



HAL
open science

Etude et extension de la gamme de température de fonctionnement des Mémoires Magnétiques à Accès Aléatoire Assistées Thermiquement

Lucien Lombard

► **To cite this version:**

Lucien Lombard. Etude et extension de la gamme de température de fonctionnement des Mémoires Magnétiques à Accès Aléatoire Assistées Thermiquement. Physique [physics]. Université de Grenoble, 2010. Français. NNT: . tel-00626314

HAL Id: tel-00626314

<https://theses.hal.science/tel-00626314v1>

Submitted on 25 Sep 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.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : Physique

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Lucien Lombard

Thèse dirigée par **Alain Schuhl** et
codirigée par **Ricardo C. Sousa**

préparée au sein du **Laboratoire SPINTEC**
(**UMR 8191 CEA / CNRS / UJF / Grenoble INP**)
dans l'**École Doctorale de Physique de Grenoble**

Etude et extension de la gamme de température de fonctionnement des Mémoires Magnétiques à Accès Aléatoire Assistées Thermiquement

Thèse soutenue publiquement le **1^{er} Décembre 2010**,
devant le jury composé de :

Dominique Givord

Directeur de Recherche, CNRS, Grenoble, Président

François Montaigne

Professeur, Université Henri Poincaré, Nancy, Rapporteur

Dafiné Ravelosona

Directeur de Recherche, Université Paris-Sud, Rapporteur

Alain Schuhl

Professeur, Université Joseph Fourier, Grenoble, Membre du Jury

Jean-Pierre Nozières

Directeur de Recherche, CNRS, Grenoble, Membre du Jury

Kevin O'Grady

Professeur, University of York, York, Membre du Jury



REMERCIEMENTS :	3
CONTEXTE :	6
CHAPITRE 1 :	8
1.1. INTRODUCTION : LES MEMOIRES EN MICROELECTRONIQUE	9
1.2. LES FONDEMENTS THEORIQUES DES MRAM	13
1.2.1. La magnétorésistance tunnel : Le modèle de Jullière	13
1.2.2. Les propriétés des couches minces magnétiques et renversement de l'aimantation dans des nano-objets magnétiques.	16
1.2.3. Le couplage d'échange FM/AF et les différents modèles du couplage d'échange	19
1.2.4. Les effets de la température et du temps	26
1.2.5. Les processus de couplage RKKY dans les tri-couches FM/NM/FM	28
1.3. LES MEMOIRES MAGNETIQUES A ACCES ALEATOIRE (MRAM)	29
1.3.1. Principe de fonctionnement simplifié	29
1.3.2. Application aux MRAM : Les MRAM de 1ère génération.	31
1.3.3. MRAM assistée thermiquement (TAS-MRAM)	35
1.3.3.1. Fonctionnement des points mémoires TAS-MRAM	36
• Principe de la lecture et gamme de température de fonctionnement	36
• Principe de l'écriture et gamme de température d'écriture	37
1.3.3.2. La réalisation des TAS-MRAM.	38
1.3.3.3. Les contraintes de fonctionnements associés aux TAS-MRAM	40
1.4. CONCLUSION	43
CHAPITRE 2 :	44
2.1. INTRODUCTION	45
2.2. ETUDE DE LA COUCHE DE STOCKAGE PIEGEE PAR IRMN:	48
2.2.1. La fabrication des couches minces et le procédé de micro structuration :	48
2.2.2. Caractérisation quasi-statique des échantillons :	50
2.2.2.1. Caractérisation électrique des couches minces	50
2.2.2.2. Caractérisation électrique des plots après microfabrication.	50
2.2.2.3. Caractérisation magnétique des couches minces macroscopiques.	57

2.2.2.4. Caractérisation magnétique des plots après micro-fabrication.	59
2.2.2.5. Mesures de températures de blocage quasi-statiques :	60
2.3. ETUDE DYNAMIQUE DE L'ECRITURE DES CELLULES MEMOIRES TAS-MRAM	63
2.3.1. Principe physique de l'expérience	64
2.3.2. Description du banc de test	65
2.3.3. Procédure expérimentale :	66
2.3.4. Les densités de puissance mesurées	68
2.3.5. Conversion des mesures de densité de puissance en température	70
2.3.5.1. Description du modèle de diffusion de la chaleur	70
2.3.5.2. Conversion de la puissance en température	72
2.3.6. Résultats de températures de blocage.	76
2.3.7. Discussion sur le modèle thermique utilisé.	77
2.4. ETUDE DU FEMN COMME UNE ALTERNATIVE A L'IRMN	82
2.4.1. Fabrication des échantillons	83
2.4.2. Densités de puissance d'écriture mesurées et Température de blocage	85
2.5. CONCLUSION	89
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES :	95

Remerciements :

Les remerciements... dernière ligne droite, dernier petit effort de rédaction, derniers mots pour conclure une aventure de trois ans...euh, non quatre ans, enfin trois plus les finitions, enfin bref on va pas chipoter !

Bref une aventure dis-je, qui a commencé pour moi par la rencontre d'Alain Schuhl. Alain, entre autres choses je tiens à te remercier pour m'avoir fait découvrir l'électronique de spin alors que j'étais simple étudiant en école d'ingénieur, pour m'avoir guidé vers le monde de la recherche... pour mieux aller vers l'industrie, et pour avoir accepté d'être mon directeur de thèse.

Je tiens ensuite à remercier Ricardo, qui avant d'encadrer ma thèse a d'abord supervisé mon stage de Master 2 et a immédiatement entrepris de m'apprendre les bienfaits de l'autonomie et de l'indépendance. J'en ai très vite profité pour faire des infidélités à la recherche et passer mon temps chez les industriels Crocusiens, mais malgré cela tu as toujours su rester disponible, clair et franc dans tes conseils, me donnant des points de vue toujours pertinents, sur mon travail et l'orientation de ma thèse.

Je souhaite remercier François Montaigne et Dafiné Ravelosona pour leur participation à mon jury de thèse et leur contribution en tant que rapporteurs, ainsi que Dominique Givord pour avoir non seulement présidé mon jury mais également assuré la traduction simultanée avec le Royaume Unis lors de ma soutenance. In addition I would like to send many thanks to Pr Kevin O'Grady for his comments on my work and the most admirable persistence he showed in participating to my Ph.D defence despite the snow storm on Glasgow airport, achieving this in a rather unusual way : by phone !

Je souhaite adresser mes plus sincères remerciements à Jean-Pierre Nozières, le CTO errant, parcourant le monde pour promouvoir le TAS-MRAM et Crocus. Merci pour ton aide durant ma thèse, pour ta faculté à remonter le moral des soldats avant ou après les batailles, pour ta confiance dans les jeunes thésards que tu envoies à l'autre bout du monde découvrir la silicon valley et *last but not least* pour m'avoir finalement proposé de continuer l'aventure de Crocus en CDI (PS : merci aussi pour les corporate barbeuc au sappey c'est bien cool ! faut continuer !).

Je veux sincèrement remercier tous les Crocusiens, passés et présents, qui m'ont aidé au cours de ma thèse : Ken, entre autres choses, pour toutes tes questions faussement naïves qui ont semé (et sèment toujours !) le trouble dans mon esprit, pour mieux remettre mes idées

en ordre. Lucian, merci pour tout ce que j'ai appris et continue d'apprendre de toi. Un immense merci à toutes les Material Girls, sur les épaules desquelles repose le travail de tout Crocus, Céline, Clarisse et avant elles Cécile. Merci à Thierry pour les « hand carry » en Irlande. Merci à Jean-Pascal pour l'enseignement de son approche rafraîchissante des relations humaines, sur la base des questionnements philosophiques de Sergio Leone (Blondin ! Il y a deux catégories de personnes dans ce monde...ceux qui ont un flingue... et ceux qui rédigent leur thèse) et aussi pour le partage de sa culture encyclopédique sur le rock, le cinéma, les systèmes Hi-Fi, le pinard, le business et la gestion d'entreprise pour les nuls ... j'en passe et des meilleures.

Merci à Yann « l'homme qui murmurait à l'oreille des Veeco », pour m'avoir appris non seulement à dompter la bête mange-galette qui nous fait tant de misères, mais aussi que brancher un Ampli 120W à connection analogique sur un VSP800 à display rack c'est complètement glucose !!!

Un énorme merci aux deux mamans de Crocus, Corinne et Nathalie, qui font tourner la boutique, soutiennent le moral de tout le monde et sans qui il n'y aurait plus de gâteaux, plus de raclettes, plus de charcut', plus de bisous, plus de café, plus de M&Ms, plus de sushis, et en plus, plus de cafééé aaaarrrrrghhhh !!!! En bref, plus que tristesse et désolation.

Vielen Dank an Marco Stenger-Koob. Es hat mir wirklich gefallen, mit dir zu arbeiten. Vielen Dank für deine Freundlichkeit, deine gute Laune und dein Professionalismus.

I want to send my deepest thanks to Jason Reid. Thank you for welcoming me in sunnyvale and trusting me enough to let me mess around with the tools in the fab. You brought me unvaluable experience. By the way, it makes me think I have to go get some gaz for my car... Thank you to all people at sunnyvale, Venus, Sethu, Khalil, Dafna and Mike (thank you for the poker teaching !!). Thanks as well to Lahcene, Larry, Milan, the SVTC Golf Team and all SVTC people.

Je souhaite aussi remercier tous les membres du laboratoire SPINTEC qui m'ont soutenu d'une manière ou d'une autre pendant ces années, à commencer par Cath. Merci pour ton aide et ta bonne humeur qui m'ont été précieuses durant toute ma thèse. Un immense merci à Cristian Papusoï pour ton amitié et toutes les connaissances que tu m'as transmises. Merci également à Claire pour son écoute et ses conseils, à Lilianna et Ioana mes professeurs de micromagnétisme, à Ursula, Bernard R, Bernard D, et aussi Bernard V. Merci à Stéphane, Philippe, Hélène, Isabelle, Eric, Rachelle, Déborah, Maïr, Nathalia et Anatoly. Un immense merci à Yasmina et Marité sans qui mon travail de thèse n'aurait pas pu se faire ainsi que Erwan et Jérémy. Merci également à Jérôme « Hey F**cker !! » Moritz. Aurélien,

Emmanuelle, Jérôme F.V., Seb « Laphroaig » Petit, Mihai, Pierre-Jean, Nicolas, Keke l'illettré, Gor, mickael, J.P.Michel, Maria, Lavinia, Seb.

Merci au clan des designeeuuuur, Guillaume, Mourad et avant eux Virgile.

Merci également à toutes les personnes dont l'aide m'a été précieuse au LETI et particulièrement Bertrand qui a dirigé ma deuxième thèse, en marge du magnétisme, sur l'art délicat et subtil de faire avancer un lot de 200m au LETI, sans oublier Olivier, Marie-Claire, Cyrille, Mathilde, Alain, Hervé ainsi que l'adorable Helène Feldis.

Merci également à tous les amis qui m'ont subi pendant tout ce temps, Sönke et Julia, Dimitri et Corinne, Vincent et Nathalie, Vaness et Waaagh, (et alors ce dossier ça avance ?... gnark gnark !!) et enfin notre Juju National. Merci également à Christelle, Philippe, Eric ... et aussi Daredevil (d'ailleurs j'attends ta photo dédicacée !!...vil sac à puces !!).

Merci à MM Rauch, Penigaud et Gauthier, David McMillen, Cynthia Goh et Jacques Bouillot.

Remerciements pêle-mêle à Arthur Guinness, Jimmy Page, Jean-Marie Ecay, Miles Davis, Michel Petruccianni, Kenny Garret et Marcus Miller, les Dream Theater, Solas et Lorena McKennit, Didier Lockwood, Highland Park et Penderyn, le Shannon Pub et les pistes cyclables de la ville de Grenoble. Merci aussi à Antoine Bauza, Serge Laget et Klaus Teuber.

Remerciement général à la famille, les parents et la frangine qui m'ont soutenu de leur mieux pendant cette thèse.

Pour finir je me dois de remercier ma Charlotte, sans qui je n'aurais peut-être jamais commencé et certainement pas terminé cette thèse. Merci du fond du cœur pour m'avoir supporté (dans tous les sens du terme) depuis 7 ans.

Contexte :

Au cours de ces dernières décennies, les progrès de la science ont été soutenus par les améliorations considérables des techniques d'élaboration et de caractérisation d'objets de plus en plus petits, atteignant désormais des tailles nanométriques. Cette évolution technologique a donné accès à la découverte et l'étude des phénomènes physiques propres aux dimensions réduites de ces nouveaux systèmes, permettant ainsi le développement des sciences dites « nano ». Les progrès technologiques réalisés en particulier dans l'élaboration de couches minces et les procédés de nanostructuration issus de la micro-électronique ont permis l'émergence d'une nouvelle discipline appelée électronique de spin. Cette discipline à l'interface entre nanomagnétisme et transport électronique est en plein essor depuis la découverte du phénomène de magnétorésistance géante en 1988, suivie quelques années plus tard par la démonstration à température ambiante de la magnétorésistance tunnel. Ces découvertes ont très vite donné lieu à des applications industrielles au travers de deux générations de capteurs de champ magnétique intégrés aux têtes de lecture des disques durs qui permirent une forte augmentation des densités de stockage d'information.

Le potentiel apporté par ces découvertes en termes de création et manipulation d'une information magnétique à des tailles nanométriques a permis d'envisager la fabrication de mémoires à accès aléatoires magnétiques et non volatiles, dites « MRAM ». Les efforts dans ce domaine, soutenu par un intérêt industriel fort, ont aboutis en 2004 à la mise sur le marché d'un premier modèle de MRAM. Depuis, les efforts de recherche sur ce nouveau type de mémoire n'ont pas cessé de croître. En outre, la découverte de l'effet de transfert de spin et la possibilité de contrôler l'aimantation d'un matériau par un courant polarisé en spin a multiplié l'intérêt pour les MRAM, tant d'un point de vue fondamental qu'applicatif. En particulier, le retournement de l'aimantation sous courant polarisé a permis envisager une amélioration conséquente de la miniaturisation des MRAM.

Aujourd'hui les efforts de développement réalisés à la fois par les laboratoires de recherche et par les industriels visent à développer les performances des MRAM non seulement en termes de rapidité, d'endurance, de densité mais aussi de stabilité d'information ainsi que leur gamme de température de fonctionnement.

C'est dans ce contexte qu'est née en 2006 la start-up Crocus-Technology, dont l'activité consiste à développer, produire et commercialiser un nouveau type de MRAM dont l'écriture est dite « thermiquement assistée », la TAS-MRAM (acronyme anglais pour Thermally Assisted Switching MRAM) et pour laquelle ce travail de thèse a été réalisé. Cette nouvelle forme de MRAM propose l'utilisation d'un couplage à l'interface entre matériaux ferromagnétique et antiferromagnétique, appelé couplage d'échange, et grâce auquel la stabilité de l'information magnétique est grandement améliorée. Cette solution permet d'envisager à la fois une haute densité, une endurance importante, une consommation basse et plus particulièrement le fonctionnement et la stabilité de la mémoire sur une gamme de température de fonctionnement étendue.

Ce manuscrit est construit en deux chapitres :

Le premier chapitre introduit brièvement les principaux types de mémoires utilisées dans les systèmes microélectroniques actuels et pour lesquels la TAS-MRAM propose une alternative. Il présente également les concepts requis pour la compréhension de phénomènes physiques traités dans ce manuscrit ainsi que les premières technologies MRAM, leurs limitations, et les avantages de la TAS-MRAM sur les générations de MRAM précédentes dans un objectif d'industrialisation. Enfin il explique les conditions de fonctionnement et les contraintes particulières qui pèsent sur l'utilisation du couplage d'échange dans ce nouveau type de mémoire.

Le second chapitre présente les études réalisées pour comprendre les processus de fonctionnement statiques et dynamiques des TAS-MRAM en vue d'étendre leur gamme de température de fonctionnement. Les conséquences des propriétés dynamiques du couplage d'échange sur le fonctionnement de la mémoire sont discutées et les limites de l'approche TAS-MRAM sont détaillées. La suite du chapitre présente les études réalisées pour comprendre quelle part de ces limitations est reliée au couplage d'échange et quelle part est imputable à la dynamique du chauffage dans des systèmes submicrométriques tels que les cellules mémoires TAS-MRAM. Dans la fin du chapitre, une alternative au problème est proposée et testée. Elle consiste en un remplacement du matériau antiferromagnétique préalablement utilisé (IrMn) par un alliage antiferromagnétique de température d'ordre plus basse (FeMn). Les expériences réalisées montrent comment ce changement permet d'améliorer significativement les performances des TAS-MRAM.

Chapitre 1 :

Les MRAM en microélectronique : Des premières solutions technologiques jusqu'aux TAS-MRAM.

1.1. Introduction : Les mémoires en microélectronique

Le développement de la microélectronique s'est fait autour du transistor. Ce composant sert de brique de base à la fabrication des composants pour l'électronique numérique ou analogique et en particulier les calculateurs et microprocesseurs. Les développements technologiques permettant la miniaturisation des transistors ont assuré un doublement du nombre de transistor des microprocesseurs sur une puce de silicium tous les deux ans, suivant ainsi la désormais célèbre « loi de Moore ». Bien qu'il ne s'agisse pas d'une loi physique mais juste d'une extrapolation empirique, cette prédiction s'est révélée étonnamment exacte. Entre 1971 et 2005, la densité des transistors a doublé chaque 1,96 année. En conséquence, les machines électroniques sont devenues de moins en moins coûteuses et de plus en plus puissantes (Figure 1).

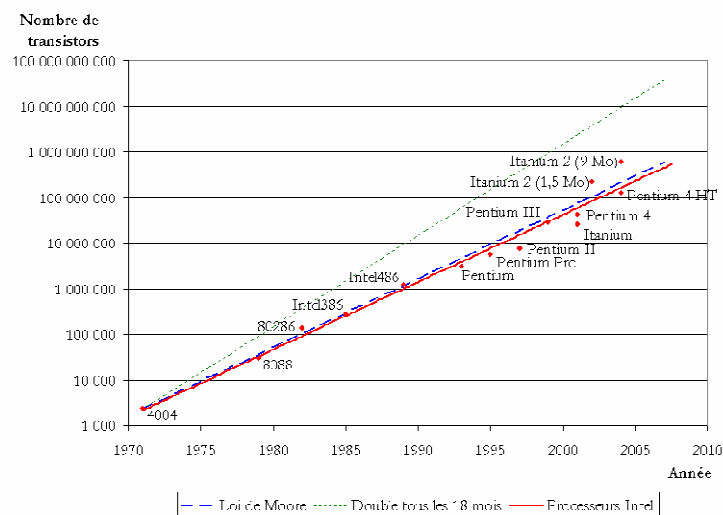


Figure 1 : Graphique (en ordonnées logarithmiques) illustrant la loi de Moore par rapport à l'évolution réelle du nombre de transistors dans les microprocesseurs Intel; en pointillés verts au-dessus, représentation de l'hypothèse, répandue mais fautive, selon laquelle ce nombre doublerait tous les 18 mois.

Parallèlement à la croissance des capacités de manipulation et de traitement de l'information, il a naturellement fallu développer les technologies pour stocker de plus en plus d'information. Avec la multiplication du nombre d'appareils électroniques dans notre quotidien : des ordinateurs aux téléphones, en passant par les baladeurs MP3, appareils photos, appareils ménagers, cartes à puces ou téléviseurs, aujourd'hui la mémoire est partout, avec des capacités de quelques kbits aux multi-Tbits. Contrairement aux disques durs qui servent à stocker (archiver) les données et dans lesquels l'accès aux données est séquentiel le long de pistes écrites à la surface du media, les « mémoires vives » ou « RAM » (Acronyme

anglais pour **Random Acces Memory**) offrent un accès aléatoire à des bits de données individuels au sein d'un réseau bi-dimensionnel à l'état solide, c'est à dire sans pièces mobiles.

Trois technologies de mémoires RAM semiconductrices se partagent aujourd'hui le marché en fonction des principaux paramètres fonctionnels que sont :

- les vitesses d'écriture et de lecture ;
- l'endurance, c'est-à-dire le nombre de cycles de lecture/écriture possibles ;
- le caractère volatile ou non volatile, c'est-à-dire la capacité à conserver l'information en l'absence d'alimentation électrique ;
- La capacité, exprimée en valeur absolue (kbits, Mbits, Gbits, ...) pour l'utilisateur, ou la densité exprimée en taille de la cellule mémoire élémentaire pour le concepteur. Cette dernière est souvent normalisée au nœud technologique de microfabrication F (la dimension la plus petite qu'il est possible de fabriquer) pour pouvoir comparer les différentes technologies entre elles indépendamment des contraintes de fabrication. Ainsi, au lieu d'indiquer une dimension de cellule de 90x90nm², on dira qu'elle fait 1F² si la technologie utilisée est en 90nm, 4F² en technologie 45nm etc
- La puissance consommée en cycle de lecture/écriture lorsque la mémoire est en veille.
- le coût de fabrication

Ainsi, chaque type de mémoire s'est spécialisé dans certaines applications en fonction de ses attributs :

- Les SRAM (Static Random Acces Memory), formées dans leur configuration la plus simple de 4 à 6 transistors CMOS montés en bascule, c'est-à-dire présentant deux états stables, sont très rapides (~1ns) et infiniment durantes (>10¹⁶ cycles) mais volatiles, peu denses (~100F²) et chères. Ce sont les mémoires de choix pour les premiers niveaux de cache s'interfaçant avec les microprocesseurs ;
- Les DRAM (Dynamic Random Acces Memory), dans laquelle l'information est stockée sous la forme d'une charge électrique dans une capacité, sont relativement rapides (~10ns), denses (~6F²), durantes (>10¹⁶ cycles) et de coût raisonnable, mais volatiles. Elles sont donc aujourd'hui la mémoire la plus répandue et représentent ~50% du marché total en volume ;
- Les mémoires Flash, dans lesquelles des charges sont stockées dans une grille flottante localisée au dessus du canal d'un transistor CMOS, sont intrinsèquement non volatiles

et de capacité très élevée ($<3F^2$), mais très lentes ($\sim 100\mu s$) et d'endurance limitée ($\sim 10^5$ cycles en raison du vieillissement de l'oxyde de grille). Elles sont principalement utilisées pour le stockage de code (dans leur version NOR, plus rapide) ou de données (dans leur version NAND, plus dense).

Le marché des mémoires (Figure 2) est un marché très important, (~ 50 Milliards \$ / an), dominé par des grosses entreprises comme Samsung et Hynix (Corée), Micron (USA), Toshiba (Japon), parmi lesquelles figurent l'européen Infineon et jusque récemment Numonyx, la joint venture récemment créée entre STMicroelectronics et Intel désormais racheté par l'américain Micron. Mais contrairement au marché des disques durs essentiellement composé par quelques grands acteurs, une multitude d'entreprises coexistent, de la start-up au grand groupe industriel, chacune avec ses spécificités en termes de technologie, d'applications ou de marché.

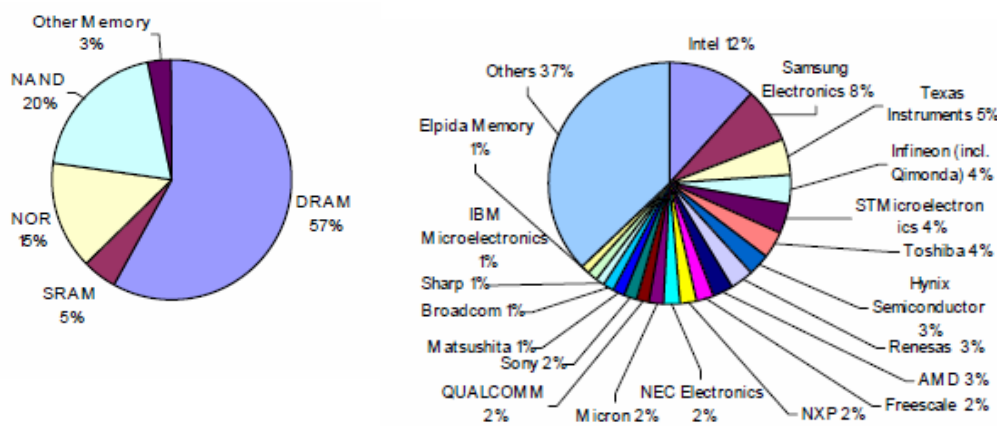


Figure 2 : Marché des mémoires par type de mémoire et par entreprise (source : Lehman Brothers, 2007)

Au sein de ce marché est apparue en 2004 la première mémoire RAM Magnétique (MRAM : Magnetic Random Acces Memory), commercialisée par la société Freescale (Aujourd'hui Everspin). Le nombre d'industriels témoignant de l'intérêt pour ce type de technologie s'est aujourd'hui largement multiplié.

L'intérêt de l'industrie de la mémoire pour les MRAM provient de la convergence de deux facteurs, l'un technique, l'autre économique :

- Intrinsèquement non volatile et infiniment endurante par la nature même du magnétisme, potentiellement rapide ($\sim 10ns$, le temps caractéristique pour faire basculer une aimantation), miniaturisable jusqu'à des dimensions fortement sub-microniques, la technologie MRAM associe les caractéristiques de la SRAM et de la DRAM (vitesse, endurance) avec la non volatilité de la Flash. A ces attributs

principaux se rajoutent des propriétés telles que l’insensibilité aux rayonnements ionisants, cruciale pour les applications spatiales et militaires, le pilotage par des tensions faibles (contrairement à la Flash),

- L’explosion des besoins, dans des applications de plus en plus spécifiques nécessitant des caractéristiques non-standard, nécessite souvent l’association de plusieurs types de mémoires (généralement SRAM+Flash), assemblées en composants discrets dans un boîtier unique (SiP – System in Package) ou sur une puce unique (SoC – System-on-Chip). La MRAM pourrait ainsi remplacer ces systèmes complexes et coûteux, voire créer des applications nouvelles tirant bénéfice de ses caractéristiques uniques.

	SRAM	DRAM	FLASH	MRAM
Vitesse de lecture	Très rapide	Rapide	Modérée	Rapide
Vitesse d’écriture	Très rapide	Rapide	Très lente	Rapide
Non volatile	Non	Non	Oui	Oui
Raffraichissement	Non	Oui	Non	Non
Dimension cellule	Large	Faible	Faible	Modérée
Puissance	Faible	Modérée	Elevée	Modérée
Endurance	Infinie	Infinie	Limitée	Infinie
Miniaturisation	Limitée	Limitée	Limitée	Possible

Figure 3 : Exemple de différents types de mémoires (Pour une description simple du principe de fonctionnement de ces mémoires, se référer à la thèse de Ricardo. C. Sousa, (2003)).

C’est dans ce contexte qu’est née en 2006 la start-up Crocus-Technology, dont l’activité consiste à développer, produire et commercialiser un nouveau type de MRAM dont l’écriture est dite « thermiquement assistée », la TAS-MRAM (acronyme anglais pour Thermally Assisted Switching MRAM) et pour laquelle ce travail de thèse a été réalisé.

1.2. Les fondements théoriques des MRAM

La MRAM est une des applications d'un domaine de la physique appelé électronique de spin. Cette branche des sciences physiques s'intéresse aux interactions entre le courant électrique et les propriétés magnétiques des matériaux. Jusqu'ici, l'essentiel du développement de l'électronique a été réalisé en exploitant uniquement la charge électrique de l'électron et les propriétés de conduction des matériaux métalliques et semi-conducteurs. Néanmoins, l'électron possède également un moment magnétique appelé spin, qui constitue un degré de liberté supplémentaire pour la manipulation du courant électrique. La magnétorésistance tunnel (TMR) a été découverte par Jullière en 1972 [1], mais l'intérêt porté à ce phénomène n'a véritablement explosé qu'avec la démonstration par Moodera [2] en 1990 de la possibilité d'obtenir des TMR significatives à température ambiante. La nécessité de contrôler les propriétés magnétiques des matériaux et la course à la miniaturisation ont également poussé en avant les recherches sur les propriétés magnétiques des couches minces et des nanostructures magnétiques.

1.2.1. La magnétorésistance tunnel : Le modèle de Jullière

A la base de la création de l'information dans une MRAM se trouve la Magnéto-Résistance Tunnel découverte par Jullière, qui met en évidence le rôle prépondérant du spin des électrons dans le transport par effet tunnel dans des tricouches Fe/Ge/Co où une couche de 10nm composée du semi-conducteur Ge légèrement oxydé fait office de barrière tunnel. Ses mesures à basse température (4,2°K) font état d'une variation de la conductance électrique en fonction de l'orientation relative des aimantations des deux couches magnétiques (Figure 4). L'observation de cette magnétorésistance s'explique par l'existence d'un courant tunnel à travers la barrière dépendant de la polarisation en spin des électrons de conduction des deux électrodes.

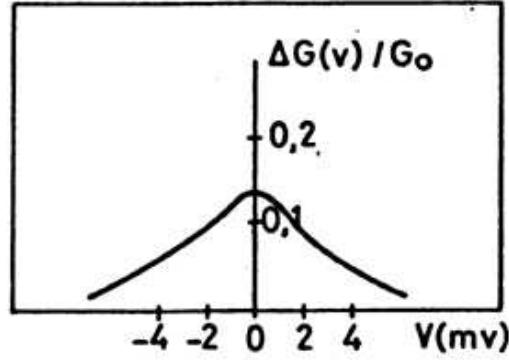


Figure 4 : Conductance relative ($\Delta G/G$) en fonction de la tension appliquée d'une jonction Fe-Ge-Fe à $T = 4,2^\circ\text{K}$. ΔG est la différence entre les deux valeurs de conductance correspondant aux aimantations relatives parallèle et antiparallèle des deux couches ferromagnétiques.

Pour expliquer ce résultat, Jullière a proposé un modèle descriptif simple basé sur la notion de polarisation P des métaux ferromagnétiques, définie comme étant la différence relative des densités d'états au niveau de Fermi, $n_{\text{spin}}(E_F)$ pour les deux bandes de spin (de configuration de spin \uparrow ou \downarrow). La polarisation s'exprime par :

$$P = \frac{n^\uparrow(E_F) - n^\downarrow(E_F)}{n^\uparrow(E_F) + n^\downarrow(E_F)} \quad (1)$$

En supposant que l'électron conserve son spin lors de son passage à travers la barrière, on peut considérer que la conduction s'effectue par deux canaux indépendants. La conductivité pour chaque canal de spin est proportionnelle au produit entre le nombre d'états disponibles au niveau de Fermi dans l'électrode réceptrice et le nombre d'électrons candidats au passage à travers la barrière (règle d'or de Fermi). Il en résulte que pour chaque catégorie d'électrons (spin up et spin down) la conductivité tunnel G est proportionnelle au produit des densités d'états au niveau de Fermi des deux électrodes, émettrice et réceptrice. Dans ce modèle à deux courants [3] représenté figure 5, chaque état de spin contribue de manière indépendante au courant tunnel et la conductivité totale est la somme des conductivités pour chaque canal :

$$G_{\text{totale}} = G^\uparrow + G^\downarrow \quad (2)$$

Avec $n_1^{\text{spin}}(E_F)$ et $n_2^{\text{spin}}(E_F)$ les densités d'états au niveau de Fermi des électrodes 1 et 2 on obtient :

$$\begin{cases} G_{\text{parallèle}} \cong n_1^\uparrow(E_F)n_2^\uparrow(E_F) + n_1^\downarrow(E_F)n_2^\downarrow(E_F) \\ G_{\text{antiparallèle}} \cong n_1^\uparrow(E_F)n_2^\downarrow(E_F) + n_1^\downarrow(E_F)n_2^\uparrow(E_F) \end{cases} \quad (3)$$

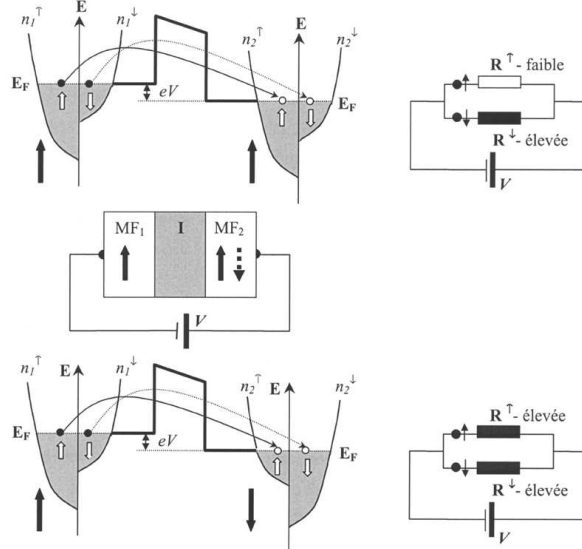


Figure 5 : Effet tunnel entre deux métaux ferromagnétiques (MF_1 et MF_2) séparés par une barrière isolante I rectangulaire et déformée par une tension appliquée V . Les densités d'états $n_1^\uparrow(E)$, $n_1^\downarrow(E)$, $n_2^\uparrow(E)$ et $n_2^\downarrow(E)$ sont schématisées par des paraboles décalées en énergie par l'échange. Le schéma supérieur décrit le cas où les deux électrodes sont dans une configuration magnétique parallèle et le schéma inférieur le cas où les électrodes sont dans une configuration magnétique anti-parallèle[4].

Pour une configuration parallèle des aimantations des deux matériaux ferromagnétiques, les densités d'états de spin \uparrow , $n_1^\uparrow(E_F)$ et $n_2^\uparrow(E_F)$ sont majoritaires dans chacune des électrodes 1 et 2. La transmission des électrons de spin \uparrow se fait entre des états majoritaires de chaque côté de la barrière ce qui entraîne une conductance électrique importante pour ce canal de spin. Réciproquement, les densités d'états de spin \downarrow , $n_1^\downarrow(E_F)$ et $n_2^\downarrow(E_F)$ sont minoritaires dans chacune des électrodes et entraînent une conductance électrique faible pour ce canal de spin. La résistance globale de la tricouche, appelée jonction tunnel magnétique (JTM), étant équivalente à la mise en parallèle des résistances des deux canaux de spin, on obtient une résistance faible (conductance forte, dominée par le canal de spin \uparrow). En revanche, dans le cas d'une configuration anti-parallèle des aimantations, les densités d'états $n_1^\uparrow(E_F)$ et $n_2^\downarrow(E_F)$ sont majoritaires, et les densités d'états $n_1^\downarrow(E_F)$ et $n_2^\uparrow(E_F)$ sont minoritaires. En d'autres termes, les électrons de spin \uparrow , majoritaires dans l'électrode 1, n'ont pas assez d'états de spin \uparrow disponibles dans l'électrode 2 et les électrons de spin \downarrow , minoritaires dans l'électrode 1, ne peuvent combler tous les états de spin \downarrow disponibles dans l'électrode 2, d'où une conductance tunnel faible pour chacun des canaux de spin \uparrow et \downarrow . Il en résulte une conductance globale faible et une résistance de la jonction tunnel élevée. L'expression de la TMR en fonction de la polarisation du courant donne:

$$TMR = \frac{R_{ap} - R_p}{R_p} = \frac{G_p - G_{ap}}{G_{ap}} = \frac{(n_1^\uparrow n_2^\uparrow + n_1^\downarrow n_2^\downarrow) - (n_1^\uparrow n_2^\downarrow + n_1^\downarrow n_2^\uparrow)}{n_1^\uparrow n_2^\downarrow + n_1^\downarrow n_2^\uparrow} = \frac{2P_1 P_2}{1 - P_1 P_2} \quad (4)$$

où P1 et P2 désignent les polarisations au sens de Jullière des électrodes 1 et 2 respectivement.

1.2.2. Les propriétés des couches minces magnétiques et renversement de l'aimantation dans des nano-objets magnétiques.

La manipulation de l'information dans une MRAM est permise par le renversement de l'aimantation d'une couche, donc par la manipulation de l'aimantation dans des nano-objets magnétiques. A la base de cette aimantation se trouvent les moments magnétiques dont les propriétés sont décrites par quatre termes d'énergie.

- L'énergie d'échange : Elle exprime la cohésion entre moments atomiques voisins. Dans les matériaux magnétiques, l'interaction d'échange est responsable de la mise en ordre des spins à l'échelle macroscopique et tend à les orienter suivant un axe commun. Ce couplage peut être parallèle, le matériau est alors appelé ferromagnétique (FM), ou antiparallèle, dans ce cas le matériau est appelé antiferromagnétique (AF). Cette interaction est caractérisée par une température critique à laquelle l'énergie apportée par les fluctuations thermiques devient équivalente à l'énergie d'interaction d'échange. La mise en ordre à grande distance est perdue et la direction des moments magnétiques des atomes peut fluctuer indépendamment de la direction de leurs voisins. Les matériaux sont alors dit paramagnétiques. Cette température critique est appelée température de Curie (T_C) dans le cas d'un ferromagnétique et température de Néel (T_N) dans le cas d'un antiferromagnétique.

- L'énergie d'anisotropie : Elle tend à orienter l'aimantation dans certaines directions ou plans. Elle peut trouver son origine dans le type d'arrangement cristallin du matériau (anisotropie magnétocristalline), dans la forme donnée aux objets magnétiques (anisotropie de forme), ou encore dans des couplages entre matériaux (Couplage d'échange FM/AF détaillé dans la suite de ce chapitre). En pratique cette énergie est développée sous forme de sinus directeurs de l'aimantation par rapport à certains axes. Pour le cas d'une anisotropie uniaxiale d'ordre 2, elle s'exprime telle que :

$$E = K \cdot \sin^2 \theta \quad (5),$$

où K est une constante d'anisotropie et θ est l'angle formé par l'aimantation avec l'axe d'anisotropie. Cet axe, pour lequel l'énergie est minimum, est défini par les angles $\theta=0$ ou

$\theta=\pi$ et est appelé axe d'aimantation facile. La direction maximisant l'énergie est appelée par comparaison axe difficile.

- L'énergie Zeeman : Elle définit l'action d'un champ magnétique extérieur sur l'aimantation et est exprimée :

$$E = -M \cdot H_{Ext} \quad (6),$$

où M est l'aimantation du système et H_{ext} le champ magnétique extérieur. C'est cette énergie qui nous permet d'agir sur la direction d'aimantation d'un matériau magnétique pour la renverser.

- L'énergie dipolaire, ou énergie d'interaction dipolaire : Elle agit entre tous les moments magnétiques d'un système. Elle représente l'énergie que les moments d'un système, considérés comme des dipôles magnétiques, exercent sur les autres grâce au champ magnétique qu'ils rayonnent. Elle tend à désaimanter les matériaux magnétiques en alignant les dipôles de façon antiparallèle, c'est pourquoi on l'appelle aussi énergie démagnétisante. Elle est à l'origine de l'anisotropie dite « de forme » et pour le cas particulier d'une ellipsoïde de révolution, elle s'exprime comme (5), où K dépend de facteurs N_x , N_y et N_z , dit « démagnétisants » reliés à la forme de ellipsoïde [36].

L'étude détaillée du comportement de l'aimantation dans les nano-structures magnétiques, appelé micromagnétisme [5], nécessite de prendre en compte l'équilibre entre les quatre termes d'énergie. Les systèmes magnétiques ainsi étudiés sont discrétisés en éléments suffisamment grand pour leur appliquer l'hypothèse d'un milieu continu, et suffisamment petits devant les dimensions caractéristiques des objets que l'on cherche à représenter tels que les domaines magnétiques, leurs parois ou des configurations d'aimantation en vortex. A l'intérieur de ces éléments l'aimantation est considérée comme uniforme et représentée comme un moment magnétique unique, elle est dite « macrospin ». On cherche ensuite à déterminer les configurations magnétiques qui minimisent l'énergie totale du système en considérant pour chaque élément les termes d'énergie décrits précédemment. Néanmoins, du fait de la complexité des équations du micromagnétisme, résultant notamment du caractère non linéaire et non local du terme d'énergie dipolaire, seul un très faible nombre de problèmes sont solubles analytiquement. C'est pourquoi nous nous

contenterons, pour approcher la question du renversement de l'aimantation d'une couche de stockage, d'une description simple proposée par Stoner et Wohlfarth en 1942 [6].

Le modèle de rotation cohérente de l'aimantation, ou modèle de Stoner et Wohlfarth, traite le renversement d'aimantation d'un système magnétique macrospin. Il considère un volume magnétique V , d'anisotropie uniaxiale (que son origine soit l'anisotropie magnétocristalline ou l'anisotropie de forme d'une ellipsoïde) notée $\kappa = K \cdot V$ où $K > 0$ est la constante d'anisotropie et de moment $M = M_s \cdot V$. Son énergie dans un champ extérieur s'écrit :

$$E(\theta) = \kappa \cdot \sin^2 \theta + M \cdot H_{Ext} \cdot \cos \theta \quad (7)$$

Dans cette notation $\theta = 0$ ou π est la direction d'aimantation facile, la direction initiale d'aimantation est $\theta = 0$, et H est appliqué selon $\theta = \pi$ en étant compté positivement.

On note $H_a = 2K/M_s$ dans la suite. Quelques profils d'énergie en fonction de l'angle θ sont présentés figure 6.b. Un minimum représente un état d'équilibre et un maximum représente une barrière d'énergie empêchant le renversement de l'aimantation. On trouve que tant que $H < H_a$, $\theta = 0$ reste une position d'équilibre stable, l'aimantation n'est pas renversée. Pour $H = H_a$ le minimum disparaît, provoquant le renversement de l'aimantation, H_a est donc le champ de renversement. Le modèle peut être généralisé pour une direction θ_H d'application d'un champ quelconque. Le calcul du champ de renversement en fonction de θ_H permet de tracer une courbe appelée Astroïde de Stoner-Wohlfarth, représentée figure 6.a et définie telle que :

$$(H_{EA})^{2/3} + (H_{HA})^{2/3} = \left(\frac{2 \cdot K}{M_s} \right)^{2/3} = (H_a)^{2/3} \quad (8)$$

Où H_{EA} et H_{HA} sont les composantes du champ respectivement appliquées suivant les axes faciles et difficiles de l'aimantation. Cette description représente un cas idéal dans lequel on a négligé l'influence de la température. En réalité, l'agitation thermique permet de renverser l'aimantation pour des valeurs de champ magnétique inférieures à H_a en aidant au franchissement de la barrière d'énergie.

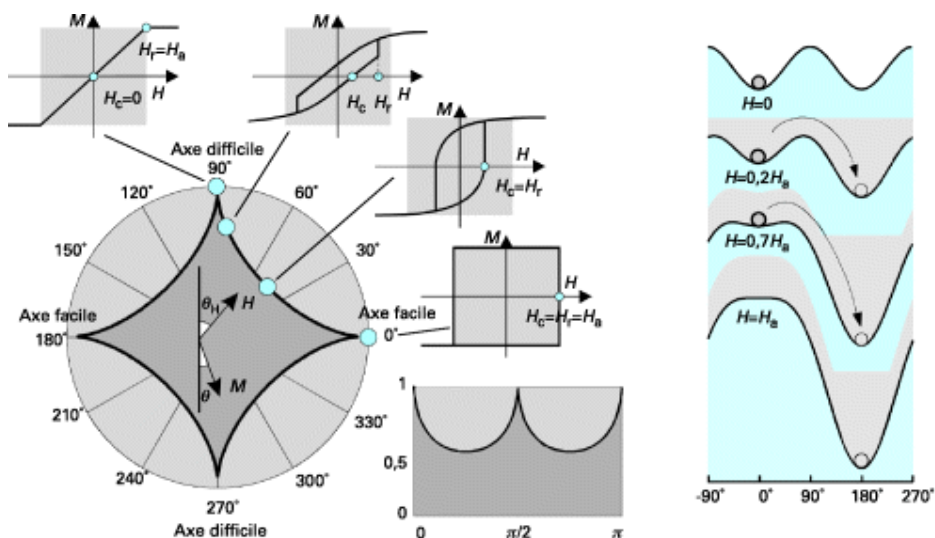


Figure 6 (a) Champ de renversement en fonction de l'angle θ_H du champ avec la direction de facile aimantation en représentations polaire (astroïde de Stoner-Wohlfarth) et cartésienne. Les cycles d'aimantation sont schématisés pour quelques angles. (b) Profils d'énergie magnétique $\Delta\epsilon(\theta)$ pour quelques valeurs de champ appliqué à 180° pour renverser l'aimantation initialement selon $\theta = 0$ (extrait de « Techniques de l'Ingénieur – E2150 », par O. Fruchart [7,8]).

Outre la non prise en compte de la température, la principale limite de cette approche est la restriction de son application aux nanoparticules de taille suffisamment petite pour être assimilables à une assemblée de spin mono domaine. Pour les systèmes massifs et les couches minces, la coercivité réelle est jusqu'à un ou deux ordres de grandeur inférieure à la prédiction du modèle. Néanmoins, il présente l'avantage d'avoir une solution analytique simple qui permet de dégager les tendances qualitatives du renversement de l'aimantation et les progrès désormais réalisés dans la fabrication de structures magnétiques de taille submicrométrique, voire même inférieure à 100nm, nous permettent de nous rapprocher des conditions de dimensions dans lesquelles ce modèle devient valide.

On notera au passage que dans cette approche, c'est l'anisotropie magnétique effective (magnétocristalline, anisotropie de forme), en définissant la hauteur de barrière d'énergie à franchir pour le renversement qui donne au système magnétique sa stabilité face à un champ magnétique extérieur.

1.2.3. Le couplage d'échange FM/AF et les différents modèles du couplage d'échange

Pour permettre l'exploitation des effets de magnétorésistance d'une jonction tunnel magnétique, il est nécessaire de réaliser une couche dite de référence, dont l'aimantation reste stable, quels que soient les champs magnétiques appliqués à l'ensemble de la jonction. La solution la plus répandue dans l'industrie est l'utilisation d'un couplage entre une couche FM

et une couche AF. Lorsque l'on met en contact deux couches minces magnétiques, l'une FM l'autre AF, on peut voir apparaître un couplage entre les deux matériaux, dû à l'interaction d'échange entre les moments de chaque matériaux au niveau de leur interface commune. Ce couplage a été mis en évidence pour la première fois par Meiklejohn et Bean en 1956 [9] entre des particules de Co (FM), et leur enveloppe d'oxyde natif CoO (AF). Sa manifestation la plus significative est un décalage du cycle d'hystérésis du FM, après refroidissement sous champ magnétique depuis une température supérieure à la température de Néel de l'AF.

Dans un premier temps, on peut décrire l'établissement du couplage d'échange et le décalage du cycle d'hystérésis de la façon suivante :

- Lorsque la température des particules (c'est également valable pour une bicouche FM/AF) se situe entre T_N et T_C , l'ordre dans le FM est conservé tandis que l'AF est dans l'état paramagnétique (Figure 7). L'application d'un champ magnétique extérieur aligne l'aimantation du FM, ainsi que la majorité des spins de l'AF.
- Lorsque la température passe progressivement sous T_N , les spins de l'AF s'ordonnent de façon antiparallèle de sorte que les spins proches de l'interface avec le FM soient alignés par le couplage d'échange dans la direction du FM (en supposant un couplage à l'interface de type FM). L'ordre dans l'AF est donc reconstruit en prenant pour base les spins à l'interface du FM (Figure 7.1).
- Lors d'un cycle d'hystérésis à $T < T_N$, l'application d'un champ magnétique opposé à la direction de recuit permet de retourner le FM. Cependant les spins de l'AF, insensibles au champ magnétique, exercent un couple pour retenir le FM dans sa direction initiale. Le champ de retournement doit donc être augmenté pour contrer l'influence de l'AF (Figure 7.2).
- A fort champ, la couche FM est saturée dans la direction opposée aux spins de l'interface AF (Figure 7.3).

- En réduisant la valeur du champ magnétique appliqué, le couple exercé par les moments à l'interface de l'AF favorise le retour du FM dans sa direction initiale. Le champ de retournement est réduit (Figure 7.4).

Le couple exercé par les moments de l'AF sur la couche FM, favorise une direction particulière d'aimantation dans le FM et se traduit par un décalage du cycle d'aimantation de celui-ci. Le couplage est donc équivalent à un champ appliqué sur le FM, appelé « champ d'échange », égal au décalage mesuré par le cycle d'hystérésis.

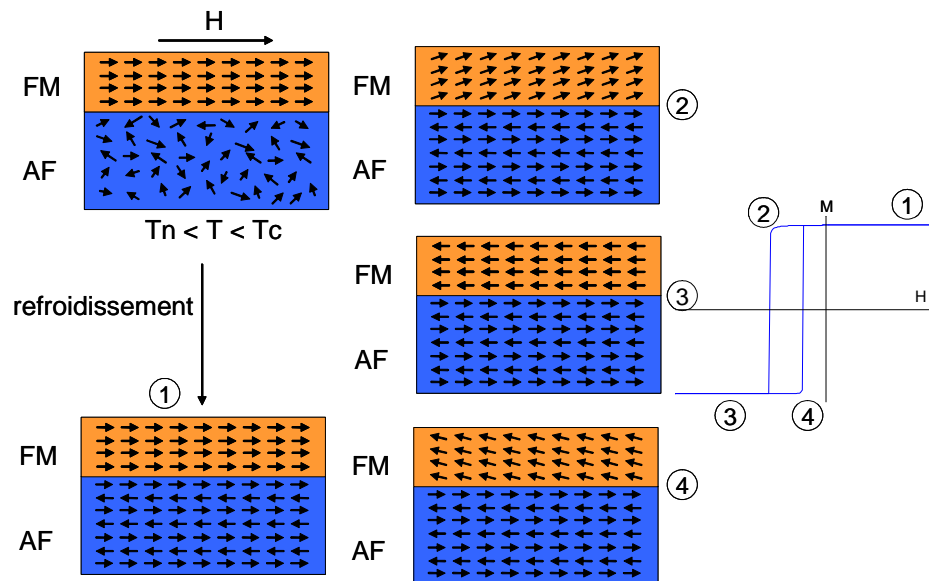


Figure 7 : Représentation simplifiée de l'établissement du couplage d'échange dans une bicouche FM/AF et du cycle d'hystérésis de la couche FM.

- Le modèle de Meiklejohn [10].

Meiklejohn reprend le principe présenté au paragraphe précédent. Il considère deux couches monodomaines. Un AF restant fixe au cours du renversement du FM et dont l'organisation des spins à l'interface est non compensée (voir Figure 7) et le FM se renversant de façon cohérente. L'énergie mise en jeu dans le décalage d'échange vient du couple exercé entre les spins des interfaces FM et AF lors de la rotation du FM. En faisant l'hypothèse d'une couche FM sans anisotropie (H_c nul), le champ de retournement est simplement le champ nécessaire pour que l'énergie de Zeeman compense le couple à l'interface FM/AF, soit :

$$H \cdot M_{FM} \cdot t_{FM} \geq J_{int} \quad (9)$$

Avec l'épaisseur et l'aimantation spontanée du FM respectivement notées t_{FM} (en cm) et M_{FM} (en emu/cm³) et l'énergie de couplage à l'interface notée J_{int} (ergs/cm²). On peut en déduire une expression simple du champ d'échange dans laquelle H_{ex} dépend de J_{int} , c'est-à-dire du couple de matériaux FM/AF choisi, ainsi que de t_{FM} et M_{FM} .

$$H_{ex} = \frac{J_{int}}{M_{FM} \cdot t_{FM}} \quad (10)$$

Il est important de noter ici que cette asymétrie de retournement comporte une condition sur l'anisotropie de l'AF. En effet, soit l'anisotropie de l'AF est plus faible que le couplage d'interface dans ce cas les réseaux de spins de l'AF et du FM sont solidaires et le retournement du FM entraîne l'AF avec lui. Il n'y a pas de décalage en champ. Soit l'anisotropie de l'AF est plus forte que le couplage et le champ d'échange suit (10). La formulation (10) du champ d'échange nécessite la condition :

$$J_{int} < K_{AF} \cdot t_{AF} \quad (11)$$

Où K_{AF} est l'anisotropie de l'AF (en ergs/cm³) et t_{AF} est son épaisseur (en cm).

Basé sur une vision simplifiée d'une bicouche FM/AF, ce modèle permet d'expliquer l'apparition d'un décalage du cycle d'hystérésis, mais en dépit de son intérêt qualitatif, il prédit des valeurs cent fois plus importantes que les résultats expérimentaux. D'autres modèles ont donc été proposés pour tenter de mieux prédire les valeurs de champ d'échange.

- Modèle de Mauri [11].

Le modèle de Mauri introduit l'idée d'une réorganisation des spins de l'AF. De même que le modèle précédent, il considère une interface FM/AF idéale, plane et dont les spins AF sont non compensés, ainsi qu'un FM monodomaine retourné par rotation cohérente. Cependant, il suppose un AF suffisamment épais pour permettre l'insertion dans l'AF d'une paroi de domaine parallèle à l'interface avec le FM. Dans ce cas, l'énergie d'interaction entre les deux matériaux n'est plus confinée à l'interface, mais répartie le long de la paroi de domaine (voir Figure 8) L'AF est considéré comme suffisamment épais pour que la paroi puisse s'étendre sans être limitée par la seconde interface de la couche AF et l'épaisseur de la

paroi ne dépend que de la compétition entre l'interaction d'échange J_{AF} et l'anisotropie K_{AF} à l'intérieur de l'AF.

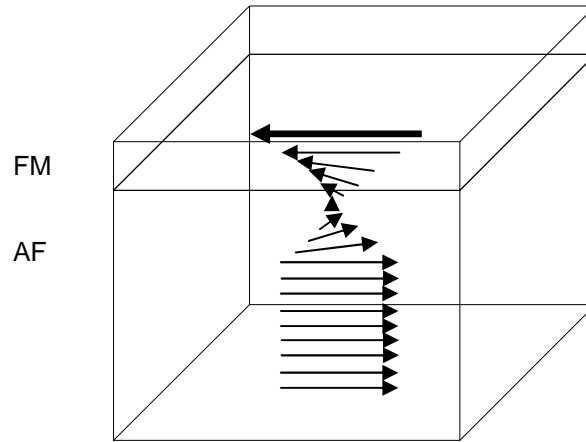


Figure 8 : Représentation simplifiée de la paroi de domaine créée dans l'AF par le retournement du FM. Pour la clarté du schéma, un seul des deux sous réseaux de l'AF est représenté.

Dans ces conditions, l'énergie à surmonter pour retourner le FM est celle nécessaire à la création de la paroi. On peut réécrire (9) sous la forme :

$$H \cdot M_{FM} \cdot t_{FM} \geq 2 \cdot \sqrt{A_{AF} \cdot K_{AF}} \quad (12)$$

Le champ d'échange s'exprime alors :

$$H_{ex} = 2 \cdot \frac{\sqrt{A_{AF} \cdot K_{AF}}}{M_{FM} \cdot t_{FM}} \quad (13)$$

L'auteur décrit deux cas de figure dépendant du rapport entre les énergies de couplage à l'interface et l'énergie de création d'une paroi :

1. Tant que l'énergie du couplage d'échange à l'interface, J_{int} , reste faible devant le coût de la création d'une paroi, le renversement affecte uniquement les spins d'interface et le comportement de la bicouche FM/AF suit le modèle de Meiklejohn donnant le champ d'échange formulé en (10).

2. Si on considère des couplages fort à l'interface, alors les spins de l'AF et du FM à l'interface sont solidaires et le retournement du FM fait apparaître une paroi parallèle à l'interface dans l'AF. L'expression du champ d'échange suit alors la forme donnée par (13).

Ce modèle introduit donc une limite au champ d'échange correspondant à l'énergie nécessaire à la création d'une paroi dans l'AF. Cela permet de retrouver des valeurs réalistes de Hex, réduites d'un facteur 100 par rapport au modèle de Meiklejohn.

- Modèle de Malozemoff [12].

Une description plus réaliste des effets d'interface est donnée par Malozemoff, qui considère le cas d'une interface pour laquelle les spins des plans de l'AF parallèle à l'interface sont compensés. Dans un tel cas de figure, la somme des moments de l'AF pour une interface plane est nulle, il n'y a donc pas d'asymétrie possible dans le retournement du FM. Il explique l'existence de moments nets à la surface de l'AF par la présence de rugosité à l'échelle atomique. La figure 9 schématise l'effet de l'insertion d'un site d'AF dans la couche FM. De telles rugosités ou marches atomiques peuvent faire apparaître localement des moments non compensés dans les deux directions représentées par les schémas figure 9.(a) et figure 9.(b). Le schéma figure 9.(c) montre que même si le moment d'AF inséré dans le FM est retourné, un moment net local est conservé.

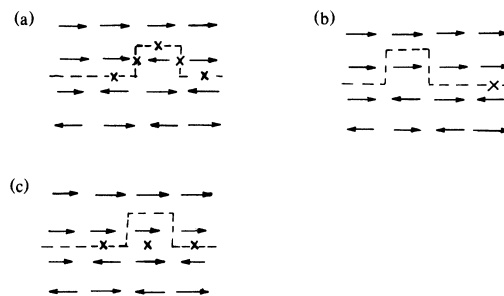


Figure 9 : Schéma de la vue de côté des arrangements atomiques possibles à l'interface FM/AF au voisinage d'une rugosité d'échelle atomique. La configuration (c) représente un état d'énergie plus bas que la configuration (a). La rugosité décalée, représentée en (b), est énergétiquement équivalente à la configuration (a) dont la couche FM serait renversée.

En considérant la rugosité à l'échelle atomique comme aléatoire, il en résulte une énergie de couplage interfaciale aléatoire qui s'écrit :

$$\sigma_l = \pm \frac{z \cdot J_{\text{int}}}{a^2} \quad (14)$$

Où z représente le nombre de coordinations et a le paramètre de maille à l'interface FM/AF. La moyenne de cette énergie sur un domaine de taille latérale L diminue en $\sigma_l/N^{1/2}$, où $N = L^2/a^2$ est le nombre de sites de couplage contenus dans le domaine. L'énergie interfaciale moyenne s'écrit donc :

$$\sigma = \frac{\sigma_l}{\sqrt{N}} = \frac{z \cdot J_{\text{int}}}{a \cdot L} \quad (15)$$

Lors de l'étape de recuit à $T > T_N$ et du refroidissement sous champ, nécessaire à l'initialisation du champ d'échange, le système va minimiser son énergie en fragmentant l'AF en domaines de façon à aligner les moments locaux à l'interface avec la direction d'aimantation de la couche FM. La taille de ces domaines est fixée par la compétition entre l'énergie d'interface et l'énergie nécessaire à la création d'une paroi de domaine dans l'AF. L'auteur décrit l'établissement d'un équilibre pour une taille de domaine égale à la longueur de paroi : $L = \pi \cdot (A_{AF}/K_{AF})^{1/2}$ et en déduit une expression du champ d'échange telle que :

$$H_{ex} = 2z \cdot \frac{\sqrt{A_{AF} \cdot K_{AF}}}{\pi^2 \cdot M_{FM} \cdot t_{FM}} \quad (16)$$

Ce résultat, proche de celui obtenu par Mauri dans la limite des forts couplages interfaciaux permet d'obtenir des valeurs de champ d'échange du même ordre de grandeur que les résultats expérimentaux. Cependant une différence importante vient du fait que Mauri considère une réorganisation de l'AF pendant le retournement du FM alors que, dans le modèle de Malozemoff, c'est le recuit qui permet la réorganisation de l'AF, celui-ci restant fixe par la suite, pendant le retournement du FM.

- Modèle de Takano et Berkowitz [13, 14, 15].

Le modèle de Takano et Berkowitz traite le cas des matériaux AF polycristallins. Les auteurs réarrangent les différentes hypothèses de Meiklejohn et Malozemoff. En effet ils reprennent l'hypothèse d'une énergie de couplage localisée à l'interface FM/AF et un AF fixe au cours du retournement plutôt qu'un réarrangement des spins de l'AF. En outre, ils utilisent comme Malozemoff un AF dont les spins sont compensés dans le plan et font apparaître des moments non compensés locaux par la rugosité de l'interface. Néanmoins un champ aléatoire à l'interface tel que décrit par Malozemoff renvoie un couple moyen exercé sur le FM nul s'il n'est pas accompagné de la formation de domaines dans l'AF. C'est pourquoi Takano et Berkowitz réunissent habilement les hypothèses précédentes en considérant un AF polycristallin, la taille finie des grains leur permettant de posséder un moment net non nul à l'interface FM/AF. L'alignement des moments nets de chaque grain lors d'un recuit sous champ permet de sommer ces moments suivant une direction et

constituer le décalage en champ. La simulation numérique réalisée par les auteurs indique qu'environ 1% des spins de l'interface sont non compensés. Les valeurs de champ d'échange obtenues sont alors compatibles avec les résultats expérimentaux. Dans cette approche, La valeur du champ d'échange est directement reliée à la proportion de « grains alignés » dans la direction de balayage du champ de mesure de l'aimantation et la valeur des moments nets de ces grains, défini par la dimension des domaines dans l'approche de Malozemoff est reliée ici à la dimension des grains.

1.2.4. Les effets de la température et du temps

- Le superparamagnétisme

Dans les discussions précédentes concernant les mécanismes de renversement de l'aimantation, l'influence de la température et les effets dépendant du temps ont été négligés. Cependant l'importance de ce type d'effets augmente d'autant plus que l'on réduit la dimension des systèmes magnétiques étudiés et concerne donc directement les MRAM.

Si l'on reprend le cas d'une particule d'anisotropie uniaxiale K et de volume V (cas du modèle de Stoner et Wohlfarth), lorsque la taille de la particule est suffisamment petite, la barrière entre les deux minima d'énergie, proportionnelle au volume de la particule, se réduit également. Dans ces conditions, l'énergie apportée au système par les simples fluctuations thermiques du milieu peut permettre le passage de la barrière d'énergie et entraîner le renversement spontané de l'aimantation, sans l'aide d'un champ magnétique extérieur. Du point de vue d'une mesure magnétique, lorsque l'aimantation est capable de se retourner spontanément, l'aimantation rémanente mesurée est nulle ainsi que le champ coercitif mesuré par un cycle d'hystérésis. L'interaction d'échange existe toujours mais les moments se comportent de façon cohérente tel que le ferait un unique spin paramagnétique, c'est pourquoi cet état est appelé superparamagnétisme.

A ce renversement spontané est associé un temps caractéristique appelé temps de relaxation et défini tel que :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} e^{-\frac{KV}{k_b T}} \quad (17)$$

Où τ , le temps de relaxation, est le temps moyen au bout duquel la barrière est franchie, k_b est la constante de Boltzmann, T est la température et τ_0 peut être considéré en première approximation comme une constante valant 1ns, $1/\tau_0$ représentant la fréquence d'essai à laquelle l'aimantation du système tente de se renverser.

Cette relation est fondamentale dans l'étude des nanostructures magnétiques car, pour une particule magnétique de volume et d'anisotropie donnée et dont on souhaite conserver l'aimantation stable pendant une durée déterminée, elle permet de définir une température limite au delà de laquelle cette particule ne pourra plus être stable dans la durée demandée. Rapporté au contexte de l'enregistrement magnétique et en particulier des MRAM, pour lequel on souhaite conserver une information sur une durée minimum de 10ans, cette formule est à la base de la notion de gamme de température de fonctionnement. En considérant le problème sous un autre angle, si l'on fixe la température de fonctionnement, en plus de l'anisotropie et de la durée de stabilité, il apparaît alors un volume de matériau magnétique minimum en dessous duquel l'aimantation ne sera pas stable, fixant ainsi une limite à la densité d'intégration des dispositifs MRAM. Ici, la « limite superparamagnétique » correspond à une limite de miniaturisation de la technologie MRAM.

- Effet de la température sur le couplage FM/AF : Température de Néel et température de blocage

Comme il a été mentionné précédemment, l'interaction d'échange dans les matériaux magnétique, qui assure la mise en ordre des spins à l'échelle macroscopique, possède une température critique appelée température de Néel (T_N) dans le cas des antiferromagnétiques. Si l'on considère le cas du couplage d'échange FM/AF, la T_N représente une limite de température au delà de laquelle le couplage disparaît car l'AF, qui a perdu toute anisotropie à cette température, ne peut plus exercer de couple sur la couche FM. Cependant, il a été observé pour un bon nombre de matériaux AF et en particulier les AF métalliques polycristallins couramment utilisés dans l'industrie de l'enregistrement magnétique, que le champ d'échange, principale manifestation du couplage d'échange, peut disparaître lorsque la température augmente au delà d'une température dite de "blocage", inférieure à T_N . L'existence de cette température de blocage (T_B), repose sur la capacité des grains de l'AF à passer dans l'état superparamagnétique décrit au paragraphe précédent. Dans ces conditions, l'orientation des moments magnétiques dans les grains peut relaxer et le couple moyen

exercé sur la couche FM devient nul entraînant l'annulation du champ d'échange. La T_b est donc la température à laquelle l'ensemble des grains de l'AF sont devenus superparamagnétiques.

1.2.5. Les processus de couplage RKKY dans les tri-couches FM/NM/FM

Le couplage RKKY [16,17] (pour Ruderman-Kittel-Kasuya-Yoshida) intervient dans un système composé de deux couches ferromagnétiques séparées par une couche mince métallique non magnétique. Il s'agit d'un processus de couplage indirect d'origine électronique dépendant des surfaces de Fermi des matériaux mis en jeu. Le couplage RKKY est utilisé dans les empilements de couches magnétiques des MRAM pour constituer des couches magnétiques sans aimantation rémanente. Il permet de constituer des tri-couches dans lesquelles les aimantations des couches FM sont antiparallèles, pour former une structure appelée antiferromagnétique synthétique (Acronyme anglais, SAF, pour Synthetic AntiFerromagnet) si les aimantations se compensent parfaitement, ou une structure appelée ferrimagnétique synthétique (Acronyme anglais, SyF pour Synthetic Ferrimagnet) si les aimantations ne sont pas égales.

1.3. Les Mémoires Magnétiques à accès Aléatoire (MRAM)

Bien que la MRAM, dans sa forme la plus récente soit une technologie encore jeune, l'utilisation de cellules magnétiques pour la réalisation de mémoires RAM est une idée ancienne (Figure 10) que l'on peut faire remonter aux années soixante avec les mémoires en ferrite (1965), suivies 15 ans plus tard par les mémoires à bulles (1980). A partir de 1984 viendront des mémoires qui exploitent les effets d'interaction entre courant électrique et matériaux magnétiques. Les premières sont les mémoires utilisant la magnétorésistance anisotrope (AMR). En 1995 viennent les premières mémoires utilisant la magnétorésistance géante (GMR) et enfin à partir de 2006 sont produits les premiers modèles de MRAM basés sur la Magnétorésistance Tunnel. Les technologies ont donc évolué grâce aux avancées scientifiques pour permettre de répondre de mieux en mieux à un besoin qui, lui, reste globalement le même, à savoir une mémoire non volatile, rapide en lecture et écriture et à l'endurance infinie. Dans ce manuscrit nous nous intéresserons uniquement à la dernière en date des technologies de MRAM et les paragraphes qui vont suivre ont pour but d'en introduire les éléments de compréhension fondamentaux.

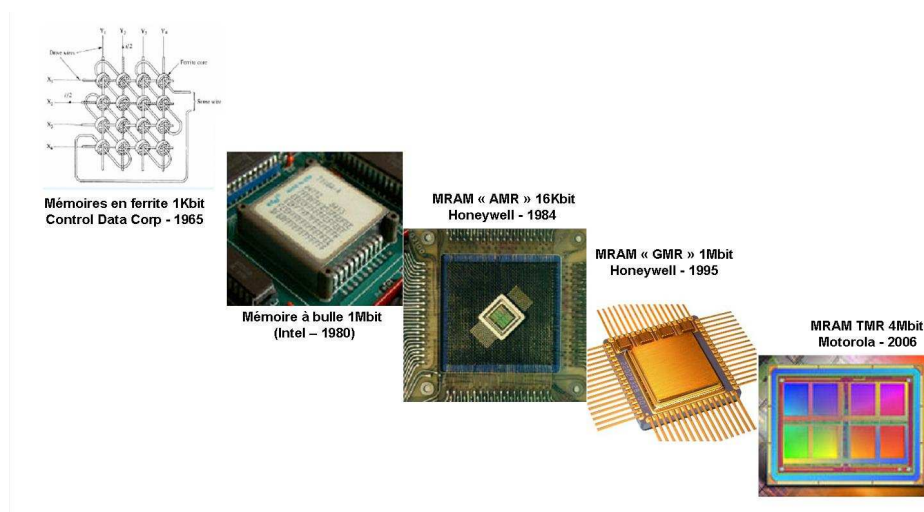


Figure 10: Les technologies de mémoires RAM magnétiques successives depuis 1965

1.3.1. Principe de fonctionnement simplifié

Une MRAM est composée d'une assemblée de cellules mémoires permettant de stocker un bit d'information sous la forme d'un niveau de résistance haut "bit 1" ou bas "bit 0". Ces cellules sont organisées en une matrice dans laquelle chacune d'elle peut être adressée de

façon unique (Figure 10). Ainsi il est possible de lire ou d'écrire n'importe quel bit d'information indépendamment des autres sans ordre de préférence. C'est le principe des mémoires à accès aléatoire.

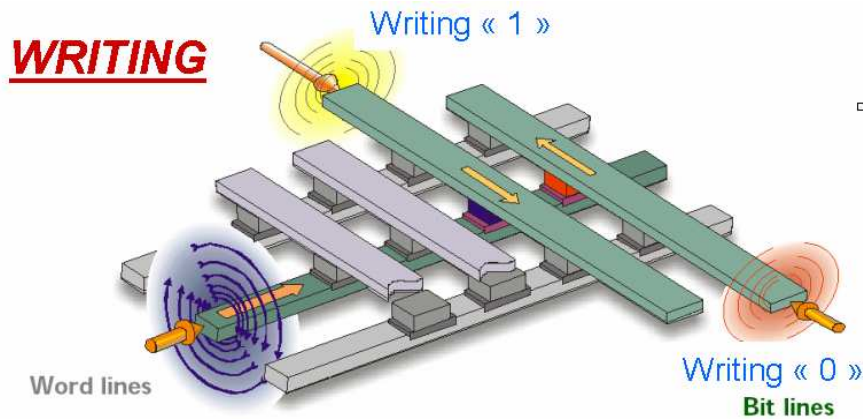


Figure 11 : Schéma d'une matrice de points mémoire MRAM. Les blocs contactés par les « bit lines » et les « word lines » représentent les cellules mémoire.

Dans la cellule, la fonction de mémoire est assurée par une jonction tunnel magnétique représenté sur la figure 12.(a). La JTM est composée de trois couches minces, deux couches ferromagnétiques séparées par une couche isolante (I), auxquelles on ajoute généralement une couche Antiferromagnétique. Dans un tel dispositif il est possible de générer deux états distincts de résistance en renversant l'aimantation d'une électrode magnétique par rapport à l'autre grâce à l'effet de magnétorésistance tunnel. La direction relative d'une aimantation par rapport à l'autre permet de changer la résistance de la tricouche (FM/I/FM) au passage du courant. La résistance de la tricouche sera minimum pour des aimantations parallèles et maximum pour des aimantations antiparallèles. Le terme magnétorésistance tunnel est aussi employé pour désigner la variation de résistance de la jonction, exprimée en pourcentage de la résistance minimum. La figure 12.(b) montre la variation de résistance exprimée en TMR d'une jonction tunnel balayée par un champ magnétique extérieur. Le champ magnétique extérieur permet de retourner l'aimantation de la couche représentée en rouge, l'autre couche magnétique, représentée en bleu, conserve une aimantation fixe au cours du temps. L'apparition des deux états de résistance nécessite de pouvoir modifier la direction d'aimantation d'une seule couche. Pour cela on utilise en général un matériau AF pour rigidifier l'aimantation d'une des deux couches grâce au couplage d'échange à l'interface entre FM et AF. On crée ainsi une tricouche avec une couche FM dure et une couche FM douce. La couche dure est appelée couche de référence et la couche douce est appelée couche

de stockage car c'est la direction de son aimantation qui détermine le niveau de résistance de la jonction et ainsi l'information stockée dans la cellule mémoire.

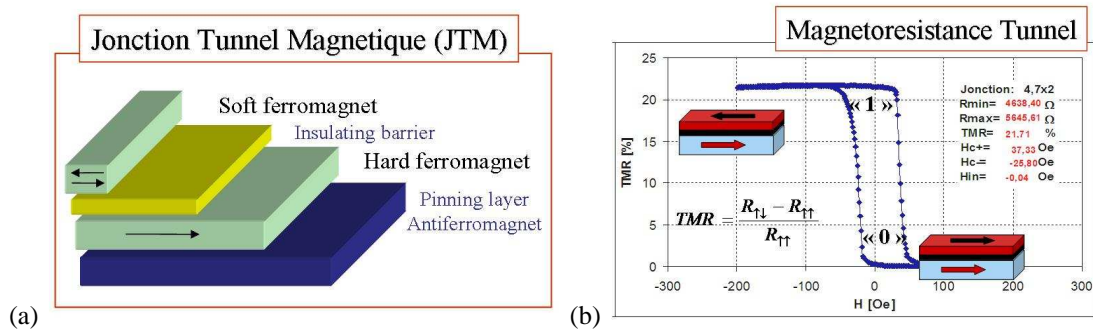


Figure 12 : (a) Schéma de la jonction tunnel magnétique contenue dans un point mémoire de MRAM. (b) Cycle de magnétorésistance d'une jonction tunnel.

1.3.2. Application aux MRAM : Les MRAM de 1ère génération.

La suite de ce chapitre présente les différentes solutions technologiques envisagées pour réaliser des MRAM. Dans sa forme la plus simple, une cellule de MRAM est composée d'une matrice de cellules mémoires à l'intérieur desquelles une JTM est connectée à un transistor de sélection (Figure 13).

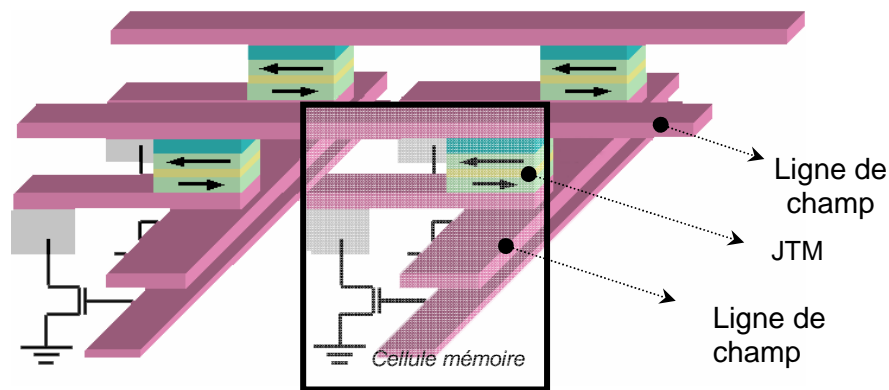


Figure 13 : Schéma simple d'une matrice de MRAM à écriture par champ dans le mode de fonctionnement Stoner Wohlfarth.

Pour lire un bit, le transistor de sélection est ouvert et un courant de lecture passe au travers de la JTM. La valeur de la résistance de la jonction est alors comparée à une valeur de référence, à mi-chemin entre les valeurs de résistances basses et hautes de la JTM (Figure 14).

Pour écrire un bit, le renversement de la couche de stockage se fait grâce à l'application d'un champ magnétique généré par des lignes métalliques appelées lignes de champ et traversées par un courant électrique. Dans cette première version de MRAM, le procédé d'écriture des bits proposé repose sur le champ magnétique généré par deux lignes métalliques perpendiculaires (Figure 13) qui se croisent au niveau d'une cellule mémoire. Ces

lignes sont dirigées suivant les axes de facile et difficile aimantation de la couche de stockage. Lorsque l'une de ces lignes est traversée par un courant, elle génère un champ magnétique insuffisant pour retourner la couche de stockage des points mémoires. En revanche, lorsque le courant traverse deux lignes perpendiculaires, le point mémoire situé à l'intersection de ces lignes voit un champ magnétique plus important (d'un facteur $\sqrt{2}$) dont l'amplitude maximum est appliquée à 45° des lignes de champ. D'après l'équation de l'astroïde de Stoner et Wohlfarth (Equation (8), §1.2.2), cette direction correspond à un minimum du champ de renversement, ainsi il est possible d'écrire uniquement la cellule mémoire située à l'intersection des deux lignes de champ.

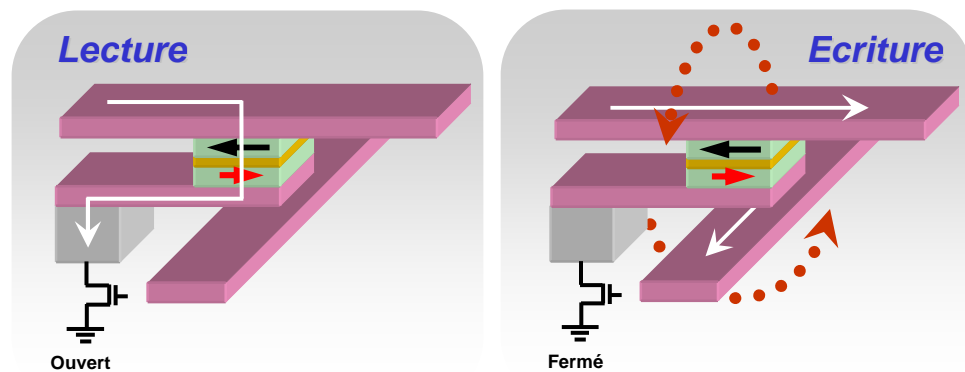


Figure 14 : Schéma représentant respectivement la lecture et l'écriture par champ d'une cellule mémoire de MRAM

Lorsque la taille du point mémoire est réduite, on se rapproche des conditions d'application stricte du modèle de Stoner et Wohlfarth et l'amplitude du champ de renversement est essentiellement gouvernée par la forme et l'anisotropie du matériau de la couche libre. Les imperfections dans l'anisotropie ou la forme des points mémoires entraînent alors de larges distributions du champ de renversement. Trouver une combinaison de champ qui soit utilisable pour écrire toutes les cellules devient difficile car à mesure que la distribution de champ de renversement grandit, la gamme de fonctionnement en champ devient de plus en plus étroite.

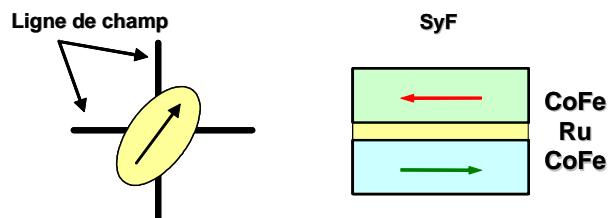


Figure 15 : Schémas du point mémoire utilisé pour l'approche « Toggle ». La cellule mémoire est généralement elliptique et orientée à 45° des lignes de champs.

Pour faire face à ce problème, une nouvelle approche du renversement dite « Toggle » a été proposée par Savtchenko [18] pour la compagnie Freescale, dans laquelle la couche de stockage FM est remplacée par un SyF. La cellule mémoire est réalisée avec deux lignes de champ perpendiculaires et la direction de facile aimantation du point mémoire est fixée à 45° des lignes (Figure 15). Lorsque ce SyF est exposé à un champ magnétique extérieur, il existe un champ caractéristique dit de « Spin Flop » pour lequel les deux couches rigidement couplées voient leur aimantation tourner pour se placer de façon orthogonale au champ appliqué [20]. Dans ces conditions, il est possible, grâce à une séquence de champs, appliqués par les lignes métalliques, de retourner l'aimantation du SyF tel que décrit sur la figure 16. Les flèches rouges et vertes représentent les aimantations des couches du SyF, la flèche verte correspondant à la couche en contact avec la barrière tunnel, qui définit la résistance de la jonction. Les directions du courant et du champ pour chacune des deux lignes sont indiquées sur la figure 16 par des flèches bleues et vertes. La séquence d'écriture est réalisée en quatre étapes, en appliquant des champs magnétiques supérieurs au champ de spin flop dans les directions qui permettent successivement des rotations d'un $1/8$ tour, jusqu'à cumuler un demi tour complet de la couche de stockage.

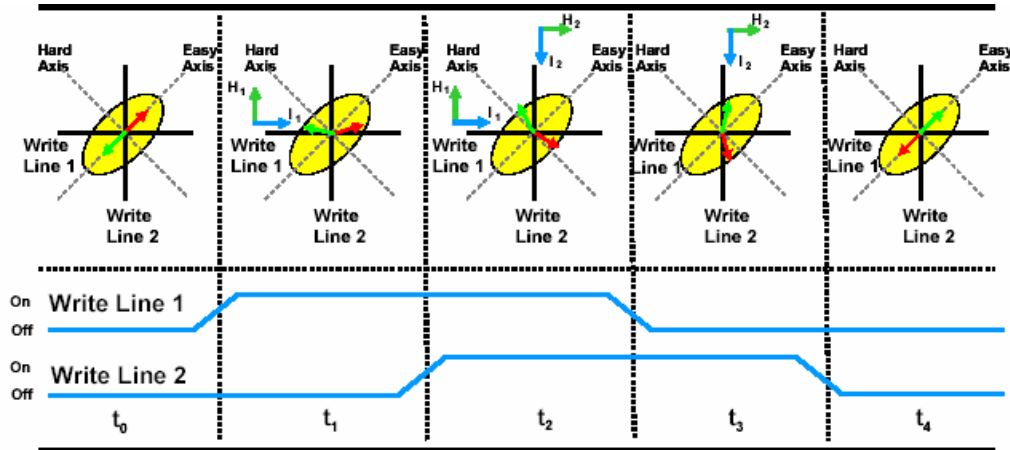


Figure 16 : schéma de principe du renversement Toggle. Les pulse de champ sont appliqués selon une séquence qui permet le retournement du SyF à 180.

Dans cette approche, la nécessité d'appliquer la séquence de champ décrite pour effectuer le retournement rend impossible le renversement des points mémoire qui ne sont exposés qu'à un seul des champ et améliore largement la sélectivité par rapport à l'approche Stoner-Wohlfarth. La figure 17 montre un diagramme représentant le pourcentage de points mémoire écrits en fonction des champs appliqués par les lignes perpendiculaires dans le cas de l'approche Stoner-Wohlfarth et du renversement Toggle. La flèche rouge dans le cas S-W

indique la zone des 100% de renversement. La fenêtre de fonctionnement des Toggle MRAM est considérablement plus importante que celle des MRAM de type Stoner-Wohlfarth. Cette approche permet donc de répondre de façon performante au problème de la sélectivité de l'écriture.

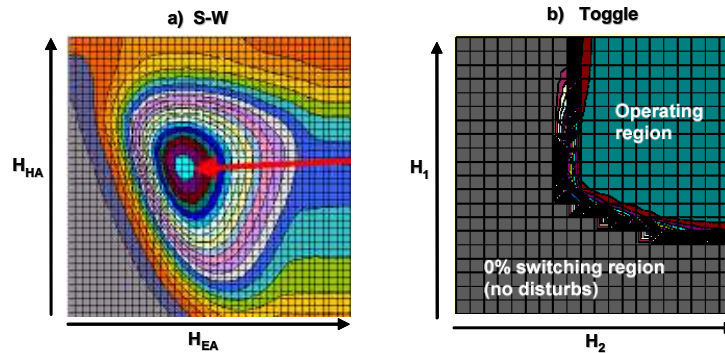


Figure 17 : Diagramme de la probabilité de renversement en fonction des champs appliqués par les lignes perpendiculaires dans le cas : a) de l'approche Stoner-Wohlfarth et b) du renversement Toggle. [from prej 18]

Néanmoins, lorsque la dimension des cellules mémoires est réduite à des tailles inférieures à 100nm, la limite superparamagnétique des bits mémoire se rapproche et l'approche Toggle ne peut pas résoudre les problèmes de stabilité de l'information à long terme. La perte de stabilité liée à la réduction du volume magnétique doit être compensée par un accroissement de l'anisotropie, ce qui entraîne une augmentation du champ de renversement. Il est donc nécessaire de réaliser un compromis entre la stabilité thermique et la puissance consommée par l'écriture du dispositif.

1.3.3. MRAM assistée thermiquement (TAS-MRAM)

Récemment, une nouvelle approche a été proposée, basée sur l'utilisation de la température pour assister l'écriture des points mémoire (Thermally Assisted Switching MRAM, TAS-MRAM). Cette approche a été proposée par le laboratoire Spintec et est exploitée industriellement par la société Crocus-Technology. Le principe résumé en quelques mots est très simple. Il s'agit de piéger la couche de stockage à l'aide d'un matériau antiferromagnétique (Figure 18). L'AF ainsi utilisé permet d'améliorer la stabilité thermique de l'information dans les points mémoire de taille inférieure à 100nm. L'écriture est alors permise en chauffant l'AF à l'aide d'un courant traversant le point mémoire. La sélectivité de l'écriture est ainsi assurée par le choix de la JTM chauffée. Le problème de la stabilité étant pris en charge par l'AF, il est permis d'utiliser des pions circulaires, c'est-à-dire sans anisotropie de forme, évitant ainsi l'augmentation dramatique du champ de renversement de la couche de stockage avec la réduction de la taille des points mémoires. L'écriture est alors réalisée par un champ magnétique extérieur, appliqué conjointement au chauffage de la jonction.

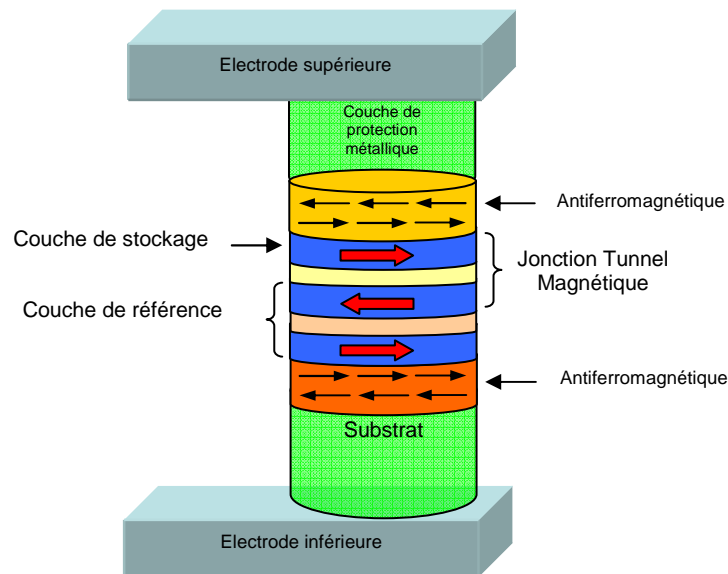


Figure 18 : Schémas de l'empilement simplifié d'une TAS-MRAM. Les couches ferromagnétiques sont indiquées en bleu et leur aimantation est représentée par des flèches rouges.

Cette approche propose une solution à la sélectivité de l'écriture tout en rendant possible la stabilité thermique de l'information et une consommation raisonnable lorsque l'on réduit la taille de points pour augmenter la densité de la mémoire. Néanmoins, les détails de son fonctionnement, que nous allons aborder dans ce paragraphe, impliquent des limitations différentes des solutions technologiques exposées précédemment.

1.3.3.1. Fonctionnement des points mémoires TAS-MRAM

- Principe de la lecture et gamme de température de fonctionnement

Pour lire l'information, l'ouverture d'un transistor de sélection connecté en série avec le point mémoire permet faire passer un courant de lecture au travers de la JTM. La valeur de la résistance de la jonction est alors comparée à une valeur de référence, à mi-chemin entre les valeurs de résistances basses et hautes de la JTM. De ce point de vue il n'y a aucune différence avec les générations précédentes de MRAM.

La différence réside dans la particularité apportée par le couplage avec un AF. A température ambiante, la couche de stockage de la cellule mémoire piégée par un AF voit son cycle d'hystérésis décalé d'une valeur de champ appelé champ d'échange. Comme nous l'avons vu dans les paragraphes précédents, ce champ d'échange est la manifestation de l'ensemble des moments non compensés de l'AF à l'interface FM/AF, qui maintiennent l'aimantation de la couche ferromagnétique dans une direction préférentielle. Tant que la couche AF reste stable, c'est-à-dire tant que la température de l'AF n'excède pas sa température de blocage, cette direction n'est pas changée quels que soient les champs extérieurs appliqués. Le matériau AF, dont les moments sont parfaitement compensés grâce à l'interaction d'échange antiparallèle, est insensible au champ magnétique appliqué, le FM peut donc parcourir des cycles d'hystérésis sous l'effet d'un champ extérieur, mais la valeur et surtout la direction du champ d'échange restent inchangés (figure 19).

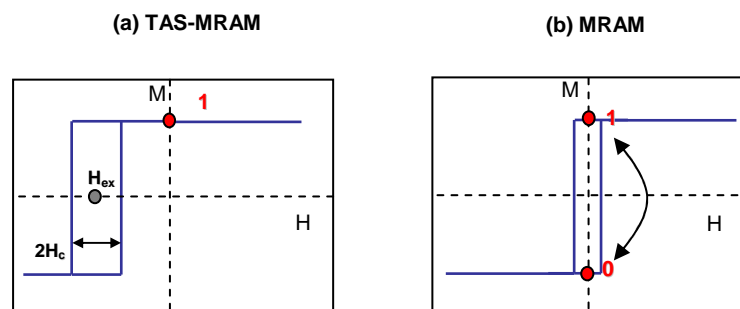


Figure 19 : Représentation du cycle d'hystérésis de la couche de stockage d'un point mémoire (a) dans une TAS-MRAM et (b) dans une MRAM conventionnelle.

Dans ces conditions et dès lors que le champ d'échange est supérieur au champ coercitif de la couche de stockage (Figure 19.a), la résistance en champ nul, qui représente l'information utile dans notre cellule mémoire, ne peut prendre qu'une seule valeur et cela

quelles que soient les perturbations appliquées à l'échantillon par des champs magnétiques extérieurs. De ce point de vue, l'approche TAS permet de protéger l'information contre les erreurs liées aux champs magnétiques parasites ou tout simplement aux champs appliqués lors de l'écriture d'un point mémoire situé le long de la même ligne de champ.

- **Principe de l'écriture et gamme de température d'écriture**

Pour écrire une information, on cherche justement à se placer dans le cas, non souhaité pour la lecture, où il est possible de renverser l'aimantation de la couche de stockage et à modifier, en la contrôlant, la direction du couplage d'échange FM/AF. Le moyen utilisé pour cela est une action combinée de la température et d'un champ magnétique extérieur.

La température est générée à l'aide d'un courant électrique traversant la JTM. Le même transistor de sélection que celui utilisé pour la lecture est ouvert, mais la tension appliquée cette fois est plus importante. En fixant la tension appliquée aux bornes de la jonction tunnel, on choisit la quantité de courant et donc la puissance électrique dissipée dans la jonction sous forme de chaleur. Il est ainsi possible de contrôler l'augmentation de température dans le point mémoire pour atteindre (voire dépasser) la température de blocage de l'AF piégeant la couche de stockage. Le champ magnétique est appliqué à l'aide d'un courant circulant dans une ligne de champ. Il permet de renverser l'aimantation de la couche de stockage.

Lorsque la température du dispositif augmente au delà de T_b , l'AF est superparamagnétique et les grains de l'AF peuvent se retourner librement. Dans ce cas, le couplage à l'interface FM/AF va imposer la direction des moments nets à l'interface de l'AF et donc de l'ensemble des grains de l'AF. Le champ appliqué pendant le processus permet de contrôler la direction du FM (Figure 20.b), donc indirectement celle de l'AF. Lorsque la tension aux bornes de la jonction tunnel est supprimée, le chauffage s'arrête et le point mémoire refroidit. Le maintien du champ magnétique pendant le refroidissement permet de geler l'alignement des grains de l'AF dans une nouvelle direction. On retrouve ainsi une assemblée de moments net à l'interface de l'AF qui génère à nouveau un champ d'échange mais cette fois ci dans la nouvelle direction imposée (Figure 20.c).

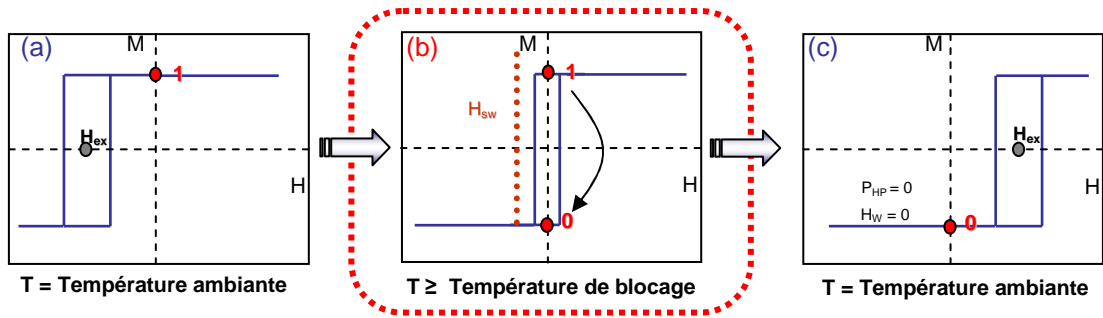


Figure 20 : Représentation du cycle d’hystérésis de la couche de stockage d’un point mémoire TAS-MRAM au cours du processus d’écriture, (a) à température ambiante, (b) pour une température supérieure ou égale à la température de blocage et (c) après refroidissement du point mémoire sous un champ magnétique.

1.3.3.2. La réalisation des TAS-MRAM.

Les TAS-MRAM sont réalisées à partir d’un empilement de couches minces déposées par une méthode de pulvérisation cathodique [21]. Ces couches minces sont ensuite structurées par des techniques de gravure ionique [22] sous la forme de piliers qui vont constituer les points mémoire. Ces piliers sont encapsulés dans une matrice d’oxyde de silicium isolante et connectés aux électrodes supérieures et inférieures qui permettront de leur appliquer du courant. La fabrication de ces électrodes est réalisée au préalable (avant dépôt) pour les contacts inférieurs ou lignes de champs et après l’encapsulation pour les contacts supérieurs. Ces étapes sont des opérations relativement standardisées dans l’industrie microélectronique et ne constituent pas un challenge technologique. Nous nous intéresserons uniquement dans ce manuscrit à la partie centrale du dispositif constitué par le pilier de couches magnétiques. L’empilement qui nous intéresse est schématisé sur la figure 21, et les matériaux qui le constituent sont les suivants (épaisseurs en nm):

Ta 50 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0.74 / CoFeB 2 / Mg 1.1+Oxydation Plasma / CoFe 2 / NiFe 3 / IrMn 6.5 / Ta 5

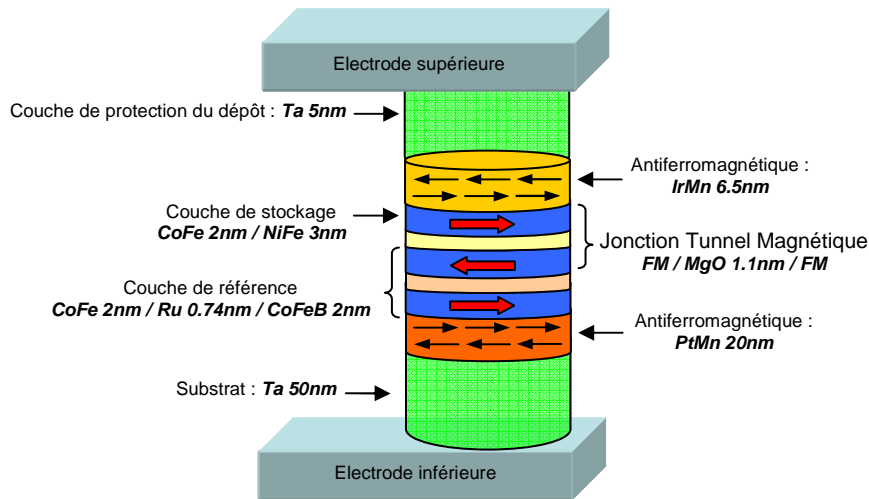


Figure 21 : Schéma de l'empilement des matériaux constituant un point mémoire de TAS-MRAM. Les couches ferromagnétiques sont indiquées en bleu et leur aimantation est représentée par des flèches rouges.

En partant du bas de l'empilement c'est à dire par ordre chronologique de dépôt, la première couche est une couche de Ta (50nm). Elle sert à constituer un substrat pour le dépôt des couches suivantes, permettant une bonne adhérence des couches et une rugosité faible de la surface. Le PtMn, déposé ensuite, est le matériau AF qui piège la couche de référence. Il a été choisi pour sa température de blocage haute ($>300^{\circ}\text{C}$). Au moment du dépôt, le PtMn ne croit pas dans sa phase AF (phase L_{10}). Elle est obtenue par un recuit des couches magnétiques après dépôt. Une épaisseur de 20nm est choisie pour garantir l'établissement de la phase L_{10} et maximiser sa température de blocage. La couche de référence est constituée d'une tricouche ferrimagnétique synthétique (SyF). Les épaisseurs des couches FM qui la constituent sont choisies pour limiter au maximum le champ magnétique rayonné par la couche de référence sur la couche de stockage. Le choix du CoFe pour sa couche inférieure permet un bon couplage d'échange avec le PtMn afin d'assurer la stabilité de la couche de référence. La couche supérieure du SyF est déposée avec du CoFeB qui favorise une TMR importante dans les JTM à base de MgO. La couche isolante de la JTM est constituée d'une couche de Mg de 1.1nm, mis en contact avec un plasma d'oxygène afin de réaliser une couche MgO. La couche de stockage déposée par-dessus est en réalité une bicouche FM composée de 2nm de CoFe et 3nm de NiFe. Le CoFe qui constitue la couche supérieure de la JTM permet une bonne TMR. Le NiFe possède une coercitivité plus faible que le CoFe et permet de réduire le champ coercitif moyen de la bicouche. En outre, il permet d'établir une texturation cfc (111), adéquat pour le couplage d'échange avec l'IrMn déposé dessus. Le choix de l'IrMn comme AF de la couche de stockage tiens compte de sa température de blocage ainsi que des propriétés telles que champ d'échange et champ coercitif de la couche de stockage qui lui est

couplée. Enfin on dépose une couche de Ta qui protège les couches inférieures de l'oxydation liée à l'exposition à l'air après le dépôt.

Les plaques subissent ensuite un recuit de 90 minutes à une température de 360°C et sous un champ magnétique de 1 Tesla, soit 10kOe. Ce recuit a plusieurs fonctions. Il permet de cristalliser la phase L_10 du PtMn, nécessaire à l'obtention du couplage d'échange avec la couche de référence. Il permet d'améliorer la cristallisation au niveau de la couche de MgO et de ses interfaces suivant une texture (001), qui favorisent l'obtention d'une forte TMR dans les JTM de type FM/MgO/FM. Enfin il permet de réaliser le refroidissement sous champ du PtMn et de l'IrMn depuis une température supérieure à leurs températures de blocages et ainsi de définir la direction du couplage d'échange des deux AF, en particulier celle du PtMn qui de ce fait impose une fois pour toute la configuration de l'aimantation dans la couche de référence.

1.3.3.3. Les contraintes de fonctionnements associés aux TAS-MRAM

Si cette approche offre des potentialités inexistantes auparavant, elle possède néanmoins ses propres contraintes.

D'abord sur la gamme de température de fonctionnement, qui est limitée aux températures permettant la stabilité de l'AF de la couche de stockage. Si la température du point mémoire augmente, par exemple par la simple augmentation de la température ambiante, Hex diminue et peut devenir inférieur à Hc. Finalement, si la température approche ou dépasse Tb, Hex devient nul. Dans ce cas, deux états de résistance sont possibles en champ nul et l'anisotropie faible résultant de la forme circulaire des pions ne protège pas l'information des champs magnétiques extérieurs ou des retournements spontanés du FM activés thermiquement. En d'autres termes, la gamme de température de fonctionnement qui était définie dans les générations précédentes de MRAM par la limite superparamagnétique du FM est maintenant définie par la limite superparamagnétique de l'AF. C'est cette problématique qui définit la limite entre la gamme de température de fonctionnement des TAS-MRAM et leur gamme de température d'écriture.

Ensuite, le procédé d'écriture des TAS-MRAM repose sur la possibilité de chauffer la jonction pour débloquent la couche de stockage, sans affecter la stabilité de la couche de référence. En d'autres termes la température d'écriture devra être supérieure à la Tb de L'IrMn tout en restant inférieure à la Tb du PtMn. La fonctionnalité de cette approche est donc largement influencée par le choix des matériaux AF et leur température de blocage.

Les AF couramment utilisés pour créer des couches de référence (dans les vanes de spin ou les jonctions tunnel sont métalliques et polycristallins [23]. Leurs grains sont magnétiquement découplés et distribués en taille autour d'une taille moyenne. Leur T_b est reliée par la relation de Néel (voire (17)) à un volume magnétique, une anisotropie et un temps de relaxation, qui dans notre cas représente un temps d'observation du système. La problématique posée par ce temps d'observation (10 ans, si l'on observe la stabilité à long terme, ou quelques ns, si l'on s'intéresse à l'écriture de la couche de stockage), sera étudiée plus en détail dans le chapitre suivant de ce manuscrit. L'anisotropie peut, en première approximation, être considérée comme une caractéristique de l'AF et uniforme dans la couche mince. En revanche, la distribution de taille des grains de l'AF a des conséquences importantes puisque à chaque volume de grains va correspondre une T_b particulière. L'idée d'une T_b unique doit donc être remplacée par celle d'une distribution de température de blocage. Cela modifie de façon importante les contraintes de fonctionnement associées au TAS-MRAM, qui sont schématisées figure 22 et résumées de la façon suivante :

- Pour assurer la stabilité de la couche de stockage, la température de fonctionnement ne peut dépasser la T_b minimum de l'IrMn (T_b moyenne $- 3\sigma$ T_b).
- Pour assurer une écriture fiable, l'AF doit être complètement débloqué, donc la température d'écriture doit être supérieure à la T_b maximum de l'IrMn (T_b moyenne $+ 3\sigma$ T_b).
- Pour écrire sans affecter la couche de référence, la gamme de température d'écriture est limitée par la T_b minimum du PtMn.
- Enfin, l'impulsion de courant nécessaire au chauffage de la JTM doit permettre d'atteindre une température comprise dans les limites de la gamme de température d'écriture, depuis n'importe quel point de la gamme de température de fonctionnement.

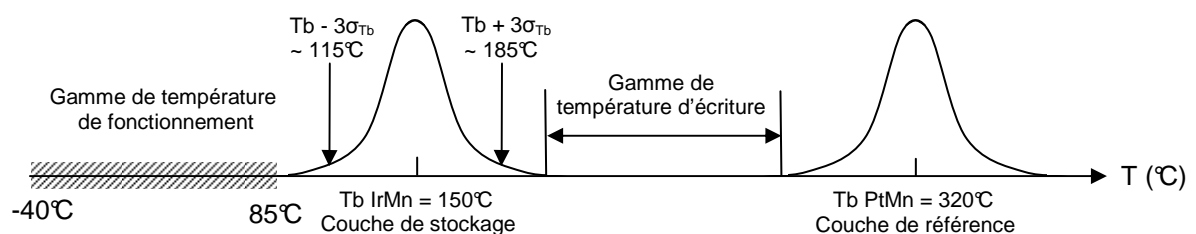


Figure 22 : Schéma des gammes de températures de fonctionnement et d'écriture d'après des mesures de T_b statiques.

Ces quatre conditions sont à prendre en compte pour définir la gamme de température de fonctionnement d'une TAS-MRAM.

D'un point de vu industriel, l'objectif des travaux présentés dans la suite de ce manuscrit est d'adapter les TAS-MRAM aux besoins grandissant du marché des mémoires en permettant leur fonctionnement sur des gammes de température de plus en plus étendues (Figure 23), allant d'un usage standard (entre 0 et 70°C) aux applications pour l'automobile ou l'aérospatial (de -55°C à 150°C).

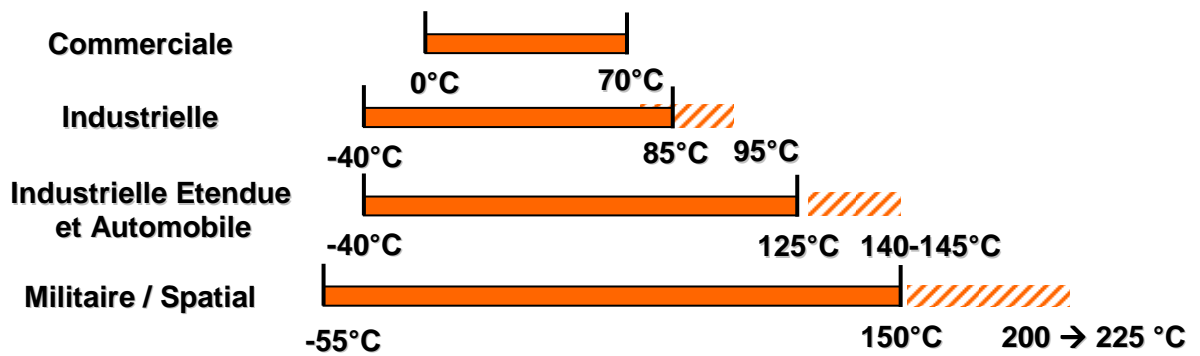


Figure 23 : Gammes de températures de fonctionnement usuelles pour les composants électroniques.

1.4. Conclusion

Après une brève introduction des principaux types de mémoires utilisées dans les systèmes microélectroniques actuels et pour lesquelles la TAS-MRAM propose une alternative, ainsi qu'une présentation des concepts requis pour la compréhension de phénomènes physiques traités dans ce manuscrit, ce chapitre a permis de présenter les premières technologies MRAM, leurs limitations, ainsi que la TAS-MRAM et ses avantages sur les générations de MRAM précédentes dans un objectif d'industrialisation. Néanmoins cette nouvelle solution technologique s'accompagne de contraintes qui lui sont propres, en particulier du point de vue de la température de fonctionnement des dispositifs. L'adaptation de cette technologie aux gammes de températures fonctionnelles définies dans l'industrie pour divers types d'applications requiert donc un effort de compréhension des mécanismes physiques impliqués dans l'écriture de l'information dans les TAS-MRAM. Le second chapitre présente les études réalisées pour comprendre les processus de fonctionnement statiques et dynamiques des TAS-MRAM en vue d'étendre leur gamme de température de fonctionnement.

Chapitre 2 :

Etude de la gamme de température permise par les matériaux AF dans l'empilement de CROCUS

2.1. Introduction

Lorsque mon travail de thèse a débuté, la gamme de température était définie sur la base de mesures VSM réglées en température, c'est-à-dire par des mesures statiques. La figure 24 extraite de la publication de Prejbeanu et al. [24] montre les T_b mesurées en fonction de l'épaisseur d'AF pour une bicouche FM CoFe2/NiFe3, piégée par une couche d'IrMn, ainsi que les T_b mesurées pour une couche de CoFe piégée par 20nm de PtMn. Un schéma des gammes de température de fonctionnement et d'écriture définies sur la base de ces données est présenté en à la fin du chapitre 1 (figure 24).

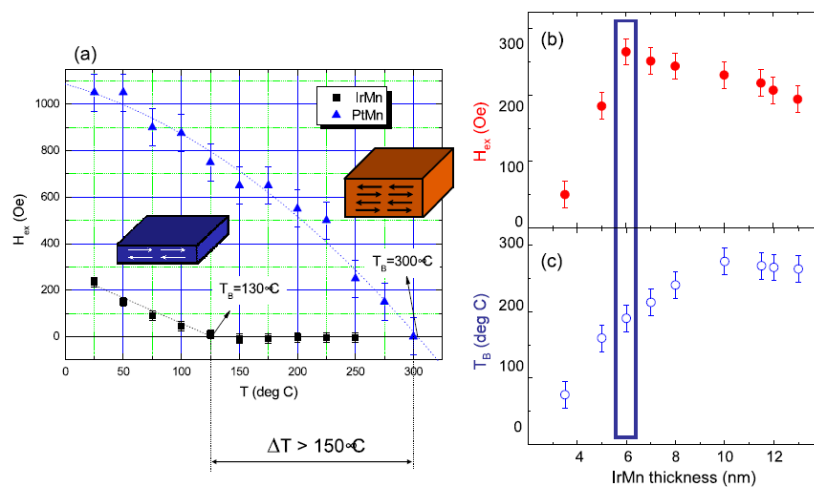


Figure 24 : Variation du champ d'échange pour les couches de stockage et de référence respectivement piégée par IrMn (5nm) et PtMn (20nm). Tracé du champ d'échange (b) et de la température de blocage (c) en fonction de l'épaisseur d'IrMn.

La validité de ces mesures en tant que température d'écriture pour les TAS-MRAM a été remise en cause par Papusoï [25], qui a montré la dépendance de la température de blocage avec la durée du chauffage dans les couches de stockage de TAS-MRAM piégées par IrMn et l'a reliée au rôle de l'activation thermique sur les grains de l'AF, c'est-à-dire au mécanisme du superparamagnétisme (17).

Il fait suite à de nombreux travaux concernant les effets de l'activation thermique sur le couplage d'échange. On peut citer tout d'abord Fulcomer et Charap [26, 27], qui ont démontré à la fois théoriquement et expérimentalement le lien entre température de blocage et temps de mesure et ont proposé un modèle de la température de blocage basé sur le superparamagnétisme de l'AF. Ils décrivent le comportement d'une couche ferromagnétique sur laquelle sont déposées des particules AF, distribuées en tailles et en formes, couplées par échange à la couche FM et découplées les unes des autres. Avec l'augmentation de la température, le passage de ces particules à l'état superparamagnétique réduit progressivement

le couplage d'échange à zéro. La dépendance au temps de la limite superparamagnétique implique ici une augmentation de la température de blocage effective avec la réduction du temps de chauffage.

Des travaux réalisés plus tard par Nishioka sur la base du modèle de Fulcomer ont permis de valider ce modèle en montrant la dépendance du couplage d'échange, d'une part à la taille latérale des grains [28], et d'autre part à l'épaisseur de la couche antiferromagnétique [29]. En modifiant le substrat de bicouches NiFe/FeMn, il a pu modifier la cristallisation du matériau AF et faire varier la dimension latérale des grains à épaisseur constante. Les résultats de T_b en fonction de la distribution de taille de grains ont montré un accord qualitatif avec le modèle de Fulcomer. Dans une seconde étude, il a utilisé des bicouches FM/AF faites de Co et CrMnPt (dont les grains sont supposés découplés). En se basant sur la distribution de taille de grains mesurée, il a fait varier l'épaisseur de l'AF et a montré un accord quantitatif entre l'augmentation de T_b avec l'épaisseur prédite et le modèle de Fulcomer. Xi a montré plus tard cette dépendance sur des bicouches NiFe/IrMn [30], plus proches des couches de stockage étudiées dans ce manuscrit. Néanmoins tous ces résultats ont été obtenus avec des mesures statiques de la température de blocage.

Dans ses travaux récents Papusoï a utilisé des jonctions tunnel magnétiques de taille submicronique, similaires aux TAS-MRAM fabriquées par Crocus. L'utilisation de cellules mémoires, chauffées par un courant traversant la JTM permet un chauffage localisé, confiné au volume extrêmement réduit du pilier magnétique. La taille très réduite et le caractère local du chauffage donnent au système une inertie thermique très faible par rapport aux méthodes de chauffage macroscopiques impliquant un élément chauffant extérieur et donne ainsi accès à des temps de chauffage et de refroidissement très courts (jusqu'à quelques ns). Il devient possible d'explorer les propriétés du couplage d'échange à des échelles de temps de chauffage très courtes et mesurer des T_b dynamiques.

Il a montré l'augmentation de la température de blocage de l'IrMn avec la réduction du temps de chauffage et l'a reliée aux effets de l'activation thermique dans l'AF en se basant sur le modèle de Fulcomer. Ainsi, il a montré que les températures à atteindre pour écrire une information dans une cellule TAS-MRAM, dans des temps courts (10ns), sont plus importantes que les T_b statiques mesurées par VSM. Auparavant la distribution de température de blocage de la couche de stockage était considérée comme la limite entre la gamme de températures fonctionnelles des dispositifs et la gamme de températures d'écriture (chapitre 1, figure 22). Ainsi, il est nécessaire de prendre en compte deux distributions de

température de blocage, une statique et une dynamique. La première donne une mesure de la température à laquelle l'information dans une cellule peut s'effacer spontanément sur les longues durées et fixe la limite haute de la gamme de températures fonctionnelles. La seconde, obtenue par des mesures d'écriture dynamique décrite plus loin dans ce chapitre, correspond à la température nécessaire pour débloquer la couche FM et écrire une information dans un laps de temps très court. Ces distributions sont représentées sur le schéma figure 25.

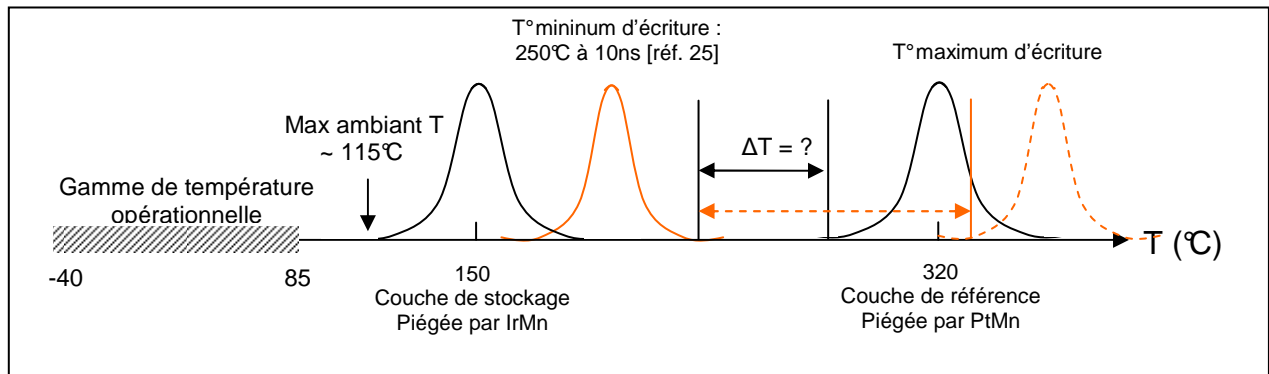


Figure 25 : Schéma des gammes de températures de fonctionnement (mesure statique, courbe noire) et d'écriture (mesure dynamique, courbe orange).

Sur ce schéma figure également une quatrième distribution de T_b (ligne orange pointillée), représentant le déplacement possible des T_b dynamiques du PtMn vers de températures supérieures à celles mesurées par VSM. Ainsi, la gamme de température opérationnelle est différente selon que l'on considère le cas de l'écriture (dynamique) ou le mode de fonctionnement en veille (statique).

Ces travaux redéfinissent la problématique de mon sujet de thèse. Il est désormais nécessaire de mesurer la température d'écriture en réalisant des mesures de températures de blocage dans les temps caractéristiques de l'écriture. Cela doit comprendre une caractérisation de la couche de stockage dans laquelle les effets de l'activation thermique sur la T_b sont à mesurer.

2.2. Etude de la couche de stockage piégée par IrMn:

2.2.1. La fabrication des couches minces et le procédé de micro structuration :

Les dispositifs nécessaires à cette expérience ont été réalisés sur des wafers de silicium recouverts d'une couche d'oxyde natif. Les matériaux ont été déposés dans le bâti de pulvérisation cathodique TIMARIS de la société Crocus-Technology.

La figure 26 schématise la structure des échantillons déposés avec l'empilement suivant : Ta 10 / TaN 40 / Barrière thermique 60 / Ta 15 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0.74 / CoFeB 2 / Mg 1.1 + Oxydation Naturelle / CoFe 2 / NiFe 3 / IrMn t_{AF} / Ta 5. Les épaisseurs sont données en nm et t_{AF} vaut 4.5, 6.5, 8.5 ou 10.5nm. Une bicouche Al 10nm / Ta 150nm est ajoutée par la suite pour les besoins du procédé de fabrication (Masque dur). Les flèches rouges sur la figure 26 indiquent la direction de l'aimantation des couches après le recuit.

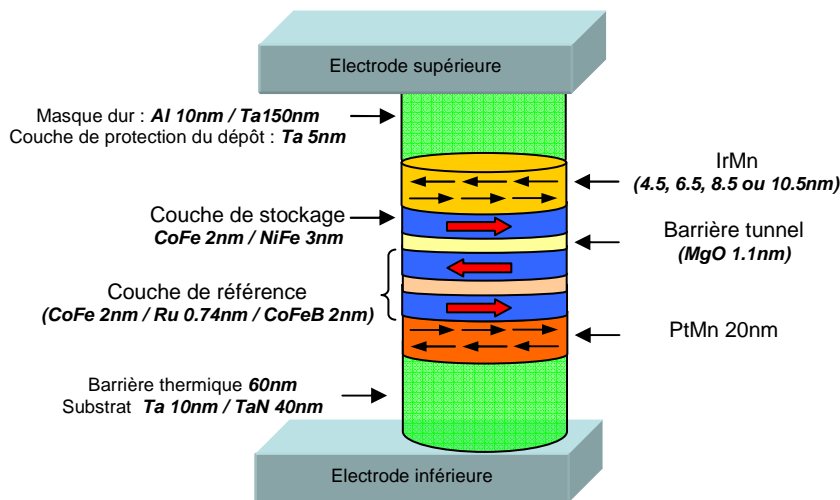


Figure 26: Schémas simplifié de l'empilement magnétique utilisé pour réaliser des cellules TAS-MRAM

Les épaisseurs d'IrMn ont été choisies pour couvrir la gamme dans laquelle la T_b statique varie en fonction de l'épaisseur. Ces plaques sont ensuite recuites pendant 90 minutes dans un four sous vide, à une température de 340°C et sous un champ magnétique de 10 kOe. Le refroidissement des plaques s'opère sous champ afin de fixer la direction de l'anisotropie d'échange des couches de référence et couches de stockage.

La micro structuration des échantillons a été réalisée au sein de la Plateforme Technologique Amont (PTA) par Yasmina Dahmane. Durant cette étape les couches minces sont structurées en plots circulaires de 500nm de diamètre.

Les échantillons reprennent, pour l'essentiel, la structure habituelle de TAS-MRAM de Crocus décrite au chapitre 1. Néanmoins, certaines modifications ont été nécessaires pour adapter ces empilements au procédé de micro fabrication spécifique de la PTA. Trois modifications ont été prévues par rapport à l'empilement standard décrit au chapitre 1 (chapitre 1, figure 21) :

- Une couche de basse conductivité thermique (barrière thermique) est utilisée pour confiner la chaleur au niveau de la JTM. L'amélioration du chauffage qui en résulte doit permettre l'écriture avec des tensions appliquées raisonnables par rapport à la tension de claquage de la couche de MgO. Elle est placée sous la partie magnétique de l'empilement de façon à l'intégrer à l'électrode inférieure et ainsi éviter de cumuler au dessus du point magnétique des hauteurs de matériaux importantes rendant la gravure ionique fastidieuse. La taille latérale du point mémoire est ainsi mieux contrôlée.
- Dans le but d'atteindre les température les plus hautes possibles dans la jonction, le procédé habituel d'oxydation de la barrière donnant des RA de 30 Ohms.μm² est remplacé par une oxydation naturelle, qui permet d'atteindre un RA de 10 Ohms.μm². La puissance dissipée dans la jonction tunnel, exprimé telle que $P = V/RA$, est ainsi augmentée d'un facteur 3 et permet, à tension égale, d'atteindre des températures plus élevées.
- Le masque dur de Ta, nécessaire à la micro structuration des cellules mémoires, a été modifié. La conductivité thermique du Ta, bien qu'inférieure à celles des autres matériaux métalliques de l'empilement reste supérieure à celle de la barrière thermique inférieure. Pour compenser cela et limiter les fuites de chaleur vers la ligne métallique supérieure l'épaisseur du masque dur a été augmentée pour atteindre 150nm. Puisque le masque dur est gravé par une technique de gravure réactive anisotrope, son diamètre après gravure est conforme aux valeurs définies par la lithographie électronique.

2.2.2. Caractérisation quasi-statique des échantillons :

2.2.2.1. Caractérisation électrique des couches minces

La caractérisation électrique des couches minces est réalisée, avant micro structuration, par une méthode de mesure de magnétorésistance avec un courant électrique circulant dans le plan des couches (MR-CIP : acronyme anglais pour Magneto Resistance with Current In Plane). Cette technique de mesure inventée par D.C. Worledge [32] permet d'extraire les valeurs de la TMR et du produit de la résistance par la surface (acronyme RA) intrinsèque de la jonction tunnel. Néanmoins cette technique nécessite d'adapter la résistance des électrodes métalliques de part et d'autre de la barrière de MgO. C'est pourquoi un empilement spécifique est utilisé pour cette mesure :

Ta3 / CuN30 / Ta5 / Barrière thermique 60 / Ta 15 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru .74 / CoFeB 2 / Mg 1,1 + oxydation naturelle/CoFe 2/ NiFe 3 / Ta10 / CuN10 / Ru 7.

La couche tampon de **Ta 10 / TaN 40** est remplacé par **Ta3 / CuN30 / Ta5**, la couverture de **Ta5** est devenue **Ta10 / CuN10 / Ru 7** et on a retiré la couche d'IrMn pour laisser une couche de stockage libre, afin de satisfaire aux limitations de champ magnétique appliqué de l'appareil lors de la réalisation des cycles d'hysteresis (+/-200 Oe). Les mesures réalisées avec des couches tampons de rugosités différentes ont montrés que le changement de rugosité des couches relié au changement de couche tampon n'a pas d'impact sur la mesure de TMR et de RA de cette technique. Cette technique a permis de mesurer une TMR de 110% et un produit RA de 10 Ohms.μm² sur les empilements étudiés dans ce chapitre.

2.2.2.2. Caractérisation électrique des plots après microfabrication.

-Les mesures de MR :

Les mesures de magnétorésistance sont réalisées à l'aide d'un testeur quasi-statique qui permet de mesurer la résistance des cellules mémoires tout en leur en appliquant un champ magnétique extérieur, variant dans la gamme +/- 1 kOe. La mesure de la variation de la résistance avec le champ, illustrée figure 27, permet d'extraire les paramètres électriques et magnétiques pour caractériser le dispositif.

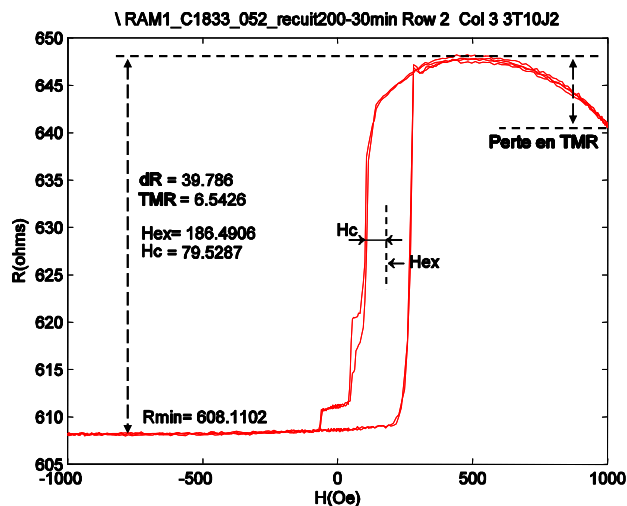


Figure 27 : Mesure de la variation de résistance d'un dispositif TAS-MRAM lors du balayage en champ magnétique de l'échantillon suivant l'axe de facile aimantation défini par l'anisotropie d'échange.

La figure 27 montre un exemple de mesure de magnétorésistance d'une des cellules mémoire fabriquées. La courbe reportée montre deux balayages en champ successifs entre +1kOe et -1kOe. La jonction tunnel choisie pour cet exemple comprend une couche de stockage piégée par 6.5nm d'IrMn. La mesure est réalisée en maintenant une tension de mesure constante de 100mV sur la jonction pendant 200ms, soit 100ms par cycle. Le champ magnétique extérieur est appliqué par le testeur suivant l'axe facile des couches de stockage et de référence. Cet axe est défini au moment du recuit, après le dépôt, par la direction dans laquelle est fixée l'anisotropie d'échange. Toutes les mesures de magnétorésistance dont il est question dans la suite de ce chapitre sont réalisées de cette façon. La variation du champ magnétique jusqu'à une amplitude maximum d'1kOe est suffisante pour observer le retournement de la couche de stockage, mais pas celui de la couche de référence. Le cycle d'hystérésis observé correspond donc au seul renversement de la couche de stockage du point mémoire. On notera toutefois la perte de magnétorésistance faible et réversible aux alentours de +1kOe qui est le signe du couple exercé par le champ sur la couche de référence. Cette chute de résistance réversible rend compte de la rotation de la couche supérieure du SyF, en contact avec la barrière tunnel, sous l'action du champ magnétique appliqué.

Grâce à cette mesure, il est possible de déterminer le champ d'échange (H_{ex}) et le champ coercitif (H_c) de la couche de stockage sur un point mémoire TAS-MRAM. H_c et H_{ex} sont respectivement définis dans nos mesures comme la largeur à mi hauteur du cycle d'hystérésis et son décalage par rapport au champs nul.

La mesure du cycle de magnétorésistance permet également de déterminer les paramètres électriques tels que la résistance minimum du point mémoire, R_{min} , sa résistance maximum,

R_{max}, la variation de résistance du point avec le retournement de la couche de stockage, dR, et par conséquent la magnétorésistance tunnel, TMR, exprimée en pourcentage de R_{min} telle que :

$$TMR(\%) = \frac{dR}{R_{\min}} \times 100$$

Pour permettre la comparaison entre différentes tailles de points mémoire ou différentes filières de fabrication, il est utile d'exprimer les caractéristiques électriques des jonctions en fonction de leur surface. La résistance s'exprime alors comme un produit RA et la puissance dissipée pour chauffer une jonction devient une densité de puissance (En disant cela on fait l'hypothèse que le chauffage se fait au niveau de la barrière tunnel). Il est donc nécessaire de connaître le diamètre réel du plot au niveau de la barrière, souvent différent du diamètre nominal. La taille réelle des plots peut être extraite des résultats électriques en s'appuyant sur la compréhension des distributions de paramètres électriques liées au procédé de fabrication.

- Les distributions de paramètres liées au procédé de fabrication :

Les résultats électriques sont fortement variables en fonction des caractéristiques géométriques et des résistances parasites (séries et parallèles) liées au procédé de fabrication.

Redépôts : Lors de la gravure ionique des plots, les matériaux pulvérisés peuvent se redéposer sur flans des piliers gravés. Lorsque la gravure atteint les couches situées sous la barrière tunnel, les redépôts de matériaux métalliques sur les flancs créent un contact électrique qui court-circuite la barrière tunnel de l'empilement. Ce redépôt agit comme une résistance parallèle à la jonction et capte une partie du courant qui ne passe alors plus par la barrière tunnel. **Cela se traduit par une baisse de R_{min} ainsi qu'une baisse de dR** puisque seul le courant traversant la barrière tunnel peut générer de la magnétorésistance.

Résistance série : Les défauts dans les lignes métalliques qui constituent les électrodes supérieure et inférieure de la cellule mémoire, ou les interfaces oxydées au contact entre le plot magnétique et les électrodes peuvent créer une résistance supplémentaire. Quelle qu'en soit l'origine, cela a pour effet d'augmenter la résistance totale du point mémoire sans pour autant modifier le dR. En conséquence **l'augmentation de résistance s'accompagne d'une diminution de la TMR.**

Variation du diamètre de la barrière : La gravure ionique a pour caractéristique de former des flans de gravure inclinés. En conséquence, les variations de profondeur de gravure peuvent se répercuter sur le diamètre du point mémoire au niveau de la barrière tunnel. Puisque la résistance de la jonction est essentiellement définie par la barrière tunnel, toute variation de son diamètre affecte la résistance mesurée. En revanche **cette variation de résistance n'affecte pas la TMR** qui est définie comme une variation de résistance relative, ce qui permet de différencier ce cas de figure des deux précédents.

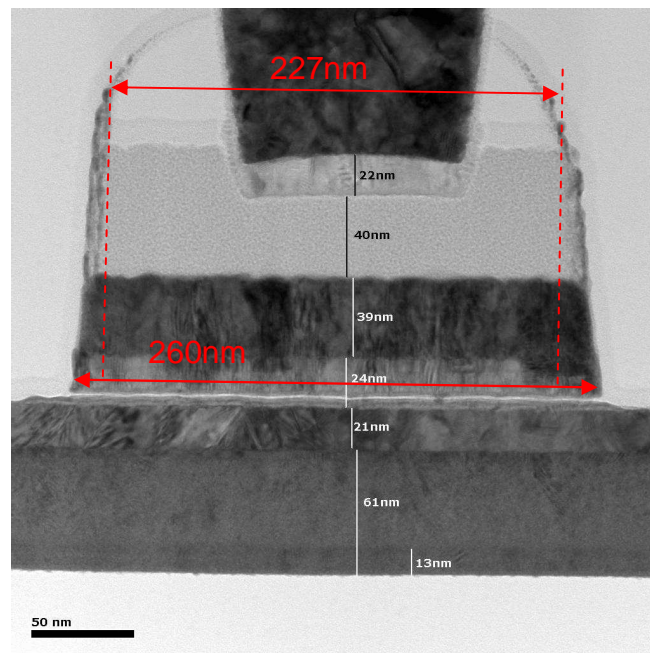


Figure 28 : Coupe TEM d'un point mémoire fabriqué par Crocus-Tehnology.

A titre d'exemple, la figure 28 montre une image réalisée par microscopie électronique en transmission de la coupe d'un point mémoire de diamètre nominal 200nm. Les étapes de gravure successives de ce point (gravure du masque dur suivit de la gravure du point mémoire) on aboutie à un diamètre effectif au niveau de la barrière tunnel de 260nm. Même s'il est difficile de détecter sur cette image la présence de redépôts au niveau de la barrière tunnel, les lignes sombres sur les flancs du point mémoire indiquent la présence de matériaux métalliques redéposés pendant la gravure.

En considérant ces trois sources de défaillances de la fabrication, il est possible de modéliser les résultats électriques des jonctions mesurés à l'aide d'un circuit électrique simple (Figure 29) comprenant une résistance en parallèle de la jonction (les redépôts) ainsi qu'une résistance en série, et qui permettra de réaliser des ajustements sur les données de mesure.

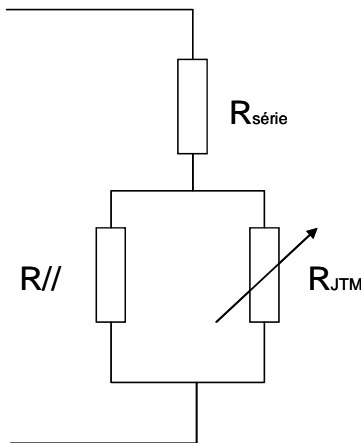


Figure 29 : (a) Schémas électrique simple d'un point mémoire TAS-MRAM.

La figure 30 indique schématiquement l'évolution des résultats électriques en fonction du type de défaillance du procédé de fabrication. En partant des valeur de R_{max} et TMR issues de la mesure MR-CIP, marqués par une étoile bleue, les paramètres électriques des jonctions se distribuent suivant les directions (a) dans le cas de redépôt, (b) dans le cas de résistances séries, (c) si le diamètre de la jonction diffère de sa valeur nominale, ou une combinaison de ces possibilités si plusieurs défauts interviennent.

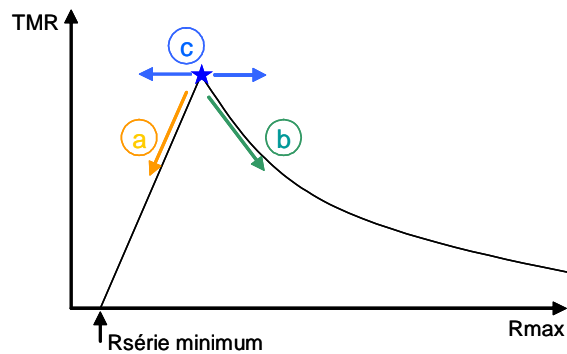


Figure 30 : Schémas décrivant les distributions de TMR dans un diagramme TMR (R_{max}) en fonction des différents types de défaillances de la fabrication des piliers telles que : (a) redépôts, (b) résistance série et (c) variation de diamètre de la JTM.

La résistance série minimum indiquée sur le schéma correspond au cas d'un court circuit total de la barrière tunnel. Elle représente essentiellement la résistance du masque dur métallique ajouté après la mesure MR-CIP (La résistance des redépôts eux-mêmes en fait également partie mais elle est négligeable dans le cas limite d'une barrière totalement court-circuitée). Cette résistance varie en fonction de la taille des jonctions à cause du changement de diamètre du masque dur. Pour une taille de point mémoire donnée on considèrera qu'elle représente une résistance série minimum identique pour toutes les jonctions d'un wafer.

La figure 31 montre un exemple de procédé de fabrication qui a généré des redépôts sur les flans du point mémoire sans résistance série significative, pour deux tailles nominales de jonctions (100nm et 500nm). L'empilement choisi pour cet exemple est TaN10 / Ta40 / PtMn 15 / CoFe2 / CoFeB2 / Mg1.1 + Nat.Ox. / CoFe2 / NiFe3 / Ta5 et les résultats de la mesure MR-CIP donnent une TMR de 40 % pour un produit RA de 9 Ohms.μm².

Le graphique de gauche montre le diagramme TMR(Rmax) à partir duquel on peut extrapoler la valeur de la résistance série minimum. On soustrait cette résistance série minimum à la résistance mesurée pour obtenir la résistance des jonctions. On trace ensuite la TMR en fonction du produit RA (graphique de droite). Dans une telle représentation la taille des jonctions ne doit pas apparaître et les deux distributions doivent s'aligner sur l'axe reliant le point de TMR et RA maximum à l'origine. En ajustant la valeur de la surface de la jonction pour aligner les deux distributions on retrouve l'extension du diamètre des jonctions (ici 100nm) et leur taille réelle.

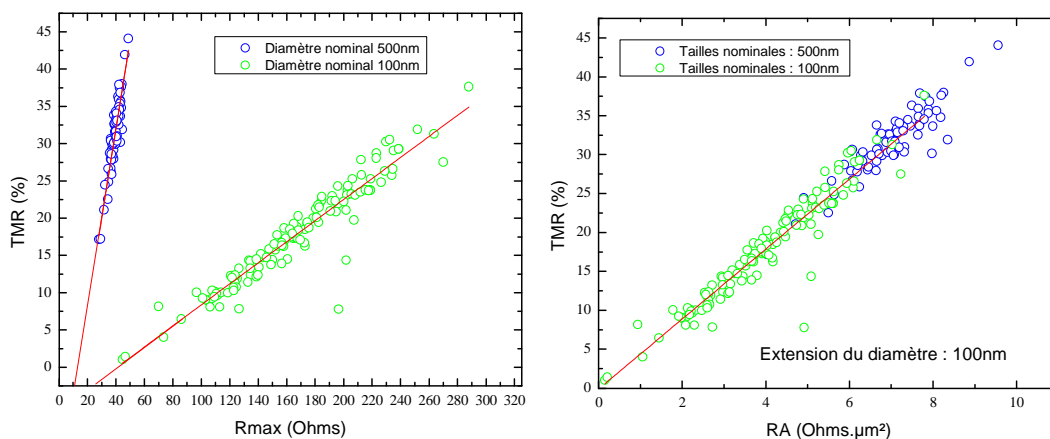


Figure 31 : Diagrammes TMR (Rmax) et TMR (RA), pour deux ensembles de jonctions de tailles nominales 100nm et 500nm, affectées par des courts-circuits de la barrière tunnel.

La figure 32 montre des résultats de TMR (Rmax) pour trois plaques tirées du lot étudié dans ce chapitre, comprenant les couches de stockage piégées par 6.5, 8.5 et 10.5nm d'IrMn. Ces résultats montrent un exemple de procédé de fabrication qui a généré des résistances en séries importantes en plus des redépôts sur les flans des points mémoire. Une seule taille de jonction, d'un diamètre nominal de 500nm, existe sur ces échantillons.

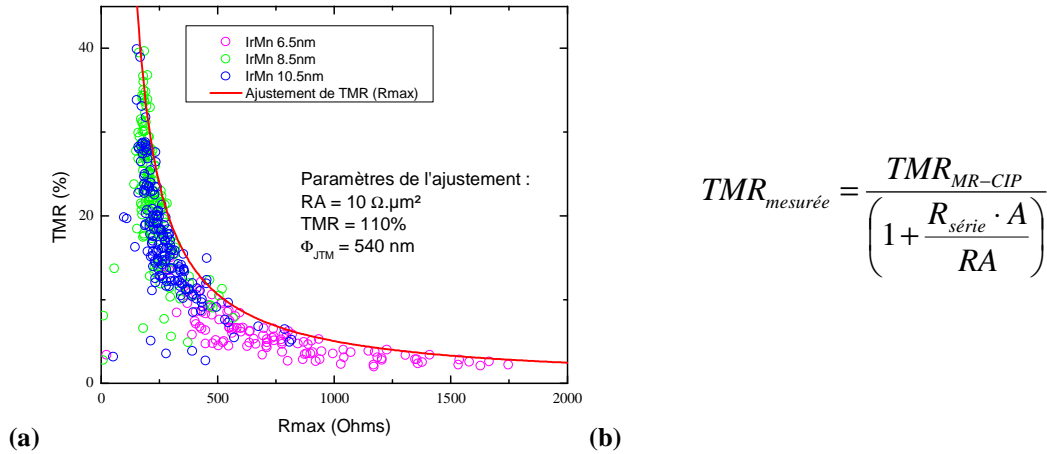


Figure 32 : (a) Diagramme TMR (Rmax) pour trois ensembles de jonctions de tailles nominale 500nm dont les couches de stockage sont piégées avec différentes épaisseurs d'IrMn, affectées par des résistances série. (b) Equation de la TMR mesurée en fonction de la résistance série utilisant en paramètres le produit RA et la TMR mesurés sur couches minces et la surface des jonctions tunnel.

On peut faire plusieurs constats concernant ces résultats. D'abord, la présence d'une seule taille de point nous empêche de remonter à la taille réelle des dispositifs en superposant les distributions de TMR de différentes tailles de jonctions dans un diagramme TMR (RA) comme dans l'exemple précédent. Ensuite, il est impossible de déterminer la résistance en série minimum, mais celle-ci sera vraisemblablement négligeable devant les résistances séries supplémentaires en jeu ici.

En revanche, pour approcher de façon raisonnable la taille réelle des dispositifs, on peut faire l'hypothèse que l'enveloppe supérieure de la distribution des points sur le graphique est constituée par les jonctions qui ne subissent aucun court-circuit par les redépôts. En disant cela, on suppose que leur valeur de dR correspond au plein potentiel de la TMR mesurée par MR-CIP sur les couches minces avant micro-structuration. A l'aide du modèle électrique des jonctions mentionnée précédemment, on peut alors utiliser les valeur de TMR et RA mesurées sur les couches minces pour tracer la courbe théorique de TMR (Rmax) des jonctions non court-circuitées sur toute la gamme des résistances série (courbe rouge en figure 32.(a) calculée à partir de l'équation en figure 32.(b)). En jouant dans le modèle sur la valeur du diamètre des jonctions, on peut ajuster cette courbe avec l'enveloppe supérieure de la distribution des résultats réels. Dans le cas présenté ici, on obtient un diamètre réel de 540nm au lieu de la valeur nominale de 500nm, avec un RA de 100Ohms.μm² et une TMR de 110 %.

2.2.2.3. Caractérisation magnétique des couches minces macroscopiques.

Des empilements identiques à ceux décrit dans le paragraphe précédent ont été déposés et recuits dans les mêmes conditions. Ces empilements dit « témoins » ont été caractérisés à l'aide d'un magnétomètre à échantillon vibrant (acronyme anglais : VSM pour Vibrating Sample Magnetometer) qui permet de réaliser une mesure quasi-statique de leur aimantation. La figure 33 montre le cycle complet sur lequel on peut voir au centre le retournement de la couche libre de CoFe₂/NiFe₃ dont le détail apparaît en insert. Les branches de part et d'autre correspondent au retournement de la couche de référence. Cette couche étant constituée d'un SyF elle subit une transition spin-flop avant d'arriver progressivement à la saturation des couches du SyF suivant la direction d'application du champ. Ces deux branches ne sont pas symétriques à cause du piégeage par le PtMn de la tricouche CoFe₂ / Ru_{0.74} / CoFeB₂. Les échantillons sont recuits dans la direction du champ positif. En conséquence l'aimantation en champ nul du CoFe₂, piégé par le PtMn, pointe dans la direction du recuit, alors que celle du CoFeB₂ est dirigée dans la direction inverse. Ainsi, la branche de droite correspond essentiellement au retournement de l'aimantation du CoFeB qui génère peu d'hystérésis alors que celle de gauche, beaucoup plus hystérétique, correspond essentiellement au retournement de la couche de CoFe piégée par PtMn.

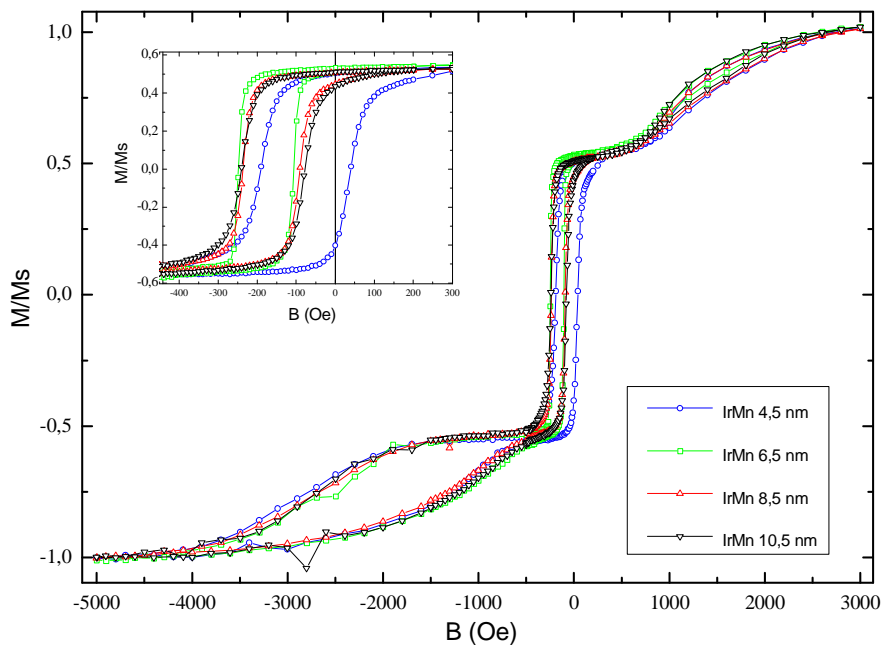


Figure 33: Cycles d'aimantation mesurés au VSM pour les différents empilements témoins

La figure 34 résume les résultats de champ d'échange et champ coercitif obtenus à partir des cycles d'aimantation du VSM. La variation du champ d'échange avec l'épaisseur d'IrMn

est, qualitativement, conforme aux résultats de la figure 24. Le maximum de champ d'échange est obtenu pour 6.5nm et chute brutalement en réduisant l'épaisseur à 4.5nm. Pour les épaisseurs supérieures à 6.5nm, le champ d'échange décroît lentement, conformément aux résultats de Prejbeanu [24]. Le champ coercitif reste à peu près constant pour les épaisseurs supérieures ou égales à 6.5nm. Un maximum se distingue nettement pour l'épaisseur minimum de 4.5nm.

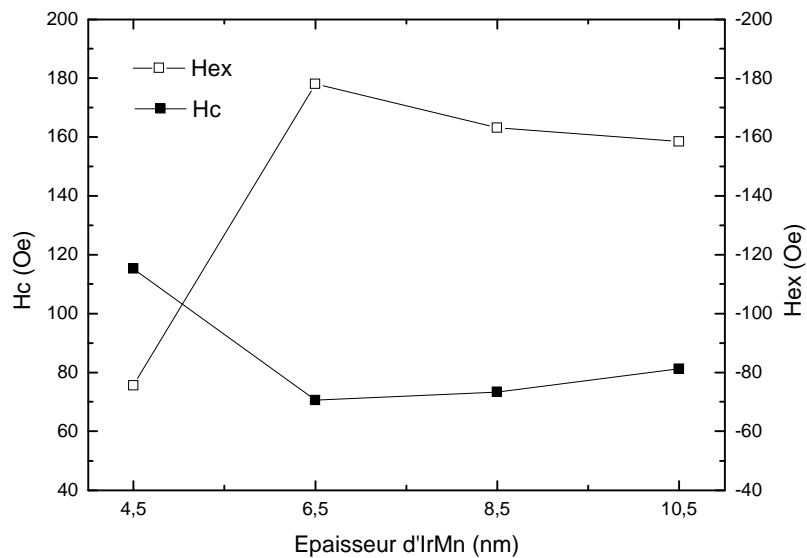


Figure 34: Mesures de Hex et Hc de la couche de stockage en fonction de l'épaisseur d'IrMn.

La baisse du champ d'échange pour 4.5nm est signe que la contribution des moments nets de l'interface a diminué en réduisant l'épaisseur. On peut l'expliquer en considérant que la distribution du diamètre des grains ne varie pas. La réduction de l'épaisseur diminue le volume des grains, donc leur énergie d'anisotropie effective définie comme le produit de l'anisotropie intrinsèque de l'AF par son volume. La barrière d'énergie pour renverser un grain de l'AF est ainsi plus facile à surmonter. Pour les grains suffisamment petits, le couplage à l'interface va pouvoir renverser ces grains lors du renversement de la couche FM, qui entraînent alors une augmentation du champ coercitif mesuré. Ce cas de figure illustre la condition fixée par Meiklejohn dans son modèle pour l'existence d'un champ d'échange :

$$J_{\text{int}} < K_{AF} \cdot t_{AF}$$

2.2.2.4. Caractérisation magnétique des plots après micro-fabrication.

A partir des mesures de magnétorésistance, on a également extrait les valeurs de champ d'échange et champ coercitif des plots. La figure 35 montre les valeurs moyennes de Hex et Hc mesurées sur l'ensemble des jonctions tunnel magnétiques. La courbe bleue montre les résultats obtenus après la micro-structuration. Ces valeurs sont très différentes des valeurs mesurées sur les couches minces (Figure 35). Pour vérifier l'impact des températures appliquées pendant le procédé de structuration des plots (supposée atteindre 200°C) sur Hex et Hc, nous avons fait subir aux échantillons un recuit de réalignment de la couche de stockage, à une température de 200°C pendant 30 minutes, sous un champ magnétique de -2.4kOe (opposé à la direction du recuit initial). Nous avons supposé cette température suffisante pour débloquer les couches de stockage des différents échantillons et permettre le réalignment. Les cycles de magnétorésistance ont ensuite été mesurés. Ce recuit a permis de réaligner la couche de stockage avec des valeurs Hex positives (points verts). Un second recuit, identique au premier, a été réalisé avec cette fois-ci un champ magnétique de 2.4kOe (direction du recuit initial). La mesure des cycles de magnétorésistance a montré le réalignment de la couche de stockage dans le sens des valeurs de Hex négatives (points rouges).

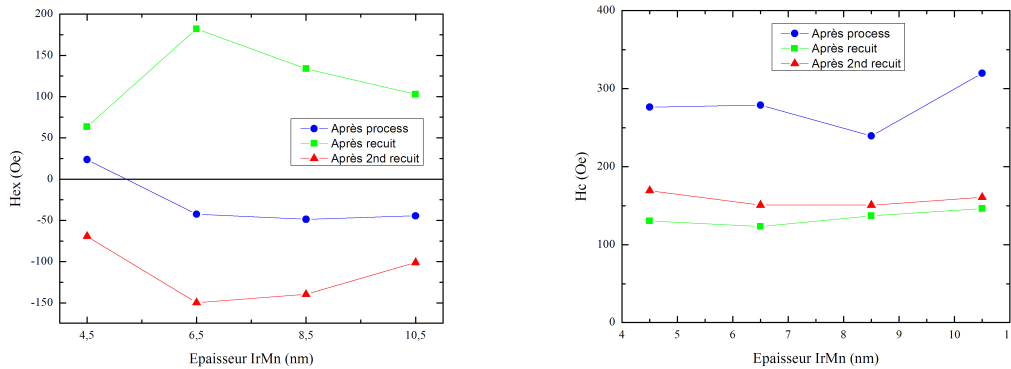


Figure 35: mesures (a) du champ d'échange et (b) du champ coercitif, après micro-fabrication, après un premier recuit

Les résultats de champ d'échange après chaque recuit vérifient le comportement en fonction de l'épaisseur d'IrMn mesuré au VSM sur les plaques témoins, à savoir un maximum de $|Hex|$ pour 6.5nm, une forte décroissance lorsque l'épaisseur est réduite à 4.5nm et une décroissance plus faible pour des épaisseurs supérieures à 6.5nm. Les valeurs de champ d'échange obtenues après chaque recuit sont identiques, hormis pour 6.5nm, où $|Hex|$ est plus faible d'environ 30Oe après le second recuit.

La saturation des couches de stockage successivement dans les deux directions opposées a permis de vérifier que les champs d'échanges mesurés après fabrication correspondent à des valeurs intermédiaires, résultat du désalignement induit dans la couche de stockage par les températures appliquées pendant les procédés de micro-fabrication.

Les valeurs de champ coercitif montrent que le désalignement de la couche de stockage après structuration est associé à un champ coercitif fort ($\sim 280\text{Oe}$), alors qu'après réaligement de la couche de stockage, dans les deux directions opposées, le champ coercitif se trouve réduit ($\sim 150\text{Oe}$). On peut considérer que lors de la structuration en piliers, la température débloque le FM qui se désaimante en créant des domaines. En refroidissant, ils se retrouvent figés par l'AF. Le retournement d'une telle couche implique l'élimination de tous ces domaines gelés par l'AF et demande une énergie importante, alors qu'une aimantation uniforme dans la couche FM piégée permet la rotation cohérente du FM et demande moins d'énergie.

Il est à noter ici que, si les évolutions du champ d'échange en fonction de l'épaisseur d'AF sont comparables pour les mesures sur plot et les mesures VSM, ce n'est pas le cas des champs coercitifs mesurés. Dans le cas des mesures sur plots, le champ coercitif moyen mesuré est à peu près constant en fonction de l'épaisseur, et ce avant et après recuit, alors que sur les échantillons non structurés on constate une augmentation du champ coercitif associé avec la chute du champ d'échange pour 4.5nm. En outre les champs coercitifs mesurés sur les plots, que se soit avant ou après recuit, sont supérieurs aux valeurs de H_c obtenues sur les couches minces, indiquant que les paramètres qui pilotent le champ coercitif dans un cas et dans l'autre sont différents. Cette différence s'explique par le caractère extrinsèque du champ coercitif qui est fortement impacté par les défauts du matériau et de sa géométrie, en l'occurrence ceux introduits par la micro structuration en cellules mémoires [41].

2.2.2.5. Mesures de températures de blocage quasi-statiques :

Idéalement, lorsque la température atteint la température de blocage de la couche antiferromagnétique, les moments nets à l'interface entre le FM et l'AF ne contribuent plus au champ d'échange, qui devient nul. On a donc recherché la température à laquelle le champ d'échange moyen mesuré devient nul pour définir la température de blocage quasi-statique des échantillons.

L'utilisation d'un support de wafers chauffant sur le testeur quasi-statique a permis de mesurer les cycles de magnétorésistance des dispositifs submicroniques pour des températures

allant de la température ambiante, soit $\sim 20^\circ\text{C}$, à 170°C . La figure 36 montre la valeur moyenne du champ d'échange en fonction de la température appliquée aux échantillons, pour les différentes épaisseurs d'IrMn étudiées. Ces moyennes sont obtenues à partir de l'ensemble des jonctions tunnel magnétiques de chaque échantillon. Cette mesure a été réalisée après le premier recuit de réalignement de la couche de stockage, mentionné au paragraphe précédent, ce qui explique les valeurs positives du champ d'échange.

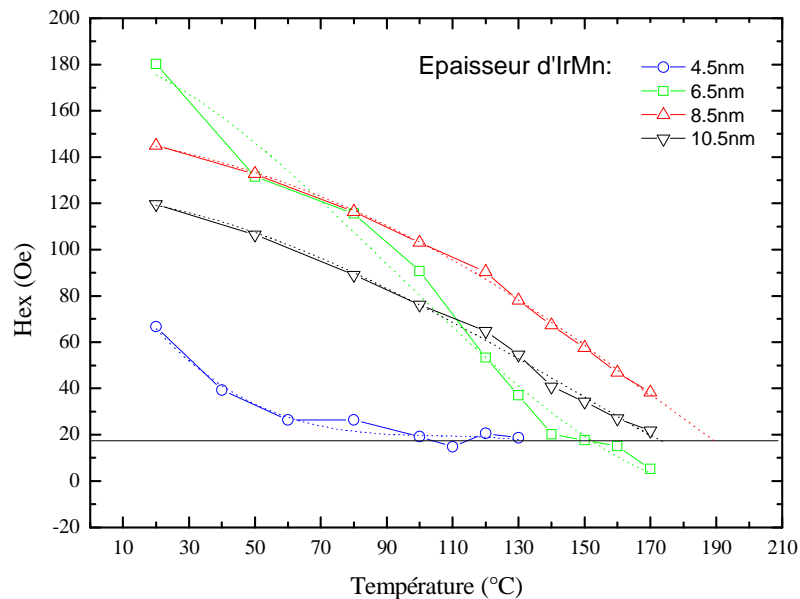


Figure 36 : Valeurs moyennes du champ d'échange en fonction de la température, mesurées sur les JTM circulaires de 500nm pour les différentes épaisseurs d'IrMn.

On a pu vérifier la décroissance de Hex avec la température. Néanmoins on constate que les valeurs ne descendent pas jusqu'à 0Oe. On peut raisonnablement attribuer cela à une température insuffisante pour les échantillons avec 8.5 et 10.5nm. En revanche, pour 4.5nm et 6.5nm, on constate que Hex moyen atteint un palier pour une valeur proche de 20Oe. Une hypothèse expliquant ce décalage est le champ dipolaire rayonné par la couche de référence non compensée. Nous avons considéré que ce décalage existe pour les quatre échantillons. On a donc choisi comme définition de la T_b statique, la température à laquelle l'évolution du champ d'échange moyen atteint la valeur de 20Oe. Pour les épaisseurs supérieures à 8nm, cette valeur a été extrapolée en considérant l'intersection du palier à 20Oe avec la droite définie par les valeurs pour les températures supérieures à 150°C . Les températures de blocages ainsi déterminées sont résumées sur la figure 37, qui contient également, à titre de comparaison, les données de mesure VSM sur des couches de stockages identiques provenant de la référence [24].

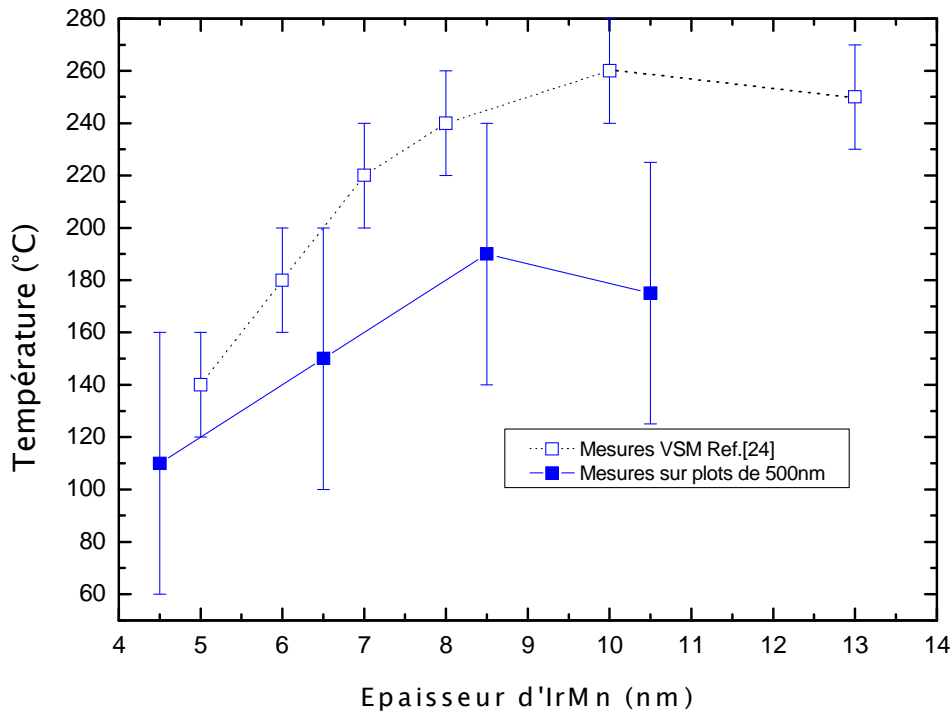


Figure 37 : Températures de blocages, (■) d'après les cycles de MR mesurés sur les plots de 500nm (□) d'après des mesures VSM, provenant de la référence [24].

La T_b progresse linéairement avec l'épaisseur jusqu'à 8.5nm mais baisse pour 10.5nm. L'augmentation de T_b avec l'épaisseur est conforme à l'hypothèse d'un déblocage thermiquement activé avec un diamètre des grains d'AF faiblement dépendant de l'épaisseur. Le volume des grains de l'AF est alors directement proportionnel à l'épaisseur et l'augmentation du volume induit une augmentation de l'énergie d'anisotropie des grains et donc de la T_b . En revanche la baisse de la T_b pour 10.5nm n'est pas conforme à cette hypothèse et indique que pour cette épaisseur, un autre mécanisme transforme la façon dont les grains de l'AF contribuent au champ d'échange. La différence de T_b entre les mesures sur couches minces et sur les plots qui est observée ici est vraisemblablement relié aux effets de taille finie reliés à la micro-structuration de la bicouche FM/AF [37, 38].

2.3. Etude dynamique de l'écriture des cellules mémoires TAS-MRAM

A terme, dans une TAS-MRAM à l'état de produit fini et non de point mémoire test, on ne se préoccupera que de l'état de résistance après l'écriture qui définit les bits d'information « 0 » ou « 1 ». Le champ d'échange n'intervient plus, tant qu'il reste supérieur au champ coercitif dans la gamme de température voulue. En pratique, seul compte le fait d'atteindre les niveaux maximum et minimum de résistance après l'écriture de la couche de stockage, ainsi que la dispersion de ces valeurs et leur écart avec une résistance de référence qui permet de différencier les bits « 1 » des bits « 0 ». Néanmoins pour en arriver à ce résultat, il est nécessaire de déterminer les paramètres permettant une écriture correcte, tels que le champ magnétique nécessaire pour écrire ainsi que la tension à appliquer sur la JTM pour assurer un chauffage suffisant de la couche de stockage, et cela dans un temps compatible avec les performances de vitesses demandées, c'est-à-dire ~10ns.

La minimisation du champ d'écriture est une part du travail de développement des MRAM, néanmoins nous négligerons cet aspect dans notre travail en nous plaçant dans un cas de figure où le champ d'écriture est suffisamment grand pour ne pas constituer un problème. Dans l'expérience qui suit il sera appliqué par des bobines de champ extérieur au dispositif et on se placera toujours dans le cas où le champ appliqué est grand devant les champs de retournement des dispositifs.

Les travaux de Pappas, mentionnés en début de chapitre ont montré l'influence importante du temps de chauffage sur la puissance nécessaire pour atteindre la température de blocage. Les travaux qui suivent ont pour objectif de généraliser cette étude en observant les effets de l'activation thermique sur la température de blocage dynamique pour différentes épaisseurs d'AF.

2.3.1. Principe physique de l'expérience

Dans l'expérience qui suit, on cherche à mesurer l'effet d'une impulsion de tension appliquée sur la JTM sur le déblocage de la couche de stockage. On se sert du couplage d'échange comme sonde de la température dans la jonction et du champ d'échange pour mesurer la quantité de grains d'AF débloqués par le chauffage.

On part d'un état dit saturé dans lequel l'aimantation de la couche FM est saturée dans une direction, les grains de l'AF sont stables, leurs moments nets à l'interface sont tous orientés dans la même direction et le champ d'échange est maximum.

Un champ magnétique est ensuite appliqué dans la direction opposée à l'aimantation de la couche FM pour la renverser. Pendant l'application de ce champ on applique une impulsion de tension aux bornes de la JTM. Le courant traversant la jonction permet d'augmenter sa température. Les grains d'AF débloqués par l'augmentation de température vont se retourner pour voir leurs moments à l'interface suivre la direction de la couche FM, imposée par le champ extérieur. Un fois l'impulsion terminée la JTM refroidit sous champ jusqu'à la température ambiante. Les grains débloqués et retournés pendant l'impulsion sont figés dans la nouvelle direction, opposée à la direction initiale. On distingue maintenant deux populations dans les grains de l'AF. Ceux qui sont restés bloqués lors du chauffage et qui participent au champ d'échange dans la direction initiale et ceux qui ont été débloqués et qui participent désormais au champ d'échange dans la direction opposée. Il en résulte une nouvelle valeur du champ d'échange moyen, correspondant à l'action des moments à l'interface des deux populations de grains. En comparant la valeur du champ d'échange avant et après l'impulsion on peut remonter à la quantité de grains débloqués par le pulse de chauffage.

En variant l'amplitude de tension de l'impulsion on pourra mesurer la quantité de grains débloqués en fonction de la tension appliquée et déterminer un seuil de renversement du champ d'échange pour lequel on considère la jonction écrite.

En variant la durée de l'impulsion, on pourra comparer les tensions d'écritures pour les différents temps d'impulsion et mesurer la dépendance de la température de blocage au temps de chauffage.

2.3.2. Description du banc de test

Pour réaliser ces mesures, j'ai utilisé un testeur quasi-statique (QSW) pour mettre en place un système de test d'écriture dynamique schématisé sur la figure 38.

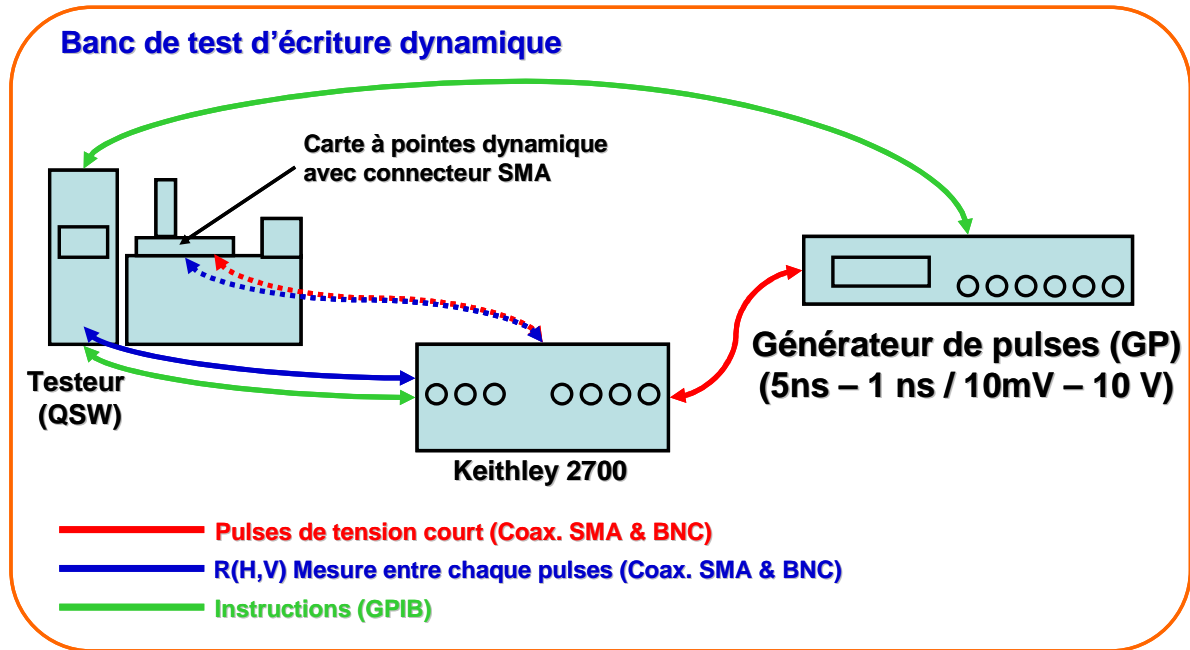


Figure 38 : schémas du banc de test dynamique des JTM.

Le banc de test est constitué du testeur quasi-statique (QSW, pour Quasi-Static Wafer tester, commercialisé par Veeco), d'un générateur d'impulsions (Agilent 8110A), d'un multimètre (Keithley 2700) utilisé comme commutateur et du banc sur lequel sont positionnées les cellules mémoires (Electroglass prober), lesquelles sont connectées au testeur par une carte à pointe et entourées par les bobines génératrices de champ, commandées par le testeur.

Le QSW permet, d'une part de réaliser des cycles de magnétorésistance pour mesurer Hex après une tentative d'écriture et de commander les bobines pour appliquer le champ de renversement statique nécessaire à l'écriture, d'autre part il peut contrôler par des commandes GPIB les différents éléments du banc de mesure (multimètre et GP). Le GP est la source des pulses de tension utilisés pour le chauffage des jonctions. Le multimètre est commandé par le QSW pour connecter alternativement à la jonction, soit le QSW pour une mesure R(H), soit le GP pour d'une impulsion de chauffage. L'application des impulsions est synchronisée avec le champ magnétique quasi-statique commandé par le QSW.

2.3.3. Procédure expérimentale :

La figure 39 montre un exemple de cycle d'hystérésis dans l'état initial et après application de l'impulsion de courant d'une durée de 100ns, sous un champ de 500Oe. La direction d'échange de la couche de stockage est ensuite réinitialisée et la séquence est répétée dix fois afin d'obtenir les valeurs, moyennées sur dix tests d'écriture, de Hex après saturation (Hsat), de Hex après écriture (Hw) et du décalage de champ d'échange induit par le pulse de chauffage (dHex). Cette procédure est ensuite répétée pour une amplitude d'impulsion plus importante.

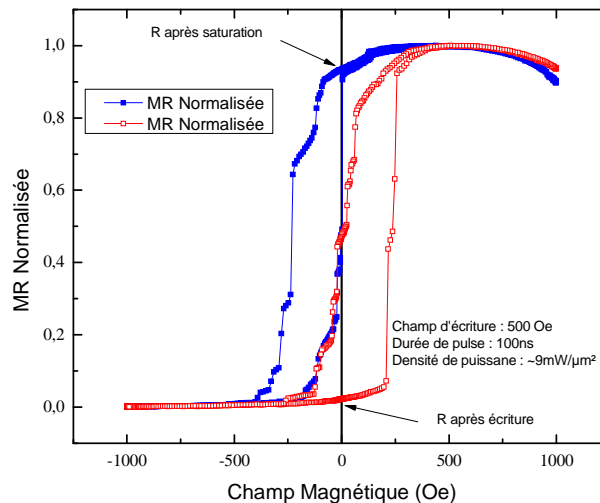


Figure 39: Exemple de cycle d'hystérésis dans l'état initial (FM saturé) et après application de l'impulsion de courant sous un champ de 500Oe pour un pulse d'écriture de durée 100ns.

En augmentant progressivement la valeur de l'amplitude de l'impulsion, on mesure l'évolution de Hsat, Hw et dHex, en fonction de la tension des impulsions d'écriture appliquée sur la jonction. La figure 40 montre les évolutions de (a) Hsat et Hw et (b) l'évolution de dHex en fonction de la densité de puissance dissipée dans la jonction tunnel dans le cas particulier d'une épaisseur de 6.5nm d'IrMn, avec des pulses d'écriture de 100ns. La densité de puissance est calculée telle que $Vw^2/A.R_{JTM}$, Vw représentant l'amplitude de l'impulsion de tension appliquée sur la jonction, R_{JTM} la résistance de la jonction sous un champ de 500Oe et A la surface de la jonction (estimée par l'analyse des mesures électriques sur JTM structurées).

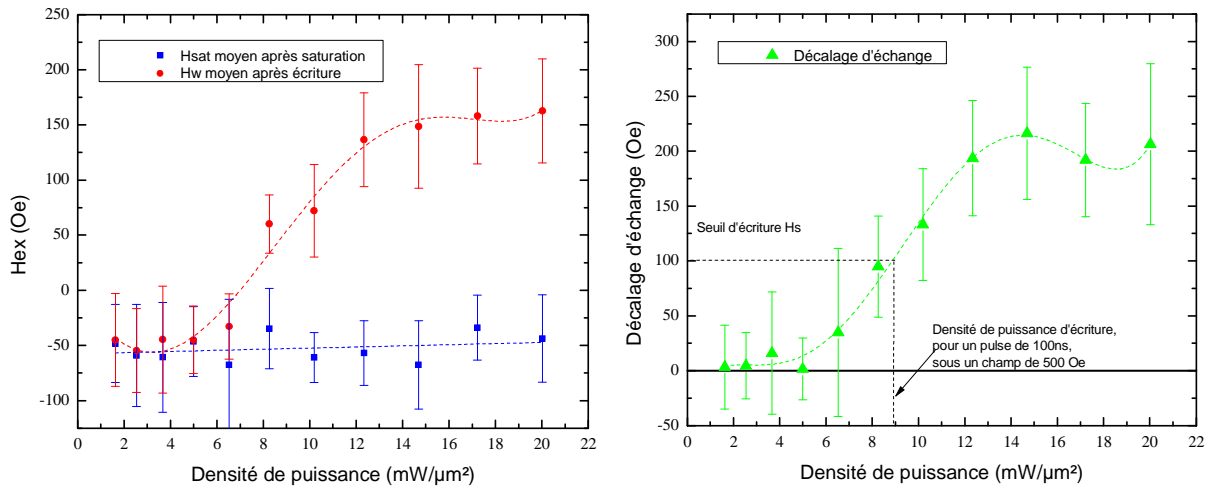


Figure 40: (a) Evolution de Hsat et Hw, ainsi que dHex (b) en fonction de la puissance dissipée dans la jonction tunnel par l'application d'une l'impulsion de courant sous un champ de 500Oe pour un pulse de 100ns.

Chaque point sur les courbes représente dix valeurs de Hsat, Hw ou dHex moyennées et correspondant à dix tests d'écriture réalisés pour une d'amplitude de pulse donnée. Le décalage dHex tracé en (b) peut se diviser en trois parties. Un palier aux faibles puissances ($< 6 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$) pour lesquelles l'augmentation de température générée n'est pas suffisante pour agir sur la valeur du champ d'échange, les puissances intermédiaires ($6\text{mW}/\mu\text{m}^2 < P < 12\text{mW}/\mu\text{m}^2$) pour lesquelles l'évolution de dHex avec la puissance témoigne du déblocage partiel des grains d'AF avec l'augmentation de température dans la jonction et enfin un plateau pour les puissances les plus importantes ($P > 12 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$), pour lesquelles on arrive, par l'écriture, à la saturation du champ d'échange.

On a répété ce protocole en variant la durée de l'impulsion de tension dans une gamme allant de 10ns à 100μs. On obtient ainsi une série de courbes représentant l'évolution de dHex en fonction de la puissance dissipée dans la jonction.

Pour comparer les puissances nécessaires au déblocage de l'AF pour les différentes durées d'impulsion, on a choisi de définir arbitrairement un seuil de dHex, nommé Hs, comme référence d'écriture. Ce seuil est choisi égal à la moitié de la valeur maximum de dHex. Cette valeur correspond au déblocage des grains de l'AF, partant du plus petit volume, jusqu'à une taille telle que les grains écrits contribuent pour moitié aux moments nets de l'interface. (note : Il n'est pas possible pour autant de conclure que cela correspond strictement au déblocage de 50% de l'interface FM/AF, ni à 50% de la distribution des diamètre de grains de l'AF, le champ d'échange ne donne accès qu'à une mesure des moments nets à l'interface). Dans ces conditions le champ d'échange après écriture est théoriquement nul. La figure 40 permet de constater que ce n'est pas le cas. En effet les valeurs maxima de champ d'échange atteint par Hsat et Hw dans sa partie saturée, ne sont pas symétriques. On observe un décalage

d'environ 50Oe. Ce type de décalage a été observé sur toutes les jonctions mesurées. Il est toujours dans la même direction et sa valeur peut varier d'une dizaine d'Oersted à 50 Oe. On peut l'attribuer à un champ magnétostatique rayonné par la couche de référence (SAF non compensé) sur la couche de stockage. Ce seuil arbitraire a été choisi pour comparer les échantillons entre eux sans nécessiter un déblocage total de l'AF, qui impliquait des tensions incompatible avec la survie des échantillons, néanmoins il sert par la suite de référence pour définir l'écriture et les températures qui lui seront associées seront appelées températures de blocage par abus de langage.

En réalisant un ajustement des mesures de dHex avec une fonction polynomiale, on détermine la valeur de la densité de puissance d'écriture, Pd, correspondant à un décalage de champ d'échange Hs. On peut alors tracer l'évolution de la densité de puissance d'écriture pour atteindre Hs en fonction de la durée de l'impulsion.

L'ensemble de ces mesures a été répété avec les quatre épaisseurs d'IrMn.

2.3.4. Les densités de puissance mesurées

Les résultats présentés sur la figure 41 rassemblent les densités de puissance nécessaire pour atteindre un décalage du champ d'échange Hs, pour les quatre épaisseur d'IrMn dans une gamme de temps de pulse allant de 100µs à 10ns. Pour comparer ces résultats, nous avons négligé l'influence du changement d'épaisseur d'AF sur le chauffage des jonctions. En raison de l'épaisseur du masque dur de Ta (150nm), très grande devant m'épaisseur de l'AF et ses variations, on peut considérer que la conductance thermique entre la barrière et l'électrode ne dépend que très faiblement de l'épaisseur de l'AF. De façon similaire, la chaleur spécifique du volume chauffé peut être considérée comme indépendante de l'épaisseur de l'AF. En conséquence les propriétés thermiques de la jonction tunnel peuvent être considérées comme identiques pour les différents échantillons traités ici et la température atteinte par la bicouche F/AF pour une puissance de chauffage donnée peut être considérée comme indépendante de l'épaisseur de l'AF.

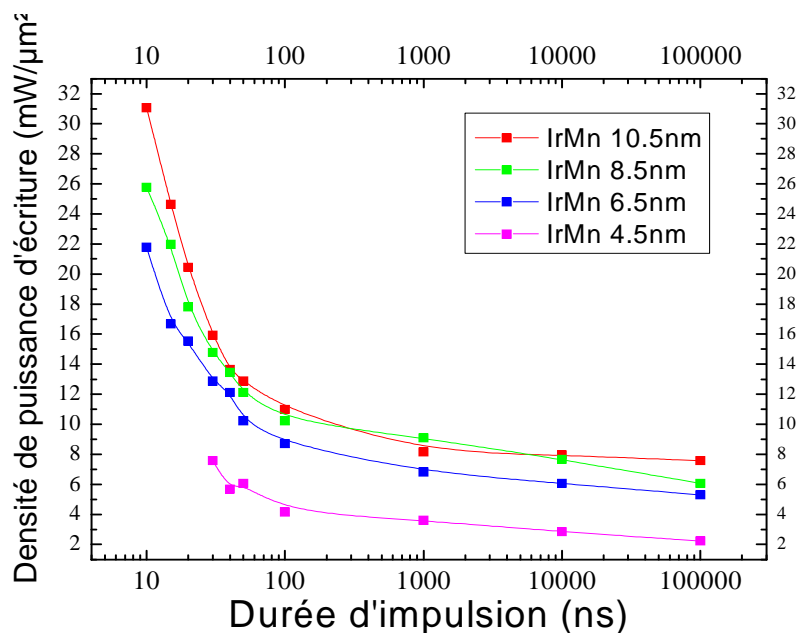


Figure 41: Densité de puissance d'écriture d'une couche CoFe₂/NiFe₃ piégée par IrMn en fonction de la durée du pulse de chauffage.

On constate d'abord que quelle que soit l'épaisseur d'IrMn, la densité de puissance d'écriture augmente avec la réduction de la durée l'impulsion, à cause du rôle réduit de l'activation thermique lorsque la durée de chauffage est réduite. Pour tous les échantillons, on observe deux gammes de temps distinctes. L'augmentation de densité de puissance d'écriture suit d'abord une loi logarithmique dans l'intervalle 100μs à 100ns, puis subit une augmentation forte lorsque la durée d'impulsion est réduite de 100ns à 10ns. La densité de puissance est alors quasiment triplée en passant de 100 à 10ns.

Ces résultats mettent également en évidence l'augmentation de la T_b avec l'épaisseur de l'AF, pour une couche AF allant de 4.5 à 8.5nm d'épaisseur, et pour les épaisseurs les plus importantes (8.5 et 10.5nm) on retrouve des valeurs de puissance d'écritures proches quel que soit le temps de pulse. On peut rapprocher ces résultats des mesures de températures de blocage quasi-statiques (Voir figure 37), pour lesquelles la T_b augmente avec l'épaisseur jusqu'à un maximum pour 8.5nm d'IrMn mais n'augmente plus lorsque l'épaisseur augmente encore.

- Discussion sur les résultats de densité de puissance :

L'observation de la dépendance de la densité de puissance avec la durée d'impulsion a permis de mettre en évidence plusieurs résultats, d'abord le caractère thermiquement activé du déblocage de la couche de stockage entraînant une augmentation de la densité de puissance

d'écriture lorsque le temps de pulse est réduit, ensuite, la dépendance de la densité de puissance avec l'épaisseur de l'AF, et ce dans toute la gamme de temps de pulse observée. Ces deux résultats, pris ensemble sont importants d'un point de vue applicatif, car ils permettent de montrer que si la densité de puissance requise pour écrire aux temps courts augmente, sa dépendance avec l'épaisseur nous donne un levier pour ajuster la densité de puissance d'écriture et optimiser la consommation liée au chauffage des points mémoires. Néanmoins toute réduction d'épaisseur affectera la température de blocage quasi-statique, cette solution n'est donc pas idéale. Pour mettre ces résultats dans le contexte de la gamme de température, on peut dire que l'épaisseur de l'AF est un levier qui permet :

- Soit de favoriser la largeur de la gamme de température de fonctionnement en augmentant l'épaisseur de l'AF et les tensions et puissances nécessaires à l'écriture.
- Soit de réduire tension et puissance d'écriture en réduisant la gamme de température fonctionnelle.

La seconde option est contraire à l'objectif de cette étude, mais le choix raisonné d'un changement d'épaisseur devra se faire en prenant en compte d'autres paramètres tels que la conservation d'une valeur de Hex supérieure à Hc après écriture ou les limites imposées par les tensions de claquage des dispositifs, qui ne font pas partie de cette étude.

Le dernier résultat est l'augmentation de densité de puissance importante avec la réduction de la durée de pulse de 100ns à 10ns. Ce résultat et son interprétation sont discutés dans la suite de ce chapitre, où on avance l'hypothèse d'un surcoût de puissance pour compenser le temps de montée de la température pour les temps de pulse courts. Ce résultat est important car, dans la gamme des temps courts, on constate une multiplication par un facteur trois de la densité de puissance d'écriture, c'est donc une piste d'amélioration importante.

2.3.5. Conversion des mesures de densité de puissance en température

2.3.5.1. Description du modèle de diffusion de la chaleur

Pour estimer les températures atteintes dans la jonction tunnel pendant une tentative d'écriture, nous nous sommes appuyés sur un modèle 1D de diffusion de la chaleur [33] permettant de décrire l'évolution de la température dans la JTM lors de l'application d'une

impulsion de chauffage. Dans ce modèle, on considère l'empilement représenté en figure 26, où la barrière thermique et le masque dur sont les couches de plus basse conductivité thermique et donc considérés comme barrière thermique. Lors de l'application d'une impulsion, la montée de la tension et sa chute à la fin de l'impulsion sont instantanées et la totalité de l'énergie injectée est convertie en chaleur et libérée au niveau de la barrière tunnel. Les fuites de chaleur latérales sont négligées en raison de la très faible conductivité thermique de l'oxyde d'encapsulation du point mémoire ($\sim 1.5 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ contre $\sim 30 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$ pour les métaux de l'empilement), le modèle de diffusion est ainsi ramené à une dimension. La chaleur est confinée entre les barrières thermiques. Celles-ci subissent l'essentiel du gradient de température entre la JTM, ou les différentes couches sont portées à la température T , et les électrodes supérieures et inférieures. Les électrodes dont le volume est considérable devant celui de la JTM sont considérées comme des thermostats à la température ambiante T_0 . En considérant que les conductivités thermiques et chaleurs spécifiques des différents matériaux ne changent pas avec l'élévation de la température, la résolution de l'équation de diffusion de la chaleur pour toutes les couches de l'empilement permet d'exprimer la température de la JTM en fonction du temps tel que :

$$T = T_0 + P_d \cdot A \cdot \alpha \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right], \quad (18)$$

où P_d est la densité de puissance d'écriture, A la surface de la jonction, α est le facteur de proportionnalité entre puissance et température, τ le temps de montée caractéristique de la température et t le temps. Cette relation décrit l'évolution exponentielle de la température de la JTM causée par l'application d'une impulsion de tension (Figure 42).

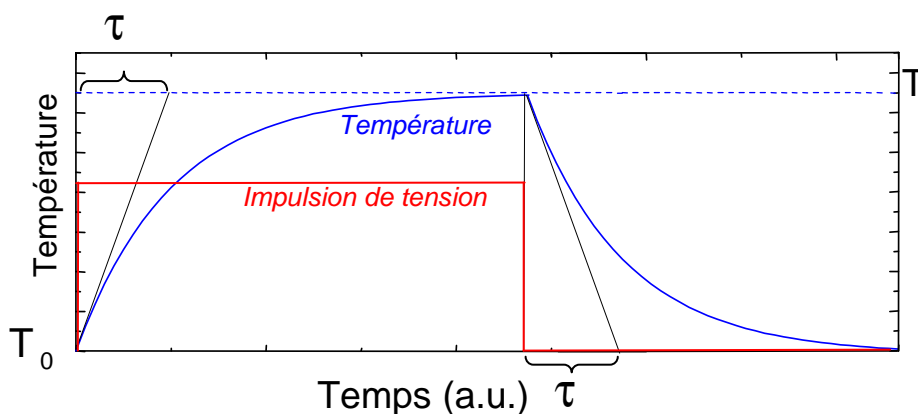


Figure 42 : Schémas de l'évolution de la température dans la JTM

La température augmente depuis la température ambiante T_0 , jusqu'à une température d'équilibre T , au court d'un régime transitoire caractérisé par la constante de temps τ . Une

fois le régime permanent établi, l'équilibre est maintenu entre les fuites de chaleur et la puissance dissipée dans le dispositif. Ce régime est caractérisé par une relation de proportionnalité entre température et puissance :

$$T = T_0 + P_d \cdot A \cdot \alpha \quad (19)$$

Lorsque l'impulsion s'arrête, la température redescend en suivant une évolution exponentielle dont le temps caractéristique est également τ .

2.3.5.2. Conversion de la puissance en température

Pour calculer les T_b on peut donc distinguer deux cas :

- D'abord celui des impulsions longues. Pour des durées d'impulsions suffisamment longues, on peut négliger la durée du régime transitoire devant la durée du pulse. Il est possible de considérer que la température de la JTM suit un échelon de durée égale à la durée de l'impulsion appliquée (Figure 43) et que la température est proportionnelle à la densité de puissance dissipée, tel que décrit par l'équation (19). Lorsque la puissance de chauffage permet d'atteindre une température d'équilibre égale à la T_b associée à la durée d'impulsion d'écriture choisie, les conditions de renversement sont remplies et on mesure une puissance d'écriture. Ce cas correspond au cadre du modèle décrit par Fulcomer et Charap qui considère des impulsions de chauffage en échelon et prévoit une dépendance entre T_b et la durée d'impulsion de chauffage pour une particule AF telle que :

$$\frac{1}{\tau_{chauffage}} = \frac{1}{\tau_0} e^{-\frac{KV}{k_b T_b}} \quad (20),$$

$$\text{Ou encore } \frac{1}{\tau_{pulse}} = \frac{1}{\tau_0} e^{-\frac{KV}{k_b (T_0 + P_d \cdot A \cdot \alpha)}} \quad (21)$$

Les relations équivalentes décrites ci-dessus rappellent la définition de la limite superparamagnétique d'un volume FM, avec anisotropie uniaxiale et barrière d'énergie KV. Elle est appliquée ici à un grain d'AF d'anisotropie uniaxiale où τ_0 est la constante de temps d'évolution du système introduite par Néel est vaut 1ns, k_b est la constante de Boltzmann, $\tau_{chauffage}$ et τ_{pulse} sont égaux et représentent le temps de chauffage de la JTM. Les densités de puissance mesurées pour les durées de pulse comprises entre 100 μ s et 100ns suivent la loi logarithmique décrite par la relation (20). Dans ce cas le calcul des T_b peut se faire grâce à l'équation (19) et nécessite uniquement la définition du facteur α .

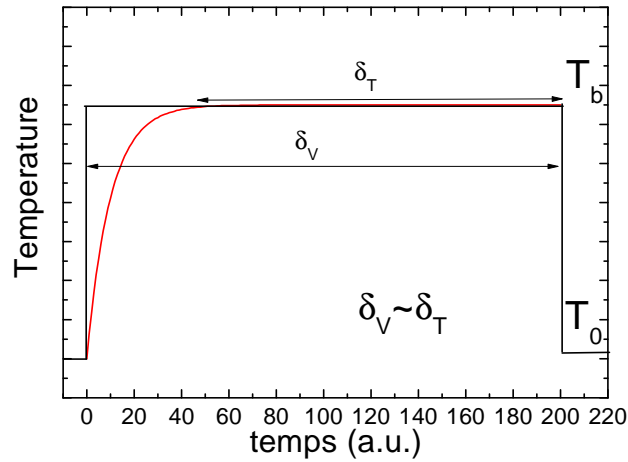


Figure 43: Schémas de l'évolution de la température dans la JTM par rapport au temps de pulse pour les impulsions longues devant la durée du régime transitoire. T_0 représente la température avant le pulse et δ_V et δ_T représentent respectivement la durée du pulse de tension et la durée pour laquelle la température atteint ou dépasse T_b .

- Lorsque la durée des impulsions est raccourcie, la durée du régime transitoire de température n'est plus négligeable. Ainsi, pour une durée d'impulsion donnée, correspondant à une T_b , la puissance théoriquement requise pour chauffer à cette T_b en régime permanent n'est pas suffisante. Le temps de montée de la température est plus long que la durée d'impulsion et le chauffage s'arrête avant d'avoir atteint T_b . Pour compenser cet effet de l'inertie thermique du point mémoire, il est nécessaire d'injecter un surplus de puissance pour permettre une élévation plus rapide de la température. La figure 44 illustre ce cas de figure. Elle permet de comparer l'évolution de la température dans le cas d'une impulsion suffisante pour établir un régime permanent à T_b (courbe rouge), avec l'impulsion nécessaire pour atteindre la T_b pendant une durée δ_T (courbe bleue). Le cas décrit par le schéma de la figure 44 fait l'hypothèse que le déblocage de l'AF nécessite une température supérieure ou égale à T_b pendant une durée δ_T équivalente à la durée δ_V .

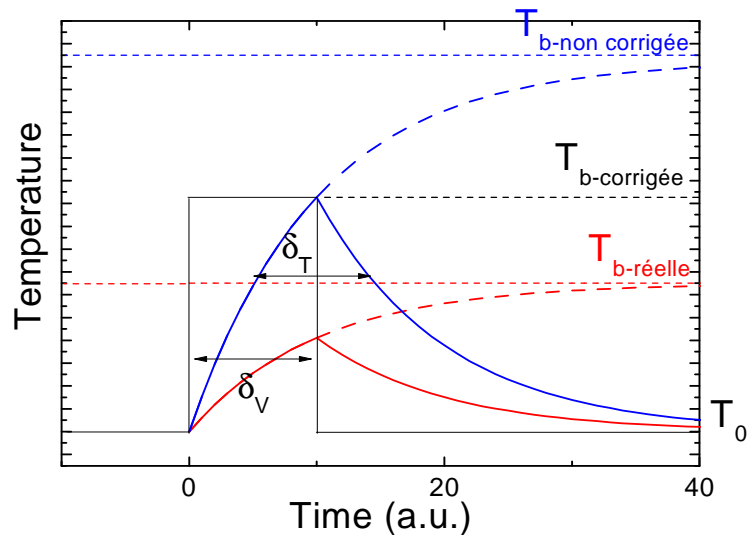


Figure 44: Schéma qualitatif représentant les T_b réelle, T_b non corrigée et T_b corrigée, ainsi que les profils des pulses de température pour les atteindre dans le cas d'une durée d'impulsion courte devant le temps de montée de la température de la JTM.

L'application de la relation de proportionnalité entre puissance et température appliquée ici aboutit au calcul d'une température de blocage largement surévaluée (T_b non corrigée). Dans ce cas on propose de corriger la température calculée en utilisant la relation (18). En posant $t = \delta_v$, la relation (18) nous donne la température maximum atteinte par la jonction tunnel à la fin de l'impulsion. C'est cette température que l'on considère comme T_b corrigée.

La figure 44 représente le cas le plus défavorable pour lequel la T_b corrigée, bien que plus proche de la T_b réelle, reste malgré tout légèrement surestimée. Ceci est lié à l'hypothèse faite ici d'un temps nécessaire au dessus de T_b , δ_T , égal à la durée de pulse δ_v . En réalité le temps de relaxation des grains de l'AF décroît exponentiellement avec l'augmentation de température au dessus de T_b , on peut donc supposer que δ_T est court devant δ_v et la température à la fin du pulse est proche de la T_b réelle.

Pour la suite nous utiliserons la relation (18) pour convertir les densités de puissance en température de blocage dans toute la gamme de durée de pulse explorée. Elle permet de réaliser la correction décrite au temps court et au temps long elle est strictement équivalente à la relation (19). Ce calcul des T_b nécessite donc de définir α et τ_0 .

- Calcul de α et τ .

Pour calculer la constante de proportionnalité α , on a fait l'hypothèse que la température de blocage associée au pulse le plus long, à savoir $100\mu s$, est équivalente à la T_b quasi-statique mesurée initialement sur les jonctions tunnel. En faisant cette hypothèse on considère

que la densité de puissance d'écriture mesurée correspond à l'augmentation de température nécessaire pour passer de la température ambiante T_0 à la T_b quasi-statique mesurée. En remplaçant ces valeurs dans la relation (19) on a :

$$Tb_{quasi-statique} = T_0 + P_d \cdot A \cdot \alpha \quad (22)$$

Ce calcul a été fait pour chacune des épaisseurs d'AF en utilisant les densités de puissance d'écriture et les T_b quasi-statiques associées. Les différentes plaques ont donné des résultats proches, avec un α autour de 94 K.mW⁻¹, soit une augmentation de 94°C par mW dissipés dans la jonction.

Le calcul de τ s'appuie sur une étude réalisée précédemment par Papusoi [33], dans laquelle est mesuré le temps caractéristique de chute de la température après l'arrêt du pulse.

Il se place à une température d'équilibre grâce à un pulse de durée longue devant le temps de montée, et observe à quelle vitesse la température chute. Dans ce cas de figure la température chute depuis une valeur T jusqu'à la température ambiante T_0 en suivant une évolution exponentielle et le temps de descente caractéristique est égal au temps de montée caractéristique pour réaliser la progression inverse depuis T_0 jusqu'à T (voir figure 42) Les mesures réalisées à Spintec ont permis d'évaluer une constante de temps $\tau = 12\text{ns}$ pour des échantillons équipés d'une barrière thermique et $\tau = 5\text{ns}$ pour des échantillons sans barrière thermique.

2.3.6. Résultats de températures de blocage.

La figure 45 montre les T_b calculées à partir de la relation (18).

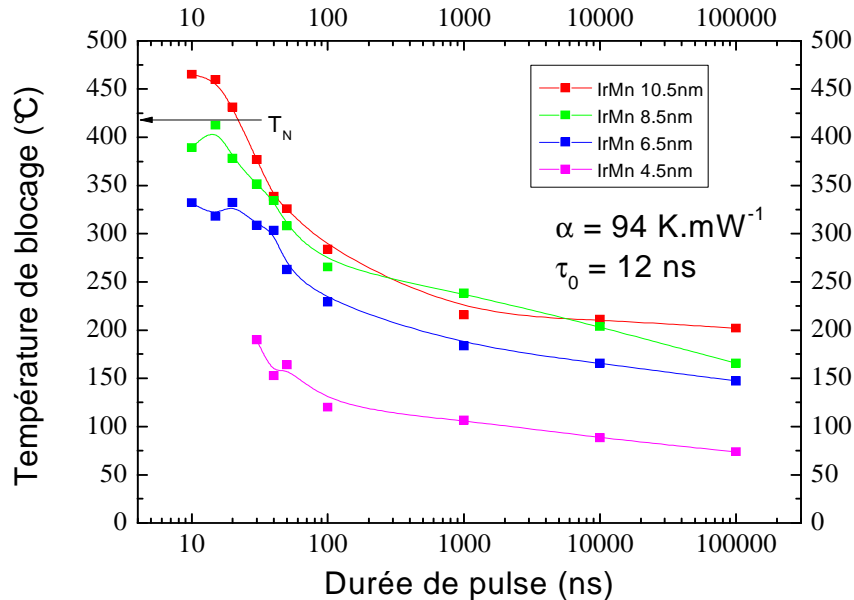


Figure 45 : Températures de blocage calculées pour une couche $\text{CoFe}_2/\text{NiFe}_3$ piégée par IrMn en fonction de la durée de l'impulsion de chauffage.

Les dépendances de T_b en fonction de l'épaisseur d'IrMn et du temps de pulse suivent le comportement observé pour la densité de puissance d'écriture et donnent une échelle en température de l'augmentation de la T_b avec la réduction du temps de pulse et avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche d'IrMn.

On notera également que pour les épaisseurs d'IrMn les plus importantes, à savoir 8.5 et 10.5nm, la température de blocage calculée s'approche de la température de Néel de l'IrMn, soit 420°C [35].

Identiquement à la densité de puissance, la T_b augmente en suivant une loi logarithmique en réduisant le temps de pulse de 100 μs à 100ns et pour les temps de pulse inférieurs à 100ns, cette augmentation est plus prononcée. En revanche, on constate un ralentissement de cette augmentation en arrivant aux temps de pulse les plus courts (<30ns). C'est la correction liée à la prise en compte du régime transitoire de température décrit précédemment dont on observe l'effet pour les temps de pulse inférieurs à trois fois τ , soit environ 30ns. On en déduit que la durée du régime transitoire de température ne peut pas à elle seule expliquer l'augmentation plus forte de la T_b qui commence lorsque le temps de pulse devient inférieur à 100ns.

A partir de là deux possibilités se présentent sur lesquelles il n'est pas encore possible de conclure :

- Soit les mesures sont le reflet du comportement de l'AF. Et l'augmentation de T_b dévie de la loi logarithmique proposée en (20) pour les pulses inférieurs à 100ns. Qui plus est, les différentes températures atteintes pour une impulsion de 10ns restent dépendant de l'épaisseur de l'AF.

- Soit les mesures sont le reflet d'un comportement thermique particulier et c'est cette fois la montée de la température dans la jonction qui dévie de la loi en exponentielle proposée en (18), rendant la conversion des puissance en température erronée pour les durées d'impulsions les plus courtes.

La discussion du paragraphe suivant sur le modèle thermique utilisé, tente de jeter un éclairage nouveau pour faire la part ces choses entre les deux options ci-dessus.

2.3.7. Discussion sur le modèle thermique utilisé.

Dans le modèle de diffusion de la chaleur utilisé pour convertir les puissances en températures, plusieurs hypothèses sont faites. Certaines, dont nous ne discuterons pas la validité ici, posent les conditions suivantes :

- Lors de l'application d'impulsions, la montée de la tension et sa chute à la fin du pulse sont instantanées

- La totalité de l'énergie de l'impulsion de chauffage est libérée sous forme de chaleur au sein de la barrière tunnel.

Néanmoins deux hypothèses relativement fortes peuvent être discutée ici. La première est celle qui consiste à négliger les pertes de chaleur dans l'oxyde d'encapsulation, la seconde est celle qui consiste à considérer les électrodes comme des thermostats à la température ambiante T_0 . Ces deux hypothèses permettent de fixer des conditions aux limites fixes aux interfaces de la JTM avec les électrodes et de décrire le système à l'aide d'un modèle de diffusion unidimensionnel soluble analytiquement. Dans la pratique ces hypothèses impliquent que la chaleur évacuée vers les électrodes n'est pas suffisante pour en augmenter la température et que la température de l'oxyde est également fixe. La remise en cause de ces

hypothèses amène à considérer l'idée que ces éléments peuvent chauffer. Dès lors la relation (18) ne décrit plus correctement l'évolution de la température dans la JTM.

Des travaux de Sousa et al. [34] discutent ce point précis. Dans cette étude, des calculs par éléments finis sont réalisés à l'aide du logiciel FEMLAB pour simuler l'évolution de la température dans une JTM. Même si encore une fois les échanges de chaleur à la périphérie de la JTM avec l'oxyde sont négligés, Sousa compare le cas pour lequel les conditions aux limites de températures sont fixées aux interfaces entre JTM et électrodes et le cas pour lequel la température est laissée flottante dans les électrodes qui sont thermalisées à leurs extrémités, à une distance significative de la JTM (voir figure 46).

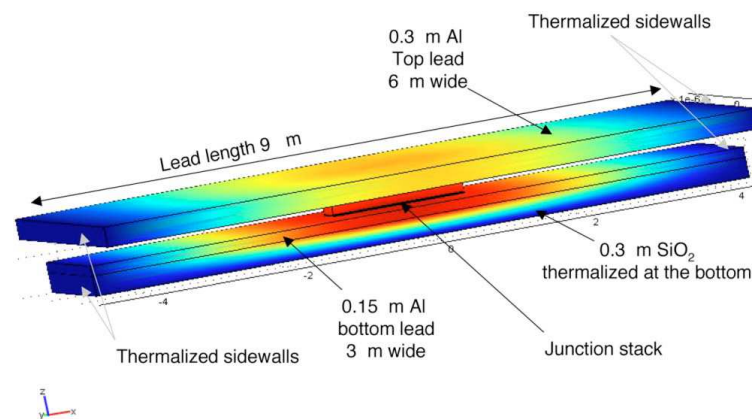


Figure 46 : Schéma représentant la distribution de température du plus chaud (rouge) au plus froid (bleu), dans un point mémoire comportant JTM et électrodes [réf. 34].

Les simulations réalisées consistent à calculer la puissance de chauffage nécessaire pour augmenter la température de 120°C pour des durées d'impulsions partant de 1000ns et réduites jusqu'à des durées inférieures à la nanoseconde. Les résultats de simulations sont présentés sur la figure 47.

Observons d'abord les données en insert montrant l'évolution de la température avec le temps pour une densité de puissance fixée à 40mW/μm² dans une JTM circulaire de 200nm de diamètre. Dans le cas des électrodes à température fixe, l'équilibre thermique est atteint très rapidement (moins d'une nanoseconde). Dans le cas des électrodes à température flottante, on observe deux augmentations successives de la température. La première correspond à la thermalisation rapide de la JTM et la seconde est causée par l'augmentation de la température des électrodes, plus lente, qui change les conditions de température aux extrémités de la JTM et permet une élévation de la température maximum de la JTM à des valeurs plus importantes.

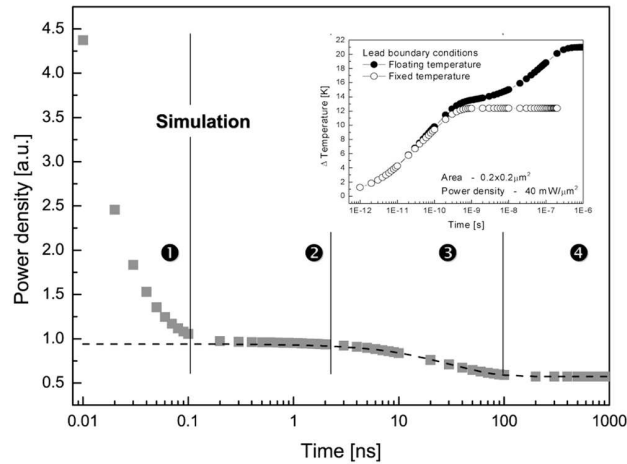


Figure 47: Densité de puissance simulée, nécessaire pour élever la température de 120°C dans une JTM lorsque la température des électrodes est flottante en fonction de la durée de pulse. L'insert montre l'augmentation de température dans la JTM grâce à une impulsion de 40mW/μm² pour des électrodes (○) à températures fixées ou (●) à températures flottantes [réf. 34].

Observons maintenant les données du graphique principal de la figure 47. Les densités de puissance nécessaires pour augmenter la température de 120°C changent avec la durée de l'impulsion de chauffage et sont découpées en quatre régions. Pour des temps de pulses très courts (région 1), la durée d'impulsion inférieure au temps de thermalisation de la JTM impose des densités de puissances très importantes pour élever la température de 120°C dans un temps très court. Lorsque la durée d'impulsion est prolongée (région 3) l'augmentation progressive de la température des électrodes ainsi que de la température maximum de la JTM se traduit par une baisse de la densité de puissance requise pour passer le seuil des 120°C définis dans cette simulation. Au passage, on notera l'évolution très faible dans la région 2 qui reflète simplement le fait que les constantes de temps caractéristiques de thermalisation calculées dans cette simulation pour la JTM et les électrodes sont bien distinctes. La région 4 enfin, pour laquelle la densité de puissance calculée est minimum, correspond aux durées d'impulsions de chauffage suffisamment longues pour atteindre un équilibre thermique à la fois dans la JTM et dans les électrodes.

Mise en évidence des effets de chauffage des électrodes dans les JTM :

Pour mettre en évidence ces effets de façon expérimentale, cette étude comprend également des mesures de la densité de puissance d'écriture pour des JTM de tailles différentes et donc pour lesquelles la surface d'échange thermique avec les électrodes est différente (2.4 et 0.094μm²).

En considérant les électrodes comme des thermostats et une augmentation de chaleur localisée dans l'empilement magnétique, la puissance d'écriture augmente avec le diamètre du

point mémoire, de par l'augmentation du volume à chauffer, mais la densité de puissance, qui est normalisée par la surface doit rester constante (Cet argument n'est évidemment valable que dans un cas équivalent à un modèle unidimensionnel où on néglige les échanges de chaleur avec l'oxyde d'encapsulation).

Dans les mesures expérimentales de Sousa (figure 48) les densités de puissance d'écriture ne sont pas équivalentes pour les jonctions de tailles différentes, ce qu'il relie au chauffage des électrodes. Pour des durées d'impulsions supérieures à 10ns les JTM larges montrent une densité de puissance d'écriture plus faible, liée à une augmentation plus importante de la température des électrodes alors que pour des durées d'impulsions inférieures à 10ns les électrodes n'ont pas le temps de voir leur température augmenter et la densité de puissance devient équivalente pour les différentes tailles.

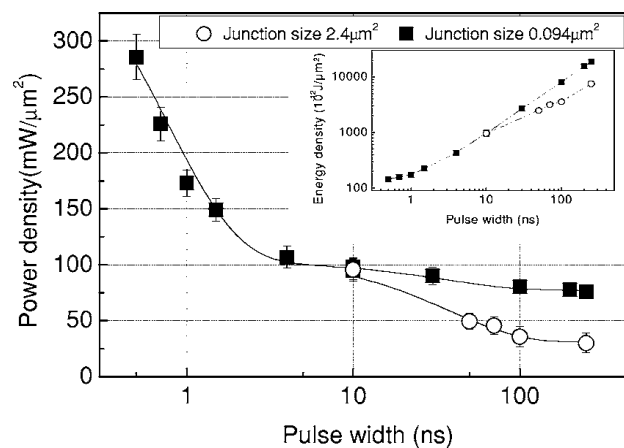


Figure 48 : Densité de puissance d'écriture mesurée en fonction du temps de pulse pour une jonction submicronique et une jonction micronique. En insert sont représentées les mêmes données tracées sous forme de densité d'énergie en fonction du temps de pulse [réf. 34].

Mise en évidence des effets de chauffage sur des dispositifs Crocus-Technology :

La question qui nous occupe ici est de savoir si l'augmentation de densité de puissance observée dans notre étude trouve son origine dans un changement de comportement de l'AF aux temps courts ou plutôt dans un effet thermique, relié à la dynamique de chauffage de la JTM et de son environnement.

Pour valider l'influence de la température des électrodes, des tests d'écriture ont été réalisés sur des points mémoires fabriqués par Crocus-Technology pour des diamètres de JTM de 200nm et 1μm. Ces JTM de structures similaires aux échantillons étudiés précédemment comprennent une couche d'IrMn de 6.5nm pour piéger la couche de stockage des points mémoire. Elles ont subi les mêmes conditions de recuit après dépôt des couches minces. La caractérisation de ces barrières tunnel par la méthode MR-CIP a permis de mesurer une TMR

de 168% pour un produit RA de 28 Ohms.μm². La figure 49 montre les résultats de densité de puissance d'écriture pour ces JTM.

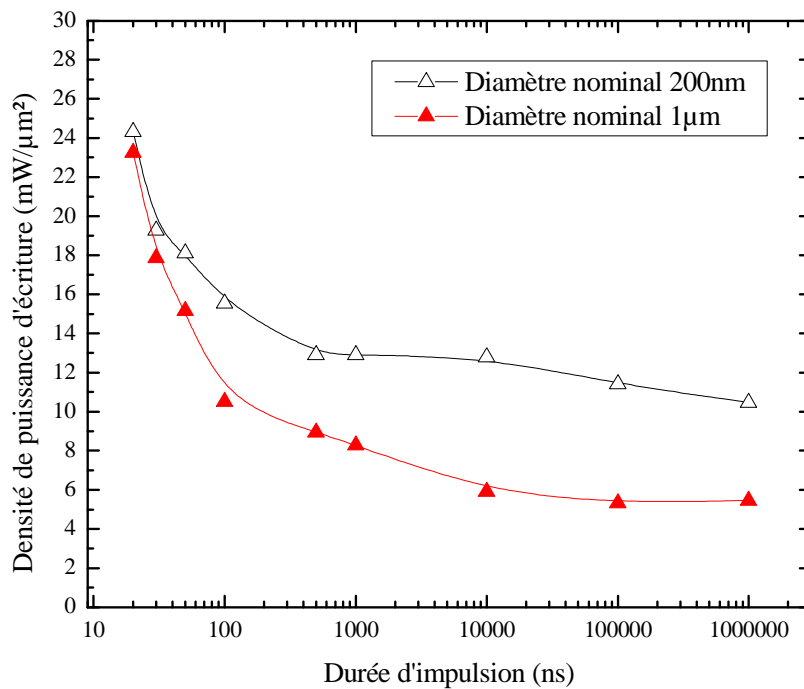


Figure 49: Densité de puissance d'écriture des point mémoires de Crocus-Tehcnology en fonction de la durée d'impulsion de chauffage pour des plots de 200nm et 1μm.

En premier lieu, ces résultats permettent de retrouver les mêmes comportements que ceux observés sur les échantillons précédemment étudiés à savoir :

- Une augmentation logarithmique de la densité de puissance d'écriture pour des durées d'impulsions allant de la μs à 100ns.
- Une augmentation plus forte pour des durées d'impulsions inférieures à 100ns.

Il est également possible de comparer qualitativement ces résultats avec ceux de Sousa puisque :

On constate une densité de puissance d'écriture plus faible pour les plots plus larges, suggérant un effet de chauffage de l'environnement des JTMs (électrodes et oxyde d'encapsulation).

La convergence des deux courbes aux temps courts indique que cette différence s'atténue lorsqu'on laisse moins de temps à l'environnement des JTM pour changer de température.

Ces résultats indiquent que le chauffage de l'environnement de la jonction intervient dans l'établissement de la température de la jonction et participe à l'augmentation de densité de

puissance d'écriture aux temps courts. Plusieurs conséquences peuvent être tirées de ce résultat :

Tout d'abord cela montre que la description précise de l'évolution de la température ne peut pas être réalisée par une loi exponentielle telle que la relation (18) et suggère que la dynamique de chauffage de la cellule mémoire possède plusieurs constantes de temps pour décrire l'évolution de la température respectivement dans la JTM, ses électrodes et l'oxyde d'encapsulation.

Dans un deuxième temps, ce résultat suggère qu'il est impossible d'établir un lien direct entre l'augmentation particulière de densité de puissance d'écriture observée aux temps courts (<100ns) et un changement de comportement de l'AF qui le ferait dévier de l'augmentation logarithmique de T_b observée pour les durées d'impulsions plus longues, car une partie au moins de cette augmentation a pour origine la dynamique du chauffage de la cellule mémoire. En cela il permet d'écarter l'idée que l'augmentation de densité de puissance est purement liée à un effet de l'AF. Il est donc nécessaire de définir avec une plus grande précision le comportement thermique de nos structures, afin de mieux décorrélérer les effets thermiques et les effets magnétiques si l'on veut caractériser les propriétés dynamiques du couplage d'échange et remonter à la température d'écriture de nos dispositifs pour des durées d'impulsions très courtes.

Enfin, cela suggère que tout changement de diamètre (ou d'ellipticité) du point mémoire, en changeant la surface d'échange de chaleur entre la JTM, ses électrodes et son oxyde d'encapsulation va changer la loi d'évolution de la température dans la cellule mémoire. Il devient donc nécessaire d'être très prudent avant de réaliser des comparaisons quantitatives entre des JTM de géométries différentes.

2.4. Etude du FeMn comme une alternative à l'IrMn

Quelles qu'en soient les raisons premières, la forte augmentation de densité de puissance d'écriture reste un problème important d'un point de vue applicatif pour lequel il faut envisager des solutions. Ce paragraphe présente les premiers travaux réalisés dans le but d'abaisser les densités de puissance d'écriture pour les durées d'impulsion courtes, en utilisant un matériau AF différent, le FeMn.

Pourquoi un changement de matériau ?

Dans le modèle de Fulcomer et Charap, la température de blocage d'un grains d'AF dépend du temps laissé aux grains pour se retourner spontanément sous l'effet de l'activation thermique. Plus le temps de chauffage est long, plus l'activation thermique pourra jouer un rôle dans le retournement d'un grain et plus sa T_b sera basse. Inversement plus le temps de chauffage est court, moins l'activation thermique participe au déblocage et plus la T_b sera haute. C'est le principe de la dépendance de la température de blocage au temps de chauffage que nous avons pu vérifier dans les paragraphes précédents. Si l'on imagine le cas limite où le temps de chauffage tend vers zéro, l'activation thermique n'a plus le temps d'agir sur le déblocage de l'AF et le couplage d'échange ne disparaît que si l'on atteint la température à laquelle l'anisotropie de l'AF disparaît, c'est-à-dire la température de Néel.

En termes de conséquences applicatives, cela signifie que l'on peut imaginer contrôler la stabilité thermique de l'AF sur de longues durées et par conséquent la gamme de température fonctionnelle de la mémoire, en jouant sur des paramètres structurels tels que l'épaisseur de l'AF ou la taille de ses grains, alors que par ailleurs, il est possible de fixer une borne supérieure à la température d'écriture des dispositifs en jouant sur la température de Néel, donc à priori en changeant de matériau AF.

Pour tenter de vérifier cette hypothèse, des mesures de densité de puissance d'écriture en fonction de la durée d'impulsion et de l'épaisseur d'AF ont été reproduites en utilisant des points mémoire comprenant des couches de stockage piégées par FeMn dont la température de Néel, $\sim 210^\circ\text{C}$, est plus basse que celle de l'IrMn, $\sim 420^\circ\text{C}$ [35].

2.4.1. Fabrication des échantillons

Les dispositifs nécessaires à cette expérience ont été réalisés sur des wafers de silicium recouverts d'une couche d'oxyde natif. Les matériaux ont été déposés dans le bâti de pulvérisation cathodique TIMARIS de la société Crocus-Technology. La figure 50 schématise la structure des échantillons déposés avec l'empilement suivant : Ta 50 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0.74 / CoFeB 2 / Mg 1.1 + Oxydation Naturelle / CoFe 2 / NiFe 3 / FeMn t_{AF} / Ta 5. Les épaisseurs sont données en nm et t_{AF} vaut 5, 7 ou 13nm. Une bicouche Al 10nm / Ta 150nm est ajoutée par la suite comme masque dur pour la micro fabrication.

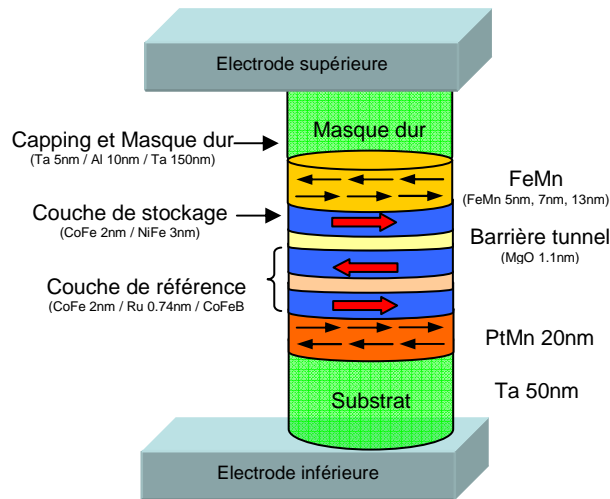


Figure 50: Schémas simplifié de l'empilement magnétique utilisé pour réaliser des cellules TAS-MRAM piégées par FeMn

Ces plaques sont ensuite recuites pendant 90 minutes dans un four sous vide, à une température de 280°C et sous un champ magnétique de 10kOe. Les flèches rouges sur la figure 50 indiquent la direction de l'aimantation des couches après le recuit. La micro fabrication des échantillons est identique à celle réalisée pour les échantillons piégés par IrMn et les couches minces sont structurées en plots circulaires de 500nm de diamètre. La barrière tunnel utilisée sur ces échantillons est identique à la précédente et sa caractérisation par la méthode MR-CIP permet de mesurer des TMR et RA identiques. (TMR 110% et RA 100ohms.μm²). Ces échantillons comportent plusieurs différences avec ceux réalisés avec IrMn. D'une part l'IrMn a été remplacé par du FeMn, d'autre part le substrat comprenant la barrière thermique, sur lequel les couches magnétiques sont déposées, a été remplacé par 50nm de Ta. La micro structuration des échantillons a été réalisée au sein de la Plateforme Technologique Amont (PTA) par Erwan Gapihan, qui a également contribué de façon significative par des mesures présentés dans la suite de ce chapitre.

Les températures de blocage quasi-statiques ont été mesurées à la fois pour des couches minces et des échantillons structurés. La mesure sur couches minces a été réalisée à partir des empilements de type vanne de spin suivants : Ta 5 / NiFe 4 / CoFe 1.5 / Cu 2.8 / CoFe 2 / NiFe 3 / FeMn t_{AF} / Ta 5. Les épaisseurs sont données en nm et t_{AF} vaut 5, 7 ou 13nm. L'utilisation d'un support de wafers chauffant sur le testeur quasi-statique a permis de mesurer les cycles de magnétorésistance des vanes de spin, contactées par des pointes en ligne, pour des températures allant de la température ambiante, soit ~20°C, à 170°C. L'évolution du champ d'échange avec la température a permis de mesurer la T_b pour ces échantillons (Figure 51). Des mesures identiques réalisées cette fois sur les JTM structurées avec 7nm de FeMn ont permis de mesurer une T_b inférieure de 30° à celle mesurée grâce à la

vanne de spin correspondante. En raison du faible nombre de dispositif disponible sur les deux autres wafers, les T_b des échantillons structurés pour des épaisseurs de FeMn de 5nm et 13nm ont été extrapolées en admettant une baisse de 30°C par rapport à leur valeur mesurée sur une vanne de spin.

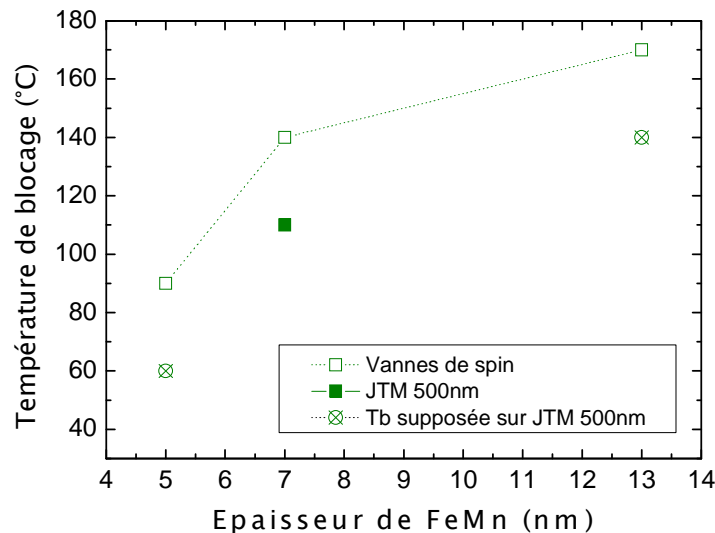


Figure 51: Températures de blocages, (■) d'après les cycles de MR mesurés sur les plots de 500nm (□) d'après des mesures sur vanne de spin, les croix marquent les T_b supposées pour les JTM de 500nm de diamètre avec 5 et 13nm de FeMn

La T_b progresse avec l'épaisseur, d'abord fortement entre 5 et 7nm, puis plus doucement entre 7 et 13nm. On notera au passage que la T_b mesurée à 170°C pour 13nm de FeMn (estimée à 140°C pour les cellules mémoires correspondantes) montre qu'il est possible de trouver une épaisseur de FeMn pour laquelle on trouve une T_b proche de celles mesurées sur l'IrMn dans des épaisseurs comprises entre 4,5 et 8,5nm.

2.4.2. Densités de puissance d'écriture mesurées et Température de blocage

Les résultats présentés sur la figure 52.a rassemblent les densités de puissance nécessaires pour atteindre un décalage du champ d'échange H_s , pour les quatre épaisseurs de FeMn dans une gamme de durées d'impulsions allant de 100µs à 10ns.

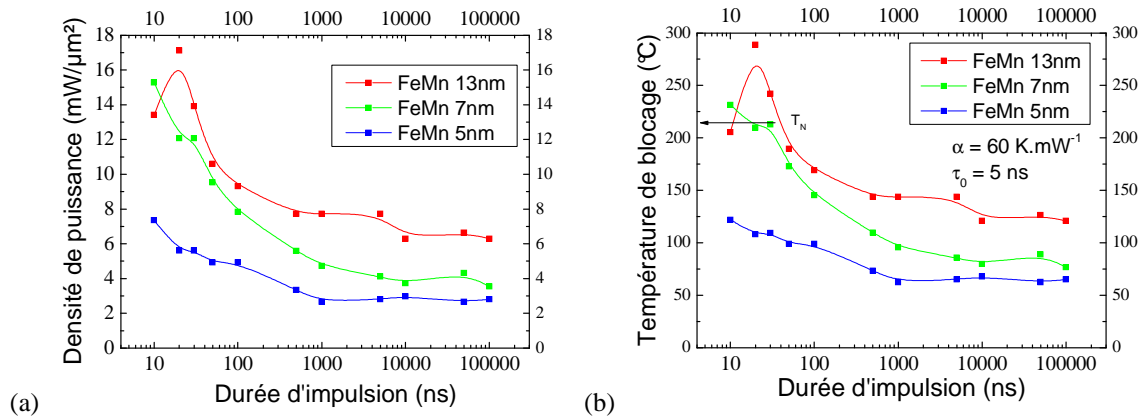


Figure 52: (a) Densité de puissance d'écriture et (b) Température de blocage calculée pour une couche CoFe₂/NiFe₃ piégée par FeMn, en fonction de la durée de l'impulsion de chauffage.

Ces résultats permettent de retrouver un comportement identique à celui de l'IrMn tels que :

- La dépendance des densités de puissance d'écriture et températures de blocage calculées à l'épaisseur d'AF.
- La dépendance des densités de puissance d'écriture et températures de blocage calculées à la durée des impulsions de chauffage
- La forte augmentation de ces deux paramètres pour des durées d'impulsions les plus courtes (typiquement inférieures à 100ns).

Néanmoins la valeur maximum de température calculée, atteinte pour les durées d'impulsions les plus courtes est significativement plus basse pour le cas du FeMn (Figure 53(a) et 53(b)). Pour l'IrMn, cette température avoisine les 400-450°C pour les épaisseurs les plus importantes, soit une température proche de la T_N de l'IrMn, alors que dans le cas du FeMn, les températures maximum atteintes sont de l'ordre de 200 à 250°C, c'est à dire une température proche de la T_N du FeMn.

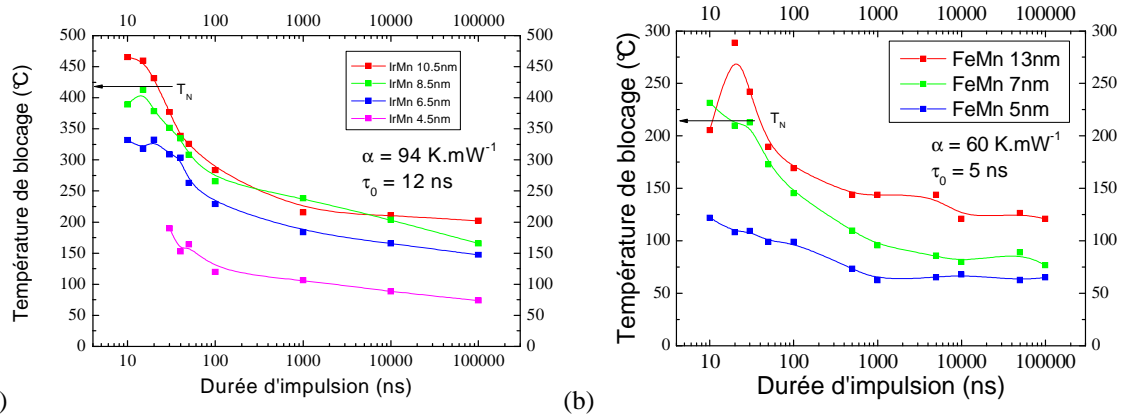


Figure 53 : Température de blocage calculée pour une couche CoFe₂/NiFe₃ piégée par (a) IrMn et (b) FeMn, en fonction de la durée de l'impulsion de chauffage.

Etant donné les limitations, discutées dans les paragraphes précédents, concernant l'aspect quantitatif de la conversion des densités de puissance en températures de blocage dans toute la gamme de durée d'impulsions, il convient d'être prudent dans les conclusions formulées ici. Ainsi il me paraît difficile de conclure ici sur une éventuelle convergence des température de blocage des couches AF les plus épaisses vers la température de Néel de leur AF respectif ou à l'inverse de dire que les AF les plus minces possèdent des T_N inférieurs aux mesures de la littérature.

Il serait nécessaire, pour faire cela, de réaliser ce genre de mesures à l'aide d'un dispositif expérimental plus précis, donnant accès à des durées d'impulsions allant jusqu'à la nanoseconde, tout en ayant au préalable une connaissance plus précise de la réponse thermique des JTM pour ces durée d'impulsions afin de réaliser une conversion exacte des densités de puissance d'écriture en températures de blocage. En outre, une approche différente basée sur une mesure de résonance ferromagnétique à différentes températures pourrait apporter de précieuses informations. En effet il a été montré que la fréquence de résonance d'une couche mince FM est fortement augmentée lorsque celle-ci est couplée à une couche mince AF [39, 40]. En considérant d'une part que lorsque les effets du couplage disparaissent la valeur de la fréquence de résonance du FM se rapproche du cas non-couplé, d'autre part que les fréquences d'excitation des moments du FM couplé sont beaucoup trop élevée pour pouvoir observer les effets de l'activation thermique dans l'AF avec l'augmentation de la température ($f > 1\text{GHz}$, c'est-à-dire un temps de relaxation $< 1\text{ns}$), alors on peut imaginer observer une variation du signal de résonance FM à l'approche de la température de Néel. L'intérêt de cette approche est qu'elle ne repose pas sur la réalisation de cycles d'hystérésis pour mesurer le couplage FM/AF et pourrait donner accès à une mesure de la température de Néel pour des couches minces AF.

Néanmoins, bien que qualitatifs ces résultats montrent qu'à partir de couches piégées dont les T_b statiques mesurées sont du même ordre de grandeur, les T_b atteintes lors de la durée d'impulsion de chauffage à 10ns sont moins importante pour le FeMn que pour l'IrMn et cette différence correspond grossièrement à la différence entre les T_n des deux AF.

Ainsi, l'approche initiale qui consistait à ajuster l'épaisseur d'IrMn pour ajuster la T_b et par conséquence la gamme de température de fonctionnement sans prendre en compte la différence entre températures de blocage statiques et dynamiques s'est avérée erronée. La comparaison des résultats obtenus pour l'IrMn et le FeMn montre que la stabilité thermique de l'AF sur de longues durées d'impulsions de chauffage et par conséquent la gamme de température fonctionnelle de la mémoire est contrôlable en optimisant les paramètres structurels de l'AF tels que son épaisseur tandis que le paramètre pertinent pour ajuster la température d'écriture est la température de Néel. Cela permet d'envisager à la fois une extension de la gamme de température fonctionnelle, en augmentant l'épaisseur d'AF, et une réduction de la température d'écriture, en remplaçant l'IrMn par un FeMn.

2.5. Conclusion

L'utilisation des phénomènes physiques nouveaux dans les dispositifs commerciaux est souvent longue à mettre en oeuvre, en raison de l'inadéquation entre les performances revendiquées par les chercheurs, estimées dans les conditions idéales de fonctionnement, et les besoins des entreprises qui impliquent souvent des compromis liés aux conditions de fonctionnement et aux contraintes économiques. L'électronique de spin, c'est-à-dire la convergence du nanomagnétisme et de l'électronique silicium, a démontré au cours des vingt dernières années qu'avec un peu de chance et beaucoup d'efforts, le transfert pouvait être très rapide.

Cette thèse rassemble des travaux réalisés dans le cadre du transfert de la technologie TAS-MRAM entre le laboratoire Spintec et la société Crocus-Technology, pour permettre le fonctionnement des dites mémoires sur une gamme de température étendue.

Dans la partie introductive de ce manuscrit j'ai décrit les éléments de nano magnétisme et d'électronique de spin nécessaires à la compréhension des principes de base de la MRAM, avant de décrire plus particulièrement la TAS-MRAM, ses contraintes de fonctionnement et en particulier les contraintes liées à la température, aboutissant à la définition d'une gamme de température de fonctionnement et d'une gamme de température d'écriture.

L'objectif de cette thèse était de trouver des solutions permettant le fonctionnement de TAS-MRAM sur la gamme de température la plus étendue possible, cette gamme de température étant initialement définie grâce à des mesures statiques de la distribution de températures de blocage. L'examen de l'état de l'art dans le domaine et en particulier les travaux de Papusoi a révélé que la compréhension plus complète de la gamme de température des TAS-MRAM passe par la mesure dynamique de la distribution de températures de blocage. En effet, la participation de l'activation thermique au déblocage des AF polycristallins implique, lorsque le temps de chauffage de l'AF est réduit, des températures de blocage significativement plus hautes que celles obtenues par des méthodes de mesures statiques.

Des expériences ont donc été conduites sur des structures TAS-MRAM pour déterminer les densités de puissance du courant de chauffage nécessaires à l'écriture d'une cellule mémoire TAS-MRAM en variant la durée des impulsions de chauffage et l'épaisseur d'AF de la couche de stockage. Ces expériences ont montré l'intérêt des cellules mémoires TAS-

MRAM pour l'étude des propriétés dynamiques du couplage d'échange à l'interface entre deux couches minces ferromagnétiques et antiferromagnétiques. Dans ces structures, le caractère « in-situ » du chauffage par le courant, le confinement de la chaleur au niveau de la cellule et le faible volume à chauffer des points mémoire de taille submicronique permettent d'accéder à des temps de chauffage très courts (quelques ns), en appliquant des tensions raisonnables au regard des tensions de claquage de la barrière tunnel ($\sim 1.10^9 \text{ V.m}^{-1}$). Ceci donne accès à une large gamme de temps de chauffage et nous a permis d'étudier les effets de l'activation thermique

Ces expériences ont été réalisées dans un premier temps en utilisant l'IrMn comme AF de la couche de stockage, avant d'être répétées avec un FeMn. Elles ont permis, dans les deux cas, de vérifier la nature thermiquement activée du déblocage des grains dans les AF polycristallins en vérifiant l'évolution logarithmique de la densité de puissance d'écriture avec la variation de la durée de l'impulsion de chauffage dans une large gamme de durée d'impulsion.

En se basant sur un modèle simple de la diffusion de la chaleur dans une jonction tunnel, une conversion des données de densité de puissance d'écriture en température a été proposée, permettant de calculer une valeur de température de blocage de l'AF en fonction du temps de chauffage. Cette méthode a permis d'évaluer l'augmentation de la température de blocage avec la réduction du temps de chauffage des points mémoires, mais a montré certaines limites.

Pour les durées d'impulsion de chauffage suffisamment longues (typiquement $>100\text{ns}$ dans le cadre de cette étude), le régime d'équilibre rapidement atteint par la température du système permet de considérer la réponse thermique du système à un échelon de tension comme un échelon de température de même durée, dont l'amplitude est proportionnelle à la densité de puissance. Dès lors le facteur de proportionnalité entre puissance et température peut être obtenu en comparant d'une part la mesure de la densité de puissance d'écriture pour des durées d'impulsions quasi-statiques et d'autre part la température de blocage obtenue par un chauffage extérieur statique.

En revanche pour des durées plus courtes, la relation décrivant le régime transitoire de la réponse thermique du système à une impulsion de chauffage s'est révélée limitée car le modèle de diffusion de chaleur unidimensionnelle dont elle est issue comporte des hypothèses trop simplifiées. C'est le cas en particulier des conditions aux limites qui définissent une température fixe sur les surfaces extérieures de la JTM et ne prennent pas en compte le

chauffage des éléments extérieurs comme l'oxyde d'encapsulation ou les électrodes de la JTM, alors que les expériences réalisées sur des points mémoires de Crocus-Technology, utilisant deux tailles de point distinctes, ont permis de mettre en évidence l'influence significative du chauffage des électrodes et/ou de l'oxyde dans le processus de chauffage de la JTM. Cela implique qu'une traduction correcte des densités de puissance en température pour les durées d'impulsion inférieures à 100ns nécessite d'avoir au préalable caractérisé la manière dont le système complet réagit à une impulsion de courant, c'est à dire l'ensemble des régimes transitoires de tous les éléments du système chauffé. Ce travail nécessite la caractérisation des capacités thermiques et chaleurs spécifiques de matériaux entourant la JTM en plus des matériaux de l'empilement, pour être introduit dans des simulations 3D basées sur un calcul par éléments finis.

En conséquence la conversion des puissances en température pour les impulsions de moins de 100ns est à utiliser avec prudence, en se gardant d'en tirer des conclusions quantitatives. Pour autant, la conversion réalisée reste valide pour les durées d'impulsions supérieures à 100ns.

Par ailleurs, d'un point de vue applicatif, le caractère thermiquement activé de la Tb démontré pour les TAS-MRAM possède des conséquences plutôt négatives, car en diminuant la température de blocage pour les temps de chauffage longs, l'activation thermique dans l'AF va à l'encontre de la stabilité thermique du point mémoire et pose un problème de rétention d'information dans les cellules mémoires. En effet, tant que la condition $H_{ex} > H_c$ est remplie, l'information est stable dans la cellule mémoire, mais la déstabilisation des grains de l'AF sur les longues durées qui entraîne la réduction du champ d'échange, peut rompre cette condition de stabilité. A l'inverse, lors du processus d'écriture, les temps courts mis en jeu et le rôle réduit laissé à l'activation thermique dans le déblocage de l'AF augmentent la température nécessaire pour modifier l'information dans la cellule mémoire. Cela correspond à un écart significatif entre les températures de blocage statique et dynamique.

Pour obtenir des points mémoire plus stables et étendre la gamme de température des TAS-MRAM, il a été envisagé d'augmenter l'épaisseur de l'AF de la couche de stockage. Les résultats obtenus en variant l'épaisseur de l'AF ont confirmé l'augmentation, déjà observée dans la littérature, de la température de blocage avec l'épaisseur d'AF, mais cette fois-ci en l'étendant à une large gamme de temps de chauffage, allant de 10ns à 100 μ s.

La conséquence directe d'une telle dépendance est de pouvoir ajuster la gamme de température de fonctionnement des points mémoire en ajustant l'épaisseur d'AF. Néanmoins, l'existence de cette dépendance dans toute la gamme de temps de chauffage explorée pose un problème du point de vue de l'écriture, car l'augmentation de l'épaisseur d'AF entraîne l'augmentation des températures de blocage aussi bien statique que dynamique et donc implique un surcoût de puissance pour atteindre la température d'écriture. D'un point de vue technologique cela se traduit par la nécessité de transistors de sélection plus larges, limitant la miniaturisation de la mémoire et des tensions d'écriture qui dépassent la tension de claquage des JTM ou du moins s'en approchent, réduisant ainsi l'endurance de la mémoire.

L'approche initiale apparaît donc comme une impasse technologique. L'écart entre la température limite de fonctionnement et la température d'écriture doit être réduit, il est nécessaire de trouver un moyen d'adresser séparément les problématiques de température limite de fonctionnement et de température d'écriture. C'est dans ce cadre que la comparaison des résultats entre IrMn et FeMn a montré des résultats très encourageants.

En montrant d'une part que le FeMn permet, en ajustant son épaisseur, d'obtenir des températures de blocage statiques du même ordre de grandeur que celles de l'IrMn, et d'autre part que les densités de puissance nécessaires pour écrire un point mémoire sur un temps court sont significativement inférieures à celles requises par une couche d'IrMn, le FeMn a été identifié comme un bien meilleur candidat que l'IrMn pour l'optimisation du fonctionnement des TAS-MRAM. La conversion des densités de puissance d'écriture en températures de blocage dans chacun des cas suggère que la caractéristique principalement responsable de cette amélioration est la température de Néel plus basse du FeMn, qui constitue une valeur plafond aux températures de blocage pour les impulsions de chauffage les plus courtes. Ainsi, c'est par les paramètres extrinsèques de l'AF tels que l'épaisseur que l'on peut jouer sur la température de blocage statique alors que c'est un paramètre intrinsèque, la température de Néel, qui devient pertinent du point de vue de l'écriture des TAS-MRAM.

D'un point de vue industriel, l'ensemble de ces résultats montre tout d'abord que l'usage du FeMn comme AF de la couche de stockage apporte une amélioration importante dans la mesure où il permet, de conserver la gamme de température de fonctionnement permise par l'IrMn tout en ramenant la température d'écriture à un niveau plus raisonnable du point de

vue des autres critères de fonctionnement tels que la puissance consommée, ou la tension d'écriture qui impacte l'endurance de la mémoire.

En outre, à la vue des températures de chauffage extrapolées pour les deux antiferromagnétiques (du moins dans la gamme 10 μ s à 100ns), les résultats obtenus rendent crédibles le fait que les cellules mémoires peuvent dépasser la température de Néel du FeMn. Cela change nos perspectives sur l'écriture des points mémoires en permettant d'envisager une température d'écriture supérieure à T_n . En effet, tant que la température d'écriture est inférieure à T_n , le déblocage de la couche de stockage qui repose sur l'activation thermique des grains de l'antiferromagnétique reste un processus stochastique, auquel est rattachée une probabilité d'écriture, que rien ne permet de garantir comme étant parfaitement égale à 1. En revanche si l'écriture est réalisée à une température supérieure à sa T_n , l'antiferromagnétique est alors paramagnétique et ne peut plus contribuer à l'anisotropie effective de la couche de stockage. Les effets du couplage d'échange disparaissent totalement, ce qui garantit une probabilité de déblocage de 1 pour la couche de stockage.

Cette approche prend tout son sens si l'on considère le fonctionnement de la mémoire dans son ensemble et pas seulement une cellule mémoire. Pour permettre l'augmentation de la taille de la mémoire en limitant l'apparition de points mémoire défectueux ou d'erreurs d'écriture il est impératif de réduire au maximum toutes les dispersions des caractéristiques des points mémoire. Dans le cas de l'écriture il faut, non seulement que toutes les cellules mémoire puissent être écrites, mais aussi que la distribution des températures d'écriture soit la plus faible possible. Ici, la température de blocage est reliée à une distribution de taille de grains dans le point mémoire qui est elle-même variable d'un point à l'autre dans la mémoire alors que la température de Néel est une caractéristique intrinsèque du matériau déposé, que l'on suppose uniforme sur la surface de wafer déposée.

Si l'écriture à la température de Néel est un atout pour le fonctionnement optimal des TAS-MRAM, d'autres questions, non traitées dans ce manuscrit restent à résoudre.

Tout d'abord une question concernant le champ d'écriture, car l'écriture n'est pas seulement une affaire de chauffage mais implique également de retourner la couche de stockage par l'application d'un champ magnétique à l'aide d'une ligne métallique située à proximité de la jonction tunnel. Pour des raisons, d'une part de consommation électrique, d'autre part de limite d'électro-migration dans les lignes de métal de la mémoire, le champ

magnétique applicable est nécessairement limité, $\sim 1200\text{e}$ à ce jour. L'ensemble des expériences décrites dans ce manuscrit ont été réalisées à des champs d'écriture supérieurs à cette limite, il reste donc à s'assurer que le champ d'écriture pour l'ensemble des cellules mémoires est inférieur à cette limite. Ceci nécessite de caractériser et comprendre les processus de retournement de l'aimantation dans le point mémoire en étudiant l'influence de la taille, la forme et les matériaux des points mémoire sur le renversement de l'aimantation de la couche de stockage.

Enfin une question concernant la stabilité de l'information, car si des solutions ont été avancées dans cette thèse concernant l'écriture de l'information dans les TAS-MRAM, il reste nécessaire de vérifier la stabilité à long terme de cette information. Nous avons expliqué dans ce manuscrit pourquoi cette stabilité est reliée à la distribution des températures de blocage statiques. Aujourd'hui la distribution de températures de blocage est encore trop large et la chute du champ d'échange des points mémoires dans la gamme 25°C à 85°C en témoigne. Il est vraisemblable que l'optimisation de la stabilité thermique de l'information dans la gamme de température de fonctionnement nécessitera un effort de réduction de la distribution des tailles de grains afin d'obtenir des températures de fonctionnement bien définies.

Une fois ces différentes contraintes levées, nul doute que le transfert industriel de la technologie des TAS-MRAM aboutira à un produit fonctionnel et compétitif, jetant les bases essentielles pour les développements des prochaines générations de MRAM.

Références Bibliographiques :

- [1] Julliere, M. (1975), 'Tunneling between ferromagnetic films', *Physics Letters A* 54(3), 225-226.
- [2] Moodera, J. S.; Kinder, L. R.; Wong, T. M. & Meservey, R. (1995), 'Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions', *Phys. Rev. Lett.* 74(16), 3273.
- [3] Fert, A. & Campbell, I. A. (1968), 'Two-Current Conduction in Nickel', *Phys. Rev. Lett.* 21(16), 1190.
- [4] C.V.Tiusan (2000), 'Magnétisme et transport polarisé en spin dans les jonctions tunnel magnétiques. Utilisation du transport tunnel comme une sonde micromagnétique', PhD thesis, Université Louis Pasteur de Strasbourg.
- [5] Buda, L. (2001), 'Developpement d'un code de calcul micromagnétique 2D et 3D : Application à des systèmes réels de type films, plots et fils.', PhD thesis, Université Louis Pasteur de Strasbourg.
- [6] Stoner, E. C. & Wohlfarth, E. P. (1948), 'A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys', *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* 240(826), 599-642.
- [7] O.Fruchart (2007), 'Couches minces et nanostructures magnétiques (partie 1)', *Techniques de l'ingénieur E2150*.
- [8] O.Fruchart (2007), 'Couches minces et nanostructures magnétiques (partie 2)', *Techniques de l'ingénieur E2151*.
- [9] Meiklejohn, W. H. & Bean, C. P. (1956), 'New Magnetic Anisotropy', *Phys. Rev.* 102(5), 1413.

- [10] Meiklejohn, W. H. (1962), 'Exchange Anisotropy--A Review', *J. Appl. Phys.* 33(3), 1328-1335.
- [11] Mauri, D.; Siegmann, H. C.; Bagus, P. S. & Kay, E. (1987), 'Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate', *J. Appl. Phys.* 62(7), 3047-3049.
- [12] Malozemoff, A. P. (1987), 'Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces', *Phys. Rev. B* 35(7), 3679.
- [13] Takano, K.; Kodama, R. H.; Berkowitz, A. E.; Cao, W. & Thomas, G. (1997), 'Interfacial Uncompensated Antiferromagnetic Spins: Role in Unidirectional Anisotropy in Polycrystalline Ni₈₁Fe₁₉/CoO Bilayers', *Phys. Rev. Lett.* 79(6), 1130.
- [14] Takano, K.; Kodama, R. H.; Berkowitz, A. E.; Cao, W. & Thomas, G. (1998), 'Role of interfacial uncompensated antiferromagnetic spins in unidirectional anisotropy in Ni₈₁Fe₁₉/CoO bilayers (invited)', *J. Appl. Phys.* 83(11), 6888-6892.
- [15] Berkowitz, A. E. & Takano, K. (1999), 'Exchange anisotropy - a review', *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 200(1-3), 552-570.
- [16] Bruno, P. & Chappert, C. (1992), 'Ruderman-Kittel theory of oscillatory interlayer exchange coupling', *Phys. Rev. B* 46(1), 261.
- [17] Parkin, S. S. P. (1991), 'Systematic variation of the strength and oscillation period of indirect magnetic exchange coupling through the 3d, 4d, and 5d transition metals', *Phys. Rev. Lett.* 67(25), 3598.
- [18] L.Savtchenko (2003), 'Method of writing to scalable magnetoresistance random access memory element', US patent.

- [19] Fujiwara, H.; Wang, S. & Sun, M. (2005), 'Critical-field curves for switching toggle mode magnetoresistance random access memory devices (invited)', *J. Appl. Phys.* 97(10), 10P507-5.
- [20] Worledge, D. C. (2004), 'Spin flop switching for magnetic random access memory', *Appl. Phys. Lett.* 84(22), 4559-4561.
- [21] K. Wasa, S. H. (1992), *Handbook of sputter deposition technology*, Noyes Publication, Park Ridges, NJ.
- [22] J.J. Cuomo, S. R. & Kaufman, H. (1989), *Handbook of ion beam processing technology*, Noyes Publication, Park Ridges, NJ.
- [23] Nozieres, J. P.; Jaren, S.; Zhang, Y. B.; Zeltser, A.; Pentek, K. & Speriosu, V. S. (2000), 'Blocking temperature distribution and long-term stability of spin-valve structures with Mn-based antiferromagnets', *J. Appl. Phys.* 87(8), 3920-3925.
- [24] I.L.Prejbeanu et al., P. (2007), 'Thermally assisted MRAM', *Journal of Physics: Condensed Matter* **19**(16), 165218.
- [25] Papusoi, C.; Sousa, R. C.; Dieny, B.; Prejbeanu, I. L.; Conraux, Y.; Mackay, K. & Nozieres, J. P. (2008), 'Reversing exchange bias in thermally assisted magnetic random access memory cell by electric current heating pulses', *J. Appl. Phys.* 104(1), 013915-6.
- [26] Fulcomer, E. & Charap, S. H. (1972), 'Thermal fluctuation aftereffect model for some systems with ferromagnetic-antiferromagnetic coupling', *J. Appl. Phys.* 43(10), 4190-4199.
- [27] Fulcomer, E. & Charap, S. H. (1972), 'Temperature and frequency dependence of exchange anisotropy effects in oxidized NiFe films', *J. Appl. Phys.* 43(10), 4184-4190.

- [28] Nishioka, K.; Hou, C.; Fujiwara, H. & Metzger, R. D. (1996), 'Grain size effect on ferro-antiferromagnetic coupling of NiFe/FeMn systems', *J. Appl. Phys.* 80(8), 4528-4533.
- [29] Nishioka, K.; Shigematsu, S.; Imagawa, T. & Narishige, S. (1998), 'Thickness effect on ferro/antiferromagnetic coupling of Co/CrMnPt systems', *J. Appl. Phys.* 83(6), 3233-3238.
- [30] Xi, H.; White, R. M.; Gao, Z. & Mao, S. (2002), 'Antiferromagnetic thickness dependence of blocking temperature in exchange coupled polycrystalline ferromagnet/antiferromagnet bilayers', *J. Appl. Phys.* 92(8), 4828-4830.
- [31] Xi, H. & White, R. M. (2003), 'Theory of the blocking temperature in polycrystalline exchange biased bilayers based on a thermal fluctuation model', *J. Appl. Phys.* 94(9), 5850-5853.
- [32] Worledge, D. C. & Trouilloud, P. L. (2003), 'Magnetoresistance measurement of unpatterned magnetic tunnel junction wafers by current-in-plane tunneling', *Appl. Phys. Lett.* 83(1), 84-86.
- [33] C. Papusoi et al, (2008), 'Probing fast heating in magnetic tunnel junction structures with exchange bias', *New Journal of Physics* 10(10), 103006.
- [34] Sousa, R. C.; Kerekes, M.; Prejbeanu, I. L.; Redon, O.; Dieny, B.; Nozieres, J. P. & Freitas, P. P. (2006), 'Crossover in heating regimes of thermally assisted magnetic memories', *J. Appl. Phys.* 99(8), 08N904-3.
- [35] Nogués, J. & Schuller, I. K. (1999), 'Exchange bias', *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 192(2), 203-232.
- [36] Osborn, J. A. (1945), 'Demagnetizing factors of the general ellipsoide', *Phys. Rev.* 67(11), 351.

- [37] Baltz, V. (2005), 'Effets de taille finie sur les couplages magnétostatiques et l'anisotropie d'échange dans le domaine de l'enregistrement magnétique', PhD thesis, Université Joseph-Fourier - Grenoble I.
- [38] Baltz, V.; Gaudin, G.; Somani, P. & Dieny, B. (2010), 'Influence of edges on the exchange bias properties of ferromagnetic/antiferromagnetic nanodots', *Applied Physics Letters* **96**(26), 262505.
- [39] Queste, S.; Dubourg, S.; Acher, O.; Barholz, K. U. & Mattheis, R. (2004), 'Exchange bias anisotropy on the dynamic permeability of thin NiFe layers', *Journal of Applied Physics* **95**(11), 6873-6875.
- [40] Queste, S.; Dubourg, S.; Acher, O.; Soret, J.; Barholz, K. & Mattheis, R. (2005), 'Microwave permeability study for antiferromagnet thickness dependence on exchange bias field in NiFe/IrMn layers', *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **288**, 60--65.
- [41] Givord, D.; Rossignol, M. & Barthel, V. M. T. S. (2003), 'The physics of coercivity', *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **258-259**, 1--5.