalité du film magnétique. L'existence de zones non-résonantes à la fréquence  $f$  au sein du film va par conséquent défavoriser l'oscillation de l'aimantation des régions qui absorbent à  $f$ .

En conclusion, tels qu'ils sont maintenant, les dispositifs ne permettent pas de faire des mesures hyperfréquences de la dynamique de l'aimantation assistée par un champ électrique du fait de l'inhomogénéité magnétique du film de (Ga,Mn)As. Par conséquent, j'ai été amené à faire d'autres types de mesures comme celles présentées dans ce paragraphe et dans le suivant. Quelles sont les solutions envisageables pour résoudre ces problèmes ? Une idée serait de disposer de couches de (Ga,Mn)As de meilleure qualité et ne présentant que peu de défauts. L'augmentation du dopage en atomes de manganèse permettrait de disposer d'une aimantation à saturation plus grande mais le risque d'incorporer des défauts est aussi plus important. Un compromis est à trouver. On peut aussi penser à une géométrie différente pour un futur échantillon dans le but d'augmenter la magnétorésistance. Par exemple, une géométrie dans laquelle la contribution non-cristalline de la magnétorésistance serait non-nulle ou alors une structure de type jonction tunnel magnétique [Ruster 2005] permettrait d'améliorer la sensibilité.

## 5.2 Etude expérimentale pour une mono-impulsion de tension de grille

Dans ce dernier paragraphe je vais me concentrer sur les expériences faites lorsqu'une seule impulsion de tension est appliquée sur la grille. Je vais notamment démontrer qu'une seule impulsion de 10 ns de durée de champ électrique est capable d'induire la nucléation de domaines magnétiques.

### 5.2.1 Retournement de l'aimantation par une seule impulsion

Comme dans le paragraphe précédent, je présente des cycles d'hystérésis pour un champ parallèle à la direction  $[1\bar{1}0]$ . Aucune tension n'est appliquée sur la grille durant la mesure de la résistance sauf lorsque le champ magnétique est égal à  $\mu_0 H_1$ . A cet instant, une seule impulsion de 10 ns de durée et de 3,5 V d'amplitude est envoyée à la grille. Le faible effet des impulsions de champ électrique de durée plus courte a limité les expériences à des durées de 10 ns. Afin de m'assurer de la reproductibilité du retournement de l'aimantation par une mono-impulsion de tension de grille, cette expérience est répétée 10 fois et le cycle moyen est présenté en figure 5.9 pour différentes valeurs de  $\mu_0 H_1$ . On remarque qu'une seule impulsion

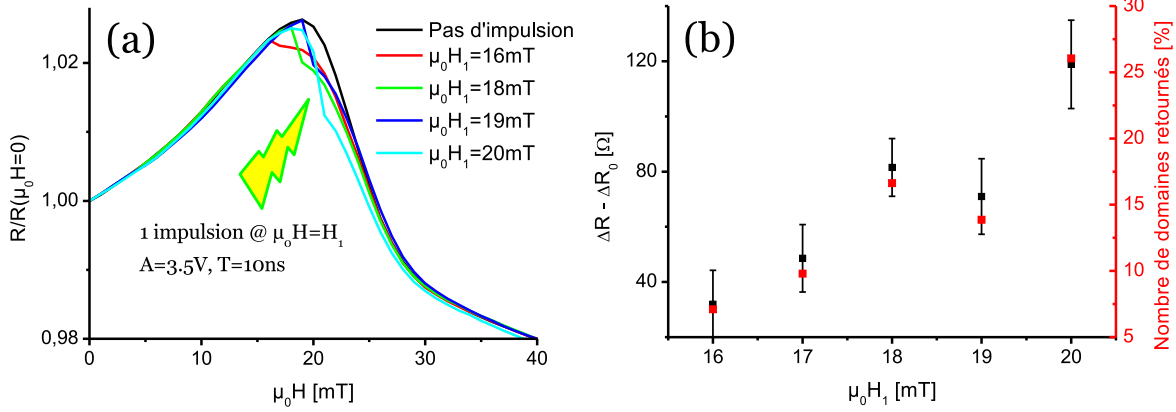


FIGURE 5.9 – (a) Cycles d’hystérésis enregistrés pour une mono-impulsion de 10 ns de durée et de 3,5 V d’amplitude appliquée à  $\mu_0 H = \mu_0 H_1$ . (b) Chute de résistance  $\Delta R$  relative (moyennée sur 10 cycles) après une mono-impulsion de tension en fonction de  $\mu_0 H_1$ .  $\Delta R_0$  fait référence à la chute de résistance à tension nulle. La proportion de domaines retournés est indiquée par les points rouges.

est capable de nucléer des domaines magnétiques comme l’indique la chute de résistance après l’impulsion de tension. Néanmoins cette baisse de la magnétorésistance est plus faible comparativement aux expériences menées pour un train d’impulsions de tension. Cela signifie qu’une mono-impulsion n’est pas suffisante pour renverser totalement l’aimantation au sein de la couche de (Ga,Mn)As mais elle permet tout de même de nucléer des domaines magnétiques. La chute de résistance relative  $\Delta R(\mu_0 H_1)$ , calculée comme la résistance avant  $R(\mu_0 H_1 - 1 \text{ mT})$  et après  $R(\mu_0 H_1 + 1 \text{ mT})$  l’impulsion de tension, est représentée en figure 5.9(b) en fonction de  $\mu_0 H_1$ . On peut remarquer que la chute de résistance augmente de manière monotone avec le champ statique  $\mu_0 H_1$  signifiant par conséquent que l’aire des domaines retournés augmente aussi. De plus, les barres d’erreurs indiquent une bonne reproductibilité de la nucléation de domaines magnétiques induite par une mono-impulsion. Il est possible d’estimer la proportion de domaines retournés grâce à la valeur de la chute de résistance. En effet, le retournement de l’aimantation provoque un changement abrupt de l’induction  $\mathbf{B}$  et par conséquent de la résistance. Le rapport entre  $\Delta R(\mu_0 H_1)$  et la chute de résistance dans le cas où tous les domaines ont été renversés est égal à la fraction des domaines retournés par l’impulsion. La figure 5.9(b) présente les résultats. Dans le meilleur des cas, un quart de la surface du disque Corbino est ainsi retourné par l’impulsion de tension.

### 5.2.2 Influence de l’amplitude de l’impulsion

Dans cette dernière section, je présente l’influence de l’amplitude de l’impulsion de tension sur la nucléation de domaines magnétiques. La même expérience que précédemment est répétée pour une impulsion d’amplitude variable, de 10 ns de durée et appliquée lorsque le champ vaut 20 mT. La figure 5.10(a) montre les cycles mesurés pour trois valeurs d’amplitudes. Comme attendu, la chute de résistance augmente avec l’amplitude. Là-aussi, cela signifie que l’aire des domaines magnétiques retournés par l’impulsion de tension augmente avec l’amplitude. La figure 5.10(b) présente la chute de résistance relative en fonction de  $A$ . La dépendance est quasi-linéaire indiquant une nucléation progressive des domaines à mesure

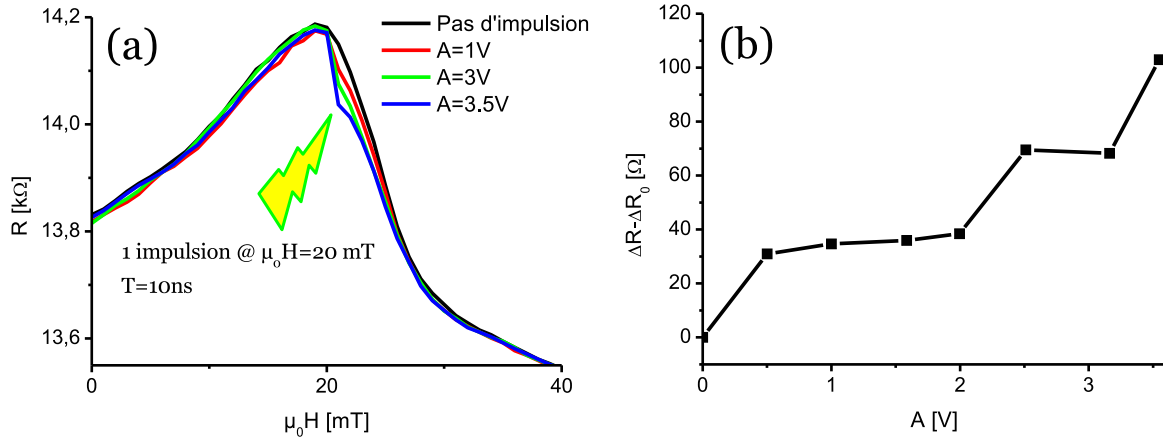


FIGURE 5.10 – (a) Cycles d’hystérésis enregistrés pour une mono-impulsion de 10 ns de durée et d’amplitude  $A$  appliquée à  $\mu_0 H = 20$  mT. (b) Chute de résistance relative après une mono-impulsion de tension en fonction de l’amplitude  $A$ .

que l’amplitude des impulsions augmente.

### 5.3 Conclusions

Ce dernier chapitre regroupe les caractérisations magnétiques dynamiques de la jonction p-n lorsqu’une ou plusieurs impulsions de tension sont appliquées sur la grille. Les propriétés magnétiques sont sondées par la mesure de la magnétorésistance et les résultats sont présentés suivant le nombre d’impulsions appliquées.

La première partie fait référence aux expériences avec un train d’impulsions de tension de grille. Les cycles d’hystérésis possèdent une largeur qui varie linéairement avec l’amplitude de la tension appliquée. La réduction du champ coercitif dépasse les 50 % pour une tension de 3 V. A l’aide d’un modèle macrospin, cette diminution a été interprétée comme une forte réduction du champ d’anisotropie cubique  $H_c$  tandis que le champ d’anisotropie uniaxiale reste pratiquement inchangé. Des simulations utilisant la théorie de l’approximation  $\mathbf{k}, \mathbf{p}$ , réalisées par Owen *et al.*, ont mis en évidence un accord qualitatif entre la réduction de  $H_c$  et son comportement théorique à faible densité de trous. L’étude de l’influence des paramètres du train d’impulsions ( $f_r$  et  $T$ ) a permis de montrer que la réduction du champ coercitif augmente avec la fréquence de répétition et la durée des impulsions. Les données actuelles n’ont pas permis pas de conclure sur la dynamique du retournement de l’aimantation mais des pistes ont été évoquées. Des mesures de renversement assisté par un train d’impulsions ont montré que des domaines magnétiques sont nucléés lors de l’application d’impulsions de tension. J’ai présenté pour finir ce paragraphe le schéma de principe utilisé pour mesurer la résonance ferromagnétique induite par un champ électrique. Malheureusement cette expérience n’a pas fonctionné. La discussion qui en découle donne des éléments pour résoudre ce problème.

La deuxième partie concerne les résultats pour une mono-impulsion de tension de grille. Une seule impulsion est capable de nucléer des domaines, dont l’aire augmente avec l’amplitude et le champ magnétique d’assistance.



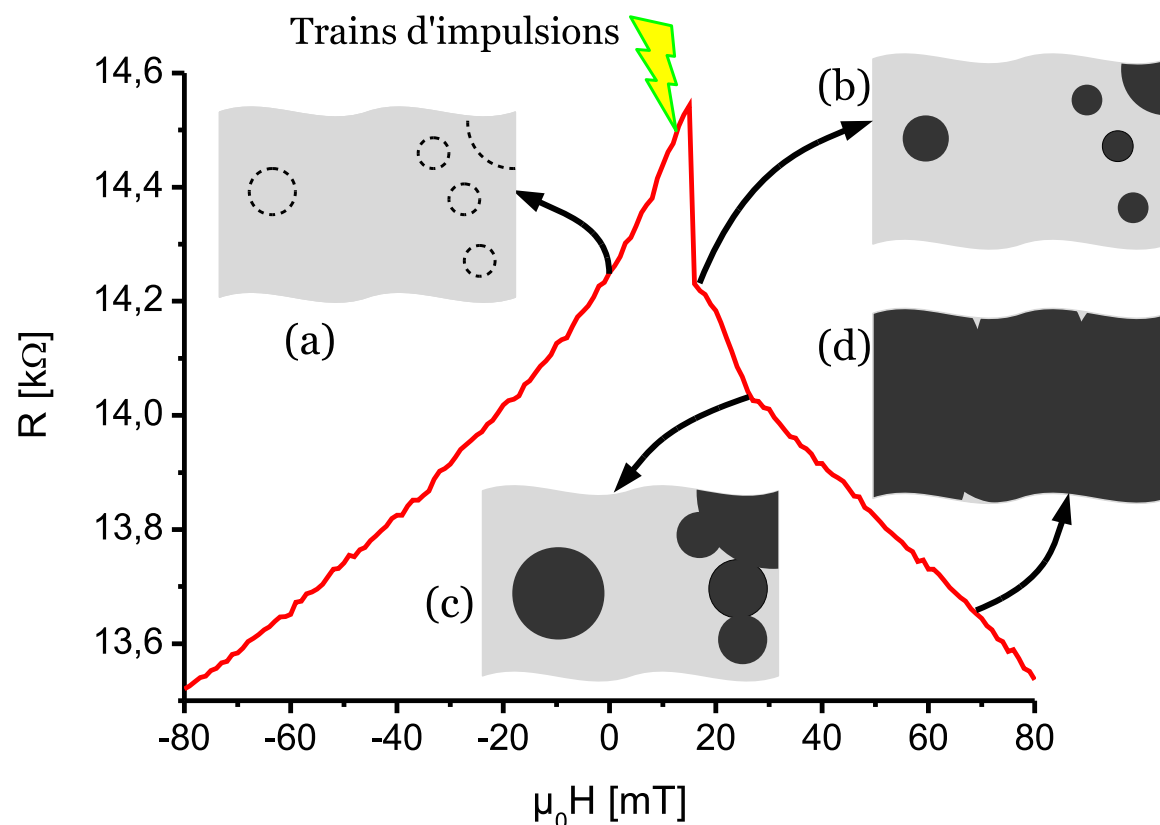


FIGURE 5.11 – Scénario de renversement de l’aimantation induit par un champ électrique appliqué à  $\mu_0 H = 16$  mT pendant 1 s. L’échantillon est au préalable saturé en champ négatif et la configuration micro-magnétique du film de (Ga,Mn)As est schématisé respectivement à la rémanence (a), à la fin du train d’impulsions de tension (b), au-delà du seuil de propagation des parois (c) et à la saturation en champ positif (d). Les zones claires (resp. sombres) représentent les domaines d’aimantation anti-parallèle (resp. parallèle) au champ positif.

Afin de résumer les différentes conclusions, je propose pour terminer ce chapitre un processus de retournement de l’aimantation induit par un champ électrique.

### Proposition d’un processus de retournement de l’aimantation induit par un champ électrique

Compte tenu des différents résultats présentés dans ce chapitre, il est maintenant possible de proposer un processus de retournement de l’aimantation induit par un champ électrique. Pour cela, je me propose d’identifier la configuration micro-magnétique du film de (Ga,Mn)As pour chaque partie d’un cycle d’hystérésis. Je m’intéresse à la branche du cycle au cours de laquelle le champ magnétique planaire passe de  $-80$  mT à  $+80$  mT. Au moment où le champ appliqué suivant la direction  $[1\bar{1}0]$  est égal  $\mu_0 H = 16$  mT, une salve d’impulsions de tension est appliquée pendant 1 s (avec les paramètres suivants :  $A = 3$  V,  $T = 10$  ns et  $f_r = 100$  kHz).

La figure 5.11 présente le cycle en question ainsi que les différents schémas des configurations micro-magnétiques proposées. D’après les caractérisations magnétiques, on sait que

l'aimantation possède deux orientations possibles, soit parallèle soit anti-parallèle au champ appliqué. L'échantillon étant saturé en champ négatif au préalable, je fais l'hypothèse, qu'à la rémanence, la configuration magnétique, schématisée en figure 5.11(a), du film de (Ga,Mn)As est mono-domaine. Cette approximation n'est pas totalement valable mais elle n'influe en aucun cas sur la suite du processus proposé. Les courbes en pointillées indiquent les zones « douces » ou les zones situées à la périphérie des défauts majeurs. Lorsque le champ magnétique vaut  $\mu_0 H_1 = 16$  mT, une salve d'impulsions est appliquée. On remarquera qu'à tension de grille nulle, le champ coercitif vaut environ 18 mT, ce qui signifie qu'à ce moment l'aimantation n'a pas encore commencé à se retourner. L'influence du champ électrique est une réduction transitoire très significative du champ d'anisotropie cubique. Cette diminution momentanée de l'anisotropie provoque alors l'apparition de domaines magnétiques d'aimantation opposées. Dans une vision simple de la situation, cela signifie que les zones initialement les plus « douces » deviennent alors superparamagnétiques et initient la nucléation. Celle-ci se traduit par une chute de la magnétorésistance qui, dans notre système, répond à une variation abrupte de l'induction magnétique sous l'effet du renversement de l'aimantation. La configuration micro-magnétique résultante est représentée en figure 5.11(b) avec les domaines retournés schématisés en gris sombre. Le cycle est ensuite repris là où il fut arrêté, par l'application du champ magnétique qui va provoquer la propagation de la plupart des parois de domaines dès que celui-ci est supérieur au seuil de propagation (figure 5.11(c)). Du fait de la très large distribution des champs de piégeage dans mon échantillon, il existe des régions magnétiques plus « dures » qui ne subissent pas un renversement de l'aimantation à ce moment. Ce n'est que lorsque le champ magnétique positif est suffisant pour saturer l'aimantation ( $\mu_0 H$  proche de +80 mT) que tous les domaines percolent et terminent ainsi le retournement de l'aimantation (figure 5.11(d)). J'invite le lecteur à remarquer que le processus décrit ci-dessus est suggéré par les faits expérimentaux présentés dans les deux derniers chapitres. Une observation directe du retournement de l'aimantation par microscopie Kerr sous champ magnétique planaire par exemple serait nécessaire pour valider le modèle proposé.





---

# Conclusions et Perspectives

## Conclusions

Cette thèse a été consacrée à l'étude de la dynamique de l'aimantation assistée par un champ électrique dans un dispositif à base du semi-conducteur magnétique dilué (Ga,Mn)As. Je me suis intéressé au retournement précessionnel de l'aimantation ainsi qu'à la possibilité de manipuler l'aimantation par un champ électrique. Ce travail a abordé la question sous deux aspects, l'un théorique et l'autre expérimental.

Mon travail de thèse s'est articulé autour de trois parties :

- Une étude théorique du retournement précessionnel de l'aimantation induit par une impulsion de champ électrique ;
- La conception et la réalisation d'un dispositif pour l'étude expérimentale de la dynamique de l'aimantation ;
- La caractérisation électrique et magnétique de ce dispositif incluant une étude du retournement de l'aimantation induit par de courtes impulsions de champ électrique.

L'aspect théorique m'a permis de développer une stratégie de retournement précessionnel de l'aimantation, basée sur le modèle macrospin. L'idée principale est l'utilisation d'un champ électrique de très courte durée (quelques nanosecondes) provoquant alors une réduction transitoire de l'anisotropie magnétique planaire, résultat de la compétition entre des termes de symétrie cubique et uniaxiale dans (Ga,Mn)As. La combinaison d'un champ électrique, dont l'effet a été modélisé par une diminution du champ d'anisotropie cubique, et d'un champ magnétique d'assistance permet un renversement précessionnel de l'aimantation entre deux positions d'équilibre. Par des considérations énergétiques, les conditions en champ magnétique autorisant le basculement ont été déterminées. Elles définissent une zone dite de « bascule » dont l'aire augmente avec la réduction du champ d'anisotropie cubique facilitant ainsi le renversement de l'aimantation. L'aspect fréquentiel a ensuite été abordé avec notamment la détermination de la fréquence de précession. Mes résultats fournissent aussi les conditions de champ pour éviter les trajectoires de l'aimantation sensibles au bruit et à l'amortissement.

La composante expérimentale de cette thèse est divisée en deux parties. Dans un premier temps, je me suis intéressé à la conception et à la fabrication d'une jonction p-n pour l'étude expérimentale de la dynamique de l'aimantation assistée par un champ électrique. La deuxième partie a été dédiée à la caractérisation électrique et magnétique du dispositif.

La partie conception s'est attachée à décrire les choix réalisés concernant la structure de la jonction p-n ainsi que la géométrie du dispositif final en tenant compte des spécifications figurant dans le cahier des charges. Deux points ont été détaillés : l'effet de déplétion des

porteurs de charge dans le canal semi-conducteur par l'application d'une tension de grille et la géométrie du dispositif dans le but d'optimiser la bande passante du circuit électrique. La structure retenue prédit une réduction significative ( $\sim 20\%$ ) de l'épaisseur effective de la couche de (Ga,Mn)As. Quant au dispositif, il comporte un niveau d'excitation (grille) en géométrie guide d'onde coplanaire et un niveau de mesure en géométrie Corbino afin de minimiser la résistance du canal semi-conducteur. La réduction des surfaces de recouvrement entre les contacts de masse et la grille a permis de maximiser la bande passante du circuit électrique à quelques centaines de MHz.

Dans la suite, les caractérisations électriques dans le domaine hyperfréquence ont fourni une analyse qualitative du fonctionnement du dispositif. Cependant, l'étude menée ici est préliminaire et la compréhension des paramètres  $S$  nécessite une étude plus approfondie. L'utilisation de la magnétorésistance anisotrope planaire a permis de sonder les propriétés magnétiques de la couche de (Ga,Mn)As tels que le paysage énergétique et la détection du basculement de l'aimantation. L'étude du retournement de l'aimantation a mis en évidence un mode de renversement via la nucléation de domaines et la propagation de parois. J'ai notamment pu extraire l'extension latérale du volume de Barkhausen ( $l_B = 25$  nm) ainsi que la distribution des champs de piégeage.

La dernière partie concerne la caractérisation magnétique de la jonction p-n lorsqu'une ou plusieurs impulsions de tension de grille sont appliquées. J'ai montré que le champ coercitif décroît linéairement avec l'amplitude des impulsions. En me basant sur des cycles d'hystérésis pour différents angles du champ appliqué, j'ai associé le retournement de l'aimantation induit par un champ électrique à une forte réduction du champ d'anisotropie cubique  $H_c$ . Je me suis aussi intéressé à l'étude de l'influence des paramètres du train d'impulsions sur l'amplitude du champ coercitif : des mesures complémentaires sont nécessaires afin de conclure sur la dynamique du retournement de l'aimantation. Malheureusement, il n'a pas été possible de mesurer un signal de résonance ferromagnétique induite par un champ électrique probablement à cause d'une inhomogénéité magnétique au sein du film.

Le résultat expérimental majeur de cette thèse est le fait de pouvoir modifier transitoirement l'anisotropie magnétique de films de (Ga,Mn)As par l'application d'impulsions de tension de très courte durée (quelques nanosecondes). Mes travaux décrivent aussi de manière qualitative le processus de retournement de l'aimantation assisté par des impulsions de tension. Le champ électrique résultant aide au basculement par la nucléation de domaines magnétiques. Cependant, une étude en microscopie serait nécessaire afin de valider ce processus et quantifier l'effet d'une impulsion de tension sur la configuration micro-magnétique du film de (Ga,Mn)As.

## Dans la continuité de ces travaux

Au vu des conclusions de ces travaux, plusieurs questions restent sans réponses. Je vais donner ici quelques pistes à explorer.

- **Dynamique hyperfréquence de l'aimantation**

L'aspect hyperfréquence mérite bien évidemment d'être poursuivi afin d'étudier la dynamique de l'aimantation assistée par un champ électrique. Pour cela, il est nécessaire de disposer d'un échantillon de meilleure qualité et qui possède les propriétés suivantes : d'une part une densité de défauts faible et d'autre part une épaisseur et un nombre de porteurs de

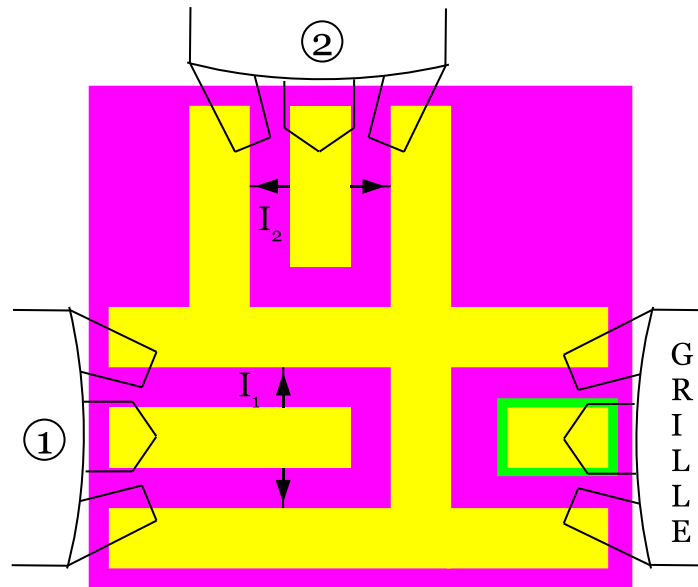


FIGURE 5.12 – Exemple de structure à 3 terminaux pour un futur échantillon afin d’exploiter la composante non-cristalline de l’AMR.

charge faible. En outre, l’utilisation d’une géométrie différente pour la lecture de la résistance permettrait de bénéficier de plus de magnétorésistance. Je pense notamment à une structure qui exploite la contribution non-cristalline de l’AMR, généralement plus grande que les termes cristallins dans  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ , comme par exemple un disque Corbino « allongé » (disque central oval) ou encore une structure comme celle représentée en figure 5.12. Dans ce type de dispositif à trois terminaux, la rotation de l’aimantation dans le plan donne accès simultanément à deux signaux d’AMR correspondant aux deux directions du courant (orienté suivant les deux directions cubiques). De plus, la comparaison de la valeur de la résistance des terminaux 1 et 2 permet de distinguer le basculement de l’aimantation entre les deux directions faciles. Enfin, une voie qui semble prometteuse est l’utilisation de  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$  dopé par des atomes de phosphore, dont on prédit une température de Curie plus grande et des couches contenant moins de défauts [Mašek 2007]. Récemment, il a été montré que l’anisotropie d’un tel matériau est ajustable par un choix adéquat du dopage en phosphore [Cubukcu 2010]. Notamment, il est possible d’obtenir des couches dont la barrière énergétique entre un axe facile dans le plan et hors du plan est très faible, conférant une plus grande sensibilité du système à une variation d’anisotropie.

De tels dispositifs permettrait l’étude de l’influence d’une tension de grille rf de fréquence  $f$  sur le retournement de l’aimantation. L’idée est d’utiliser un champ électrique radiofréquence pour assister le renversement de l’aimantation. Ceci devrait permettre de mettre en évidence des effets de résonance lorsque  $f$  correspond à la fréquence propre du système. On s’attend notamment à une réduction du champ coercitif en présence du champ électrique rf.

Une autre manière de mettre en évidence une modulation rapide des propriétés magnétiques par un champ électrique serait d’utiliser la résonance stochastique. Le principe de cet effet coopératif non-linéaire est simple : dans un système bistable dont le potentiel est périodiquement modulé par une force extérieure, il est possible d’augmenter le taux de transition entre deux positions d’équilibre par l’addition de bruit. La résonance stochastique permet alors de détecter des signaux de faibles amplitudes dans un environnement bruité.

### • Dynamique du retournement de l'aimantation

D'une part, la mesure du champ coercitif à durée d'impulsion *cumulée* constante constitue une expérience future possible afin de conclure sur la dynamique du retournement de l'aimantation assistée par un champ électrique.

D'autre part, il serait intéressant de pouvoir sonder par microscopie la dynamique rapide du retournement de l'aimantation assistée par un champ électrique. Je pense notamment à la microscopie magnéto-optique Kerr longitudinale pour visualiser les domaines magnétiques avant et après une impulsion de champ électrique. Dans ce cas, il sera nécessaire d'avoir des électrodes transparentes (par exemple en oxyde d'indium-étain ITO) afin d'imager tout le film de (Ga,Mn)As. En ce qui concerne la microscopie résolue en temps, les perspectives les plus prometteuses sont certainement les techniques utilisant un rayonnement synchrotron telles que la microscopie en photoémission (PEEM) ou en transmission (S-TXM). Il faudra néanmoins modifier la structure de l'échantillon afin de s'adapter aux contraintes inhérentes à l'utilisation de ces techniques (substrat mince pour les mesures en transmission par exemple). Le choix entre les différentes techniques dépend bien sûr de la résolution attendue et par conséquent de la taille des domaines induits par un champ électrique.

En ce qui concerne les perspectives à plus long terme, voici les différentes études que j'envisage.

Le fait de pouvoir contrôler l'anisotropie magnétique par un champ électrique ouvre la voie à des perspectives plus larges en termes de développements de nouveaux dispositifs magnétiques, non volatils, plus rapides, moins dissipatifs en énergie et mieux intégrés. Les résultats théoriques du chapitre 2 pourront servir également de schémas de fonctionnement aux nouvelles générations de nano-dispositifs utilisées en électronique de spin. On pourra par ailleurs réfléchir à l'ajout d'une couche anti-ferromagnétique adjacente à celle de (Ga,Mn)As afin de produire un couplage d'échange et ainsi de s'affranchir du champ magnétique d'assistance.

L'absence d'une réponse résonante dans les mesures de dynamique illustre la faible cohérence de la précession de l'aimantation dans mes dispositifs à base de (Ga,Mn)As. On pourra contourner cette faiblesse et utiliser les pertes du système pour fabriquer des structures de type filtre coupe-bande par exemple. La largeur de la bande de coupure d'un tel filtre correspondra à la gamme de fréquences de résonance de la couche magnétique, modulable par un champ électrique. Au contraire, on pourra aussi réfléchir à des solutions afin d'augmenter la cohérence du système en réduisant les dimensions du dispositif par exemple. Une approche qui paraît intéressante est celle qui tire profit d'une ingénierie locale de l'anisotropie par lithographie [Wenisch 2007, Wunderlich 2007]. Pour une barre de largeur typique de 200 nm, la structuration de l'échantillon induit une relaxation des contraintes dans la direction perpendiculaire à l'orientation de la barre produisant alors une anisotropie uniaxiale. Cette nouvelle source d'anisotropie a pour origine une déformation de la structure cristalline et son amplitude est telle qu'elle peut compenser l'anisotropie cubique. Un tel dispositif (barre orientée à 45° des axes cristallographiques cubiques par exemple) pourrait être plus adapté pour l'étude de la dynamique de l'aimantation assistée par un champ électrique.

# Conception d'un électroaimant 4 pôles pour la magnétométrie cryogénique

## SOMMAIRE

A.1	CALCUL DE CHAMP : PIÈCES POLAIRES SATURÉES . . . . .	133
A.2	CALCUL DE CHAMP EN RÉGIME LINÉAIRE . . . . .	135

Je présente dans cette annexe les calculs de magnétostatique menés pour prédire la valeur du champ disponible dans notre électroaimant. Sauf mention contraire, j'adopte la configuration 2 pôles pour faire les calculs c'est-à-dire celle où uniquement les 2 bobines en regard sont considérées.

### A.1 Calcul de champ : pièces polaires saturées

Je m'intéresse ici au champ magnétique maximal que l'électroaimant peut générer dans l'entrefer. Il est important de connaître cette valeur avant de faire fabriquer l'électroaimant afin de bien choisir le type de matériau ainsi que les dimensions. Dans cette section, je vais supposer que les pièces polaires de l'électroaimant sont parfaitement saturées de sorte que la densité surfacique de charges magnétiques  $\sigma_M$  à l'interface air/pièce polaire s'écrit :

$$\sigma_M = \mathbf{M} \cdot \mathbf{n}, \quad (\text{A.1})$$

avec  $\mathbf{n}$  la normale à la surface orientée vers l'extérieur et  $\mathbf{M}$  l'aimantation à l'intérieur de la pièce polaire. Il s'agit ici de calculer le champ à l'intérieur de l'entrefer créé par cette distribution de charges surfaciques comme représenté sur la figure A.1. Par analogie avec les lois de l'électrostatique, la composante selon  $\mathbf{z}$  du champ élémentaire  $dH_z(M)$  en un point M créé par un élément de surface  $dS(P)$  centré en P s'écrit :

$$dH_z(M) = d\mathbf{H}(M) \cdot \mathbf{z} = \frac{\sigma_M}{4\pi} \frac{dS(P)}{PM^2} \mathbf{u}_r \cdot \mathbf{z} \quad (\text{A.2})$$

$$= \frac{\sigma_M}{4\pi} \frac{r dr d\theta}{\sqrt{r^2 + z^2}} \cos \alpha_p, \quad (\text{A.3})$$



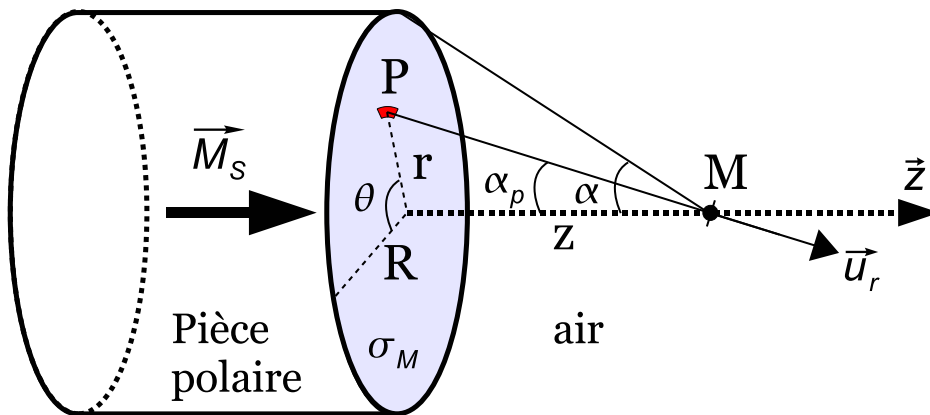


FIGURE A.1 – Modélisation de la densité de charges magnétiques  $\sigma_M$  de la pièce polaire pour le calcul du champ dans l'entrefer de l'électroaimant.

avec  $\alpha_p$  l'angle entre la droite  $PM$  et l'axe  $z$ . La symétrie cylindrique du problème nous autorise à travailler avec une couronne élémentaire de charges magnétiques. Après intégration suivant  $\theta$ , le champ  $dH(z)$  créé par la couronne élémentaire en un point  $z$  de l'axe s'écrit :

$$dH(z) = \frac{M_s}{2} \frac{zr}{(r^2 + z^2)^{3/2}} dr. \quad (\text{A.4})$$

La dernière étape consiste à intégrer suivant la variable  $r$  entre 0 et  $R$ . On trouve alors l'expression suivante :

$$H(z) = \int_0^R \frac{M_s}{2} \frac{zr}{(r^2 + z^2)^{3/2}} dr = \frac{M_s}{2} \left[ \frac{-z}{\sqrt{r^2 + z^2}} \right]_0^R \quad (\text{A.5})$$

$$= \frac{M_s}{2} (1 - \cos \alpha). \quad (\text{A.6})$$

Pour obtenir le champ  $H_e$  créé au centre de l'entrefer de longueur  $e$ , il suffit de prendre la valeur du champ  $H(z)$  en  $e/2$  et de la multiplier par 2 :

$$H_e = M_s \left( 1 - \frac{e}{\sqrt{4R^2 + e^2}} \right). \quad (\text{A.7})$$

Ainsi, dans l'hypothèse où les pôles seraient parfaitement saturés et pour un entrefer dont les dimensions sont les suivantes :  $e = 6,4$  cm et  $R = 1,82$  cm, le champ maximal disponible est de l'ordre de  $H_e^{max} = 0,13 M_s$ . Pour des pôles en fer doux dont l'aimantation à saturation  $\mu_0 M_s$  vaut environ 2 T,  $\mu_0 H_e^{max} \sim 260$  mT. En pratique, on obtient moins de la moitié de ce champ ( $\mu_0 H^{max} \sim 90$  mT pour 10 V de commande analogique). La raison principale de ce désaccord provient du fait que le flux magnétique n'est pas parfaitement canalisé dans l'entrefer et les lignes de champ ne sont plus exactement parallèles à l'axe de l'entrefer. A section constante, le champ disponible au centre de l'entrefer diminue. Il est aussi fort probable que le champ créé par les nappes extérieures des bobines ne contribuent pas pleinement au flux dans l'entrefer. De plus, les pièces polaires ne sont pas totalement saturées comme le démontre la figure 4.3 et par le fait que le champ mesuré au contact des

pièces polaires est inférieur au champ maximal calculé ( $\mu_0 H \sim 160$  mT au contact). Enfin, en configuration 4 pôles, le champ créé par les deux bobines se faisant face polarise légèrement les deux autres pièces polaires à  $90^\circ$ . Le champ démagnétisant généré par ces pièces polaires contribue en retour à la diminution du champ dans l'entrefer. Cependant, on peut exclure cet effet qui ne contribue que très faiblement (mesuré à quelques pourcents).

## A.2 Calcul de champ en régime linéaire

Il est possible de calculer simplement l'inductance  $L$  de notre électroaimant en supposant que le flux magnétique  $\phi$  est parfaitement canalisé par le circuit magnétique. Pour cela, appliquons le théorème d'Ampère à un circuit  $\mathcal{C}$  comprenant l'entrefer, le noyau de fer doux et les deux bobines :

$$\int_{\mathcal{C}} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \sum I, \quad (\text{A.8})$$

d'où :

$$H_e e + H_f l = 2NI, \quad (\text{A.9})$$

avec  $H_f$  le champ dans la fer doux,  $l$  la longueur totale du noyau de fer doux et  $N$  le nombre de spires par bobine. Pour écrire cette équation, j'ai fait deux approximations :

1. j'ai supposé que dans l'entrefer, le champ  $H_e = B_e/\mu_0$  est constant, ce qui est d'autant plus vrai que l'entrefer est petit.
2. j'ai supposé que  $H_f = B_f/(\mu_0\mu_r)$  est constant dans le noyau de fer doux.

A l'interface fer/air, la composante normale de l'induction magnétique se conserve ce qui se traduit par la relation :

$$\mu_r H_f = H_e. \quad (\text{A.10})$$

On peut donc réécrire la relation A.9 pour en déduire le champ dans l'entrefer :

$$H_e = \frac{2NI}{e + l/\mu_r} \approx \frac{2NI}{e}. \quad (\text{A.11})$$

En pratique, comme pour du fer doux on a  $\mu_r \geq 100$ , le dénominateur est dominé par le terme de l'entrefer. Pour un nombre d'enroulement de  $N = 1500$  spires, on trouve une variation de champ en fonction du courant dans les bobines  $\mu_0 H_e/I \sim 58$  mT.A $^{-1}$ , à comparer avec la valeur mesurée lors de l'étalonnage de l'électroaimant de 28 mT.A $^{-1}$ . Là encore, le fait que tout le flux magnétique ne soit pas parfaitement canalisé dans l'entrefer peut expliquer cet écart.

Le flux magnétique  $LI$  à travers la bobine est égal à la somme sur chaque spire du flux magnétique total  $\phi$  :

$$LI = N \phi. \quad (\text{A.12})$$

Le flux total se calcule aisément à partir de la définition en supposant que la totalité du flux créé par la bobine est canalisée dans l'entrefer :  $\phi = \mu_0 H_e S_e$  avec  $S_e$  la section de l'entrefer. On obtient alors l'inductance de la bobine :

$$L = \frac{2N^2\mu_0 S_e}{e}. \quad (\text{A.13})$$

Pour un entrefer de section cylindrique ( $S_e = \pi R^2 = 10,4 \text{ cm}^2$ ), l'inductance est égale à  $L = 90 \text{ mH}$ . Expérimentalement, chaque bobine a une inductance de  $20 \text{ mH}$  confirmant ainsi que le flux n'est pas parfaitement canalisé. La résistance de chaque bobine vaut  $R = 2,5 \Omega$ . Le temps d'établissement du champ  $\tau = L/R$  est donc de l'ordre de  $30 \text{ ms}$ . En réalité ce temps est bien plus grand et vaut environ  $300 \text{ ms}$ . Ce calcul simple ne prend pas en compte les courants de Foucault dans le circuit magnétique qui limitent la fréquence de cyclage du champ. Pour palier à ce problème, une solution serait d'utiliser des noyaux de fer doux feuilletés afin de réduire les courants de Foucault.



---

## Références bibliographiques

- [Albuquerque 2002] G. Albuquerque. *Précession de l'aimantation en géométrie confinée : aspects physiques et numériques*. Thèse de doctorat, Université Paris Sud, 2002. 52
- [Balestriere 2010] P. Balestriere, T. Devolder, J. Wunderlich et C. Chappert. *Electric field induced anisotropy modification in (Ga,Mn)As: A strategy for the precessional switching of the magnetization*. Applied Physics Letters, vol. 96, page 142504, 2010. 32
- [Bauer 2000] M. Bauer, R. Lopusnik, J. Fassbender et B. Hillebrands. *Suppression of magnetic-field pulse-induced magnetization precession by pulse tailoring*. Applied Physics Letters, vol. 76, pages 2758–2760, 2000. 49
- [Baxter 2002] D. V. Baxter, D. Ruzmetov, J. Scherschligt, Y. Sasaki, X. Liu, J. K. Furdyna et C. H. Mielke. *Anisotropic magnetoresistance in  $Ga_{1-x}Mn_xAs$* . Physical Review B, vol. 65, page 212407, 2002. 98
- [Bhatt 2002] R. N. Bhatt, M. Berciu, M. P. Kennett et X. Wan. *Diluted magnetic semiconductors in the low carrier density regime*. Journal of Superconductivity, vol. 15, pages 71–83, 2002. 11
- [Bliss 1992] D. E. Bliss, W. Walukiewicz, J. W. Ager III, E. E. Haller, K. T. Chan et S. Tanigawa. *Annealing studies of low-temperature-grown GaAs:Be*. Journal of Applied Physics, vol. 71, pages 1699–1707, 1992. 7
- [Brown 1963] W. F. Brown. *Thermal Fluctuations of a Single-Domain Particle*. Physical Review, vol. 130, pages 1677–1686, 1963. 52
- [Bruno 1989] P. Bruno. *Anisotropie Magnétique et Hystérésis du Cobalt à l'Échelle du Plan Atomique : Théorie et Expérience*. Thèse de doctorat, Université Paris Sud, 1989. 103
- [Campion 2003] R. P. Campion, K. W. Edmonds, L. X. Zhao, K. Y. Wang, C. T. Foxon, B. L. Gallagher et C. R. Staddon. *High-quality GaMnAs films grown with arsenic dimers*. Journal of Crystal Growth, vol. 247, pages 42 – 48, 2003. 7
- [Chiba 2007] D. Chiba, Y. Nishitani, F. Matsukura et H. Ohno. *Properties of  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  with high Mn composition ( $x > 0.1$ )*. Applied Physics Letters, vol. 90, page 122503, 2007. 7
- [Chiba 2008] D. Chiba, M. Sawicki, Y. Nishitani, Y. Nakatani, F. Matsukura et H. Ohno. *Magnetization vector manipulation by electric fields*. Nature, vol. 455, pages 515–518, 2008. 32, 33, 34, 55
- [Chu 2008] Y. H. Chu, L. W. Martin, M. B. Holcomb, M. Gajek, S. J. Han, Q. He, N. Balke, C. H. Yang, D. Lee, W. Hu, Q. Zhan, P. L. Yang, A. Fraile-Rodriguez, A. Scholl, S. X. Wang et R. Ramesh. *Electric-field control of local ferromagnetism using a magnetoelectric multiferroic*. Nature Materials, vol. 7, pages 478–482, 2008. 32

- [Chumak 2010] A. V. Chumak, P. Dhagat, A. Jander, A. A. Serga et B. Hillebrands. *Reverse Doppler effect of magnons with negative group velocity scattered from a moving Bragg grating*. Physical Review B, vol. 81, page 140404, 2010. 34
- [Combes 1997] P. F. Combes. *Circuits passifs, propagation, antennes*, volume 2 de *Microondes*. Dunod, 1997. 65
- [Costache 2006] M. V. Costache, S. M. Watts, M. Sladkov, C. H. van der Wal et B. J. van Wees. *Large cone angle magnetization precession of an individual nanopatterned ferromagnet with dc electrical detection*. Applied Physics Letters, vol. 89, page 232115, 2006. 60
- [Cubukcu 2010] M. Cubukcu, H. J. von Bardeleben, K. Khazen, J. L. Cantin, O. Mauguin, L. Largeau et A. Lemaître. *Adjustable anisotropy in ferromagnetic (Ga,Mn) (As,P) layered alloys*. Physical Review B, vol. 81, page 041202, 2010. 131
- [Devolder 2003] T. Devolder et C. Chappert. *Precessional switching of thin nanomagnets : analytical study*. European Physical Journal B, vol. 36, pages 57–64, 2003. 46
- [Devolder 2006] T. Devolder, H. W. Schumacher et C. Chappert. *Precessional Switching of Thin Nanomagnets with Uniaxial Anisotropy*, volume III de *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures*. Edité par B. Hillebrands et A. Thiaville, Springer, 2006. 32, 38
- [Dietl 2000] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert et D. Ferrand. *Zener Model Description of Ferromagnetism in Zinc-Blende Magnetic Semiconductors*. Science, vol. 287, pages 1019–1022, 2000. 11
- [Dietl 2001] T. Dietl, H. Ohno et F. Matsukura. *Hole-mediated ferromagnetism in tetrahedrally coordinated semiconductors*. Physical Review B, vol. 63, page 195205, 2001. 11, 12, 14, 67
- [Döring 1938] W. Döring. *Die Abhängigkeit des Widerstandes von Nickelkristallen von der Richtung der spontanen Magnetisierung*. Annalen der Physik, vol. 424, pages 259–276, 1938. 25
- [Durst 2002] A. C. Durst, R. N. Bhatt et P. A. Wolff. *Bound magnetic polaron interactions in insulating doped diluted magnetic semiconductors*. Physical Review B, vol. 65, page 235205, 2002. 10
- [Edmonds 2002] K. W. Edmonds, K. Y. Wang, R. P. Campion, A. C. Neumann, N. R. S. Farley, B. L. Gallagher et C. T. Foxon. *High-Curie-temperature  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  obtained by resistance-monitored annealing*. Applied Physics Letters, vol. 81, pages 4991–4993, 2002. 23
- [Edmonds 2004] K. W. Edmonds, P. Bogusławski, K. Y. Wang, R. P. Campion, S. N. Novikoy, N. R. S. Farley, B. L. Gallagher, C. T. Foxon, M. Sawicki, T. Dietl, M. Buongiorno Nardelli et J. Bernholc. *Mn Interstitial Diffusion in (Ga,Mn)As*. Physical Review Letters, vol. 92, page 037201, 2004. 7
- [Gaj 1978] J. A. Gaj, J. Ginter et Gazka R. R. *Exchange Interaction of Manganese  $3d^5$  States with Band Electrons in  $Cd_{1-x}Mn_xTe$* . Physica Status Solidi B, vol. 89, pages 655 – 662, 1978. 10
- [Gerrits 2002] T. Gerrits, H. A. M. van den Berg, J. Hohlfeld, L. Bar et T. Rasing. *Ultrafast precessional magnetization reversal by picosecond magnetic field pulse shaping*. Nature, vol. 418, pages 509–512, 2002. 38

- [Ghione 1984] G. Ghione et C. Naldi. *Analytical formulas for coplanar lines in hybrid and monolithic MICs*. Electronics Letters, vol. 20, pages 179–181, 1984. 63
- [Gilbert 1955] T. L. Gilbert. *A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetic field*. Physical Review, vol. 100, page 1243, 1955. 27
- [Goennenwein 2005] S. T. B. Goennenwein, S. Russo, A. F. Morpurgo, T. M. Klapwijk, W. Van Roy et J. De Boeck. *Quantitative study of magnetotransport through a (Ga,Mn)As single ferromagnetic domain*. Physical Review B, vol. 71, page 193306, 2005. 25, 99, 103
- [Goennenwein 2008] S. T. B. Goennenwein, M. Althammer, C. Bihler, A. Brandlmaier, S. Gepraegs, M. Opel, W. Schoch, W. Limmer, R. Gross et M. S. Brandt. *Piezo-voltage control of magnetization orientation in a ferromagnetic semiconductor*. Physica Status Solidi-Rapid Research Letters, vol. 2, pages 96–98, 2008. 34
- [Goldberg 1999] Yu.A. Goldberg. *Handbook Series on Semiconductor Parameters*. Edité par M. Levinshtein, S. Rumyantsev et M. Shur, world scientific édition, 1999. 69
- [Hamaya 2006] K. Hamaya, T. Watanabe, T. Taniyama, A. Oiwa, Y. Kitamoto et Y. Yamazaki. *Magnetic anisotropy switching in (Ga,Mn)As with increasing hole concentration*. Physical Review B, vol. 74, page 045201, 2006. 20
- [Hanna 1988] S. M. Hanna et G. P. Murphy. *Interactions between magnetostatic and surface acoustic waves in garnet films*. IEEE Transactions on Magnetics, vol. 24, pages 2814–2816, 1988. 34
- [Herrera Diez 2010] L. Herrera Diez, J. Honolka, K. Kern, H. Kronmüller, E. Placidi, F. Arciprete, A. W. Rushforth, R. P. Campion et B. L. Gallagher. *Magnetic aftereffect in compressively strained GaMnAs studied using Kerr microscopy*. Physical Review B, vol. 81, page 094412, 2010. 104
- [Iida 1971] S. Iida et K. Ito. *Selective Etching of Gallium Arsenide Crystals in H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>-H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>-H<sub>2</sub>O System*. Journal of The Electrochemical Society, vol. 118, pages 768–771, 1971. 82
- [Jungwirth 2002] T. Jungwirth, M. Abolfath, J. Sinova, J. Kučera et A. H. MacDonald. *Boltzmann theory of engineered anisotropic magnetoresistance in (Ga,Mn)As*. Applied Physics Letters, vol. 81, pages 4029–4031, 2002. 24
- [Jungwirth 2003] T. Jungwirth, J. Sinova, K. Y. Wang, K. W. Edmonds, R. P. Campion, B. L. Gallagher, C. T. Foxon, Q. Niu et A. H. MacDonald. *Dc-transport properties of ferromagnetic (Ga,Mn)As semiconductors*. Applied Physics Letters, vol. 83, pages 320–322, 2003. 24
- [Jungwirth 2007] T. Jungwirth, J. Sinova, A. H. MacDonald, B. L. Gallagher, V. Novák, K. W. Edmonds, A. W. Rushforth, R. P. Campion, C. T. Foxon, L. Eaves, E. Olejník, J. Mašek, S.-R. Eric Yang, J. Wunderlich, C. Gould, L. W. Molenkamp, T. Dietl et H. Ohno. *Character of states near the Fermi level in (Ga,Mn)As: Impurity to valence band crossover*. Physical Review B, vol. 76, page 125206, 2007. 9, 67
- [Kaminski 2002] A. Kaminski et S. Das Sarma. *Polaron Percolation in Diluted Magnetic Semiconductors*. Physical Review Letters, vol. 88, page 247202, 2002. 10
- [Kaminski 2003] A. Kaminski et S. Das Sarma. *Magnetic and transport percolation in diluted magnetic semiconductors*. Physical Review B, vol. 68, page 235210, 2003. 11

- [Khazen 2008] K. Khazen, H. J. von Bardeleben, M. Cubukcu, J. L. Cantin, V. Novak, K. Olejnik, M. Cukr, L. Thevenard et A. Lemaître. *Anisotropic magnetization relaxation in ferromagnetic  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  thin films*. Physical Review B, vol. 78, page 195210, 2008. 46
- [Kossut 1993] J. Kossut et W. Dobrowolski. *Chapter 4: Diluted magnetic semiconductors*. volume 7 de *Handbook of Magnetic Materials*, pages 231 – 305. Elsevier, 1993. 2
- [Kramer 1993] B. Kramer et A. MacKinnon. *Localization: theory and experiment*. Reports on Progress in Physics, vol. 56, page 1469, 1993. 25
- [Landau 1935] L. Landau et E. Lifshits. *On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies*. Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion, vol. 8, page 153, 1935. 27
- [Limmer 2008] W. Limmer, J. Daeubler, L. Dreher, M. Glunk, W. Schoch, S. Schwaiger et R. Sauer. *Advanced resistivity model for arbitrary magnetization orientation applied to a series of compressive- to tensile-strained  $(Ga, Mn)As$  layers*. Physical Review B, vol. 77, page 205210, 2008. 26
- [Linnarsson 1997] M. Linnarsson, E. Janzén, B. Monemar, M. Kleverman et A. Thilderkvist. *Electronic structure of the  $GaAs:Mn_{Ga}$  center*. Physical Review B, vol. 55, pages 6938–6944, 1997. 8
- [Liu 2003] X. Liu, Y. Sasaki et J. K. Furdyna. *Ferromagnetic resonance in  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ : Effects of magnetic anisotropy*. Physical Review B, vol. 67, page 205204, 2003. 15, 18
- [Liu 2005] X. Liu, W. L. Lim, M. Dobrowolska, J. K. Furdyna et T. Wojtowicz. *Ferromagnetic resonance study of the free-hole contribution to magnetization and magnetic anisotropy in modulation-doped  $Ga_{1-x}Mn_xAs/Ga_{1-y}Al_yAs:Be$* . Physical Review B, vol. 71, page 035307, 2005. 27
- [Macdonald 2005] A. H. Macdonald, P. Schiffer et N. Samarth. *Ferromagnetic semiconductors: moving beyond  $(Ga, Mn)As$* . Nature Materials, vol. 4, pages 195–202, 2005. 6
- [Maruyama 2009] T. Maruyama, Y. Shiota, T. Nozaki, K. Ohta, N. Toda, M. Mizuguchi, A. A. Tulapurkar, T. Shinjo, M. Shiraishi, S. Mizukami, Y. Ando et Y. Suzuki. *Large voltage-induced magnetic anisotropy change in a few atomic layers of iron*. Nature Nanotechnology, vol. 4, pages 158–161, 2009. 32, 57
- [Mašek 2007] J. Mašek, J. Kudrnovský, F. Máca, Jairo Sinova, A. H. MacDonald, R. P. Campion, B. L. Gallagher et T. Jungwirth.  *$Mn$ -doped  $Ga(As, P)$  and  $(Al, Ga)As$  ferromagnetic semiconductors : Electronic structure calculations*. Physical Review B, vol. 75, page 045202, 2007. 131
- [Mathieu 2003] R. Mathieu, B. S. Sørensen, J. Sadowski, U. Södervall, J. Kanski, P. Svedlindh, P. E. Lindelof, D. Hrabovsky et E. Vanelle. *Magnetization of ultrathin  $(Ga, Mn)As$  layers*. Physical Review B, vol. 68, page 184421, 2003. 108
- [Matsuda 2006] Y. H. Matsuda, A. Oiwa, K. Tanaka et H. Munekata. *Ferromagnetic resonance study of magnetization relaxation in  $GaMnAs$* . Physica B: Condensed Matter, vol. 376-377, pages 668 – 671, 2006. Proceedings of the 23rd International Conference on Defects in Semiconductors. 46
- [Matsukura 1998] F. Matsukura, H. Ohno, A. Shen et Y. Sugawara. *Transport properties and origin of ferromagnetism in  $(Ga, Mn)As$* . Physical Review B, vol. 57, pages R2037–R2040, 1998. 10, 23

- [Matsukura 2004] F. Matsukura, M. Sawicki, T. Dietl, D. Chiba et H. Ohno. *Magneto-transport properties of metallic (Ga,Mn)As films with compressive and tensile strain*. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, vol. 21, pages 1032 – 1036, 2004. 24
- [Miltat 2002] J. Miltat, G. Albuquerque et A. Thiaville. *An Introduction to Micromagnetics in the Dynamic Regime*, volume I de *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures*. Edité par B. Hillebrands et K. Ounadjela, Springer, 2002. 27, 38
- [Munekata 1989] H. Munekata, H. Ohno, S. von Molnar, A. Segmüller, L. L. Chang et L. Esaki. *Diluted magnetic III-V semiconductors*. Physical Review Letters, vol. 63, pages 1849–1852, 1989. 2
- [Myers 2006] R. C. Myers, B. L. Sheu, A. W. Jackson, A. C. Gossard, P. Schiffer, N. Samarth et D. D. Awschalom. *Antisite effect on hole-mediated ferromagnetism in (Ga,Mn)As*. Physical Review B, vol. 74, page 155203, 2006. 7
- [Nagaev 1998] E. L. Nagaev. *Magnetic and magnetoimpurity charge-carrier scattering at the double exchange*. Physical Review B, vol. 58, pages 816–826, 1998. 25
- [Nicolle 2008] E. Nicolle. *Caractérisations et fiabilité de mémoires magnétiques à accès aléatoires (MRAM)*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, 2008. 52
- [Nishitani 2010] Y. Nishitani, D. Chiba, M. Endo, M. Sawicki, F. Matsukura, T. Dietl et H. Ohno. *Curie temperature versus hole concentration in field-effect structures of  $Ga_{1-x}Mn_xAs$* . Physical Review B, vol. 81, page 045208, 2010. 14, 34
- [Novák 2008] V. Novák, K. Olejník, J. Wunderlich, M. Cukr, K. Výborný, A. W. Rushforth, K. W. Edmonds, R. P. Champion, B. L. Gallagher, J. Sinova et T. Jungwirth. *Curie Point Singularity in the Temperature Derivative of Resistivity in (Ga,Mn)As*. Physical Review Letters, vol. 101, page 077201, 2008. 14, 23, 25
- [Ohno 1992] H. Ohno, H. Munekata, T. Penney, S. von Molnár et L. L. Chang. *Magnetotransport properties of p-type (In,Mn)As diluted magnetic III-V semiconductors*. Physical Review Letters, vol. 68, pages 2664–2667, 1992. 2
- [Ohno 1996] H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto et Y. Iye. *(Ga,Mn)As : A new diluted magnetic semiconductor based on GaAs*. Applied Physics Letters, vol. 69, pages 363–365, 1996. 2, 6
- [Ohno 1998] H. Ohno. *Making Nonmagnetic Semiconductors Ferromagnetic*. Science, vol. 281, pages 951–956, 1998. 6
- [Ohno 2000] H. Ohno, D. Chiba, F. Matsukura, T. Omiya, E. Abe, T. Dietl, Y. Ohno et K. Ohtani. *Electric-field control of ferromagnetism*. Nature, vol. 408, pages 944–946, 2000. 2
- [Okabayashi 1998] J. Okabayashi, A. Kimura, O. Rader, T. Mizokawa, A. Fujimori, T. Hayashi et M. Tanaka. *Core-level photoemission study of  $Ga_{1-x}Mn_xAs$* . Physical Review B, vol. 58, pages R4211–R4214, 1998. 9
- [Okabayashi 1999] J. Okabayashi, A. Kimura, T. Mizokawa, A. Fujimori, T. Hayashi et M. Tanaka. *Mn 3d partial density of states in  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  studied by resonant photoemission spectroscopy*. Physical Review B, vol. 59, pages R2486–R2489, 1999. 9
- [Olejnik 2008] K. Olejnik, M. H. S. Owen, V. Novak, J. Masek, A. C. Irvine, J. Wunderlich et T. Jungwirth. *Enhanced annealing, high Curie temperature, and low-voltage gating in (Ga,Mn)As: A surface oxide control study*. Physical Review B, vol. 78, page 054403, 2008. 7, 83



- [Overby 2008] M. Overby, A. Chernyshov, L. P. Rokhinson, X. Liu et J. K. Furdyna. *GaMnAs-based hybrid multiferroic memory device*. Applied Physics Letters, vol. 92, page 192501, 2008. 34
- [Owen 2009] M. H. S. Owen, J. Wunderlich, V. Novak, K. Olejnik, J. Zemen, K. Vyborny, S. Ogawa, A. C. Irvine, A. J. Ferguson, H. Siringhaus et T. Jungwirth. *Low-voltage control of ferromagnetism in a semiconductor p-n junction*. New Journal of Physics, vol. 11, page 023008, 2009. 22, 32, 33, 39, 45, 55, 68, 69, 71, 100, 117, 118
- [Potashnik 2002] S. J. Potashnik, K. C. Ku, R. Mahendiran, S. H. Chun, R. F. Wang, N. Samarth et P. Schiffer. *Saturated ferromagnetism and magnetization deficit in optimally annealed Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As epilayers*. Physical Review B, vol. 66, page 012408, 2002. 10, 23
- [Rushforth 2007] A. W. Rushforth, K. Vyborny, C. S. King, K. W. Edmonds, R. P. Campion, C. T. Foxon, J. Wunderlich, A. C. Irvine, P. Vasek, V. Novak, K. Olejnik, J. Sinova, T. Jungwirth et B. L. Gallagher. *Anisotropic magnetoresistance components in (Ga,Mn)As*. Physical Review Letters, vol. 99, page 147207, 2007. 18, 25, 72
- [Rushforth 2008] A. W. Rushforth, E. De Ranieri, J. Zemen, J. Wunderlich, K. W. Edmonds, C. S. King, E. Ahmad, R. P. Campion, C. T. Foxon, B. L. Gallagher, K. Výborný, J. Kučera et T. Jungwirth. *Voltage control of magnetocrystalline anisotropy in ferromagnetic-semiconductor-piezoelectric hybrid structures*. Physical Review B, vol. 78, page 085314, 2008. 34
- [Rushforth 2009] A. W. Rushforth, K. Výborný, C. S. King, K. W. Edmonds, R. P. Campion, C. T. Foxon, J. Wunderlich, A. C. Irvine, V. Novák, K. Olejník, A. A. Kovalev, J. Sinova, T. Jungwirth et B. L. Gallagher. *The origin and control of the sources of AMR in (Ga,Mn)As devices*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 321, pages 1001 – 1008, 2009. 72
- [Rüster 2003] C. Rüster, T. Borzenko, C. Gould, G. Schmidt, L. W. Molenkamp, X. Liu, T. J. Wojtowicz, J. K. Furdyna, Z. G. Yu et M. E. Flatté. *Very Large Magnetoresistance in Lateral Ferromagnetic (Ga,Mn)As Wires with Nanoconstrictions*. Physical Review Letters, vol. 91, page 216602, 2003. 2
- [Ruster 2005] C. Ruster, C. Gould, T. Jungwirth, J. Sinova, G. M. Schott, R. Giraud, K. Brunner, G. Schmidt et L. W. Molenkamp. *Very large tunneling anisotropic magnetoresistance of a (Ga,Mn)As/GaAs/(Ga,Mn)As stack*. Physical Review Letters, vol. 94, page 027203, 2005. 123
- [Sawicki 2004] M. Sawicki, F. Matsukura, A. Idziaszek, T. Dietl, G. M. Schott, C. Ruester, C. Gould, G. Karczewski, G. Schmidt et L. W. Molenkamp. *Temperature dependent magnetic anisotropy in (Ga,Mn)As layers*. Physical Review B, vol. 70, page 245325, 2004. 15, 18
- [Sawicki 2005] M. Sawicki, K.-Y. Wang, K. W. Edmonds, R. P. Campion, C. R. Staddon, N. R. S. Farley, C. T. Foxon, E. Papis, E. Kamińska, A. Piotrowska, T. Dietl et B. L. Gallagher. *In-plane uniaxial anisotropy rotations in (Ga,Mn)As thin films*. Physical Review B, vol. 71, page 121302, 2005. 18, 19, 20
- [Sawicki 2010] M. Sawicki, D. Chiba, A. Korbecka, Y. Nishitani, J. A. Majewski, F. Matsukura, T. Dietl et H. Ohno. *Experimental probing of the interplay between ferromagnetism and localization in (Ga,Mn)As*. Nature Physics, vol. 6, pages 22–25, 2010. 34

- [Schneider 1987] J. Schneider, U. Kaufmann, W. Wilkening, M. Baeumler et F. Köhl. *Electronic structure of the neutral manganese acceptor in gallium arsenide*. Physical Review Letters, vol. 59, pages 240–243, 1987. 8
- [Schumacher 2003a] H. W. Schumacher, C. Chappert, P. Crozat, R. C. Sousa, P. P. Freitas, J. Miltat, J. Fassbender et B. Hillebrands. *Phase Coherent Precessional Magnetization Reversal in Microscopic Spin Valve Elements*. Physical Review Letters, vol. 90, page 017201, 2003. 38
- [Schumacher 2003b] H. W. Schumacher, C. Chappert, R. C. Sousa, P. P. Freitas et J. Miltat. *Quasiballistic Magnetization Reversal*. Physical Review Letters, vol. 90, page 017204, 2003. 38
- [Schumacher 2007] H. W. Schumacher, S. Serrano-Guisan, K. Rott et G. Reiss. *Ultrafast magnetization dynamics probed by anisotropic magnetoresistance*. Applied Physics Letters, vol. 90, page 042504, 2007. 60
- [Shaw 1966] D. W. Shaw. *Enhanced GaAs Etch Rates Near the Edges of a Protective Mask*. Journal of The Electrochemical Society, vol. 113, pages 958–959, 1966. 78
- [Shaw 1981] D. W. Shaw. *Localized GaAs Etching with Acidic Hydrogen Peroxide Solutions*. Journal of The Electrochemical Society, vol. 128, pages 874–880, 1981. 82
- [Sinova 2004] J. Sinova, T. Jungwirth, X. Liu, Y. Sasaki, J. K. Furdyna, W. A. Atkinson et A. H. MacDonald. *Magnetization relaxation in (Ga,Mn)As ferromagnetic semiconductors*. Physical Review B, vol. 69, page 085209, 2004. 46
- [Smit 1955] J. Smit et H. J. Beljers. Phillips Res. Rep, vol. 10, page 113, 1955. 27
- [Stolichnov 2008] I. Stolichnov, S. W. E. Riestler, H. J. Trodahl, N. Setter, A. W. Rushforth, K. W. Edmonds, R. P. Champion, C. T. Foxon, B. L. Gallagher et T. Jungwirth. *Non-volatile ferroelectric control of ferromagnetism in (Ga, Mn)As*. Nature Materials, vol. 7, pages 464–467, 2008. 34
- [Stoner 1948] E. C. Stoner et E. P. Wohlfarth. *A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, vol. 240, pages 599–642, 1948. 35
- [Storchak 2008] V. G. Storchak, D. G. Eshchenko, E. Morenzoni, T. Prokscha, A. Suter, X. Liu et J. K. Furdyna. *Spatially Resolved Inhomogeneous Ferromagnetism in (Ga,Mn)As Diluted Magnetic Semiconductors: A Microscopic Study by Muon Spin Relaxation*. Physical Review Letters, vol. 101, page 027202, 2008. 108
- [Tang 2006] H. X. Tang, R. K. Kawakami, D. D. Awschalom et M. L. Roukes. *Propagation dynamics of individual domain walls in Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As microdevices*. Physical Review B, vol. 74, page 041310, 2006. 104
- [Thomson 1856] W. Thomson. *On the Electro-Dynamic Qualities of Metals: Effects of Magnetization on the Electric Conductivity of Nickel and of Iron*. Proceedings of the Royal Society of London, vol. 8, pages 546–550, 1856. 24
- [Van Esch 1997] A. Van Esch, L. Van Bockstal, J. De Boeck, G. Verbanck, A. S. van Steenberghe, P. J. Wellmann, B. Grietens, R. Bogaerts, F. Herlach et G. Borghs. *Interplay between the magnetic and transport properties in the III-V diluted magnetic semiconductor Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As*. Physical Review B, vol. 56, pages 13103–13112, 1997. 23
- [Wachter 1972] P. Wachter. *The optical electrical and magnetic properties of the europium chalcogenides and the rare earth pnictides*. Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences, vol. 2, pages 189–241, 1972. 1

- [Wagner 2006] K. Wagner, D. Neumaier, M. Reinwald, W. Wegscheider et D. Weiss. *Dephasing in (Ga,Mn)As Nanowires and Rings*. Physical Review Letters, vol. 97, page 056803, 2006. 25
- [Wang 2005] K.-Y. Wang, M. Sawicki, K. W. Edmonds, R. P. Campion, S. Maat, C. T. Foxon, B. L. Gallagher et T. Dietl. *Spin Reorientation Transition in Single-Domain  $Ga_{1-x}Mn_xAs$* . Physical Review Letters, vol. 95, page 217204, 2005. 19
- [Wang 2008] M. Wang, R. P. Campion, A. W. Rushforth, K. W. Edmonds, C. T. Foxon et B. L. Gallagher. *Achieving high Curie temperature in (Ga,Mn)As*. Applied Physics Letters, vol. 93, page 132103, 2008. 2, 14
- [Weiler 2009] M. Weiler, A. Brandlmaier, S. Geprags, M. Althammer, M. Opel, C. Bihler, H. Huebl, M. S. Brandt, R. Gross et S. T. B. Goennenwein. *Voltage controlled inversion of magnetic anisotropy in a ferromagnetic thin film at room temperature*. New Journal of Physics, vol. 11, page 013021, 2009. 32
- [Weisheit 2007] M. Weisheit, S. Fahler, A. Marty, Y. Souche, C. Poinsignon et D. Givord. *Electric Field-Induced Modification of Magnetism in Thin-Film Ferromagnets*. Science, vol. 315, pages 349–351, 2007. 32, 57
- [Welp 2003] U. Welp, V. K. Vlasko-Vlasov, X. Liu, J. K. Furdyna et T. Wojtowicz. *Magnetic domain structure and magnetic anisotropy in  $Ga_{1-x}Mn_xAs$* . Physical Review Letters, vol. 90, page 167206, 2003. 103
- [Welp 2004] U. Welp, V. K. Vlasko-Vlasov, A. Menzel, H. D. You, X. Liu, J. K. Furdyna et T. Wojtowicz. *Uniaxial in-plane magnetic anisotropy of  $Ga_{1-x}Mn_xAs$* . Applied Physics Letters, vol. 85, pages 260–262, 2004. 18, 20
- [Wenisch 2007] J. Wenisch, C. Gould, L. Ebel, J. Storz, K. Pappert, M. J. Schmidt, C. Kumpf, G. Schmidt, K. Brunner et L. W. Molenkamp. *Control of Magnetic Anisotropy in (Ga,Mn)As by Lithography-Induced Strain Relaxation*. Physical Review Letters, vol. 99, page 077201, 2007. 132
- [Wunderlich 2007] J. Wunderlich, A. C. Irvine, J. Zemen, V. Holý, A. W. Rushforth, E. De Ranieri, U. Rana, K. Výborný, J. Sinova, C. T. Foxon, R. P. Campion, D. A. Williams, B. L. Gallagher et T. Jungwirth. *Local control of magnetocrystalline anisotropy in (Ga,Mn)As microdevices: Demonstration in current-induced switching*. Physical Review B, vol. 76, page 054424, 2007. 132
- [Yakunin 2004] A. M. Yakunin, A. Yu. Silov, P. M. Koenraad, J. H. Wolter, W. Van Roy, J. De Boeck, J.-M. Tang et M. E. Flatté. *Spatial Structure of an Individual Mn Acceptor in GaAs*. Physical Review Letters, vol. 92, page 216806, 2004. 8
- [Yu 2005] K. M. Yu, W. Walukiewicz, T. Wojtowicz, J. Denlinger, M. A. Scarpulla, X. Liu et J. K. Furdyna. *Effect of film thickness on the incorporation of Mn interstitials in  $Ga_{1-x}Mn_xAs$* . Applied Physics Letters, vol. 86, page 042102, 2005. 82
- [Zemen 2009] J. Zemen, J. Kučera, K. Olejník et T. Jungwirth. *Magnetocrystalline anisotropies in (Ga,Mn)As: Systematic theoretical study and comparison with experiment*. Physical Review B, vol. 80, page 155203, 2009. 17, 18, 22, 23, 33



---

# Liste de publications

## Article

- **Electric field induced anisotropy modification in (Ga,Mn)As : A strategy for the precessional switching of the magnetization.**  
P. Balestriere, T. Devolder, J. Wunderlich et C. Chappert.  
Applied Physics Letters, vol. 96, page 142504, 2010.

## Présentations orales

- **Electric Field induced anisotropy change in a (Ga,Mn)As based p-n junction for fast electrical manipulation of the magnetization.**  
P. Balestriere, T. Devolder, C. Chappert, V. Novák, T. Jungwirth et J. Wunderlich.  
IEEE 7<sup>th</sup> International Symposium on Metallic Multilayers - MML (Berkeley, USA, 19 - 24 Septembre 2010).
- **Modification de l'anisotropie induite par un champ électrique dans une jonction p-n à base de (Ga,Mn)As.**  
P. Balestriere, T. Devolder, C. Chappert, V. Novák, T. Jungwirth et J. Wunderlich.  
13<sup>ème</sup> Colloque Louis Néel (Albé, France, 31 mars - 2 avril 2010).
- **Transistor à effet de champ à base du semi-conducteur magnétique (Ga,Mn)As pour le retournement ultra-rapide de l'aimantation.**  
P. Balestriere.  
Séminaire interne IEF (Orsay, France, 4 novembre 2009).

## Posters

- **Design and microfabrication of a (Ga,Mn)As based Field Effect Transistor for electrical manipulation of the magnetization.**  
P. Balestriere, T. Devolder, C. Chappert, V. Novák, T. Jungwirth et J. Wunderlich.  
20<sup>th</sup> International Colloquium on Magnetic Films and Surfaces - ICMFS (Berlin, Allemagne, 20 - 24 Juillet 2009).
- **(Co/Pt)/AlO<sub>x</sub>/Pt multilayer based structures towards measuring Tunneling Anisotropic Magnetoresistance**  
P. Balestriere, J. Wunderlich, D. Ravelosona, T. Devolder, S. Eimer, C. Chappert.  
Summer School Nanosciences Ile de France (Le Tremblay sur Mauldre, France, 22 - 27 juin 2008).