



HAL
open science

Mémoire magnétique à écriture par courant polarisé en spin assistée thermiquement

Jérémy Alvarez-Hérault

► **To cite this version:**

Jérémy Alvarez-Hérault. Mémoire magnétique à écriture par courant polarisé en spin assistée thermiquement. Matière Condensée [cond-mat]. Université de Grenoble, 2010. Français. NNT: . tel-00565255

HAL Id: tel-00565255

<https://theses.hal.science/tel-00565255>

Submitted on 11 Feb 2011

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

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



UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE
Spécialité "Physique"

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée et soutenue publiquement par

Jérémy ALVAREZ-HÉRAULT

le 4 octobre 2010

**Mémoire magnétique
à écriture par courant polarisé en spin
assistée thermiquement**

Thèse dirigée par Alain Schuhl et codirigée par Ricardo Sousa

JURY

C. Chappert	Directeur de Recherche, CNRS, Orsay	Président
C. Muller	Professeur, Université de Provence, Marseille	Rapporteur
J.-P. Nozières	Directeur de Recherche, CNRS, Grenoble	Examineur
A. Schuhl	Professeur, Université Joseph Fourier, Grenoble	Examineur
R.C. Sousa	Ingénieur, CEA, Grenoble	Examineur
J.-E. Wegrowe	Professeur, Ecole Polytechnique, Palaiseau	Rapporteur

Thèse préparée au sein du laboratoire Spintec
(UMR 8191 CEA/CNRS/UJF/Grenoble INP)
Dans l'Ecole Doctorale de Physique de Grenoble

Table des matières

Remerciements	7
Contexte	11
1 Introduction : du spin aux MRAM	13
1.1 Couche mince ferromagnétique	13
1.1.1 Métal ferromagnétique	13
1.1.2 Anisotropie magnétique	15
1.1.3 Retournement cohérent d'aimantation par un champ magnétique statique	17
1.1.4 Dynamique d'aimantation	19
1.2 Jonction tunnel magnétique	20
1.2.1 Magnéto-résistance tunnel (TMR)	21
1.2.2 Couple de transfert de spin	23
1.3 Couplages en nanomagnétisme	24
1.3.1 Couplage dipolaire	24
1.3.2 Couplage d'échange dans une bicouche ferro-antiferromagnétique	25
1.3.3 Couplage RKKY	27
1.4 Mémoires	28
1.4.1 MRAM	28
1.4.2 Mémoires dominant actuellement le marché	33
1.4.3 Nouvelles mémoires non volatiles	37
1.4.4 Récapitulatif du marché	38
2 Une nouvelle génération de MRAM : la STT-TA-MRAM	43
2.1 Introduction	43
2.1.1 Nécessité de l'optimisation de la barrière	43
2.1.2 Process	44
2.2 Démonstration du concept de STT-RAM	46
2.2.1 Échantillons	46
2.2.2 Résultats électriques	49
2.3 Présentation détaillée de la TA-MRAM	50
2.3.1 Chauffage	50
2.3.2 Couplage d'échange F/AF	53
2.4 Démonstration du concept de STT-TA-MRAM	55
2.4.1 Principe de la STT-TA-MRAM	55
2.4.2 Première STT-TA-MRAM	56

3	Amélioration et développement de la STT(-TA)-MRAM	61
3.1	Structures STT-RAM	61
3.1.1	Méthode de caractérisation de l'écriture par STT	61
3.1.2	Dépendance de la probabilité de retournement avec la tension	64
3.1.3	Dépendance de la probabilité de retournement avec la largeur des impulsions	66
3.1.4	Dépendance du retournement avec le champ magnétique	68
3.1.5	Détermination du facteur de stabilité thermique à partir de la dépendance fréquentielle du champ coercitif	71
3.2	Structures STT-TA-RAM	73
3.2.1	Mesures préliminaires sur la structure optimisée	73
3.2.2	Méthode de caractérisation de l'écriture par TA-STT	74
3.2.3	Dépendance de la probabilité de retournement avec la tension et la largeur des impulsions	75
3.3	Démonstrateur MRAM	78
3.3.1	Présentation et caractérisation du démonstrateur	78
3.3.2	Ecriture des JTM	84
3.4	Conclusions et perspectives	84
3.4.1	Consommation des STT-RAM et des STT-TA-MRAM	85
3.4.2	Tension ou densité de courant critiques de retournement STT	85
3.4.3	Autres questions et ouvertures	86
4	Mesures de retournement en temps réel	87
4.1	Dispositif expérimental	87
4.1.1	Principe de la mesure en transmission	87
4.1.2	Validation expérimentale du principe	88
4.2	Écriture TAS avec un champ magnétique faible	90
4.3	Distributions de temps de retournement	91
4.3.1	Résultats et interprétation physique	91
4.3.2	Comportement moyen lors du retournement	93
4.3.3	Influence du champ magnétique sur la distribution de retournement	94
4.4	Simulations macrospin du retournement avec activation thermique	95
4.5	Conclusion	99
5	Claquage du diélectrique dépendant du temps	101
5.1	Le modèle utilisé : la distribution de Weibull	101
5.1.1	Introduction à la fonction de Weibull	101
5.1.2	Modèle de claquage pour les barrières tunnel	102
5.2	Le protocole expérimental	105
5.2.1	Échantillons, montage et routines	105
5.2.2	Analyse de Weibull des données expérimentales	106
5.3	Résultats expérimentaux	109
5.3.1	Comparaison pour différentes largeurs d'impulsions	109
5.3.2	Influence de la température	111
5.3.3	Dépendance du claquage avec le signe de la tension	114
5.3.4	Conclusion	115
	Conclusion	117
A	Détails du process	119

B	Données numériques sur les matériaux utilisés	123
C	Historique du marché des MRAM	125
	Glossaire	127

Remerciements

Pour commencer, je souhaiterais sincèrement remercier celle qui m'a poussé à faire une thèse à Spintec, Françoise Hippert. Au sein du master PMCR, le vilain petit canard que j'étais ("aller dans l'industrie, mais vous êtes fou ?!") a été dirigé vers Spintec grâce à sa responsable de master. Effectivement, Spintec a bien été pour moi le meilleur moyen de toucher l'industrie du doigt tout en restant dans la recherche, de m'épanouir d'un point de vue professionnel. On ne peut rêver mieux comme tremplin.

Ensuite, Ricardo. C'est toi qui m'as appris... à me débrouiller tout seul! Tu m'as très rapidement donné beaucoup d'autonomie et m'as accordé ta confiance, tout en me guidant pour ne pas perdre le fil conducteur de cette thèse. Serait-ce ça, la méthode Freitas? Quoi qu'il en soit, j'ai vraiment apprécié cette liberté dans mon travail au jour le jour. On s'est souvent pris le bec pour des problèmes techniques ou physiques, mais ça a toujours été un plaisir de débattre avec toi dans une relation de collègue à collègue et non pas de prof à élève.

Merci également à Bernard Dieny, la tête pensante du labo, dont la culture scientifique impressionnante permet de venir à bout des phénomènes les plus obscurs grâce à des interprétations toujours plus élégantes les unes que les autres. C'est sûrement le seul à pouvoir interpréter une TMR anormale grâce aux *pinholes* dans un empilement Pb/V/Pb...

Pour finir sur l'encadrement de cette thèse, merci à Alain pour m'avoir aidé à gérer tous les problèmes administratifs et pour m'avoir fait ses plus beaux autographes pendant trois ans!

Toujours côté boulot, je tiens à remercier toute l'(ancienne) équipe de Crocus dont Jean-Pierre, Lucian, Ken et Yann. C'est cette collaboration qui m'avait motivé pour faire une thèse à Spintec. Concilier les objectifs de recherche avec les enjeux industriels n'a pas toujours été simple, mais le jeu en valait la chandelle. Un merci particulier pour J.-P., qui a eu l'extrême bonté de me consacrer un peu de son temps pour m'aider dans la résolution de problèmes basement matériels, sans qui je n'aurais sûrement pas pu soutenir à temps, ainsi qu'à Ken qui m'a permis de décrocher le Saint Graal pour un jeune diplômé : un C.D.I. ! Et en ayant soutenu ma thèse à temps, n'est-ce pas Lucien!?! Un coucou pour finir au duo de choc de secrétaires de Crocus : Nathalie et Corinne! Pour tous ceux qui restent, je suis bien content de venir bosser avec vous!

Une salutation toute particulière pour Erwan, *este hombre* avec qui j'ai partagé LE bureau 426¹. Je rends ici hommage au cravatiste, au champion de pétanque alcoolisée, à l'artiste post-

1. Sorte de patchwork éclectique bientôt au patrimoine mondial de l'UNESCO, accessoirement utilisé comme lieu de travail. Beaucoup à Spintec y voient cependant plus un musée qu'un bureau et viennent non sans plaisir visiter cet antre. C'est le seul endroit dans Spintec où il est possible de trouver un château, un avion, une montagne de pain déshydraté, des cibles de lancer de couteau, une arche biodégradable, un jardin potager et, pour finir, une

moderne, à l'amateur de Steeve MacQueen, au lecteur assidu de GQ, au lanceur de couteau ou encore au MRAMer, j'ai nommé... Monsieur Grapilan! J'en profite ici pour saluer tous les descendants de gourgandines qui sont encore persuadés que je m'appelle Erwan et que mon jumeau maléfique (*dixit* Dimi) s'appelle Jérémy.

Mawie-Théwèse?! Mawie-Théwèèèè?!?! C'est les chiffwes paiws ou les chiffwes impaiws? Marité, ou Madame Process-Oh-C'est-Bon-Quoi-C'est-Quoi-C'T'Aventure... Merci Marité pour toutes ces pauses café passées sur notre terrasse à prendre un bain de soleil matinal, à m'expliquer la différence entre le Mont Rachais et le Néron, à me parler de ta chatte (ta chachoune, comme tu dis). Tiens bon encore quelques temps, et dis-toi pour patienter que "c'est tous des p'tits cons"!

Merci à tous les Spintequois, les grands et les petits, les LETI et les non-LETI, les chevelus et les chauves, les thésards, les stagiaires, les permanents et les post-docs, les qui-croient-encore-qu'ils-vont-avoir-un-poste-permanent et les réalistes, les actuels et ceux qui sont déjà partis. Merci en particulier à deux générations de thésards. La première avec Kéké, Dimi, Lucien (désormais converti au Crocussisme radical!), pour toutes les soirées... La seconde avec Maria et Seb, héros d'une épopée mythique en Roumanie, où fut popularisée la célèbre formule : "Ooohh!! Seeeeeb!!!!". Merci Maria pour être passée à peu près tous les jours dans notre bureau, comme ça, juste pour discuter, ça faisait vraiment plaisir! En vrac, un grand bonjour à Monsieur Sushi, désormais parti du côté du Soleil Levant, à nos deux secrétaires qui assurent un max, j'ai nommé Rachel et Kat', ainsi qu'à Marthe, la stagiaire la plus motivée et déjantée que Spintec ait jamais connu!

C'est non sans émotion que je rends hommage aux anonymes qui ont fait mon environnement pendant trois ans : le livreur qui dit "Un colis pour Spaintèque", la serveuse qui fait les sandwiches au H3, la caissière "café?", son copain "bon appétit!", le garde FLS sympa qui laisse passer sans badge, les coiffeuses de David&Son (charmantes, n'est-ce pas R1?), l'agent de nettoyage de mon immeuble toujours souriant même quand je passe juste après la serpillère...

Un grand Nweeeeeeeeeeeeeeeep pour la troupe des irréductibles limougeaudois va-nu-pied, pour cette année de folie qu'a été la sup' (merci aussi à Sophie et à Ganesh), pour tous les excellents moments qu'on a passés depuis, pour la Creuse, pour la Scopa, pour Tommy, pour le jus de raisin, pour la saucisse au mètre dans les Pyrénées, pour Manu Chao, pour la masse négative, pour les DM de maths planants au son des Pink Floyds... Pour le fait que chaque fois qu'on se revoit, c'est comme si on s'était quitté il y a 5 minutes, à part peut-être pour la coupe de cheveux, pour tout ça, merci à tous!

Je salue ici tous les anciens de PG restés ou pas à Grenoble, en particulier Etienne qui a eu la (très) mauvaise idée de faire une thèse sur une mémoire concurrente des MRAM dont je ne citerais même pas le nom! Salut également à tous les IEG que j'ai connus grâce à MC! Un coucou lointain pour celles que j'appellerai les "Périgourdines", de naissance ou de passage, que j'ai connues pendant mes 3 années passées à B2B, Tata et les deux Mama!

Après tout ce beau monde, un remerciement très général pour la famille! Merci à mes parents et à Sylviane de m'avoir encouragé dans cette voie, merci à Fred et Antonio pour... je ne sais pas mais merci quand même! Un grand coucou à ma belle famille qui m'a accueilli les bras grand ouverts, et spéciale dédicace à Ben-J pour son futur doctorat!

TMR à 2620%. Sûr que ce lieu va nous manquer...

J'ai gardé le meilleur pour la fin. Merci à celle qui m'a chambré pendant une dizaine de mois parce Mâdame était Docteur et pas Môsieur, ma MCita ! Merci pour tout ce qu'elle m'a apporté (un anneau de pouvoir !), pour son aide. Je suis fier de ce qu'elle est et de ce qu'elle a réussi à faire (oui, je sais, ce n'est pas un remerciement, mais c'est le seul endroit dans une thèse où on met ce qu'on veut, donc je me fais plaisir, bande de rabat-joie ! Et encore, ça aurait pu être pire, imaginez si je m'étais lancé dans l'écriture d'un roman de style zolien. Ah, on fait moins les malins ! Fin de la parenthèse, revenons au sujet initial). C'est un pilier de ma vie et c'est bien parti pour durer ! Merciiiiiiiiiiiiii !

Contexte

Le magnétisme a longtemps été un domaine mystérieux de la physique, voire de la métaphysique, connu depuis des millénaires notamment grâce à la magnétite, déjà mentionnée par Pline l’Ancien en l’an 77 de notre ère. Depuis, beaucoup de progrès ont été effectués, avec les premières vraies avancées au XIX^{ème} siècle que l’on doit aux approches ampériennes et coulombiennes. Le pas décisif dans sa compréhension à l’échelle atomique a cependant eu lieu grâce à la découverte à la fois théorique et expérimentale du spin de l’électron au début du XX^{ème} siècle. Depuis lors, notre connaissance n’a cessé de s’améliorer sur le sujet notamment grâce à des personnalités comme Néel, instigateur de l’implantation du magnétisme sur Grenoble avec un rayonnement mondial. Parallèlement, la seconde moitié du siècle précédent a vu naître et se développer de manière exponentielle l’électronique, notamment grâce à l’invention du transistor. L’industrie du semiconducteur est désormais devenue omniprésente.

Ces domaines - électronique et magnétisme - exploitant tous les deux l’électron (sa charge pour l’un, son spin pour l’autre), il était légitime qu’ils se rencontrent pour mettre à profit toutes les potentialités de l’électron. Ainsi est née l’électronique de spin. Elle a connu deux phases décisives d’un point de vue de conceptuel : en premier lieu, la découverte des propriétés de magnétorésistance (d’abord dans des multicouches magnétiques, puis dans des vanes de spin et finalement dans des jonctions tunnel magnétiques) ; en second lieu, les prévisions théoriques confirmées ensuite expérimentalement de l’action réciproque du courant sur l’aimantation, appelée couple de transfert de spin.

C’est sur ce socle que l’aventure des MRAM a commencé : il est possible de stocker de l’information avec la direction de l’aimantation. La lecture se fait par une simple mesure de résistance et donne deux valeurs bien distinctes suivant l’orientation de l’aimantation par rapport à une référence. L’écriture peut se faire quand à elle soit avec du champ magnétique soit avec du courant polarisé en spin. Depuis ses débuts il y a une dizaine d’années, les propriétés des MRAM ont considérablement évolué, et il y a fort à parier que nombre d’entreprises vendraient à ce jour des MRAM si elles n’avaient pas des concurrentes aussi sérieuses.

Effectivement, les MRAM ne sont pas seules, et elles arrivent même sur un marché déjà très concurrentiel, celui des mémoires, divisé entre les mémoires RAM et les mémoires de stockage. L’enjeu est de taille : les avantages nominaux des MRAM sont tels qu’ils la placent en bonne position pour, peut-être, à terme, détrôner toutes les mémoires, de la DRAM à la Flash. Malgré ce potentiel, rien n’est joué. Sans parler ni des autres mémoires potentiellement universelles ni des arguments économiques qui font qu’il est souvent plus facile d’optimiser un produit existant que de tout renverser pour un produit meilleur, les MRAM, toutes générations confondues, ont encore quelques défis à relever. La conservation de la stabilité thermique avec la diminution de la taille, la durée de vie des jonctions tunnel ou la dispersion des propriétés d’écriture sont autant de points à étudier, comprendre et résoudre pour que la MRAM passe de simple candidat potentiel à une mémoire produite en masse.

Dans ce contexte, le but de cette thèse est double : apprendre à mieux caractériser les disposi-

tifs mémoire et comprendre les mécanismes physiques mis en jeu lors de leur fonctionnement ; apporter une solution à quelques unes des problématiques évoquées plus haut en proposant une nouvelle structure de MRAM, la STT-TA-MRAM, avec un schéma d'écriture simple.

Aussi le *Chapitre 1* introduira les différents concepts clé du magnétisme mis en jeu dans les MRAM, dont les différentes générations seront présentées puis mises en perspective avec les principales mémoires dominant ce marché afin de bien comprendre les tenants et aboutissants des contraintes du domaine.

Le *Chapitre 2* présentera les premiers échantillons de MRAM à écriture par courant polarisé en spin (STT-RAM) et de MRAM à écriture par courant polarisé en spin assistée thermiquement (STT-TA-MRAM) sur lesquels la faisabilité des concepts est démontrée.

Ces structures ont ensuite été optimisées dans le *Chapitre 3* afin d'en améliorer les performances et d'étudier plus en détails leurs propriétés.

Le *Chapitre 4* mettra en avant une technique de caractérisation de retournement d'aimantation en temps réel permettant d'accéder au cœur de la physique de l'écriture.

Enfin, la fiabilité en tension des jonctions sera éprouvée dans le *Chapitre 5* afin de tenter de comprendre les mécanismes responsables du claquage des barrières tunnel dans les MRAM dans le but de mieux les contrôler.

Chapitre 1

Introduction : du spin aux MRAM

1.1 Couche mince ferromagnétique

1.1.1 Métal ferromagnétique

On sait, depuis l'expérience de Stern et Gerlach en 1922 [1], que l'électron est caractérisé non seulement par sa charge $-e$, mais aussi par un moment magnétique intrinsèque (par opposition au moment magnétique orbital, proportionnel à son moment cinétique, donc nul au repos), appelé spin. Ce moment magnétique peut seulement prendre deux états distincts :

$$\vec{m}_s = \pm \mu_B \vec{z} \quad (1.1)$$

où \vec{z} est l'axe portant le moment et $\mu_B = \frac{\hbar e}{2m_e} \approx 9,2732 \times 10^{-24} \text{ A.m}^2$ est le magnéton de Bohr, avec m_e la masse de l'électron, e le quantum de charge et \hbar la constante de Planck réduite.

Dans un atome, les nucléons, c'est-à-dire les protons et les neutrons, ont une masse environ 2000 fois plus élevée que celle des électrons. Par conséquent, bien qu'eux aussi soient porteurs de spin, leur moment magnétique est environ 2000 fois plus faible que celui des électrons, et sera donc négligé par la suite. Le caractère magnétique d'un atome est donc lié uniquement aux électrons de son nuage électronique. Ce dernier est séparé en couches et sous-couches distinctes, correspondant à des niveaux d'énergie différents. Le remplissage¹ de ces couches et sous-couches est régi par le principe de Pauli (comme tous les fermions, deux électrons ne peuvent pas être dans le même état quantique) et les règles de Hund [2].

Si une sous-couche est pleine, tous les moments magnétiques se compensent. Dans ce cas, elle n'est pas magnétique. Seules les sous-couches non pleines contribuent donc au magnétisme. Or, dans la matière condensée, des liaisons entre atomes se forment, remplissant ainsi les sous-couches extérieures des atomes impliqués dans la liaison. Dans la matière condensée, un atome ne pourra donc être magnétique que s'il possède des sous-couches internes non remplies. C'est typiquement le cas des éléments du groupe 3d, comme le manganèse, le fer, le cobalt, le nickel, ainsi que des terres rares (4f). Dans le cadre de cette étude, seuls les éléments du groupe 3d ont été utilisés. Un atome magnétique est donc caractérisé par son moment magnétique \vec{m} , défini par la somme des moment magnétiques orbitaux et intrinsèques non compensés.

L'interaction d'échange entre deux moments magnétiques voisins d'un solide peut être décrite dans un modèle de magnétisme localisé par :

1. Le "remplissage" n'est qu'une construction intellectuelle permettant d'expliquer l'arrangement des électrons sur les différents états possibles.

1.1. COUCHE MINCE FERROMAGNÉTIQUE

$$E_{ij} = \begin{cases} -J\vec{m}_i \cdot \vec{m}_j & \text{si } i \text{ et } j \text{ sont voisins directs} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.2)$$

Le signe de la constante d'échange J va directement impliquer quel type de magnétisme va être présent dans le matériau (Figure 1.1).

Si J est positive, la minimisation de l'énergie totale va impliquer que tous les spins seront orientés dans la même direction. Le matériau est alors dit ferromagnétique, que l'on notera F par la suite. La somme des moments va être non nulle : ce sera le moment magnétique de l'échantillon considéré.

Inversement, si la constante J est négative, les spins adopteront une configuration antiparallèle entre plus proches voisins. Si les moments des différents atomes sont tous égaux, alors la somme de tous les moments est nulle, c'est un matériau antiferromagnétique, que l'on notera AF. En revanche, si les moments n'ont pas tous la même norme, la somme des moments n'est pas nulle, le matériau est dit ferrimagnétique.

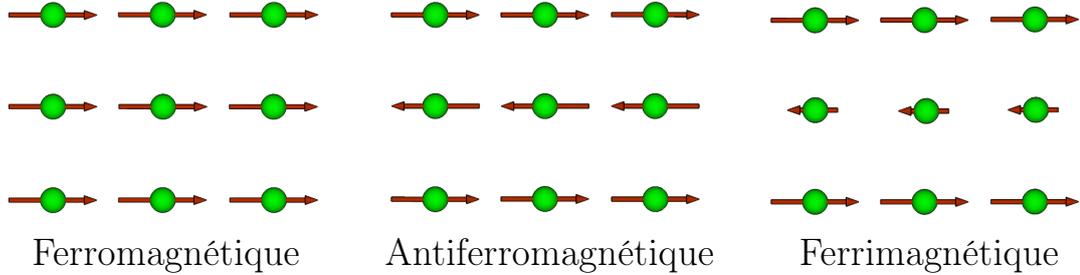


FIGURE 1.1 – Différentes configurations magnétiques suivant le signe de J et les normes des moments individuels.

A l'échelle macroscopique, la grandeur utilisée pour quantifier le magnétisme d'un échantillon n'est pas le moment magnétique, mais l'aimantation, définie comme le moment magnétique volumique :

$$\vec{M} = \frac{d\vec{m}}{dV} \quad (1.3)$$

Jusqu'à présent, seule l'énergie d'échange entre moments voisins a été prise en compte. Il y a de nombreuses autres énergies (couplages, anisotropies) qui interviennent dans les matériaux magnétiques, induisant un changement de configuration des différents moments entre eux. Malgré tout, l'application d'un champ magnétique suffisamment fort aligne tous les moments entre eux, l'aimantation est alors maximale. C'est l'aimantation à saturation, notée M_S . Tout ceci est valable pour des températures suffisamment faibles. Une transition de phase se produit à une température nommée température de Curie, notée T_C . Le ferromagnétisme disparaît pour laisser place au paramagnétisme, dans lequel tous les moments sont désordonnés (l'aimantation en champ nul est nulle). Avant la température de Curie, l'aimantation décroît lentement puis chute brutalement à l'approche de T_C pour s'annuler exactement à T_C (Figure 1.2).

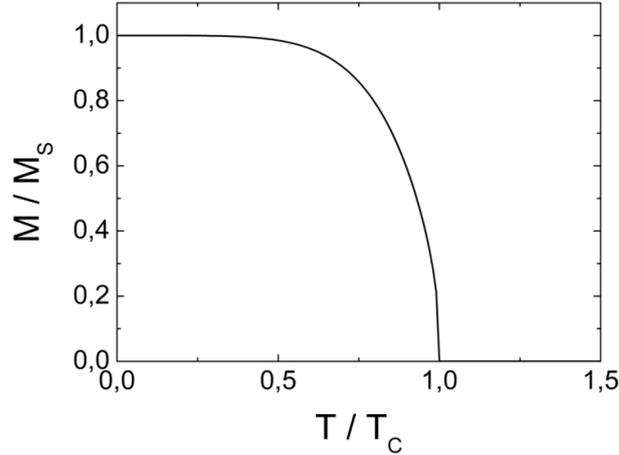


FIGURE 1.2 – Profil d’aimantation à saturation dépendant de la température.

Comme le montre l’équation 1.3, l’aimantation est une grandeur intensive (qui ne dépend pas du volume). L’aimantation à saturation permet donc de comparer aisément les propriétés magnétiques de différents matériaux, indépendamment des échantillons (cf Table 1.1).

TABLE 1.1 – Paramètres magnétiques de différents matériaux ferromagnétiques

Matériau	M_S (emu/cm ³)	T_C (K)
Fe	1735	1043
Co	1445	1394
Ni	509	631
CoFe	1400	1200
NiFe	800	600
CoFeB	1300	1300

Par la suite, les matériaux ferromagnétiques auront une importance capitale. Comme ce seront des métaux, le terme "ferromagnétique" désignera par défaut un métal ferromagnétique. De plus, l’état magnétique sera toujours considéré comme saturé. C’est l’hypothèse "macrospin". L’expérience montrera qu’elle est vérifiée pour des couches minces gravées avec des diamètres de l’ordre de la centaine de nanomètres (cf. chapitre 4).

1.1.2 Anisotropie magnétique

Jusqu’à présent, un matériau ferromagnétique a été considéré comme ayant tous ses moments magnétiques alignés, sans en préciser la direction, le seul terme d’énergie étant l’échange direct entre moments voisins. Or, il existe d’autres termes d’énergie qui définissent à plus grande échelle quelle doit être l’orientation absolue des moments d’un échantillon. On parle d’énergie d’anisotropie magnétique. De manière générale, en assimilant une couche mince à un ellipsoïde de révolution extrêmement aplati, il est possible d’écrire l’énergie d’anisotropie sous la forme :

$$E = -K_0 V \cos^2 \theta \tag{1.4}$$

1.1. COUCHE MINCE FERROMAGNÉTIQUE

Avec

$$K_0 = K_V + \frac{K_S}{t} \quad (1.5)$$

Où K_0 est l'anisotropie effective de la couche mince, V est le volume de la couche, θ est l'angle entre l'aimantation et la normale au plan de la couche, K_V et K_S sont respectivement les anisotropies de volume et de surface, et t l'épaisseur de la couche mince ferromagnétique. L'expression 1.5 mène bien à une anisotropie de volume pour les échantillons macroscopiques (*bulk*) et à une prédominance de l'anisotropie de surface pour les couches extrêmement minces. Le signe de ces deux anisotropies va déterminer la direction stable de l'aimantation (celle qui minimise l'énergie). Par exemple, dans le cas où K_V est négative et K_S positive, l'aimantation va être perpendiculaire au plan pour les couches épaisses et dans le plan pour les couches fines.

L'anisotropie peut en réalité être séparée en différents termes bien identifiés ayant un sens plus physique que les termes phénoménologiques de surface et de volume.

Le premier terme est présent quel que soit l'échantillon. Il s'agit de l'anisotropie magnétocristalline. Elle vient de l'interaction spin-orbite (interaction entre le moment magnétique intrinsèque - le spin - \vec{S} , et le moment magnétique orbital \vec{L}). Comme son nom l'indique, elle tend à orienter les moments magnétiques dans des directions préférentielles du réseau cristallographique. Son terme principal est volumique, mais elle possède également un terme surfacique dû à la brisure de symétrie induite par la surface de l'échantillon [3]. Bien qu'elle soit commune à tous les échantillons, son amplitude est faible par rapport aux autres termes d'anisotropie qui interviennent dans les échantillons étudiés.

Le second terme est uniquement volumique : l'anisotropie de forme tend à orienter l'aimantation suivant la dimension la plus grande de l'échantillon. Dans une approche coulombienne du magnétisme, cela revient à éloigner au plus les charges magnétiques de surface entre elles et à en limiter le nombre. Dès lors que la surface de la couche mince gravée est elliptique non circulaire, cette anisotropie va être prépondérante.

Il existe également un terme d'anisotropie magnétoélastique, qui provient du fait que des couches épitaxiées de paramètres de maille différents de celui du substrat vont être fortement contraintes. Un mécanisme de couplage magnétoélastique va induire cette anisotropie.

Enfin, les imperfections du réseau cristallin (rugosité, interdiffusion, etc) vont être à l'origine d'anisotropies de surface.

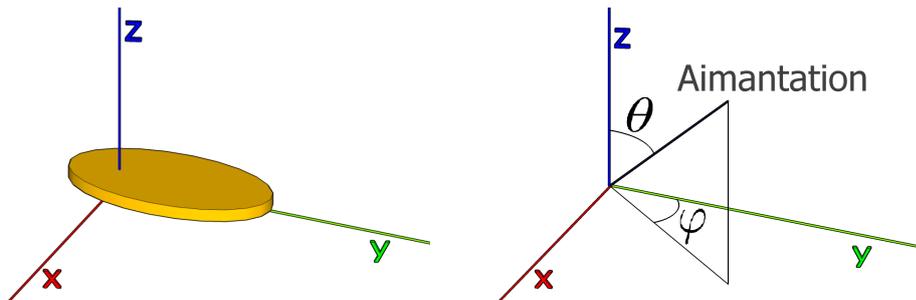


FIGURE 1.3 – Couche mince ferromagnétique à section elliptique et définition des angles décrit par l'aimantation dont dépend l'énergie d'anisotropie.

L'expression 1.6 est le modèle existant le plus simple. Il suppose une anisotropie uniaxiale. Souvent, les échantillons réels présentent d'autres anisotropies, par exemple dans le cas des couches minces gravées en pilier à section elliptique. Dans ce cas, un second terme d'énergie d'anisotropie va intervenir. Il sera de la forme :

$$E = -K_u V \cos^2 \varphi \quad (1.6)$$

Où K_u est l'anisotropie uniaxiale de la couche, φ est l'angle entre la projection de l'aimantation dans le plan de la couche et le grand axe de la surface elliptique. L'état d'énergie minimale est alors une aimantation orientée suivant le grand axe de l'ellipse.

1.1.3 Retournement cohérent d'aimantation par un champ magnétique statique

Les anisotropies décrites dans la partie précédente introduisent une ou des orientations préférentielles pour l'aimantation. Même dans le cas simple mais courant où une seule orientation est stable, l'aimantation va avoir deux états stables. Il est possible de la faire passer d'un état à un autre en appliquant un champ magnétique suffisamment élevé sur la couche ferromagnétique. L'amplitude du champ à appliquer est définie à partir de la hauteur de barrière à franchir pour passer d'un minimum d'énergie à un autre (Figure 1.4).

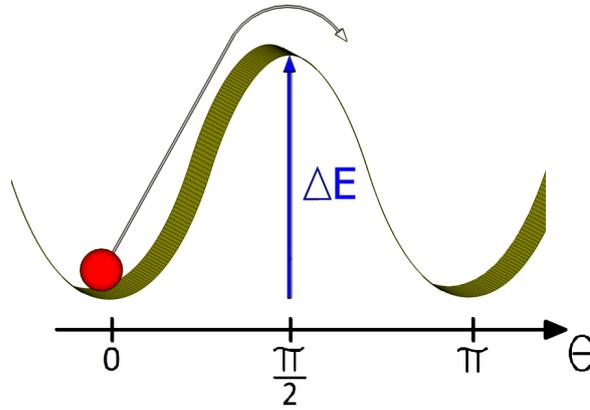


FIGURE 1.4 – Barrière d'énergie à passer pour retourner l'aimantation.

Cette barrière d'énergie ΔE est proportionnelle à l'anisotropie K de la couche ferromagnétique :

$$\Delta E = K_u V \quad (1.7)$$

Où V est le volume de la couche mince ferromagnétique.

Or, l'énergie, dite Zeeman, apportée par un champ magnétique \vec{H} opposé à l'aimantation \vec{M}_S est donnée par :

$$E = -V \vec{M}_S \cdot \vec{H} \quad (1.8)$$

L'énergie totale s'écrit donc :

$$E = -V M_S H \cos \varphi - K_u V \cos^2 \varphi \quad (1.9)$$

La minimisation de l'énergie par rapport à φ définit donc un champ critique orienté suivant l'axe facile dans le sens opposé à l'aimantation initiale ($\varphi = \pi$), dit champ coercitif, et noté H_C ,

1.1. COUCHE MINCE FERROMAGNÉTIQUE

pour lequel l'énergie apportée par le champ est égale à la hauteur de barrière à franchir. On a alors :

$$H_C = \frac{2K_u}{M_S} \quad (1.10)$$

En faisant un premier retournement puis le retournement opposé en balayant le champ magnétique² avec une amplitude supérieure au champ coercitif, on fait ce qu'on appelle un cycle d'hystérésis, comme le montre la Figure 1.5.

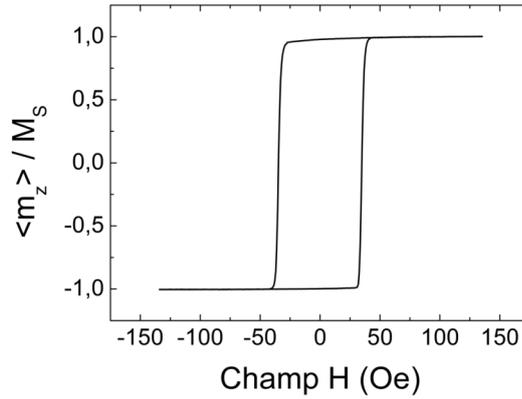


FIGURE 1.5 – Cycle d'hystérésis avec un balayage en champ dans la direction qui contient les deux états stables d'aimantation.

Dans le cas d'une couche mince de section elliptique, la direction préférentielle pour l'aimantation sera celle du grand axe de l'ellipse, nommée axe de facile aimantation, ou encore axe facile, et la direction du petit axe de l'ellipse sera nommée axe de difficile aimantation, ou encore axe difficile (Figure 1.6).

Dans ce cas, le cycle donné en Figure 1.5 est obtenu en balayant le champ selon l'axe facile. De manière plus générale, le retournement peut s'effectuer avec un champ magnétique planaire (dans le plan de la couche) non colinéaire à l'axe facile. Le champ de retournement est alors donné par l'astroïde de Stoner-Wohlfarth [4] :

$$H_d^{2/3} + H_f^{2/3} = \left(\frac{2K_u}{M_S} \right)^{2/3} \quad (1.11)$$

Où H_f est la composante du champ suivant l'axe facile et H_d est la composante du champ suivant l'axe difficile.

2. L'unité du champ magnétique H utilisée est l'œrsted (système CGS), bien que l'unité du système international soit l'ampère par mètre. La conversion est donnée par $1 \text{ Oe} = \frac{1000}{4\pi} \text{ A.m}^{-1} \approx 79,577 \text{ A.m}^{-1}$.

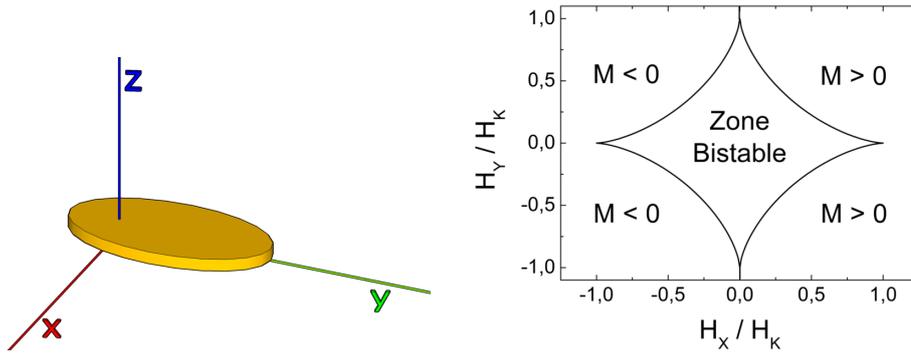


FIGURE 1.6 – Couche mince ferromagnétique à section elliptique et astroïde de Stoner-Wohlfarth associée.

Il apparaît clairement que la norme du champ magnétique à appliquer pour retourner l'aimantation est plus faible lorsque le champ n'est pas colinéaire à l'axe facile, le minimum étant à 45° de l'axe facile. C'est ce principe qui va être à la base de la première génération de MRAM (cf p.28).

1.1.4 Dynamique d'aimantation

Dans la partie précédente, seuls les états finaux, c'est-à-dire après application du champ, étaient considérés. Pour la suite, étant donné les durées d'écriture toujours plus courtes, il devient nécessaire d'étudier la dynamique de l'aimantation, c'est-à-dire la manière dont elle passe d'un état à un autre.

De par sa nature, l'aimantation ne peut avoir qu'un mouvement de rotation. Par analogie avec la mécanique du solide, le mouvement de rotation de l'aimantation est défini par :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{\Gamma} \quad (1.12)$$

Où $\vec{\Gamma}$ est la densité de couple (que l'on appellera par la suite "couple") agissant sur l'aimantation.

Le premier couple intervenant dans l'équation du mouvement d'aimantation est le couple de rappel $\vec{\Gamma}_r$ donné par :

$$\vec{\Gamma}_r = \mu_0 \vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} \quad (1.13)$$

Où \vec{H}_{eff} est le champ effectif agissant sur l'aimantation, étant la somme du champ extérieur \vec{H} appliqué par l'opérateur et de la composante champ d'anisotropie \vec{H}_a . Si ce couple est le seul en présence, l'aimantation est alors sujette à un mouvement de rotation uniforme d'angle θ autour de l'axe porté par \vec{H}_{eff} : cette rotation est l'équivalent pour l'aimantation de la précession de Larmor pour un spin unique. Cet angle est fixé par la position initiale de l'aimantation. Dans un cas réel, l'aimantation va avoir tendance à être amortie et à revenir dans sa position d'équilibre déterminée par le champ \vec{H}_{eff} . Cet amortissement peut être décrit par un couple de frottement fluide proportionnel à la vitesse de rotation :

$$\vec{\Gamma}_f = -\frac{\alpha}{\gamma M_S} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \quad (1.14)$$

1.2. JONCTION TUNNEL MAGNÉTIQUE

Où α est le coefficient d'amortissement (*damping*), sans dimension. En faisant l'approximation que le terme d'amortissement est d'ordre supérieur au terme de rappel, on a, au premier ordre :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\vec{\Gamma} \approx -\gamma\vec{\Gamma}_r \quad (1.15)$$

D'où :

$$\vec{\Gamma}_f = -\frac{\alpha}{\gamma M_S} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \approx \frac{\alpha\mu_0}{M_S} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}) \quad (1.16)$$

La prise en compte de ces deux couples permet d'obtenir l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) [5, 6] :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\frac{\gamma_0}{1+\alpha^2} \left[\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_S} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}) \right] \quad (1.17)$$

La trajectoire de l'aimantation est donc une spirale ramenant progressivement cette dernière sur l'axe du champ effectif comme le montre la Figure 1.7. Il est important de noter que l'état stationnaire donné par cette équation correspond bien à ce qui a été discuté dans la partie précédente sur le retournement statique par un champ magnétique.

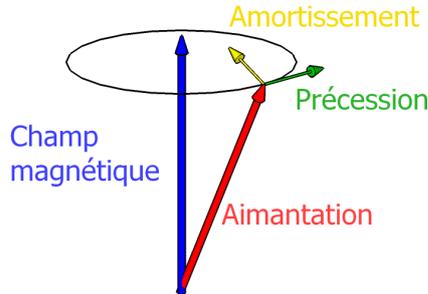


FIGURE 1.7 – Différents couples intervenant dans la trajectoire de l'aimantation d'une couche ferromagnétique. Le cercle noir représente la trajectoire que l'aimantation aurait si il n'y avait pas d'amortissement.

1.2 Jonction tunnel magnétique

Une jonction tunnel magnétique est un empilement de 3 couches minces successives, qui pourront être gravées ou non en plots de tailles diverses. La couche centrale est un oxyde non magnétique isolant, typiquement de l'oxyde de magnésium MgO. Elle forme une barrière tunnel. De chaque côté, une couche métallique ferromagnétique va être en contact avec cette barrière (cf Figure 1.8). Les propriétés de conduction avec un courant perpendiculaire au plan d'un tel empilement vont être présentées dans cette partie.

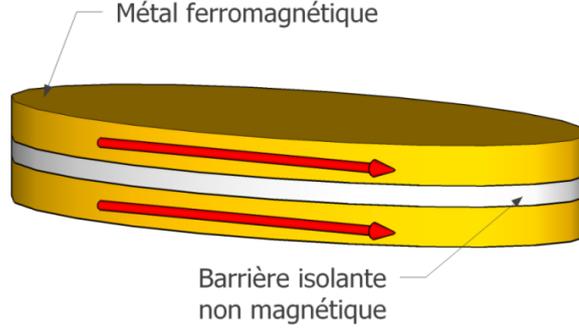


FIGURE 1.8 – Représentation schématique d'une jonction tunnel magnétique dans l'état parallèle.

1.2.1 Magnétorésistance tunnel (TMR)

Conduction à travers une barrière tunnel

Une barrière tunnel est caractérisée par une hauteur de barrière φ . Lorsque la tension appliquée aux bornes de cette barrière est inférieure à la hauteur de barrière ($V < \frac{\varphi}{e}$), la physique classique interdit tout passage d'électrons au travers de cette barrière. Cette interdiction est remise en cause par la physique quantique qui ne considère plus l'électron comme une particule mais comme une onde. En arrivant au contact avec la barrière, cette onde est en partie réfléchi, comme la particule classique l'est, mais pénètre aussi en partie dans la barrière : c'est l'onde évanescente. Bien que s'amortissant de manière exponentielle avec la barrière, une partie de l'onde évanescente va pouvoir sortir de la barrière : le courant devient alors non nul. La densité de courant J circulant à travers une barrière tunnel de hauteur moyenne $\bar{\varphi}$ et d'épaisseur Δs soumise à une tension V est donnée par l'équation de Simmons [7] :

$$J = J_0 \left\{ \bar{\varphi} \exp\left(-A\bar{\varphi}^{\frac{1}{2}}\right) - (\bar{\varphi} + eV) \exp\left(-A(\bar{\varphi} + eV)^{\frac{1}{2}}\right) \right\} \quad (1.18)$$

Où

$$J_0 = \frac{e}{2\pi h (\beta \Delta s)^2} \quad (1.19)$$

Et

$$A = \frac{4\pi\beta\Delta s}{h} (2m_e)^{\frac{1}{2}} \quad (1.20)$$

Avec e le quantum de charge, m_e la masse de l'électron, h la constante de Planck et $\beta \approx 1$ un facteur correctif.

Cette relation entre J et V est fortement non linéaire. Cependant, pour des tensions faibles, on obtient le développement au premier ordre suivant :

$$J \approx \left(\frac{(2m_e)^{\frac{1}{2}}}{\Delta s} \left(\frac{e}{h} \right)^2 \bar{\varphi}^{\frac{1}{2}} \exp\left(-A\bar{\varphi}^{\frac{1}{2}}\right) \right) V \quad (1.21)$$

Ce comportement à faible tension est caractéristique d'un comportement ohmique, où la résistance $R = \frac{J}{S \times V}$, S étant la surface de la barrière, ne dépend pas de la tension. Par la suite, la résistance des empilements étudiés sera définie comme la résistance mesurée dans la gamme de tension correspondant au comportement ohmique, typiquement pour $V < 100$ mV. Il est important de noter que la résistance totale des plots est presque intégralement due à la

1.2. JONCTION TUNNEL MAGNÉTIQUE

barrière tunnel, le reste de la structure étant métallique, et donc beaucoup plus conducteur que la barrière.

Modèle de conduction à deux canaux indépendants

Dans les jonctions tunnel magnétiques, les bandes de conduction vont être séparées en deux, une pour les spins *up* et une pour les spins *down*. La conduction électrique est assurée par plusieurs bandes, dont la bande 3d. Le couplage d'échange direct entre moments magnétiques va induire un décalage de la bande 3d \uparrow par rapport à la bande 3d \downarrow . La conséquence est la différence de densité d'état au niveau de Fermi, c'est-à-dire que le nombre d'électrons 3d de conduction (ceux au niveau de Fermi ϵ_F) de spin \uparrow va être différent de celui d'électrons 3d de conduction de spin \downarrow . Il y a donc une population de spins majoritaires et une autre de spins minoritaires dans chacune des couches ferromagnétiques de la jonction tunnel magnétique. Une hypothèse raisonnable est de considérer que la conduction se fait par deux canaux indépendants [8], celui des spins \uparrow et celui des spins \downarrow . La conductance d'une jonction tunnel magnétique vérifie alors [9] :

$$G \propto D_1^\uparrow(\epsilon_F)D_2^\uparrow(\epsilon_F) + D_1^\downarrow(\epsilon_F)D_2^\downarrow(\epsilon_F) \quad (1.22)$$

Où $D_i^\uparrow(\epsilon_F)$ (respectivement $D_i^\downarrow(\epsilon_F)$) est la densité d'état d'électrons de spin \uparrow (respectivement \downarrow) au niveau de Fermi pour la couche i .

Dans le cas où les aimantations des deux couches ferromagnétiques sont parallèles, la population de spins majoritaires est la même des deux côtés de la barrière, par exemple les spins \uparrow . On a alors $D_i^\uparrow(\epsilon_F) > D_i^\downarrow(\epsilon_F)$ pour $i=1,2$.

Il advient donc que les conductances des états parallèle et antiparallèle sont différentes : $G_p > G_{ap}$. La magnétorésistance tunnel (TMR, pour *Tunnel Magneto-Resistance*) est alors définie par :

$$\text{TMR} = \frac{G_p - G_{ap}}{G_{ap}} = \frac{R_{ap} - R_p}{R_p} \quad (1.23)$$

Pour un échantillon donné, la TMR dépend notamment de la température et de la tension utilisée pour la mesurer. Cette dernière dépendance est relativement importante, notamment lorsqu'on "écrit" un plot mémoire avec des tensions élevées. Ainsi, la TMR décroît avec la tension, en tendant vers zéro dans la limite infinie (bien entendu jamais atteinte sur une barrière tunnel). Un paramètre indicatif est la tension $V_{1/2}$ à laquelle la TMR est égale à la moitié de sa valeur dans la limite $V \rightarrow \infty$. Cette tension est généralement de l'ordre de quelques centaines de mV.

Enfin, à ce jour, le record de TMR à température ambiante est de 604% avec une barrière en MgO [10]. Le Tableau 1.2 donne un aperçu des records obtenus sur différents types de barrières (alumine Al_2O_3 , oxyde de magnésium MgO, titanate de strontium SrTiO_3), à basse température ou à température ambiante.

TABLE 1.2 – Records de TMR obtenues sur différents types de barrières

Matériau	Record absolu TMR	TMR(T=300K, H=0)	Prédictions théoriques
Al_2O_3	107% (4,2K)[11]	81%[11]	-
MgO	1144% (5K)[10]	604%[10], 1056% ^a [12]	1200%[13]
SrTiO_3	10000% (10K, 14T)[14]	5%[15]	∞ [16, 17]

^a Structure à double barrière tunnel

1.2.2 Couple de transfert de spin

La partie précédente a montré que l'état magnétique d'une jonction tunnel magnétique influence de manière conséquente le passage du courant dans cette structure. Il y a donc une interaction entre l'aimantation et le courant. Comme dans toute interaction, il existe une action réciproque du courant sur l'aimantation. En effet, les électrons, en passant dans une couche ferromagnétique, vont avoir tendance à se polariser dans la direction de l'aimantation locale.

De manière intuitive, dans le cas où la jonction tunnel magnétique est initialement dans l'état antiparallèle, il est aisé de comprendre que les électrons ainsi polarisés en spin dans la première couche (considérée comme fixe) vont agir dans la deuxième couche comme un seul moment magnétique (somme de tous les moments) opposé à l'aimantation locale. Si le courant est suffisamment important, le moment résultant va compenser totalement l'aimantation et ainsi provoquer son retournement et mettre la jonction dans l'état parallèle. L'établissement de l'état antiparallèle à partir de l'état parallèle est plus compliqué à intuitier. Cette fois, les électrons doivent venir de la couche libre pour aller dans la couche fixe. La population d'électrons de spin majoritaire passe la barrière tunnel facilement (avec une résistance faible), contrairement aux électrons de spin minoritaire. Ces derniers vont donc avoir tendance à s'accumuler dans la couche libre, au niveau de la barrière. Si le courant est suffisamment fort, cette accumulation de spin va, comme pour la transition antiparallèle à parallèle, induire un moment suffisant pour retourner l'aimantation de la couche libre. Cette explication "avec les mains" se traduit par un couple qui vient s'ajouter à l'équation LLG. On l'appelle couple de transfert de spin (STT, pour *Spin Transfer Torque*, souvent appelé *spin torque*) et s'écrit [18] :

$$\vec{\Gamma}_s = a_j \vec{M} \times (\vec{P} \times \vec{M}) \quad (1.24)$$

Où \vec{P} est la polarisation des électrons circulant dans la couche libre et a_j est un terme proportionnel au courant³.

L'équation LLG généralisée (notée LLG-ST) devient alors :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\frac{\gamma_0}{1+\alpha^2} \left[\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_S} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}) \right] + a_j \vec{M} \times (\vec{P} \times \vec{M}) \quad (1.25)$$

La configuration est généralement telle que le vecteur polarisation \vec{P} est colinéaire au champ effectif \vec{H}_{eff} . Ainsi, le couple de transfert de spin agit suivant le même axe que le couple de frottement (cf Figure 1.9). Dans un sens de courant (et donc un signe de a_j), le transfert de spin renforce l'amortissement et stabilise donc l'aimantation dans sa position initiale. Pour un courant opposé, le transfert de spin va s'opposer à l'amortissement. Si il est d'amplitude inférieure, l'amortissement aura toujours lieu mais plus lentement. Si les deux se compensent exactement, la précession sera entretenue. Enfin, si le couple de transfert de spin est de norme supérieure au couple d'amortissement, l'aimantation va s'éloigner progressivement de sa position initiale jusqu'à passer dans l'état opposé.

3. Il existe également un deuxième terme dans le couple de transfert de spin orthogonal au premier, proportionnel à un coefficient quadratique avec le courant noté b_j . Il agit comme un champ magnétique, c'est pourquoi on l'appelle généralement *field-like term*. Cependant, son amplitude est de deux ordres de grandeur inférieure à celle du terme en a_j , il est donc généralement négligé.

1.3. COUPLAGES EN NANOMAGNÉTISME

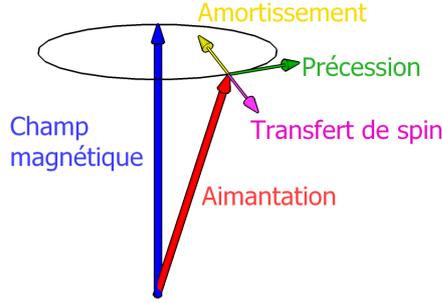


FIGURE 1.9 – Compétition entre les différents couples intervenant dans la trajectoire de l'aimantation d'une couche ferromagnétique.

Le terme a_j étant proportionnel au courant, il apparaît clairement que le couple de transfert de spin va être plus important que l'amortissement à partir d'une densité de courant critique J_C . Celle-ci est dans un modèle simple, donnée par [19] :

$$J_C = \frac{\alpha}{\eta} \left(\frac{2e}{\hbar} \right) t M_S (H + H_k) \quad (1.26)$$

où η est la polarisation des électrons, $\frac{2e}{\hbar}$ est le quantum de conductance et t est l'épaisseur de la couche ferromagnétique.

1.3 Couplages en nanomagnétisme

Les couplages sont des interactions entre deux couches magnétiques qui peuvent se caractériser par des champs magnétiques effectifs créés par une couche sur l'autre. Les couplages peuvent être de différentes natures, et concerner divers types de matériaux. Cette partie va décrire trois types de couplage qui sont fondamentaux dans le domaine des dispositifs intégrés utilisant les propriétés de l'électronique de spin.

1.3.1 Couplage dipolaire

Tout matériau aimanté, c'est-à-dire ayant une aimantation non nulle, crée en son sein un champ magnétique qui va s'opposer à l'aimantation, nommé champ démagnétisant [2]. Dans le cas de l'ellipsoïde (il est toujours possible de considérer au premier ordre qu'une couche mince est un ellipsoïde extrêmement aplati), il est donné par :

$$\vec{H}_d = -N\vec{M} \quad (1.27)$$

Où N est le tenseur des coefficients de champ démagnétisant. Si l'aimantation est orientée suivant un des axes de l'ellipsoïde, le champ démagnétisant va être colinéaire et opposé à l'aimantation.

Le flux de champ magnétique étant conservatif ($\text{div} \vec{B} = 0$, une des quatre équations de Maxwell [20]), il doit nécessairement "reboucler", comme le montre par exemple l'expérience classique de la limaille de fer éparpillée à proximité d'un aimant permanent (cf Figure 1.10). Le champ magnétique créé à l'extérieur du matériau est alors souvent appelé champ dipolaire⁴. Il

4. Le terme varie fortement suivant les auteurs. On peut parfois lire champ "démagnétisant" y compris à l'extérieur du matériau, ou encore champ "dipolaire" à l'intérieur du matériau aimanté.

agit alors tout naturellement sur les couches voisines de celle qui a créé ce champ. Le champ magnétique qui va s'appliquer sur une couche mince ferromagnétique sera donc la somme du champ magnétique extérieur et de tous les champs rayonnés par chacune des couches ferromagnétiques de l'empilement.

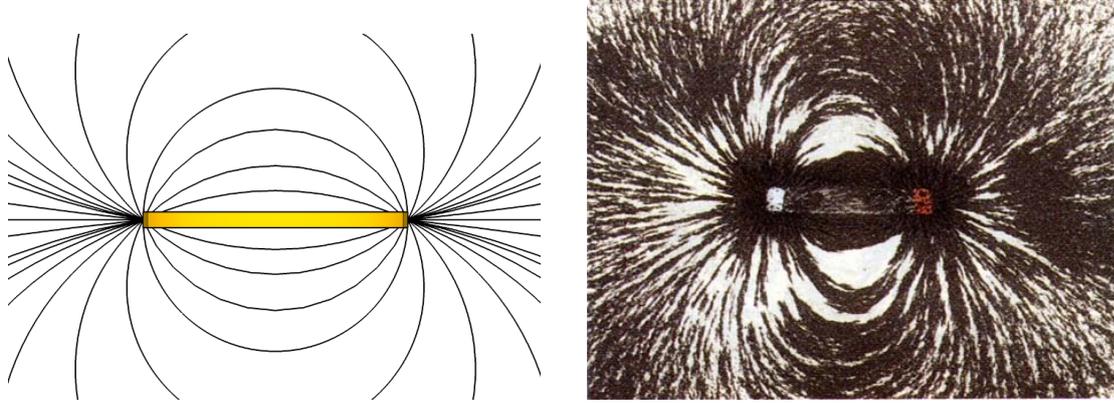


FIGURE 1.10 – Champ dipolaire rayonné par une couche mince ferromagnétique (gauche). Limage de fer suivant les lignes de champ créées par un aimant permanent (droite) (Source : www.physique.vije.net).

Ce couplage, bien que non souhaité, est présent dans toutes les structures à base de couches minces magnétiques gravées. Dans une structure "standard" de MRAM, il va y avoir 3 ou 4 couches ferromagnétiques qui vont toutes rayonner les unes sur les autres, avec des impacts potentiellement néfastes si aucune précaution n'est prise. Lorsqu'un empilement est déposé, il faut donc contrôler les champs qui vont être rayonnés, par exemple en introduisant des couches pas nécessairement actives pour le fonctionnement de l'ensemble mais permettant de compenser ces champs, en jouant à la fois sur l'aimantation (en effet, le champ dipolaire est proportionnel à l'aimantation du matériau qui le crée) et sur la distance entre les couches (puisque'il décroît avec la distance).

1.3.2 Couplage d'échange dans une bicouche ferro-antiferromagnétique

Le couplage d'échange, ou encore *exchange bias*, est créé sur une couche ferromagnétique (F) par une couche antiferromagnétique (AF). Il agit comme un champ effectif appliqué sur la couche F, ayant pour effet de décaler le cycle d'hystérésis dans un sens ou dans l'autre (cf Figure 1.11). Celui-ci peut être compris grâce à un modèle très simple. En supposant que tous les spins de l'AF à l'interface avec le F sont alignés dans le même sens, ils interagissent par couplage d'échange direct, similaire à celui existant entre spins voisins dans un F. Ainsi, le F va voir tous ses spins s'aligner avec les spins de l'AF à l'interface avec le F. Si le champ coercitif de la couche F est suffisamment faible (peu d'anisotropie), il y aura donc un seul état stable en champ nul, comme le montre la Figure 1.11. Ce couplage peut disparaître à haute température. En effet, de même qu'un F présente une transition de phase à T_C passant de l'état ferromagnétique à l'état paramagnétique, un matériau antiferromagnétique subit une transition de phase à la température dite de Néel, notée T_N , le matériau étant paramagnétique au dessus de cette température. Ainsi, le couplage d'échange F/AF dû aux propriétés d'alignement des spins de l'AF disparaît totalement au delà de T_N .

1.3. COUPLAGES EN NANOMAGNÉTISME

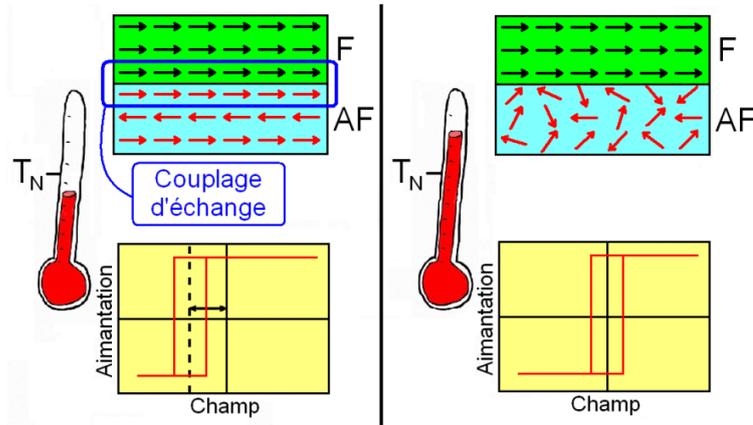


FIGURE 1.11 – Première description du couplage d'échange F/AF.

En réalité, les matériaux AF utilisés dans les MRAM sont polycristallins. Ce cas (qui est le plus courant) est décrit plus en profondeur par de nombreux modèles [21, 22, 23, 24, 25], qui considèrent des spins parfaitement ordonnés à l'intérieur de chaque grain de l'AF, ces derniers étant indépendants les uns des autres. Ces modèles prennent en compte les interactions entre l'aimantation du F supposée uniforme et les spins de l'AF à l'interface avec le F, ainsi que l'anisotropie uniaxiale à l'intérieur de l'AF (cf Figure 1.12).

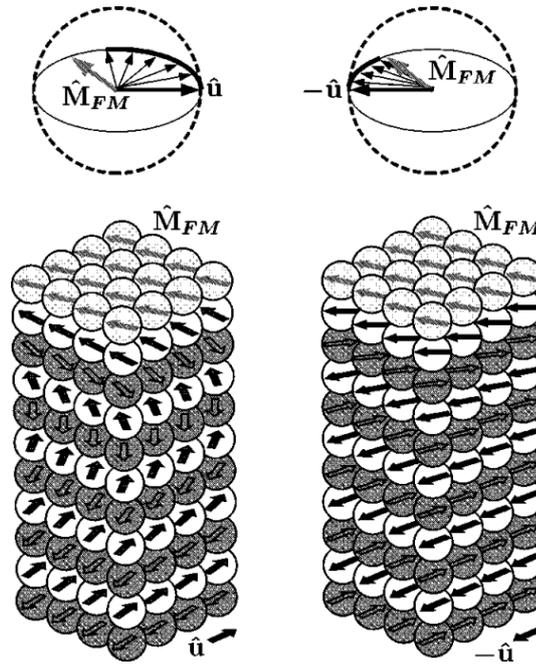


FIGURE 1.12 – Description du couplage d'échange F/AF par le modèle de Stiles et MacMickael.

Cependant, ce modèle est statique et ne tient pas compte des retournements d'orientation des spins dans l'AF. Effectivement, à partir d'une certaine température dite de blocage, notée

T_B et inférieure à T_N , les grains de l'AF ont des directions de piégeage qui se compensent en moyennant sur toute l'interface avec le F. Le cycle d'hystérésis est alors parfaitement centré, le couplage est nul. Ainsi, c'est la température de blocage qui sera le paramètre pertinent pour l'étude du couplage d'échange F/AF dans nos échantillons (cf chapitre 2).

1.3.3 Couplage RKKY

Ce dernier couplage intervient dans des structures du type F/NM/F où F est un métal ferromagnétique et NM un métal non magnétique (pas d'interaction entre spins voisins contrairement à la situation décrite dans la section 1.1.1). Il tient son nom des quatre personnes ayant contribué à sa compréhension initiale dans les années 1950 : Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida [26, 27, 28]. Ce couplage consiste en une oscillation du signe du couplage entre les deux couches ferromagnétiques via la couche non magnétique suivant l'épaisseur de cette dernière (cf Figure 1.13), avec une période de l'ordre du nanomètre et une décroissance en $1/t^3$, où t est l'épaisseur de la couche non magnétique. Elle peut s'expliquer en supposant que les spins de la première couche ferromagnétique à l'interface avec la couche non magnétique créent un champ magnétique ponctuel $H(\vec{r}) = H\delta(\vec{r} = \vec{0})$. Dans l'espace réciproque, cela donne $H(\vec{q}) = H$. La susceptibilité du métal peut s'écrire [29] :

$$\chi(\vec{q}) = \chi_p f\left(\frac{q}{2k_F}\right) \quad (1.28)$$

Avec

$$f(x) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1-x^2}{2x} \ln\left(\frac{x+1}{x-1}\right) \right) \quad (1.29)$$

Où χ_p est la susceptibilité de Pauli et k_F la norme du vecteur de Fermi.

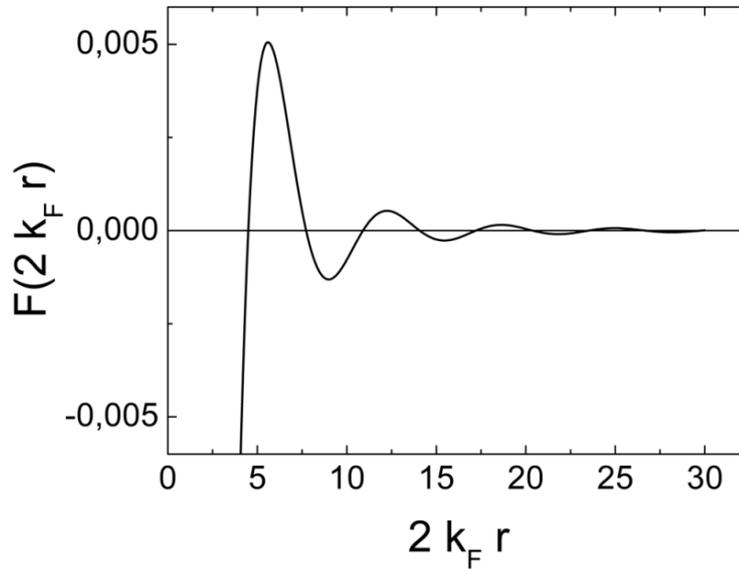


FIGURE 1.13 – Oscillations du couplage RKKY en fonction de la distance entre deux couches ferromagnétiques.

1.4. MÉMOIRES

L'aimantation en un point \vec{q} de l'espace réciproque s'écrit donc :

$$M(\vec{q}) = \chi(\vec{q}) H(\vec{q}) = \chi_p f\left(\frac{q}{2k_F}\right) H \quad (1.30)$$

Le passage à l'espace réel donne :

$$M(\vec{r}) = -\frac{2k_F^3 \chi_p}{\pi} F(2k_F r) H \quad (1.31)$$

Avec

$$F(x) = \frac{x \cos x - \sin x}{x^4} \quad (1.32)$$

Ce modèle permet donc d'expliquer totalement ces oscillations du signe de couplage d'amplitude décroissante en $1/t^3$. En contrôlant correctement l'épaisseur des couches déposées, il est donc possible de créer à souhait un couplage parallèle ou antiparallèle⁵ entre deux couches ferromagnétiques. Le couplage antiparallèle est souvent utilisé, notamment pour le fait que deux couches ferromagnétiques peuvent ainsi reboucler leurs lignes de champ et ne pas rayonner sur le reste de l'échantillon. Un tel empilement (F/NM/F couplé antiparallèle) est appelé antiferromagnétique synthétique ou SAF (pour *Synthetic AntiFerromagnet*).

1.4 Mémoires

Cette partie a pour premier objectif de présenter de façon exhaustive les différents types de MRAM existant actuellement au moins à l'état de démonstrateur. Ensuite, les MRAM seront mises en perspectives avec l'ensemble des mémoires. Enfin, une comparaison technique et économique de l'ensemble du marché des mémoires sera donnée afin de comprendre quels en sont les tenants et aboutissants.

1.4.1 MRAM

Les MRAM (pour *Magnetic Random Access Memory*, soit Mémoire Magnétique à Accès Aléatoire) sont un nouveau type de mémoire a priori très rapide, non volatile et avec une endurance quasi infinie, ce qui les place en bonne position pour devenir à terme une mémoire universelle. Chaque bit se base sur une jonction tunnel magnétique, dont une des deux aimantations est fixe, et dont l'orientation relative de la seconde par rapport à la première (parallèle ou antiparallèle) va définir un niveau de résistance bas ou haut (cf partie 1.2.1), et donc coder un "0" ou un "1". Plus la TMR de la jonction tunnel magnétique est importante, plus les deux niveaux de résistance seront séparés, et donc mieux les bits "0" ou "1" seront définis. En pratique, une TMR de l'ordre de 100% assure la bonne discrimination de ces niveaux. Ensuite, la couche dite de référence peut être fixée soit en augmentant son épaisseur, ce qui induit une augmentation du champ coercitif, soit en introduisant une anisotropie extérieure, par exemple par un couplage d'échange avec une couche antiferromagnétique. La couche de stockage doit enfin avoir uniquement deux positions possibles⁶ : parallèle ou antiparallèle à la couche de référence.

5. On dit encore couplage ferromagnétique (parallèle) ou antiferromagnétique (antiparallèle), par analogie avec les interactions entre spins voisins.

6. Il est envisageable d'avoir plusieurs niveaux stables si chaque état peut être écrit sans stochasticité, il s'agit alors d'une cellule dite *multi-bit* [?]. On peut ainsi imaginer coder plusieurs bits sur un seul plot mémoire, ce qui représente un gain en densité d'intégration considérable. Cependant, cela impose d'avoir une TMR très élevée afin d'avoir une distinction nette entre les différents niveaux lors de la lecture de la résistance. A ce jour, aucune démonstration d'un tel dispositif n'a été produite.

Couche de référence

Quelle que soit la génération de MRAM considérée, la couche de référence sera généralement faite de la même manière, c'est pourquoi cette partie précède la présentation des différents types de MRAM existant. Comme exposé brièvement ci-dessus, la couche de référence doit être pensée pour assurer le fait que la couche ferromagnétique jouxtant la barrière tunnel du côté opposé à la couche de stockage doit être fixe, c'est-à-dire être le plus possible indépendante de la température et des champs magnétiques extérieurs par exemple. Enfin, l'ensemble de la couche de référence ne doit pas rayonner sur la couche de stockage. La structure utilisée est du type AF/F/Ru/F/barrière tunnel.

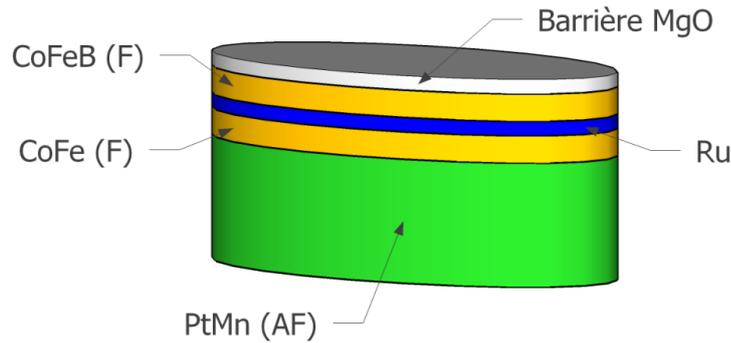


FIGURE 1.14 – Vue schématique de la couche de référence standard utilisée à Spintec.

La couche antiferromagnétique piège le premier ferromagnétique par couplage d'échange. La structure est encore renforcée par l'ajout d'une couche de ruthénium puis d'une couche ferromagnétique. La couche de ruthénium va induire un couplage de type RKKY antiparallèle entre les deux couches ferromagnétiques. Non seulement la structure est rigidifiée, mais le champ rayonné par cet empilement sur les couches supérieures est quasi nul. A Spintec, l'empilement d'une couche de référence standard est PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0,74 / CoFeB 2 (épaisseurs en nm). La température de blocage du PtMn est d'environ 300 °C [30] et ne sera jamais atteinte même lors des phases d'écriture durant lesquelles du courant chauffe la jonction. L'épaisseur de Ru de 0,74 nm est choisie pour se placer au maximum du premier pic antiferromagnétique du couplage RKKY.

Par la suite, cet empilement sera considéré comme totalement fixe dans la gamme de champ magnétique utilisée.

MRAM de première génération

La première génération de MRAM se base sur la couche de référence précédemment décrite et sur une couche de stockage constituée d'une simple couche ferromagnétique dont l'aimantation pourra être parallèle ou antiparallèle à celle de la dernière couche de la couche de référence.

L'écriture de la couche de stockage est faite par l'action de deux champs magnétiques orthogonaux créés chacun par une ligne métallique proche de la jonction tunnel magnétique (Figure 1.15). En faisant passer un courant dans chaque ligne, un champ magnétique est créé avec deux composantes chacune inférieure au champ coercitif mais dont la somme vectorielle "sort" de l'astéroïde de Stoner-Wolfarth. La sélectivité lors de l'écriture, qui consiste à ne pas écrire un bit par erreur, est ainsi assurée par le fait que seule la jonction tunnel magnétique qui se trouve exactement au croisement des deux lignes de champ utilisées va être écrite. L'inconvénient majeur de

1.4. MÉMOIRES

cette méthode est la nécessité d'alimenter deux lignes de champ pour écrire un bit. Le champ créé par une ligne de champ étant proportionnel au courant circulant dans cette ligne, l'écriture des bits demande un courant suffisant pour atteindre les champs magnétiques permettant dépasser la limite de Stoner-Wolfarth. Enfin, les couches sont gravées en plot elliptique afin d'apporter une anisotropie suffisante pour assurer la bistabilité de l'aimantation de la couche de stockage, dite libre. Celle-ci peut ainsi être uniquement parallèle ou antiparallèle à la couche de référence. Dans ce schéma de MRAM de première génération, les deux lignes sont orientées respectivement sur l'axe de facile et de difficile aimantation.

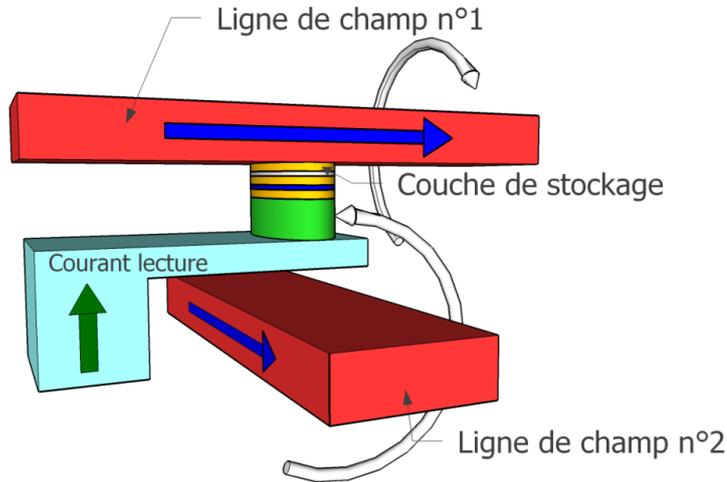


FIGURE 1.15 – Schéma et principe de fonctionnement de la MRAM de première génération.

Toggle MRAM

Ce type de MRAM est une variante de la première génération. Il a été introduit par Motorola (devenue Freescale, puis Everspin) en 2003 [31, 32]. C'est actuellement le seul type de MRAM commercialisé (depuis 2006). La principale différence avec la version précédente réside dans le changement de couche couche de stockage : la simple couche ferromagnétique est remplacée par un SAF. L'orientation de l'ellipse par rapport aux lignes de champ a également été changée. Dans le principe de première génération, les axes de l'ellipse coïncident avec les axes des lignes de champ. Dans la technologie Toggle, il y a un angle de 45° entre eux. Si la lecture se fait toujours de la même manière, le schéma d'écriture s'en trouve profondément modifié. Il repose sur le comportement spécifique d'un SAF sous champ magnétique, notamment la notion de *spin flop* : à partir d'un certain champ critique (appelé champ de *spin flop*), les deux aimantations de part et d'autre de la couche de ruthénium ne sont plus colinéaires et vont avoir tendance à s'orienter toutes les deux dans le sens du champ magnétique tout en gardant un certain angle entre elles proche de 180° pour un champ légèrement supérieur au champ de spin flop et diminuant au fur et à mesure que le champ augmente. Le principe d'écriture utilise la combinaison de deux champs en trois phases successives : d'abord un premier champ, puis les deux, puis uniquement le second (cf Figure 1.16).

Le but de cette approche est de diminuer au maximum les risques d'écriture par erreur. Dans la première génération de MRAM, le champ magnétique créé sur toute une ligne (ou une colonne) de plots mémoires peut provoquer le retournement de certaines couches libres sous l'effet de l'agitation thermique ou encore d'un faible champ parasite. La complexité du principe

de retournement du SAF limite considérablement ce risque d'écriture involontaire et améliore par la même occasion la stabilité thermique de l'ensemble (les spécifications de la Toggle donnent une température de stockage jusqu'à 150 °C).

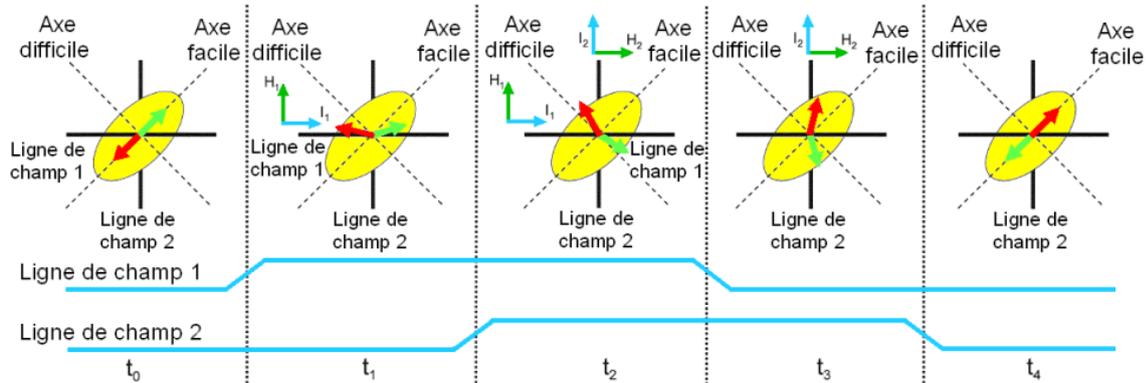


FIGURE 1.16 – Schéma et principe de fonctionnement de la Toggle MRAM de Everspin.

TA-MRAM (Thermally Assisted MRAM)

Une première alternative importante a été apportée par Spintec en 2004 [33, 34]. Elle consiste à utiliser une bicouche ferro-antiferromagnétique en couche de stockage. En effet, dans une telle structure, l'énergie à fournir pour retourner un bit est donnée par :

$$E \approx K + (AR - 1) \times \left(\frac{t}{L}\right) \times M_S^2 + \frac{J_{\text{eb}} \times M_S^2}{t} \times \left(1 - \frac{T}{T_B}\right) \quad (1.33)$$

Si les deux premiers termes sont communs à toutes les MRAM (anisotropie magnétocristalline et de forme), le dernier est spécifique aux TA-MRAM et montre une forte dépendance en température. Pour écrire cette couche, il faut faire passer un courant dans la jonction tunnel magnétique simultanément à l'application d'un champ magnétique grâce à une seule ligne de champ. L'effet Joule au niveau de la barrière va chauffer l'ensemble de la structure, jusqu'à porter la couche antiferromagnétique de stockage au dessus de sa température de blocage. La couche ferromagnétique de stockage devient alors libre. Le champ magnétique créé par la ligne de champ étant supérieur au champ coercitif de la couche ferromagnétique (qui est de l'ordre de quelques oersted), celle-ci se retourne. La fin de l'impulsion de chauffage va induire un refroidissement de la couche de stockage. L'antiferromagnétique va alors se figer dans la nouvelle direction d'aimantation imposée par le champ magnétique. Ce mode d'écriture est appelé TAS (pour *Thermally Assisted Switching*, soit Retournement Assisté Thermiquement) et a été breveté en 2002 [35, 36]. Il est à l'origine de la création de la *start-up* Crocus Technology en 2004, dont le but est de commercialiser des TA-MRAM, avec qui nous avons collaboré au cours de cette thèse. Tous les dépôts utilisés dans l'équipe MRAM de Spintec ont été fait à Crocus Technology.

Afin que la différence entre couche de référence et couche de stockage soit bien définie, il faut que la température de blocage de la couche de stockage soit bien inférieure à celle de la température de blocage de la couche de référence, tout en étant bien supérieure à la température ambiante afin d'assurer une stabilité thermique suffisante. Typiquement, la température de blocage de l'IrMn est de l'ordre de 150 °C alors que celle du PtMn est d'environ 300 °C. Les densités

1.4. MÉMOIRES

de puissance à atteindre pour écrire une cellule TA-MRAM est de l'ordre de la dizaine de milliwatts par micromètre carré [33]. Des écritures ont pu être réalisées avec des champs magnétiques aussi faibles que 20 Oe sans effet STT [37].

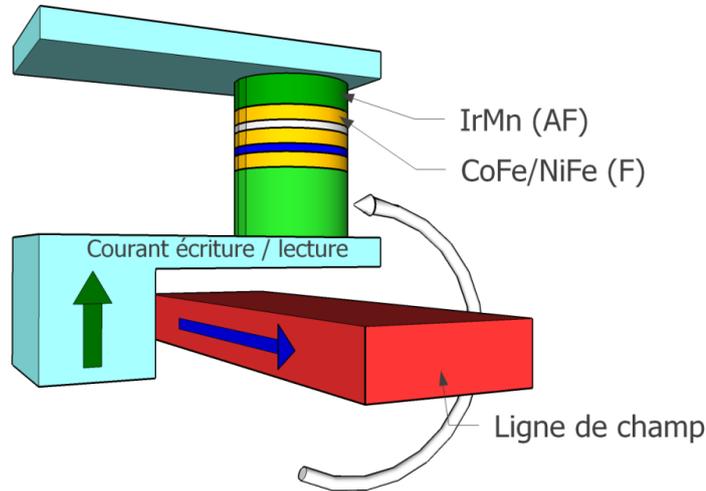


FIGURE 1.17 – Schéma et principe de fonctionnement de la TA-MRAM de Spintec/Crocus Technology.

STT-RAM

La dernière génération de MRAM utilise l'écriture par courant polarisé en spin (couple de transfert de spin) afin de ne plus utiliser aucune ligne de champ, et donc de réduire considérablement la consommation tout en augmentant la densité d'intégration. La structure est la même que pour les premières MRAM, à savoir une couche de stockage constituée uniquement d'une couche ferromagnétique dite libre (cf Figure 1.18).

L'écriture est alors effectuée en faisant passer un courant suffisamment élevé dans la jonction. Pour écrire l'état parallèle, les électrons devront aller de la couche de référence vers la couche stockage, alors qu'il devront aller dans le sens opposé pour écrire l'état antiparallèle : l'écriture est dite "bipolaire" (cf Partie 1.2.2).

Dans une approche simple, l'écriture de la couche de stockage se fait à partir d'une densité de courant critique J_{ST} . En terme de consommation, la taille d'une STT-RAM⁷ peut donc être en principe réduite sans limite. Cependant, la condition $KV/k_B T > 50$ (permettant de satisfaire une stabilité thermique de 10 ans) limite la réduction de taille. Divers moyens peuvent être envisagés pour contourner ce problème parmi lesquels l'utilisation de matériaux à aimantation perpendiculaire. La solution envisagée au cours de cette thèse a été le piégeage de la couche de stockage par échange avec une couche antiferromagnétique afin d'augmenter la stabilité thermique à température ambiante tout en réduisant la taille d'une cellule élémentaire (cf chapitre 2).

7. La dénomination de ce type de mémoire varie suivant les auteurs. Outre STT-RAM, on trouve STT-MRAM, ST-RAM, SP-RAM, S-RAM, Spin-RAM.

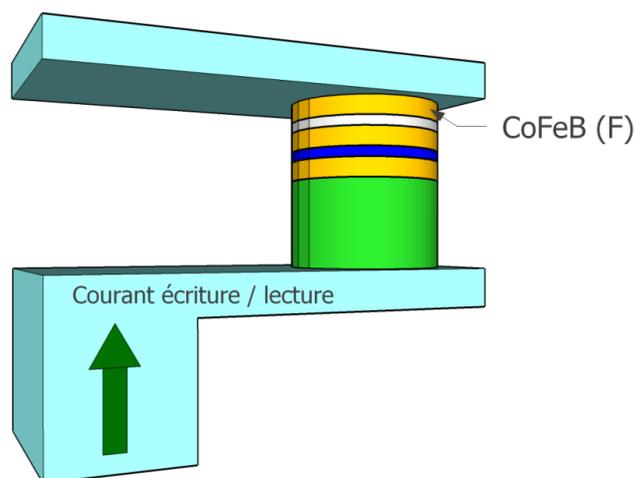


FIGURE 1.18 – Schéma et principe de fonctionnement d'une STT-RAM.

1.4.2 Mémoires dominant actuellement le marché

Les principales mémoires concurrentes des MRAM vont être présentées dans cette partie. Outre leur fonctionnement, leurs caractéristiques techniques (densité, temps d'écriture, etc) vont être comparées.

Plusieurs critères permettront de les différencier. Tout d'abord, il faut différencier les mémoires volatiles (dont l'information est perdue dès l'arrêt de l'alimentation électrique) de celles qui ne le sont pas. Toutes les MRAM sont non volatiles. Indépendamment de la volatilité, certaines mémoires sont à accès aléatoire - RAM (pour *Random Access Memory*) -, c'est-à-dire que le temps d'accès à un bit ne dépend pas de sa position dans la mémoire, quand d'autres ne le sont pas. De manière générale, une cellule RAM élémentaire comporte un ou plusieurs transistors. Certaines ont aussi, et surtout, un condensateur ou une résistance. Par exemple, une cellule STTRAM est une mémoire de type "1T-1R", c'est-à-dire qu'elle contient un transistor (pour adresser la cellule) et une résistance, à savoir la jonction tunnel magnétique. La dénomination "1T-1R" est un moyen simple et rapide pour comparer le fonctionnement général et la densité d'intégration des mémoires. Enfin, d'autres critères tels que le temps d'écriture, la densité d'intégration et leur coût seront autant de points de comparaison intéressants.

Disque dur

Les disques durs sont parmi les plus anciennes mémoires. Ils stockent l'information dans l'orientation de l'aimantation de domaines magnétiques (ce qui en fait une mémoire non volatile) dont la taille est de l'ordre de la centaine de nanomètres. Une tête de lecture et une tête d'écriture sont fixées au bout d'un bras mécanique qui peut se déplacer à n'importe quel endroit à quelques nanomètres au dessus de la surface du disque qui tourne à une vitesse très élevée (de l'ordre de plusieurs milliers de tours par minute, typiquement 7200 tours par minute sur les disques durs actuels). Le temps d'accès à un point donné du disque est de l'ordre de quelques millisecondes. La tête de lecture est constituée d'une jonction tunnel magnétique (technologie TMR depuis 2005 [38]) qui détecte le champ magnétique rayonné par le bit lu. La tête d'écriture est inductive :

1.4. MÉMOIRES

c'est une bobine qui crée un champ magnétique dont le sens dépend du sens du courant circulant dans celle-ci. Ce champ rayonne sur le bit survolé et le retourne dans le bon sens.

La taille d'un bit, donc d'un domaine magnétique, est de l'ordre de 20 nm. Il est donc possible d'atteindre des densités de stockage très élevée, actuellement de l'ordre de 300 Gbits par pouce carré. C'est même le principal avantage des disques durs par rapport aux autres mémoires. En revanche, le fait que l'écriture et la lecture soient dépendantes d'un mouvement mécanique ne permet pas d'envisager de réduction conséquente des temps caractéristiques, de l'ordre de la milliseconde.

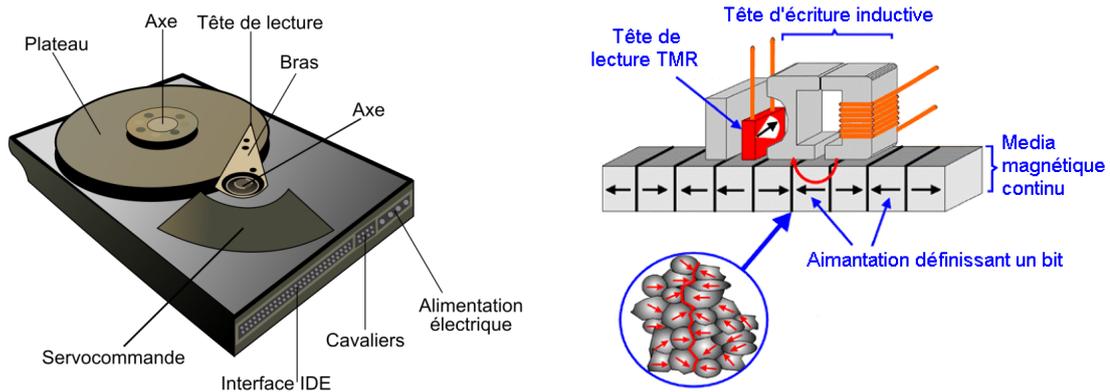


FIGURE 1.19 – Schéma d'un disque dur (Source : Wikipedia) et zoom au niveau de la tête de lecture/écriture (Source : E. Grochowski et R. E. Fontana, Nanofilms in Giant Magnetoresistance Heads, Dekker Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology).

Flash

La mémoire Flash est la dernière génération de la famille des PROM (pour *Programmable Read Only Memory*, soit Mémoire Programmable à Lecture Seule, ou encore Mémoire morte programmable) se basant sur un unique transistor par cellule. Comme leur nom ne l'indique pas, ces mémoires sont bel et bien des mémoires RAM. La Flash, encore appelée FE²PROM (pour *Flash Electrically Erasable PROM*, soit PROM Effaçable Electriquement par blocs) contient un transistor MOS avec une grille flottante entre la grille de contrôle et le canal. L'information est stockée sous forme de charges dans la grille flottante. Lorsque la grille flottante est chargée, la tension de seuil du transistor est modifiée : c'est ce qui permet de lire le bit en question. C'est la seule mémoire de cette famille à pouvoir être écrite et effacée ⁸.

Les temps d'écriture et d'effacement de cette mémoire sont très longs (de l'ordre de 100 ns pour l'écriture et 1 ms pour l'effacement des données) comparés aux autres mémoires, même si le temps d'effacement d'un bit très long est compensé par l'effacement des données en blocs allant jusqu'à plusieurs Mb ⁹ pour les dernières générations. Cependant, une cellule ayant la taille d'un transistor, ce type de mémoire va voir sa densité d'intégration aussi rapidement augmenter que celle des transistors qui est très élevée, comme l'indique la loi de Moore [39], avec comme

8. La dénomination ROM devient au passage obsolète étant donné qu'il est possible de réécrire aisément un bit. Il s'agit d'un résidu "historique" notant la filiation des mémoires Flash avec les PROM.

9. Pour désigner la capacité des mémoires, on utilise soit le bit (un booléen), soit l'octet (mot de 8 bits). On note b pour bit et B pour l'octet (*byte*). Ainsi, il faut distinguer une mémoire 1Mb d'une mémoire 1MB. La première contient un million de cellules élémentaires, la seconde huit millions.

principale conséquence un coût de revient toujours plus bas lui donnant un quasi monopole¹⁰ actuel sur le marché des mémoires non volatiles à semiconducteurs¹¹.

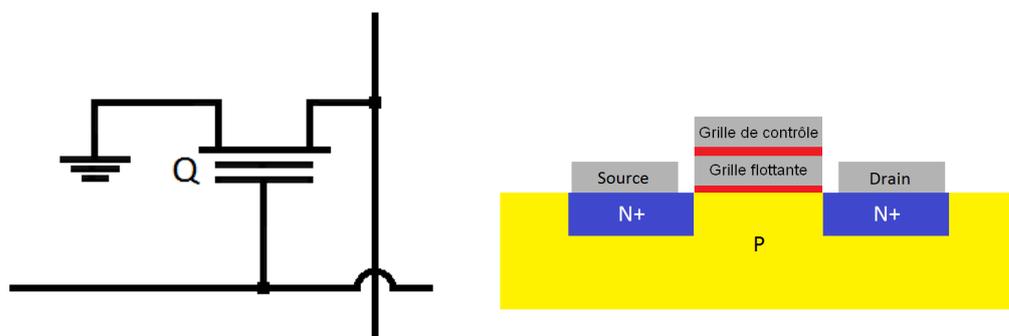


FIGURE 1.20 – Schéma d'une cellule élémentaire Flash NOR.

DRAM

La DRAM (pour *Dynamic Random Access Memory*, soit Mémoire Dynamique à Accès Aléatoire) utilise la charge d'un condensateur diélectrique pour stocker l'information. L'état chargé correspond à un "1" et l'état déchargé code un "0". Il existe différents types de DRAM, mais le plus simple et le plus utilisé est le 1T-1C (1 transistor - 1 condensateur). Le condensateur est alors connecté au drain d'un transistor MOSFET. La lecture et l'écriture se font via ce transistor qui va être sélectionné grâce à la *word line* et à la *bit line*.

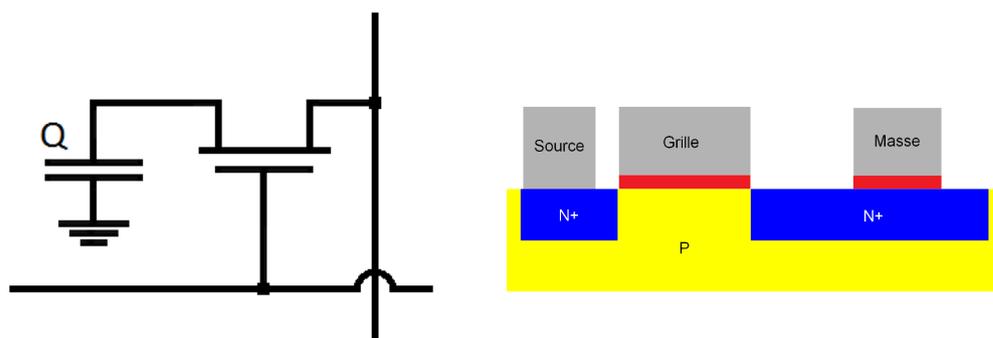


FIGURE 1.21 – Schéma d'une cellule élémentaire DRAM 1T-1C.

L'inconvénient majeur de cette mémoire est que la capacité se décharge progressivement par le transistor. Une écriture doit donc être réalisée de manière périodique afin de réécrire de nouveau l'information en chargeant complètement le condensateur si le bit était un "1".

10. Il existe deux types d'architectures pour les mémoires Flash : la NOR et la NAND. La première est plus ancienne, elle permet d'accéder à un bit unique, et est donc utilisée pour des applications système. La seconde, plus récente, contient plusieurs cellules élémentaires en série, ne permettant la lecture et l'écriture que par "mots" entiers (typiquement 16 ou 32 bits) ; elle est de plus en plus utilisée pour le stockage de masse, dans les SSD (cf note p.38).

11. La précision "à semiconducteurs" exclut les disques durs, même si le marché de la NAND Flash vient désormais concurrencer les disques durs pour le stockage de masse.

1.4. MÉMOIRES

C'est ce qu'on appelle le taux de rafraîchissement. Il est typiquement de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes. Ainsi, non seulement c'est une mémoire volatile, mais elle perd son information si elle n'est pas réécrite régulièrement. Cependant, sa simplicité, sa faible taille (et donc sa densité d'intégration élevée, son faible coût) et sa fréquence de lecture/écriture élevée lui confèrent une place dominante sur le marché des mémoires, notamment celui des mémoires vives pour ordinateurs.

SRAM

La SRAM (pour *Static Random Access Memory*, soit Mémoire Statique à Accès Aléatoire) est une cellule mémoire composée de 6 transistors MOS¹², dont 2 pour la lecture et l'écriture et 4 pour le stockage de l'information.

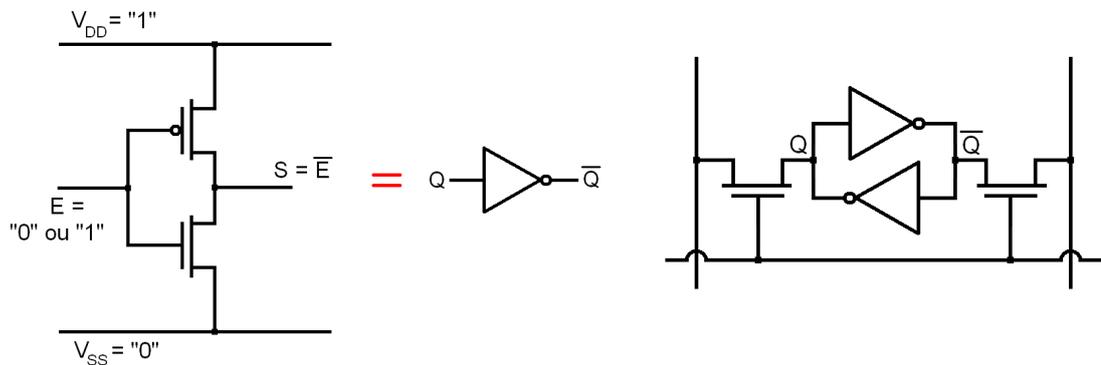


FIGURE 1.22 – Schéma d'un inverseur à partir d'un CMOS (gauche) et d'une cellule élémentaire SRAM (droite).

Pour comprendre son fonctionnement, il faut s'intéresser à la brique élémentaire qu'est l'inverseur CMOS. Celui-ci est composé d'un transistor nMOS et d'un pMOS, dont les grilles sont reliées (c'est l'entrée de l'inverseur). La source du nMOS est mise à la tension V_{SS} (généralement connectée à la masse), celle du pMOS est mise à une tension fixe V_{DD} , et les deux drains sont connectés entre eux et constituent la sortie de l'inverseur. Si l'entrée est mise à V_{SS} (le "0" numérique), le nMOS est bloqué et le pMOS est passant, la tension de sortie est donc V_{DD} (le "1" numérique). À l'inverse, un "1" en entrée donne un "0" en sortie : il s'agit bien d'un inverseur. Une cellule SRAM n'est rien d'autre que deux inverseurs mis tête-bêche. Ce système a bien uniquement deux états stables. Si Q est la tension en entrée du premier inverseur (donc en sortie du second), la sortie du premier inverseur (et donc l'entrée du second) est à \bar{Q} . La lecture et l'écriture se font via deux nMOS (qui sont passants durant ces deux phases) connectés de part et d'autre de cet ensemble pour accéder à Q et \bar{Q} . Pour la lecture, une simple mesure différentielle de tension permet de déterminer si le bit était "0" ou "1". Pour l'écriture, un transistor plus puissant va forcer la tension aux bornes de la SRAM afin d'inverser son état. L'information ne se perd pas tant que la cellule est alimentée (tension V_{DD} sur la source des pMOS), c'est donc une mémoire volatile, mais qui ne nécessite pas de rafraîchissement¹³.

12. Il existe d'autres architectures de SRAM avec un nombre de transistors différents, mais le principe reste le même.

13. La dénomination "statique" est choisie en opposition au "dynamique" de la DRAM, en raison de la nécessité de rafraîchissement de cette dernière, contrairement à la SRAM.

1.4.3 Nouvelles mémoires non volatiles

Pour des raisons évidentes de consommation et d'utilisation, la mémoire idéale est non volatile et est à accès aléatoire. Ce type de mémoire est appelé de manière générique NVRAM (pour *Non Volatile Random Acces Memory*). Les MRAM et les Flash déjà présentées sont des NVRAM. Beaucoup de nouvelles NVRAM voient actuellement le jour¹⁴, pour, comme la MRAM, tenter de concurrencer la Flash dont les limites de taille vont rapidement être atteintes. Deux d'entre elles vont être présentées dans cette partie en raison du sérieux potentiel qu'elles représentent et de leur avancement actuel : il s'agit des PCRAM et des FeRAM.

PCRAM

La PCRAM (pour *Phase Change Random Access Memory*, soit Mémoire à Changement de Phase à Accès Aléatoire), souvent nommée PRAM, est une mémoire de type "1T-1R", comme la MRAM. Elle se base sur la propriété de changement de phase des verres de chalcogénures¹⁵ (contenant un ou plusieurs éléments de la colonne 16 du tableau de Mendeleiev), leurs deux phases (amorphe et polycristalline) étant stables à température ambiante avec des résistances différentes. De même que dans les TA-MRAM, un courant circulant dans ce matériau induit une hausse de température par effet Joule. Si la température dépasse la température de fusion du matériau, ce dernier devient amorphe après l'arrêt de l'impulsion de courant. La résistance devient alors élevée, un "0" est codé. Si la température reste inférieure à la température de fusion mais supérieure à la température de cristallisation, le verre cristallise. La résistance devient faible, ce qui code un "1".

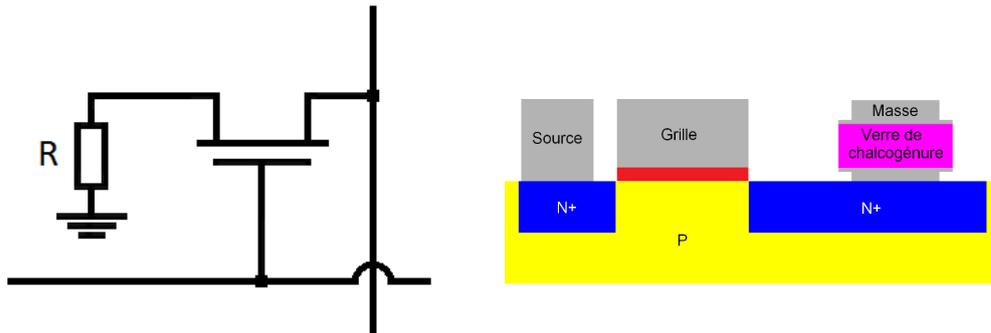


FIGURE 1.23 – Schéma d'une cellule élémentaire PCRAM.

Les temps d'écriture sont actuellement de l'ordre de la centaine de nanosecondes ou moins, et, hormis sa forte dépendance en température qui peut poser problème suivant les applications, la PCRAM est, avec la MRAM, une des concurrentes les plus sérieuses pour concurrencer la mémoire Flash à moyen terme et devenir une mémoire universelle à long terme.

FeRAM

La FeRAM, ou encore FRAM (pour *Ferroelectric Random Access Memory*, soit Mémoire Ferroélectrique à Accès Aléatoire) possède la même structure que la DRAM, avec une matériau

14. Certaines NVRAM sont cependant plus anciennes, telle la FeRAM qui existe depuis plus de 20 ans.

15. Ces matériaux sont bien connus puisque déjà utilisés dans les CD réinscriptibles. Le changement de phase est alors opéré par le LASER du graveur de CD.

1.4. MÉMOIRES

ferroélectrique à la place du diélectrique stockant l'information. C'est donc aussi une mémoire "1T-1C". Le matériau ferroélectrique peut être polarisé dans un sens ou dans l'autre suivant la tension appliquée à ses bornes avec un comportement hystérétique. La lecture et l'écriture se font de la même manière que pour les DRAM. La principale différence avec cette dernière est la non volatilité : en effet, le ferroélectrique présente une polarisation rémanente, tout comme l'aimantation d'un matériau ferromagnétique.

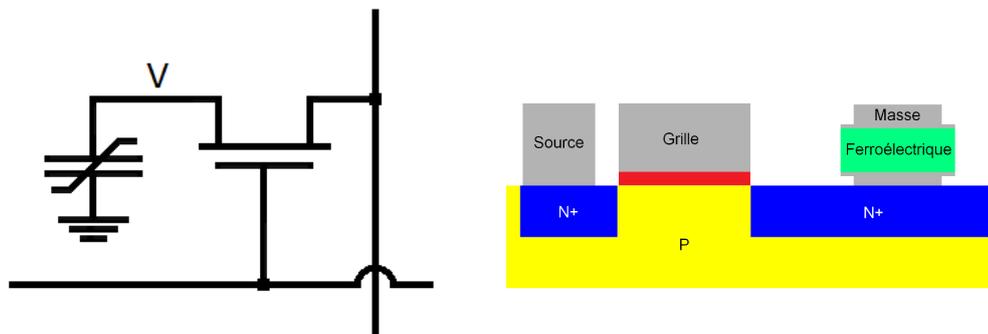


FIGURE 1.24 – Schéma d'une cellule élémentaire FeRAM.

La simplicité de la DRAM associée à la non volatilité permet d'envisager une intégration très élevée (actuellement plus élevée que celle de la MRAM mais moins que celle de la Flash) avec des temps d'écriture de l'ordre de la dizaine de nanosecondes.

1.4.4 Récapitulatif du marché

Une comparaison globale de l'ensemble de ces mémoires s'impose désormais. Avant de revenir sur leurs caractéristiques techniques, la Figure 1.25 nous donne un rapide aperçu du marché des mémoires en termes économiques. Tout d'abord, les mémoires à semi-conducteurs représentent environ 20% de l'ensemble des ventes de dispositifs à semi-conducteurs (ce taux est à peu près constant dans le temps, avec des extrema allant de 17% à 23% sur les dix dernières années. La tendance des ventes est plutôt à la hausse sur le long terme, bien qu'elles soient extrêmement dépendantes de la conjoncture à un instant donné). Actuellement, plus de 90% des mémoires vendues sont des DRAM ou des Flash, le reste étant constitué de SRAM, de mémoires ROM et des nouvelles NVRAM comme la MRAM ou la PCRAM. L'évolution des ventes sur les vingt dernières années est principalement due à l'émergence de la Flash, qui est passée d'une place tout à fait anecdotique à un statut de mémoire incontournable. Notons qu'ici seul le total des ventes de mémoires Flash est donné, omettant ainsi la distinction NOR et NAND. Cette distinction est cependant importante, la croissance de la Flash étant actuellement due à la Flash NAND, puisqu'utilisée comme mémoire de stockage de masse, que ce soit en remplacement des disques durs (clés USB, smartphones, SSD¹⁶) ou pour toutes les nouvelles applications portables comme les *smartphones* et autres *netbooks*.

16. Les SSD, pour *Solid-State Drive*, sont des mémoires à base de semi-conducteurs (presque exclusivement des mémoires Flash) se substituant aux disques durs classiques. Ils se présentent sous la même forme que les disques durs, et sont d'ailleurs parfois appelés disques durs Flash. Leur avantage réside dans l'absence de partie mobile (tête de lecture/écriture et rotation du disque), éliminant ainsi le bruit, le risque élevé de panne, et le temps de déplacement de la tête.

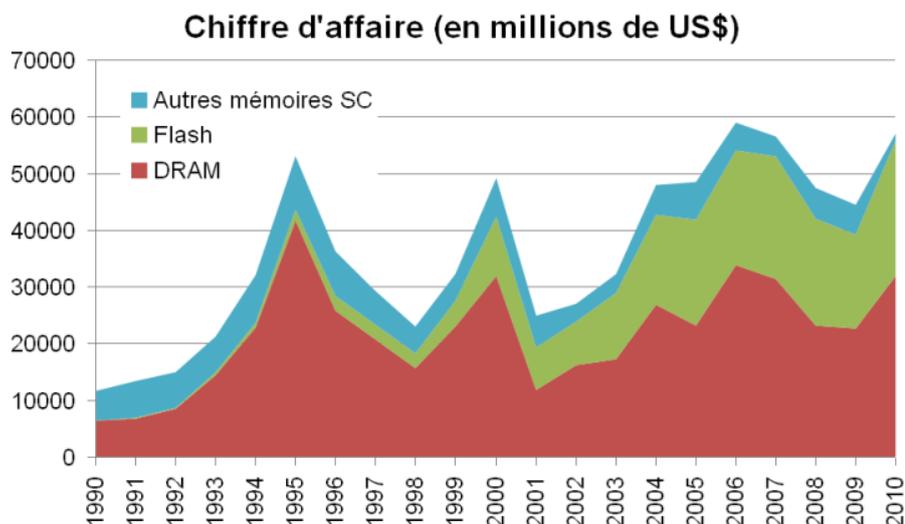


FIGURE 1.25 – Évolution du marché des mémoires depuis 1990 (Sources : iSuppli et IC Insights). A noter que les nouvelles NVRAM évoquées dans la partie précédente représentent une partie largement négligeable des autres mémoires à semiconducteurs. Les pics de 1995 et de 2000 sont uniquement dûs à la DRAM ¹⁶.

Les Tables 1.3 et 1.4 recensent les principales caractéristiques techniques des mémoires déjà citées. Les nouvelles NVRAM, toutes sur le même créneau, peuvent donc avoir deux paradigmes bien distincts. Le premier est de venir concurrencer les mémoires volatiles que sont les DRAM et SRAM. En effet, elles peuvent potentiellement atteindre les mêmes densités d'intégration, les mêmes vitesses d'écriture/lecture, tout ceci avec une consommation réduite de manière conséquente grâce à leur non volatilité. Le second marché à concurrencer est celui des Flash, en pleine expansion. En effet, bien que celle-ci soit produite à bas coût, sa fiabilité et ses temps de lecture/écriture sont beaucoup plus longs que ceux des autres NVRAM.

Il apparaît donc évident que les nouvelles NVRAM vont avoir un rôle important à moyen terme (d'ici cinq à dix ans) pour remplacer les mémoires dominant actuellement le marché. Les fabricants de DRAM et de Flash ne s'y sont d'ailleurs pas trompés et investissent tous aujourd'hui sur ces nouvelles mémoires pour assurer le futur. De plus, si, comme attendu, ces mémoires prennent une importance croissante, elles pourraient impliquer une redéfinition complète des architectures des dispositifs électroniques. Actuellement, tous les appareils type PC sont basés sur une combinaison entre mémoire de stockage non volatile et une mémoire vive volatile qu'il faut "charger" à chaque allumage. Ainsi, différentes mémoires se complètent pour assurer un fonctionnement optimal de l'ensemble. Si une mémoire parvient à réunir les avantages de tous ses prédécesseurs, l'architecture pourra être simplifiée. Il est possible d'imaginer un PC constitué intégralement d'une nouvelle mémoire NVRAM, dont un avantage serait par exemple d'être à

16. Le marché de la DRAM est cyclique, avec une période d'environ 6 ans. Cela vient principalement du fait que les coûts d'investissement sont extrêmement élevés (les "fabs" coûtent maintenant plusieurs milliards de dollars). Ainsi, une entreprise doit attendre d'avoir suffisamment de bénéfices pour réinvestir dans une fab. Celle-ci est opérationnelle environ trois ans plus tard. La production augmente alors et les ventes explosent. Le marché alors saturé chute. Le temps que celui-ci se désengorge, une nouvelle fab est créée afin de répondre à la demande nouvelle. Cette cyclicité était jusqu'à 2000 accentuée par le fait que le seul débouché de la DRAM était le marché des ordinateurs de bureau, désormais élargi aux téléphones portables, ordinateurs portables et autres *netbooks*, ce qui fait que le pic de 2006 est beaucoup plus élargi.

1.4. MÉMOIRES

allumage instantané, puisque le temps de chargement des données dans la RAM ne serait plus nécessaire, cette dernière étant déjà écrite grâce à la non volatilité.

Reste la question de savoir si une seule de ces nouvelles NVRAM va supplanter les mémoires existantes ? Et, si oui, laquelle ? En considérant celles qui sont déjà commercialisées, la PCRAM, la FeRAM et la MRAM semblent avoir une longueur d'avance sur les autres. Pour la PCRAM et la FeRAM, aucun changement de technologie n'est à prévoir, elles doivent uniquement viser une intégration plus dense, et des temps d'écriture plus courts. Pour la MRAM, l'enjeu est légèrement différent. Il s'agit de passer à la technologie STT, qui permet d'atteindre immédiatement des densités d'intégration beaucoup plus grandes et des temps d'écriture très courts. Si ce pas est franchi, la MRAM se trouverait alors en bonne place pour concurrencer les autres nouvelles NVRAM, et pourquoi pas à terme la Flash et la DRAM.

TABLE 1.3 – Performances intrinsèques des différents types de mémoires.

Mémoire	Volatile	Limite taille cellule	Limite temps écriture
Toggle MRAM	Non	≈ 100 nm	$\approx 1 - 10$ ns
TA-MRAM	Non	$\approx 50 - 100$ nm	$\approx 1 - 10$ ns
STT-RAM planaire	Non	$\approx 10 - 50$ nm	≈ 100 ps - 1 ns
STT-RAM perpendiculaire	Non	$\approx F^2$ ¹⁷	≈ 100 ps - 1 ns
DRAM	Oui	$\approx F^2$	≈ 10 ns
SRAM	Oui	$\approx F^2$	≈ 1 ns
PCRAM	Non	$\approx F^2$	≈ 100 ns
FeRAM	Non	$\approx F^2$	$\approx 1 - 10$ ns
Disque dur	Non	$\approx 1 - 10$ nm	$\approx 1 - 10$ ms
Flash	Non	$\approx F^2$	≈ 1 ms

TABLE 1.4 – Performances actuelles de ces mêmes mémoires, d'après les *datasheets* des fabricants.

Mémoire	Taille cellule	Écriture	Entreprises impliquées
Toggle MRAM	180 nm	$\infty \times 35$ ns	Everspin ^a
TA-MRAM ^b	-	-	Crocus Technology ^a
STT-RAM plan. ^b	-	-	Everspin, Grandis, IBM
STT-RAM perp. ^b	-	-	Toshiba, Avalanche, Spingate
DRAM	42 nm	$\infty \times 60$ ns	Samsung, Micron, Hynix
SRAM	500 nm	$\infty \times 8$ ns	Samsung, IBM, Cypress
PCRAM	90 nm	$10^6 \times 200$ ns	Ovonyx, Numonyx, Samsung
FeRAM	130nm	$\infty \times 50$ ns	Ramtron, Symetrix, NEC
Disque dur	25 nm \times 200 nm	$\infty \times 1,1$ ns / 4,2 ms	Seagate, Western Digital
Flash	25nm	$2.10^6 \times 1$ ms	Intel, AMD, Fujitsu

^a Situation de monopole

^b Technologie pas encore commercialisée

En guise d'épilogue à ce chapitre, rappelons que la mémoire d'Internet était en 2009 de

17. F est la plus petite dimension d'un transistor, à savoir la largeur du canal. Sur la plupart des mémoires, ce paramètre constitue la principale limite à la densité d'intégration. Dans la littérature, la surface d'un dispositif est souvent exprimée en F^2 . En 2010, F vaut au minimum 32 nm. Il est prévu que cette grandeur puisse *a priori* descendre jusqu'à 10 - 15 nm aux environs 2020. Au-delà, elle représentera l'un des plus importants défis à relever pour l'industrie de la microélectronique.

CHAPITRE 1. INTRODUCTION : DU SPIN AUX MRAM

l'ordre de 500 milliards de gigaoctets, soit environ $4 \cdot 10^{21}$ bits [40]. La tendance étant toujours à l'accroissement de l'espace de stockage nécessaire ainsi qu'à une prolifération de produits à base de semi-conducteurs, les nouvelles NVRAM, dont les MRAM, ont très certainement de beaux jours devant elles.

1.4. MÉMOIRES

Chapitre 2

Une nouvelle génération de MRAM : la STT-TA-MRAM

Ce chapitre va présenter un nouveau concept de MRAM, dont l'ambition est d'atteindre des densités d'intégration toujours plus élevées, chose que ne peut pas faire la STT-RAM à cause de la limite de stabilité thermique pour assurer le stockage de l'information pendant 10 ou 20 ans. Afin de parvenir à ce but, des STT-RAM ont été développées afin de parvenir dans un premier temps à réaliser des échantillons qui soient au niveau de l'état de l'art dans ce domaine. Ceux-ci ont ensuite été modifiés pour pouvoir réaliser les premiers échantillons STT-TA-MRAM, dont l'écriture s'est révélée être tout à fait possible sans champ magnétique additionnel.

2.1 Introduction

2.1.1 Nécessité de l'optimisation de la barrière

Comme annoncé au chapitre 1, le retournement d'une couche ferromagnétique par un courant polarisé en spin nécessite de faire passer une densité de courant minimale dans la JTM. Or, la loi d'Ohm donne :

$$V = RA \times J \quad (2.1)$$

Où RA est le produit résistance par surface¹. Il est important de noter que la résistance de la structure est due à plus de 95% à la barrière tunnel. La tension appliquée est donc limitée par la tension de claquage de la barrière (étudiée plus en détails au chapitre 5) notée V_C , l'écriture n'est possible que si :

$$RA < \frac{V_C}{J_{ST}} \quad (2.2)$$

En prenant par exemple une densité de courant critique $J_{ST} = 10^7 \text{A/cm}^2$ et une tension de claquage $V_C = 1,5 \text{V}$, on obtient une limite supérieure pour le RA à $15 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$. Au début de cette thèse, les meilleurs RA déposés par Crocus Technology, où sont faits tous les dépôts des échantillons étudiés ici, étaient de l'ordre de $60 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$. Il a donc fallu travailler sur la diminution

1. Pour un matériau ohmique standard en forme de parallélépipède rectangle, la résistance est donnée par $R = \frac{\rho L}{S}$, où ρ est la résistivité du matériau, L est la longueur suivant le sens du courant et S la surface de la section perpendiculaire au courant. Ainsi, on a $RA = \rho L$.

2.1. INTRODUCTION

du RA de la barrière tout en conservant une tension de claquage élevée. Le moyen le plus simple pour diminuer le RA est de diminuer l'épaisseur t_{BT} de la barrière tunnel. En effet, on a [41] :

$$RA \propto \exp\left(\frac{t_{BT}}{t_0}\right) \quad (2.3)$$

Soit, en terme de tension d'écriture :

$$V_{ST} = RA_0 \times J_{ST} \exp\left(\frac{t_{BT}}{t_0}\right) \quad (2.4)$$

Néanmoins, le claquage se produisant à un champ électrique E_C donné, la tension de claquage diminue linéairement avec l'épaisseur t_{BT} :

$$V_C = E_C \times t_{BT} \quad (2.5)$$

Ainsi, d'après ce modèle simple, suivant les valeurs de $V_0 = RA_0 \times J_{ST}$ et de E_C , le retournement peut soit ne jamais avoir lieu, soit être seulement possible pour des épaisseurs de barrière moyennes. Ces deux cas sont représentés dans la Figure 2.1. Ainsi, la diminution du RA *via* la diminution de l'épaisseur de barrière ne serait pas une bonne solution. C'est au contraire en jouant sur les divers paramètres intervenant dans ces deux expressions (E_C , RA_0 , J_{ST} et t_0) qu'un meilleur écart entre écriture et claquage pourra être obtenu. Pour cela, il va falloir améliorer la qualité de la barrière en réduisant les défauts afin de tendre vers une barrière parfaite, c'est-à-dire étant une superposition de couches monoatomiques. C'est donc en modifiant les conditions de dépôt et d'oxydation de la barrière en MgO que cette dernière peut avoir un RA diminué tout en gardant ses propriétés de claquage.

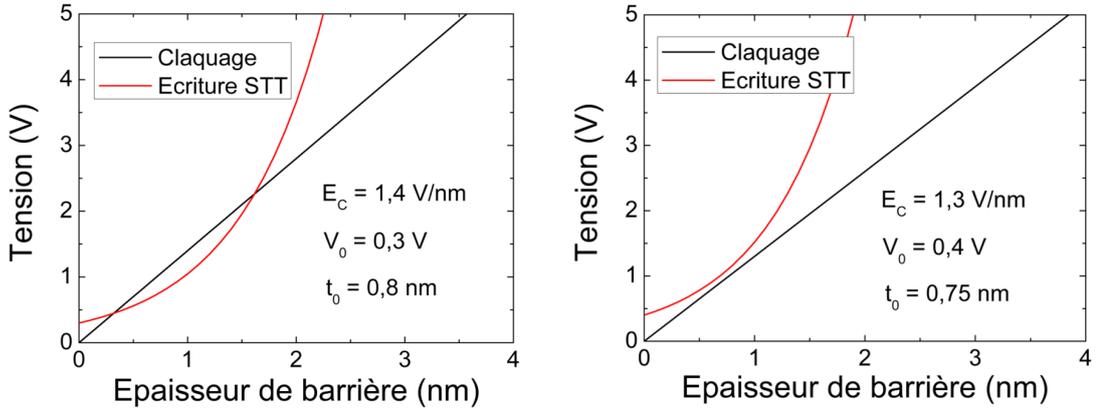


FIGURE 2.1 – Comparaison entre V_C et V_{ST} pour différents paramètres, l'écriture STT étant possible dans le cas de gauche et impossible pour celui de droite. Signalons ici que l'évolution du RA avec l'épaisseur de barrière (Équation 2.3) n'est valable que pour les épaisseurs suffisamment importantes. Lorsque celle-ci tend vers 0, seuls des calculs *ab initio* permettent de déterminer le RA réel. Les comparaisons données ici ne le sont donc qu'à titre indicatif.

2.1.2 Process

Le process de fabrication a été réalisé au sein même du laboratoire dans la PTA (Plateforme de Technologie Amont), sauf pour l'échantillon démonstrateur du chapitre 3 dont le process a

été fait au CEA LETI. Le but du process est de graver les couches dites "pleine tranche" en piliers de taille submicronique, de graver une électrode inférieure qui permette d'avoir un accès électrique à la base du pilier, et enfin de créer une électrode supérieure pour pouvoir connecter le haut du pilier².

Rappelons ici l'intérêt de graver des piliers nanométriques. Tout d'abord, il ne faut jamais perdre de vue l'objectif d'intégration d'une mémoire avec une densité de bits la plus élevée possible. Pour être concurrente avec les autres mémoires, la MRAM devra avoir des dimensions de l'ordre de celles du transistor (actuellement 32 nm), tout comme la Flash. Mais cette chute de la taille des piliers est surtout motivée par la physique qui devient alors accessible uniquement à ces échelles : dans le cas des JTM, l'approximation macrospin n'est réaliste que pour des diamètres inférieurs à quelques centaines de nanomètres. Et toute la physique étudiée dans le cadre de cette thèse (et bien au-delà) se base sur le fait que l'aimantation est uniforme. Impossible donc d'échapper à la gravure des pions. La définition des électrodes permet d'avoir un contact électrique à la fois au niveau du haut du pilier (électrode supérieure) et au niveau du bas du pilier (électrode inférieure), rendant possible les tests électriques sous pointes, notamment l'application d'impulsions courtes (de l'ordre de la nanoseconde).

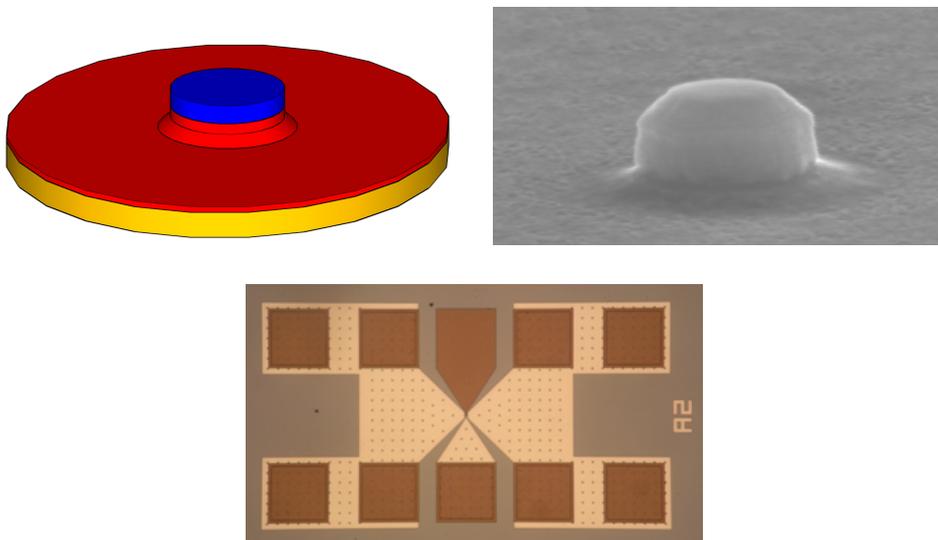


FIGURE 2.2 – Schéma du pilier après gravure IBE (en haut à gauche) et photographie d'un de ces piliers prise au MEB (en haut à droite) et photographie de l'échantillon après process (en bas).

Avant toute chose, un masque dur de tantale de 170 nm est déposé sur les échantillons. Le motif des pions est défini par lithographie électronique (souvent appelée *E-Beam* pour *Electronic Beam Lithography* en anglais) sur une résine photosensible positive (la partie insolée devient soluble dans un développeur). Un dépôt de platine ou de chrome de 20 nm est suivi d'un lift-off. Il reste donc des pions de chrome ou platine dont les dimensions correspondent aux motifs définis par E-Beam. Une gravure RIE (pour *Reactive Ion Etching* en anglais, soit Gravure Ionique Réactive) permet de définir un pilier dans toute l'épaisseur de tantale (arrêt de gravure juste avant les couches magnétiques) dont les dimensions latérales sont les mêmes que celle du pion. Pour la suite, seule la couche de stockage (placée au-dessus de la barrière) a besoin d'être gravée,

2. Seules les grandes lignes du process sont données ici. Le détail est donné dans l'Annexe A.

2.2. DÉMONSTRATION DU CONCEPT DE STT-RAM

la stabilité de la couche de référence n'étant que meilleure si c'est une couche continue. Cette gravure se fait par IBE (pour *Ion Beam Etching* en anglais, soit Gravure à Faisceau d'Ions), qui est fortement anisotrope. Pour éviter qu'il y ait trop de redépôts, celle-ci se fait sous angle. Un phénomène d'ombrage par rapport au pilier apparaît alors. Il faut donc graver plus en profondeur afin que les dimensions au niveau de la barrière soient celles attendues. Le pilier est désormais parfaitement défini. Restent à définir les électrodes pour avoir finalement un accès électrique en surface avec des *pads* de 100 à 200 μm , le reste étant noyé dans une résine planarisante qui protège le pilier de l'extérieur (cf Figure 2.2).

Toutes ces étapes sont relativement délicates, et c'est seulement après deux ans d'optimisation par Marie-Thérèse Delaye et Yasmina Dahmane Hadj-Larbi que des rendements de plus de 90% ont été obtenus en utilisant ce process.

Il est désormais possible de venir caractériser les échantillons avec de simples pointes RF (pour radiofréquence, au sens électronique du terme, c'est-à-dire laissant passer des signaux de fréquence supérieure aux audiofréquences, typiquement à partir du mégahertz, et allant jusqu'à plusieurs gigahertz dans le cas de nos pointes³).

2.2 Démonstration du concept de STT-RAM

Avant de s'intéresser au cœur du sujet de cette thèse, à savoir la combinaison simultanée des écritures TAS et STT, il a fallu faire des échantillons dont la couche de stockage est un ferromagnétique libre, afin de rejoindre l'état de l'art en matière de structure à écriture par STT (cf Table 2.1).

TABLE 2.1 – État de l'art des STT-RAM

Caractéristiques	Everspin	Toshiba	MagIC	Grandis	Hitachi
Barrière	Simple	Simple	Simple	Double	Simple
Multibit	Non	Non	Non	Non	Oui
RA ($\Omega \cdot \mu\text{m}^2$)	10	-	5	50×2	20
TMR (%)	78	-	60	160	128
Couche libre	CoFeB	-	-	CoFeB	CoFeB (SAF)
Épaisseur ferro (nm)	-	-	-	2,5	5
Aimantation	Planaire	Perp. au plan	Planaire	Planaire	Planaire
Dimensions (nm)	100×200	50×50	70×210	120×240	75×150
Impulsions (ns)	100	4	100	10	-
$J_{\text{écriture}}$ (MA/cm^2)	4	0,6	4,5	1,0	5
$V_{\text{écriture}}$	0,5	-	0,5	1,0	-
V_{claquage} (V)	1,0	-	1,35	3,6	-
Références	[42]	[43]	[44]	[45, 46]	[47]

2.2.1 Échantillons

L'empilement de départ choisi avait une couche de stockage constituée d'une double couche ferromagnétique de CoFe 2 nm / NiFe 2 nm. Cette couche est choisie pour son intérêt dans les structures TAS. Ainsi, réussir à écrire une telle structure prouve que l'objectif consistant à réaliser une STT-TA-MRAM est réalisable, au moins du point de vue du retournement du F

3. La terminologie officielle désigne par "radiofréquence" le spectre des ondes dont la fréquence est inférieure à 3000 GHz.

par STT. La couche de référence est quant à elle toujours la même (cf p.29). La barrière est une couche de magnésium de 1,1 nm oxydée naturellement, ayant un RA de $10 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$. Une fois traité, cet échantillon a été, comme tous les autres par la suite, caractérisé électriquement grâce à des mesures quasi-statiques de cycle de magnétorésistance. Le meilleur moyen de vérifier la qualité d'un échantillon au premier abord est de tracer la TMR en fonction de la résistance minimale de chacun des piliers.

Il est possible, à partir de la distribution de TMR en fonction de la résistance minimale, de remonter au RA et à la TMR nominaux de tout l'échantillon, c'est-à-dire ceux qu'on obtiendrait sur toutes les jonctions s'il n'y avait ni résistance en parallèle ni résistance en série due au process. En effet, durant ce dernier, d'une part des redépôts métalliques peuvent apparaître au niveau de la barrière tunnel (résistance parallèle), d'autre part de la résine peut rester au dessus du pilier constituant ainsi une résistance série.

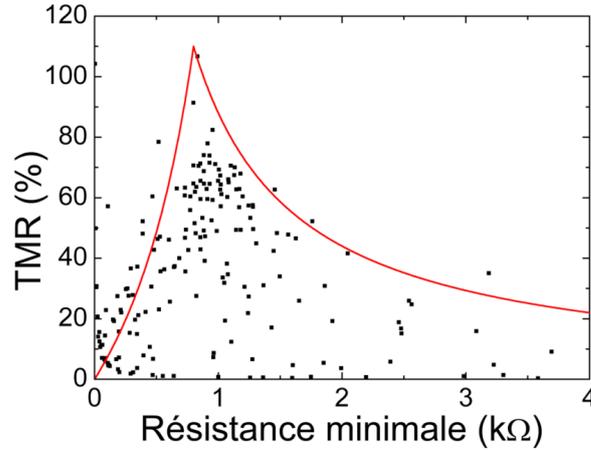


FIGURE 2.3 – Distribution de TMR en fonction de la résistance minimale sur 532 piliers du premier échantillon STT. La résistance a été mesurée avec une tension fixe de 30 mV.

Le pic de la distribution correspond donc au cas où il n'y a aucune résistance parasite, que ce soit en série ou en parallèle. Tous les points dont la résistance est inférieure à la résistance nominale ont au moins une résistance parallèle et tous les points dont la résistance est supérieure à la résistance nominale ont au moins une résistance série. D'où l'équation suivante :

$$\text{TMR} = \begin{cases} \frac{\text{TMR}_{\text{nominale}}}{1 + \left(\frac{\text{RA}_{\text{nominale}}}{\text{RA}} - 1 \right) (1 + \text{TMR}_{\text{nominale}})} & \text{si } \text{RA} < \text{RA}_{\text{nominale}} \\ \frac{\text{TMR}_{\text{nominale}} \times \text{RA}_{\text{nominale}}}{\text{RA}} & \text{si } \text{RA} > \text{RA}_{\text{nominale}} \end{cases} \quad (2.6)$$

Pour le premier échantillon étudié, la courbe continue de la Figure 2.3 est obtenue avec $\text{RA} = 12 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$. D'après la dispersion des points, il est possible de déterminer quels types de problèmes existent du point de vue électrique. Si tous les piliers étaient idéaux, ils devraient se trouver au sommet de ce graphe, à la TMR maximale et au RA correspondant à celui du dépôt. Le fait qu'il y ait de la dispersion signifie qu'il y a à la fois des résistances série et des résistances parallèle. A noter que, si une jonction a ces deux types de défauts, il faut calculer quelles sont les résistances

2.2. DÉMONSTRATION DU CONCEPT DE STT-RAM

en série R_S et en parallèle R_P pour chaque pilier, les valeurs variant d'un pilier à l'autre, comme le montre la Figure 2.3. On trouve :

$$\begin{cases} R_S = \frac{R_{\min}^{\text{mes}} + R_{\max}^{\text{mes}}}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{\Delta R_{\text{mes}}^2 + \frac{4R_{\min} R_{\max} \Delta R_{\text{mes}}}{\Delta R}} \\ R_P = \frac{\Delta R_{\text{mes}} (R_{\min} + R_{\max}) + \sqrt{\Delta R_{\text{mes}} \Delta R (\Delta R_{\text{mes}} \Delta R + 4R_{\min} R_{\max})}}{2 (\Delta R_{\text{mes}} - \Delta R)} \end{cases} \quad (2.7)$$

Où $\Delta R = R_{\max} - R_{\min}$ et $\Delta R_{\text{mes}} = R_{\max}^{\text{mes}} - R_{\min}^{\text{mes}}$, R_{\min}^{mes} et R_{\max}^{mes} étant les résistances minimales et maximales mesurées, et R_{\min} et R_{\max} les niveaux de résistance attendus, déterminés par l'expression de la courbe continue de la Figure 2.3. La connaissance des deux résistances parasites R_S et R_P permet de calculer de manière exacte la tension et le courant circulant dans le pilier, notamment lors de l'application d'impulsions.

Après les propriétés électriques, il faut vérifier les propriétés magnétiques avant de passer aux mesures de retournement. Après s'être assuré que les cycles sont bien carrés (pas d'état intermédiaire entre R_{\min} et R_{\max}), il faut extraire la distribution de champs coercitifs et de champs de couplage dipolaire.

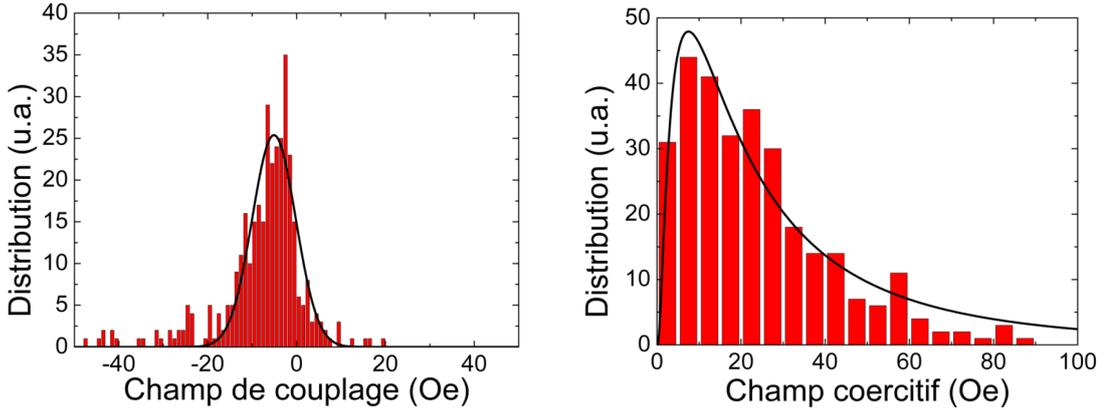


FIGURE 2.4 – Distributions de champ de couplage (gauche) et de champ coercitif (droite) sur la plaque étudiée pour le STT.

Le champ coercitif est le champ où tous les moments du F se retournent simultanément. Cette simultanéité correspond à un "et" logique, ou encore à un produit d'un grand nombre de variables indépendantes de même signe. C'est pourquoi celui-ci suit une loi log-normale, comme le montre la courbe noire de droite de la Figure 2.4. Quant au champ de couplage, la compréhension est plus complexe. Il peut avoir diverses origines : couplage dipolaire, couplage peau d'orange, couplage direct à travers la barrière (pour les bas RA), couplage d'échange (pas pour cet échantillon). Cependant, tous ces couplages sont cumulatifs, c'est-à-dire que leur amplitude est proportionnelle au nombre de moments impliqués dans ce couplage, sans restriction de signe. Le champ de couplage suit donc, quelque soit sa nature, une loi normale, comme le montre la courbe noire de gauche de la Figure 2.4 [48].

2.2.2 Résultats électriques

Des impulsions de tension ont été appliquées avec des amplitudes croissantes et d'abord positives puis négatives. Après chaque impulsion, la résistance du pilier est mesurée afin de pouvoir déterminer si le retournement a eu lieu ou non. Malgré l'épaisseur importante de F à retourner, le couple de transfert de spin a été suffisamment efficace pour assurer le basculement de la couche de stockage, et ce dans les deux directions comme le montrent les cycles de résistance de la Figure 2.5 obtenus avec des impulsions de 10 ns et 30 ns sur deux jonctions différentes.

Les densités de courant obtenues sont de l'ordre de 1.10^7 A/cm², qui est la valeur attendue compte tenu de l'épaisseur de F. Les tensions utilisées sont élevées ($\approx 1,6$ V) et trop proches du claquage ($\approx 1,8$ V). C'est pourquoi beaucoup de jonctions de cet échantillon n'ont pu être écrites, faute de marge entre écriture STT et claquage.

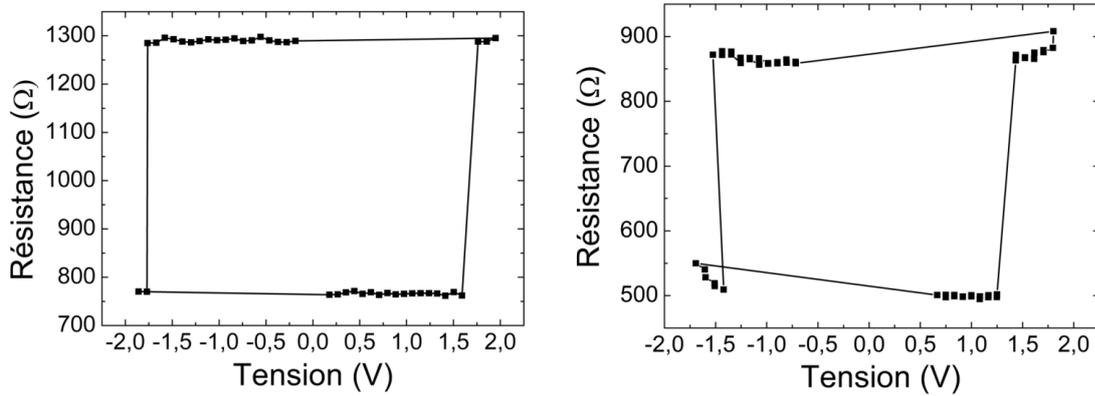


FIGURE 2.5 – Cycles de résistance mesurée après impulsion en fonction de l'amplitude des impulsions, sur deux jonctions différentes avec des impulsions de 10 ns (gauche) et de 30 ns (droite).

Malgré tout, cet échantillon nous assure de la possibilité de retourner la couche F par couple de transfert de spin, et donc d'envisager de faire la même structure avec un AF au dessus du F de la couche de stockage pour faire une STT-TA-MRAM.

Sur l'échantillon de droite, il a été possible de faire des retournements par STT avec des impulsions allant de 5 ns à 30 ns (cf Figure 2.6). Afin d'interpréter ces données, on sait que la probabilité de retournement $p(J)$ par STT est donnée par [49] :

$$p(J) = 1 - \exp\left(-\frac{t_p}{\tau}\right) \quad (2.8)$$

Avec

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{KV}{k_B T} \left(1 - \frac{J}{J_0}\right)\right) \quad (2.9)$$

Où J est la densité de courant circulant dans le pilier, t_p la largeur des impulsions envoyées, $\tau_0 = 1$ ns est l'inverse de la fréquence d'essai (*attempt frequency*) et $\frac{KV}{k_B T}$ est le facteur de stabilité thermique (sans dimension) égal au ratio entre l'énergie d'anisotropie et l'énergie d'activation thermique. En définissant le courant critique J_C comme celui qui assure une probabilité de retournement de 63%, on obtient :

2.3. PRÉSENTATION DÉTAILLÉE DE LA TA-MRAM

$$J_C = J_0 \left(1 - \frac{k_B T}{KV} \ln \left(\frac{t_p}{\tau_0} \right) \right) \quad (2.10)$$

La courbe rouge de la Figure 2.6 montre un bon accord entre la théorie et l'expérience (on utilise la même expression exprimée en tension, en multipliant par la RA). On extrait un facteur de stabilité thermique de 5,5. Celui-ci est faible puisqu'il correspond à une couche F de section circulaire, sans autre anisotropie que l'anisotropie magnétocristalline. Il sera bien entendu plus élevé dans les structures TA-STT. La tension d'écriture à 1 ns est quant à elle de 1,8 V, correspondant à une densité de courant de $2 \cdot 10^7$ A/cm².

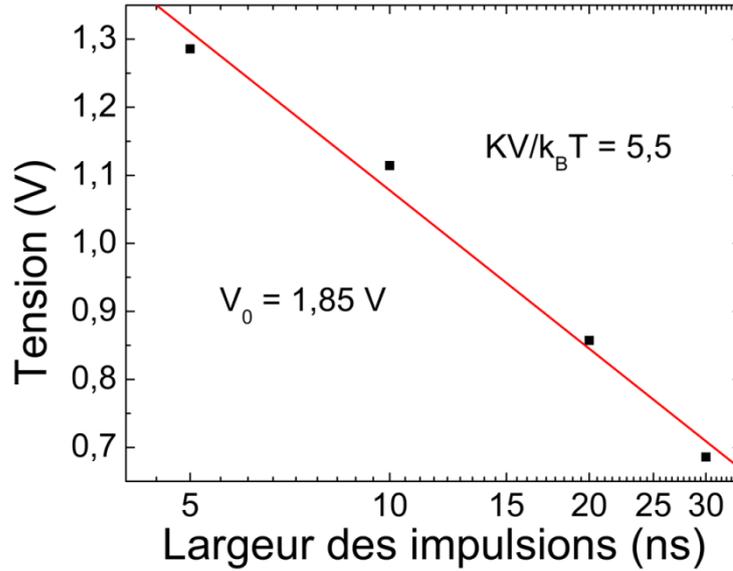


FIGURE 2.6 – Dépendance de la tension d'écriture avec la largeur des impulsions.

2.3 Présentation détaillée de la TA-MRAM

Cette partie ne fait pas à proprement parler partie des résultats de cette thèse. Néanmoins, elle donne quelques résultats récents obtenus au sein de l'équipe auxquels j'ai pu contribuer en partie, permettant de comprendre plus en détails quels sont les mécanismes physiques intervenant dans le mode d'écriture TAS, indispensables pour la compréhension du point central de cette thèse qu'est l'écriture TA-STT.

2.3.1 Chauffage

Modèle effet Joule 1D et vérification expérimentale

La barrière tunnel étant l'élément le plus résistif de l'empilement (même pour les faibles RA), l'effet Joule va induire une élévation de température au niveau de la barrière. Cette chaleur va donc se propager des deux côtés de la barrière. Initialement, on considère l'existence de barrières thermiques de part et d'autre des couches magnétiques. Dans une première approximation, la température est donc égale entre ces deux barrières thermiques. En supposant qu'il n'y a pas de

perte de chaleur par les bords du pilier (hypothèse raisonnable avec du SiO_2 ou une autre résine isolante), que la température soit homogène sur toute la surface et que la température dans les électrodes métalliques au delà des barrières thermiques est constante et égale à la température ambiante T_{amb} (cf Figure 2.7), l'équation de diffusion de la chaleur est donnée par [50] :

$$\left(\sum_i c_i \rho_i d_i + c_{\text{TB}} \rho_{\text{TB}} d_{\text{TB}} \right) \frac{\partial T}{\partial t} - 2 \frac{k_{\text{TB}}}{d_{\text{TB}}} (T - T_{\text{amb}}) = \frac{P}{S} \quad (2.11)$$

Où c_i , ρ_i et d_i sont les capacités calorifiques spécifiques, les masses volumiques et les épaisseurs des couches magnétiques i ; c_{TB} , ρ_{TB} et d_{TB} celles des deux barrières thermiques de part et d'autre de la structure et k_{TB} leur conductivité thermique; T est la température des couches magnétiques i ; t est le temps; P/S est la densité de puissance injectée.

En considérant qu'aucun des coefficients cités ne dépend du temps ni de la température, l'équation différentielle 2.11 est du premier ordre à coefficients constants. La solution lors du chauffage est donc simplement :

$$T = T_{\text{amb}} + \alpha P \left(1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) \right) \quad (2.12)$$

Où $\alpha = \frac{d_{\text{TB}}}{2k_{\text{TB}}S}$ et $\tau = \frac{d_{\text{TB}}}{2k_{\text{TB}}} (\sum_i c_i \rho_i d_i + c_{\text{TB}} \rho_{\text{TB}} d_{\text{TB}})$. $\Delta T = \alpha P$ est donc la variation maximale de température atteinte en régime permanent (impulsions de durée supérieure à 3τ).

A l'inverse, la température lors du refroidissement est donnée par :

$$T = T_{\text{amb}} + \Delta T \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) \quad (2.13)$$

Ainsi, la température dans le pilier sera au niveau de la température ambiante après un temps 3τ , ce qui signifie que, pour assurer un bon fonctionnement à la mémoire, le cycle d'écriture est limité par le refroidissement. Le profil de température pendant l'impulsion de courant et après celle-ci est donné dans la Figure 2.7.

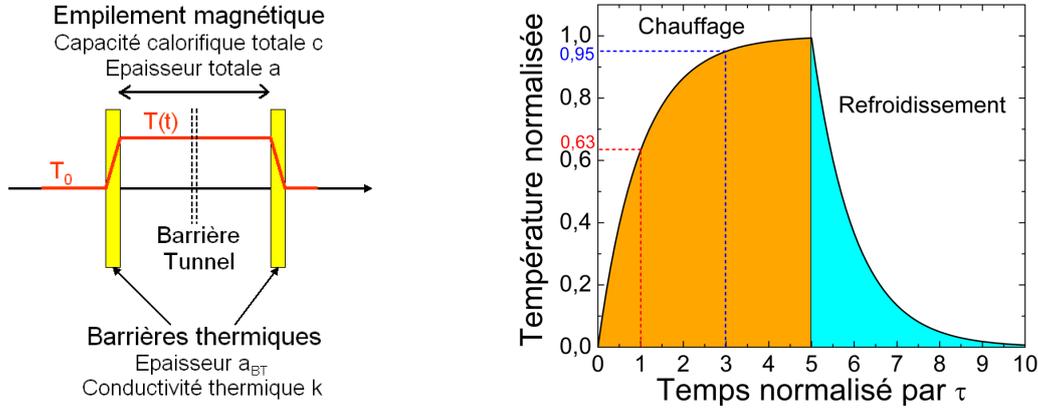


FIGURE 2.7 – Profil supposé de température à 1D dans la structure étudiée (gauche) et variation exponentielle de température avec le temps (droite).

Expérimentalement, des expériences ont démontré ce comportement en se basant sur l'étude du refroidissement. Elles ont montré un accord quantitatif avec les simulations avec une constante de temps $\tau = 2,7$ ns.

2.3. PRÉSENTATION DÉTAILLÉE DE LA TA-MRAM

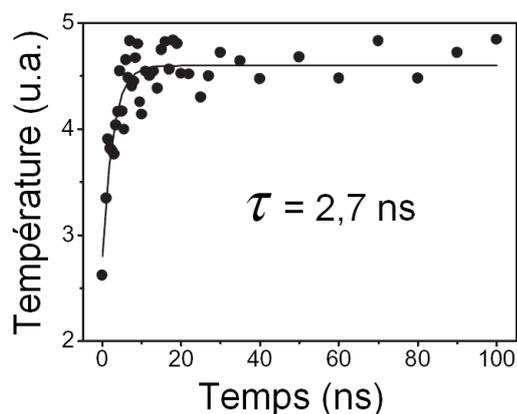


FIGURE 2.8 – Profil mesuré de température dans la structure étudiée ayant le comportement exponentiel attendu, avec une constante de temps de 2,7 ns. L'expérience consiste à appliquer deux impulsions, une première étant celle dont l'amplitude et la largeur est fixée, une deuxième servant de sonde et dont le délai par rapport à la première varie. Il est ainsi possible de remonter à la variation de température au cours du temps.

Effet de taille

Des simulations par éléments finis (avec Comsol) ont également été réalisées au sein de l'équipe par Erwan Gapihan. Elles montrent que si elles sont en bon accord avec le modèle 1D pour les piliers larges, l'unidirectionnalité tend à être invalidée pour les piliers dont les dimensions latérales descendent sous les 100 nm. En effet, la largeur devient de l'ordre de grandeur de la hauteur, les pertes latérales, dans le matériau isolant, deviennent ainsi non négligeables.

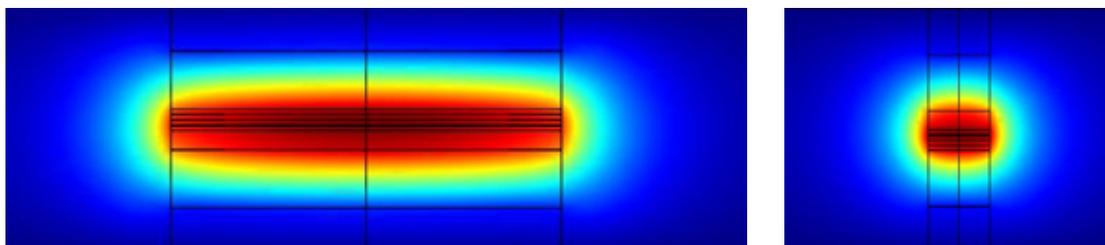


FIGURE 2.9 – Simulation de la température dans un pilier de 400 nm de diamètre (gauche) et dans un pilier de 65 nm de diamètre (droite). Le rapport entre la puissance perdue dans l'oxyde et la puissance injectée, et donc la densité de puissance consommée, augmente lorsque la taille diminue.

Au-delà de l'effet Joule : asymétrie de chauffage

Depuis le début de cette partie, le chauffage se produisant au niveau de la barrière a toujours été interprété comme de l'effet Joule. Or, bien qu'il y ait une génération de chaleur due à un courant, l'effet Joule n'a lieu que dans des matériaux ohmiques dont la conduction est diffusive. La conduction dans un barrière tunnel se produisant par effet tunnel, il ne s'agit donc pas d'effet Joule au premier sens du terme. En revanche, les électrons, lorsqu'il passent la barrière par effet tunnel, se retrouvent à un potentiel énergétique différent de celui qui régnait de l'autre côté de

la barrière. Ainsi, il perd de l'énergie, on dit qu'il se "relaxe". Cette libération d'énergie peut intervenir sous différentes formes : phonons (vibrations du réseau cristallin) ou magnons (encore appelés "ondes de spin"). Contrairement à un simple Joule, il apparaît que ce chauffage est asymétrique, puisqu'il est généré d'un seul côté de la barrière suivant la différence de potentiel sur la barrière, et donc suivant le sens du courant. Cette différence de chauffage suivant le sens du courant peut être mesurée expérimentalement, puisque les structures étudiées sont sensibles à la température uniquement dans l'AF de la couche de stockage. L'expérience montre que l'écriture se fait à un courant plus faible dans un sens que dans l'autre (cf Figure 2.11), étant donné que la chaleur doit traverser la barrière - mauvais conducteur thermique ($7 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$ pour le MgO par rapport à $37 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$ pour le CoFe et le NiFe) - lorsque qu'elle est générée du "mauvais" côté de la barrière [51].

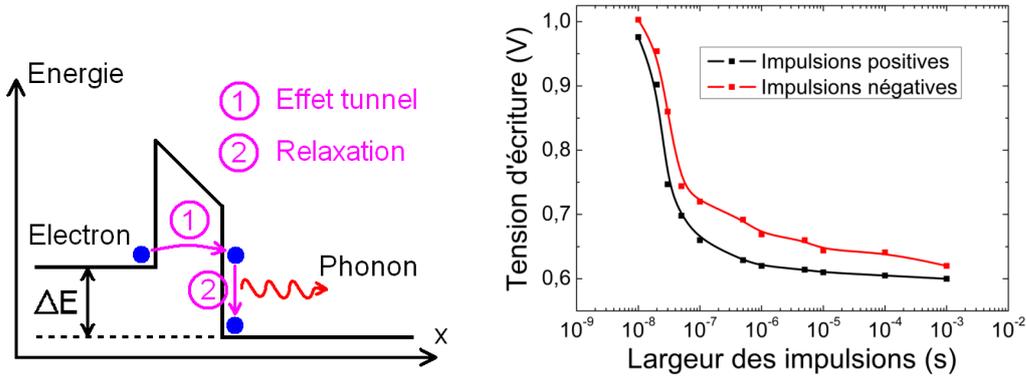


FIGURE 2.10 – Phénomène de relaxation des électrons après passage de la barrière (gauche) à l'origine de l'asymétrie de chauffage mesurée expérimentalement (droite). Dans l'expérience de droite, le sens positif correspond au sens où les électrons vont de la couche de référence vers la couche de stockage, et chauffent donc plus efficacement l'AF de la couche de stockage, d'où la consommation réduite.

Bien que cet effet ne soit pas crucial pour les TA-MRAM (il suffit de faire passer le courant dans le bon sens pour écrire les pions mémoire et de lire la résistance avec un courant opposé à l'écriture), il pourrait poser problème dans les structures dont l'écriture se fait au moins en partie par courant polarisé en spin, où le sens du courant est différent suivant que l'on veuille écrire un "0" ou un "1". Malgré tout, l'expérience montre que cet effet n'est pas significatif et donc pas limitant.

2.3.2 Couplage d'échange F/AF

La physique du couplage d'échange entre une couche F et une couche AF doit être comprise pour étudier les structures TA-MRAM ou encore les STT-TA-MRAM à venir. Considérons une bicouche F/AF. Supposons que la couche AF a une structure granulaire, chaque grain étant de la même épaisseur a_{AF} que la couche AF (les grains peuvent donc être caractérisés uniquement par leurs dimensions dans le plan des couches), leur diamètre D suivant une distribution $G(D)$, et tous caractérisés par une anisotropie K_{AF} orientée dans la même direction. La couche F est monodomaine d'épaisseur a_F avec une anisotropie uniaxiale K_F parallèle à celle des grains de l'AF. Le champ d'échange et le champ coercitif d'une telle structure peuvent s'écrire [50] :

2.3. PRÉSENTATION DÉTAILLÉE DE LA TA-MRAM

$$H_{ex} = \frac{J_{int}}{a_0 M_S a_F} \frac{1}{I} \int_{\text{Max}(D_0, D^*)}^{\infty} (P_- - P_+) DG(D) dD \quad (2.14)$$

$$H_c = \frac{2K_F}{M_S} + \frac{J_{int}}{a_0 M_S a_F} \frac{1}{I} \int_{D^*}^{\infty} (P_- - P_+ - 1) DG(D) dD \quad (2.15)$$

Où $I = \int_0^{\infty} D^2 G(D) dD$, $D_0 = \frac{J_{int}}{K_{AF} a_{AF} a_0}$, J_{int} est l'énergie d'interaction d'échange entre une paire d'atomes F/AF et $a_0 = 2,5 \text{ \AA}$ est la distance moyenne interatomique à l'interface F/AF. P_+ et P_- représentent les probabilités d'occupation des minima d'énergies d'un grain de l'AF dans la direction de la couche F juste avant le retournement de la couche F dans la direction opposée :

$$P_+ = 1 - \left[1 - P_{\infty} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right) \right] \sum_{i=0}^{2n-2} \left[(-1)^i \exp\left(\frac{it}{\tau}\right) \right] + P_0 \exp\left(-\frac{(2n-1)t}{\tau}\right) \quad (2.16)$$

$$P_- = 1 - \left[1 - P_{\infty} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right) \right] \sum_{i=0}^{2n-1} \left[(-1)^i \exp\left(\frac{it}{\tau}\right) \right] - P_0 \exp\left(-\frac{2nt}{\tau}\right) \quad (2.17)$$

Où

$$\tau^{-1} = f_0 \sum_{\pm} \exp \left[-\frac{K_{AF} a_{AF} D^2}{k_B T} \left(1 \pm \frac{J_{int}}{2DK_{AF} a_{AF} a_0} \right)^2 \right] \quad (2.18)$$

est le temps de relaxation des grains de l'AF, $f_0 \simeq 1 \text{ GHz}$ est la fréquence d'essai (*attempt frequency*), $t \approx t_{\text{mesure}}/2$ est le temps durant lequel la couche F est orientée dans une direction donnée pendant la mesure du cycle d'hystérésis, n est le nombre de cycles effectués à la température T avant de mesurer H_{ex} et H_c , $P_{\infty} = \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{2J_{int}D}{a_0 k_B T}\right)}$ et P_0 est la probabilité d'occupation initiale, avant la mesure du cycle d'hystérésis.

On voit bien ici que contrairement au modèle simple où l'AF est monocristallin, la polycristallinité de ce dernier implique une augmentation importante du champ coercitif de la couche F. De plus, la taille des grains devient ici un paramètre fondamental du couplage F/AF. D'une part les grains les plus petits ne participent ni à l'échange ni à l'augmentation du coercitif puisqu'ils sont totalement instables sous l'effet de la température finie et ne sont donc pas couplés aux spins de l'AF. D'autre part, les grains les plus gros sont trop volumineux pour pouvoir se retourner à la gamme de température considérée. Restent donc les grains de taille intermédiaire. A température ambiante, ils n'ont qu'une faible probabilité de se retourner. Mais lorsque l'échantillon est chauffé par effet Joule lors de l'écriture, ces grains sont débloqués, comme les petits grains à l'ambiante. Si le F est retourné par un champ magnétique ou par le couple de transfert de spin et que l'échantillon est refroidi, les grains de taille moyenne vont se figer dans la nouvelle direction imposée par le F. Ainsi, l'échantillon redescendu à l'ambiante voit ses grains de taille moyenne retournés, impliquant un champ de couplage modifié entre le F et l'AF.

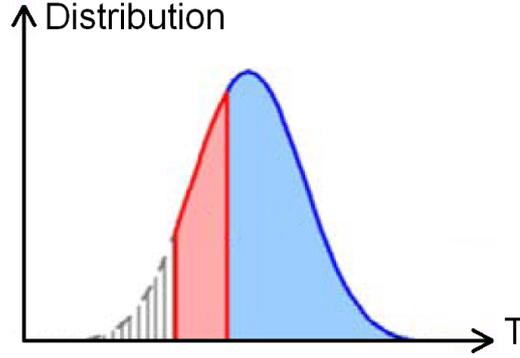


FIGURE 2.11 – Distribution de taille de grain renormalisée en température. La partie grisée correspond aux grains qui sont instables à température ambiante, la partie rouge représente les grains qui sont bloqués à l’ambiante mais qui peuvent être débloqués à la température que l’on appelle la température de blocage, ils sont les seuls à participer au champ d’échange réversible. La partie bleue correspond aux grains qui ne sont pas débloqués à la température de blocage. Ils restent fixes *ad vitam eternam* dans les conditions normales d’utilisation [52], avec des températures de chauffage inférieures à T_B .

2.4 Démonstration du concept de STT-TA-MRAM

2.4.1 Principe de la STT-TA-MRAM

La STT-TA-MRAM résulte de la combinaison des deux principes d’écriture STT et TAS. Au niveau de la structure elle-même, il ne s’agit de rien de plus qu’une cellule TA-MRAM dont la barrière a été modifiée pour accéder à un RA suffisamment faible et un claquage à une tension élevée. La nouveauté par rapport à la TA-MRAM tient donc à la suppression de la ligne de champ. Une unique impulsion de courant va devoir chauffer l’AF au-dessus de sa température de blocage et retourner l’aimantation du F par STT. La densité de puissance critique de chauffage et la densité de courant critique de STT devront correspondre à des tensions $V_{\text{chauffage}}$ et V_{ST} inférieures à la tension de claquage. La fin de l’impulsion, durant laquelle l’échange F/AF est retrouvé, va être caractérisée par quatre paramètres, dont les valeurs vont définir la reproductibilité de l’écriture. Tout d’abord les deux tensions critiques déjà citées, mais aussi le temps caractéristique τ de diminution de température et le temps δ que le courant met pour passer de sa valeur maximale à 0. Ces paramètres permettent de déduire deux autres paramètres, que sont le temps t_{ST} au bout duquel la densité de courant a atteint la valeur J_{ST} et le temps t_B au bout duquel la température a atteint la température T_B de blocage de l’AF. D’après les profils de courant et de température à la fin de l’impulsion, on a :

$$J_{ST} = J \left(1 - \frac{t_{ST}}{\delta} \right) \quad (2.19)$$

Et

$$T_B = T_0 + (T - T_0) \exp \left(-\frac{t_B}{\tau} \right) \quad (2.20)$$

D’où :

2.4. DÉMONSTRATION DU CONCEPT DE STT-TA-MRAM

$$t_{ST} = \left(1 - \frac{J_{ST}}{J}\right) \delta \quad (2.21)$$

Et

$$t_B = \tau \ln \left(\frac{T - T_0}{T_B - T_0} \right) \quad (2.22)$$

Le temps t_B (respectivement t_{ST}) est donc le temps jusqu'auquel l'effet de la température (respectivement du STT) est important. La comparaison de ces deux temps permet de savoir lequel de ces deux effets disparaît en premier. Si le chauffage n'a plus d'effet quand le STT en a encore, le refroidissement se passe alors comme dans la cas du TAS avec un couple maintenant l'aimantation du F dans la nouvelle direction, cette fois-ci avec le STT au lieu du champ magnétique. Dans le cas inverse, il va se passer un *laps* de temps durant lequel il n'y aura plus de STT mais avec l'AF toujours débloqué. Ainsi, le F pourra se retourner avec une probabilité non nulle sous l'effet de la température. Plus l'écart entre ces deux temps sera élevé, plus la probabilité qu'il y ait un retournement spontané de l'aimantation sera importante. Cet écart sera au maximum de l'ordre de quelques nanosecondes. En le supposant égal à 30 ns - c'est-à-dire à peu près 3τ -, cela donne la condition de stabilité post-impulsion suivante :

$$\frac{KV}{k_B T} > \ln \left(\frac{30 \text{ ns}}{1 \text{ ns}} \right) \approx 3,4 \quad (2.23)$$

La seule configuration pour laquelle cette condition peut être atteinte serait celle d'un pilier cylindrique (pas d'anisotropie de forme) où l'élévation en température est extrêmement élevée, bien supérieure à la température de blocage de l'AF, chose généralement impossible pour cause de claquage trop proche. Une anisotropie de forme, même légère, interdit tout retournement spontané dans ces conditions.

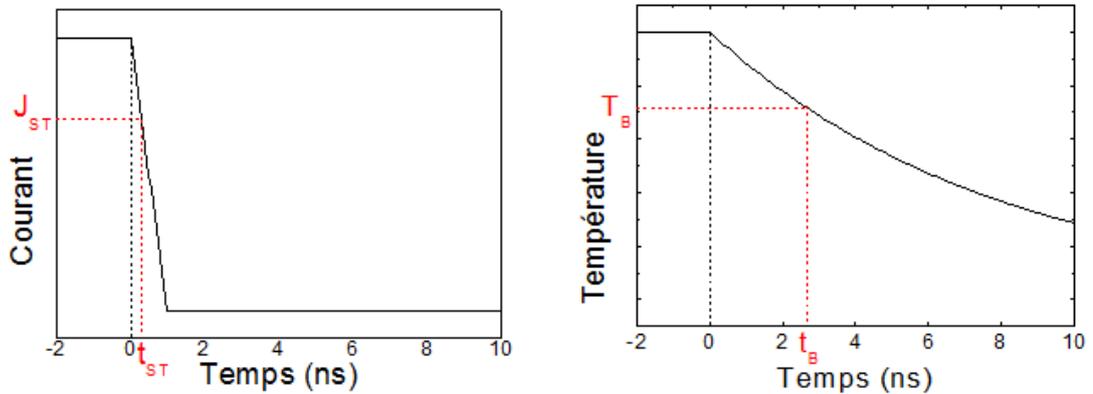


FIGURE 2.12 – Profils de courant et de température à la fin de l'impulsion.

2.4.2 Première STT-TA-MRAM

Echantillons

Les premiers échantillons STT-TA-MRAM réalisés ont été basés sur les structures TA-MRAM qui étaient bien maîtrisées, dans lesquelles le RA a été significativement diminué et la qualité de

la barrière a été améliorée. L'empilement complet est donc Ta 3 / CuN 30 / Ta 5 / PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0,74 / CoFeB 2 / Mg 1,1 oxydation naturelle / CoFe 2 / NiFe 3 / IrMn 6,5 / Ta 5 (épaisseurs en nm).

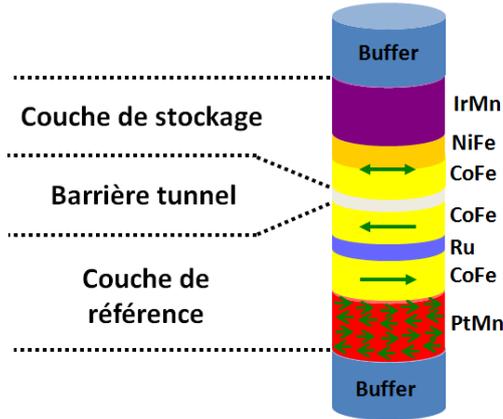


FIGURE 2.13 – Structure complète de la STT-TA-MRAM de départ.

Une cartographie de la plaque a été réalisée en mesurant les cycles de magnétorésistance de chaque jonction (cf Figure 2.14).

La courbe continue de la Figure 2.14 a été obtenue grâce à l'équation 2.6 avec les paramètres suivants : $RA_{\text{nominal}} = 30 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$ et $TMR_{\text{nominale}} = 120\%$.

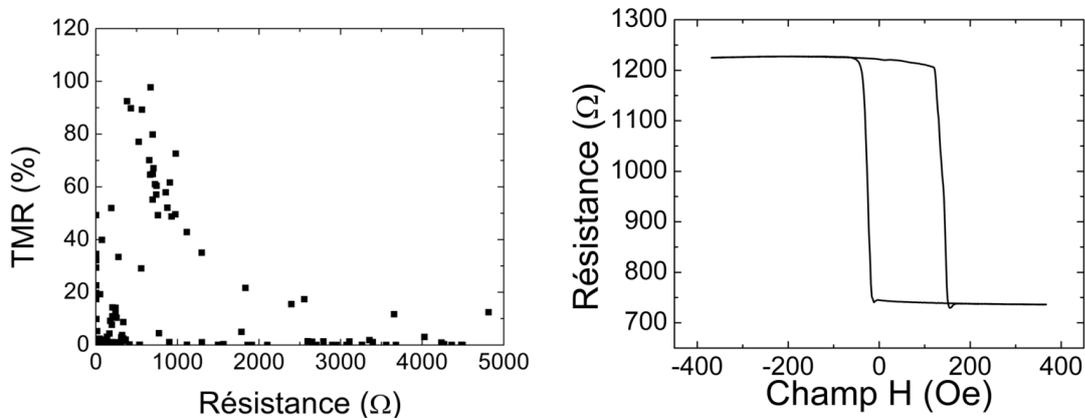


FIGURE 2.14 – Distribution de TMR en fonction de la résistance minimale des différentes jonctions de l'échantillon (à gauche) et exemple de cycle obtenu avec un décalage en échange (à droite).

Premières écritures sur STT-TA-MRAM

La jonction dont le cycle est donné dans la Figure 2.14 est initialement dans l'état antiparallèle (correspondant à la direction de piégeage). Une impulsion de tension positive (le signe est défini

2.4. DÉMONSTRATION DU CONCEPT DE STT-TA-MRAM

en supposant que la masse est mise sous la couche de référence et que la tension est appliquée au-dessus de la couche de stockage) de 30 ns a été appliquée sur la jonction. La tension étant positive, les électrons vont se déplacer du bas du pilier vers le haut, donc de la couche de référence vers la couche de stockage. Le couple de transfert de spin favorise alors l'état parallèle, que l'on veut écrire. Juste après l'impulsion, la résistance en champ nul a été mesurée et montre que la jonction tunnel magnétique est désormais dans l'état parallèle. La Figure 2.15 donne un cycle de magnétorésistance mesuré après application de l'impulsion.

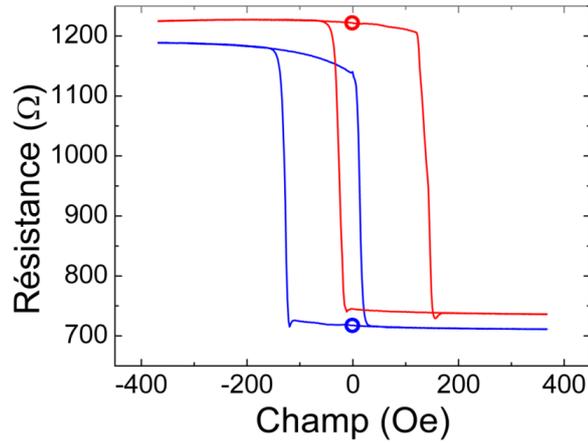


FIGURE 2.15 – Cycles de magnétorésistance et résistances à champ nul mesurés avant (bleu) et après (rouge) application d'une impulsion de courant favorisant l'état antiparallèle. Les gros points indiquent les valeurs de résistance mesurées avant chacun des deux cycles. L'impulsion de courant a fait basculer la résistance en champ nul et le champ d'échange.

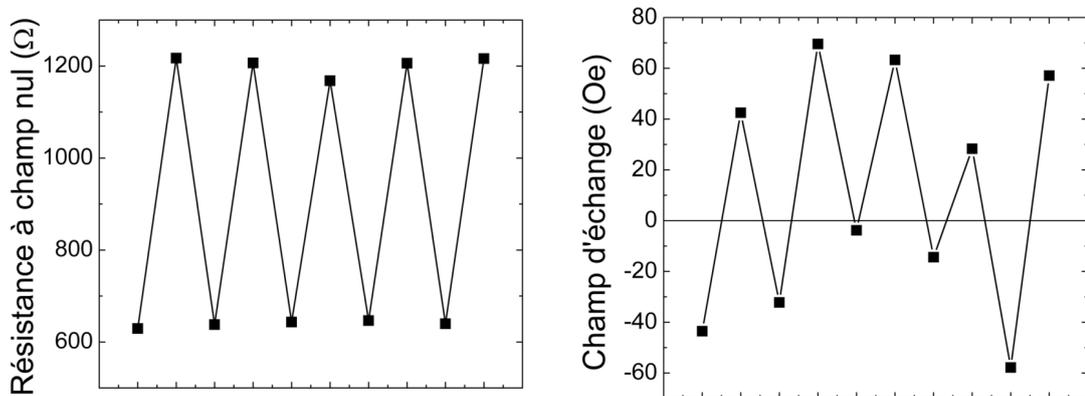


FIGURE 2.16 – Résistances à champ nul (gauche) et champs d'échange (droite) mesurés après chaque impulsion alternativement positive et négative.

Le cycle s'est décalé des champs négatifs vers les champs positifs : le champ d'échange est passé de +58 Oe à -58 Oe. Non seulement la résistance est passée de R_{\max} à R_{\min} - indiquant le retournement de l'aimantation de la couche ferromagnétique -, mais la direction de piégeage,

donnée par le champ d'échange, est également inversée, ce qui signifie que tous les moments magnétiques des grains de la couche antiferromagnétique que l'on peut contrôler (cf p.53) se sont retournés. Tout s'est donc passé comme attendu, à savoir le déblocage de l'AF par chauffage puis le retournement du F par couple de transfert de spin. Enfin, il n'y a *a priori* pas eu de retournement spontané de l'ensemble lors du refroidissement. Pour vérifier qu'il ne s'agit pas d'un évènement fortuit, des impulsions de tension de signe alternatif de 30 ns ont été appliquées sur le plot mémoire. Après chaque impulsion, la résistance en champ nul a été mesurée, puis un cycle de magnétorésistance afin d'avoir accès au champ d'échange (cf Figure 2.16).

Au bout de la dixième impulsion, la barrière tunnel a claqué, la différence entre tension d'écriture et tension de claquage étant trop faible. Malgré tout, après chaque impulsion, la bicouche F/AF s'est entièrement retournée. La faisabilité de l'application STT-TA-MRAM est donc démontrée : il est possible de stocker un bit avec l'aimantation d'une couche F dont la stabilité est accrue par le piégeage de celle-ci par un AF [53].

2.4. DÉMONSTRATION DU CONCEPT DE STT-TA-MRAM

Chapitre 3

Amélioration et développement de la STT(-TA)-MRAM

Le chapitre précédent a démontré la faisabilité du concept de STT-TA-MRAM. Par la suite, cette démonstration a été reproduite et les structures ont été améliorées afin de permettre un nombre d'écriture bien plus important, à la fois en améliorant la qualité de la barrière pour repousser le claquage à des tensions plus élevées et en jouant sur les paramètres magnétiques pour diminuer les densités de courant critiques de retournement par STT. Ces améliorations ont été rendues possibles grâce au travail de fond de Crocus Technology sur les dépôts des matériaux.

3.1 Structures STT-RAM

Le nouvel empilement magnétique est le suivant : PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0,8 / CoFeB 2 / Mg 1,1 / CoFeB 2 / Ru 0,8 / NiFe 1,5 (épaisseurs en nm). La couche de stockage a été remplacée par un SAF, dans le but de diminuer les niveaux critiques de retournement, en se basant sur le principe qu'il suffit de basculer par STT la couche de CoFeB en contact avec la barrière pour que la couche de NiFe supérieure "suive" grâce au couplage RKKY. De fait, le volume magnétique à retourner est le même, mais avec un courant critique de retournement *a priori* diminué. De plus, ce SAF va avoir tendance à rigidifier la structure, ce qui ne peut qu'apporter un bon facteur de stabilité thermique, comme on le verra dans cette étude.

3.1.1 Méthode de caractérisation de l'écriture par STT

De par la nature stochastique de l'effet STT, la caractérisation du retournement passe par une détermination des probabilités de retournement dans les deux sens pour une configuration d'impulsions donnée (largeur et amplitude). Une méthode simple consisterait à appliquer une impulsion et mesurer la résistance par la suite pour déterminer si l'aimantation s'est retournée ou non, et de reproduire cette expérience autant de fois que souhaité afin d'avoir une statistique suffisante pour que les taux de retournement mesurés correspondent bien aux probabilités d'écriture. C'est la loi des grands nombres qui assure que les taux mesurés (qui sont alors des estimateurs des probabilités) tendent effectivement vers les probabilités intrinsèques de retournement STT. Ainsi, en considérant que le STT est un processus de Bernoulli, c'est-à-dire que le résultat est booléen (retournement ou pas, comme le tirage à pile ou face) et la probabilité p de

3.1. STRUCTURES STT-RAM

retourner l'aimantation est la même à chaque essai (d'écriture), l'erreur donnée par un ensemble de N tests est estimée par :

$$\sigma = \sqrt{\frac{p(1-p)}{N}} \quad (3.1)$$

La Figure 3.1 permet de visualiser quelle est l'erreur effectuée en fonction de N et de p . Le maximum d'erreur se situe à 50% de probabilité de retournement. L'influence du nombre de tests N apparaît nettement : il faut 100 tests pour parvenir à avoir une erreur inférieure à 5% (en bleu foncé sur le graphe) pour 50% de retournement.

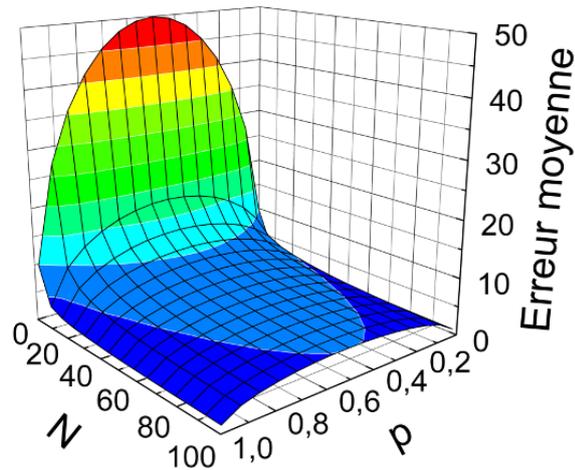


FIGURE 3.1 – Erreur estimée dans la probabilité de retournement en fonction du taux mesuré et du nombre de tests. Le pas de couleur correspond à 5% d'erreur.

Il convient donc de réaliser 100 mesures successives pour obtenir une probabilité de retournement. Malheureusement, le temps de mesure devient rapidement problématique pour qui veut réaliser un diagramme de phase (c'est-à-dire faire les mêmes tests en changeant la valeur de différents paramètres tels que la largeur et l'amplitude des impulsions). La cause de cette perte de temps n'est pas physique mais bel et bien technique : appliquer une impulsion sur la JTM implique d'envoyer des instructions GPIB¹, dont les temps de transfert sont assez longs à cause des instruments eux-mêmes.

La parade à ce problème consiste à utiliser les cycles de magnétorésistance (effectués à une fréquence de 20 Hz, donc très rapides) comme support pour l'application des impulsions et comme réinitialisation (cf Figure 3.2). Durant un cycle de magnétorésistance, si une impulsion est appliquée à un champ où les deux états d'aimantation sont stables, typiquement en champ nul, deux cas de figure se présentent : soit cette impulsion ne retourne pas l'aimantation, le cycle n'est alors en rien modifié, soit l'impulsion retourne l'aimantation par effet STT : le cycle est donc "coupé", c'est-à-dire que c'est l'impulsion, et non pas le champ magnétique, qui a retourné l'aimantation de la couche de stockage. Si cette opération est répétée N fois, il est possible de faire la moyenne de tous les cycles. On obtient alors une marche, dont la hauteur donne directement

1. pour *General Purpose Interface Bus* en anglais. C'est une norme de communication numérique entre appareils à courte distance (liaison câblée). Son nom officiel est IEEE-488. Tous les instruments utilisés au cours de cette thèse ont été contrôlés dans cette norme.

accès au taux de retournement. Il faut bien noter que la variation de champ magnétique joue à la fois le rôle de détecteur de retournement (juste après l'impulsion) et de réinitialisation : une fois un retournement effectué, le champ magnétique va assurer un retour à l'état d'origine de l'aimantation et donc permettre d'appliquer les pulses à chaque cycle avec la certitude quant à l'état avant retournement. Enfin, il est possible d'appliquer les impulsions à champ non nul défini par l'expérimentateur, par exemple au champ de couplage de la couche ferromagnétique.

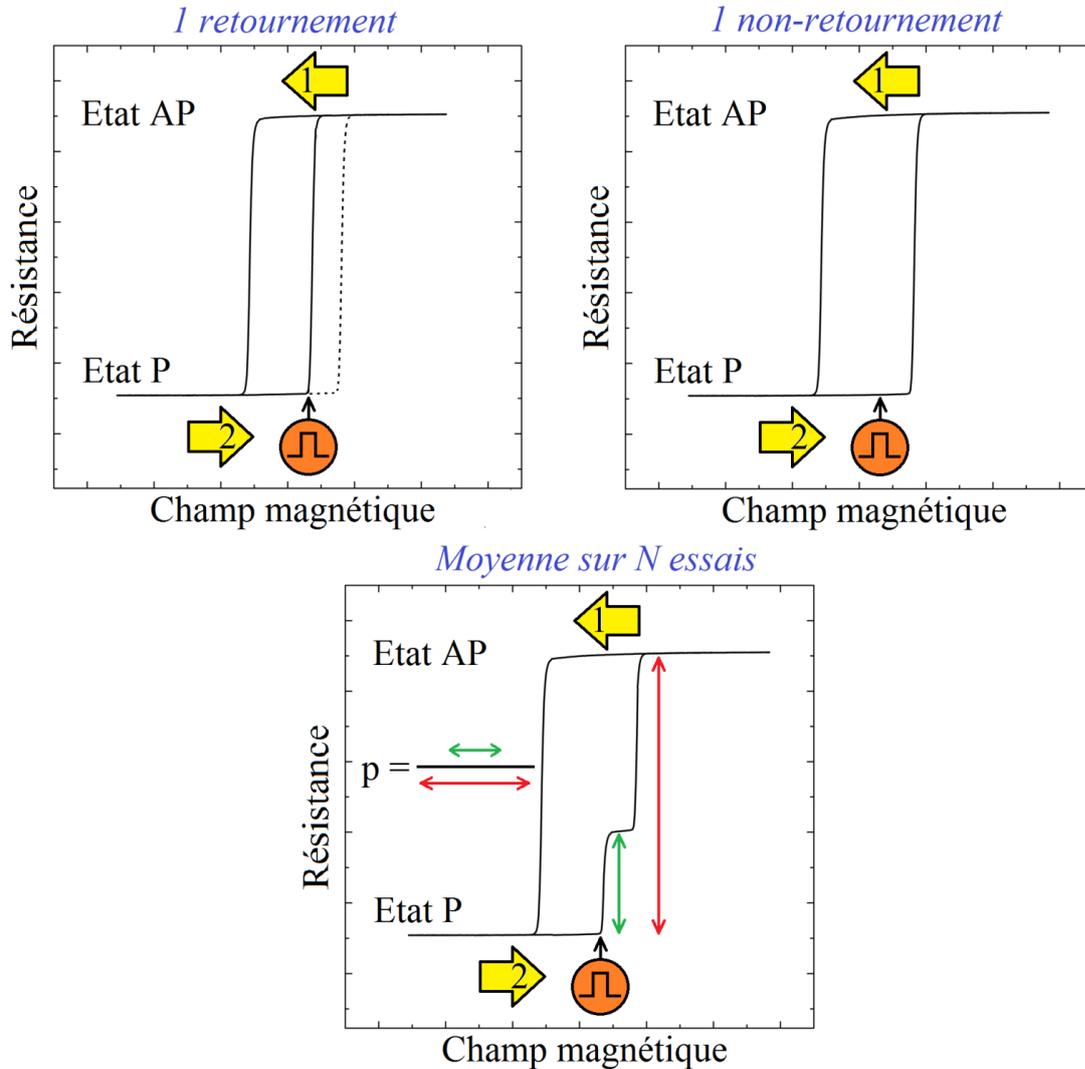


FIGURE 3.2 – Protocole expérimental de détermination rapide de probabilité de retournement pour la transition P à AP. Durant la phase 1 du cycle (champ décroissant), la couche F est initialisée dans l'état parallèle par le champ magnétique. Durant la phase 2 (champ croissant), c'est soit l'impulsion soit le champ qui retourne la couche F.

Expérimentalement, un générateur d'impulsions bipolaires est connecté à l'entrée AC d'un *bias tee* alors que la mesure de résistance se fait par l'entrée DC du *bias tee*, dont la sortie est

3.1. STRUCTURES STT-RAM

reliée au pilier via des pointes RF (cf Figure 3.3). Sur nos testeurs automatiques, une moyenne de 100 cycles se fait en 50 s. Cette méthode peut être encore améliorée en appliquant deux impulsions par cycle, une par sens de commutation (une pour la transition de l'état P à AP, une seconde pour la transition AP à P). Il est ainsi possible de déterminer les probabilités de retournement STT dans les deux sens avec une précision de 5% en 50 s.

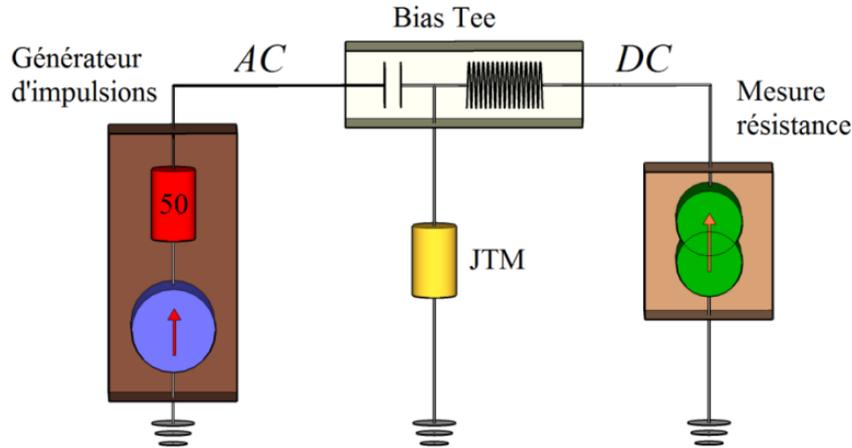


FIGURE 3.3 – Schéma électrique du banc de mesures.

3.1.2 Dépendance de la probabilité de retournement avec la tension

Le premier type de mesure à effectuer pour caractériser l'écriture consiste à choisir arbitrairement une largeur d'impulsion (typiquement de l'ordre de la dizaine de nanosecondes pour être en phase avec l'application mémoire) et un champ de déclenchement des impulsions (champ nul pour écrire par couple de transfert de spin), puis de faire varier l'amplitude des impulsions à partir d'une valeur basse où l'on est assuré de ne pas endommager la JTM et où la probabilité d'écriture est nulle. Dans l'exemple de la Figure 3.4, des impulsions de 10 ns de diverses amplitudes ont été appliquées en champ nul.

Pour chacun de ces cycles, la probabilité de retournement peut être extraite comme déjà décrit dans la section précédente. On peut ainsi obtenir la courbe complète de retournement de la Figure 3.5. La théorie prévoit que la probabilité de retournement soit donnée par l'équation 2.8. La courbe continue montre le bon accord avec l'expérience, permettant ainsi d'extraire un facteur de stabilité thermique de 29 pour la transition AP à P et de 37 pour la transition P à AP et une tension d'écriture extrapolée à 1 ns de 0,85 V. La différence entre les deux valeurs de $\frac{KV}{k_B T}$ peut s'expliquer par le décalage du cycle de 10 Oe par rapport à 0. KV est l'énergie à apporter pour retourner l'aimantation dans la direction opposée. Elle correspond donc à l'aire du cycle d'un côté ou de l'autre de l'axe des ordonnées suivant le renversement considéré. Ainsi, la transition vers l'état parallèle demande moins d'énergie que celle vers l'état antiparallèle. Il est donc logique que le facteur $\frac{KV}{k_B T}$ soit plus faible dans le premier cas. Cependant, les valeurs obtenues représentent une limite inférieure au facteur de stabilité thermique, le retournement ne pouvant qu'être plus resserré en tension (en effet, l'erreur commise pour les valeurs extrêmes de taux de retournement est bien plus faible que celle commise pour les valeurs intermédiaires).

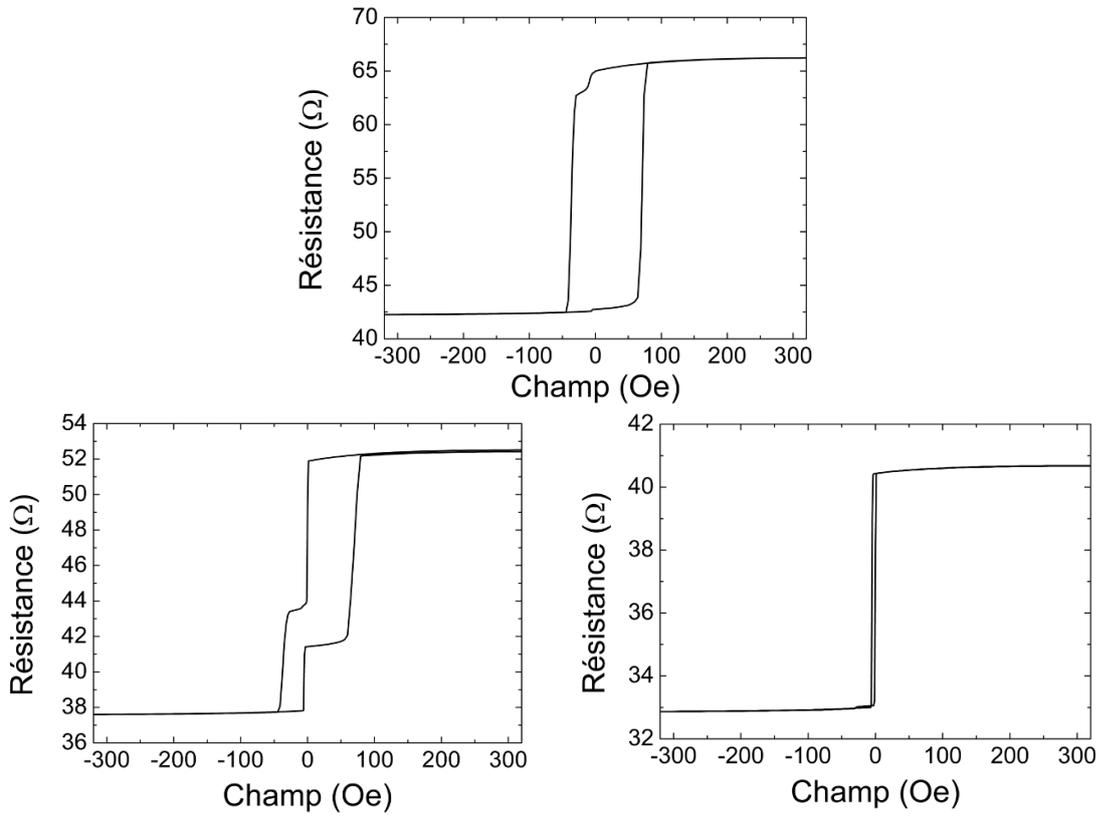


FIGURE 3.4 – Cycles de magnétorésistance durant lesquels ont été appliquées des impulsions en champ nul de signe favorisant le retournement. Les cycles ont été obtenus pour des amplitudes de 0,7 V (haut), de 0,75 V (gauche) et de 0,9 V (droite).

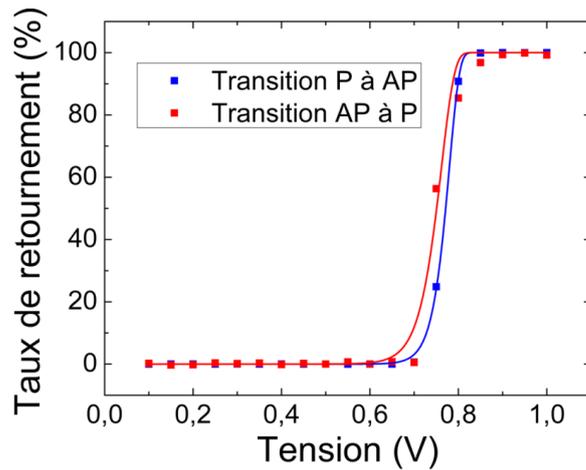


FIGURE 3.5 – Probabilité de retournement en fonction de la tension pour les transitions P à AP et AP à P. Dans cet exemple, les deux courbes sont superposées.

3.1.3 Dépendance de la probabilité de retournement avec la largeur des impulsions

Afin d'en apprendre plus sur le fonctionnement de nos structures et de vérifier la validité du modèle déjà explicité, il convient de faire les mêmes mesures avec différentes largeurs d'impulsions (cf Figure 3.6). Tout d'abord, il ressort que le retournement se fait ici beaucoup plus facilement dans le sens P à AP que dans le sens AP à P, à tel point que la probabilité d'écriture à 1,7 V est inférieure à 10% pour les impulsions de moins de 30 ns. Ainsi, on peut extraire la courbe de retournement en fonction de la largeur des impulsions pour une tension donnée. Ici, la tension choisie est 1,3 V, étant la seule où le taux de retournement passe de 0 à 100% de manière claire (cf Figure 3.7).

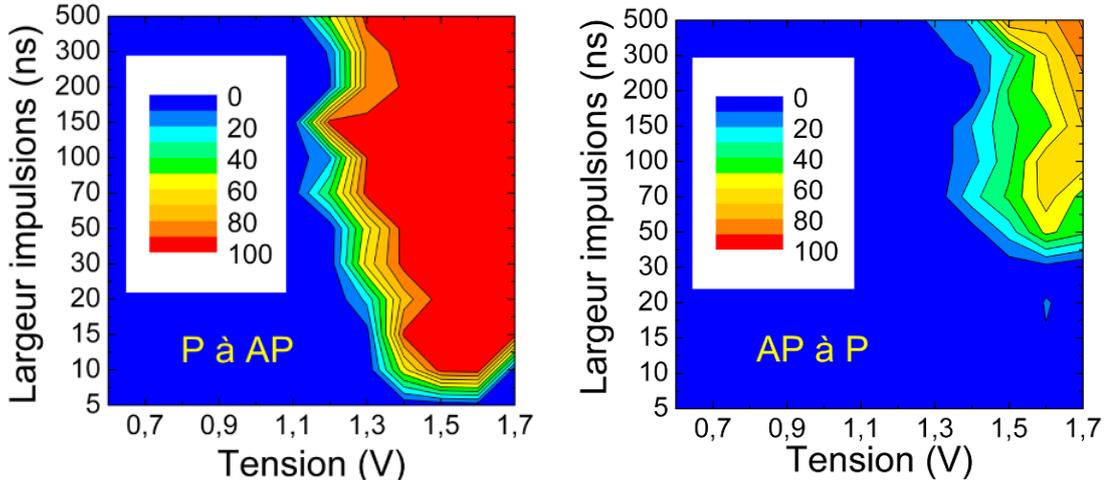


FIGURE 3.6 – Diagrammes de phase obtenus pour des impulsions de signe favorisant le retournement avec différentes amplitudes et différentes largeurs.

L'expérience permet donc de vérifier l'équation donnant le taux de retournement en fonction de la largeur des impulsions (cf p.49) :

$$p(J) = 1 - \exp\left(-\frac{t_p}{\tau}\right) \quad (3.2)$$

La constante de temps extraite est de 51 ns. Notons qu'il est impossible avec cette seule mesure de déterminer le facteur de stabilité thermique et la tension d'écriture extrapolée à 1 ns. Cependant, il est possible de recouper cette information avec celles extraites des courbes de retournement à largeur d'impulsion constante. Les courbes de retournement de 5 à 500 ns donnent une tension d'écriture extrapolée à 1 ns de 1,44 V et un facteur de stabilité thermique de 44,2 (cf Figure 3.8). D'après l'équation 2.9, on a donc $\tau(1,3 \text{ V}) = 73 \text{ ns}$, valeur de l'ordre de grandeur de la constante de temps déterminée par l'interpolation ci-dessus. En prenant ces valeurs, il est donc possible de reconstituer le diagramme théorique complet de retournement, comme le montre la Figure 3.9.

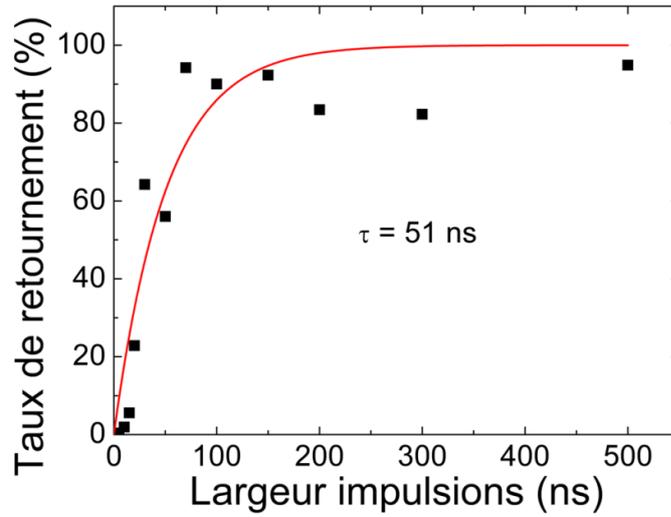


FIGURE 3.7 – Vérification expérimentale de l'équation 2.8 donnant la probabilité de retournement en fonction de la largeur des impulsions à une tension fixée, ici 1,3 V.

On remarque que la principale différence entre les résultats expérimentaux et la courbe théorique est le comportement pour les impulsions courtes. En effet, il est impossible d'écrire avec des impulsions de 5 ns sur cette gamme de tension, contrairement à ce que prévoit le modèle. Cela correspond à la fin du régime de retournement STT thermiquement activé et au début du régime dynamique [54].

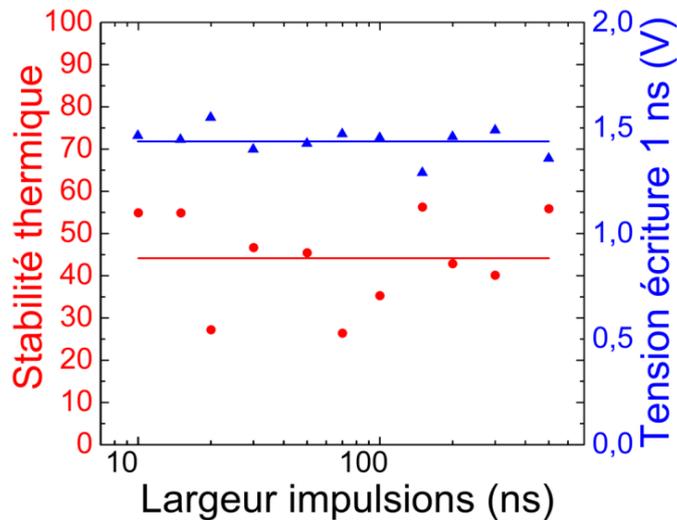


FIGURE 3.8 – Facteurs de stabilité thermique et tensions d'écriture extrapolées à 1 ns obtenus à partir des interpolations de courbes de retournement dépendant de la tension.

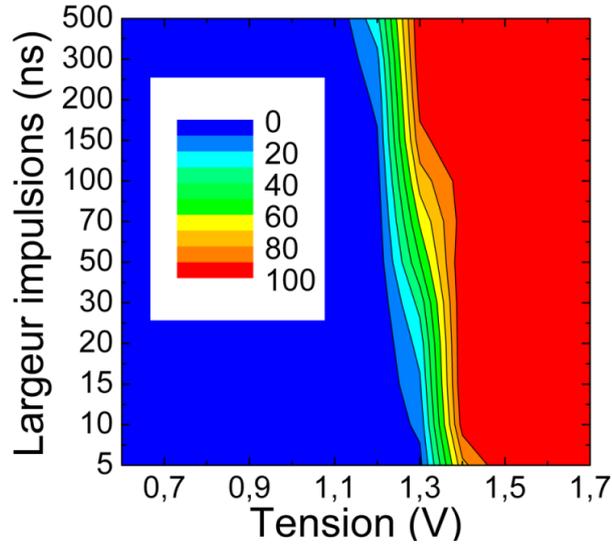


FIGURE 3.9 – Interpolation du diagramme de phase à partir des paramètres extraits de la Figure 3.8.

3.1.4 Dépendance du retournement avec le champ magnétique

Un dernier paramètre intéressant à faire varier est le champ magnétique de déclenchement des impulsions. En effet, jusqu'à présent, tous les tests ont été effectués en champ nul dans le but d'étudier le retournement par couple de transfert de spin. Cependant, il peut être intéressant de voir quelle est l'influence d'un champ magnétique extérieur sur l'écriture, et ce pour deux raisons bien distinctes. La première est la présence systématique d'un champ rayonné plus ou moins important sur la couche de stockage, bien que celui-ci soit réduit au maximum. Ce champ crée donc une asymétrie facilitant le retournement dans un sens ou dans l'autre. A noter que cette contrainte peut se changer en degré de liberté : si un échantillon présente une asymétrie dans les tensions de retournement, comme celui étudié dans la section précédente, il est possible de corriger cette asymétrie en jouant sur les champs rayonnés sur la couche de stockage, notamment en changeant les épaisseurs de F de la couche de référence. La deuxième motivation pour réaliser cette étude est due à la possibilité d'avoir des champs rayonnés par les bits voisins si ceux-ci sont trop proches. Ainsi, la dépendance en champ du retournement STT est un des paramètres définissant la distance minimale entre deux piliers voisins pour que l'écriture ne soit pas perturbée.

Le champ magnétique de déclenchement des impulsions a balayé les valeurs de -20 Oe à +20 Oe par pas de 10 Oe (cf Figure 3.11). La dépendance en champ est flagrante. 20 Oe dans le sens s'opposant au retournement suffisent à empêcher tout retournement dans la zone du diagramme de phase explorée, alors que 20 Oe dans le sens favorisant le retournement assurent à retournement à très basse tension. Afin de comprendre ce résultat, reprenons l'expression de la constante de temps du taux de retournement en fonction de la largeur des impulsions qui s'écrit, en champ non nul, de la manière suivante [49] :

$$\tau = \tau_0 \exp \left(\frac{KV}{k_B T} \left(1 - \frac{H}{H_k} \right)^2 \left(1 - \frac{J}{J_0} \right) \right) \quad (3.3)$$

On peut donc en déduire le courant critique de retournement en champ non nul :

$$J_C = J_0 \left(1 - \frac{k_B T}{KV} \left(1 - \frac{H}{H_k} \right)^{-2} \ln \left(\frac{t_p}{\tau_0} \right) \right) \quad (3.4)$$

En gardant la même équation que précédemment pour l'interpolation de la probabilité de retournement, on s'attend donc à ce que la tension d'écriture extrapolée à 1 ns reste la même et que le rapport $\frac{KV}{k_B T}$ soit multiplié par $\left(1 - \frac{H}{H_k} \right)^2$. Les courbes de retournement à 100 ns ont été utilisées pour tester cette assertion. Le premier point est que le facteur de stabilité thermique n'a pas de tendance claire. Il ne suit pas l'évolution attendue, et reste du même ordre de grandeur (on ne peut guère dire plus étant donnée la méthode de détermination de ce rapport). *A contrario*, la tension d'écriture extrapolée à 1 ns est fortement influencée par le champ magnétique (cf Figure 3.10). Elle décroît de manière linéaire lorsque le champ augmente (dans le sens favorisant le retournement). Cette droite donne accès à deux renseignements. On retombe tout d'abord sur la tension d'écriture extrapolée à 1 ns en l'absence de champ magnétique appliqué (1,40 V interpolée pour 1,46V mesurée). Mais on a surtout accès au coefficient de proportionnalité entre champ magnétique et tension, qui vaut ici 24,7 mV/Oe. Ce résultat est très important, surtout autour du champ nul. Quelques œersteds peuvent par exemple changer la tension d'écriture de plus de 100 mV. Cette variation linéaire de la tension d'écriture explique aussi entièrement le fait que la probabilité d'écriture soit nulle pour un champ de 20 Oe opposé au retournement.

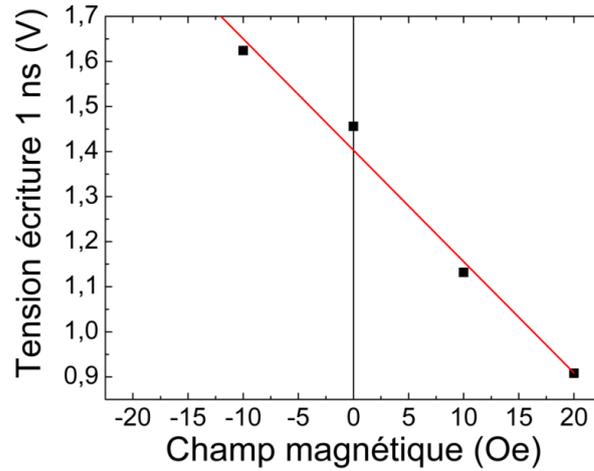


FIGURE 3.10 – Dépendance en champ de la tension d'écriture extrapolée à 1 ns pour des impulsions de 100 ns.

On peut finalement remplacer V_0 par $V_0 \left(1 - \frac{H}{H_0} \right)$ dans l'expression du temps caractéristique de retournement (cf p.49), avec $H_0 = 56,8$ Oe. A noter que ce champ ne correspond pas au champ coercitif, qui est ici de 35 Oe. Ici, la question de l'expression théorique de la dépendance de τ n'est pas évoquée. L'important est que celle-ci peut être linéarisée pour les champs faibles, comme le montre la Figure 3.10, où l'accord entre les données expérimentales et la droite interpolée est très bon.

3.1. STRUCTURES STT-RAM

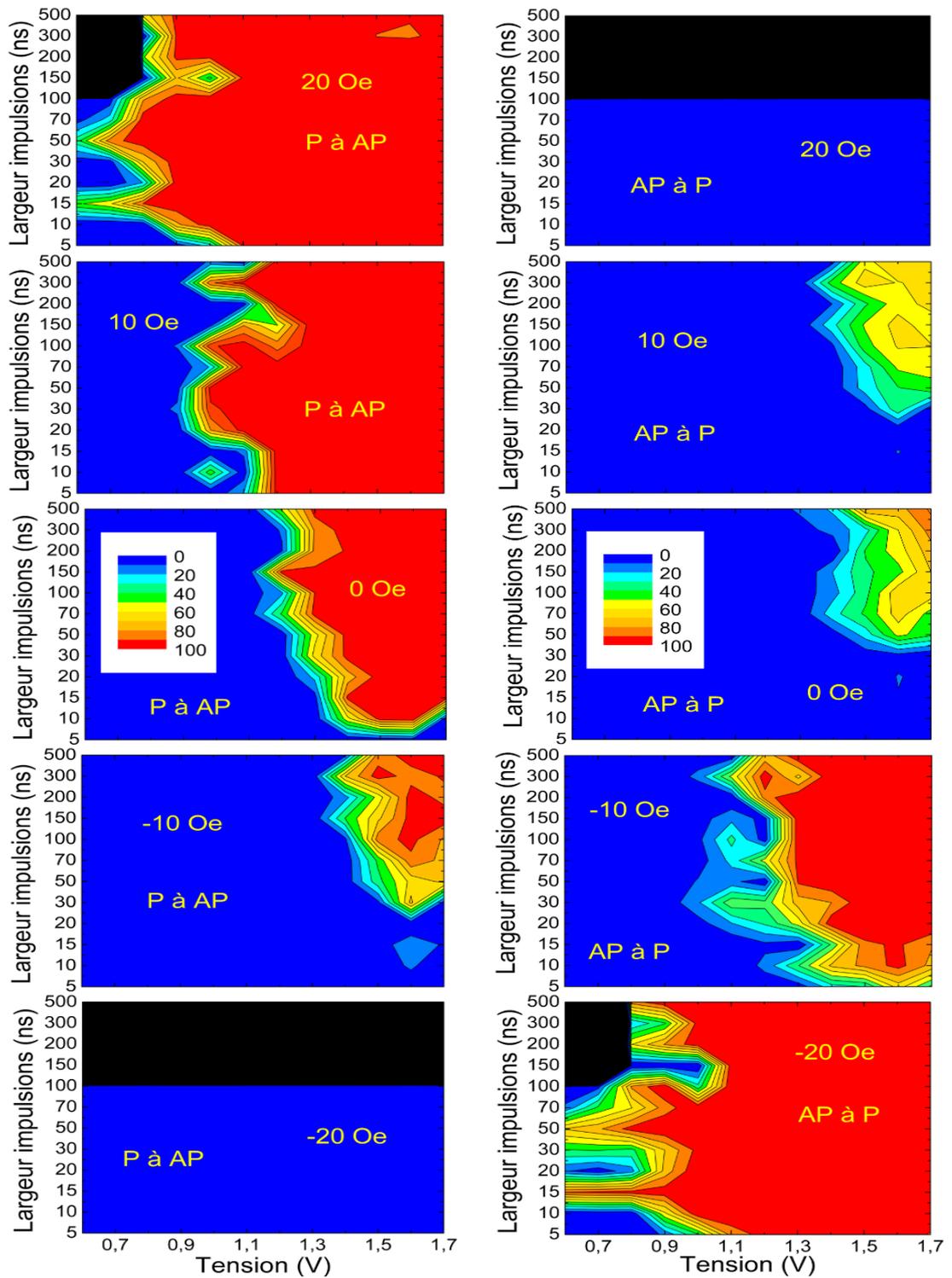


FIGURE 3.11 – Diagrammes de phase obtenus pour différents champs magnétiques appliqués. Les zones en noir n'ont pas été explorées.

3.1.5 Détermination du facteur de stabilité thermique à partir de la dépendance fréquentielle du champ coercitif

Jusqu'à présent, le facteur de stabilité thermique a été déterminé grâce aux courbes de retournement induits par couple de transfert de spin. Sur l'échantillon déjà étudié dans les sections précédentes, les valeurs trouvées étaient de l'ordre de 40-50, ce qui assure une rétention des données supérieure à 10 ans. Ce quotient $\frac{KV}{k_B T}$ peut être déterminé en étudiant le retournement d'aimantation induit par un champ magnétique, autrement dit en mesurant la variation de champ coercitif avec la fréquence de balayage du champ magnétique utilisé pour mesurer des cycles d'hystérésis. Ainsi, des cycles de magnétorésistance ont été mesurés à différentes vitesses de balayage du champ, de 163 Oe/s à 14705 Oe/s. Avant même de s'intéresser aux résultats, signalons ici plusieurs avantages de cette méthode. Tout d'abord, elle est non-destructive, contrairement à la précédente. De plus, elle est effectuée à température ambiante et donne donc la vraie durée de rétention des données (qui sera *a priori* supérieure ou égale à celle estimée *via* les courbes d'écriture durant lesquelles la température est plus élevée à cause de l'effet Joule). Enfin, elle opère ici sur des échelles de temps bien plus grandes que les précédentes : la période du champ magnétique va jusqu'à 4.5s alors que les impulsions allaient jusqu'à 500 ns. Les mesures en champ permettent ainsi, en comparaison avec les mesures à partir d'impulsions, de se placer sur des échelles de temps beaucoup plus proches des 10 ans (3.10^8 s) du cahier des charges de toutes les mémoires non volatiles.

Pour chaque vitesse de balayage de champ, 100 cycles de magnétorésistance ont été mesurés sur un même dispositif afin d'obtenir le graphe de la distribution de champ coercitif. On sait que cette distribution peut être interpolée par la fonction suivante [55, 56] :

$$p = \frac{f_0}{R} \exp\left(-\frac{KV}{k_B T} \left(1 - \frac{H}{H_0}\right)^2\right) \exp\left(-\frac{f_0}{R} \int_0^H \exp\left(-\frac{KV}{k_B T} \left(1 - \frac{h}{H_0}\right)^2\right) dh\right) \quad (3.5)$$

Où f_0 est la fréquence d'essai de 1 GHz, R est la vitesse de balayage du champ magnétique et H_0 est le champ de retournement à 0 K.

Les distributions mesurées ainsi que les interpolations réalisées grâce à l'équation 3.5 sont représentées dans la Figure 3.12. On voit que les courbes théoriques sont en adéquation avec les données expérimentales. De chacune d'elles, on peut extraire le facteur de stabilité thermique ainsi que le champ de retournement à température nulle. Les valeurs sont reportées dans le graphe 3.13. Ces deux données sont relativement constantes, comme le prévoit le modèle, ce qui démontre sa fiabilité. On trouve alors $\frac{KV}{k_B T} = 47,6$ et $H_0 = 63,8$ Oe. En ce qui concerne le champ de retournement à 0 K, l'écart entre les champs coercitifs à l'ambiante (de 20 à 30 Oe pour la gamme de vitesse de balayage étudiée) et à température nulle (64 Oe) permet de mesurer à quel point le retournement à 300 K est un processus thermiquement activé, et de comprendre que la vitesse de balayage est un paramètre fondamental puisque liée au temps que l'aimantation va avoir pour se retourner spontanément à un champ magnétique donné. De plus, et de manière assez surprenante, ce champ H_0 a une valeur proche de celle intervenant dans la dépendance de la tension d'écriture à 1 ns avec le champ magnétique déterminé dans la partie précédente (cf p.69), ce qui peut laisser penser que l'expression de la tension d'écriture à 1 ns dépendante du champ n'est pas juste une linéarisation aux champs faibles, mais bel et bien l'expression théorique valable sur toute la gamme de champs inférieurs au champ coercitif. Pour finir, le facteur de stabilité thermique, qui a initialement motivé cette étude, a une valeur à peu près égale à celle trouvée à partir des courbes de retournement par STT, les deux méthodes s'en trouvent donc confortées l'une et l'autre. Notons au passage que si les deux valeurs sont égales, cela implique que le facteur de stabilité thermique obtenu à partir des résultats de STT correspond à celui que

3.1. STRUCTURES STT-RAM

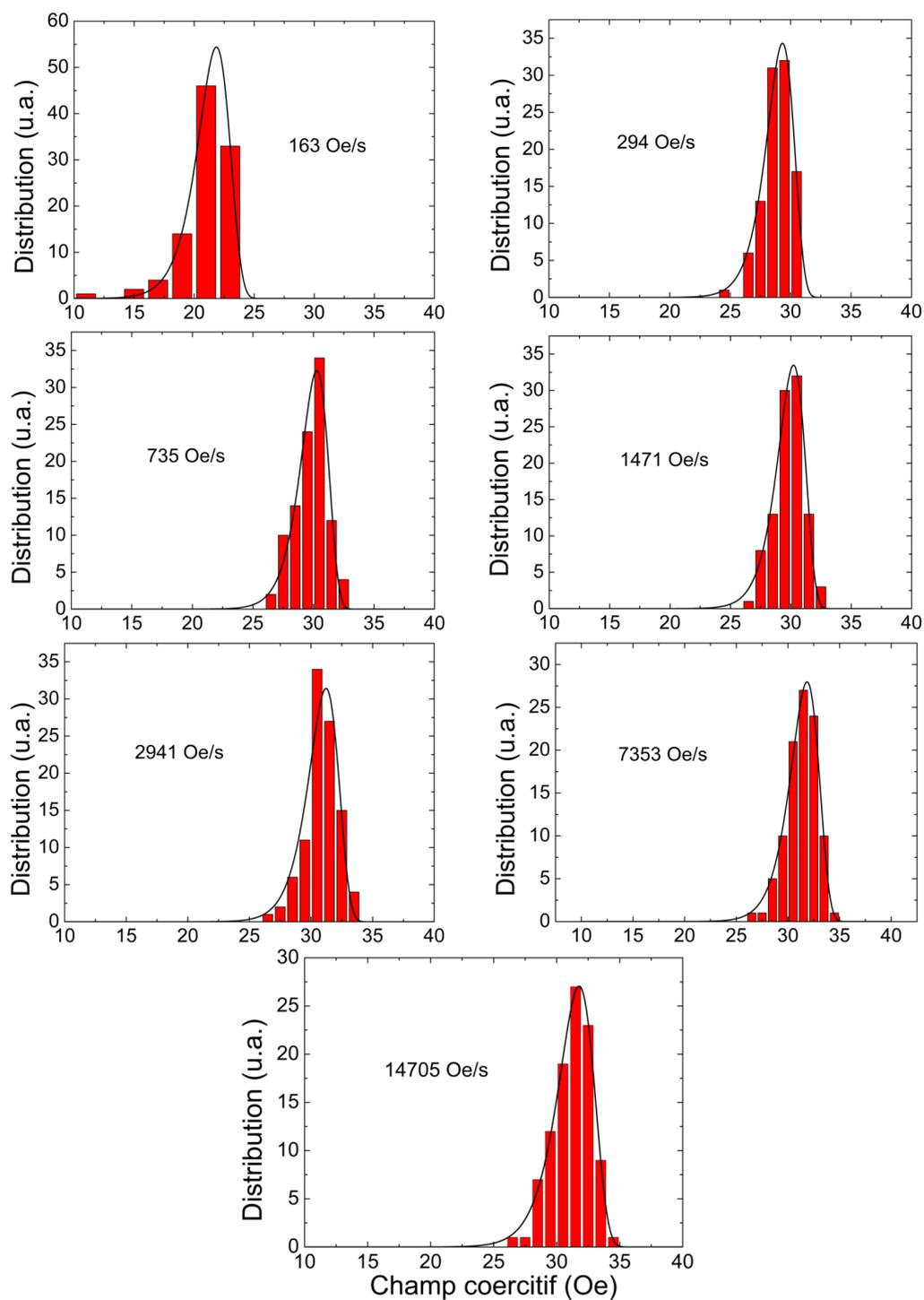


FIGURE 3.12 – Distributions de champs coercitifs pour différentes vitesses de balayage de champ magnétique allant de 163 Oe/s à 14705 Oe/s. Les courbes noires continues représentent l'interpolation effectuée à partir de l'équation 3.5.

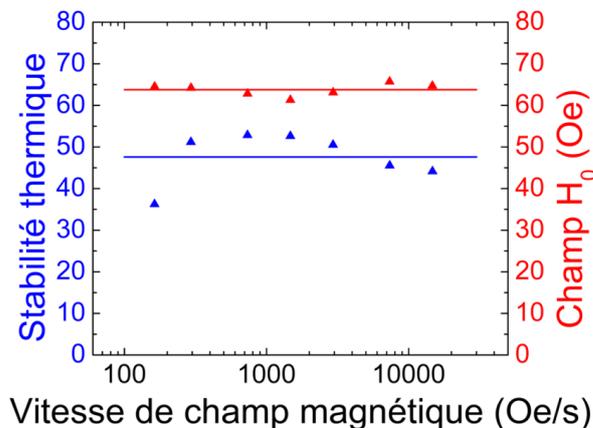


FIGURE 3.13 – Facteurs de stabilité thermique et champs de retournement à température nulle obtenus à partir des interpolations des distributions de champ coercitif.

"voit" la JTM avant que le retournement ne se passe, et donc à une température peu élevée avec une anisotropie très proche de celle à température ambiante. Voilà pourquoi le $\frac{KV}{k_B T}$ déterminé dans les sections précédentes n'est pas inférieur à celui donnant accès à la durée de rétention des données à température ambiante (300 K), qui vaut donc, en prenant $\frac{KV}{k_B T} = 45$:

$$\tau_0 \exp\left(\frac{KV}{k_B T}\right) = 3,5 \cdot 10^{10} \text{ s} \approx 1107 \text{ ans} \quad (3.6)$$

A l'inverse, la température maximale à laquelle la stabilité est de 10 ans vaut :

$$300 \text{ K} \cdot \ln\left(\frac{45}{40}\right) \approx 335 \text{ K} \quad (3.7)$$

On peut donc envisager un stockage efficace des données à une température extérieure de plus de 60 °C. Cette valeur, bien qu'en dehors des spécifications usuelles requises par les constructeurs de mémoires (fenêtre de température d'utilisation de -20 °C à 80 °C), est tout à fait encourageante.

3.2 Structures STT-TA-RAM

Sur le modèle de la structure STT-RAM améliorée de la partie précédente, le nouvel empilement pour la STT-TA-MRAM est le suivant : PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0,74 / CoFeB 2 / Mg 1,1 / CoFeB 2 / Ru 0,74 / NiFe 1,5 / IrMn 6,5 (épaisseurs en nm).

3.2.1 Mesures préliminaires sur la structure optimisée

Le même type de mesures que sur les premières STT-TA-MRAM a été réalisé sur les nouvelles structures. La Figure 3.14 donne la résistance mesurée après chaque impulsion de sens alternatif sur une jonction ayant claqué au bout de plusieurs milliers d'impulsions.

3.2. STRUCTURES STT-TA-RAM

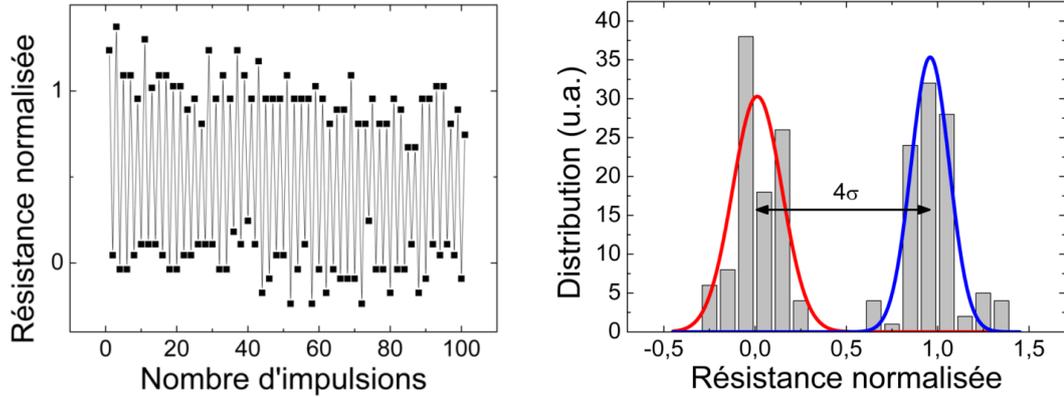


FIGURE 3.14 – 100 écritures successives sur un échantillon piégé (gauche) et distributions des résistances mesurées après écritures (droite). L'écart entre les niveaux bas et haut est d'environ 4σ , ce qui n'est pas encore optimal d'un point de vue applicatif mais amplement suffisant en laboratoire pour déterminer la réussite ou non d'une écriture.

Pour plus de lisibilité, seulement 100 écritures successives apparaissent sur le graphe. Sur cet échantillon, les magnétorésistances obtenues après process étaient relativement faibles, à cause de court-circuits au niveau de la barrière tunnel. Les résistances étant plus faibles, leur mesure était beaucoup plus bruitée. Cependant, les distributions de niveaux de résistances haut et bas sont séparées de 4σ , prouvant ainsi la fiabilité de l'écriture STT sur ces échantillons. Cependant, cet écart de 4σ n'est bien évidemment pas suffisant pour faire une application mémoire : à 2σ (donc au milieu des deux distributions), on a 2,5% des résistances qui sont indifférenciables entre niveau haut et bas, ce qui est beaucoup trop élevé, par exemple pour un produit 1 Mb.

3.2.2 Méthode de caractérisation de l'écriture par TA-STT

La méthode développée dans la section 3.1.1 peut aussi s'utiliser pour étudier les probabilités de retournement par TA-STT. Les impulsions sont alors appliquées en champ nul (les champs non nuls ne présentent alors plus d'intérêt).

Le problème de cette technique est que l'état initial, c'est-à-dire avant chaque impulsion, n'est pas connu. En effet, un simple balayage en champ ne modifie en rien le couplage d'échange du F avec l'AF. L'état initial dépend donc du fait que l'impulsion précédente ait réussi ou non à retourner la bicouche F/AF. La probabilité de retournement obtenue n'a donc aucun sens a priori. Cependant, si ces deux probabilités atteignent 100%, l'initialisation est à nouveau bien définie, ces valeurs, et uniquement celles-ci, ont un sens physique.

Il est possible de contourner cette difficulté si l'expérimentateur fixe une des deux impulsions afin d'assurer l'initialisation dans un sens (il faut pour cela avoir déjà connaissance de valeurs de retournement). L'autre impulsion pourra évoluer afin d'obtenir un diagramme de phase pour le sens de retournement considéré (cf Figure 3.15). Il faut donc réitérer le même protocole en fixant cette fois-ci la seconde impulsion et en faisant varier la première et obtenir son diagramme de phase correspondant.

Dans la suite de cette étude, toutes les probabilités de retournement seront obtenues par cette méthode de mesure et les densités de courant critiques correspondent à celles assurant plus de 95% de retournement dans chacune des directions.

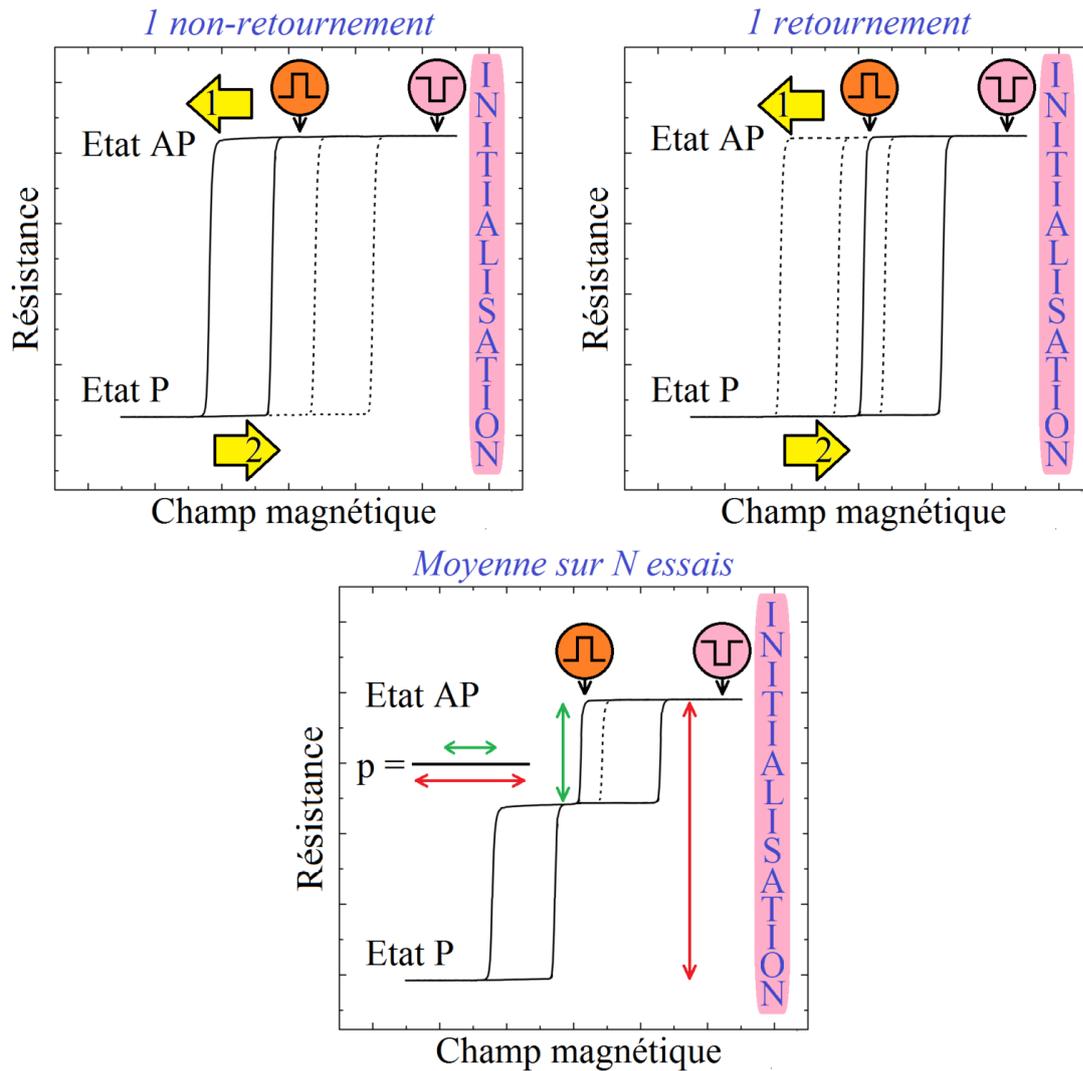


FIGURE 3.15 – Protocole expérimental de détermination rapide de la probabilité de retournement sur un échantillon piégé pour la transition AP à P. Au début de la phase 1 (champ décroissant), la bicouche F/AF est initialisée grâce à une impulsion d’amplitude suffisante. Puis une impulsion est envoyée sur la JTM en champ nul pour retourner la couche de stockage. La phase 2 (champ croissant) se déroule différemment suivant que le retournement a eu lieu ou non.

3.2.3 Dépendance de la probabilité de retournement avec la tension et la largeur des impulsions

Des impulsions ont été appliquées en champ nul, toujours avec le même protocole expérimental. Cette fois ci, les largeurs d’impulsions de 5 ns à 1 μ s ont été utilisées, pour des amplitudes de 0,7 à 1,15 V.

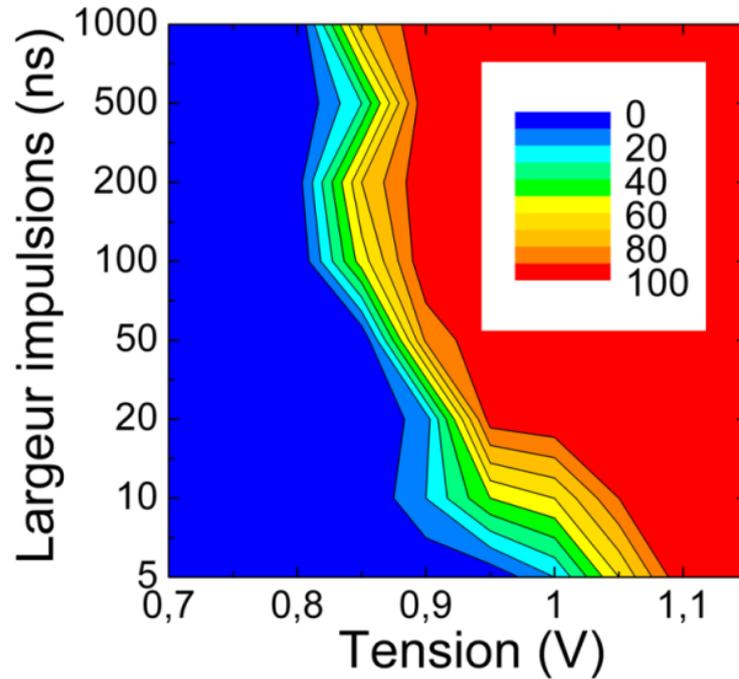


FIGURE 3.16 – Diagramme de phase du retournement par TA-STT.

Le profil du diagramme de phase est à peu près le même que celui obtenu dans le cas du retournement par STT d'une couche ferromagnétique libre. Les tensions de retournement, bien que plus faibles, sont du même ordre de grandeur que celles obtenues sur l'échantillon non piégé par échange. On ne peut pas en dire davantage sur les niveaux de retournement puisqu'il s'agit là de la comparaison entre seulement deux piliers, qui plus est de deux plaques différentes.

En ce qui concerne le facteur de stabilité thermique, il est possible de l'extraire comme précédemment par différents moyens, consistant à interpoler une "coupe" de ce diagramme de phase, c'est-à-dire en considérant une courbe de retournement à tension constante ou à largeur d'impulsion constante.

Pour commencer, on détermine toutes les courbes à largeur d'impulsion constante, comme le montre la Figure 3.17, desquelles on obtient les facteurs de stabilité thermique de 5 ns à 1 μ s (cf Figure 3.18). On remarque distinctement deux groupes aux comportements différents : pour les impulsions d'au moins 20 ns, le facteur de stabilité thermique est largement supérieur à 40, alors qu'il est bien inférieur à 40 pour les impulsions de 10 ns et moins. En ce qui concerne les valeurs de $\frac{KV}{k_B T}$ supérieures à 40, leur sens est limité. En effet, il y a si peu de points pendant la transition de 0 à 100% de retournement (souvent un seul) que l'interpolation ne peut pas être exacte. Cela n'enlève rien au fait que la transition soit abrupte (et donc que le facteur de stabilité thermique soit élevé), mais le seul moyen d'obtenir une valeur plus proche de la réalité serait de balayer plus finement en tension pour avoir plus de points sur la transition. En ce qui concerne les deux valeurs inférieures à 40 obtenues pour les impulsions de 5 ns et 10 ns, deux choses sont à noter. Tout d'abord, la température est bien supérieure pendant ces impulsions par rapport à celles de plus de 20 ns à cause du chauffage qui est plus important (amplitude plus élevée donc puissance injectée plus élevée), donc $k_B T$ augmente. Mais la principale raison de ces faibles valeurs est le changement de régime de basculement qui s'opère autour de 10 ns. On passe d'un régime thermiquement activé pour les impulsions longues à un régime dynamique

voire précessionnel pour les impulsions de 10 ns et moins. Or, l'équation 2.8 qui est utilisée pour interpoler les données expérimentales décrit le retournement dans le régime thermiquement activé, elle n'est donc plus valable pour les impulsions courtes.

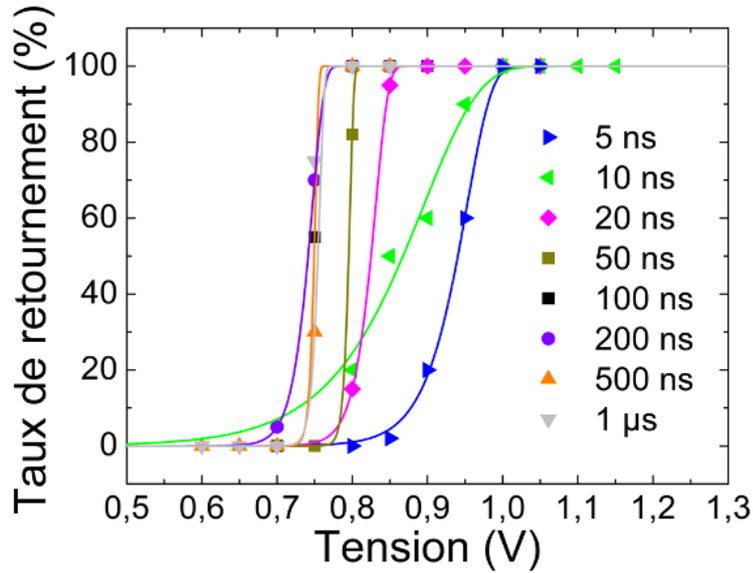


FIGURE 3.17 – Courbes de retournement à largeur d'impulsion constante, pour des impulsions de 5 ns à 1 μ s.

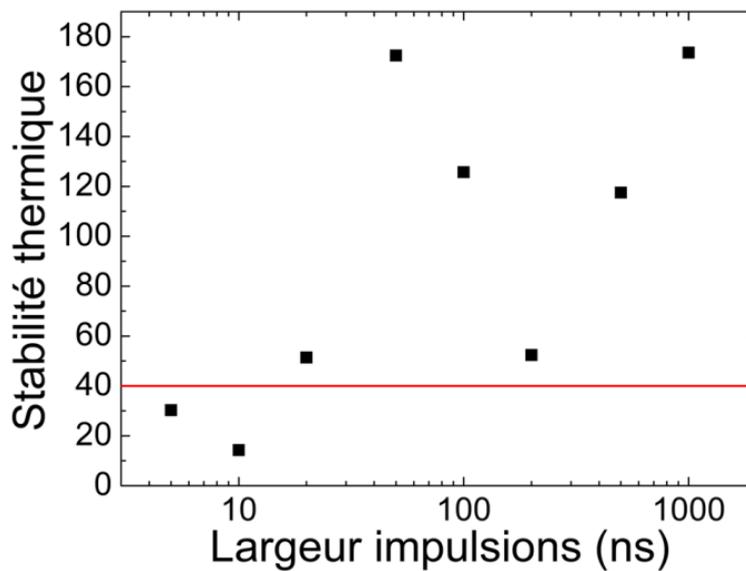


FIGURE 3.18 – Facteurs de stabilité thermique extraits des interpolations des courbes de retournement à largeur d'impulsion constante, pour des impulsions de 5 ns à 1 μ s.

3.3. DÉMONSTRATEUR MRAM

Si ces courbes caractérisent bien la physique de la transition, elles ne rendent pas compte d'un paramètre technologique fondamental, qui est le niveau de tension auquel on écrit toujours (on fixe arbitrairement ce seuil à 95% de retournement). Pour chacune des impulsions, la tension critique d'écriture TA-STT a été déterminée puis compilée dans le graphe de la Figure 3.19. On remarquera par ailleurs que la gamme de largeur d'impulsions a été élargie jusqu'à 1 ns.

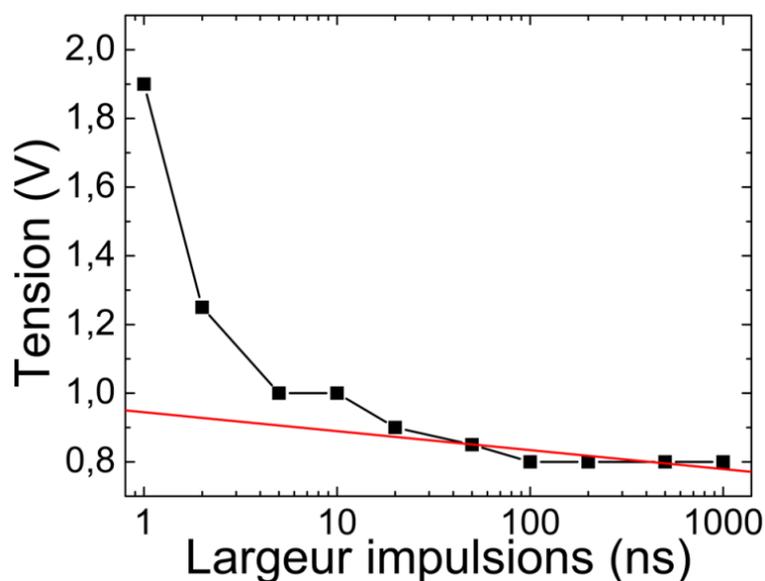


FIGURE 3.19 – Tension critique de retournement dépendant de la largeur des impulsions.

La non-linéarité de cette courbe est évidente et reflète la sortie du régime thermiquement activé sous 10 ns déjà mentionnée plus haut. La courbe interpolée suit en revanche assez bien les données expérimentales pour les impulsions de 20 ns et plus et permet d'obtenir un facteur de stabilité thermique de 39,4, avec une tension d'écriture extrapolée à 1 ns de 0,94 V. Cette interpolation valide donc une dernière fois les valeurs convenables de stabilité thermique assurant premièrement une durée de rétention de données de 10 ans, deuxièmement, on l'a vu au cours de ce chapitre, une écriture bien reproductible avec une tension critique d'autant mieux définie (transition resserrée) que le ratio $\frac{KV}{k_B T}$ sera important.

3.3 Démonstrateur MRAM

3.3.1 Présentation et caractérisation du démonstrateur

Pour finaliser l'étude, un démonstrateur MRAM a été processé sur des wafers de 200 mm au CEA LETI (dépôts magnétiques toujours effectués par Crocus Technology). Plusieurs types de dispositifs ont été processés : des piliers seuls, des piliers sur transistors MOS avec ligne de champ, des matrices 4×4 , et des matrices 1 kb (cf Figures 3.20 et 3.21). Le but de ce démonstrateur était de faire un pas supplémentaire vers un produit fonctionnel en intégrant des piliers dans une structure de type mémoire. Les wafers de base sur lesquels les couches magnétiques ont été déposées avaient des transistors MOSFET.

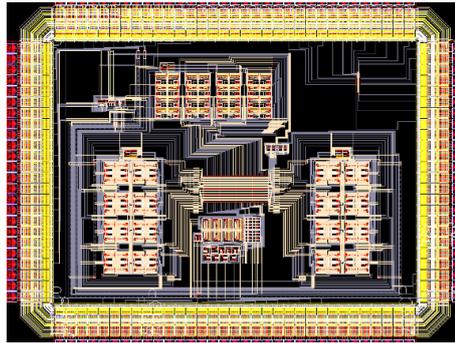


FIGURE 3.20 – *Design* du dispositif mémoire 1kb.

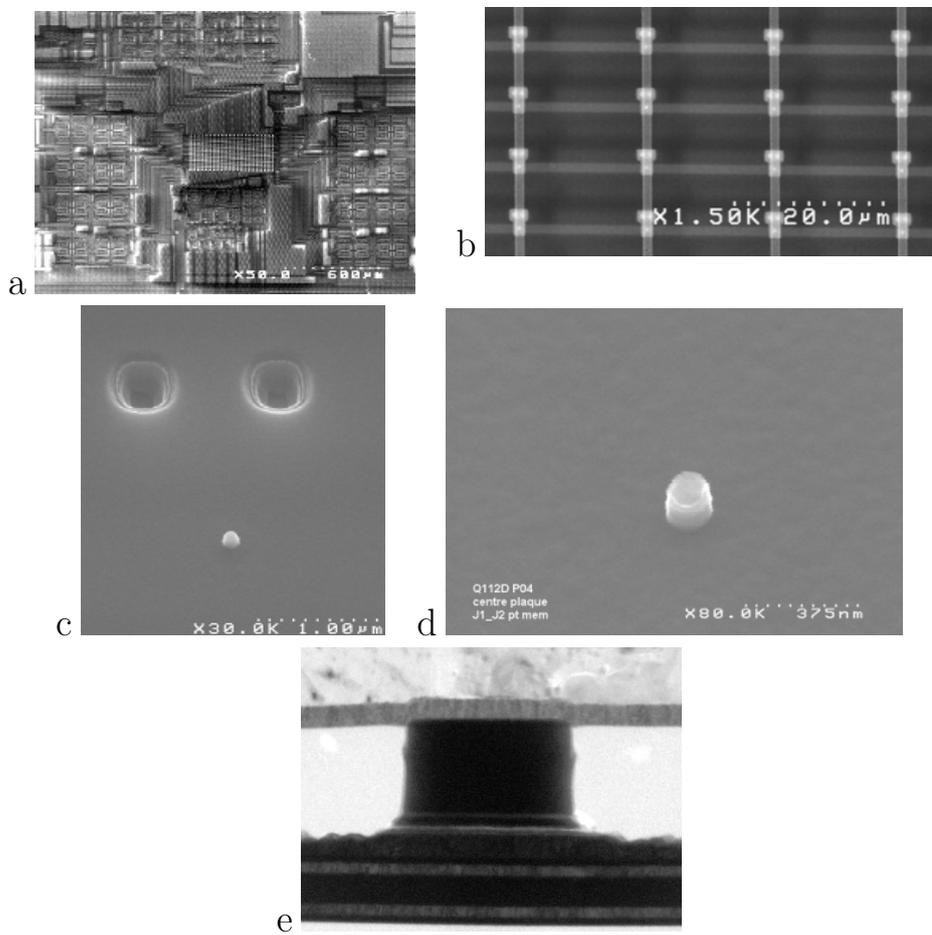


FIGURE 3.21 – Vues de l'échantillon démonstrateur prises au MEB à divers grossissements. La matrice 1kb se distingue bien au centre de l'image (a). L'image (b) montre un zoom sur 16 bits au niveau de la matrice mémoire. La photographie (c) montre un seul bit et la (d) un pilier unique. Une coupe TEM a été effectuée sur ce même pilier (e).

3.3. DÉMONSTRATEUR MRAM

Caractérisation des transistors nMOSFET

Les transistors de contrôle sont des MOSFET à canal n, ou encore nMOSFET, de $5 \mu\text{m}$ de longueur de canal. Ces transistors ont été caractérisés électriquement. La source étant mise à la masse, le courant de drain (celui circulant dans la canal) est mesuré en faisant varier la tension de drain et de grille (cf Figure 3.22).

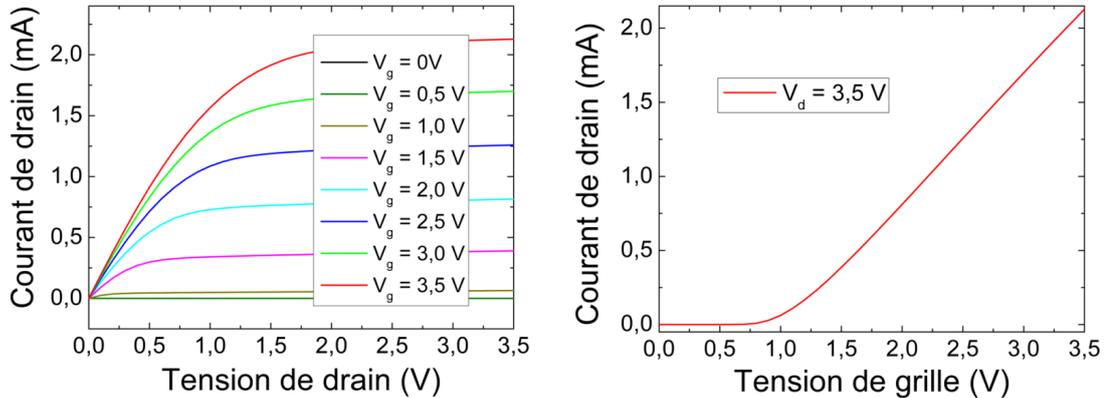


FIGURE 3.22 – Caractérisation électrique d'un transistor en polarisation normale.

Les caractéristiques mesurées sont celles classiques pour un MOSFET. Cependant, pour une application MRAM dont le retournement s'effectue par STT, il faut pouvoir faire passer du courant dans les deux sens. Ainsi, ces caractéristiques ont été étendues aux tensions négatives, que ce soit pour la tension de drain ou pour la tension de grille (cf Figure 3.23) et ce en mettant d'abord la source à la masse, comme précédemment, avant de mettre le drain à la masse afin de tester la symétrie du transistor.

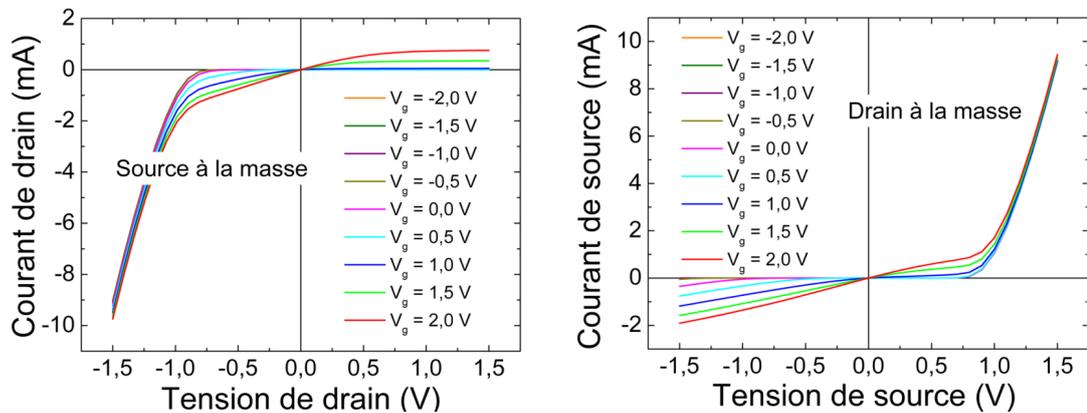


FIGURE 3.23 – Caractérisation électrique du transistor en configuration normale (source à la masse) et en configuration inverse (drain à la masse).

Le résultat est pour le moins surprenant. On s'attendrait à avoir le même profil pour les deux graphes alors qu'ils sont symétriques par rapport à l'origine. Le transistor n'est donc pas symétrique, contrairement à un MOSFET idéal. Pour comprendre cette différence, le courant

circulant entre le drain (respectivement la source) et le substrat de silicium (*bulk*) a été mesuré en fonction de la tension entre ces deux points. Étant donné que le drain et la source sont dopés n+ et que le substrat est dopé p, un comportement de type diode est attendu. C'est effectivement le cas pour le drain mais pas pour la source, qui conduit aussi en polarisation inverse. La source est donc connectée au substrat, lui même généralement mis à la masse. La raison de cette asymétrie est en fait très simple : les plaques CMOS disponibles étaient prévues pour des échantillons TA-MRAM, ne nécessitant donc qu'un seul sens de courant. Le coût de ces plaques étant élevé, il a été décidé de garder celles encore disponibles, bien que leurs caractéristiques ne soient pas idéales. La conséquence de cette architecture est claire : il n'est pas possible d'utiliser ces transistors pour faire passer du courant dans les deux sens. Ceci n'exclue pas pour autant de faire des tests électriques sur ce démonstrateur, afin de connaître ses caractéristiques pour pouvoir l'améliorer dans le futur.

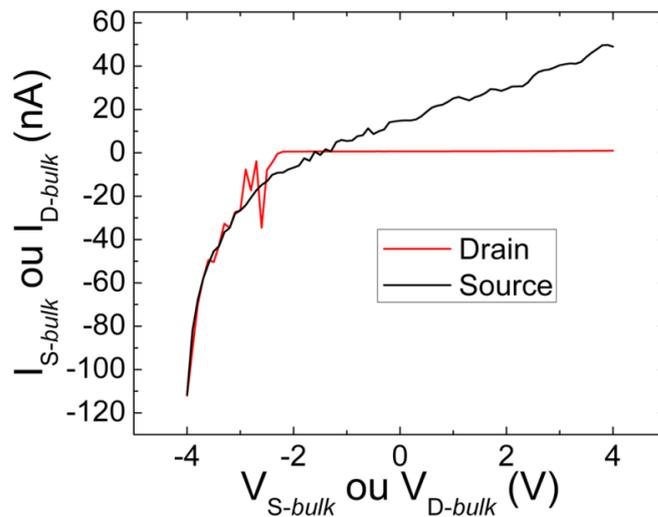


FIGURE 3.24 – Caractérisation électrique de la source et du drain par rapport au substrat de silicium.

Caractérisation des lignes de champ

Bien que destinées à être écrites par TA-STT, ces jonctions peuvent aussi être écrites par TAS. Le premier paramètre important pour la TA-MRAM était le chauffage, avec la donnée d'une densité de puissance d'écriture. Le second paramètre fondamental, au moins du point de vue de la consommation d'énergie, est le champ magnétique nécessaire pour retourner la couche de stockage. On l'a vu, il est possible de faire des jonctions dont l'écriture se fait en champ nul. La question importante pour la TA-MRAM est de savoir quel est le champ minimal d'écriture sans qu'il n'y ait d'effet de transfert de spin. Des études ont montré que ce champ pouvait atteindre, sur certaines structures, des valeurs aussi basses que 20 Oe [37]. Habituellement, pour des questions de simplicité, les champs magnétiques sont appliqués par un électroaimant extérieur. Cependant, pour l'application mémoire, c'est une ligne métallique très proche du pilier qui va créer ce champ magnétique, en faisant passer du courant dans celle-ci.

Lorsqu'un courant I passe dans la ligne de champ de dimensions latérales $w \times h$ à une distance d de la couche de stockage (cf Figure 3.25), le champ magnétique H créé sur cette dernière est donné par :

3.3. DÉMONSTRATEUR MRAM

$$H = \frac{I}{4\pi wh} \times \left(4(d+h) \arctan\left(\frac{w}{2(d+h)}\right) - 4d \arctan\left(\frac{w}{2d}\right) + w \times [\ln(4(d+h)^2 + w^2) - \ln(4d^2 + w^2)] \right) \quad (3.8)$$

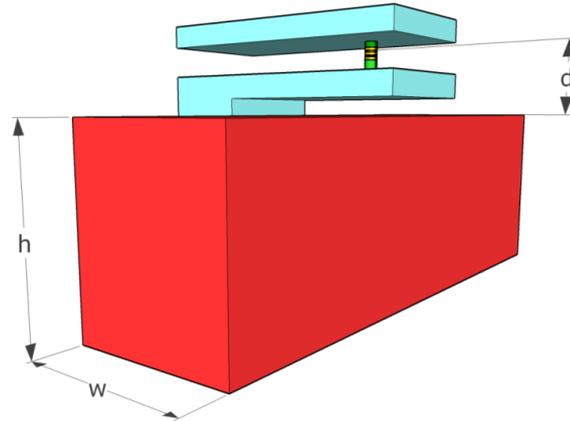


FIGURE 3.25 – Ligne de champ sous le pilier du point mémoire.

Sur nos échantillons dotés de lignes de champ, on a $w = 850$ nm, $h = 1000$ nm et $d = 170$ nm, ce qui donne un champ rayonné sur la couche de stockage de 3,0 Oe par milliampère circulant dans la ligne. Il a été possible de faire passer un courant de 100 mA, correspondant à un champ d'environ 300 Oe, suffisant pour mesurer des cycles de magnéto-résistance et faire des écritures avec champ.

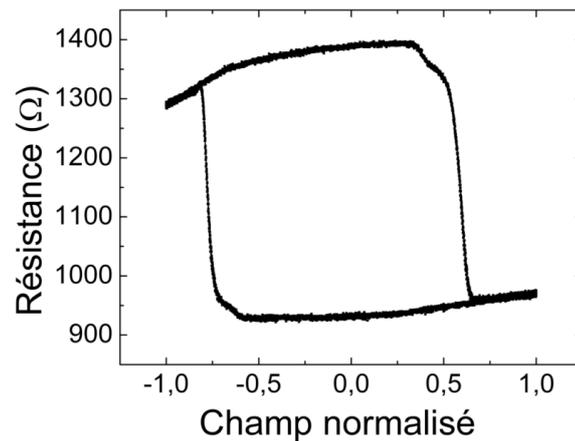


FIGURE 3.26 – Exemple de cycle de magnéto-résistance obtenu grâce aux lignes de champ.

Caractérisation des JTM

L'empilement magnétique des piliers est presque le même que celui utilisé sur les derniers échantillons STT-TA-MRAM, à savoir PtMn 20 / CoFe 2 / Ru 0,74 / CoFeB 2 / Mg 1,1 / CoFeB 2 / Ru 0,74 / NiFe 3 / IrMn 6,5 (épaisseurs en nm). L'épaisseur de NiFe a été augmentée afin de tenter d'optimiser le couplage d'échange avec l'IrMn. Le RA obtenu est de $7 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$.

Les couches ont été processées en piliers de 145nm de diamètre (cf Figure 3.21), donnant ainsi des résistances minimales d'environ 430Ω pour le pic de la distribution, avec des TMR de l'ordre de 120%.

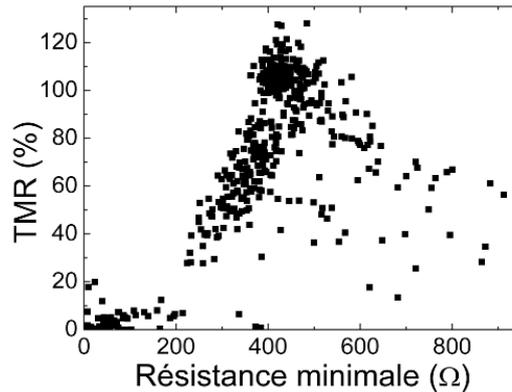


FIGURE 3.27 – Distribution de TMR en fonction de la résistance minimale des piliers de l'échantillon démonstrateur.

Les caractéristiques magnétiques ont également été extraites d'une première cartographie de l'échantillon démonstrateur (cf Figure 3.28). Les champs coercitifs sont assez élevés, mais les champs d'échange sont en majorité à des valeurs plus élevées que les champs coercitifs, grâce à un recuit sous champ de l'échantillon juste avant process qui tend à aligner les AF dans la direction imposée. Autrement dit, beaucoup de piliers présentent initialement un seul état stable d'aimantation à champ nul.

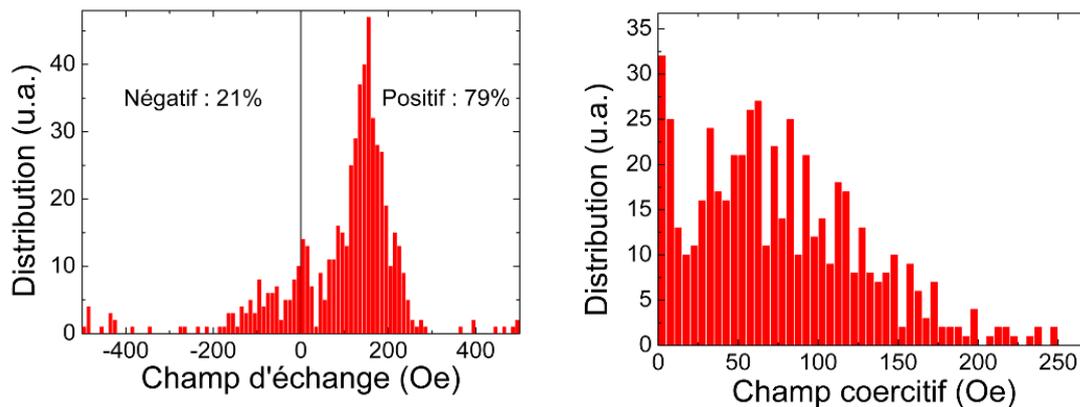


FIGURE 3.28 – Distributions de champs d'échange et de champs coercitifs sur l'échantillon démonstrateur.

3.3.2 Ecriture des JTM

Écriture sans transistor

Avant d'essayer d'écrire les cellules mémoires en conditions réelles, il faut caractériser les jonctions de l'échantillon de manière isolée afin de déterminer si il est possible de les écrire, et, le cas échéant, dans quelles conditions. Les mêmes tests d'écriture que ceux réalisés dans les parties précédentes ont été effectués pour différentes largeurs d'impulsions (cf Figure 3.29).

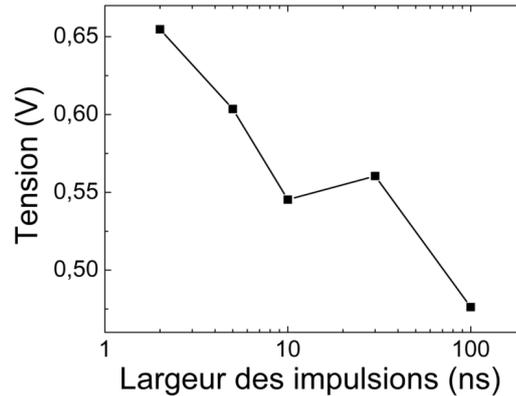


FIGURE 3.29 – Tension critiques de retournement par TA-STT sur un pilier de l'échantillon démonstrateur pour différentes largeurs d'impulsions de 2 à 100 ns.

Cependant, ces écritures n'ont été possibles qu'après une dégradation partielle de la barrière suite à l'application d'impulsions de tension, si bien que les tensions faibles obtenues l'ont été au prix de densités de courant de l'ordre de 4.10^7 A.cm⁻².

Écriture avec transistor

Les densités de courant nécessaires à l'écriture étant de 4.10^7 A/cm², cela correspond à un courant de 6,6 mA dans la JTM et le transistor. Or, on l'a vu, nos transistors ne peuvent débiter que 2 mA. Nous avons malgré tout essayé d'écrire des jonctions en appliquant des impulsions de courant via le transistor, mais en vain.

L'architecture du démonstrateur n'est pas à remettre en cause, mais il faudrait soit des transistors plus puissants soit des jonctions demandant moins de courant à l'écriture, ce qui paraît tout à fait faisable par la suite vu les résultats déjà présentés dans ce chapitre obtenus sur d'autres échantillons.

3.4 Conclusions et perspectives

Les développements matériaux et process complétés par de nouveaux tests ont permis d'une part d'obtenir des échantillons au niveau de l'état de l'art pour le STT et d'autre part de démontrer expérimentalement la faisabilité du concept de STT-TA-MRAM. Cependant, de nombreuses questions restent sans réponse claire, faute de temps et de dispersion des propriétés d'écriture des JTM. Le plus gros problème auquel nous avons été confrontés est la trop grande proximité entre tensions d'écriture et de claquage, ainsi que leur dispersion : beaucoup de jonctions (la majorité) n'ont pas pu être écrites, d'autres ont été écrites au prix d'une dégradation partielle

de la barrière. Le premier point à améliorer serait donc la qualité de la barrière, au moment du dépôt, mais aussi et peut être surtout pendant la gravure du pilier lors du process : il est possible que des défauts soient créés lors de cette étape critique de la fabrication des échantillons. Le premier effet de cette amélioration serait un rétrécissement de la largeur de la distribution de claquage. Autrement dit, toutes les jonctions auraient la même durée de vie (ou presque) pour une tension donnée, et il serait alors possible de déterminer au moins une partie de la distribution des niveaux de retournement, chose impossible pour le moment. De plus, il y a fort à parier qu'une amélioration de la qualité de la barrière faciliterait le basculement d'aimantation par STT, notamment grâce à un meilleur filtrage des spins lors du passage de la barrière tunnel. Une fois la barrière améliorée, quelques optimisations pourront être apportées notamment par rapport au matériau de la couche ferromagnétique libre, mais les principaux problèmes auront sûrement déjà été résolus.

3.4.1 Consommation des STT-RAM et des STT-TA-MRAM

Au cours de cette thèse, la question de savoir si la STT-TA-MRAM consomme plus que la STT-RAM est la première qui a été abordée dès que le principe de la STT-TA-MRAM a été démontré. La première réponse que l'on peut apporter est que l'ordre de grandeur est le même, ce qui est logique quand on sait que les densités de courant critiques de retournement TAS et STT sont du même ordre de grandeur (entre 10^6 et 10^7 A/cm²). Pour ce qui est d'une comparaison exacte, elle n'a pas été possible, en grande partie à cause de l'impossibilité d'obtenir une distribution bien définie de retournement sur une même plaque. En effet, en plus de la nature stochastique du STT qui fait que l'on n'est jamais assuré à 100% de retourner la couche de stockage, il y a une dispersion conséquente entre dispositifs voisins, sans que l'on sache pourquoi. Peut être est-on tout simplement sur le tout début de la distribution des courants critiques de retournement, ce qui expliquerait le fait que beaucoup de JTM n'ont pas pu être écrites et qu'aucune distribution exploitable n'a été obtenue. Il en ressort finalement qu'il n'a pas été possible pour le moment de trancher sur la question des consommations relatives de ces deux mémoires entre elles, certains dispositifs STT-TA-MRAM consommant moins que certains dispositifs STT-RAM et *vice versa*. Rappelons malgré tout une dernière fois qu'il a été possible d'écrire autant de cellules STT-TA-MRAM que de cellules STT-RAM et ce avec des densités de courant du même ordre de grandeur.

3.4.2 Tension ou densité de courant critiques de retournement STT

La deuxième question est cette fois d'ordre plus fondamental, cependant avec des répercussions sur l'application. Il s'agit de savoir si c'est la tension ou la densité de courant qui contrôle le retournement de la couche libre d'une JTM par couple de transfert de spin. Il est communément admis que la densité de courant est le paramètre critique dans les vanes de spin [18, 19], et un consensus semble désormais s'établir pour affirmer que c'est la tension qui contrôle le retournement STT dans les JTM [57, 58, 59]. Le paramètre critique, outre l'apport à la compréhension du phénomène physique, se distingue par le fait qu'il est constant sur des structures dont tous les paramètres physiques sont les mêmes excepté le RA. La définition même du paramètre critique rend bien compte de la difficulté qu'il y a à le déterminer expérimentalement.

Bien qu'aucun résultat quantitatif ne ressorte de notre étude, notons deux choses. En premier lieu, une gamme assez large de RA a été explorée (de 5 à 40 $\Omega \cdot \mu\text{m}^2$) sans que la tension d'écriture n'ait varié de manière conséquente (toujours entre 0,5 V et 1,5 V, et sans lien avec le RA), ce qui signifie que la tension joue un rôle majeur, en accord avec les résultats de la littérature. En second lieu, certains piliers présentant des défauts ont été écrits à des tensions plus élevées, correspondant

3.4. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

à des densités de courant usuelles, ce qui laisse supposer que la tension était suffisante dès les basses densités de courant mais que la densité de retournement n'était pas suffisante pour assurer un retournement. Ainsi, la solution la plus plausible est que le retournement par STT dans les JTM se fasse au-delà d'une tension critique ET d'une densité de courant critique.

Un dernier argument pour confirmer cette idée vient de l'asymétrie entre niveaux d'écriture pour l'état P et pour l'état AP. Sur certains dispositifs, le retournement se passe aux mêmes tensions et à des densités de courant différentes, alors que d'autres dispositifs présentent l'asymétrie inverse.

Notons pour finir que ce résultat est logique au regard de l'expression du couple de transfert de spin (cf Équation 1.24). Celui-ci est proportionnel au courant par la biais de a_j et proportionnel à la polarisation en spin \vec{P} . Si on considère que la polarisation en spin dépend de la tension, il devient évident que le retournement par STT est directement dépendant du courant et de la tension.

3.4.3 Autres questions et ouvertures

D'autres questions restent en suspens, telles la dépendance de la reproductibilité des retournements avec la forme des piliers (avantage potentiel des sections elliptiques sur les sections circulaires) ou avec un faible champ magnétique extérieur perpendiculaire, l'influence réelle de l'utilisation d'un SAF en couche de stockage pour la réduction des courants critiques de retournement, ou encore l'origine de la dispersion des propriétés d'écriture par STT entre différents piliers d'une même plaque.

Chapitre 4

Mesures de retournement en temps réel

Les résultats obtenus dans le chapitre précédent, bien que donnant des résultats rapides, ne permettent pas d'avoir accès à la physique du retournement de l'aimantation. Seules les mesures en temps réel, permettant de "voir" l'aimantation en train de se retourner, permettant de comprendre comment le retournement se passe (macrospin, nucléation, vortex, etc). Le dispositif expérimental donnant ces résultats sera présenté en premier lieu.

4.1 Dispositif expérimental

4.1.1 Principe de la mesure en transmission

Les mesures du chapitre précédent sont des mesures en réflexion, c'est-à-dire que le signal en entrée est envoyé sur une des deux électrodes du pilier et que le signal de sortie est récupéré directement à la masse. Plus concrètement, un seul câble est nécessaire pour effectuer ces mesures. Le montage expérimental utilisé ici est plus complexe. Le signal de sortie n'est pas connecté à la masse, il est transmis sur un deuxième câble. On parle de montage en transmission.

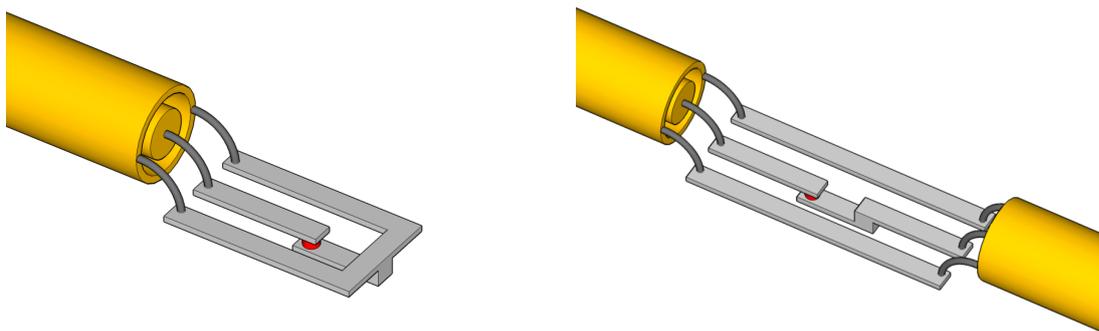


FIGURE 4.1 – Schéma d'un montage en réflexion utilisé dans la plupart des mesures (gauche) et d'un montage en transmission utilisé pour les mesures en temps réel dans le cadre de ce chapitre (droite).

4.1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Bien entendu, comme le suggère la Figure 4.1, le *design* de conception des masques utilisés pour les différentes lithographies du process est différent suivant le type de mesure souhaité. Sur nos plaques, certaines parties étaient faites pour des mesures en réflexion, d'autres pour des mesures en transmission. De plus, notre *design* a été fait de manière à ce qu'il ne soit pas nécessaire de connecter deux pointes en vis-à-vis : 5 *pads* sont ainsi alignés, et un système Dual Infinity Probe 40 GHz constitué de 5 pointes colinéaires permet d'accéder simultanément aux 3 *pads* de masse et aux deux *pads* liés chacun à un des deux électrodes du pilier. Dans notre cas, le câble de sortie (récupérant le signal transmis) est connecté à un oscilloscope d'acquisition rapide monocoup (*single shot*) en temps réel d'impédance 50Ω avec 8 GHz de bande passante, le modèle DSO 80804A d'Agilent. De la même manière que pour les mesures en réflexion, un *bias tee* était utilisé pour connecter à la fois le générateur d'impulsions et le système mesurant la résistance.

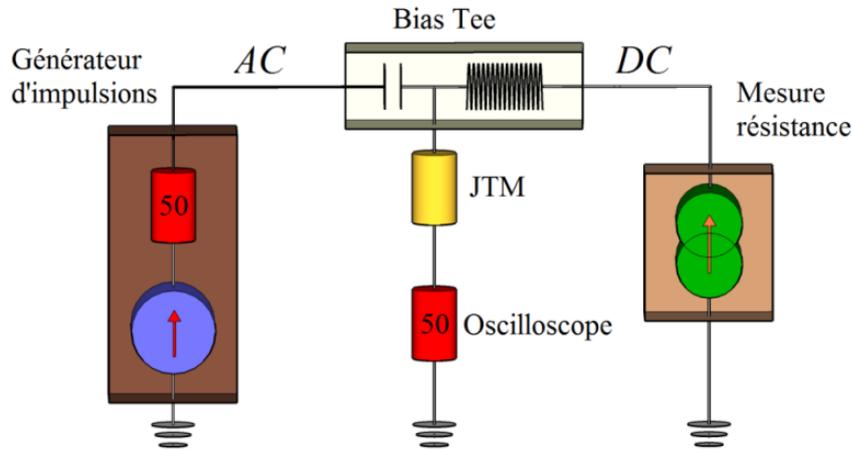


FIGURE 4.2 – Schéma du montage utilisé pour les mesures en transmission.

4.1.2 Validation expérimentale du principe

Une fois le montage réalisé, il a été testé pour vérifier qu'il rendait effectivement possible l'acquisition de données en temps réel, que ce soit grâce à une bonne transmission du signal (forme d'une impulsion) ou grâce à un bon rapport signal sur bruit : il faut que le signal soit suffisamment propre pour que l'on puisse faire la différence entre l'état parallèle et l'état antiparallèle et que l'on puisse détecter à quel moment et en combien de temps a eu lieu la transition entre les deux états. Pour ce faire, une impulsion de 10 ns a été appliquée sur le pilier et mesurée par l'oscilloscope en transmission.

L'impulsion mesurée est assez loin de ce à quoi on pouvait s'attendre. Cependant, ce profil reste le même lorsqu'on fait plusieurs essais. Ainsi, il ne s'agit pas de bruit mais de problèmes typiquement liés à des réflexions multiples au niveau du pilier et de l'instrumentation. Cette reproductibilité rend la mesure tout à fait possible en dépit de l'apparence erratique de l'impulsion transmise.

Si la transmission était parfaite, c'est-à-dire que le système se comporte comme en régime continu, la tension mesurée par l'oscilloscope est donnée par :

$$V_{\text{oscillo}} = \frac{50 \Omega}{R + 100 \Omega} \cdot 2V_{\text{consigne}} \quad (4.1)$$

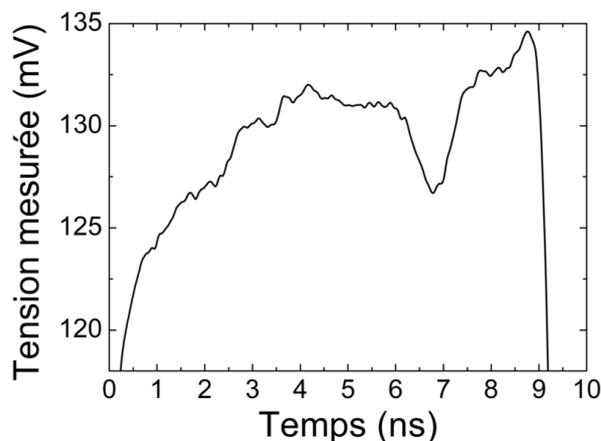


FIGURE 4.3 – Amplitude mesurée à l’oscilloscope d’une impulsion transmise de 10 ns.

Cette expression permet de remonter à la résistance du pilier durant l’application de l’impulsion :

$$R = 50 \Omega \cdot \frac{2V_{\text{consigne}}}{V_{\text{oscillo}}} - 100 \Omega \quad (4.2)$$

On l’a vu, le niveau de tension mesuré par l’oscilloscope n’est pas constant, il est donc délicat d’affirmer quelle serait l’amplitude transmise si l’impulsion était constante. Cependant, ceci n’est pas un problème : le but de notre étude est avant tout de caractériser la transition d’un état à un autre, à savoir quand elle est déclenchée et combien de temps elle dure, ce qui est tout à fait possible ici, puisqu’il suffira de détecter les variations par rapport à l’impulsion de référence montrée à la Figure 4.3.

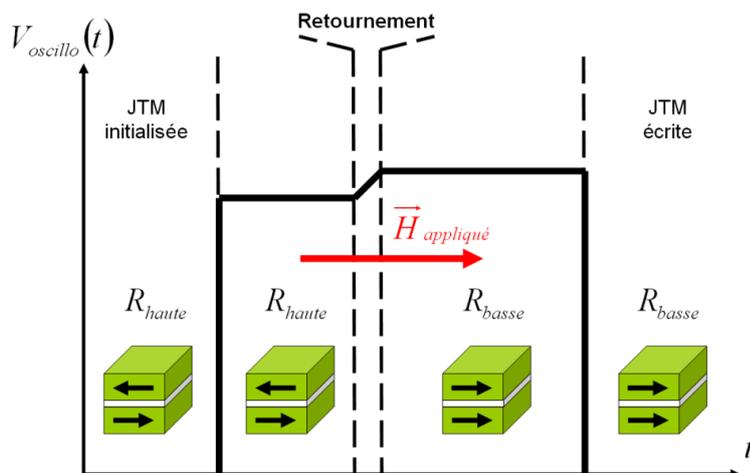


FIGURE 4.4 – Principe de la mesure du retournement d’aimantation en temps réel dans le cas où la jonction est initialement dans l’état de résistance haute.

4.2 Écriture TAS avec un champ magnétique faible

Cette étude a été menée sur des jonctions tunnel magnétiques dont l'empilement est PtMn 20/CoFe 2/Ru 0,74/CoFeB 2/MgO 1,1/CoFe 2/NiFe 3/IrMn 6,5/Ta 5 (épaisseurs en nm), l'oxyde de magnésium étant réalisé à partir d'une couche de magnésium oxydée par plasma [60]. L'échantillon a été traité avec des piliers cylindriques de 265 nm de diamètre. La magnétorésistance tunnel est d'environ 70% à une tension de 120 mV et le produit RA est de l'ordre de $65 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$.

La procédure d'écriture consiste à injecter des impulsions de courant de chauffage sur la JTM simultanément à un champ magnétique externe statique de 50 ou 100 Oe opposé à la direction initiale de stockage, permettant ainsi de retourner l'aimantation de la couche de stockage. L'amplitude de l'impulsion est de 1,8 V, correspondant à une densité de puissance de $85 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$ (soit une densité de courant de $4,7 \text{ MA}/\text{cm}^2$) calculée à partir de la résistance initiale. Cela correspond à une augmentation de température de 300°C à la fin de l'impulsion de 10 ns. Le courant de chauffage allait de la couche de référence à la couche de stockage, les électrons allant donc de la couche de stockage à la couche de référence. Le couple de transfert de spin, quelle que soit son amplitude, va favoriser l'état antiparallèle. Pour chaque échantillon, les mesures ont été répétées 50 fois pour une même configuration initiale, faite grâce à une écriture TAS à champ fort dans l'état parallèle. La Figure 4.5 montre les impulsions mesurées avec un champ extérieur de 50 Oe sur un même pilier.

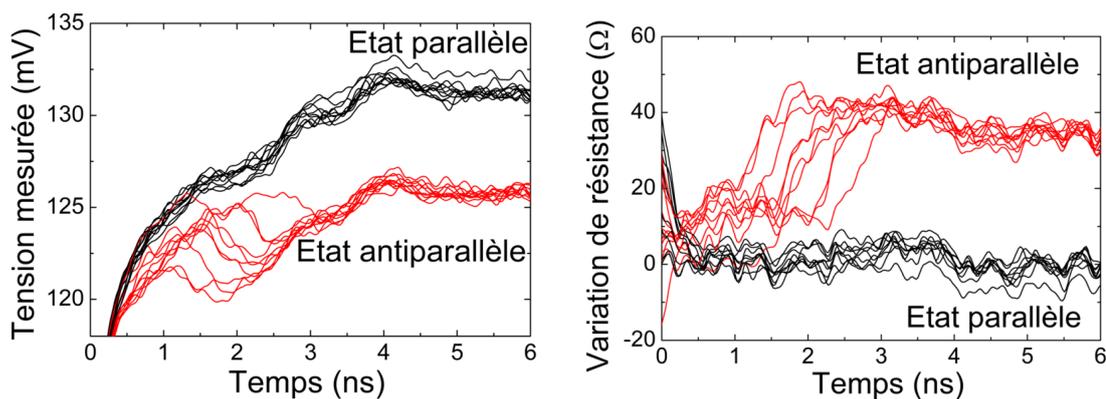


FIGURE 4.5 – Impulsion transmise à l'oscilloscope (gauche) et résistance déduite (droite).

Les courbes montrent que le retournement se passe sans à-coups en environ 0,5 ns après un temps d'attente de 1 à 2 ns. Il y a une différence notable entre les niveaux de tension des états parallèle et antiparallèle. La dérive de tension mesurée peut soit être attribuée à un effet capacitif soit à une variation de la résistance de la JTM due à l'augmentation locale de température. Les résistances déduites font état d'une TMR d'environ 5% à 1,8 V. Le caractère stochastique du retournement apparaît clairement dans ces mesures. C'est une conséquence du rôle des fluctuations thermiques dans le déclenchement du processus de retournement. Ce type de résultat a déjà été obtenu pour des retournements par couple de transfert de spin sur des échelles de temps bien plus élevées [49]. Néanmoins, tous les retournements de cette expérience commencent et terminent dans les 3 premières nanosecondes de l'impulsion. On peut aussi noter que le temps d'attente de l'ordre d'une nanoseconde correspond *a priori* au temps nécessaire pour débloquer l'AF, permettant ainsi le retournement du F.

4.3 Distributions de temps de retournement

Afin de mieux comprendre la physique du retournement, la première étape consiste à étudier la distribution des temps de retournement, qui donne un aperçu général des propriétés d'écriture.

4.3.1 Résultats et interprétation physique

Pour chacun de ces retournements, le temps au bout duquel le retournement est fini est extrait, comme le montre la Figure 4.6. Le temps de retournement est défini comme celui pour lequel le retournement est fini. Ce choix a eu deux motivations distinctes : tout d'abord, la fin du retournement était généralement mieux marquée que le début, qui faisait parfois apparaître des états de résistance intermédiaires ; de plus, d'un point de vue applicatif, ce temps de retournement permet de déterminer directement en combien de temps il est possible d'écrire avec ce champ et cette amplitude d'impulsion. Ainsi, il a été possible de reconstituer la distribution cumulée des temps de retournement pour deux piliers différents avec un champ de 50 Oe (cf Figure 4.7). Le graphique donne le taux de retournements qui ont eu lieu avant un temps t après le début de l'impulsion. Les distributions sont fortement non monotones et présentent une augmentation de la probabilité de retournement par paliers avec le temps.

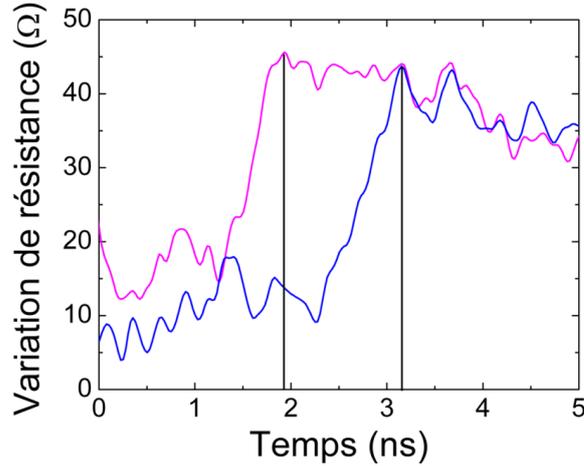


FIGURE 4.6 – Extraction du temps de retournement à partir des courbes de résistance en temps réel.

Un point particulièrement intéressant est la périodicité des plateaux qui est stable dans le temps. Très clairement, la probabilité augmente rapidement pour certains temps caractéristiques. Pour la première jonction, ces temps caractéristiques sont séparés de $\Delta t \approx 0,35$ ns, alors qu'ils sont séparés de 0,7 ns sur la deuxième jonction. Des effets de périodicité similaires ont déjà été reportés pour des retournements par STT sur des vannes de spin [61]. Ce comportement en paliers est attribué à une action combinée du champ de retournement statique et du couple de transfert de spin dû au courant de chauffage. En effet, à la densité de courant utilisée pour cette expérience ($\approx 4.10^6$ A/cm²), le transfert de spin peut jouer un rôle non négligeable dans les JTM à base de MgO. Bien que le transfert de spin ne soit pas la principale cause du retournement (aucun retournement n'a eu lieu sans champ appliqué), il peut malgré tout assister le retournement de l'aimantation du F. Le mécanisme d'écriture peut alors être vu comme suit. Le courant de chauffage va de la couche de référence vers la couche de stockage. Le couple de transfert de spin

4.3. DISTRIBUTIONS DE TEMPS DE RETOURNEMENT

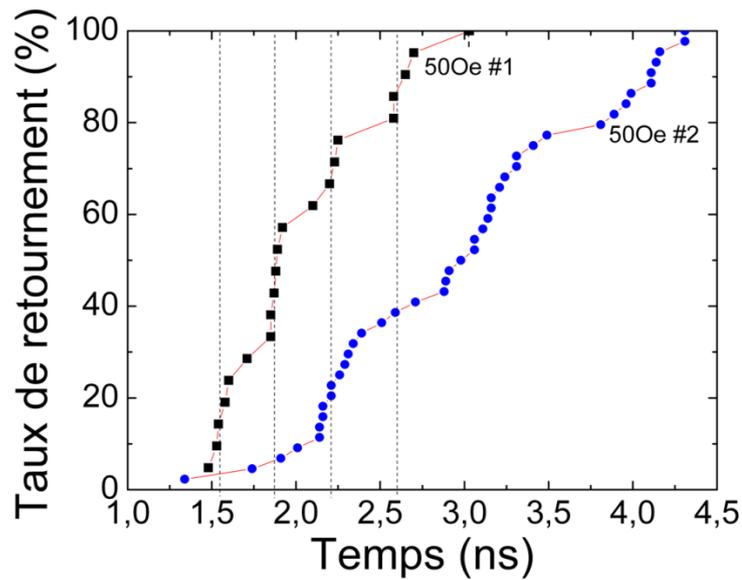


FIGURE 4.7 – Distribution de temps de retournement sur deux échantillons différents.

résultant tend à favoriser l'alignement antiparallèle par rapport à la couche de référence. Quand l'impulsion de courant commence, l'aimantation de la couche F se met à osciller à cause du STT. Dans l'approximation macrospin, la trajectoire suivie par l'aimantation est typiquement celle représentée sur la Figure 4.8.

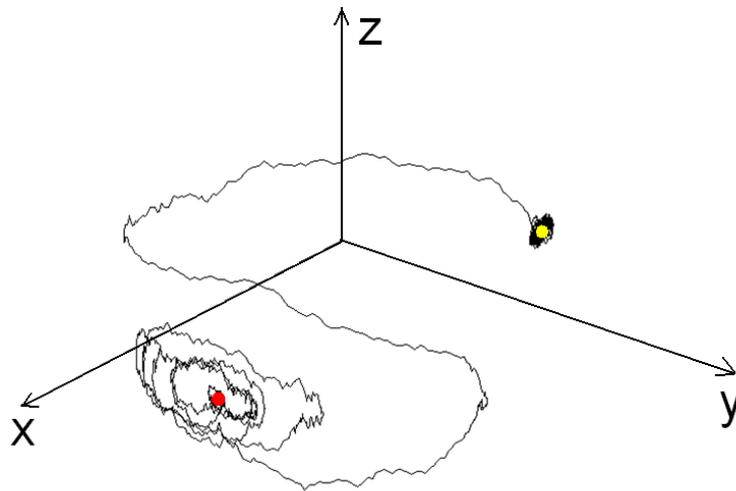


FIGURE 4.8 – Trajectoire simulée d'une aimantation soumise à un couple de transfert de spin et à un champ magnétique extérieur. Le point rouge représente l'aimantation initiale et le point jaune l'aimantation finale. Les simulations sont détaillées à la fin de ce chapitre.

L'aimantation oscille autour de l'axe facile avec une extension plus large dans le plan que

hors du plan à cause de l'anisotropie de forme. Le couple exercé par le champ sur l'aimantation \vec{M} variant comme le sinus de l'angle entre ces deux vecteurs, un maximum de probabilité de retournement est attendu lorsque \vec{M} est le plus éloignée de l'axe facile, c'est-à-dire quand la trajectoire de précession intercepte le plan de la couche. En se basant sur ce mécanisme, on s'attend à ce que l'écart entre deux plateaux corresponde à la moitié de la période de précession de l'aimantation. La fréquence de précession d'une aimantation soumise uniquement à un champ magnétique est donnée par l'équation de Kittel. Dans ce régime de précession autour de l'axe facile, la fréquence décroît graduellement de la fréquence de Kittel à 0 lorsque la densité de courant augmente, à cause de l'élargissement spatial de la trajectoire de l'aimantation sous l'effet combiné du STT et du champ magnétique extérieur. Dans nos conditions expérimentales, la fréquence de Kittel peut être approximée par l'expression suivante [62] :

$$\left(\frac{2\pi f}{\gamma}\right)^2 \approx 4\pi M_S \cdot (H_u + H_{\text{app}}) \quad (4.3)$$

Où γ est le rapport gyromagnétique, $4\pi M_S$ est l'aimantation à saturation, H_u est le champ d'anisotropie uniaxiale et H_{app} est le champ statique appliqué. En supposant un champ d'anisotropie de 70 Oe (correspondant au champ coercitif mesuré initialement), on obtient une fréquence de Kittel de 1,5 GHz, correspondant à une période de précession de 0,66 ns, et donc une demi-période de 0,33 ns. A cause du couple de transfert de spin, cette demi-période de Kittel correspond à la plus petite période que l'on peut avoir dans la distribution de retournement, elle permet donc d'expliquer les deux valeurs extraites de la Figure 4.7 : 0,35 ns et 0,7 ns. Finalement, le STT est l'excitation qui va porter le F à sa fréquence de résonance donnée par l'équation de Kittel. Ce type de retournement est donc du TAS assisté par STT, qui peut représenter une variante du TAS pour lequel le champ nécessaire à l'écriture peut parfois être rédhitoire à cause des courants élevés à faire passer dans les lignes de champ.

4.3.2 Comportement moyen lors du retournement

Afin d'étudier plus en détail ces retournements, toutes les impulsions transmises ont été décalées dans le temps pour faire coïncider les retournements, partant du principe que le retournement intervient toujours au même point de la trajectoire, et que seul le temps au bout duquel le retournement survient change. Pour cela l'instant où le niveau de tension vaut 25 mV a été pris comme référence, correspondant au milieu de la transition, comme le montre la Figure 4.9.

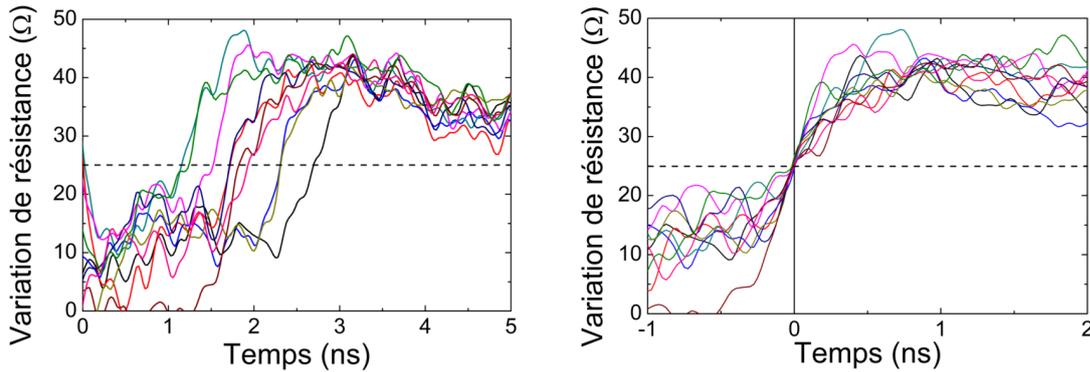


FIGURE 4.9 – Impulsions transmises originales (gauche) et décalées dans le temps pour que le retournement se passe à $t = 0$ (droite).

4.3. DISTRIBUTIONS DE TEMPS DE RETOURNEMENT

Ensuite, toutes ces traces ont été moyennées. Le résultat est donné dans la Figure 4.10.

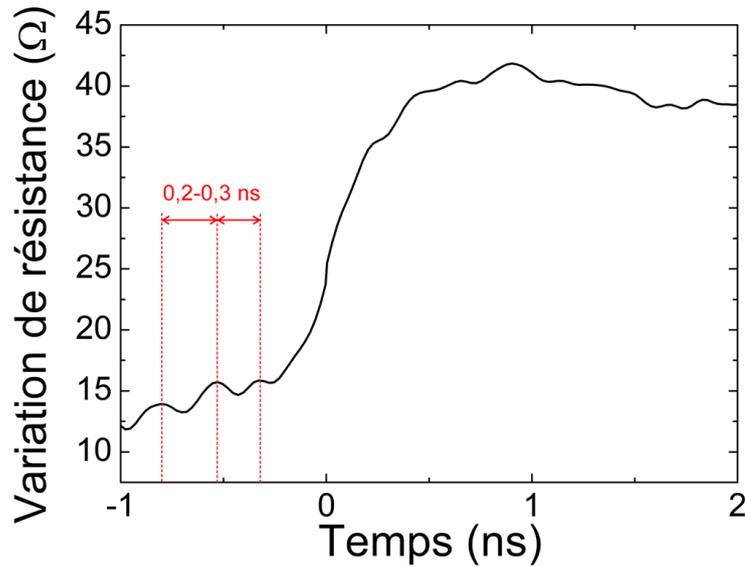


FIGURE 4.10 – Moyenne des impulsions transmises recentrées par rapport à 25 mV.

On voit tout de suite l'avantage de cette méthode : le bruit a quasiment disparu, il ne reste que le signal issu de la variation de résistance liée à la trajectoire de l'aimantation. De plus, la moyenne fait apparaître des oscillations avant le retournement, qui n'étaient pas accessibles avant moyennage à cause du bruit. Trois pics sont mis en évidence, dont l'amplitude croît avec le temps, conformément à la trajectoire simulée. Ceux-ci sont espacés de 0,2 ns - 0,3 ns, correspondant approximativement à la période des plateaux dans la distribution de retournement. Ces oscillations correspondent donc bien à la précession de l'aimantation avant le retournement, comme dans la trajectoire simulée (cf Figure 4.8), corroborant ainsi l'hypothèse macrospine déjà évoquée. Ainsi, ce résultat s'oppose à d'autres études dans lesquelles le retournement se faisait par propagation de paroi, caractérisées par une absence d'oscillations avant le basculement et par une précession amortie le suivant durant laquelle l'aimantation se stabilisait progressivement [63]. Nos échantillons présentent eux, de manière surprenante, un comportement macrospine pour une section circulaire de 265 nm. Cette cohérence à grande distance peut être expliquée par le couplage d'échange qui facilite la stabilisation du F de la couche de stockage, même lors du chauffage : certains grains restent stables à haute température assurant ainsi un couplage faible mais permettant de garder un comportement macrospine difficilement accessible à de tels diamètres sans piégeage d'échange.

4.3.3 Influence du champ magnétique sur la distribution de retournement

Par la suite, des champs plus élevés (de 100 Oe à 250 Oe par pas de 50 Oe) ont été utilisés pour effectuer des retournements sur l'échantillon 1. Le résultat à 100 Oe est donné sur la Figure 4.11. Le retournement est beaucoup plus rapide et aucun plateau n'est observé. L'accélération du retournement va de soi. L'absence de plateaux peut être expliquée par le fait que le temps de retournement devient de l'ordre de la moitié de la période de précession, rendant ainsi toute

délimitation de plateau impossible. De plus, le champ appliqué était plus grand que le champ coercitif de 70 Oe mais inférieur à la somme du champ coercitif et du champ d'échange. Initialement, la JTM était donc bien dans l'état antiparallèle, mais le simple fait de chauffer a centré le cycle, le champ de 100 Oe devenant ainsi supérieur au champ coercitif, impliquant *de facto* le retournement de la couche de stockage par simple effet de chauffage. Pour les champs plus élevés, les retournements n'étaient pas identifiables (l'impulsion atteint dès le début le niveau correspondant à l'état antiparallèle), et pour cause : le champ magnétique extérieur étant supérieur à la somme du champ coercitif et du champ d'échange, l'état avant l'impulsion est déjà l'état final. La seule chose que fait l'impulsion est de chauffer l'AF afin de le retourner dans l'autre direction lors du refroidissement, sans que cela ait une quelconque influence sur le niveau de résistance du pilier et donc sur l'amplitude de l'impulsion transmise à l'oscilloscope.

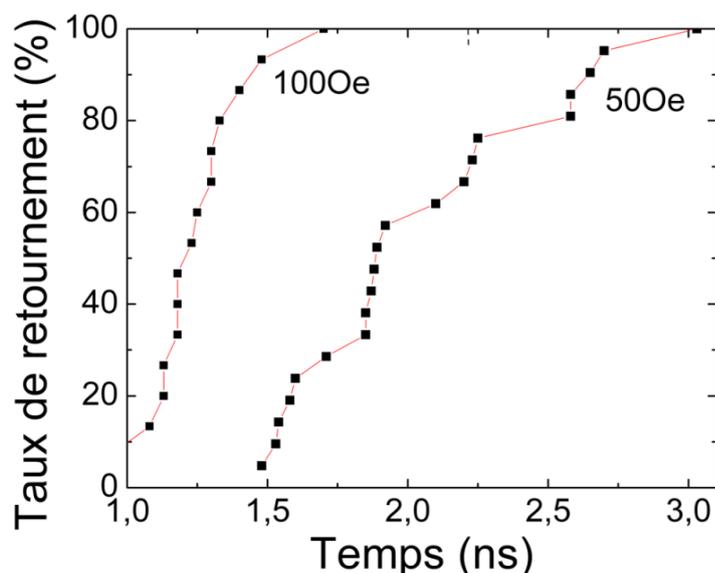


FIGURE 4.11 – Distribution de temps de retournement avec deux champs différents.

4.4 Simulations macrospin du retournement avec activation thermique

Afin de corroborer les explications fournies pour interpréter les résultats expérimentaux, des simulations macrospin ont été effectuées grâce au logiciel LLGST développé par Liliana Prejbeanu et Jean-Christophe Toussaint au sein du laboratoire Spintec. Celui-ci permet de prendre en compte des effets de couple de transfert de spin avec un champ magnétique extérieur appliqué ainsi que l'agitation thermique modélisée par un champ magnétique aléatoire de moyenne nulle d'amplitude proportionnelle à la température.

Le programme modélise l'aimantation d'une simple couche ferromagnétique. Un champ effectif supplémentaire dépendant de la température permet de modéliser le couplage d'échange F/AF. Les paramètres de courant et de température sont donnés dans la Table 4.2. Ici, le retournement par STT est considéré comme étant dépendant uniquement de la densité de courant, comme dans les vanes de spin.

4.4. SIMULATIONS MACROSPIN DU RETOURNEMENT AVEC ACTIVATION THERMIQUE

TABLE 4.1 – Paramètres d'entrée du programme de simulation LLGST

Aimantation à saturation M_s	$1,05 \cdot 10^6$ A/m
Anisotropie magnétocristalline K_u^x	$2,0 \cdot 10^3$ J/m ³
<i>Damping</i> α	0,02
Diamètre cellule	150 nm
Épaisseur couche	2,5 nm
Aimantation initiale m_x suivant x	-0,999848
Aimantation initiale m_y suivant y	0,017452
Aimantation initiale m_z suivant z	0,000000
Pas de temps d'intégration	$1,0 \cdot 10^{-14}$ s

TABLE 4.2 – Paramètres de courant et de température en entrée du programme de simulation LLGST

Polarisation η en spin	0,67
Temps de montée de l'impulsion	50 ps
Coefficient proportionnalité puissance température	$77,3 \cdot 10^3$ K/W
Constante de temps de montée de température	10 ns

Pour chaque configuration (ensemble de paramètres donnés), 100 trajectoires ont été calculées afin de bien rendre compte du caractère stochastique de la trajectoire sous l'effet de l'agitation thermique. Certaines trajectoires présentent un retournement, d'autres non, comme le montre la Figure 4.12.

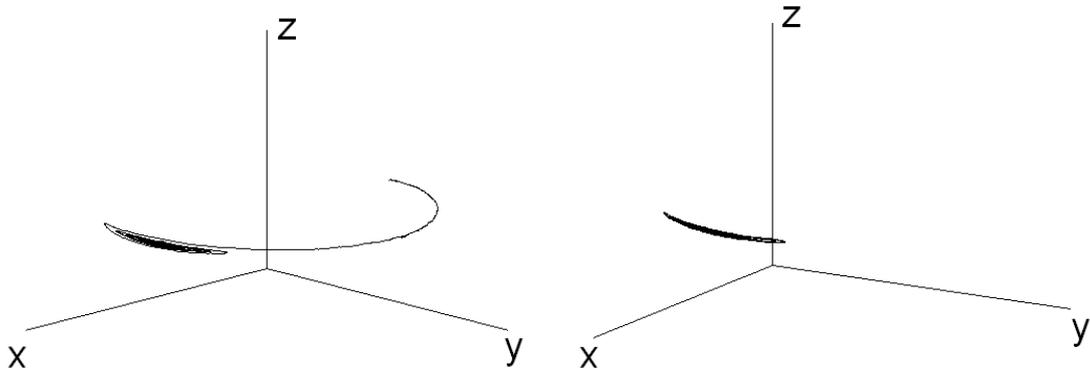


FIGURE 4.12 – Trajectoires d'aimantation simulées avec un retournement (gauche) et un non-retournement (droite). On remarque que l'aimantation ne sort quasiment pas du plan x-y, à cause de l'anisotropie de la couche mince.

En ne retenant que le critère de retournement pour chacune des trajectoires, on obtient, pour une même configuration, une probabilité de retournement par STT. C'est là toute la force de ce code de simulation : contrairement à un code macrospin simple (sans agitation thermique), celui-ci introduit une stochasticité qui rend compte de la physique du basculement d'aimantation.

On peut ainsi étudier la dépendance de la probabilité de retournement avec des paramètres tels que la largeur des impulsions ou encore le champ magnétique extérieur appliqué sur la

jonction. En premier lieu, la densité de courant a été fixée à 3.10^7 A/cm² avec un champ extérieur nul, qui permet généralement d'observer des retournements sur nos échantillons. La largeur des impulsions a été balayée de 2 à 6 ns (cf Figure 4.13).

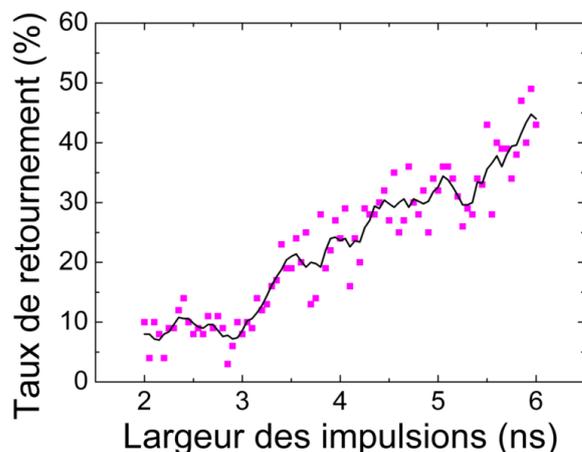


FIGURE 4.13 – Distribution de retournement dépendant de la largeur des impulsions pour une densité de courant de 3.10^7 A/cm² et un champ extérieur nul. La courbe continue donne, pour chaque point, la moyenne sur les 5 plus proches voisins.

Les données expérimentales, représentées par les points mauves, montrent bien que le retournement est intrinsèquement aléatoire vu la dispersion de l'ordre de 10% dans le taux calculé. Pour mieux visualiser ces résultats, les données ont été moyennées aux 5 plus proches voisins afin d'en sortir une tendance claire. La courbe de retournement lissée fait dès lors apparaître des plateaux, mal définis à cause du bruit thermique, mais malgré tout bien identifiables. La période de ces plateaux est de l'ordre de 0,5 ns, donc du même ordre de grandeur que ceux mesurés sur nos échantillons.

Pour étudier l'effet d'un champ magnétique extérieur, la densité de courant a été réduite à 2.10^7 A/cm² afin d'avoir plus de marge, le champ magnétique augmentant le taux de retournement de manière conséquente. Pour cette densité de courant, le champ magnétique a d'abord été fixé à 0 Oe (pour connaître le niveau de référence) puis à 10 Oe suivant la direction des couches (cf Figure 4.14).

Le taux de retournement a chuté à une valeur quasiment nulle en passant de 3.10^7 A/cm² à 2.10^7 A/cm². En revanche, l'application d'un champ magnétique faible augmente cette probabilité jusqu'à des valeurs non négligeables (20% pour des impulsions de 6 ns). Si la courbe est lissée est irrégulière, il est néanmoins difficile d'y voir une évolution en plateaux. Il est possible que cette perte de cohérence soit due à une position initiale d'aimantation pas assez écartée de l'axe facile, contrairement au cas des retournements à 3.10^7 A/cm² où la température jouait ce rôle de déstabilisation. Pour remédier à ce problème, un faible champ magnétique suivant l'axe y (dans le plan des couches mais perpendiculaire à l'axe facile) peut être appliqué pour sortir l'aimantation de sa position fondamentale. C'est ce qui a été simulé pour le même champ de 10 Oe suivant l'axe facile et avec des champs perpendiculaires allant de 0 Oe à 10 Oe par pas de 1 Oe (cf Figure 4.15).

4.4. SIMULATIONS MACROSPIN DU RETOURNEMENT AVEC ACTIVATION THERMIQUE

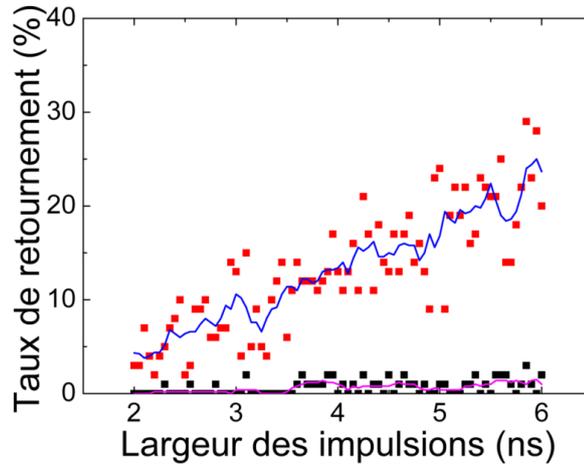


FIGURE 4.14 – Distribution de retournement dépendant de la largeur des impulsions pour une densité de courant de 2.10^7 A/cm², en champ nul (points noirs) et avec 10 Oe favorisant le retournement sur l'axe facile (points rouges).

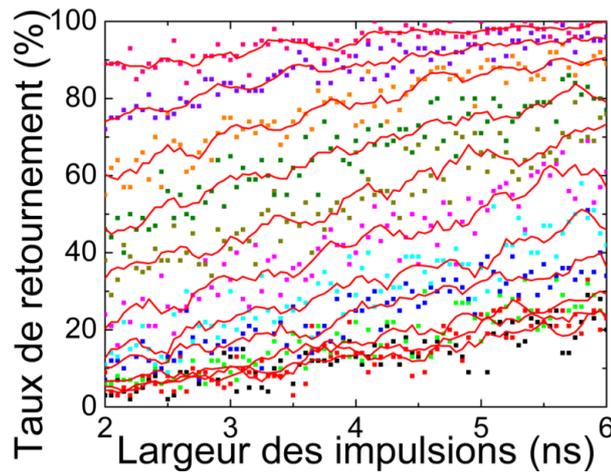


FIGURE 4.15 – Distribution de retournement dépendant de la largeur des impulsions pour une densité de courant de 2.10^7 A/cm² avec un champ de 10 Oe suivant l'axe de facile aimantation favorisant le retournement. Les différentes courbes correspondent à des champs perpendiculaires allant de 0 Oe à 10 Oe. Plus le champ perpendiculaire est élevé, plus le taux de retournement s'approche de 100%.

Le premier effet marquant est la hausse conséquente de la probabilité de retournement avec le champ magnétique perpendiculaire. Ceci se comprend de manière statique grâce à l'astroïde de Stoner-Wohlfarth (cf p.18), mais vient aussi de la nature même de la trajectoire de l'aimantation : dès quelques œersteds, l'évolution du taux de retournement par paliers réapparaît. C'est donc bien la position initiale de l'aimantation qui semble déterminante dans le retournement de celle-ci : si le couple exercé sur l'aimantation (couple de transfert de spin et couple exercé par le champ magnétique) n'est pas suffisant, donc si l'angle qu'elle fait avec l'axe facile est trop faible, le

retournement sera limité. Un champ magnétique transverse la sort de sa position initiale, le couple est dès le début de l'impulsion assez élevé. La trajectoire est alors d'amplitude large s'amplifiant grâce à la double action du STT et du champ appliqué.

4.5 Conclusion

Dans cette étude, il a été montré que le retournement de l'aimantation de la couche de stockage peut être assuré dans des temps typiques de quelques nanosecondes. Un comportement en plateaux de la dépendance en temps de la probabilité de retournement a été mis en évidence pour des champs de retournement inférieurs au champ coercitif. Ce phénomène a été attribué à un effet combiné de la polarisation en spin du courant de chauffage et du faible champ magnétique extérieur appliqué. En ce qui concerne la technique de mesure, bien que plus complexe à mettre en place qu'un montage en réflexion, elle présente l'avantage de "voir" l'aimantation se retourner en direct et donc d'étudier les retournements un par un. Elle présente aussi l'avantage de pouvoir obtenir une distribution complète de retournement dépendant du temps en utilisant une seule largeur d'impulsion fixée au début de l'expérience (10 ns dans notre cas), sous réserve d'avoir une marge suffisante entre écriture et claquage. Ce type de mesure pourrait également être fait pour des écritures par STT sur des échantillons piégés ou non. Malheureusement, nous n'avons pas eu de tels échantillons fonctionnels, cette étude reste donc à faire pour caractériser plus en détails les propriétés de basculement induits par STT.

4.5. CONCLUSION

Chapitre 5

Claquage du diélectrique dépendant du temps

Le but de ce chapitre est d'étudier le claquage des jonctions tunnel magnétiques, ce phénomène étant le principal frein rencontré pour l'intégration des MRAM. En effet, comme on l'a vu dans les chapitres précédents, on a besoin de densités de courant relativement élevées pour l'écriture des JTM par courant polarisé en spin, correspondant à des tensions élevées.

Il existe différentes méthodes pour étudier le claquage. Nous avons choisi d'étudier le claquage dépendant du temps, c'est-à-dire la détermination du temps de vie des barrières tunnel pour une tension donnée. C'est en effet celle qui permet d'accéder directement au temps de vie d'une puce MRAM. Dans la littérature, ce type d'étude est réalisé avec des tensions continues [64, 65, 66, 67, 68, 69], et le temps de vie des dispositifs est déterminé en divisant le temps de claquage par la durée des impulsions d'écriture. Par exemple, si un dispositif a une tension d'écriture V pour une largeur d'impulsions de 10 ns, et qu'il tient pendant 1000 s à la tension V , on dit qu'il a un temps de vie de $\frac{1000 \text{ s}}{10 \text{ ns}} = 10^{11}$ cycles. Or, cette équivalence a toujours été supposée sans preuves. L'objet principal de ce chapitre est donc d'étudier la validité de cette hypothèse. Cette étude va permettre pour finir de mieux saisir quels sont les mécanismes à l'origine du claquage des barrières tunnel.

5.1 Le modèle utilisé : la distribution de Weibull

Dans l'étude du claquage du diélectrique dépendant du temps (TDDB, pour *Time Dependent Dielectric Breakdown*), l'outil généralement utilisé est la fonction de distribution cumulée en fonction du temps. On admet généralement qu'une fonction interpolatrice est la distribution de Weibull, introduite pour la première fois par Weibull en 1936 pour l'étude des cassures dans les matériaux, et désormais utilisée dans les études de fiabilité sur tous types d'objets, des barrières tunnel aux billes de nourriture dans les silots [70, 71, 72].

5.1.1 Introduction à la fonction de Weibull

L'équation de la distribution de Weibull est donnée par :

$$f(t) = \beta \left(\frac{t}{\eta}\right)^{\beta-1} \exp\left(-\left(\frac{t}{\eta}\right)^\beta\right) \quad (5.1)$$

5.1. LE MODÈLE UTILISÉ : LA DISTRIBUTION DE WEIBULL

Où η est le temps au bout duquel 63% des jonctions ont claqué et β le paramètre de forme (plus β est élevé, plus la distribution est étroite).

La fonction cumulée de Weibull est obtenue par intégration :

$$F(t) = \int_0^t f(t)dt = 1 - \exp\left(-\left(\frac{t}{\eta}\right)^\beta\right) \quad (5.2)$$

Dans le cas du TDDB, la distribution de Weibull $f(t)$ correspond au nombre de jonctions qui ont claqué dans un intervalle de temps infinitésimal autour de t . La fonction cumulée $F(t)$ correspond donc au nombre de jonctions qui ont claqué avant le temps t . La Figure 5.1 donne un aperçu de ces fonctions pour différentes valeurs des paramètres η et β .

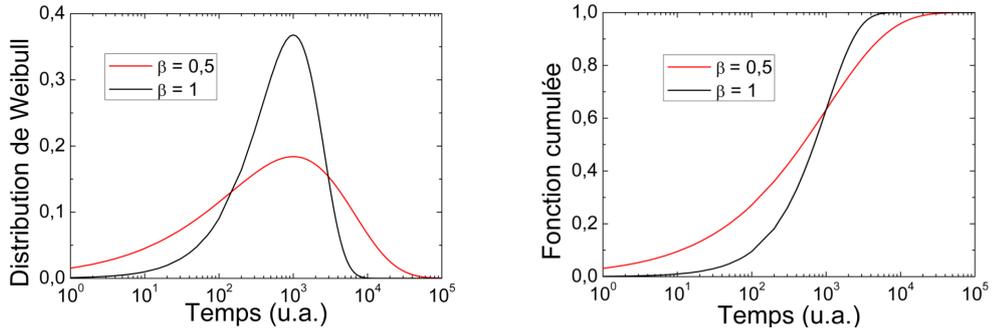


FIGURE 5.1 – Distributions de Weibull pour différents paramètres β avec $\eta = 1000$ u.a. (à gauche). Fonction cumulée pour les mêmes paramètres (à droite).

Bien entendu, l'idéal est d'avoir une distribution avec un paramètre η le plus élevé possible, mais aussi et surtout un facteur de forme β le plus élevé possible. En effet, c'est lui qui détermine la largeur de la distribution. Par exemple, pour faire une mémoire 1 Mb, la durée de vie est définie par rapport au temps t_{1ppm} au bout duquel 1 ppm, c'est-à-dire une jonction sur 10^6 , a claqué. Ce temps est la solution de l'équation :

$$1 - \exp\left(-\left(\frac{t}{\eta}\right)^\beta\right) = 10^{-6} \quad (5.3)$$

D'où :

$$t_{1ppm} = \eta \left(\ln\left(\frac{1}{1 - 10^{-6}}\right) \right)^{\frac{1}{\beta}} \approx \eta \times 10^{-\frac{6}{\beta}} \quad (5.4)$$

Par exemple, en considérant deux distributions ayant le même paramètre η et un facteur de forme β différent, on a $t_{1ppm}(\beta = 1,5) \approx 10^8 \times t_{1ppm}(\beta = 0,5)$. Il est donc primordial de travailler à l'augmentation de β , qui correspond à l'amélioration du dépôt et du process (réduction du nombre de défauts dans la barrière).

5.1.2 Modèle de claquage pour les barrières tunnel

Bien que cela n'ait jamais été fait pour le claquage des jonctions tunnel, il est possible de retrouver cette équation par un modèle assez simple.

CHAPITRE 5. CLAQUAGE DU DIÉLECTRIQUE DÉPENDANT DU TEMPS

Pour cela, on suppose tout d'abord l'existence de défauts (peu importe leur nature) caractérisés par leur longueur x suivant l'axe perpendiculaire au plan de la barrière, répartis de manière aléatoire sur toute la surface de barrière considérée. Le modèle repose sur le fait que ces défauts vont s'agrandir avec le temps, jusqu'à parvenir à une certaine taille critique a_c au-delà de laquelle le claquage se produit. On suppose pour cette raison que seuls les défauts plus grands qu'une certaine taille minimale a_0 vont intervenir dans le claquage, et on appellera désormais "défaut" un défaut respectant ce critère.

Soit $G(a)$ la proportion de défauts de taille inférieure à a . Étant donné qu'on ne considère que les grands défauts (queue de la distribution), on peut faire l'approximation que la distribution de taille de défauts est donnée par $g(a) = \frac{k}{a^m}$. On a donc

$$G(a) = \int_{a_0}^a g(x) dx \quad (5.5)$$

La constante d'intégration s'obtient avec la condition $G(\infty) = 1$. D'où

$$G(a) = 1 - \left(\frac{a_0}{a}\right)^{m-1} \quad (5.6)$$

Soit S la surface de barrière considérée et c la densité surfacique de défauts. Le nombre moyen de défauts de taille supérieure à a vaut donc : $\lambda = S.c.(1 - G(a))$.

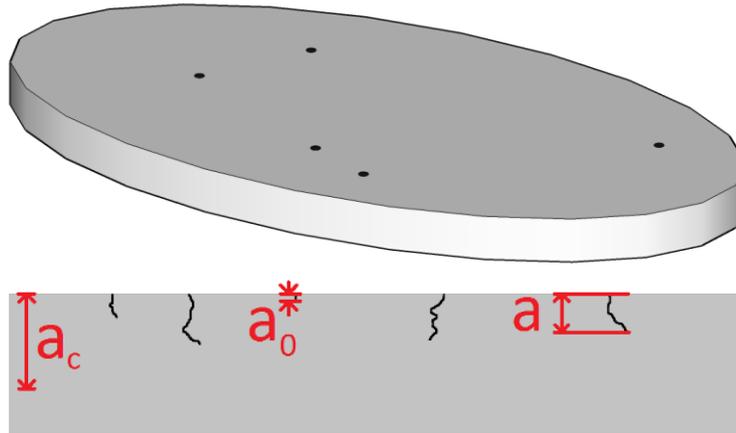


FIGURE 5.2 – Vue de dessus de la barrière de surface S avec une densité de défauts c (haut). Vue latérale de la barrière où tous les défauts sont rapportés dans le même plan (bas).

La probabilité d'avoir exactement k défauts de taille supérieure à a est donnée par la loi de Poisson :

$$p(k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda} \quad (5.7)$$

La probabilité d'avoir au moins un défaut de taille supérieure à a est donc égale à :

$$\sum_{k=1}^{\infty} p(k) = \sum_{k=0}^{\infty} p(k) - e^{-\lambda} = 1 - e^{-\lambda} \quad (5.8)$$

5.1. LE MODÈLE UTILISÉ : LA DISTRIBUTION DE WEIBULL

Si $a(t)$ est la taille critique à l'instant t (correspondant à la taille initiale des défauts qui vont devenir, à l'instant t , plus grands que la taille critique a_c), alors la probabilité d'avoir claqué au plus tard au temps t est :

$$F(t) = 1 - \exp\left(-S.c. \left(\frac{a_0}{a}\right)^{m-1}\right) \quad (5.9)$$

Afin de déterminer l'expression de $a(t)$, on va considérer que la propagation des défauts consiste en un mouvement brownien, telle la diffusion de café dans un morceau de sucre. On peut alors montrer que l'agrandissement moyen du défaut au bout du temps t est donné par :

$$\langle x(t) \rangle = 2\sqrt{\frac{Dt}{\pi}} \quad (5.10)$$

où D est le coefficient de diffusion du défaut considéré. En faisant l'hypothèse (lourde, mais grandement simplificatrice) que le pas de diffusion du front du défaut est égal à la longueur initiale dudit défaut – ce qui revient à dire que pour un type de défaut donné, les défauts sont initialement de longueur 1, c'est-à-dire qu'ils sont les plus petits possibles, et qu'ils s'agrandissent toujours avec la même brique élémentaire –, on obtient alors, pour le coefficient de diffusion :

$$D = \frac{a(t)^2}{2\tau} \quad (5.11)$$

On a donc :

$$a_c = \langle x(t) \rangle = 2\sqrt{\frac{\left(\frac{a(t)^2}{2\tau}\right)t}{\pi}} \quad (5.12)$$

Donc

$$a(t) = \frac{\sqrt{2\pi\tau}a_c}{\sqrt{t}} \quad (5.13)$$

En réinjectant ce résultat dans l'expression 5.9, on obtient la fonction cumulée de Weibull :

$$F(t) = 1 - \exp\left(-\left(\frac{t}{\eta}\right)^\beta\right) \quad (5.14)$$

Avec

$$\beta = \frac{m-1}{2} \quad (5.15)$$

Et

$$\eta = \frac{2\pi\tau.a_c^2}{(cS)^{\frac{2}{m-1}} a_0^2} \quad (5.16)$$

Même si l'accord quantitatif n'est pas vérifiable, ce modèle permet de retrouver la fonction de Weibull à partir de la double hypothèse d'une fin de distribution de taille de défauts en $\frac{1}{a^m}$ et de défauts dont la taille augmente dans le temps avec un accroissement de type brownien.

La seule dépendance facilement vérifiable est celle de η avec la surface de l'échantillon. On a en effet $\eta \propto \frac{1}{S^{1/\beta}}$. Ceci correspond à la relation connue $\ln(-\ln(1-F_1)) - \ln(-\ln(1-F_2)) = \ln\left(\frac{S_1}{S_2}\right)$, qui se trouve généralement vérifiée et qui correspond à une distribution aléatoire de défauts sur les échantillons, où F_i et S_i sont la fonction de Weibull et la surface de l'échantillon i [67].

Tous les paramètres, sauf peut-être τ , intervenant dans les expressions de β et de η pourraient être mesurés grâce à des caractérisations de la barrière au STM et au TEM (au moins pour c , a_0 et m , plus difficilement pour a_c), chose qui n'a pas été faite au cours de cette étude. L'observation de ces défauts est cependant loin d'être évidente, comme le montre la thèse d'Antoine Demolliens [73].

5.2 Le protocole expérimental

5.2.1 Échantillons, montage et routines

Cette étude a été menée sur des jonctions tunnel magnétiques dont la structure est basée sur une barrière MgO avec des électrodes en CoFeB de chaque côté. La couche de référence est sous la barrière et est piégée par du PtMn. La couche supérieure de stockage est piégée par échange avec de l'IrMn.

La barrière MgO a été faite par oxydation plasma d'une couche de 1,1 nm de magnésium. Les dispositifs mesurés sont des ellipses de diamètres nominaux de 250 nm par 300 nm montrant des TMR allant jusqu'à 65% et des RA dans la gamme 120 - 160 $\Omega \cdot \mu\text{m}^2$.

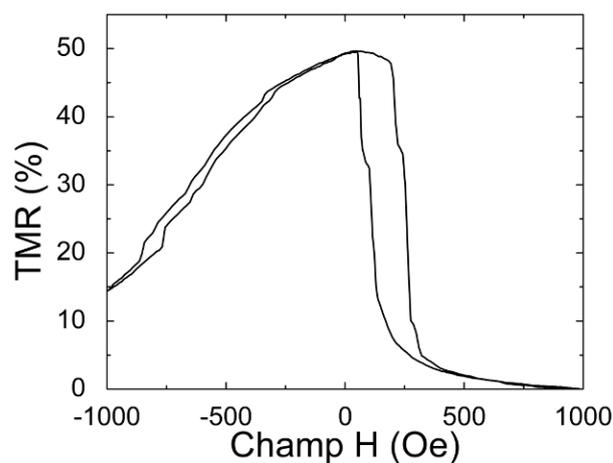


FIGURE 5.3 – Cycle de magnétorésistance mesuré sur une des jonctions tunnel magnétiques de l'échantillon étudié.

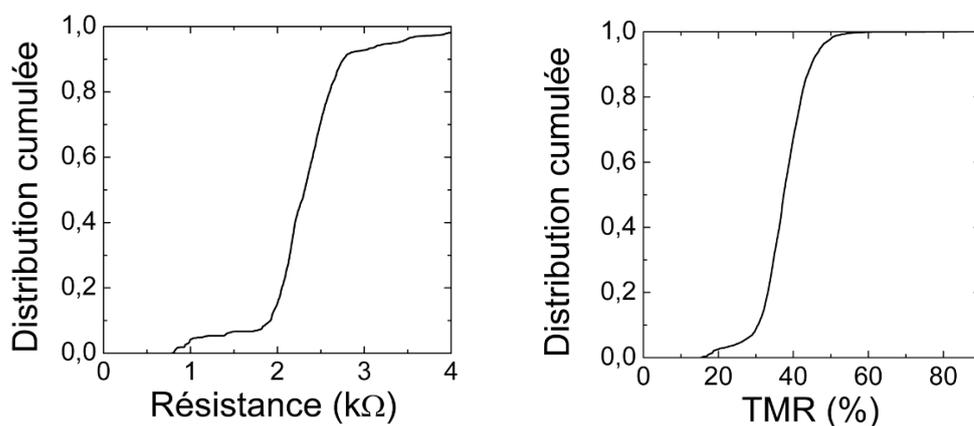


FIGURE 5.4 – Distributions de résistances minimales et de magnétorésistances tunnel sur l'échantillon étudié. La fonction de distribution cumulée représente la fraction totale de jonctions en ordonnées dont la résistance ou la TMR est inférieure à la valeur en abscisses.

5.2. LE PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL

Le montage utilisé est le même que celui du chapitre 2. Afin de s'assurer de la validité des résultats obtenus pour le claquage, seules les jonctions ayant les mêmes propriétés électriques et magnétiques ont été sélectionnées. Un premier cycle de magnétorésistance a été fait sur chaque jonction (cf. Figure 5.3). Les distributions de résistance et de TMR sont représentées dans la Figure 5.4. Elles montrent que la plupart des jonctions ont entre 30 et 45% de TMR et des résistances minimales entre 2 k Ω et 2,75 k Ω . La procédure de claquage a consisté à appliquer des impulsions d'amplitude fixée en tension et de largeur constante. Après chaque séquence d'impulsions, un cycle de magnétorésistance permettait de déterminer les niveaux de résistance et la TMR. Après claquage, la résistance des jonctions était sous la barre des 110 Ω , représentant moins de 5% de la valeur initiale.

5.2.2 Analyse de Weibull des données expérimentales

Pourquoi il est important de ne pas écrire $F(t_j) = \frac{j}{n}$

F étant la fonction de distribution cumulée, on pourrait penser que F peut s'exprimer sous la forme $F(t_j) = \frac{j}{n}$, où t_j est le temps au bout duquel la $j^{\text{ième}}$ jonction a claqué et n le nombre total de jonctions testées. Cependant, ce n'est pas le meilleur estimateur de F , à cause de la distribution statistique de temps de claquage. En effet, $F(t)$ représente d'abord la probabilité pour une seule jonction d'avoir claqué au temps t . $F(t)$ ne représentera la fraction de jonctions claquées seulement dans la limite d'un nombre infini de jonctions testées (Loi forte des grands nombres : « la moyenne est un estimateur fortement convergent de l'espérance »).

Considérons une population de n jonctions, toutes ayant la même distribution de claquage $f(t)$. La probabilité d'avoir claqué au temps t est, par définition :

$$\phi = F(t) = \int_0^t f(u) du \quad (5.17)$$

A l'instant t , la probabilité qu'exactly j jonctions aient claqué (et donc que $n - j$ soient intactes) est donc donnée par :

$$P(j, n) = C_n^j \cdot \phi^j \cdot (1 - \phi)^{n-j} \quad (5.18)$$

Par conséquent, la probabilité qu'au moins j jonctions aient claqué à l'instant t est :

$$P(\geq j, n) = \sum_{i=j}^n C_n^i \cdot \phi^i \cdot (1 - \phi)^{n-i} \quad (5.19)$$

La valeur la plus représentative de ϕ est la valeur médiane, c'est-à-dire la solution de :

$$P(\geq j, n) = 0,5 \quad (5.20)$$

Cette équation peut être résolue numériquement. Cependant, une excellente approximation est [74] :

$$F(t_j) = \frac{j - 0,3}{n + 0,4} \quad (5.21)$$

Expérimentalement, on peut extraire le nombre j de jonctions claquées au temps t_j . La valeur la plus appropriée pour F est celle donnée par l'équation précédente. Cette distinction entre la formule "intuitive" et le niveau médian est décisive pour les valeurs extrêmes de F (proches de 0 ou 1) qui vont permettre de déterminer le paramètre β de manière la plus précise possible.

Représentation graphique : l'échelle de Weibull

Une fois qu'on a obtenu un tableau $[t, F(t)]$, le plus facile pour visualiser les résultats est d'utiliser l'échelle de Weibull, c'est-à-dire

$$W(t) = \ln(-\ln(1 - F(t))) = \beta \cdot \ln(t) - \beta \cdot \ln(\eta) \quad (5.22)$$

Le graphe de $W(t)$ en fonction de $\ln(t)$ sera une droite dont le coefficient directeur est le paramètre β de la distribution de Weibull et dont l'ordonnée à l'origine permet d'extraire le paramètre η . Ainsi, il est préférable de passer d'une échelle linéaire en $W(t)$ n'ayant aucun sens physique, à une échelle non-linéaire de $F(t)$ en pourcent, rendant le résultat beaucoup plus lisible.

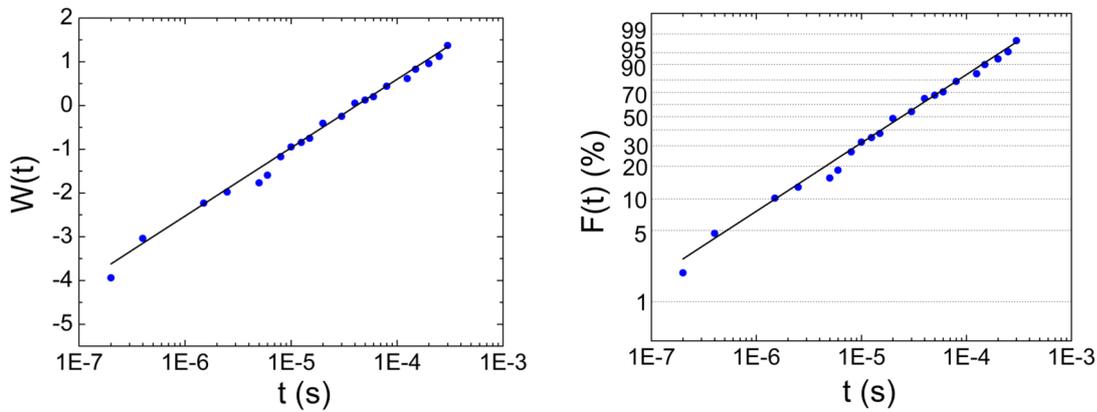


FIGURE 5.5 – Graphe de Weibull de données expérimentales dont la linéarité reflète bien l'accord avec le modèle Weibull, d'abord avec les valeurs de $W(t)$ (gauche), puis avec les valeurs correspondantes de $F(t)$ (droite).

Détails sur l'interpolation

Dans la section précédente, nous avons expliqué comment représenter les valeurs de $F(t)$ dans l'échelle de Weibull. Cependant, bien que cela facilite le travail (interpolation par une droite), il est important de ne pas réaliser l'interpolation des données expérimentales $F(t)$ dans l'échelle de Weibull. En effet, cette méthode pondère directement les points comme le montre la Figure 5.6. Considérons une faible variation δF de F , cela va induire une faible variation δW de W , définie par :

$$\frac{\delta W}{\delta F} = \frac{-1}{(1 - F) \cdot \ln(1 - F)} \quad (5.23)$$

La non-proportionnalité entre δW et δF mène à une pondération implicite erronée, qui tend à surévaluer l'erreur pour les points proches de $F = 0$ et $F = 1$.

5.2. LE PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL

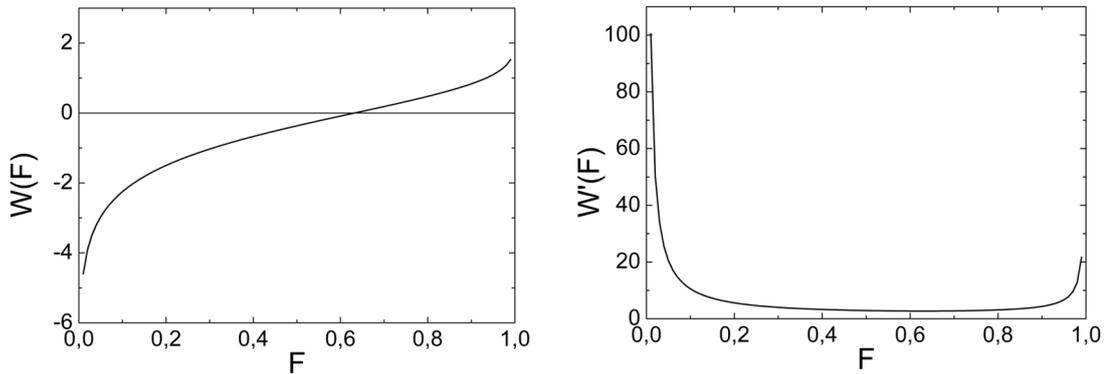


FIGURE 5.6 – Graphes de $W(F)$ et $\frac{\delta W}{\delta F}(F)$. Le graphe de droite montre très clairement la surpondération pour les points extrêmes.

Ceci prouve donc que l'interpolation doit être faite sur $F(t)$ et non pas sur $W(t)$, comme le montre la Figure 5.7, où l'on voit la différence entre les paramètres trouvés par ces deux interpolations. Bien que celle-ci soit faible, une précision maximale est requise pour la détermination de ces paramètres, en particulier pour β qui est lié à la dispersion de la distribution de retournement. Dans l'exemple montré, ce paramètre est plus important dans le cas de l'interpolation de $W(t)$ par une droite. En effet, le premier point (à 2.10^{-7} s) est sous la courbe. Étant surpondéré (car étant à la valeur de F la plus faible), il tend à faire levier sur la droite et à augmenter *de facto* le paramètre β .

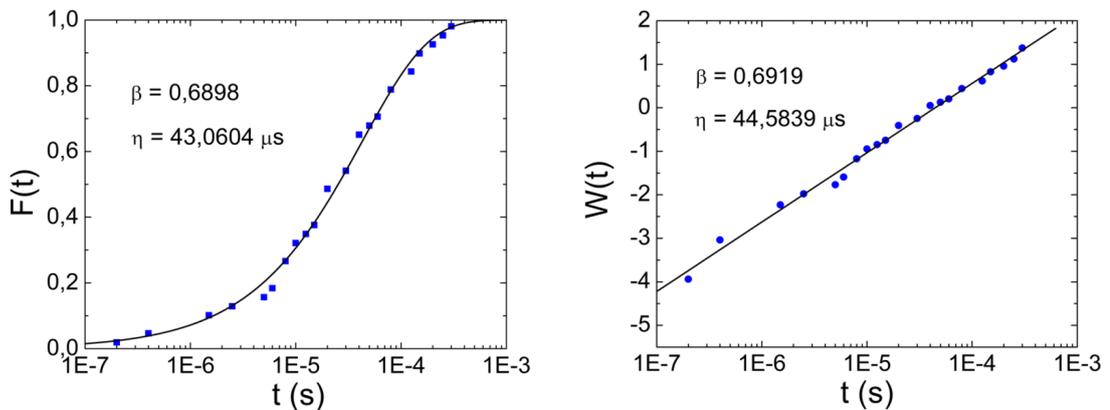


FIGURE 5.7 – Graphe de Weibull de données expérimentales interpolées directement avec la fonction de Weibull pour $F(t)$ (gauche) et par une droite pour $W(t)$ (droite).

Maintenant qu'a été montrée la nécessité d'interpoler directement $F(t)$ et non pas $W(t)$, un dernier problème subsiste : quelle est la pondération qui convient le mieux à l'interpolation des données ? Il y a deux solutions : pas de pondération (chaque point est pondéré par 1), ou bien une pondération avec le nombre de jonctions claquées à un temps donné. La différence est fondamentale quand l'échelle de temps est discrétisée, par exemple dans le cas où on envoie des impulsions de tension. Le choix se portera sur la seconde méthode. Pour le justifier, considérons un point qui représente trois jonctions claquées au bout d'un temps $t = 2$ s. Dans cet exemple,

la tension est appliquée par impulsions d'une seconde, et l'état de la jonction est vérifié après chaque impulsion. Si ce dernier avait pu être contrôlé de manière continue, les temps de claquage auraient pu être : 1,9 s ; 1,95 s ; 2,0 s. L'interpolation aurait donc été sensible aux trois points expérimentaux. Dans la limite où l'écart de temps entre ces différents claquages tend vers zéro, chaque point qui représente le claquage de 3 jonctions peut ainsi être pondéré par 3, ce qui est équivalent à dire qu'il y a 3 points confondus pondérés chacun par 1.

5.3 Résultats expérimentaux

5.3.1 Comparaison pour différentes largeurs d'impulsions

Équivalence entre tension continue et impulsions longues

Le but de cette partie est d'étudier le lien entre TDDB en tension continue et en impulsions. Pour commencer, la correspondance a été faite avec des impulsions d' $1 \mu\text{s}$. Cependant, afin de comparer sans ambiguïté les résultats, des impulsions d'1 s ont été appliquées au lieu d'une tension continue. Ainsi, c'est le même générateur qui a envoyé la tension dite DC (impulsions d'une seconde) et les impulsions d' $1 \mu\text{s}$. La tension (amplitude des impulsions) a été fixée à 1,2 V, choisie pour avoir un bon compromis entre temps de mesure et durée de vie, correspondant à un champ électrique de 11.10^9 V/m dans la barrière de MgO. Les résultats sont représentés sur la Figure 5.8 [75].

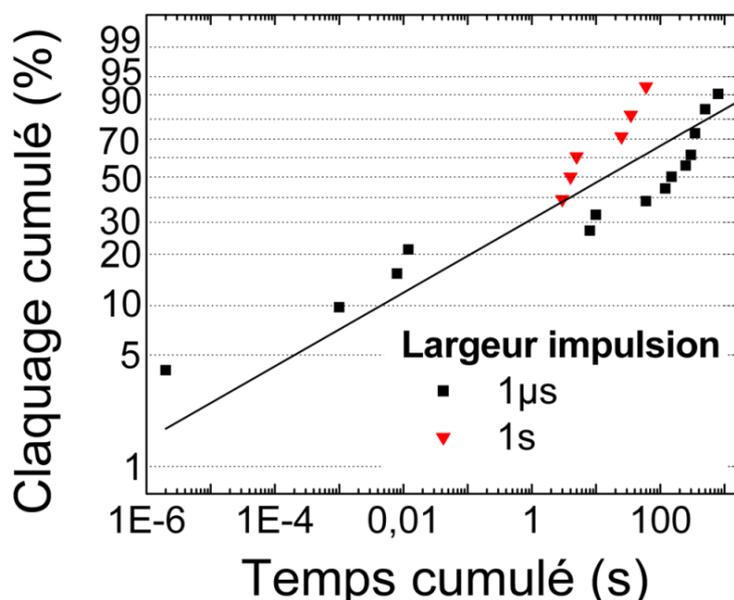


FIGURE 5.8 – Distribution cumulée de TDDB pour des impulsions de 1 s et $1 \mu\text{s}$ d'amplitude 1,2 V.

Même si le nombre de jonctions claquées est ici assez faible, les données montrent l'équivalence entre le comportement pour des impulsions de $1 \mu\text{s}$ et de 1 s. Cela signifie que, pour une tension donnée, le temps de claquage est le même en appliquant une tension continue ou une série d'impulsions dont on considère le temps total durant lequel la jonction a été sous tension. Cette

5.3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

indépendance par rapport à la largeur des impulsions tend tout d'abord à justifier *a posteriori* le fait que les impulsions d'une seconde sont bien équivalentes à une tension DC, et d'autre part que ce que l'on appellera désormais le "régime DC", c'est-à-dire cette équivalence entre impulsions et tension DC pour le TDDB, s'étend au moins jusqu'aux impulsions de $1 \mu\text{s}$. La droite sur la Figure 5.8 est l'interpolation des données expérimentales par la fonction de Weibull 5.14. On a ainsi $\beta = 0,23$ et $\eta = 69,3 \text{ s}$. Ces valeurs seront comparées aux autres résultats expérimentaux dans la suite de cette étude.

Régime sub - 100 ns

Par la suite, la gamme de largeurs d'impulsions étudiées a été étendue jusqu'à 10 ns, correspondant à un temps d'écriture standard pour des MRAM, afin de voir jusqu'où s'étend le régime DC mis en évidence précédemment. Afin d'accélérer le claquage, l'amplitude des impulsions est augmentée à 1,7 V, correspondant à un champ électrique de $15 \cdot 10^9 \text{ V/m}$ dans la barrière. De plus, comme on l'a déjà montré, les impulsions de tension de $1 \mu\text{s}$ vont désormais faire office de référence pour le régime DC, les impulsions d'une seconde provoquant le claquage après seulement quelques itérations. Les résultats sont donnés dans la Figure 5.9.

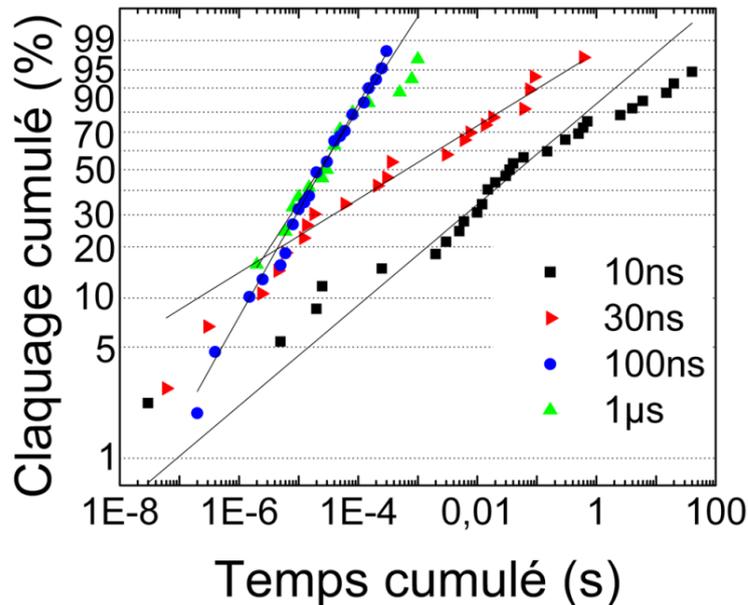


FIGURE 5.9 – Distribution cumulée de TDDB pour des impulsions de largeur allant jusqu'à 10 ns et d'amplitude 1,7 V.

Toutes les droites correspondent à l'interpolation des points de données par la distribution de Weibull, dont on peut d'ailleurs voir une représentation en échelle linéaire dans l'encart de la Figure 5.9. Pour des largeurs d'impulsions supérieures à 100 ns, les distributions de claquage sont superposées : le temps caractéristique de claquage η est le même que dans le régime continu ainsi que le facteur de forme β (cf Table 5.1). A ce stade, on peut déjà faire la comparaison entre ces données et celles de la partie précédente. Lorsque la tension augmente, le paramètre η diminue fortement alors que β augmente : le claquage est plus rapide mais moins dispersé, ce qui est préférable pour les applications (cf p.102), à supposer bien sûr que la marge soit suffisante

sur le paramètre η . La situation change en revanche radicalement pour des impulsions de moins de 100 ns. Le temps η augmente fortement lorsque la largeur d'impulsions diminue, comme le montrent clairement les résultats à 10 et 30 ns. En contrepartie, le paramètre β diminue assez fortement. Les paramètres de Weibull pour ces différents résultats sont donnés dans la Table 5.1. Il apparaît donc un régime sub - 100 ns.

TABLE 5.1 – Paramètres de Weibull pour différentes largeurs d'impulsions

Largeur des impulsions	η	β
10 ns	$1,5 \cdot 10^{-1}$ s	0,32
30 ns	$3,1 \cdot 10^{-3}$ s	0,23
100 ns	$4,1 \cdot 10^{-5}$ s	0,68
1 μ s	$4,2 \cdot 10^{-5}$ s	0,59

Cette augmentation du paramètre η a déjà été rapportée dans des barrières très épaisses de SiO₂ et a été attribuée à la création de piégeage de charges durant les impulsions et à la relaxation des charges piégées à l'arrêt des impulsions [76]. Cependant, l'augmentation observée du paramètre η de trois ordres de grandeur pour les barrières tunnel MgO est bien plus grande que celle décrite dans la référence [76]. Cela pourrait être dû à un effet thermique, puisque la puissance appliquée lors de l'impulsion est de 1,2 mW et doit porter la température de la structure à un quasi-équilibre à 130 °C [30], équilibre qui n'est pas complètement atteint pour les temps courts. Rappelons en effet que la température dans la jonction tunnel peut être décrite par :

$$T(t) = T_0 + \Delta T \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] \quad (5.24)$$

Où T_0 est la température extérieure, ΔT l'augmentation de température lorsque l'équilibre est atteint et τ le temps caractéristique de montée de la température, mesuré comme étant de l'ordre de 8 - 10 ns dans le même type de jonctions.

5.3.2 Influence de la température

Dépendance du TDDB avec la température pour des impulsions courtes

Afin de vérifier l'hypothèse selon laquelle le TDDB est un processus thermiquement activé, des mesures ont été faites à 100 °C et 150 °C à l'aide d'un support chauffant, tout en appliquant des impulsions de 10 ns. Si l'hypothèse de l'effet thermique est vérifiée, on s'attend à ce que la distribution obtenue pour les impulsions de 10 ns soit au moins au niveau du régime DC (ligne droite), voire au delà. Comme le montre la Figure 5.10, la température a pour effet d'accélérer le claquage de la barrière. La distribution de Weibull est affectée à la fois sur le paramètre η et sur le paramètre β qui montrent tous deux une dépendance par rapport à la température.

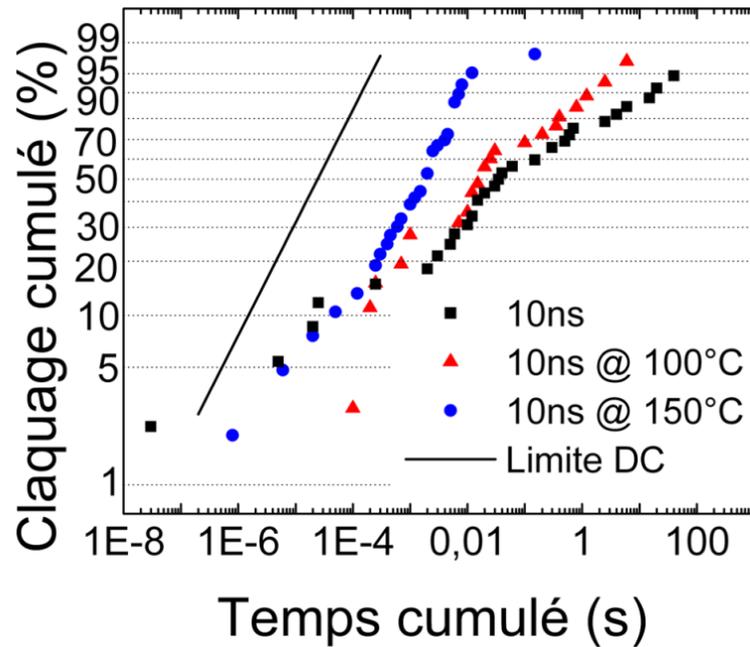


FIGURE 5.10 – Distribution cumulée de TDDB pour des impulsions de 10 ns à différentes températures.

A 150 °C, le paramètre β augmente à la valeur trouvée pour le régime continu, correspondant à des impulsions de durée supérieure ou égale à 100 ns. Cependant, le temps caractéristique η , bien que diminué par rapport au résultat à température ambiante, reste bien plus élevé que celui du régime continu. Ceci implique une durée de vie rallongée même pour une température plus élevée que celle estimée pour l'équilibre thermique atteint lors des impulsions longues.

Simplement en prenant en compte le fait que la température est plus faible lors des impulsions de 10 ns par rapport au régime continu pour les mêmes amplitudes en tension, il n'est pas possible d'expliquer complètement les durées de vie augmentées mesurées avec les impulsions courtes. On peut donc reprendre l'hypothèse d'un piégeage de charges dans la barrière. Ce piégeage de charges se propage au fur et à mesure dans la barrière à partir de l'interface d'où proviennent les électrons. Pour les impulsions courtes, les charges n'ont pas le temps d'accéder au cœur de la barrière. Restant en surface, elles peuvent se relaxer lorsque l'impulsion est finie. La barrière se retrouve donc dans un état proche de son état initial. A contrario, les impulsions longues permettent aux charges d'aller plus en profondeur dans la barrière. Ce piégeage devient irréversible, il n'y a donc pas de relaxation, et c'est bien le temps total durant lequel la tension a été appliquée qui devient le paramètre pertinent, indépendamment de la largeur des impulsions.

Dépendance du TDDB avec la température en régime continu

Avant d'aller plus loin, la partie précédente a montré que le claquage était dépendant de la température. Pour l'étudier plus simplement, des impulsions plus longues (1 μ s), durant lesquelles on peut considérer que la température est constante, ont été appliquées sur les mêmes échantillons avec différentes amplitudes, correspondant à plusieurs températures différentes. L'hypothèse d'un processus thermiquement activé peut être simplement modélisée par une loi d'Arrhenius donnant la dépendance du paramètre η avec la température :

$$\eta(T) = \eta_0 \cdot \exp\left(\frac{E_b}{k_B T}\right) \quad (5.25)$$

Où E_b est l'énergie de barrière associée au claquage de la barrière d'oxyde, et η_0 la valeur limite à haute température. L'augmentation de température ΔT peut être déterminée directement à partir de la puissance P de l'impulsion grâce à :

$$\Delta T = \alpha \cdot P \quad (5.26)$$

Où $\alpha = 87.10^3 \text{ K.W}^{-1}$ et P est la puissance de l'impulsion appliquée [50]. La température est donc entièrement connue à partir de la tension :

$$T = T_0 + \alpha \cdot P \quad (5.27)$$

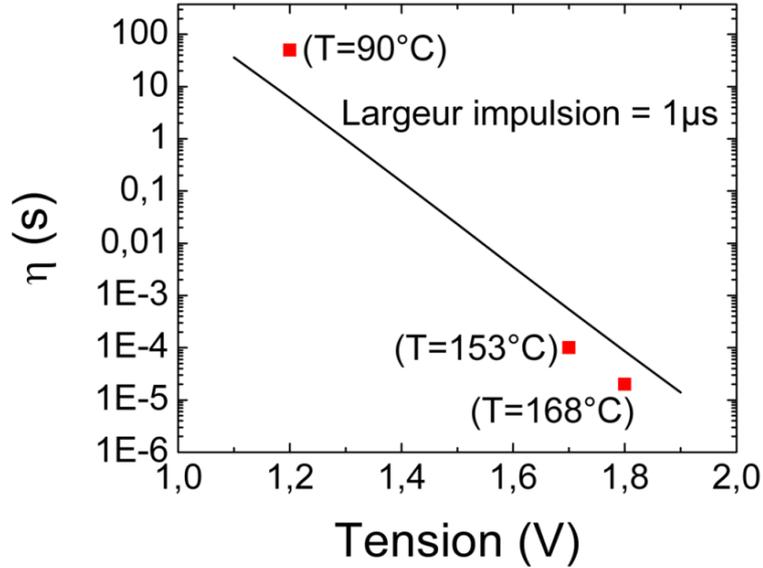


FIGURE 5.11 – Dépendance en tension du paramètre η pour des impulsions de $1 \mu\text{s}$. La ligne droite est une interpolation des données expérimentales en supposant la dépendance en température de l'équation 5.25, avec $E_b = 1,9 \text{ eV}$ et $\eta_0 = 3.10^{-27} \text{ s}$. La température est calculée avec l'équation 5.27.

La Figure 5.11 montre l'évolution du paramètre η extrait des interpolations avec la distribution de Weibull des données obtenues à 1,2 V, 1,7 V et 1,8 V. La droite montre l'évolution attendue de η en supposant que la température augmente avec la tension (Equation 5.27) et η ne dépende pas intrinsèquement de la tension. Sur la quantité de données disponibles limitée, un accord semble exister entre ce modèle et l'expérience, en prenant les paramètres $E_b = 1,9 \text{ eV}$ et $\eta_0 = 3.10^{-27} \text{ s}$. Plus de données seraient néanmoins nécessaires pour établir clairement la dépendance entre le temps caractéristique de la distribution de Weibull et la tension appliquée aux bornes de la jonction, et il paraît plus probable que la variation du temps η soit principalement intrinsèquement liée à la tension, et non à l'effet de celle-ci sur la température locale.

5.3.3 Dépendance du claquage avec le signe de la tension

Pour finir cette étude, il est apparu important de s'intéresser à la dépendance du TDDB avec le signe de la tension appliquée. En effet, plusieurs études ont déjà montré des asymétries lors du claquage de barrières tunnel. Pour les mêmes amplitudes, des tests de claquage ont été réalisés avec des impulsions soit positives soit négatives. Les données sont représentées sur la Figure 5.12.

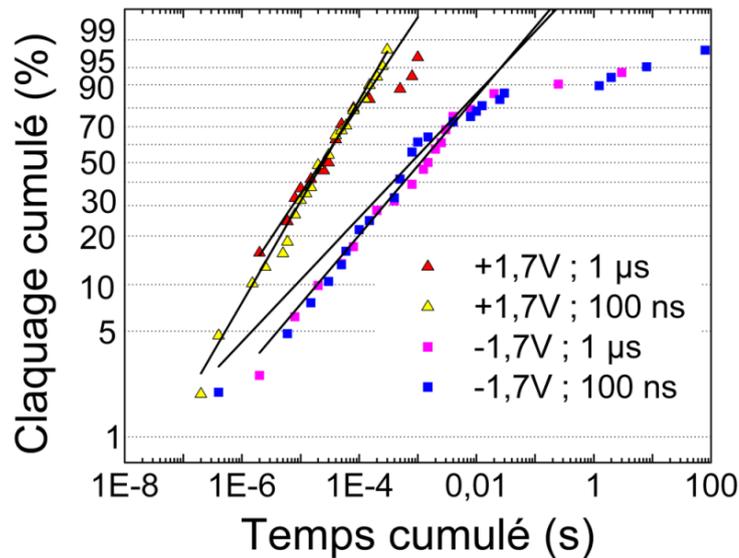


FIGURE 5.12 – Distribution cumulée de TDDB pour des impulsions de $1 \mu\text{s}$ et de 100 ns (régime DC) avec des tensions positives et négatives.

Le claquage est significativement plus lent avec les impulsions négatives (correspondant à une amplitude négative sur l'électrode supérieure) par rapport aux impulsions positives. Il y a en effet trois ordres de grandeur de différence entre les paramètres η_+ et η_- , le paramètre β étant le même. La première explication que l'on peut invoquer est la différence de chauffage que produisent les impulsions positives et négatives déjà évoquées au chapitre 2. Cependant, les différences de températures sont au mieux de quelques dizaines de degrés Celsius. Or, les mesures en température ont montré deux choses. D'une part, le facteur de forme β est diminué ; d'autre part le paramètre η n'est que peu impacté par la température (un ordre de grandeur seulement pour une variation de température de 130°C). Ce n'est donc pas la température qui permet cet écart de trois ordres de grandeur pour le temps moyen de claquage entre impulsions positives et négatives. On peut cependant avancer une autre hypothèse. La barrière étant oxydée naturellement, il est tout à fait plausible que la barrière soit asymétrique, autrement dit que les défauts ne soient pas les mêmes de part et d'autre de la barrière et dans des proportions différentes. Or, on a supposé dans notre modèle que les défauts s'agrandissent dans le sens du courant, ce qui implique que seuls les défauts du côté de la barrière d'où viennent les électrons contribuent au claquage. Si un des deux côtés a moins de défauts, ou des défauts moins grands, le claquage va être plus long lorsque les électrons viennent de ce côté (cf Figure 5.13).



FIGURE 5.13 – Vue latérale de la barrière où tous les défauts sont rapportés dans le même plan. Les défauts de l'interface du haut sont plus grands que ceux de l'interface du bas.

5.3.4 Conclusion

Ce chapitre montre l'équivalence entre les études déjà existantes sur le claquage avec tension continue et les résultats obtenus ici dans le cas des impulsions de durée supérieure ou égale à 100 ns. Dans ce cas, seul le temps cumulé durant lequel la jonction est soumise à un champ électrique est important. Comme attendu, la fonction de distribution de Weibull interpole correctement ces données expérimentales. Pour des impulsions plus courtes que 100 ns, une augmentation de la durée de vie des barrières tunnel est constatée, et ne peut simplement être expliquée par des différences de température entre les différentes largeurs d'impulsions. Ces données sub-100 ns sont tout aussi bien interpolées par la fonction de Weibull que dans le régime continu. Les paramètres η et β augmentent avec la température pour les impulsions courtes et les données suggèrent une dépendance en température pour η de type loi d'Arrhénius. Enfin, l'hypothèse du piégeage de charges sort renforcée de cette étude et permet d'interpréter de manière satisfaisante les différents comportements relatés ci dessus.

5.3. *RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX*

Conclusion

Ces travaux de thèse ont permis plusieurs avancées dans le domaine des MRAM.

Le principal point marquant est la démonstration d'un nouveau concept de mémoire combinant les modes d'écriture STT et TAS, la STT-TA-MRAM (chapitre 2), d'ores et déjà intégrée dans la feuille de route de Crocus Technology pour les années à venir en tant que produit de seconde génération assurant la suite des TA-MRAM. Cette mémoire voit sa capacité d'intégration bien plus élevée que les STT-RAM et TA-MRAM permettant de viser des piliers de l'ordre de la dizaine de nanomètres. Son développement n'en est bien évidemment qu'à ses débuts, mais elle a prouvé qu'elle pouvait avoir les mêmes avantages que la STT-RAM avec une stabilité thermique potentiellement beaucoup plus élevée. Le retournement par STT s'est ainsi retrouvé au cœur de l'étude et a constitué une barrière à franchir pour réussir à obtenir des échantillons STT-RAM fonctionnant au niveau de l'état de l'art, grâce à des dépôts et un process d'excellente qualité. Les dépendances de la probabilité de retournement avec l'amplitude et la largeur des impulsions ainsi qu'avec le champ magnétique ont été particulièrement étudiées dans le cadre de cette thèse (chapitre 3).

Cette étude a aussi apporté des renseignements supplémentaires sur le mode de retournement dans les cellules mémoire grâce à des mesures d'acquisition en temps réel indiquant que l'aimantation peut être uniforme même à des échelles spatiales assez importantes. Ceci implique une distribution d'écriture particulière par paliers même pour des retournements assistés par du champ, et ce dès que le couple de transfert de spin est non négligeable par rapport au champ magnétique appliqué (chapitre 4).

Le temps de vie des jonctions tunnel magnétiques a finalement été abordé afin de comprendre les mécanismes physiques à l'origine du claquage grâce à un modèle de piégeage de charges qui donne une démonstration de la distribution de Weibull pour le claquage des jonctions tunnel magnétiques. Celui-ci a permis d'interpréter les résultats expérimentaux obtenus sur nos échantillons, notamment l'asymétrie de temps de vie entre les deux polarités de tension pouvant être de 3 ordres de grandeur (chapitre 5).

Cette thèse a ouvert de nombreuses problématiques, qui abordent toutes des sujets fondamentaux pour la bonne appréhension du comportement d'une future application MRAM. La STT-TA-MRAM peut encore voir sa barrière optimisée afin d'augmenter la marge entre écriture et claquage. L'interaction entre retournement STT et couplage d'échange F/AF est un point fondamental de cette structure qui peut être travaillé en jouant sur les matériaux de la couche de stockage ainsi que sur les impulsions d'écriture, par exemple en modifiant la pente à la fin de l'impulsion afin d'assurer un bon refroidissement de l'AF pour maximiser le champ d'échange après retournement grâce à un couple de transfert de spin toujours efficace dans cette phase de l'écriture.

Les mesures temporelles pourraient permettre de comparer des paramètres comme le *damping* d'une couche F seule et d'une couche F couplée à un AF, *via* les oscillations précédant

le retournement sous réserve de réduction du bruit, soit directement en améliorant le *design* de nos structures, soit en moyennant grâce à plus de mesures pour une même configuration. Ainsi pourrait être étudiée l'influence d'un couplage résiduel entre F et AF sur la dynamique de l'aimantation.

L'étude du claquage mérite quant à elle d'être poursuivie et complétée par des visualisations directes de la barrière avant, pendant, et après le claquage, grâce à des coupes TEM ou encore des vidéos prises pendant le claquage en connectant électriquement la jonction à l'intérieur d'un SEM, travaux déjà entrepris dans le cadre d'une nouvelle thèse au laboratoire. Ainsi le modèle présenté pourrait être confronté plus précisément avec les résultats expérimentaux, certains paramètres de ce dernier étant uniquement accessible *via* une visualisation directe de la barrière.

Annexe A

Détails du process

Dépôt des couches magnétiques

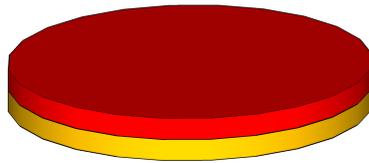


FIGURE A.1 – Dépôt des couches magnétiques (rouge) sur silicium (jaune).

Définition du pilier

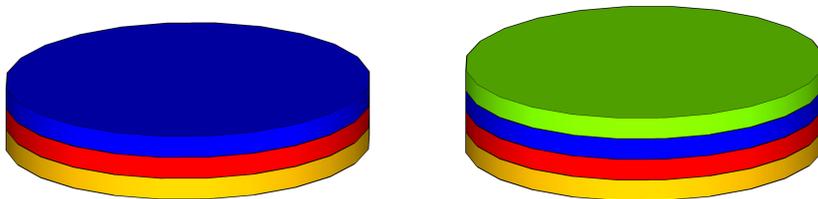


FIGURE A.2 – Dépôt de 170 nm de tantale (bleu). Etalement de la résine positive PMMA 2% (vert) (épaisseur de 80 nm) et séchage à 180 °C pendant 5 min.

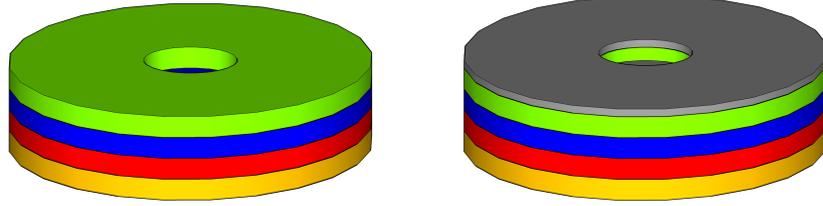


FIGURE A.3 – Lithographie électronique et développement avec MIBK dilué pendant 45 s. Dépôt de 20 nm de platine (gris) par évaporation.

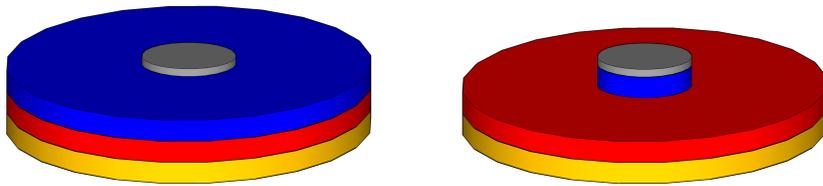


FIGURE A.4 – Lift-off à l'acétone et ultrasons. Gravure ionique réactive (RIE) du tantale jusqu'aux couches magnétiques.

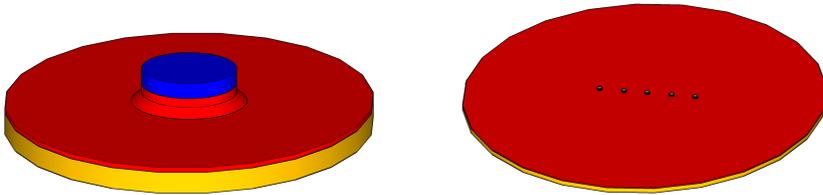


FIGURE A.5 – Gravure à faisceau ionique (IBE) du pilier magnétique, cylindrique jusqu'à la barrière, évasé en dessous. Vue élargie des piliers ainsi gravés.

Définition de l'électrode inférieure

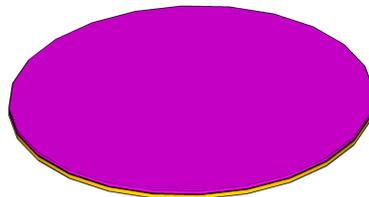


FIGURE A.6 – Etalement de la résine positive AZ 1512HS (mauve) (épaisseur de $1,3 \mu\text{m}$) et séchage à 100°C pendant 1 min 30 s.

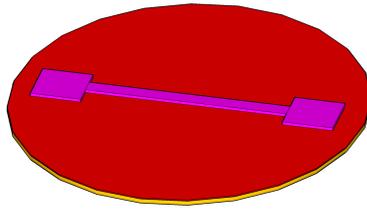


FIGURE A.7 – Lithographie optique, développement avec AZ developer dilué et recuit à 120 °C pendant 2 min.

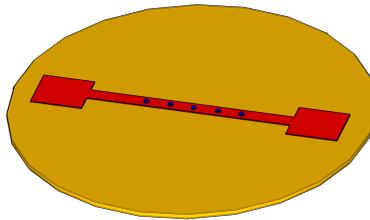


FIGURE A.8 – Gravure à faisceau ionique (IBE) de l'électrode inférieure.

Planarisation et ouverture des contacts

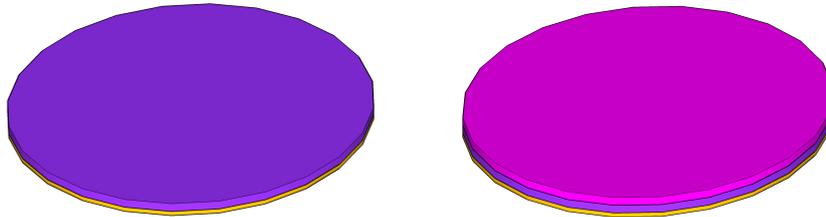


FIGURE A.9 – Etalement du polymère planarisant ACCUFLO 627 (indigo) (épaisseur de 250 nm) puis recuit pendant 19 min avec température allant de 110 °C à 250 °C. Etalement de la résine positive AZ 1512HS (mauve) (épaisseur de 1,3 μm) et séchage à 100 °C pendant 1 min 30 s.

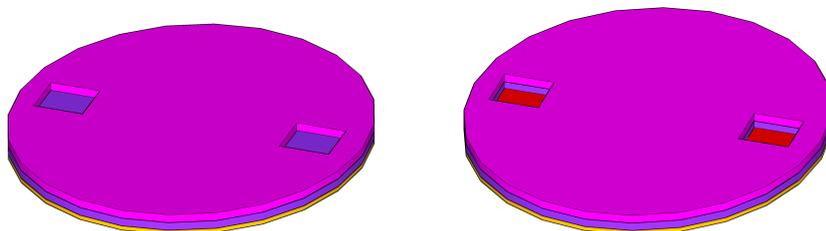


FIGURE A.10 – Lithographie optique, développement avec AZ developer dilué. Gravure ionique réactive (RIE) de l'ACCUFLO jusqu'à l'électrode inférieure.

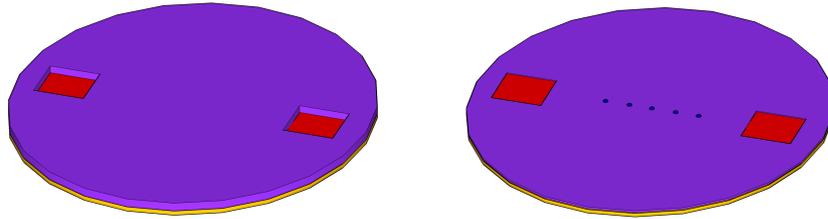


FIGURE A.11 – Suppression de la résine AZ 1512HS à l'acétone et ultrasons. Gravure ionique réactive (RIE) de l'ACCUFLO jusqu'à ce que les piliers ressortent d'environ 50 nm.

Définition de l'électrode supérieure

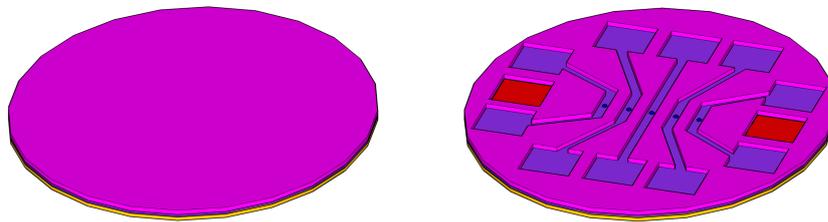


FIGURE A.12 – Etalement de la résine positive AZ 1512HS (mauve) (épaisseur de $1,3 \mu\text{m}$) et séchage à 100°C pendant 1 min 30 s. Lithographie optique, développement avec AZ developer dilué.

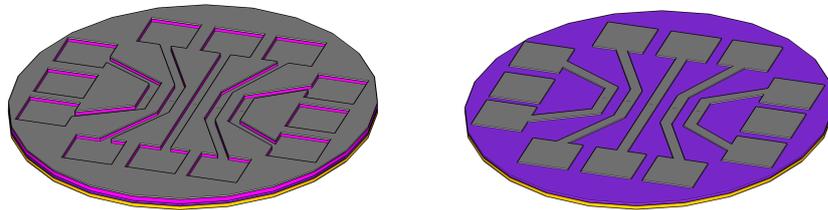


FIGURE A.13 – Etch à 400 V pendant 36 s pour assurer le contact avec le haut des piliers puis dépôt de 10 nm de chrome et 300 nm d'aluminium (gris) par évaporation. Lift-off à l'acétone et ultrasons.

Annexe B

Données numériques sur les matériaux utilisés

Les données utiles à l'étude et la simulation du chauffage dans nos structures sont rassemblées dans le tableau suivant :

Matériau	Conductivité électrique σ ($\Omega^{-1}.\text{m}^{-1}$)	Masse volumique ρ ($\text{kg}.\text{m}^{-3}$)	Conductivité thermique k ($\text{W}.\text{K}^{-1}.\text{m}^{-1}$)	Capacité calorifique c ($\text{J}.\text{K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$)
MgO	0 ^a	3580	7	1466
Al ₂ O ₃	0 ^a	3900	27	900
CoFe	-	8658	37	446
NiFe	5.10 ⁶	8694	37	447
CoFeB	7,5.10 ⁵	7385	83,9	452
PtMn	-	12479	4,9	247
IrMn	-	10181	5,7	316
FeMn	-	7672	43,2	464
Ru	13,7.10 ⁶	12370	120	239
Ta (phase β)	7,61.10 ⁶	16327	4,3	144
Al	37,7.10 ⁶	2700	235	904
SiO ₂	0 ^a	2200	1,4	730

^a Les isolants ne conduisent pas au sens habituel du terme, d'où une conductivité classique nulle. Cependant, ils conduisent par effet tunnel si leur épaisseur est suffisamment fine, comme dans le cas des barrières tunnel (cf p.21).

Annexe C

Historique du marché des MRAM

2000

Décembre : IBM et Infineon commencent l'étude des MRAM avec pour objectif la commercialisation en 2004 [77].

2003

Mai : L'alliance IBM/Infineon fournit le premier démonstrateur MRAM de 128 kb [78].

2004

Avril : Création de Crocus Technology.

Juin : Premier démonstrateur 16 Mb par l'alliance IBM/Infineon [79].

Septembre : Freescale sort ses premiers échantillons 4 Mb [80].

Octobre : Micron arrête son activité MRAM [81].

2005

Novembre : Renesas et Grandis collaborent pour une filière STT-RAM 65 nm [82].

2006

Février : Toshiba et NEC développent la MRAM la plus rapide et la plus dense en 16 Mb [83].

Juin : Crocus lève 13,5 millions d'euros pour développer la TA-MRAM [84].

Juillet : Freescale lance la commercialisation de sa 4 Mb [85].

2007

Août : IBM s'associe à TDK pour développer en 4 ans un produit STT-RAM [86].

2008

Mars : Freescale a vendu plus d'un million de puces MRAM depuis la première commercialisation en 2006 [87].

Juin : Freescale crée une société indépendante, Everspin, dédiée uniquement aux activités MRAM [88].

Juin : Samsung et Hynix entament leur programme commun de développement de MRAM et prévoient de passer à terme aux wafers 450 mm [89].

Octobre : Crocus Technology lève 11,5 millions d'euros d'investisseurs privés et 3 millions supplémentaires de l'agence OSEO [90].

2009

Février : nouvelle "Fab" 300 mm pour Grandis qui développe la STT-RAM [91].

Février : NEC développe un démonstrateur 32 Mb fonctionnel [92].

Juin : Crocus transfère son process chez Tower, qui investit au passage plus d'un million de dollars [93].

2010

Avril : Everspin crée un nouveau produit 16 Mb [94].

Mai : Crocus lève 8 millions d'euros supplémentaires [95].

Glossaire

AF : matériau antiferromagnétique. Par extension (et par défaut dans cette étude), métal antiferromagnétique.

AP : Etat antiparallèle dans une JTM, à savoir les aimantations des deux F pointant dans des directions opposées.

TDDB : Claquage du Diélectrique Dépendant du Temps (*Time Dependent Dielectric Breakdown*).

F : matériau ferromagnétique. Par extension (et par défaut dans cette étude), métal ferromagnétique.

JTM : Jonction Tunnel Magnétique, tricouche F/isolant/F (en anglais, MTJ pour *Magnetic Tunnel Junction*).

MRAM : Mémoire Magnétique à Accès Aléatoire (*Magnetic Random Access Memory*).

NVRAM : Mémoire à Accès Aléatoire Non Volatile (*Non Volatile Random Access Memory*).

P : Etat parallèle dans une JTM, à savoir les aimantations des deux F pointant dans la même direction.

Process : Succession d'étapes de fabrication permettant de passer d'un dépôt pleine tranche à un échantillon contenant plusieurs milliers de nanopiliers contactés par des *pads* de 200 μm . Le process se déroule en salle blanche afin d'assurer une qualité optimale.

RA : Produit de la résistance d'un pilier par la surface de sa section. Le RA est indépendant de la taille des piliers.

RF : Radio Fréquence. Fait ici référence aux fréquences de l'ordre du gigahertz.

RKKY : Couplage magnétique (parallèle ou antiparallèle) *via* un métal non magnétique comme le ruthénium.

SAF : AntiFerromagnétique Synthétique (*Synthetic AntiFerromagnet*). Deux couches F couplées à travers une couche de Ru *via* le couplage RKKY.

STT : Couple de Transfert de Spin (*Spin Transfer Torque*). Par extension, mode d'écriture

utilisant le STT.

STT-TA-MRAM : MRAM à écriture par courant polarisé en spin assistée thermiquement. Nouveau type de mémoire développé dans cette thèse.

TA-MRAM : MRAM basée sur le schéma d'écriture TAS, développée conjointement par Spintec et Crocus Technology.

TA-STT : Mode d'écriture combinant le STT et le TAS, caractéristique de la STT-TA-MRAM.

TAS : Retournement Assisté Thermiquement (*Thermally Assisted Switching*).

TMR : MagnétoRésistance Tunnel (*Tunnel MagnetoResistance*). Rapport normalisé entre les résistances des états P et AP dans une JTM.

Bibliographie

- [1] W. Gerlach and O. Stern. Das magnetische moment des silberatoms. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 9(1) :353–355, 1922.
- [2] E. Du Trémolet de Lacheisserie. *Magnétisme, Tome 1 : Fondements (Coll. Grenoble sciences)*. EDP Sciences, 2000.
- [3] L. Néel. *Œuvres scientifiques*. CNRS, 1978.
- [4] E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 240(826) :599, 1948.
- [5] L. Landau and E. Lifshitz. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. *Phys. Z. Sowjetunion*, 8(153) :101–114, 1935.
- [6] T. L. Gilbert, A. R. Found, and I. L. Chicago. A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials. *IEEE Transactions on Magnetism*, 40(6) :3443–3449, 2004.
- [7] J. G. Simmons. Generalized formula for the electric tunnel effect between similar electrodes separated by a thin insulating film. *Journal of Applied Physics*, 34(6) :1793–1803, 1963.
- [8] N. F. Mott. The electrical conductivity of transition metals. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 153(880) :699–717, 1936.
- [9] M. Julliere. Tunneling between ferromagnetic films. *Physics Letters A*, 54(3) :225–226, 1975.
- [10] S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. Ashizawa, Y. M. Lee, K. Miura, H. Hasegawa, M. Tsunoda, F. Matsukura, and H. Ohno. Tunnel magnetoresistance of 604% at 300 K by suppression of Ta diffusion in CoFeB/ MgO/ CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature. *Applied Physics Letters*, 93 :082508, 2008.
- [11] HX Wei, QH Qin, M. Ma, R. Sharif, and XF Han. 80% tunneling magnetoresistance at room temperature for thin Al–O barrier magnetic tunnel junction with CoFeB as free and reference layers. *Journal of Applied Physics*, 101 :09B501, 2007.
- [12] L. Jiang, H. Naganuma, M. Oogane, and Y. Ando. Large Tunnel Magnetoresistance of 1056% at Room Temperature in MgO Based Double Barrier Magnetic Tunnel Junction. *Applied Physics Express*, 2(8) :3002, 2009.
- [13] J. Mathon and A. Umerski. Theory of tunneling magnetoresistance of an epitaxial Fe/MgO/Fe (001) junction. *Physical Review B*, 63(22) :220403, 2001.
- [14] J. F. Feng, T.H. Kim, X. F. Han, X.G. Zhang, Y. Wang, J. Zou, D. B. Yu, H. Yan, and A. P. Li. Space-charge trap mediated conductance blockade in tunnel junctions with half-metallic electrodes. *Applied Physics Letters*, 93 :192507, 2008.
- [15] J. M. De Teresa, A. Barthélémy, A. Fert, J. P. Contour, R. Lyonnet, F. Montaigne, P. Seneor, and A. Vaures. Inverse tunnel magnetoresistance in Co/SrTiO₃/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ : new ideas on spin-polarized tunneling. *Phys. Rev. Lett.*, 82(21) :4288–4291, 1999.

- [16] J. P. Velev, K. D. Belashchenko, D. A. Stewart, M. van Schilfgaarde, S. S. Jaswal, and E. Y. Tsymbal. Negative Spin Polarization and Large Tunneling Magnetoresistance in Epitaxial Co| SrTiO₃| Co Magnetic Tunnel Junctions. *Physical Review Letters*, 95(21) :216601, 2005.
- [17] M. Bowen, M. Bibes, A. Barthélémy, J. P. Contour, A. Anane, Y. Lemaître, and A. Fert. Nearly total spin polarization in La_{2/3}Sr_{1/3}MnO₃ from tunneling experiments. *Applied Physics Letters*, 82(2) :233, 2003.
- [18] J. C. Slonczewski et al. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 159(1) :1, 1996.
- [19] J. Z. Sun. Spin-current interaction with a monodomain magnetic body : A model study. *Physical Review B*, 62(1) :570–578, 2000.
- [20] J. Clerk-Maxwell. On Physical Lines of Force. *Philosophical Magazine*, 21, 1861.
- [21] W. H. Meiklejohn and C. P. Bean. New magnetic anisotropy. *Physical Review*, 102(5) :1413–1414, 1956.
- [22] W. H. Meiklejohn. Exchange anisotropy—a review. *Journal of Applied Physics*, 33 :1328, 1962.
- [23] I. S. Jacobs. in G. T. Rado and H. Suhl, Editors, Magnetism III, 1963.
- [24] M. D. Stiles and R. D. McMichael. Model for exchange bias in polycrystalline ferromagnet-antiferromagnet bilayers. *Physical Review B*, 59(5) :3722–3733, 1999.
- [25] J. Nogués and Ivan K. Schuller. Exchange bias. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 192(2) :203 – 232, 1999.
- [26] M. A. Ruderman and C. Kittel. Indirect exchange coupling of nuclear magnetic moments by conduction electrons. *Physical Review*, 96(1) :99–102, 1954.
- [27] T. Kasuya. A theory of metallic ferro-and antiferromagnetism on Zener’s model. *Progress of theoretical physics*, 16(1) :45–57, 1956.
- [28] K. Yosida. Magnetic properties of Cu-Mn alloys. *Physical Review*, 106(5) :893–898, 1957.
- [29] S. Blundell and D. Thouless. Magnetism in condensed matter. *American Journal of Physics*, 71 :94, 2003.
- [30] I. L. Prejbeanu, M. Kerekes, R. C. Sousa, H. Sibuet, O. Redon, B. Dieny, and J. P. Nozïeres. Thermally assisted MRAM. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 19 :165218, 2007.
- [31] M. Durlam, D. Addie, J. Akerman, B. Butcher, P. Brown, J. Chan, M. DeHerrera, BN Engel, B. Feil, G. Grynkewich, et al. A 0.18 μm 4Mb toggling MRAM. In *2003 International Electron Devices Meeting, Washington, DC*, 2003.
- [32] B. N. Engel, J. Akerman, B. Butcher, R. W. Dave, M. DeHerrera, M. Durlam, G. Grynkewich, J. Janesky, S. V. Pietambaram, N. D. Rizzo, et al. A 4-Mb toggle MRAM based on a novel bit and switching method. *IEEE Transactions on Magnetics*, 41(1) :132–136, 2005.
- [33] IL Prejbeanu, W. Kula, K. Ounadjela, RC Sousa, O. Redon, B. Dieny, and J. P. Nozïeres. Thermally assisted switching in exchange-biased storage layer magnetic tunnel junctions. *IEEE Transactions on Magnetics*, 40(4 Part 2) :2625–2627, 2004.
- [34] M. Kerekes, RC Sousa, IL Prejbeanu, O. Redon, U. Ebels, C. Baraduc, B. Dieny, JP Nozïeres, PP Freitas, and P. Xavier. Dynamic heating in submicron size magnetic tunnel junctions with exchange biased storage layer. *Journal of Applied Physics*, 97 :10P501, 2005.
- [35] B. Dieny and O. Redon. Magnetic device with magnetic tunnel junction, memory array and read/write methods using same, 2002. US Patent App. 10/495,637.

- [36] J. Nozieres, B. Dieny, O. Redon, R. Sousa, and I. Prejbeanu. Magnetic memory with a magnetic tunnel junction written in a thermally assisted manner, and method for writing the same, 2006. US Patent 7,411,817.
- [37] E. Gapihan, R.C. Sousa, **J. Herault**, C. Papisoi, M.T. Delaye, B. Dieny, I.L. Prejbeanu, C. Ducruet, C. Portemont, K. Mackay, and J.-P. Nozieres. **FeMn Exchange Biased Storage Layer for Thermally Assisted MRAM**. *IEEE Transactions on Magnetics*, 46(6) :2486–2488, 2010.
- [38] Disk read-and-write head. All Experts, http://en.allexperts.com/e/d/di/disk_read-and-write_head.htm (Page consultée le 22 avril 2010).
- [39] G. E. Moore. Cramming more circuits on chips. *Electronics*, 38(8), 1965.
- [40] R. Wray. Internet data heads for 500bn gigabytes, 2009. The Guardian, <http://www.guardian.co.uk/business/2009/may/18/digital-content-expansion> (Page consultée le 20 avril 2010).
- [41] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloë. Mécanique quantique. 1986.
- [42] S. Tehrani. Progress and Prospect for MRAM, 2010. Flash Memory Summit 2010, <http://www.flashmemorysummit.com/English/Collaterals/Proceedings/2010/> (Page consultée le 23 janvier 2011).
- [43] M. Yoshikawa, T. Ueda, H. Aikawa, N. Shimomura, E. Kitagawa, M. Nakayama, T. Kai, K. Nishiyama, T. Nagase, T. Kishi, et al. Estimation of spin transfer torque effect and thermal activation effect on magnetization reversal in CoFeB/ MgO/ CoFeB magnetoresistive tunneling junctions. *Journal of Applied Physics*, 101 :09A511, 2007.
- [44] R. Beach, T. Min, C. Horng, Q. Chen, P. Sherman, S. Le, S. Young, K. Yang, H. Yu, X. Lu, et al. A statistical study of magnetic tunnel junctions for high-density spin torque transfer-MRAM (STT-MRAM). In *IEEE International Electron Devices Meeting, 2008. IEDM 2008*, pages 1–4, 2008.
- [45] Y. Huai, F. Albert, P. Nguyen, M. Pakala, and T. Valet. Observation of spin-transfer switching in deep submicron-sized and low-resistance magnetic tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, 84 :3118, 2004.
- [46] Y. Huai. Spin-Transfer Torque MRAM (STT-MRAM) : Challenges and Prospects. *AAPPS Bulletin*, 18(6) :33–40, 2008.
- [47] T. Ishigaki, T. Kawahara, K. Ono, K. Ito, H. Matsuoka, and H. Ohno. A Multi-Level-Cell Spin-Transfer Torque Memory with Series-Stacked Magnetotunnel Junctions. *Symposium on VLSI Technology*, 2010.
- [48] E. Limpert, W.A. Stahel, and M. Abbt. Log-normal distributions across the sciences : keys and clues. *Bioscience*, 51(5) :341–352, 2001.
- [49] R. H. Koch, J. A. Katine, and J. Z. Sun. Time-resolved reversal of spin-transfer switching in a nanomagnet. *Physical Review Letters*, 92(8) :88302, 2004.
- [50] C. Papisoi, R. Sousa, **J. Herault**, I.L. Prejbeanu, and B. Dieny. **Probing fast heating in magnetic tunnel junction structures with exchange bias**. *New Journal of Physics*, 10 :103006, 2008.
- [51] E. Gapihan et al. Soumis. 2010.
- [52] V. Baltz, B. Rodmacq, A. Zarefy, L. Lechevallier, and B. Dieny. Bimodal distribution of blocking temperature in exchange-biased ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers. *Physical Review B*, 81(5) :52404, 2010.

- [53] B. Dieny, R. C. Sousa, **J. Herault**, C. Pappas, G. Prenat, U. Ebels, D. Houssameddine, B. Rodmacq, S. Auffret, L. D. Buda-Prejbeanu, et al. **Spin-transfer effect and its use in spintronic components**. *International Journal of Nanotechnology*, 7(4) :591–614, 2010.
- [54] Z. Diao, Z. Li, S. Wang, Y. Ding, A. Panchula, E. Chen, L.C. Wang, and Y. Huai. Spin-transfer torque switching in magnetic tunnel junctions and STT-RAM. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 19 :165209, 2007.
- [55] H.T. Wang, ST Chui, A. Oriade, and J. Shi. Temperature dependence of the fluctuation of the switching field in small magnetic structures. *Physical Review B*, 69(6) :64417, 2004.
- [56] JBC Engelen, M. Delalande, AJ le Fèvre, T. Bolhuis, T. Shimatsu, N. Kikuchi, L. Abelman, and JC Lodder. Thermally induced switching field distribution of a single CoPt dot in a large array. *Nanotechnology*, 21 :035703, 2010.
- [57] I. Theodonis, N. Kioussis, A. Kalitsov, M. Chshiev, and WH Butler. Anomalous bias dependence of spin torque in magnetic tunnel junctions. *Physical review letters*, 97(23) :237205, 2006.
- [58] H. Kubota, A. Fukushima, K. Yakushiji, T. Nagahama, S. Yuasa, K. Ando, H. Maehara, Y. Nagamine, K. Tsunekawa, D.D. Djayaprawira, et al. Quantitative measurement of voltage dependence of spin-transfer torque in MgO-based magnetic tunnel junctions. *Nature Physics*, 4(1) :37–41, 2007.
- [59] S.C. Oh, S.Y. Park, A. Manchon, M. Chshiev, J.H. Han, H.W. Lee, J.E. Lee, K.T. Nam, Y. Jo, Y.C. Kong, et al. Bias-voltage dependence of perpendicular spin-transfer torque in asymmetric MgO-based magnetic tunnel junctions. *Nature Physics*, 2009.
- [60] **J. Héroult**, R. C. Sousa, C. Ducruet, B. Dieny, Y. Conraux, C. Portemont, K. Mackay, I. L. Prejbeanu, B. Delaët, M. C. Cyrille, et al. **Nanosecond magnetic switching of ferromagnet-antiferromagnet bilayers in thermally assisted magnetic random access memory**. *Journal of Applied Physics*, 106 :014505, 2009.
- [61] T. Devolder, C. Chappert, J. A. Katine, M. J. Carey, and K. Ito. Distribution of the magnetization reversal duration in subnanosecond spin-transfer switching. *Physical Review B*, 75(6) :64402, 2007.
- [62] C. Kittel. On the theory of ferromagnetic resonance absorption. *Physical Review*, 73(2) :155–161, 1948.
- [63] T. Devolder, J. Hayakawa, K. Ito, H. Takahashi, S. Ikeda, P. Crozat, N. Zerounian, J.V. Kim, C. Chappert, and H. Ohno. Single-shot time-resolved measurements of nanosecond-scale spin-transfer induced switching : Stochastic versus deterministic aspects. *Physical review letters*, 100(5) :57206, 2008.
- [64] R. Moazzami, J.C. Lee, and C. Hu. Temperature acceleration of time-dependent dielectric breakdown. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 36(11) :2462–2465, 1989.
- [65] R. Degraeve, G. Groeseneken, R. Bellens, J. L. Ogier, M. Depas, P. J. Roussel, H.E. Maes, and L. IMEC. New insights in the relation between electron trap generation and the statistical properties of oxide breakdown. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 45(4) :904–911, 1998.
- [66] R. Degraeve, B. Kaczer, F. Schuler, M. Lorenzini, D. Wellekens, P. Hendrickx, J. Van Houdt, L. Haspeslagh, G. Tempel, G. Groeseneken, et al. Statistical model for stress-induced leakage current and pre-breakdown current jumps in ultra-thin oxide layers. In *Electron Devices Meeting, 2001. IEDM Technical Digest. International*, pages 6–2, 2001.

- [67] J. Das, R. Degraeve, P. Roussel, G. Groeseneken, G. Borghs, and J. De Boeck. Area scaling and voltage dependence of time-to-breakdown in magnetic tunnel junctions. *Journal of Applied Physics*, 91 :7712, 2002.
- [68] J. Akerman, P. Brown, M. DeHerrera, M. Durlam, E. Fuchs, D. Gajewski, M. Griswold, J. Janesky, J.J. Nahas, and S. Tehrani. Demonstrated reliability of 4-Mb MRAM. *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability*, 4(3) :428–435, 2004.
- [69] L. Courtade. Développement, mécanismes de programmation et fiabilité de mémoires non volatiles à commutation de résistance MRAM et OxRRAM. 2009.
- [70] K. A. Aarseth and E. Prestløkken. Mechanical properties of feed pellets : Weibull analysis. *Biosystems engineering*, 84(3) :349–361, 2003.
- [71] D. Poloniec and T. R. Wilshaw. Determination of surface crack size densities in glass. *Nature-Phys*, 229(8), 1971.
- [72] A. S. Jayatilaka and K. Trustrum. Statistical approach to brittle fracture. *Journal of Materials Science*, 12(7) :1426–1430, 1977.
- [73] A. Demolliens. Apport de la microscopie électronique en transmission à l'étude des mémoires non volatiles de nouvelle génération. 2009.
- [74] L. G. Johnson. The median ranks of sample values in their population with an application to certain fatigue studies. *Industrial Mathematics*, 2 :1–9, 1951.
- [75] **J. Herault**, R. C. Sousa, C. Papisoi, Y. Conraux, C. Maunoury, I. L. Prejbeanu, K. Mackay, B. Delaet, JP Nozieres, and B. Dieny. **Pulsewidth Dependence of Barrier Breakdown in MgO Magnetic Tunnel Junctions.** *IEEE Transactions on Magnetics*, 44 :2581–2584, 2008.
- [76] E. Rosenbaum and C. Hu. High Frequency Time-dependent breakdown of SiO₂. *IEEE Electron Device Lett*, 12 :267–269, 1991.
- [77] IBM, Infineon to Advance Revolutionary Memory Technology, 2000. IBM, <http://www-03.ibm.com/press/us/en/pressrelease/1455.wss> (Page consultée le 24 avril 2010).
- [78] A. Bette, J. DeBrosse, D. Gogl, H. Hoenigschmid, R. Robertazzi, C. Arndt, D. Braun, D. Casarotto, R. Havreluk, S. Lammers, et al. A high-speed 128 Kbit MRAM core for future universal memory applications. In *VLSI Circuits, 2003. Digest of Technical Papers. 2003 Symposium on*, pages 217–220, 2003.
- [79] D. Gogl, C. Arndt, JC Barwin, A. Bette, J. DeBrosse, E. Gow, H. Hoenigschmid, S. Lammers, M. Lamorey, Y. Lu, et al. A 16-Mb MRAM featuring bootstrapped write drivers. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, 40(4) :902–908, 2005.
- [80] P. Clarke. MRAM becomes standard product at Freescale, 2004. EE Times, <http://www.eetimes.com/news/semi/showArticle.jhtml;jsessionId=2UBDCOTTDQSDQSNDBCCKHSCJUMKJVN?articleID=47902247> (Page consultée le 24 avril 2010).
- [81] P. Clarke. Micron drops MRAM, phase-change, mulls other memories, 2004. EE Times, <http://www.eetimes.com/news/semi/showArticle.jhtml;jsessionId=BCTF31SVLORIIQSNLPCCKHOCJUNN2JVN?articleID=51201178> (Page consultée le 24 avril 2010).
- [82] Renesas Technology and Grandis to Collaborate on Development of 65 nm MRAM Employing Spin Torque Transfer, 2005. physorg.com, <http://www.physorg.com/news8655.html> (Page consultée le 24 avril 2010).

- [83] Toshiba and NEC Develop World's Fastest, Highest Density MRAM, 2006. eCoustics.com, <http://news.ecoustics.com/bbs/messages/10381/196146.html> (Page consultée le 24 avril 2010).
- [84] Crocus Technology lève 13,5 millions d'euros, 2006. Crocus Technology, <http://www.crocus-technology.com/pr-06-14-06.html> (Page consultée le 24 avril 2010).
- [85] D. Lammers. Freescale begins selling 4-Mbit MRAM, 2006. EE Times, <http://www.eetimes.com/news/semi/showArticle.jhtml?articleID=190301247> (Page consultée le 24 avril 2010).
- [86] D. Lammers. IBM and TDK Partner on Spin Torque MRAM, 2007. semiconductor.net, http://www.semiconductor.net/article/201962-IBM_and_TDK_Partner_on_Spin_Torque_MRAM.php (Page consultée le 25 avril 2010).
- [87] M. Jarman. Freescale reaps rewards of chip technology, 2008. azcentral.com, <http://www.azcentral.com/business/articles/0331biz-freescale0401-0N.html> (Page consultée le 25 avril 2010).
- [88] Freescale launches independent company to accelerate MRAM business, 2008. Everspin, http://www.everspin.com/PDF/press/2008_june9_Everspin%20Release.pdf (Page consultée le 25 avril 2010).
- [89] P. Clarke. Samsung, Hynix to team on MRAM, 450-mm wafers, 2008. EE Times, <http://www.eetimes.com/news/latest/showArticle.jhtml?articleID=208800724> (Page consultée le 25 avril 2010).
- [90] L. McHale. Crocus Technology Raises 11.5M Euros to Develop MRAM Technology — French development agency also awards 3M Euros Funding, 2008. Crocus Technology, <http://www.crocus-technology.com/pr-10-02-08.html> (Page consultée le 25 avril 2010).
- [91] Grandis Opens New Fabrication Facility for STT-RAM, 2009. mram-info.com, <http://www.mram-info.com/grandis-opens-new-fabrication-facility-stt-ram> (Page consultée le 25 avril 2010).
- [92] NEC and NEC Electronics Develop 32Mb MRAM for Embedding in SoCs, 2009. nec.co.jp, <http://www.nec.co.jp/press/en/0902/1203.html> (Page consultée le 25 avril 2010).
- [93] Tower to make MRAM chips for Crocus, also invests 1.25M\$, 2009. mram-info.com, <http://www.mram-info.com/tower-make-mram-chips-crocus-also-invests-125m> (Page consultée le 25 avril 2010).
- [94] M. LaPeduc. Everspin rocks SRAM boat with 16-Mbit MRAM, 2010. EE Times, <http://www.eetimes.com/news/semi/rss/showArticle.jhtml?articleID=224400645&pgno=1> (Page consultée le 25 avril 2010).
- [95] Crocus Technology Names Dr. Bertrand F. Cambou as Chairman and CEO — 8 Million Euro New Investment to Support Production Ramp, 2010. crocus-technology.com, <http://www.crocus-technology.com/pr-05-03-10.html> (Page consultée le 26 juillet 2010).

Résumé

Cette thèse s'inscrit dans la thématique des MRAM, nouvelles mémoires non volatiles utilisant des propriétés originales de l'électronique de spin. Le but de ce travail a été principalement de démontrer qu'un nouveau concept de MRAM était possible afin de passer outre les limitations imposées par chacune des générations déjà existantes (TA-MRAM et STT-RAM). Pour cela, leurs avantages respectifs ont été combinés, à savoir la stabilité thermique pour la TA-MRAM et l'écriture sans champ magnétique pour la STT-RAM. C'est ainsi qu'a été donnée au cours de cette étude la première démonstration de STT-TA-MRAM ainsi qu'une optimisation de ses propriétés grâce une structure améliorée. Le retournement de la couche de stockage par couple de transfert de spin a donc été au centre de ces recherches. Un montage expérimental innovant a également permis d'observer le retournement de l'aimantation en temps réel dans le but de mieux comprendre la physique de l'écriture. Enfin, la problématique de la durée de vie des barrières tunnel a été abordée montrant que celles-ci claquent plus lentement que prévu pour les impulsions courtes.

Mots clés : Electronique de spin, MRAM, couple de transfert de spin, retournement assisté thermiquement, claquage barrière tunnel.

Abstract

This thesis deals with MRAMs, new non volatile memories using spintronics original properties. The goal of this work has mainly been to demonstrate that a new MRAM concept was possible to break through limitations due to previous generations (TA-MRAM and STT-RAM). Their respective advantages have been combined, that is to say thermal stability for the TA-MRAM and writing without any magnetic field for the STT-RAM. A first demonstration of this new STT-TA-MRAM has been given at the beginning of this study, followed by improvements on the structure with significantly better electrical results. As a consequence, the spin transfer torque switching of the storage layer has been a key point of our investigation. Moreover, an innovative experimental setup has been tested to measure the real time magnetization reversal in order to understand better the writing physics. To finish, the tunnel barrier lifetime has been explored, showing that breakdown is slower than expected for short pulses.

Keywords : Spintronics, MRAM, spin transfer torque, thermally assisted switching, tunnel barrier breakdown.