HAL
open science

Nano-Système Magnéto-Électro-Mécanique (NMEMS) ultra-basse consommation pour le traitement et le stockage de l'information

Yannick Dusch

To cite this version:

Yannick Dusch. Nano-Système Magnéto-Électro-Mécanique (NMEMS) ultra-basse consommation pour le traitement et le stockage de l'information. Autre. Ecole Centrale de Lille, 2011. Français. NNT : 2011ECLI0020 . tel-00697174

HAL Id: tel-00697174

https://theses.hal.science/tel-00697174v1

Submitted on 14 May 2012

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.

Numéro d'ordre: 169

École Centrale de Lille

THÈSE

Présentée en vue d'obtenir le grade de

DOCTEUR

en Micro et Nano technologies, Acoustique et Télécommunications

par

Yannick DUSCH

DOCTORAT DÉLIVRÉ PAR L'ÉCOLE CENTRALE DE LILLE

Titre de la thèse:

Nano-Système Magnéto-Électro-Mécanique (NMEMS) ultra-basse consommation pour le traitement et le stockage de l'information.

soutenue le 29 novembre 2011 devant le jury d'examen:

Président	M. Michel DE LABACHELERIE	Directeur de Recherche CNRS, Institut Femto-ST
Rapporteur	M. Bernard DIENY	Directeur de Recherche CEA, SPINTEC
Rapporteur	M. Michel HEHN	Professeur à l'Université Henri Poincaré, Nancy 1
Examinateur	M. André THIAVILLE	Directeur de Recherche CNRS, Laboratoire de Physique des Solides, Université Paris XI Orsay
Examinateur	M. Jean JURASZEK	Maître de Conférences à l'Université de Rouen
Encadrant	M. Nicolas TIERCELIN	Chargé de Recherche CNRS, IEMN de Lille
Directeur de thèse	M. Philippe PERNOD	Professeur à l'École Centrale de Lille
Directeur de thèse	M. Vladimir PREOBRAZHENSKY	Professeur à l'École Centrale de Lille Directeur de recherche à l'Académie des Sciences de Russie

Thèse préparée au sein du Laboratoire International Associé LEMAC

Institut d'Électronique, Micro-électronique et Nanotechnologies (IEMN, UMR CNRS 8520)

École Doctorale SPI 072 (Lille I, Lille III, Artois, ULCO, UVHC, EC Lille)

PRES Université Lille Nord de France

« The road of excess leads to the palace of wisdom
For we never know what is enough until we know what is more than enough. »
William Blake

« Magnetism, as you recall from physics class, is a powerful force that causes certain items to be attracted to refrigerators. »
Dave Barry

À ma famille

Aux amis

À Isabelle

Remerciements

Les travaux de thèse présentés dans ce mémoire se sont déroulés au sein du laboratoire international associée LEMAC (Laboratoire International Associé en Magnéto-ACoustique non-linéaire de la matière condensée), et plus particulièrement au sein du groupe AIMAN-FILMS de l'Institut d'Électronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN, UMR CNRS 8520) à Villeneuve d'Ascq. La thèse a été financée par la Direction Générale de l'Armement (DGA) sous la supervision de M. Pascal MAIGNE et Mme. Rose-Marie CAPELLA. Les travaux menés au cours de celle-ci s'inscrivent dans le cadre de l'ANR PNANO NAMAMIS.

Je tiens tout d'abord à adresser mes sincères remerciements à MM. Philippe PERNOD et Vladimir PREOBRAZHENSKY, Professeurs à l'École Centrale de Lille, ainsi qu'à M. Nicolas TIERCELIN, chargé de recherche au CNRS, qui m'ont tous trois accordé leur confiance, m'ont accompagné, guidé et encouragé au cours des trois dernières années.

Je tiens également à remercier sincèrement M. Bernard DIENY, Directeur de Recherche au CEA Grenoble, ainsi que le Professeur Michel HEHN, de l'Institut Jean Lamour de l'Université de Nancy pour avoir accepté d'être rapporteurs de mon travail. Mes remerciements vont également à M. Michel DE LABACHELERIE, Directeur de Recherche à l'Institut Femto-ST à Besançon, à M. André THIAVILLE, Directeur de Recherche CNRS au Laboratoire de Physique des Solides à Orsay, ainsi qu'à M. Jean JURASZEK, Maître de Conférences à l'Université de Rouen, pour avoir accepté d'examiner cette thèse.

J'adresse aussi mes remerciements à MM. Alain CAPPY et Lionel BUCHAILLOT, qui ont été successivement directeurs de l'IEMN, pour m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire, à M. Etienne CRAYE, directeur de l'École Centrale de Lille ainsi qu'à la Direction Générale pour l'Armement (DGA) et à ses représentants, M. Pascal MAIGNE et Mme Rose-Marie CAPELLA, pour avoir financé cette thèse.

Je remercie l'ensemble des chercheurs, ingénieurs de recherche, techniciens et personnels administratifs de l'IEMN et de l'École Centrale de Lille, pour leur aide au cours de mes travaux, et en particulier Christophe BOYAVAL, pour les visualisations au MEB, Yves DEBLOCK et François VAURETTE pour la lithographie électronique, Dominique DERESMES, pour les visualisations au MFM et Dmitri YAREKHA pour les gravures ioniques. Un grand merci également à Alexey KLIMOV, Vasyl RUDENKO et Yuri IGNATOV, membres des parties russes et ukrainiennes du LIA LEMAC, pour les mesures par effet Kerr, à Jean-Yves DAUPHIN

pour ses conseils toujours avisés et son aide pour le polissage mécanique, à Alain DEPARCY et Jean-Michel MALLET, pour la réalisation de pièces mécaniques, à Olivier BRICE et à Simon THOMY. Merci également à Jean JURASZEK, Audrey COURTIAL et Emeric FOLCKE, du Groupe de Physique des Matériaux (GPM) UMR CNRS 6634) de l'Université de Rouen et de l'INSA Rouen, pour les caractérisations structurales du FePt.

Une pensée particulière à Abdelkrim TALBI, pour son aide, sa disponibilité et ses nombreux conseils.

Je remercie également tous les chercheurs et enseignants du LIA LEMAC et de l'École Centrale de Lille, qui m'ont accueilli et soutenu depuis le début de ma thèse (Vladislav ALESHIN, Mickaël BAUDOIN, Andreï BRYSEV, Olivier BOU MATAR, Philippe BRUNET, Stefano GIORDANO, Marc GOUEYGOU, Leonid KRUTYANSKI, Alain MERLEN, Bogdan PIWAKOWSKI, Yuri PYL'NOV, Jean-Claude TRICOT, Cathy SION et Farzam ZOUESHTIAG) ainsi qu'Hélène DELSARTE pour son aide précieuse au quotidien.

Je pense aussi à tous les collègues du laboratoire qui m'ont accompagné: Christophe FRANKIEWICZ, Leticia GIMENO-MONGE, Pierre-Yves GUERDER, Sami HAGE-ALI, Yuri IGNATOV, Florian LAPIERRE, Yovan ORLIC, Jean-François ROBILLARD, Jérémy STREQUE, Romain VIARD, Alexander YVES et Huan ZHOU.

Merci à tous les amis, pour tous les bons moments de ces dernières années et en particulier à Amandine, Amandine, Benoît, Camille, Chan, Christine, Clément, Emmanuelle, Etienne, Francky, Gilles, Martin, Patrick, Pauline, Raphaël, Stéphane et Thierry, avec une mention spéciale aux colocs, Anthony, Mathieu et Yannick.

Un merci tout particulier à Isabelle pour m'avoir accompagné et soutenu avec patience, même dans les moments les plus difficiles et aux Louloutes qui ont toujours été là, depuis tant d'années: Christophe, Gaspard, Julie, Klaus, Nicolas et Stanislas.

Bien évidemment, un grand merci pour finir à mes parents, Evelyne et Jean-Pierre, pour leur soutien et leur présence rassurante au fil des années (et sans lesquels je ne serais pas là aujourd'hui!), ainsi qu'à toute ma famille.

Table des matières

Remerciements **5**

Nomenclature **11**

Table des acronymes **13**

Introduction **17**

1 Approche magnétoélectrique du traitement et du stockage de l'information **21**

1.1 Introduction 21

1.2 Problématiques du traitement et du stockage de l'information 21

1.2.1 Traitement de l'information: limites de la logique CMOS . . . 21

1.2.1.1 Historique 22

1.2.1.2 Limites 23

1.2.1.3 Nouveaux paradigmes 25

1.2.2 Stockage de données 28

1.2.2.1 Caractéristiques, historique et perspectives d'évolution 29

1.2.2.2 Technologies matures 33

1.2.2.3 Limites des approches conventionnelles 37

1.2.2.4 Technologies en développement 37

1.2.2.5 Technologies émergentes 41

1.2.2.6 Synthèse 42

1.2.3 Conclusion et discussion 44

1.3 Matériaux magnétoélectriques, matériaux multiferroïques 45

1.3.1 Matériaux intrinsèques 46

1.3.2 Matériaux composites 47

1.3.3 Conclusions 49

1.3.4 Approche magnétoélectrique des systèmes de stockage de données 50

1.3.4.1 Approche intrinsèque 50

1.3.4.2 Approche composite 53

1.4 Conclusion 60

2 Élément magnétoélectrique bistable **63**
2.1 Démarche et présentation 63
2.2 Étude statique et quasi-statique 65
2.2.1 Profils d'énergie 65
2.2.1.1 Écriture et représentation de l'énergie magnétique . 65
2.2.1.2 Positions d'équilibre de l'aimantation 69
2.2.2 Évolution du système magnétique 72
2.2.2.1 Condition de commutation du système et importance du champ de polarisation 72
2.2.2.2 Évolution quasi-statique 73
2.3 Démonstrateur macroscopique 76
2.3.1 Présentation 76
2.3.2 Technologie des couches minces magnétostrictives nanostructurées 77
2.3.2.1 Matériaux 77
2.3.2.2 Pulvérisation cathodique 78
2.3.3 Méthodes de caractérisation magnétique 81
2.3.3.1 Magnétomètre à échantillon vibrant 81
2.3.3.2 Effet Kerr magnéto-optique longitudinal 82
2.3.4 Réalisation technologique du démonstrateur 83
2.3.4.1 Élément piézoélectrique 83
2.3.4.2 Dépôt des couches magnétostrictives 85
2.3.5 Caractérisation du démonstrateur au VSM 86
2.3.5.1 Montage expérimental 86
2.3.5.2 Observation de la commutation 87
2.3.5.3 Influence du champ de polarisation 89
2.3.5.4 Influence de la température 92
2.3.6 Caractérisations Magnéto-Optiques 94
2.3.6.1 Montage expérimental 95
2.3.6.2 Mesures 95
2.4 Conclusion 98

3 Étude théorique d'un élément mémoire nanométrique **101**
3.1 Présentation 102
3.2 Simulations piézoélectriques 105
3.3 Étude quasi-statique par éléments finis 110
3.3.1 Modèle et paramètres 110
3.3.2 Résultats 111
3.4 Stabilité thermique 113

3.4.1 Superparamagnétisme 113
3.4.2 Probabilité de changement d'état 114
3.5 Étude dynamique du comportement de l'aimantation pendant la commutation 117
3.5.1 Modèle 118
3.5.1.1 Approximation du macrospin 118
3.5.1.2 Équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 119
3.5.1.3 Paramètres magnétiques et magnétoélastiques . . . 123
3.5.1.4 Résolution numérique 123
3.5.2 Dynamique de l'aimantation 125
3.5.2.1 Comparaison des modèles 126
3.5.2.2 Trajectoire de l'aimantation en fonction de la contrainte 128
3.5.2.3 Influence de l'évolution temporelle des contraintes . 132
3.5.2.4 Évaluation du temps de changement d'état 132
3.5.2.5 Cycle de changement d'état 135
3.5.2.6 Influence du champ de polarisation 136
3.5.2.7 Influence des dispersions angulaires 137
3.6 Étude énergétique 140
3.6.1 Bilan énergétique 140
3.6.1.1 Énergie électrique dissipée 140
3.6.1.2 Énergie magnétique dissipée 143
3.6.2 Simulations numériques 143
3.6.2.1 Énergie magnétique dissipée au cours du temps . . . 144
3.6.2.2 Énergie dissipée en fonction de la contrainte 145
3.6.2.3 Énergie dissipée en fonction du temps de changement d'état 145
3.6.3 Énergie totale dissipée par le système et étude comparative . 146
3.7 Considérations supplémentaires 148
3.7.1 Influence mutuelle des éléments 148
3.7.2 Densité d'intégration 150
3.7.3 Règles de dimensionnement 150
3.8 Conclusions 152

4 Intégration des éléments mémoire magnétoélectriques 155
4.1 Lecture de l'information 155
4.1.1 Magnéto-Résistance et Magnéto-Résistance Géante (GMR) 156
4.1.2 Jonction Tunnel Magnétique (MTJ) 157
4.1.2.1 Principe de fonctionnement 157

4.1.3 Conclusion 159
4.1.3.1 Problématique et propositions de structures 159
4.1.3.2 Exemple de la stratégie 4: Couche de référence à deux états, sans commutation 164
4.2 Réalisation technologique des éléments magnétostrictifs nanométriques 167
4.2.1 Procédés 167
4.2.1.1 Lift-off 167
4.2.1.2 Usinage ionique 169
4.2.1.3 Microscopie à Force Magnétique (MFM) 171
4.3 Intégration de la polarisation magnétique 172
4.3.1 Comportement des couches actives polarisées 173
4.3.1.1 Énergie magnétique 173
4.3.1.2 État critique induit: Transition de Réorientation de Spin 175
4.3.2 Intégration de la polarisation 175
4.3.2.1 Conception et simulations numériques 176
4.3.2.2 Réalisation technologique 178
4.4 Conclusion 191

Conclusion **192**

Résumé **216**

Nomenclature

Tableau 1 – Grandeurs utilisées dans ce mémoire, par ordre alphabétique.

Symbole	Grandeur physique	Dimension(s)
Aimantation	M	A/m
Aimantation normalisée	m	Sans unité
Angle géométrique	φ, ψ, θ	°, rad
Capacité	C	F
Champ électrique	E	V/m
Champ magnétique	H, h	A/m, Oe
Coefficient d'amortissement	α	Sans unité
Coefficient de champ démagnétisant	N	Sans unité
Coefficient de magnétostriction	λ	Sans unité
Coefficient magnétoélectrique	α	V/cm(/Oe)
Constante d'anisotropie	K	J/m^3
Constante d'échange	A	J/m
Constante de couplage	J	J/m^3
Contrainte mécanique	σ	Pa
Coordonnées d'espace	x, y, z, r	/
Densité de courant	J	A/m^2
Densité surfacique	D	m^{-2}
Densité volumique de masse	ρ	kg/m^3
Dimensions géométriques	L,l,a,b,c,d,e,h,F	m
Énergie	E, F	J, eV
Énergie volumique	e	J/m^3
Excentricité	ε	Sans unité
Force	F	N
Fréquence	f	Hz
Impulsion	p	kg.m/s
Induction magnétique	B	T
Intensité	I, i	A
Module d'Young	E	Pa
Nombre d'unités	N,n	Sans unité

Suite page suivante...

Tableau 1 – Suite

Grandeur physique	**Symboles**	**Dimension(s)**
Permittivité diélectrique	ε	F/m
Polarisation électrique	P	C/m^2
Pression	P	Pa, mbar
Probabilité	P	Sans unité
Puissance	P	W
Rapport d'aspect primaire	τ	Sans unité
Rapport gyromagnétique	γ	$rad.s^{-1}/(A.m^{-1})$
Rendement de pulvérisation	α	Sans unité
Résistance électrique	R	Ω
Surface	S	m^2
Température	T	K, °C
Temps	T,t,τ	s, min
Tension	V	V
Volume	V	m^3

Table de acronymes

Tableau 2 – Tables des acronymes utilisés dans ce mémoire, par ordre alphabétique.

Acronyme	**Signification**
AMR	Anisotropic MagnetoResistance (Magnéto-résistance anisotrope)
BPM	Bit Patterned Media
BD-RE	Blu-Ray Disc Rewritable-Erasable (Disque Blu-Ray Réinscriptible et Effaçable)
CBRAM	Copper Bridge Random Access Memory (Mémoire à accès direct à pont de cuivre)
CFO	Ferrite de Cobalt
CIP	Current In Plane (Courant dans le plan)
CMOS	Complementary Metal-Oxide-Semiconductor
CPP	Current Perpendicular to Plane (Courant perpendiculaire au plan)
CPU	Central Processing Unit (Unité centrale de calcul)
DRAM	Dynamic Random Access Memory (Mémoire à accès direct dynamique)
DRIE	Deep Reactive Ion Etching (Gravure profonde réactive)
EDX	Energy Dispersive X-ray spectrometry (Analyse Dispersive en Énergie)
EEPROM	Electrically Erasable and Programmable
ER	Électro-Résistance
FRAM/FeRAM	Ferroelectric Random Access Memory (Mémoire à accès direct ferroélectrique)
GMR	Giant MagnetoResistance (Magnétorésistance géante)
HDD	Hard Drive Drive (Disque dur)
ISI	In Stack Insulator (Isolant dans l'empilement)
ITRS	International Technology Roadmap for Semiconductors (Feuille de route internationale pour la technologie des semiconducteurs)
LBMO	Lanthane-Bismuth-Manganite
LLG	Landau-Lifshitz-Gilbert

Suite page suivante...

Tableau 2 – Suite

Acronyme	Signification
LMOKE	Longitudinal Magneto-Optic Kerr Effect (Effet Kerr magnéto-optique longitudinal)
ME	MagnétoÉlectrique
MEB	Microscope/Microscopie Électronique à Balayage
MELRAM	MagnetoELectric Random Access Memory (Mémoire à accès direct magnétoélectrique)
MIPS	Millions d'Instructions Par Seconde
MOSFET	Metal-Oxide-Semiconductor Field Effect transistor (Transistor à effet de champ métal/oxyde/semiconducteur)
MQCA	Magnetic Quantum Cellular Automata (Automate cellulaire quantique magnétique)
MBE	Molecular Beam Epitaxy (Épitaxie par jets moléculaires)
MFM	Microscope/Microscopie à Force Magnétique
MMEMS	Micro-Magneto-Electro-Mechanical-Systems (Micro-systèmes Magnéto-Électro-Mécaniques)
MRAM	Magnetic Random Access Memory (Mémoire à accès direct magnétique)
MTJ	Magnetic Tunnel Junction (Jonction tunnel magnétique)
NMEMS	Nano-Magneto-Electro-Mechanical-Systems (Nano-systèmes Magnéto-Électro-Mécaniques)
NML	NanoMagnetic Logic (logique nano-magnétique)
NTIC	Nouvelles Technologies de l'Information et de la Communication
OSI	On Stack Insulator (Isolant sur l'empilement)
PCRAM	Phase Change Random Access Memory (Mémoire à accès direct à changement de phase)
PMN-PT	Plomb Magnésium Niobate-Plomb Titanate
PVDF	Polyfluorure de vinylidène
PZT	Titano-Zirconate de Plomb
RAM	Random Access Memory (Mémoire à accès direct)
RAMAC	Random Access Method of Accounting and Control
RE-TM	Rare Earths-Transition Metals (Terres rares-Métaux de transition)
RF	Radio-fréquence
RKKY	Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida
RRAM	Resistive Random Access Memory (Mémoire à accès direct résistive)

Suite page suivante...

Tableau 2 – Suite

Acronyme	**Signification**
SI	Système International
SME-RAM	Srain-mediated MagnetoElectric Random Access Memory (Mémoire à accès direct magnétoélectrique par couplage mécanique)
SRAM	Static Random Access Memory (Mémoire à accès direct statique)
SSD	Solid State Drive (Disque dur de type état solide)
STT-RAM	Spin Transfer Torque Random access Memory (Mémoire à accès direct à transfert de spin)
TMR	Tunnel Magneto-Resistance (Magnéto-résistance tunnel)
TRS	Transition de Réorientation de Spin
TTL	Transistor-Transistor-Logic (logique transistor-transistor)
VSM	Vibrating Sample Magnetometer (Magnétomètre à échantillon vibrant)

Introduction

Le développement des nouvelles technologies de l'information et de la communication (NTIC) a profondément bouleversé les sociétés modernes tant du point de vue des usages à travers la dématérialisation des contenus, la gestion de la connaissance ou encore les divertissements numériques, que d'un point de vue économique avec l'importance de l'économie numérique ou le marché des terminaux et des logiciels. Certains n'hésitent ainsi pas à évoquer l'émergence d'une "société de l'information".

Depuis l'invention du transistor en 1948, les progrès technologiques ont permis de réduire les coûts des systèmes, favorisant de fait leur accès au plus grand nombre, de réduire leur encombrement, d'augmenter leur rapidité et de diminuer leur consommation énergétique. Ceux-ci ont permis le développement des supercalculateurs, de l'informatique personnelle, des réseaux informatiques ou encore de la téléphonie mobile. Les recherches sur les micro et nanosystèmes, stimulées par les progrès de l'électronique ont quant à eux permis l'émergence de capteurs et d' actionneurs dont les applications touchent aussi bien les industries traditionnelles avec l'électronique, l'automobile, l'aéronautique ou la chimie, que la médecine ou encore les biotechnologies.

Un tel développement doit cependant s'inscrire également dans une réalité sociétale et environnementale. La réduction de la fracture numérique est ainsi dépendante du coût des terminaux et des accès aux réseaux. L'aspect environnemental revêt également une importance croissante. La demande énergétique des systèmes électroniques connaît en effet une croissance exponentielle difficilement conciliable avec les objectifs d'un développement durable.

La réduction de la consommation énergétique des systèmes est ainsi un problème majeur, et ce à plusieurs égards. Celle-ci permettrait bien entendu de réduire la part de la production électrique affectée à ceux-ci. Dans le cas des centres de stockage de données, pour lesquels la consommation électrique totale se chiffre en milliards de kilowatt-heure, l'impact environnemental et économique est évident. Dans un cadre différent, l'énergie consommée s'avère également être un point critique du développement des systèmes embarqués ou des réseaux d'objets intelligents. L'autonomie de ceux-ci est en effet tributaire de leur consommation énergétique.

Les technologies actuelles, principalement représentées par les circuits CMOS pour le traitement de données et par les disques durs et les mémoires flash pour le stockage de l'information, possèdent encore une forte marge de progression mais leurs limites en terme de rapidité, de densité d'intégration ou de consommation

énergétique sont d'ores et déjà envisagées. De nombreuses recherches s'orientent ainsi sur le développement de technologies de rupture capables d'assurer tout ou partie de l'évolution des performances des systèmes.

L'une des approches réside dans l'utilisation de matériaux multi-fonctionnels magnétoélectriques, capables de bénéficier des avantages d'une écriture électrique de l'information d'une part et d'un stockage magnétique de celle-ci d'autre part. Nous nous proposons ainsi dans ce mémoire de présenter un concept d'élément mémoire magnétoélectrique ultra-basse consommation, baptisé MELRAM (Magneto-ELectric Random Access Memory) et adapté aux applications de traitement et de stockage.

À cet effet, nous allons dans un premier chapitre présenter les problématiques de ces applications et analyser de manière critique les technologies existantes. Comme nous allons le voir, cette analyse permet de souligner la pertinence de la solution magnétoélectrique. Dans un second temps, nous détaillerons les différents systèmes magnétoélectriques déjà proposés par diverses équipes de recherche en s'attachant à dégager leurs spécificités, leurs avantages et leurs limites.

Le second chapitre sera tout d'abord consacré à la présentation du principe de fonctionnement du dispositif original proposé à l'aide de considérations énergétiques montrant la bistabilité et la commandabilité de celui-ci. Le système est basé sur une approche composite utilisant le couplage mécanique entre un matériau magnétostrictif et un matériau piézoélectrique. L'application d'une tension sur l'élément piézoélectrique permet de générer une contrainte compressive ou tensile sur un élément magnétostrictif et permet ainsi de contrôler la position de l'aimantation. La combinaison d'une anisotropie magnétique uni-axiale et d'un champ de polarisation externe permet de définir pour celle-ci deux positions d'équilibre perpendiculaires et stables. Ce concept s'inspire de travaux connexes menés au sein du LIA LEMAC (Laboratoire International Associé en Magnéto-ACoustique non linéaire de la matière condensée, IEMN, UMR CNRS 8520) sur les capteurs et actionneurs magnétostrictifs et magnétoélectriques.

Cette étude préliminaire a permis le dépôt d'un brevet national, accepté le 15 février 2011, en cours d'extension internationale. La seconde partie présentera la réalisation technologique et la caractérisation d'un démonstrateur macroscopique basé sur ce principe et réalisé en tant que preuve de concept.

Une étude plus complète des caractéristiques du système à l'échelle nanométrique et en fonctionnement dynamique sera proposée dans le chapitre 3. L'utilisation de l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert dans les hypothèses d'un modèle macrospin ou dans le cadre de simulations numériques par éléments finis nous permettra notamment d'évaluer le temps de réponse du système magnétique et de dresser un bilan énergétique montrant l'efficacité de notre proposition. À la fin du chapitre seront envisagées les perspectives d'évolution du système à travers la mise en évidence d'un

ensemble de règles de dimensionnement basées sur les développements précédents.

Nous étudierons enfin dans le chapitre 4 les problématiques spécifiques à la réalisation d'un démonstrateur nanométrique entièrement intégré. En particulier, diverses stratégies de lecture de l'information stockée magnétiquement, compatibles avec le concept de mémoire MELRAM, seront proposées. De premières considérations sur la réalisation technologique du système seront ensuite abordées. Nous présenterons enfin une solution d'intégration de la polarisation magnétique, nécessaire au fonctionnement du concept proposé, à l'aide d'une couche composée d'un matériau utilisé dans un aimant permanent.

Pour finir, la conclusion générale rappellera la démarche employée au cours de ces travaux ainsi que les résultats marquants de ceux-ci et en présentera les perspectives envisagées.

1. Approche magnétoélectrique du traitement et du stockage de l'information

1.1 Introduction

Depuis la seconde moitié du XXème siècle, les performances des systèmes électroniques ont connu une croissance exponentielle, tant au niveau du traitement de l'information que du stockage de celle-ci, suivant la maxime *Smaller, faster, cheaper* (Plus petit, plus rapide, moins cher).

Après avoir dressé un panorama rapide des technologies actuelles, nous allons voir dans une première partie que les fonctions logiques et mémoires sont toutes deux confrontées à des limites, tant fondamentales que technologiques, qui contrarient l'augmentation globale des performances des systèmes. Les technologies et concepts émergents y seront présentés et analysés. Cette analyse va nous permettre de mettre en évidence l'importance des éléments magnétiques nanométriques et du contrôle de leur aimantation dans les technologies de rupture proposées.

Dans une seconde partie nous étudierons l'état de l'art des matériaux magnétoélectriques qui fournissent une réponse originale à la problématique de la manipulation de l'aimantation. L'approche intrinsèque et l'approche composite de ces matériaux y seront présentées et comparées. Nous décrirons et analyserons enfin l'état de l'art des éléments mémoires magnétoélectriques avant de proposer un cahier des charges pour le développement d'un dispositif novateur.

1.2 Problématiques du traitement et du stockage de l'information

1.2.1 Traitement de l'information: limites de la logique CMOS

La discussion suivante s'inspire d'une présentation d'Alain Cappy consacrée à cette thématique, à l'occasion d'un séminaire du groupe Physique de l'IEMN (CNRS UMR 8520) le 10 mars 2011 sous le titre "Les nouveaux paradigmes du traitement de l'information : un nouveau thème de recherche pour l'IEMN ?"

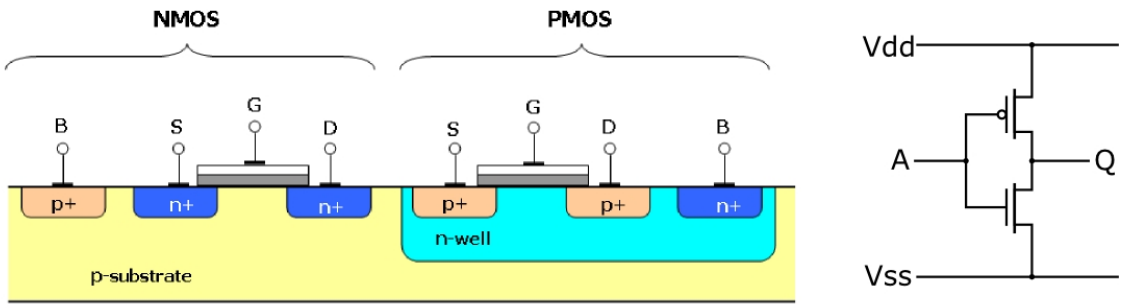


Figure 1.1 – Schéma de principe d'un inverseur CMOS. À gauche: schéma d'implantation des transistors NMOS et PMOS. À droite: câblage de l'inverseur.

1.2.1.1 Historique

Suite aux travaux et brevets de Lilienfeld (1933) [1] et Heil (1935) [2], l'invention par Bardeen Brattain et Shockley du premier transistor en 1948 [3], en remplacement des tubes électroniques, a rendu possible l'utilisation des techniques de microfabrication pour la réalisation de circuits électroniques intégrés. Cette évolution a permis par la suite le développement rapide d'autres technologies et l'invention du transistor MOSFET (*Metal Oxide Semiconductor Field Effect transistor*) par Kanhg en 1960 [4]. La logique CMOS (Pour *Complementary MOS*), basée sur cette technologie, a depuis lors supplanté les autres types de logique (TTL par exemple), grâce à la bonne immunité au bruit et à la faible dissipation de puissance des transistors MOSFET en conduction. La figure 1.1 présente le schéma d'un inverseur basé sur la technologie CMOS. La technologie CMOS doit également son succès aux possibilités de réduction d'échelle (*scaling*) découlant des règles de dimensionnement énoncées par Dennard en 1974 [5]. Selon celles-ci, si $k > 1$ est le facteur d'échelle et que le champ électrique est supposé constant, il est possible de dégager les tendances suivantes:

$$L_g, C_g, V_{dd} \propto \frac{1}{k};\ D \propto k^2;\ P = cte$$

où L_g est la longueur de grille, C_g la capacité de la grille, V_{dd} la tension d'alimentation, D la densité de composants et P la puissance surfacique dissipée. Ces règles permettent d'expliquer en partie la loi formulée en 1965 par Gordon Moore [6] et stipulant (dans sa seconde version modifiée en 1975) que, dans le cas de la technologie silicium, le nombre de transistors CMOS par unité de surface double tous les deux ans. Comme le montre la figure 1.2 [1], cette tendance a été vérifiée jusqu'à présent.

1. Image: Wikipedia

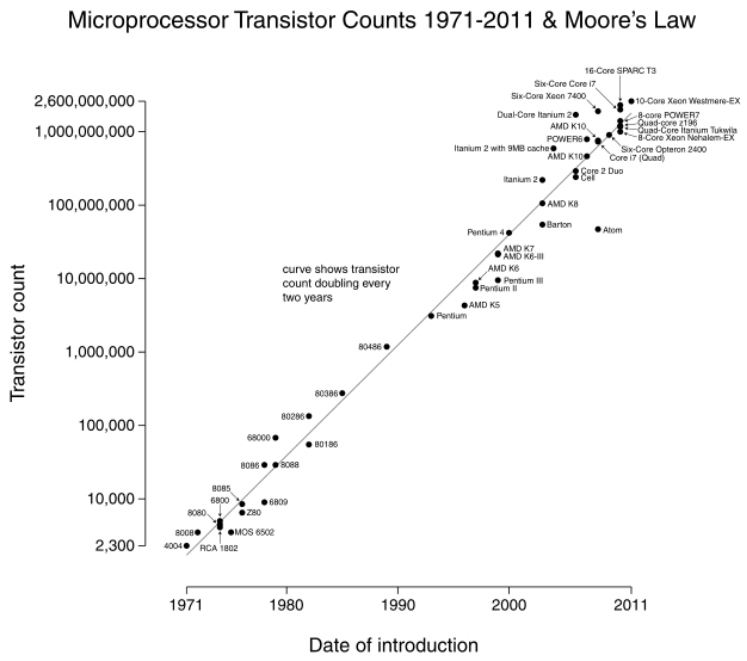


Figure 1.2 – Loi de Moore

1.2.1.2 Limites

La technologie CMOS planaire tend cependant à atteindre ses limites [7], compte tenu des tailles mises en jeu (quelques dizaines de nanomètres). Si les évolutions technologiques permettent d'envisager l'avenir commercial de la logique CMOS à moyen terme, ces limites montrent cependant la nécessité de développer des technologies de rupture capables d'assurer le remplacement des systèmes actuels. Comme nous allons le voir ci-dessous, les limitations à la loi de Moore peuvent être aussi bien fondamentales que technologiques.

Limites fondamentales: La loi de Shannon-Von Neumann-Landauer stipule, en raisonnant sur le second principe de la thermodynamique, que l'énergie minimale nécessaire pour écrire ou effacer un bit d'information est $\Delta E_{min} = k_B T \ln 2 \approx 3.10^{-3}$aJ $\approx 0,017$eV, à $T = 300$K. Il s'agit ci d'une limite fondamentale en terme de consommation énergétique pour les systèmes.

Aux échelles considérées pour les nouvelles générations de transistors CMOS, les effets quantiques ne peuvent plus être négligés. Les inégalités d'Heisenberg doivent ainsi également être prises en compte. Dans le cas d'un électron unique, à $T = 300$K,

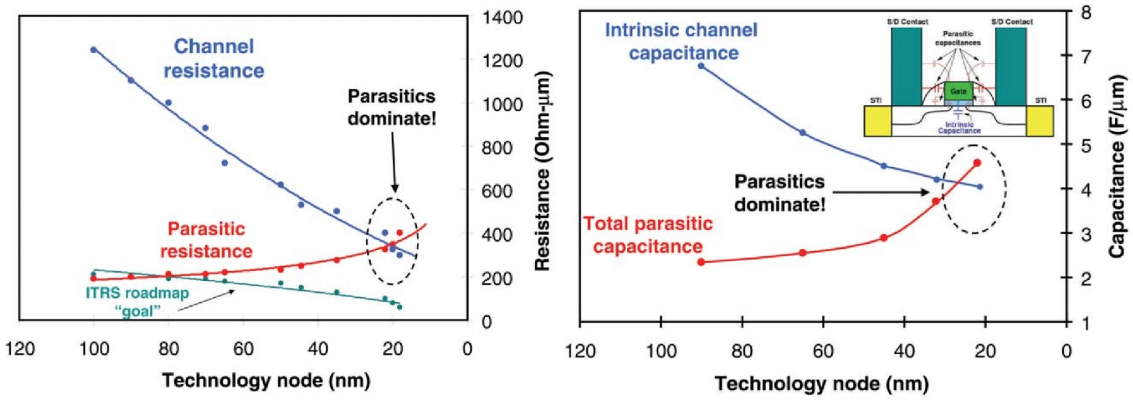


Figure 1.3 – Influence des résistances (à gauche) et capacités (à droite) parasites sur les cellules CMOS [7].

on a ainsi:

$$\Delta x.\Delta p \geqslant \hbar$$
$$\Delta E.\Delta t \geqslant \hbar$$

où x est la position de l'électron, p son impulsion, E son énergie et Δt l'intervalle de temps considéré. Si le changement d'état s'opère avec ΔE_{min}, on en déduit les valeurs suivantes [8]: $x_{min} = 1,4$nm et $t_{min} = 0,04$ps (soit $f_{max} = 1/t_{min} = 25$THz). La puissance surfacique dissipée est alors $P = 3,7.10^6$W/cm^2 Cette puissance est bien supérieure à la puissance maximale pouvant être dissipée par convection d'air, de l'ordre de 100W/cm^2. La densité d'intégration et la vitesse de fonctionnement des systèmes est ainsi limitée par la puissance surfacique dissipée.

Limites technologiques: Le développement des systèmes CMOS et particulièrement l'augmentation de leur densité d'intégration dépend également fortement des progrès technologiques de la lithographie optique, permettant (malgré les coûts des équipements) la production des puces à faible coût. Alors que la limite théorique de définition de cette technique est de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière employée, de nouvelles techniques permettent aujourd'hui de définir des longueurs de grille de 22nm (nœud technologique prévu par l'ITRS (*International Technology Roadmap for Semiconductors*) en 2011 [2]).

Dans le cas des technologies planaires, la densité d'intégration des composants génère également des problématiques de conception liées aux capacités et résistances parasites entre les différents éléments des cellules CMOS [7], comme cela est mis en évidence sur la figure 1.3. Comme on peut le constater, ces éléments deviennent

2. http://www.itrs.net/

déterminants pour les nœuds technologiques à venir.

Les lois de réduction d'échelle présentées ci-dessus supposent le champ électrique appliqué entre drain et source constant [5]. La puissance surfacique dissipée est ainsi constante d'un nœud technologique à l'autre. Dans la pratique, on observe une stagnation de la tension d'alimentation V_{dd} autour de 1V [9]. Si l'on considère une tension d'alimentation constante, la puissance surfacique dissipée évolue cette fois-ci d'un facteur k. La dissipation thermique devient dans ce cas un facteur déterminant. La puissance actuellement dissipée, de l'ordre de 100W/cm^2, tend ainsi à augmenter vers les limites de la dissipation thermique par air.

Ces différents aspects montrent ainsi que les limitations de la logique CMOS résident principalement dans la puissance consommée et dissipée et en font un verrou technologique déterminant.

1.2.1.3 Nouveaux paradigmes

Face aux limites prévisibles de la technologie CMOS, deux approches principales se sont développées:

1. L'approche *More than Moore* (Plus que [la loi de] Moore), qui consiste, dans le cadre de la technologie actuelle à augmenter les fonctionnalités présentes sur une puce, à l'aide par exemple de capteurs, d'actionneurs, de systèmes de transmission sans fil... Ce type de concept doit entre autres permettre l'émergence de réseaux de capteurs et d'objets intelligents.
2. L'approche *Beyond Moore* (Au delà de [la loi de] Moore), qui envisage les technologies de rupture permettant de poursuivre l'évolution des performances des puces.

Approche thermodynamique: Si l'on choisit de conserver la charge électrique en tant que variable d'état, plusieurs stratégies permettent d'envisager la réduction de l'énergie consommée par les éléments logiques.

Le changement d'état d'une cellule CMOS correspond, d'un point de vue simplifié, à la charge et à la décharge d'un condensateur (charge en entrée et décharge sur l'étage suivant), en réponse à un échelon de tension. L'énergie dissipée est alors indépendante de la résistance d'accès R et est égale à CV^2, où C est la capacité équivalente des étages suivants et V la tension d'alimentation. Cette quantité peut néanmoins être rendue arbitrairement faible en utilisant une charge quasi-statique. L'énergie dissipée est alors égale à $(RC/T)CV^2$ où T est le temps de montée de la rampe de charge. Cette approche, plus généralement nommée logique adiabatique [10, 11, 12], permet ainsi de réduire la dissipation énergétique des systèmes en

réduisant la fréquence de fonctionnement.

D'un point de vue plus fondamental, l'utilisation de nouvelles portes logiques peut également être envisagée. Les portes généralement utilisées correspondent en effet à des fonctions à variables multiples dont la connaissance est perdue lors de l'opération, rendant de fait le processus logique irréversible. Les travaux de Toffoli et Fredkin [13, 14] montrent en revanche l'existence de portes logiques réversibles (pouvant nécessiter la conservation de variables afin d'assurer cette réversibilité logique) dont l'utilisation pourrait permettre l'émergence de systèmes extrêmement peu énergivores.

De nouvelles variables d'état pour la logique binaire: Les systèmes de traitement de données sont pour le moment presque exclusivement basés sur l'utilisation de la charge électrique en tant que variable d'état, un état "haut" (1) correspondant à une tension positive et un état "bas" (0) à une tension nulle. Il est possible d'envisager d'autres grandeurs binaires commandables ainsi que de nouveaux composants capables de réaliser des opérations logiques semblables: photons, phonons, phase (au sens thermodynamique), état quantique, quanta de flux magnétique, déformation mécanique, orientation de dipôles, état moléculaire... [3]

Depuis le développement des vannes de spin [15] par Dieny et al., suite aux travaux de A. Fert [16] et P. Grünberg [17] et des jonctions tunnel magnétiques [18], la *spintronique* [19], qui utilise en tant que variable d'état la polarisation magnétique, a connu un essor particulier, notamment avec le développement des mémoires magnétiques à accès aléatoire (*Magnetic Random Access Memory*, MRAM) que nous allons évoquer par la suite. Cette technologie se trouve au croisement entre l'électronique conventionnelle et le magnétisme. Elle permet ainsi de développer de nouvelles approches utilisant les technologies actuelles de fabrication.

Parmi les autres variables, l'utilisation de la polarisation magnétique d'un nanoaimant (supposé suffisamment petit pour obtenir un élément monodomaine) présente un avantage déterminant, comme ont pu le montrer Salahuddin et al. [20]. En effet, l'énergie minimale dissipée par un ensemble de N charges pour obtenir un changement d'état avec une probabilité $p = 1/r$ est donnée par $E = Nk_BT \ln r$. Dans le cas d'un système présentant un ordre magnétique, l'ensemble des spins présente un comportement collectif dû à l'interaction d'échange. Leur comportement est alors similaire à un unique spin équivalent (macrospin). Sous cette condition, l'énergie minimale dissipée pour la même probabilité d'erreur par un système de N spins en interaction est alors égale à $E = k_BT \ln r$. Cette approche a d'ores et déjà été mise à profit dans plusieurs concepts novateurs. Les automates cellulaires quantiques [21],

3. http://www.nist.gov

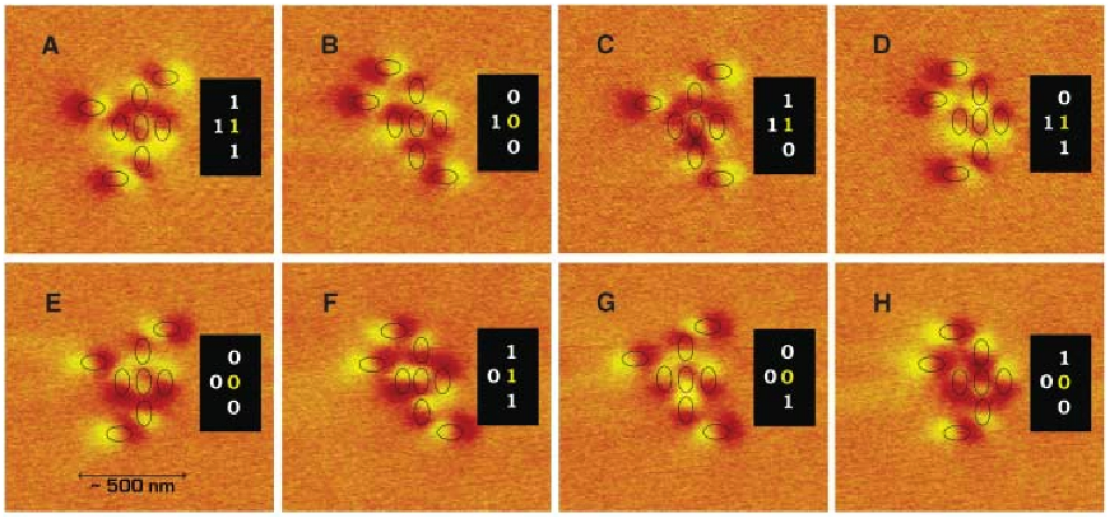


Figure 1.4 – Automate cellulaire quantique magnétique [22].

qui permettent la réalisation de portes logiques peuvent ainsi être implémentés à l'aide de nano-aimants (*Magnetic Quantum Cellular Automata*, MQCA) couplés par l'interaction dipolaire [22] (voir figure 1.4). De manière plus générale, elle se trouve à la base des développements de la logique nano-magnétique (*NanoMagneticLogic*, NML).

Au delà de la logique binaire: Les logiques alternatives à la logique binaire sont potentiellement nombreuses. L'approche neuromorphique vise à reproduire à l'aide de composants un réseau neuronal. Une des principales motivations réside dans l'obtention d'une efficacité énergétique et une densité proche du cerveau humain (environ 3.10^{14}MIPS/W (Millions d'Instructions Par Seconde par Watt) à comparer à environ 7.10^{6}MIPS/W pour un processeur en 2004 [23]). Une des possibilités envisagées réside dans l'utilisation du memristor [24]. Ce composant élémentaire a été envisagé par Chua en 1971 [25] sur la base de considérations de symétrie, comme illustré sur la figure 1.5. Ce chaînon manquant entre la charge électrique et le flux magnétique a connu un renouveau en 2008, avec une proposition de composant par Strukov et al.[26], basé sur la diffusion de dopants dans un semiconducteur. D'autres technologies ont également été proposées, à l'image des travaux de Wang et al. [27] qui envisagent un dispositif de type memristor à transfert de spin. Comme l'a fait remarquer Mathur dans un commentaire [28] à la publication de Strukov et al. [26], ces propositions ne sont cependant pas les premières à présenter un comportement correspondant au memristor. Les matériaux magnétoélectriques qui, comme nous allons le voir par la suite, exhibent un couplage naturel entre les grandeurs électriques et les grandeurs magnétiques, lient en effet, linéairement ou non, charge et flux.

Une implémentation du memristor reproduisant le comportement synaptique a

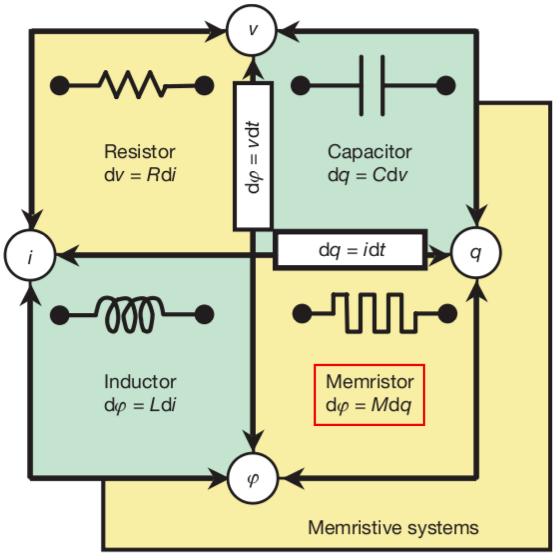


Figure 1.5 – Classement des composants électroniques élémentaires [26].

d'ores et déjà été proposé par Jo et al. [24].

Sans entrer dans les détails de leur fonctionnement, citons également l'exemple des ordinateurs quantiques dont le fonctionnement est basé sur l'utilisation des propriétés des objets quantiques (*qubits*). Depuis l'élaboration du concept d'informatique quantique, entre autres par Richard Feynman [29], les recherches, tant en informatique fondamentale qu'en physique, ont montré tout l'intérêt de cette approche pour de nombreuses applications spécifiques: cryptographie, résolution de problèmes complexes, simulation de systèmes physiques... L'utilisation de tels dispositifs pour des applications commerciales grand public reste néanmoins hypothétique. Les difficultés techniques de réalisation pratique d'un ordinateur quantique comprenant de nombreux qubits (notamment dues au phénomène de décohérence quantique) constituent de surcroît un point bloquant de leur développement.

Au delà des fonctions logiques de traitement de l'information, le stockage de l'information est, lui aussi, confronté à des limites qui pénalisent également le développement des systèmes et de leurs applications.

1.2.2 Stockage de données

Le paysage du stockage de données est quant à lui plus hétérogène que celui du traitement de données. Il recouvre en effet des applications diverses dont les besoins sont différents et permettent une grande diversité technologique, très éloignée de l'hégémonie de la logique CMOS.

Figure 1.6 – Panorama des systèmes de stockage de données.

1.2.2.1 Caractéristiques, historique et perspectives d'évolution

La problématique du stockage de données recouvre trois groupes d'applications distincts que sont le stockage dit primaire, le stockage secondaire et le stockage tertiaire. Chacun d'entre eux est destiné à des applications différentes. Le stockage primaire est ainsi dédié aux applications de type RAM (*Random access Memory*, Mémoire à Accès Direct) et plus généralement à toutes les applications mémoire en communication directe avec les unités de calcul (CPU, pour *Central Processing Unit*). Les stockages secondaires et tertiaires sont quant à eux dédiés au stockage pérenne d'informations (à court terme pour le secondaire, à long terme, par exemple sur bandes magnétiques d'archivage, pour le tertiaire). La figure 1.6 illustre cette répartition en associant à chaque groupe d'application des exemples de systèmes mémoire présents actuellement sur le marché.

La qualité et l'intérêt d'un système de stockage de données résulte d'un compromis entre divers paramètres détaillés ci-dessous:

- **Temps de rétention**: Il s'agit du temps maximal de stockage fiable des données. Pour le stockage primaire (RAM et unités de calcul), le temps de rétention est faible, de l'ordre de quelques millisecondes. Pour les applications commerciales du stockage secondaire, le temps de rétention requis est habituellement de 10 ans. Enfin, pour le stockage dit tertiaire, le temps de rétention sera va-

riable, pouvant aller jusqu'à plusieurs dizaines d'années. Ce temps de rétention dépend des caractéristiques physiques des systèmes, mais peut aussi bénéficier de l'implémentation de codes correcteurs d'erreur.

- **Endurance**: Elle détermine le nombre de cycles d'écriture et/ou lecture admissibles par le système. Ce point devient particulièrement critique dans le cas du stockage primaire où les accès mémoire sont nombreux.
- **Temps d'écriture/lecture**: Ces paramètres constituent évidemment le point bloquant des systèmes primaires, puisqu'ils déterminent la fréquence d'horloge maximale et limitent de fait le nombre d'opérations par seconde. S'ils sont moins critiques dans le cas du stockage secondaire, ils limitent néanmoins les taux de transferts, peuvent ainsi s'avérer pénalisants dans le cas de volumes importants d'informations. Le temps de démarrage des systèmes est également fortement dépendant de ceux-ci. Le stockage à très long terme n'est en revanche que peu affecté par les temps d'écriture et de lecture puisque les informations stockées ne sont pas destinées à un usage régulier et massif.
- **Densité d'intégration**: Il s'agit du nombre de bits stockés par unité de surface. Le plus souvent cette caractéristique est donnée par la taille d'une cellule mémoire, elle-même exprimée en fraction d'un facteur F (pour *Feature size*). Celui-ci correspond généralement à la largeur des lignes d'accès pour un nœud technologique donné.
- **Consommation énergétique**: L'énergie consommée par le système est le plus souvent évaluée comme l'énergie requise pour permettre le passage d'une cellule d'un état à l'autre. Elle détermine bien entendu la puissance totale consommée par le système mémoire, en fonction de la fréquence d'horloge. Nous utiliserons par la suite la consommation énergétique d'un dispositif par bit stocké en tant que figure de mérite. Elle s'exprime en J/bit ou, comme cela est souvent utilisé, en multiple de k_BT/bit $\approx 4,143.10^{-21}$J/bit à 300K.

L'optimisation de ces paramètres peut s'avérer contradictoire. L'endurance d'un système est par exemple liée à la barrière d'énergie entre deux états stables. Augmenter cette barrière permet de conserver de façon plus fiable des données, mais le passage d'une position à l'autre est d'autant plus lente et consommatrice d'énergie.

Depuis le premier disque dur de l'histoire, implémenté en 1956 par IBM dans le RAMAC (pour *Random Access Method of Accounting and Control*), les systèmes de stockage de données, à l'image des unités de calculs, suivent une évolution de leur capacité exponentielle décrite par la loi de Kryder, inspirée de la loi de Moore, et illustrée sur la figure 1.7. Cette loi, formulée en terme de bits stockés par système, sous-tend des règles de mise à l'échelle des autres caractéristiques des systèmes, telles que la rapidité, la consommation énergétique ou encore le coût. Le développement constant des réseaux informatiques (augmentation des données, évolution

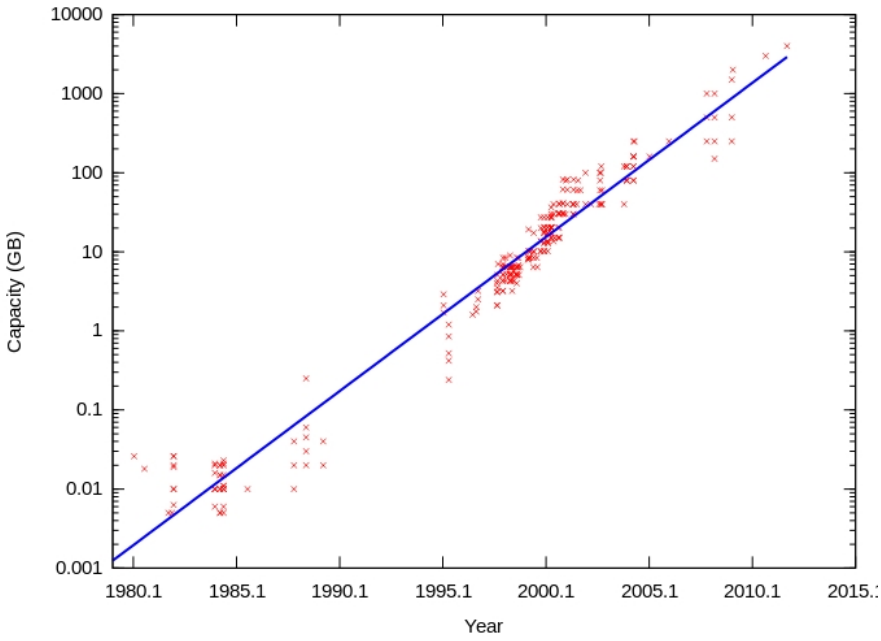


Figure 1.7 – Loi de Kryder: Évolution de la quantité d'information stockée par système de stockage en fonction du temps.

des contenus, informatique dématérialisée...) d'une part et des terminaux nomades (téléphones portables, tablettes...) d'autre part ont fait des systèmes de stockage un enjeu économique majeur avec un marché représentant plus de 30Md$ pour le seul marché des mémoires non-volatiles[4]. Leur importance est également déterminante pour d'autres applications, telles que les supercalculateurs ou les systèmes embarqués. Dans l'ensemble de ces applications, l'aspect énergétique est devenu une préoccupation majeure, tant d'un point de vue économique que d'un point de vue environnemental. Selon un rapport de l'agence Américaine de protection de l'environnement (EPA)[5], les seuls centres de traitement de données représentaient ainsi en 2006 1,5% de la consommation électrique totale des U.S.A. (61Md kWh), pour un coût estimé à 4,5Md$. Cette consommation en constante augmentation (les prévisions du rapport de l'EPA envisagent un quasi doublement de la consommation énergétique pour 2011) est un effet direct des volumes de données traitées/stockées. L'objectif est ainsi d'assurer l'augmentation constante du nombre de calculs effectués par watt consommé, dont l'évolution exponentielle (illustrée sur la figure 1.8) a récemment été mise en évidence par Koomey et al. [30].

4. http://www.industrie.gouv.fr/
5. "Report to Congress on Server and Data Center Energy Efficiency". U.S. Environmental Protection Agency ENERGY STAR Program, 2007

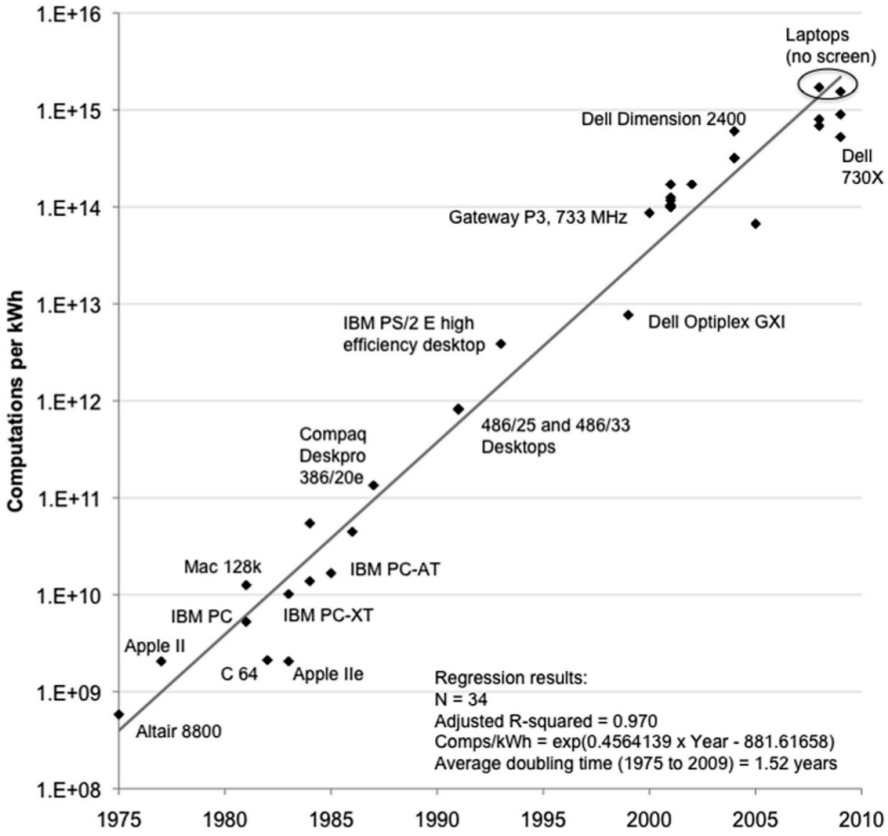


Figure 1.8 – Nombre de calculs par kWh au cours du temps pour les ordinateurs personnels. L'efficacité a doublé tous les 1,52 ans entre 1975 et 2009 [30].

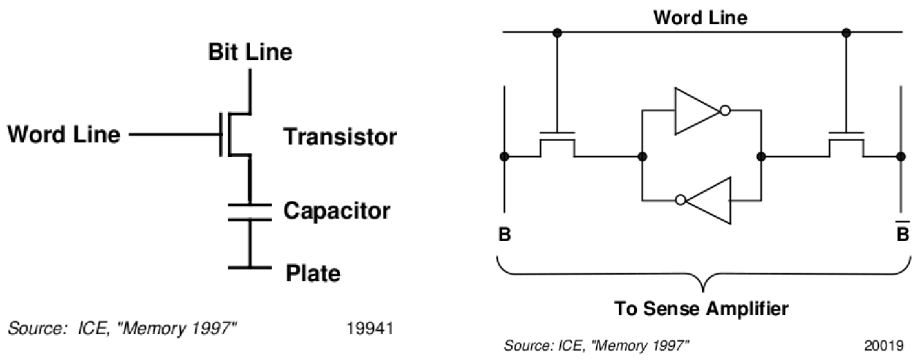
1.2.2.2 Technologies matures

Les technologies de stockage de données se sont principalement articulées autour de deux technologies. Le stockage primaire a bénéficié des développements de la technologie CMOS, qui permet d'obtenir des systèmes homogènes capables de traiter un grand nombre d'opérations par seconde. Cette technologie a mené au développement de la DRAM (*Dynamic Random Access Memory*, Mémoire à Accès Direct Dynamique) et de la SRAM (*Static Random Access Memory*, Mémoire à Accès Direct Statique). En revanche, les technologies utilisées par les systèmes secondaires et tertiaires ont longtemps reposé d'une part sur le stockage magnétique de l'information (à travers les disques durs ou les bandes magnétiques) ou sur le stockage optique (de type compact disque (CD), DVD (*Digital Versatile Disc*) ou Blu-ray), qui offrent de grandes densités et des temps de rétention longs (non-volatilité). Le développement de la mémoire flash, de conception proche des EEPROM (*Electrically Erasable and Programmable*), non-volatile et rapide, tend à faire converger stockages primaires et secondaires vers des technologies de type *solid state*.

La suite du paragraphe introduit brièvement les principales technologies utilisées.

Dynamic/Static Random Access Memory (DRAM/SRAM): La fonction mémoire vive est principalement assurée par les technologies DRAM et SRAM qui ont l'avantage d'offrir la rapidité nécessaire aux calculs de l'unité centrale . Il est en effet possible d'accéder à un bit donné en moins de 10ns.

Le fonctionnement de la DRAM repose sur la charge d'un nano-condensateur ($\approx$ 30fF) à travers un transistor MOSFET, comme illustré sur la figure 1.9 (a). La



(a) DRAM (b) SRAM

Figure 1.9 – Schéma de principe des mémoires de type DRAM et SRAM.

SRAM repose quant à elle sur un système de bascules (figure 1.9 (b)) et ne nécessite pas de charge de condensateur. Cette technologie est plus rapide que la technologie DRAM, mais s'avère plus coûteuse. Le nombre de composants utilisés par cellule la

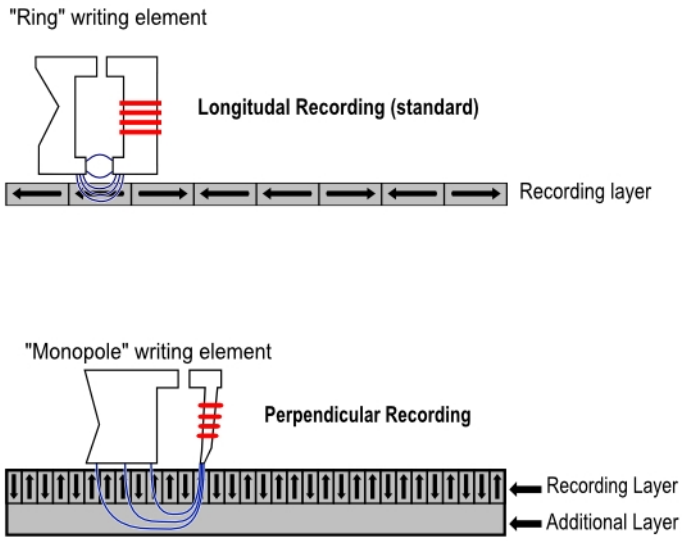


Figure 1.10 – Schéma de principe d'un disque dur. En haut: enregistrement longitudinal. En bas: enregistrement vertical.

rend également plus volumineuse.

Ces deux systèmes souffrent de deux inconvénients majeurs. Malgré leur rapidité en fonctionnement, DRAM et SRAM demeurent en effet volatiles: la conservation des données nécessite une alimentation électrique constante. Dans le cas de la DRAM, la décharge du condensateur par les courants de fuite nécessite des cycles de rafraichissement constants. La SRAM ne nécessite pas cette opération mais ne permet pas le maintien des bits stockés sur de longues périodes en l'absence d'alimentation. Les informations doivent ainsi être stockées à l'arrêt du système sur d'autres moyens de stockage (disque dur par exemple). Ceci implique une consommation énergétique accrue et ralentit considérablement le démarrage des systèmes. Le développement des SSD (*Solid State Drive*) permet cependant d'envisager à moyen terme une convergence entre le stockage primaire et le stockage secondaire, même si ce type de système reste inadapté en raison du nombre de cycles de changement d'état limité.

Disque dur (Hard Drive Disk): Avec la mémoire flash (détaillée ci-dessous), le disque dur constitue le principal système de stockage secondaire. Si les technologies utilisées ont grandement évolué depuis les premiers modèles, le principe de fonctionnement de ceux-ci reste globalement le même, comme décrit sur la figure 1.10. Il repose sur le retournement de l'aimantation d'un domaine magnétique à la surface d'un disque par un champ magnétique créé par une bobine. Dans les modèles modernes, la détection de la polarisation de ces domaines magnétiques s'effectue à l'aide d'un capteur de champ magnétique à magnétorésistance géante (GMR) ou magnétorésistance à effet tunnel (TMR).

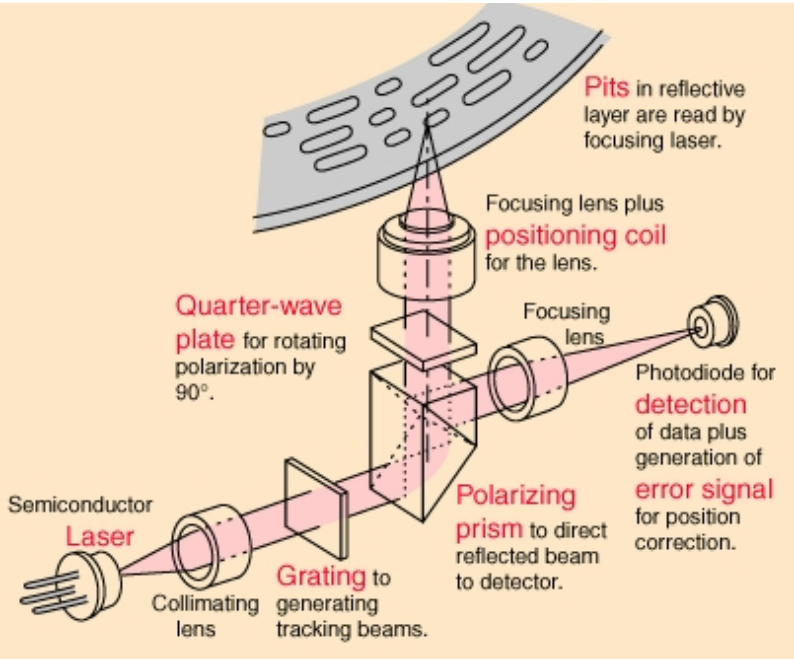


Figure 1.11 – Schéma de principe de la lecture d'un disque optique.

Les principaux avantages des disques durs résident dans leur technologie mature, leur grande densité d'intégration (jusqu'à 500GB.inch^{-2}) et leur coût faible comparé aux autres solutions de stockage. Si la taille des grains codant l'information limite la réduction d'échelle, l'utilisation d'ilots magnétiques monodomaines (BPM, pour *Bit Patterned Media*) doit permettre d'atteindre des densités supérieures. La complexité des systèmes mécaniques associés les rendent cependant vulnérables aux chocs et vibrations et augmentent considérablement les temps d'accès (de l'ordre de la dizaine de millisecondes).

Ici encore, le développement des mémoires flash permet le remplacement des disques durs par des systèmes de type SSD, qui souffrent néanmoins encore de faibles capacités de stockage, d'un coût élevé par bit en 2011 ainsi que d'une faible endurance.

Stockage optique et magnéto-optique: Évoquons également ici le cas du stockage optique. Celui-ci est principalement utilisé en lecture seule (dont le principe est illustré sur la figure 1.11 [6]) et par conséquent principalement destiné au stockage à long terme (stockage tertiaire).

Les possibilités d'enregistrement et ré-enregistrement permettent néanmoins de considérer cette technique comme une technique de stockage secondaire. Nous nous intéresserons ainsi uniquement au cas du Blu-Ray Disc ré-inscriptible et effaçable (BD-RE). Ces disques peuvent contenir jusqu'à 100GB et peuvent stocker l'infor-

6. Source:http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu

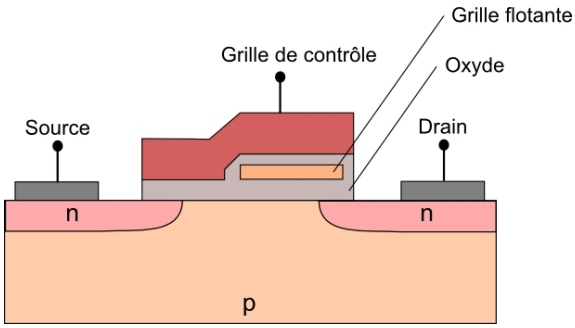


Figure 1.12 – Schéma de principe d'une cellule mémoire flash.

mation sur une durée supérieure à 30 ans. À l'image des disques durs, leur conception mécanique limite cependant les temps d'écriture et de lecture. D'autre part, l'écriture s'opère par chauffage localisé de la couche d'enregistrement par laser. Ce chauffage permet d'obtenir le changement de phase, et donc de réflectivité de cette dernière. Le procédé d'écriture est ainsi fortement consommateur d'énergie. Le stockage magnéto-optique, désormais peu utilisé, utilise un principe similaire. Le disque est composé d'une couche ferromagnétique. Lors de l'écriture, un laser chauffe localement la couche mémoire au dessus de la température de Curie du matériau. L'application d'un champ magnétique permet de réorienter l'aimantation du bloc mémoire lors du refroidissement. La lecture peut alors s'effectuer de façon optique grâce au changement de réflectivité dû à l'effet Kerr magnéto-optique. Cette technique est également lente et consommatrice d'énergie en écriture.

Flash NAND/NOR: La mémoire flash repose sur le principe de la grille flottante (tout comme les EEPROM). Celle-ci, isolée par une couche oxyde, est placée entre la grille et le canal d'un transistor MOSFET (figure 1.12[7]). Lorsqu'une tension est appliquée sur la grille de contrôle, le transistor conduit et différents mécanismes (l'injection d'électrons chauds pour la mémoire flash de type NOR et l'injection tunnel pour la mémoire de type NAND) permettent au courant drain-source de charger la grille flottante, où les électrons seront alors piégés. La présence d'électrons modifie alors la tension de seuil V_S du transistor. L'application d'une tension intermédiaire entre les deux tensions seuil sur la grille de contrôle permet d'effectuer la lecture. L' effacement d'une cellule mémoire s'effectue quant à lui par application d'une tension de grille opposée qui permet la décharge par effet tunnel.

La non-volatilité et la tenue aux chocs mécaniques (grâce à sa conception "solid state") de cette technologie ont fait de la mémoire flash un support de stockage secondaire de plus en plus employé. Comme nous l'évoquions plus haut, les temps d'accès plus faibles que ceux d'un disque dur (de l'ordre de quelques dizaines de

7. Image: Wikipedia

µs, à comparer à quelques ms) ont également permis l'émergence d'une technologie de remplacement progressif de ces derniers, qui permet des séquences de démarrage rapide, malgré un coût par bit élevé. Ces temps sont cependant trop longs pour envisager le remplacement de la DRAM ou de la SRAM.

La mémoire flash souffre également de deux inconvénients majeurs. Une cellule est ainsi limitée à environ 100000 écritures en raison de l'endommagement par les tensions d'écriture. D'autre part, l'énergie requise pour écrire un bit est d'environ 10nJ/bit ($2,4.10^{12}k_BT$), soit quatre ordres de grandeur de plus que la DRAM et au minimum deux ordres de grandeur de plus que la plupart des technologies concurrentes.

1.2.2.3 Limites des approches conventionnelles

Aucune des trois technologies présentées ci-dessus ne permet de converger vers la "mémoire ultime". Les disques durs présentent le meilleur rapport densité de stockage/coût, mais demeurent lents, énergivores et la présence d'éléments mécaniques limite drastiquement leur intégration. La mémoire flash, avec des densités plus faibles, propose une technologie *solid state* plus rapide et évolutive mais dont la consommation énergétique et l'endurance sont des points bloquants. Compte tenu des temps d'écriture et de lecture, ces deux technologies restent également inadaptées au stockage primaire. Pour ces applications les technologies DRAM et SRAM offrent la rapidité nécessaire mais sont limitées par les évolutions de la technologie CMOS et leur volatilité ne permet pas leur utilisation pour le stockage secondaire.

1.2.2.4 Technologies en développement

En 2010, l'ITRS [8] a dressé un panorama des futurs systèmes mémoire, présenté sur la figure 1.13. Le système que nous proposons y a été placé à titre d'illustration. On y retrouve les différents systèmes existants dont le fonctionnement et les avantages/inconvénients vont être détaillés dans la partie suivante. L'objectif est ici d'identifier les technologies émergentes promptes au remplacement des technologies actuelles (SRAM et DRAM d'une part, disque dur et flash d'autre part) et d'isoler une ou plusieurs technologies candidates sur lesquelles les efforts de recherche doivent se concentrer. L'étude met ainsi en évidence 8 technologies et met plus particulièrement l'accent sur le développement des technologies STT-MRAM et RRAM.

Parmi celles-ci trois technologies, présentées ci-dessous, ont déjà été commercialisées ou sont proches de la commercialisation.

8. http://www.itrs.net/

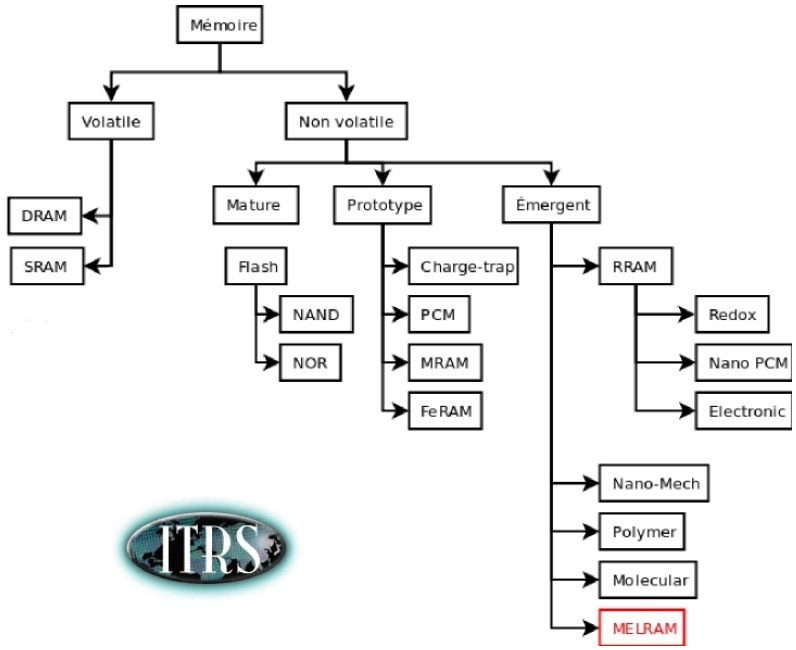


Figure 1.13 – Classification des technologies des éléments mémoire en 2010 selon l'ITRS. L'élément mémoire MELRAM y est placé à titre d'illustration

Magnetoresistive RAM (MRAM): Déjà utilisé dans les disques durs, les bandes magnétiques ou encore dans les antiques mémoires à tore de ferrite, le stockage magnétique présente l'avantage d'être robuste et non-volatil. La MRAM, dont le schéma de principe est présenté sur la figure 1.14 [9], utilise également la polarisation magnétique d'une couche mémoire couplée à une structure de lecture par exemple de type jonction tunnel magnétique. La résistance électrique de cette structure dépend alors de l'orientation de l'aimantation dans la couche mémoire (voir 4.1). Le retournement de la polarisation de la couche (écriture de l'information) s'opère à l'aide d'un champ magnétique créé par une ligne de courant dédiée. Cette technologie est par nature non-volatile, permet une lecture non-destructive et offre des temps d'écriture et de lecture comparable à la DRAM/SRAM ainsi qu'une d'endurance de l'ordre de 10^{16} cycles. Comme nous allons le voir par la suite, même s'il est moins consommateur que dans le cas des mémoires flash, le procédé d'écriture requiert néanmoins une énergie supérieure à d'autres technologies, de l'ordre de 100pJ/bit ($2,4.10^{10} k_B T$). Par ailleurs, la densité accessible est pour le moment limitée, avec une taille de cellule d'environ $20F^2$, à comparer à $4F^2$ pour la mémoire flash ou $6F^2$ pour la DRAM/SRAM. L'ITRS envisage également les systèmes de type STT-RAM, qui seront développés plus loin.

9. Image: Wikipedia

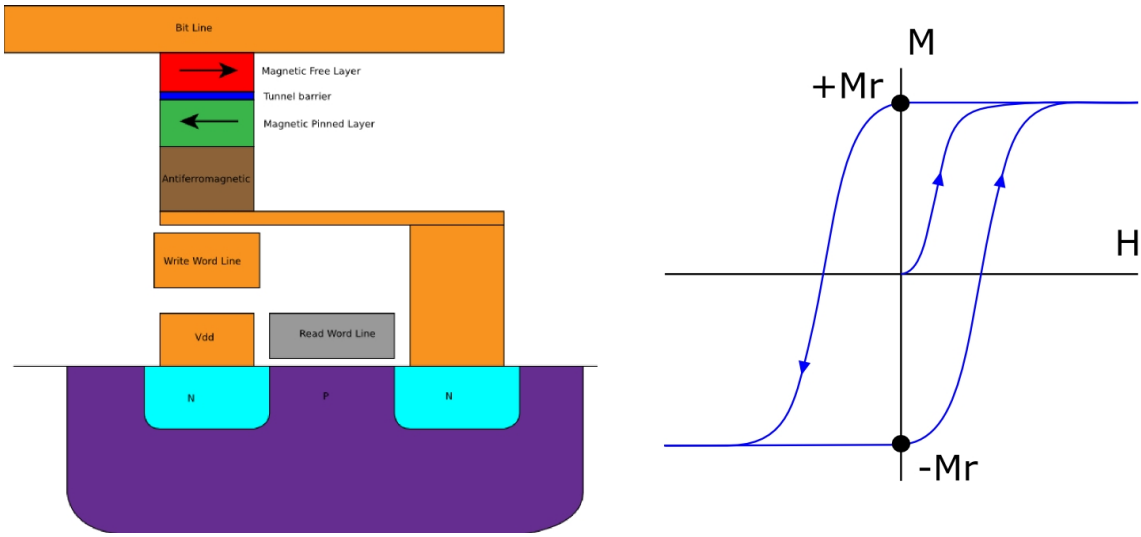


Figure 1.14 – Schéma de principe d'une cellule mémoire MRAM (Stoner-Wolfarth-MRAM). À gauche: Structure schématique d'un élément mémoire. À droite: Courbe d'hystérésis et aimantation rémanente.

Ferroelectric RAM (FRAM): La FRAM (ou FeRAM) peut en quelque sorte être considérée comme un équivalent électrique à la MRAM. Celle-ci utilise en effet le retournement de la polarisation électrique d'un élément ferroélectrique. Son schéma de principe est présenté sur la figure 1.15 [10].

L'écriture s'opère par application d'une tension (et donc d'un champ électrique) positive ou négative sur la partie ferroélectrique, qui permet d'obtenir une polarisation rémanente $\pm P_r$. Ce principe d'écriture a pour avantage d'être rapide (de l'ordre de quelques dizaines de ns, soit plus rapide que les mémoires flash) et peu consommateur en énergie (de l'ordre de 2pJ, soit $4,8.10^8 k_B T$). En outre le stockage est non-volatile. La lecture, si elle est également rapide, s'avère en revanche plus complexe. En effet, le signe de la polarisation n'a ici aucun effet résistif et l'information ne peut être lue par le passage d'un courant comme dans le cas de la MRAM. Lors d'un cycle de lecture, un signal de commande fait passer l'élément ferroélectrique à un état de référence. Un renversement de polarisation produit le cas échéant une impulsion de courant détectable. Il s'agit donc de détecter non pas l'état de la cellule, mais le changement d'état de celle-ci. L'information doit ainsi être réécrite après lecture (lecture destructive).

Phase Change Memory (PCRAM): Les mémoires à changement de phase reposent sur les propriétés des verres chalcogénides (typiquement l'alliage GeSbTe). Le chauffage de ces derniers (par le passage d'un courant) permet d'obtenir de manière sélective une phase amorphe de haute résistivité (état 0) ou une phase cristalline

10. Image: Wikipedia

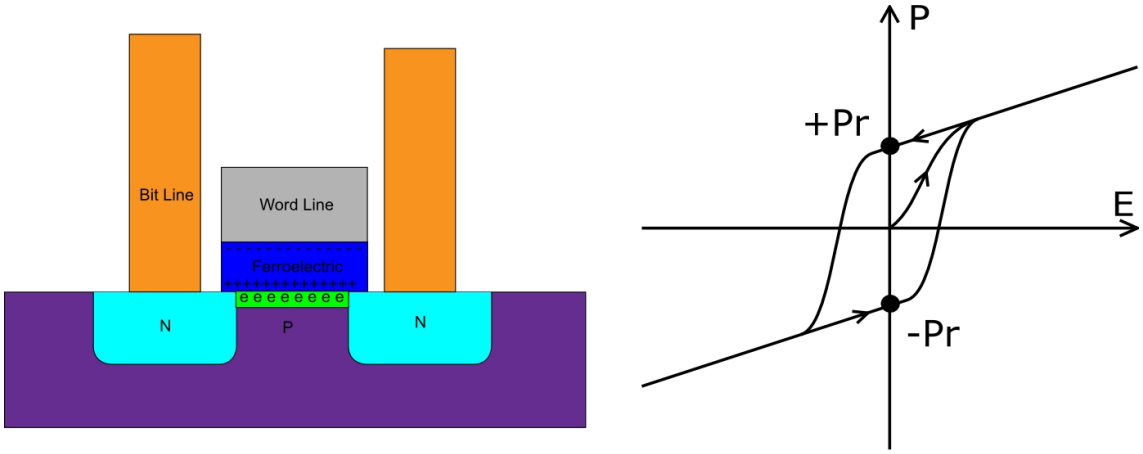


Figure 1.15 – Schéma de principe d'une cellule mémoire FRAM. À gauche: Structure schématique d'un élément mémoire. À droite: Courbe d'hystérésis et polarisation rémanente.

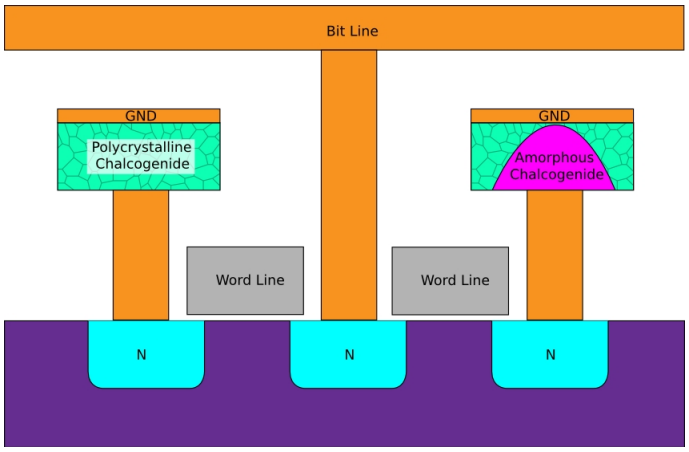


Figure 1.16 – Schéma de principe d'une cellule mémoire PCRAM.

de faible résistivité (état 1). Un schéma de principe d'un cellule de type PRACM est présenté sur la figure 1.16 [11]. La rapidité du système, de l'ordre de 5 à 100ns, son endurance, ainsi que les densités d'intégration espérées, en font un candidat au remplacement des mémoires flash. Plusieurs inconvénients peuvent néanmoins être relevés. Ces mémoires sont tout d'abord sensibles à la température et leur conception nécessite une maîtrise des phénomènes thermiques. D'autre part, à l'image de la MRAM, l'énergie requise pour le changement d'état (de l'ordre de 100pJ/bit, $2,4.10^{10} k_B T$) reste importante comparée à d'autres technologies émergentes comme la FRAM ou encore la mémoire à transfert de spin (voir ci-dessous).

11. Image: Wikipedia

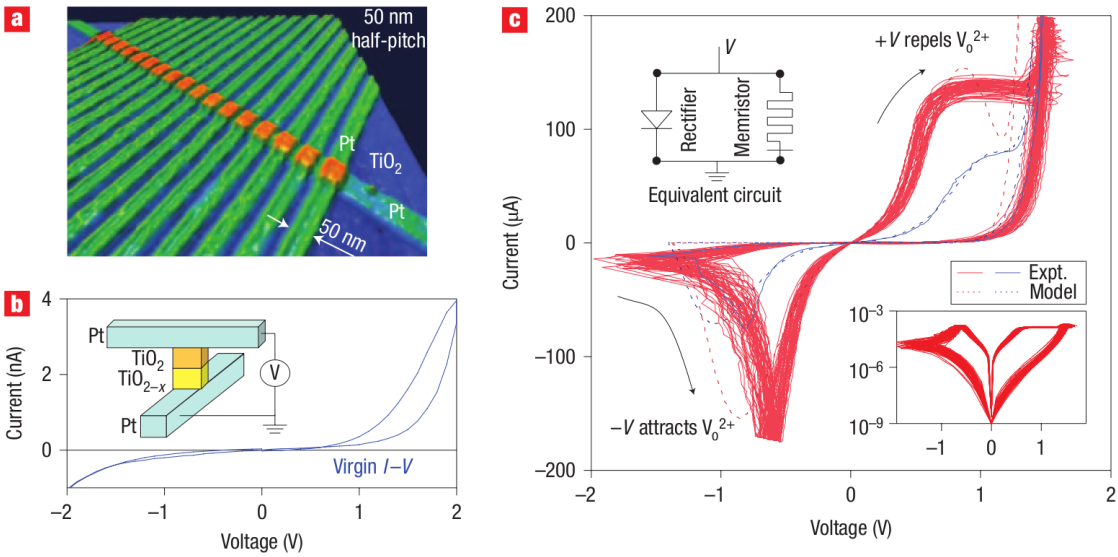


Figure 1.17 – Travaux de Yang et al. [33]. (a): Vue au microscope à force atomique de la structure réalisée. (b): Schéma de la structure. (c): Caractéristique intensité/tension de la structure et comportement memristif.

1.2.2.5 Technologies émergentes (Stade recherche)

Resistive RAM (RRAM): L'appelation RRAM regroupe les mémoires basées sur la modification de la résistance d'une cellule par l'application d'un champ électrique. Certains matériaux diélectriques peuvent ainsi être rendus conducteurs grâce la formation de filaments dus à la formation de défauts, à la diffusion d'espèces métalliques ou encore à un changement de phase [31]. Les RRAM peuvent ainsi être proches du concept de PCRAM (détaillé ci-dessus) ou du concept de CBRAM (*Copper Bridge RAM*, mémoire à pont de cuivre [32].) En dépit de leur potentiel de mise à l'échelle, de leur temps d'accès rapide (toutes deux comparables à la FRAM) et de leur faible consommation énergétique (2pJ/bit $\approx 4,8.10^8 k_B T$) les RRAM souffrent en revanche d'une faible endurance [31].

Citons néanmoins les travaux de Yang et al. [33], qui proposent une convergence entre la RRAM et les systèmes memristifs, suite aux travaux de Strukov et al. [26] à l'aide d'un structure à base d'oxyde de titane et de platine ($Pt/TiO_2/Pt$). La structure étudiée est illustrée sur la figure 1.17.

Racetrack memory: La mémoire racetrack, dont le principe a été présenté pour la première fois par Parkin et al. en 2008, constitue une technologie de rupture qui doit permettre d'assurer rapidité, efficacité énergétique et de grandes densités d'information. L'information est ici stockée dans les domaines magnétiques, comme illustré sur la figure 1.18 d'un nano-fil ferromagnétique de permalloy (NiFe). L'application d'impulsions de courant polarisé en spin dans le nano-fil permet de dé-

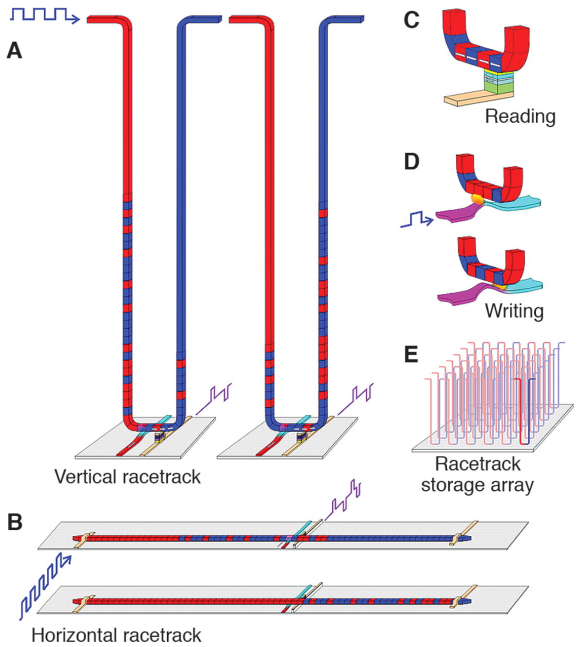


Figure 1.18 – Schéma de principe d'une mémoire racetrack [34].

placer les domaines magnétiques le long de celui-ci afin de les placer en regard d'un élément de lecture (jonction tunnel magnétique) ou d'un élément d'écriture capable de retourner l'aimantation du domaine considéré. Le principal avantage du dispositif réside dans la densité d'information stockée. En effet, chaque nano-fil, correspondant à une cellule mémoire, est susceptible de contenir de 10 à 100 bits. Lorsqu'il adopte la configuration en "U" présentée sur la figure 1.18, le nombre de bits par unité de surface peut ainsi être multiplié par ce même facteur.

STT-RAM: La mémoire vive à transfert de spin constitue une réponse aux limitations des mémoires de type MRAM actuelles. Si le principe de lecture reste le même (jonction tunnel magnétique), le champ magnétique d'écriture est quant à lui remplacé par un courant polarisé en spin transitant dans la jonction et capable de provoquer le retournement de l'aimantation de la couche mémoire, suivant le principe décrit par Slonczewski [35] et Berger [36]. Cette technique permet à la fois de dépasser les limitations de la MRAM en terme de densité d'intégration, comme le montre la figure 1.19, mais aussi en terme d'efficacité énergétique. L'utilisation d'un courant permet en effet de localiser le transfert énergétique et s'avère intrinsèquement plus efficace que l'utilisation d'un champ induit par un courant.

1.2.2.6 Synthèse

Le tableau 1.20, tiré des travaux de Kryder et al. [31] regroupe l'ensemble des caractéristiques des systèmes de stockage présentés ci-dessus. Un description com-

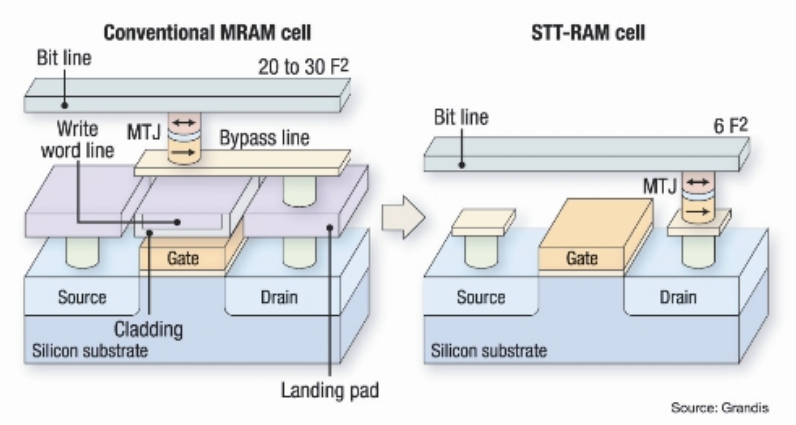


Figure 1.19 – Schéma de principe de la STT-RAM et comparaison à une cellule MRAM (Source: Grandis).

Device Type	HDD	DRAM	NAND Flash	FRAM	MRAM	STTRAM	PCRAM	NRAM
Maturity	Product	Product	Product	Product	Product	Prototype	Product	Prototype
Present Density	400Gb/in^2 [7]	8Gb/chip [9]	64Gb/chip [10]	128Mb/chip	32Mb/chip	2Mb/chip	512Mb/chip	NA
Cell Size (SLC)	(2/3)F^2	6F^2	4F^2	6F^2	20F^2	4F^2	5F^2	5F^2
MLC Capability	No	No	4bits/cell	No	2bits/cell	4bits/cell	4bits/cell	No
Program Energy/bit	NA	2pJ	10nJ	2pJ	120pJ	0.02pJ	100pJ	10pJ [11]
Access Time (W/R)	9.5/8.5ms [8]	10/10ns	200/25us	50/75ns	12/12ns	10/10ns	100/20ns	10/10ns [11]
Endurance/Retention	NA	10^{16}/64ms	10^5/10yr	10^{15}/10yr	10^{16}/10yr	10^{16}/10yr	10^5/10yr	10^{16}/10yr

Device Type	RRAM	CBRAM	SEM	Polymer	Molecular	Racetrack	Holographic	Probe
Maturity	Research	Prototype	Prototype	Research	Research	Research	Product	Prototype
Present Density	64Kb/chip	2Mb/chip	128Mb/chip	128b/chip	160Kb/chip	NA	515Gb/in^2	1Tb/in^2
Cell Size	6F^2	6F^2	4F^2	6F^2	6F^2	N/A	N/A	N/A
MLC Capability	2bits/cell	2bits/cell	No	2bits/cell	No	12bits/cell	N/A	N/A
Program Energy/bit	2pJ	2pJ	13pJ	NA	NA	2pJ	N/A	100pJ [12]
Access Time (W/R)	10/20ns	50/50ns	100/20ns	30/30ns	20/20ns	10/10ns	3.1/5.4ms	10/10us
Endurance/Retention	10^6/10yr	10^6/Months	10^9/days	10^4/Months	10^5/Months	10^{16}/10yr	10^5/50yr	10^5/NA

Figure 1.20 – Tableau comparatif des systèmes de stockage de données [31]

plète des systèmes mémoire qui n'ont pas été évoqués dans ce mémoire (CBRAM, SEM...) est également disponible dans [31].

1.2.3 Conclusion et discussion

De nombreuses technologies présentées ci-dessus, que ce soit dans le cadre du traitement ou du stockage d'information, se basent sur l'utilisation d'éléments magnétiques. La théorie permet d'envisager le développement de composants ultra-basse consommation, grâce aux comportements collectifs, capables de maintenir leur état en l'absence d'alimentation, grâce à la non-volatilité des éléments, tout en permettant une lecture non destructive de l'information. Par ailleurs, le stockage magnétique présente également l'avantage d'être résistant aux radiations, permettant ainsi le développement d'applications militaires ou spatiales [37].

Le contrôle de l'aimantation d'un élément magnétique monodomaine constitue en soi une problématique technologique. Le champ magnétique, par l'intermédiaire de l'interaction Zeeman permet d'induire la rotation de l'aimantation ou, dans le cas d'une impulsion, de provoquer un retournement balistique (i.e. sans oscillations amorties à la suppression de la commande) de celle-ci. Le principe d'écriture des disques durs ou des éléments de type MRAM utilisent déjà cette approche. Dans le cas de la MRAM, cette technique implique l'utilisation de courant importants (de l'ordre de 1 à 10mA sur les lignes d'accès [38]) avec une efficacité limitée en raison de la dispersion du champ. L'utilisation d'un champ magnétique constitue également un frein aux réductions d'échelle. Le courant transitant dans les lignes d'écriture des MRAM est en effet inversement proportionnel au volume magnétique [39]. L'injection de courant polarisé en spin permet également un contrôle de l'aimantation dans une couche magnétique, à l'image du principe utilisé dans les STT-RAM. Si le courant d'écriture est cette fois-ci proportionnel au volume [39], les densités de courant utilisées sont cependant importantes avec $J \approx 1.10^6 - 1.10^8 \mathrm{A/cm^2}$ pour les éléments mémoires à transfert de spin [40] qui rendent la puissance dissipée par effet Joule non-négligeable.

Une alternative à ces approches réside dans les couplages magnétoélectriques et magnétoélastiques qui permettent de manipuler l'aimantation par l'application d'un champ électrique agissant directement sur le système magnétique dans le premier cas ou par l'intermédiaire de contraintes mécaniques dans le second. À l'opposé des techniques utilisant des courants, l'utilisation des effets magnétoélectriques laissent envisager à priori une plus faible consommation, liée à une plus grande efficacité énergétique.

Cette approche, qui fait l'objet de la présente thèse, est détaillée dans le paragraphe suivant.

1.3 Matériaux magnétoélectriques, matériaux multiferroïques

Les matériaux magnétoélectriques (ME) peuvent être définis comme des matériaux dont la polarisation électrique peut être induite par un champ magnétique (effet ME direct) ou dont l'aimantation peut être induite par un champ électrique (effet ME indirect) [41].

Les matériaux multiferroïques ont quant à eux pour particularité de présenter spontanément et dans la même phase (en dessous d'un certaine température d'ordre) un ordre ferromagnétique (aimantation spontanée), un ordre ferroélectrique (polarisation électrique spontanée) et/ou un ordre ferroélastique (déformation spontanée) [42, 43].

Notons ici que l'ordre multiferroïque n'est ni une condition nécessaire ni une condition suffisante d'obtention d'un matériau magnétoélectrique. L'oxyde de chrome Cr_2O_3 est ainsi magnétoélectrique ne présentant pas d'ordre ferroélectrique, et la structure hexagonale de la manganite $YMnO_3$ est à la fois ferroélectrique et antiferromagnétique sans toutefois présenter d'effet magnétoélectrique (pour des raisons de symétrie) [41].

Alors que l'effet magnétoélectrique a été prédit dès 1894 par Pierre Curie [44], celui-ci a connu une période d'oubli due aux faibles couplages entre les phases magnétiques et électriques et au faible nombre de composés exhibant cet effet.

Les recherches concernant ces matériaux ont connu ces dernières années un fort renouveau [45, 41], grâce à une meilleure compréhension des mécanismes de couplage mis en jeu, aux progrès techniques de croissance et dépôt des matériaux mais également grâce aux perspectives de nouvelles applications. Comme nous l'avons évoqué ci-dessus, de tels matériaux permettent de proposer des approches originales de la spintronique, du stockage d'information ou même du traitement de l'information au sens large avec l'exemple du memristor (voir le § 1.2.1.3). Ils trouvent également leur place dans les dispositifs hyperfréquences [46].

Dans ce domaine, deux approches technologiques se distinguent particulièrement. L'approche **intrinsèque** vise à l'élaboration et à la découverte de matériaux naturellement magnétoélectriques tandis que l'approche **composite**, qui a été choisie dans la présente thèse, envisage le couplage de matériaux ferroélastiques distincts couplés par les contraintes mécaniques.

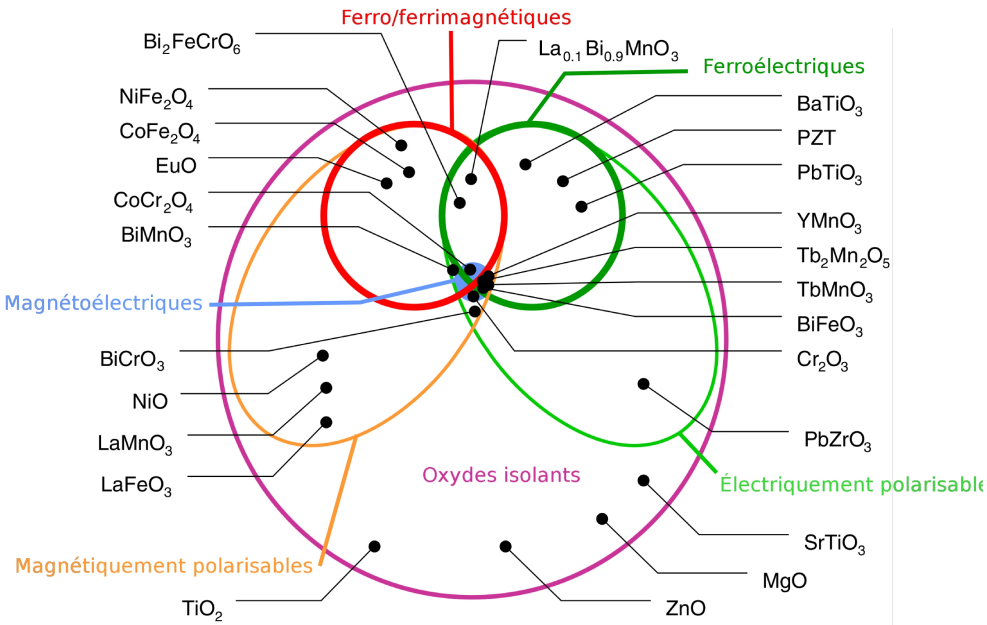


Figure 1.21 – Classification des oxydes isolants [48].

1.3.1 Matériaux intrinsèques

Sous certaines conditions, des matériaux monocristallins peuvent présenter un couplage magnétoélectrique naturel. Même si la multiferroïcité n'est pas une condition nécessaire de ce couplage, l'existence simultanée d'un ordre ferromagnétique et d'un ordre ferroélectrique permet d'augmenter significativement celui-ci. Il est en effet possible de montrer la relation suivante [47], où χ^e_{ij} et χ^m_{ij} sont respectivement la susceptibilité électrique et la susceptibilité magnétique et où α_{ij} représente les composantes du tenseur de susceptibilité magnétoélectrique:

$$\alpha^2_{ij} < \chi^e_{ij}\chi^m_{ij}$$

L'existence d'un ordre ferroélectrique ou d'un ordre ferromagnétique dans un composé dépend fortement des propriétés structurelles, électriques et chimiques des matériaux. Comme détaillé par N. A. Hill (désormais Spaldin) dans son article *Why are There so Few Magnetic Ferroelectrics?* [43], ces conditions réduisent d'ores et déjà grandement le nombre de structures possibles. La figure 1.21 illustre ceci. Néanmoins, la compréhension des mécanismes pouvant mener à la multiferroïcité et à la magnétoélectricité dans les cristaux a permis de circonscrire le champ des composés possible et d'orienter les recherches de ces derniers [41]. Par ailleurs, la combinaison

de deux ordres ferroïques n'est possible que pour des températures inférieures aux températures d'ordre du matériau. De nombreux matériaux intrinsèques n'exhibent ainsi des propriétés magnétoélectriques qu'à des températures cryogéniques.

Parmi les matériaux magnétoélectriques connus, l'oxyde de chrome (Cr_2O_3) occupe une place particulière. Historiquement, ce composé est un des premiers matériaux étudiés à avoir exhibé un comportement magnétoélectrique, de surcroît à température ambiante. Du fait de l'ordre antiferromagnétique, l'effet magnétoélectrique global est en revanche faible. Comme nous le verrons plus tard, il est toutefois possible d'exploiter les effets d'interface (ou la compensation n'a plus lieu) pour certaines applications [49, 50].

Les recherches actuelles se concentrent également sur la ferrite de bismuth ($BiFeO_3$) qui exhibe des propriétés multiferroïques et magnétoélectriques notables à température ambiante. Celle-ci est en effet ferroélectrique et antiferromagnétique (à température ambiante [51]), avec des températures d'ordre élevées ($T_C = 1100$K pour la partie électrique et $T_N = 650$K pour la partie magnétique). Ces propriétés permettent d'atteindre un coefficient magnétoélectrique $\alpha \approx 3\text{Vcm}^{-1}\text{Oe}^{-1}$ [52]. Ces différentes propriétés en font un candidat de choix pour le développement de composants [53]. Chu et al. [54] ont notamment démontré la manipulation électrique de l'aimantation d'une couche ferromagnétique de CoFe à température ambiante à l'aide de $BiFeO_3$.

1.3.2 Matériaux composites

Une autre approche de la multiferroïcité et de la magnétoélectricité consiste à envisager des matériaux composites combinant un matériau piézoélectrique et un matériau magnétostrictif. Ce concept a pour la première fois été envisagé par Boomgaard et al. en 1976 [55]. La polarisation électrique du piézoélectrique est alors liée à l'état d'aimantation de la partie magnétostrictive par les contraintes et déformations interfaciales entre les deux matériaux sous la forme [56]:

$$\text{Effet ME Direct} = \frac{\text{magnétique}}{\text{mécanique}} \times \frac{\text{mécanique}}{\text{électrique}}$$

$$\text{Effet ME indirect} = \frac{\text{électrique}}{\text{mécanique}} \times \frac{\text{mécanique}}{\text{magnétique}}$$

Cette approche, présente de nombreux avantages. Elle offre tout d'abord une grande liberté de conception, puisque tous les couples piézoélectrique (voire électrostrictif) / magnétostrictif sont virtuellement envisageables. D'autre part, nombre de ces matériaux présentent une température d'ordre élevée qui permet d'obtenir des composés multiferroïques à température ambiante. Enfin, les coefficients magnétoélectriques

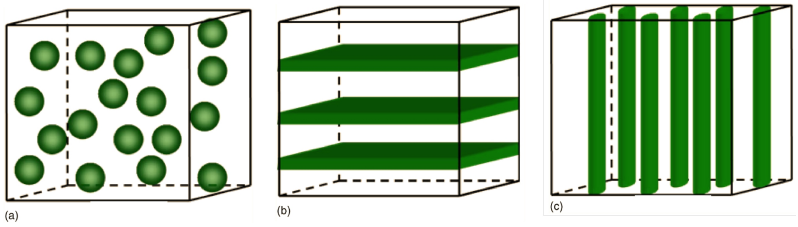


Figure 1.22 – Classification des magnétoélectriques composites. (a) 0-3 inclusions sous forme de particules, (b) 2-2 empilement de couches, (c) 1-3 fibres [56].

de ces composés dépassent de plusieurs ordres de grandeur les coefficients des matériaux intrinsèques [57], notamment au voisinage des transitions de phase [58, 59].

Cette approche a été étudiée en détails par Nan et al. dans [56]. Les matériaux magnétoélectriques composites peuvent se présenter sous des formes diverses, suivant la connectivité des phases ferroélectriques et ferromagnétiques (illustrée sur la figure 1.22) ou la technologie utilisée (couches minces, composites laminés...) Dans le cas de l'effet magnétoélectrique direct, la plupart d'entre eux se présentent sous forme de structures mécaniques dont les coefficients magnétoélectriques sont évalués en réponse à une excitation dynamique. Ils bénéficient dans ce cas des résonances mécaniques. L'utilisation de matériaux massifs a permis d'obtenir des coefficients magnétoélectriques records, jusqu'à $\alpha = 310\mathrm{Vcm}^{-1}\mathrm{Oe}^{-1}$ à 50kHz (résonance électromécanique) d'une structure de type Metglas/PVDF [60], mais ces dispositifs sont en revanche inadaptés pour les applications en micro ou nano-électronique, compte tenu des difficultés d'intégration technologique. Les nombreux progrès dans la réalisation de couches minces permettent aujourd'hui d'envisager des résultats comparables à l'aide de couches minces, à l'image des résultats obtenus par Greve et al. [59], qui ont obtenu un coefficient magnétoélectrique de $737\mathrm{Vcm}^{-1}\mathrm{Oe}^{-1}$ à 753Hz à l'aide d'une structure AlN/(FeCo)SiB.

À l'échelle nanométrique, la plupart des travaux se concentrent sur la manipulation de l'aimantation par le champ électrique (effet magnétoélectrique indirect). Dans le cas de matériaux magnétostrictifs, l'influence de contraintes se traduit par une contribution énergétique du second ordre. L'énergie volumique magnétoélastique peut en effet s'écrire, dans le cas d'une contrainte uniaxiale σ_{xx} [61]:

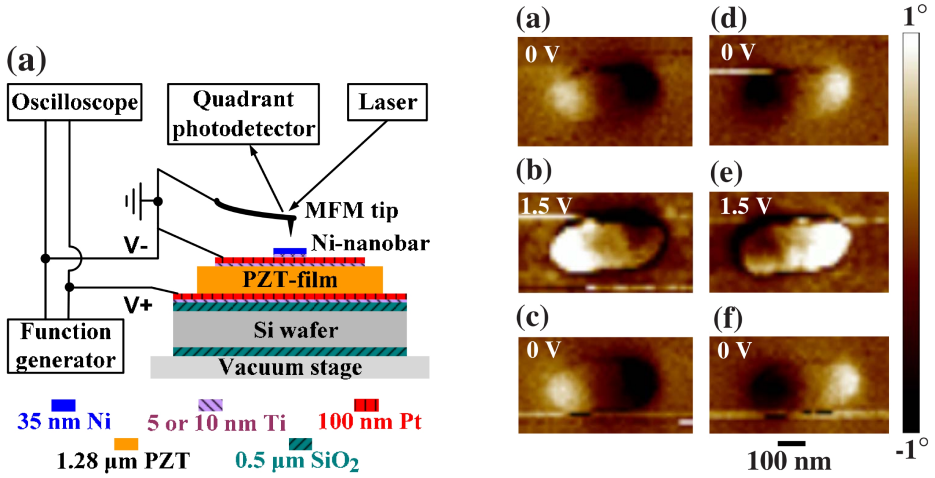
$$e_{me} = -\frac{3}{2}\lambda_s \sigma_{xx} \cos^2 \varphi \tag{1.1}$$

où λ_s est la magnétostriction à saturation et φ l'angle entre l'axe d'application des contraintes et l'aimantation. Cette expression est analogue à celle de l'énergie

volumique due à une anisotropie uniaxiale, qui s'écrit sous la forme:

$$e_a = -\frac{1}{2} M_s H_a \cos^2 \varphi'$$

avec M_s l'aimantation à saturation, H_a le champ d'anisotropie et φ' l'angle entre l'axe d'anisotropie et l'aimantation. L'influence des contraintes se traduit ainsi par la création d'une anisotropie magnétoélastique ou la rotation d'une anisotropie naturelle. Les travaux de Chung et al. [62] ont ainsi montré qu'une hétérostructure verticale de type Ti/Pt/PMN-PT/Ti/Pt/Ni (figure 1.23 (a)) permet d'obtenir un contrôle électrique de l'aimantation, grâce à l'utilisation de la microscopie à force magnétique (MFM) (figure 1.23 (b)). Des résultats similaires ont pu être obtenus



(a) Structure (b) Caractérisation MFM

Figure 1.23 – Travaux de Chung et al. [62]. À gauche: schéma de la structure. À droite: visualisation de l'état magnétique par MFM.

par Yang et al. [63] avec une hétérostructure de type PMN PT/CFO. Brintilnger et al. ont quant à eux étudié, grâce à la microscopie de Lorentz, le retournement réversible de domaines magnétiques dans une couche magnétostrictive de FeGa, grâce au contraintes générées par une couche piézoélectrique de $BaTiO_3$ [64].

1.3.3 Conclusions

Les développements récents des matériaux magnétoélectriques, que ce soit dans une forme intrinsèque ou composite, permettent désormais d'envisager leur intégration dans des systèmes multifonctionnels, comme cela est confirmé plus loin. La ferrite de bismuth laisse notamment entrevoir de nombreuses possibilités grâce à ces caractéristiques magnétoélectriques à température ambiante et aux possibilités

d'intégration technologique, en particulier dans les éléments spintroniques existants. L'approche composite, tout d'abord envisagée principalement pour les applications de type capteurs ou dispositifs hyperfréquences, est d'ores et déjà largement étudiée et présente des caractéristiques magnétoélectriques record, tout en offrant une grande liberté de conception. Le paragraphe suivant relate diverses approches d'exploitation de ces propriétés.

1.3.4 Approche magnétoélectrique des systèmes de stockage de données

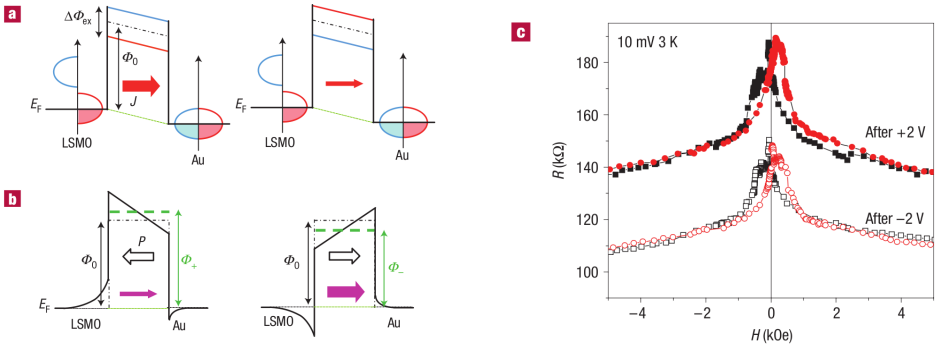
Les travaux de l'ITRS, tout comme l'article de revue de Kryder et Kim cité ci-dessus omettent l'approche magnétoélectrique des éléments mémoires. Le renouveau récent de cette approche explique sans doute ceci. Néanmoins, au croisement entre la FRAM et la MRAM, ce type de mémoire permet potentiellement une écriture électrique peu consommatrice d'énergie ainsi qu'un stockage magnétique non-volatile.

Plusieurs systèmes utilisant l'effet magnétoélectrique ont déjà été proposés, dont les plus notables sont présentés ci-dessous.

1.3.4.1 Approche intrinsèque

Jonctions tunnel multiferroïques: Gajek et al. ont proposé en 2007 un concept d'élément mémoire magnétoélectrique basé sur la modification magnétique et électrique de la barrière d'une jonction tunnel magnétique composée d'un film mince de $La_{0,1}Bi_{0,9}Mn0_3$ (LBMO) épitaxial [65]. Le courant tunnel traversant la jonction est alors dépendant à la fois de l'orientation de l'aimantation dans la barrière ferromagnétique (LBMO) (effet de filtrage de spin) mais aussi de la polarisation électrique de celle-ci (ER, Électrorésistance) (figure 1.24). L'élément mémoire ainsi obtenu possède ainsi quatre états mémoire. L'application d'une tension positive ou négative a permis d'obtenir une variation notable de résistance tunnel (TMR pour Tunnel MagnetoResistance), comme illustré sur la figure 1.24. Ces résultats n'ont cependant pu être obtenus qu'à très basses températures (3K).

Manipulation du couplage d'échange: Dans un article paru en 2005 dans la revue Physical review Letters, Borisov et al. proposent d'utiliser les propriétés magnétoélectriques d'une couche mince d'oxyde de chrome (Cr_2O_3) antiferromagnétique afin de contrôler le couplage d'échange entre celle-ci et un multicouche ferromagnétique de type Co/Pt [49]. Le mécanisme de contrôle fait appel au "recuit magnétoélectrique" (*Magnetoelectric Annealing*). En chauffant la structure au delà de la température de Néel $T_N = 307$K du Cr_2O_3, puis en refroidissant celle-ci tout en



(a) Profils d'énergie de la barrière tunnel

(b) Variation de la magnétorésistance tunnel

Figure 1.24 – Travaux de Gajek et al. [65]. L'application d'une tension sur la jonction tunnel multiferroïque permet d'obtenir une variation notable de la magnétorésistance tunnel.

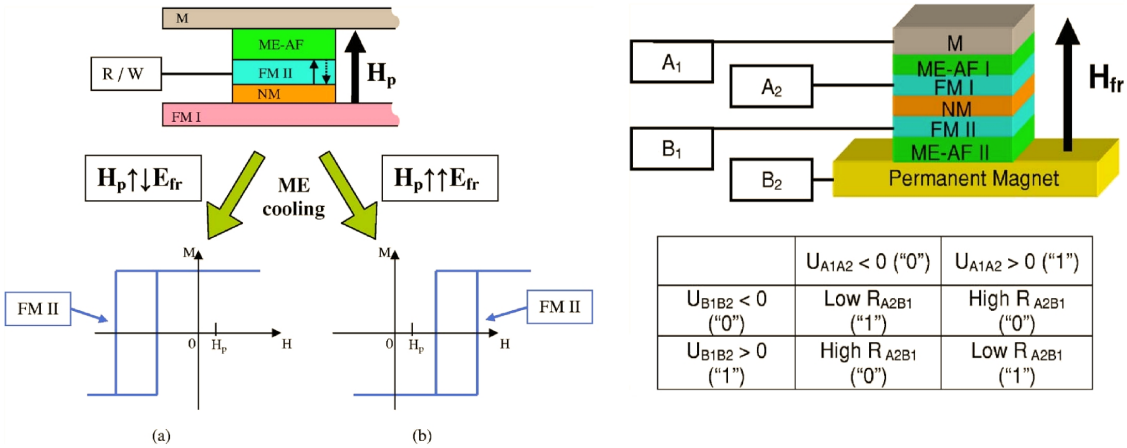


Figure 1.25 – Travaux de Chen et al. [50]. À gauche: MERAM (applications mémoire), à droite: MEXOR (applications logiques).

appliquant simultanément un champ magnétique $\mathbf{H}_{fr}$ et un champ électrique $\mathbf{E}_{fr}$, il est possible d'inverser l'ordre antiferromagnétique de la structure et ainsi le champ d'échange H_{ex} créé dans la couche ferromagnétique. Un produit $\mathbf{E}_{fr}\mathbf{H}_{fr} > 0$ permet d'obtenir $H_{ex} > 0$ tandis que $\mathbf{E}_{fr}\mathbf{H}_{fr} < 0$ donne $H_{ex} < 0$. Ces résultats ont permis aux auteurs de proposer un concept de mémoire, baptisée MERAM, ainsi qu'un concept de porte logique, baptisée MEXOR [50], dont le principe est présenté sur la figure 1.25. Un tel système permet ainsi d'envisager des mémoires magnétoélectriques non-volatiles, fonctionnant à température ambiante. Le procédé d'écriture complexe implique cependant une étape de chauffage suivie d'une étape de refroidissement synchronisée avec l'application d'un champ électrique. Bien que les auteurs font état d'un besoin énergétique deux ordres de grandeur plus faible que dans le cas des MRAM, un tel procédé reste limité du point de vue de l'efficacité énergétique. Si

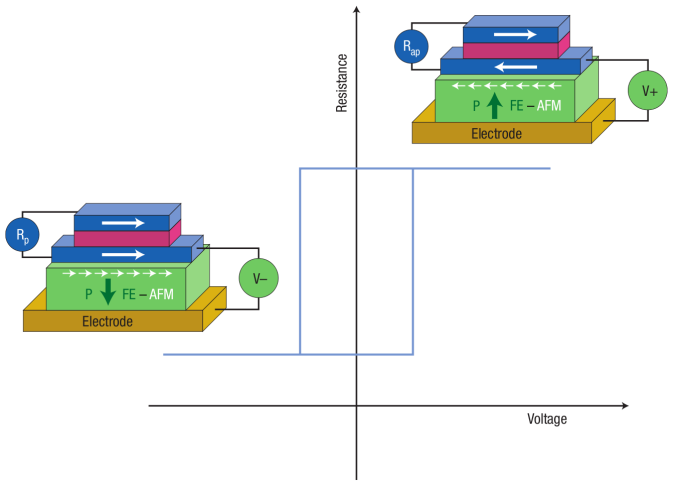


Figure 1.26 – Proposition de structure de type MERAM [53].

la question n'est pas abordée, on peut également s'interroger sur la rapidité du système, liée à l'inertie thermique. Enfin, si le système est susceptible de fonctionner à température ambiante, il reste néanmoins sensible à celle-ci puisque la température de Néel n'est que de 33°C. Son utilisation sur une large plage de températures est donc sujette à caution (pour les applications grand-public, la gamme de températures considérée est $[0; 85°C]$). Des travaux similaires, menés par He et al. [66], ont quant à eux montré que le changement de configuration de l'oxyde de chrome peut également s'opérer de façon isotherme à la température de Néel pour un produit $|E_{fr}H_{fr}|$ suffisant, grâce à l'activation thermique. Les auteurs ont également mis en évidence l'absence d'influence de la rugosité de la couche d'oxyde sur la configuration magnétique de l'interface, démontrant ainsi la robustesse technologique du système.

Dans [53], Bibes et Barthélémy envisagent la possibilité d'utiliser la ferrite de bismuth dans une structure semblable (voir la figure 1.26), compte tenu des résultats obtenus par Chu et al. [54].

Semiconducteurs ferromagnétiques: Chiba et al. [67], sur la base de précédents résultats expérimentaux [68], étudient pour leur part la manipulation de l'aimantation dans le semiconducteur ferromagnétique (Ga,Mn)As. L'anisotropie magnétique de celui-ci dépend de la concentration de porteurs dans le matériau. L'application d'un champ électrique est susceptible de modifier cette concentration et ainsi d'opérer la rotation de l'aimantation dans le plan de la couche. L'existence de deux axes d'anisotropie magnétocristalline permet d'induire un comportement bistable en réponse à une impulsion de champ électrique. En l'état, cette approche présente deux inconvénients majeurs. Tout d'abord, la stratégie de commande ne permet pas d'obtenir une position donnée de manière univoque. L'application d'une impulsion

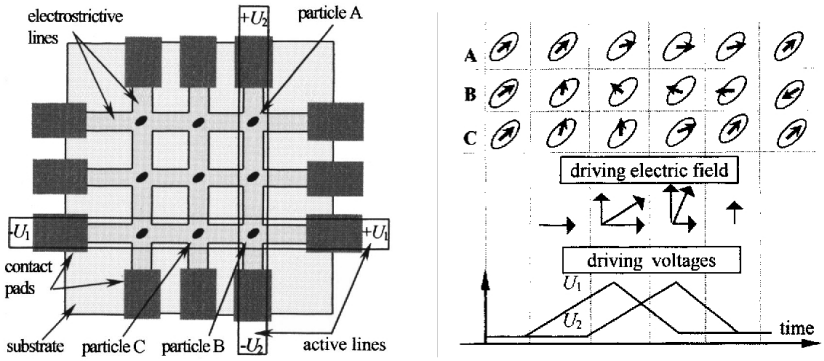


Figure 1.27 – Travaux de Novosad et al.: schéma de principe [70]. À gauche: géométrie proposée pour le dispositif. À droite: Schéma de commande permettant le changement d'état de la particule B.

ne permet que de changer l'état précédent, quelque soit l'état de départ. La température de Curie du (Ga,Mn)As est de surcroit cryogénique, au plus de l'ordre de la centaine de Kelvins [69], ce qui le rend inutilisable à température ambiante.

1.3.4.2 Approche composite

Rotation contrôlée de l'aimantation: Dès 2000, Novosad et al. ont élaboré un concept de mémoire basé sur le contrôle de l'aimantation de plots de nickel magnétostrictifs [70]. Ces plots, exhibant une anisotropie uniaxiale, sont placés à l'intersection de deux lignes électrostrictives capables chacune d'exercer une contrainte sur l'élément mémoire (figure 1.27). Une telle configuration avait déjà été envisagée par Schröder en 1982 pour un système de mémoire basé sur la génération d'ondes acoustiques dans des éléments magnétostrictifs [71]. L'application d'une séquence adéquate de tension permet d'induire la rotation de l'aimantation, grâce à l'anisotropie magnétoélastique créée, puis du retournement complet de celle-ci, suivant la seconde position d'équilibre (figure 1.27). Comme l'expliquent les auteurs, l'application d'une contrainte uniaxiale de direction fixe ne permet d'obtenir qu'une rotation de l'aimantation $\leqslant 90°$, et ne peut en conséquence permettre le retournement complet de celle-ci. L'application de deux tensions indépendantes suivant les deux lignes d'accès résout ce problème en créant un champ électrique de direction variable à l'intersection. Ce système permet de plus d'agir de façon sélective sur les éléments: l'aimantation des plots ne se trouvant pas à l'intersection des lignes concernées ne se retourne pas. Cette solution offre plusieurs avantages. Tout d'abord, l'information, stockée magnétiquement, est non-volatile et peut être lue par divers moyens (Jonction tunnel magnétique, GMR), indépendamment du système d'écriture. D'autre part, le système peut être réalisé avec un matériau életrostrictif, ce qui augmente la liberté de conception.

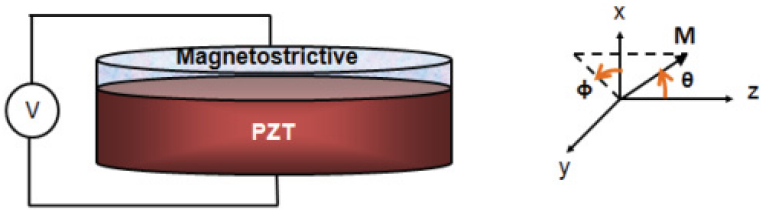


Figure 1.28 – Travaux de Roy et al. [73].

Le procédé d'écriture se montre en revanche complexe: deux signaux triangulaires synchronisés sont nécessaires pour assurer le retournement de l'aimantation. Par ailleurs, la méthode employée ne permet que le retournement systématique de l'aimantation de l'élément mémoire considéré en réponse à une séquence d'écriture. Ce type de mémoire est connu dans la littérature sous l'appellation "toggle memory". Lors de l'écriture d'un bit, l'état mémoire de l'élément mémoire doit donc être connu au préalable afin de déterminer si le retournement est nécessaire. Les deux points précédents montrent qu'un tel système est complexe à mettre en œuvre.

Retournement balistique: La complexité de la commande du système de Novosad et al. résulte du contrôle constant de l'aimantation d'une position d'équilibre à l'autre. Une des solutions à ce problème consiste à utiliser la dynamique de l'aimantation et à briser la symétrie temporelle de la commande. Une impulsion électrique contrôlée de commande permet ainsi d'obtenir un retournement balistique de l'aimantation. Dans les références [72] et [73], les auteurs détaillent le fonctionnement d'un tel système en considérant la structure présentée sur la figure 1.28. Celle-ci permet d'obtenir deux positions d'équilibre opposées grâce à l'anisotropie uniaxiale de l'élément magnétique. L'étude permet en particulier de mettre en évidence les qualités intrinsèques d'un tel système: non-volatilité (assurée par la barrière énergétique entre les deux positions d'équilibre), consommation énergétique et rapidité. La dynamique de l'aimantation met en effet en jeu des temps inférieurs à la nanoseconde (252ps), ce qui rend le système adapté aux applications de type RAM et plus généralement aux éléments logiques. L'aspect énergétique est également largement abordé, notamment dans le cadre d'une charge adiabatique de la capacité formée par l'élément piézoélectrique. Sous certaines conditions les auteurs montrent en effet que le retournement peut être obtenu pour une énergie dissipée de l'ordre de $100k_BT$. Une fois encore, la commande ne permet que le passage d'un état à l'autre, rendant de fait le système peu adapté aux applications logiques non-volatiles. Les auteurs destinent d'ailleurs d'autres travaux à la réalisation d'oscillateurs de type Bennett [74] utilisés dans les systèmes logiques nano-magnétiques que nous avons

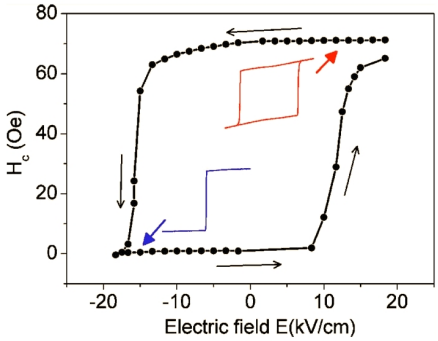


Figure 1.29 – Travaux de Li et al. [75]. L'application d'un champ électrique suffisamment intense permet de manipuler la coercitivité d'une couche ferromagnétique.

évoqués plus haut (voir le § 1.2.1.3). Par ailleurs, si la commande ne nécessite pas la synchronisation de plusieurs signaux sur différentes lignes d'accès, elle nécessite néanmoins un contrôle temporel précis de la contrainte appliquée, qui doit cesser lorsque l'aimantation atteint une position donnée.

Manipulation électrique de la coercitivité: Li et al. proposent quant à eux un système mémoire basé sur le contrôle électrique de la coercitivé d'une couche ferromagnétique dans une structure magnétoélectrique composite de type FeGe/($BiScO_3$-$PbTiO_3$) [75]. L'application d'un champ électrique positif (de l'ordre de 17kV/cm) permet d'obtenir un champ coercitif élevé (environ 70Oe) tandis que l'application d'un champ électrique opposé permet d'obtenir une champ coercitif quasi nul, comme illustré sur la figure 1.29. Cette technique permet d'obtenir un élément mémoire non-volatile, dont l'écriture ne nécessite pas de lecture préalable. Cette lecture s'avère en revanche complexe (cycle) et nécessite en particulier l'application d'un champ magnétique variable.

Utilisation des contraintes rémanentes: La structure Ti/Pt/PMN-PT/Ti/Pt/Ni a également permis d'obtenir un élément mémoire magnétique bistable [76, 77]. Les deux états sont obtenus grâce aux contraintes rémanentes produites dans la partie piézoélectrique. Ces contraintes induisent une rotation de l'axe d'anisotropie magnétique du plot de Ni. Suivant le signe de la contrainte, l'aimantation peut ainsi se trouver dans deux positions stables perpendiculaires. La lecture peut alors s'effectuer à l'aide d'une jonction tunnel magnétique ou d'un élément magnétorésistif.

Ce système peut ainsi être considéré comme un modèle hybride couplant le principe de fonctionnement de la FRAM (deux états commutables de polarisation d'un ferroélectrique) et celui de la MRAM (deux états commutables de polarisation magnétique). Il présente ainsi plusieurs avantages: l'élément mémoire est tout d'abord

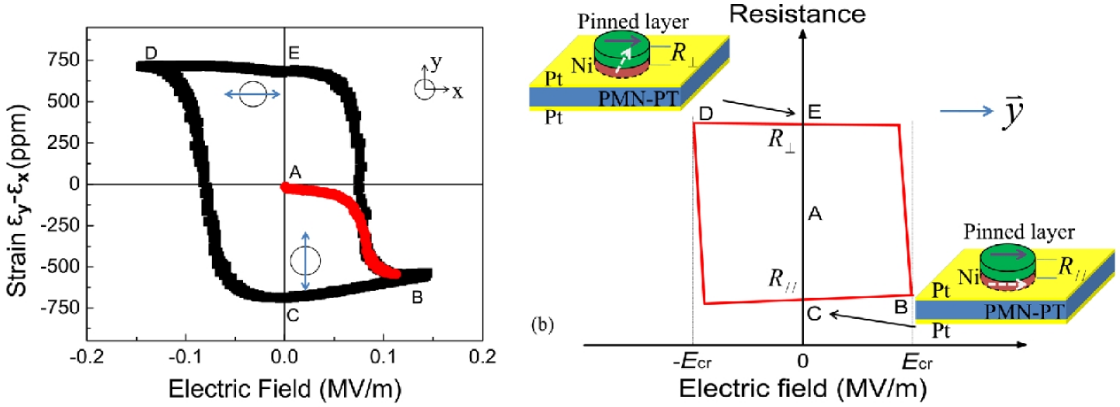


Figure 1.30 – Travaux de Wu et al. [77]. À gauche: L'application d'un champ électrique suffisant permet d'obtenir des contraintes rémanentes dans le couche magnétostrictives et ainsi deux états d'anisotropie perpendiculaires. À droite: simulation de la magnétorésistance tunnel en fonction du champ électrique appliqué.

non-volatile. D'autre part, contrairement à la FRAM, la lecture n'est pas destructive et ne nécessite pas de cycle de rafraîchissement. Le changement d'état est possible à température ambiante et la barrière énergétique est suffisante pour assurer la conservation de l'information ($E_b \approx 50k_BT$, en supposant toutefois que la stabilité magnétique constitue la stabilité limitante, comparée à la stabilité ferroélectrique). Même si cela n'est pas précisé dans la publication de Wu et al., il est *a priori* possible d'obtenir des temps de changement d'état comparables à la FRAM (de l'ordre de la dizaine de ns). Enfin, les états stables n'étant pas opposés, il n'existe pas d'ambiguïté lors de l'écriture de l'information: la connaissance de l'état précédent n'est pas nécessaire.

L'utilisation de la polarisation électrique en tant que variable d'état peut cependant porter préjudice au potentiel du système. Les effets de cyclage, la décroissance de la polarisation à long terme (et donc de la capacité de rétention) ou encore les effets d'empreinte, dissymétrisant la polarisation, sont autant de limitations inhérentes à l'utilisation d'un ferroélectrique. Par ailleurs, l'opération d'écriture ne bénéficie pas des effets collectifs du macrospin que nous avons évoqué plus haut (voir le § 1.2.1.3).

Des travaux similaires, à l'échelle macroscopique, ont également été menés par Brandlmaier et al. [78], qui utilisent le comportement hystérétique d'un actionneur piézoélectrique commercial. Un cycle de tension ($-30\text{V} < V < +30\text{V}$) est utilisé afin de modifier les contraintes rémanentes induites par l'actionneur. L'anisotropie magnétoélastique résultante d'une couche de nickel permet d'obtenir deux états d'aimantation séparés de 15° à champ externe nul, comme illustré sur la figure 1.31. Contrairement aux travaux de Wu et al. [76], le mécanisme de création de la contrainte rémanente n'implique pas le retournement de la polarisation ferroélectrique mais uniquement le déplacement des parois de domaines ferroélectriques,

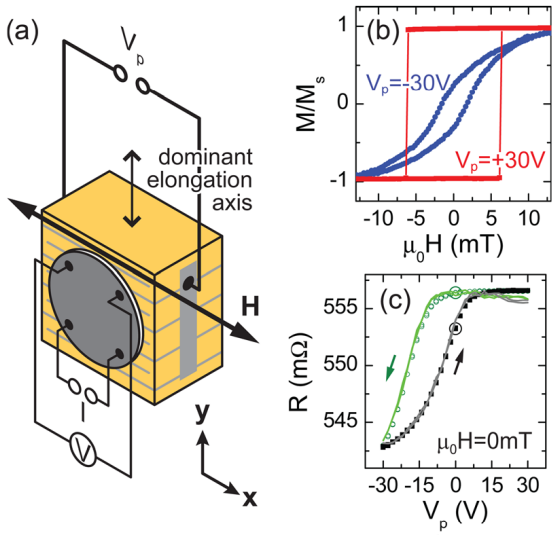


Figure 1.31 – Travaux de Brandlmaier et al. [78]. (a) Vue schématique du dispositif. (b) Contrôle de l'anisotropie magnétique par l'application d'une tension. (c) Variation de résistance en fonction de la tension appliquée à champ magnétique nul.

ce qui permet l'utilisation de champs électriques inférieurs au champ coercitif. La différence de contraintes entre les deux états stables est en conséquence plus faible que dans le cas d'un retournement de polarisation. Il en découle une barrière énergétique plus faible au niveau de la couche mémoire magnétique. Cet aspect n'est pas abordé par les auteurs mais peut s'avérer déterminant pour des volumes magnétiques faibles (dans le cas d'un élément nanométrique), pour lesquels l'agitation thermique est susceptible de changer l'état mémoire.

Positions d'équilibre induites par l'anisotropie magnétocristalline: Les stratégies présentées ci-dessus n'envisagent qu'un changement d'état entre deux positions d'équilibre définies par un axe unique d'anisotropie. Certaines études envisagent quant à elles l'utilisation de plusieurs axes d'anisotropie magnétocristalline. Overby et al. [79] ont ainsi développé un concept de mémoire non-volatile basé sur la manipulation de l'anisotropie d'une couche ferromagnétique de GaMnAs par couplage mécanique avec un élément piézoélectrique massif, à température ambiante [79]. À l'aide d'un champ magnétique externe (statique), l'application d'une tension permet de faire passer l'aimantation d'un axe d'anisotropie à l'autre, créant ainsi deux états stables distincts de magnétorésistance.

Contrairement à certains travaux cités précédemment, ce dispositif présente l'avantage de ne pas nécessiter la connaissance de l'état mémoire avant écriture. En revanche, l'obtention de deux axes d'anisotropie magnétocristalline nécessite une croissance épitaxiale précise de la couche de (Ga,Mn)As, ce qui complique la réalisation technologique et limite la liberté de conception. Les auteurs expliquent d'autre

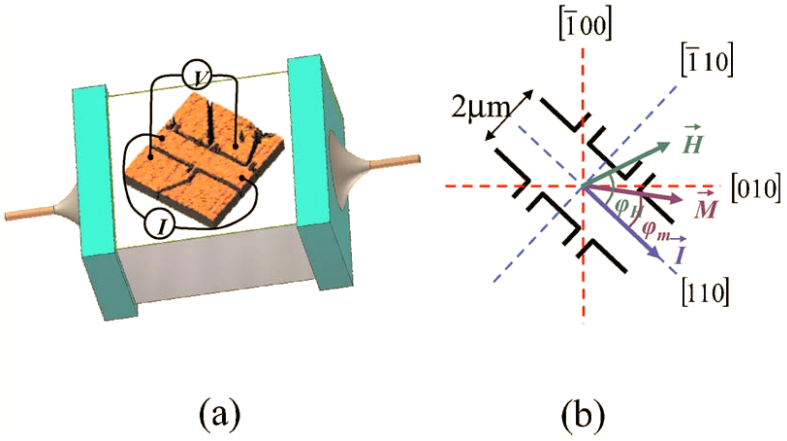


Figure 1.32 – Travaux d'Overby et al. [79]. À gauche: vue schématique du dispositif. Une couche de GaMnAs est fixée à la surface d'un élément piézoélectrique massif. À droite: configuration magnétique et magnétocristalline de la couche de GaMnAs.

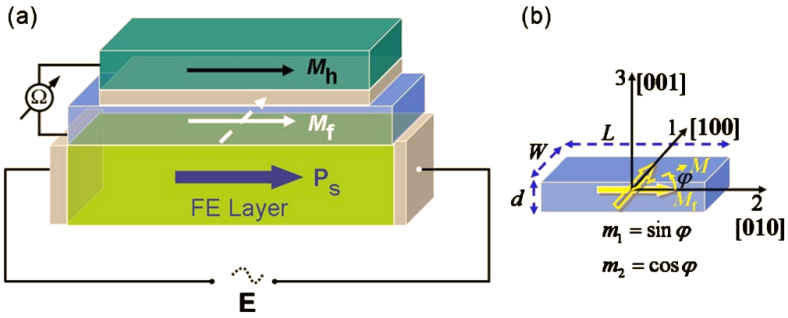


Figure 1.33 – Travaux de Hu et al. [80]. À gauche: structure proposée. À droite: configuration magnétique dans le cas cristallin.

part que, y compris lors de l'application des contraintes, une barrière énergétique subsiste entre les deux positions d'équilibre de l'aimantation. Le changement d'état doit ainsi être assisté thermiquement (la barrière étant proche de l'énergie d'agitation thermique) ou par effet tunnel quantique. À l'image du système de Chiba et al. [67], ce concept est de plus limité aux températures de fonctionnement cryogéniques, en raison, de la faible température de Curie du (Ga,Mn)As.

Un concept similaire a été envisagé par Hu et al., qui considèrent la structure présentée sur la figure 1.33, sous le nom SME-RAM (*Strain-mediated MagnetoElectric-RAM*). Cette dernière est constituée d'une couche piézoélectrique sur laquelle est réalisée une jonction tunnel magnétique. Les matériaux considérés pour les simulations autorisent *a priori* un fonctionnement à température ambiante. Les auteurs distinguent deux configurations possibles suivant la nature cristalline ou polycristalline du matériau magnétostrictif considéré. Dans le cas cristallin et avec une constante d'anisotropie positive ($K_1 > 0$), l'étude de l'énergie magnétique et les simulations numériques permettent de montrer la bistabilité du système entre deux

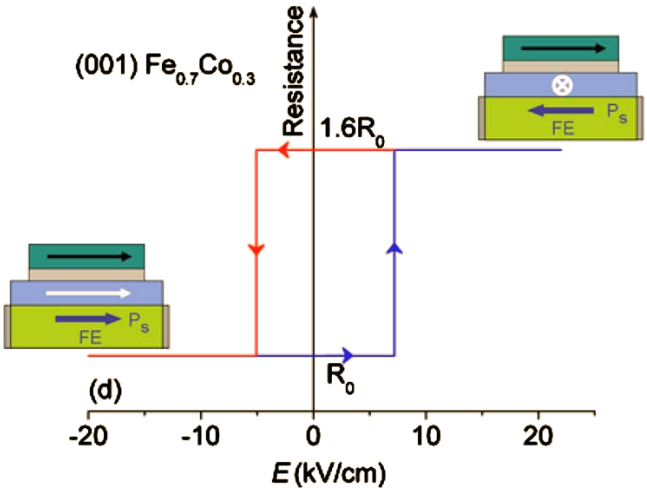


Figure 1.34 – Travaux de Hu et al. [80]: Magnétorésistance en fonction du champ électrique appliqué à la couche ferroélectrique dans le cas cristallin, pour une constante d'anisotropie positive.

positions perpendiculaires de l'aimantation (définies par l'anisotropie magnétocristalline), suivant la polarisation de la partie ferroélectrique, comme le montre la figure 1.34. Suite au changement d'état, la position d'équilibre de l'aimantation est maintenue en l'absence de champ électrique. Comme détaillé dans l'article, le comportement hystérétique de l'aimantation vis à vis du champ électrique appliqué n'est pas symétrique en raison de l'influence du champ magnétique créé par la couche dure de la jonction. Comme dans le cas du dispositif proposé par Overby et al., un tel système implique une croissance maîtrisée de la couche magnétique sur le substrat ferroélectrique.

En l'absence d'anisotropie magnétocristalline (i.e. dans le cas polycristallin) ou dans le cas d'une constante d'anisotropie négative ($K_1 < 0$), l'application d'un champ électrique et le retournement de la polarisation électrique permet également d'obtenir de manière univoque les positions d'équilibre précédentes. Cet équilibre n'est toutefois pas maintenu lors de la suppression du champ électrique (voir l'exemple du cas cristallin avec une constante d'anisotropie négative sur la figure 1.35). Notons pour finir que la structure proposée soulève un problème de réalisation technologique. L'élément magnétique placé à la surface de l'élément ferroélectrique va, s'il est conducteur, constituer une surface équipotentielle susceptible de perturber notablement la direction du champ électrique appliqué.

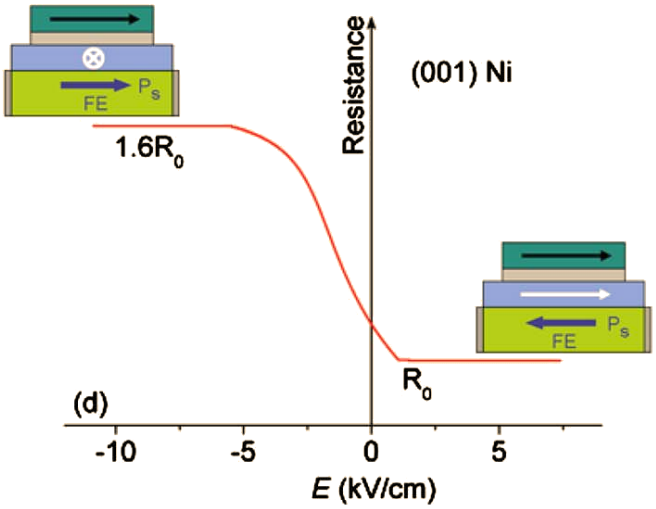


Figure 1.35 – Travaux de Hu et al. [80]: Magnétorésistance en fonction du champ électrique appliqué à la couche ferroélectrique dans le cas cristallin, pour une constante d'anisotropie négative.

1.4 Conclusion

Motivations et état de l'art: Nous avons vu dans ce chapitre que les approches conventionnelles du traitement et du stockage de l'information se heurtent aux limites des technologies existantes. Au delà des problématiques de conception (résistances et capacités parasites, interconnexions) et de réalisation technologique (limites de la lithographie optique notamment) la logique CMOS doit, à terme, faire face à la puissance dissipée par chacune des cellules. Des concepts tels que la logique adiabatique ou les portes logiques réversibles permettent d'envisager, dans le cadre de la logique binaire électronique, le développement de nouveaux systèmes à faible consommation énergétique, au prix d'un complexité accrue. L'utilisation de nouvelles variables d'état, en remplacement de la charge électrique, est également à la base de développement prometteurs. Parmi ceux-ci, la spintronique et la logique nano-magnétique font déjà l'objet de nombreuses études. Enfin, les alternatives à la logique binaire ouvrent la porte aux systèmes neuromorphiques, notamment à travers l'utilisation du memristor. Les développements des systèmes de stockage d'information tendent quant à eux à faire émerger une mémoire ultime alliant densité de stockage, rapidité, non volatilité, endurance et efficacité énergétique. Les systèmes actuels ne permettent pas de concilier tous ces aspects et laissent émerger de nouveaux systèmes tels que la MRAM ou la FRAM. Les technologies émergentes sont nombreuses et font déjà l'objet de recherches intenses.

Ce panorama montre que les éléments nano-magnétiques se trouvent au cœur de nombreuses approches, tant dans le cadre du traitement de l'information (lo-

gique nano-magnétique, automates cellulaires quantiques magnétiques, spintronique, memristors) que dans le cadre du stockage de celle-ci (MRAM, STT-RAM, mémoire racetrack). La manipulation de l'aimantation de ces éléments peut s'effectuer de différentes manières: interaction dipolaire dans le cas de la logique nano-magnétique, champ externe dans le cas de la MRAM ou encore injection de courant polarisé en spin dans le cas de la STT-RAM.

Les matériaux magnétoélectriques, qui permettent de s'affranchir de l'utilisation de courants électriques, offrent de nombreux avantages, mais n'ont pour l'instant que peu été pris en compte par l'industrie. Ceci peut s'expliquer en partie par le regain d'intérêt récent pour ces matériaux [45, 56]. L'approche intrinsèque se heurte pour l'instant principalement à la faiblesse du couplage magnétoélectrique et aux contraintes de température de fonctionnement. Celle-ci est ainsi fortement liée au développement des matériaux magnétoélectriques. Elle offre cependant de nombreuses perspectives concernant la densité d'intégration. Deux matériaux candidats notables sont néanmoins envisagés avec des résultats encourageants: l'oxyde de chrome et la ferrite de bismuth, tous deux capables d'exhiber un comportement magnétoélectrique à température ambiante. Les matériaux composites, qui utilisent un couplage mécanique entre une phase piézoélectrique et une phase magnétostrictive, offrent une grande liberté de conception et peuvent exhiber d'importants coefficients magnétoélectriques à température ambiante.

De nombreux concepts d'éléments magnétoélectriques, intrinsèques ou composites, bistables, en vue d'applications logiques et d'applications mémoire ont déjà été proposés. Nombre d'entre eux n'opèrent qu'à des températures cryogéniques. Au delà de la contrainte de température, la principale difficulté réside dans l'obtention d'une commande univoque, permettant d'obtenir l'état désiré sans connaissance a priori de l'état précédent. Certains systèmes résolvent ce problème aux dépens de stratégies de commande et/ou de lecture complexes ou de configurations cristallines particulières nécessitant des technologies de croissance précises.

Cahier des charges: Nous nous proposons dans la suite de l'exposé de présenter un concept d'élément bistable magnétoélectrique répondant aux besoins mis en évidence dans la discussion précédente et résumés ci-dessous.

L'élément considéré doit tout d'abord être non-volatil afin de permettre le stockage secondaire d'informations. Le système doit ainsi pouvoir conserver les informations avec un taux d'erreur négligeable pendant une durée $T \geqslant 10$ ans.

Afin de rendre possible le stockage primaire, les temps de lecture et d'écriture doivent être inférieurs ou comparables à ceux des mémoires DRAM ou SRAM. Lecture et écriture doivent donc pouvoir s'opérer en $t \leqslant 10$ns.

Un des objectifs principaux réside dans le développement d'un système ultra-

basse consommation. Le système doit ainsi pouvoir concurrencer les STT-RAM, qui constituent actuellement le système mémoire le plus efficace énergétiquement, et présenter une énergie consommée par bit $E_d \leqslant 0,02\text{pJ/bit} = 4,8.10^6 k_B T/\text{bit}$.

Afin de limiter encore la consommation énergétique, la lecture ne doit pas être destructive et le changement d'état ne doit pas nécessiter de lecture préalable de l'information.

Enfin, le système en question doit pouvoir fonctionner à température ambiante, dans une gamme de température suffisante pour les applications communes grand-public.

2. Élément magnétoélectrique bistable

Le premier chapitre a fait émerger un besoin de concept visant à réduire la consommation des circuits de traitement et de stockage de l'information. Ce chapitre présente un concept d'élément magnétoélectrique bistable visant à répondre aux besoins et au cahier des charges énoncés dans le chapitre 1:

- non-volatilité
- maintien de l'information sur une longue durée, si possible supérieure à 10 ans
- temps de lecture et d'écriture inférieur à 10ns et si possible inférieur à la nanoseconde
- énergie consommée par bit inférieure à $0,02$pJ/bit, soit $4,8.10^6 k_B T$/bit à 300K
- lecture non-destructive de l'information
- changement d'état ne nécessitant pas de lecture préalable de l'information, à la différence des systèmes de type *toggle memory*

Après avoir présenté la démarche de conception de ce dispositif, l'écriture de l'énergie magnétique du système et l'étude des profils d'énergie au repos ou en présence de contraintes piézoélectriques vont tout d'abord nous permettre de mettre en évidence la bistabilité du système proposé. Le contrôle de ces positions d'équilibre sera ensuite analysé grâce à une étude quasi statique de l'évolution de ces dernières en réponse à une commande.

Nous étudierons dans un second temps la réalisation technologique et les caractérisations d'un démonstrateur macroscopique basé sur le concept proposé. À cette occasion, les procédés de fabrication ainsi que les techniques de caractérisation utilisés seront brièvement présentés. Les caractérisations magnétiques vont permettre de vérifier le bon fonctionnement du système et d'étudier l'influence du champ magnétique de polarisation et de la température de fonctionnement.

Nous ne considèrerons ici que le cas d'un couche mince mono-domaine à anisotropie uni-axiale. Les problématiques propres à un élément nanométrique seront abordées dans le chapitre 3.

2.1 Démarche et présentation

Retournement de l'aimantation en l'absence de champ externe: Si l'on considère le stockage d'information à l'aide d'une particule magnétique, il est naturel d'envisager en premier lieu les deux positions d'équilibre opposées créées par

l'anisotropie d'une particule. Le passage d'un état à l'autre correspond ainsi à un retournement de l'aimantation suivant un axe et permet d'obtenir, dans une vanne de spin ou une jonction tunnel magnétique un contraste maximal de magnétorésistance. Néanmoins, cette possibilité se heurte à des considérations de symétrie [81].

En effet, si l'on considère en première approche que l'effet magnétoélectrique est linéaire, on peut écrire la relation suivante:

$$\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H} + \frac{1}{\mu_0 c} \chi_{me} \mathbf{E}$$

avec respectivement χ_m la susceptibilité magnétique, χ_{me} la susceptibilité magnétoélectrique et c la vitesse de la lumière. En l'absence de champ magnétique externe, il reste:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{\mu_0 c} \chi_{me} \mathbf{E}$$

L'aimantation étant paire et le champ électrique impair vis à vis du renversement d'une coordonnée d'espace, le retournement de l'aimantation ($\mathbf{M} \longrightarrow -\mathbf{M}$) s'avère impossible de manière réversible en l'absence de champ magnétique externe. C'est ainsi qu'un tel retournement doit être assisté par un champ externe ou utiliser un retournement balistique de l'aimantation qui permet de briser la symétrie temporelle. Nous avons vu dans le chapitre 1 que des systèmes utilisant ces stratégies ont déjà été proposés [73].

D'autre part, nous avons également vu précédemment qu'une telle configuration (de type *toggle memory*) induit une ambiguïté lors de l'écriture de l'information et nécessite la lecture préalable de l'état mémoire.

Positions d'équilibre induites par polarisation magnétique: L'application de contraintes d'origine piézoélectrique sur une particule ne présentant qu'une anisotropie uni-axiale ne permet ainsi pas le passage d'un état d'équilibre à l'autre (renversement de l'aimantation). D'une manière générale, l'énergie d'anisotropie dans le cas uni-axial étant proportionnelle à $\cos^2(\varphi)$, où φ est l'angle entre l'aimantation et l'axe d'anisotropie, toute combinaison de n anisotropies uni-axiales résultera en un profil d'énergie π-périodique présentant 2 positions d'équilibres équivalentes diamétralement opposées.

En revanche, l'application d'un champ magnétique externe, dont la contribution énergétique (du premier ordre en $\cos(\varphi)$) est 2π-périodique, permet de dissymétriser le profil d'énergie de la particule.

Nous ne considèrerons ici que le cas de la dissymétrisation par un champ magnétique externe. Il est possible d'envisager plusieurs stratégies de polarisation: outre l'application d'un champ magnétique global, l'interaction d'échange à l'interface

entre une couche ferromagnétique et une couche antiferromagnétique peut également être utilisée. Elle permet en effet d'influencer la position d'équilibre des spins de la couche ferromagnétique de façon analogue. Dans la suite du mémoire, nous considèrerons ainsi au sens large une polarisation par un champ externe, quelle que soit sa source.

Changement d'état de l'élément mémoire: Nous allons voir par la suite que l'application de contraintes sur une particule magnétoélastique permet d'induire une rotation de l'axe d'anisotropie naturel de celle-ci, jusqu'à 90°. Le changement d'état de l'élément mémoire va ainsi reposer sur la rotation de l'aimantation vers le nouvel axe d'anisotropie ainsi créé, puis sur la relaxation du système de spins vers un état d'équilibre proche, créé par la polarisation magnétique externe. La figure 2.1 explique ce principe de fonctionnement dans le cas de contraintes compressives sur une particule magnétique présentant une magnétostriction positive. À partir de l'état de départ (a), l'application de contraintes compressives crée dans le plan un axe de facile aimantation dans la direction perpendiculaire à l'axe d'application des contraintes. Si ces dernières sont suffisantes, l'aimantation va s'aligner avec l'axe facile induit (b). Lorsque la commande est supprimée, l'aimantation se stabilise dans un nouvel état d'équilibre (c).

Les paragraphes précédents présentent de façon intuitive le principe de fonctionnement du système que nous proposons. Nous allons désormais décrire celui-ci plus précisément dans le suite, à l'aide de l'analyse énergétique des sous-systèmes magnétiques et magnétoélastiques d'un élément magnétostrictif.

2.2 Étude statique et quasi-statique

2.2.1 Profils d'énergie

2.2.1.1 Écriture et représentation de l'énergie magnétique

On considère un volume magnétique magnétostrictif possédant un axe de facile aimantation. Tout au long du mémoire, nous considérerons des matériaux possédant une magnétostriction λ_s positive.

La configuration magnétique et géométrique du système est présentée sur la figure 2.2. L'approximation du milieu continu (qui permet de négliger les variations locales des champs électriques et magnétiques [82]), justifiée par la taille du système (de l'ordre de plusieurs nanomètres à plusieurs dizaines de nanomètres), permet de ne considérer que des expressions moyennées des énergies et non les grandeurs

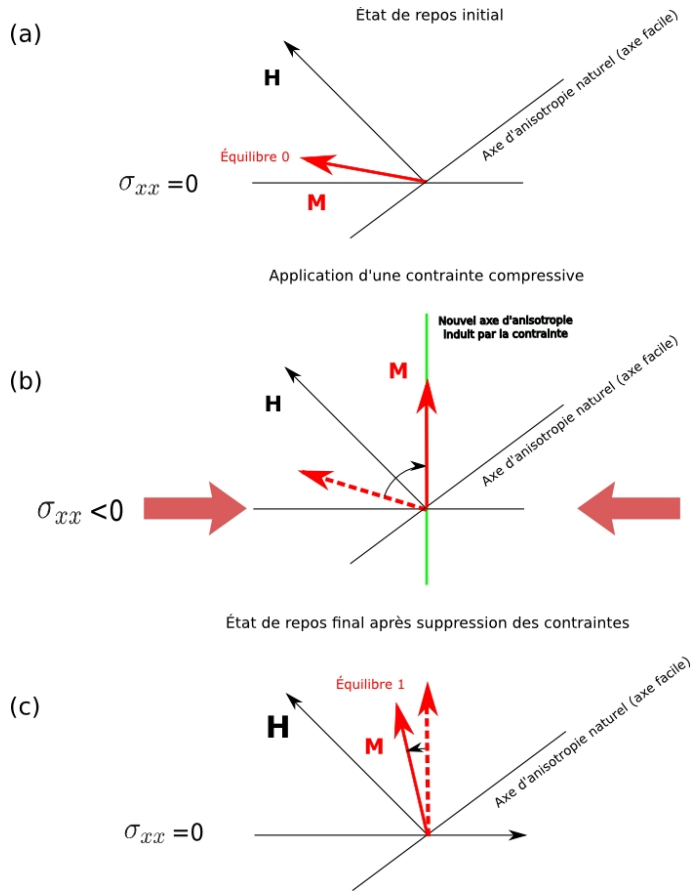


Figure 2.1 – Illustration du changement d'état. (a) État initial. (b) L'application de contraintes crée un nouvel axe d'anisotropie suivant lequel l'aimantation va s'aligner. (c) À la suppression de celles-ci, l'aimantation relaxe vers l'état d'équilibre le plus proche.

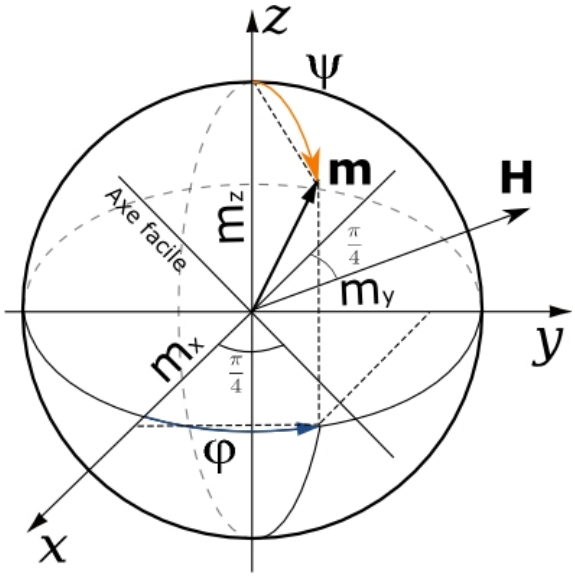


Figure 2.2 – Configuration magnétique et géométrique du système. L'axe de facile aimantation et le champ $\mathbf{H}$ sont dans le plan $(O, \mathbf{x}, \mathbf{y})$.

locales à l'échelle atomique. D'autre part, si l'on considère une aimantation uniforme, il est possible de considérer un bilan énergétique volumique représentatif du comportement global du système.

Par ailleurs, on prend pour état de référence l'état du volume au delà de sa température de Curie, i.e. en l'absence de contraintes magnétoélastiques. On néglige donc dans ce cas les contraintes résiduelles liées au dépôt. Celles-ci peuvent néanmoins être incluses sous la forme d'une contrainte additionnelle dans le calcul qui suit.

Dans ce cadre, on peut dresser le bilan énergétique volumique suivant, où e_m représente l'énergie magnétique et magnétoélastique volumique totale:

$$e_m = e_Z + e_a + e_{me}, \text{ avec:}$$

- **Énergie volumique d'interaction Zeeman**:

$$e_Z = -\mu_0 \mathbf{M}.\mathbf{H} \tag{2.1}$$

  où μ_0 est la perméabilité magnétique du vide, $\mathbf{M}$ le vecteur aimantation et $\mathbf{H}$ le champ magnétique externe, dans les unités du système international (SI).
- **Énergie volumique d'anisotropie**:

$$e_a = -\frac{1}{2}\mu_0 \mathbf{M}.\mathbf{H_a} \tag{2.2}$$

où H_a représente le champ d'anisotropie effectif, dépendant de $\mathbf{M}$.

- **Énergie volumique magnétoélastique**:

$$e_{me} = -\frac{3}{2}\lambda_s \mathbf{m}.\overline{\overline{\sigma}}.\mathbf{m} \tag{2.3}$$

où λ_s est la magnétostriction à saturation, $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$ et $\overline{\overline{\sigma}}$ le tenseur des contraintes s'exerçant sur l'élément de volume considéré. Le couplage s'exerce cependant physiquement avec le tenseur des déformations $\overline{\overline{\epsilon}}$ à travers le coefficient $b^{\gamma,2}$.

Nous ne considérerons ici que le cas d'une contrainte uni-axiale suivant $\mathbf{x}$, soit un tenseur des contraintes de la forme:

$$\overline{\overline{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Dans le cas général, compte tenu du système de coordonnées choisi (voir la figure 2.2), l'expression de l'énergie volumique magnétique totale e_m se présente donc sous la forme suivante, à une constante additive près:

$$e_m = -\mu_0 M_s H \cos(\varphi - \frac{3\pi}{4}) \sin\psi - \frac{1}{2}\mu_0 M_s H_a \cos^2(\varphi - \frac{\pi}{4}) \sin^2\psi - \frac{3}{2}\lambda_s \sigma_{xx} \cos^2\varphi \sin^2\psi \tag{2.4}$$

Dans le cas d'une structure "aplatie" (disque, couche mince), le rapport d'aspect implique la présence d'un champ de désaimantation qui maintient l'aimantation dans le plan $(\mathbf{x}, \mathbf{y})$. Dans ce plan et à l'équilibre, l'énergie volumique se réduit à:

$$e_m = -\mu_0 M_s H \cos(\varphi - \frac{3\pi}{4}) - \frac{1}{2}\mu_0 M_s H_a \cos^2(\varphi - \frac{\pi}{4}) - \frac{3}{2}\lambda_s \sigma_{xx} \cos^2(\varphi) \tag{2.5}$$

Constatons d'ores et déjà que l'expression de l'énergie magnétoélastique est analogue à l'expression de l'énergie d'anisotropie. Les contraintes mécaniques donnent ainsi naissance à une anisotropie magnétoélastique et la compétition entre celle-ci et l'anisotropie initiale va déterminer une nouvelle direction privilégiée pour l'aimantation.

L'expression de l'énergie volumique d'interaction d'échange avec une couche antiferromagnétique, évoquée plus haut dans le paragraphe 2.1 serait analogue à l'expression de l'énergie volumique Zeeman [83]:

$$e_{ex} = -J_{int} \cos\beta$$

où J_{int} est la constante de couplage interfaciale et β l'angle entre l'aimantation de la couche ferromagnétique et l'aimantation du sous-réseau de la couche antiferromagnétique. Nous considèrerons ainsi le cas général d'un champ **H** équivalent.

2.2.1.2 Positions d'équilibre de l'aimantation

La figure 2.3 présente une illustration des expressions précédentes dans les trois cas suivants: (a) en l'absence de contraintes, (b) contrainte tensile ($\sigma_{xx} > 0$) et (c) contrainte compressive ($\sigma_{xx} < 0$) et pour un champ de polarisation tel que $H \gtrsim H_a/\sqrt{2}$. Les positions d'équilibre de l'aimantation y sont représentées à titre d'illustration. Discutons les différents cas de figure. Dans le premier cas (figure 2.3 (a) et 2.4), le profil d'énergie présente deux positions d'équilibre déterminées par la condition $\partial e_m/\partial\varphi = 0$. En effet, nous obtenons dans ce cas:

$$\varphi = \frac{3\pi}{4} \pm \arccos\frac{H}{H_a}$$

Notons que dans le cas où $H = H_a/\sqrt{2}$, $\varphi = \pi/2$ (aimantation suivant **y**) ou $\varphi = \pi$ (aimantation suivant $-\mathbf{x}$).

Si nous appliquons des contraintes tensiles ($\sigma_{xx} > 0$, figure 2.3 (b) et 2.4), l'anisotropie magnétoélastique va pousser l'aimantation à s'aligner suivant **x** par la création d'un axe d'anisotropie uni-axiale suivant cette direction. D'un point de vue énergétique, un puits de potentiel va se creuser en $\varphi = \pi$. L'application de contraintes compressives ($\sigma_{xx} < 0$, figure 2.3 (c) et 2.4) va quant à elle aligner l'aimantation suivant **y** en rendant la position $\varphi = \pi$ instable, par création d'un plan facile d'aimantation dans le plan (**y**,**z**). Lorsque les contraintes sont supprimées, l'aimantation se stabilise dans la position d'équilibre magnétique la plus proche.

Ces considérations mettent en évidence l'existence de quatre positions d'équilibres stables pour l'aimantation du système, résumées dans le tableau 2.1 et illustrées sur la figure 2.4. En supposant que la contrainte σ_{xx} puisse être maintenue, il est donc possible d'envisager sur ce modèle un concept de mémoire à quatre états (Plus généralement, si le champ magnétique peut être retourné, il est possible d'obtenir 8 positions d'équilibre distinctes).

D'autre part, comme nous le verrons dans le chapitre 3, la fiabilité de conservation de l'information dépend de la barrière énergétique entre les deux positions d'équilibre. Le maintien de la contrainte "creusant" les puits énergétiques, l'utilisation des équilibres 0* et 1* pourrait donc permettre d'augmenter la valeur de cette barrière énergétique et ainsi assurer un taux d'erreur plus faible.

Nous allons maintenant détailler quelques considérations sur le système proposé.

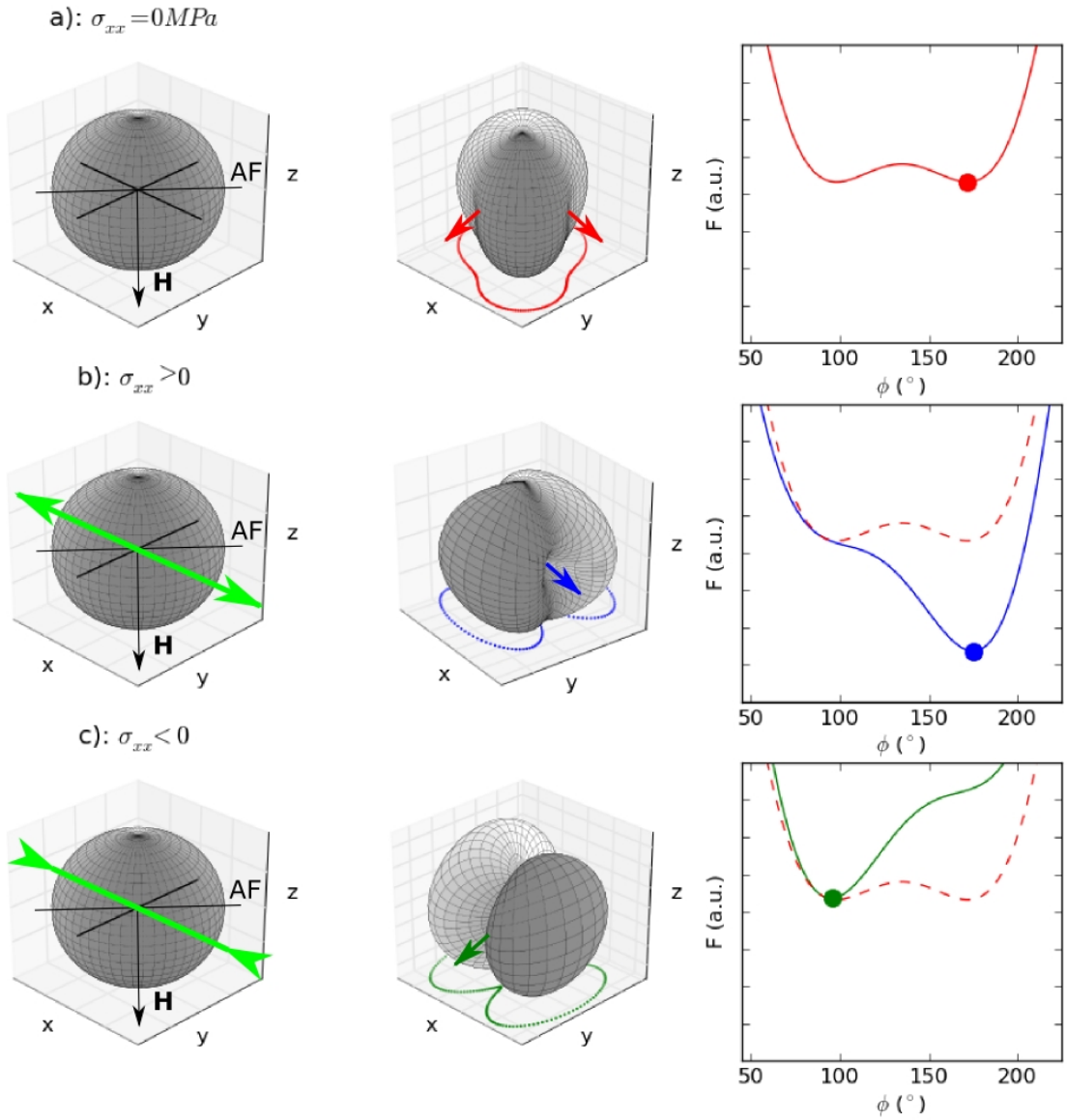


Figure 2.3 – Profils d'énergie de l'élément mémoire: (a) $\sigma_{xx} = 0$: le profil présente deux positions d'équilibre séparées de 90°, (b) $\sigma_{xx} > 0$: les contraintes tensiles créent un axe de facile aimantation dans la direction de $\mathbf{x}$, et (c) $\sigma_{xx} < 0$: les contraintes compressives créent un plan de facile aimantation orientant l'aimantation suivant $+\mathbf{y}$.

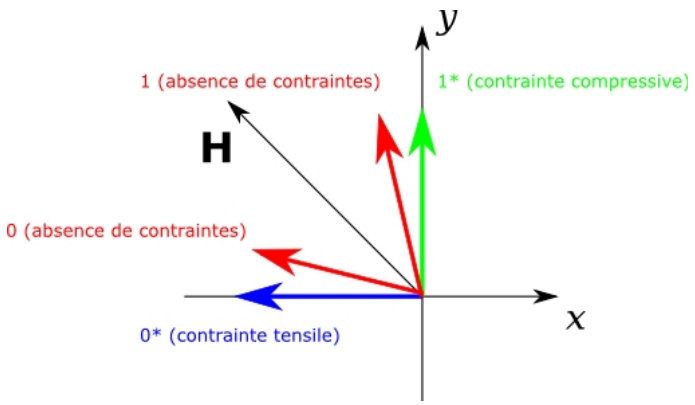


Figure 2.4 – Illustration des positions d'équilibre du système magnétoélastique.

Position	φ	σ_{xx}
1	$\frac{3\pi}{4} - \arccos\frac{H}{H_a}$	0 (absence de contraintes)
1*	$\frac{\pi}{2}$	$\gg 0$ (contrainte compressive)
0	$\frac{3\pi}{4} + \arccos\frac{H}{H_a}$	0 (absence de contraintes)
0*	π	$\ll 0$ (contrainte tensile)

Tableau 2.1 – Positions d'équilibre stables de l'aimantation en fonction de la contrainte mécanique appliquée.

2.2.2 Évolution du système magnétique

2.2.2.1 Condition de commutation du système et importance du champ de polarisation

La condition $H > H_a/\sqrt{2}$ (soit $\phi_0 \in]\pi/2; \pi[$) est ici une condition nécessaire de la commutation du système magnétique. En effet, lors de l'application des contraintes, il existe toujours dans le plan deux états d'équilibre, soit deux positions possibles pour l'aimantation. En envisageant la symétrie du système vis à vis de l'axe d'application des contraintes, cette condition semble naturelle: l'aimantation tend à rejoindre l'axe d'anisotropie créé par les contraintes de la manière la moins coûteuse en énergie. Des considérations énergétiques justifient également cette condition. En effet, si nous dérivons l'énergie e_m par rapport à φ, il vient:

$$\frac{\partial e_m}{\partial \varphi} = \mu_0 M_s H \sin(\varphi - \frac{3\pi}{4}) + \mu_0 M_s H_a \sin(\varphi - \frac{\pi}{4}) \cos(\varphi - \frac{\pi}{4}) + 3\lambda_s \sigma_{xx} \sin(\varphi) \cos(\varphi)$$

Si l'on évalue cette dérivée pour l'angle φ_0 d'équilibre de l'aimantation en l'absence de contraintes, la somme des deux premiers termes est nulle, par définition de l'angle d'équilibre. Il reste alors:

$$\frac{\partial e_m}{\partial \varphi}(\varphi_0) = 3\lambda_s \sigma_{xx} \sin(\varphi_0) \cos(\varphi_0)$$

On peut alors distinguer les cas suivants, en prenant pour l'exemple $\varphi_0 \approx \pi$:

- Si $\sigma_{xx} > 0$ (contrainte tensile):
  - Si $\varphi_0 = \pi - \epsilon$, $\epsilon > 0$, $\partial e_m/\partial\varphi(\varphi_0) < 0$: φ augmente pour minimiser l'énergie et tend vers 0*.
  - Si $\varphi_0 = \pi + \epsilon$, $\partial e_m/\partial\varphi(\varphi_0) > 0$: φ diminue pour minimiser l'énergie et tend également vers 0*.
- Si $\sigma_{xx} < 0$ (contrainte compressive):
  - Si $\varphi_0 = \pi - \epsilon$, $\partial e_m/\partial\varphi(\varphi_0) > 0$: φ diminue pour minimiser l'énergie et tend vers la position d'équilibre 1*.
  - Si $\varphi_0 = \pi + \epsilon$, $\partial e_m/\partial\varphi(\varphi_0) < 0$: φ augmente pour minimiser l'énergie et ne tend plus vers la position 1* voulue.

Dans ce dernier cas, l'aimantation retourne dans la position 0 lors du relâchement des contraintes et la commutation n'a pas lieu. La figure 2.5 illustre le comportement du système au voisinage de $\varphi_0 = \pi$. Dans le premier cas, à gauche, $H > H_a/\sqrt{2}$ et, lors de l'application des contraintes, l'aimantation rejoint la position 1*. À la suppression des contraintes, celle-ci rejoint 1. Dans le cas où $H < H_a/\sqrt{2}$, à droite, l'aimantation rejoint la position -1* avant de rejoindre la position 0 lors de la suppression des

contraintes.

C'est ainsi que le bon fonctionnement du système mémoire n'est possible que sous la condition $H > H_a/\sqrt{2}$, que nous considèrerons désormais vérifiée dans la suite de ce mémoire.

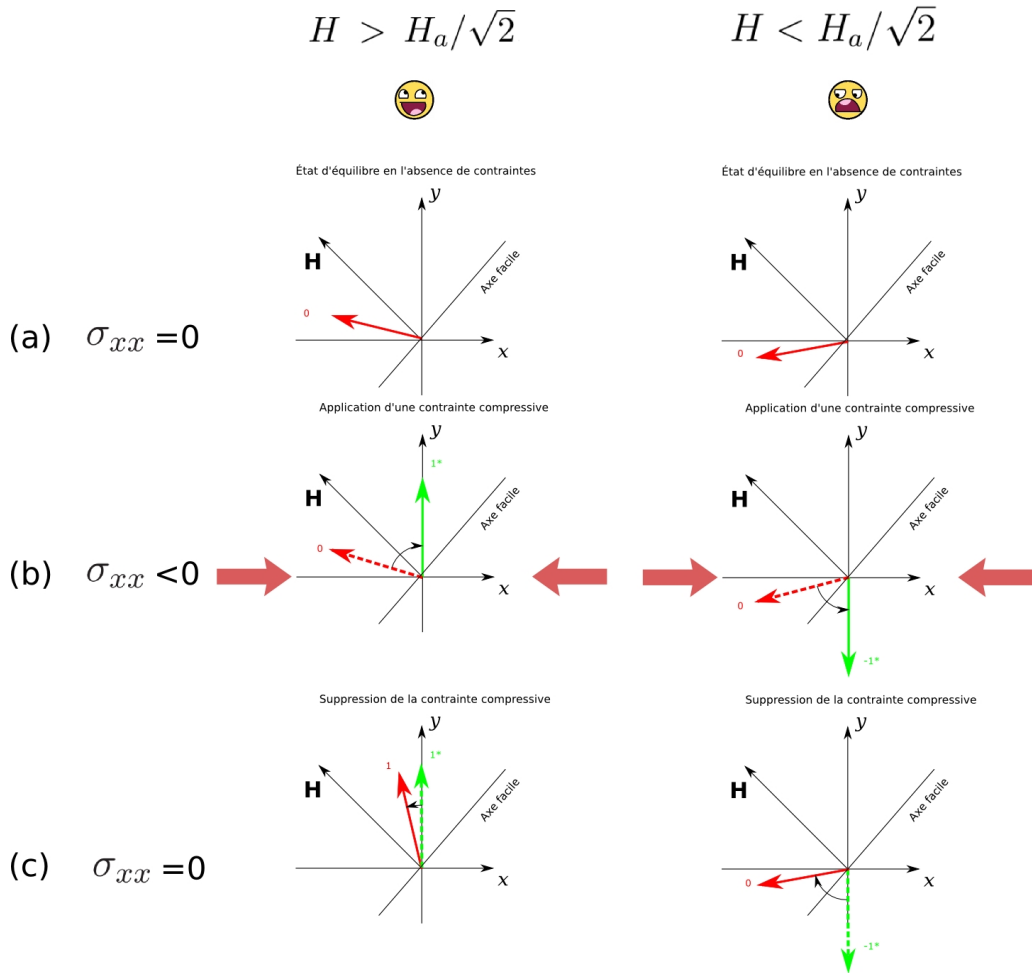


Figure 2.5 – Évolution de la position d'équilibre de l'aimantation en fonction du champ de polarisation. Dans cet exemple, avec $\varphi_0 = \pi$ (0), lors de l'application d'un contrainte compressive, l'aimantation rejoint une position d'équilibre opposée à la position désirée (-1*). Lors de la suppression des contraintes, celle-ci revient dans sa position initiale (0).

2.2.2.2 Évolution quasi-statique

Plaçons nous dans le cas d'une évolution quasi-statique du système, ce qui impose qu'à chaque instant, l'aimantation se trouve à l'équilibre. Si les contraintes sont appliquées suffisamment lentement nous pouvons en effet négliger les effets dynamiques décrits plus loin à l'aide de l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (cf. 3). Faisons de plus l'hypothèse de travail que 0=0* et 1=1* ($H = H_a/\sqrt{2}$).

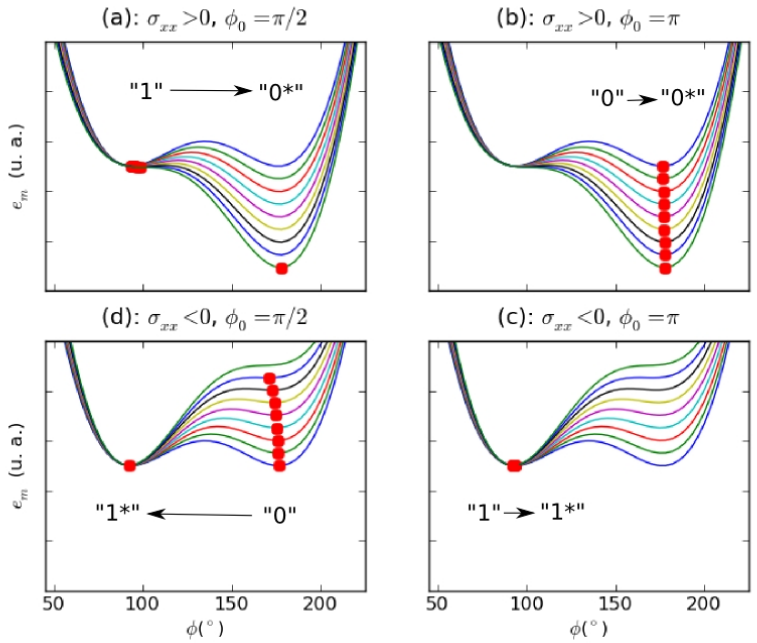


Figure 2.6 – Évolution quasi-statique des profils d'énergie libre et des positions d'équilibre de l'aimantation. (a) Écriture de "0" à partir de la position "1", (b) Écriture de "0" à partir de la position "0", (c) Écriture de "1" à partir de la position "0", (d) Écriture de "1" à partir de la position "1". Les points rouges indiquent la position de l'aimantation.

En suivant un raisonnement similaire à celui de Chiba et al. [67], il est possible de décrire numériquement la rotation quasi-statique de l'aimantation sous l'effet d'une contrainte externe. À chaque itération, un algorithme calcule le minimum local de l'énergie libre pour $\sigma_{xx}^{i+1} = \sigma_{xx}^{i} + \delta\sigma_{xx}$ (avec $\delta\sigma_{xx} \ll \sigma_{xx}^{i}$, $i \in \mathbb{N}$), à partir de la position d'équilibre précédente à φ_0. Ce minimum est déterminé à l'aide de la fonction `nrm` du logiciel de calcul numérique libre Octave[1], qui utilise la méthode de Newton-Raphson. La figure 2.6 montre le profil de l'énergie libre magnétique ainsi que la position d'équilibre de l'aimantation pour des contraintes tensiles et compressives et pour différentes positions initiales. Comme illustré sur la figure 2.7, qui présente la variation de l'angle φ de l'aimantation lors d'un cycle de contraintes, l'état final est, pour un état initial donné, une fonction univoque des contraintes appliquées, lorsque $|\sigma_{xx}|$ atteint une valeur critique $|\sigma_{xx}^{min}|$. À l'opposé des concepts de type *toggle memory*, il n'est en effet pas nécessaire de connaître l'état initial de la mémoire pour écrire l'information. Cette valeur critique est définie comme la valeur pour laquelle la position d'équilibre devient instable, i.e. lorsque $\partial^2 e_m/\partial\varphi^2 = 0$ et $\partial e_m/\partial\varphi = 0$. En négligeant la rotation de l'aimantation avant la position d'équilibre instable, il est possible de déterminer analytiquement la valeur critique de contrainte $|\sigma_{xx}^{min}|$:

1. http://www.gnu.org/software/octave/

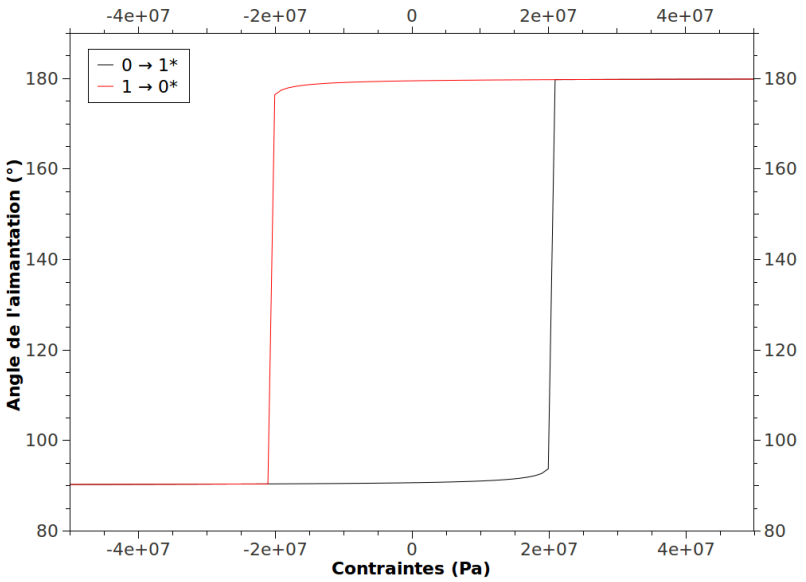


Figure 2.7 – Angle de l'aimantation lors d'un cycle de contraintes, calculé pour $H = 150\text{kA/m}$, $H_a \approx 210\text{kA/m}$, $M = 640\text{kA/m}$ et $\lambda_s = 1,06.10^{-3}$. L'hystérésis montre l'existence d'un contrainte limite à partir de laquelle l'aimantation change d'état.

Avec $H = (\sqrt{2}/2)H_a$, l'énergie s'écrit comme la somme de trois contributions, correspondant respectivement à l'énergie Zeeman, à l'énergie d'anisotropie et à l'énergie magnétoélastique. Soit, avec $\varphi' = \varphi - 3\pi/4$:

$$e_m = -\frac{\sqrt{2}}{2} M H_a \cos\varphi' - \frac{1}{2} M H_a \sin^2\varphi' + \frac{3}{4}\lambda_s \sigma_{xx} \sin 2\varphi' \tag{2.6}$$

Soit, en dérivant par rapport à φ:

$$\frac{\partial e_m}{\partial \varphi'} = \frac{\sqrt{2}}{2} M H_a \sin\varphi' - M H_a \sin\varphi' \cos\varphi' + \frac{3}{2}\lambda_s \sigma_{xx} \cos 2\varphi' \tag{2.7}$$

Trois cas sont alors possibles, suivant la valeur de σ_{xx}: maximum d'énergie, minimum d'énergie ou point d'inflexion. Si l'on désire changer l'état d'un élément mémoire, il est nécessaire de rendre instable la position précédente, i.e. d'obtenir un maximum d'énergie pour celle-ci. Ceci se traduit mathématiquement par:

$$\frac{\partial^2 e_m}{\partial \varphi'^2} = \frac{\sqrt{2}}{2} M_s H_a \cos\varphi' - M_s H_a [\cos^2\varphi' - \sin^2\varphi'] - 3\lambda_s \sigma_{xx} \sin 2\varphi' < 0 \tag{2.8}$$

En prenant la cas particulier de passage de l'état "0" à l'état "1":

$$\frac{\partial^2 e_m}{\partial \varphi'^2}(\frac{\pi}{4}) = \frac{1}{2} M_s H_a - 3\lambda_s \sigma_{xx} \tag{2.9}$$

La condition précédente s'écrit alors:

$$\sigma_{xx} > \frac{\mu_0 M_s H_a}{6\lambda_s} \tag{2.10}$$

Nous obtenons donc ici l'expression de la contrainte minimale à appliquer pour provoquer un changement d'état de l'élément mémoire. Cette expression est similaire aux expressions obtenues par Roy et al. [73] ou encore Hu et al. [80] pour leurs systèmes respectifs. Roy et al. obtiennent notamment, dans le cas d'un cylindre elliptique, la relation suivante:

$$\sigma_{min} = \frac{\mu_0 M_s H_{a,eq}}{3\lambda_s}$$

avec $H_{a,eq} = (N_{d-xx} - N_{d-zz})M_s$ le champ d'anisotropie équivalent correspondant à l'anisotropie de forme, où N_{d-xx} et N_{d-zz} sont les coefficients de champ de désaimantation du cylindre elliptique. La contrainte minimale est ici deux fois plus importante que dans notre cas pour un matériau donné. Les positions d'équilibre sont en effet opposées et la barrière énergétique entre ces deux états deux fois plus importante.

Dans le cas d'un élément mémoire composé de terfenol, de champ d'anisotropie $H_a \approx 210$kA/m (soumis à un champ de polarisation $H = 150$kA/m), de magnétostriction à saturation $\lambda_s = 1,06.10^{-3}$, d'aimantation à saturation $M = 640$kA/m, il sera ainsi nécessaire d'appliquer des contraintes d'au moins $26,5$MPa. Nous verrons dans la partie suivante que de telles valeurs de contraintes sont technologiquement accessibles. Notons toutefois que ce calcul ne permet d'obtenir qu'une valeur approchée de $|\sigma_{xx}^{min}|$ et que cette valeur n'est a priori pertinente que dans le cas quasi-statique.

Les différentes considérations présentées ci-dessus ont permis de valider théoriquement le principe de fonctionnement de l'élément magnétoélectrique bistable. La partie suivante est consacrée à l'étude d'un démonstrateur macroscopique basé sur ce principe et qui va nous permettre de valider expérimentalement le système.

2.3 Démonstrateur macroscopique

2.3.1 Présentation

L'étude des couches minces magnétostrictives a déjà permis d'observer la création d'une anisotropie magnétoélastique grâce à l'application de contraintes sur la couche en question. Il est en particulier possible d'induire un axe d'anisotropie dans une couche mince magnétostrictive en déposant celle-ci sur un substrat pré-contraint. L'existence de la bistabilité des systèmes magnétostrictifs polarisés magnétiquement

a également pu être démontrée par N. Tiercelin [84]: dans une configuration similaire (anisotropie uni-axiale + champ magnétique de polarisation), un champ magnétique de commande appliqué suivant l'axe facile provoque la commutation entre deux positions d'aimantation mises en évidence par les positions d'une structure mécanique de type poutre encastrée recouverte par la couche active. Il est donc a priori possible de réaliser à l'échelle macroscopique un élément bistable basé sur le principe de commutation magnétoélectrique décrit ci-dessus. Nous avons ainsi mis au point un tel élément grâce à l'utilisation de couches minces magnétostrictives nanostructurées et d'un élément piézoélectrique massif capable de produire une contrainte uni-axiale dans celle-ci. Ce démonstrateur est présenté sur la figure 2.8. Avant de

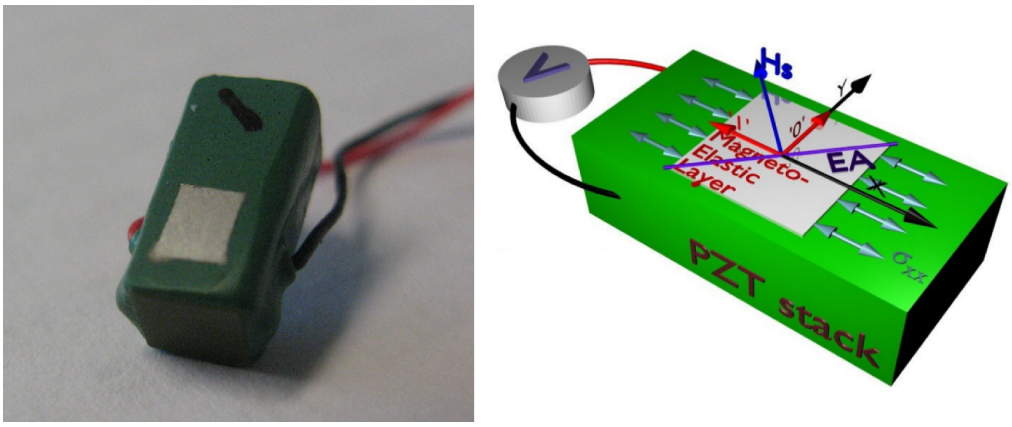


Figure 2.8 – Élément mémoire macroscopique. L'élément se compose d'un actionneur piézoélectrique massif sur lequel est déposé une couche magnétostrictive.

présenter sa fabrication à proprement parler, revenons brièvement sur la technologie des matériaux employés.

2.3.2 Technologie des couches minces magnétostrictives nanostructurées

2.3.2.1 Matériaux

Nous avons supposé dans la partie précédente que certaines caractéristiques magnétiques (M_s) et magnétoélastiques (λ_s) pouvaient s'identifier à celles du terfenol dont la magnétostriction géante est recherchée. Le terfenol présente néanmoins une forte anisotropie magnétocristalline, responsable de champs de saturation importants ($\mu_0 H_s \approx 1T$) et rendant difficile l'obtention d'une anisotropie uni-axiale induite. Celui-ci ne peut donc être utilisé sous cette forme.

L'utilisation de TbFe ou TbDyFe amorphe permet de réduire significativement l'anisotropie, tout en conservant une bonne magnétostriction. Cette difficulté peut

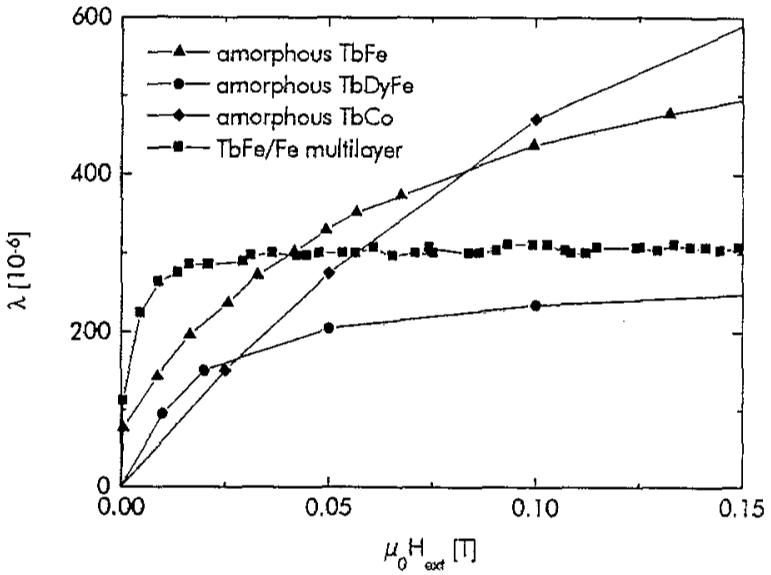


Figure 2.9 – Sensibilité comparée de la magnétostriction de différents composés vis à vis du champ magnétique externe [85]. La nanostructuration permet d'obtenir une meilleure sensibilité à bas champ, aux dépens de la magnétostriction à saturation.

être surmontée de manière plus efficace grâce à la nanostructuration des couches actives [85, 84], comme illustré sur la figure 2.9. Celle-ci montre l'apport de la nanostructuration par rapport à d'autres approches vis à vis de la sensibilité à bas champ avec l'exemple des nanostructures TbFe/Fe. La magnétostriction à saturation s'avère plus faible que pour les alliages amorphes, mais celle-ci est obtenue pour des champs beaucoup plus faibles. Ce comportement s'explique par le couplage d'échange entre les couches qui permet de bénéficier à la fois de la magnétostriction à saturation de l'alliage TbFe et de la faible anisotropie du fer. Pour une périodicité de l'ordre de 10nm, le système peut être considéré comme complètement couplé et les propriétés résultantes sont un compromis de celles des deux matériaux.

2.3.2.2 Pulvérisation cathodique

Les couches minces magnétostrictives évoquées ci-dessus présentent également l'avantage de pouvoir être déposées par pulvérisation cathodique. Cette technique est déjà largement utilisée dans les procédés de fabrication de micro et nano-systèmes et s'avère moins coûteuse que d'autres techniques de dépôt telles que l'épitaxie par jets moléculaires (*Molecular Beam Epitaxy*, MBE).

Principe: La pulvérisation cathodique repose sur le principe suivant (en référence à la figure 2.10): Un gaz, inerte (Ar) ou réactif (N_2, O_2) est introduit dans une enceinte préalablement placée sous vide secondaire (pression typiquement inférieure à

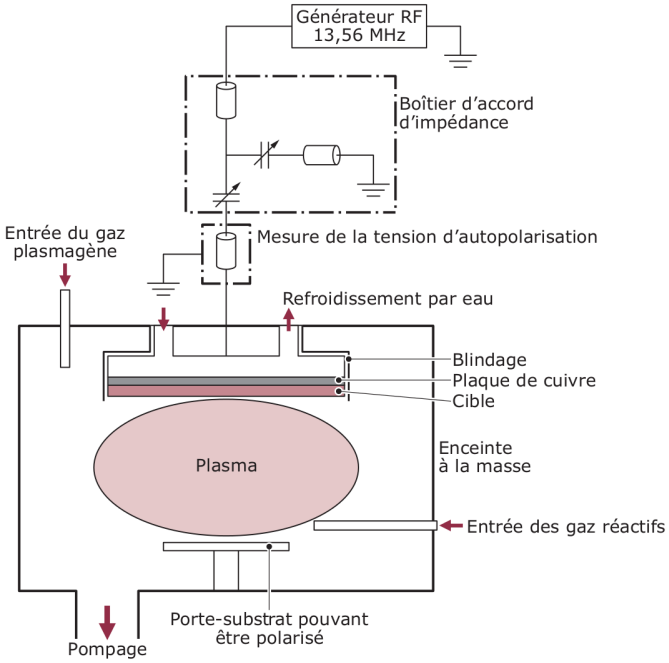


Figure 2.10 – Schéma d'un bâti de dépôt RF à couplage capacitif [86].

10^{-6}mbar). Sous l'effet d'une différence de potentiel de plusieurs kV entre la cathode (cible) et l'anode (substrat), le gaz s'ionise sous forme de plasma contenant des ions chargés positivement (Ar^+ dans l'exemple). Ces ions, accélérés dans le champ électrique statique acquièrent une énergie cinétique de plusieurs centaines d'eV avant d'atteindre la cathode, sur laquelle se trouve le(s) matériau(x) à déposer. L'énergie déposée par les ions incidents va permettre aux atomes de surface de s'extraire de la cible. Ces derniers sont alors projetés de façon isotrope sur le substrat. Dans le cas de matériaux isolants, il est également possible d'utiliser une tension alternative radiofréquence (à $13,6$MHz) permettant de s'affranchir du problème de l'évacuation des charges au niveau du substrat. On parle dans ce cas de pulvérisation cathodique RF. L'utilisation, au niveau de la cathode d'aimants permet quant à elle d'augmenter le temps de parcours des ions qui vont s'enrouler autour des lignes de champ magnétique. Ces derniers vont ainsi acquérir une énergie cinétique supérieure, augmentant de fait la vitesse de dépôt. Le réglage de la puissance électrique et de la pression de dépôt permet d'ajuster la composition du matériau, sa microstructure ainsi que les contraintes résiduelles. La vitesse de dépôt dépend également de ces paramètres et il est ainsi nécessaire d'étalonner celle-ci pour chaque matériau afin de contrôler les épaisseurs déposées.

Dépôt de nanostructures magnétostrictives: Les nanostructures magnétostrictives sont obtenues par pulvérisation cathodique RF dans un bâti de pulvérisa-

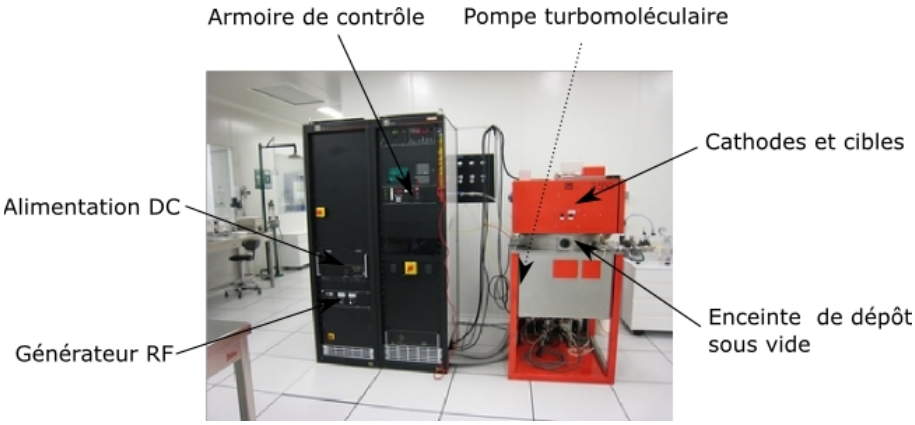


Figure 2.11 – Bâti de pulvérisation Leybold Z550 utilisé pour les dépôts des nanostructures magnétostrictives.

tion Leybold Z550 (fig. 2.11), en environnement contrôlé, dans la salle blanche de l'IEMN [2]. Les couches de TbCo et FeCo sont obtenues par pulvérisation de cibles composites (cible de Co et pastilles de Tb d'une part, cible de Fe et pastilles de Co d'autre part) permettant le contrôle de la composition. Le substrat est placé sur un plateau tournant. Le dépôt s'effectue ainsi par oscillations automatisées sous le plasma, ce qui permet d'éviter l'échauffement du substrat et les risques de cristallisation partielle. Une étude complète de ce type de dépôt a été effectuée dans la thèse de N. Tiercelin [84].

Grâce aux effets magnétoélastiques, l'application d'un champ magnétique dans le plan du substrat pendant le dépôt permet d'obtenir une anisotropie uni-axiale [87]. Les échantillons sont ainsi placés sur un porte substrat magnétique qui permet d'obtenir un champ homogène d'environ 300 Oe. L'anisotropie ainsi obtenue dépend de l'épaisseur relative de chaque couche de la nanostructure: Une proportion plus importante de TbCo (ou $TbFe_2$) se traduira par une augmentation du champ d'anisotropie ainsi que par une augmentation de la magnétostriction à saturation. À l'inverse, une proportion plus importante de Fe (ou FeCo) réduit l'anisotropie ainsi que la magnétostriction. Nous disposons ainsi d'une anisotropie "réglable".

Un des points critiques de la réalisation des couches magnétostrictives nanostructurées réside dans l'obtention d'un vide secondaire suffisamment bas. En effet, le terbium s'oxyde facilement et un défaut de vide se traduit par une détérioration significatives des propriétés de la couche active. Ceci implique plusieurs précautions:

- Pompage long à l'aide d'une pompe turbo-moléculaire (jusqu'à environ 5.10^{-7}mbar)
- Utilisation d'un piège cryogénique permettant d'améliorer le vide et de piéger les molécules d'eau en présence

2. http://www.iemn.univ-lille1.fr

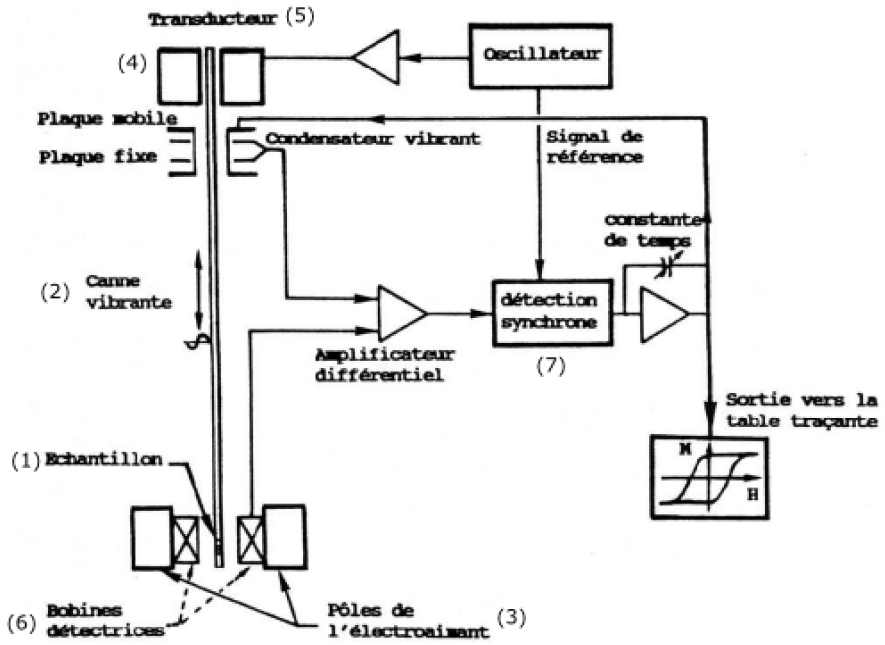


Figure 2.12 – Schéma de principe du magnétomètre à échantillon vibrant

- Décapage préalable des cibles sous vide, en particulier du terbium qui s'oxyde facilement.

Un échantillon témoin de Si de dimensions connues, présentant une trace de feutre à sa surface est systématiquement placé à proximité des échantillons d'intérêt. Celui-ci permet de vérifier le bon déroulement du dépôt ainsi que les propriétés magnétiques. Après retrait de la trace de feutre et de la couche déposée sur celle-ci, il est en effet possible de mesurer l'épaisseur de la couche au profilomètre. L'échantillon témoin peut ensuite être caractérisé magnétiquement.

Ces caractérisations peuvent s'opérer de diverses façons. Deux d'entre elles, utilisées au cours des manipulations sont présentées dans la partie suivante.

2.3.3 Méthodes de caractérisation magnétique

2.3.3.1 Magnétomètre à échantillon vibrant

Inventé par Simon Foner en 1955 [88], le magnétomètre à échantillon vibrant (en anglais *Vibrating Sample Magnetometer*, ci-après dénommé VSM) permet de mesurer l'aimantation ou l'induction globale d'un échantillon par un système de détection synchrone, jusqu'à une résolution typique de 1µemu pour le moment magnétique.

Son principe de fonctionnement, schématisé sur la figure 2.12 est le suivant: L'échantillon (1) est placé à l'extrémité d'une canule (2) (composée d'un matériau amagnétique) dans l'entrefer d'un électroaimant (3), qui fournit un champ magné-

Figure 2.13 – Magnétomètre à échantillon vibrant utilisé.

tique statique suivant **x**. Un système de rotation (4) permet d'orienter l'échantillon dans le plan de mesure. La partie supérieure de l'instrument (5) permet la mise en vibration de l'échantillon suivant l'axe **z**. Des bobines de détection (6) sont placées de part et d'autre de l'échantillon dans l'axe du champ ou suivant les deux axes du plan de mesure (dans le cas d'une mesure vectorielle). Lors d'une mesure, l'échantillon est mis en vibration. Celui-ci créant un champ de désaimantation externe, la vibration induit un variation de flux magnétique dans les bobines de même fréquence que l'excitation. Si l'aimantation est faible, le relevé de la force électromotrice aux bornes des bobines de détection, image de la variation de flux, peut à ce stade s'avérer extrêmement bruité. La détection synchrone (7) permet alors d'extraire cette tension pour chaque valeur de champ externe désirée.

La figure 2.13 montre le magnétomètre à échantillon vibrant acquis par le LEMAC en 2007. Il s'agit d'un modèle EV9 d'ADE [3] pouvant effectuer des mesures jusqu'à 2T. Un module cryogénique ainsi qu'un four permettent des mesures dans la gamme de températures [4K; 1073K].

2.3.3.2 Effet Kerr magnéto-optique longitudinal

De manière simplifiée, l'effet Kerr magnéto-optique décrit la rotation de polarisation d'une onde lumineuse incidente en fonction de l'aimantation à la surface d'un échantillon. Dans le cas d'effet Kerr magnéto-optique longitudinal (en anglais Longitudinal Magneto-Optic Kerr Effect, ci-après dénommé LMOKE), c'est l'effet sur la composante longitudinale du champ électrique de l'onde lumineuse qui est

3. http://www.microsense.net/products-vsm-ev9.htm

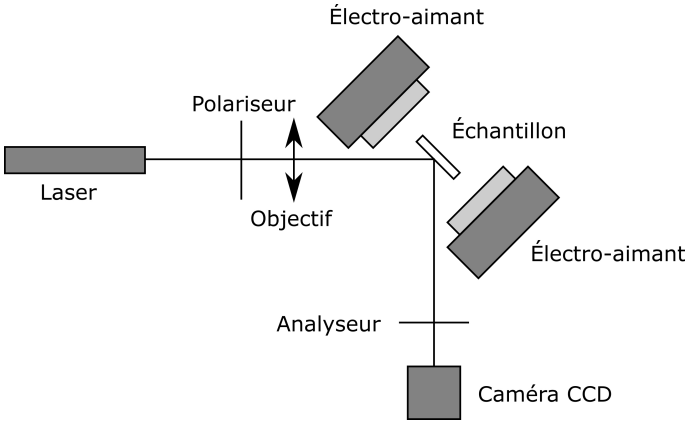


Figure 2.14 – Schéma de principe des mesures LMOKE.

mesuré. Comme décrit sur la figure 2.14, un faisceau laser polarisé est focalisé à la surface de l'échantillon. Celui-ci est placé dans l'entrefer d'un électroaimant afin de permettre la variation du champ statique auquel est soumis l'échantillon et ainsi la courbe d'hystérésis locale. Notons que la surface de l'échantillon doit être réfléchissante et présenter la granularité la plus faible possible afin de réduire le bruit produit par l'effet de "speckle". Le faisceau est ensuite réfléchi avant de traverser un analyseur qui délivre une intensité proportionnelle à la variation angulaire de la polarisation depuis le polariseur. Cette intensité est enregistrée par un capteur CCD (Charge Coupled Device) avant traitement de l'information. Cette méthode est décrite en détail dans [89].

Cette méthode permet d'obtenir la courbe d'hystérésis locale en chaque point de l'échantillon, avec une résolution dépendant directement du système optique et de la taille du faisceau à la surface de l'échantillon. Pour chaque valeur du champ magnétique statique externe, un balayage permet d'obtenir une cartographie complète de l'aimantation à la surface de l'échantillon et en particulier d'observer les domaines magnétiques.

Un banc de mesure est disponible à l'IEMN. Il a été développé par A. Klimov, chercheur invité régulièrement au LEMAC, et V. Rudenko, post-doctorant au sein de l'équipe. Un dispositif plus rapide est également disponible chez nos partenaires de l'IRE (*Institute of Radioengineering and Electronics*) à Moscou.

2.3.4 Réalisation technologique du démonstrateur

2.3.4.1 Élément piézoélectrique

Comme nous l'avons détaillé auparavant, il est nécessaire d'obtenir dans la couche magnétostrictive une contrainte uni-axiale dans le plan de la couche. Une telle configuration est difficilement réalisable technologiquement à l'aide de couches minces

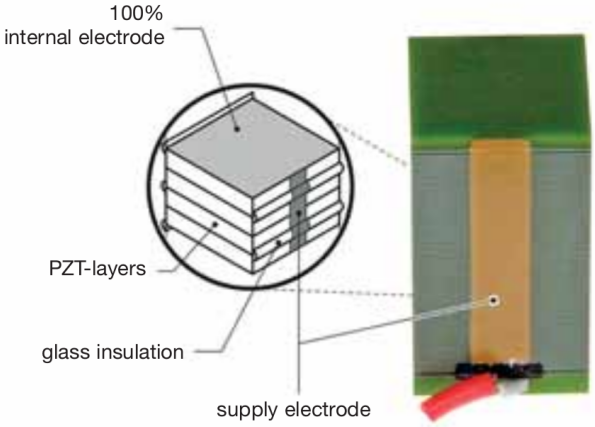


Figure 2.15 – Schéma de principe de l'actionneur piézoélectrique (*Source: Piezomechanik*).

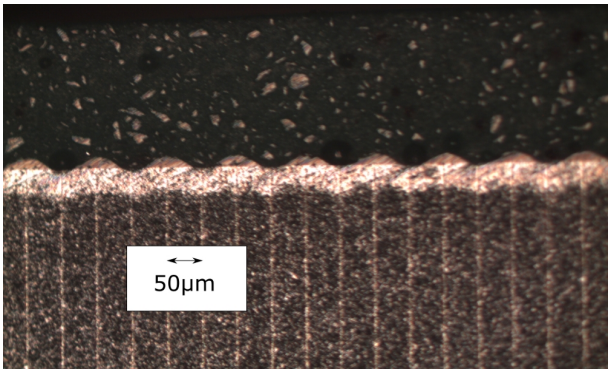


Figure 2.16 – Vue au microscope optique de la structure interne de l'actionneur piézoélectrique. La distance entre deux électrodes est égale à 50µm.

piézoélectriques. C'est pour cette raison que nous avons choisi d'utiliser pour ce premier démonstrateur un élément piézoélectrique macroscopique ($2\times3\times9\text{mm}^3$)(Modèle PSt150/2 × 3/7). Celui-ci, commercialisé par la société Piezomechanik [4] se présente sous la forme d'un empilement (*stack* en anglais) de couches de PZT (Titano-Zirconate de Plomb, $Pb[Zr_xTi_{1-x}]O_3$, $0 \leqslant x \leqslant 1$) reliées entre elles par des électrodes métalliques et encapsulé dans une matrice polymère (epoxy). Le modèle utilisé est de type On-Stack-Insulation (OSI) par opposition au type In-Stack-Insulation (ISI) comme illustré sur les figures 2.15 et 2.16. Dans ce cas, les électrodes recouvrent la totalité de la surface active de PZT et sont isolées l'une de l'autre par un filament de verre déposé à la surface de l'empilement. Dans le cas des modèles ISI, l'isolation est assurée par la céramique piézoélectrique elle-même, et les parties latérales de l'actionneur restent inactives.

La figure 2.16 présente une vue au microscope optique d'un échantillon découpé et poli. Elle permet de déterminer l'épaisseur de matériau actif dans chaque cellule

4. http://www.piezomechanik.com

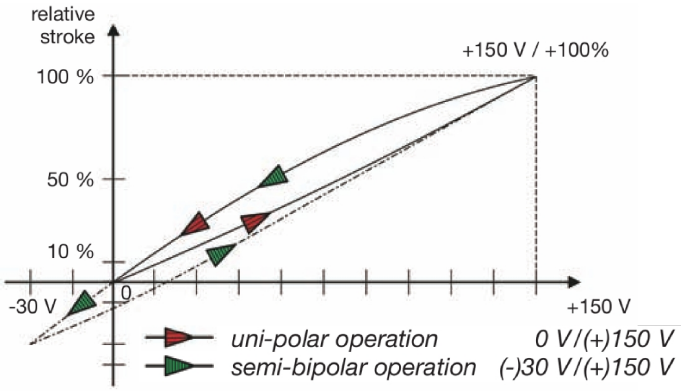


Figure 2.17 – Allongement relatif de l'élément piézoélectrique en fonction de la tension appliquée (*Source: Piezomechanik*).

ainsi que l'espacement entre deux électrodes adjacentes ($d = 50\mu$m). Conformément à la notice technique de l'élément piézoélectrique, nous avons appliqué des tensions de l'ordre $V_- = -35$V à $V_+ = +150$V à ses bornes, ce qui représente au plus un champ électrique $E = V_+/d \approx 3$MV/m, ce qui reste inférieur au champ de claquage du PZT ($E_{claquage} \approx 50$MV/m [90]).

L'allongement de l'élément piézoélectrique présente d'autre part un hystérésis, illustré sur la figure 2.17.

2.3.4.2 Dépôt des couches magnétostrictives

Une face de l'élément piézoélectrique est préalablement polie à l'aide d'un disque de polissage recouvert de poudre de diamant de granularité 1µm, de manière à obtenir un bon état de surface avant le dépôt de la couche magnétostrictive et de la couche d'accroche en titane. La localisation de la couche est assurée par un masquage physique au kapton. Une telle localisation permet l'obtention de contraintes plus homogènes dans la partie magnétique en évitant les effets de bord. De plus, la couche possédant des dimensions latérales comparables, l'influence de l'anisotropie de forme est réduite par rapport à l'anisotropie induite par champ magnétique lors du dépôt. Les paramètres du dépôt sont les suivants:

$$\text{Ti: } P_{DC} = 400\text{W},\ P_{Ar} = 7.10^{-3}\text{mbar, 200nm, (cible 6")}$$
$$15 \times \begin{cases} \text{TbCo: } P_{RF} = 440\text{W},\ P_{Ar} = 1.10^{-3}\text{mbar}, \approx 5\text{nm (13 passages) (cible 4")} \\ \text{FeCo: } P_{RF} = 440\text{W},\ P_{Ar} = 2.10^{-3}\text{mbar}, \approx 5\text{nm (7 passages) (cible 4")} \end{cases}$$

Le dépôt est effectué sous champ magnétique ($H \approx 300$Oe) et le vide de base est environ de 5.10^{-7}mbar. L'élement actif a au final les dimensions suivantes: 2mm × 3mm × 150nm La caractérisation magnétique de la couche à l'aide d'un échantillon

témoin de silicium a été effectuée et est présentée sur la figure 2.18. Les mesures de l'aimantation suivant l'axe du champ de dépôt et suivant l'axe perpendiculaire à celui-ci sont bien caractéristiques d'une couche présentant une anisotropie uni-axiale. Par ailleurs, les caractérisations de la composante hors-plan de l'aimantation au magnétomètre montrent que l'anisotropie est suffisante pour maintenir l'aimantation dans le plan de la couche. Les caractérisations magnétiques et magnétoélastiques ont

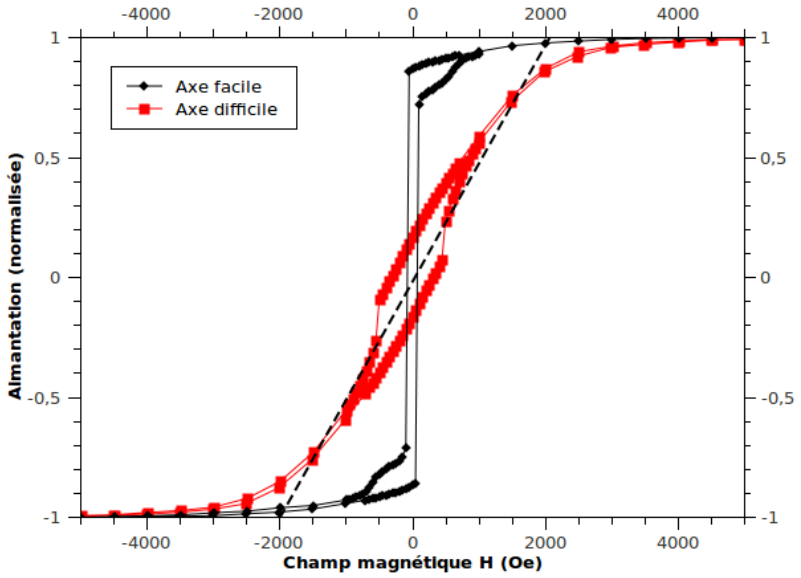


Figure 2.18 – Courbes d'hystérésis de la couche magnétostrictive. Les mesures suivant plusieurs directions (axe facile et axe difficile) permettent de mettre en évidence l'anisotropie uni-axiale de la structure.

permis de déterminer les différents paramètres de cette couche active dans le plan: $M_s \approx 6.10^5$A/m, $H_a \approx 1,6.10^5$A/m (2000Oe) et $\lambda_s \approx 10^{-4}$. Le module d'Young est estimé à $E \approx 80$GPa. Compte tenu de ce module d'Young, des tensions appliquées sur l'élément piézoélectrique et des données constructeur, la contrainte appliquée sur la couche magnétostrictive est telle que $-19\text{MPa} < \sigma_{xx} < 80\text{MPa}$.

2.3.5 Caractérisation du démonstrateur au VSM

2.3.5.1 Montage expérimental

L'élément mémoire est placé à l'extrémité de la canule vibrante du VSM, entre deux couples de bobines détectrices permettant une mesure vectorielle des composantes de l'aimantation. La configuration géométrique de l'échantillon dans l'entrefer du VSM est rappelée sur la figure 2.19. L'élément est également placé dans une tubulure calorifugée. Celle-ci permet de faire transiter un flux d'argon de température

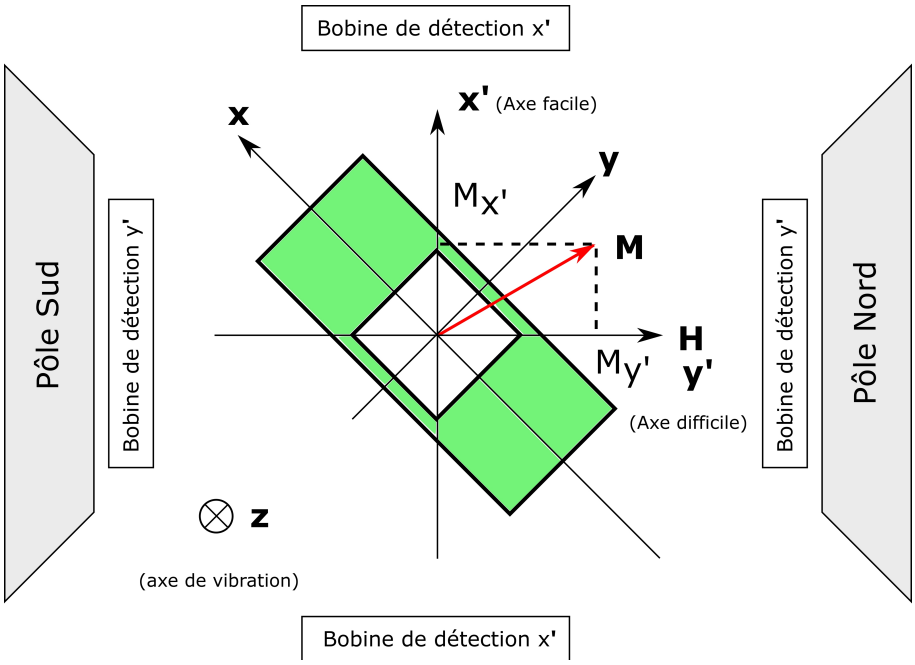


Figure 2.19 – Configuration géométrique de l'échantillon dans le VSM (taille de l'élément: $2 \times 3 \times 9\text{mm}^3$).

variable (de 77K à 1000K à l'aide d'un réservoir d'azote liquide et d'un système de chauffage) et ainsi de régler et contrôler la température de l'échantillon.

Les bornes de l'élément piézoélectrique sont reliées à une source de tension contrôlée par une interface Labview®. L'alimentation, composée d'une source sinusoïdale amplifiée et d'un circuit de redressement, permet de s'affranchir des limitations de courant des sources conventionnelles. Il est ainsi possible d'obtenir des temps de charge négligeables devant le temps d'acquisition du magnétomètre.

Le montage final est schématisé sur la figure 2.20.

2.3.5.2 Observation de la commutation

Le montage présenté ci-dessus a permis de mettre en évidence la bistabilité du système en réponse à un signal électrique. La figure 2.21 montre ainsi conjointement l'évolution de la composante $M_{x'}$ de l'aimantation (cf. figure 2.19) et le champ électrique appliqué aux bornes de l'élément piézoélectrique au cours du temps. Il est possible d'observer sur cette figure le comportement prévu par la théorie. L'aimantation change d'état lors de l'application d'une tension sur l'élément piézoélectrique. Ce changement est non-volatil: la suppression des contraintes n'entraîne pas le changement d'état. L'expérience montre également l'univocité de la commande. L'application successive de deux signaux de commande identiques laisse l'état de l'aimantation inchangé, comme le montre la figure 2.22. Le champ magnétique ap-

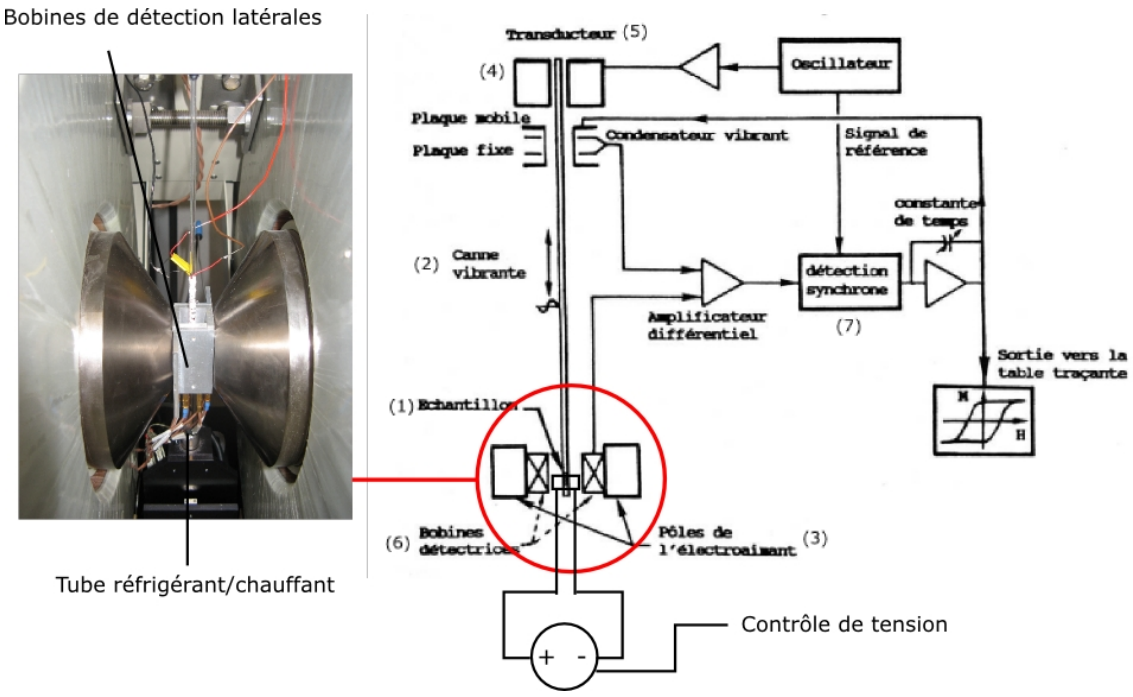


Figure 2.20 – Schéma du montage expérimental utilisé pour les mesures.

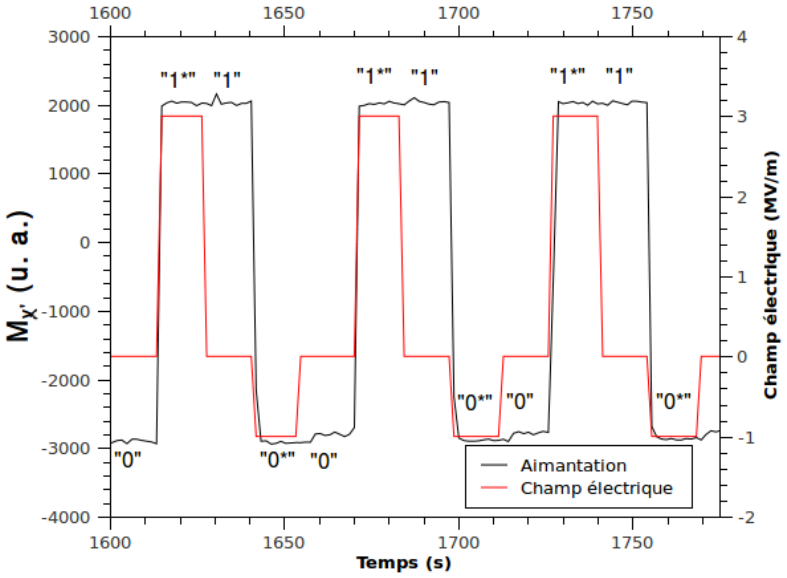


Figure 2.21 – Commutation magnétique de l'élément mémoire, observée par VSM, à $H = 1250$Oe. L'application d'une tension permet le passage d'un état à l'autre. Ces états sont conservés lors de la suppression de la tension.

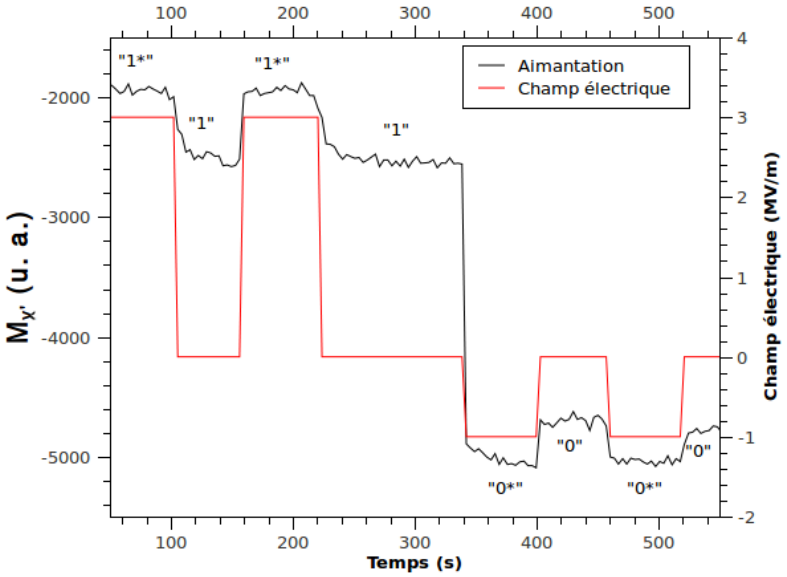


Figure 2.22 – Univocité de la commutation: l'application successive de deux commandes identiques ne change pas l'état mémoire.

pliqué est ici proche de $\sqrt{2}/2H_a$, et les positions d'équilibre 0 et 0* d'une part et 1 et 1* d'autre part sont quasiment confondues.

Des mesures semblables sur une période prolongée (supérieure à une heure) à une fréquence de l'ordre de $0,1$Hz n'ont pas permis d'exhiber d'effet de fatigue ou de cyclage (voir figure 2.23) sur cette durée.

2.3.5.3 Influence du champ de polarisation

L'étude énergétique a permis de montrer que les positions d'équilibre de l'aimantation dépendent du champ de polarisation auquel est soumis l'échantillon. Il nous a été possible de vérifier ceci à l'aide du montage décrit ci-dessus. La commutation, automatisée, a été observée pour différentes valeurs de champ statique comme le montre la figure 2.24. Nous pouvons observer sur celle-ci la mesure de l'aimantation en fonction du champ de polarisation alors que celui-ci évolue lentement par rapport à la période du cycle de commande. Dans un souci de simplification, la composante magnétique de l'élément piézoélectrique (mesurable à cause du grand volume de l'actionneur par rapport à celui de la couche magnétique), qui se superpose à la courbe d'hystérésis de la couche active est supposée linéaire vis à vis du champ avant la saturation. L'expérience permet de mettre en évidence trois zones distinctes, détaillées ci-dessous, signalées sur la figure 2.24:

- **Zone 1**: $0 < H < H_a/\sqrt{2}$
  Pour des valeurs de champ statique trop faibles, l'anisotropie domine dans le bilan énergétique et les positions d'équilibre en l'absence de contraintes

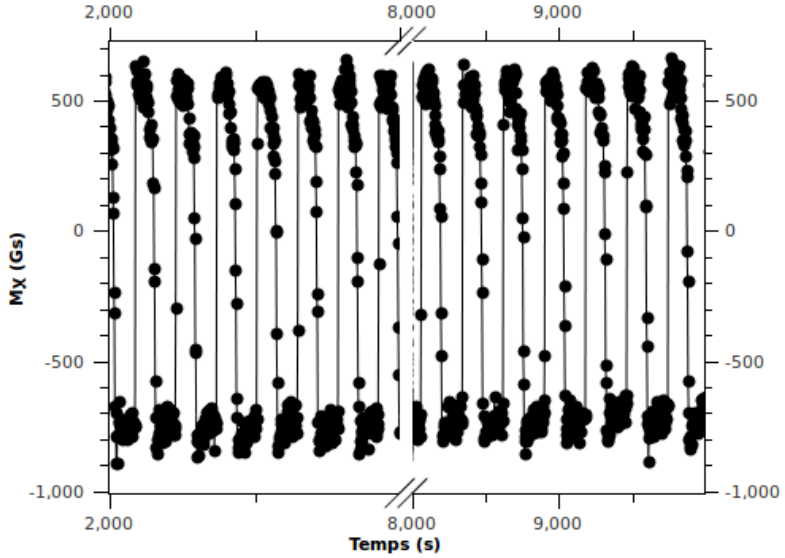


Figure 2.23 – Constance des états d'équilibre de l'aimantation au cours du temps.

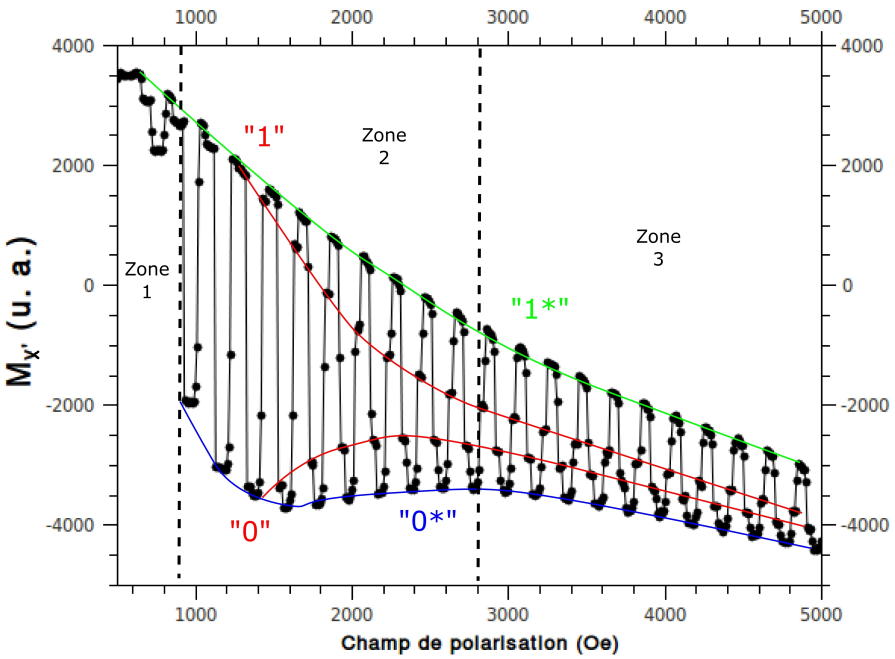


Figure 2.24 – Observation de la commutation en fonction du champ statique de polarisation. La courbe verte correspond à la position d'équilibre 1*, la courbe rouge aux positions d'équilibre 1 et 0 et la courbe bleue à la position d'équilibre 0*.

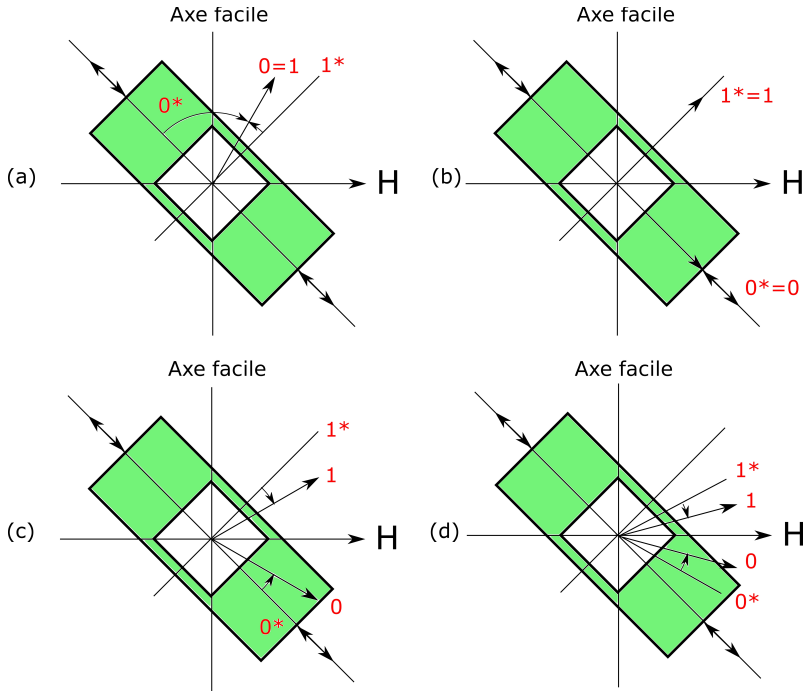


Figure 2.25 – Illustration des différentes configurations magnétiques en fonction du champ de polarisation statique. Dans le cas (a), le champ n'est pas suffisant pour permettre la commutation. Pour $H = H_a/\sqrt{2}$ (cas (b)), les positions d'équilibre sont perpendiculaires. Pour $H > H_a/\sqrt{2}$ (cas (c) et (d)), les positions d'équilibre, se rapprochent de l'axe difficile.

sont séparées de plus de 90° ($\varphi_0 > 180°$ et $\varphi_1 < 90°$). Comme illustré sur la figure 2.25(a) (l'aimantation initiale est choisie arbitrairement en position 0) et expliqué dans le paragraphe 2.2.2.1, la commutation ne peut plus avoir lieu

- **Zone 2**: $H_a/\sqrt{2} < H < H_a$
  Le cas limite pour $H = H_a/\sqrt{2}$ correspond à la situation où les deux états d'équilibre sont séparés de 90° et où les positions 0 et 0* d'une part et 1 et 1* d'autre part sont confondues (figure 2.25(b)). Pour des valeurs de champ plus élevées, les positions d'équilibre en l'absence de contraintes 0 et 1, définies par $3\pi/4 \pm \arccos(H/H_a)$, se rapprochent (figure 2.25(c)).
- **Zone 3**: $H > H_a$
  Si le champ de polarisation est trop important, l'aimantation est saturée suivant la direction de celui-ci et les positions d'équilibre sont confondues. Lors de l'application des contraintes, il devient impossible d'induire une anisotropie suffisante pour orienter l'aimantation dans la direction de celles-ci: les positions 0* et 1* se resserrent autour de la direction du champ de polarisation, au fur et à mesure de l'augmentation du champ (figure 2.25(d)).

Remarques:

1. Comme nous pouvons le constater sur la figure 2.24, les positions 0* et 1* tendent à se rapprocher lorsque le champ magnétique de polarisation H augmente. En effet, pour de grandes valeurs de contraintes et pour $H \gg H_a$, il est possible de négliger la contribution de l'anisotropie naturelle de la couche magnétostrictive. Dans ce cas, en posant $\varphi' = \varphi - 3\pi/4$, on a:

$$\frac{\partial e_m}{\partial \varphi'} = -3\lambda_s \sigma_{xx} \sin^2 \varphi' + \mu_0 M_s H \sin \varphi' + \frac{3}{2}\lambda_s \sigma_{xx}$$

La condition d'équilibre correspond ainsi à un équation du second degré en $\sin \varphi'$ de discriminant $\Delta = (\mu_0 M_s H)^2 + 18\lambda_s^2 \sigma_{xx}^2 > 0$. L'analyse des solutions de cette équation avec la condition $\sin \varphi' \in [-1; 1]$ donne au final:

$$m_{x'} = \sin \varphi' = \frac{\mu_0 M_s H - \sqrt{(\mu_0 M_s H)^2 + 18(\lambda_s \sigma_{xx})^2}}{6\lambda_s \sigma_{xx}}$$

L'analyse de cette expression montre que celle-ci est une fonction décroissante du champ de polarisation. Les positions 0* et 1* se rapprochent donc lorsque le champ magnétique augmente.

2. Le relevé expérimental montre l'existence d'un champ de polarisation critique en deçà duquel la bistabilité du système n'est plus observée. Ce changement de comportement en fonction du champ montre que les positions d'équilibre ne sont pas induites par les contraintes rémanentes de l'élément piézoélectrique, comme l'ont observé Brandlmaier et al. [78].

3. En raison de l'existence présumée de domaines magnétiques, la figure 2.24 ne correspond pas rigoureusement au cas idéal d'une configuration monodomaine. Cette mesure fournit ainsi essentiellement un résultat qualitatif.

2.3.5.4 Influence de la température

L'approche magnétoélectrique composite présentée permet d'envisager le changement d'état mémoire à température ambiante, ce qui lui confère un avantage certain face à de nombreux dispositifs intrinsèques ne fonctionnant qu'aux basses, voire très basses températures. Par ailleurs, le principe de fonctionnement ne s'appuie pas sur l'utilisation de points singuliers du système et ne requiert donc pas une température précise de fonctionnement, contrairement à d'autres concepts d'éléments mémoires magnétoélectriques déjà proposés [66]. Cependant, la viabilité du système dépend également de sa capacité de fonctionnement sur différentes plages de températures dépendant des applications visées (Grand public: de 0°C à +55°C environ, industriel: de −25°C à +75°C environ, militaire et spatial: de −60°C à +125°C environ). Nous

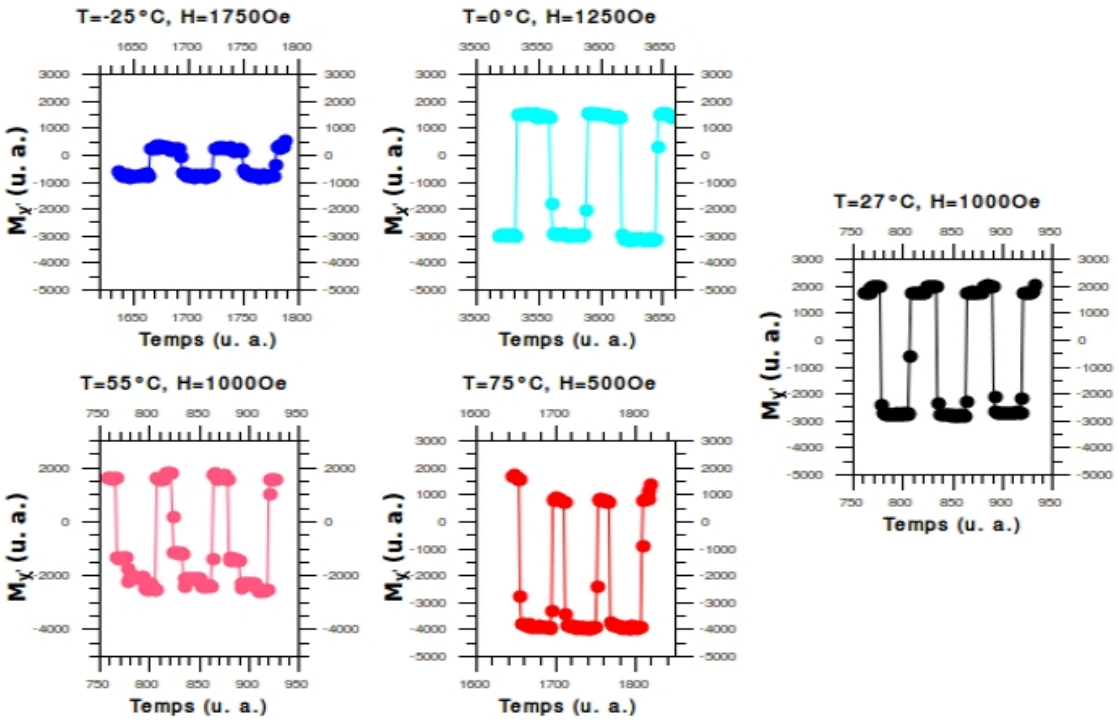


Figure 2.26 – Bistabilité en fonction de la température. Le champ de polarisation est adapté pour chaque température de mesure. La commutation peut être observée dans la gamme $[-25°\mathrm{C}; 75°\mathrm{C}]$

avons donc étudié les performances du système sous différentes températures à l'aide d'un dispositif de chauffage et de réfrigération contrôlé et intégré au magnétomètre (voir figure 2.20).

Comme nous pouvons le constater sur le réseau de courbes présenté sur la figure 2.26, il est possible d'observer la bistabilité dans une large gamme de température, s'étendant au moins de $-30°C$ à $+75°C$. Toutefois, cette plage de température ne correspond a priori pas à une plage de fonctionnement du système. En effet, le champ d'anisotropie de la couche magnétostrictive varie en fonction de la température et le champ de polarisation doit être adapté en conséquence afin de maintenir l'angle de l'aimantation dans l'intervalle $[\pi/2; \pi]$ tout en assurant un écart suffisant entre les positions d'équilibre. La figure 2.27 montre la variation du cycle d'hystérésis de la couche magnétostrictive seule suivant HA pour différentes températures. La décroissance de l'anisotropie avec la température est cohérente avec les résultats obtenus sur l'élément mémoire. Cette évolution implique la prise en compte du domaine de variation de l'anisotropie lors de la conception afin de garantir l'existence d'un champ de biais adéquat dans le plage de température désirée. En revanche, cette considération n'intervient pas si le champ d'anisotropie est uniquement dû à l'anisotropie de forme. Dans ce cas, l'influence isotrope de la température ne doit pas

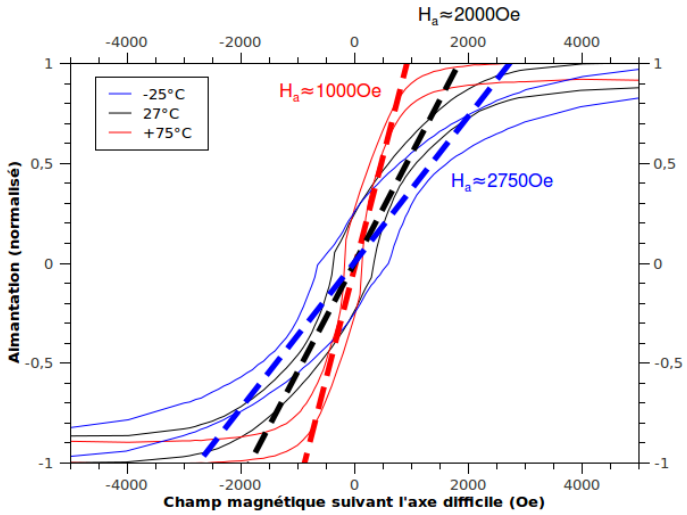


Figure 2.27 – Influence de la température sur les caractéristiques magnétiques du système pour 20°C (température ambiante), 75°C et −25°C. Le champ d'anisotropie croît avec la température.

provoquer de variation notable de l'anisotropie. Si ces différents éléments influent sur les positions d'équilibre, le passage de l'une à l'autre est également affecté. En effet, comme cela a déjà pu être montré pour d'autres nanostructures (TbFe/FeCo) par Ludwig et al. [91], la magnétostriction est elle aussi affectée par les variations de température. Comme nous pouvons le voir sur la figure 2.28, le coefficient de magnétostriction décroît ainsi fortement lorsque la température augmente. Nous pouvons néanmoins constater sur cette même figure que cette variation reste raisonnable pour les multicouches en deça de 100°C. Dans notre cas, ceci se traduit par un effet moindre des contraintes sur la rotation de l'axe d'anisotropie. La figure 2.26 illustre ce phénomène: aux hautes températures, l'écart entre les positions d'équilibres sous contraintes (0* et 1*) est plus faible qu'à température ambiante.

Ces premières caractérisations semblent cependant indiquer la possibilité d'un fonctionnement dans une gamme confortable de température autour de la température ambiante.

2.3.6 Caractérisations Magnéto-Optiques

Dans le cas de signaux bruités, la détection synchrone utilisée dans le VSM implique l'intégration temporelle des signaux mesurés sur des périodes de l'ordre de la seconde. Il s'avère donc impossible d'observer la réponse du système magnétoélectrique en temps réel et par conséquent d'estimer les performances du système réel. C'est pour cette raison que nous avons, avec le concours de l'Institut Kotel'Nikov de Radioingéniérie et d'Électronique de Mouscou (Académie des Sciences de Russie),

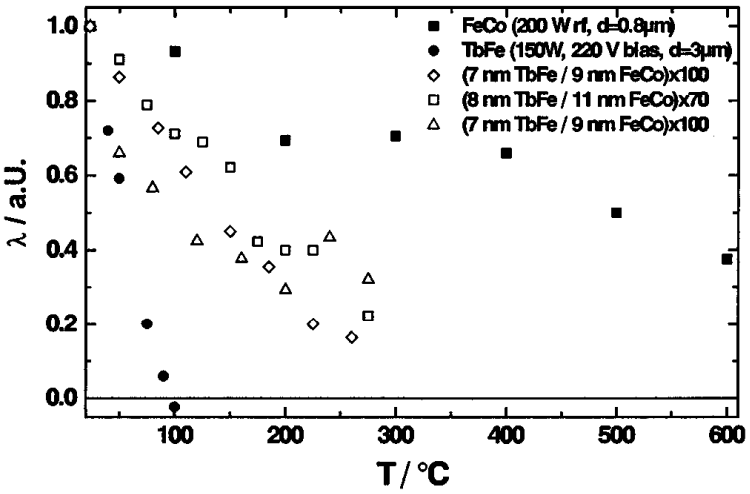


Figure 2.28 – Dépendance en température de la magnétostriction de couches minces de $Tb_{40}Fe_{60}$ et $Fe_{50}Co_{50}$, comparée à celle de différentes multicouches ($Tb_{40}Fe_{60}/Fe_{50}Co_{50}$) [91]

procédé à la caractérisation d'un élément mémoire par effet Kerr, susceptible d'offrir une plus grande vitesse d'acquisition.

2.3.6.1 Montage expérimental

L'effet LMOKE étant basé sur la réflexion d'un faisceau laser polarisé, il est nécessaire d'obtenir la surface la moins rugueuse possible afin de limiter les effets de "speckle" et de réflexions parasites. L'état de surface de la matrice polymère entourant l'élément piézoélectrique présente cependant de nombreux trous, pénalisant grandement les mesures. Nous avons donc utilisé un procédé permettant d'améliorer la qualité de surface de l'échantillon. Ce dernier est préalablement poli mécaniquement. Une couche de titane d'épaisseur 1µm, destinée à remplir les aspérités de la surface, est ensuite déposée par pulvérisation cathodique. Cette méthode permet ici d'obtenir un dépôt conforme. L'échantillon est alors de nouveau poli mécaniquement afin d'obtenir une planéité suffisante. Les étapes de ce procédé sont décrites schématiquement sur la figure 2.29.

2.3.6.2 Mesures

Cycle de contraintes: De premières mesures nous ont permis de vérifier le bon comportement du système en régime quasi-statique. Au cours de cette expérience, réalisée au LEMAC, l'actionneur piézoélectrique est soumis à une tension sinusoïdale à 40Hz (dans la bande passante de l'actionneur) contrôlée grâce à une interface Labview®. L'acquisition synchronisée des mesures par effet Kerr permet ensuite de

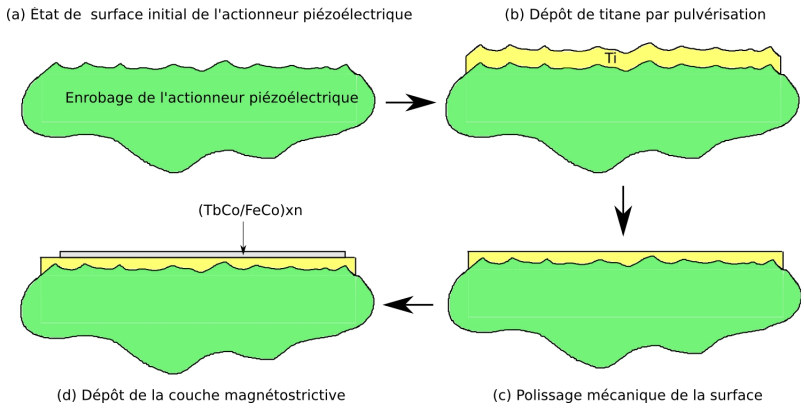


Figure 2.29 – Illustration du procédé de polissage de la surface de l'actionneur piézoélectrique.

relever l'angle de l'aimantation en fonction de la tension appliquée. Les résultats de ces mesures pour différentes valeurs de champ sont présentées sur les figures 2.30 et 2.31. La figure 2.30 montre l'existence d'un champ de polarisation critique (entre 90 et 145Oe) en deça duquel la commutation n'a pas lieu. Au delà de cette valeur, les courbes présentent un hystérésis indiquant l'existence de deux états stables de l'aimantation. L'augmentation progressive de la composante $M_{x'}$ correspond à la réduction progressive du nombre de domaines magnétiques dans la structure. Dans le cas d'un champ de polarisation élevé 2.31, les positions d'équilibre tendent à se rapprocher avec le champ, en raison de la prépondérance de l'interaction Zeeman. La dissymétrie vis à vis de la tension appliquée peut s'expliquer par plusieurs phénomènes. Comme nous l'avons vu plus haut dans le § 2.3.4.1, l'élément piézoélectrique présente un hystérésis provoquant un décalage de la courbe contraintes/tension. D'autre part, le dépôt de la couche magnétostrictive sur le revêtement polymère de l'actionneur s'accompagne de la création de contraintes résiduelles, responsables d'un décalage de la réponse du système magnétique à la tension appliquée.

Nous pouvons observer ici l'influence du champ de polarisation sur le comportement de la structure, similaire au comportement décrit sur la figure 2.7. Lorsque le champ augmente, les positions d'équilibre se rapprochent et la contrainte minimale à appliquer à la structure pour provoquer le changement d'état diminue. Nous verrons en effet dans le chapitre 3 que la barrière énergétique entre les deux états stables est une fonction décroissante du champ de polarisation. La plage de variation angulaire de l'aimantation entre 0* et 0 ou entre 1* et 1 augmente d'autre part avec le champ.

Réponse impulsionnelle: Une seconde expérience, réalisée sur le dispositif rapide de l'IRE à Moscou, a permis d'observer la réponse du système magnétique à une impulsion de courant de 10ms présentant un temps de montée de 1ms. La figure 2.32 permet de visualiser au cours du temps l'influence de ces impulsions sur

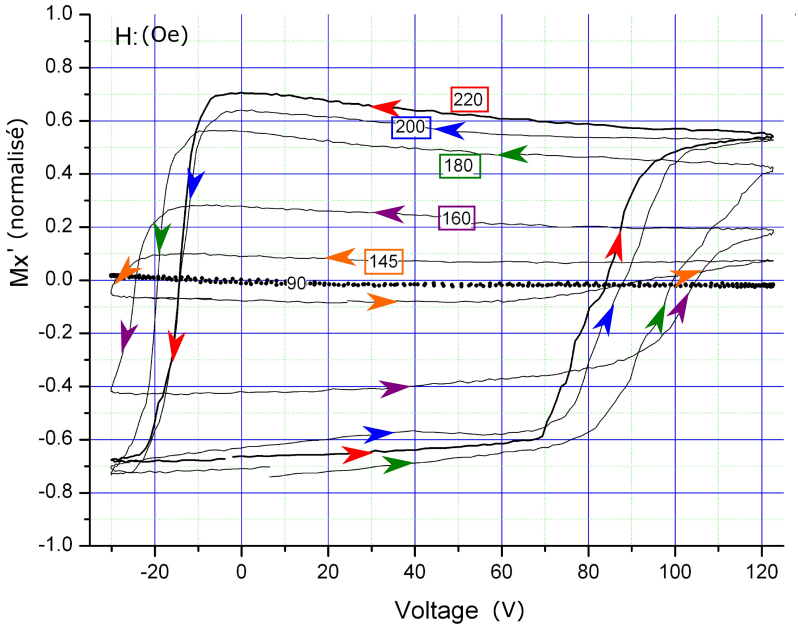


Figure 2.30 – Observation de l'évolution de l'aimantation en fonction de la tension appliquée à l'élément piézoélectrique pour des champs de polarisation faibles.

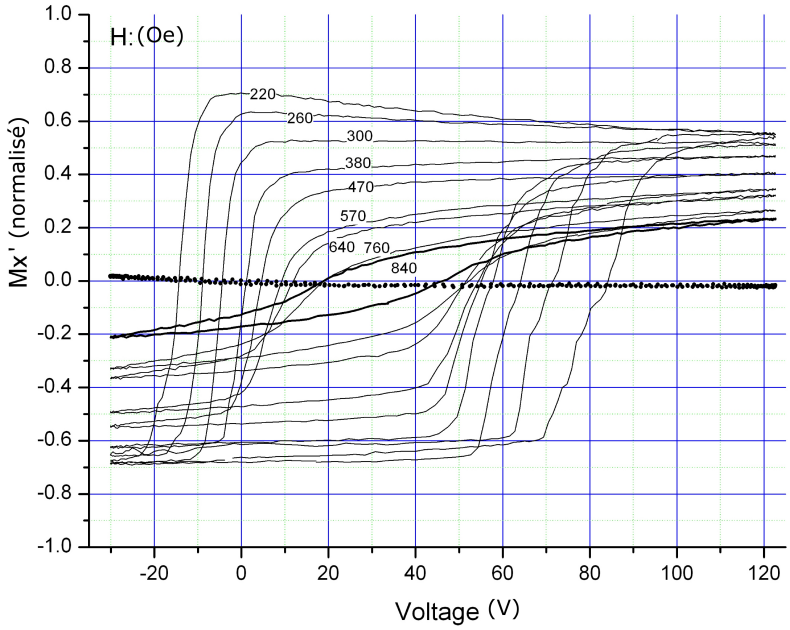


Figure 2.31 – Observation de l'évolution de l'aimantation en fonction de la tension appliquée à l'élément piézoélectrique pour des champs de polarisation élevés.

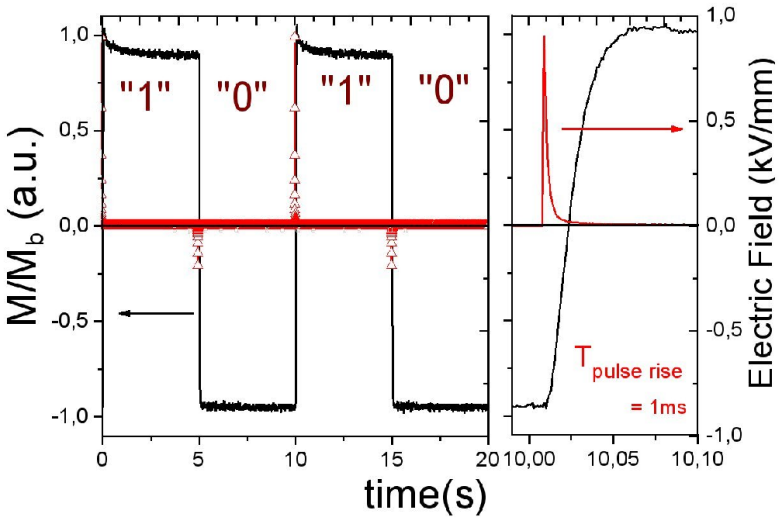


Figure 2.32 – Observation de la commutation par effet Kerr. À gauche: cycles de commutation de l'aimantation. À droite: Agrandissement de la zone de commutation.

l'aimantation. La partie gauche de la figure montre que l'application d'une impulsion positive (respectivement négative) permet le passage à l'état 1 (respectivement 0). Sur la partie droite de la figure, un agrandissement montre cependant que l'aimantation ne se stabilise qu'après environ 50ms. Comme nous allons le voir dans la partie suivante, il ne s'agit pas, a priori, d'une limitation du système magnétique, dont le temps caractéristique est de l'ordre de la nanoseconde, sauf dans le cas d'une configuration multi-domaines, où le temps de déplacement des parois devient prépondérant. L'hypothèse la plus probable réside dans les limitations du montage expérimental et plus particulièrement dans la bande passante limitée de la chaîne d'amplification du signal magnéto-optique.

D'autre part, le temps de changement d'état est ici limité par l'importante capacité (170nF) de l'élément piézoélectrique. Le courant disponible pour assurer la charge de ce dernier est limité par le dispositif.

On peut néanmoins assurer grâce à cette expérience que le changement d'état peut s'opérer en au plus 50ms.

2.4 Conclusion

Nous avons proposé dans ce chapitre un concept de stockage magnétique de l'information faisant appel à deux positions d'équilibre définies par une combinaison d'anisotropie et d'interaction Zeeman. Ceci permet de briser la symétrie spatiale du système, autorisant ainsi un contrôle univoque de l'aimantation par effet magné-

toélectrique. Cette configuration permet notamment de s'affranchir de l'utilisation d'un matériau cristallin, dont la croissance peut s'avérer complexe et coûteuse.

L'étude de l'évolution quasi-statique de l'aimantation en réponse à une contrainte uni-axiale a d'autre part montré la possibilité d'accéder de façon univoque à l'un ou l'autre des états de l'élément bistable, par l'intermédiaire du couplage magnétoélastique. Ces mêmes considérations ont permis d'exhiber les conditions de commutation du système, sous la forme d'un champ de polarisation minimal ($H > H_a/\sqrt{2}$) et d'un module minimal de la contrainte appliquée ($|\sigma_{xx}| > \mu_0 M_s H_a/(6\lambda_s)$).

Sur la base de ces résultats, nous avons dans un second temps détaillé la réalisation d'un démonstrateur macroscopique composé d'une couche magnétostrictive à anisotropie uni-axiale déposée à la surface d'un élément piézoélectrique commercial. Les caractérisations magnétiques du système ont permis de confirmer la validité du concept développé dans la première partie. L'étude au magnétomètre à échantillon vibrant a montré l'existence d'un comportement bistable commandable de façon univoque et a permis de préciser l'influence du champ de polarisation magnétique et de la température sur le dispositif. Nous avons en particulier montré que la commutation du système peut s'opérer dans une large gamme de température ($[-25°\mathrm{C}; 75°\mathrm{C}]$). Les caractérisations par effet Kerr magnéto-optique ont quant à elles validé la description quasi-statique de la commutation de l'élément bistable et montré que cette commutation pouvait s'opérer à l'aide d'impulsions à une fréquence d'au moins 20Hz.

Ces différents points fournissent ainsi une preuve de concept d'élément magnétoélectrique bistable, commandable de façon univoque. D'autres caractéristiques du système, telles que la non-volatilité, le temps de réponse minimal ou encore l'énergie totale consommée, ne peuvent cependant pas être mises en évidence dans le cadre de ce modèle qui ne prend pas en compte les problématiques propres à l'échelle nanométrique et à la géométrie de l'élément. Le chapitre 3 est ainsi consacré à l'étude statique et dynamique d'un système de taille nanométrique. Ce chapitre va également nous permettre de passer à l'étude d'un système intégré, adapté aux applications de traitement et stockage de l'information.

3. Étude théorique d'un élément mémoire nanométrique

Dans les chapitres précédents, après avoir montré le besoin d'une technologie de stockage à faible coût énergétique, nous avons proposé un nouveau concept de mémoire magnétoélectrique à écriture "univoque". L'étude quasi-statique et la réalisation d'un prototype macroscopique en ont validé le principe, mais cette preuve de principe n'est cependant pas suffisante pour évaluer la qualité et les performances du système dans sa forme nanométrique finale. Ce chapitre est consacré à l'étude théorique par des moyens numériques d'une cellule mémoire à l'échelle sub-micronique.

Après avoir présenté la géométrie de la cellule mémoire considérée, nous étudierons en premier lieu la possibilité d'obtenir des contraintes uni-axiales suffisantes à l'aide d'une matrice piézoélectrique grâce aux simulations multi-physiques d'un dispositif complet.

Dans un second temps, des simulations micromagnétiques par éléments finis vont nous permettre de vérifier la validité du concept présenté dans le chapitre 1 pour des dimensions nanométriques.

Aux faibles échelles considérées, les systèmes de stockage magnétique se heurtent à la limite superparamagnétique, pour laquelle l'énergie d'agitation thermique devient prépondérante, en raison du faible volume des éléments. L'étude de la barrière énergétique entre les états mémoire permet ainsi d'établir la probabilité de changement d'état d'un élément, qui gouverne le temps de rétention de l'information, et ainsi déterminer les limites de conception. Cette étude fera l'objet d'une troisième partie.

Comme les contraintes nécessaires à la commutation sont généralement générées par un élément piézoélectrique compris entre deux électrodes, les dimensions du dispositif gouvernent la capacité, et donc la constante de temps, du condensateur formé par l'élément piézoélectrique. Comme nous le verrons dans un second temps, la dynamique de l'aimantation, détermine *in fine* la fréquence d'horloge maximale du système. L'étude de la dynamique va par la suite nous permettre d'évaluer et de discuter la consommation énergétique d'un élément.

Après avoir précisé la densité d'intégration (quantité d'information stockée par unité de surface) pouvant être obtenue avec les dimensions considérées, nous envisagerons pour finir les possibilités d'évolution du dispositif (du point de vue de la densité d'intégration, de la rapidité et de la consommation énergétique) en dégageant

un ensemble de règles de dimensionnement.

3.1 Présentation

Particule ferromagnétique mono-domaine: Considérons une particule ferromagnétique nanométrique de forme ellipsoïdale telle que présentée sur la figure 3.1. Pour des températures inférieures à la température de Curie T_c du matériau, et en

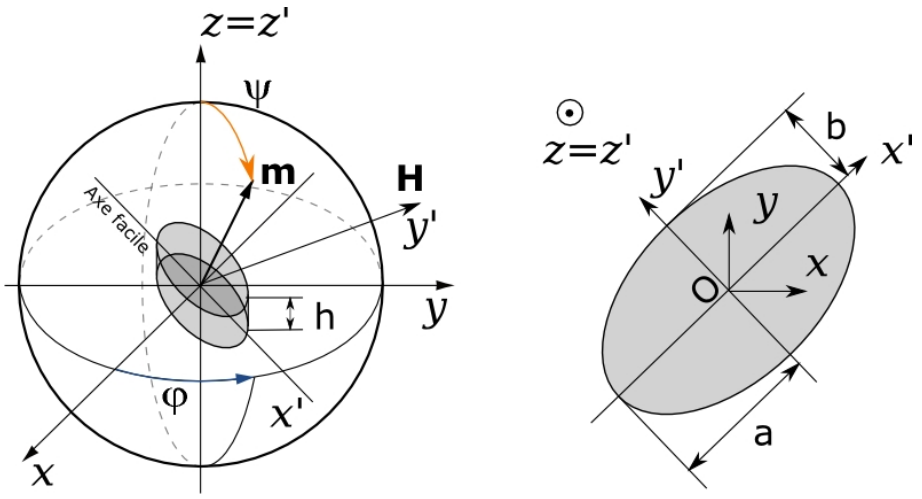


Figure 3.1 – Configuration magnétique et géométrique du système.

l'absence de champ magnétique externe, cette particule est soumise à l'influence de l'énergie d'échange, qui favorise l'alignement parallèle des spins du système magnétique, de l'énergie d'anisotropie et de l'énergie de champ de désaimantation. La compétition entre ces différents termes détermine la configuration magnétique du système, pour laquelle l'énergie sera minimale.

La calcul permet de montrer que l'interaction d'échange ne prédomine qu'à très faible distance ($<$ 10nm dans la plupart des cas). On définit en effet deux longueurs d'échange à partir des énergies caractéristiques mises en jeu: $l_1 = \sqrt{2A/(\mu_0 M_s^2)}$ vis à vis de l'énergie magnétostatique et $l_2 = \sqrt{A/K_1}$ vis à vis de l'énergie d'anisotropie. Dans le cas du terfenol, avec $A = 9,0.10^{-12}$J/m [92], $M_s = 640$kA/m et $K_1 = (1/2)\mu_0 M_s H_a \approx 85000$J/m^3 (valeur proche de l'anisotropie équivalente considérée dans la suite du mémoire), ces longueurs valent respectivement $l_1 \approx 5,9$nm et $l_2 = 10,2$nm.

Au delà de ces longueurs critiques, les moments magnétiques sont libres de s'orienter indépendamment les uns par rapport aux autres et de former ainsi des domaines. Sous certaines conditions, le coût énergétique de formation de ces domaines est rédhibitoire pour le système, qui adoptera une configuration mono-

domaine plus avantageuse énergiquement. C'est notamment le cas des particules anisotropes. On peut par exemple montrer qu'une particule ellipsoïdale de fer très allongée ($c/a = 10$, avec $2c$ le grand axe et $2a$ les petits axes) restera mono-domaine jusqu'à $2c = 2,4\mu\text{m}$ [93].

Dans la suite de l'exposé, nous considèrerons ainsi des particules supposées mono-domaines. Comme nous allons le voir, cette hypothèse sera justifiée par les résultats des simulations micro-magnétiques.

Notons cependant que cette considération n'est applicable qu'au cas statique et non au cas dynamique, pour lequel des longueurs spécifiques doivent être considérées.

Matrice piézoélectrique: Considérons pour l'instant une tenseur des contraintes de la forme suivante:

$$\overline{\overline{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Compte tenu de la formule 2.3, l'énergie magnétoélastique s'écrit alors:

$$e_{me} = -\frac{3}{2}\lambda_s \mathbf{m}.\overline{\overline{\sigma}}.\mathbf{m} = -\frac{3}{2}\lambda_s \left[(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})\cos^2\varphi + \sigma_{yy}\right]$$

avec φ l'angle de l'aimantation par rapport à l'axe $\mathbf{x}$, comme rappelé sur la figure 3.1. Si les contraintes produites sont isotropes dans le plan $(\mathbf{x};\mathbf{y})$, ce qui correspond à $\sigma_{xx} \approx \sigma_{yy}$, la contribution des contraintes sur la position de l'aimantation s'annule, et la commande de l'élément mémoire devient impossible. D'une manière générale, si les contraintes σ_{xx} et σ_{yy} sont de signe opposé, les effets des contraintes sur l'aimantation s'ajoutent, tandis que si les contraintes sont de même signe, leurs effets se retranchent.

Suivant le principe décrit dans le chapitre 2, la commande de l'état magnétique de l'élément mono-domaine doit ainsi s'opérer par l'application de contraintes uniaxiales sur celle-ci. Nous considérons ainsi la structure présentée sur la figure 3.2. L'élément magnétique est placé dans un matrice piézoélectrique entre deux électrodes permettant d'appliquer une tension sur le diélectrique. Cette matrice pourra être constituée de divers matériaux (PZT, AlN, ZnO...), mais nous considèrerons dans la suite le cas du PZT, qui présente les meilleurs coefficients piézoélectriques.

Cette solution est a priori plus complexe à réaliser technologiquement que le cas simple d'éléments magnétostrictifs déposés à la surface d'un élément piézoélectrique. Le choix de cette solution répond cependant à plusieurs problématiques, illustrées sur la figure 3.3. Celle-ci présente trois configurations pour l'élément mémoire, la couche piézoélectrique et les électrodes. Rappelons qu'en l'absence de contraintes mécaniques externes, la déformation du matériau piézoélectrique, et donc la contrainte,

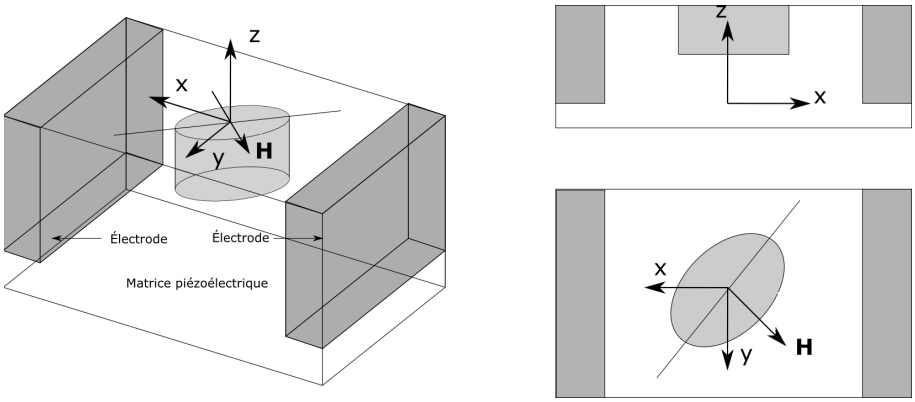


Figure 3.2 – Schéma de principe de l'élément mémoire. Les électrodes permettent d'appliquer une tension aux bornes du piézoélectrique qui génère une contrainte sur l'élément mémoire.

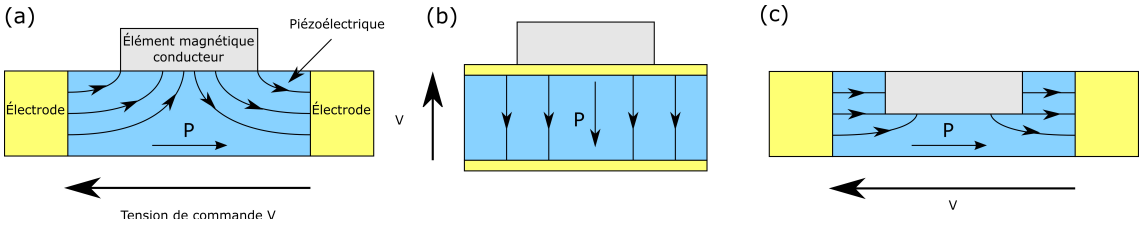


Figure 3.3 – Configurations inadaptées et solution retenue. Les lignes de champ électrique sont indiquées dans le matériau par les lignes flêchées. Dans la configuration (a), les lignes de champ électrique sont perturbées par la présence de l'élément magnétique conducteur. Dans la configuration (b), l'application d'une tension sur le piézoélectrique crée des contraintes isotropes dans le plan de la couche. La configuration (c) est la configuration retenue pour la suite.

est donnée par $\overline{\overline{\mathbf{S}}} = \overline{\overline{\mathbf{d}}}\mathbf{E}$, où $\overline{\overline{\mathbf{S}}}$ est le tenseur des déformations, $\overline{\overline{\mathbf{d}}}$ le tenseur piézoélectrique et $\mathbf{E}$ le champ électrique appliqué.

- (a): La première configuration présentée (figure 3.3(a)) a déjà été envisagée dans d'autres travaux. Dans [80], Hu et al. considèrent une structure identique (cf. le § 1.3.4.2 la figure 1.33) pour contrôler l'aimantation de couches de FeCo, Ni, CFO (Ferrite de cobalt) ou Fe_3O_4. Dans le cas d'une couche magnétique conductrice (comme le terfenol par exemple), cette configuration est cependant inadaptée. Il est en effet impossible d'obtenir dans la couche piézoélectrique le champ électrique désiré, les lignes de champ devant être perpendiculaires aux surfaces conductrices. Dans ce cas, une polarisation électrique dans le plan ne permet pas de générer de contraintes dans l'élément magnétique placé à la surface, et une polarisation hors du plan génère des contraintes isotropes (soit, du point de vue des coefficients piézoélectriques, $d_{31} = d_{32}$), comme dans le cas suivant.
- (b): Le seconde configuration, la plus simple technologiquement, résout la

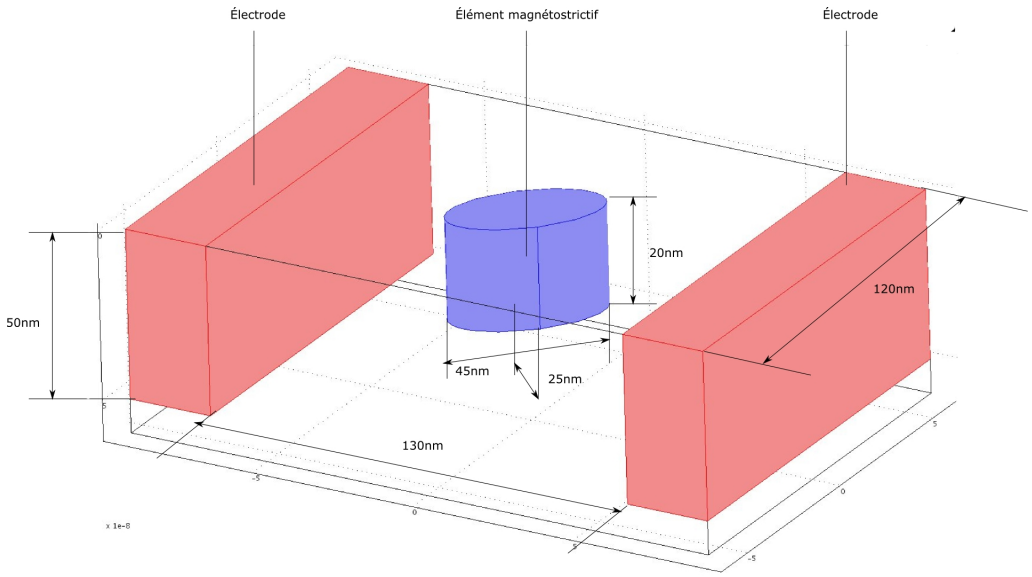


Figure 3.4 – Géométrie utilisée pour les simulations piézoélectriques. L'élément magnétostrictif et les électrodes sont entourés de PZT. L'ensemble est encastré à la base de la structure.

problématique précédente en adoptant une structure verticale. Les lignes de champ sont dans ce cas rectilignes, même dans le cas d'un élément magnétique conducteur. Cette configuration a déjà été considérée dans de nombreux travaux [62, 73, 76], présentés dans le chapitre 1. Dans ce cas, l'élément piézoélectrique génère des contraintes isotropes dans l'élément magnétique, par l'intermédiaire des coefficients piézoélectrique d_{31} et d_{32}, avec $d_{31} = d_{32}$. Cette configuration est ainsi inutilisable dans notre cas, où des contraintes uni-axiales sont requises.

- (c): La configuration retenue utilise une matrice piézoélectrique entourant l'élément magnétique mémoire. Celle-ci permet d'obtenir des lignes de champ rectilignes entre les électrodes et l'élément conducteur. Les contraintes développées par le piézoélectrique sont d'autre part directement dirigées suivant l'axe désiré. Les simulations validant cette géométrie sont présentées ci-après.

3.2 Simulations piézoélectriques

En utilisant le modèle présenté sur la figure 3.4, il a été possible de simuler le comportement mécanique du système à l'aide du logiciel COMSOL™Multiphysics 3.5. Le dispositif se compose de l'élément mémoire, au centre de la structure, de deux électrodes latérales et du matériau piézoélectrique (PZT) qui entoure latéralement ces deux derniers. L'ensemble est encastré à la base de la structure. Les caractéristiques géométriques sont les suivantes et sont rappelées sur la figure 3.4:

- Taille de l'élément magnétique: axes de 45nm et 25nm, épaisseur: 20nm
- Distance entre les électrodes: 130nm
- Longueur des électrodes: 120nm, hauteur: 50nm

Les électrodes et l'élément mémoire sont supposés en cuivre. Le module d'Young de l'élément magnétique est pris égal à $E \approx 80$GPa. La matrice piézoélectrique est quant à elle constituée de PZT-5H, avec les caractéristiques suivantes, dans la base $(\mathbf{z};\mathbf{z};\mathbf{x})$, issues des bases de matériaux de COMSOL^{TM}Multiphysics 3.5:

Matrice d'élasticité (avec les conventions d'indice suivantes (notation de Voigt), adaptées au repère utilisé): $1 = zz$, $2 = yy$, $3 = xx$, $4 = yx$, $5 = zx$, $6 = zy$):

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} 127.205 & 80.2122 & 84.6702 & 0 & 0 & 0 \\ 80.2122 & 127.205 & 84.6702 & 0 & 0 & 0 \\ 84.6702 & 84.6702 & 117.436 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & & 22.9885 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 23.4742 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 23.4742 \end{pmatrix} \text{GPa}$$

Matrice de couplage piézoélectrique:

$$\mathbf{e} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 17.0345 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 17.0345 & 0 \\ -6.62281 & -6.62281 & 23.2403 & 0 & 0 & \end{pmatrix} \text{C/m}^2$$

Permittivité relative:

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = \begin{pmatrix} 3130 & 0 & 0 \\ 0 & 3130 & 0 \\ 0 & 0 & 3400 \end{pmatrix}$$

La figure 3.5 présente la simulation des déformations de l'élément mémoire suivant les axes $\mathbf{x}$ et $\mathbf{y}$ pour différentes différences de potentiel aux électrodes ($V = +0,4$V, $V = 0$V, et $V = -0,4$V). Lorsqu'une tension de $0,4$V est appliquée sur les électrodes, il est possible de générer localement une déformation pouvant atteindre $-1,5.10^{-3}$, ce qui correspond à une contrainte de -120MPa suivant l'axe $\mathbf{x}$. À l'inverse, l'application d'une tension de $-0,4$V permet d'obtenir localement une déformation de $+1,5.10^{-3}$, correspondant à une contrainte de 120MPa suivant l'axe $\mathbf{x}$ également. Les contraintes générées suivant $\mathbf{y}$ sont quant à elles négligeables devant les contraintes générées suivant $\mathbf{x}$, comme le montre la figure 3.5 (b). Elle sont de surcroît opposées ce qui renforce encore l'anisotropie magnétoélastique dans la di-

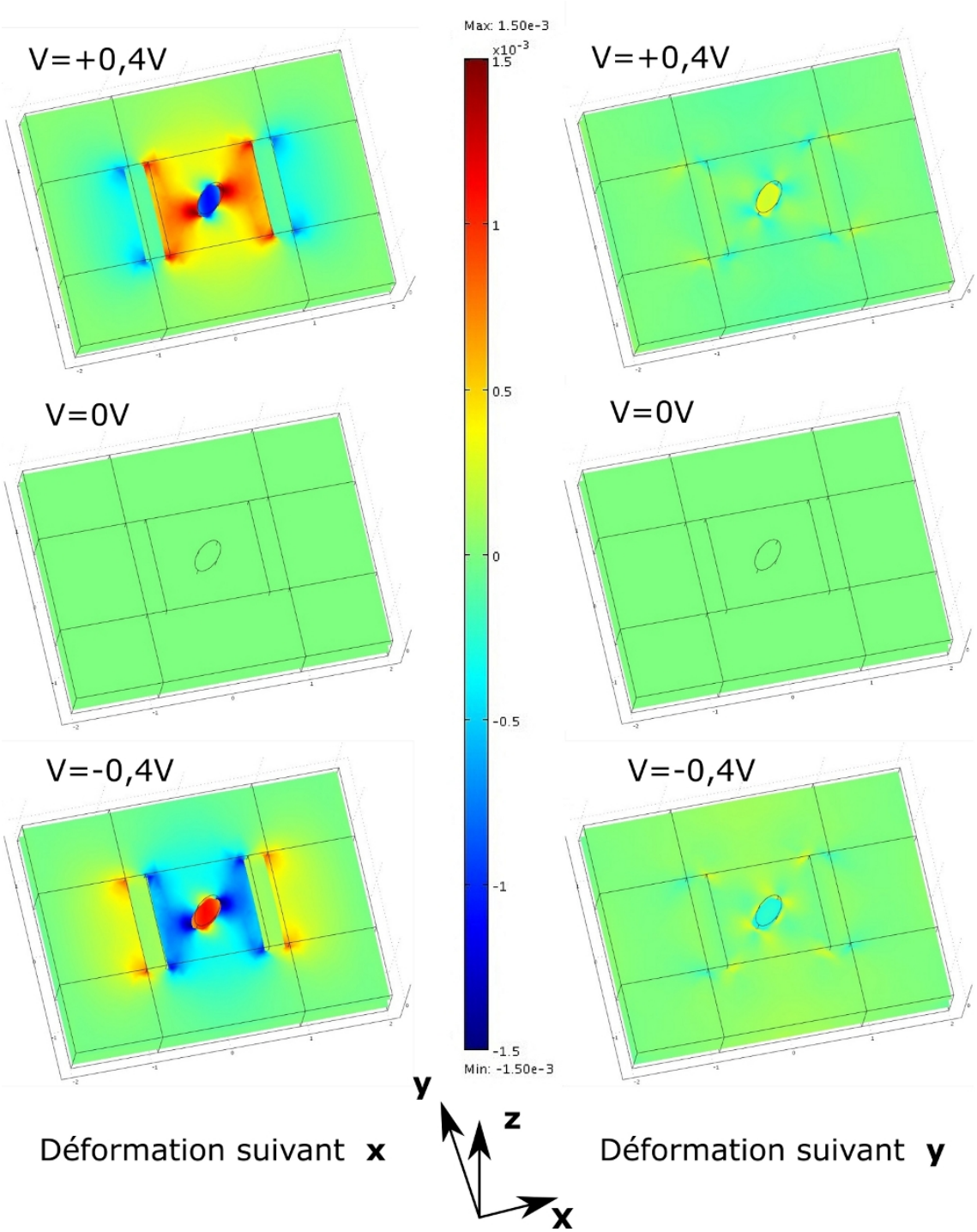


Figure 3.5 – Simulation des déformations de l'élément magnétostrictif dans une matrice PZT en fonction de la tension d'actionnement. La déformation apparente de l'élément est exagérée. En rouge: contraintes tensiles, en bleu: contraintes compressives.

rection voulue, comme vu dans le § 3.2. Il est ainsi possible d'obtenir des contraintes anisotropes suffisantes dans l'élément mémoire en utilisant une matrice PZT.

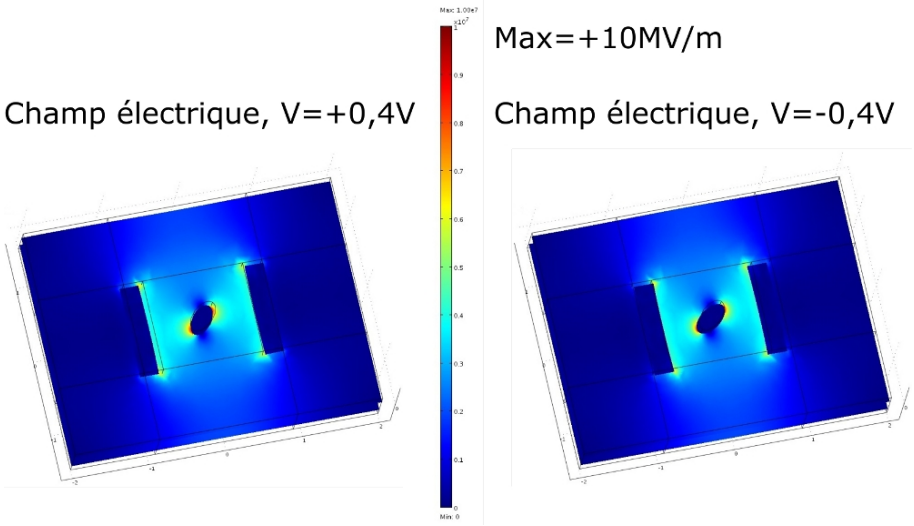


Figure 3.6 – Simulation de la norme du champ électrique appliqué à la structure pour $V = +0,4$V et $V = -0,4$V. Le champ maximal obtenu est égal à 1MV/m

.

Compte tenu de la tension appliquée et de la distance d entre les électrodes, le champ électrique appliqué sur le PZT est égal en moyenne à:

$$E = \frac{V}{d} \approx \frac{0,4}{130.10^{-9}} \approx 3\text{MV/m}$$

L'évaluation du champ électrique maximal par les simulations multi-physiques donne $E_{max} \approx 10$MV/m, comme le montre la figure 3.6 pour $V = +0,4$V et $V = -0,4$V. Ce champ est inférieur au champ disruptif du PZT, de l'ordre de 50MV/m [90].

Cette configuration, où l'élément magnétostrictif est encastré dans la matrice piézoélectrique, constitue une difficulté technologique, tant au niveau de la gravure du PZT qu'au niveau des techniques de dépôt du matériau magnétostrictif.

La figure 3.7 présente une vue en coupe de la déformation de la structure suivant **x** dans le cas d'un matrice d'oxyde de zinc (ZnO) piézoélectrique pour $V = 5V$ (Remarque: $\varepsilon_r = 8$, au lieu d'environ 3000 pour le PZT). Elle montre que cette tension permet d'obtenir des contraintes de l'ordre de 20MPa, ce qui est suffisant pour le bon fonctionnement du système, comme nous le verrons par la suite (§ 3.5.2.2). Avec 130nm, le champ électrique moyen est égal à 38MV/m, valeur inférieure au champ disruptif du ZnO, de l'ordre de 50MV/m [94, 95] Le ZnO étant technologiquement plus facile à maîtriser, ceci offre une alternative aux matériaux de type PZT.

Étudions maintenant le comportement du système magnétique.

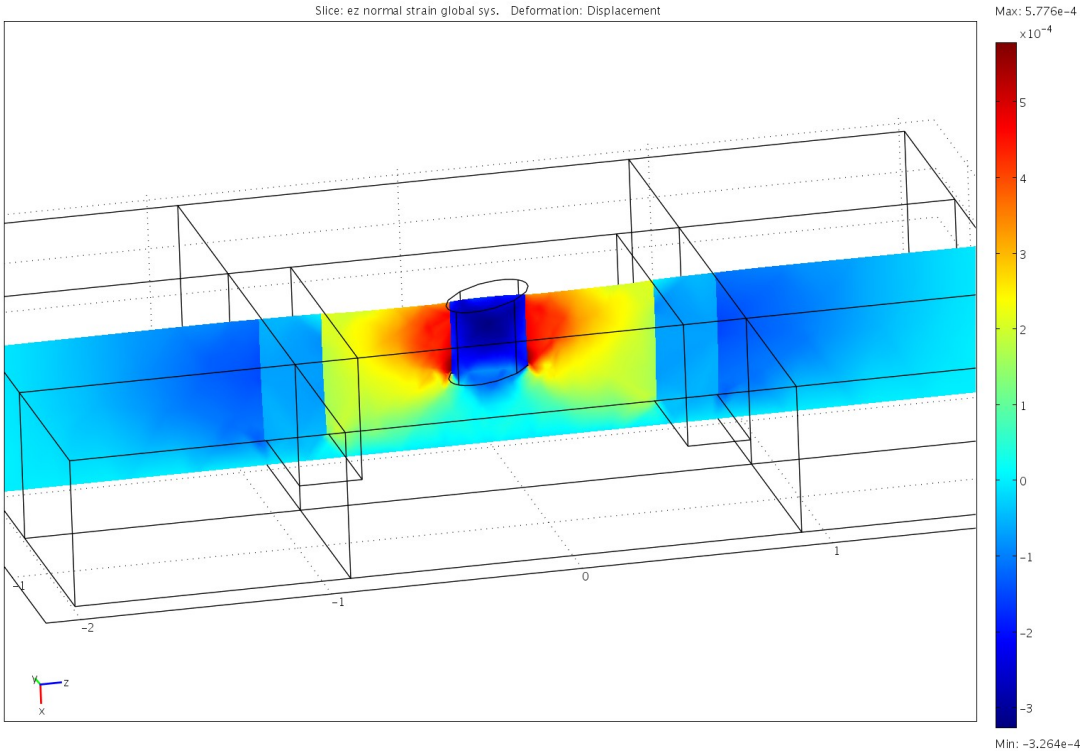


Figure 3.7 – Simulation des déformations de l'élément magnétostrictif dans une matrice ZnO pour $V = +5$V.

3.3 Étude quasi-statique par éléments finis

Afin de valider l'étude énergétique présentée dans le chapitre précédent (2), des simulations numériques ont été menées grâce au logiciel de simulation micromagnétique par éléments finis Magpar [96]. Ce logiciel a été préféré à d'autres logiciels concurrents (en particulier OOMMF [1] et NMAG [2]) pour plusieurs raisons. Magpar permet tout d'abord de prendre nativement en compte l'interaction d'échange, l'interaction Zeeman, l'anisotropie magnétocristalline, le champ de désaimantation et l'interaction magnétoélastique. Il permet également d'utiliser des fonctionnalités de calcul parallèle à l'aide de la norme MPI (*Message Passing Interface*). Il est de surcroît multiplateformes, possède un code largement documenté et propose de nombreux outils de conversion des formats d'entrée et de sortie. Une présentation détaillée de ce logiciel est disponible sur le site www.magpar.net.

Remarque: Les logiciels OOMMF et NMAG présentent cependant des avantages par rapport à Magpar. OOMMF prend ainsi en compte le couplage RKKY (Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida) entre couches magnétiques et pourrait permettre de simuler des nanostructures complexes. NMAG, plus récent et plus activement maintenu, présente quant à lui l'avantage d'utiliser une puissante interface basée sur le langage Python et d'utiliser la librairie NSIM [3], destinée à terme à la gestion de simulations multi-physiques par éléments finis.

Afin de répondre aux besoins de simulations comportant un grand nombre d'éléments, le logiciel a été installé sous Linux sur un cluster de calcul de trois ordinateurs. Chacun d'entre eux comprend 8 processeurs Intel® Xeon® et 20Go de mémoire vive et sont reliés par un switch gigabit ethernet.

3.3.1 Modèle et paramètres

L'élément magnétostrictif considéré est un cylindre ellipsoïdal de demi-grand axe $a = 25$nm, de demi-petit axe $b = 15$nm et d'épaisseur $h = 20$nm. La définition de la géométrie et le maillage sont réalisés à l'aide du logiciel Gmsh [97]. La dimension maximale des éléments du maillage est fixée à une valeur inférieure à la longueur d'échange définie ci-dessus (cf. 3.1). Sous ces conditions, le résultat des simulations micromagnétiques devient indépendant du maillage utilisé [98]. Le résultat obtenu est visible sur la figure 3.8. Les paramètres magnétiques des simulations sont pré-

1. http://math.nist.gov/oommf
2. http://nmag.soton.ac.uk/nmag/
3. http://www.soton.ac.uk/ fangohr/nsim/index.html

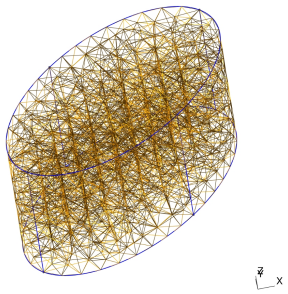


Figure 3.8 – Maillage du modèle des simulations par éléments finis.

Paramètre	Notation	Valeur nominale
Champ de polarisation	H	150kA/m
Constante d'anisotropie	K_1	$37,5\text{kJ/m}^3$
Aimantation à saturation	M_s	640000A/m
Constante d'échange	A	$9,0.10^{-12}\text{J/m}$
Coefficient de magnétostriction (111)	λ_{111}	1.7×10^{-3}
Coefficient de magnétostriction (100)	λ_{100}	0.1×10^{-3}
Demi grand-axe	a	25 nm
Demi petit-axe	b	15 nm
Hauteur	h	20 nm

Tableau 3.1 – Paramètres magnétiques et magnéto-élastiques utilisés pour les simulations statiques.

sentés dans le tableau 3.2. La contrainte est, pour cette partie, prise égale à 20MPa.

3.3.2 Résultats

Le logiciel Magpar permet l'utilisation de deux méthodes de résolution: minimisation de l'énergie (statique) ou intégration temporelle de l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) (dynamique) que nous utiliserons par la suite. Chacune des deux méthodes permet de retrouver les quatre positions d'équilibres présentées lors de l'étude statique du § 2.2.1.2 (0, 0*, 1 et 1*) et de montrer l'univocité de la commande.

Pour mémoire, rappelons que 0 et 1 sont les positions d'équilibres définies par

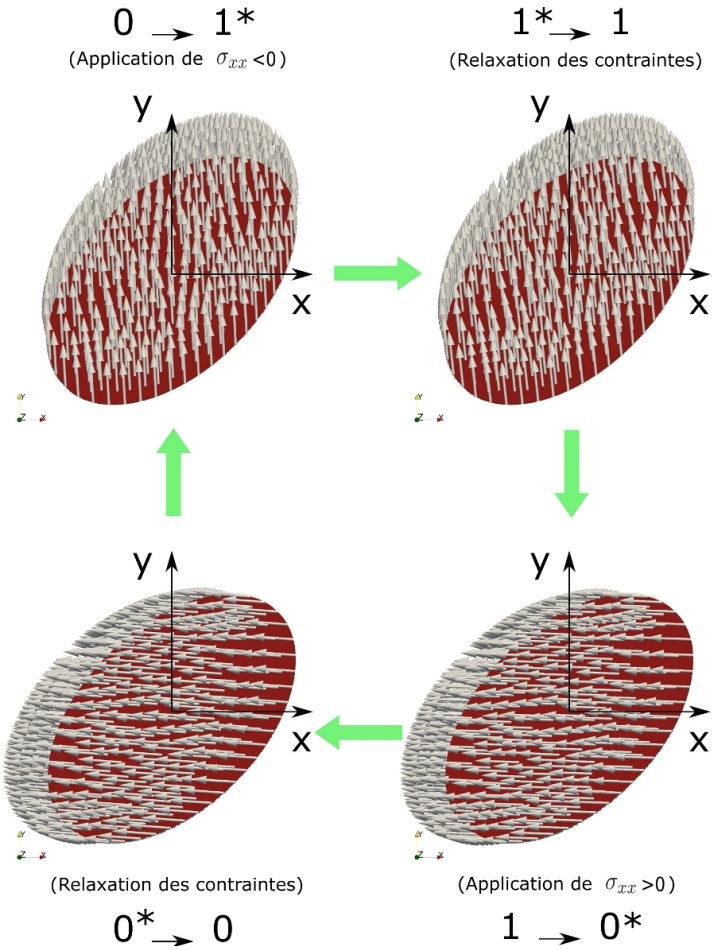


Figure 3.9 – Simulations des états d'équilibre à l'aide du logiciel Magpar suivant le cycle $0 \to 1^* \to 1 \to 0^* \to 0$.

le seul système magnétique en l'absence de contraintes et obtenues grâce à la combinaison de l'énergie d'anisotropie et de l'interaction Zeeman. Les positions 0* et 1* résultent quant à elles de l'application de contraintes et de la création d'une anisotropie magnéto-élastique.

Une simulation préliminaire permet de déterminer une première configuration d'équilibre à partir de conditions initiales proches de l'équilibre théorique ($\varphi = 179°$ pour la position 0). Le résultat de cette simulation est ensuite utilisé comme jeu de conditions initiales pour les simulations suivantes. Les résultats montrent que l'élément adopte comme souhaité une configuration mono-domaine. Un script permet par la suite d'évaluer le comportement du système à partir de cet état d'équilibre pour différentes situations: passage de 0 à 0*, passage de 0 à 1*, relaxation et cycles successifs de changement d'état. Le résultat de ces simulations est présenté sur la figure 3.9. Ici, le champ de polarisation H a été choisi proche de $H_a/\sqrt{2}$, d'où une faible différence entre 0 et 0* d'une part et entre 1 et 1* d'autre part.

Ces premières simulations montrent que le principe d'une mémoire à deux états

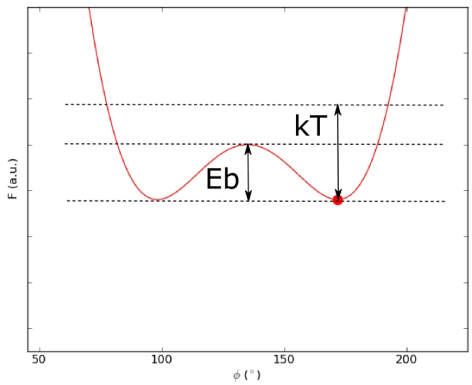


Figure 3.10 – Illustration énergétique du superparamagnétisme. La variation d'énergie d'origine thermique est susceptible de dépasser la barrière énergétique entre deux états stables et induire de cette façon une erreur aléatoire.

définis par l'anisotropie et l'interaction Zeeman et commandable par l'application de contraintes peut fonctionner dans ce type de géométrie.

Compte tenu des applications mémoire visées, discutons à présent du temps de rétention de la structure proposée.

3.4 Stabilité thermique

L'étude présentée ci-dessus néglige un aspect important du bilan énergétique des nanoparticules magnétiques: l'énergie d'agitation thermique. Nous allons donc décrire ici qualitativement et quantitativement l'influence de cette agitation sur la stabilité du système et donc sur sa fiabilité dans le cadre du stockage de données. Cette étude va ensuite permettre de proposer des règles de dimensionnement en vue de la réduction de taille des éléments mémoire.

3.4.1 Superparamagnétisme

Les énergies magnétostatiques, Zeeman et d'anisotropie sont toutes proportionnelles au volume de la particule. Lorsque la taille de l'élément mémoire diminue, celles-ci deviennent ainsi comparables à l'énergie d'agitation thermique, donnée par $E_{Th} = k_B T$, avec k_B la constante de Boltzmann et T la température. Cette énergie d'agitation thermique est aléatoire par nature. Dans le cas de particules anisotropes mono-domaines, et en l'absence de champ externe, cette agitation peut induire le retournement aléatoire de l'aimantation par passage de la barrière énergétique, comme illustré sur la figure 3.10.

3.4.2 Probabilité de changement d'état

À chaque instant, la particule a une certaine probabilité P de changer d'état, et donc d'induire une erreur d'information, qui augmente avec le temps selon la loi de Néel-Brown [82]:

$$P = (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \tag{3.1}$$

τ, temps caractéristique de la stabilité thermique, peut être calculé à l'aide de la loi d'Arrhénius, qui fait intervenir la barrière d'énergie E_b entre les deux états considérés et l'énergie d'activation thermique:

$$\tau = \tau_0 exp(E_b/(k_B T)) \tag{3.2}$$

τ_0 peut s'exprimer analytiquement dans certains cas [99], mais l'équation 3.2 est souvent utilisée sous sa forme simplifiée, avec $\tau_0 = 1.10^{-9}$s [82]. L'évaluation précise de ce paramètre pour les matériaux magnétostrictifs envisagés sort du cadre de cette étude et nous considèrerons pour la discussion que $\tau_0 = 1.10^{-9}$s.

Dans le cas de l'élément mémoire magnétoélectrique, la barrière d'énergie minimale[4] correspond à la différence d'énergie magnétique entre l'état instable à $\varphi = 3\pi/4$ (suivant la direction du champ magnétique de polarisation) et 0 ou 1 (états stables à $\varphi_0 = 3\pi/4 \pm \arccos H/H_{a,eq}$, où $H_{a,eq}$ représente l'anisotropie équivalente à la combinaison de l'anisotropie magnétolélastique et de l'anisotropie de forme). Chacune de ces énergies est la somme de deux termes correspondant respectivement à l'énergie Zeeman due au champ de biais et à l'énergie d'anisotropie de forme et induite.

Remarquons ici que, dans le cas de notre système, l'influence de l'agitation thermique est particulièrement déterminante. La barrière énergétique est en effet plus faible dans notre cas que dans le cas de positions d'équilibres opposées (pour lesquelles nous avons $E_b = KV$, comme nous l'avons déjà vu dans le chapitre 2).

En reprenant l'expression des termes énergétiques obtenus précédemment, il est possible de calculer la barrière d'énergie E_b, en prenant comme position d'équilibre φ_0:

$$\begin{aligned} E_b &= E(\varphi = 3\pi/4) - E(\varphi_0) \\ &= [E_Z(\varphi = 3\pi/4) + E_a(\varphi = 3\pi/4)] - [E_Z(\varphi_0) + E_a(\varphi_0)] \end{aligned}$$

4. Il existe en fait deux barrières, suivant le sens de parcours du profil polaire de l'énergie. Nous considérons ici la plus faible.

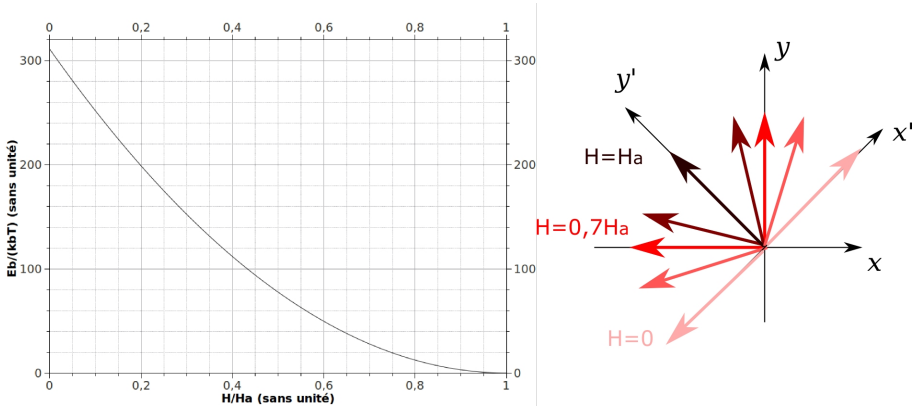


Figure 3.11 – Variation de la barrière d'énergie en fonction du champ de polarisation. Nous retrouvons $E_b = KV$ pour $H = 0$ et $E_b = 0$ pour $H > H_{a,eq}$.

$$E(\varphi - 3\pi/4) = -V[\mu_0 M_S H \cos(\varphi - 3\pi/4) + \frac{1}{2}\mu_0 M_S H_{a,eq} \sin^2(\varphi - 3\pi/4)] \tag{3.3}$$

Avec $\varphi_0 = \arccos(H/H_{a,eq})$ et en posant $\beta = H/H_{a,eq}$, nous obtenons au final:

$$E_b = -V\mu_0 M_s H_{a,eq}[\beta - \beta^2 - \frac{1}{2}\sin^2(\arccos\beta)] \tag{3.4}$$

$$= -V\mu_0 M_s H_{a,eq}[\beta - \frac{1}{2}\beta^2 - \frac{1}{2}] \tag{3.5}$$

En prenant $V = \pi abh = 2,35.10^{-23}\text{m}^3$, $M_s = 640000\text{A/m}$, $H_{a,eq} = 212\text{kA/m}$ et $T_0 = 25°\text{C} = 298\text{K}$, il est possible de représenter la variation de l'énergie de barrière en fonction du champ de polarisation appliqué à l'élément mémoire, comme illustré sur la figure 3.11. Pour $H/H_{a,eq} = 0$, on retrouve la barrière d'énergie d'une particule anisotrope uni-axiale, égale à KV. L'application d'un champ de biais suivant l'axe difficile tend à rapprocher les positions d'équilibre et à réduire la barrière énergétique. Lorsque $H/H_{a,eq} = 1$, les deux positions d'équilibre sont confondues et la barrière est nulle.

Pour les systèmes de stockage, il est commun d'envisager la probabilité d'erreur sur une durée de 10 ans, soit $t \approx 3600 \times 24 \times 365,25 \times 10 \approx 3.10^8$s La figure 3.12 illustre la probabilité P de changement d'état d'équilibre pour l'aimantation en fonction de la température et de la barrière séparant les deux états. La barrière y est exprimée en multiple de $k_B T_0$, où $T_0 = 298\text{K} = 25°\text{C}$. Si l'on désire utiliser le système dans la plage de température $[-60°\text{C}; +125°\text{C}]$ (plage de fonctionnement requise pour les applications militaires [100]), il sera nécessaire d'obtenir une barrière d'au moins $60kT_0$. La probabilité d'erreur sur 10 ans sera alors inférieure à 1B sur 1TB à température ambiante. Notons ici que ces considérations ne prennent pas en compte les variations thermiques de l'aimantation à saturation et de l'anisotropie qui tendent toutes deux à décroître avec la température. Ces effets nécessiteraient

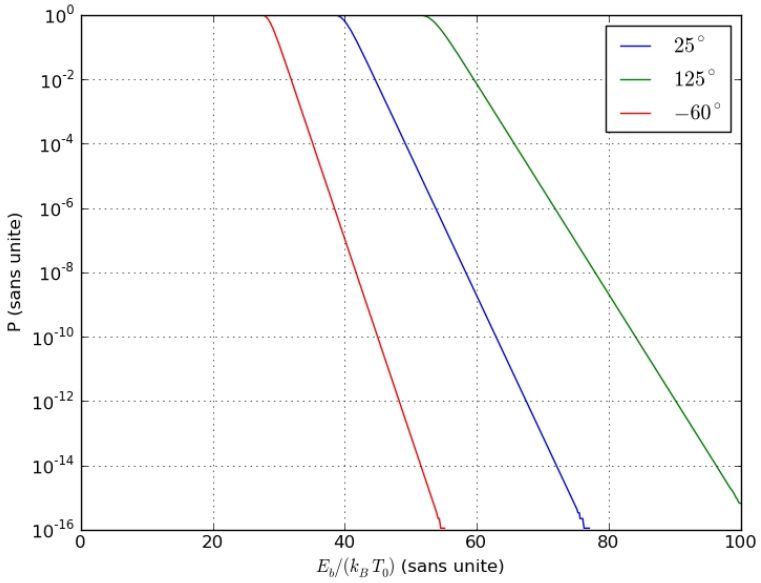


Figure 3.12 – Probabilité d'erreur sur 10 ans en fonction de l'énergie de barrière E_b/kT_0 pour $T = -60°$C, $T = 25°$C et $T = 125°$C.

une étude à part entière.

Dans le cas de l'élément mémoire, et dans les conditions de commutation, la barrière énergétique la plus importante est obtenue pour des positions d'équilibre séparées de 90° (0=0* et 1=1*, soit $H/H_{a,eq} \approx 0,7$):

$$E_b = \frac{3 - 2\sqrt{2}}{4} \pi abh\mu_0 M_S H_{a,eq} \tag{3.6}$$

Cette formule montre que, pour un matériau donné (M_s fixé), les seuls paramètres réglables sont les dimensions de la particule et le champ d'anisotropie équivalent. En supposant le rapport d'aspect de la particule ainsi que le champ d'anisotropie constants, une multiplication d'un facteur k des dimensions se traduira par une multiplication d'un facteur k^3 de la barrière d'énergie. La figure 3.13 présente la probabilité d'erreur en fonction de la dimension du grand axe a et de la valeur du champ d'anisotropie équivalent $H_{a,eq}$, à rapport d'aspect constant (toutes les autres dimensions géométriques du système augmentent ainsi linéairement de la même façon que a). Elle montre qu'il est possible de réduire les dimensions de la particule (et ainsi augmenter la densité d'information) tout en conservant un taux d'erreur faible si l'anisotropie est suffisante. Celle-ci est toutefois limitée par le rapport d'aspect de la particule (dans le cas de l'anisotropie de forme), par les structures cristallines (dans le cas de l'anisotropie magnétocristalline) ou de la magnétostriction (pour

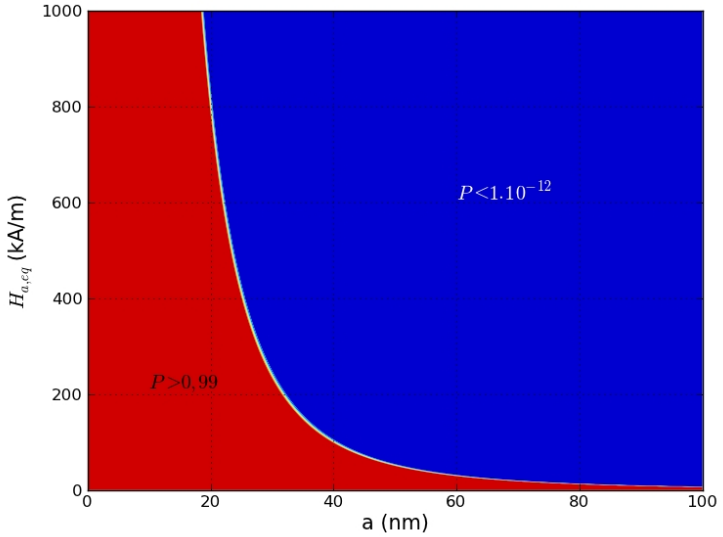


Figure 3.13 – Probabilité d'erreur en fonction de a, demi grand-axe du cylindre elliptique et $H_{a,eq}$.

l'anisotropie magnétoélastique).

Pour les dimensions spécifiées précédemment ($a = 25$nm, $b = 15$nm et $h = 20$nm), $E_b \approx 41,4k_BT$ à température ambiante. Ceci représente une probabilité d'erreur de 0,26 sur 10 ans. Cette barrière est ainsi insuffisante pour les applications de stockage secondaire mais suffisante pour les applications de stockage primaire. Compte tenu des remarques précédentes, une multiplication d'un facteur 1,13 des dimensions du système (soit $a \approx 30$nm, $b \approx 17$nm et $h \approx 23$nm) ou une multiplication d'un facteur 1,45 du champ d'anisotropie (soit $H_{a,eq} \approx 310$kA/m) permet d'obtenir une barrière énergétique $E_b \approx 60k_BT$. Le système proposé pourrait ainsi satisfaire aux exigences du stockage secondaire.

Dans la pratique, des codes correcteurs d'erreur peuvent permettre de réduire les exigences sur le taux d'erreur induit par le superparamagnétisme. À titre d'exemple, si nous considérons une probabilité d'erreur $P = 10^{-6}$ sur 10 ans, la barrière énergétique minimale est alors $E_b \approx 54k_BT$.

3.5 Étude dynamique du comportement de l'aimantation pendant la commutation

Nous avons jusqu'à présent considéré l'évolution quasi-statique de l'aimantation (rotation cohérente), qui a permis de démontrer dans ce cas le caractère bistable et contrôlable de l'aimantation. Cette approche permet de décrire le fonctionnement

du système pour des signaux de commande lentement variables (continus et de fréquence faible devant la fréquence de résonance ferromagnétique). En revanche, la réponse dynamique de l'aimantation à une commande rapide, compatible avec les fréquences de fonctionnement usuelles, ne peut être décrite qu'à l'aide de l'équation vectorielle de Landau-Lifshitz-Gilbert (ci-après dénommée LLG). La dérivation des termes énergétiques mis en évidence dans le chapitre 2 va tout d'abord permettre le calcul des champs magnétiques effectifs s'appliquant à l'élément mémoire. La résolution numérique de l'équation permet ensuite d'obtenir la trajectoire de l'aimantation et d'en déduire le temps de réponse de celle-ci en fonction du module de la contrainte appliquée.

3.5.1 Modèle

3.5.1.1 Approximation du macrospin

Dans le cas des nanoparticules magnétiques, il est commun d'utiliser l'approximation dite du "macrospin". En effet, les spins étant couplés par l'interaction d'échange, une particule mono-domaine se comportera comme un spin unique équivalent. Une telle approximation repose sur deux hypothèses [82]:

- La norme M_s de l'aimantation reste constante ($\mathbf{M} = M_s\mathbf{m}$)
- La particule est telle que l'aimantation est maintenue uniforme par l'interaction d'échange

Cette dernière hypothèse est automatiquement vérifiée si la particule possède des dimensions inférieures à la longueur d'échange (l_1 ou l_2). Toutefois, une particule rigoureusement ellipsoïdale permet d'obtenir une aimantation uniforme pour des dimensions plus importantes.

Dans le cas particulier du système proposé, cette homogénéité n'est pas garantie. En effet, celle-ci ne peut être parfaitement assimilée ni à un ellipsoïde de révolution, ni à un cylindre ellipsoïdal infiniment mince, pour lesquels le champ démagnétisant prend une expression simple. D'autre part, à ces échelles, les procédés technologiques ne peuvent garantir une forme parfaite. La simulation numérique par éléments finis montre ainsi que l'aimantation de la particule au repos n'est pas parfaitement homogène. On peut en effet observer des dispersions de la composante M_z, reproduisant un motif quasi-uniforme en "fleur" [82] (figure 3.14). Nous verrons par la suite que les simulations numériques utilisant l'approximation du macrospin et les simulations numériques par éléments finis donnent des résultats semblables, malgré cette dispersion.

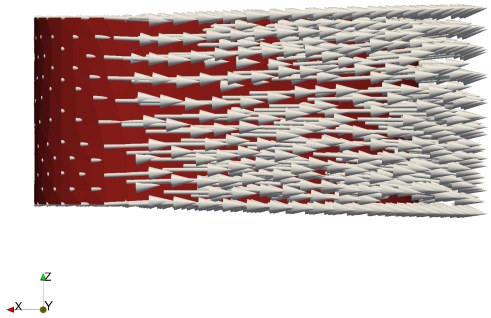


Figure 3.14 – Simulation micro-magnétique d'un particule mono-domaine à l'aide du logiciel Magpar. La géométrie crée une répartition quasi-uniforme de l'aimantation, en "fleur".

3.5.1.2 Équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG)

L'évolution temporelle de l'aimantation peut être déterminée à l'aide de l'équation LLG qui peut s'écrire de manière générale sous la forme suivante [101]:

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{m}}{\mathrm{d}t} = -\gamma_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{\mathrm{d}\mathbf{m}}{\mathrm{d}t} \tag{3.7}$$

ou encore, de manière équivalente:

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{m}}{\mathrm{d}t} = -\frac{\gamma_0}{1+\alpha^2}\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff} - \frac{\gamma_0 \alpha}{1+\alpha^2}\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff}) \tag{3.8}$$

avec $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$, $\gamma_0 = \mu_0 \gamma$ le rapport gyromagnétique de l'électron et α le coefficient d'amortissement de Gilbert du matériau considéré. $\mathbf{H}_{eff}$ regroupe les champs équivalents correspondant aux différents termes énergétiques. Ces champs sont calculés à partir des énergies libres volumiques par [102]:

$$\mu_0 M_s \mathbf{H}_{eff} = -\frac{\partial e}{\partial \mathbf{m}} = [-\frac{\partial e}{\partial m_x}, -\frac{\partial e}{\partial m_y}, -\frac{\partial e}{\partial m_z}] \tag{3.9}$$

Le membre de droite de l'équation LLG regroupe deux termes, le premier décrivant la précession de l'aimantation due aux couples exercés par les champs effectifs et le second, introduit sous cette forme par Gilbert en 1955 [102], décrivant l'amortissement de cette même précession.

Notons qu'il est plus judicieux mathématiquement et numériquement d'utiliser

la seconde expression, de la forme $d\mathbf{m}/dt = f(\mathbf{m})$.

Considérons le système d'axe défini sur la figure 3.1.Les vecteurs unitaires associés à ces axes sont respectivement $\mathbf{x}$, $\mathbf{y}$ et $\mathbf{z}$. $\mathbf{m}$ s'écrit alors $\mathbf{m} = m_x\mathbf{x} + m_y\mathbf{y} + m_z\mathbf{z}$. Rappelons également que $m_x^2 + m_y^2 + m_z^2 = 1$.

La dérivation des termes énergétiques mène alors aux expressions suivantes des champs effectifs:

- Énergie Zeeman:

$$\mathbf{H} = -\frac{1}{\mu_0 M_s}\frac{\partial e_Z}{\partial \mathbf{m}} \tag{3.10}$$
$$= -\frac{1}{\mu_0 M_s}\frac{\partial}{\partial \mathbf{m}}(-\mu_0 M_s(m_x H_x + m_y H_y + m_z H_z)) \tag{3.11}$$
$$= \frac{\sqrt{2}}{2}H(-\mathbf{x} + \mathbf{y}) \tag{3.12}$$

- Énergie d'anisotropie induite: On considère ici le vecteur unitaire $\mathbf{a} = [\frac{\sqrt{2}}{2}\ \frac{\sqrt{2}}{2}\ 0]$, qui définit la direcction de l'axe d'anisotropie.

$$\mathbf{H}_A = -\frac{1}{\mu_0 M_s}\frac{\partial e_a}{\partial \mathbf{m}} = -\frac{1}{\mu_0 M_s}\frac{\partial}{\partial \mathbf{m}}(-\frac{1}{2}\mu_0 M_s H_a(\mathbf{a}.\mathbf{m})^2) \tag{3.13}$$
$$= -\frac{\partial}{\partial \mathbf{m}}(-\frac{1}{2}H_a(\frac{\sqrt{2}}{2}m_x + \frac{\sqrt{2}}{2}m_y)^2) \tag{3.14}$$
$$= -\frac{\partial}{\partial \mathbf{m}}(-\frac{1}{2}H_a(\frac{1}{2}m_x^2 + \frac{1}{2}m_y^2 + m_x m_y)) \tag{3.15}$$
$$= -\frac{\partial}{\partial \mathbf{m}}(-\frac{1}{4}H_a m_x^2 - \frac{1}{4}H_a m_y^2 - \frac{1}{2}H_a m_x m_y) \tag{3.16}$$
$$= \frac{1}{2}H_a(m_x + m_y)\mathbf{x} + \frac{1}{2}H_a(m_x + m_y)\mathbf{y} \tag{3.17}$$

- Énergie magnétoélastique suivant l'axe (Ox)(cas de contraintes uniaxiales):

$$\mathbf{H}_{me} = -\frac{1}{\mu_0 M_s}\frac{\partial e_{me}}{\partial \mathbf{m}} \tag{3.18}$$
$$= -\frac{1}{\mu_0 M_s}\frac{\partial}{\partial \mathbf{m}}(\mathbf{m}.\overline{\overline{\sigma}}.\mathbf{m}) \tag{3.19}$$
$$= -\frac{1}{\mu_0 M_s}\frac{\partial}{\partial \mathbf{m}}(-\frac{3}{2}\lambda_s(\sigma_{xx}m_x^2 + \sigma_{yy}m_y^2 + \sigma_{zz}m_z^2)) \tag{3.20}$$
$$= \frac{3\lambda_s\sigma_{xx}m_x}{\mu_0 M_s}\mathbf{x} + \frac{3\lambda_s\sigma_{yy}m_y}{\mu_0 M_s}\mathbf{y} + \frac{3\lambda_s\sigma_{zz}m_z}{\mu_0 M_s}\mathbf{z} \tag{3.21}$$

Soit, dans l'hypothèse où $\sigma_{yy} = \sigma_{zz} = 0$MPa:

$$\mathbf{H}_{me} = \frac{3\lambda_s\sigma_{xx}m_x}{\mu_0 M_s}\mathbf{x} \tag{3.22}$$

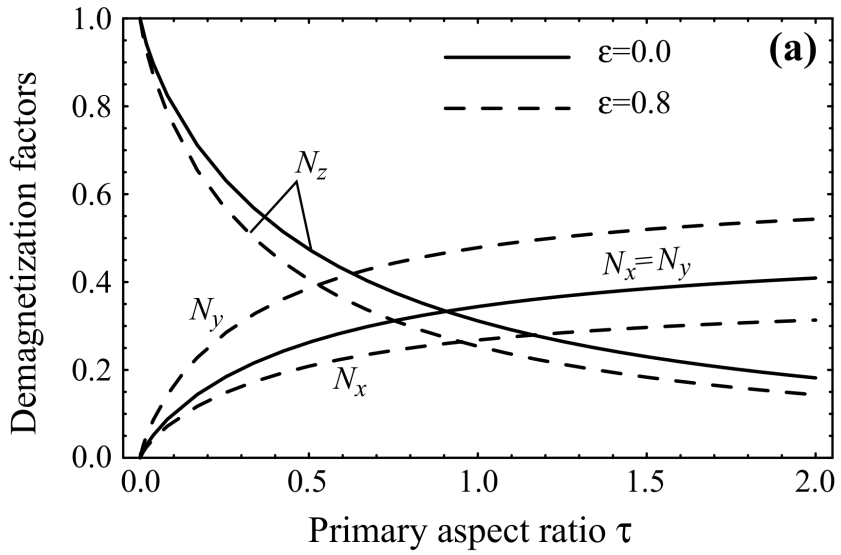


Figure 3.15 – Valeur des coefficients de champ démagnétisant en fonction de $\tau = h/(2a)$ pour un cylindre elliptique et pour différentes excentricités [103].

- Énergie d'anisotropie de forme:
  L'anisotropie de forme, liée à la création d'un champ extérieur à la particule par la répartition des moments magnétiques (le champ démagnétisant) doit également être prise en compte. Sous une forme générale, l'énergie d'anisotropie de forme est:

$$E_d = \frac{1}{2} V \mu_0 M_s^2 \mathbf{m} \overline{\overline{\mathbf{N}}} \mathbf{m} \tag{3.23}$$

avec $\overline{\overline{\mathbf{N}}}$ le tenseur de champ démagnétisant. Le champ démagnétisant est ainsi donné par:

$$\mathbf{H}_d = -M_s \overline{\overline{\mathbf{N}}} \mathbf{m} \tag{3.24}$$

Dans le cas particulier d'un cylindre elliptique, le champ de désaimantation n'est pas homogène et nous ne pouvons obtenir de manière approchée que des moyennes des coefficients de champ démagnétisant. Cette question a été étudiée par Beleggia et al. [103] et les simulations numériques permettent d'obtenir l'abaque présentée sur la figure 3.15 qui relie les coeffcients de champ démagnétisant au rapport d'aspect $\tau = h/(2a)$ pour différentes excentricités. Pour une excentricité $\varepsilon = \sqrt{1-(b/a)^2} = 0,8$ et un rapport d'aspect $\tau = h/(2a) = 0,4$, on trouve: $N_{xx} = 0,2$; $N_{yy} = 0,35$ et $N_{zz} = 0,45$. Le tenseur de désaimantation

s'exprime dans la base $B'(\mathbf{x}';\mathbf{y}';\mathbf{z}')$ (cf. figure 3.1) sous la forme:

$$\overline{\overline{\mathbf{N}}}_{B'} = \begin{pmatrix} N_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & N_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & N_{zz} \end{pmatrix}$$

L'expression de ce tenseur dans la base de travail $B(\mathbf{x};\mathbf{y};\mathbf{z})$ est obtenue grâce à la matrice de passage

$$M_{B'}^{B} = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} & 0 \\ -\frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

et la formule $\overline{\overline{\mathbf{N}}}_B = M_{B'}^{B}\overline{\overline{\mathbf{N}}}_{B'}M_{B}^{B'}$ D'où:

$$\overline{\overline{\mathbf{N}}}_{B'} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(N_{xx}+N_{yy}) & \frac{1}{2}(N_{xx}-N_{yy}) & 0 \\ \frac{1}{2}(N_{xx}-N_{yy}) & \frac{1}{2}(N_{xx}+N_{yy}) & 0 \\ 0 & 0 & N_{zz} \end{pmatrix}$$

et la champ de désaimantation peut s'écrire:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_d = &-\frac{1}{2}M_s[(N_{xx}+N_{yy})m_x + (N_{xx}-N_{yy})m_y]\mathbf{x} \\ &-\frac{1}{2}M_s[(N_{xx}-N_{yy})m_x + (N_{xx}+N_{yy})m_y]\mathbf{y} \\ &- M_s N_{zz} m_z \mathbf{z} \end{aligned} \tag{3.25}$$

D'où finalement:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{eff} =&[-\frac{\sqrt{2}}{2}H + \frac{1}{2}H_a(m_x+m_y) - \frac{1}{2}M_s[(N_{xx}+N_{yy})m_x + (N_{xx}-N_{yy})m_y] + \frac{3\lambda_s\sigma_{xx}m_x}{\mu_0 M_s}, \\ &\frac{\sqrt{2}}{2}H + \frac{1}{2}H_a(m_x+m_y) - \frac{1}{2}M_s[(N_{xx}-N_{yy})m_x + (N_{xx}+N_{yy})m_y], \\ &- M_s N_{zz} m_z] \end{aligned} \tag{3.26}$$

Notons que l'énergie d'agitation thermique peut être incluse dans l'équation LLG sous la forme d'un champ effectif aléatoire [104]. Nous supposerons dans cette partie qu'elle est négligeable.

3.5.1.3 Paramètres magnétiques et magnétoélastiques

Les résulats obtenus par Kobayashi et al. dans [105] montrent que pour les alliages de terres-rares/métaux de transition (RE-TM), la valeur du coefficient d'amortissement est de l'ordre de $\alpha = 0,3$. L'aimantation à saturation de la couche, estimable par des mesures VSM, est quant à elle de l'ordre de $M_s \approx 640000$A/m. Le rapport gyromagnétique de l'électron qui, comme l'a montré C. Kittel [106], permet de décrire la précession de l'aimantation dans un matériau ferromagnétique quelconque est donné par la formule suivante:

$$\gamma_0 = \frac{g\mu_B\mu_0}{\hbar} \approx 2,21.10^5 \text{rad.s}^{-1}/(\text{A.m}^{-1})$$

avec g le facteur de Landé, égal à 2 dans le cas de l'électron et μ_B le magnéton de Bohr.

Comme cela a été montré [84], les nanostructures magnétostrictives obtenues par pulvérisation cathodique RF sont, en l'absence de recuit, amorphes ou polycristallines, ce qui permet d'obtenir un bon compromis entre la sensibilité à bas champ et la magnétostriction à saturation. Dans ce cas, la magnétostriction à saturation moyenne λ_s peut être déterminée à partir des magnétostrictions à saturation du matériau cristallin λ_{111} et λ_{100} suivant la formule [61]:

$$\lambda_s = \frac{3}{5}\lambda_{111} + \frac{2}{5}\lambda_{100} \tag{3.27}$$

Dans le cas du terfenol, avec les coefficients utilisés précédemment, le calcul donne $\lambda_s \approx 1,06.10^{-3}$ Le champ d'anisotropie est pris égal à $H_a = 93750$A/m. Cette valeur peut être obtenue par l'anisotropie induite par dépôt sous champ magnétique (cf § 2.3.2).

Le tableau 3.2 regroupe les paramètres utilisés pour les simulations.

3.5.1.4 Résolution numérique

La résolution numérique de l'équation LLG est assurée par la fonction `lsode` [107] d'Octave, qui permet de résoudre les systèmes d'équations différentielles ordinaires de la forme:

$$\frac{dx}{dt} = f(x,t)$$

La fonction `lsode` s'utilise alors suivant la syntaxe suivante:

```
function xdot = f (x, t)
xdot=...
endfunction
```

Paramètre	**Notation**	**Valeur nominale**
Rapport gyromagnétique	γ_0	$2,21.10^5$rad.s^{-1}/(A.m^{-1})
Coefficient d'amortissement	α	$0,3$
Aimantation à saturation	M_s	640000A/m
Constante d'échange	A	$9,0.10^{-12}$J/m
Magnétostriction à saturation	λ_s	$1,06.10^{-3}$
Champ d'anisotropie	H_a	93750A/m
Demi grand-axe	a	25 nm
Demi-petit axe	b	15 nm
Hauteur	h	20 nm
Excentricité	$\varepsilon = \sqrt{1-(b/a)^2}$	0,8
Rapport d'aspect	$\tau = h/(2a)$	0,4
Coefficient de champ démagnétisant (**x**)	N_{xx}	0,2
Coefficient de champ démagnétisant (**y**)	N_{yy}	0,35
Coefficient de champ démagnétisant (**z**)	N_{zz}	0,45

Tableau 3.2 – Paramètres magnétiques et magnétoélastiques utilisés pour les simulations dynamiques.

```
t = linspace (t0, tN, N);
y = lsode ('f', x0, t);
```

Le second membre de l'équation différentielle est tout d'abord défini par une fonction. La liste des temps pour lesquels `x` sera évalué est ensuite défini avec la commande `linspace` qui crée `N` valeurs régulièrement espacées dans l'intervalle [`t0` ,`tN`]. La fonction `lsode` calcule enfin $x(t)$, à partir de la valeur initiale `x0`. Dans le cadre des simulations détaillées ci-dessous, l'aimantation initiale est prise comme l'état d'équilibre de celle-ci en l'absence de contraintes (positions 0 ou 1). Cet équilibre est calculé au préalable numériquement à partir de la position suivante:

$$\mathbf{m} = [\cos(\frac{3\pi}{4} \pm \arccos\frac{H}{H_{a,eq}}), \sin(\frac{3\pi}{4} \pm \arccos\frac{H}{H_{a,eq}}), 0]$$

Cette position correspond à l'équilibre théorique dans les hypothèses du chapitre 2, comme nous l'avons montré au § 2.2.1.2.

Les simulations sont réalisées sur une durée de 5ns, avec un pas temporel de 5ps.

3.5.2 Dynamique de l'aimantation

Dans le cas général, et bien qu'elle paraisse simple, l'équation LLG avec amortissement ne comporte pas de solution analytique immédiate. La résolution numérique de cette équation permet néanmoins d'étudier la dynamique de l'aimantation en réponse à l'application d'une contrainte mécanique. Comme nous allons le voir par la suite, cette approche numérique va nous permettre de déterminer les trajectoires de l'aimantation et ainsi la rapidité de changement d'état de l'élément mémoire en fonction de la valeur de la contrainte appliquée. Ceci va également permettre d'étudier l'influence de différents paramètres sur le comportement du système et en particulier les effets des dispersions angulaires.

On supposera par ailleurs que les contraintes sont appliquées instantanément à $t = 0$. Avec les dimensions spécifiées plus haut, on peut en effet approximer la capacité du condensateur à:

$$C = \frac{\varepsilon S}{d} \approx 1.22\text{fF}$$

En considérant une résistance d'accès égale à 100Ω (correspondant à une ligne d'argent de résistivité $2,6\mu\Omega$cm de section 50nm × 50nm et de longueur 10µm [73]) , la constante de temps du système vaut alors $\tau = RC \approx 122$fs. Compte tenu des valeurs maximales de champ magnétique effectif, le temps caractéristique $t_{mag} \approx 1/(\gamma B)$ de la dynamique de l'aimantation est quant à lui de l'ordre de la centaine de picosecondes. L'hypothèse est donc raisonnable.

De manière analogue aux travaux de Roy et al. [73], il est néanmoins possible

d'étudier le comportement du système en réponse à une rampe de contrainte de pente variable. Dans la suite, nous conserverons cependant l'hypothèse des contraintes instantanées.

3.5.2.1 Comparaison des modèles

Afin de s'assurer de la pertinence du modèle macrospin, les résultats des simulations numériques dynamiques ont été comparés aux simulations micro-magnétiques par éléments finis obtenues à l'aide de Magpar. Les simulations par éléments finis présentent l'avantage d'être plus précises car elles prennent en compte l'inhomogénéité de l'aimantation (supposée uniforme dans l'approche macrospin) et l'inhomogénéité du champ de désaimantation. Elles restent néanmoins beaucoup plus consommatrices de temps de calcul et, malgré l'accès libre au code de Magpar, se prêtent moins facilement aux modifications. Magpar n'accepte par exemple qu'un tenseur des contraintes diagonal et constant dans le temps.

La géométrie et le maillage sont les mêmes que dans le cas statique. En prenant les mêmes paramètres que précédemment (tableau), nous obtenons les résultats de la figure 3.16 qui compare les simulations dans l'hypothèse du macrospin et les simulations par éléments finis pour chaque composante de l'aimantation et pour trois valeurs de contraintes. Ces valeurs ont été choisies car, comme nous allons le voir par la suite, elles illustrent trois comportements différents de l'aimantation.

Comme nous pouvons le constater ici pour chacune des composantes du vecteur aimantation, les deux modèles coïncident malgré quelques dispersions pour les valeurs faibles de contrainte. Les raisons de ce décalage sont multiples et résultent des approximations liées au modèle du macrospin:

- Dans le cas des simulations par éléments finis, les courbes sont obtenues en effectuant une moyenne sur l'ensemble des éléments du maillage. Or les simulations montrent qu'en dehors de l'état d'équilibre, la colinéarité de moments magnétiques n'est pas rigoureusement assurée.
- L'influence de l'anisotropie de forme est évaluée à partir de valeurs numériques moyennées des coefficients du champ de désaimantation.
- À paramètres égaux, les positions d'équilibre calculées préalablement ne sont pas identiques et conduisent donc à des conditions initiales différentes influant sur le système dynamique.

Compte tenu de la concordance entre les deux modèles, nous utiliserons par la suite le modèle du macrospin, plus souple et plus rapide.

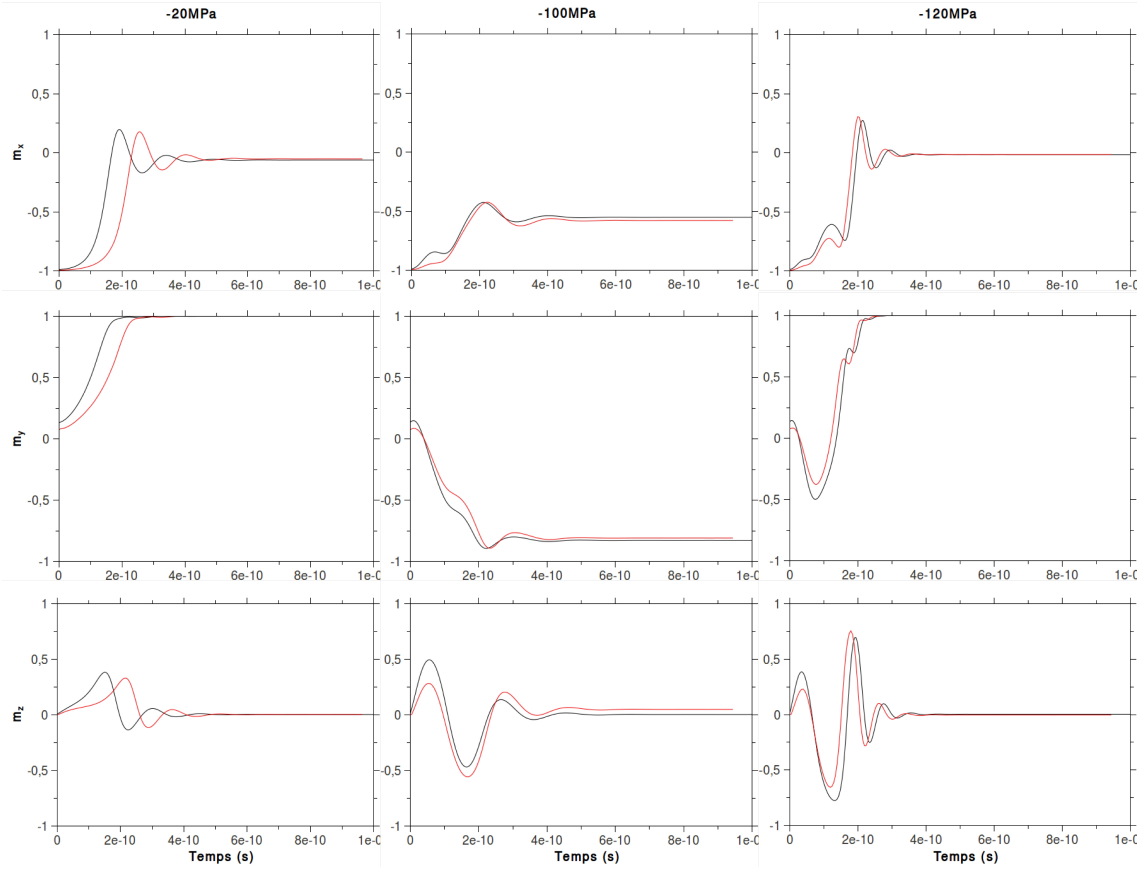


Figure 3.16 – Comparaison entre les simulations des composantes de l'aimantation moyenne, dans l'hypothèse du macrospin (en noir) et les simulations par éléments finis (en rouge) pour différentes valeurs de contraintes. L'analyse du module de **M** permet de montrer l'importance de la non-homogénéité de l'aimantation dans le cas des simulations par éléments finis.

3.5.2.2 Trajectoire de l'aimantation en fonction de la contrainte

L'étude de la trajectoire de l'aimantation en fonction de la contrainte doit être séparée suivant le signe de la contrainte appliquée. Comme nous l'avons montré plus haut dans le § 2.2.1.2, le passage de l'état 0/0* à l'état 1/1* n'est pas équivalent au passage de l'état 1/1* à l'état 0/0*. L'application de contraintes tensiles suivant **x** crée en effet un axe de facile aimantation suivant cette direction tandis que l'application de contraintes compressives crée un plan de facile aimantation perpendiculaire à cette direction. Cette distinction peut également être observée en régime dynamique.

Passage de 1/1* à 0/0*: Le cas le plus simple est celui du passage de 1/1* à 0/0*. Comme le montre la figure 3.17, l'aimantation présente dans ce cas le même comportement, quelle que soit la valeur de la contrainte tensile $\sigma_{xx} > \sigma_{xx}^{min}$ appliquée. Celle-ci quitte sa position initiale (1) avant de précesser autour de la nouvelle position d'équilibre (0*). L'amortissement permet ensuite à l'aimantation de relaxer vers cette même position d'équilibre. La figure 3.18 présente quant à elle l'évolution de m'_y au cours du temps pour des valeurs croissantes de contraintes. Pour $\sigma = 6$MPa, la contrainte est trop faible et la commutation ne peut avoir lieu. À partir de $\sigma = 8$MPa, l'aimantation commute et le temps de réponse de celle-ci diminue lorsque la contrainte augmente.

Passage de 0/0* à 1/1*: Dans le cas du passage de 0 à 1*, les effets magnétoélastiques donnent naissance à un plan facile d'aimantation et il est alors nécessaire de distinguer quatre cas de figure suivant la valeur de la contrainte compressive appliquée:

① Si $0 < \sigma_{xx} < \sigma_{xx}^{min}$, l'équilibre change et l'aimantation suit cette position d'équilibre. En revanche, la contrainte est trop faible pour rendre l'équilibre instable et l'aimantation reste à l'état 0.

② Si $\sigma_{xx}^{min} < \sigma_{xx} < \sigma_{xx}^{max,1}$, la contrainte est suffisante et l'aimantation passe à l'état 1 sans précesser autour de la position d'équilibre de départ (fig. 3.19(a) et figure 3.20).

③ Si $\sigma_{xx}^{max,1} < \sigma_{xx} < \sigma_{xx}^{max,2}$, l'aimantation précesse autour de la position d'équilibre de départ avant de rejoindre une seconde position d'équilibre. (fig. 3.19(b) et figure 3.20). Ce comportement ne permet pas d'accéder à l'état 1* et n'est donc à priori pas souhaitable. Une étude plus complète montre cependant qu'à la suppression des contraintes, l'aimantation rejoint la position 1.

④ Enfin, si $\sigma_{xx}^{max,2} < \sigma_{xx}$, l'aimantation précesse autour de la position d'équilibre de départ puis rejoint l'état 1. Dans ce dernier cas, la commutation est

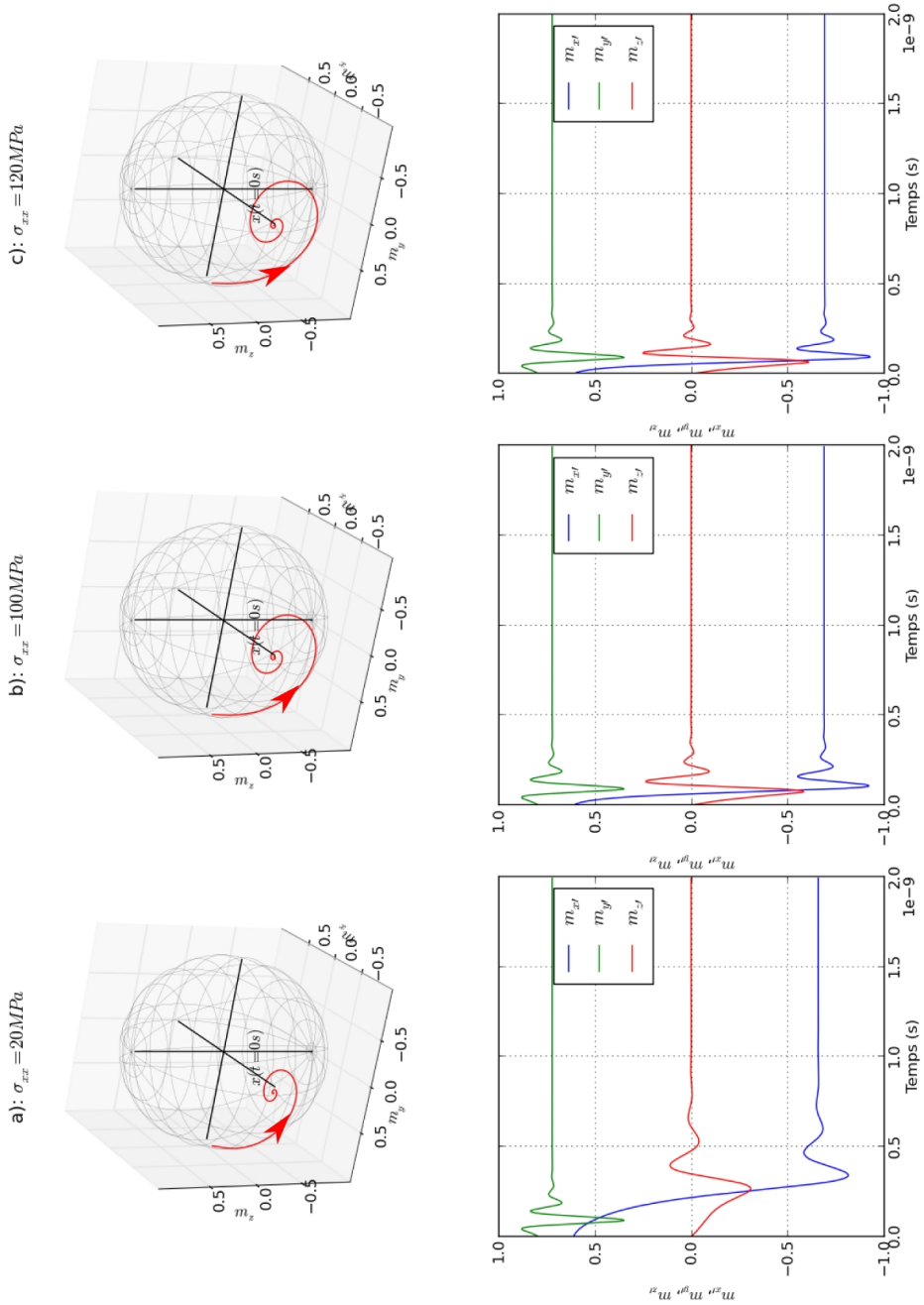


Figure 3.17 – Évolution de la trajectoire de l'aimantation pour trois valeurs de contraintes (20, 100 et 120MPa) pour le passage de l'état 1 à l'état 0*

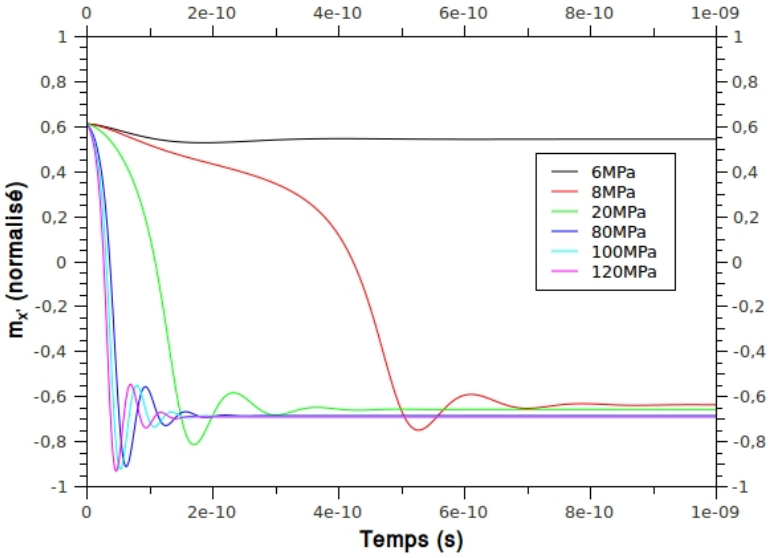


Figure 3.18 – Changement d'état de la composante $m_{x'}$ de l'aimantation en fonction de la contrainte appliquée lors d'un passage de 1 à 0*.

possible (fig. 3.19(c) et figure 3.20).

La figure 3.19 présente la trajectoire de l'aimantation pour différentes valeurs de contraintes. Les trajectoires permettent d'illustrer les différentes comportements détaillés ci-dessus. Pour les faibles valeurs de contraintes, la dynamique de l'aimantation est faible et celle-ci quitte l'équilibre initial sans précesser (figure 3.19(a)). La dynamique de l'aimantation augmente ensuite avec la contrainte. Lorsque celle-ci est suffisante, l'aimantation emprunte une trajectoire différente dont le point d'arrivée n'est plus 1*(figure 3.19(b)). Si la contrainte augmente encore, l'inertie de l'aimantation est cette fois-ci suffisante pour que l'aimantation quitte cette nouvelle trajectoire et précesse autour de la position de départ avant de rejoindre 1*(figure 3.19(c)). La figure 3.20 présente l'évolution de m'_x au cours du temps pour des valeurs croissantes de contraintes. Comme dans le cas précédent, le temps de réponse tend à décroître avec la contrainte. Ces différents comportements influencent ainsi le temps que met l'aimantation à atteindre l'équilibre.

Dans chacun des cas, les simulations montrent que la contrainte minimale à appliquer dans le cas dynamique est égale à $\sigma_{xx}^{min} \approx 7MPa$, soit une contrainte plus faible que dans le cas statique. Ce résultat est à nuancer cependant, compte tenu de l'hypothèse de contraintes instantanées.

D'une manière générale, les figures 3.17, 3.18, 3.19 et 3.20 montrent que le temps de réponse du système tend à décroître avec la contrainte appliquée. Le paragraphe 3.5.2.4 ci-dessous va nous permettre d'étudier plus en détail la variation du

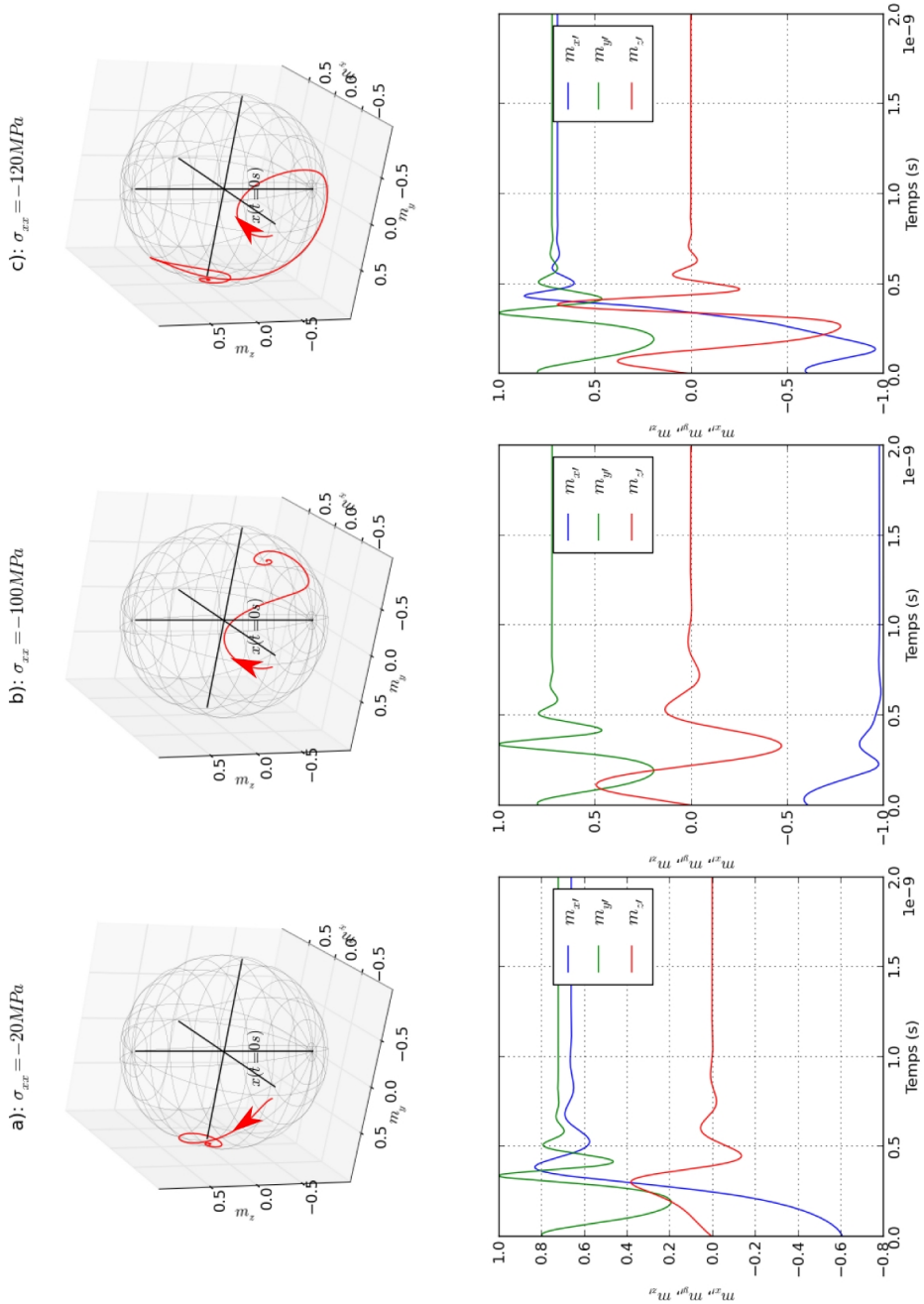


Figure 3.19 – Évolution de la trajectoire de l'aimantation pour trois valeurs de contraintes (−20, −100 et −120MPa), pour le passage de l'état 0 à l'état 1*. (a): le comportement est similaire au passage de 1 à 0* et la commutation a lieu. (b) En raison de l'inertie de l'aimantation, celle-ci emprunte une trajectoire inadéquate: la commutation n'a pas lieu. (c) l'inertie est cette fois-ci suffisante pour provoquer à nouveau la commutation.

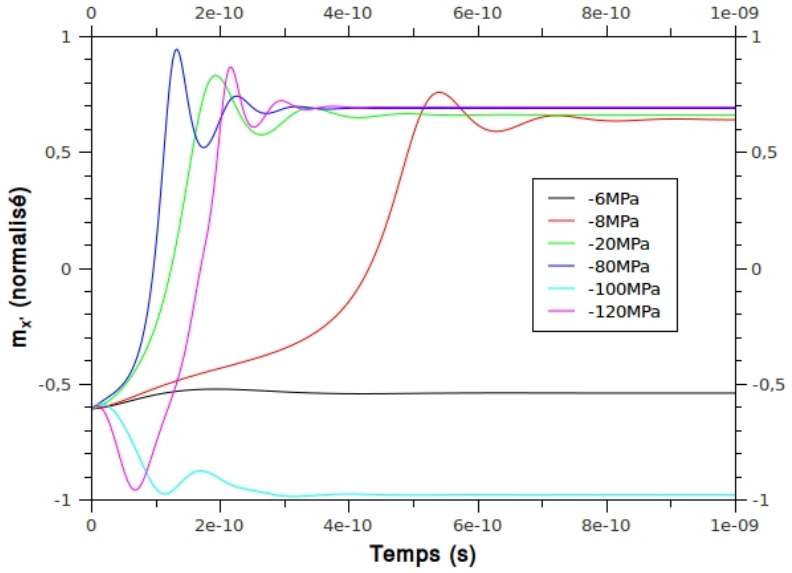


FIGURE 3.20 – Changement d'état de la composante $m_{x'}$ de l'aimantation en fonction de la contrainte appliquée lors d'un passage de 0 à 1*.

temps de réponse en fonction de la contrainte.

3.5.2.3 Influence de l'évolution temporelle des contraintes

Nous avons considéré ici que les contraintes sont appliquées sur le système en un temps nul, ce qui revient à considérer que le temps de réponse du circuit électrique et du piézoélectrique sont négligeables devant les temps caractéristiques de la dynamique de l'aimantation. On peut néanmoins envisager l'évolution temporelle de la contrainte, qui permet d'étudier le comportement du système entre le cas étudié ci-dessus et le cas quasi-statique. Cette approche a par exemple été mise en œuvre par Roy et al. [73] dans le cas d'un retournement de l'aimantation par l'application de contraintes piézoélectriques.

Même si cette étude ne sera pas menée ici dans le cadre de notre système, signalons qu'elle permet notamment d'obtenir *in fine* l'énergie totale dissipée dans le cas d'une charge adiabatique de l'élément piézoélectrique.

3.5.2.4 Évaluation du temps de changement d'état

Le calcul du temps de réponse du système à une excitation électrique va permettre d'obtenir la fréquence d'horloge maximale de l'élément mémoire et ainsi évaluer ses performances en terme de rapidité et, à terme, de taux de transfert d'information. La fréquence maximale d'horloge pour une contrainte donnée sera

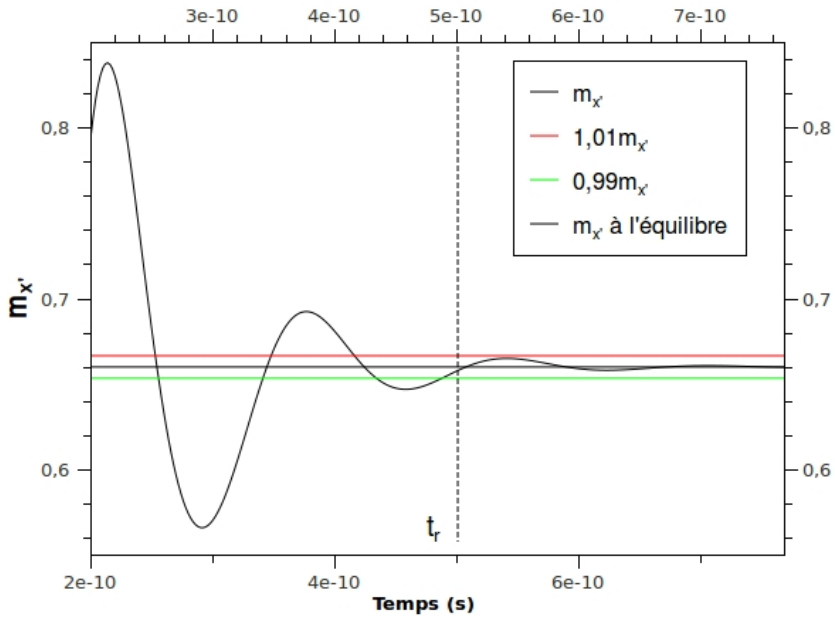


Figure 3.21 – Définition du temps de réponse à 1% du système. Il est l'image du temps que met le système magnétique à atteindre l'équilibre.

alors:

$$f_{max}(\sigma_{xx}) \approx \frac{1}{t_r(\sigma_{xx})}$$

Comme nous avons pu le voir dans le paragraphe précédent, l'aimantation oscille autour de la nouvelle position d'équilibre avant de se stabiliser. Il est donc nécessaire de définir un critère objectif permettant de déterminer un temps de réponse t_r du système. Par analogie avec l'étude des systèmes asservis en automatique, définissons t_r comme le temps de réponse à 1% de la valeur finale de $m_{x'}$, comme illustré sur la figure 3.21.

Cette valeur est représentative du temps que l'aimantation prend pour atteindre l'équilibre, mais n'indique en aucun cas la vitesse maximale de changement d'état [5]. Elle permet malgré tout d'évaluer un ordre de grandeur des performances du système et de dégager des tendances vis à vis des valeurs de contrainte.

La figure 3.22 présente l'évolution du temps réponse en fonction de la contrainte appliquée à la particule, dans le cas d'un passage de l'état 1 à l'état 0* et dans le cas d'un passage de l'état 0 à l'état 1*. Nous pouvons d'ores et déjà constater que, quelle que soit la contrainte appliquée, le temps de réponse lors du passage de 0 à 1* est plus important et, dans le cas d'une commande symétrique ($V = |-V|$), constitue par conséquent le facteur limitant.

5. On peut par exemple imaginer un changement d'état "à la volée", où une commande opposée serait appliquée avant d'atteindre l'équilibre.

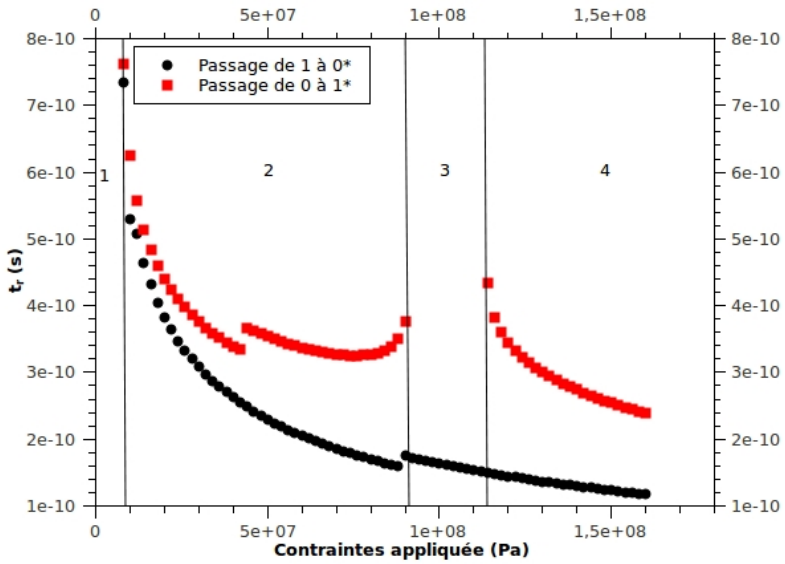


Figure 3.22 – Temps de réponse de l'élément mémoire en fonction de la contrainte appliquée.

Dans le cas simple du passage de 1 à 0*, seules deux zones peuvent être mises en évidence. Dans la zone ①, la contrainte appliquée n'est pas suffisante pour induire le changement d'état et le temps de réponse ne donne aucune information pertinente. Pour des valeurs de contrainte plus élevées, le temps de réponse est une fonction décroissante monotone de la contrainte appliquée, proche d'une exponentielle, comme illustré sur la figure 3.22 (cercles noirs). La discontinuité observée pour $\sigma_{xx} \approx 90$MPa est due à la définition du temps de réponse et à la variation de l'amplitude des oscillations, comme illustré sur la figure 3.23

Dans le cas du passage de 0 à 1*, les différentes trajectoires accessibles par l'aimantation impliquent une variation du temps de réponse plus complexe (carrés noirs sur la figure 3.22). Comme dans le cas précédent, la zone ① correspond à une absence de changement d'état (nous retrouvons la valeur $|\sigma_{xx}^{min}| \approx 7MPa$). La zone ② n'est en revanche plus monotone. On retrouve pour les faibles valeurs de contraintes un comportement similaire au cas précédent, compte tenu des trajectoires semblables. Le temps de réponse augmente cependant par la suite lors de la transition entre les trajectoires ② et ③. De la même façon que dans le cas précédent, la discontinuité observée pour $\sigma_{xx} \approx 44$MPa correspond à un artefact dû à la définition du temps de réponse. Compte tenu des remarques précédentes, la zone ③ n'est pas considérée comme une zone utile et le temps de réponse n'est ici pas pertinent. Dans la zone ④ (double précession de l'aimantation), le temps de réponse redevient une fonction décroissante de la contrainte.

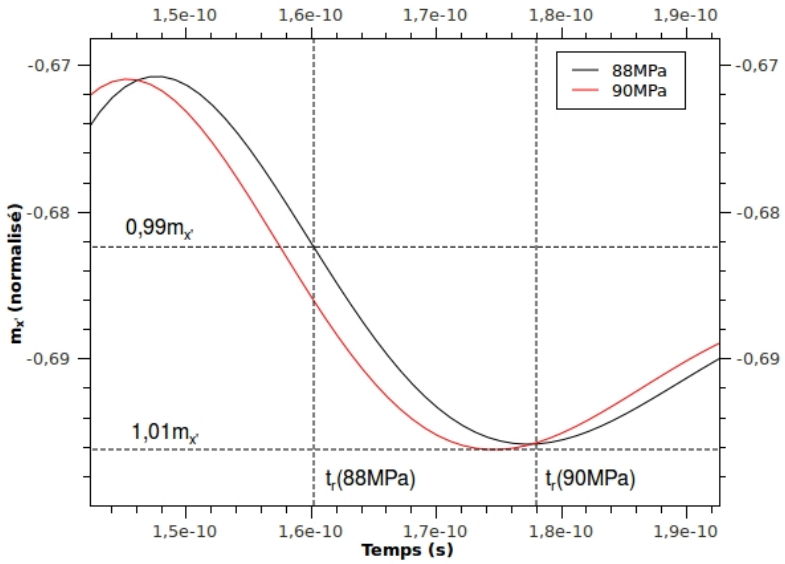


Figure 3.23 – Illustration de la discontinuité du temps de réponse.

Ces évaluations numériques montrent que, pour des valeurs raisonnables de contrainte ($<$ 120MPa), le changement d'état peut toujours être obtenu en un temps inférieur à 1ns, ce qui donne une fréquence d'horloge maximale f_{max} = 1GHz. À partir de 40MPa, le changement d'état peut être obtenu en un temps inférieur à $0,4$ns, ce qui permet d'utiliser une fréquence d'horloge maximale d'environ $2,5$GHz.

Dans le cas des applications de traitement de données, pour lesquelles le temps de rétention peut être plus faible, la barrière énergétique peut être réduite. Il est alors possible de réduire le champ d'anisotropie équivalent, compte tenu de la formule 3.6. Une étude plus poussée pourrait montrer qu'il est dans ce cas possible de réduire encore le temps de réponse du système magnétique, pour une même valeur de contrainte.

Notons pour finir que, pour des valeurs proches de la contrainte minimale (début de la zone ② sur la figure 3.22), le temps de réponse décroît rapidement avec la contrainte appliquée. Ainsi, même si, pour $|\sigma_{xx}| \gtrsim \sigma_{xx}^{min}$, le temps de réponse est important, la valeur de la contrainte ne constitue pas un facteur limitant vis à vis de la rapidité du système.

3.5.2.5 Cycle de changement d'état

Nous avons vu ci-dessus que le modèle et les simulations dynamiques cautionnent le fonctionnement du système lors de l'application de contraintes. Il est cependant nécessaire de vérifier le comportement de ce dernier d'un cycle complet de changement d'état, par exemple de type 0/1*/1/0*/0. Afin de mettre en évidence la

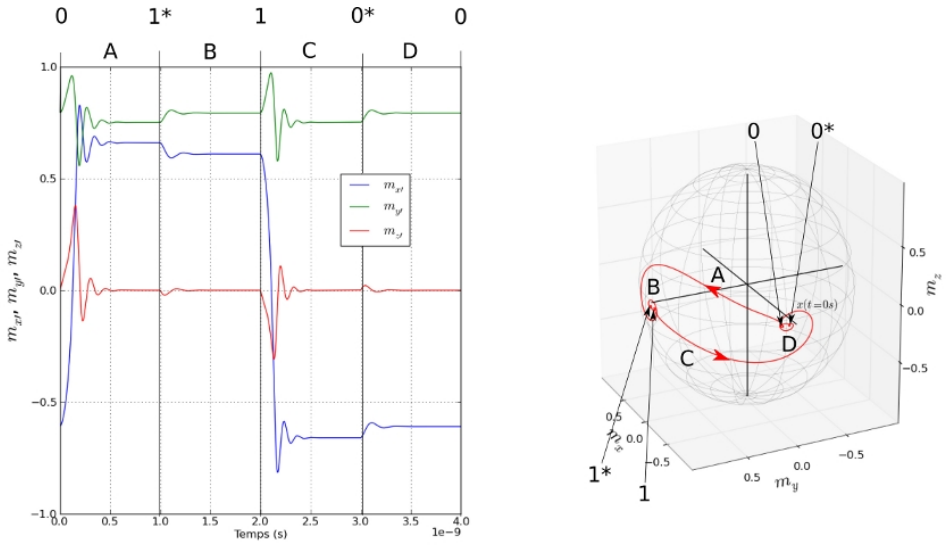


Figure 3.24 – Évolution de l'aimantation lors d'un cycle de changement d'état pour les trois composantes. À gauche: évolution temporelle de $m_{x'}$, $m_{y'}$ et $m_{z'}$. À droite: trajectoire. État initial: 0. A: $\sigma_{xx} < 0$, B: $\sigma_{xx} = 0$, C: $\sigma_{xx} > 0$, D: $\sigma_{xx} = 0$.

symétrie des positions d'équilibre, nous utiliserons la base $B'(\mathbf{x}';\mathbf{y}';\mathbf{z}')$. Celle-ci correspond par ailleurs à la configuration géométrique du magnétomètre à échantillon vibrant (voir le chapitre 2). La figure 3.24 présente un exemple de cycle pour des contraintes compressives et tensiles de 20MPa. Cette valeur se trouve dans la plage de fonctionnement optimal du système. Elle est en effet supérieure à la contrainte minimale et permet d'obtenir des trajectoires similaires lors du passage de 0 à 1* et lors du passage de 1 à 0*. Le temps de relaxation de l'aimantation en l'absence ou en présence de contraintes est fixé arbitrairement à 1ns, le temps de changement d'état n'étant pas connu *a priori*. Comme nous pouvons le constater, la commutation du système a bien lieu au cours d'un cycle complet de commande.

3.5.2.6 Influence du champ de polarisation

L'étude énergétique a montré que la valeur du champ de polarisation détermine les positions d'équilibre de l'aimantation en l'absence de contraintes. Comme nous l'avons vu plus haut, ceci a également été confirmé par l'étude expérimentale du démonstrateur macroscopique. On retouve un tel comportement à l'aide des simulations dynamiques, comme illustré sur la figure 3.25, pour différentes valeurs de champ statique. Pour des valeurs proches de $\sqrt{2}/2H_{a,eq}$, le champ de polarisation n'a que peu d'influence sur le temps de changement d'état. Nous pouvons en revanche constater son influence sur les positions d'équilibre 0 et 1, qui tendent à se rapprocher lorsque le champ augmente. La composante m'_x de l'aimantation se rapproche alors de zéro.

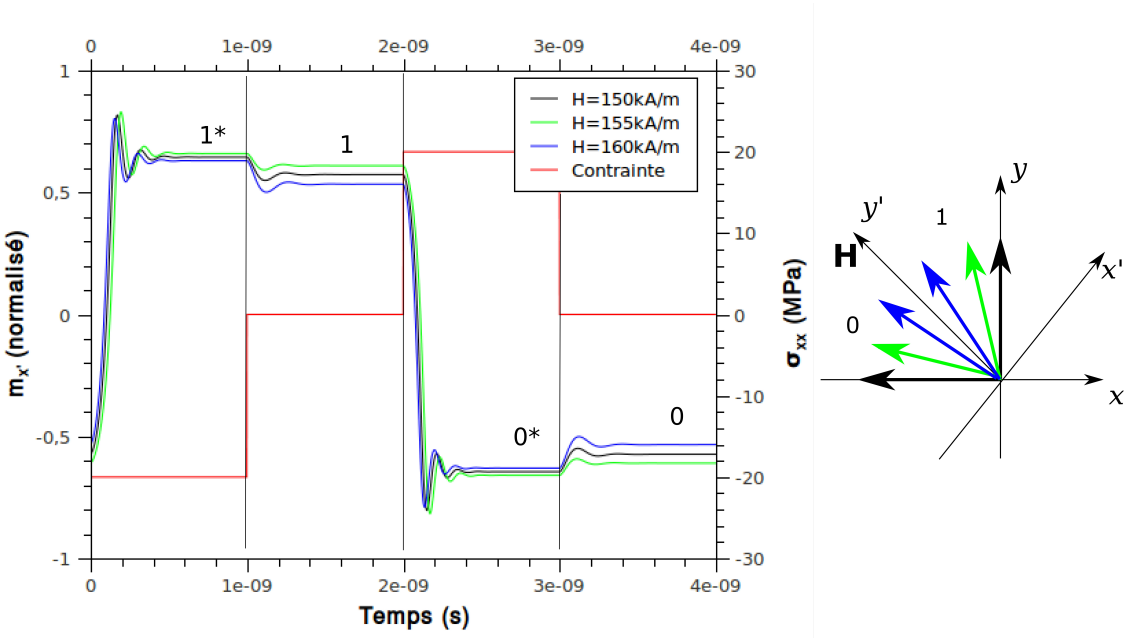


Figure 3.25 – Influence du champ de polarisation. Les positions d'équilibre 0 et 1 se rapprochent au fur et à mesure de l'augmentation du champ.

3.5.2.7 Influence des dispersions angulaires

Nous avons jusqu'à présent considéré le cas idéal d'une structure présentant une configuration géométrique, magnétique et mécanique parfaite. la réalisation technologique de celle-ci est toutefois susceptible d'induire une dispersion des paramètres, notamment en cas d'alignement imparfait de l'échantillon lors d'une étape du procédé.

Nous avons par ailleurs remarqué cette influence de l'angle sur les mesures au VSM du prototype macroscopique.

Nous allons introduire ici les effets de ces dispersions angulaires afin de déterminer leur influence sur le comportement du système et évaluer la robustesse de l'élément vis à vis des aléas technologiques et des perturbations magnétiques extérieures. Dans le cas de l'ellipse, l'axe d'anisotropie est déterminé par la géométrie de la particule et on supposera pour simplifier l'étude que la direction de cet axe reste fixe. Introduisons maintenant l'angle θ tel que précisé sur la figure 3.26. θ représente le décalage angulaire du champ de polarisation. L'alignement de l'axe d'application des contraintes avec l'axe **x** ne constitue a priori pas un point technologique bloquant. Le décalage angulaire des contraintes ne sera par conséquent pas pris en compte ici.

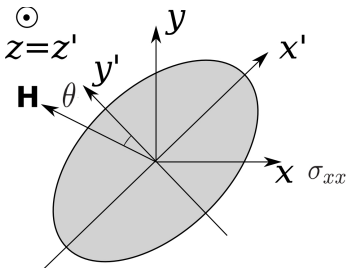


Figure 3.26 – Définition de l'angle θ.

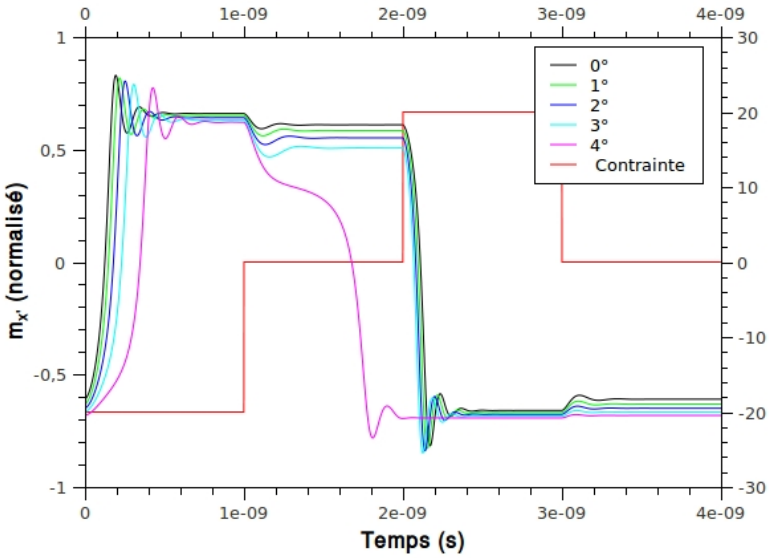


Figure 3.27 – Influence du décalage angulaire du champ de polarisation. Le décalage dissymétrise les positions d'équilibre. Au delà d'un angle limite, la commutation n'est plus possible.

La nouvelle expression du champ effectif donne alors:

$$\begin{aligned}\mathbf{H}_{eff} =&[H\cos(\frac{3\pi}{4}+\theta)+\frac{1}{2}H_a m_y+\frac{3\lambda_s\sigma_{xx}m_x}{\mu_0 M_s},\\ &H\sin(\frac{3\pi}{4}+\theta)+\frac{1}{2}H_a m_x,\\ &0]\end{aligned}$$

La figure 3.27 montre le comportement de m'_y lors d'un cycle de changement d'état ($|\sigma_{xx}| = 20$MPa) pour différents décalages angulaires du champ de polarisation (θ). Nous pouvons constater que, pour de faibles valeurs d'angle, le décalage n'a que peu d'influence sur la dynamique et sur les états 1* et 0*. Il affecte en revanche les états d'équilibre non-contraints en induisant une dissymétrie des positions 0 et 1, croissante avec l'angle. À partir d'un angle limite θ_{lim} ($\approx 4°$ dans la simulation), la

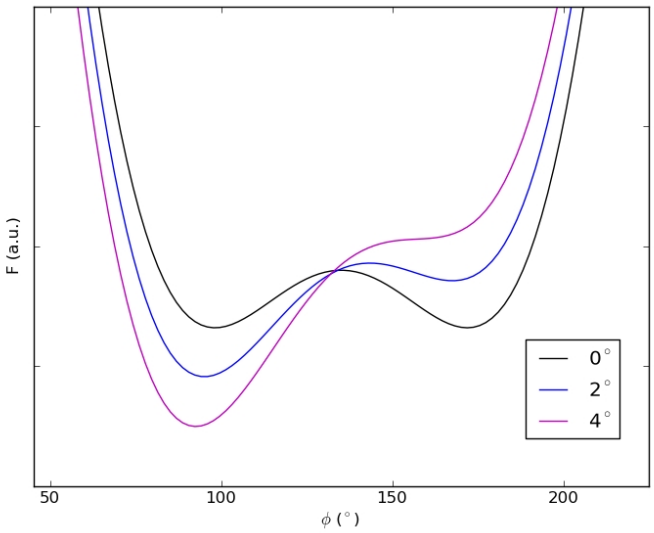


Figure 3.28 – Influence des décalages angulaires sur le profil d'énergie magnétique. Le décalage angulaire dissymétrise le profil. Au delà d'un angle critique (ici 4°), la barrière énergétique s'annule et il ne reste plus qu'une seule position d'équilibre stable.

commutation devient impossible et l'aimantation n'a plus accès qu'à un seul état d'équilibre non contraint (0 dans la simulation).

La figure 3.28 illustre le comportement du profil d'énergie de l'élément magnétique dans le plan $(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ pour différents décalages angulaires. Le décalage tend à dissymétriser le profil d'énergie et à réduire la barrière énergétique. Lorsque celle-ci s'annule (dans notre cas pour 4°), il ne reste qu'une seule position d'équilibre stable et la commutation devient impossible.

Ce résultat amène plusieurs commentaires:

- Même en deçà de l'angle critique pour lequel la commutation ne peut plus avoir lieu, les décalages angulaires sont préjudiciables au fonctionnement du système. Ceux-ci dissymétrisent en effet la barrière énergétique: l'un des états mémoire devient plus stable énergétiquement tandis que l'autre devient moins stable. Un des états mémoire est ainsi favorisé par rapport à l'autre.
- L'angle critique dépend de la barrière énergétique. Si nous augmentons la barrière énergétique, il est possible d'obtenir une plus grande latitude sur les décalages angulaires.

Il est donc nécessaire d'apporter un grand soin à l'alignement du système, les décalages angulaires étant susceptibles d'empêcher le bon fonctionnement du système et d'influencer la stabilité de celui-ci. Une précision d'1° semble cependant technologiquement raisonnable.

Conclusion partielle: Les paragraphes précédents nous ont permis de montrer que le système proposé est susceptible d'offrir une barrière énergétique suffisante pour assurer la stabilité de l'information à long terme et que le changement d'état univoque de l'état mémoire peut s'opérer en un temps inférieure à 1ns.

Il convient maintenant d'étudier le coût énergétique de cette solution afin de comparer celui-ci aux systèmes concurrents. Pour mémoire, nous exprimerons l'énergie consommée en multiple de k_BT pour $T = 300$K.

3.6 Étude énergétique

Rappelons tout d'abord les coûts énergétiques de quelques systèmes présentés dans le chapitre 1. Suivant les données recueillies par Kryder et Kim 1.20, les mémoires flash consomment environ $2,4.10^{12}k_BT$/bit soit quatre ordres de grandeurs de plus que les DRAM qui consomment environ $4,8.10^{8}k_BT$/bit. Parmi les technologies en développement, MRAM et PCRAM consomment toutes deux environ $2,4.10^{10}k_BT$/bit. La FRAM utilise quant à elle environ $4,8.10^{8}k_BT$/bit. Enfin la STT-RAM, qui constitue une technologie de remplacement de la MRAM, s'avère être le système le plus efficace énergétiquement, avec une énergie consommée de l'ordre de $4,8.10^{6}k_BT$/bit.

3.6.1 Bilan énergétique

Afin d'évaluer l'énergie consommée par le système lors de l'écriture d'information, nous pouvons distinguer deux sous-systèmes:

- Le système électrique et piézoélectrique, qui peut être représenté électriquement par la mise en série d'un résistance et d'un condensateur [73].
- Le système magnétoélastique, décrit plus haut.

3.6.1.1 Énergie électrique dissipée

Lors de l'application d'une tension de commande V sous forme d'échelon, l'énergie est dissipée au cours de la charge du condensateur sous forme de chaleur par effet Joule. L'énergie dissipée est alors indépendante de la résistance R d'accès et est égale à $(1/2)CV^2$. Au cours d'un cycle de charge/décharge, l'énergie consommée sera ainsi égale à:

$$E_{d,elec} = CV^2 \tag{3.28}$$

Cette énergie minimale de charge et décharge est souvent considérée comme la limite de la technologie CMOS, car C et V sont difficilement réductibles. Nous

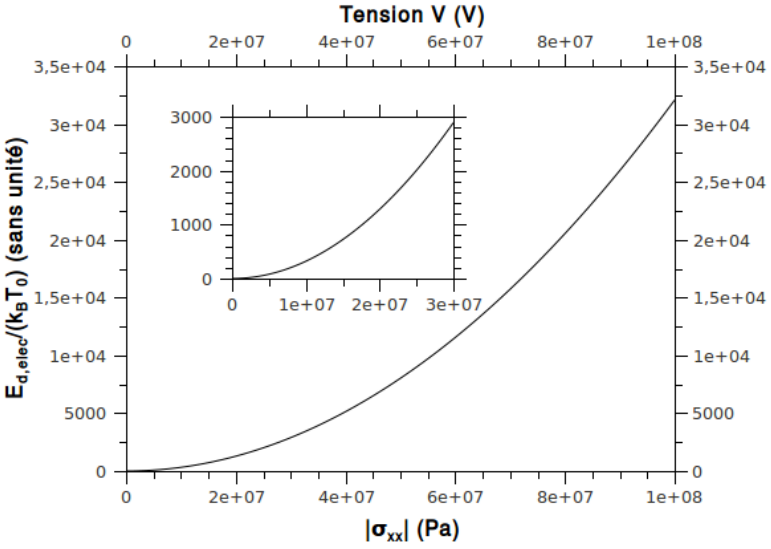


Figure 3.29 – Énergie électrique dissipée en fonction de la contrainte appliquée. En insert: agrandissement de la courbe pour les contraintes faibles.

pouvons ainsi remarquer que la tension d'alimentation (proche de $1V$) de cette technologie diminue peu depuis plusieurs années [108] et que la capacité est limitée par la taille de la grille ainsi que par les capacités d'interconnexion. L'élément mémoire magnétoélectrique peut quant à lui être alimenté avec des tensions plus faibles, réduisant en conséquence la consommation énergétique. À titre d'exemple, les simulations piézoélectriques présentées dans le paragraphe 3.2 montrent qu'une tension de $0,4$V permet d'obtenir une contrainte de 120MPa, suffisante pour induire le changement d'état dans l'élément mémoire. Avec $C \approx 1,22$fF (cette capacité ne prenant pas en compte les interconnexions) et $V = 0,4$V, on obtient ainsi $E_{d,elec} \approx 0,2$fJ, soit $E_{d,elec} \approx 48274 k_B T$. Ces mêmes simulations montrent qu'une tension de 70mV est suffisante pour obtenir des contraintes égales à $\pm$20MPa. Dans ce cas, l'énergie dissipée lors de la charge et décharge du condensateur est égale à $E_{d,elec} \approx 6$aJ, soit $E_{d,elec} \approx 1443 k_B T$ à 300K. Si nous nous plaçons à $|\sigma_{xx}^{min}| = 7$MPa, $E_{d,elec}$ ne vaut plus que $157 k_B T$.

Les simulations du § 3.2 nous ayant montré qu'une tension de $0,4$V permet d'obtenir une contrainte de 120MPa, on a donc:

$$E_{d,elec} = (3,3.10^{-9}) C \sigma_{xx}^2$$

La figure 3.29 montre l'énergie électrique dissipée en fonction de la contrainte et de la tension appliquée sur l'élément mémoire. Nous pouvons constater que dans le domaine de contrainte que nous avons considéré jusqu'à présent ($\sigma_{xx} \in [7\text{MPa}; 100\text{MPa}]$),

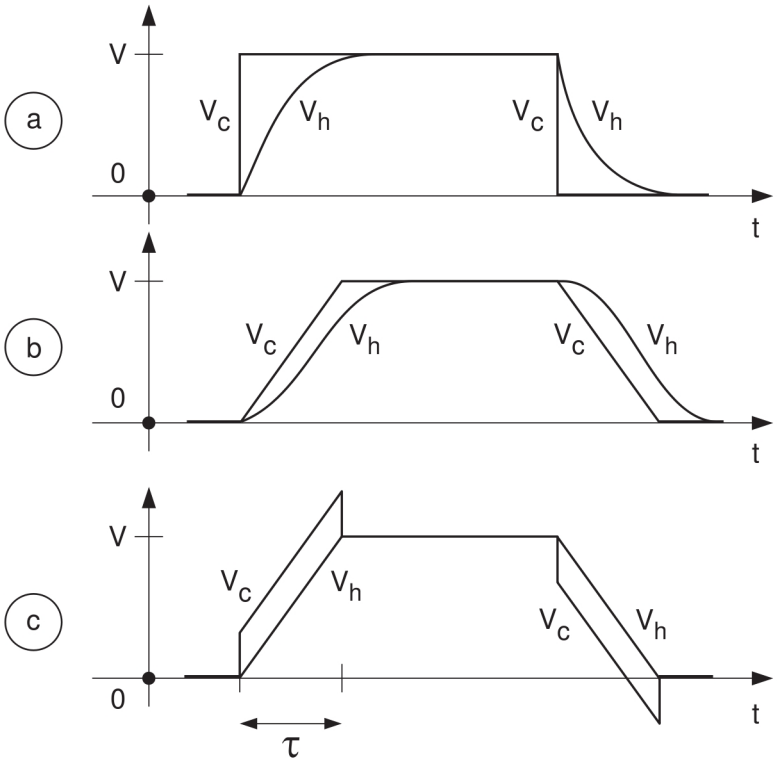


Figure 3.30 – Stratégies de charge d'un condensateur [109].

l'énergie dissipée électriquement varie de façon parabolique dans l'intervalle suivant:

$$E_{d,elec} \in [157k_BT; 32000k_BT]$$

Ce résultat doit cependant être nuancé, car la capacité minimale est également limitée par les capacités d'interconnexion.

Il est toutefois possible de réduire cette énergie en utilisant le principe de charge adiabatique du condensateur. Cette technique, sur laquelle est basé le concept de logique adiabatique (ou logique réversible) repose sur la charge lente du condensateur par une rampe de tension de durée T. Dans ce cas, l'énergie dissipée lors d'un cycle de charge/décharge du condensateur est égale à:

$$E_{d,elec} = \left(\frac{RC}{T}\right) CV^2 \tag{3.29}$$

L'énergie dissipée est ainsi divisée par un facteur $T/(RC)$ et tend vers 0 pour un temps de charge suffisamment long ($T \gg RC$). On peut montrer [109] que la stratégie optimale de charge ne correspond pas à une rampe de tension, mais à une échelon de tension suivi d'une rampe, comme illustré sur la figure 3.30. Cette technique, prometteuse, se heurte néanmoins aux difficultés d'obtention d'une rampe

de tension contrôlée. La réalisation de portes logiques réversibles nécessite en effet un nombre plus important de composants, ce qui limite drastiquement les possibilités d'intégration. Nous ne considèrerons pas le cas de la rampe dans ce mémoire. Cependant, comme nous l'avons vu plus haut (voir le § 1.2.1.3), cette stratégie de commande permet potentiellement de réduire considérablement l'énergie dissipée et devra ainsi être considérée par la suite.

Néanmoins, sans charge adiabatique, le système proposé permet de réduire d'un ordre de grandeur au moins la consommation pendant l'écriture, grâce à l'utilisation de tensions réduites.

3.6.1.2 Énergie magnétique dissipée

Du point de vue du sous-système magnétique, la variation de l'énergie totale dépend de l'amortissement du mouvement de l'aimantation lors du changement d'état. α peut en effet être relié à la perte d'énergie du système par les formules suivantes [110] :

$$\alpha = \frac{\gamma_0}{\mu_0 M_s}\left(\frac{\int de_t/dt}{\int (d\mathbf{m}/dt)^2}\right) \tag{3.30}$$

$$e_{d,mag} = \int \frac{de_t}{dt} = \frac{\alpha\mu_0 M_s}{\gamma_0}\int\left(\frac{d\mathbf{m}}{dt}\right)^2 \tag{3.31}$$

Soit au final pour l'énergie magnétique dissipée par un élément:

$$E_{d,mag} = \frac{\alpha\mu_0 M_s V}{\gamma_0}\int\left(\frac{d\mathbf{m}}{dt}\right)^2 \tag{3.32}$$

Ce terme énergétique regroupe les effets de différents mécanismes de dissipation complexes, à l'échelle microscopique [82].

L'énergie dissipée est ainsi fortement dépendante de la dynamique de l'aimantation et donc du temps de réponse τ du système.

3.6.2 Simulations numériques

Le calcul numérique de l'énergie magnétique dissipée est obtenu à l'aide des simulations temporelles de la dynamique de l'aimantation. Au temps t^i, l'énergie

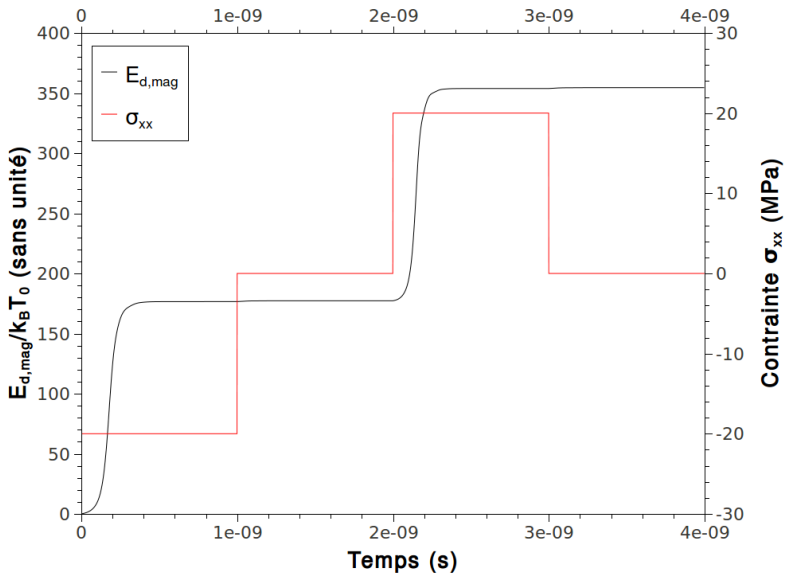


Figure 3.31 – Énergie magnétique dissipée au cours d'un cycle 0/1*/1/0*/0. La contrainte appliquée est également représentée.

totale dissipée est ainsi donnée par:

$$E^i_{d,mag} = E^{i-1}_{d,mag} + \frac{\alpha\mu_0 M_s V}{\gamma_0} \frac{\left(\sqrt{(m^i_x - m^{i-1}_x)^2 + (m^i_y - m^{i-1}_y)^2 + (m^i_z - m^{i-1}_z)^2}\right)^2}{t^i - t^{i-1}}$$
$$= \sum_{k=1}^{i} \frac{\alpha\mu_0 M_s V}{\gamma_0} \frac{\left(\sqrt{(m^k_x - m^{k-1}_x)^2 + (m^k_y - m^{k-1}_y)^2 + (m^k_z - m^{k-1}_z)^2}\right)^2}{t^k - t^{k-1}}$$

3.6.2.1 Énergie magnétique dissipée au cours du temps

Afin de limiter les paramètres de l'étude, nous utiliserons ici une valeur typique de contrainte de 20MPa. D'un point de vue magnétique, l'énergie est dissipée lors du mouvement de l'aimantation. C'est ainsi que la majeure partie de l'énergie est dissipée lors du passage d'un état d'équilibre (0 ou 1) à l'état d'équilibre contraint opposé (1* ou 0* respectivement). Une fois ce nouvel état atteint, l'aimantation se stabilise et l'énergie magnétique reste constante. Lorsque les contraintes sont relâchées, le système passe cette fois d'un état contraint à un état non contraint qui induit à nouveau une variation de l'aimantation. Une dissipation additionnelle d'énergie est donc liée à la relaxation du système après la commande. Celle-ci s'avère toutefois négligeable devant l'énergie consommée lors du passage d'un état mémoire à l'autre. La figure 3.31 illustre ceci dans le cas d'un cycle 0/1*/1/0*/0, pour une commande de 20MPa. Dans le cas $0 \rightarrow 1*$ aussi bien que dans le cas $1 \rightarrow 0*$, l'énergie dissipée est égale à $E_{d,mag} \approx 0,734$aJ, soit $177k_BT$. À titre d'illustration l'énergie

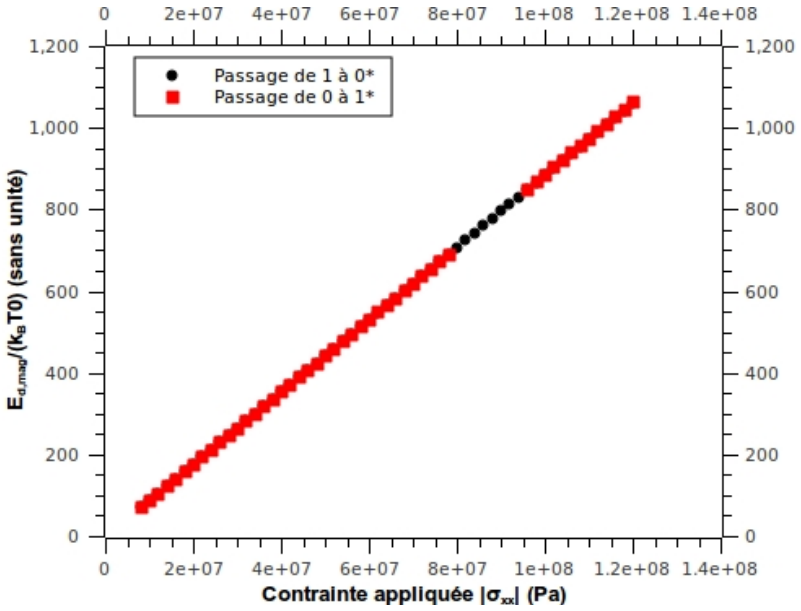


Figure 3.32 – Énergie magnétique dissipée (en multiple de k_BT à $T = 300$K) en fonction de la contrainte appliquée.

additionnelle dissipée lors du passage de 0* à 0 ou de 1* à 1 ne représente ici que $0,7k_BT$.

3.6.2.2 Énergie dissipée en fonction de la contrainte

L'augmentation des contraintes appliquées sur la particule implique l'augmentation de la norme du champ effectif associé à l'énergie magnétoélastique. La précession de l'aimantation est d'autant plus rapide et l'énergie dissipée augmente ainsi avec la contrainte. La figure 3.32 montre que l'énergie dissipée est proportionnelle à la contrainte appliquée. L'énergie magnétoélastique transmise au système est en effet proportionnelle à la contrainte appliquée et on trouve, pour deux positions d'équilibre perpendiculaires:

$$E_{d,mag}(\sigma_{xx}) \approx \frac{3}{2} V \lambda_s \sigma_{xx} \approx 1,55.10^{-3} V \sigma_{xx}$$

avec V le volume de l'élément magnétostrictif.

3.6.2.3 Énergie dissipée en fonction du temps de changement d'état

Le temps de réponse du système pouvant être associé à la contrainte appliquée, l'énergie dissipée lors du changement d'état peut elle-aussi être représentée en fonction de t_r, comme le montre la figure 3.33. Les courbes présentées font apparaître les discontinuités observées dans les paragraphes précédents. Le passage de 0 à 1*

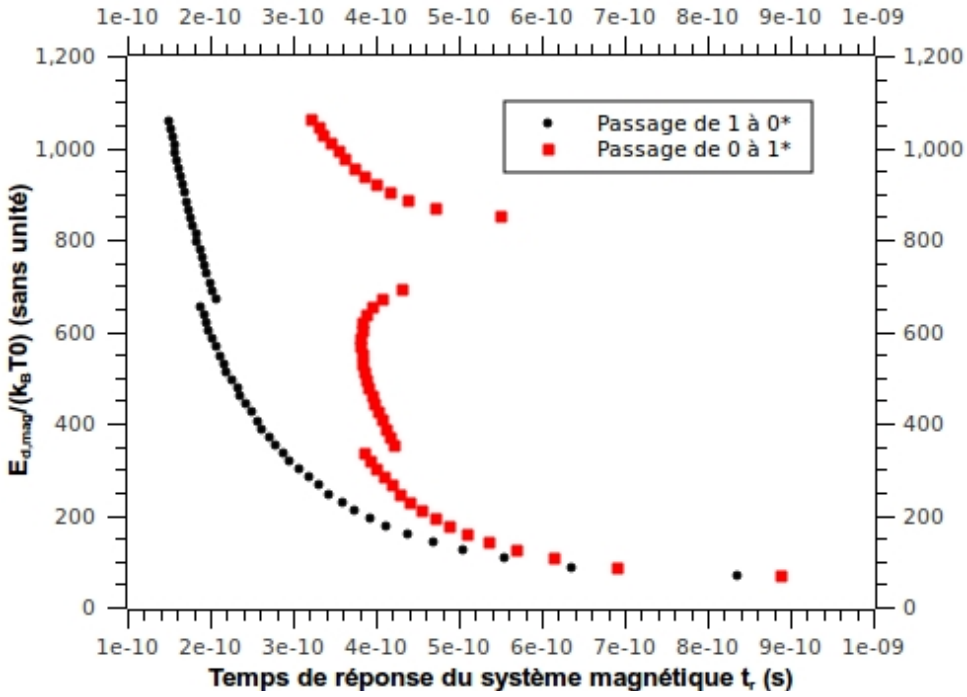


Figure 3.33 – Énergie magnétique dissipée en fonction du temps de réponse.

est une fois de plus le facteur limitant: à temps de réponse donné, l'énergie dissipée est plus importante que pour le passage de 1 à 0*. Si l'on omet les discontinuités dues aux changements de trajectoire de l'aimantation, l'énergie dissipée est globalement une fonction exponentiellement décroissante du temps de réponse. Pour des constantes de temps suffisamment importantes, on retrouve un comportement quasi-statique impliquant une énergie minimale.

3.6.3 Énergie totale dissipée par le système et étude comparative

L'énergie totale dissipée par le système pour écrire un bit est ainsi la somme de l'énergie dissipée par le système électrique et par le système magnétique [73]:

$$E_d = E_{d,elec} + E_{d,mag} = CV^2 + \frac{\alpha\mu_0 M_s V}{\gamma_0}\int\left(\frac{d\mathbf{m}}{dt}\right)^2 \tag{3.33}$$

La sous partie magnétique de cette énergie totale va dépendre de la contrainte appliquée (et par conséquent du temps de réponse t_r). Les simulations numériques, décrites dans les paragraphes suivants illustrent ceci: l'énergie dissipée augmente avec la contrainte (linéairement) et avec $1/t_r$. Il existe donc un compromis entre la rapidité du système et sa consommation énergétique. Pour certaines applications,

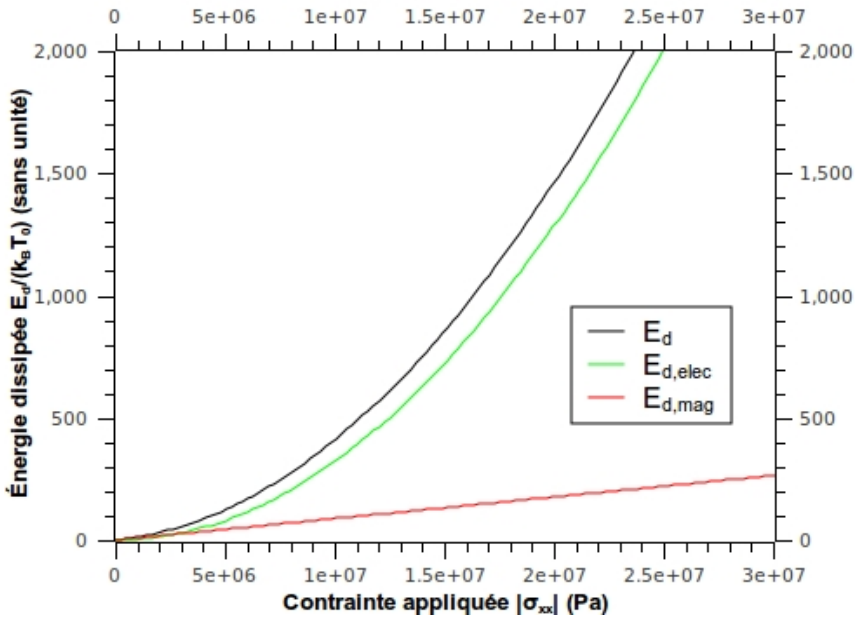


Figure 3.34 – Énergies dissipées en fonction de la contrainte appliquée. En noir: énergie totale E_d. En vert: énergie dissipée électriquement $E_{d,elec}$. En rouge: énergie dissipée magnétiquement $E_{d,mag}$.

notamment dans les systèmes embarqués, ce résultat permet d'envisager un comportement adaptatif de la mémoire: l'adaptation de la tension de commande (de la valeur de la contrainte) permet de privilégier suivant la situation la rapidité ou la consommation énergétique.

Compte tenu des développements précédents, l'énergie totale consommée lors d'un changement d'état pour une contrainte de ±20MPa est ainsi égale à $E_d \approx 6,734\text{aJ} \approx 1620 k_B T$. L'énergie dissipée magnétiquement ne représente que 11% de celle-ci. Dans le cas d'une charge adiabatique, une rampe d'environ 1ps $\approx 10RC \ll t_r$ permettrait d'obtenir une énergie électrique dissipée comparable à l'énergie magnétique dissipée.

Si nous considérons la contrainte minimale évaluée dans le § 3.5.2.2 (±7MPa), et en utilisant les figures 3.29 et 3.32, les énergies dissipées sont réduites à $E_{d,mag} \approx 61 k_B T$, $E_{d,elec} \approx 200 k_B T$, soit une énergie totale dissipée $E_d \approx 261 k_B T$. Dans cas, l'énergie dissipée magnétiquement et l'énergie dissipée électriquement deviennent comparables.

La figure 3.34 présente un résumé des énergies dissipées (E_d, $E_{d,elec}$ et E_d, mag) en fonction de la valeur absolue de la contrainte appliquée. Nous pouvons constater que les énergies dissipées électriquement et magnétiquement deviennent comparables pour les faibles valeurs de contraintes.

En prenant pour référence les évaluations énergétiques utilisées par Kryder et

Kim 1.20, nous pouvons remarquer que l'énergie dissipée par notre système est environ trois ordres de grandeurs plus faible que l'énergie dissipée par le système le plus efficace. La STT-RAM consomme en effet selon [31] $0,02$pJ/bit en écriture soit environ $4,8.10^6 k_B T$. Le point bloquant devient ainsi l'énergie dissipée pendant la lecture (de l'ordre de 1à 10pJ/bit).

3.7 Considérations supplémentaires

Les simulations micro-magnétiques permettent également des considération utiles sur les performances et la faisabilité du système.

3.7.1 Influence mutuelle des éléments

Si l'on considère un système de stockage de données complet, chaque élément de la matrice devient une source d'interaction dipolaire avec ses voisins. Cette influence mutuelle des éléments peut s'avérer déterminante si celle-ci vient à dominer les autres termes énergétiques et ainsi les positions d'équilibre de l'aimantation.

Le champ créé par un dipôle magnétique à une distance r s'écrit:

$$\mathbf{H}_d(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{3(\mathbf{m}.\mathbf{r})\mathbf{r}}{r^5} - \frac{\mathbf{m}}{r^3}\right)$$

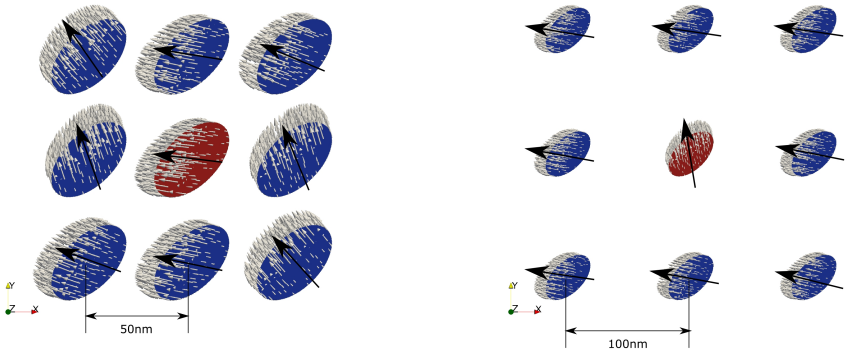
Le module du champ de désaimantation maximal créé par une particule est ainsi [111]:

$$H_d(r) = \frac{1}{4\pi}\frac{2m_s}{r^3} \tag{3.34}$$

avec m_s le moment magnétique d'un élément et r la distance au centre de l'élément. Dans notre cas, $m_s \approx 1,5.10^{-14}$emu $\approx 1,5.10^{-17}$Am^2. Dans nos simulations, l'espacement entre deux éléments est typiquement $r \approx 100$nm. Dans ces conditions, $H_d \approx 2387$A/m $\ll H$. Cette valeur de champ, négligeable devant les autres champs appliqués à la particule montre qu'il est a priori possible de négliger les effets dipolaires des éléments directement adjacents. Ceci a été confirmé par la simulation numérique d'une matrice d'éléments régulièrement espacés. L'influence des proches voisins sur l'état mémoire d'un élément central a été évaluée pour une configuration carrée de neuf éléments. Il serait également possible d'envisager un quadrillage hexagonal (en nid d'abeille). L'élément central est initialement à l'état 1, tandis que tous les éléments adjacents sont initialement à l'état 0. On néglige pour ce calcul les électrodes, a priori non-magnétiques

Comme le montre la figure 3.36, qui représente le résultat des simulations pour

différents espacements, les effets dipolaires n'ont quasiment pas d'influence sur l'élément central pour des distance de l'ordre 100nm. En revanche ceux-ci deviennent prépondérants pour des distances inférieures de l'ordre de 50nm.



(a) Espacement inter-éléments: 50nm (b) Espacement inter-éléments: 100nm

Figure 3.35 – Simulation

La dépendance en $1/r^3$ implique que l'influence des éléments plus lointains est au minimum réduite d'un facteur 8. On fait ainsi l'hypothèse ici que leur contribution est négligeable pour $r \approx 100$nm. Cependant, la question des effets collectifs sur les propriétés statiques et dynamiques sur les matrices de plots nanométriques magnétiques n'est pas trivial et fait l'objet d'un abondante littérature. Martin et al. [112] relèvent ainsi que, si ces effets peuvent parfois être négligés, de nombreux auteurs font état d'une influence notable.

Un étude analytique et/ou numérique complète adaptée à notre système permettrait dévaluer plus précisément les perturbations induites. Les travaux d'Álvarez-Sánchez et al. [113], pour des matrices d'éléments cubiques, montrent néanmoins par le calcul que pour les mêmes ordres de grandeur des dimensions l'énergie magnétostatique d'un élement donné est proche de celle d'un élément isolé (voir la figure 3.36)

Les dimensions choisies pour la cellule mémoire (comprenant l'élément magnétique, la matrice piézoélectrique et les électrodes) peuvent ainsi être considérées comme réalistes vis à vis d'une intégration technologique complète et servir de base à la détermination de la densité d'intégration potentielle.

Notons qu'il serait possible d'envisager l'utilisation d'éléments synthétiques antiferromagnétiques qui permettraient de réduire les interactions magnétostatiques.

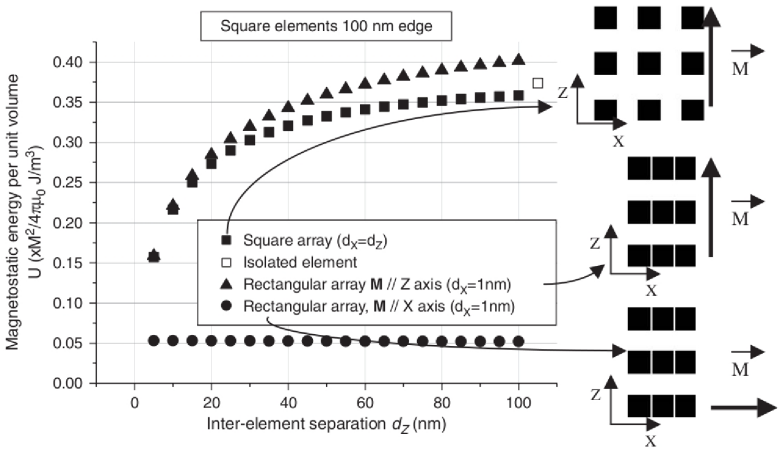


Figure 3.36 – Effets collectifs des matrices d'éléments magnétiques nanométriques [113].

3.7.2 Densité d'intégration

En considérant une distance inter-éléments (centre à centre) de 150nm (distance suffisante pour éviter les problèmes décrits dans le § précédent), on obtient une densité d'intégration de $4,4$Gb/cm^2, soit 28Gb/inch^2. Comme le montre le tableau présenté sur la figure 1.20, cette valeur est inférieure à celle d'autres concepts de mémoire et inférieure à celle d'un disque dur commercial. Le système présente néanmoins de nouvelles perspectives en terme d'intégration. La faible énergie dissipée lors de la commutation implique en effet une faible dissipation thermique qui permet d'envisager une intégration verticale des éléments mémoire. La densité d'intégration peut dans ce cas être multipliée par le nombre de couches de stockage.

La densité d'intégration demeure néanmoins un point critique du système proposé. Les caractéristiques utilisées dans l'étude précédente se veulent réalistes mais n'ont pas été choisies dans une logique d'optimisation des performances du système. En vue de futurs développements technologiques, le paragraphe suivant présente plusieurs règles de dimensionnement (basées sur les résultats obtenus ci-dessus) permettant d'envisager une telle optimisation, notamment de la densité d'intégration.

3.7.3 Règles de dimensionnement

L'analyse de différents paramètres et de leur variations permet de mettre en évidence certaines règles de dimensionnement et d'envisager les perspectives d'évolution et les limites du système. À l'instar des autres technologies basées sur des éléments magnétiques nanométriques, la limite superparamagnétique constitue la principale limitation à la réduction d'échelle.

Si l'on envisage une réduction d'échelle d'un facteur $k > 1$ des dimensions du

système (conservant donc les mêmes rapports d'aspects), le volume est réduit d'un facteur k^3. Suivant la formule 3.6, la barrière énergétique entre les deux états stables est elle aussi réduite d'un facteur k^3. Pour conserver un taux d'erreur constant (et donc le caractère non-volatile du système), il est donc nécessaire d'augmenter le produit M_sH_a d'un même facteur k^3. La condition de commutation (voir § 2.2.2.1) implique également une augmentation du champ magnétique H dans la même proportion.

L'augmentation de la densité d'information est dépendante de l'obtention de fortes anisotropies, que ce soit par l'anisotropie de forme (changement du rapport d'aspect), l'anisotropie magnétoélastique induite ou encore l'anisotropie magnéto-cristalline.

L'analyse de la contrainte minimale de commutation montre que contraintes et champs électriques associés doivent évoluer proportionnellement à k^3, pour un matériau piézoélectrique fixé. Cette augmentation de champ électrique est bien sûr bornée par le champ de claquage du matériau piézoélectrique considéré.

Nous avons vu plus haut que l'énergie magnétique volumique dissipée lors du changement d'état est proportionnelle à la contrainte appliquée. Il s'en suit que la partie magnétique de l'énergie minimale dissipée reste constante lors d'un changement d'échelle. La situation est en revanche différente pour l'énergie dissipée lors de la charge de l'élément piézoélectrique. Toujours en considérant une réduction globale des dimensions du système, la capacité $C = \varepsilon S/d$ est réduite d'un facteur k. La tension étant proportionnelle à Ed soit k^2, l'énergie dissipée CV^2 sera ainsi multipliée par k^3. Il existe donc une taille critique pour laquelle, l'énergie de charge du piézoélectrique devient prépondérante.

Afin de simplifier la discussion et de fixer les idées, considérons une fréquence de fonctionnement $f = 1\text{GHz}$. Dans ce cas, la puissance moyenne dissipée par élément est ainsi multipliée par un facteur k^3 et la puissance surfacique par un facteur k^5.

À l'inverse, en suivant les mêmes raisonnements, l'augmentation d'un facteur k de l'ensemble des dimensions du système va permettre de réduire d'un facteur k^5 la puissance dissipée surfacique en réduisant d'un facteur k^2 la densité d'information.

Ces différentes considérations montrent que la mise à l'échelle du système présenté est complexe et que l'optimisation d'une caractéristique résulte systématiquement de compromis face aux autres caractéristiques. Nous pouvons néanmoins dégager une tendance: la densité augmente aux dépens de la puissance consommée. À l'inverse la consommation peut être réduite en augmentant la taille de l'élément mémoire.

Ce dernier point permet d'envisager une approche de rupture: l'intégration 3D des éléments mémoire. Si la puissance surfacique dissipée est suffisamment faible, l'empilement de couches mémoires devient possible, à l'aide d'une évacuation ther-

Grandeur	Facteur d'échelle	Variation
Dimensions	$1/k$ (0,5)	$\searrow$
Volume	$1/k^3$ (0,125)	$\searrow$
Champ d'anisotropie H_a	k^3 (8)	$\nearrow$
Champ de polarisation H	k^3 (8)	$\nearrow$
Densité d'information D	k^2 (4)	$\nearrow$
Contrainte minimale σ_{xx}	k^3 (8)	$\nearrow$
Énergie magnétique dissipée $E_{d,mag}$	1 (1)	$\longrightarrow$
Énergie électrique dissipée $E_{d,elec}$	k^3 (8)	$\nearrow$
Puissance surfacique dissipée	k^5 (32)	$\nearrow$

Tableau 3.3 – Règles de dimensionnement à barrière énergétique constante à $f =$ 1GHz, avec $k > 1$. Le cas $k = 2$ est précisé à titre d'illustration.

mique adéquate.

Le tableau 3.3 résume ces différentes règles de dimensionnement, pour $k > 1$. Le facteur d'échelle pour $k = 2$ sont précisés à titre d'illustration entre parenthèses.

3.8 Conclusions

Nous avons pu envisager dans ce chapitre les considérations théoriques propres à un élément magnétoélectrique bistable à l'échelle nanométrique.

Les simulations multi-physiques des contraintes piézoélectriques dans le cadre de la géométrie proposée (cylindre elliptique nanométrique) ont confirmé la possibilité d'obtenir, conformément au modèle, des contraintes uni-axiales de l'ordre de 20MPa, pour une tension admissible par l'élément (70mV). Les simulations numériques par éléments finis, menées à l'aide du logiciel Magpar, nous ont d'autre part permis de vérifier le bon fonctionnement du système dans la même géométrie.

Grâce aux considérations énergétiques présentées dans le chapitre 1, la barrière énergétique entre deux états stables a pu être évaluée et utilisée afin de déterminer la stabilité du système. Il a ainsi été démontré que, dans le cadre de nos hypothèses, un temps de rétention de 10 ans peut être obtenu, et ce dans une gamme a priori large de températures autour de la température ambiante.

La dynamique de l'aimantation a par la suite été étudiée grâce à l'équation LLG en considérant l'approximation du macrospin. Après avoir déterminé l'expression du

champ magnétique effectif à partir des différents termes énergétiques, la résolution numérique de cette équation nous a permis de détailler les trajectoires de l'aimantation en fonction des contraintes appliquées et d'étudier l'influence du champ de polarisation magnétique et des dispersions angulaires sur le système.

Le temps de réponse du système a ainsi pu être évalué en fonction de la contrainte appliquée. Pour des contraintes réalistes, le changement d'état peut s'opérer en moins de $0,4$ns.

L'étude dynamique de l'aimantation nous a de plus permis d'évaluer le bilan énergétique global en écriture. Celui-ci se compose de l'énergie dissipée lors de la charge du condensateur (CV^2, soit $E_{d,elec} \approx 1443 k_B T$ pour une contrainte de 20MPa) ainsi que de l'énergie dissipée lors de la précession de l'aimantation, qui va dépendre de la contrainte de commande appliquée. Pour une contrainte de 20MPa, cette énergie est égale à $E_{d,mag} \approx 177 k_B T$ et l'écriture peut ainsi s'opérer avec un coût énergétique de $E_d \approx 6,734$aJ $\approx 1620 k_B T$, soit trois ordres de grandeur de moins que la STT-RAM.

À titre d'exemple, si nous considérons une puce de $N = 32$Mb (capacité déjà obtenue pour des prototypes de STT-RAM [114]), avec une fréquence d'horloge de 1GHz et une tension d'alimentation de 70mV (soit une contrainte de 20MPa), la puissance totale dissipée dans le cas où tous les éléments changent d'état sera égale à:

$$P = E_d f N \approx 215\text{mW}$$

Ces différents résultats montrent ainsi que le dispositif proposé répond aux exigences du cahier des charges énoncé dans le chapitre 1.

Compte tenu des dimensions fixées pour une cellule, nous avons également pu déterminer que la densité d'intégration demeure un point critique du système proposé. L'intégration verticale des couches mémoires peut cependant être envisagée, grâce à l'efficacité énergétique évaluée. D'autre part, une analyse globale du système, à l'aune des résultats précédents, permet de dégager un ensemble de règles de dimensionnement en vue de l'optimisation de ce paramètre dans les futures réalisations technologiques.

L'intégration technologique en question, qui constitue le prolongement naturel des travaux présentés ici, soulève de nombreuses problématiques que nous allons développer dans le chapitre suivant. Ce dernier va fournir des pistes de recherche en vue de la réalisation d'un démonstrateur nanométrique.

4. Intégration des éléments mémoire magnétoélectriques

Dans le chapitre précédent, nous avons posé la problématique du coût énergétique et du budget thermique de l'électronique du traitement et du stockage de l'information, et proposé un concept de mémoire magnétoélectrique, dont nous avons théoriquement étudié les caractéristiques. Ce chapitre présente maintenant des considérations techniques et technologiques ainsi que de première briques élémentaires pour la réalisation d'un dispositif complet à l'échelle sub-micronique.

Afin de démontrer la faisabilité et l'intérêt du système proposé, les résultats développés ci-dessus doivent, à terme, être vérifiés expérimentalement. À cet effet, la réalisation technologique d'un démonstrateur à l'échelle nanométrique comprenant un système de lecture de l'information intégré constitue le prolongement naturel de nos travaux. Ce chapitre aborde ainsi quelques unes des problématiques liées à l'intégration technologique des éléments magnétoélectriques bistables.

Nous évoquerons tout d'abord les techniques de nano-fabrication permettant d'obtenir la structure présentée dans les chapitres précédents, ainsi que les caractérisations menées sur nos premières réalisations. Nous aborderons ensuite dans une seconde partie les stratégies de lecture de l'information basées sur les éléments à magnéto-résistance géante ou sur les jonctions tunnel magnétiques. Nous détaillerons enfin une solution technologique d'intégration de la polarisation magnétique à l'aide de couches minces d'aimants permanents.

4.1 Lecture de l'information

Comme nous l'avons brièvement évoqué ci-dessus, le développement et l'intégration d'une stratégie de lecture non-destructive de l'information est nécessaire à la réalisation d'un dispositif complet. La méthode naturelle et la plus simple, est l'utilisation d'une structure dont la résistance change en fonction de l'état mémoire. Elle permet une lecture quasi-instantanée avec un coût énergétique négligeable. Après avoir rappelé le principe de la GMR et des MTJ, nous présenterons plusieurs stratégies susceptibles de répondre à la problématique de la lecture, compte tenu des spécificités du dispositif mémoire qui, rappelons-le, est constitué d'une couche à anisotropie uni-axiale polarisée par une champ magnétique externe.

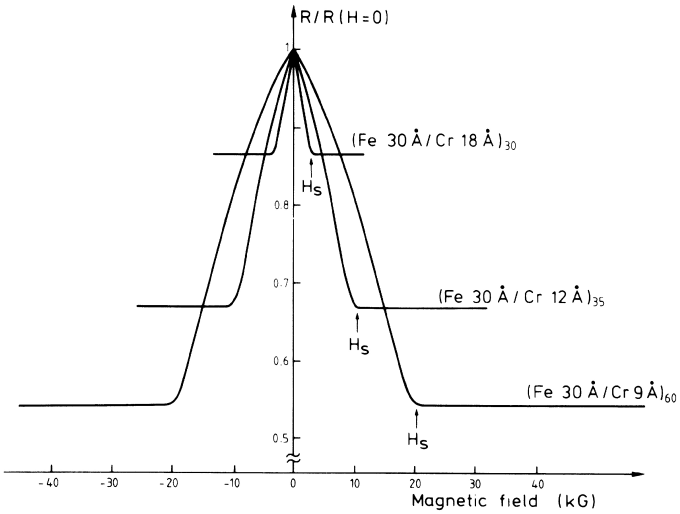


Figure 4.1 – Magnéto-résistance de trois multicouches Fe/Cr à $4,2K$ dans les travaux de Baibich et al. [16]

4.1.1 Magnéto-Résistance et Magnéto-Résistance Géante (GMR)

L'effet de magnétorésistance géante, découvert en 1988 par A. Fert [16] d'une part et P. Grünberg [17] d'autre part, permet d'obtenir des variations de résistance de l'ordre de près de 100% à l'aide de multicouches couplées par l'interaction d'échange, comme le montrent les mesures présentées sur la figure 4.1. Ces travaux ont permis d'envisager la réalisation de vannes de spin (ou *spin valves*), suivant une structure introduite en 1991 par Dieny et al. [15] et dont le principe est présenté sur la figure 4.2 [1]. Cet effet naît de la dispersion des électrons aux interfaces des couches magnétiques en fonction de la direction de leur spin. Un électron de spin donné traversant une interface dont l'aimantation est de direction opposée subira une forte dispersion, tandis qu'un électron présentant un spin de même direction ne subira qu'une faible dispersion. La vanne de spin utilise deux couches ferromagnétiques dont les aimantations peuvent être retournées indépendamment l'une de l'autre. En reprenant les notations de la figure 4.2, dans le cas d'un alignement parallèle des aimantations de type ↑, les électrons de spin ↑ ne subiront pas de dispersion tandis que les électrons de spin ↓ seront fortement dispersés. Dans le cas antiparallèle, les électrons de spin ↑ et ↓ seront tous deux fortement dispersés, impliquant une forte résistivité. La figure 4.2 illustre le cas d'une géométrie de type CPP (*Current Perpendicular to Plane*, courant perpendiculaire au plan), mais il est également possible d'envisager une géométrie de type CIP (*Current In Plane*, courant dans le plan). Dans cette configuration, une couche ferromagnétique dite douce est libre de

1. Image: Wikipedia

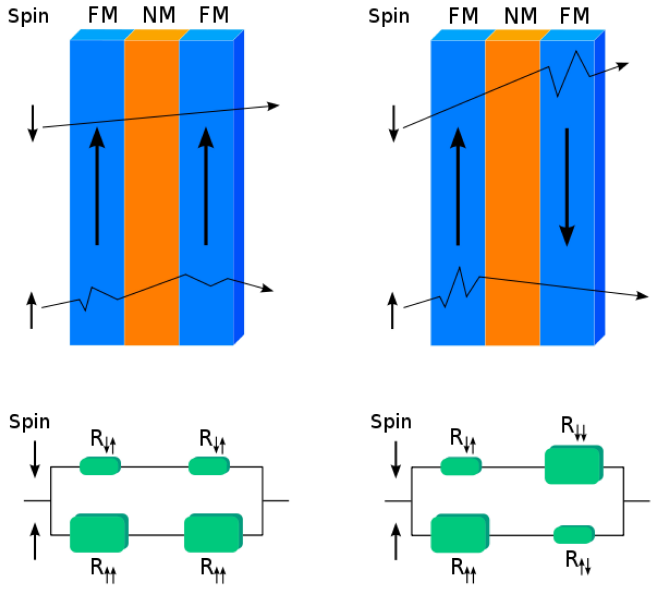


Figure 4.2 – Schéma de principe d'une vanne de spin.

se retourner sous l'effet d'un champ magnétique faible, alors que l'autre couche, dite dure, conservera son orientation. Il en résulte une résistance variable dépendante du champ magnétique externe. En négligeant l'influence de la magnétorésistance anisotrope (AMR, *Anisotropic MagnetoResistance*), la variation de résistance à travers un vanne de spin de type CIP-GMR est donnée à l'aide du cosinus de l'angle θ entre les aimantations des deux couches ferromagnétiques [15]:

$$\frac{\Delta R}{R} \propto \cos\theta \tag{4.1}$$

Remarque: En l'absence de simplification, la résistance est donnée par la formule suivante, avec $R_{\uparrow\uparrow}$ la résistance dans la configuration parallèle et $R_{\uparrow\downarrow}$ la résistance dans la configuration anti-parallèle:

$$R = \frac{R_{\uparrow\uparrow} + R_{\uparrow\downarrow}}{2} + \frac{R_{\uparrow\uparrow} - R_{\uparrow\downarrow}}{2}\cos\theta \tag{4.2}$$

4.1.2 Jonction Tunnel Magnétique (MTJ)

4.1.2.1 Principe de fonctionnement

Suite aux travaux concernant la GMR, d'autres effets ont été étudiés pour augmenter le contraste de résistance.

L'effet tunnel magnétique, découvert par Julliere en 1975 [18] et popularisé par les travaux de Miyazaki et al. [115] et Moodera et al. [116] en 1995, repose sur une

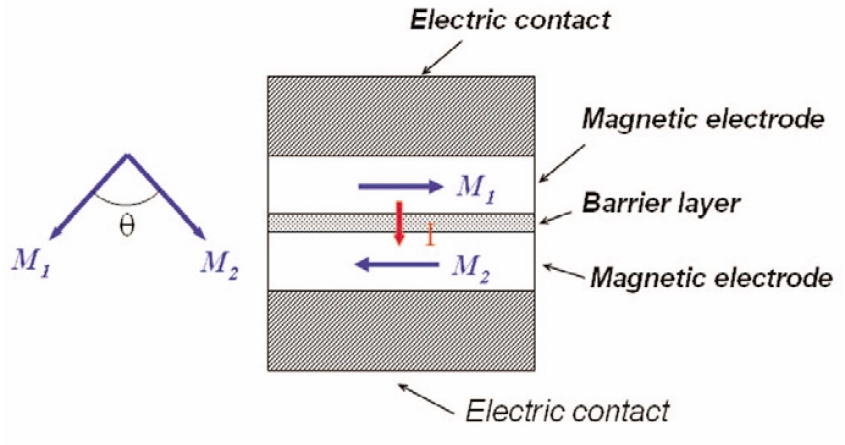


Figure 4.3 – Vue schématique d'un jonction tunnel magnétique [117]

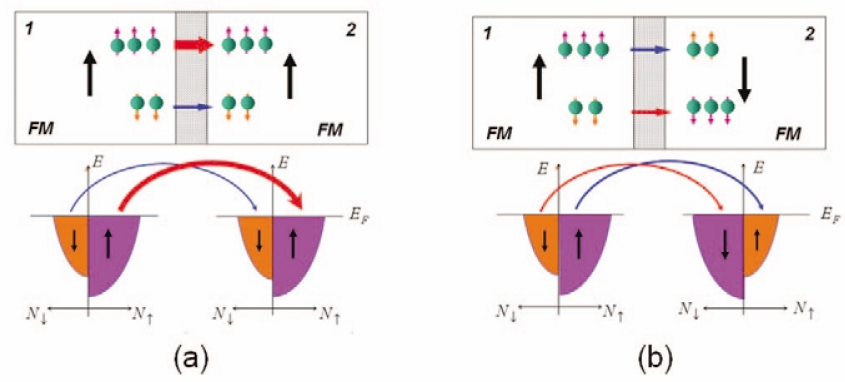


Figure 4.4 – Illustration du passage des électrons par effet tunnel en fonction des orientations respectives des aimantations [117]

structure simple composée de deux couches ferromagnétiques séparées par une barrière isolante, comme illustré sur la figure 4.3. Les électrons peuvent transiter par effet tunnel au travers de la barrière (dont l'épaisseur est de l'ordre du nanomètre) suivant l'orientation relative de l'aimantation dans chacune des couches ferromagnétiques. En effet, le spin étant conservé lors du passage par effet tunnel, les densités d'états et le niveau de Fermi associé dictent le nombre d'électrons pouvant transiter et ainsi la conductance de la jonction. La figure 4.4 illustre cette description. La résistance est alors donnée par une formule de la forme suivante [118, 115, 119]:

$$R(\theta) = \frac{1}{G} = \frac{R_\perp}{1 + (TMR/2)\cos\theta}$$

où θ est l'angle entre les aimantations des deux couches ferromagnétiques, $R_\perp$ est la résistance mesurée dans la configuration perpendiculaire et où $TMR = (R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow})/R_{\uparrow\uparrow}$. Si ce rapport est faible ($TMR \ll 1$), un développement limité permet

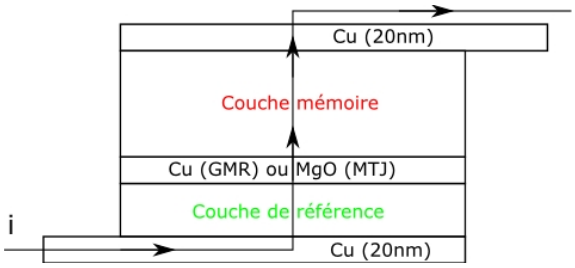


Figure 4.5 – Structures générique (CPP-GMR ou MTJ) à l'étude.

d'obtenir l'expression linéarisée suivante:

$$R(\theta) \approx R_{\perp}[1 - \frac{TMR}{2}\cos\theta] \tag{4.3}$$

4.1.3 Conclusion

Nous pouvons donc considérer la GMR ou les MTJ pour réaliser la lecture. Un type de structure générique pourrait être a priori celui de la figure 4.5. La structure se compose d'une couche mémoire telle que nous l'avons étudiée dans les chapitres précédents, d'une couche conductrice non-magnétique (dans le cas de la GMR) ou d'une barrière tunnel isolante (dans le cas d'une MTJ) et d'une couche dite de référence indépendante de l'état mémoire.

4.1.3.1 Problématique et propositions de structures

Considérons ici par exemple une structure de jonction tunnel magnétique dont l'une des deux couches ferromagnétiques est constituée de la couche mémoire.

Les formules 4.1 et 4.3 montre que la résistance est une fonction paire de l'angle entre les aimantations des deux couches ferromagnétiques. Dans le cas de l'élément mémoire, et avec la géométrie définie sur la figure 3.1, les deux positions d'équilibre définies par un champ magnétique externe sont symétriques par rapport à ce dernier. Or ce champ de polarisation va naturellement tendre à orienter l'aimantation de la seconde couche (que nous désignerons dans la suite sous l'appellation "couche de référence") dans sa direction. Dans les chapitres 2 et 3, nous avons en effet considéré un champ de polarisation statique de l'ordre de 150kA/m, qui n'est de fait pas négligeable. La figure 4.6 illustre schématiquement la situation: dans la couche de référence, l'aimantation est dirigée dans la direction du champ de polarisation. Les positions d'équilibre dans la couche mémoire étant symétriques par rapport à ce champ, l'angle entre les aimantations de la couche de référence et de la couche mémoire sont égaux ($\theta_1 = \theta_0$). Il s'en suit que les résistances dans les deux états sont égales ($R_1 = R_0$). La difficulté consiste donc à contrarier cet état d'équilibre afin

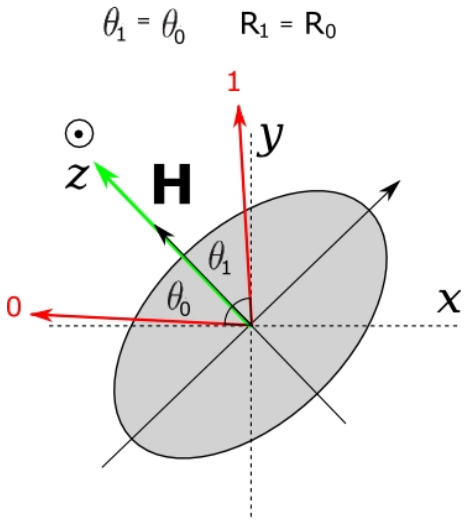


Figure 4.6 – Illustration de la problématique de lecture. L'aimantation de la couche mémoire est indiquée en rouge et l'aimantation de la couche de référence en vert. La symétrie des positions d'équilibre implique des valeurs de résistance identiques pour les deux états mémoire.

d'obtenir un contraste maximal de résistance. Notons ici que cette problématique n'apparaît pas dans le cas d'une polarisation par l'interaction d'échange, du fait de la nature localisée du couplage.

Plusieurs stratégies peuvent néanmoins être envisagées et nous présentons ci-dessous quelques-unes d'entre elles. Les schémas associés à chaque stratégie présentent une structure type ainsi que la configuration magnétique associée (Champ de polarisation et positions d'équilibre de l'aimantation de la couche mémoire et de la couche de référence.).

- **Stratégie 1: Double polarisation**
  Cette approche consiste à envisager la combinaison du champ de polarisation externe et d'une polarisation magnétique par le couplage d'échange. Comme dans le cas des nanostructures magnétostrictives, l'influence d'une couche antiferromagnétique permet de polariser une couche adjacente ferromagnétique sur plusieurs nanomètres d'épaisseur [120]. Cette polarisation additionnelle permet de considérer le réglage de la polarisation de chaque couche et ainsi s'affranchir de l'influence du champ externe. La couche de référence risque néanmoins d'influencer la couche mémoire à travers le champ démagnétisant.

- **Stratégie 2: Couche fixe à anisotropie magnéto-cristalline**
  Afin de s'affranchir de l'influence du champ externe, il est possible d'utiliser pour la couche de référence un matériau à forte anisotropie magnéto-cristalline (de type aimant permanent) qui permet de fixer l'aimantation dans une direction arbitraire. Cependant, comme dans le cas de la stratégie 1, la couche

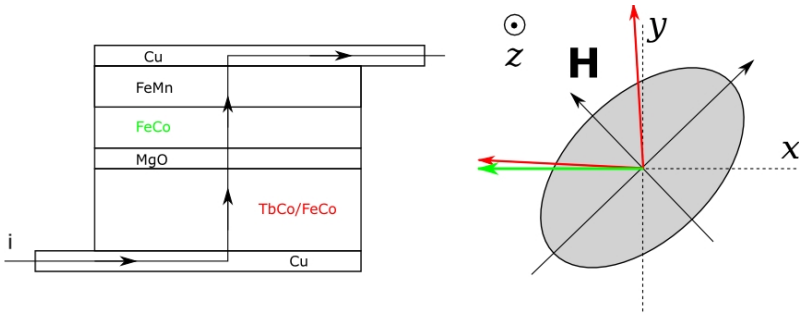


Figure 4.7 – Schéma de principe de la stratégie de lecture 1. L'ajout d'une polarisation par couplage d'échange permet de rendre la couche de référence et la couche mémoire indépendantes magnétiquement.

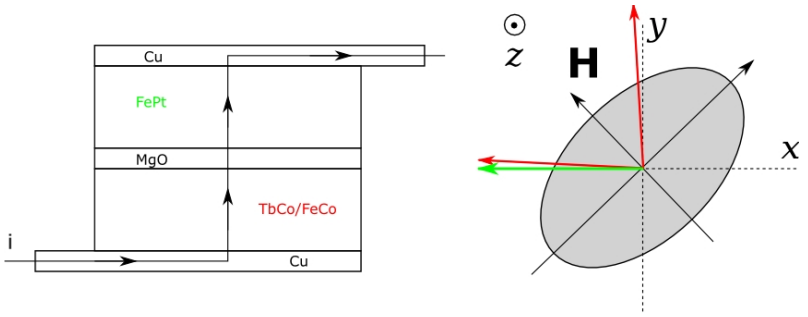


Figure 4.8 – Schéma de principe de la stratégie de lecture 2. L'ajout d'une anisotropie magnéto-cristalline permet de rendre la couche de référence et la couche mémoire indépendantes magnétiquement.

de forte coercitivité risque d'influencer la couche mémoire à travers le champ démagnétisant. L'obtention d'une anisotropie planaire uniaxiale est de surcroît difficile.

- **Stratégie 3: Dissymétrisation de la structure mémoire**
  Le paragraphe 3.5.2.7 a permis de montrer l'influence des dispersions angulaires sur le système et notamment sur la position relative des positions d'équilibre par rapport au champ de polarisation. L'utilisation d'une couche douce ferromagnétique, qui restera alignée dans la direction du champ de polarisation, et d'une couche mémoire volontairement décalée angulairement vis à vis du champ de polarisation permet alors d'obtenir un contraste de résistance entre les deux états d'équilibre, comme illustré sur la figure 4.9. Cette solution présente l'avantage d'être simple, puisqu'elle ne nécessite qu'un décalage angulaire de la polarisation et offre un large choix concernant la couche non-magnétostrictive. En revanche, la variation angulaire entre les deux états d'équilibre reste faible, bien en deçà de 90°, impliquant ainsi un contraste lui aussi faible.

- **Stratégie 4: Couche de référence à deux états, sans commutation**

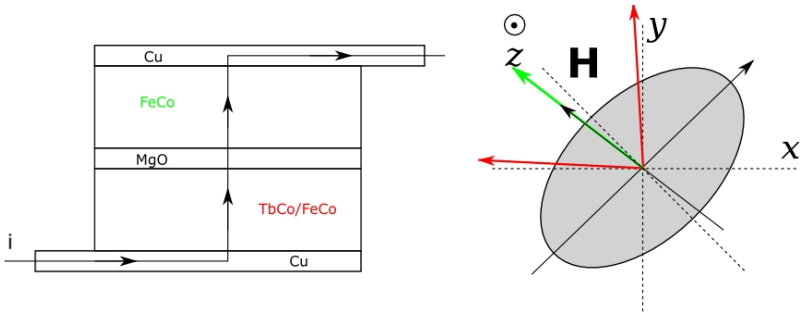


Figure 4.9 – Schéma de principe de la stratégie de lecture 3.

Les stratégies 1 et 2 visent à limiter ou modifier l'influence du champ de polarisation. Suivant une approche différente, la stratégie 3 propose de dissymétriser les positions d'équilibre tout en laissant le champ de polarisation fixer la direction de l'aimantation dans la couche de référence. Une autre approche consiste à utiliser la condition de commutation du système mémoire énoncée plus haut. Comme nous l'avons vu dans le § 2.2.2.1, si l'anisotropie est trop importante par rapport au champ de polarisation, les positions d'équilibre se trouvent séparées de plus de 90° et la commutation ne peut plus avoir lieu. La figure 4.10 rappelle le comportement de l'aimantation en réponse à une contrainte pour un champ de polarisation H fixé et pour deux valeurs de champ d'anisotropie $H_a^1 < H\sqrt{2}$ (commutation) et $H_a^2 > H\sqrt{2}$ (absence de commutation). En l'absence de contraintes (figure 4.10(a)), les positions de l'aimantation des deux couches sont réparties de part et d'autre de l'axe $\mathbf{x}$. Lorsque des contraintes compressives sont appliquées, (figure 4.10(b)), l'aimantation de la couche mémoire rejoint la position 1* tandis que l'aimantation de la couche de référence rejoint la position -1*. À l'arrêt des contraintes, les aimantations se stabilisent dans la position 1 pour la couche mémoire et dans la position 0 pour la couche de référence. D'autre part, comme nous l'avons vu, la proportion de terbium dans les nanostructures magnétostrictives permet de régler cette anisotropie (voir § 2.3.2.2). La jonction peut ainsi être composée d'une couche à faible anisotropie (riche en FeCo) constituant la couche mémoire et d'une couche de référence à forte anisotropie (riche en $TbCo_2$) qui ne commutera pas lors de l'application de la contrainte, comme illustré sur la figure 4.11.

L'explication repose cependant sur des considérations quasi-statiques: Cette approche nécessitera des simulations du comportement dynamique du système.

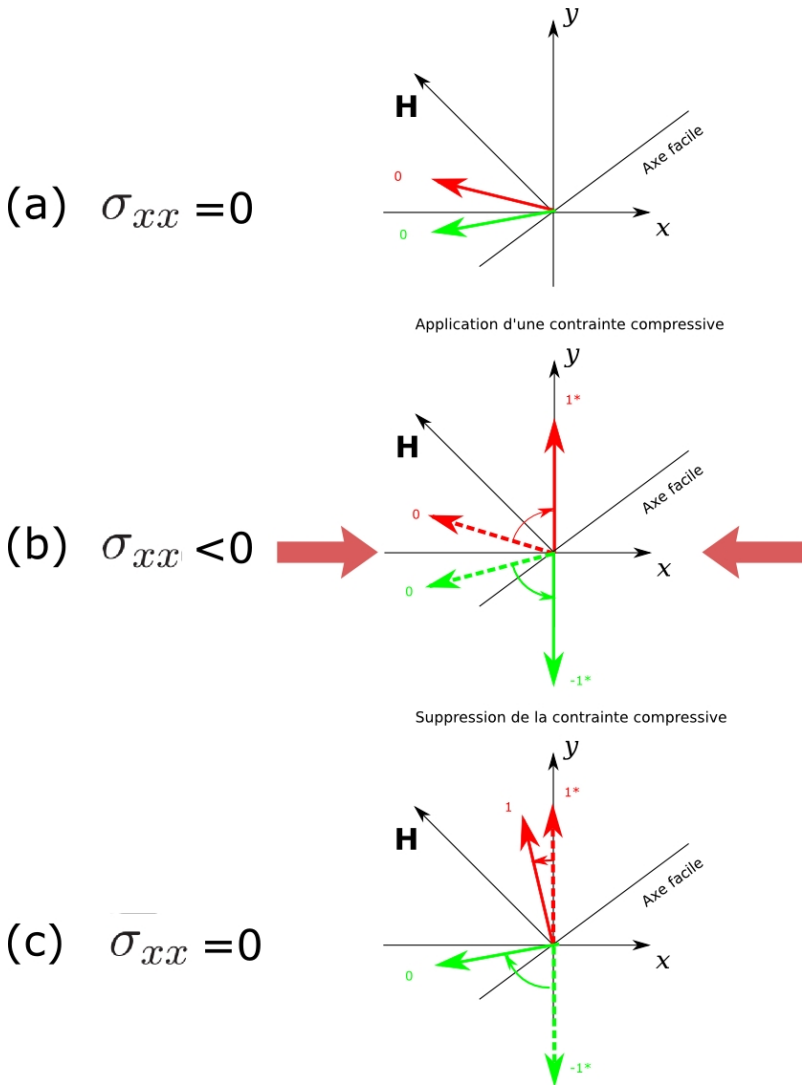


Figure 4.10 – Comportement de la structure de lecture dans le cas du passage de 0 à 1* pour la stratégie 4. En rouge: aimantation de la couche mémoire. En vert: aimantation de la couche de référence.

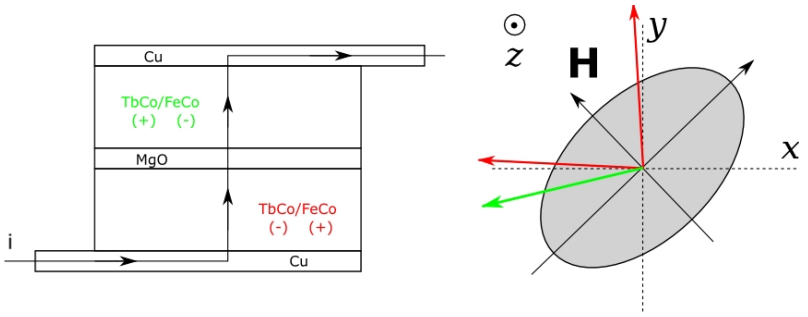


Figure 4.11 – Schéma de principe de la stratégie de lecture 4. Seule la couche mémoire commute lors de l'application d'une contrainte de commande.

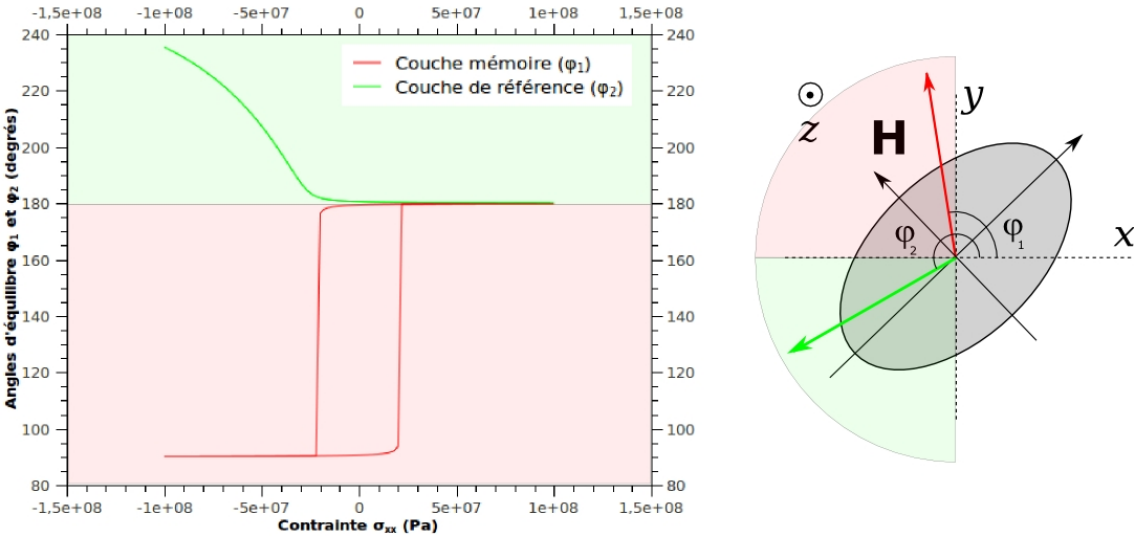


Figure 4.12 – Équilibre de l'aimantation pour la couche mémoire et la couche de référence en fonction des contraintes.

4.1.3.2 Exemple de la stratégie 4: Couche de référence à deux états, sans commutation

Nous détaillons ici un exemple de stratégie de lecture: l'utilisation d'une couche de référence à deux états, sans commutation. Cette solution a été retenue car elle présente l'avantage d'utiliser le même matériau pour la couche mémoire et la couche de référence. La réalisation peut ainsi s'effectuer lors d'une seule étape de dépôt. Nous avons vu plus haut (voir 2.2.2.2) que la position d'équilibre de l'aimantation peut être déterminée numériquement dans l'hypothèse d'une évolution quasi-statique de la contrainte. La figure 4.12 présente cette position d'équilibre pour la couche mémoire et pour une couche de référence dont la configuration magnétique ne satisfait pas la condition de commutation. ($H_a > 2/\sqrt{2}H$). Faisons ici l'hypothèse que les deux couches considérées sont parfaitement isolées, i.e. que le champ de désaimantation créé par l'une d'entre elles n'influence pas l'aimantation de l'autre couche. Cette hypothèse est très restrictive compte tenu des épaisseurs des barrières tunnel. On

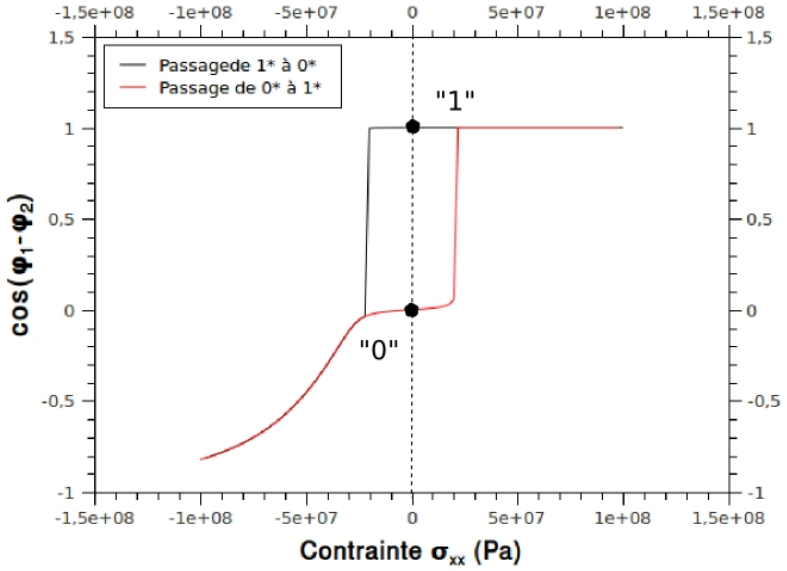


Figure 4.13 – Contraste de magnétorésistance.

peut cependant envisager la présence de couches de perméabilité magnétique élevée (de type NiFe par exemple) destinées à canaliser les lignes de champ. Dans ce cas, le cosinus de l'angle entre les aimantations respectives des deux couches peut être évalué à partir des positions d'équilibre calculées séparément pour chaque valeur de contrainte. Le résultat obtenu est présenté sur la figure 4.13. Comme nous pouvons le constater, la valeur du cosinus, et donc de la magnéto-résistance, présente un comportement hystérétique permettant de refléter de manière électrique l'état de l'aimantation.

Des structures utilisant cette stratégie ont déjà pu être réalisées. Les premières caractérisations magnétiques effectuées au vsm sont présentées sur les figures 4.14 (cas GMR) et 4.15 (cas MTJ). Ces dernières présentent les courbes d'hystérésis mesurées suivant l'axe de facile aimantation de l'échantillon (axe $\mathbf{x}'$ dans les notations du mémoire, comme décrit sur la figure 2.2), identique pour la couche mémoire et la couche de référence. Dans le cas de la structure GMR (figure 4.14), les couches magnétiques sont couplées par l'interaction d'échange. Les ruptures de pentes, correspondant au retournement de l'aimantation dans l'une des couches et donnant donc le champ d'anisotropie de celle-ci, sont ainsi peu visibles sur la courbe. L'influence de l'anisotropie est en revanche plus marquée dans le cas de la structure de typ MTJ (figure 4.15). Dans ce cas, les couches sont découplées, et on peut observer sur la courbe d'hystérésis deux ruptures de pente marquées correspondant au retournement décalé de l'aimantation de la couche mémoire et de la couche de référence.

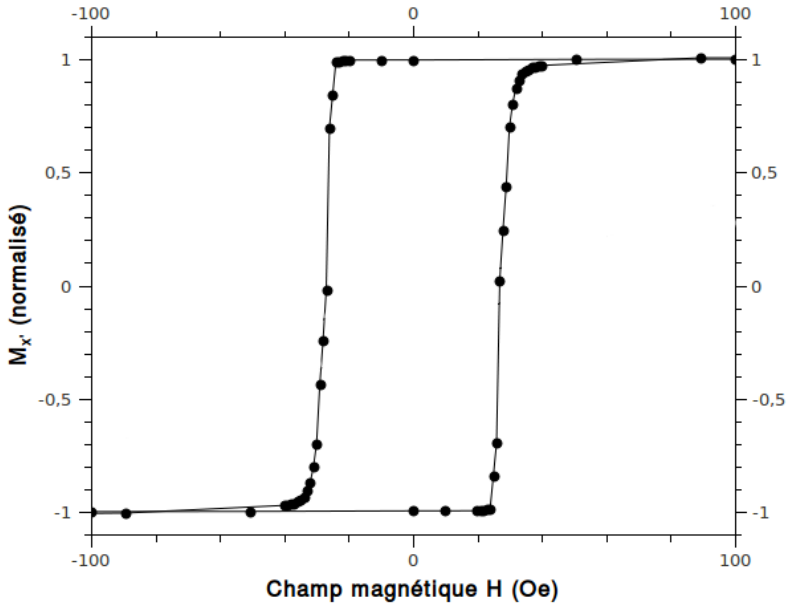


Figure 4.14 – Courbe d'hystérésis d'une structure de type vanne de spin suivant l'axe de facile aimantation, observée au VSM.

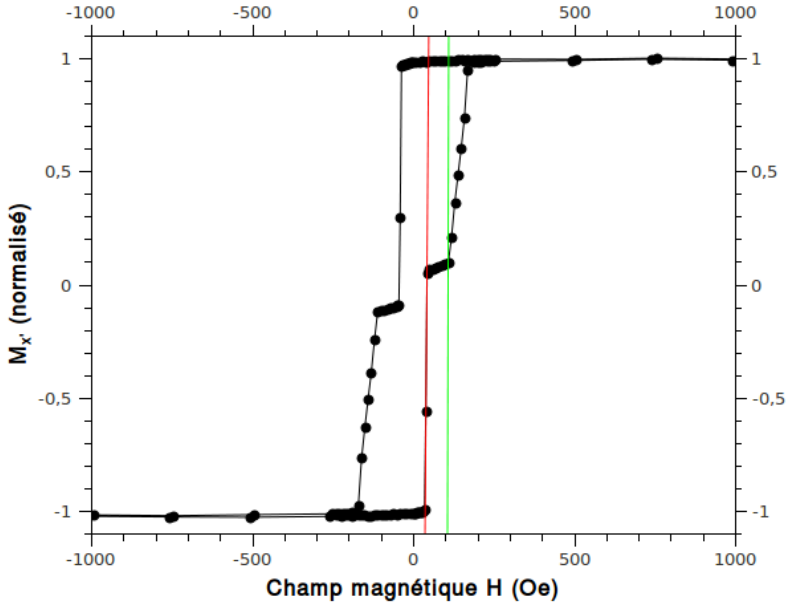


Figure 4.15 – Courbe d'hystérésis d'une structure de type MTJ suivant l'axe de facile aimantation, observée au VSM.

4.2 Réalisation technologique des éléments magnétostrictifs nanométriques

Les structures de lecture présentées ci-dessus, ainsi que la structure de l'élément mémoire présenté dans le chapitre 3, nécessitent la réalisation technologique de plots nanométriques de forme définie. La partie suivante étudie deux techniques permettant d'obtenir ces derniers.

4.2.1 Procédés

Nous avons vu plus haut (voir le § 2.3.2) que les couches minces magnétostrictives nanostructurées peuvent être réalisées par pulvérisation cathodique. Nous allons aborder ici deux techniques destinées à localiser ces dépôts sur le substrat: le lift-off et l'usinage ionique.

4.2.1.1 Lift-off

Principe: Largement utilisé dans la micro et nano-fabrication, la technique de lift-off repose sur l'utilisation d'une couche sacrificielle de résine, comme illustré sur la figure 4.16. Un résine photo-sensible est tout d'abord enduite (à l'aide d'un tournette) à la surface du substrat (Étape II). Une étape de lithographie optique ou électronique permet de définir les motifs désirés (Étape III). Compte tenu des dimensions typiques envisagées pour le système (quelques dizaines de nanomètres), la lithographie électronique a été retenue dans notre cas. Ces dimensions sont en effet difficilement accessibles par des méthodes optiques classiques, en raison des longueurs d'onde employées ($0,6 - 0,8\mu m$). Le matériau est ensuite déposé sur l'ensemble de la structure. L'utilisation d'un solvant adéquat permet de dissoudre la résine (organique) et ainsi de retirer la couche de matériau non désirée (Étape V). Afin de pouvoir mener efficacement l'étape V, le solvant doit pouvoir atteindre la résine et la couche de matériau déposée doit en conséquence présenter une discontinuité aux limites des motifs. On utilise à cet effet un profil dit de type "casquette" qui assure cette discontinuité. Ce profil peut s'obtenir à l'aide de deux résines présentant des vitesses de révélation différentes ou à l'aide d'un traitement de surface d'une seule résine. Comme le montre de façon schématique la figure 4.17, la présence du profil casquette ne permet pas d'obtenir des flancs rigoureusement perpendiculaires.

Procédé et résultat: Un résine photosensible a tout d'abord été enduite à la surface d'un substrat silicium. Les motifs ont ensuite été définis par lithographie

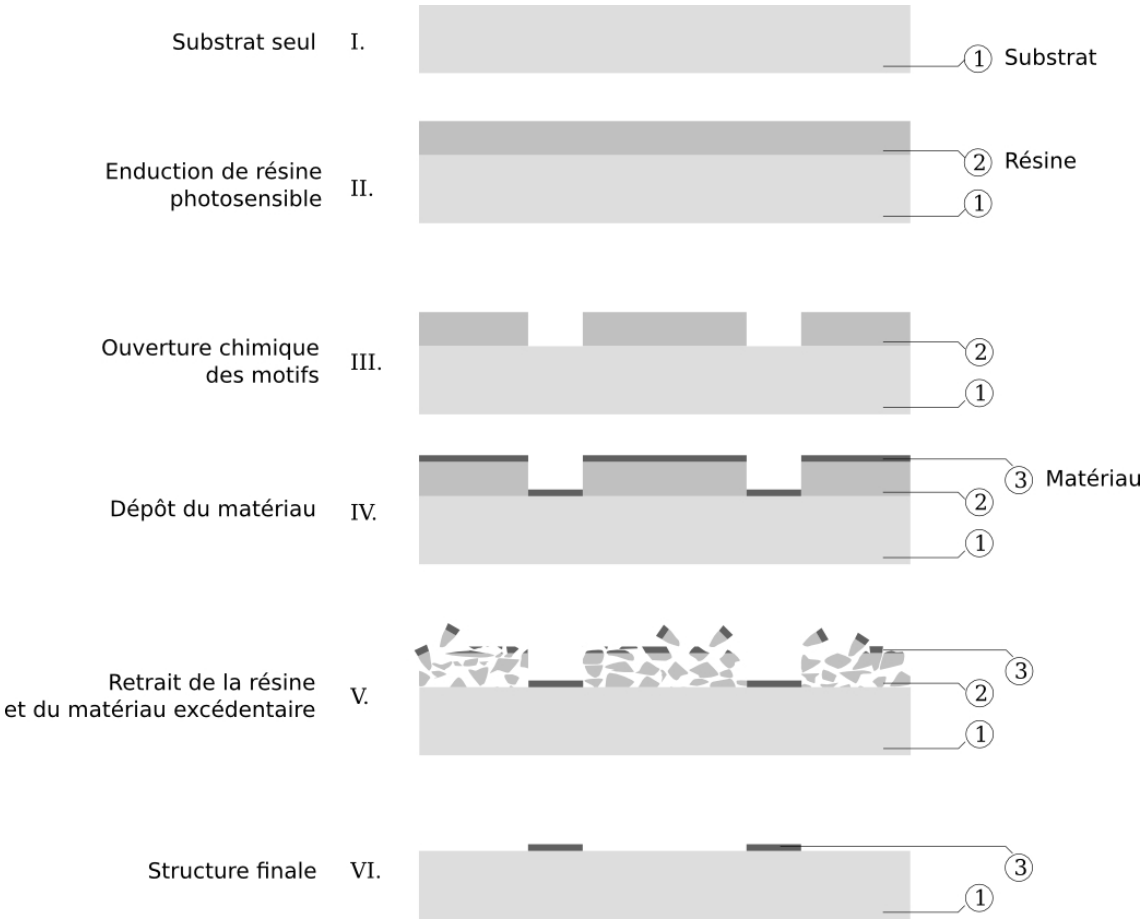


Figure 4.16 – Schéma de principe du procédé de lift-off.

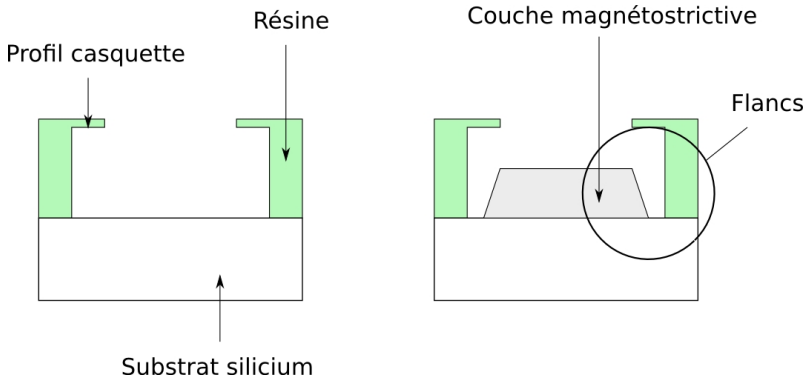
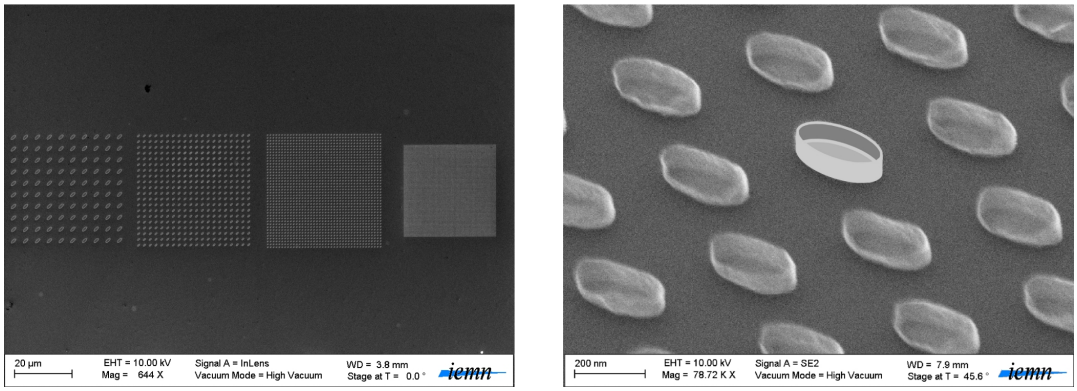


Figure 4.17 – Illustration du résultat de la métallisation par lift-off. Un motif parallélépipédique prend, à la fin du procédé, une forme trapézoïdale.

électronique puis révélation. Le dépôt de la couche magnétostrictive a été effectué selon le procédé décrit dans le § 2.3.4.2. Pour finir, la résine ainsi que l'excédent de matériau sont décollés du substrat à l'aide d'un solvant permettant de dissoudre la résine.

Suite à ce procédé, les éléments réalisés ont pu être observés au microscope électronique à balayage (MEB). Ces derniers sont visibles sur la figure 4.18. Comme



(a) Vue globale des ellipses magnétostrictives.

(b) Vue de la géométrie des ellipses magnétostrictives.

Figure 4.18 – Visualisation des structures réalisées par lift-off au MEB. Un représentation schématique du résultat a été ajoutée à l'image pour illustration.

nous pouvons le constater, le lift-off ne nous a ici pas permis d'obtenir les structures désirées. Celles-ci comportent en effet des rebords qui indiquent que le matériau s'est déposé sur les flancs de la résine. Le dépôt par pulvérisation cathodique est en effet moins adapté à la technique de lift-off que le dépôt par évaporation, qui permet d'obtenir un rayonnement unidirectionnel.

Ce problème nous a poussé à étudier en parallèle une autre approche basée sur la gravure du matériau.

4.2.1.2 Usinage ionique

L'usinage ionique constitue une alternative au lift-off pour la réalisation de motifs nanométriques. Cette méthode est d'ores et déjà largement utilisée pour la réalisation de vannes de spin [121] ou de jonctions tunnel magnétiques [122].

Principe: Cette méthode de gravure sèche, dont le principe est présenté sur la figure 4.19, repose sur le bombardement du matériau par des ions. Un plasma est créé dans une enceinte sous vide secondaire, par introduction d'un gaz (Ar par exemple). Les ions créés (Ar^+) sont ensuite accélérés par un champ électrique vers le substrat. L'énergie cinétique transférée par les ions au matériau à graver (de 300

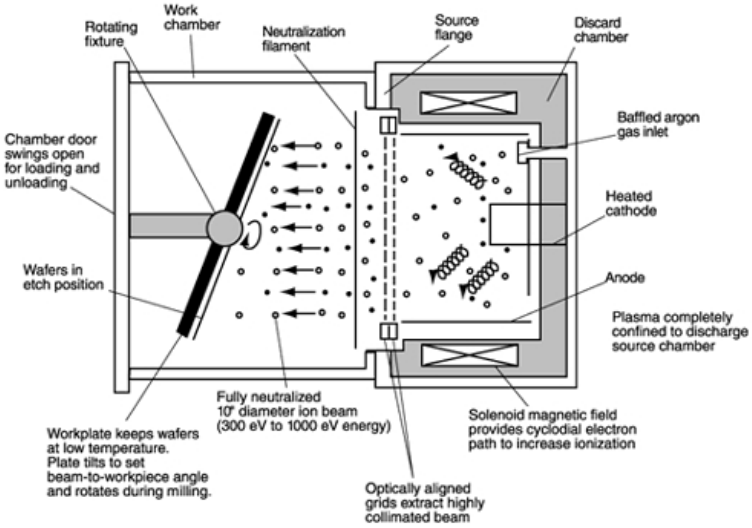


Figure 4.19 – Schéma de principe de l'usinage ionique (http://www.ionbeammilling.com/).

à 1000eV environ) permet d'arracher les atomes de surface. L'utilisation de résine, comme par exemple l'AZnLOF2020 et de la sélectivité de la gravure vis à vis de celle-ci permet de définir des motifs. Le substrat est placé sur un support oblique dont la rotation permet d'homogénéiser la gravure. Ce support permet également d'assurer les transferts thermiques durant le procédé. La vitesse de gravure, qu'il est nécessaire d'étalonner au préalable, dépend du/des matériau/x considéré/s, de la puissance, de la pression de gaz et de l'angle d'incidence.

Procédé et résultat: Ce procédé est, à l'heure actuelle, mis en œuvre afin de réaliser des structures de type GMR (*Giant MagnetoResistance*, MagnétoRésistance Géante) ou MTJ (*Magnetic Tunnel Junction*, Jonction Tunnel Magnétique), qui permettent la lecture non-destructive de l'information.

La gravure ionique fonctionnant sur le principe inverse de la pulvérisation cathodique, les résidus issus des matériaux gravés sont susceptibles de se redéposer sur les flancs de la structure, comme l'illustre la figure 4.20. Celle-ci présente schématiquement le résultat du procédé pour une structure hétérogène comprenant deux électrodes conductrices en cuivre. À la fin du procédé, le cuivre recouvre les flancs. Ce problème peut s'avérer déterminant dans le cas de MTJ. En effet, la redéposition de métal provenant des électrodes sur les flancs peut court-circuiter la jonction et ainsi neutraliser les effets de l'aimantation sur la résistance électrique de la structure. De nombreux travaux ont été menés afin de résoudre ce problème. Une des solutions consiste à utiliser la rotation du support afin de graver les flancs de la structure après une première gravure verticale [121].

La gravure des couches magnétostrictives nanostructurées de type $n\times$(TbCo/FeCo)

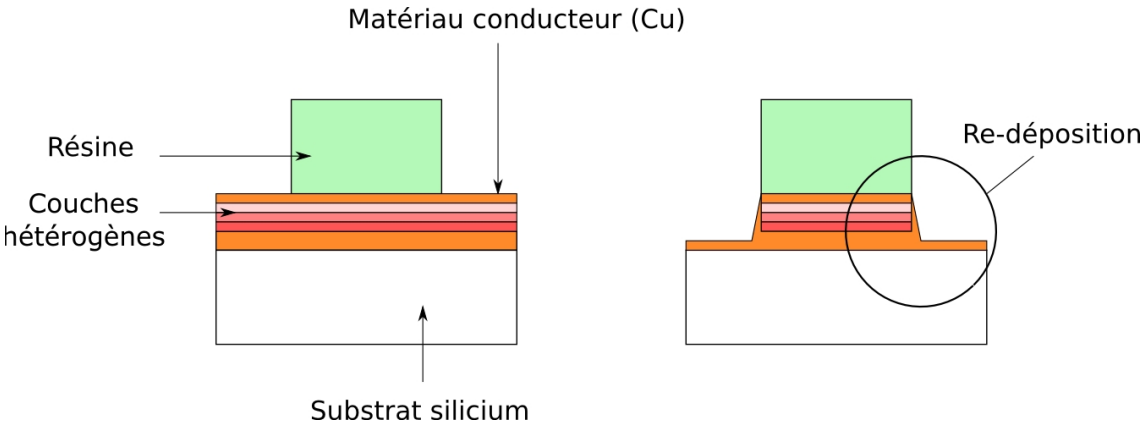


Figure 4.20 – Illustration du résultat de gravure par usinage ionique. Les matériaux gravés tendent à se redéposer sur les flancs de la structure.

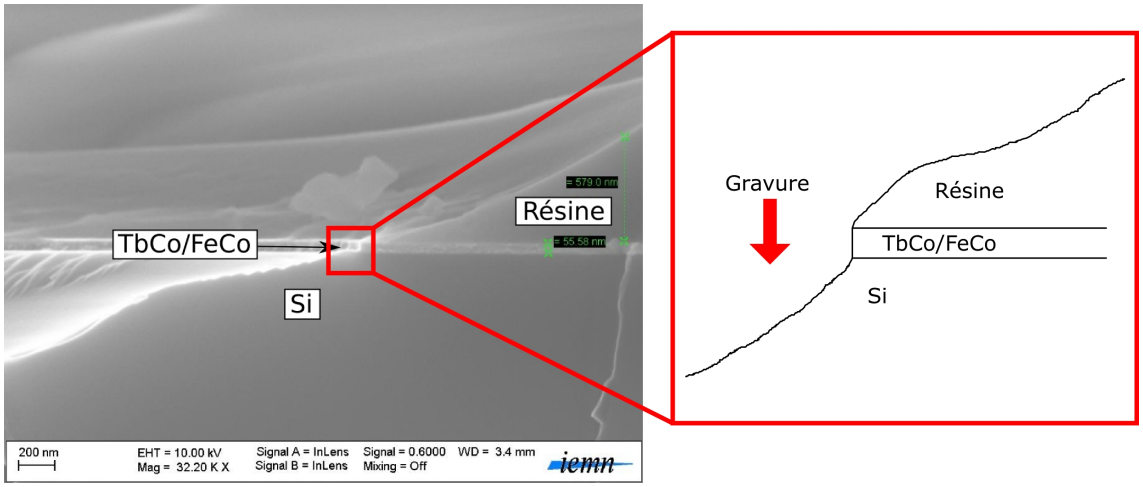


Figure 4.21 – Vue au MEB du résultat de la gravure d'une couche magnétostrictive par usinage ionique.

a pu être réalisée dans la salle blanche de l'IEMN. La figure 4.21 montre le résultat de cette gravure. Nous pouvons y retrouver la résine photosensible en surface, la couche magnétostrictive gravée (avec une épaisseur de l'ordre de 56nm), et le substrat (Si), gravé également. Différents tests de gravure ont également permis de déterminer la vitesse de gravure, égale à $10,5$nm/min. Un procédé technologique est actuellement en cours de mise au point.

4.2.1.3 Microscopie à Force Magnétique (MFM)

La microscopie à force magnétique (MFM) repose sur la mesure des interactions entre une poutre munie à son extrémité d'une pointe ferromagnétique et la surface d'un échantillon à observer. Ces interactions induisent une variation de la fréquence de résonance de la poutre, mesurable par des méthodes optiques (déflexion laser).

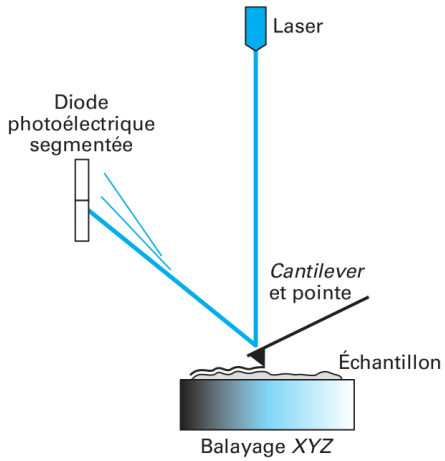


Figure 4.22 – Schéma de principe du microscope de force [123].

Le principe de mesure est illustré sur la figure 4.22. Cette technique est sensible au gradient de la force magnétique exercée sur la pointe. En effet la variation de fréquence de vibration de la pointe Δf est donnée par [124]:

$$\Delta f \approx -\frac{f_n}{2k}\frac{\partial F_z}{\partial z}$$

où f_n est la fréquence de résonance du $n^{\text{ième}}$ mode de vibration de la poutre, k la constante de raideur de celle-ci et F_z la composante suivant **z** de la force magnétique.

Cette technique ne peut fournir qu'une information qualitative sur le système magnétique et son interprétation est difficile. Elle permet cependant de déterminer la structure de domaines des éléments.

Ceux-ci ont été réalisés sur silicium suivant le procédé de lift-off présenté précédemment. Leur visualisation au MFM [2] est présentée sur la figure 4.23. Elle permet de mettre en évidence la présence de rebords, inhérente à la technique de fabrication utilisée. Elle permet également d'exhiber la forme "dipolaire" des ellipses, qui indique que les éléments sont mono-domaines et que l'aimantation se situe principalement dans le plan de l'échantillon.

4.3 Intégration de la polarisation magnétique

Les développements précédents ont montré l'importance de la polarisation magnétique des couches actives en vue d'obtenir un comportement bistable. Plus généralement, la polarisation des couches magnétostrictives à anisotropie uni-axiale permet d'obtenir trois régimes de fonctionnement distincts, suivant la valeur du champ

2. Cette visualisation a été effectuée avec le concours de Dominique Deresmes, ingénieur de recherche CNRS à l'IEMN.

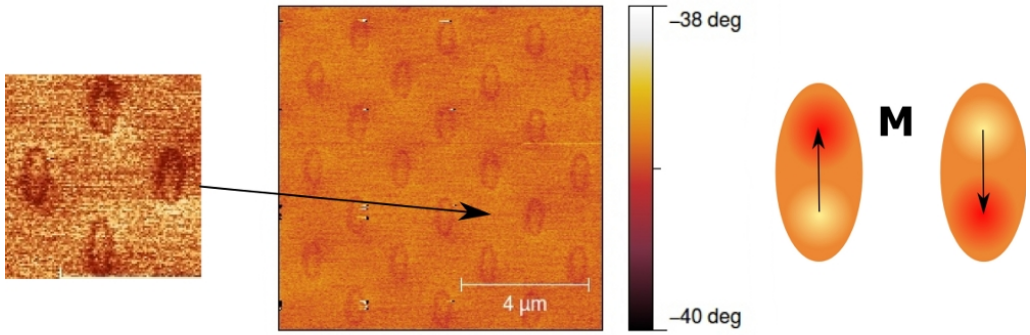


Figure 4.23 – Vue au MFM d'ellipses magnétostrictives. Le contraste "dipolaire" au niveau de chaque ellipse indique une configuration magnétique mono-domaine. Un agrandissement est proposé à gauche de la figure et une vue schématique du résultat est proposée à droite de celle-ci.

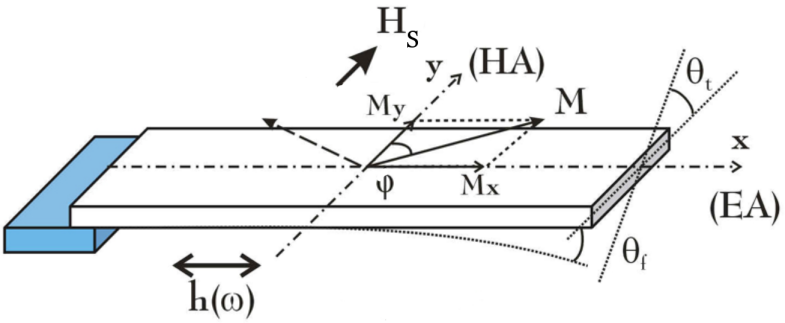


Figure 4.24 – Poutre magnétostrictive

statique appliqué. Un de ces régimes permet en particulier de rendre les couches magnétostrictives extrêmement sensibles au champ magnétique de commande externe et d'envisager la réduction des éléments de commande dans les MMEMS (*Micro--Magneto-Electro-Mechanical-Systems*, Micro-Systèmes Magnéto-Électro-Mécaniques) et NMEMS (*Nano-Magneto-Electro-Mechanical-Systems*, Nano-Systèmes Magnéto-Électro--Mécaniques).

Ces perspectives ont historiquement motivé les recherches du LEMAC sur l'intégration de la polarisation magnétique. Les résultats sont néanmoins applicables à la polarisation des éléments mémoires.

4.3.1 Comportement des couches actives polarisées

4.3.1.1 Énergie magnétique

Considérons la structure et la configuration géométrique et magnétique illustrées sur la figure 4.24. La structure, de type poutre, se compose d'une couche magnétos-

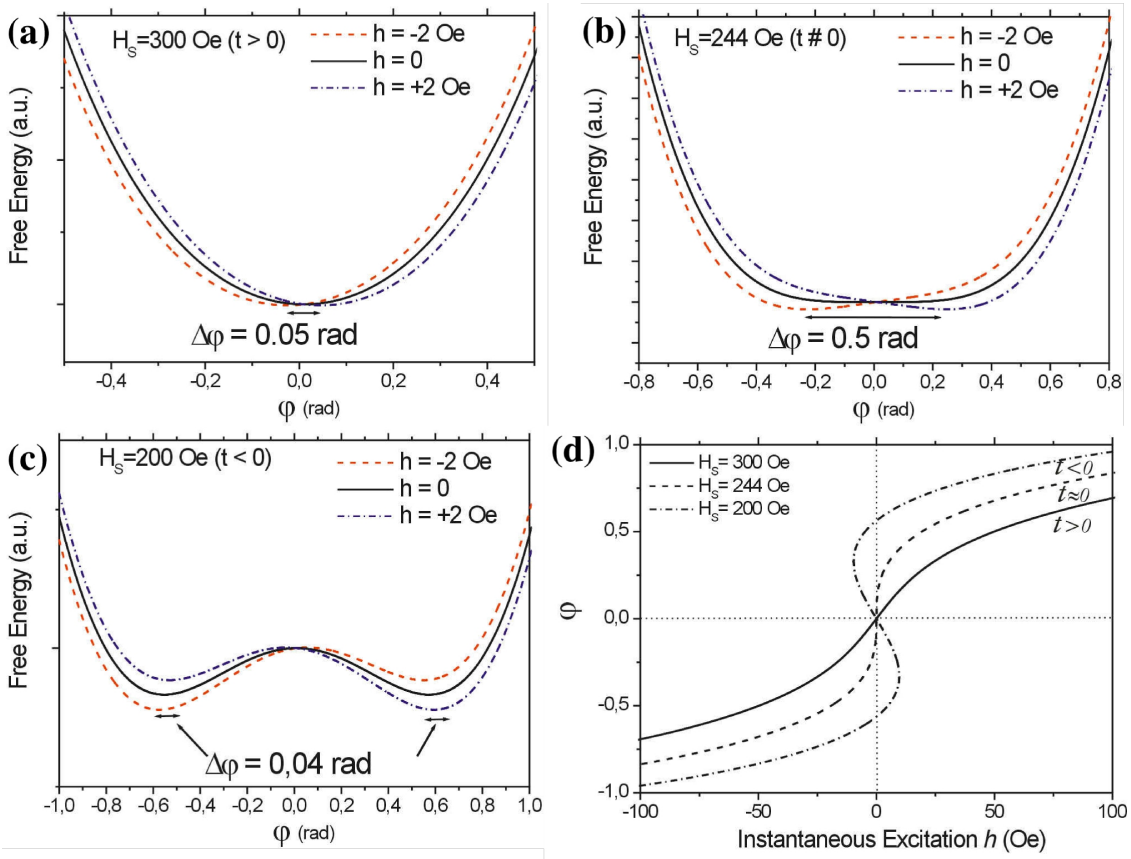


Figure 4.25 – Profils d'énergie libre et susceptibilité magnétique en fonction du champ statique de polarisation.

trictive à anisotropie uni-axiale suivant l'axe $\mathbf{x}$, soumise à l'action d'un champ de polarisation statique $\mathbf{H}$ suivant l'axe $\mathbf{y}$ et d'un champ magnétique d'excitation dynamique $\mathbf{h}(\omega)$ suivant $\mathbf{x}$. L'approximation de la couche mince permet de considérer que l'aimantation reste dans le plan. L'énergie libre magnétique s'écrit alors:

$$e_t = -\mu_0 M_s H \cos(\varphi) - \mu_0 M_s h(\omega) \sin(\varphi) - \frac{1}{2}\mu_0 M_s H_a \sin^2(\varphi) \tag{4.4}$$

En l'absence de champ d'excitation, le profil d'énergie libre en fonction de l'angle de l'aimantation présente trois comportements différents suivant la valeur de $\mathbf{H}$, comme illustré sur la figure 4.25:

- $\mathbf{H} < \mathbf{H_a}$: Le profil d'énergie comporte deux minima autour desquels l'aimantation peut être commandée de manière continue pour de faibles valeurs du champ d'excitation.
- $\mathbf{H} > \mathbf{H_a}$: Au repos, le système est saturé suivant l'axe $\mathbf{y}$ et le profil d'énergie ne comporte qu'un seul minimum. La direction de l'aimantation peut alors être manipulée de manière continue par le champ d'excitation. Pour de faibles valeurs de φ, cette variation est linéaire (en première approximation) et la

pente dépend directement de la valeur du champ de polarisation statique.

- $\mathbf{H} = \mathbf{H_a}$: Le profil d'énergie présente dans ce cas particulier un méplat. Il est ainsi possible d'obtenir de grandes variations angulaires de l'aimantation avec un coût énergétique faible, i.e. à l'aide d'un champ d'excitation réduit. Ce point correspond à un état critique de transition de phase du second ordre, qui fait l'objet de la partie suivante.

4.3.1.2 État critique induit: Transition de Réorientation de Spin

Dans la cas où $H = H_a$, le système exhibe une transition de phase entre un état parfaitement ordonné (aimantation saturée dans la direction du champ de polarisation) et une phase désordonnée (non saturée), nommée Transition de Réorientation de Spin (TRS). Celle-ci correspond à la compensation des effets de l'anisotropie et l'énergie Zeeman. Cette transition est, dans la théorie de Landau [125, 126], une transition de second ordre car elle se traduit par une singularité de la dérivée seconde de l'énergie libre en fonction de φ en $H = H_a$ ($\partial e_t/\partial\varphi(H_a) \longrightarrow +\infty$).

La théorie de Landau permet ainsi de prévoir une sensibilité accrue du système magnétique au champ de commande externe au voisinage de la TRS ainsi que le développement de comportements non linéaires [84]. Par ailleurs, ces caractéristiques sont transposables aux matériaux magnétoélectriques composites, comme ont pu le montrer Tiercelin et al. [58].

Dans le cadre des travaux du LEMAC concernant les microsystèmes et nanosystèmes, cette instabilité est recherchée. À couche active identique, la polarisation nécessaire à l'obtention de la TRS est supérieure à la polarisation magnétique permettant d'obtenir le comportement bistable dont l'étude fait l'objet de ce mémoire. Les travaux décrits ci-dessous visent ainsi à obtenir une polarisation susceptible d'atteindre le point de TRS. Comme nous le verrons par la suite, la valeur du champ de polarisation peut alors facilement être réglée en fonction des applications visées.

4.3.2 Intégration de la polarisation

La polarisation magnétique peut s'envisager de différentes manières:

- Utilisation d'électro-aimants massifs: cette approche n'est envisageable qu'en laboratoire ou dans un environnement industriel pour lesquels l'encombrement du dispositif n'est pas une contrainte.
- Utilisation d'aimants permanents macroscopiques reportés sur la structure: Cette méthode permet d'obtenir une polarisation homogène et peut s'adapter à des systèmes embarqués. Elle ne peut en revanche permettre la réduction des dimensions des systèmes et n'est pas compatible avec les procédés usuels

de fabrication des microsystèmes. De plus, le volume magnétique important implique l'existence d'un champ de fuite important qui, s'il n'est pas confiné dans un circuit magnétique, est susceptible de perturber d'autres parties du système ou d'interagir avec l'environnement extérieur. La localisation de la polarisation est ainsi compromise

- Couplage ferro/antiferromagnétique: À l'image des nanostructures magnétostrictives, l'utilisation du couplage d'échange entre couches magnétiques permet d'induire une polarisation de la couche ferromagnétique. Cette technique, largement utilisée dans le domaine de la spintronique permet d'obtenir des champs de polarisation jusqu'à plusieurs centaines d'oersteds [120]. Cependant, compte tenu de la portée de l'interaction d'échange, cette polarisation est limitée à des épaisseurs de quelques nanomètres, limitant de fait le volume de la couche active, ou impliquant la réalisation de nanostrucures complexes.
- Utilisation du champ de fuite issu d'une couche mince d'aimant permanent. Cette approche consiste, in fine à réaliser un circuit magnétique dont la source est une couche magnétique dure de forte coercitivité.

Compte tenu des applications potentielles dans les microsystèmes, nous avons choisi d'axer nos travaux sur cette dernière technique afin de fournir une solution utilisable pour des épaisseurs allant de quelques nanomètres à plusieurs centaines de nanomètres. L'utilisation du champ de fuite émanant d'une couche d'aimant permanent a déjà été étudiée à l'aide de SmCo [127] et de CoPt [128, 129] et s'est avérée efficace pour polariser des couches magnétorésistives jusqu'à des valeurs de plusieurs centaines d'oersteds. Dans chacun des cas, la taille typique du système suivant la direction de polarisation n'excède pas quelques centaines de microns.

4.3.2.1 Conception et simulations numériques

Compte tenu de la variété des applications, la solution adéquate doit également permettre d'obtenir la polarisation requise pour des dimensions latérales de film actif importantes, jusqu'à plusieurs millimètres. Pour de telles dimensions, l'approche simple consistant à utiliser une couche mince d'aimant permanent de même dimension que la couche active n'est pas viable. En effet, dans cette configuration, peu de lignes de champ magnétiques bouclent dans la couche active et il est impossible d'obtenir des valeurs de champ suffisantes.

Une idée consiste à utiliser une micro-structuration de la couche d'aimant permanent afin d'obtenir une polarisation locale suffisante. De nombreuses structures ont ainsi été envisagées afin de créer, à l'aide de couches minces, un circuit magnétique adéquat. La figure 4.26 présente la structure retenue. Celle-ci se compose de tranchées creusées dans un substrat de silicium, et remplies d'une couche magnétique

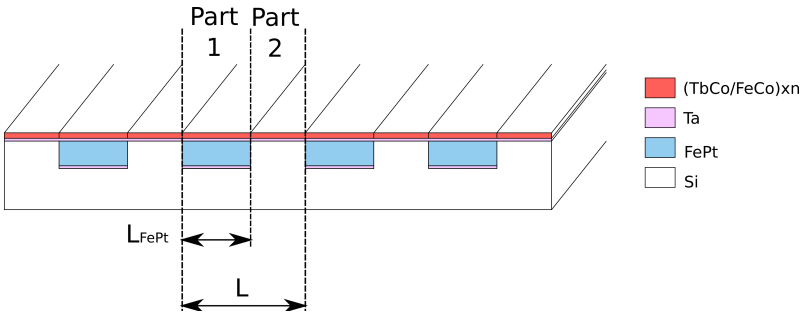


Figure 4.26 – Schéma de la structure de polarisation magnétique.

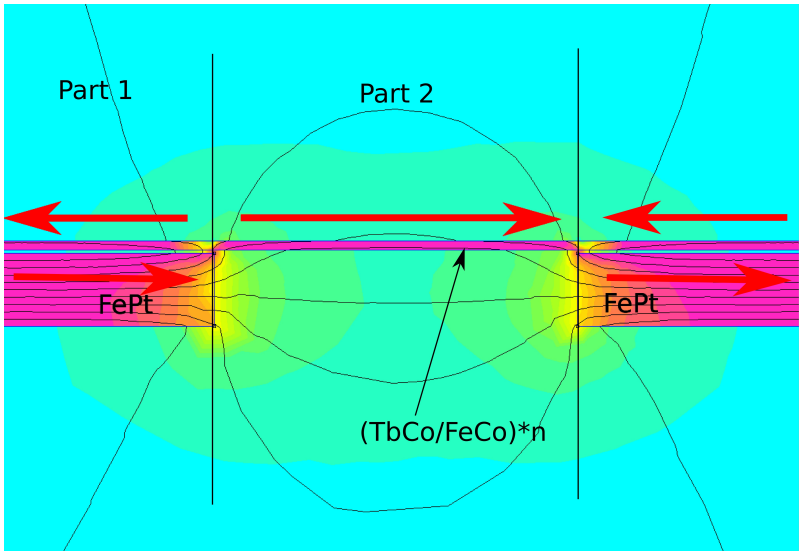


Figure 4.27 – Simulation des lignes de flux magnétique (FEMM). les irrégularités sont dues à des artéfacts de simulation. Les flèches rouges indiquent la direction principale de l'aimantation.

dure de grande coercitivité (FePt). La micro-structure ainsi obtenue est recouverte d'une couche intermédiaire amagnétique, elle-même recouverte de la couche magnétique devant être polarisée.

Les simulations numériques (à l'aide de Magpar et du logiciel FEMM [3]) montrent que cette configuration permet d'obtenir une structure magnétique en bandes dans la couche active, grâce au bouclage du champ de désaimantation, soit d'un élément sur-lui même (partie 1 sur les figures 4.26 et 4.27) soit d'un élément à un de ses voisins (partie 2 sur les figures 4.26 et 4.27)

3. D. C. Meeker, Finite Element Method Magnetics, Version 4.0.1 (03Dec2006 Build), http://www.femm.info

4.3.2.2 Réalisation technologique

Aimant permanent en couches minces: La pulvérisation cathodique d'une cible de FePt permet d'obtenir sous forme de couche mince un matériau magnétique dur de type aimant permanent. À cet effet, nous avons réalisé une cible composite, formée d'une cible massive de fer et de pastilles de platine reportées à l'aide de laque d'argent capable d'assurer la conduction électrique. L'utilisation du logiciel de simulation SRIM [4] a permis de déterminer les rendements de pulvérisation du fer et du platine (respectivement α_{Fe} et α_{Pt}) dans un plasma d'argon, avec une énergie moyenne de 500eV par atome, sous incidence normale. La simulation donne sous ces hypothèses les résultats suivants, moyennés sur 10000 collisions: $\alpha_{Fe} \approx 1,51$ atomes/ion et $\alpha_{Pt} \approx 1,70$ atomes/ion. En première approximation, le rapport de ces grandeurs permet de déterminer le rapport inverse des surfaces apparentes des deux matériaux. Le nombre d'atome pulvérisés étant proportionnel au rendement de pulvérisation et à la surface apparente du matériau considéré, on a, pour une composition recherchée $\mathrm{Fe}_x\mathrm{Pt}_y$, $x/y = (\alpha_{Pt}S_{Pt})/(\alpha_{Fe}S_{Fe})$. Dans notre cas, $(\mathrm{Fe}_{50\%}\mathrm{Pt}_{50\%})$, $x = y = 1$.

$$\frac{S_{Totale} - nS'_{Pt}}{nS_{Pt}} = \frac{\alpha_{Pt}}{\alpha_{Fe}}$$

avec S_{Totale} la surface totale de la cible, n le nombre de pastilles de Pt utilisées et S'_{Pt} la surface de Fe recouverte de Pt.

Il est ici nécessaire de prendre en compte la surface latérale des pastilles de platine qui représente ici $37,5\%$ de la surface totale des pastilles de platine. Une méthode numérique itérative permet par la suite d'obtenir les surfaces respectives des matériaux et ainsi d'évaluer le nombre des pastilles à reporter.

Compte tenu des résultats obtenus, la cible finale est composée de 55 pastilles de Platine de dimensions $10 \times 5 \times 1\mathrm{mm}^3$ (soit environ $16\mathrm{cm}^2$) sur une cible 4" ($10,16$cm de diamètre, soit $81\mathrm{cm}^2$) de fer (figure 4.28).

En fixant la puissance RF à 440W, cinq échantillons ont été réalisés à des pressions d'argon différentes puis analysés en composition par diffraction X. La calibration obtenue est présentées sur la figure 4.29. L'analyse EDX (*Energy Dispersive X-ray spectrometry*, Analyse Dispersive en Énergie) correspondant à la stœchiométrie recherchée nous a permis de mettre en évidence deux pics principaux correspondant au fer et au platine ainsi que des pics secondaires (argon, oxygène,...) correspondant aux éléments résiduels contenus dans les parois de la chambre de dépôt (pollution) ainsi que dans le gaz utilisé.

Des mesures complémentaires au profilomètre sur les bords de la couche déposée ont donné une vitesse de dépôt d'environ 6nm/min.

4. http://www.srim.org/

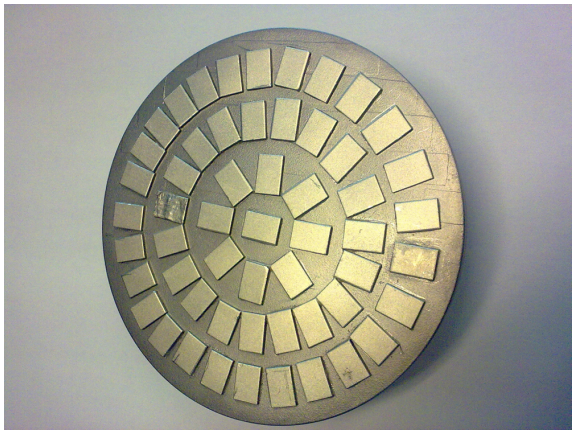


Figure 4.28 – Cible composite de FePt. La cible est constituée d'un pastille massive de Fe recouverte de pastilles de Pt.

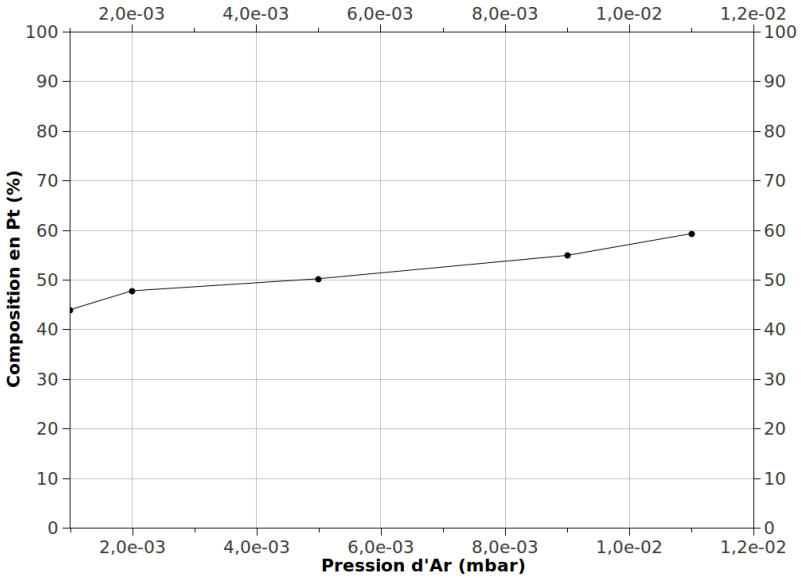


Figure 4.29 – Composition en Pt du FePt en fonction de la pression d'Ar.

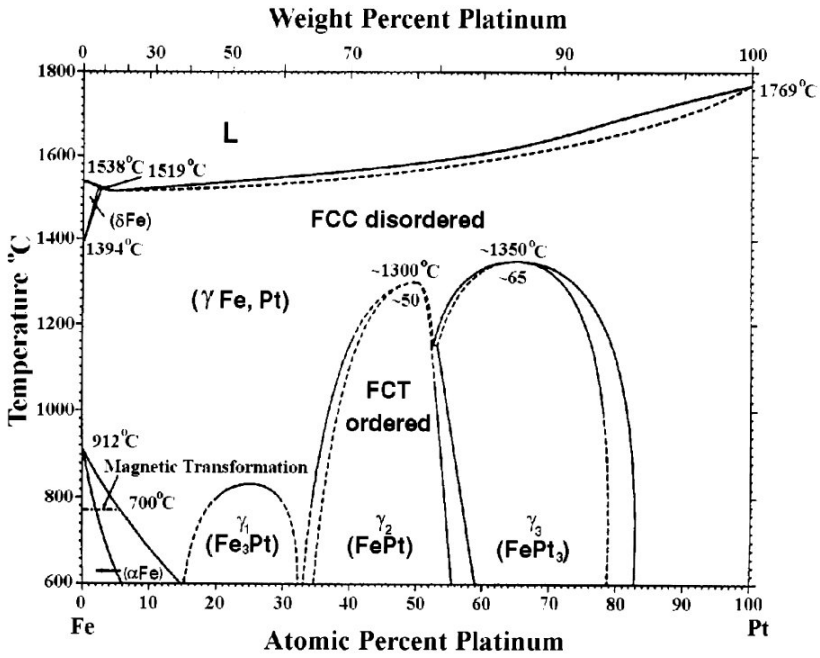


Fig. 1. Binary phase diagram of Fe–Pt.

Figure 4.30 – Diagramme de phase binaire du FePt

Afin d'obtenir la phase $L1_0$ du FePt (figure 4.30), un recuit de 30min sous vide à 750°C est nécessaire. Un four de recuit sous vide (présenté sur la figure 4.31) a été développé à cette occasion et permet d'obtenir un vide de base limite d'environ 8.10^{-9}mbar. Un tel vide permet de limiter la pollution de l'alliage, notamment par l'oxygène, lors du recuit et ainsi d'en conserver les bonnes caractéristiques magnétiques. D'autre part, plusieurs dégazages du bâti et du substrat sont effectués à plus faible température avant le recuit.

Les premiers dépôts sur silicium ont montré que, pour des épaisseurs supérieures à environ 900nm, la couche de FePt tend à se décoller après dépôt ou après recuit.

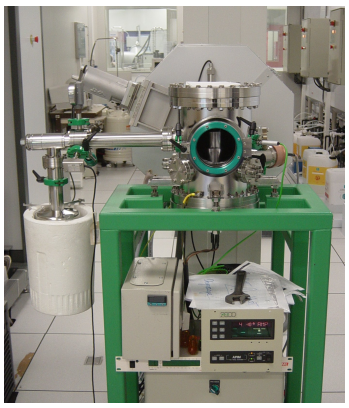


Figure 4.31 – Four de recuit sous vide utilisé.

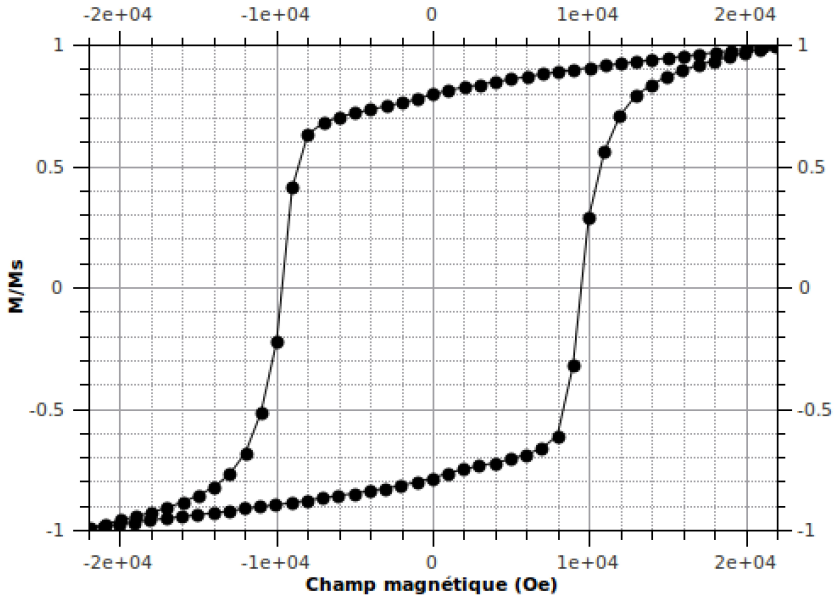


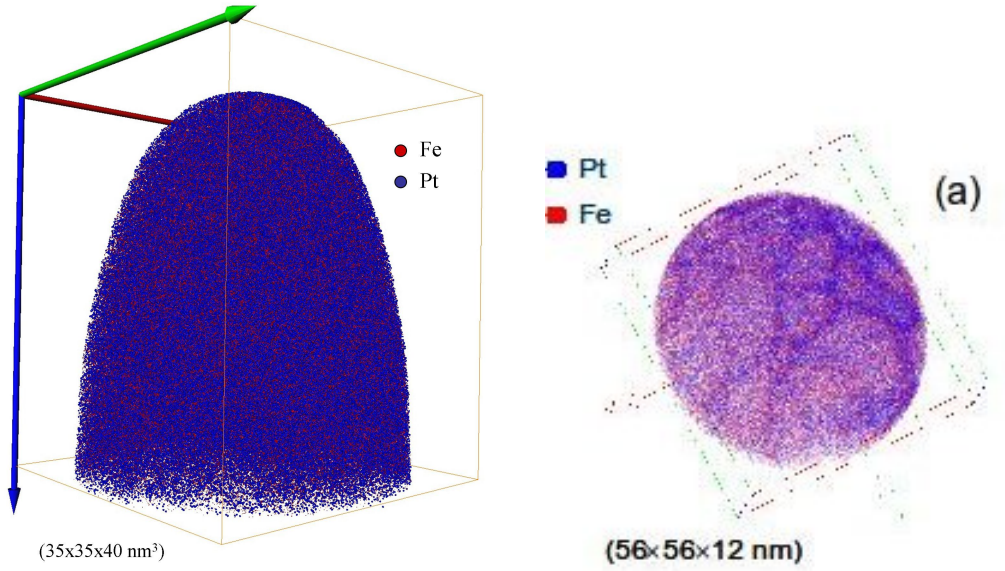
Figure 4.32 – Courbe d'hystérésis du FePt

Afin d'éliminer ce problème, une couche d'accroche en Ta a été utilisée. Le choix du Ta se justifie par son caractère amagnétique ainsi que par sa bonne tenue en température. Une telle couche d'accroche a par la suite permis d'obtenir des couches de bonne qualité d'épaisseur plus importante, jusqu'à 2µm. D'autre part, le dépôt est constitué d'une alternance de phases de dépôt de FePt (15min) et de phases de repos et de pulvérisation de Ti (4min) permettant de maintenir le vide de base par piégeage des espèces présentes dans la chambre et d'éviter de trop importantes élévations de température au niveau du substrat.

Caractérisations magnétiques: Les caractéristiques magnétiques ont pu être étudiées après recuit à l'aide du magnétomètre à échantillon vibrant. La figure 4.32 présente la courbe d'hystérésis typique obtenue pour les couches de FePt. Ces caractérisations permettent en particulier de déterminer le champ coercitif des échantillons, égal dans notre cas à $\mu_0 H_c \approx 1T$.

Caractérisations structurales: Les caractérisations structurales ont été menées pour une part à l'IEMN (Microscopie Électronique à Balayage (MEB), energy dispersive X-ray spectrometry (EDX)) et d'autre part au Groupe de Physique des Matériaux (GPM UMR CNRS 6634). Un exemple de ces caractérisations est présenté sur la figure 4.33. La partie gauche illustre la bonne répartition du Fe et du Pt dans l'alliage, tandis que la partie droite permet d'observer la structure granulaire

de celui-ci à l'échelle nanométrique ainsi que l'excès de Pt au niveau des joints de grains. Des analyses semblables doivent désormais être menées sur des échantillons



(a) Vue de la répartition du Fe et du Pt dans l'alliage de FePt.

(b) Vue des joints de la structure granulaire de l'alliage.

Figure 4.33 – Analyse du FePt avant recuit par sonde atomique tomographique.

recuit, notamment pour étudier la diffusion du Ta en provenance de la couche d'accroche et de la couche de protection. Celui-ci pourrait en effet être responsable d'une phase parasite observée lors des caractérisations magnétiques à champ faible.

Procédé technologique: Des structures de type "tranchées" ont déjà pu être réalisées avec des matériaux tels que le SmCo ou le NdFeB, mais le procédé implique une phase critique de planarisation mécano-chimique (Chemical-Mechanical Planarization) [130]. Nous avons en conséquence choisi un procédé de réalisation plus simple pour le FePt.

Des prototypes ont été réalisés en environnement contrôlé sur silicium à l'aide de techniques de micro-fabrication usuelles. L'ensemble du procédé est résumé sur la figure 4.34.

Le silicium est tout d'abord gravé à travers un masque en aluminium par gravure ionique réactive profonde (*Deep Reactive Ion Etching*, DRIE) sur une profondeur de 2µm. Une couche d'accroche de tantale d'épaisseur 100nm ainsi qu'une couche épaisse de FePt d'épaisseur $1,9$µm sont ensuite déposées par pulvérisation RF. La pulvérisation est décomposée en séquences d'un quart d'heure chacune suivies d'un période de repos de 4 minutes afin de prévenir les effets néfastes d'une augmentation de température tels que des contraintes internes. La résine ainsi que les matériaux

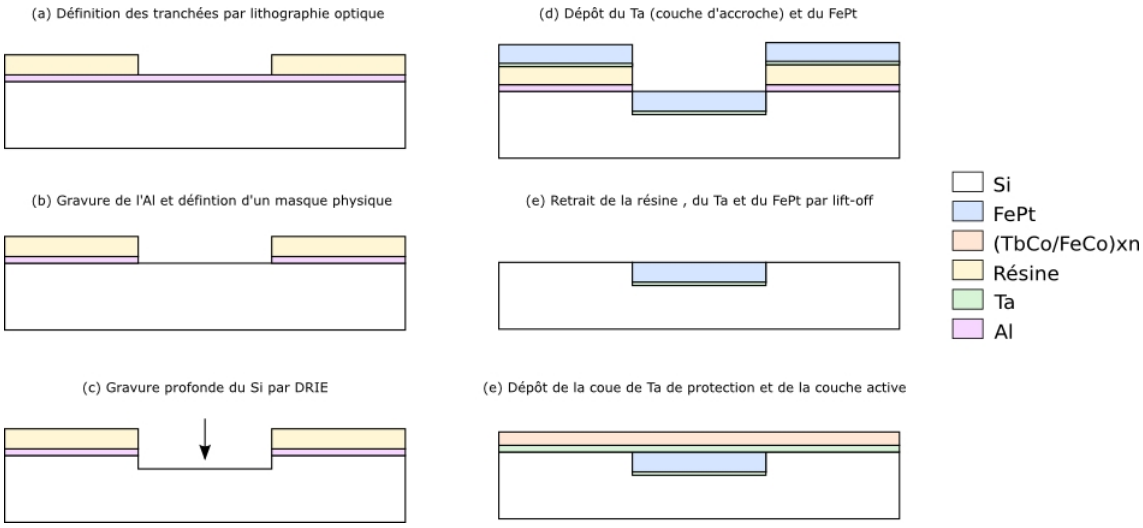


Figure 4.34 – Résumé des étapes technologiques de fabrication d'une couche magnétostrictive polarisée magnétiquement.

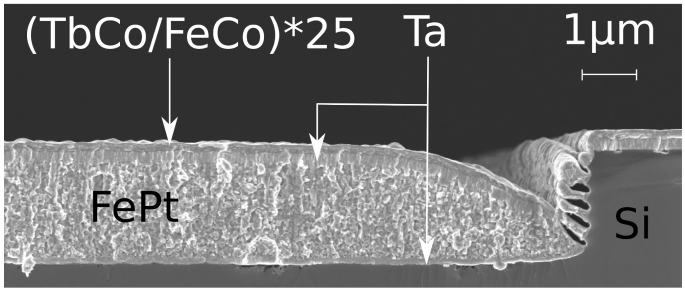


Figure 4.35 – Vue au microscope électronique à balayage de la microstructure réalisée (coupe transverse au substrat).

excédentaires sont décollés du substrat par lift-off. Une couche de séparation en tantale d'épaisseur 100nm (également utilisée pour éviter une oxydation de la couche de FePt pendant le recuit) est par la suite déposée sur l'ensemble de la structure avant un recuit d'un demie-heure à 750°C sous vide secondaire (1.10^{-6}mbar) afin d'obtenir la phase $L1_0$ du FePt.

La couche active nanostructurée composée de 25 bicouches de TbCo (5nm) et FeCo (5nm) (250nm d'épaisseur au total) est ensuite obtenue par pulvérisation RF sous champ magnétique.

Un résultat typique de ce procédé est présenté figure 4.35. Celle-ci montre l'empilement vertical de couches Si/Ta/FePt/Ta/n*(TbCo/FeCo) ainsi que l'interface entre deux éléments de la microstructure horizontale. L'état de cette interface résulte de la gravure DRIE ainsi que des effets de masquage par la résine lors du lift-off. La figure 4.36 présente quant à elle un agrandissement de la structure verticale mettant en évidence la structure de grain du FePt.

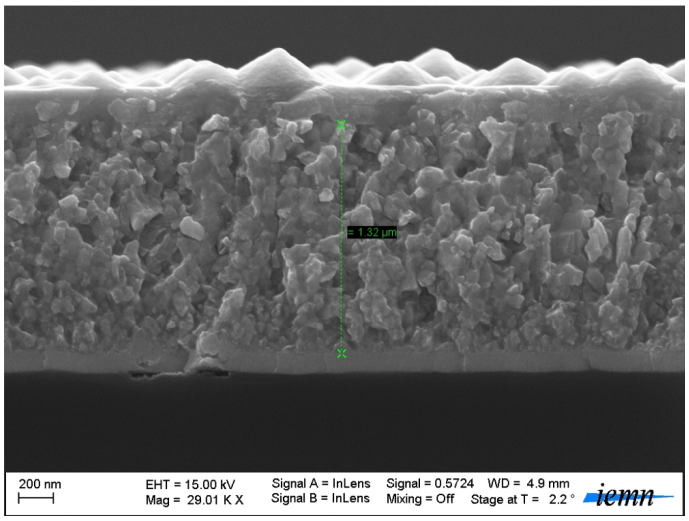


Figure 4.36 – Vue par MEB de la structure de grain du FePt.

Caractérisations magnétiques:

VSM: Les échantillons obtenus ont tout d'abord été caractérisés à l'aide d'un équipement VSM. Rappelons que le VSM ne permet d'obtenir que la résultante globale de l'aimantation de l'échantillon. La courbe obtenue est ainsi la somme des contributions des éléments de FePt, et des parties 1 et 2 de la couche active qui présentent des polarisation opposées. La figure 4.37 illustre les courbes obtenues dans le cas idéal, pour différentes valeurs du champ de polarisation. Lorsque le champ de polarisation est inférieur au champ d'anisotropie, la courbe d'hystérésis suivant l'axe de difficile aimantation fait apparaître deux ruptures de pente dûes à la superposition des contributions des parties 1 et 2 (figure 4.37(a)). Lorsque $H > H_a$ les deux contributions sont clairement séparées avec l'apparition d'un palier (figure 4.37(c)). Dans le cas intermédiaire, i.e. $H = H_a$, la courbe d'hystérésis présente une pente double par rapport au cas où l'échantillon n'est pas polarisé (figure 4.37(b)). La figure 4.38 fait quant elle correspondre, dans le cas $H > H_a$, la courbe obtenue au VSM et la configuration magnétique de la couche active. La figure 4.39 présente la caractérisation VSM d'un échantillon présentant les caractéristiques géométriques suivantes: $L = 50\mu m$, $L_{FePt} = 25\mu m$, épaisseur de FePt $e_{FePt} = 2\mu m$, épaisseur du gap $e_{gap} = 100nm$, épaisseur de la couche active $e = 250nm$. La composante supposée linéaire du FePt a été soustraite au préalable. Comme le montre la figure, la courbe d'hystérésis globale $M(H_{ext})$ présente deux contributions distinctes décalées (par rapport à la référence non polarisée), chacune correspondant à la moitié des stries magnétiques de la couche active. Le décalage de chacune est symétrique et le champ de polarisation obtenu est proche de 500Oe.

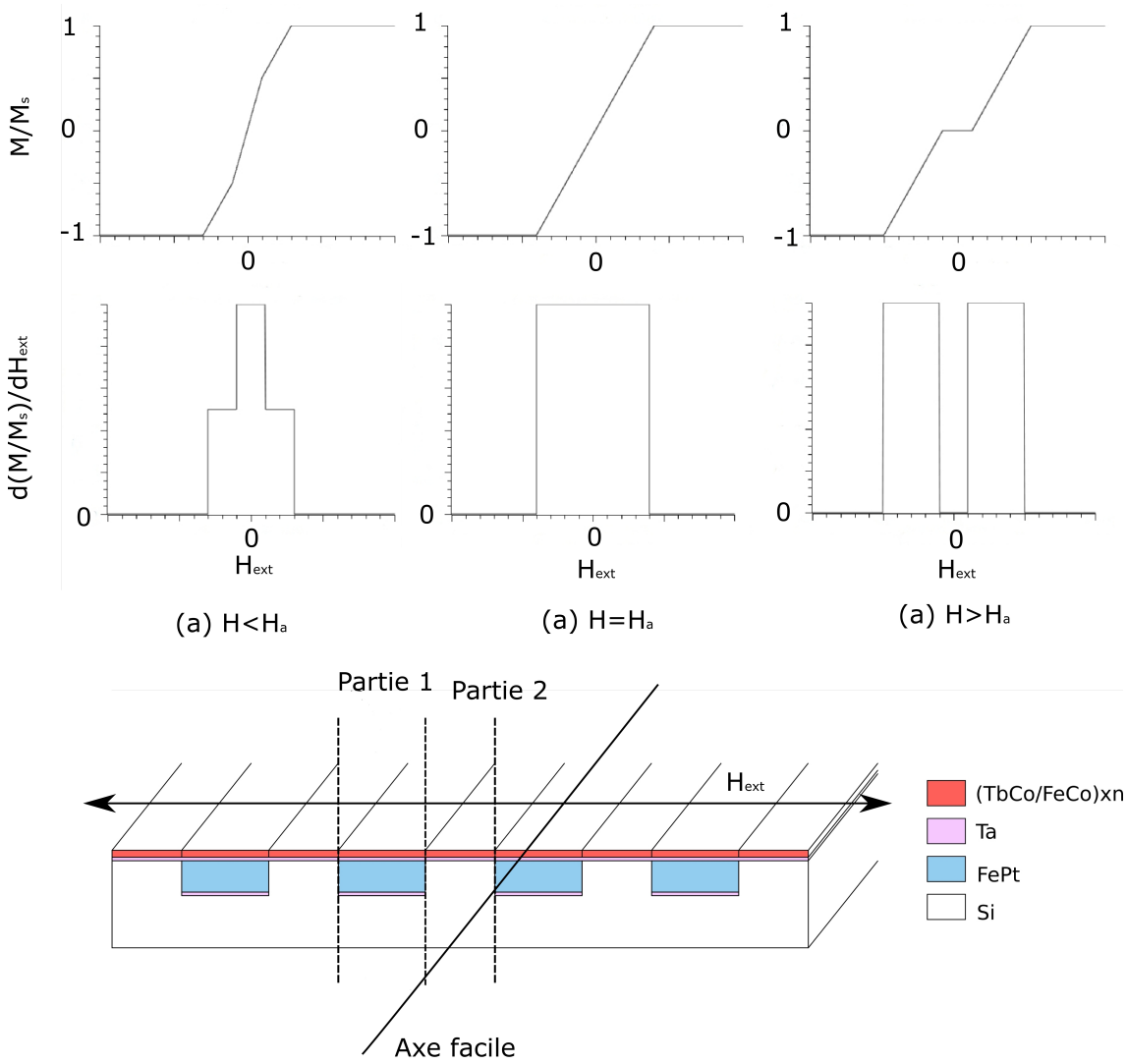


Figure 4.37 – Illustration schématique des mesures VSM $M(H_{ext})/M_s$ et $d(M(H_{ext})/M_s)/dH_{ext}$ pour différentes valeurs du champ de polarisation induit H. Le schéma présenté met en évidence la contribution opposée des parties 1 et 2 présentées sur les figures 4.26 et 4.27.

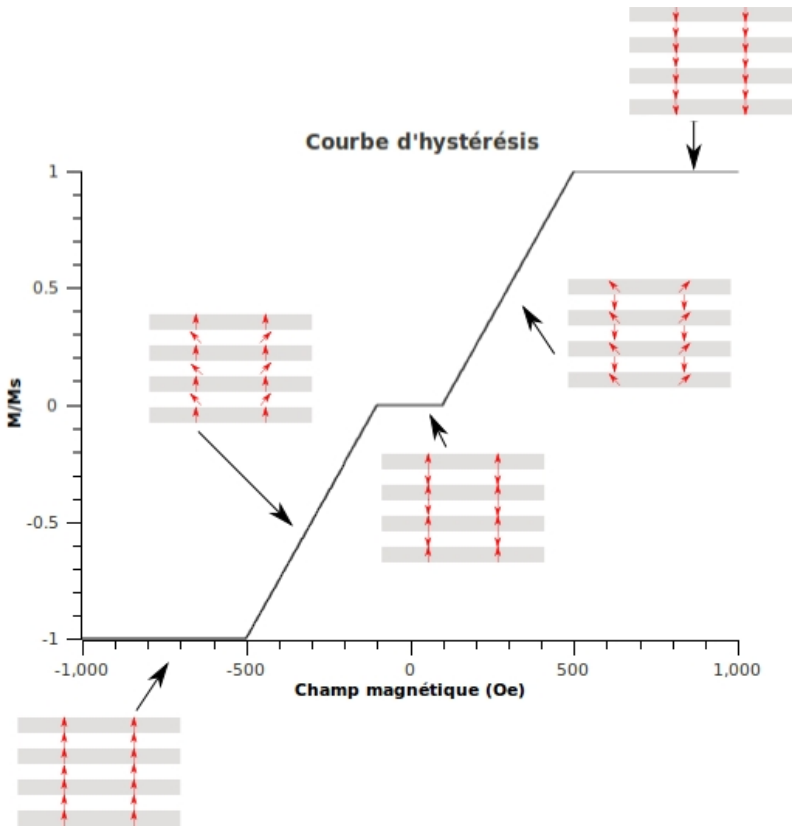


Figure 4.38 – Illustration de la configuration magnétique de la couche active en fonction du champ magnétique externe appliqué.

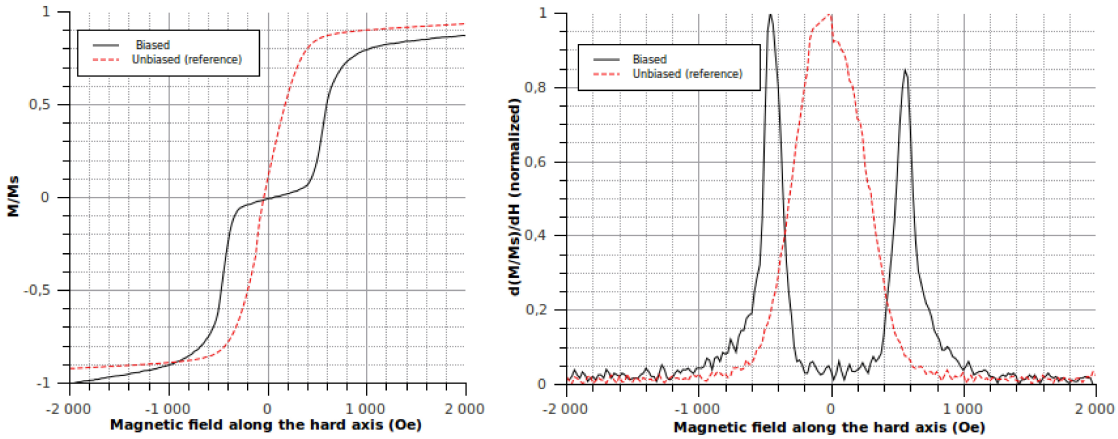


Figure 4.39 – Mesure VSM d'un échantillon polarisé. Les courbes rouges correspondent à un échantillon non-polarisé, les courbes noires à un échantillon polarisé. La présence de deux pics distincts sur les courbes dérivées indique que la polarisation est supérieure au champ d'anisotropie.

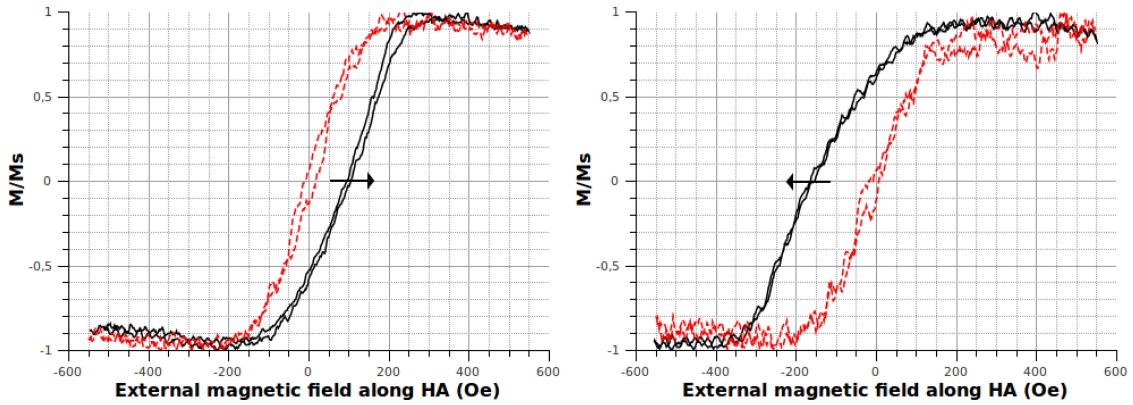
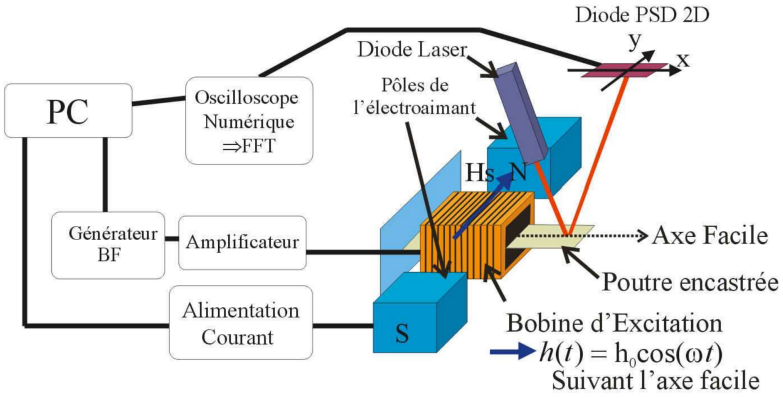


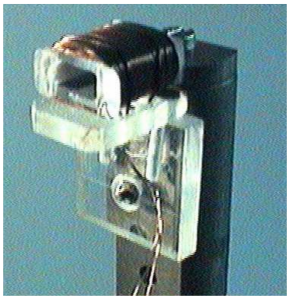
Figure 4.40 – Mesure LMOKE d'un échantillon polarisé. Deux parties adjacentes présentent un décalage opposé.

LMOKE: Des mesures magnéto-optiques de type LMOKE ont par la suite été réalisées afin d'étudier la microstructure magnétique de la surface de la couche active et valider les interprétations des mesures VSM. Compte tenu des limitations du montage expérimental décrit dans le paragraphe 2.3.3.2, les mesures n'ont pu être effectuées sur l'ensemble des échantillons. La taille du faisceau laser utilisé (de l'ordre de 50µm) ne permet en effet pas d'obtenir une résolution latérale suffisante et donc de distinguer deux stries adjacentes. Néanmoins, les résultats obtenus pour $L =$ 100µm et $L_{FePt} =$ 50µm ont confirmé nos interprétations. Les courbes d'hystérésis relevées pour chaque partie de la structure magnétique peuvent être observées sur la figure 4.40. Comme prévu, lorsque le FePt est aimanté, deux stries adjacentes présentent des décalages opposés suivant l'axe difficile d'aimantation. Les décalages sont ici respectivement de 100 et 200Oe

Caractérisations magnétoélastiques: La réponse magnétoélastique des couches magnétostrictives auto-polarisées peut être déterminée par une méthode proche de la méthode de la poutre encastrée fléchissante utilisée pour la détermination de la magnétostriction à saturation [131]. On utilise pour cela un substrat de silicium de faible épaisseur (150µm) sur lequel est réalisée la microstructure de FePt avant d'être recouverte d'un film actif magnétostrictif nanostructuré. Celui-ci est ensuite clivé afin d'obtenir une poutre de dimensions latérales centimétriques. Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 4.41. La poutre est fixée sur un support à l'aide de cire et insérée dans le noyau d'un solénoïde chargé de fournir un champ magnétique dynamique de faible amplitude (jusqu'à quelques centaines d'oersteds) suivant l'axe de facile aimantation de la poutre. Les dimensions de la poutre sont telles que l'extrémité de celle-ci se trouve à l'extérieur de la bobine. L'ensemble



(a) Schéma du montage.



(b) Support et bobines d'excitation

Figure 4.41 – Caractérisations magnéto-élastiques: montage expérimental [84].

est placé dans l'entrefer d'un électro-aimant capable de fournir un champ statique intense (jusqu'à plusieurs milliers d'oersteds) mesuré par un capteur de champ à proximité de la poutre. Un faisceau laser est réfléchi par l'extrémité visible de la poutre vers un capteur optique de position (PSD, *Position Sensing Diode*) capable de mesurer le déplacement du faisceau. Un déplacement suivant l'axe horizontal correspond à la composante de flexion de la poutre et un déplacement suivant l'axe vertical correspond à la composante de flexion. Il est alors possible d'étudier la réponse mécanique de la poutre en fonction de la polarisation magnétique.

La poutre étudiée (2cm × 0.5cm × 150µm) présente à sa surface une structure de polarisation présentant les caractéristiques suivantes: $L = 50\mu m$, $L_{FePt} = 25\mu m$, $e_{FePt} = 2\mu m$ et $e_{Ta} = 100nm$. Celle-ci est recouverte d'une nanostructure magnétostrictive de 250nm d'épaisseur. La fréquence de résonance f_r du premier mode de flexion est donnée par la formule suivante:

$$f_r^n \approx \frac{h_s}{2\pi\sqrt{12}L^2}\sqrt{\frac{E_s}{\rho_s}}\alpha_n$$

avec h_s, E_s, et ρ_s respectivement, l'épaisseur, le module d'Young et la masse volumique du substrat, L la longueur de la poutre et α_n un coefficient correspondant au mode n. Pour le silicium, $E_s = 196GPa$ et $\rho_s = 2329kg/m^3$. Dans le cadre de l'expérience, on trouve ainsi pour le second mode de flexion $f_r^2 \approx 3484Hz$. La figure 4.42 présente la réponse mécanique à 3124Hz de la poutre à une excitation dynamique sous-harmonique ($f_r/2$) en fonction du champ magnétique statique. La différence entre la fréquence de résonance mesurée et la fréquence théorique (10%) peut s'expliquer par la géométrie imparfaite de la poutre.

Les pics observés correspondent à une augmentation de l'amplitude de vibration.

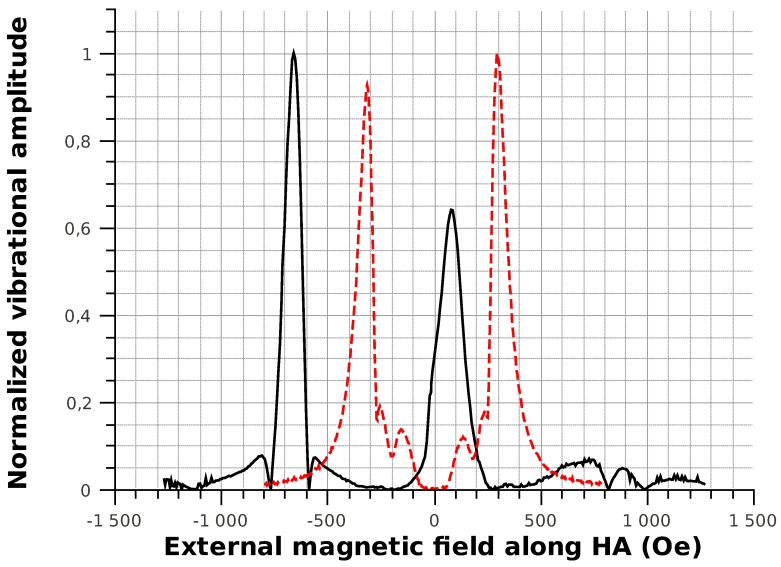


Figure 4.42 – Réponse mécanique d'un bimorphe magnétostrictif en fonction du champ magnétique statique (En noir: polarisé, en rouge: non-polarisé)

En l'absence de polarisation (courbe rouge) la courbe présente deux maxima, correspondant à $H = H_a$ et $H = -H_a$. Pour ces valeurs (points de TRS), la non-linéarité du système permet d'exciter la poutre à f_r, en réponse à un signal à $f_r/2$. Lorsque la poutre possède une structure de polarisation (courbe noire), on observe un décalage des pics correspondant au champ de polarisation induit, ici de 250Oe. Cette valeur, proche du champ d'anisotropie de la couche active ($H_a \approx 300$Oe) permet ainsi d'obtenir une réponse non-linéaire notable à champ magnétique externe nul.

Réglage du champ de polarisation: Comme nous avons pu le voir, le profil du champ de polarisation dans la couche active est dépendant des paramètres géométriques et magnétiques de la structure. Compte tenu des aléas technologiques (épaisseurs, caractéristiques des matériaux, ...) il est difficile d'obtenir une polarisation correspondant rigoureusement à une valeur désirée. En sur-dimensionnant la structure ($H_{polarisation} > H_a$), on peut envisager deux approches permettant d'obtenir le champ de polarisation voulu. La première consiste à augmenter l'épaisseur de la couche active. Dans ce cas, le flux magnétique fourni par les éléments de FePt est dilué dans un volume de matériau actif plus important et la densité de flux est réduite.

Cependant, cette approche est difficile à mettre en œuvre pour plusieurs raisons:

- Si les mesures magnétiques ne sont pas effectuées in situ, le dépôt d'une couche supplémentaire représente une perte de temps importante et ajoute des incertitudes sur les caractéristiques finales de la couche. En effet, l'oxydation de surface des échantillons, leur positionnement dans le bâti ou encore l'état du

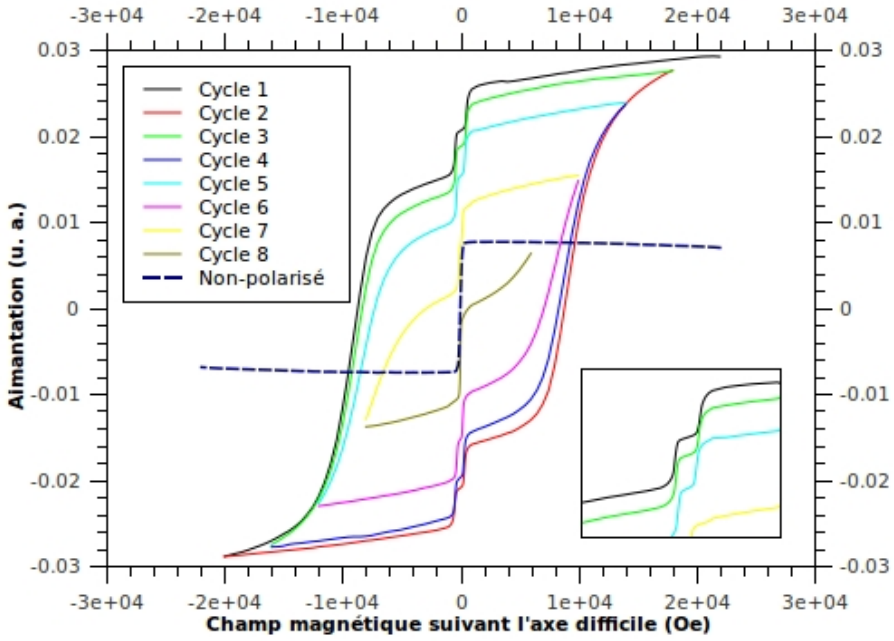


Figure 4.43 – Cycles mineurs d'aimantation d'un échantillon polarisé. Au fur et à mesure des cycles de désaimantation, le décalage observé à champ faible diminue. Un agrandissement est proposé en insert.

vide lors du second dépôt sont susceptibles d'influencer la valeur et la direction du champ d'anisotropie des bicouches supplémentaires, rendant ainsi l'ensemble actif hétérogène.

- Le dimensionnement du système complet pour une application donnée impose de fixer le volume magnétostrictif. Cette méthode d'ajustement ne permet pas de conserver cette donnée.

Une autre solution consiste à utiliser les cycles mineurs d'aimantation du FePt afin de réduire l'aimantation rémanente de celui-ci (le flux disponible)[5]. Comme illustré sur la figure 4.43, la succession de cycles mineurs d'hystérésis sur le FePt permet de réduire progressivement l'aimantation. Comme ont pu le montrer les simulations numériques, ceci se traduit par une diminution du flux et du champ magnétique dans la couche active.

Afin de vérifier les résultats numériques, l'aimantation globale (FePt+multicouche) d'un échantillon polarisé a été mesurée lors d'un succession de cycles mineurs dans un équipement VSM. Nous pouvons constater ici deux phénomènes simultanés. Les cycles mineurs d'aimantation provoquent tout d'abord la diminution de l'aimantation à saturation de la composante due au FePt. La composante due à la couche

5. Nous remercions Dominique Givord, pour de fructueuses discussions à ce sujet.

active, visible sur la figure 4.43 en insert, montre quant à elle que les cycles mineurs provoquent également la diminution de la polarisation produite dans chaque sous-partie (partie 1 et 2 décrites sur la figure 4.26). Il est ainsi possible de régler la valeur de la polarisation dans la couche active à l'aide des cycles mineurs de l'aimant permanent

4.4 Conclusion

Nous avons pu voir dans ce chapitre que les problématiques technologiques liées à la réalisation d'un démonstrateur complet à l'échelle nanométrique sont nombreuses et nécessiteront à ce titre une étude plus complète.

L'intégration d'une structure de lecture électrique de type CPP-GMR ou MTJ constitue un point critique du développement d'un démonstrateur. L'utilisation d'un champ magnétique externe apporte à cet égard une difficulté de conception dans la mesure où ce dernier influence le comportement de la couche magnétique de référence dans ces structures. Plusieurs solutions ont néanmoins pu être proposées. Parmi celles-ci, la solution mettant en œuvre une couche de référence à deux états similaire à la couche mémoire mais ne satisfaisant pas la condition de commutation $H > H_{a,eq}/\sqrt{2}$ permet de simplifier la structure en limitant le nombre de matériaux différents utilisés.

La réalisation technologique de la structure étudiée dans les chapitres 2 et 3 a pu être envisagée grâce à la technique de lift-off et à l'usinage ionique. L'usinage ionique a permis d'obtenir de meilleurs résultats et est de surcroît déjà utilisé pour la réalisation d'élément spintroniques tels que les vannes de spin et les jonctions tunnel magnétiques. Cette approche semble ainsi plus pertinente pour la réalisation des ellipses magnétostrictives. Les caractérisations par MFM ont également permis de vérifier que la configuration mono-domaine recherchée peut être obtenue par ces procédés.

La question de l'intégration de la polarisation magnétique peut pour sa part être envisagée de différentes manières. Nous avons choisi de développer une solution utilisant une couche mince d'aimant permanent. Celle-ci permet en effet potentiellement de polariser de façon intégrée un ensemble d'éléments. Elle répond également à d'autres problématiques envisagées au sein de l'IEMN/LEMAC concernant les instabilités magnétiques induites dans les microsystèmes. Les simulations numériques par éléments finis ont permis la conception d'une solution adaptée aux couches minces magnétostrictives. La réalisation technologique et les caractérisations ont par la suite validé cette approche en montrant la possibilité d'obtenir dans une couche magnétostrictive nanostructurée de 250nm une polarisation réglable jusqu'à 20kA/m

(250Oe).

Ces différents points vont permettre d'envisager une intégration technologique complète de l'élément magnétoélectrique proposé.

Conclusion générale

Conclusions Nous avons pu voir au cours de ce mémoire qu'il est possible de proposer et réaliser un élément magnétoélectrique bistable et commandable capable de répondre aux besoins du traitement et du stockage primaire et secondaire de données, en adéquation avec le cahier des charges énoncé à la fin du chapitre 1.

Le second chapitre a montré, grâce à l'analyse énergétique du système magnétique, que la combinaison d'une anisotropie uni-axiale et d'une polarisation magnétique par un champ externe perpendiculaire permet de définir deux positions d'équilibre pour l'aimantation et que ces deux positions peuvent être atteintes de manière univoque par l'application de contraintes tensiles ou compressives. Cette étude nous a également permis de définir les conditions de commutation du système, sous la forme d'un champ de polarisation et d'une valeur absolue de contrainte minimaux.

Ces considérations ont été mises en œuvre à travers la réalisation d'un démonstrateur macroscopique comprenant une couche magnétostrictive composée d'empilements nanométriques déposée à la surface d'un élément piézoélectrique commercial. Les caractérisations magnétiques, qu'elles soient globales ou locales, ont confirmé le comportement attendu du système, notamment en fonction du champ de polarisation appliqué. Des mesures optiques ont, pour finir, montré que le système peut être commandé par des impulsions de faible durée (1ms). Les limitations de ce démonstrateur macroscopique expérimental ne nous ont cependant pas permis d'obtenir une valeur acceptable vis à vis des applications visées, les solutions nécessitant une descente en échelle.

Le troisième chapitre, qui prolonge l'étude menée dans le second chapitre, nous a permis d'étudier les problématiques liées à la transposition du modèle macroscopique à l'échelle nanométrique. De premières simulations micro-magnétiques ont tout d'abord validé le bon fonctionnement du système, i.e. la présence de deux positions stables de l'aimantation et la commande de ces positions par l'application de contraintes tensiles et compressives, dans le cadre d'un cylindre ellipsoïdal nanométrique de configuration magnétique mono-domaine. Compte tenu de cette géométrie admissible, nous avons alors pu évaluer la stabilité thermique du système en mettant en évidence la barrière énergétique entre les deux états stables de l'aimantation. Cette étude a permis de montrer qu'il est possible d'atteindre une énergie de barrière de $60k_BT$, permettant un stockage à long terme de l'ordre de 10 ans sur une large gamme de température ($[-60°\mathrm{C}; +125°\mathrm{C}]$). La possibilté d'obtenir des contraintes de

commande suffisantes à l'aide d'une matrice piézoélectrique de type PZT a également pu être vérifiée. Une tension de commande de 70mV s'avère suffisante pour permettre la commutation du système.

L'étude dynamique du système dans l'approximation du macrospin nous a par la suite permis d'étudier la réponse du système à un échelon de contraintes et d'évaluer le temps de réponse. Les résultats des simulations numériques montrent ainsi qu'il est possible d'obtenir sous ces hypothèses un temps de réponse inférieur à la nanoseconde. Cette étude résolue en temps permet également de déterminer l'énergie dissipée par la précession de l'aimantation lors des changements d'état. Ajoutée à l'énergie dissipée lors de la charge et de la décharge du condensateur, elle permet de déterminer la consommation énergétique globale du système. Nous avons ainsi pu exhiber une énergie consommée égale à $1620 k_B T$/bit pour une tension de commande de 70mV et ainsi montrer que le système proposé présente une consommation énergétique en écriture trois ordres de grandeurs inférieure à la STT-RAM.

Le chapitre 4 a enfin permis d'envisager les problématiques liées au développement technologique d'un élément mémoire complet. Les premiers essais de réalisation d'éléments nanométriques ont montré qu'à l'image des technologies existantes pour les mémoires MRAM, l'usinage ionique d'une couche pleine de matériau s'avère une solution pertinente en vue de la réalisation de jonctions tunnel ou d'éléments CPP-GMR. Compte tenu de l'influence du champ externe de polarisation sur l'ensemble de la structure, diverses stratégies de lecture ont été proposées. L'utilisation de deux couches magnétostrictives dont l'une ne commute pas a été retenue, compte tenu de sa simplicité technologique. Pour finir, nous avons étudié la possibilité d'intégrer la polarisation magnétique à l'aide d'une couche mince d'aimant permanent. Ces recherches répondent également aux besoins des capteurs et actionneurs magnétostrictifs développés au sein de l'IEMN/LEMAC. La solution retenue, basée sur une couche de FePt a été réalisée technologiquement et caractérisée. Il nous a ainsi été possible de montrer qu'un champ réglable de polarisation de 20kA/m peut être obtenu dans une couche magnétostrictive de 250nm à l'aide d'une couche de 2µm de FePt, permettant ainsi d'envisager l'utilisation de cette solution pour la polarisation des éléments nanométriques, après un redimensionnement du système.

Perspectives À court terme, les perspectives du travail de thèse résident en priorité dans la réalisation d'un démonstrateur nanométrique. Une première étape consiste en l'observation au MFM de l'influence d'une contrainte globale sur un ensemble d'éléments mémoire et du contrôle de la bistabilité sous champ magnétique par celle-ci. En parallèle, la lecture de l'information à l'aide d'une jonction tunnel magnétique ou d'un élément GMR suivant l'une des stratégies de lecture évoquées ci-dessus doit être réalisée et étudiée. Cette étude devrait être poursuivie par la

réalisation d'éléments mémoire commandés individuellement par un élément piézoélectrique intégré. Les aspects théoriques doivent également être développés. La description complète du système magnétoélastique couplé, déjà initiée, revêt à cet égard une grande importance pour la compréhension de l'ensemble des phénomènes physiques mis en jeu.

À plus long terme, de nombreux développements sont à prévoir. L'élément décrit dans ce mémoire constitue en effet une brique technologique élémentaire pouvant s'inscrire dans de nombreuses applications. Nous avons choisi de développer en priorité l'application au stockage de données, à travers la condition de non-volatilité. Il est cependant tout à fait envisageable de considérer son utilisation en tant que composant spintronique commandable électriquement pour les applications logiques. Pour ces dernières, la condition de non-volatilité n'est plus une condition nécessaire. Nous pouvons ainsi envisager l'optimisation du temps de réponse du système, de sa taille et de sa consommation énergétique pour des barrières énergétiques plus faibles. D'une manière générale, ces travaux peuvent s'inscrire dans l'ensemble des applications nécessitant un comportement bistable et contrôlable de l'aimantation. L'étude de l'intégration de celui-ci dans les systèmes en question revêt ainsi une importance déterminante dans la valorisation du dispositif.

Au delà des applications logiques binaires, le système proposé peut également être envisagé en tant qu'élément analogique. Sous certaines conditions de polarisation, il est en effet possible d'obtenir une variation continue de l'aimantation en fonction de la contrainte appliquée. La magnétorésistance peut ainsi refléter l'état de charge du condensateur formé par l'élément piézoélectrique ainsi que l'histoire de cette charge. Ces considérations ouvrent la voie au développement de composants novateurs de type memristif et au développement de systèmes de traitement de données neuromorphiques, comme évoqué dans le chapitre 1.

Les concepts présentés dans ce mémoire sont ainsi susceptibles de s'intégrer dans de nombreuses applications qui constituent autant de sujets d'étude à développer.

Le système proposé offre en conclusion une solution magnétoélectrique composite innovante au stockage et traitement de l'information, basée sur l'utilisation de nanostructures magnétostrictives et permettant d'envisager le développement de systèmes ultra-basse consommation.

Table des figures

1.1 Schéma de principe d'un inverseur CMOS. 22
1.2 Loi de Moore 23
1.3 Influence des résistances et capacités parasites sur les cellules CMOS 24
1.4 Automate cellulaire quantique magnétique. 27
1.5 Classement des composants électroniques élémentaires. 28
1.6 Panorama des systèmes de stockage de données. 29
1.7 Loi de Kryder 31
1.8 Loi de Koomey 32
1.9 Schéma de principe des mémoires de type DRAM et SRAM. 33
1.10 Schéma de principe d'un disque dur. 34
1.11 Schéma de principe de la lecture d'un disque optique. 35
1.12 Schéma de principe d'une cellule mémoire flash. 36
1.13 Classification des technologies des éléments mémoire en 2010 selon l'ITRS. 38
1.14 Schéma de principe d'une cellule mémoire MRAM. 39
1.15 Schéma de principe d'une cellule mémoire FRAM. 40
1.16 Schéma de principe d'une cellule mémoire PCRAM. 40
1.17 Travaux de Yang et al. 41
1.18 Schéma de principe d'une mémoire racetrack. 42
1.19 Schéma de principe de la STT-RAM et comparaison à une cellule MRAM. 43
1.20 Tableau comparatif des systèmes de stockage de données. 43
1.21 Classification des oxydes isolants. 46
1.22 Classification des magnétoélectriques composites. 48
1.23 Travaux de Chung et al.. 49
1.24 Travaux de Gajek et al. 51
1.25 Travaux de Chen et al.. 51
1.26 Proposition de structure de type MERAM. 52
1.27 Travaux de Novosad et al.: schéma de principe. 53
1.28 Travaux de Roy et al.. 54
1.29 Travaux de Li et al. 55
1.30 Travaux de Wu et al.. 56
1.31 Travaux de Brandlmaier et al.. 57

1.32 Travaux d'Overby et al.. 58
1.33 Travaux de Hu et al.. 58
1.34 Travaux de Hu et al.: cas cristallin, $K_1 > 0$. 59
1.35 Travaux de Hu et al.: cas cristallin, $K_1 < 0$. 60

2.1 Illustration du changement d'état. 66
2.2 Configuration magnétique et géométrique du système. 67
2.3 Profils d'énergie de l'élément mémoire. 70
2.4 Illustration des positions d'équilibre du système magnétoélastique. . 71
2.5 Évolution de la position d'équilibre de l'aimantation en fonction du champ de polarisation. 73
2.6 Évolution quasi-statique des profils d'énergie libre et des positions d'équilibre de l'aimantation. 74
2.7 Angle de l'aimantation lors d'un cycle de contraintes. 75
2.8 Élément mémoire macroscopique. 77
2.9 Sensibilité comparée de la magnétostriction de différents composés. . 78
2.10 Schéma d'un bâti de dépôt RF à couplage capacitif. 79
2.11 Bâti de pulvérisation Leybold Z550. 80
2.12 Schéma de principe du magnétomètre à échantillon vibrant 81
2.13 Magnétomètre à échantillon vibrant utilisé. 82
2.14 Schéma de principe des mesures LMOKE. 83
2.15 Schéma de principe de l'actionneur piézoélectrique. 84
2.16 Vue au microscope optique de la structure interne du stack piézoélectrique. 84
2.17 Allongement relatif de l'élément piézoélectrique en fonction de la tension appliquée. 85
2.18 Courbes d'hystérésis de la couche magnétostrictive. 86
2.19 Configuration géométrique de l'échantillon dans le VSM. 87
2.20 Schéma du montage expérimental utilisé pour les mesures. 88
2.21 Commutation magnétique de l'élément mémoire, observée par VSM. 88
2.22 Univocité de la commutation. 89
2.23 Constance des états d'équilibre de l'aimantation au cours du temps. 90
2.24 Observation de la commutation en fonction du champ statique de polarisation. 90
2.25 Illustration des différentes configurations magnétiques en fonction du champ de polarisation statique. 91
2.26 Bistabilité en fonction de la température. 93
2.27 Influence de la température sur les caractéristiques magnétiques du système. 94

2.28 Dépendance en température de la magnétostriction. 95
2.29 Illustration du procédé de polissage de la surface de l'actionneur piézoélectrique. 96
2.30 Observation de l'évolution de l'aimantation en fonction de la tension appliquée à l'élément piézoélectrique pour des champs de polarisation faibles. 97
2.31 Observation de l'évolution de l'aimantation en fonction de la tension appliquée à l'élément piézoélectrique pour des champs de polarisation élevés. 97
2.32 Observation de la commutation par effet Kerr. 98

3.1 Configuration magnétique et géométrique du système. 102
3.2 Schéma de principe de l'élément mémoire. 104
3.3 Configurations inadaptées et solution retenue. 104
3.4 Géométrie utilisée pour les simulations piézoélectriques. 105
3.5 Simulation des déformations de l'élément magnétostrictif dans une matrice PZT. 107
3.6 Simulation de la norme du champ électrique appliqué à la structure. 108
3.7 Simulation des déformations de l'élément magnétostrictif dans une matrice ZnO. 109
3.8 Maillage du modèle des simulations par éléments finis. 111
3.9 Simulations des états d'équilibre à l'aide du logiciel Magpar. 112
3.10 Illustration énergétique du superparamagnétisme. 113
3.11 Variation de la barrière d'énergie en fonction du champ de polarisation. 115
3.12 Probabilité d'erreur sur 10 ans en fonction de l'énergie de barrière. . 116
3.13 Probabilité d'erreur en fonction de a et $H_{a,eq}$. 117
3.14 Simulation micro-magnétique d'un particule mono-domaine à l'aide du logiciel Magpar. 119
3.15 Valeur des coefficients de champ démagnétisant en fonction de $\tau = h/(2a)$ pour un cylindre elliptique et pour différentes excentricités. . 121
3.16 Comparaison entre les simulations des composantes de l'aimantation moyenne. 127
3.17 Évolution de la trajectoire de l'aimantation pour trois valeurs de contraintes (20, 100 et 120MPa) pour le passage de l'état 1 à l'état 0* 129
3.18 Changement d'état de la composante $m_{x'}$ de l'aimantation en fonction de la contrainte appliquée lors d'un passage de 1 à 0*. 130
3.19 Évolution de la trajectoire de l'aimantation en fonction de la contrainte pour le passage de l'état 0 à l'état 1*. 131

3.20 Changement d'état de la composante $m_{x'}$ de l'aimantation en fonction de la contrainte appliquée lors d'un passage de 0 à 1*. 132
3.21 Définition du temps de réponse à 1% du système. 133
3.22 Temps de réponse de l'élément mémoire en fonction de la contrainte appliquée. 134
3.23 Illustration de la discontinuité du temps de réponse. 135
3.24 Évolution de l'aimantation lors d'un cycle de changement d'état pour les trois composantes. 136
3.25 Influence du champ de polarisation. 137
3.26 Définition de l'angle θ. 138
3.27 Influence du décalage angulaire du champ de polarisation. 138
3.28 Influence des décalages angulaires sur le profil d'énergie magnétique. 139
3.29 Énergie électrique dissipée en fonction de la contrainte appliquée. . . 141
3.30 Stratégies de charge d'un condensateur. 142
3.31 Énergie magnétique dissipée au cours d'un cycle. 144
3.32 Énergie magnétique dissipée en fonction de la contrainte appliquée. . 145
3.33 Énergie magnétique dissipée en fonction du temps de réponse. 146
3.34 Énergies dissipées en fonction de la contrainte appliquée. 147
3.35 Simulation 149
3.36 Effets collectifs des matrices d'éléments magnétiques nanométriques. 150

4.1 Magnéto-résistance de trois multicouches Fe/Cr à $4,2K$ dans les travaux de Baibich et al.. 156
4.2 Schéma de principe d'une vanne de spin. 157
4.3 Vue schématique d'un jonction tunnel magnétique. 158
4.4 Illustration du passage des électrons par effet tunnel en fonction des orientations respectives des aimantations. 158
4.5 Structures générique (CPP-GMR ou MTJ) à l'étude. 159
4.6 Illustration de la problématique de lecture. 160
4.7 Schéma de principe de la stratégie de lecture 1. 161
4.8 Schéma de principe de la stratégie de lecture 2. 161
4.9 Schéma de principe de la stratégie de lecture 3. 162
4.10 Comportement de la structure de lecture dans le cas du passage de 0 à 1* pour la stratégie 4. 163
4.11 Schéma de principe de la stratégie de lecture 4. 164
4.12 Équilibre de l'aimantation pour la couche mémoire et la couche de référence en fonction des contraintes. 164
4.13 Contraste de magnétorésistance. 165

4.14 Courbe d'hystérésis d'une structure de type vanne de spin suivant l'axe de facile aimantation, observée au VSM. 166
4.15 Courbe d'hystérésis d'une structure de type MTJ suivant l'axe de facile aimantation, observée au VSM. 166
4.16 Schéma de principe du procédé de lift-off. 168
4.17 Illustration du résultat de la métallisation par lift-off. 168
4.18 Visualisation des structures réalisées par lift-off au MEB. 169
4.19 Schéma de principe de l'usinage ionique. 170
4.20 Illustration du résultat de gravure par usinage ionique. 171
4.21 Vue au MEB du résultat de la gravure d'une couche magnétostrictive par usinage ionique. 171
4.22 Schéma de principe du microscope de force. 172
4.23 Vue au MFM d'ellipses magnétostrictives. 173
4.24 Poutre magnétostrictive 173
4.25 Profils d'énergie libre et susceptibilité magnétique en fonction du champ statique de polarisation. 174
4.26 Schéma de la structure de polarisation magnétique. 177
4.27 Simulation des lignes de flux magnétique. 177
4.28 Cible composite de FePt. 179
4.29 Composition en Pt du FePt en fonction de la pression d'Ar. 179
4.30 Diagramme de phase binaire du FePt 180
4.31 Four de recuit sous vide utilisé. 180
4.32 Courbe d'hystérésis du FePt 181
4.33 Analyse du FePt avant recuit par sonde atomique tomographique. . . 182
4.34 Résumé des étapes technologiques de fabrication d'une couche magnétostrictive polarisée magnétiquement. 183
4.35 Vue au microscope électronique à balayage de la microstructure réalisée. 183
4.36 Vue par MEB de la structure de grain du FePt. 184
4.37 Illustration schématique des mesures VSM. 185
4.38 Illustration de la configuration magnétique de la couche active en fonction du champ magnétique externe appliqué. 186
4.39 Mesure VSM d'un échantillon polarisé. 186
4.40 Mesure LMOKE d'un échantillon polarisé. 187
4.41 Caractérisations magnéto-élastiques: montage expérimental. 188
4.42 Réponse mécanique d'un bimorphe magnétostrictif en fonction du champ magnétique statique. 189
4.43 Cycles mineurs d'aimantation d'un échantillon polarisé. 190

Bibliographie

[1] Julis Edgard Lilienfeld : Device for controlling electric current, 1933. 22

[2] Oskar Heil : Improvements in or relating to electrical amplifiers and other control arrangements and devices, 1935. 22

[3] J. Bardeen et W. H. Brattain : The transistor, a semi-conductor triode. *Phys. Rev.*, 74(2):230–231, juillet 1948. 22

[4] Dawon Kahng : Electric field controlled semiconductor device, 1963. 22

[5] R.H. Dennard, F.H. Gaensslen, V.L. Rideout, E. Bassous et A.R. LeBlanc : Design of ion-implanted MOSFET's with very small physical dimensions. *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, 9(5):256–268, octobre 1974. 22, 25

[6] Gordon E. Moore : Cramming more components onto integrated circuits. *Electronics*, 38(8):114–117, avril 1965. 22

[7] Scott E. Thompson et Srivatsan Parthasarathy : Moore's law: the future of Si microelectronics. *Materials Today*, 9(6):20–25, juin 2006. 23, 24

[8] V.V. Zhirnov, III Cavin, R.K., J.A. Hutchby et G.I. Bourianoff : Limits to binary logic switch scaling - a Gedanken model. *Proceedings of the IEEE*, 91(11):1934 – 1939, novembre 2003. 24

[9] Y. Taur : CMOS design near the limit of scaling. *IBM Journal of Research and Development*, 46(2.3):213 –222, mars 2002. 25

[10] J.G. Koller et W.C. Athas : Adiabatic switching, low energy computing, and the physics of storing and erasing information. *In Physics and Computation, 1992. PhysComp '92., Workshop on*, pages 267 –270, octobre 1992. 25

[11] A.G. Dickinson et J.S. Denker : Adiabatic dynamic logic. *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, 30(3):311 –315, mars 1995. 25

[12] L.A. Akers et R. Suram : Adiabatic circuits for low power logic. *In Circuits and Systems, 2002. MWSCAS-2002. The 2002 45th Midwest Symposium on*, volume 2, pages 286–289, août 2002. 25

[13] Tommaso Toffoli : Reversible computing. *In* Jaco de Bakker et Jan van Leeuwen, éditeurs : *Automata, Languages and Programming*, volume 85 de *Lecture Notes in Computer Science*, pages 632–644. Springer Berlin / Heidelberg, 1980. 26

[14] Edward Fredkin et Tommaso Toffoli : Conservative logic. *International Journal of Theoretical Physics*, 21:219–253, mai 1982. 26

[15] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit et D. Mauri : Giant magnetoresistive in soft ferromagnetic multilayers. *Phys. Rev. B*, 43(1):1297–1300, janvier 1991. 26, 156, 157

[16] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich et J. Chazelas : Giant magnetoresistance of (001)Fe /(001)Cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 61(21):2472–2475, novembre 1988. 26, 156

[17] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach et W. Zinn : Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B*, 39(7):4828–4830, mars 1989. 26, 156

[18] M. Julliere : Tunneling between ferromagnetic films. *Physics Letters A*, 54(3): 225 – 226, septembre 1975. 26, 157

[19] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnár, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova et D. M. Treger : Spintronics: A spin-based electronics vision for the future. *Science*, 294(5546):1488–1495, novembre 2001. 26

[20] Sayeef Salahuddin et Supriyo Datta : Interacting systems for self-correcting low power switching. 90(9):093503, février 2007. 26

[21] C S Lent, P D Tougaw, W Porod et G H Bernstein : Quantum cellular automata. *Nanotechnology*, 4(1):49–57, décembre 1993. 26

[22] A. Imre, G. Csaba, L. Ji, A. Orlov, G. H. Bernstein et W. Porod : Majority logic gate for magnetic quantum-dot cellular automata. *Science*, 311(5758): 205–208, janvier 2006. 27

[23] R.K. Cavin et V.V. Zhirnov : Silicon nanoelectronics and beyond: Reflections from a semiconductor industry–government workshop. *Journal of Nanoparticle Research*, 6:137–147, décembre 2004. 27

[24] Sung Hyun Jo, Ting Chang, Idongesit Ebong, Bhavitavya B. Bhadviya, Pinaki Mazumder et Wei Lu : Nanoscale memristor device as synapse in neuromorphic systems. *Nano Letters*, 10(4):1297–1301, janvier 2010. 27, 28

[25] L. Chua : Memristor-the missing circuit element. *Circuit Theory, IEEE Transactions on*, 18(5):507–519, septembre 1971. 27

[26] Dmitri B. Strukov, Gregory S. Snider, Duncan R. Stewart et R. Stanley Williams : The missing memristor found. *Nature*, 453(7191):80–83, mai 2008. 27, 28, 41

[27] Xiaobin Wang, Yiran Chen, Haiwen Xi, Hai Li et D. Dimitrov : Spintronic memristor through spin-torque-induced magnetization motion. *Electron Device Letters, IEEE*, 30(3):294–297, mars 2009. 27

[28] Neil D. Mathur : The fourth circuit element. *Nature*, 455(7217):E13–E13, octobre 2008. 27

[29] Richard Feynman : Simulating physics with computers. *International Journal of Theoretical Physics*, 21:467–488, 1982. 28

[30] Jonathan Koomey, Stephen Berard, Marla Sanchez et Henry Wong : Implications of historical trends in the electrical efficiency of computing. *Annals of the History of Computing, IEEE*, 33(3):46–54, mars 2011. 31, 32

[31] M.H. Kryder et Chang Soo Kim : After hard drives - what comes next? *Magnetics, IEEE Transactions on*, 45(10):3406–3413, octobre 2009. 41, 42, 43, 44, 148

[32] M. Kund, G. Beitel, C.-U. Pinnow, T. Rohr, J. Schumann, R. Symanczyk, K.-D. Ufert et G. Muller : Conductive bridging RAM (CBRAM): an emerging non-volatile memory technology scalable to sub 20nm. *In Electron Devices Meeting, 2005. IEDM Technical Digest. IEEE International*, pages 754–757, décembre 2005. 41

[33] J. Joshua Yang, Matthew D. Pickett, Xuema Li, OhlbergDouglas A. A., Duncan R. Stewart et R. Stanley Williams : Memristive switching mechanism for metal/oxide/metal nanodevices. *Nat Nano*, 3(7):429–433, juin 2008. 41

[34] Stuart S. P. Parkin, Masamitsu Hayashi et Luc Thomas : Magnetic domain-wall racetrack memory. *Science*, 320(5873):190–194, avril 2008. 42

[35] J. C. Slonczewski : Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 159(1-2):L1–L7, décembre 1996. 42

[36] L. Berger : Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Phys. Rev. B*, 54(13):9353–9358, octobre 1996. 42

[37] Claude Chappert, Albert Fert et Frederic Nguyen Van Dau : The emergence of spin electronics in data storage. *Nat Mater*, 6(11):813–823, novembre 2007. 44

[38] Jian-Gang Zhu : Magnetoresistive random access memory: The path to competitiveness and scalability. *Proceedings of the IEEE*, 96(11):1786 –1798, novembre 2008. 44

[39] Y. Huai : Spin-transfer torque MRAM (STT-MRAM): Challenges and prospects. *AAPPS Bull.*, 18:33–40, décembre 2008. 44

[40] D.C. Ralph et M.D. Stiles : Spin transfer torques. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320(7):1190–1216, décembre 2008. 44

[41] Manfred Fiebig : Revival of the magnetoelectric effect. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 38(8):R123–R152, avril 2005. 45, 46

[42] Hans Schmid : Some symmetry aspects of ferroics and single phase multiferroics. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 20(43):434201, octobre 2008. 45

[43] Nicola A. Hill : Why are there so few magnetic ferroelectrics? *The Journal of Physical Chemistry B*, 104(29):6694–6709, 2000. 45, 46

[44] Pierre Curie : *Journal de Physique Théorique et Appliquée*, 3:393, 1894. 45

[45] Nicola A. Spaldin et Manfred Fiebig : Materials science: The renaissance of magnetoelectric multiferroics. *Science*, 309(5733):391–392, juillet 2005. 45, 61

[46] A. S. Tatarenko, G. Srinivasan et M. I. Bichurin : Magnetoelectric microwave phase shifter. *Appl. Phys. Lett.*, 88(18):183507, 2006. 45

[47] W. F. Brown, R. M. Hornreich et S. Shtrikman : Upper bound on the magnetoelectric susceptibility. *Phys. Rev.*, 168(2):574–577, avril 1968. 46

[48] H Béa, M Gajek, M Bibes et A Barthélémy : Spintronics with multiferroics. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 20(43):434221, octobre 2008. 46

[49] Pavel Borisov, Andreas Hochstrat, Xi Chen, Wolfgang Kleemann et Christian Binek : Magnetoelectric switching of exchange bias. *Phys. Rev. Lett.*, 94(11):117203, mars 2005. 47, 50

[50] Xi Chen, Andreas Hochstrat, Pavel Borisov et Wolfgang Kleemann : Magnetoelectric exchange bias systems in spintronics. *Applied Physics Letters*, 89(20):202508, novembre 2006. 47, 51

[51] Gustau Catalan et James F. Scott : Physics and applications of bismuth ferrite. *Advanced Materials*, 21(24):2463–2485, 2009. 47

[52] J. Wang, J. B. Neaton, H. Zheng, V. Nagarajan, S. B. Ogale, B. Liu, D. Viehland, V. Vaithyanathan, D. G. Schlom, U. V. Waghmare, N. A. Spaldin, K. M. Rabe, M. Wuttig et R. Ramesh : Epitaxial $BiFeO_3$ multiferroic thin film heterostructures. *Science*, 299(5613):1719–1722, mars 2003. 47

[53] Manuel Bibes et Agnes Barthelemy : Multiferroics: Towards a magnetoelectric memory. *Nat Mater*, 7(6):425–426, juin 2008. 47, 52

[54] Ying-Hao Chu, Lane W. Martin, Mikel B. Holcomb, Martin Gajek, Shu-Jen Han, Qing He, Nina Balke, Chan-Ho Yang, Donkoun Lee, Wei Hu, Qian Zhan, Pei-Ling Yang, Arantxa Fraile-Rodriguez, Andreas Scholl, Shan X. Wang et R. Ramesh : Electric-field control of local ferromagnetism using a magnetoelectric multiferroic. *Nat Mater*, 7(6):478–482, juin 2008. 47, 52

[55] J. Van Den Boomgaard, A. M. J. G. Van Run et J. Van Suchtelen : Magnetoelectricity in piezoelectric-magnetostrictive composites. *Ferroelectrics*, 10(1):295–298, août 1976. 47

[56] Ce-Wen Nan, M. I. Bichurin, Shuxiang Dong, D. Viehland et G. Srinivasan : Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions. *Journal of Applied Physics*, 103(3):031101, février 2008. 47, 48, 61

[57] Ce-Wen Nan : Magnetoelectric effect in composites of piezoelectric and piezomagnetic phases. *Phys. Rev. B*, 50(9):6082–6088, septembre 1994. 48

[58] N. Tiercelin, A. Talbi, V. Preobrazhensky, P. Pernod, V. Mortet, K. Haenen et A. Soltani : Magnetoelectric effect near spin reorientation transition in giant magnetostrictive-aluminum nitride thin film structure. *Applied Physics Letters*, 93(16):162902, octobre 2008. 48, 175

[59] Henry Greve, Eric Woltermann, Hans-Joachim Quenzer, Bernhard Wagner et Eckhard Quandt : Giant magnetoelectric coefficients in $(Fe_{90}Co_{10})_{78}Si_{12}B_{10}$-AlN thin film composites. *Applied Physics Letters*, 96(18): 182501, mai 2010. 48

[60] Junyi Zhai, Shuxiang Dong, Zengping Xing, Jiefang Li et D. Viehland : Giant magnetoelectric effect in Metglas/polyvinylidene-fluoride laminates. *Appl. Phys. Lett.*, 89(8):083507, août 2006. 48

[61] Forrest G. West : Uniaxial anisotropy due to magnetoelastic energy in constrained polycrystalline films. *Journal of Applied Physics*, 35(6):1827–1840, juin 1964. 48, 123

[62] Tien-Kan Chung, Scott Keller et Gregory P. Carman : Electric-field-induced reversible magnetic single-domain evolution in a magnetoelectric thin film. *Applied Physics Letters*, 94(13):132501, mars 2009. 49, 105

[63] J. J. Yang, Y. G. Zhao, H. F. Tian, L. B. Luo, H. Y. Zhang, Y. J. He et H. S. Luo : Electric field manipulation of magnetization at room temperature in multiferroic $CoFe_2O_4/Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})_{0.7}Ti_{0.3}O_3$ heterostructures. *Applied Physics Letters*, 94(21):212504, mai 2009. 49

[64] Todd Brintlinger, Sung-Hwan Lim, Kamal H. Baloch, Paris Alexander, Yi Qi, John Barry, John Melngailis, Lourdes Salamanca-Riba, I. Takeuchi et John Cumings : In situ observation of reversible nanomagnetic switching induced by electric fields. *Nano Letters*, 10(4):1219–1223, mars 2010. 49

[65] Martin Gajek, Manuel Bibes, Stephane Fusil, Karim Bouzehouane, Josep Fontcuberta, Agnes Barthelemy et Albert Fert : Tunnel junctions with multiferroic barriers. *Nat Mater*, 6(4):296–302, avril 2007. 50, 51

[66] Xi He, Yi Wang, Ning Wu, Anthony N. Caruso, Elio Vescovo, Kirill D. Belashchenko, Peter A. Dowben et Christian Binek : Robust isothermal electric control of exchange bias at room temperature. *Nat Mater*, 9(7):579–585, juillet 2010. 52, 92

[67] D. Chiba, Y. Nakatani, F. Matsukura et H. Ohno : Simulation of magnetization switching by electric-field manipulation of magnetic anisotropy. *Applied Physics Letters*, 96(19):192506, mai 2010. 52, 58, 74

[68] D. Chiba, M. Sawicki, Y. Nishitani, Y. Nakatani, F. Matsukura et H. Ohno : Magnetization vector manipulation by electric fields. *Nature*, 455(7212):515–518, septembre 2008. 52

[69] F. Matsukura, H. Ohno, A. Shen et Y. Sugawara : Transport properties and origin of ferromagnetism in (Ga,Mn)As. *Phys. Rev. B*, 57(4):R2037–R2040, janvier 1998. 53

[70] V. Novosad, Y. Otani, A. Ohsawa, S. G. Kim, K. Fukamichi, J. Koike, K. Maruyama, O. Kitakami et Y. Shimada : Novel magnetostrictive memory device. *Journal of Applied Physics*, 87(9):6400–6402, mai 2000. 53

[71] Klaus Schröder : Stress operated random access, high-speed magnetic memory. *Journal of Applied Physics*, 53(3):2759–2761, mars 1982. 53

[72] Mohammad Salehi Fashami, Kuntal Roy, Jayasimha Atulasimha et Supriyo Bandyopadhyay : Magnetization dynamics, bennett clocking and associated energy dissipation in multiferroic logic. *Nanotechnology*, 22(15):155201, mars 2011. 54

[73] Kuntal Roy, Supriyo Bandyopadhyay et Jayasimha Atulasimha : Switching dynamics of a magnetostrictive single-domain nanomagnet subjected to stress. *Phys. Rev. B*, 83(22):224412, juin 2011. 54, 64, 76, 105, 125, 132, 140, 146

[74] J. Atulasimha et S. Bandyopadhyay : Bennett clocking of nanomagnetic logic using multiferroic single-domain nanomagnets. *Applied Physics Letters*, 97(17):173105, octobre 2010. 54

[75] Zheng Li, Jing Wang, Yuanhua Lin et C. W. Nan : A magnetoelectric memory cell with coercivity state as writing data bit. *Applied Physics Letters*, 96(16): 162505, avril 2010. 55

[76] Tao Wu, Alexandre Bur, Ping Zhao, Kotekar P. Mohanchandra, Kin Wong, Kang L. Wang, Christopher S. Lynch et Gregory P. Carman : Giant electric-field-induced reversible and permanent magnetization reorientation on magnetoelectric Ni/(011) $[Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O_3]_{1-x}$–$[PbTiO_3]_x$ heterostructure. *Applied Physics Letters*, 98(1):012504, janvier 2011. 55, 56, 105

[77] Tao Wu, Alexandre Bur, Kin Wong, Ping Zhao, Christopher S. Lynch, Pedram Khalili Amiri, Kang L. Wang et Gregory P. Carman : Electrical control of reversible and permanent magnetization reorientation for magnetoelectric memory devices. *Applied Physics Letters*, 98(26):262504, juin 2011. 55, 56

[78] A. Brandlmaier, S. Geprägs, G. Woltersdorf, R. Gross et S. T. B. Goennenwein : Nonvolatile, reversible electric-field controlled switching of remanent magnetization in multifunctional ferromagnetic/ferroelectric hybrids. *Journal of Applied Physics*, 110(4):043913, août 2011. 56, 57, 92

[79] M. Overby, A. Chernyshov, L. P. Rokhinson, X. Liu et J. K. Furdyna : GaMnAs-based hybrid multiferroic memory device. *Applied Physics Letters*, 92(19):192501, mai 2008. 57, 58

[80] Jia-Mian Hu, Zheng Li, Jing Wang et C. W. Nan : Electric-field control of strain-mediated magnetoelectric random access memory. *Journal of Applied Physics*, 107(9):093912, mai 2010. 58, 59, 60, 76, 104

[81] J. Stöhr, H. C. Siegmann, A. Kashuba et S. J. Gamble : Magnetization switching without charge or spin currents. *Applied Physics Letters*, 94(7):072504, février 2009. 64

[82] Marcel Lahmani, Claire Dupas et Philippe Houdy : *Les nanosciences: nanotechnologies et nanophysique; rev. version*. Collection Echelles. Belin, Paris, 2006. 65, 114, 118, 143

[83] J. Nogués et Ivan K. Schuller : Exchange bias. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 192(2):203 – 232, juillet 1999. 68

[84] Nicolas Tiercelin : *Phénomènes dynamiques non linéaires dans les films minces magnétostrictifs au voisinage de la Transition de Réorientation de Spin. Application aux micro systèmes.* Thèse de doctorat, Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, 2000. 77, 78, 80, 123, 175, 188

[85] E. Quandt : Giant magnetostrictive thin film materials and applications. *Journal of Alloys and Compounds*, 258(1-2):126–132, novembre 1997. International Conference on Giant-Magnetostrictive. 78

[86] Gilles Renou : Dépôt de films nanométriques en pulvérisation cathodique radiofréquence. *Techniques de l'Ingénieur*, 4, 2006. 79

[87] S. H. Lim, S. H. Han, H. J. Kim, S. H. Song et D. Lee : Formation of induced anisotropy in amorphous Sm–Fe based thin films by field sputtering. *Journal of Applied Physics*, 87(9):5801–5803, mai 2000. 80

[88] Simon Foner : Versatile and sensitive vibrating-sample magnetometer. *Review of Scientific Instruments*, 30(7):548–557, juillet 1959. 81

[89] Sug-Bong Choe, Dong-Hyun Kim, Yoon-Chul Cho, Hyuk-Jae Jang, Kwang-Su Ryu, Hae-Seung Lee et Sung-Chul Shin : Magneto-optical microscope magnetometer for simultaneous local probing of magnetic properties. *Review of Scientific Instruments*, 73(8):2910–2916, août 2002. 83

[90] Maxim Lebedev et Jun Akedo : What thickness of the piezoelectric layer with high breakdown voltage is required for the microactuator? *Japanese Journal of Applied Physics*, 41(Part 1, No. 5B):3344–3347, mai 2002. 85, 108

[91] Alfred Ludwig et Eckhard Quandt : Giant magnetostrictive thin films for applications in microelectromechanical systems (invited). 87(9):4691–4695, mai 2000. 94, 95

[92] G. Dewar : Effect of the large magnetostriction of Terfenol-D on microwave transmission. *Journal of Applied Physics*, 81(8):5713–5715, avril 1997. 102

[93] Étienne Du Tremolet de Lacheisserie : *Magnétisme: Fondements, tome I.* EDP Sciences, 1999. 103

[94] Takashi Yamamoto, Tadashi Shiosaki et Akira Kawabata : Characterization of zno piezoelectric films prepared by rf planar-magnetron sputtering. *Journal of Applied Physics*, 51(6):3113–3120, février 1980. 108

[95] H. Kawamura, H. Yamada, M. Takeuchi, Y. Yoshino, T. Makino et S. Arai : Current–voltage characteristics of high-resistive zno thin films deposited by rf magnetron sputtering. *Vacuum*, 74(3-4):567 – 570, 2004. Selected papers revised from the Proceedings of the Seventh International Symposium on Sputtering and Plasma Processes (ISSP 2003). 108

[96] Werner Scholz, Josef Fidler, Thomas Schrefl, Dieter Suess, Rok Dittrich, Hermann Forster et Vassilios Tsiantos : Scalable parallel micromagnetic solvers for magnetic nanostructures. *Computational Materials Science*, 28(2): 366–383, 2003. Proceedings of the Symposium on Software Development for Process and Materials Design. 110

[97] Christophe Geuzaine et Jean-François Remacle : Gmsh: A 3-D finite element mesh generator with built-in pre- and post-processing facilities. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 79(11):1309–1331, mai 2009. 110

[98] W. Rave et A. Hubert : Magnetic ground state of a thin-film element. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 36(6):3886 –3899, novembre 2000. 110

[99] J.L. Dormann : Le phénomène de superparamagnétisme. *Rev. Phys. Appl. (Paris)*, 16(6):275–301, juin 1981. 114

[100] M.B. Wright, D. Humphrey et F.P. McCluskey : Uprating electronic components for use outside their temperature specification limits. *Components, Pa-*

ckaging, and Manufacturing Technology, Part A, IEEE Transactions on, 20(2):252–256, juin 1997. 115

[101] J. Mallinson : On damped gyromagnetic precession. *IEEE Transactions on Magnetics*, 23(4):2003–2004, juillet 1987. 119

[102] T.L. Gilbert : A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 40(6):3443–3449, novembre 2004. 119

[103] M Beleggia, M De Graef, Y T Millev, D A Goode et G Rowlands : Demagnetization factors for elliptic cylinders. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 38(18):3333–3342, septembre 2005. 121

[104] Jiang Xiao, A. Zangwill et M. D. Stiles : Macrospin models of spin transfer dynamics. *Phys. Rev. B*, 72(1):014446, juillet 2005. 122

[105] T. Kobayashi, H. Hayashi, Y. Fujiwara et S. Shiomi : Damping parameter and wall velocity of RE-TM films. *In Magnetics Conference, 2005. INTERMAG Asia 2005. Digests of the IEEE International*, pages 253–254, 2005. 123

[106] Charles Kittel : On the gyromagnetic ratio and spectroscopic splitting factor of ferromagnetic substances. *Phys. Rev.*, 76(6):743–748, septembre 1949. 123

[107] A. C. Hindmarsh : ODEPACK, A Systematized Collection of ODE Solvers , R. S. Stepleman et al. (eds.), North-Holland, Amsterdam, (vol. 1 of), pp. 55-64. *IMACS Transactions on Scientific Computation*, 1:55–64, 1983. 123

[108] H. Iwai : Roadmap for 22nm and beyond (invited paper). *Microelectronic Engineering*, 86(7-9):1520–1528, mars 2009. 141

[109] Bart Desoete et Alexis De Vos : Optimal charging of capacitors. *In Proc. 8 th Int. Workshop Patmos, Lyngby*, pages 335–344, 1998. 142

[110] Jacques Miltat, Gonçalo Albuquerque et André Thiaville : An introduction to micromagnetics in the dynamic regime. *In* Burkard Hillebrands et Kamel Ounadjela, éditeurs : *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*, volume 83 de *Topics in Applied Physics*, pages 1–33. Springer Berlin / Heidelberg, 2002. 143

[111] Wenzhe Zhang, Gang Xiao et Matthew J. Carter : Two-dimensional field-sensing map and magnetic anisotropy dispersion in magnetic tunnel junction arrays. *Phys. Rev. B*, 83(14):144416, avril 2011. 148

[112] J. I. Martín, J. Nogués, Kai Liu, J. L. Vicent et Ivan K. Schuller : Ordered magnetic nanostructures: fabrication and properties. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 256(1-3):449–501, 2003. 149

[113] R. Álvarez Sánchez, J.L. Costa-Krämer et F. Briones : Analytical model for shape anisotropy in thin-film nanostructured arrays: Interaction effects.

Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 307(2):171 – 177, mai 2006. 149, 150

[114] R. Takemura, T. Kawahara, K. Miura, H. Yamamoto, J. Hayakawa, N. Matsuzaki, K. Ono, M. Yamanouchi, K. Ito, H. Takahashi, S. Ikeda, H. Hasegawa, H. Matsuoka et H. Ohno : A 32-mb spram with 2t1r memory cell, localized bi-directional write driver and '1'/'0' dual-array equalized reference scheme. *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, 45(4):869 –879, april 2010. 153

[115] T. Miyazaki et N. Tezuka : Giant magnetic tunneling effect in $Fe/Al_2O_3/Fe$ junction. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 139(3):L231–L234, 1995. 157, 158

[116] J. S. Moodera, Lisa R. Kinder, Terrilyn M. Wong et R. Meservey : Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 74:3273–3276, Apr 1995. 157

[117] Jian-Gang (Jimmy) Zhu et Chando Park : Magnetic tunnel junctions. *Materials Today*, 9(11):36–45, novembre 2006. 158

[118] J. C. Slonczewski : Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier. *Phys. Rev. B*, 39(10):6995–7002, avril 1989. 158

[119] H. Jaffrès, D. Lacour, F. Nguyen Van Dau, J. Briatico, F. Petroff et A. Vaurès : Angular dependence of the tunnel magnetoresistance in transition-metal-based junctions. *Phys. Rev. B*, 64(6):064427, juillet 2001. 158

[120] N. C. Koon : Calculations of exchange bias in thin films with ferromagnetic/antiferromagnetic interfaces. *Phys. Rev. Lett.*, 78:4865–4868, juin 1997. 160, 176

[121] Michael E. Walsh, Yaowu Hao, C. A. Ross et Henry I. Smith : Optimization of a lithographic and ion beam etching process for nanostructuring magnetoresistive thin film stacks. 18(6):3539–3543, 2000. 169, 170

[122] Yunfei Ding, Mahendra Pakala, Paul Nguyen, Hao Meng, Yiming Huai et Jian-Ping Wang : Fabrication of current-induced magnetization switching devices using etch-back planarization process. 97(10):10C702, 2005. 169

[123] Jean-Claude Rivoal et Christian Frétigny : Microscopie à force atomique (AFM). *Techniques de l'Ingénieur*, 2005. 172

[124] U. Hartmann : Magnetic force microscopy. *Annual Review of Materials Science*, 29(1):53–87, 1999. 172

[125] L. Landau et E. Lifshitz : *Physique Théorique: Physique Statistique*. Ellipses, 4ème édition édition, 1994. 175

[126] J. C. Tolédano et P. Tolédano : *Landau theory of phase transitions: Application to strutural, incommensurate, magnetic and liquid crystal systems.* N. J. World Scientific, 1987. 175

[127] V. Neu, A. Anane, S. Wirth, P. Xiong, S. A. Shaheen et F. J. Cadieu : Design optimization for a SmCo-biased colossal magnetoresistive thin film device. *Journal of Applied Physics*, 87(9):5350–5352, mai 2000. 176

[128] Masahiro Kitada, Yoshihisa Kamo, Hideo Tanabe, Hiroshi Tsuchiya et Kazuhiro Momata : Magnetoresistive thin-film sensor with permanent magnet biasing film. *Journal of Applied Physics*, 58(4):1667–1670, août 1985. 176

[129] K. Matsuo, K. Matsuyama et Y. Nozaki : Sub-micron GMR sensors with vertically integrated hard magnet biasing applicable for high temperature operation. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 37(4):2001–2003, juillet 2001. 176

[130] A. Walther, C. Marcoux, B. Desloges, R. Grechishkin, D. Givord et N.M. Dempsey : Micro-patterning of NdFeB and SmCo magnet films for integration into micro-electro-mechanical-systems. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 321(6):590–594, octobre 2009. Current Perspectives: Perpendicular Recording. 182

[131] E. du Trémolet de Lacheisserie : Definition and measurement of the surface magnetoelastic coupling coefficients in thin films and multilayers. *Phys. Rev. B*, 51:15925–15932, juin 1995. 187

Nano-Système Magnéto-Électro-Mécanique (NMEMS) ultra-basse consommation pour le traitement et le stockage de l'information.

RÉSUMÉ

Avec le développement des nouvelles technologies de l'information et de la communication (NTIC), la consommation énergétique des systèmes de traitement et de stockage de données est devenue un problème majeur. Les limites des systèmes actuels à cet égard impliquent le besoin de technologies de rupture ultra-basse consommation.

Cette thèse propose une approche originale de cette problématique, basée sur l'utilisation d'un élément magnétoélectrique composite (piézoélectrique/magnétostrictif) bistable et commandable de façon univoque, baptisé MELRAM.

L'étude énergétique statique montre que la combinaison d'une anisotropie uni-axiale et d'un champ de polarisation magnétique statique définit deux positions d'équilibre stables perpendiculaires pour l'aimantation dans la partie magnétostrictive. L'application de contraintes piézoélectriques sur celle-ci permet de contrôler électriquement la position de l'aimantation.

L'étude énergétique du système permet également de montrer la stabilité du système à long terme (10 ans), dans une large gamme de températures autour de l'ambiante, avec une barrière énergétique de $60k_BT$. L'étude dynamique, utilisant le modèle du macrospin, permet quant à elle d'exhiber un temps de réponse inférieur à 1 ns. L'énergie dissipée lors de l'écriture, d'origine électrique et magnétique, est évaluée à $261k_BT$ (1,1 aJ), soit quatre ordres de grandeur en dessous de l'état de l'art.

Plusieurs stratégies de lecture par vanne de spin et jonction tunnel magnétique sont proposées et commentées. Les premières réalisations d'éléments nanométriques magnétostrictifs sont présentées ainsi qu'une solution de polarisation magnétique par aimant permanent.

Mots-Clés: MELRAM, NMEMS, Magnétoélectrique, Multiferroïque, Nanosystème, Spintronique, Magnétologique.

Ultra-low power Nano-Magneto-Electro-Mechanical-System (NMEMS) for data processing and data storage.

ABSTRACT

As new information and communication technologies boom, the energy consumption of data processing and storage systems has become a major issue. The limits of state of the art systems regarding this gives rise to the need for ground-breaking ultra-low power technologies.

This PhD thesis suggests an original approach of this issue, based on a bistable composite magnetoelectric element (piezoelectric/magnetostrictive) which can be controlled unequivocally, named MELRAM.

The static energetic study shows that the combination of an uniaxial anisotropy and a static magnetic bias field defines two stable and perpendicular equilibrium positions for magnetization in the magnetostrictive part. The application of piezoelectric stress allows the electric control of the magnetization position.

The energetic study also shows the long term (10 years) stability of the system, in a large temperature range around room temperature, with an energy barrier of $60k_BT$. The dynamic study, using the macrospin model, gives a response time less than 1 ns. The dissipated energy during writing, of electric and magnetic origin, is estimated at $261k_BT$ (1.1 aJ), that is to say four orders of magnitude below the state of the art.

Several reading strategies using spin valves and magnetic tunnel junctions are proposed and commented. First realizations of nanometer-sized magnetostrictive elements are presented as well as an integrated polarization solution, using permanent magnets.

Keywords: MELRAM, NMEMS, Magnetoelectric, Multiferroic, Nanosystem, Spintronics, Magnetologic.