

# PARIS

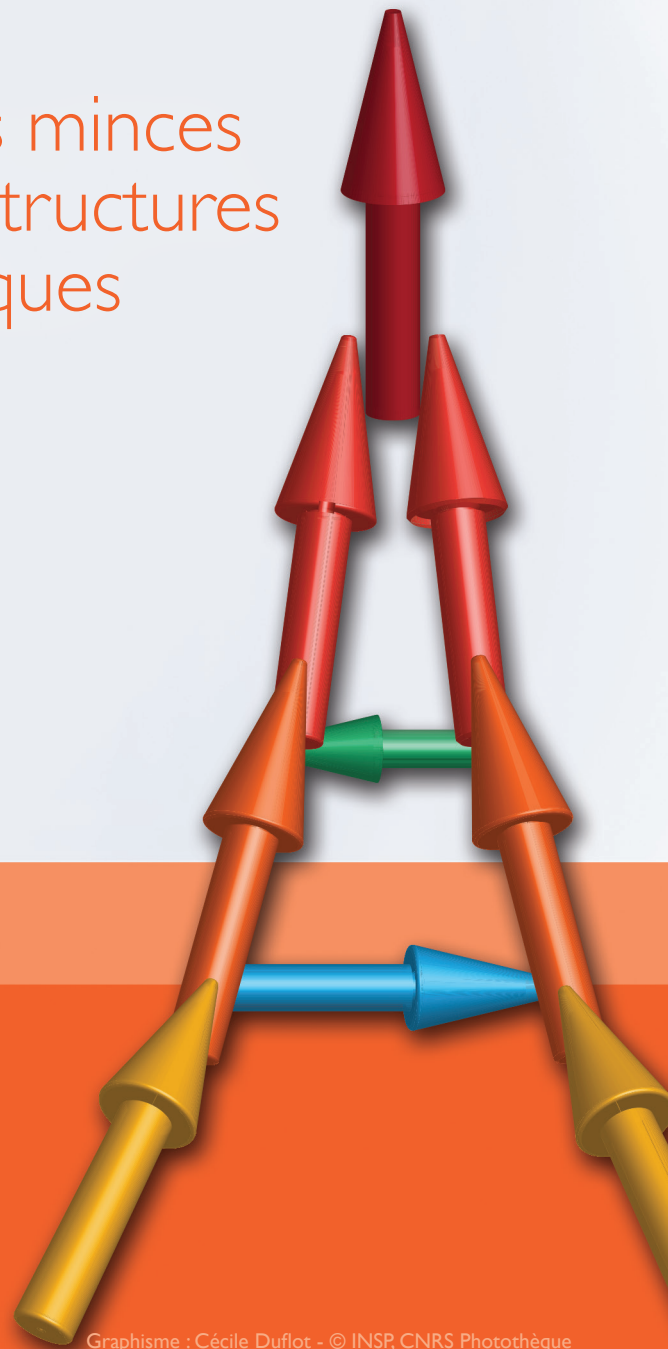
## 18<sup>e</sup> Colloque Louis Néel

Couches minces  
et nanostructures  
magnétiques

Recueil de résumés

24-27 septembre 2017

[cln2017.sciencesconf.org](http://cln2017.sciencesconf.org)



Graphisme : Cécile Duflot - © INSP, CNRS Photothèque





# **Bienvenue au 18<sup>ème</sup> colloque Louis Néel**

## Couches minces et nanostructures magnétiques

L'Institut des Nanosciences de Paris a l'honneur de vous accueillir en plein Paris pour la 18<sup>ème</sup> édition de ce rendez-vous.

Il marque tous les 18 mois une étape importante dans la vie de notre communauté. Cette édition réunit plus de 170 participants dont une centaine de doctorants et post-doctorants issus de 25 laboratoires différents. Il sera une nouvelle fois un moment privilégié de rencontres et de discussions, organisées autour de 35 contributions orales de jeunes chercheurs et de 92 communications par affiche. Dans la lignée des éditions précédentes, ce colloque sera l'occasion de faire un bilan des dernières avancées dans les domaines du nanomagnétisme et de l'électronique de spin. Nous espérons également qu'il permettra l'émergence de nouvelles collaborations et le renforcement des liens existants.

Cette année nous avons de plus la chance de pouvoir exposer en marge du colloque les œuvres de deux collègues magnéticiens. Découvrez l'exposition « Le magnétisme des couleurs » pendant toute la durée du colloque, et laissez les formes et la poésie de leurs peintures vous inspirer.

Nous tenons à remercier les membres du comité scientifique pour leur travail précieux, les organisateurs de l'édition précédente pour leurs conseils et leur aide, ainsi que les partenaires industriels et institutionnels associés au colloque pour leur soutien.

En vous souhaitant de fructueux échanges scientifiques et humains,

Le comité local d'organisation

### **Comité d'organisation :**

Jean-Louis Cantin (INSP)  
Salim Mourad Chérif (LSPM)  
Cécile Duflot (INSP)  
Cindy Gobing (INSP)  
Catherine Gourdon (INSP)  
Valérie Guezo (INSP)  
Massimiliano Marangolo (INSP)  
Maurizio Sacchi (INSP)  
Laura Thevenard (INSP)  
Franck Vidal (INSP)  
Yunlin Zheng (INSP)

### **Comité scientifique national :**

Mathieu Bailleul (IPCMS, Strasbourg)  
Vincent Baltz (SPINTEC, Grenoble)  
Julian Carrey (LPCNO, Toulouse)  
Anne-Lise Engelvin (INSTN, Tours)  
Joo-Von Kim (C2N, Orsay)  
Daniel Lacour (IJL, Nancy)  
Richard Mattana (CNRS Thalès, Palaiseau)  
Alexandra Mougín (LPS, Orsay)  
Olena Popova (GEMaC, Versailles)  
Nicolas Rougemaille (Institut Néel, Grenoble)  
David Spenato (OPTIMAG, Brest)  
Laura Thevenard (INSP, UPMC, Paris)  
Florent Tournus (ILM, Lyon)  
Bénédicte Warot-Fonrose (CEMES, Toulouse)

# CAYLAR

INSTRUMENTATION SCIENTIFIQUE

# °CRYOSCAN

SOLUTIONS POUR CRYOGÉNIE & ULTRAVIDE

# LOT

Quantum Design

# METROLab

# VINCI TECHNOLOGIES



# ROHDE & SCHWARZ



Durham Magneto Optics Ltd

# LSM

cnrs UNIVERSITÉ PARIS 13 NORD



MATERIAUX Interfaces Surfaces Environnement  
MATISSE



INVESTISSEMENTS D'AVENIR

# MiChem LabEx

SORBONNE UNIVERSITÉS



NanoSciences ILE-DE-FRANCE



SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

# UPMC

SORBONNE UNIVERSITÉS

# Table des matières

|   |           |
|---|-----------|
| <b>Informations logistiques</b>   | <b>10</b> |
| <b>Programme détaillé</b>   | <b>15</b> |
| <b>Conférence invitée</b>   | <b>21</b> |
| <b>Oraux 1. Electronique de spin</b>  | <b>23</b> |
| <b>EDS-O1</b> Impact de la concentration en atome de Co sur les propriétés magnétiques au sein de jonction magnétique tunnel MgO/CoFeB/MgO. Bersweiler Mathias (et al.) . . . . .               | 24        |
| <b>EDS-O2</b> Jonctions tunnel magnétiques à double barrière avec anisotropie perpendiculaire. Coelho Paulo (et al.) . . . . .  | 26        |
| <b>EDS-O3</b> Probing a device's active atoms. Montebianco Vincens Elmer Nahuel (et al.) . . . . .  | 28        |
| <b>EDS-O4</b> Tunneling Spintronics Across MgO Driven by Oxygen Vacancies. Taudul Beata (et al.) . . . . .  | 30        |
| <b>EDS-O5</b> Spin conductance of YIG thin films driven from thermal to subthermal magnons regime by large spin-orbit torque. Thierry Nicolas (et al.) . . . . .                                | 32        |
| <b>Oraux 2. Matériaux multifonctionnels</b>   | <b>34</b> |
| <b>MULTI-O1</b> Amélioration de l'effet magnétoélectrique dans les bicouches CoFe <sub>2</sub> O <sub>4</sub> /PZT par anisotropie uniaxiale magnétique induite. Aubert Alex (et al.) . . . . . | 35        |
| <b>MULTI-O2</b> Emergent properties and functionalities in covalent oxide perovskites : when spin-orbit meets correlations. Varignon Julien (et al.) . . . . .                                  | 37        |
| <b>MULTI-O3</b> Magnetization dynamics triggered by Surface Acoustic Waves: systematic study of magnetoelastic interaction in thin films of Iron Gallium. Hepburn Carolyn (et al.) . . . . .    | 38        |
| <b>MULTI-O4</b> Time and space-resolved magneto-acoustics. Kuszewski Piotr (et al.) . . . . .   | 40        |
| <b>MULTI-O5</b> Capteurs de haut champ magnétique unipolaire et bipolaire basés sur des résonateurs à onde acoustique de surface. Polewczyk Vincent (et al.) . . . . .                          | 42        |
| <b>Oraux 3. Nano-oscillateurs à transfert de spin</b>   | <b>44</b> |
| <b>STNO-O1</b> Destruction of mutual synchronization between two spin-torque oscillators using an external source. De Milly Xavier (et al.) . . . . .   | 45        |

|  |           |
|--|-----------|
| <b>STNO-O2</b> Expulsion résonante de vortex magnétiques par transfert de spin : vers un nouveau type de détecteur radiofréquence.<br>Menshawy Samh (et al.) . . . . .   | 47        |
| <b>STNO-O3</b> Frequency Modulation with Spin Torque Nano-oscillators.<br>Murapaka Chandrasekhar (et al.) . . . . .  | 49        |
| <b>STNO-O4</b> Dynamiques et propriétés stochastiques d'un oscillateur à transfert de spin soumis à une boucle de rétroaction à retard.<br>Williame Jerome (et al.) . . . . .                                  | 51        |
| <b>STNO-O5</b> Calcul neuro-inspiré utilisant la dynamique non-linéaire transitoire d'un unique oscillateur nanométrique à transfert de spin.<br>Riou Mathieu (et al.) . . . . .                               | 53        |
| <b>STNO-O6</b> Pattern classification based on the synchronization of coupled spin-torque nano-oscillators.<br>Talatchian Philippe (et al.) . . . . .  | 55        |
| <b>Oraux 4. Nanomagnétisme</b>   | <b>57</b> |
| <b>NANOMAG-O1</b> Organisation et propriétés magnétiques de nanoparticules de FePt déposées sur moiré de graphène.<br>Capiod Pierre (et al.) . . . . .   | 58        |
| <b>NANOMAG-O2</b> Towards 3D spintronics: Synthesis and magnetic imaging of individual single- and multi-layered ferromagnetic nanotubes.<br>Stano Michal (et al.) . . . . .                                   | 60        |
| <b>Oraux 5. Elaboration, caractérisation, instrumentation</b>  | <b>62</b> |
| <b>ELCAR-O1</b> Elaboration de films ultrafins de grenat de fer d'Yttrium dopés au Bismuth par ablation laser pulsée pour la spintronique.<br>Lucile Soumah (et al.) . . . . .                                 | 63        |
| <b>ELCAR-O2</b> Croissance et études des propriétés magnétiques de grenats de Fer dopés au Bismuth d'épaisseur submicrométriques élaborés par épitaxie en phase liquide.<br>Nathan Beaulieu (et al.) . . . . . | 65        |
| <b>ELCAR-O3</b> Local NMR spectroscopy up to 0.7 T by magneto-resistive sensors.<br>Doll Andrin (et al.) . . . . .   | 67        |
| <b>Oraux 6. Matériaux 2D</b>   | <b>69</b> |
| <b>2D-O1</b> Highly efficient spin-to-charge current conversion at room temperature in topological insulator strained HgTe.<br>Noël Paul (et al.) . . . . .  | 70        |
| <b>2D-O2</b> Introduction du h-BN dans les jonctions tunnel magnétiques.<br>Piquemal-Banci Maëlis (et al.) . . . . .   | 72        |
| <b>Oraux 7. Magnétisme organique et moléculaire</b>  | <b>74</b> |
| <b>ORGMOL-O1</b> Dépôt et commutation sélective d'une molécule à transition de spin cationique sur Au(111) et Cu <sub>2</sub> N.<br>Gruber Manuel (et al.) . . . . .   | 75        |

|   |            |
|---|------------|
| <b>ORGMOL-O2</b> Probing the exchange coupling through a Nc-functionalized STM.<br>Verlhac Benjamin (et al.) . . . . .  | 77         |
| <b>Oraux 8. Skyrmions</b>   | <b>78</b>  |
| <b>SKY-O1</b> Anisotropic Dzyaloshinskii-Moriya interaction in ultra-thin epitaxial magnetic films for stabilization of magnetic antiskyrmions.<br>Camosi Lorenzo (et al.) . . . . .                            | 79         |
| <b>SKY-O2</b> Spirales de spin et skyrmions isolés dans un film ultra-mince de Co sans anisotropie magnétique.<br>Hervé Marie (et al.) . . . . .  | 81         |
| <b>SKY-O3</b> Manipulating room-temperature stabilized sub-100nm skyrmions with currents: influence of the multilayer stack.<br>Legrand William (et al.) . . . . .  | 83         |
| <b>SKY-O4</b> Contrôle par champ électrique de la stabilité de bulles skyrmioniques.<br>Schott Marine (et al.) . . . . .  | 85         |
| <b>SKY-O5</b> Tuning skyrmion bubble phases at room temperature by varying oxidation conditions and electric field.<br>Srivastava Titiksha (et al.) . . . . .   | 87         |
| <b>Oraux 9. Dynamique de l'aimantation</b>  | <b>89</b>  |
| <b>DYN-O1</b> Dynamique ultrarapide de l'aimantation induite par une excitation optique ou électronique ultra-brève dans les alliages ferrimagnétiques de $Gd_x(FeCo)_{1-x}$ .<br>Deb Marwan (et al.) . . . . . | 90         |
| <b>DYN-O2</b> Magnetic Switching in Granular FePt Layers Promoted by Near-Field Laser Enhancement.<br>Jal Emmanuelle (et al.) . . . . .   | 92         |
| <b>DYN-O3</b> Renversement de l'aimantation induit thermiquement dans des bicouches Fe/MnAs et dynamique ultra-rapide des transitions de phases de MnAs.<br>Lounis Lounès (et al.) . . . . .                    | 94         |
| <b>DYN-O4</b> Universality class of current and magnetic field induced domain wall creep in a (Ga,Mn)(As,P) thin film.<br>Diaz-Pardo Rebeca (et al.) . . . . .  | 96         |
| <b>DYN-O5</b> Injection/expulsion de défauts topologiques dans des nanofils cylindriques via des parois de domaines.<br>Wartelle Alexis (et al.) . . . . .  | 98         |
| <b>Posters. Magnétisme organique et moléculaire</b>   | <b>100</b> |
| <b>ORGMOL-P1</b> Engineering the magnetic coupling at the molecule-magnetic surface interface in molecular spintronic devices.<br>Moussy Jean-Baptiste (et al.) . . . . .                                       | 101        |
| <b>ORGMOL-P2</b> In-situ photomagnetic diffraction and inelastic neutron scattering on molecular magnets.<br>Chaboussant G. (et al.) . . . . .  | 102        |

|   |            |
|---|------------|
| <b>ORGMOL-P3</b> Modulating the ferromagnet/molecule spin hybridization using an artificial magnetoelectric.<br>Studniarek Michał (et al.) . . . . .  | 103        |
| <b>ORGMOL-P4</b> Spin-polarized solid-state transport across a structurally ordered organic tunnel barrier exhibiting spin chains.<br>Bowen Martin (et al.) . . . . .                             | 105        |
| <b>ORGMOL-P5</b> Jonctions tunnel magnétiques à monocouches organiques auto-assemblées.<br>Quinard-Thibault Benoît (et al.) . . . . .   | 107        |
| <b>Posters. Skyrmions</b>   | <b>109</b> |
| <b>SKY-P1</b> Magnetic field dependence of the skyrmions size in ultrathin Pt/Co/MgO nanostructures.<br>Juge Roméo (et al.) . . . . .   | 110        |
| <b>SKY-P2</b> Current-driven skyrmion dynamics in disordered ultrathin films.<br>Kim Joo-Von (et al.) . . . . .   | 112        |
| <b>SKY-P3</b> Influence du désordre sur la morphologie de skyrmions : imagerie par microscopie à centre NV.<br>Gross Isabelle (et al.) . . . . .  | 114        |
| <b>SKY-P4</b> Fast screening of materials and optimization of anisotropy, electric field effect and skyrmion bubble phases using double-wedged samples.<br>Srivastava Titiksha (et al.) . . . . . | 116        |
| <b>SKY-P5</b> Current-induced skyrmion dynamics in symmetric bilayers.<br>Hrabec Ales (et al.) . . . . .  | 118        |
| <b>SKY-P6</b> Giant topological Hall effect from magnetic skyrmion bubbles in correlated manganese thin films.<br>Vistoli Lorenzo (et al.) . . . . .  | 120        |
| <b>Posters. Nano-oscillateurs à transfert de spin</b>   | <b>122</b> |
| <b>STNO-P1</b> Measuring and modeling STT stability diagrams of perpendicularly magnetized magnetic tunnel junctions.<br>Bouquin Paul (et al.) . . . . .  | 123        |
| <b>STNO-P2</b> Self and mutual synchronization in spin transfer nano-oscillators.<br>Lebrun Romain . . . . .  | 125        |
| <b>STNO-P3</b> Magnetization switching in in-plane magnetized SOT-MRAM devices.<br>Courtin Jules . . . . .  | 127        |
| <b>STNO-P4</b> Importance du caractère non-linéaire de la dynamique transitoire d'oscillateurs à transfert de spin pour le calcul neuro-inspiré.<br>Abreu Araujo Flavio (et al.) . . . . .        | 129        |
| <b>STNO-P5</b> Stabilization of phase noise in vortex spin torque nano-oscillators by a Phase Locked Loop.<br>Kreissig Martin (et al.) . . . . .  | 131        |
| <b>STNO-P6</b> Synchronisation d'un nano-oscillateur à vortex.<br>Létang Jérémy (et al.) . . . . .  | 133        |
| <b>STNO-P7</b> Magnetization dynamics of a perpendicular polarizer perpendicular free layer spin-torque oscillator.<br>Atitocae Alexandru (et al.) . . . . .                                      | 135        |



|  |     |
|--|-----|
| <b>EDS-P1</b> Manipulation of antiferromagnetic domains in BiFeO <sub>3</sub> studied by second harmonic generation imaging.<br>Chirac T. (et al.) . . . . .             | 138 |
| <b>EDS-P2</b> Magnetic and optical properties of NV centers in SiC.<br>Cantin Jean-Louis (et al.) . . . . .  | 139 |
| <b>EDS-P3</b> La détection des trois composantes du champ par une sonde CF à base des capteurs GMR.<br>Hadadeh Fawaz . . . . .   | 140 |
| <b>EDS-P4</b> Contrôle thermique du couplage photon-magnon.<br>Castel Vincent (et al.) . . . . .   | 142 |
| <b>EDS-P5</b> Novel approach for nano-patterning magnetic tunnel junctions stacks for high density MRAM applications.<br>Nguyen Van Dai (et al.) . . . . .               | 144 |
| <b>EDS-P6</b> Ohmic contact on a ferromagnetic individual cylindrical nanowire.<br>Martin Sylvain Y. (et al.) . . . . .  | 146 |
| <b>EDS-P7</b> Démonstration macroscopique de portes logiques adiabatiques à actionnement magnétique.<br>Perrin Yann (et al.) . . . . .                                   | 148 |
| <b>EDS-P8</b> Towards more Efficient Spin/Charge Conversion at the $\alpha$ -Sn Topological Insulator Surface.<br>Barbedienne Quentin (et al.) . . . . .                 | 150 |
| <b>EDS-P9</b> Large and tunable spin Hall angles in Gold based alloys: from intrinsic to side jump contributions.<br>Laczkowski P. (et al.) . . . . .                    | 152 |
| <b>EDS-P10</b> Stationary states and screening equations in the spin-Hall effect.<br>Wegrowe Jean-Eric (et al.) . . . . .  | 154 |
| <b>EDS-P11</b> Spin Accumulation Magnetoresistance: toward a tunnel magnetoresistance effect based on a single ferromagnetic element.<br>Zahnd Gilles (et al.) . . . . . | 156 |
| <b>EDS-P12</b> Potential of the LaAlO <sub>3</sub> /SrTiO <sub>3</sub> Interface for Spintronics.<br>Vaz Diogo (et al.) . . . . .  | 158 |

|   |     |
|---|-----|
| <b>NANOMAG-P1</b> Influence of Pt layer insertion on IrMn antiferromagnetic properties.<br>Forestier Guillaume (et al.) . . . . .   | 160 |
| <b>NANOMAG-P2</b> Anisotropie magnétique et déformation de nanofils ferromagnétiques de Ni et CoNi en épitaxie verticale dans SrTiO <sub>3</sub> /SrTiO <sub>3</sub> (001) et BaTiO <sub>3</sub> /SrTiO <sub>3</sub> (001).<br>Weng Xiaorong (et al.) . . . . . | 162 |
| <b>NANOMAG-P3</b> Influence de l'épaisseur sur les processus d'aimantation dans des couches minces de FeGa.<br>Jay Jean-Philippe (et al.) . . . . .   | 164 |
| <b>NANOMAG-P4</b> Optimization of nanowires dense assembly: the strategy for a nanostructured permanent magnet.<br>Nong Thi Thanh Huyen (et al.) . . . . .  | 166 |
| <b>NANOMAG-P5</b> Imaging and field-driven domain wall motion in cylindrical CoNi nanowires with modulated diameter.<br>Trapp Beatrix (et al.) . . . . .  | 168 |

|  |     |
|--|-----|
| <b>NANOMAG-P6</b> From vanishing interaction to super-ferromagnetic dimerization: experimental determination of interaction lengths for embedded Co clusters.<br>Tournus Florent (et al.) . . . . .                    | 170 |
| <b>NANOMAG-P7</b> Domain wall pinning in cylindrical nanowires with modulation in diameter: analytical and micromagnetic models.<br>Fernandez-Roldan J. A. (et al.) . . . . .  | 172 |
| <b>NANOMAG-P8</b> Mouvement de parois de domaines magnétiques induits par un courant polarisé en spin et un champ magnétique appliqués simultanément dans des nanofils de CoFeB.<br>Vernier Nicolas (et al.) . . . . . | 174 |
| <b>NANOMAG-P9</b> Exploration de phases magnétiques dans la glace carrée artificielle.<br>Perrin Yann (et al.) . . . . .   | 176 |
| <b>NANOMAG-P10</b> Magnetic ordering and fluctuation dynamics in Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> nanoparticles assemblies.<br>Chesnel Karine (et al.) . . . . .   | 177 |
| <b>NANOMAG-P11</b> Reversing the exchange bias using all-optical helicity-dependent magnetic switching.<br>Fache Thibaud (et al.) . . . . .  | 179 |
| <b>NANOMAG-P12</b> Exchange bias properties of ferromagnetic/antiferromagnetic square nanodots: a Monte Carlo investigation.<br>Kanso H. (et al.) . . . . .  | 181 |
| <b>NANOMAG-P13</b> Nitrogen implantation induced large perpendicular magnetic anisotropy in Fe epitaxial thin films.<br>Amarouche Teyri (et al.) . . . . .   | 183 |

**Posters. Matériaux multifonctionnels** **185**

|  |     |
|--|-----|
| <b>MULTI-P1</b> Millimeter sized magnetic domains in perpendicularly magnetized ferrimagnetic Mn <sub>4</sub> N thin films.<br>Gushi Toshiki (et al.) . . . . .  | 186 |
| <b>MULTI-P2</b> Modification des propriétés des couches minces de matériaux à effet magnétocalorique géant par irradiation d'ions lourds.<br>Cervera Sophie (et al.) . . . . .                                 | 188 |
| <b>MULTI-P3</b> Caractérisation à l'échelle sub-micrométrique des modifications induites par impact d'ions lourds dans les matériaux à effet magnétocalorique géant.<br>Trassinelli Martino (et al.) . . . . . | 190 |
| <b>MULTI-P4</b> Structure de bande et interaction magnéto-élastique dans le semi-conducteur ferromagnétique GaMnAs.<br>Kraimia Meriam (et al.) . . . . .   | 192 |
| <b>MULTI-P5</b> Effet de taille et d'interface sur les propriétés magnétiques d'agrégats de FeRh chimiquement ordonnés.<br>Robert A. (et al.) . . . . .  | 195 |
| <b>MULTI-P6</b> Croissance de Terfenol sur LiNbO <sub>3</sub> : un multiferroïque hybride.<br>Polewczyk Vincent (et al.) . . . . .   | 197 |
| <b>MULTI-P7</b> Interaction de multicouches magnétiques à anisotropie perpendiculaire avec un supraconducteur.<br>Palermo X. (et al.) . . . . .  | 199 |

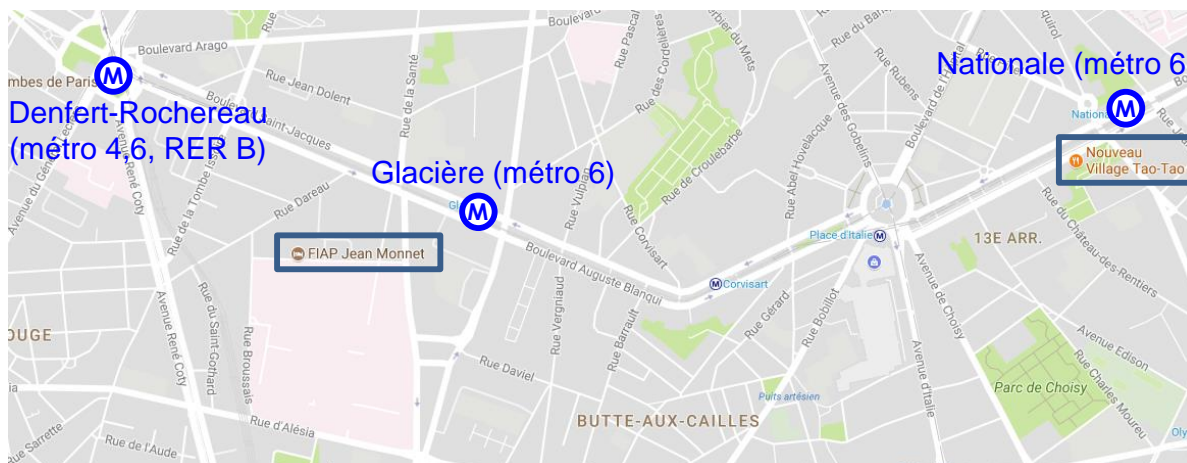
|  |            |
|--|------------|
| <b>Posters. Matériaux 2D</b>   | <b>201</b> |
| <b>2D-P1</b> Epitaxie par jets moléculaires de MoSe <sub>2</sub> sur saphir : structure et propriétés électriques.<br>Dau M. T. (et al.) . . . . .   | 202        |
| <b>2D-P2</b> Interplay between spin and charge in thin Bismuth single crystalline films grown on Ge(111).<br>Zucchetti C. (et al.) . . . . .   | 204        |
| <b>2D-P3</b> Reduction of Silicon Schottky Barrier Height by Hexagonal Boron Nitride Monolayer In Fe/hBN/Si junctions.<br>Le Breton Jean-Christophe (et al.) . . . . .   | 206        |
| <br>   |            |
| <b>Posters. Elaboration, caractérisation, instrumentation</b>  | <b>207</b> |
| <br>   |            |
| <b>ELCAR-P1</b> Influence des phases parasites de BiFeO <sub>3</sub> sur le couplage d'échange dans des bicouches polycristallines de BiFeO <sub>3</sub> /Ni <sub>81</sub> Fe <sub>19</sub> .<br>Jahjah Walaa (et al.) . . . . . | 208        |
| <b>ELCAR-P2</b> Self-assembled vertically aligned CoPt-oxide nanocomposites.<br>Hennes Marcel (et al.) . . . . .   | 210        |
| <b>ELCAR-P3</b> Biopuces à capteurs GMR pour la détection d'objets biologiques microniques et submicroniques.<br>Giraud Manon (et al.) . . . . .   | 212        |
| <b>ELCAR-P4</b> Toward spin polarized transport in Ca doped bismuth iron garnet thin films.<br>Teurtrie Adrien (et al.) . . . . .  | 214        |
| <b>ELCAR-P5</b> Non-collinear magnetism in rare earth titanate thin films.<br>Aeschlimann Raphael (et al.) . . . . .   | 216        |
| <b>ELCAR-P6</b> Magneto-transport properties of 3D interconnected magnetic nanofiber networks.<br>Da Câmara Santa Clara Gomes Tristan (et al.) . . . . .   | 218        |
| <b>ELCAR-P7</b> Study of heavy metal/ ferromagnetic thin films with in-plane anisotropy using wide-field MOKE.<br>Nath Jayshankar (et al.) . . . . .   | 220        |
| <b>ELCAR-P08</b> Optimisation de couche LSMO pour des capteurs magnétorésistifs à bas bruit.<br>Rousseau Olivier (et al.) . . . . .  | 222        |
| <b>ELCAR-P09</b> Magnetic and structural properties of Co-Ni nanodumbbells.<br>Magnifouet G. (et al.) . . . . .  | 224        |
| <b>ELCAR-P10</b> Influence du bobinage sur la mesure des pertes des ferrites.<br>Bounar Amina (et al.) . . . . .   | 226        |
| <b>ELCAR-P11</b> Mise en évidence par holographie électronique d'inhomogénéités spatiales lors de transitions magnétiques en température.<br>Warot-Fonrose Bénédicte (et al.) . . . . .  | 228        |
| <b>ELCAR-P12</b> High Resolution Magnetic Domain Observation with Magneto-Optical Near-field Scanning Optical Microscopy.<br>Yang Haozhe (et al.) . . . . .  | 230        |
| <b>ELCAR-P13</b> Magnetic anisotropy and depth-resolved magnetization in Pt/Co <sub>80</sub> Cr <sub>20</sub> /Pt trilayers.<br>Fettar Farid (et al.) . . . . .  | 231        |
| <b>ELCAR-P14</b> Sur l'anomalie des cycles d'hystérésis de l'hexaferrite de baryum substitué au bismuth.<br>Ben Ghzaïel Tayssir (et al.) . . . . .   | 233        |

|   |            |
|---|------------|
| <b>ELCAR-P15</b> Recherche en impression magnétographique.<br>Dekens Alexandre (et al.) . . . . .   | 236        |
| <b>ELCAR-P16</b> Epitaxial cobalt-based Heusler alloys investigated by spin resolved photoemission spectroscopy, ferromagnetic resonance and X-ray diffraction.<br>Guillemard Charles (et al.) . . . . .                | 238        |
| <b>Posters. Dynamique de l'aimantation</b>  | <b>240</b> |
| <b>DYN-P1</b> Demonstration of the Faraday effect to investigate ultrafast magnetization dynamics at IR laser driven high harmonic generation sources.<br>Alves Carla (et al.) . . . . .                                | 241        |
| <b>DYN-P2</b> Unravelling the effects associated with ferromagnetic dynamics in non-magnet/ferromagnet metallic multilayers.<br>Frangou Lamprini (et al.) . . . . .   | 243        |
| <b>DYN-P3</b> Electronic and magnonic spin transport in antiferromagnets.<br>Gladii Olga (et al.) . . . . .   | 245        |
| <b>DYN-P4</b> Elaboration de films ultrafins de grenat de fer d'yttrium dopés au bismuth par ablation laser pulsée pour la spintronique.<br>Soumah Lucile (et al.) . . . . .  | 247        |
| <b>DYN-P5</b> Deeply nonlinear ferromagnetic resonance in a YIG nano-disk.<br>De Loubens Grégoire. (et al.) . . . . .   | 249        |
| <b>DYN-P6</b> Magnetization dynamics of antiferromagnetic and insulating magnetic materials for new spintronic devices.<br>Lebrun Romain . . . . .  | 251        |
| <b>DYN-P7</b> Propagation d'ondes de spin dans des guides d'onde micrométriques à base de YIG.<br>Collet Martin (et al.) . . . . .  | 252        |
| <b>DYN-P8</b> Diagramme de stabilité tension - champ des jonctions tunnel magnétiques perpendiculaires.<br>Perrissin Nicolas (et al.) . . . . .   | 253        |
| <b>DYN-P9</b> Effets du Courant sur la Dynamique de Parois Magnétiques dans des couches minces Ferrimagnétiques.<br>Haltz Eloi (et al.) . . . . .   | 255        |
| <b>DYN-P10</b> Irradiation par faisceau d'ions Hélium focalisé pour le contrôle de la nucléation et de la propagation de parois de domaines magnétique.<br>Géhanne Pierre (et al.) . . . . .                            | 257        |
| <b>DYN-P11</b> Anisotropie magnétique de surface aux interfaces MgO/Fe et Fe/MgO : Etude par résonance ferromagnétique large-bande et spectroscopie d'ondes de spin propagative.<br>Bailleul Mathieu (et al.) . . . . . | 259        |
| <b>DYN-P12</b> Propagation non réciproque d'ondes de spin dans une bicouche CoFeB/permalloy.<br>Louis Damien (et al.) . . . . .   | 261        |
| <b>DYN-P13</b> Universal Glassy Domain Wall Dynamics in Ultrathin Ferromagnets.<br>Jeudy Vincent (et al.) . . . . .   | 263        |
| <b>DYN-P14</b> Cavity-FMR studies of LPE epitaxial YIG films.<br>Hurdequint Hervé (et al.) . . . . .  | 265        |

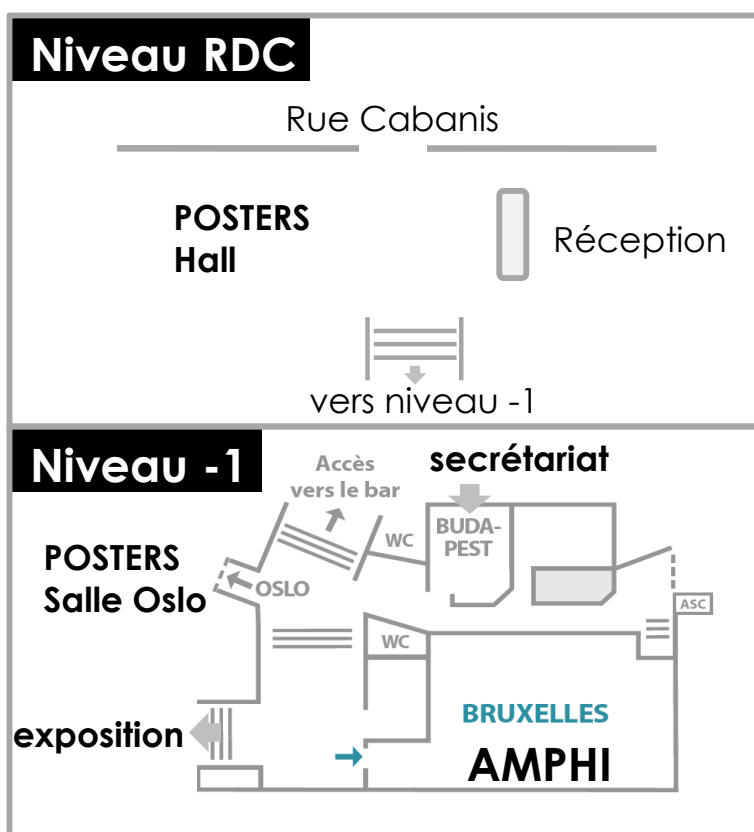
|  |            |
|--|------------|
| <b>DYN-P15</b> Effect of Dzyaloshinskii-Moriya interaction on domain wall dynamics.<br>Chaves Dayane (et al.) . . . . .  | 267        |
| <b>DYN-P16</b> Straight motion of topological defects in thin films of FeN with stripe magnetic domains.<br>Marangolo Massimiliano (et al.) . . . . .                                | 269        |
| <b>DYN-P17</b> Ultrafast modification of the magnetic anisotropy in a Transition Metal-Rare Earth alloys.<br>Merhe Alaaeldine (et al.) . . . . .                                     | 271        |
| <b>DYN-P18</b> Structural dynamics during laser-induced ultrafast demagnetization.<br>Jal Emmanuelle (et al.) . . . . .  | 273        |
| <b>DYN-P19</b> Study of the interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction in ultrathin Co/Pt nanowire arrays by Brillouin Light scattering Spectroscopy.<br>Bouloussa Hedi . . . . . | 275        |
| <b>DYN-P20</b> Investigation de pompage de spin dans les hétérostructures CoFeB/Ir.<br>Belmeguenai Mohamed . . . . .   | 277        |
| <b>DYN-P21</b> Spin waves in ultrathin Ta/CoFeB/MgO-layer system suitable for spin-orbit-torque magnonics.<br>Brächer Thomas (et al.) . . . . .                                      | 279        |
| <b>DYN-P22</b> X-ray pump–X-ray probe experiment for the study of sub 5-fs ultrafast magnetic dynamic in ferromagnetic alloy.<br>Xuan Liu (et al.) . . . . .                         | 280        |
| <b>DYN-P23</b> Canalisation des ondes de spin dans des assemblées de parois de Bloch.<br>Henry Yves (et al.) . . . . .   | 281        |
| <b>Posters. Addenda</b>  | <b>283</b> |
| Magnetic domain wall motion and defects: micropatterning and ion irradiation.<br>Herrera Diez Liza (et al.) . . . . .  | 284        |
| Magnetic and optical characterization of Fe/Ag nanodot arrays.<br>Marko Daniel (et al.) . . . . .  | 285        |
| <b>Liste des sponsors</b>  | <b>289</b> |
| <b>Liste des auteurs</b>   | <b>295</b> |

# **Informations logistiques**

# Plan du quartier



# Plan du FIAP



**Exposés oraux (15min+5min discussion):** Amphi Bruxelles

**Posters (format A0 vertical):**

**session 1** Lundi 25/09 14h00-16h00

Salle Oslo : NANOMAG-P, DYN-P 1 à 9, Hall : 2D-P, MULTI-P, DYN-P 10 à 23

**session 2** Mardi 26/09 10h30-12h30

Salle Oslo : ELCAR-P, SKY-P, Hall : EDS-P, ORGMOL-P, STNO-P

## **Exposition:** Le magnétisme des couleurs

Liza Herrera (Dorian) Diez (C2N-CNRS, Orsay)  
& Martino Trassinelli (INSP, CNRS/UPMC Paris)

Nous remercions le FIAP d'accueillir les œuvres de nos deux artistes-chercheurs pendant la durée du colloque. Vous trouverez leurs peintures au niveau -1, en face de l'amphithéâtre Bruxelles .

**Dorian Diez** est formée aux beaux-arts au Centre Polyvalent d'Art en Argentine. Ses « visions urbaines » sont une invitation à se promener dans les rues désertes de ces endroits impossibles, pour qu'ils se reconstruisent dans l'esprit de chaque spectateur.

**Martino Trassinelli** est chercheur à l'Institut des NanoSciences de Paris. Quand il n'étudie pas les phénomènes magnétocaloriques dans MnAs, il cherche à percer des toiles et des papiers à travers des attractions et répulsions, non pas magnétiques, mais constituées de couleurs et de formes.

## **Dîner de gala (rdv 20h directement sur place):**

Nouveau Village Tao-Tao  
159 Boulevard Vincent-Auriol, 75013 Paris  
Métro Nationale ligne 6, ou 20min à pied

## **Activités plage libre (départ ~13h30):**

- chasse au trésor
- visite du Musée des Arts & Métiers
- visite de la collection de minéralogie de Jussieu







# **Programme détaillé**

## Dimanche 24 septembre 2017

- 17h00      **Accueil au FIAP**
- 18h00      **Cocktail de bienvenue**
- 19h30      **Dîner au FIAP**

## Lundi 25 septembre 2017

### 8h20–8h30 Ouverture du colloque

### 8h30–10h10 Oraux 1. Electronique de spin

**8h30 EDS-O1** Impact de la concentration en atome de Co sur les propriétés magnétiques au sein de jonction magnétique tunnel MgO/CoFeB/MgO.

*M. Bersweiler, H. Sato, S. Fukami, F. Matsukura, H. Ohno*

**8h50 EDS-O2** Jonctions tunnel magnétiques à double barrière avec anisotropie perpendiculaire.

*P. Coelho, J. Chatterjee, L. Cuchet, L. Vila, R. Sousa, B. Dieny, M. Chshiev, C. Baraduc*

**9h10 EDS-O3** Probing a device's active atoms.

*M. Studniarek, U. Halisdemir, F. Schleicher, B. Taudul, E. Urbain, S. Boukari, M. Hervé, C.-H. Lambert, A. Hamadeh, S. Petit-Watelot, O. Zill, D. Lacour, L. Joly, F. Scheurer, G. Schmerber, V. Da Costa, A. Dixit, P. Guitard, M. Acosta, F. Leduc, F. Choueikani, E. Otero, W. Wulfhekel, F. Montaigne, E. Montebianco, J. Arabski, P. Ohresser, E. Beaurepaire, W. Weber, M. Alouani, M. Hehn, M. Bowen*

**9h30 EDS-O4** Tunneling Spintronics Across MgO Driven by Oxygen Vacancies.

*B. Taudul, E. N. Montebianco, U. Halisdemir, F. Schleicher, D. Lacour, F. Montaigne, E. Beaurepaire, S. Boukari, M. Hehn, M. Bowen, M. Alouani*

**9h50 EDS-O5** Spin conductance of YIG thin films driven from thermal to subthermal magnons regime by large spin-orbit torque.

*N. Thiery, A. Draveny, V. V. Naletov, L. Vila, J.P. Attané, C. Beigné, G. de Loubens, M. Viret, N. Beaulieu, J. Ben Youssef, V. E. Demidov, S. O. Demokritov, A. Anane, P. Bortolotti, V. Cros, O. Klein*

## 10h10–10h30 Pause-café

## 10h30–12h10 Oraux 2. Matériaux multifonctionnels

**10h30 MULTI-O1** Amélioration de l'effet magnétoélectrique dans les bicouches CoFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>/PZT par anisotropie uniaxiale magnétique induite.  
*A. Aubert, V. Loyau, F. Mazaleyrat, M. LoBue*

**10h50 MULTI-O2** Emergent properties and functionalities in covalent oxide perovskites: when spin-orbit meets correlations.  
*J. Varignon, M. N. Grisolia, J. Íñiguez, A. Barthélémy, M. Bibes*

**11h10 MULTI-O3** Magnetization dynamics triggered by Surface Acoustic Waves: systematic study of magnetoelastic interaction in thin films of Iron Gallium.  
*C. Hepburn, M. Marangolo, M. Eddrief, L. Thevenard, L. Becerra, J-Y. Duquesne*

**11h30 MULTI-O4** Time and space-resolved magneto-acoustics.  
*P. Kuszewski, L. Thevenard, L. Belliard, J-Y. Duquesne, L. Becerra, S. Hidki, M. Kraimia, T. Amarouche, M. Eddrief, M. Marangolo, I. Camara, C. Gourdon*

**11h50 MULTI-O5** Capteurs de haut champ magnétique unipolaire et bipolaire basés sur des résonateurs à onde acoustique de surface.  
*V. Polewczyk, K. Dumesnil, D. Lacour, M. Moutaouekkil, H.Mjahed, N. Tiercelin, S. Petit-Watlot, Y. Dusch, S. Hage-Ali, O. Elmazria, F. Montaigne, A. Talbi, O. Bou Matar, M. Hehn*

## 12h10 Déjeuner

## 14h00–16h00 Session poster 1 [2D-P, DYN-P, MULTI-P, NANOMAG-P]

## 16h00–16h30 Pause-café

## 16h30–18h30 Oraux 3. Nano-oscillateurs à transfert de spin

**16h30 STNO-O1** Destruction of mutual synchronization between two spin-torque oscillators using an external source.  
*X. de Milly, Y. Li, V. Cros, J. Grollier, V. Tiberkevich, G. de Loubens*

**16h50 STNO-O2** Expulsion résonante de vortex magnétiques par transfert de spin : vers un nouveau type de détecteur radiofréquence.  
*S. Menshawy, A. Jenkins, P. Bortolotti, J. Kermorvant, U. Ebels, M. Cyrille, L. Vila, K.J. Merazzo, R. Ferreira, P.P. Freitas, D. Costa, V. Cros*

**17h10 STNO-O3** Frequency Modulation with Spin Torque Nano-oscillators.  
*A. Ruiz-Calaforra, C. Murapaka, A. Purbawati, J. Hem, E. Jimenez, K. J. Merazzo, M.-C. Cyrille, L. Vila, L.D. Buda-Prejbeanu, R. Ferreira, U. Ebels*

**17h30 STNO-O4** Dynamiques et propriétés stochastiques d'un oscillateur à transfert de spin soumis à une boucle de rétroaction à retard.  
*J. Williams, J.-V. Kim*

**17h50 STNO-O5** Calcul neuro-inspiré utilisant la dynamique non-linéaire transitoire d'un unique oscillateur nanométrique à transfert de spin.

*M. Riou, J. Torrejon, F. Abreu Araujo, G. Khalsa, M. Stiles, S. Tsunegi, A. Fukushima, H. Kubota, S. Yuasa, D. Querlioz, P. Bortolotti, V. Cros, J. Grollier*

**18h10 STNO-O6** Pattern classification based on the synchronization of coupled spin-torque nano-oscillators.

*P. Talatchian, M. Romera, F. Abreu Araujo, S. Tsunegi, H. Kubota, H. Yakushiji, A. Fukushima, S. Yuasa, P. Bortolotti, V. Cros, D. Vodenicarevic, N. Locatelli, D. Querlioz, J. Grollier*

## **18h50–19h50 Conférence invitée :**

De la physique statistique aux sciences sociales : l'exemple des phénomènes collectifs, *J.-P. Bouchaud*, CFM.

**19h50 Dîner au FIAP**

## **Mardi 26 septembre 2017**

### **8h30–9h30 Oraux 4. Nanomagnétisme**

**8h30 NANOMAG-O1** Organisation et propriétés magnétiques de nanoparticules de FePt déposées sur moiré de graphène.

*P. Capiod, F. Tournus, L. Bardotti, G. Renaud, Ph. Ohresser, V. Dupuis*

**8h50 NANOMAG-O2** Towards 3D spintronics: Synthesis and magnetic imaging of individual single- and multi-layered ferromagnetic nanotubes.

*M. Staño, S. Schaefer, A. Wartelle, M. Rioult, R. Belkhou, F. Genuzio, T.O. Menteş, A. Locatelli, L. Cagnon, B. Trapp, J.-C. Toussaint, S. Y. Martin, D. Gusakova, E. Gautier, W. Ensinger, O. Fruchart*

### **9h10–10h10 Oraux 5. Elaboration, caractérisation, instrumentation**

**9h10 ELCAR-O1** Elaboration de films ultrafins de grenat de fer d'Yttrium dopés au Bismuth par ablation laser pulsée pour la spintronique.

*Lucile Soumah, Nathan Beaulieu, Lilia Qassym, Martin Collet, Cecile Carretero, Eric Jacquet, Jamal Ben Youssef, Richard Lebougeois, Paolo Bortolotti, Vincent Cros, Abdelmadjid Anane*

**9h30 ELCAR-O2** Croissance et études des propriétés magnétiques de grenats de Fer dopés au Bismuth d'épaisseur submicrométriques élaborés par épitaxie en phase liquide.

*N. Beaulieu, S. P. Pogossian, L. Soumah, A. Anane, P. Bortolotti, V. Cros, J. Ben Youssef*

**9h50 ELCAR-O3** Local NMR spectroscopy up to 0.7 T by magneto-resistive sensors.

*A. Doll, A. Solignac, M. Pannetier-Lecoeur, C. Fermon*

**10h10–10h30 Pause-café**

**10h30–12h30 Session poster 2 [EDS-P, ELCAR-P, ORGMOL-P, SKY-P, STNO-P]**

**12h30 Déjeuner**

**14h00–17h00 Plage libre**

**17h20–18h00 Oraux 6. Matériaux 2D**

**17h20 2D-O1** Highly efficient spin-to-charge current conversion at room temperature in topological insulator strained HgTe.

*P. Noël, C. Thomas, T. Meunier, P. Ballet, L. Vila, J.-P. Attané*

**17h40 2D-O2** Introduction du h-BN dans les jonctions tunnel magnétiques.

*M. Piquemal-Banci, R. Galceran, F. Godel, M.-B. Martin, S. Caneva, R.S. Weatherup, P.R. Kidambi, K. Bouzehouane, S. Xavier, J. Robertson, S. Hofmann, A. Anane, F. Petroff, B. Dlubak, P. Seneor*

**18h00–18h40 Oraux 7. Magnétisme organique et moléculaire**

**18h00 ORGMOL-O1** Déposition et commutation sélective d'une molécule à transition de spin cationique sur Au(111) et Cu<sub>2</sub>N.

*M. Gruber, T. Jasper-Tönnies, S. Karan, H. Jacob, F. Tuzcek, R. Berndt*

**18h20 ORGMOL-O2** Probing the exchange coupling through a Nc-functionalized STM.

*B. Verlhac, M. Ormaza, N. Bachellier, L. Garnier, L. Limot, M.-L. Bocquet, N. Lorente*

**18h45 Remise de prix**

**20h00 Dîner de gala**

**Mercredi 27 septembre 2017**

**8h30 – 10h10 Oraux 8. Skyrmions**

**8h30 SKY-O1** Anisotropic Dzyaloshinskii-Moriya interaction in ultra-thin epitaxial magnetic films for stabilization of magnetic antiskyrmions.

*L. Camosi, S. Rohart, N. Rougemaille, O. Fruchart, S. Pizzini, M. Belmeguenai, Y. Roussigné, J. Vogel*

**8h50 SKY-O2** Spirales de spin et skyrmions isolés dans un film ultra-mince de Co sans anisotropie magnétique.

*M. Hervé, B. Dupé, R. Lopez, M. Böttcher, M. Delany Martins, C. Goreno, T. Balashov, L. Gerhard, A. Ernst, J. Sinova, W. Wulfhchel*

**9h10 SKY-O3** Manipulating room-temperature stabilized sub-100nm skyrmions with currents: influence of the multilayer stack.

*W. Legrand, D. Maccarriello, N. Reyren, K. Garcia, C. Moutafis, S. Collin, K. Bouzehouane, V. Cros, A. Fert*

**9h30 SKY-O4** Contrôle par champ électrique de la stabilité de bulles skyrmioniques.

*M. Schott, A. Bernand-Mantel, H. Béa, C. Baraduc, S. Pizzini, J. Vogel, L. Ranno*

**9h50 SKY-O5** Tuning skyrmion bubble phases at room temperature by varying oxidation conditions and electric field.

*T. Srivastava, M. Schott, A. Bernand-Mantel, L. Ranno, V. Křížáková, S. Pizzini, M. Belmeguenai, A. Hallal, M. Chshiev, S. Auffret, C. Baraduc, H. Béa*

## 10h10–10h30 Pause-café

## 10h30–12h10 Oraux 9. Dynamique de l'aimantation

**10h30 DYN-O1** Dynamique ultrarapide de l'aimantation induite par une excitation optique ou électronique ultra-brève dans les alliages ferrimagnétiques de  $Gd_x[FeCo]_{1-x}$ .

*M. Deb, Y. Xu, G. Malinowski, M. Hehn, S. Mangin*

**10h50 DYN-O2** Magnetic Switching in Granular FePt Layers Promoted by Near-Field Laser Enhancement.

*E. Jal, P. W. Granitzka, L. Le Guyader, M. Savoini, D. J. Hickey, T. Liu, Z. Chen, T. Chase, H. Ohldag, G. L. Dakovski, W. F. Schlotter, S. Carron, M. C. Hoffman, A. X. Gray, P. Shafer, E. Arenholz, O. Hellwig, V. Mehta, Y. K. Takahashi, J. Wang, E. E. Fullerton, J. Stöhr, A. H. Reid, H. A. Dürr*

**11h10 DYN-O3** Renversement de l'aimantation induit thermiquement dans des bicouches Fe/MnAs et dynamique ultra-rapide des transitions de phases de MnAs.

*L. Lounis, F. Vidal, Y. Zheng, M. Eddrief, R. Delaunay, E. Allaria, E. Ferrari, C. Spezzani, H. Popescu, A. Ciavardini, C. Laulhé, M. Chollet, R. Alonso-Mori, M. Sacchi*

**11h30 DYN-O4** Universality class of current and magnetic field induced domain wall creep in a (Ga,Mn)(As,P) thin film.

*R. Díaz-Pardo, N. Moisan, A. Lemaître, V. Jeudy*

**11h50 DYN-O5** Injection/expulsion de défauts topologiques dans des nanofils cylindriques via des parois de domaines.

*A. Wartelle, B. Trapp, M. Staño, C. Thirion, S. Bochmann, J. Bachmann, M. Foerster, L. Aballe, A. Sala, T. O. Mentes, A. Locatelli, L. Cagnon, J.-C. Toussaint, O. Fruchart*

## 12h10 Déjeuner



# Conférence invitée

# **De la physique statistique aux sciences sociales : l'exemple des phénomènes collectifs**

**Jean-Philippe Bouchaud**

CFM

[Capital Fund Management]

Comme l'écrivait presque en ces termes P. W. Anderson en 1972 dans « More is different », le comportement de grandes assemblées d'individus ne peut pas être compris à partir de l'extrapolation du comportement d'individus isolés. Au contraire, des comportements complètement nouveaux, parfois spectaculaires et difficiles à anticiper, peuvent apparaître et nécessitent des idées et des méthodes nouvelles. L'objet de la physique statistique est précisément de tenter de comprendre ces phénomènes collectifs, qui n'appartiennent à aucun des constituants élémentaires sous-jacents. En particulier, de petits changements au niveau individuel peuvent entraîner des effets dramatiques au niveau collectif. Plusieurs exemples simples seront discutés, qui démontrent la nécessité (et la difficulté) d'aller au-delà des modèles de l'économie classique, basés sur l'idée d'un « agent représentatif ». Quelques pistes récentes seront évoquées.

# **Oraux 1. Electronique de spin**

# Impact de la concentration en atome de Co sur les propriétés magnétiques au sein de jonction magnétique tunnel MgO/CoFeB/MgO

**M. Bersweiler<sup>1</sup>, H. Sato<sup>1,4</sup>, S. Fukami<sup>1-4</sup>, F. Matsukura<sup>1,2,4,5</sup> et H. Ohno<sup>1-5</sup>**

<sup>1</sup>Center for Spintronics Integrated Systems, Tohoku University, Sendai, Japan

<sup>2</sup>Center for Spintronics Research network (CSRN), Tohoku University, Sendai, Japan

<sup>3</sup>Center for Innovative Integrated Electronic Systems, Tohoku University, Sendai, Japan

<sup>4</sup>Laboratory for Nanoelectronics and Spintronics, Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, Sendai, Japan

<sup>5</sup>WPI Advanced Institute for Materials Research, Tohoku University, Sendai, Japan

\*[mathias@riec.tohoku.ac.jp](mailto:mathias@riec.tohoku.ac.jp)

Les jonctions tunnels magnétiques à anisotropie perpendiculaire (p-MTJ) CoFeB/MgO/CoFeB [1] ont soulevé un grand intérêt dans la communauté de la spintronique car elles sont de potentielles candidates pour les mémoires magnétiques non-volatiles MRAM (Magnetic Random Access Memory). Afin de réaliser des MRAM à haute performances avec une densité de stockage élevé, deux conditions sont nécessaires : (i) un facteur de stabilité thermique  $\Delta$  supérieur à 60 afin de minimiser les pertes énergétique et d'avoir un temps de rétention de l'information supérieur à 10 ans, (ii) des courants d'écriture  $I_{co}$  inférieur à 10  $\mu$ A permettant ainsi de diminuer la surface des transistors. L'application de ces deux conditions aux p-MTJs se traduit par l'augmentation de l'anisotropie magnétique effective  $K_{eff}$  et par la réduction du coefficient d'amortissement  $\alpha$  (Gilbert damping) puisque  $\Delta$  et  $I_{co}$  sont respectivement proportionnel à  $K_{eff}$  et  $\alpha$  [1]. Au sein des p-MTJs utilisant CoFeB/MgO comme interface, l'insertion d'une fine couche de Ta de l'ordre 0.3 nm (MgO/CoFeB/Ta/CoFeB/MgO) a permis d'augmenter drastiquement  $K_{eff}$  via une augmentation de l'anisotropie d'interface  $K_i$  et de conserver de faibles valeurs de damping inférieur à 0.01 [2]. Nous avons entrepris dans cette étude d'évaluer  $K_i$  et  $\alpha$  au sein de p-MTJ composées de double interface (Co)FeB/MgO où l'insert de Ta n'est pas ajouté et où l'on a fait varier la concentration en atome de Co au sein de CoFeB.

Les p-MTJ suivantes ont été réalisées par pulvérisation cathodique magnétron dc/rf sur des substrats oxydés thermiquement ; Ta(5)/Pt(5)/couche synthétique ferrimagnétique (SyF)/Ta(0.3)/CoFeB(1.0)/MgO/Co<sub>x</sub>Fe<sub>100-x</sub>B<sub>25</sub> ( $t = 1.4 - 3.0$ )/MgO/revêtement protecteur avec  $X = 0, 25, 50$  at.%. La composition Co<sub>25</sub>Fe<sub>75</sub>B<sub>25</sub> correspond à la composition précédemment utilisé dans la réalisation de p-MTJ au sein du laboratoire [3]. Les épaisseurs nominales sont exprimées par les nombres entre parenthèse et la structure synthétique ferrimagnétique SyF est similaire à celle utilisé dans les études précédentes [3]. Les p-MTJ ont été recuites 1h à 300°C sous un champ magnétique de 0.4T appliqué perpendiculairement au plan des MTJs. L'aimantation spontanée  $M_S$  de CoFeB a été déterminée à partir des courbes de moments magnétiques par unité de surface en fonction du champ magnétique appliqué tandis que le champ d'anisotropie magnétique effectif  $H_{K_{eff}}$  et  $\alpha$  ont été déterminé par résonance ferromagnétique.

La **figure 1** présente l'évolution de l'aimantation spontanée par unité de surface  $m_S$  en fonction de l'épaisseur  $t$  de la couche magnétique CoFeB. Un ajustement linéaire  $m_S = M_S(t - t_d)$  permet de remonter à  $M_S$  et de détecter la présence éventuelle d'une couche « magnétiquement morte »  $t_d$  aux interfaces CoFeB/MgO.  $M_S$  décroît progressivement de 1.55T à 1.17T pour une concentration en atome de Co variant de 0 at.% à 50 at.%, tandis que  $t_d = 0$  nm quel que soit la concentration en atome de Co. L'évolution de l'anisotropie magnétique effective par unité de surface ( $K_{eff}t = H_{K_{eff}}M_S t/2$ ) versus l'épaisseur de CoFeB pour différentes concentrations en atome de Co est présenté en **figure 2**. En choisissant un revêtement protecteur adapté afin de préserver de toutes dégradation extérieures la couche supérieure de MgO, nous avons ainsi pu obtenir une valeur  $K_{eff}t$  supérieure à la valeur reportée dans la précédente étude pour la même composition Co<sub>25</sub>Fe<sub>75</sub>B<sub>25</sub> [4] et rappelée au sein de la **figure 2**. Ce résultat se traduit par la génération d'une anisotropie perpendiculaire pour des épaisseurs inférieur à 1.8 nm au sein des MTJ MgO/(Co)FeB/MgO.  $K_i$  est déterminée à partir de l'intersection de l'ajustement linéaire de la courbe  $K_{eff}t$  versus  $t$  avec l'axe des ordonnées. Nous observons une décroissance non-monotone de  $K_i$  lorsque la concentration en atome de Co augmente de 0 at.% à 50 at.% (**figure 3**). Nous justifions la décroissance de  $K_i$  par une réduction du nombre de

liaison atomique Fe-O lorsque la concentration en atome de Co augmente. L'étude des moments orbitaux  $3d$  des atomes de Fe et Co par dichroïsme circulaire magnétique des rayons X (XMCD) ayant révélé que les atomes de Fe aux interfaces avec MgO contribuent majoritairement à l'anisotropie perpendiculaire comparée aux atomes de Co [5]. Parallèlement à la réduction de  $K_i$ , une augmentation des valeurs de  $\alpha$  de 0.002 à 0.006 est observé lorsque la concentration en atome de Co augmente de 0 at.% à 50 at.% et pour des épaisseurs de CoFeB de l'ordre de 2 nm (figure 4). Nous pouvons noter que les valeurs  $\alpha$  reportées dans cette étude sont considérablement inférieures aux valeurs précédemment reportées dans les p-MTJs MgO/CoFeB/Ta/CoFeB/MgO ( $\approx 0.01$ ) [2]. Nous avons récemment observé que l'ajout d'un insert de Ta génère une couche magnétique morte de l'ordre de 0.5 nm et dont l'origine est la formation d'alliage CoFeBTa aux interfaces CoFeB/Ta. Par analogie aux travaux réalisés sur les alliages NiFeTa, nous pouvons supposer que la formation d'alliage CoFeBTa contribue à l'augmentation de  $\alpha$  dû à la valeur non négligeable du couplage spin-orbite des atomes de Ta [6].

Pour résumer, à travers l'étude de l'évolution de  $K_i$  et  $\alpha$  en fonction de la concentration de Co au sein de CoFeB, nous avons démontré que  $\text{Fe}_{75}\text{B}_{25}$  est un candidat prometteur dans le développement MRAM à haute performance.

Ces travaux ont été financés par "the IMPACT Program of CSTI et R&D Project for ICT Key Technology of MEXT"

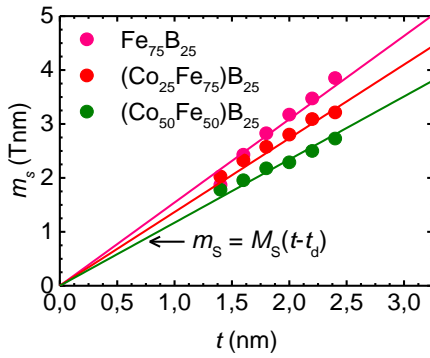


Figure 1 : aimantation spontanée par unité de surface en fonction de l'épaisseur  $t$  pour différentes concentration de Co

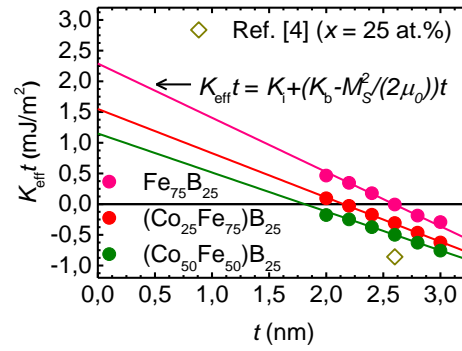


Figure 2 : anisotropie magnétique effective par unité de surface en fonction de l'épaisseur  $t$  pour différentes concentration de Co

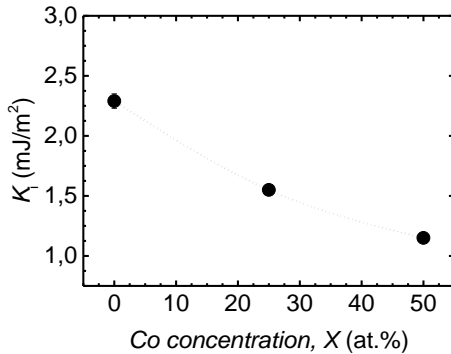


Figure 3 : Anisotropie d'interface  $K_i$  pour différentes concentration de Co

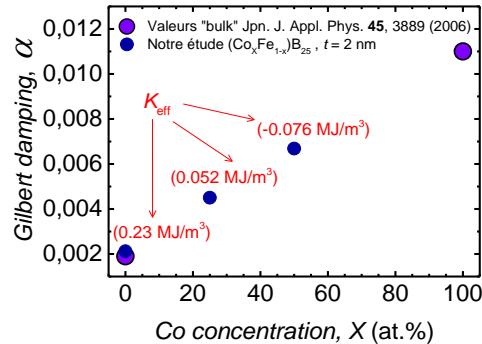


Figure 4 : Evolution de l'amortissement  $\alpha$  (Gilbert damping) en fonction de différentes concentrations en atome de Co et pour une épaisseur  $t = 2.0$  nm

- [1] S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H. D. Gan, M. Endo, S. Kanai, J. Hayakawa, F. Matsukura, and H. Ohno, Nat. Mater. **9**, 721 (2010).
- [2] E. C. I. Enobio, H. Sato, S. Fukami, and F. Matsukura, IEEE Magn. Lett. **6**, 1 (2015).
- [3] H. Sato, E. C. I. Enobio, M. Yamanouchi, S. Ikeda, S. Fukami, S. Kanai, F. Matsukura, and H. Ohno, Appl. Phys. Lett. **105**, 62403 (2014).
- [4] H. Sato, M. Yamanouchi, S. Ikeda, S. Fukami, F. Matsukura, and H. Ohno, Appl. Phys. Lett. **101**, 22414 (2012).
- [5] S. Kanai, M. Tsujikawa, Y. Miura, M. Shirai, F. Matsukura, and H. Ohno, Appl. Phys. Lett. **105**, 222409 (2014).
- [6] J. O. Rantschler, R. D. McMichael, A. Castillo, A. J. Shapiro, W. F. Egelhoff, B. B. Maranville, D. Pulugurtha, A. P. Chen, and L. M. Connors, J. Appl. Phys. **101**, 33911 (2007).

# Jonctions tunnel magnétiques à double barrière avec anisotropie perpendiculaire

**P. Coelho,<sup>1\*</sup> J. Chatterjee,<sup>1</sup> L. Cuchet,<sup>1</sup> L. Vila,<sup>1</sup> R. Sousa,<sup>1</sup> B. Dieny,<sup>1</sup> M. Chshiev,<sup>1</sup> et C. Baraduc<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Univ. Grenoble Alpes, CEA, CNRS, Grenoble-INP, INAC, SPINTEC, F-38000 Grenoble - France

\* [paulo.coelho@cea.fr](mailto:paulo.coelho@cea.fr)

Dans le cadre des mémoires non-volatiles, les mémoires magnétiques à accès aléatoire utilisant le couple de transfert de spin (en anglais, *Spin Transfer Torque Random Access Memories* – STT MRAM) sont particulièrement attractives pour leur grande stabilité thermique associée à une écriture très rapide, la possibilité de réduire leur taille en-dessous de 20 nm et leur faible consommation. Les STT-MRAM actuellement commercialisées [1] ont comme base des jonctions tunnel magnétiques (JTM) à aimantation planaire et de forme elliptique pour augmenter l'anisotropie de forme qui détermine la durée de rétention des données. Malgré tous les progrès des STT-MRAM planaires, les JTM perpendiculaires, dont l'aimantation à l'équilibre se positionne hors du plan, sont de meilleurs candidats pour l'ultime réduction de la taille. Par ailleurs, pour une même stabilité thermique, le courant nécessaire pour commuter l'aimantation dans les JTM perpendiculaires est plus faible que dans les dispositifs planaires [2]. Au niveau du couple de transfert de spin, les JTM perpendiculaires ont montré aussi une suppression de la composante de *field-like* du couple [3], alors qu'elle n'est pas négligeable dans le cas planaire [4,5]. En fait, ces structures bénéficient de l'anisotropie perpendiculaire interfaciale qui provient de l'interface métal magnétique/oxyde [6] et qui est renforcée par des multicouches Co/Pt ou Co/Pd [7]. La couche libre des JTMs à aimantation perpendiculaire peut être réalisée en utilisant une fine couche de CoFeB en contact avec la barrière de MgO [8]. Afin d'augmenter l'anisotropie perpendiculaire, des jonctions avec double interface CoFeB/MgO [9] ont été développées et ont montré une plus grande anisotropie que des jonctions avec un capping de Ta ou d'autre couche métallique.

De surcroît, les systèmes à double barrière et double référence sont très intéressants grâce à la possibilité de manipuler l'amplitude du couple de transfert de spin selon la configuration magnétique des deux références (mode lecture et écriture) [10]. En effet, quand les aimantations des références sont alignées de façon antiparallèle (mode écriture), le couple exercé dans la couche de stockage est renforcé menant à une réduction de la densité de courant critique [11]. Au contraire, quand les références sont parallèles (mode lecture), et si les deux barrières sont symétriques (produits résistance surface – RA – similaires), les deux couples s'annulent, donc la lecture de la mémoire peut être faite à plus faible tension (plus rapide) [10].

Dans les JTMs perpendiculaires, l'utilisation de multicouches Co/Pt dans la référence inférieure est possible grâce aux couches de croissance de Pt et/ou Ru assez épaisses (>5nm) avec une bonne texture, qui permettent d'augmenter l'anisotropie perpendiculaire du Co/Pt [12]. Au contraire, faire croître ces multicouches au-dessus des tri-couches CoFeB/MgO/CoFeB avec une grande anisotropie perpendiculaire est très difficile [12,13]. Jusqu'à présent, la plus grande anisotropie perpendiculaire a été démontrée avec des références supérieures à base des multicouches Co/Ni [14] et Co/Pd. L. Cuchet et al. [15] ont présenté la première double jonction tunnel magnétique (DJTM) avec référence inférieure à base de multicouches Co/Pt et référence supérieure à base de multicouches Co/Pd. Nous présentons la première élaboration de DJTMs avec deux références constituées de multicouches Co/Pt. La figure 1 montre le cycle magnétique de cette DJTM. En partant d'un état de saturation à champ magnétique (H) fortement positif, la configuration parallèle des deux références peut être atteinte si on s'arrête à -1000 Oe et la configuration antiparallèle si on descend jusqu'à -2000 Oe. Les cycles mineurs de la couche de stockage ont été mesurés pour les deux configurations des références mentionnées ci-dessus.

La DJTM de la ref.[15] et la DJTM développée par nous, toutes deux avec des barrières symétriques ( $RA_1=RA_2=10\Omega\cdot\mu m^2$ ), ont été fabriquées par lithographie électronique, sous forme de nanopiliers de diamètres nominaux entre 40nm et 300nm. La figure 2 montre la caractérisation en résistance, en fonction du champ appliqué, d'une DJTM ayant une référence supérieure à base de

multicouches Co/Pd et un diamètre électrique de 70 nm. Comme dans le cas en pleine plaque et après une saturation sous un fort champ négatif ( $H = -12$  kOe) de l'échantillon, il est possible d'obtenir les deux configurations magnétiques des références. Si le champ magnétique n'excède pas 3000 Oe, la DJTM est dans l'état parallèle. Au contraire, elle sera dans l'état antiparallèle si le champ appliqué atteint 3500 Oe. Les cycles mineurs de la couche libre dans les deux modes sont aussi démontrés. Les valeurs maximum de magnétorésistance (TMR) sont de  $\sim 30\%$  et  $\sim 5\%$  pour le mode lecture et écriture, respectivement. La coercivité est de  $\sim 500$  Oe.

Plusieurs études sont en cours pour ces deux types de DJTM perpendiculaires, notamment pour vérifier l'efficacité du couple de transfert de spin dans les deux modes de fonctionnement. Des diagrammes de phase V-H pour les doubles jonctions à référence supérieure en Co/Pd sont déjà obtenus.

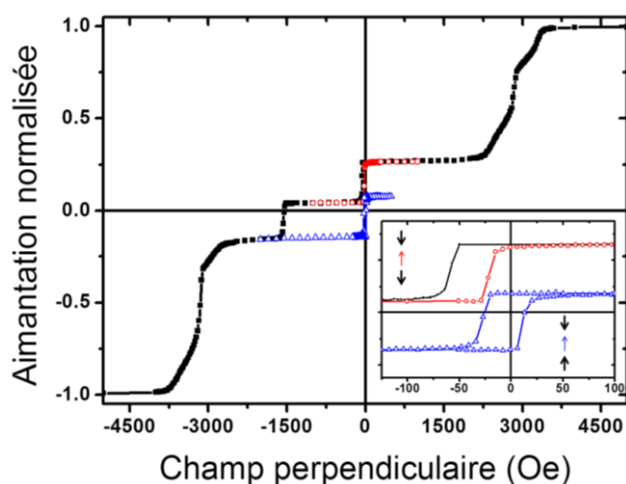


Figure 1. Cycle magnétique mesuré par VSM d'une DJTM avec les deux références composées de multicouches Co/Pt. L'encart montre les cycles mineurs de couche libre réalisés avec les références en configuration parallèle (cercles rouges) et antiparallèle (triangles bleus). Les flèches noires épaisses représentent l'aimantation de chaque référence et les flèches fines la couche libre.

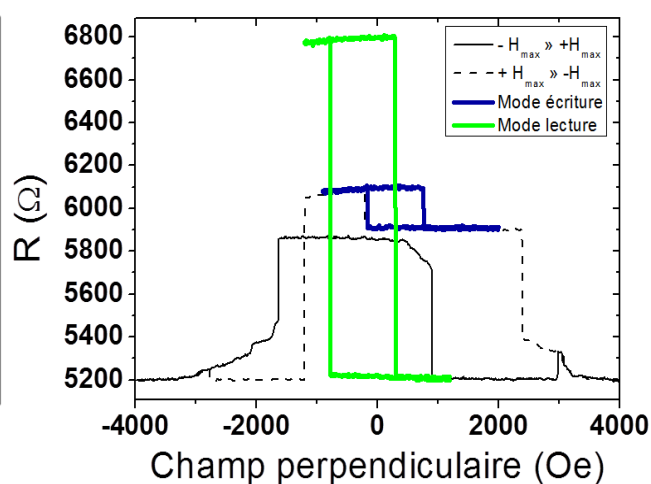


Figure 2. Cycle de résistance en fonction du champ appliqué pour un pilier de diamètre électrique de 70nm, après une saturation initiale sous un champ  $H = -12$  kOe.  $H_{max} = 4$  kOe représente la valeur absolue du champ maximal de balayage effectué. Le balayage va de  $-H_{max}$  à  $+H_{max}$  (courbe pleine) puis retourne à  $-H_{max}$  (courbe pointillée). Le cycle mineur de la couche libre avec les références parallèles (vert) et antiparallèles (bleu) correspondent aux modes lecture et écriture, respectivement.

- [1] N. D. Rizzo et al., *IEEE Trans. Magn.* **49** (7), 4441 (2013).
- [2] O. G. Heinonen and D. V. Dimitrov, *J. Appl. Phys.* **108**, 014305 (2010).
- [3] A. A. Timopheev et al, *Phys. Rev. B* **92**, 104430 (2015).
- [4] J. C. Sankey et al., *Nat. Phys.* **4** (1), 67 (2008).
- [5] O. G. Heinonen et al, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 066602 (2010).
- [6] S. Monso et al., *Appl. Phys. Lett.* **80**, 4157 (2002).
- [7] F. J. A. den Broeder et al., *J. Magn. Magn. Mater* **93**, 562 (1991).
- [8] D. C. Worledge et al., *Appl. Phys. Lett.* **98**, 022501 (2011).
- [9] H. Kubota et al., *J. Appl. Phys.* **111**, 07C723 (2012).
- [10] P. Y. Clément et al., *App. Phys. Lett.*, **107**(10), 102405 (2015).
- [11] Z. Diao et al., *Appl. Phys. Lett.* **90**(13), 132508 (2007).
- [12] M. Bersweiler et al., *J. Phys. : Condens. Matter* **28**, 336005 (2016)
- [13] S. T. Lim et al., *J. Appl. Phys.* **117**, 17A731 (2015)
- [14] I. Lytvynenko et al., *J. Appl. Phys.* **117**, 053906 (2015)
- [15] L. Cuchet et al., *J. Appl. Phys.* **117**, 233901 (2015)

## Probing a device's active atoms

M. Studniarek<sup>1,3</sup>, U. Halisdemir<sup>1</sup>, F. Schleicher<sup>1</sup>, B. Taudul<sup>1</sup>, E. Urbain<sup>1</sup>, S. Boukari<sup>1</sup>, M. Hervé<sup>2</sup>, C-H Lambert<sup>4</sup>, A. Hamadeh<sup>4</sup>, S. Petit-Watelot<sup>4</sup>, O. Zill<sup>1</sup>, D. Lacour<sup>3</sup>, L. Joly<sup>1</sup>, F. Scheurer<sup>1</sup>, G. Schmerber<sup>1</sup>, V. Da Costa<sup>1</sup>, A. Dixit<sup>1</sup>, P. Guitard<sup>5</sup>, M. Acosta<sup>1</sup>, F. Leduc<sup>3</sup>, F. Choueikani<sup>3</sup>, E. Otero<sup>3</sup>, W. Wulfhekel<sup>2</sup>, F. Montaigne<sup>4</sup>, E.Montebianco<sup>4</sup>, J. Arabski<sup>1</sup>, P. Ohresser<sup>3</sup>, E. Beaurepaire<sup>1</sup>, W. Weber<sup>1</sup>, M. Alouani<sup>1</sup>, M. Hehn<sup>4</sup>, and M. Bowen<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Institut de Physique et Chimie des Matériaux de Strasbourg UMR 7504, F-67000 Strasbourg, France

<sup>2</sup>Physikalisches Institut Karlsruhe Institute of Technology Wolfgang-Gaede-Str. 1, 76131 Karlsruhe, Germany

<sup>3</sup>Synchrotron SOLEIL L'Orme des Merisiers Saint-Aubin, BP 48, 91192 Gif-sur-Yvette, France

<sup>4</sup>Jean Lamour UMR 7198 CNRS Université de Lorraine BP 70239, 54506 Vandoeuvre les Nancy Cedex, France

<sup>5</sup>Service de Physique de l'Etat Condensé CEA-IRAMIS-SPEC (CNRS-MPPU-URA 2464) CEA-Saclay F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

\* [bowen@unistra.fr](mailto:bowen@unistra.fr)

Our understanding of how devices operate has matured considerably in recent years. Separately conducted device and materials science studies (see e.g. this first report of clear-cut memristance in a spintronic device[1]) have been superseded in scientific insight by 'operando' studies that probe the device's materials properties after the device has been placed in various states of operation. Of course, this approach equates all atoms in a device with its operation, though generally, only a subset of these atoms is actively involved. As an example, it is desirable to hone in on nanocrystallites that form near the electrodes of batteries upon repeated cycling and alter its performance[2]. We propose as a next step in operando studies to focus the materials characterization technique onto only those atoms that drive the device's operation. To do so, the materials science technique excitation is implemented, but the readout is performed using a device operational parameter.

To demonstrate the technique's interdisciplinary potential, we considered an extreme combination of device class and materials science technique. We've chosen magnetic tunnel junctions (MTJs), which are a prototypical spintronics device with industrial penetration toward next-generation memories and bio-inspired computing[3]. Indeed, this device class's operation is driven by the funneling through the tunnel barrier's defects (e.g. oxygen vacancies[4]) of the entirety of the junction's current. As a result, the macroscale device operates using a minute subset of active atoms. To focus on solely these atoms, we deployed synchrotron-grade x-ray absorption spectroscopy, which is capable of resolving the electronic structure of dilute atomic species buried within a heterostructure, with chemical sensitivity.

We've studied the MgO MTJ magnetotransport spectra upon sweeping the soft x-ray photon energy across the O K edge. RP exhibits changes associated with Fe oxide bonds, while RAP does not. We find that these bonds are not only perpendicular to the interface, as anticipated for an ideal MTJ, but also parallel to the interface. This latter observation suggests the presence astride the tunnel barrier's hotspots of nanoscale FeOx regions. Although this appears counterintuitive considering the high TMR measured, this association of FeOx at both interfaces with high TMR was predicted theoretically[5]. Finally, we find that reaching the O K edge maximum impacts RAP much more strongly than RP. This suggests that the device operation is altered by the absorption of soft x-rays by the device's active O atoms. We will discuss a first theoretical attempt at explaining the MTJ's operation in this 'excited' state.

Our technique has the potential to considerably simplify progress in device studies spanning a wide interdisciplinary range of research fields. It also strengthens scientific causality between a device's operation and the materials properties that underscore it, and thus touches upon the philosophy of scientific research itself.



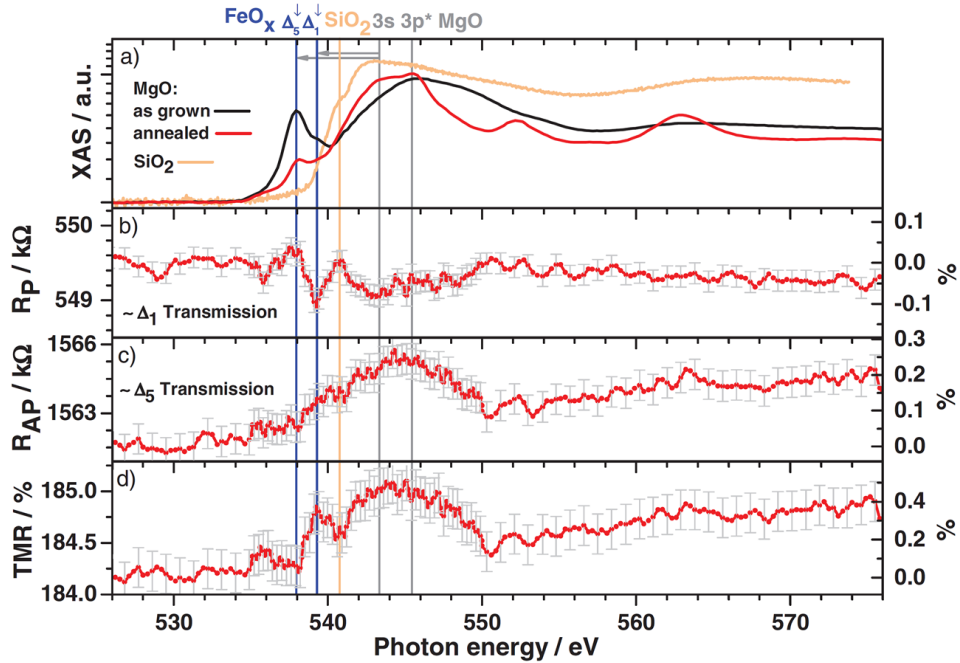


Figure 1. a) XAS references at the O K  $\Delta_5$ -edge of both the MgO barrier, either as-grown (black) or annealed (red), and of the encapsulating SiO<sub>2</sub> (salmon). Annealing reduces the spectral weight of pre-edge features, which are associated with Fe oxides (blue lines) based on their energy position (grey arrows) away from the Mg 3s XAS peak. Photon energy dependence of the annealed MTJ resistance  $R$  at 10 mV and  $T = 20$  K in the b) P and c) AP magnetization states, and d) of the TMR ratio.

[1] Bias-crafted magnetic tunnel junctions with bistable spin-dependent states, M. Bowen et al, Appl. Phys. Lett. 89 103517 (2006).

[2] Observation and Quantification of Nanoscale Processes in Lithium Batteries by Operando Electrochemical (S)TEM B. L. Mehdi et al Nano Lett. 2015, 15, 2168.

[3] Tunneling path toward spintronics, Miao et al, Rep. Prog. Phys. 74, 036501 (2011)

[4] Localized states in advanced dielectrics from the vantage of spin- and symmetry-polarized tunnelling across MgO, F Schleicher et al. Nature Communications 5, 4547 (2014)

[5] Oxygen-Induced Symmetrization and Structural Coherency in Fe/MgO/Fe(001) Magnetic Tunnel Junctions, C. Tusche, et al, Phys. Rev. Lett. 2005, 95, 176101.

## Tunneling Spintronics Across MgO Driven by Oxygen Vacancies

***Beata Taudul<sup>1</sup>, Elmer N. Montebanco<sup>2</sup>, Ufuk Halisdemir<sup>3</sup>, Filip Schleicher<sup>1</sup>, Daniel Lacour<sup>2</sup>, François Montaigne<sup>2</sup>, Eric Beaurepaire<sup>1</sup>, Samy Boukari<sup>1</sup>, Michel Hehn<sup>2</sup>, Martin Bowen<sup>1</sup>, Mébarek Alouani<sup>1</sup>***

<sup>1</sup>Institut de Physique et Chimie des Matériaux de Strasbourg UMR 7504 CNRS, Université de Strasbourg, 23 Rue du Loess, BP 43, 67034 Strasbourg Cedex 2, France

<sup>2</sup>Institut Jean Lamour UMR 7198 CNRS, Université de Lorraine, BP 70239, 54506 Vandoeuvre les Nancy Cedex, France

<sup>3</sup>Department of Inorganic Materials Science (IMS), University of Twente, P.O. Box 217 7500 AE Enschedem, The Netherlands

\*[beata.taudul@ipcms.unistra.fr](mailto:beata.taudul@ipcms.unistra.fr)

Understanding the tunnel magnetoresistance (TMR) of metal-oxide magnetic junctions is key to developing magnetoresistive random access memories, magnetic sensors and novel logic devices [1, 2]. Theoretically predicted high values of TMR ratios are thought to reflect the conservation of the electron's spin and the electronic wave function symmetry upon tunneling through structurally ordered barriers [3,4]. However, measurements show values, which are one order of magnitude below predictions [5]. Moreover, high experimental values of TMR of metal-MgO junctions are obtained across barriers heights for tunneling as low as 0.4 eV [6,7], which are strongly reduced, compared to the nominal barrier height of 3.7 eV for ideal MgO. This discrepancy between theory and experiment is suspected to reflect the impact of structural defects, such as oxygen vacancies, in the MgO barrier on the TMR. Indeed, defects might create additional energy levels within the insulator energy band gap that effectively reduce the barrier height and can affect the preservation of electron spin and wave function symmetry during the solid-state tunneling process [7,8]. Within the growing evidence that paired oxygen vacancies (M centers) play a crucial role in the spintronics response of Fe/MgO magnetic tunnel junctions, we computed the electronic properties of M centers in MgO using density functional theory (DFT) and hybrid functionals, such as HSE, as implemented in the VASP package within the projector augmented wave (PAW) method [9,10]. M centers constitute the pairing of two nearest-neighbor single oxygen vacancies (F centers), each of which generates a single set of ground and excited states. We determined the energy positions of these defect states within the MgO band gap with respect to the Fermi level for both Fe and FeCo electrodes. The positions of these defect states for FeCo/MgO junction are in good agreement with our experimental data [11]. The complex band structure of MgO indicates a favorable role of M centers for spin-polarized solid-state tunneling in MgO-based magnetic tunnel junctions. We experimentally demonstrated how to control the nature and density of F and M centers. Finally, we will discuss the results of the calculated transmission for Fe/MgO with different number of MgO layers and different configuration of vacancies (Figure 1).

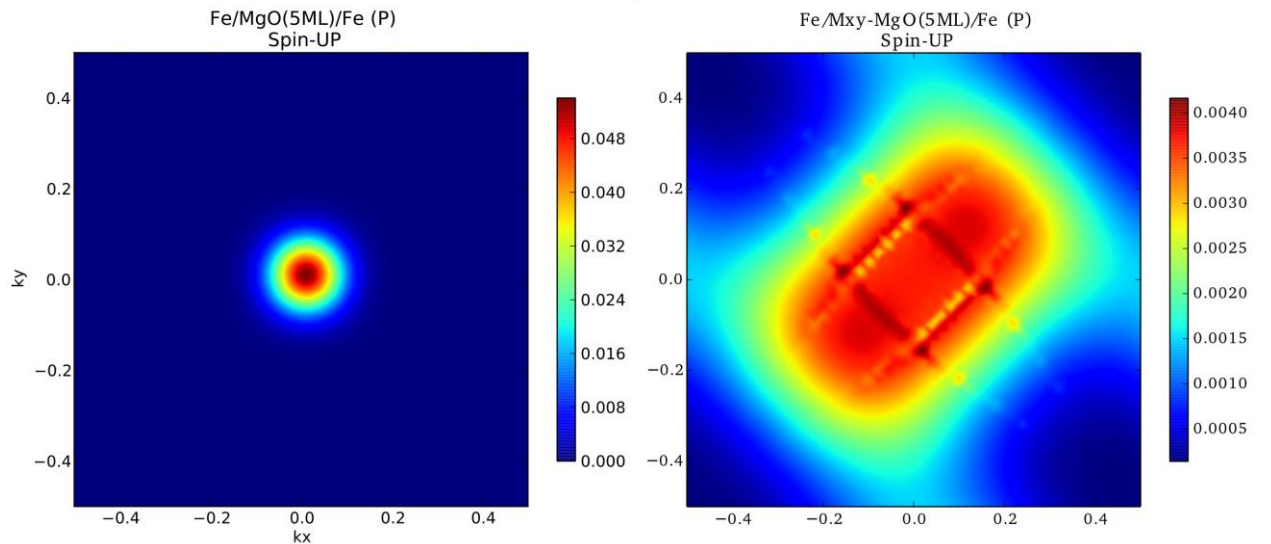


Figure 1. Zero bias  $k_{\parallel}$ -resolved transmission coefficient of the Fe/(MgO)5/Fe junction for the majority spin channel of the parallel magnetization alignment of the electrodes: without (left) and with an M center in the middle layer of MgO (right).

## References

- [1] S. Ikeda *et al.*, *IEEE Transactions on electron devices* **54**, 991999 (2007).
- [2] C. Chappert, A. Fert, F. N. Van Dau, *Nat. Mater.* **6**, 813 (2007).
- [3] S. Yuasa and D. D.Djayaprawira, *J. Phys. D.: Appl. Phys.*, **40**, R337 (2007).
- [4] W. H. Butler, X.-G. Zhang, T. C. Schulthess, J. M. MacLaren, *Phys. Rev. B* **63**, 054416 (2001).
- [5] S. Ikeda *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 082508 (2008).
- [6] S. Yuasa *et al.*, *Nat. Mater.* **3**, 868 - 871 (2004).
- [7] F. Schleicher *et al.*, *Nat. Commun.* **5**, 4547 (2014).
- [8] K. P. McKenna and J. Blumberger, *Phys. Rev. B*, **86** 245110 (2012).
- [9] G. Kresse, J. Furthmüller, *Phys. Rev. B*, **54**, 11169 (1996).
- [10] G. Kresse, D. Joubert, *Phys. Rev. B*, **59**, 1758 (1999).
- [11] B. Taudul *et al.*, DOI: 10.1002/aelm.201600390 (2017).

# Spin conductance of YIG thin films driven from thermal to subthermal magnons regime by large spin-orbit torque

**N. Thiery,<sup>1</sup> A. Draveny,<sup>1</sup> V. V. Naletov,<sup>1,2</sup> L. Vila,<sup>1</sup> J.P. Attané,<sup>1</sup> C. Beigné,<sup>1</sup> G. de Loubens,<sup>3</sup> M. Viret,<sup>3</sup> N. Beaulieu,<sup>3,4</sup> J. Ben Youssef,<sup>4</sup> V. E. Demidov,<sup>5</sup> S. O. Demokritov,<sup>5,6</sup> A. Anane,<sup>7</sup> P. Bortolotti,<sup>7</sup> V. Cros,<sup>7</sup> and O. Klein<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>SPINTEC, CEA-Grenoble, CNRS and Université Grenoble Alpes, 38054 Grenoble, France

<sup>2</sup>Institute of Physics, Kazan Federal University, Kazan 420008, Russian Federation

<sup>3</sup>SPEC, CEA-Saclay, CNRS, Université Paris-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>4</sup>LabSTICC, CNRS, Université de Bretagne Occidentale, 29238 Brest, France

<sup>5</sup>Department of Physics, University of Muenster, 48149 Muenster, Germany

<sup>6</sup>Institute of Metal Physics, Ural Division of RAS, Yekaterinburg 620041, Russian Federation

<sup>7</sup>Unité Mixte de Physique CNRS, Thales, Université Paris-Saclay, 91767 Palaiseau, France

\*[nicolas.thiery@cea.fr](mailto:nicolas.thiery@cea.fr)

Generation and detection of pure spin currents circulating in magnetic materials through spin-orbit torque (SOT) has attracted recently a lot of attention, especially for future applications exploiting magnonic concepts. Among them, Yttrium Iron garnet (YIG), a magnetic insulator with very low damping, appears to be a promising material [1] since it can propagate very efficiently magnons (the spin carrier). It has been recently established [2] that a pure spin transport can be induced and detected between two Pt electrodes deposited few microns apart on top of YIG. However the nature of the magnons excited by SOT remains an open issue. On one hand, non-local transport experiments [2] monitoring the spin conductivity of YIG between two Pt contacts at low level excitation suggests that the transport is governed by thermal magnons, which oscillate in the THz range. On the other hand spectroscopy experiment [3] monitoring the magnetization dynamics of a YIG micro-structure at high level excitation (above the damping compensation threshold) demonstrated that the dynamic is governed by coherent magnon, which oscillates in the GHz range (subthermal).

Here we report a study on the non-local spin transport properties of YIG thin film excited above the damping compensation threshold. The device (Fig. 1a) consist of a 18 nm YIG film with two Pt(10nm) wires separated by a variable gap. By injecting a pulse current in the left Pt electrode a spin accumulation can be induced by spin Hall effect and be detected through the right Pt electrode via inverse spin Hall effect. The measurement is performed at variable polar angle between the applied field and the current direction for all possible polarities of the applied field and the injected charge current ( $\pm H_0$ ;  $\pm I$ ). The symmetry allow us to separate the SOT signal (see Fig 1.b) from the spin Seebeck effect produced by Joule heating. The main contribution of this work is an experimental evidence of a deviation  $\Sigma_n$  of the non-local SOT conductance from a linear behavior  $\Sigma_l$  when electrical current density injected in the Pt exceeds  $J > J_c \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$ . This value corresponds to the expected threshold current for damping compensation of the Kittel mode. The measurement has been repeated for different separation between the two Pt(7nm) wires and the result is displayed in Fig 1.b. We observe a quick decrease of the non-local spin conductance  $\Sigma_l$  between the two contacts below  $J_c$  with a characteristic decay length of about  $0.4 \mu\text{m}$ . The decay of the additional signal  $\Sigma_n$  above the linear contribution seems to decay within a much longer length scale (about 4 times larger at  $I=2\text{mA}$ ).

These results show evidence of a gradual spectral shift from thermal to subthermal magnon transport as spin transfer torque compensate the dissipation of long wavelength spin-wave modes. A further analysis of this spectral shift should provide insight information about the microscopic mechanism of spin-orbit torque and competition between modes in magnetic films.

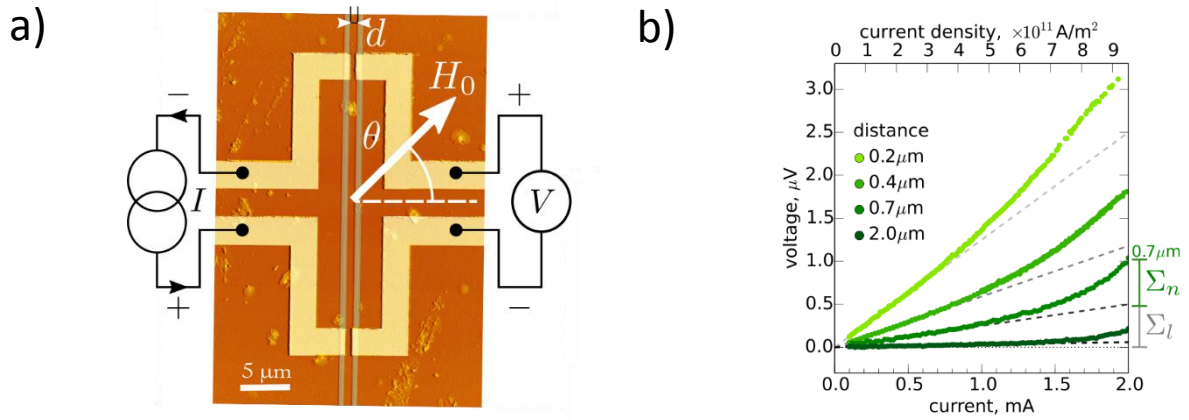


Figure. 1. a) Atomic force microscopy image of the device. Two Pt wires (vertical grey lines) are separated by a distance  $d=1.2\mu\text{m}$  and are connected by 50 nm thick Al electrodes (colored in yellow). b) SOT signal as function of the applied current for different separations between the two Pt wires. The dashed lines are linear fit of the current regime below the damping compensation threshold. It gives the linear spin conduction  $\Sigma_l$ . A new spin conduction channel  $\Sigma_n$  opens up above  $J_c$ .

- [1] Y. Kajiwara et al *Nature* 464,262 (2010).
- [2] L. J. Cornelissen et al *Nature Phys.* 11, 1022 (2015).
- [3] M. Collet et al *Nature Commun.* 7, 10377 (2016).
- [4] N. Thiery et al under review in *Phy. Rev. Lett.*

## **Oraux 2. Matériaux multifonctionnels**

# Amélioration de l'effet magnétoélectrique dans les bicouches CoFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>/PZT par anisotropie uniaxiale magnétique induite

Alex Aubert<sup>1</sup>, Vincent Loyau<sup>1</sup>, Frédéric Mazaleyrat<sup>1</sup>, et Martino LoBue<sup>1</sup>

<sup>1</sup> SATIE UMR 8029 CNRS, ENS Paris-Saclay, Cachan

\* [alex.aubert@satie.ens-cachan.fr](mailto:alex.aubert@satie.ens-cachan.fr)

Actuellement il existe un intérêt croissant pour l'amélioration de la magnétostriction des matériaux à base d'oxyde et en particulier des ferrites de cobalt, qui sont une alternative appropriée pour les alliages de terres rares. En effet, ces matériaux sont très intéressants pour concevoir des actionneurs et des capteurs présentant des performances élevées. Dans le cas des matériaux magnétoélectriques laminaires (ME) à effet transversal, le coefficient magnétoélectrique ( $\alpha_{31}$ ) dépend de la somme des coefficients piézomagnétiques longitudinal ( $d_{11}^m = d\lambda_{11}/dH$ ) et transversal ( $d_{21}^m = d\lambda_{21}/dH$ ) de la couche magnétique [1]. Ces coefficients piézomagnétiques étant opposés en signe, il faut maximiser l'un des coefficients et minimiser l'autre afin d'améliorer l'effet ME. Ceci est possible en induisant une anisotropie uniaxiale magnétique, connue pour agir sur les propriétés magnétostrictives du ferrite de cobalt [2].

La technique la plus courante pour améliorer le piézomagnétisme longitudinale ( $d_{11}^m$ ) et diminuer le piézomagnétisme transversale ( $d_{21}^m$ ) est d'induire une anisotropie uniaxiale par recuit magnétique [2]. Dans cette étude, une nouvelle technique permettant d'induire une anisotropie uniaxiale dans le CoFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub> est utilisée, basée sur la réaction sous pression uniaxiale utilisant la technique de frittage Spark Plasma Sintering (SPS) [3]. Les mesures magnétiques, magnétostrictives, piézomagnétiques et magnétoélectriques du ferrite de cobalt avec une anisotropie uniaxiale sont étudiées et comparées à celles du ferrite de cobalt isotrope, réalisé par la méthode céramique classique. L'avantage d'utiliser le ferrite de cobalt possédant une anisotropie uniaxiale pour l'application ME est montré.

Les échantillons de CoFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub> polycristallins ont été préparés par deux méthodes différentes à partir d'oxydes nano (< 50 nm) Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et Co<sub>3</sub>O<sub>4</sub> utilisés comme précurseurs en rapport molaire de 3:1. Initialement, comme référence, une méthode céramique classique a été utilisée pour produire l'échantillon isotrope. Le mélange d'oxydes a d'abord été calciné à 900 °C pendant 12 heures pour former la phase spinelle, puis fritté à 1250 °C pendant 10 heures. Cet échantillon sera référencé CF-CM. Dans la deuxième méthode de fabrication, le SPS a été utilisé pour effectuer la réaction suivie du frittage (frittage réactif) du ferrite de cobalt. L'étape de réaction a été effectuée à 500 °C pendant 5 minutes, tandis que l'étape de frittage a été faite à 750 °C pendant 3 minutes, toutes deux sous une pression uniaxiale de 100 MPa. Cet échantillon sera appelé CF-SPS. Indépendamment de la méthode utilisée, des pastilles cylindriques de 10 mm de diamètre et 2 mm d'épaisseur ont été obtenues.

Les mesures magnétiques ont été effectuées sur des échantillons coupés en cubes de 8 mm<sup>3</sup>, grâce à un magnétomètre à échantillons vibrants (VSM, Lakeshore 7400) pouvant appliquer un champ maximal de 1 T. La mesure est faite dans les trois directions du cube. Pour CF-CM, les courbes d'hystérésis magnétiques présentent un comportement similaire dans les trois directions du cube, montrant ainsi l'isotropie d'une telle céramique. Pour CF-SPS, nous observons une aimantation rémanente plus élevée dans une direction que pour les deux autres directions, indiquant l'anisotropie magnétique uniaxiale d'un tel échantillon. Cette direction particulière correspond à la direction dans laquelle la pression est appliquée pendant le processus SPS. L'origine de l'anisotropie est donc attribuée à la réaction sous pression [3].

Les mesures magnétostrictives ont été effectuées avec des jauges de contrainte collées sur la surface plane des disques. CF-CM présente un comportement magnétostrictif isotrope

avec un rapport entre la magnétostriction longitudinale  $\lambda_{11}$  et transversale  $\lambda_{21}$  maximale de 3:1. En revanche, pour CF-SPS, nous observons une amélioration de la magnétostriction longitudinale  $\lambda_{11}$  maximale et une diminution de la magnétostriction transversale  $\lambda_{21}$  maximale qui devient négative une fois qu'un certain champ magnétique est atteint. Cela conduit à un rapport entre la magnétostriction longitudinale et transversale maximale de 19:1. En conséquence, nous observons une amélioration du coefficient piézomagnétique dans la direction longitudinale ( $d_{11}^m$ ) pour CF-SPS comparé à CF-CM. De plus, la pente dans la direction transversale ( $d_{21}^m$ ) est plus faible pour CF-SPS que pour CF-CM. En additionnant ces deux coefficients piézomagnétiques ( $d_{11}^m+d_{21}^m$ ), nous avons obtenu une somme pour CF-SPS trois fois plus élevée que pour CF-CM.

Pour évaluer le potentiel de ces ferrites dans les applications ME, CF-CM et CF-SPS ont été collés sur des disques PZT (PZ27) ayant un diamètre de 1 cm et une épaisseur de 1 mm en utilisant de l'époxy argenté pour obtenir un bicouche ME. Les coefficients magnétoélectriques sont obtenus en fonction d'un champ magnétique DC appliqué dans la direction radiale du disque bicouche tandis qu'un petit champ AC externe de faible fréquence est superposé dans la même direction (1 mT, 80 Hz). Les coefficients ME sont donc déduits de la tension du piézoélectrique le long de l'épaisseur mesurée avec un Lock-In (voir encadré Figure 1). Les coefficients magnétoélectriques sont représentés Figure 1. Nous observons que l'effet ME est trois fois plus élevé dans le cas du bicouche CF-SPS/PZT comparé au bicouche CF-CM/PZT. En effet, un coefficient magnétoélectrique maximal de 80 mV/A et de 26 mV/A sont obtenus respectivement. Ces résultats corroborent avec les coefficients piézomagnétiques et valident le modèle ME basse fréquence. Cette étude confirme l'intérêt récent des chercheurs à produire des matériaux magnétostrictifs présentant une anisotropie uniaxiale pour des applications ME.

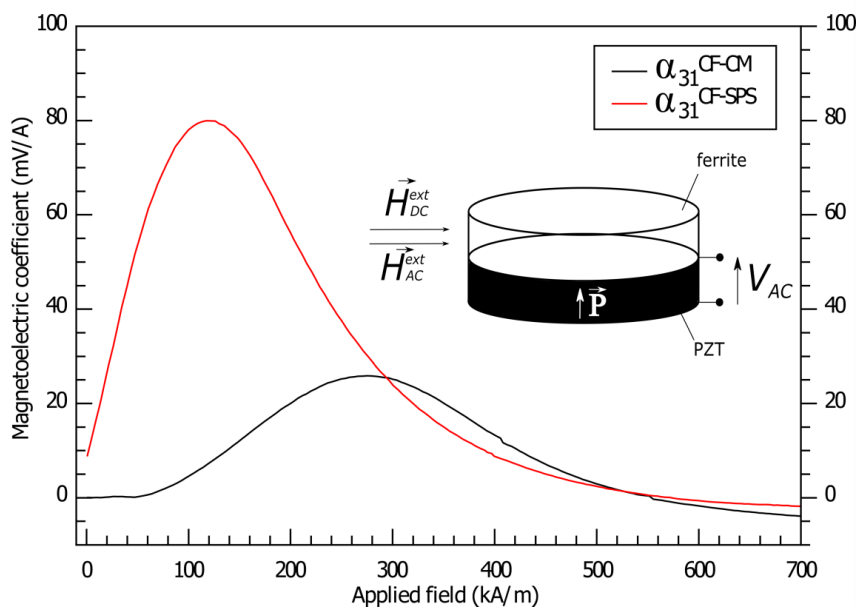


Figure 1: Coefficient ME transversal pour CF-CM et CF-SPS

- [1] V. Loyau, A. Aubert, M. LoBue, and F. Mazaleyrat, J Magn. Magn. Matt. **426**, 530 (2017)
- [2] K. K. Mohaideen and P.A. Joy, Appl. Phys. Lett. **101**, 072405 (2012)
- [3] A. Aubert, V. Loyau, F. Mazaleyrat, and M. LoBue, J. Eur. Ceram. Soc. **37**, 3101 (2017)



## Emergent properties and functionalities in covalent oxide perovskites : when spin-orbit meets correlations

Julien Varignon<sup>1</sup>, Mathieu N. Grisolia<sup>1</sup>, Jorge Íñiguez<sup>2</sup>, Agnès Barthélémy<sup>1</sup>, Manuel Bibes<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Unité Mixte de Physique, CNRS, Thales, Université Paris Sud, université Paris-Saclay, 1 avenue A. Fresnel, 91767 Palaiseau, France

<sup>2</sup>Materials Research and Technology Department, Luxembourg Institute of Science and Technology (LIST), 5 avenue des Hauts-Fourneaux, L-4362 Esch/Alzette, Luxembourg

\*E-mail: [julien.varignon@cnrs-thales.fr](mailto:julien.varignon@cnrs-thales.fr)

Transition metal oxides with an ABO<sub>3</sub> perovskite structure have attracted widespread interest over the last decades, both from academic and industrial points of view. This can be ascribed to their wide range of functionalities that originates from the interplay between lattice, electronic, and magnetic degrees of freedom [1]. Among all perovskites, rare-earth nickelates R<sup>3+</sup>Ni<sup>3+</sup>O<sub>3</sub> (R=Lu-La, Y) might be considered as a prototypical case because they possess almost all possible degrees of freedom present in these materials.

Except for R=La, all nickelates undergo a metal-insulator phase transition at T<sub>MI</sub>, accompanied by a symmetry lowering from orthorhombic *Pbnm* to monoclinic *P21/n* [2,3]. In this *P21/n* phase, a Ni-site splitting is observed due to the appearance of a breathing distortion of O<sub>6</sub> octahedra yielding a rock-salt pattern of small and large NiO<sub>6</sub> groups [4] usually associated with charge disproportionation [5] from 2Ni<sup>3+</sup> to Ni<sup>(3+δ)+</sup> + Ni<sup>(3-δ)+</sup>. At T<sub>MI</sub> ≤ T<sub>N</sub>, they undergo an antiferromagnetic transition leading to a quadrupling of the magnetic unit cell and possible collinear or non collinear spin orderings [6]. Finally, the electronic structure is also characterized by strong overlap between O-2*p* and Ni-3*d* states yielding large covalent effects [2]. Therefore, nickelates seem to be on the verge of the crossover between dominantly ionic and covalent characters. However, the nature of their ground state is highly debated.

Here, we address this problem by performing first-principles calculations on a wide range of nickelates covering the phase diagram. We show that the insulating phase is characterized by a clear-cut split of the electronic states of the two Ni sites, which can be strictly described as being low-spin 4+ and high-spin 2+. At the same time, our simulations reveal a shift of the oxygen-*p* orbitals toward the depleted Ni cations, that ultimately leads to nearly identical Ni sites from a point of view of integrated charges. The former finding is reminiscent of the ionic-charge disproportionation picture of the rare-earth nickelates originally discussed in the literature while the latter bears similarities with the recently proposed hybridized/covalent electronic configuration involving oxygen-holes. Our results reconcile these two interpretations of the ground state of the rare-earth nickelates and we therefore provide a unified picture allowing to further discuss the role of covalency on their electronic and magnetic properties.

By moving to bismuthates A<sup>2+</sup>Bi<sup>4+</sup>O<sub>3</sub> (A=Ba, Sr) that share many striking properties with nickelates [7-10] but in which Bi cations ensure a strong spin-orbit interaction, we will show that a proper use of strain engineering of their thin film form unlocks an unprecedented oxygen-holes induced Rashba spin-splitting of bands dispersing around the Fermi level. This result paves the way for new functionalities with perovskites and reveals the potential of oxides for applications based on spin-orbitronics.

Work supported by the European Research Consolidator grant MINT (Contract 615759).

[1] P. Zubko *et al*, *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **2**, 141 (2011).

[2] M. L. Medarde, *J Phys.: Condens. Matter* **9**, 1679 (1997).

[3] G. Catalan, *Phase Transitions* **81**, 729 (2008).

[4] M. L. Medarde *et al*, *Phys. Rev. B* **78**, 212101 (2008).

[5] J. M. Alonso *et al*, *J. Am. Chem. Soc.* **121**, 4754 (1999).

[6] J. Garcia-Munoz *et al*, *Phys. Rev. B* **50**, 978 (1994).

[7] R. P. S. M. Lobo *et al*, *Solid State Commun.* **98**, 61 (1996).

[8] T. Thonhauser *et al*, *Phys. Rev. B* **73**, 212106 (2006).

[9] K. Foyetsova *et al*, *Phys. Rev. B* **91**, 212114 (2015).

[10] S. M. Kazakov *et al*, *Nature* **390**, 148 (1997).

# Magnetization dynamics triggered by Surface Acoustic Waves: systematic study of magnetoelastic interaction in thin films of $Fe_{1-x}Ga_x$

C. Hepburn\*, M. Massimiliano, M. Eddrief, L. Thevenard, L. Becerra and J-Y. Duquesne

\*Paris Institute of Nanoscience

There are several ways to trigger magnetization dynamics, for example, by using femtosecond laser pulses, exciting resonant phonons [1] or spin-polarized currents [2] etc. This can also be done with Surface Acoustic Waves (SAWs) via the magnetoelastic interaction. The latter is intensively investigated in the interest of controlling magnetization. For example, elastically driven ferromagnetic resonance (Ni[3], [4], (GaMn)(AsP)[6], YIG[5]), precessional magnetization switching ((Ga,Mn)(As,P)[6]), strong reduction of coercivity ((Ga,Mn)(As,P)[6]), acoustically induced vortex states in nanomagnets (Co, FeGa) [7] have been reported.

Our research thus focuses on the investigation of magnetoelastic coupling in thin films of  $Fe_{0.8}Ga_{0.2}$  and Fe and on the possibility to acoustically control magnetization at high frequency. We systematically investigate the coupling between SAWs and magnetization in a non-resonant regime in films of 25-100nm thickness by varying the direction of the applied magnetic field, working frequency and propagating SAWs in different crystallographic directions, in order to understand and qualify the mechanism of interaction. Furthermore, we compare samples with different texture (single crystals and polycrystals) and different magnetic structure, i.e. with in-plane magnetization or stripe-like magnetic domains due to perpendicular magnetic anisotropy [8].

The SAWs are generated by an interdigital transducer (IDT) deposited on a piezoelectric substrate (Fig.1). The magnetic system is thus subject to dynamic SAW-induced strain. The working frequencies are in the 120-830 MHz range. The external magnetic field is applied in-plane parallel, perpendicular or at some angle  $\varphi_H$  with respect to SAW wavevector,  $\vec{k}_{saw}$ . We use a time-domain technique to measure the amplitude and phase of the acoustic signal. The change in velocity and attenuation of SAWs are deduced from these measurements. This permits to see the effect of the SAW-induced magnetization dynamics on SAW propagation.

Our experimental results show a dependance of SAW velocity and attenuation on the direction and intensity of the magnetic field: the low field regime (0-30mT) exhibits a hysteretic behaviour, while in the high field regime the process is reversible. As an example, the inset of the Fig.1 represents the experimental results for the change of SAW velocity at 830MHz as a function of the magnetic field, that is applied at  $10^\circ$  and  $60^\circ$  with respect to  $\vec{k}_{saw}$ . The magnetoelastic interaction between SAW and the magnetization is stronger at higher frequency.

We interpret our results using a phenomenological approach, based on the Landau-Lifshitz-Gilbert equation under the assumption of a single domain and semi-infinite solid.

We first evaluate the norm of the torque density, induced by the SAW on the magnetization (Fig.2). The color-plot represents the norm of the torque density vector as a function of the angle and intensity of the applied field. In this calculation we restrict ourselves to the high field region where a single domain is aligned with the external field. The color-plot reflects the angular dependance of the SAW induced torque, showing no magnetoelastic coupling when the magnetization is parallel or perpendicular to SAW wave vector (hard axes) and maximum coupling at  $45^\circ$  (easy axis). Increasing the field intensity suppresses the induced torque and hence the SAW no longer has an impact on the magnetization.

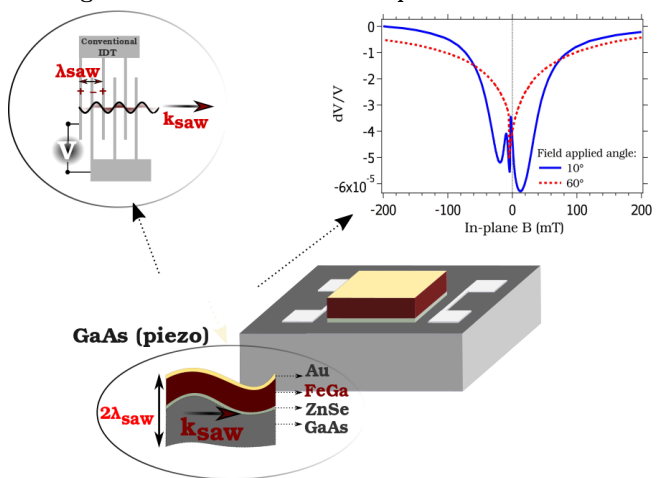
A propagating SAW exerts a torque on the magnetization that causes magnetization oscillations. This leads to a softening of the elastic constants of the material and change in SAW velocity. Phenomenologically, this can be viewed as a modification of the elastic constants due to the presence of the magnetoelastic term. The film-substrate structure is viewed as a material with effective elastic modulus. The real part of the effective elastic modulus  $C_{el}^{eff}$  of the material is used to evaluate the change in SAW velocity:

$$\Re(C_{el}^{eff}) = C_{el} + \mathbf{B}_2 \mathbf{f}(\mathbf{H}_{app}, \varphi_H) \cos(2\varphi_H),$$

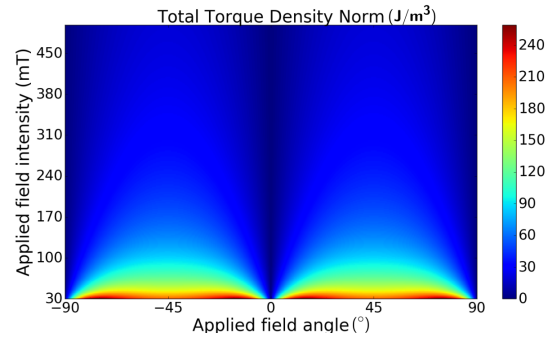
where  $C_{el}$ ,  $B_2$  are the elastic and magnetoelastic constants of the material, respectively.

In conclusion, we evaluate the directionality of the magnetoelastic coupling (color-plot) and extract the material constants, i.e. magneto-crystalline anisotropy and magnetoelastic constants ( $B_1$ ,  $B_2$ ), by fitting the  $\frac{\Delta V}{V}$  experimental curves. The extracted values are compared to the values corroborated by a direct comparison with the ones obtained by FMR and cantilever deflection measurements.

**Fig.1: SAWs excitation and experimental data**



**Fig.2: Norm of SAW-induced Torque Density**



**key words: magnetoelastic coupling, magnetization dynamics, magnonics**

- [1] J.V.Jager et al., Phys. Rev. B 92, 020404(R) (2015)
- [2] J. Linder, Superlattices and Microstructures 47, 497-521 (2010)
- [3] H. Bömmel and K. Dransfeld, Phys. Rev. Let. vol.3, num.2 (1959)
- [4] L.Dreher et al., Phys. Rev. B 86, 134415 (2012)
- [5] N. Polzikova et al., IEEE (2013)
- [6] L.Thevenard at al., Phys. Rev. B (2014-2016)
- [7] V.Sampath et al., Nanoletters (2016)
- [8] M.Barturen et al., Phys. Rev. B 92, 054418 (2015)

## Time and space-resolved magneto-acoustics

**P. Kuszewski\***<sup>1</sup>, **L. Thevenard**<sup>1</sup>, **L. Belliard**<sup>1</sup>, **J-Y. Duquesne**<sup>1</sup>, **L. Becerra**<sup>1</sup>, **S. Hidki**<sup>1</sup>, **M. Kraimia**<sup>1,2</sup>, **T. Amarouche**<sup>1</sup>, **M. Eddrief**<sup>1</sup>, **M. Marangolo**<sup>1</sup>, **I. Camara**<sup>1</sup>, **C. Gourdon**<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06, CNRS, Institut des Nanosciences de Paris, 4 place Jussieu, 75252 Paris

<sup>2</sup>Laboratoire de Physique des Matériaux: Structure et Propriétés, Faculté des Sciences de Bizerte, Université de Carthage, 7021 Zarzouna, Bizerte, Tunisie

\*[kuszewski@insp.jussieu.fr](mailto:kuszewski@insp.jussieu.fr)

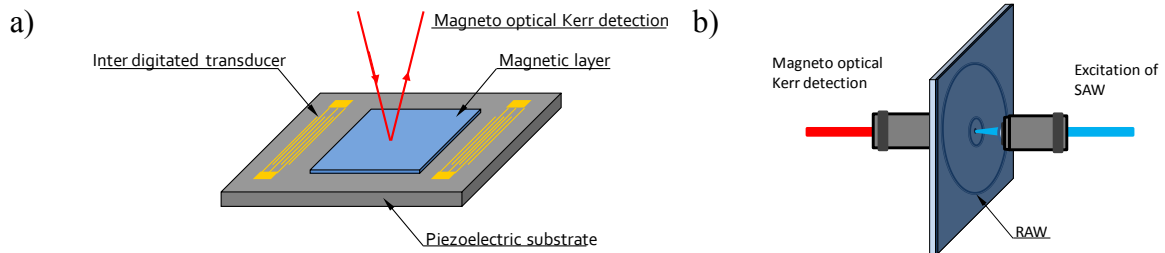
The constantly increasing demand for enhanced performance of data storage and transfer has resulted in a continuous search for new solutions. One of the approaches is to minimize power consumption in data processing [1]. That quest brought the attention of researchers to magnonics. Spin waves (SW) can carry information that can be modified without applying an external current, however only over a few micrometers, due to a strong intrinsic damping. In order to bypass this issue, the use of acoustic waves and magnetoelastic interactions was proposed. Spin waves can be generated by acoustic waves several millimeters away from the excitation source. In other words SWs can be excited remotely in the required point of the magnetic medium, by the acoustic waves.

Different types of acoustic waves can be used to excite SWs. In this work we focus on surface Rayleigh acoustic waves (RAWs), specific for the coexistence of longitudinal and transverse component of the strain. The generation of RAWs can be done electrically (via piezoelectricity) and optically (via thermoelasticity). This propagating distortion of the material, can act on the magnetization by modifying the magnetoelastic part of the energy in magnetostrictive materials. Under specific conditions it may trigger the magnetization precession. The studies we present here were carried out on two classes of magnetostrictive materials, dilute ferromagnetic semiconductors (DFS) and ferromagnetic metals. They possess different advantages that were used depending on the RAW excitation source.

Up to now, magnetoelastic coupling was mainly implemented with electrically excited RAWs: two inter digitated transducers are evaporated on a piezoelectric substrate (Figure 1.a), an exciting alternating potential generates acoustic waves, while a second pair of transducers is used to detect the effect of the ferromagnetic resonance excitation on the acoustic waves [2]. This is measured as the variation of the acoustic amplitude or velocity of the RAW. Since it is an indirect detection after a few millimetres of RAW propagation, it does not give a full description of the magnetization dynamics over the RAW propagation path.

An optical detection, time resolved magneto-optical Kerr or Faraday microscopy, can bring time and space information on local magnetization dynamics. It allows to monitor directly the magnetization precession at a chosen place of the sample, between the transducers. Furthermore, we can explore the linear and nonlinear regimes of the magnetization precession. We studied GaMnAs, which is a well known DFS. The great advantage of this material is that the resonance frequency is low ( $\ll 3$ GHz) and can be easily tuned with temperature and magnetic field. The outcome will be presented for a few resonant conditions.

In a second study, we excited acoustic waves optically, and detected the magnetization dynamics that resulted from their coupling with the magnetization via magneto-elasticity using once more time-resolved Kerr effect. Optical excitation of RAWs is a non-contact method, in which the sample is free of any lithographic structures. The setup is based on a ‘tight-focus’ method, where a laser beam is focused by a high numerical aperture microscope objective on the sample surface (Figure 1.b) and heats it very locally. As a result of a purely thermo-elastic process, a broad spectrum of surface acoustic waves is generated. The laser beam spot size determines the wavelength of the RAW. For this study, we worked on Nickel and FeGa for which extensive studies will be shown, including mapping of acoustic and magnetic signals. The influence of RAWs on the magnetization and the optimal conditions for coupling will be discussed.



*Figure 1. Scheme of the set-up (a) for electrical excitation and detection of SAWs together with optical detection of SWs (b) for optical excitation of RAWs and optical detection of RAW and SWs.*

[1] Iihama, S., et al. *Phys. Rev. B* 94, 020401 (2016).

[2] Thevenard, L., et al. *Phys. Rev. B* 93, 134430 (2016).

# Capteurs de haut champ magnétique unipolaire et bipolaire basés sur des résonateurs à onde acoustique de surface

V. Polewczyk<sup>1,\*</sup>, K. Dumesnil<sup>1</sup>, D. Lacour<sup>1</sup>, M. Moutaouekkil<sup>1</sup>, H. Mjahed<sup>1</sup>, N. Tiercelin<sup>2</sup>, S. Petit Watelot<sup>1</sup>, Y. Dusch<sup>2</sup>, S. Hage-Ali<sup>1</sup>, O. Elmazria<sup>1</sup>, F. Montaigne<sup>2</sup>, A. Talbi<sup>2</sup>, O. Bou Matar<sup>2</sup>, M. Hehn<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut Jean Lamour, UMR CNRS 7198, Université de Lorraine, B.P. 239, 54506 Vandœuvre-lès-Nancy, France

<sup>2</sup> IEMN, UMR CNRS 8520, PRES Lille Nord de France, EC Lille, 59651 Villeneuve d'Ascq, France

\* [vincent.polewczyk@univ-lorraine.fr](mailto:vincent.polewczyk@univ-lorraine.fr)

Les dispositifs à ondes acoustiques de surface (SAW) ont un intérêt majeur dans les applications industrielles en raison de leur facilité de fabrication, leur sensibilité, leur petite taille et leur utilisation sans fil en géométrie de résonateur [BUF94, KAL96]. Des capteurs à ondes acoustiques de surface ont été utilisés pour mesurer une grande variété de stimuli [AUB10, TAL06] et il est connu que la fréquence de résonance des dispositifs SAW comprenant un matériau magnétostrictif peut être en particulier modifiée sous champ magnétique. Des capteurs magnétiques SAW ont été proposés au cours de ces dix dernières années à partir de matériaux magnétostrictifs simples ou composites [TIE08a, KAD11a]. On peut en particulier souligner l'utilisation de couches de Ni [WEB79, KAD11a], de TbFe<sub>2</sub> amorphe [YAM80], de multicouches CoFe/CoTb [ZHO14] déposées sur un substrat de Niobate de Lithium (LNO) ou de quartz.

La détection de champ magnétique par un dispositif SAW est cependant encore limitée à de faibles champs magnétiques, et la possibilité de mesurer sans fil des champs bipolaires et/ou des champs élevés n'a pas été démontrée. Par ailleurs, si la réponse acoustique du dispositif est sans ambiguïté liée à la réponse magnétique de l'élément magnétostrictif, une corrélation précise entre réponse magnéto-acoustique et propriétés magnétiques reste à établir et à formaliser pour les différentes géométries de dispositifs et différentes directions de mesures. Notons en particulier que l'existence d'un comportement hystérétique dans la réponse magnéto-acoustique n'a pas été montrée et discutée.

Nous avons dans cette étude synthétisé et analysé des capteurs magnétiques SAW en géométrie de résonateur où les transducteurs interdigités (IDT) composés de Ni texturé ou TbFe<sub>2</sub> épitaxié sont déposés sur LNO. Le Ni possède une magnétostriction à saturation de  $-36.10^{-6}$  alors celle du TbFe<sub>2</sub> cristallisé peut atteindre  $+1750.10^{-6}$ . Ce dernier a également été choisi pour son champ coercitif élevé [TRE99] et la possibilité de le synthétiser sous forme cristallisée sur LNO [HUT98]. La coupe LNO-41Y présentant le plus grand facteur de couplage électromécanique [CAM98], seuls les résultats obtenus pour cette orientation de LNO sont rassemblés ici. Les réponses magnéto-acoustiques des dispositifs (onde de Rayleigh et onde transverse horizontale) ont été analysées pour différentes directions d'application du champ en comparaison des propriétés magnétiques des éléments magnétostrictifs.

La figure 1 présente les réponses magnéto-acoustiques mesurées pour l'onde de Rayleigh (autour de 550MHz) sur les dispositifs à base de Ni 50nm (a) et de TbFe<sub>2</sub> (b). Le champ est ici appliqué dans le plan selon la direction cristalline X de LNO (parallèle à la propagation de l'onde) et selon la direction Y perpendiculaire du plan (voir insert). Les mesures magnétiques réalisées sur les systèmes avant fabrication du dispositif sont reportés en (c) et (d).

Les résultats démontrent tout d'abord la sensibilité de l'onde acoustique au champ magnétique, i.e. aux propriétés magnétiques des IDT. Il apparaît également que la réponse magnéto-acoustique présente éventuellement un phénomène d'hystérèse marqué, alors associé à l'hystérèse magnétique des IDT. Dans le cas du TbFe<sub>2</sub> (Fig. 1b), l'hystérèse est présente pour les deux directions d'application du champ, i.e. la direction facile (Y) ou la direction plus difficile (X), conformément aux propriétés magnétiques. Dans le cas du Ni, l'hystérèse n'est observée que selon la direction Y, la direction identifiée comme magnétiquement difficile pour le système LNO/Ni. Ce point a été clarifié par des mesures de magnétorésistance anisotrope (AMR) réalisées sur les IDT qui montrent un changement d'anisotropie dans les IDT par rapport au film continu. Dans ce système magnétiquement plus doux que le TbFe<sub>2</sub>, des calculs micromagnétiques confirment que l'anisotropie de forme associée aux IDT

conduit à un axe facile selon les doigts. La réponse suivant l'axe difficile (perpendiculairement aux doigts) est alors associée aux variations des coefficients élastiques en fonction du champ magnétique. Des simulations basées sur un système piézomagnétique équivalent permettent de reproduire les résultats de manière satisfaisante.

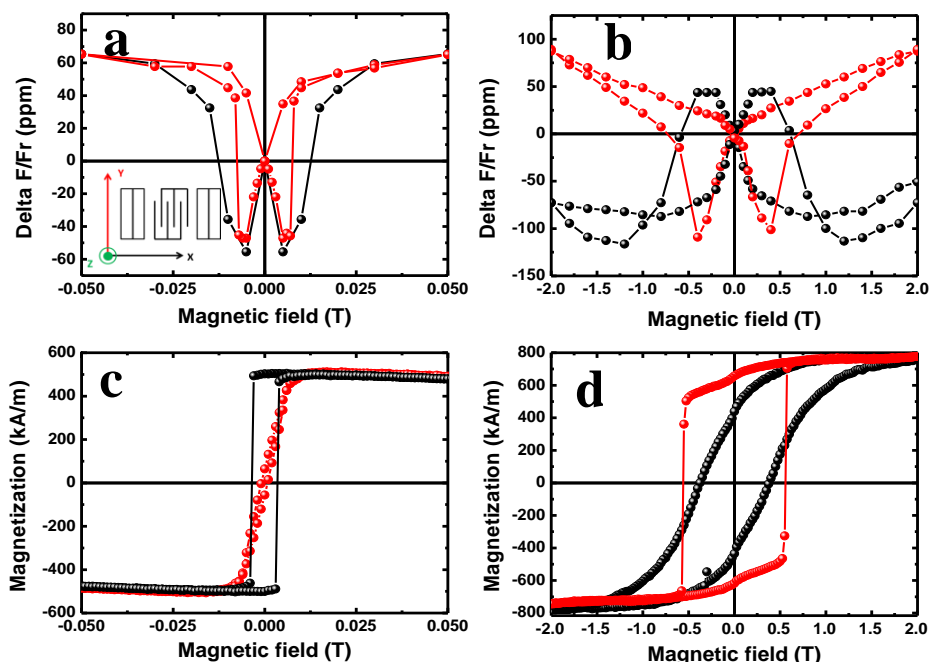


Figure 1. Variation de la fréquence de résonance pour une onde de Rayleigh des dispositifs SAW à base de LNO/Ni (a) et LNO/TbFe<sub>2</sub> (b) en fonction de la direction de champ magnétique appliqué dans le plan. Mesures magnétiques avant fabrication des SAW pour LNO/Ni (c) et LNO/TbFe<sub>2</sub> (d)

La réponse magnéto-acoustique a par ailleurs été analysée lorsque le champ magnétique est appliqué perpendiculairement au plan du dispositif. Une réponse hystérétique peut être alors observée bien qu'une variation d'aimantation non hystérétique typique d'un axe difficile soit mesurée. Des mesures de magnétométrie vectorielle ont montré que le comportement des composantes planaires d'aimantation est à l'origine de cette hystérèse. Un moyen d'éviter l'hystérèse perpendiculaire est alors de supprimer l'hystérèse des composantes planaires, comme cela a été confirmé avec un système multicouches Co/IrMn où le champ d'échange dû à l'IrMn impose un sens de rotation des composantes planaires de l'aimantation.

Ces différents résultats montrent que la réponse magnéto-acoustique d'un dispositif SAW magnétique est significativement plus complexe que ce qui a pu être rapporté jusqu'ici dans diverses études. Une compréhension détaillée et précise du comportement magnétique des IDT est essentielle pour pouvoir comprendre et contrôler la réponse SAW.

Si le comportement hystérétique peut représenter un obstacle majeur à l'utilisation du dispositif en tant que capteur, on peut noter que le comportement reste parfaitement réversible tant que le champ n'atteint pas le champ coercitif. L'utilisation de composés à fort coercitif comme le TbFe<sub>2</sub> ouvre alors la perspective au développement de capteurs hauts champs bipolaires. L'utilisation de matériaux magnétiques doux permet de jouer sur la forme des IDT pour contrôler la réponse SAW.

[BUF94] W. Buff *et al.*, Proc. IEEE Ultrasonics Symp., p. 585, (1994) ; [KAL96] V. Kalinin, G. Bown, and A. Leigh, Proc. IEEE Ultrasonics Symp., p. 1490, (1996) ; [AUB10] T. Aubert *et al.*, Applied Physics Letters. **96**, 203503 (2010) ; [TAL06] A. Talbi *et al.*, Sensors and actuators. **128**, 78 (2006) ; [TIE08a] N. Tiercelin, V. Preobrazhensky, P. Pernod, and A. Ostaschenko, APL. **92**, 062904, (2008) ; [KAD11a] Michio Kadota *et al.*, IEEE International Ultrasonics Symposium Proceedings (2011) ; [YAM80] M. Yamaguchi *et al.*, IEEE. Trans. Magnetics. **16**, (1980) ; [WEB79] D.C. Webb *et al.*, IEEE. Trans. On. Magn. **15**, (1979) ; [ZHO14] H. Zhou, Ph.D dissertation, IEMN, Lille (2014) ; [TRE99] E. du Trémolet de Lacheisserie, Presses Universitaires de Grenoble, (1999) ; [HUT98] M.Huth and C.P.Flynn, PRB. **58**, 17 (1998) ; [JEN06] S.U. Jen *et al.*, J. Appl. Phys. **99**, 053701, (2006) ; [CAM98] C. K. Campbell, San Diego, California: Academic Press, (1998) ; [POL17] V. Polewczyk *et al.*, submitted to publication (2017).

## **Oraux 3. Nano-oscillateurs à transfert de spin**



# **Destruction of mutual synchronization between two spin-torque oscillators using an external source**

**Xavier de Milly<sup>1</sup>, Yi Li<sup>1</sup>, Vincent Cros<sup>2</sup>, Julie Grollier<sup>2</sup>, Vasyl Tiberkevich<sup>3</sup>, Grégoire de Loubens<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Service de Physique de l'Etat Condensé, CEA, CNRS, Université Paris-Saclay, Gif-sur-Yvette, France

<sup>2</sup> Unité Mixte de Physique CNRS, Thales, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, Palaiseau, France

<sup>3</sup> Department of Physics, Oakland University, Rochester, Michigan, USA

[\\*xavier.demilly@cea.fr](mailto:*xavier.demilly@cea.fr)

Self-sustained auto-oscillators display rich collective dynamics and describe a large variety of systems in nature. A particularly interesting feature is the fact that they can synchronise, which allows improving their output amplitude and spectral purity, and can be used to study and mimic neural networks [1]. Spin torque nano-oscillators (STNOs) serve as outstanding candidates for understanding synchronisation phenomena as they are nonlinear and highly tunable [2]. Moreover they are seen as promising basic devices for microwave applications and bio-inspired memories as they are nano-sized and CMOS compatible [3]. In this study we show that the coupled behaviours of two STNOs can be controlled using an external rf signal, leading to the control of the synchronisation state.

Our sample consists of two identical vortex STNOs. They are close enough so that they can mutually synchronise thanks to the magneto-dipolar interaction [4]. Their oscillation frequencies can be individually tuned, so that they can be operated into or out of synchronisation [5]. Here, an external rf field is applied through a stripline antenna fabricated on top of the STNO pair. In the case where the two STNOs are mutually coupled but not synchronised, we show that the rf field can pull their frequencies closer when phase-locking either STNO (Fig. 1), as this enhances their effective coupling [6]. This pulling provides a new way to directly reveal and characterise the mutual coupling between oscillators through their attraction to a third reference oscillator. In the case where the two STNOs are mutually synchronised, we show that the rf field can destroy the mutual synchronisation state when it is applied at a frequency lower than the one of the synchronization peak (Fig. 2).

We also provide theoretical explanations of these two behaviours. An analytical model has been developed from the Kuramoto formalism, as the synchronisation dynamics of such oscillators are mainly driven by phase coupling. For the first case (Fig. 1), the experiment can be fitted analytically to the model with the assumption of weak rf field. The dipolar coupling is directly evidenced through the remote frequency pulling on one oscillator when the other one is phase-locked to the source. The strength of the external coupling and the intrinsic phase shifts of each oscillator in response to an external force, which crucially determines the occurrence of synchronisation, can be quantified within this analytical framework.

For the second case (Fig. 2) we show that the non-linear adjustment of the vortex oscillators' amplitude is a key mechanism to explain the observed features. Namely including the amplitude dynamics adds inertia to the phase equations, so the synchronised system has an intrinsic resonant frequency at which it will oscillate around equilibrium. Simulations suggest that exciting this frequency resonantly could drive the system out of synchronisation, and potentially lead to a chaotic behaviour. Such a mechanism could be used to annihilate undesired synchronisation regimes in neuromorphic computing architectures based on ensembles of synchronised oscillators.

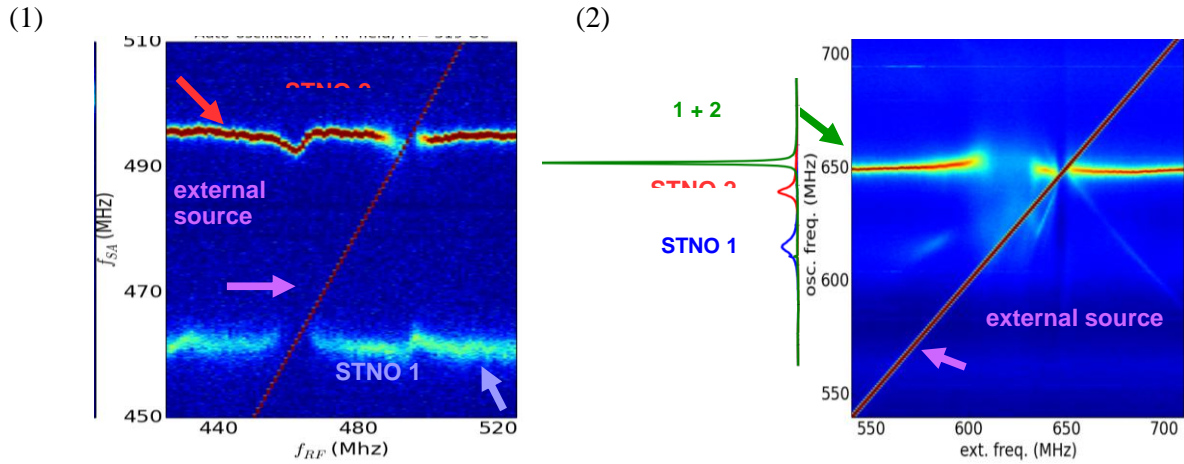


Figure 1. As an external signal frequency is swept across two mutually coupled STNOs, the phase-locking of one STNO pulls the other one.

Figure 2. As the external signal frequency is swept next to two mutually synchronised STNOs, it can destroy their synchronisation state.

- [1] A. Pikovsky, J. Kurths, and M. Rosenblum. *Synchronization: a universal concept in nonlinear sciences* (Cambridge Univ. Press, 2003).
- [2] A. Slavin and V. Tiberkevich, *Nonlinear Auto-Oscillator Theory of Microwave Generation by Spin-Polarized Current*, IEEE Trans. Magn. **45**, 1875 (2009).
- [3] N. Locatelli, V. Cros, J. Grollier, *Spin-torque building blocks*, Nat. Mater. **13**, 11 (2014).
- [4] A. D. Belanovsky, et al., *Phase locking dynamics of dipolarly coupled vortex-based spin transfer oscillators*, Phys. Rev. B **85**, 100409 (2012).
- [5] N. Locatelli, et al., *Efficient Synchronization of Dipolarly Coupled Vortex-Based Spin Transfer Nano-Oscillators*, Sci. Rep. **5**, 17039 (2015).
- [6] Y. Li, X. de Milly, F. Abreu Araujo, O. Klein, V. Cros, J. Grollier, G. de Loubens, *Probing phase coupling between two spin-torque nano-oscillators with external source*, arXiv:1611.07321

# Expulsion résonante de vortex magnétiques par transfert de spin : vers un nouveau type de détecteur radiofréquence

**S. Menshawy<sup>1,2\*</sup>, A. Jenkins<sup>3,2</sup>, P. Bortolotti<sup>2</sup>, J. Kermorvant<sup>1</sup>, U. Ebels<sup>4</sup>, M. Cyrille<sup>4</sup>, L. Vila<sup>4</sup>, K.J. Merazzo<sup>4</sup>, R. Ferreira<sup>3</sup>, P.P. Freitas<sup>3</sup>, D. Costa<sup>3</sup> and V. Cros<sup>2</sup>**

1. *Thales Communications & Security, Gennevilliers, France*

2. *Unité Mixte de Physique CNRS,Thales, Univ. Paris-Sud, Univ. Paris-Saclay, Palaiseau, France*

3. *International Iberian Nanotechnology Laboratory, Braga, Portugal*

4. *SPINTEC, Univ. Grenoble Alpes / CEA / CNRS, 38000 Grenoble, France*

\*[samh.menshawy@thalesgroup.com](mailto:samh.menshawy@thalesgroup.com)

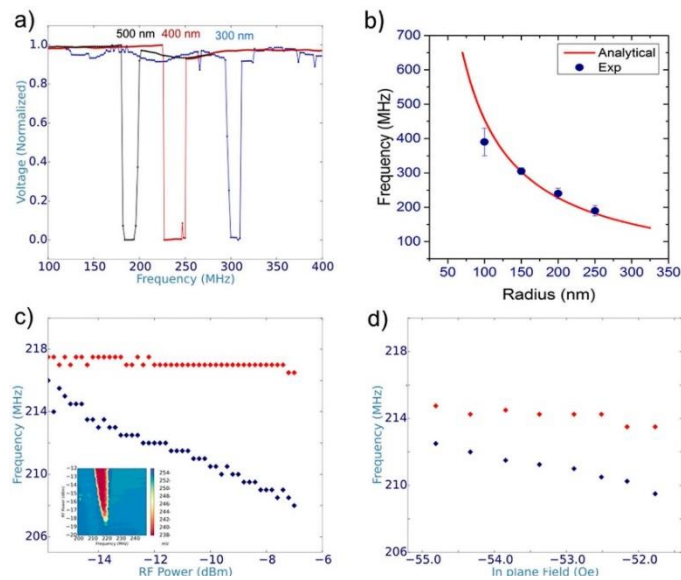
Les nombreuses études sur les effets de transfert de spin ont permis des avancées considérables dans le domaine de la spintronique, offrant en outre des possibilités de nouvelles fonctionnalités pour des dispositifs radiofréquence (rf), tels que la génération d'un signal rf associé à l'excitation par transfert de spin de l'aimantation. Ces dispositifs appelés oscillateurs à transfert de spin (STNO) sont basés sur l'excitation de modes de précession dans des gammes de fréquences allant de 100 MHz à quelques dizaines de GHz [1]. Parmi les différentes configurations étudiées, la précession d'un cœur de vortex entretenue par transfert de spin présente un intérêt particulier car, en plus d'être un modèle pour identifier l'origine des couples de transfert de spin [2], ces STNO à base vortex possèdent d'excellentes caractéristiques du signal i.e. la puissance de sortie et la largeur de raie [3,4].

Une des nouvelles potentielles fonctionnalités des STNOs est la détection radiofréquence. En effet, lorsqu'un courant rf est injecté dans l'échantillon, la dynamique d'aimantation induite par les couples associées au courant rf génère une tension de rectification appelé effet diode de spin associé au mélange de la variation de la résistance et des oscillations du courant rf appliqué. Cet effet de diode de spin a été observé pour des résonances ferromagnétiques de modes uniformes dans des jonctions tunnel magnétiques [5] avec une sensibilité supérieure aux détecteurs semi-conducteurs existants basés sur des diodes Schottky [6,7].

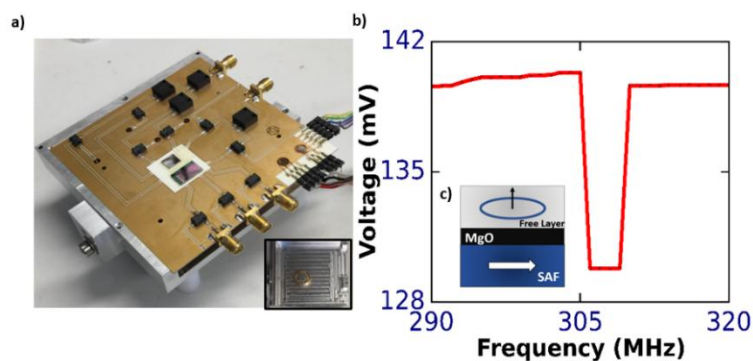
Dans cette étude, nous nous sommes focalisés sur des systèmes présentant un vortex magnétique ce qui permet la détection de signaux rf dans une gamme de fréquence entre 100 MHz et 1 GHz. Notre étude expérimentale porte sur des STNOs à base de jonctions tunnel magnétique présentant un vortex magnétique dans la couche libre de NiFe. Nous avons pu identifier deux régimes dynamiques du vortex en fonction de l'amplitude du courant rf. A faible  $I_{rf}$  (typiquement inférieur à 1 mA), le mode gyrotropique du cœur de vortex est excité de manière résonante par les couples rf. Ce mouvement du vortex est converti par effet diode de spin en une tension. Notons que l'amplitude du rayon d'oscillations du vortex (et donc de la tension détectée) peut être comparée quantitativement à des prédictions analytiques et des simulations micro magnétiques [8]. A plus fort courant et en présence d'un courant dc (permettant de compenser partiellement l'amortissement), un nouveau phénomène est observé : l'expulsion résonante du cœur de vortex. En effet, dans ce cas, le rayon de l'excitation du cœur de vortex devient plus grand que le rayon de la jonction tunnel et donc le système passe d'une configuration vortex à une configuration quasi-uniforme lorsque la fréquence du courant rf injecté s'approche de la fréquence du mode de résonance du cœur du vortex. Ce phénomène s'accompagne d'un changement brusque et important de la résistance (et donc de la tension) du dispositif. Lorsque que la fréquence rf s'écarte de la fréquence de résonance du cœur du vortex, la configuration magnétique redevient un vortex. Cet effet offre une alternative intéressante à l'effet de diode de spin pour la détection rf car d'une part les sensibilités sont potentiellement beaucoup plus élevées et de plus il permet d'envisager le développement de détecteurs seuils en temps réel [9].

L'étude de la variation des fréquences d'expulsion en fonction des paramètres extérieurs tels que le courant DC injecté dans le STNO mais aussi le champ magnétique appliqué et la puissance du courant rf, a permis de mettre évidence le caractère ajustable du nano-oscillateur (Fig 1). [10]

Ces travaux ont été concrétisé par l'élaboration d'un démonstrateur (Fig.2), preuve de concept, où trois STNOs excités par un champ rf permettent de détecter trois fréquences différentes instantanément.



**Fig. 1.** *a)* Mesures séparées d'expulsions de cœur de vortex, pour différents diamètres : 300, 400 et 500 nm. *b)* Dépendance entre les fréquences d'expulsion et le diamètre des STNOs. *c,d)* Variation des fréquences d'expulsion (points bleus) et de renucléation (points rouges) en fonction de *c)* la puissance rf à  $I_{dc} = 10$  mA avec un champ magnétique dans le plan  $H = 53.5$  Oe et *d)* le champ magnétique dans le plan pour un STNO de 400 nm de diamètre à  $I_{dc} = 9.8$  mA et  $P_{rf} = -10$  dBm.



**Fig. 2** *a)* Carte PCB dédiée permettant la connexion de plusieurs STNOs: démonstrateur *b)* Expulsion de vortex magnétique excitée par une ligne rf inductive pour un STNO de diamètre  $D = 350$  nm avec  $I_{dc} = 5.6$  mA et  $P_{rf} = -15$  dBm *c)* Illustration d'un STNO avec un vortex magnétique

- [1] S. Kiselev *et al*, Nature **425**, 380 (2003), V. S. Pribiag *et al*, Nature Phys. **498**, 3, (2007)
- [2] A. Dussaux *et al*, Phys. Rev. B **86**, 014402 (2012)
- [3] A. Dussaux *et al*, Nature Com. **1**, 8 (2010)
- [4] E. Grimaldi *et al*, Phys. Rev. B **89**, 104404 (2014)
- [5] A. A. Tulapurkar *et al*, Nature **438**, 339 (2005)
- [6] S. Miwa *et al*, Nature Mat., **13**, 50 (2014)
- [7] X. Cheng *et al*, Appl. Phys. Lett **103**, 082402 (2013)
- [8] A.S. Jenkins *et al*, Appl. Phys. Lett **105**, 172403 (2014)
- [9] A.S. Jenkins *et al*, Nature Nanotech arXiv:1505.05358 (2015)
- [10] S. Menshaway *et al*, AIP Advances **7**, 056608 (2017); doi: 10.1063/1.4973389

## Frequency Modulation with Spin Torque Nano-oscillators

A. Ruiz-Calaforra<sup>1</sup>, C. Murapaka<sup>1</sup>, A. Purbawati<sup>1</sup>, J. Hem<sup>1</sup>, E. Jimenez<sup>1</sup>, K. J. Merazzo<sup>1</sup>,  
M.-C. Cyrille<sup>2</sup>, L. Vila<sup>1</sup>, L.D. Buda-Prejbeanu<sup>1</sup>, R. Ferreira<sup>3</sup>, U. Ebels<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Univ. Grenoble Alpes, CEA, CNRS, SPINTEC, F-38000 Grenoble, France

<sup>2</sup> Univ. Grenoble Alpes, CEA-LETI MINATEC, F-38000 Grenoble, France

<sup>3</sup> International Iberian Nanotechnology Laboratory, 4715-31, Braga, Portugal

Spin torque nano-oscillators (STNO) [1] works based on spin transfer torque effect where a dc current flowing through a magnetic tunnel junction (MTJ) produces auto-oscillations when the current density is sufficiently high so that the spin torque can compensate the intrinsic damping. STNOs are attractive for applications in wireless communications due to their nanometric size, their frequency tunability and their multifunctionality: one can generate and modulate the signal simultaneously [2-5] without the need of external mixer. For wireless communication, information is encoded by digital modulation of the amplitude or the frequency between two discrete values. The properties that are vital for the STNOs to be employed in wireless communications are the output power and spectral purity.

In this abstract, we first report our recent work on the development of uniformly magnetized MTJs for STNO applications using as a free layer material NiFe for better microwave characteristics. Later, we demonstrate the frequency shift keying with the STNOs with Permalloy free layer. Using NiFe as free layer, one can find a compromise between linewidth and critical current density  $J_c$  that behave differently on the saturation magnetization  $M_s$  and the thickness of the free layer  $t$ . Linewidth will be reduced by increasing the volume, thus by increasing  $t$ . However, since  $J_c$  scales with  $M_s \cdot t$  product, the saturation magnetization needs to be reduced in order to keep  $J_c$  low which is necessary to avoid electric breakdown/degradation of the MgO tunnel barrier. Here, we chose a composite free layer 1.5 CoFe40B20/0.2Ta/2NiFe in which CoFeB [6] is for better crystallization of MgO whereas NiFe that has a lower saturation magnetization to allow for larger free layer thickness. Besides the materials choice, the nanofabrication of the MTJs is crucial and can influence the microwave characteristics. The key step in the nanofabrication is the ion-beam etching of the magnetic stack to define MTJ pillar shape and profile. We have developed a two-step etch process at two different angles with respect to the ion-beam. The two step process helps to define the shape at a normal angle incidence and clean the redeposition of the residues at a glazing angle incidence of the beam. We have optimized the etch time at each angle to obtain high TMR % along with better microwave characteristics.

Using this two-step etching process we have realized circular shaped nanopillars from MTJ thin film stacks with the composition of 3 Ta / 30 CuN / 5 Ta / 20 PtMn / 2 CoFe / 0.85 Ru / 2.2 CoFe40B20 / MgO / 1.5 CoFe40B20 / 0.2 Ta / 2NiFe / 3 Ta / 7 Ru ( all numbers are thickness in nm). MTJ nanopillars of 120 nm diameter are characterized by a tunnel magnetoresistance (TMR) of around 50% and  $RA=1.5 \Omega\mu m^2$ . Radio frequency measurements performed on the MTJ pillar presented here shows the steady state oscillations with frequencies of 6-9 GHz (for fields of 400-1000 Oe) and minimum line widths of 13-30 MHz. At the operating point of a field of 860 Oe applied at an angle of  $7^\circ$  with respect to the polarizer, the threshold current is 0.5 mA and the frequency slope  $df/dI = - 260 \text{ MHz/mA}$  as shown in Figure 1 (a). To demonstrate current induced frequency modulation, a square shaped train of voltage pulses is applied such that the current seen by our STNO varies between 0.7

mA and 1.5 mA. The amplified STNO output voltage  $V$  as function of time is presented in Fig. 1(b & c) clearly shows that the current modulation leads to a strong amplitude and frequency modulation (black curves), simultaneously. In order to analyze the modulation of the frequency, the instantaneous frequency  $f$  is extracted from the voltage time traces  $V$  using the Hilbert transformation. Figure 1(c) shows the frequency shift keying between the two discrete values of  $f_1=8.26$  GHz and  $f_2=8.39$  GHz. Upon varying the bit length  $T$  was varied between 1  $\mu$ s and 10 ns, i.e. the bit rate  $1/T$  varied between 1-100 Mb/sec, it is found that the STNO can follow the digital modulation signal up to 20 Mb/sec with high signal to noise ratio. Further improvements in materials and nanofabrication can enhance the output power and improve the spectral characteristics of the oscillations to push the bit rates to higher values.

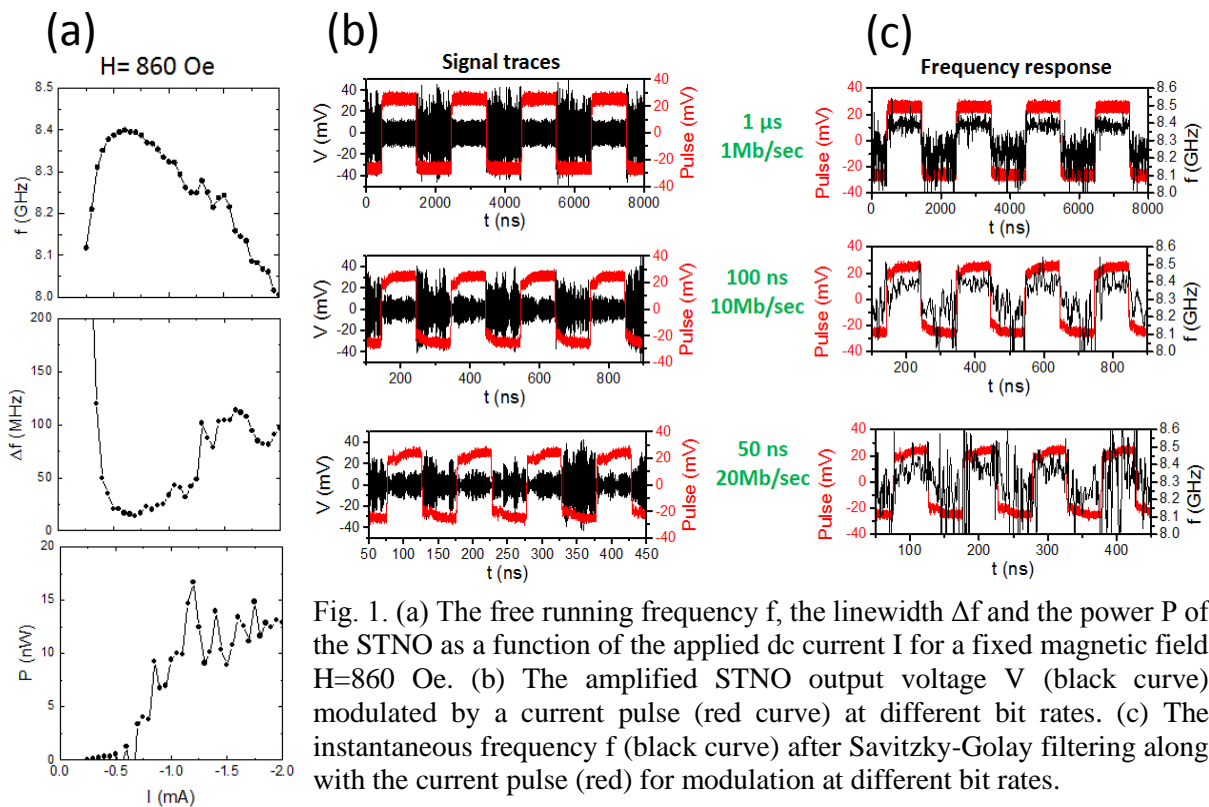


Fig. 1. (a) The free running frequency  $f$ , the linewidth  $\Delta f$  and the power  $P$  of the STNO as a function of the applied dc current  $I$  for a fixed magnetic field  $H=860$  Oe. (b) The amplified STNO output voltage  $V$  (black curve) modulated by a current pulse (red curve) at different bit rates. (c) The instantaneous frequency  $f$  (black curve) after Savitzky-Golay filtering along with the current pulse (red) for modulation at different bit rates.

## References

- [1] S. Kiselev et al., Nature **425**, 380 (2003).
- [2] T. Nagasawa. J. Appl. Phys. **111**, 07C908 (2012).
- [3] H. S. Choi et al., Sci. Rep. **4**, 5486 (2014).
- [4] M. Quinsat et al., Appl. Phys. Lett. **105**, 152401 (2014).
- [5] A. Purbawati et al., Appl. Phys. Lett. **108**, 122402 (2016).
- [6] D. Houssameddine et al., Appl. Phys. Lett. **93**, 022505 (2008).

# Dynamiques et propriétés stochastiques d'un oscillateur à transfert de spin soumis à une boucle de rétroaction à retard.

**J. Williame<sup>1</sup>, J.-V. Kim<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, CNRS, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, 91405 Orsay, France

\*[jerome.williams@u-psud.fr](mailto:jerome.williams@u-psud.fr)

Les oscillateurs à transfert de spin (STNO) sont des oscillateurs électriques non-linéaires nanométriques basés sur des matériaux ferromagnétiques [1]. Ces oscillateurs sont prometteurs pour les télécommunications à cause de leur fréquence de l'ordre du giga-Hertz qui peut être modifiée en changeant le courant injecté dans le dispositif. Ces oscillateurs sont basés sur des vannes de spin[2,3]. Grâce à l'effet de magnétorésistance géante, un STNO possède une résistance électrique dépendant de l'orientation du moment magnétique relatif entre les deux couches magnétiques. Cela permet notamment de coupler plusieurs de ces oscillateurs entre eux dans un circuit électrique [4] ou de synchroniser un oscillateur à transfert de spin avec un courant externe. Cette capacité de couplage peut également être utilisée pour réaliser des réseaux neuronaux à base d'oscillateurs à transfert de spin.

Les STNOs possèdent également une grande non-linéarité de leur dynamique et peuvent montrer un comportement complexe en présence d'une boucle de rétroaction à retard qui représente un couplage à un état antérieur de l'oscillateur. En effet, l'utilisation d'une rétroaction est une méthode répandue dans la régulation des systèmes complexes, et il a été démontré que le comportement d'un réseau spatial d'oscillateurs couplés peut être imité par un seul oscillateur non-linéaire qui subit une boucle de rétroaction à retards multiples [5]. De plus, l'application d'une boucle de rétroaction à retard à un oscillateur non-linéaire permet classiquement de modifier ces propriétés stochastiques dû à la renormalisation du bruit de phase causée par la non-linéarité en fréquence [6] ce qui peut nous aider à améliorer la largeur spectrale des oscillateurs à transfert de spin et leur puissance spectrale qui sont actuellement des facteurs limitant leur utilisation dans les télécommunications.

Dans la première partie de ce travail, nous avons simulé une boucle de rétroaction à retard appliquée à un oscillateur suivant le modèle macrospin afin d'analyser les nouvelles dynamiques que cela engendre. La rétroaction est fournie à l'oscillateur via une modulation du courant injecté. Le point de fonctionnement choisi pour l'oscillateur en absence de rétroaction est situé juste sous le seuil entre précessions dans le plan et hors du plan pour obtenir une dynamique la plus complexe possible et un éventuel chaos. Nous observons à faible délai de simples précessions dans le plan ou hors du plan en fonction du signe de la rétroaction. Au fur et à mesure de le délai augmente des dynamiques chaotiques apparaissent de façon périodique jusqu'à atteindre les longs délais où l'on observe une dynamique d'alternance non chaotique de précessions hors et dans le plan.

Dans la deuxième partie, nous avons simulé un oscillateur en présence de bruit dans un modèle plus général dans le but d'observer l'impact de la boucle de rétroaction à retard sur les propriétés stochastiques de l'oscillateur d'abord en utilisant une rétroaction uniquement en amplitude puis avec une rétroaction en amplitude et en phase. La rétroaction en amplitude uniquement nous permet d'observer des phénomènes à long délai et rétroaction négative qui sont assez similaires aux phénomènes de long délai observés dans la première partie. Dans le cas de la rétroaction en amplitude et phase, nous obtenons, en plus de ces effets à long délai, des effets périodiques sur la largeur spectrale de notre oscillateur.

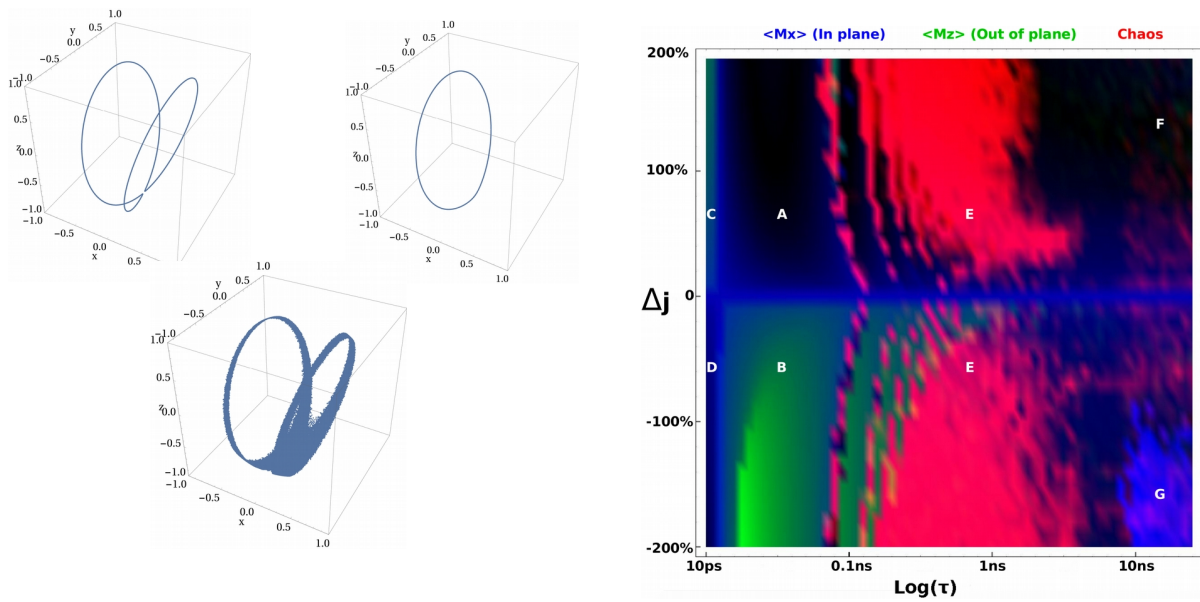


Figure 1. (Gauche) Trajectoire de l'aimantation dans le cas de précessions dans le plan (haut, gauche) (zone A), hors du plan (haut, droite) (zone B) et dans le cas de précessions chaotiques (bas) (zone E). (Droite) Diagramme de phase d'un oscillateur macrospin soumis à une boucle de rétroaction à retard d'amplitude  $\Delta j$  et de retard  $\tau$ . Cette image est une recombinaison RGB où la composante rouge représente une mesure du chaos, la verte représente la composante hors du plan des précessions et la bleue la composante dans le plan. (A,D) Précessions dans le plan, (B,C) Précessions hors du plan, (E) Précessions chaotiques, (F) Précessions instables et (G) Extinction des oscillations.

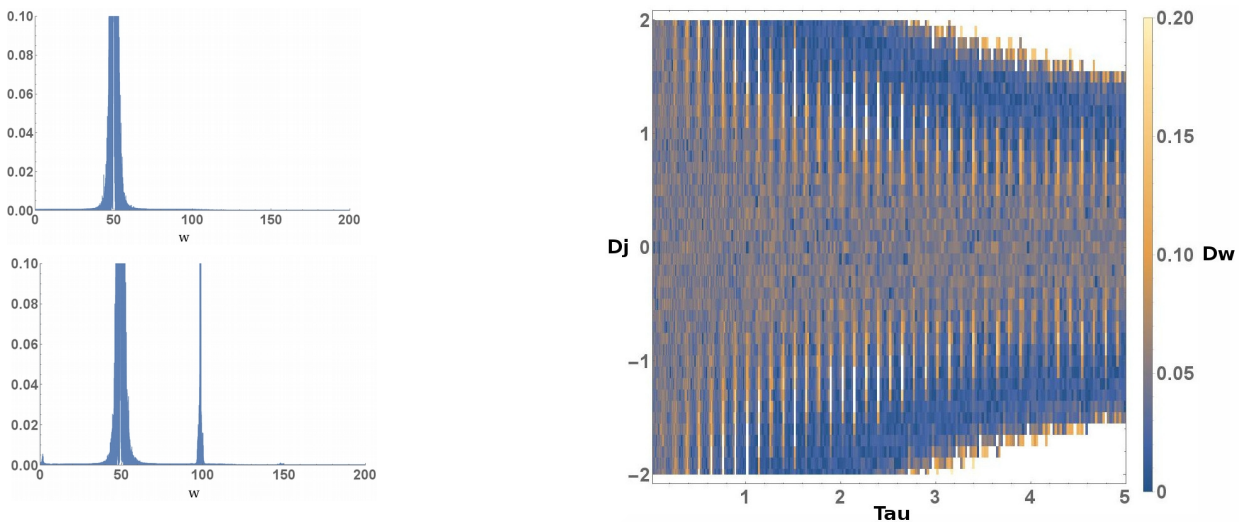


Figure 2. (Gauche) Densité spectrale de puissance d'un oscillateur sans rétroaction (haut) et avec une rétroaction de +200% en amplitude et en phase (bas). (Droite) Largeur spectrale (unité arbitraire) d'un oscillateur à transfert de spin soumis à une boucle de rétroaction à retard en fonction de l'amplitude de rétroaction (-200% à 200%) en ordonné et du retard (en s) en abscisse dans le cas d'une rétroaction en amplitude et en phase.

- [1] J.-V. Kim. Solid State Physics, chap. 4, volume 63, pages 217–294. Academic Press, 2012.
- [2] J. Miltat et al. Topics in Applied Physics, chap. 1, volume 83, pages 1–33. Springer, 2002.
- [3] N. Locatelli, V. Cros, and J. Grollier. Nature Materials, 13:11–20, 2013.
- [4] J. Grollier, V. Cros, and A. Fert. Physical Review B, 73(6), 2006.
- [5] L. Appeltant et al., Nat. Commun. 2, 468 (2011).
- [6] J.-V. Kim, V. Tiberkevich, A. Slavin Physical Review Letters 100, 017207, 2008.



# Calcul neuro-inspiré utilisant la dynamique non-linéaire transitoire d'un unique oscillateur nanométrique à transfert de spin

**M. Riou<sup>1</sup>, J. Torrejon<sup>1</sup>, F. Abreu Araujo<sup>1</sup>, G. Khalsa<sup>2</sup>, M. Stiles<sup>2</sup>, S. Tsunegi<sup>3</sup>, A. Fukushima<sup>3</sup>, H. Kubota<sup>3</sup>, S. Yuasa<sup>3</sup>, D. Querlioz<sup>4</sup>, P. Bortolotti<sup>1</sup>, V. Cros<sup>1</sup>, J. Grollier<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>CNRS/Thales Palaiseau, France

<sup>2</sup>NIST, Center for Nanoscale Science and Technology, Gaithersburg, USA

<sup>3</sup>AIST, Spintronic Research Center, Tsukuba, Japan

<sup>4</sup>Univ. Paris-Sud, Institut d'Électronique Fondamentale, Orsay, France

\*[mathieu.riou@cnrs-thales.fr](mailto:mathieu.riou@cnrs-thales.fr)

Pour bien des tâches telle que la reconnaissance vocale, le cerveau fonctionne bien plus efficacement en terme d'énergie qu'un ordinateur classique. Ainsi un algorithme d'intelligence artificielle exécuté sur un ordinateur classique consomme 10000 fois plus d'énergie qu'un cerveau humain. Le développement de puces neuro-inspirées offre donc la perspective de surmonter les limitations des processeurs actuels et de gagner plusieurs ordres de grandeurs sur la consommation énergétique du traitement de données. L'efficacité du cerveau à traiter des données est due à son architecture particulièrement adaptée à la reconnaissance de motifs. Les neurones biologiques peuvent être vus comme des oscillateurs non linéaires qui interagissent et génèrent des cascades spatiales en réponse à une excitation. Cependant le cerveau comprend cent milliards de neurones et le développement d'une puce neuro-inspiré requerrait des oscillateurs de très petite dimension. Les oscillateurs à transfert de spin (STNO) [1] sont de taille nanométrique, ont une réponse rapide (de l'ordre de la nanoseconde), sont fortement non-linéaires et leur réponse dépendante du couple de transfert de spin est aisément ajustable (par exemple par l'application d'un courant continu ou d'un champ magnétique). Ils fonctionnent à température ambiante, ont un très faible bruit thermique, et sont compatible avec les technologies CMOS. Ces caractéristiques en font d'excellents candidats pour la réalisation de réseaux artificiels de neurones compatibles avec un ordinateur classique. Plusieurs stratégies peuvent être employées pour réaliser du calcul neuro-inspiré avec des STNOs comme par exemple utiliser des motifs de synchronisation d'oscillateurs (mémoire associative). Ici nous choisissons une approche alternative qui consiste à utiliser la dynamique transitoire d'un unique STNO car celle-ci est analogue aux cascades générées par un réseau de neurones biologique.

Les STNOs utilisés sont des jonctions tunnel magnétiques, dont la couche libre de FeB a une aimantation vortex. Pour de tels oscillateurs, la puissance émise est de l'ordre du  $\mu\text{W}$  (ceci résulte d'un ratio TMR élevé de 130%). Ces STNOs possèdent une faible largeur de raie de l'ordre de 100 kHz [2]. Un unique oscillateur est utilisé pour générer le comportement d'un réseau de neurones [3]. Ainsi l'oscillateur joue à tour de rôle chaque neurone. Une cascade temporelle remplace donc la cascade spatiale d'un réseau de neurones biologiques. Afin d'avoir le comportement d'un réseau de neurones interconnecté, il est crucial de maintenir l'oscillateur dans un régime transitoire. L'utilisation d'un unique oscillateur simplifie grandement le dispositif expérimental (fig1 a). Mais cette simplification se fait au prix d'un prétraitement de l'entrée. L'entrée prétraitée est générée à l'aide d'une source de signal arbitraire. Elle est injectée dans l'oscillateur sous la forme d'une tension oscillante avec un courant continu et en présence d'un champ magnétique. Ce courant continu et ce champ magnétique permettent de choisir le point de fonctionnement optimal de l'oscillateur dans un régime auto-oscillant. La non-linéarité et la mémoire intrinsèque de l'oscillateur permettent de séparer les différents motifs de l'entrée. La classification est réalisée en reconstruisant un signal de sortie par combinaison linéaire de points de la réponse de l'oscillateur préalablement enregistrée (fig1 b).

Grâce à ce dispositif nous avons déjà pu réaliser avec succès des tâches de reconnaissance vocale (reconnaissance de chiffres dits par 5 locuteurs différents) en obtenant un taux de reconnaissance à l'état de l'art de 99.6% [4]. Nous avons pu montrer que les performances de la reconnaissance sont étroitement dépendantes des propriétés physiques du STNO tel que l'évolution de largeur de raie, la

puissance d'émission, ou la fréquence d'émission. Enfin, les perspectives de ce travail sont de réaliser des réseaux spatiaux d'oscillateurs interconnectés afin d'accroître la vitesse de traitement de données.

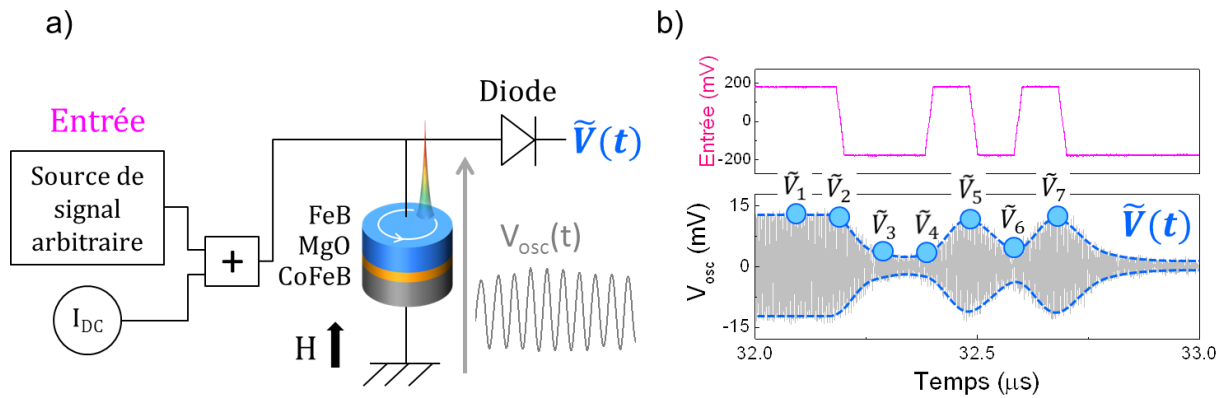


Figure 1.a) schéma du dispositif expérimental. Le signal d'entrée est généré à l'aide d'une source de signal arbitraire. Un courant continu et un champ magnétique fixent le point de fonctionnement de l'oscillateur. Une diode permet de mesurer uniquement l'enveloppe de la réponse de l'oscillateur ce qui simplifie l'analyse des réponses mesurées. b) Signal d'entrée (magenta) et réponse de l'oscillateur (gris). Les points servant à reconstruire un signal de sortie sont figurés par des cercles bleus.

[1] W.H Rippard *et al*, *PRB*, **70**, 100406(R) (2004); S.I. Kiselev *et al*, *PRB*, **72**, 064430 (2005)

[2] S. Tsunegi *et al*, *APEX*, vol **7**, 3 (2014)

[3] L. Appeltant *et al*, *Nat Commun.* **2**, 468 (2011); Y. Paquot *et al*, *Sci. Reports* **2**, 287 (2012)

[4] J. Torrejon, M. Riou *et al.*, *ArXiv* : 1701:07715 (2017)

Ces travaux ont été financés par le conseil européen de la recherche (ERC) via la bourse bioSPINspired 682955

# Pattern classification based on the synchronization of coupled spin-torque nano-oscillators

**P. Talatchian**<sup>1\*</sup>, M. Romera<sup>1</sup>, F. Abreu Araujo<sup>1</sup>, S. Tsunegi<sup>2</sup>, H. Kubota<sup>2</sup>, H. Yakushiji<sup>2</sup>, A. Fukushima<sup>2</sup>, S. Yuasa<sup>2</sup>, P. Bortolotti<sup>1</sup>, V. Cros<sup>1</sup>, D. Vodenicarevic<sup>3</sup>, N. Locatelli<sup>3</sup>, D. Querlioz<sup>3</sup>, J. Grollier<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Unité Mixte de Physique CNRS/Thales, Palaiseau, et Université Paris-Sud, Orsay, France

<sup>2</sup>Spintronics Research Center, AIST, Tsukuba, Japan

<sup>3</sup>Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, CNRS, Université Paris-Sud, Orsay, France

\*[philippe.talatchian@cnrs-thales.fr](mailto:philippe.talatchian@cnrs-thales.fr)

Spin-torque nano-oscillators are non-linear, nano-scale, low power consumption, tunable magnetic microwave oscillators which are promising candidates for building large networks of coupled oscillators. Those can be used as building blocks for neuromorphic hardware which requires high density networks of neurons-like complex processing units coupled by tunable connections. As neurons are coupled to each other through synapses, spin-torque nano-oscillators can be easily coupled using electrical connections. Interestingly, neurons in the brain show a full set of different non-linear dynamical behavior as complex transient, synchronization and even chaos. In this work we focus our interest only on the synchronization phenomenon which can be exploited in artificial neural networks to perform efficient computation as the brain to realize pattern recognition. Recently, the synchronization to an external source [1] – injection locking– and the electrical mutual synchronization [2] of spin-torque nano-oscillators were demonstrated. Thus, they form an interesting strategy for scalable neuromorphic hardware implementations that exploit synchronization to compute with assemblies of non-linear oscillators.

In this work, we show the first experimental demonstration of automatic pattern classification (spoken vowel recognition) with a network of coupled spin torque nano-oscillators. Our experimental approach is illustrated schematically in Figure 1a. Each spoken vowel is characterized by a set of characteristic frequencies, called Formants. These Formants can be linearly transformed into a set of two characteristic frequencies  $f_A$  and  $f_B$  in the range of operation of our oscillators ( $\sim 300$  MHz). By using a field-line, we inject two microwave field signals with these two characteristic frequencies to the system of coupled oscillators (Fig. 1a). These ‘input’ signals modify the spectral landscape emitted by the oscillators (Fig. 1b). Eventually, the frequency of one or more oscillators locks to one of the external signals. Therefore, depending on the inputs frequencies, different synchronization patterns arise, giving rise to synchronization maps like the one shown in (Fig 2a). Using the Thiele equation approach, we were able to find a good agreement between experiment and simulation of the synchronization maps (Fig 2b). Each synchronization pattern is associated with a different spoken vowel, which can thus be classified. Following this procedure, our system is able to recognize 7 vowels with a recognition rate up to 90%.

Finally, we will address a very important property of a neural network, learning: an iterative process through which a neural network can be trained using an initial fraction of the inputs and then adjusting internal parameters to improve its recognition or classification performance. Thanks to a learning rule that we developed we are able by updating the DC current through the different oscillators independently to change our synchronization map and increase the recognition rate of the network from an initial value of 0% to 90%. At each learning step, the DC current is updated through a control feedback procedure between the experimental devices and a computer. To understand more deeply our experimental learning results, we also perform simulations of our coupled network for

various internal spin-torque nano-oscillator parameters and show that the weak coupling and high tunability of our oscillators are important ingredients to have high learning capabilities.

This work constitutes the first experimental demonstration of bio-inspired computing operation with coupled spin torque nano-oscillators, and opens new paths towards bio-inspired computing on-chip with non-linear nano-scale devices.

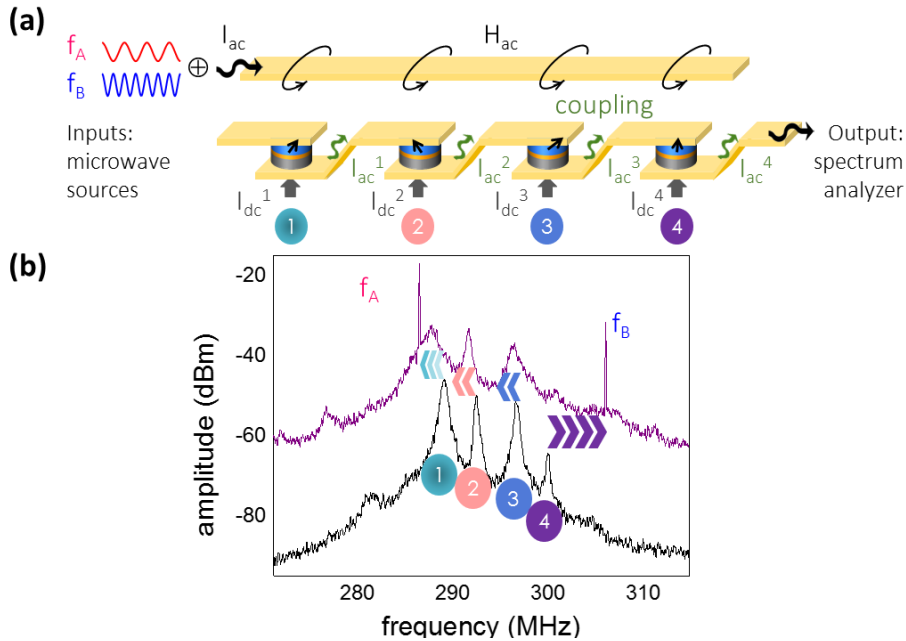


Figure 1. (a) Schematic of the experimental setup with an array of four oscillators electrically coupled through their own emitted microwave signal. (b) Experimental spectra emitted by the array of four oscillators in steady state, before (black line) and during injection of the external signals (violet line)

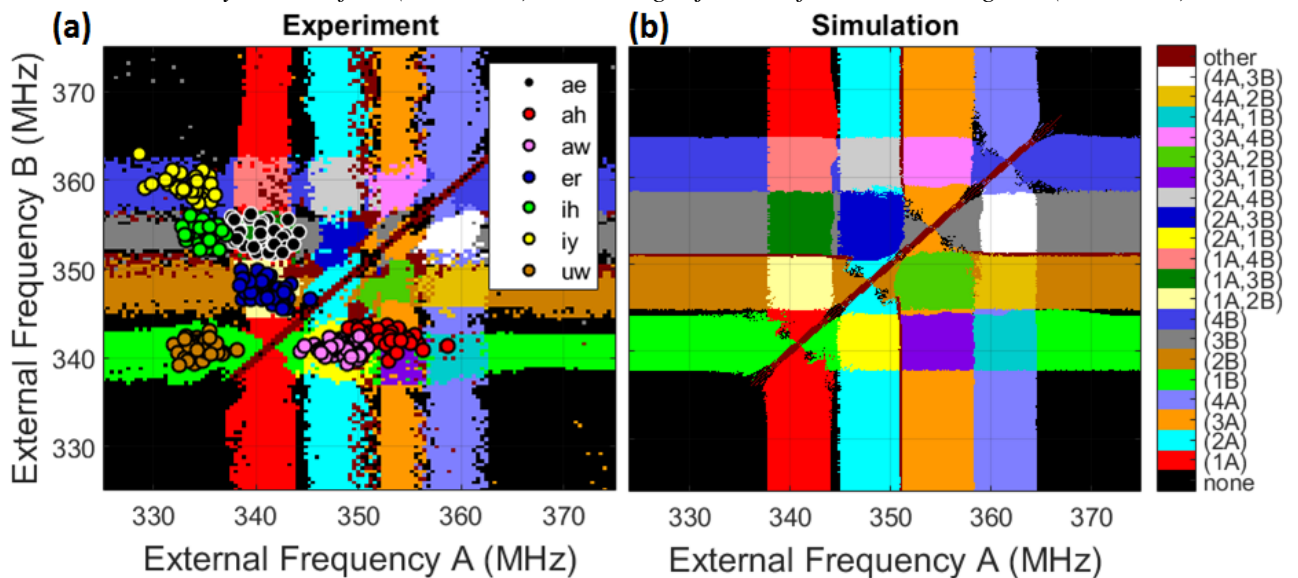


Figure 2. (a) Experimental synchronization map, as a function of the frequency of the external sources. Each colored pattern represents a different synchronization state. Circular symbols correspond to the seven vowels represented in terms of their two characteristic frequencies after transformation. (b) Simulated map using Thiele equations. The labels of the color bar describe which oscillator is synchronized to which source.

[1] W. H. Rippard et. Al. PRL **95**, 067203 (2005).

[2] S. Kaka et. al. Nature **437**, 389 (2005).

This work was supported by the European Research Council ERC under Grant bioSPINspired 682955.

## **Oraux 4. Nanomagnétisme**

# Organisation et propriétés magnétiques de nanoparticules de FePt déposées sur moiré de graphène.

Pierre Capiod,<sup>1\*</sup> Florent Tournus,<sup>1</sup> Laurent Bardotti,<sup>1</sup> Gilles Renaud,<sup>2</sup> Philippe Ohresser,<sup>3</sup> and Véronique Dupuis<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut Lumière Matière, UMR5306 Université Lyon 1-CNRS, Université de Lyon, 69622 Villeurbanne cedex, France

<sup>2</sup> Commissariat à l'Energie Atomique, Institut Nanosciences et Cryogénie, Service de Physique des Matériaux et Microstructures, Nanostructures et Rayonnement Synchrotron, 17 Avenue des Martyrs, F-38054 Grenoble, Cedex 9, France

<sup>3</sup> Synchrotron SOLEIL, L'Orme des Merisiers, BP48, Saint-Aubin, 91192 Gif-sur-Yvette, France

\*[pierre.capiod@univ-lyon1.fr](mailto:pierre.capiod@univ-lyon1.fr)

Les agrégats magnétiques sont le sujet de très nombreuses recherches depuis plus d'une décennie grâce à leurs possibles applications dans le stockage de données à très haute densité. On notera plus particulièrement l'utilisation de nanoparticules de fer-platine (FePt), qui lorsqu'elles sont chimiquement ordonnées dans leur phase  $L_{10}$  possèdent une forte constante d'anisotropie, évaluée autour du  $\text{MJ/m}^3$  [1, 2]. Une autre condition requise pour ce type d'application ainsi que pour des études fondamentales est d'organiser ces nanoparticules sous la forme de réseau 2D. La littérature fait état de recherches sur l'élaboration de réseau 2D de nano-aimants par voie physique, notamment par l'utilisation de sites d'adsorption distribués de façon périodique. C'est le cas par exemple du moiré de graphène[3].

Ce phénomène de moiré provient du dépôt d'une couche de graphène sur un substrat ayant un paramètre de maille légèrement différent du graphène. Ce système présente une corrugation de surface ainsi qu'une modulation de la structure électronique du graphène de manière périodique. Ce moiré possède ainsi l'avantage d'avoir des sites de piégeage pour les particules. L'utilisation du moiré de graphène épitaxié sur Ir(111) a permis notamment la réalisation de super-réseaux de nanoparticules d'iridium, de platine ou de tungstène déposés par dépôt atomique dont la période du moiré est de 2.5 nm. En revanche le dépôt atomique de fer sur ce type de surface est délicat au vu d'une plus faible énergie de cohésion du matériau en comparaison de l'iridium ou du platine[4]. A fortiori l'élaboration de réseaux de nanoparticules de FePt par dépôt atomique serait également difficile. Nous avons utilisé une approche différente pour la synthèse et le dépôt de nanoparticules de FePt sur graphène/Ir(111) : la technique LECBD (Low Energy Cluster Beam Deposition). L'organisation de nanoparticules par cette technique a déjà fait l'objet d'une étude sur les nanoparticules de Pt[5]. Ici, pour la première fois, nous avons caractérisé l'organisation et les propriétés magnétiques de nanoparticules de FePt sur un tel moiré.

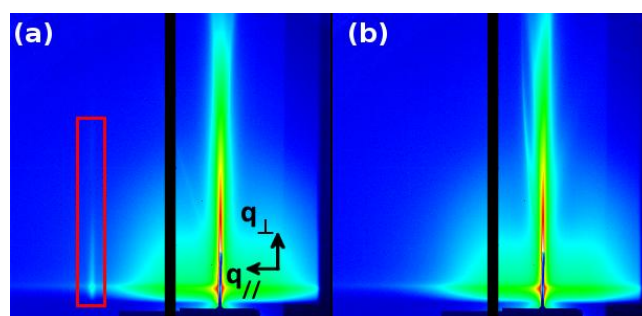


Figure 1 : Cliché GISAXS à température ambiante suivant la direction (a)  $\langle 100 \rangle$  du moiré de graphène et (b) hors azimut, pour des nanoparticules de 2.2 nm de diamètre déposées sur graphène sur Ir(111). Le pic de corrélation entouré en rouge et qui n'est pas présent hors azimut montre une organisation des nanoparticules sur la surface.

La formation de graphène sur Ir(111) s'est faite par CVD et permet d'obtenir de très large surface de moiré de graphène. Nous avons caractérisé par RHEED, ces surfaces réalisées sur des monocristaux d'iridium. Les nanoparticules de FePt ont été synthétisées par LECBD et nous les avons triées en taille pour obtenir une distribution autour des 2.2 nm de diamètre. L'organisation des nanoparticules a été étudiée grâce à la caractérisation par technique synchrotron GISAXS (Grazing

Incidence Small Angle X-ray Scattering) réalisée sur la ligne BM32 de l'European Synchrotron Radiation Facility (ESRF) à Grenoble (figure 1). Les nanoparticules déposées sont sensibles au réseau du moiré de graphène et l'organisation hexagonale sur les sites de moiré qui en résulte peut-être préservée jusqu'à des températures de 700°C. Cette température dépasse celle de la transition de phase des nanoparticules de FePt en phase  $L1_0$ .

Finalement nous avons sondé les propriétés magnétiques des nanoparticules par XMCD (X-ray Magnetic Circular Dichroism) et par cycles d'hystérésis au seuil du fer, sur la ligne DEIMOS au synchrotron de SOLEIL, avant et après chauffage pour voir l'évolution de ces propriétés sous l'influence de la température. Ces caractérisations XMCD (figure 2a et 2b) et de cycles (figure 2c) permettent de déterminer les moments atomiques orbitaux et de spin ainsi que de la constante d'anisotropie. Sur les figures (2a) et (2b), deux choses sont à constater, premièrement, il est possible de voir une baisse de l'intensité du signal XMCD après chauffage pour les nanoparticules déposées sur g/Ir(111). Deuxièmement il existe une différence de signal XMCD après chauffage (visible sur l'intégrale) pour des particules sensiblement identiques déposées sur graphène et diluées dans une matrice de carbone[6]. Cette différence dénote des moments atomiques ainsi qu'un rapport  $m_L/m_S$  plus faibles pour les nanoparticules déposées sur graphène. Ces deux résultats peuvent être une signature de l'influence de la présence du graphène supportant les nanoparticules. L'ouverture des cycles d'hystérésis montre une claire évolution de l'énergie d'anisotropie magnétique cohérent avec un changement de phase des nanoparticules. On constate une augmentation du champ coercitif de 430%. De plus nos cycles sont isotropes car aucune anisotropie d'orientation n'a été détectée. Ce résultat montre qu'il n'y a pas de rôle crucial d'une anisotropie d'interface entre les particules de FePt et la surface de graphène.

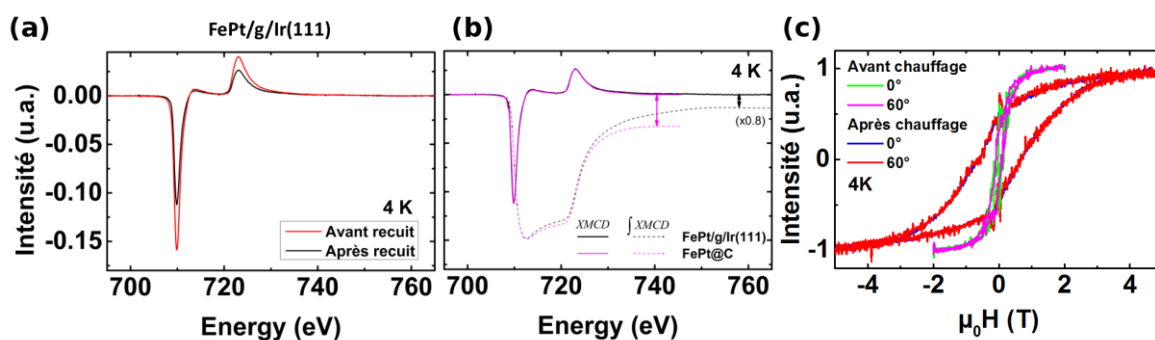


Figure 2: Caractérisation des propriétés magnétiques par XMCD et cycles d'hystérésis avant et après chauffage à 650°C pendant 2h, sur les nanoparticules de FePt de 2.2 nm déposées sur graphène/Ir(111). (a) Spectres XMCD avant et après recuit montrant une baisse de l'intensité du signal XMCD du fer après recuit. (b) Spectres XMCD après recuit avec leur intégrale pour les nanoparticules déposées sur g/Ir(111) (noir) et diluées dans une matrice de carbone (magenta). Le changement d'intensité de l'intégrale est synonyme de moments atomiques et de rapport  $m_L/m_S$  plus faibles pour les nanoparticules déposées sur g/Ir(111). (c) Cycles d'hystérésis suivant plusieurs angles d'incidence ( $0^\circ$  = normale à la surface) qui montrent des cycles isotropes et une augmentation du champ coercitif des nanoparticules après chauffage. Toutes les mesures ont été réalisées à  $T = 4$  K.

- [1] B. Rellinghaus, S. Stappert, M. Acet, and E. F. Wassermann, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 266, 142 (2003).
- [2] P. Andreazza, V. Pierron-Bohnes, F. Tournus, C. Andreazza-Vignolle, and V. Dupuis, Surface Science Reports 70, 188 (2015).
- [3] A. T. N'Diaye, J. Coraux, T. N. Plasa, C. Busse, and T. Michely, New Journal of Physics 10, 043033 (2008).
- [4] A. T. N'Diaye, T. Gerber, C. Busse, J. Mysliveček, J. Coraux, and T. Michely, New Journal of Physics 11, 103045 (2009).
- [5] S. Linas, F. Jean, T. Zhou, C. Albin, G. Renaud, L. Bardotti, and F. Tournus, Scientific Reports 5, 13053 (2015).
- [6] V. Dupuis, G. Khadra, S. Linas, A. Hillion, L. Gagnaniello, A. Tamion, J. Tuaille-Combes, L. Bardotti, F. Tournus, E. Otero, et al., Journal of Magnetism and Magnetic Materials 383, 73 (2015)

# Towards 3D spintronics: Synthesis and magnetic imaging of individual single- and multi-layered ferromagnetic nanotubes

**M. Staño<sup>1,\*</sup>, S. Schaefer<sup>2</sup>, A. Wartelle<sup>1</sup>, M. Rioult<sup>3</sup>, R. Belkhou<sup>3</sup>, F. Genuzio<sup>4</sup>, T.O. Montes<sup>4</sup>, A. Locatelli<sup>4</sup>, L. Cagnon<sup>1</sup>, B. Trapp<sup>1</sup>, J.-C. Toussaint<sup>1</sup>, S. Y. Martin<sup>5,1</sup>, D. Gusakova<sup>5</sup>, E. Gautier<sup>5</sup>, W. Ensinger<sup>2</sup>, and O. Fruchart<sup>5</sup>**

<sup>1</sup> Univ. Grenoble Alpes, CNRS, Institut NEEL, F-38000 Grenoble, France

<sup>2</sup> Technischen Universität Darmstadt, D-64287 Darmstadt, Germany

<sup>3</sup> Synchrotron SOLEIL, Saint-Aubin, F-91192 Gif-sur-Yvette, France

<sup>4</sup> Elettra - Sincrotrone Trieste S.C.p.A., I-34012 Basovizza, Trieste, Italy

<sup>5</sup> Univ. Grenoble Alpes, CNRS, CEA, Grenoble INP<sup>x</sup>, INAC, SPINTEC, F-38000 Grenoble, France

<sup>x</sup> Institute of Engineering Univ. Grenoble Alpes

\*[michal.stano@neel.cnrs.fr](mailto:michal.stano@neel.cnrs.fr)

So far, in nanomagnetism and spintronics mainly 2D (flat) structures and more recently cylindrical nanowires have been investigated. Here we focus on metallic ferromagnetic nanotubes (NTs), an area still largely unexplored from the experimental point of view, yet promising. The difference in sample topology (tube vs thin film) allows for new non-trivial textures, and curvature gives rise to several novel fundamental phenomena [1]. Namely, curvature induces magnetochirality, an effective Dzyaloshinskii-Moriya interaction [2], and non-reciprocity of the spin-wave propagation. NTs show some similarities with cylindrical nanowires, such as fast domain wall (DW) motion (>1 km/s) predicted [3] both under magnetic field and current. However, NTs promise more versatility: magnetic properties can be tuned by changing the tube wall thickness; furthermore, multilayered (core-shell) tubes may enable transfer of current spintronics based on 2D multilayers to 3D curved geometries. Such structures could combine (ferro)magnetic and non-magnetic layers (both metals and insulators) to prepare spin-valves, synthetic antiferromagnets, structures exploiting Spin Hall effect, etc. One may thus think of a fully 3D tubular version of the race-track memory [4].

Here we report the fabrication and imaging of multilayered NTs, opening the way for a 3D analogues of 2D multilayers. We used electroless plating in nanoporous templates to fabricate vertical arrays of NiFeB/SnO<sub>x</sub>/CoNiB, NiFeB/CoNiB, and NiFeB/Pd multilayered NTs. Further, we performed X-ray Magnetic Circular Dichroism – PhotoEmission Electron Microscopy (XMCD-PEEM, resolution approx. 30 nm) to image the magnetization in isolated tubes released from the template. This photon-in, electron-out technique maps the component of magnetization parallel to the X-ray beam propagation direction. We used the so-called shadow geometry on isolated NTs dispersed on a Si substrate, as pioneered by Kimling et al. [5] and further developed in our group [6] with possibility to compare experiments with numerical modelling. Thanks to the choice of materials and element-sensitivity of the technique, we could probe separately different magnetic layers.

We started our investigation with single-layer nanocrystalline (Co<sub>80</sub>Ni<sub>20</sub>)B tubes having diameter 300 nm, tube wall thickness 30 nm, and length 30 μm. Such high aspect ratio NTs are expected to be axially magnetized [7], however we observed multiple orthoradial (azimuthal, flux-closure) domains (Figure 1). These are separated by DWs with radial magnetization (analogues of Bloch walls in thin films) [8]. Global curling has been reported for CoFeB and NiFe NTs with similar diameter, but only for very short NTs (1-2 μm) [9]; longer tubes were axially magnetized. In our case, an additional anisotropy ( $K \sim 10$  kJ/m<sup>3</sup>) favours orthoradial domains also for much longer tubes. The anisotropy seems to be of magnetoelastic origin with strain coming from the growth. (Co<sub>80</sub>Ni<sub>20</sub>)B has sizeable and negative magnetostriction coefficient. On the other hand, (Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>)B tubes, with almost zero magnetostriction and very similar geometry, were consistently axially magnetized.

After investigating single layers, we moved on to multilayered structures (outer diameter 390 nm, shell thickness few tens of nm). In case of two magnetic layers (NiFeB, CoNiB) in direct contact or if the non-magnetic spacer had some defects, both layers displayed almost the same domain pattern, whereas for the case with with a full and continuous SnO<sub>x</sub> spacer we could obtain



magnetically decoupled layers. These are shown in Figure 2, where both layers have very different magnetization patterns: NiFeB is uniformly axially magnetized, whereas CoNiB has several orthoradial domains, similarly to the single shell case. We have thus prepared a tube whose two ferromagnetic layers are exchange-decoupled; this is a critical step towards a variety of spintronic structures. Further, we studied magnetic state of NiFeB/SnO<sub>x</sub>/CoNiB tubes after applying quasistatic (~1 s long) pulses of magnetic field with component mainly along the tube axis. NiFeB shell reverses by nucleation and displacement of a DW, switching field is 10-15 mT. There are some changes in the CoNiB (inner magnetic layer) as well, but these do not seem to be correlated with the state of the NiFeB shell and magnetization is still orthoradial.

Next step towards a tubular synthetic antiferromagnet will be to obtain axial magnetization in both magnetic shells. This can be achieved either by tuning the chemical composition, thermal annealing which transforms the orthoradial domains in CoNiB into axial ones [8], or simply by decreasing the tube diameter below 100 nm, where curling states are unfavourable due to high exchange energy. Recently we could fabricate CoNiB NTs with diameter of 80 nm and indeed these were axially magnetized.

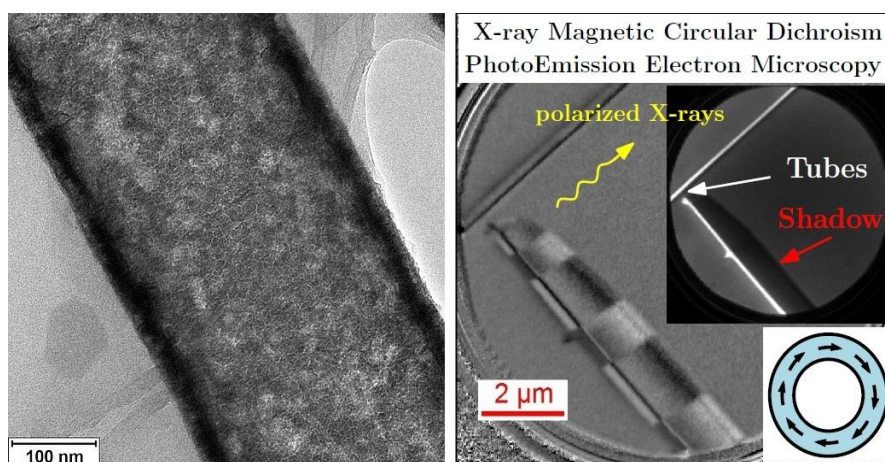


Figure 1. CoNiB tubes. Left: transmission electron microscopy. Right: XMCD-PEEM. Tube along the X-ray beam shows no magnetic signal, whereas for transverse direction strong and rich contrast is revealed. Here orthoradial domains (scheme in bottom right inset) with alternating circulation (clockwise/anti-clockwise) are present.

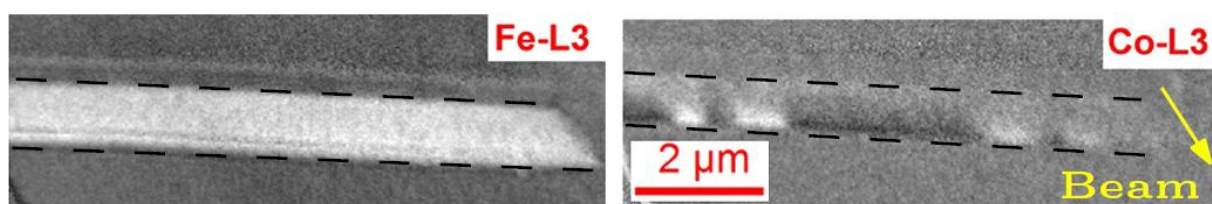


Figure 2. XMCD-PEEM of multilayered NiFeB/SnO<sub>x</sub>/CoNiB tube. Left: outer magnetic shell, NiFeB, with uniform axial magnetization. Right: inner CoNiB shell with several domains as found for the

- [1] Streubel et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **49**, 363001 (2016).
- [2] Hertel, *Spin* **03**, 1340009 (2013).
- [3] Yan et al., *APL* **99**, 122505 (2011).
- [4] Parkin et al. *Science* **320**, 190-194 (2008).
- [5] Kimling et al., *PRB* **84**, 174406 (2011).
- [6] Jamet. et al., *PRB* **92**, 144428 (2015).
- [7] Landeros et al., *PRB* **79**, 024404 (2009).
- [8] Staño et al., arXiv:1704.06614 (2017).
- [9] Wyss et al., arXiv:1701.01685 (2017).

## **Oraux 5. Elaboration, caractérisation, instrumentation**

# Elaboration de films ultrafins de grenat de fer d'Yttrium dopés au Bismuth par ablation laser pulsée pour la spintronique

Lucile Soumah<sup>1</sup>, Nathan Beaulieu<sup>2</sup>, Lilia Qassym<sup>3</sup>, Martin Collet<sup>1</sup>, Cecile Carretero<sup>1</sup>, Eric Jacquet<sup>1</sup>, Jamal Ben Youssef<sup>2</sup>, Richard Lebougeois<sup>3</sup>, Paolo Bortolotti<sup>1</sup>, Vincent Cros<sup>1</sup>, Abdelmadjid Anane<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Unité Mixte de Physique CNRS, Thales, Univ. Paris Sud, Université Paris-Saclay, 91767 Palaiseau, France*

<sup>2</sup> *LABSTICC, UMR 6285 CNRS, Université de Bretagne Occidentale, 29238 Brest, France*

<sup>3</sup> *Thales Research and Technology, Thales, 91767 Palaiseau, France*

Lucile.soumah@cnrs-thales.fr

L'électronique de spin a, jusqu'à très récemment, été l'apanage des métaux de transitions et de leurs alliages. En effet, dans l'électronique de spin classique le transport de spin est indissociable du transport d'électrons. Ce n'est que récemment que le transport de purs courants de spin entre isolants magnétiques et métaux ayant un fort couplage spin-orbite a pu être observé. Cela a ouvert le champ de l'électronique de spin aux isolants magnétiques et par extension aux antiferromagnétiques. Le Grenat de fer et d'yttrium (YIG) et l'un des isolants magnétiques les plus utilisés<sup>1</sup>. L'avènement de couches minces de YIG fabriquées par ablation laser pulsée (PLD) et ayant d'excellentes propriétés dynamiques<sup>2</sup> (amortissement de Gilbert  $\alpha \approx 2 \cdot 10^{-4}$ ) a permis de démontrer par exemple que le couple de transfert de spin pouvait agir sur l'aimantation des isolants magnétiques. Ainsi, la compensation partielle de l'amortissement dans un guide d'onde magnonique<sup>3</sup> et la mise en auto-oscillation de l'aimantation dans un microdisque<sup>4,5</sup> de YIG/Pt ont été observés.

Nous présentons ici une étude sur des films de YIG dopés au Bismuth (Bi) fabriqués par PLD et ayant des épaisseurs variant de 10 nm à 50 nm. L'introduction du Bi sur le site dodécaédrique induit une anisotropie magnétique hors du plan<sup>6</sup>. Cette anisotropie, observée par magnétométrie SQUID, est fonction de la contrainte épitaxiale et du taux de bismuth dans les films. La diffraction des rayons-X en géométrie  $\theta$ - $2\theta$  ainsi que la cartographie du réseau réciproque montre une épitaxie maille sur maille sur le substrat (ici du sGGG) (Fig. 1). La microscopie par force atomique montre une rugosité RMS typique de  $R_q < 1 \text{ nm}$  (pour une surface de  $1 \mu\text{m}^2$ ) même pour les films les plus fins.

Le Bi est connu pour induire un fort couplage spin orbite dans le YIG et entraîne, de ce fait, une forte augmentation de la rotation Faraday ( $\theta_F$ ). Nous observons pour nos films que  $\theta_F$  varie de  $3.25 \text{ }^\circ/\mu\text{m}$  à  $1.92 \text{ }^\circ/\mu\text{m}$  @ 633 nm cette dépendance non monotone avec l'épaisseur est attribuée à un taux dopage en Bi qui varie en fonction de l'épaisseur. Grâce à cet effet magnéto-optique géant nous avons pu réaliser une étude en microscopie Kerr de la structure en domaine magnétiques des couches en fonction de leur épaisseur.

Nous avons exploré les propriétés dynamiques de ces couches de Bi:YIG en effectuant des mesures de résonance ferromagnétique (FMR) (Fig. 3) et des mesures de spin-Hall inverse (ISHE) (Fig. 4). La FMR a mis en évidence l'excellente qualité dynamique de ces films dont les valeurs d'amortissement magnétique sont similaires à celle du YIG non dopé ( $\approx 5 \cdot 10^{-4}$ ), le couplage spin orbite induit par le Bi ne semble donc pas induire une relaxation magnétique supplémentaire au sein du matériau. Des mesures d'ISHE et de pompage de spin ont permis d'évaluer la *spin mixing conductance* ( $4 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$ ). Cette valeur est du même ordre de grandeur que celles mesurées pour des bicouches YIG/Pt (entre  $3.6 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$ )<sup>4</sup>.

Les propriétés dynamiques remarquables de ces films de Bi:YIG en font d'excellents candidats pour la spintronique et se présentent comme une alternative au YIG en tant que milieu de propagation de pur courant de spin. L'anisotropie perpendiculaire ainsi que la rotation Faraday induits par le dopage au bismuth dans ces films sont deux nouvelles caractéristiques qui diffèrent du YIG et peuvent être exploitées pour élargir le champ des possibles concernant la géométrie des dispositifs magnoniques.

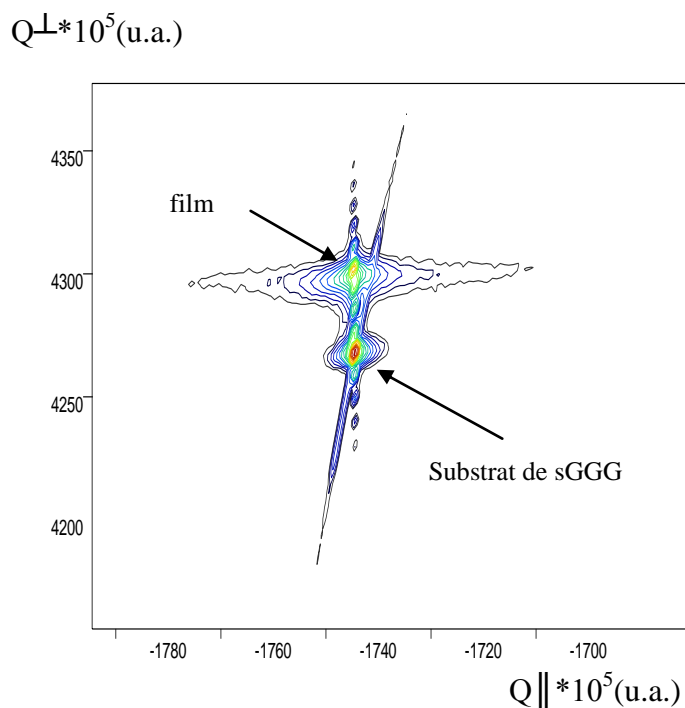


Fig.1 : Carte de réseau réciproque de BiYIG//sGGG (120nm) sur le plan (642). L'alignement des pics de la couche et du substrat selon  $Q_{\parallel}$  montrent une épitaxie maille sur maille entre le substrat et la couche

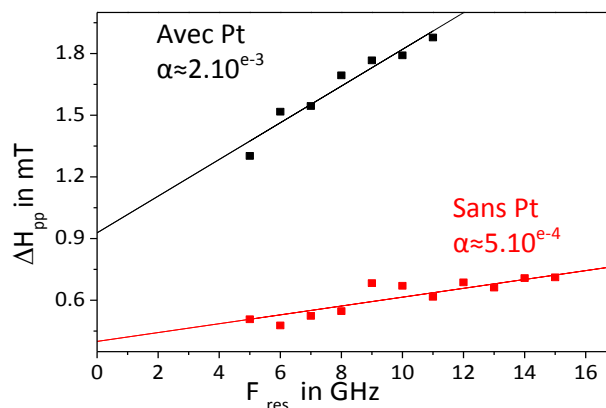


Fig.2 Estimation de l'amortissement Gilbert pour BiYIG(25nm)//sGGG avec et sans Pt  
 $\Delta\alpha_{\text{pompage de spin}} \approx 1.64 \cdot 10^{-3}$

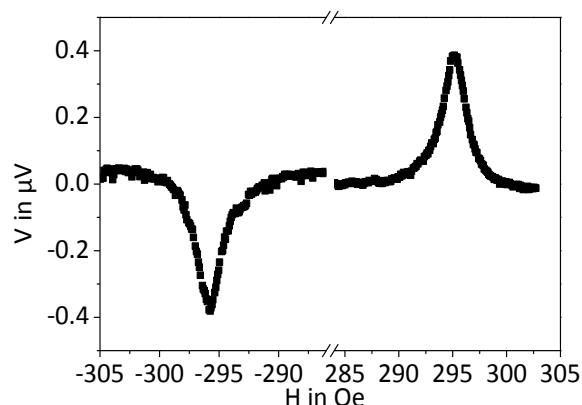


Fig.3 Mesure d'ISHE sur BiYIG(25nm)//sGGG à 10 GHz 20 dBm

- 1 Kajiwara, Y., Takahashi, S., Maekawa, S. & Saitoh, E. Detection of Spin-Wave Spin Current in a Magnetic Insulator. *Ieee Transactions on Magnetics* **47**, 1591-1594, doi:10.1109/tmag.2011.2118747 (2011).
- 2 d'Allivy Kelly, O. *et al.* Inverse spin Hall effect in nanometer-thick yttrium iron garnet/Pt system. *Applied Physics Letters* **103**, doi:10.1063/1.4819157 (2013).
- 3 Evelt, M. *et al.* High-efficiency control of spin-wave propagation in ultra-thin yttrium iron garnet by the spin-orbit torque. *Applied Physics Letters* **108**, doi:10.1063/1.4948252 (2016).
- 4 Collet, M. *et al.* Generation of coherent spin-wave modes in yttrium iron garnet microdiscs by spin-orbit torque. *Nature Communications* **7**, doi:10.1038/ncomms10377 (2016).
- 5 Demidov, V. E. *et al.* Direct observation of dynamic modes excited in a magnetic insulator by pure spin current. *Scientific Reports* **6**, doi:10.1038/srep32781 (2016).
- 6 Popova, E. *et al.* Magnetic properties of the magnetophotonic crystal based on bismuth iron garnet. *Journal of Applied Physics* **112**, 11, doi:10.1063/1.4764345 (2012).

## **Croissance et études des propriétés magnétiques de grenats de Fer dopés au Bismuth d'épaisseur submicrométriques élaborés par épitaxie en phase liquide**

**Nathan Beaulieu<sup>1</sup>, Souren P. Pogossian<sup>2</sup>, Lucile Soumah<sup>3</sup>, Abdelmadjid Anane<sup>3</sup>, Paolo Bortolotti<sup>4</sup>, Vincent Cros<sup>3</sup> et Jamal Ben Youssef<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Laboratoire des Sciences et Techniques de l'Information, de la Communication et de la Connaissance, Université de Bretagne Occidentale, 29200 Brest, France

<sup>2</sup> Laboratoire d'Océanographie Physique et Spatiale, IUEM, Bat D., Rue Dumont d'Urville, 29280 Plouzané, France

<sup>3</sup> Unité Mixte de Physique CNRS, Thales, Univ. Paris Sud, Université Paris-Saclay, 91767 Palaiseau, France

<sup>4</sup> Thales Research and Technology, Thales, 91767 Palaiseau, France

\*[nathan.beaulieu@univ-brest.fr](mailto:nathan.beaulieu@univ-brest.fr)

Les grenats à base de Fe dopés au Bismuth présentent des propriétés magnétiques et magnéto-optiques intéressantes [1]. En effet, le dopage du site dodécaédrique du grenat par des ions bismuth induit à la fois une forte anisotropie perpendiculaire et une rotation faraday élevée. Cette dernière propriété magnétooptique implique que ces matériaux deviennent particulièrement intéressants pour des applications photoniques, comme des interféromètres de Mach-Zender [2]. L'intégration de grenats de ce type au sein de circuits photoniques peut être effectuée par dépôt sur des substrats de silicium ou par collage moléculaire [3]. Cette seconde méthode requiert des films de très faible rugosité afin d'assurer un collage moléculaire le plus homogène possible. De plus, les grenats étant particulièrement résistants aux méthodes de lithographie standards, il est très important d'élaborer des films d'épaisseur inférieure à 100nm pour les nanostructurer.

Les films de grenat très minces sont habituellement élaborés par ablation laser (PLD) [4], ou par pulvérisation cathodique [5]. L'épitaxie en phase liquide (LPE) est une méthode couramment utilisée dans le cadre industriel pour l'élaboration de films épais. Celle-ci permet d'élaborer des films homogènes sur de grandes surfaces, mais le contrôle du taux de croissance permet difficilement d'obtenir des films d'épaisseur inférieure à la centaine de nanomètres. Le défi est d'élaborer par LPE des grenats à base de fer dopés au bismuth d'épaisseur nanométrique présentant les propriétés magnétiques, magnétooptiques et surtout possédant une rugosité très faible, favorable à leur intégration dans les dispositifs photoniques (isolateur magnétooptique, par exemple).

Dans ce cadre, nous avons étudié l'influence des conditions de dépôt (température de croissance) et de l'épaisseur sur les propriétés magnétiques et magnétooptiques.

Les études structurales et magnétiques effectuées en fonction de l'épaisseur de nos films de composition  $(\text{GdBiLu})_3(\text{FeAl})_5\text{O}_{12}$  montrent une dépendance en fonction de la rugosité, de l'anisotropie, et des facteurs d'amortissement des échantillons. Nous avons mesuré la rotation faraday à différentes longueurs d'ondes (de 635 à 1550nm) sur des matériaux dont l'épaisseur varie de 40 à 1 $\mu\text{m}$ . Cette étude montre une augmentation de la rotation Faraday aux plus faibles épaisseurs (inférieures à 100nm). Par ailleurs, l'étude de la dynamique de l'aimantation de ces films par résonance ferromagnétique large bande (FMR) nous a permis de déterminer les contributions intrinsèques et extrinsèques à la relaxation magnétique. Ces résultats seront analysés et discutés.

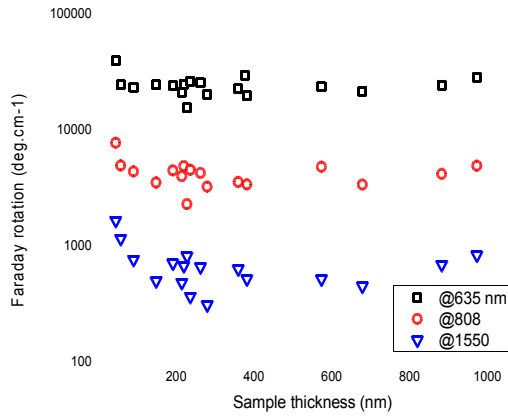


Figure 1. Dépendance de la rotation Faraday en fonction de l'épaisseur effectuée à différentes longueur d'ondes (635, 808 et 1550nm).

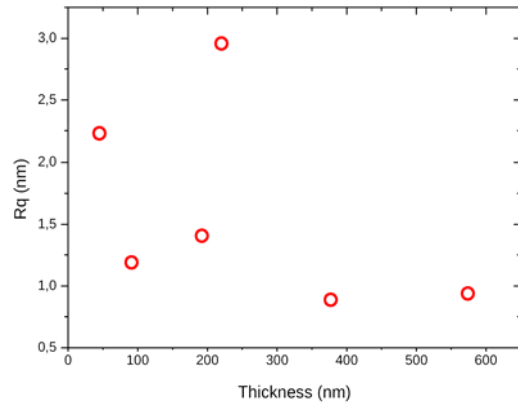


Figure 2. Dépendance de la rugosité en fonction de l'épaisseur."

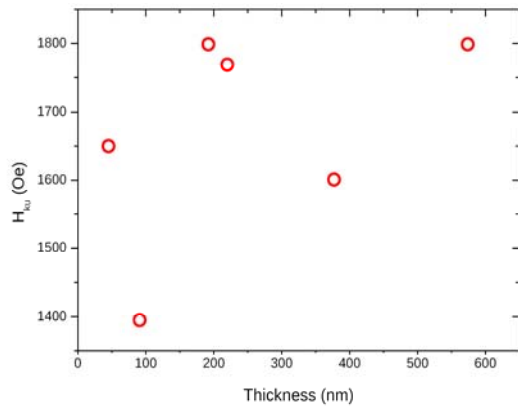


Figure 3. Dépendance de l'anisotropie en fonction de l'épaisseur."

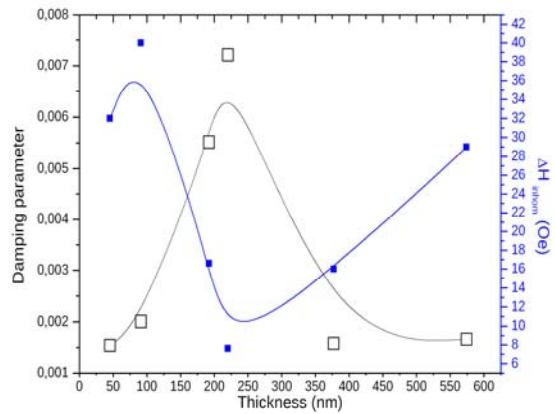


Figure 4. Evaluation des contributions intrinsèque et extrinsèque à la relaxation magnétique en fonction de l'épaisseur."

- "
- [1] Hansen et al., PRB 31, 9, 5858 (1985).
  - [2] Y.Shoji et al., JJAP 53, 022202 (2014).
  - [3] Pantzas K., et al., APL 105, 141601 (2014).
  - [4] Popova, E. et al., JAP 112, 11 (2012).
  - [5] Wang et al., PRB 88, 100406(R) (2013)."

# Local NMR spectroscopy up to 0.7 T by magneto-resistive sensors

**Andrin Doll<sup>1</sup>, Aurélie Solignac<sup>1</sup>, Myriam Pannetier-Lecoeur<sup>1</sup>, Claude Fermon<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Service de physique de l'état condensé (SPEC), CEA, CNRS, Université Paris-Saclay, CEA Saclay

\*[andrin.doll@cea.fr](mailto:andrin.doll@cea.fr)

Nuclear magnetic resonance (NMR) techniques probe magnetic properties of nuclear spins. Accessible parameters involve both properties that are intrinsic to the nucleus as well as properties of its environment. As an example, NMR spectra with high spectral resolution encode molecular structure and dynamics, which is the foundation of NMR-based structure determination in biochemistry. However, the success of NMR techniques among numerous disciplines notwithstanding, sensitivity is often a limitation due to the small spin polarization. Hence, it is difficult to record the weak radio-frequency (RF) fields emitted by the spins with high spectral resolution and, at the same time, with high spatial resolution. To date, several approaches to miniaturize NMR spectroscopy to spatially confined geometries are being investigated. As an example, inductive detection by miniaturized coils [1] or nanoscale magnetometry by nitrogen-vacancy defects in diamond [2] are promising approaches at ambient conditions.

As an alternative NMR detection technique at ambient conditions, we utilize giant magneto-resistive (GMR) sensors, whose resistance varies due to spin-dependent scattering processes of conduction electrons in thin magnetic films. These sensors provide spatial resolution lying in-between the sub-millimeter resolution achieved by miniaturized coils and the nanometer resolution of diamond magnetometers. Essentially, GMR sensors enable a large detection bandwidth up to 1 GHz combined with sub-micron resolution at sensitivity reaching the sub-nanotesla. Thanks to these features, GMR sensors became established as read-heads in data storage.

Recently, it has been demonstrated in our lab that a GMR sensor immersed into water or ethanol can detect the <sup>1</sup>H NMR spectrum of picoliter volumes at 0.3 T / 13 MHz [3]. In this way, the GMR sensor detects the RF magnetic fields due to precessing nuclear spins in the vicinity of the sensor. The sensor occupying an area of 40x40 μm<sup>2</sup> featured 20 pT/sqrt(Hz) detection sensitivity [3].

In this contribution, the experimental aspects of the GMR-detected NMR experiment are outlined and explained (Fig. 1). Particular emphasis is laid on the following two GMR-specific aspects: First, sensitive detection of RF magnetic fields by the GMR requires the strong polarizing field  $B_0$  to be perfectly 'out-of-plane'. Accordingly, critical alignment of the GMR with respect to  $B_0$  establishes optimum sensitivity. Second, the GMR sensor is also used as a frequency translation device by modulation of the bias current. In this way, the local RF fields detected by the GMR are shifted to a distinct detection frequency.

In addition to these two aspects, we report on our ongoing efforts to optimize the NMR sensitivity. For this purpose, the magnetostatic properties of the GMR sensor in presence of the polarizing field  $B_0$  and the resultant volume of best detection sensitivity and field homogeneity are considered. By optimization of the sensor geometry, we find that the sensitive volume can be tailored to the close vicinity of the sensor at distances below 10 μm. An example of an optimized geometry that can be realized with standard micro-fabrication techniques is shown in Fig. 2 (3D) and Fig. 3 (2D slice). At such close spin-to-sensor distances, almost one order of magnitude better sensitivity as compared to previous experiments is predicted. We also discuss the potential of such a geometry optimization for sensors based on magnetic tunnel junctions (TMR), whose RF field detection sensitivity is an order of magnitude better than for GMR sensors.

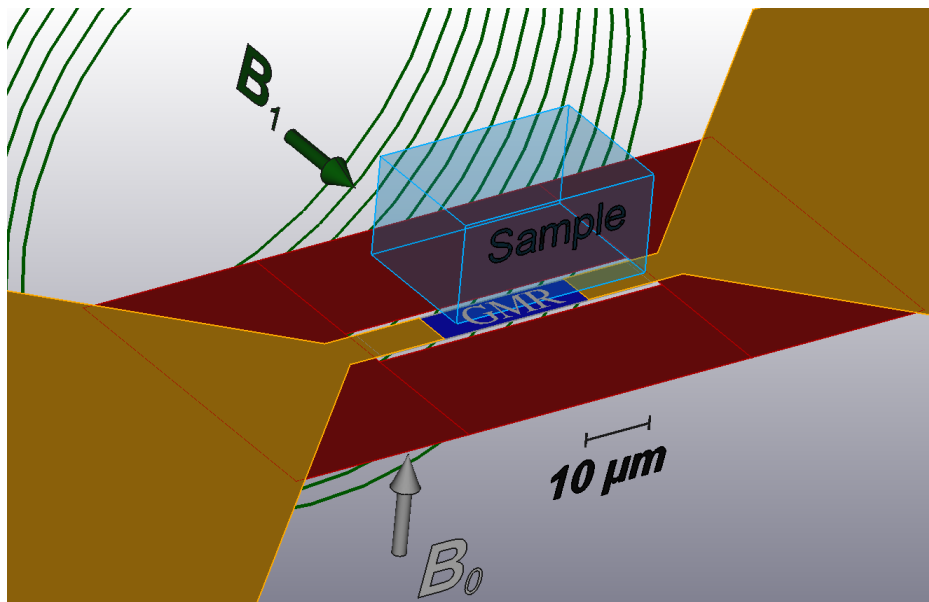


Figure 1. Scheme of the experiment, where the spin precession within the relevant sample volume (transparent blue) is detected by the GMR underneath (solid blue). The actual sample volume may be much larger than illustrated. The spins in the sample are polarized along  $B_0$  (gray), perpendicular to the GMR sensing plane. To invoke a detectable signal, spins are excited resonantly along  $B_1$  (green), which is generated by a large RF coil indicated in green.

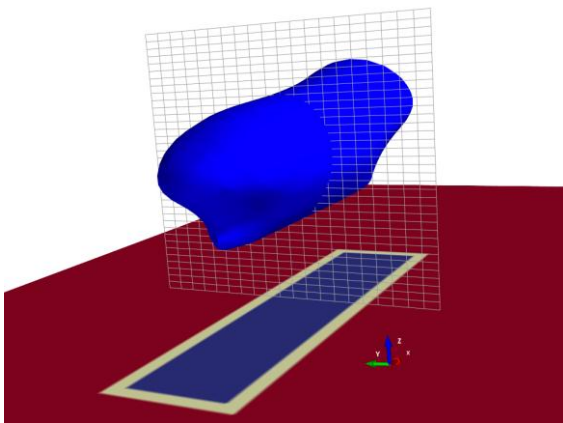


Figure 2. 3D illustration of the sensitive volume (blue) for a  $6 \times 30 \mu\text{m}^2$  GMR sensor (blue rectangle in  $xy$ -plane), which is sensitive to RF fields along the  $y$ -axis. The red surface compensates for local field gradients.

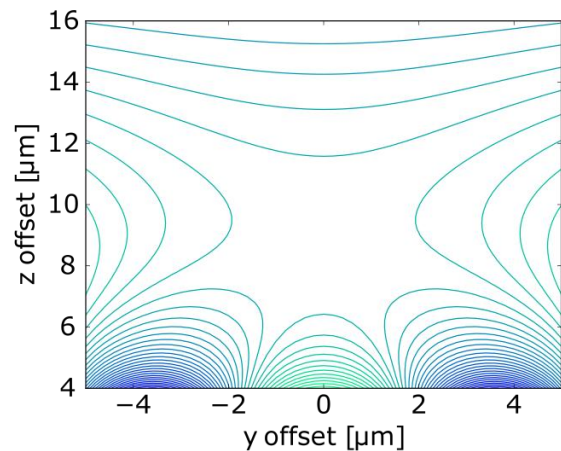


Figure 3. 2D slice of field homogeneity through the  $yz$ -plane at center of sensor in Fig. 2 at 0.7 T. Each contour line corresponds to a 1 ppm change in the effective polarizing field.

- [1] D.L. Olson, T.L. Peck, A.G. Webb, R.L. Magin, J.V. Sweedler, High-resolution micro-coil  $^1\text{H}$ -NMR for mass-limited, nanoliter-volume samples, *Science* 270: 1967-197, 1995.
- [2] J. Wrachtrup, A. Finkler, Single spin magnetic resonance, *J. Magn. Reson.* 269, 225–236, 2016.
- [3] P. A. Guitard, R. Ayde, G. Jasmin-Lebras, L. Caruso, M. Pannetier-Lecoecur, C. Fermon, Local nuclear magnetic resonance spectroscopy with giant magnetic resistance-based sensors, *Appl. Phys. Lett.* 108, 212405, 2016.



## **Oraux 6. Matériaux 2D**

# Highly efficient spin-to-charge current conversion at room temperature in topological insulator strained HgTe

**P. Noël<sup>1</sup>, C. Thomas<sup>2,3</sup>, T. Meunier<sup>2</sup>, P. Ballet<sup>3</sup>, L. Vila<sup>1</sup>, J-P Attané<sup>1</sup>**

1 Spintec, Institut Nanosciences et Cryogenie, Univ. Grenoble Alpes, CEA, CNRS, F-38000 Grenoble, France

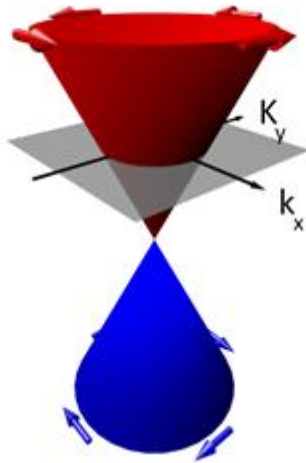
2 Institut Néel, C.N.R.S. and Univ. Grenoble Alpes, BP 166, 38042 Grenoble Cedex 9, France

3 CEA, LETI, MINATEC Campus, DOPT, 17 rue des martyrs 38054 Grenoble Cedex 9, France

\*[paul.noel@cea.fr](mailto:paul.noel@cea.fr)

Spin current manipulation in spintronic devices requires an efficient way to transform charge currents into spin currents and vice versa. Classical spintronics generally uses magnetic materials to realise such conversions, however it has been shown in the last decade that they can also be obtained by exploiting the large spin-orbit coupling appearing in materials containing heavy atoms. An efficient current conversion can thus be obtained through Spin Hall Effect in heavy metals such as Pt or Ta [1]. Yet a more efficient conversion can be obtained in two-dimensional electron gases, at surfaces and interfaces such as Rashba Interfaces [2], or in newly discovered materials: topological insulators (TIs).

The main interest of TIs lies in their surface states, which possess a linear Dirac-like dispersion, and a locking between the spin and the momentum which constrain them to be perpendicular (cf. figure 1). A flow of electric current in the 2DEG thus gives rise to a perpendicular spin accumulation. This effect is known as the Edelstein Effect [3], while the reverse spin-to-charge-conversion effect is known as the Inverse Edelstein Effect (IEE). Recent results suggest that surfaces of topological insulators as Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> [4] or strained  $\alpha$ -Sn [5] have a strong potential for spintronics, both for the generation or detection of spin currents through direct or inverse Edelstein effects.



*Figure 1. Dirac dispersion cone of the surface states of a topological insulator*

Among the newly discovered topological insulators, strained HgTe is a promising material for spintronic applications. Due to the band inversion in bulk HgTe, a gap opening can be induced by applying a tensile strain, leading to the appearance of topological surface states. This strain can be obtained by growing epitaxially HgTe on a substrate with a larger lattice constant such as CdTe [6]. In that context, strained HgTe could be another promising system, especially since its surface states possess a very high mobility. Moreover, HgTe/CdTe is an archetypal topological insulator, compatible with electronic and optoelectronic applications. Beyond classical spintronic applications such as current-induced magnetization switching, the conversion of charge current into spin currents in HgTe could thus lead to the use of spins as data carrier in all semiconductor-based technologies.

Here, we will demonstrate and study the spin-to-charge current conversion in strained HgTe thin films by ferromagnetic resonance spin pumping. The experiment, realized in a cavity, is described in figure 2. The spin-to-charge current conversion rate, the inverse Edelstein length [7], has been measured to be up to 2 nm, one to two orders of magnitude larger than in Bi-based topological insulators [8]. Such a high conversion rate can be related to the large value of the mobility [9] and mean free path of the surface states of strained HgTe, and to the lower bulk-to-surface conductivity ratio at room temperature. In this presentation, we will present our finding on the conditions for optimal spin injection and spin-charge conversion by tuning the attached ferromagnetic contact and HgTe thickness, respectively. Finally we will give elements on how to compare this spin-to-charge conversion rate to that of (bulk) spin Hall effect and Rashba effect at interfaces.

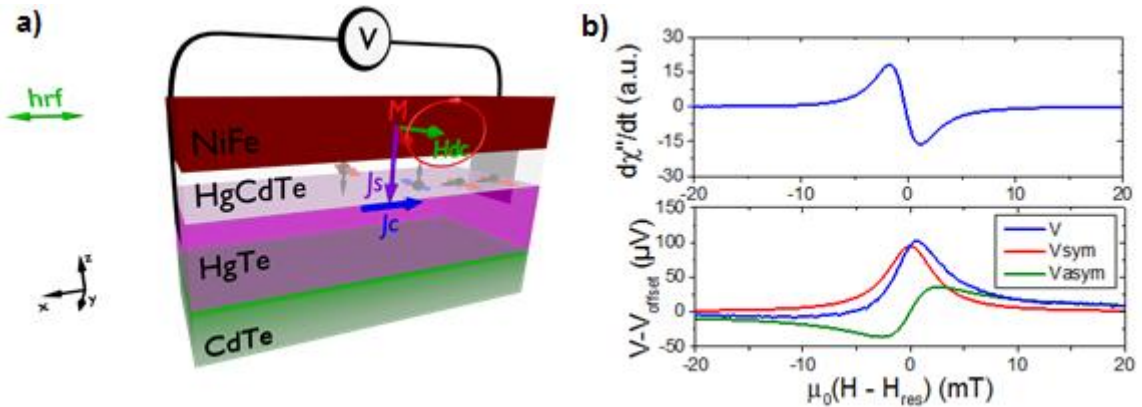


Figure 2. a) Experimental schematics for spin pumping into strained HgTe by Ferromagnetic Resonance (FMR) of a NiFe layer. b) FMR (top) and DC voltage (bottom) from spin pumping FMR measurement. The symmetric (red) and antisymmetric (green) contributions have been extracted from the measured signal (in blue).

- [1] J. E. Hirsch, Physical Review Letters 83, 9 (1999)
- [2] C. R. Ast, J. Henk, A. Ernst, L. Moreschini, M. Falub, D. Pacilé, P. Bruno, K. Kern, and M. Gironi, Phys. Rev. Lett. 98, 186807 (2007)
- [3] V. M. Edelstein, Solid State Commun. 73, 233 (1990)
- [4] A. R. Mellnik, J. S. Lee, A. Richardella, J. L. Grab, P. J. Mintun, M. H. Fischer, A. Vaezi, A. Manchon, E.-A. Kim, N. Samarth and D. C. Ralph, Nature 511, 449–451 (2014)
- [5] J.-C. Rojas-Sánchez, S. Oyarzún, Y. Fu, A. Marty, C. Vergnaud, S. Gambarelli, L. Vila, M. Jamet, Y. Ohtsubo, A. Taleb-Ibrahimi, P. Le Fèvre, F. Bertran, N. Reyren, J.-M. George, and A. Fert, Phys. Rev. Lett. 116, 096602 (2016)
- [6] L. Fu and C. L. Kane, Phys. Rev. B 76, 045302 (2007)
- [7] J.-C. Rojas-Sánchez, L. Vila, G. Desfonds, S. Gambarelli, J. P. Attané, J. M. De Teresa, C. Magén, and A. Fert, Nat. Commun. 4, 2944 (2013)
- [8] H. Wang, J. Kally, J.S. Lee, T. Liu, H. Chang, D.R. Hickey, K.A. Mkhoyan, M. Wu, A. Richardella, and N. Samarth Phys. Rev. Lett. 117, 076601 (2016)
- [9] D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and D. Weiss Phys. Rev. Lett. 112, 196801 (2014)

## Introduction du h-BN dans les jonctions tunnel magnétiques

M. Piquemal-Banci<sup>1\*</sup>, R. Galceran<sup>1</sup>, F. Godel<sup>1</sup>, M.-B. Martin<sup>2</sup>, S. Caneva<sup>3</sup>, R.S. Weatherup<sup>1</sup>, P.R. Kidambi<sup>3</sup>, K. Bouzehouane<sup>1</sup>, S. Xavier<sup>2</sup>, J. Robertson<sup>3</sup>, S. Hofmann<sup>3</sup>, A. Anane<sup>1</sup>, F. Petroff<sup>1</sup>, B. Dlubak<sup>1</sup> and P. Seneor<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Unité Mixte de Physique, CNRS, Thales, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, 91767 Palaiseau, France

<sup>2</sup>Thales Research and Technology, 1 Avenue Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau, France

<sup>3</sup>Department of Engineering, University of Cambridge, Cambridge CB21PZ, United Kingdom

[\\*maelis.piquemal@cnrs-thales.fr](mailto:*maelis.piquemal@cnrs-thales.fr)

Une des caractéristiques les plus notables et les plus attractives des matériaux 2D est la capacité d'obtenir un contrôle de leur épaisseur à l'échelle atomique. Ce contrôle pourrait devenir un atout majeur pour la spintronique. Outre cette particularité d'épaisseur atomique, les matériaux 2D peuvent ouvrir la voie à des opportunités stimulantes en termes de fonctionnalités et de performances pour les dispositifs de spintronique.

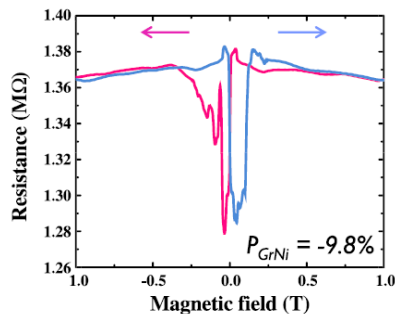


Figure 1. Figure tirée de [1] l'effet de filtrage de spin induit par une monocouche de graphène.

Nous avons pu démontrer par exemple l'intégration du graphène dans une jonction tunnel magnétique (MTJ) via une méthode de dépôt CVD (dépôt chimique en phase vapeur) directe sur l'électrode ferromagnétique inférieure. Cela nous a permis de montrer le potentiel du graphène en tant que membrane protectrice (empêchant l'oxydation de l'électrode ferromagnétique (FM) sous-jacente) autorisant l'utilisation d'un procédé oxydatif de dépôt de barrières tunnel de haute qualité. Récemment, nous avons démontré des propriétés en filtrage de spin avec seulement une monocouche de graphène (Figure 1) [1].

En parallèle, nous nous sommes intéressés à un autre matériau 2D, le nitrure de bore hexagonal (h-BN), isolant isomorphe du graphène dont les propriétés sont aussi très attrayantes. Le h-BN possède comme qualité de pouvoir jouer le rôle d'une barrière tunnel d'un seul atome d'épaisseur. De plus, les prédictions théoriques mettent en avant pour le h-BN de forts couplages d'échange à travers l'interface et de hauts taux de magnétorésistance. Expérimentalement, le h-BN a déjà fait ses preuves en tant que barrière tunnel. Cependant, ce n'est que très récemment que des résultats de magnétorésistance ont été publiés.

Afin d'étudier le h-BN dans une MTJ, nous avons décidé d'exploiter à nouveau le principe d'une croissance directe par CVD du matériau 2D sur le matériau ferromagnétique (dans notre cas h-BN sur Fe). Des mesures CT-AFM (Conductive Tip Atomic Force Microscopy) de la surface du h-BN en croissance sur Fe ainsi qu'avec une seconde couche de h-BN transférée nous ont permis de montrer les propriétés de barrière tunnel homogène du h-BN via des cartographies de la résistance de surface (Figure 2). Par ailleurs, le tracé de l'évolution de la résistance en fonction du nombre de couches démontre le contrôle possible de la hauteur de barrière avec le nombre de couches de h-BN [2].

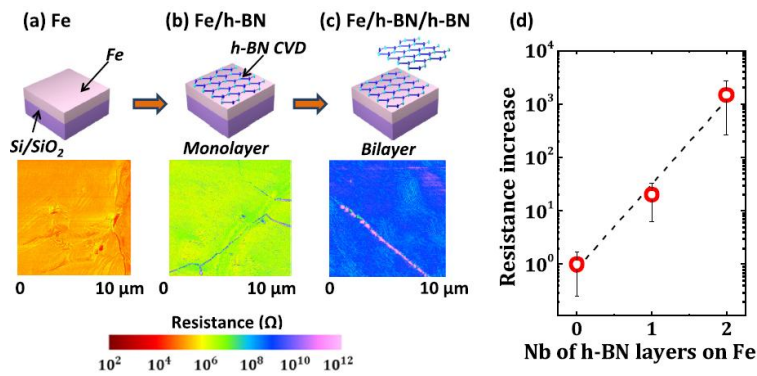


Figure 2. Figure tirée de [2] montrant la cartographie en résistance par CT-AFM de (a) la surface du Fe recuit à la température de croissance du h-BN (b) Fe/h-BN CVD monocouche (c) Fe/h-BN CVD monocouche/h-BN transféré par-dessus (d) Dépendance exponentielle de la résistance en fonction du nombre de couches de h-BN.

Des mesures électriques (courbes I(V) et dI/dV(V)) de la jonction complète nous ont permis de confirmer l'intégration réussie de la barrière tunnel h-BN dans notre MTJ mais aussi de caractériser ses propriétés en spin. Les mesures de magnétorésistance donnent une TMR = 6% avec une décroissance typique de la TMR(V) lorsque la tension augmente (Figure 3).

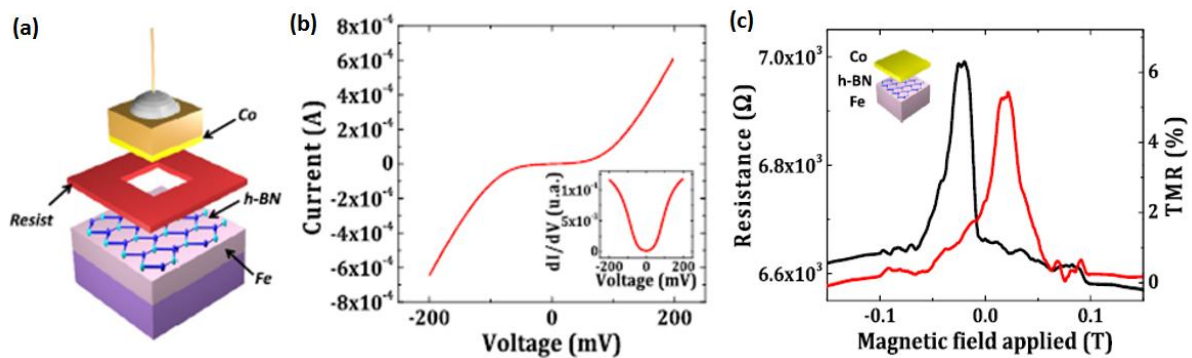


Figure 3. Figure tirée de [2] montrant (a) l'intégration d'une barrière h-BN dans une MTJ (b) l'obtention d'un courant tunnel mesuré dans cette structure (c) la mesure d'une TMR = 6%.

L'intégration du graphène et du h-BN dans des MTJs via la croissance directe par CVD semble aujourd'hui être le procédé privilégié pour tirer pleinement profit de leurs propriétés. Ces résultats laissent entrevoir le potentiel du h-BN et des matériaux 2D en général pour les MTJs et ouvrent des voies d'exploration pour mieux comprendre l'impact de l'interface matériau ferromagnétique/matériau 2D sur les propriétés en spin : par exemple la croissance sur différents FM (Co, Ni...), l'orientation cristallographique relative FM/2D, les paramètres de croissance et la qualité du 2D... [3]

## Références.

- [1] Martin, MPB *et al Appl. Phys. Lett.* **107** 12408 (2015)
- [2] Piquemal-Banci *et al Appl. Phys. Lett.* **108** 102404 (2016)
- [3] Piquemal-Banci *et al Journal of Physics D: Applied Physics* **50** 203002 (2017) Review

# **Oraux 7. Magnétisme organique et moléculaire**

# Déposition et commutation sélective d'une molécule à transition de spin cationique sur Au(111) et Cu<sub>2</sub>N

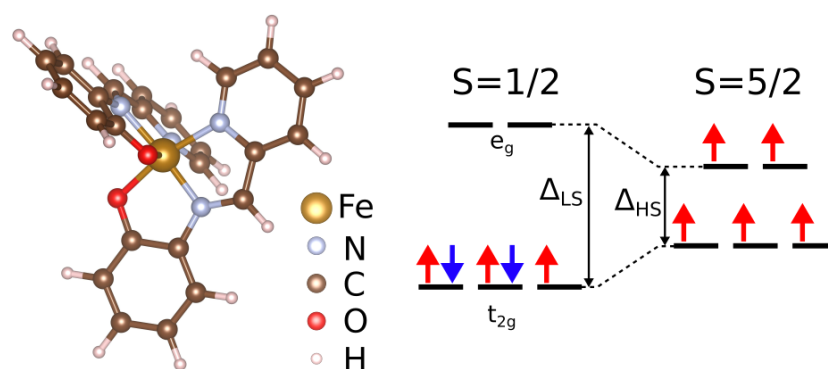
M. Gruber<sup>1</sup>, T. Jasper-Tönnies<sup>1</sup>, S. Karan<sup>1</sup>, H. Jacob<sup>2</sup>, F. Tucek<sup>2</sup>, R. Berndt<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut für Experimentelle und Angewandte Physik, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, 24098 Kiel, Germany

<sup>2</sup> Institut für Anorganische Chemie, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, 24098 Kiel, Germany

[\\*gruber@physik.uni-kiel.de](mailto:*gruber@physik.uni-kiel.de)

Les molécules qui présentent une bistabilité peuvent être utilisées pour stocker l'information à l'échelle nanométrique : un interrupteur moléculaire est alors réalisé. Il est préférable que ce changement d'état de la molécule conduise à une variation de la conductance de sorte qu'il est possible de déterminer électriquement l'état de la molécule. Les molécules à transition de spin, qui sont des complexes composés de ligands organiques autour d'un ion à base d'un métal de transition comprenant entre 4 et 7 électrons *d*, sont des candidats particulièrement intéressants. Le métal de transition peut en effet être commuté entre deux états de spin stables – un état bas spin (BS) et un état haut spin (HS) – par différents stimuli externes tels que la température, la lumière, le champ magnétique et la pression (figure 1) [1]. Le but ultime consiste à fabriquer des interrupteurs, à l'échelle de molécules uniques, pour lesquels l'état de spin et la conduction seraient commutés conjointement. Des avancées majeures ont été rapportées ces dernières années dans cette direction pour des complexes à base de Fe(II) déposés par sublimation [2-7]. Cependant, le nombre de composés pouvant être déposés intacts sur des surfaces métalliques est encore très faible. Par ailleurs d'autres ions métalliques, e.g. Fe(III), sont désirables pour obtenir des états magnétiques différents.



**Figure 1 :** (gauche) Modèle d'une molécule de  $[\text{Fe}(\text{pap})_2]^+$ . (droite) Configuration électronique simplifiée du  $\text{Fe}^{3+}$ . Le champ des ligands lève la dégénérescence des états *d* et mène aux groupes d'orbitale  $e_g$  et  $t_{2g}$ . Pour des champs de ligand faibles, les électrons se répartissent de manière à avoir un état haut spin  $S=5/2$  tandis que pour des champs plus forts, l'appariement des électrons conduit à un état bas spin  $S=1/2$ .

Des molécules à transition de spin  $[\text{Fe}(\text{pap})_2]^+$  (pap = N-2-pyridylmethylidene-2-hydroxyphenylamino ; figure 1), composées d'un ion de Fe(III), ont été déposées sur des surfaces de Au(111) et Cu<sub>2</sub>N/Cu(100), puis étudiées à l'aide d'un microscope à effet tunnel à basse température. Suivant la technique de dépôt utilisée (sublimation ou ionisation par électronébuliseur (electrospray ionization)), différentes qualités d'échantillons peuvent être obtenus. En effet, nous montrons que, bien que les molécules soient intactes suite à leur déposition par sublimations, ces dernières sont accompagnées par leur contre-ion qui assure l'électroneutralité des molécules sous forme bulk. Ces contre-ions sont absents lorsque les molécules sont déposées par ionisation par électronébuliseur [8].

A l'aide d'impulsion de tension, les molécules sur Au(111) semblent pouvoir commuter d'un état de spin à l'autre mais avec un rendement extrêmement faible. Pour faciliter la commutation de l'état de spin,  $[\text{Fe}(\text{pap})_2]^+$  a également été étudiée sur une surface de Cu<sub>2</sub>N/Cu(100). Sur Cu<sub>2</sub>N/Cu(100), les molécules peuvent être sélectivement commutées dans trois états différents, caractérisés par des courants tunnel différents. La comparaison entre la spectroscopie tunnel sur chacun des états et des calculs (théorie de la fonctionnelle de la densité) permet d'identifier les états de spin associés aux différentes conformations [9].

- [1] P. Gütllich et al., **Chem. Soc. Rev.** **29**, 419 (2000)
- [2] T. Miyamachi et al., **Nat. Commun.** **3**, 938 (2012)
- [3] T. Gopakumar et al., **Angew. Chem. Int. Ed.** **51**, 6262 (2012)
- [4] M. Gruber et al., **Phys. Rev. B** **89**, 195415 (2014)
- [5] S. Guedida et al., **J. Phys. Chem. Lett.** **7**, 900 (2016)
- [6] K. Bairagi et al., **Nat. Commun.** **7**, 12212 (2016)
- [7] M. Gruber et al., **J. Chem. Phys.** **146**, 092312 (2017)
- [8] T. Japser-Tönnies et al., **J. Phys. Chem. Lett.** **8**, 1569 (2017)
- [9] T. Japser-Tönnies et al., *in preparation*



# Probing the exchange coupling through a Nc-functionalized STM

**Benjamin Verlhac**<sup>1</sup>, **Maidor Ormaza**<sup>1</sup>, **Nicolas Bachellier**<sup>1</sup>, **Léo Garnier**<sup>1</sup>, **Laurent Limot**<sup>1</sup>, **Marie-Laure Bocquet**<sup>2,3</sup>, **Nicolás Lorente**<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Université de Strasbourg, CNRS, IPCMS, UMR 7504, IPCMS, F-67000 Strasbourg, France,

<sup>2</sup> Ecole Normale Supérieure, Département de Chimie, ENS-CNRS-UPMC UMR 8640, 75005 Paris, France

<sup>3</sup> Centro de Física de Materiales CFM/MPC (CSIC-UPV/EHU), Paseo Manuel de Lardizabal 5, 20018 Donostia-San Sebastian, Spain

\*[benjamin.verlhac@ipcms.unistra.fr](mailto:benjamin.verlhac@ipcms.unistra.fr)

Recent advances in scanning tunneling microscopy (STM) offer the possibility of studying the interaction between elementary magnets –atoms and molecules. Here we focus on the interaction between a sandwich molecule, nickelocene (Nc, Fig. 1a), and a transition metal atom. Nc preserves its spin-1 character and uniaxial magnetic anisotropy upon adsorption in different metallic environments [1]. The adsorbed molecule presents efficient inelastic spin-flip excitations as evidenced with inelastic electron tunneling spectroscopy (IETS). In particular we manage to transfer the Nc on the tip apex of the microscope preserving its properties. Taking advantage of this portable source of inelastic excitations, we use IETS to spatially probe the magnetic coupling of the Nc at the tip apex to a second spin impurity, a Fe atom on a Cu(100) surface (Fig. 1b). The electronic transport through these coupled spins also reveals an asymmetry in the differential conductance [2], which is related to the sign of the coupling (ferromagnetic or antiferromagnetic). Our findings are discussed in view of density functional theory calculations, which mimic the STM junction.

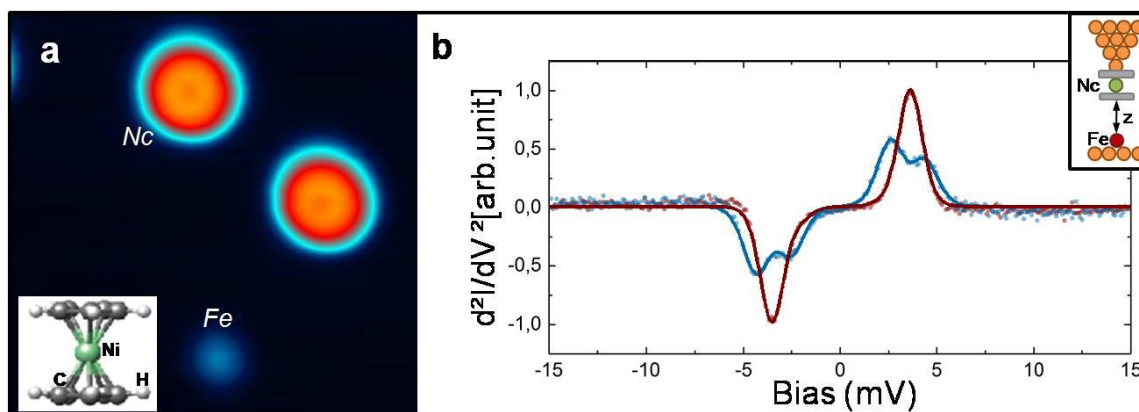


Figure 1: a) STM image of nickelocene and of a Fe atom. Inset: Chemical structure of Nc. b) Numerical derivative of  $dI/dV$  spectra taken with a Nc-terminated tip over a Fe atom (red:  $z=280\text{pm}$ ; blue:  $z=130\text{pm}$ ).

[1] Ormaza et al., *NanoLett.* **17**, 1877 (2017)

[2] Muenks et al., *Nat. Commun.* **8**, 14119 (2017)

## **Oraux 8. Skyrmions**

# Anisotropic Dzyaloshinskii-Moriya interaction in ultra-thin epitaxial magnetic films for stabilization of magnetic antiskyrmions

L.Camosi<sup>1,\*</sup>, S. Rohart<sup>2</sup>, N. Rougemaille<sup>1</sup>, O. Fruchart<sup>1,3</sup>, S. Pizzini<sup>1</sup>, M. Belmeguenai<sup>4</sup>, Y. Roussigné<sup>4</sup> and J. Vogel<sup>1</sup>

1. Institut Neel, Univ. Grenoble. Alpes, CNRS, Grenoble, France

2. Laboratoire de Physique des Solides, Univ. Paris-Sud, CNRS, Orsay, France

3. SPINTEC, Univ. Grenoble. Alpes, CNRS, Grenoble, France.

4. LSPM-CNRS, Univ. Paris XIII-Sorbonne Paris, F-93430 Villetaneuse, France.

In this presentation we will show experimental results on the anisotropic Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI) in ultra-thin epitaxial films. The origin of anisotropic DMI and its effects on the magnetic texture were investigated using micromagnetic calculations. The work is focused on systems with  $C_{2v}$  symmetry. In these systems the anisotropic DMI can stabilize antiskyrmionic spin textures [1] that up to now have only been investigated theoretically as metastable states in dipolar magnets [2]. Finally Micromagnetic simulations are performed in order to evidence the energy difference between skyrmion and antiskyrmion spin textures.

We will first show the experimental results obtained studying the interface DMI in epitaxial Au/Co/W(110). Brillouin Light Scattering spectroscopy was performed in the Damon-Eshbach configuration [3]. This technique is particularly suited for the study of anisotropic systems because it allows to extract the magnetic properties independently along any direction. The measurements show the presence of a clockwise chirality and a strongly anisotropic DMI [4]. Indeed the DMI strength differs by a factor of 2.5 between the main symmetry axes. This anisotropy arises from the two-fold symmetry of the Co/W(110) stack

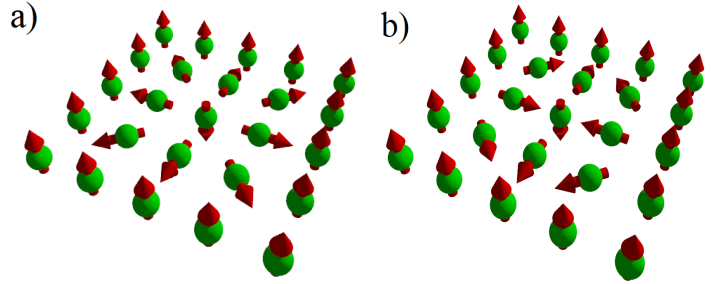


Fig 1: Artistic sketch of a skyrmionic (a) and an antiskyrmionic (b) spin texture

In order to understand the relation between the crystal symmetry and the micromagnetic DMI anisotropy we developed micromagnetic calculations. Starting from the atomic DMI formulation and the atom positions we illustrate how atomic DMI vectors between Co atoms at various sites, add up to yield global micromagnetic constants along the main symmetry axes. Moreover the minimization of the DMI energy allows to determine the magnetic configurations promoted by DMI in a general two-fold system.

We show that DMI stabilizes Neel cycloids along the main axes and a mixed configuration between a Neel cycloid and a Bloch spiral along the intermediate directions. We focus on the case when the DMI vectors have different signs along the two main axes. In this condition the DMI promotes cycloids with opposite chiralities along the main orthogonal axes, while chiral Bloch spirals are expected for intermediate angles. This is the signature of an anti-skyrmion spin texture.

In order to investigate the difference in energy between a skyrmion and an anti-skyrmion, we performed micromagnetic simulations (using OOMMF ?) in which we considered two nanodots, one with isotropic DMI and the other with anisotropic DMI, with the same strength but opposite

signs along two perpendicular in-plane directions. . All other magnetic interactions had the same symmetry and strength in both dots.

We set a fixed value of the effective perpendicular magnetic anisotropy and we increased the saturation magnetization in order to enlarge the effect of the magneto-static interaction.

Our simulations show that antiskyrmions are more stable than skyrmions, and the difference in energy is increasing as a function of the spontaneous magnetization  $M_S$ .

This result can be explained analyzing the magnetic charges generated by the two magnetic textures. Indeed the in-plane spins in the antiskyrmion texture close the magnetic flux reducing the magnetic charges and thus the antiskyrmion energy with respect to the skyrmion one.

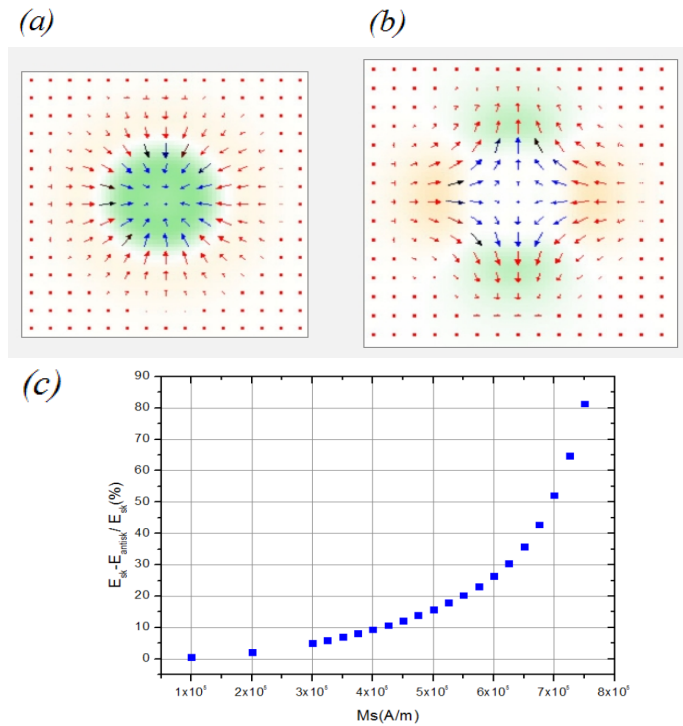


Fig 2: Skyrmion (a) and (b) antiskyrmion spin textures with the relative map of the magnetic charges.

(c) Energy difference between a skyrmion and an antiskyrmion as a function of spontaneous magnetization

[1] N. Nagaosa and Y. Tokura, Nat. Nanotechnol. 8, 899

[2] W. Koshibae and N. Nagaosa, Nat. Commun. 7 (2016)

[3] M. Belmeguenai, J.-P. Adam, Y. Roussigne et al. Phys. Rev. B 91, 180405 (2015)

[4] L. Camosi et al., ArXiv:1701.05062

\*lorenzo.camosi@neel.cnrs.fr

# Spirales de spin et skyrmions isolés dans un film ultra-mince de Co sans anisotropie magnétique

Marie Hervé<sup>1</sup>, Bertrand Dupé<sup>2</sup>, Rafael Lopez<sup>3</sup>, Marie Böttcher<sup>2</sup>, Maximiliano Delany Martins<sup>3</sup>, Christian Gorenó<sup>1</sup>, Timofey Balashov<sup>1</sup>, Lukas Gerhard<sup>4</sup>, Arthur Ernst<sup>5</sup>, Jairo Sinova<sup>2</sup>, Wulf Wulfhekel<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Physikalisches Institut, Karlsruhe Institute of Technology, 76131 Karlsruhe, Germany

<sup>2</sup>Institut für Physik, Johannes Gutenberg Universität Mainz, 55128 Mainz, Germany

<sup>3</sup>Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear, 31270-901, Belo Horizonte, Brazil

<sup>4</sup>Institute of Nanotechnology, Karlsruhe Institute of Technology, 76128 Karlsruhe, Germany

<sup>5</sup>Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, 06120 Halle, Germany

\*[marie.herve@kit.edu](mailto:marie.herve@kit.edu)

Différents types d'ordre magnétique peuvent exister dans des films minces magnétiques. Les plus fréquents sont les arrangements ferromagnétiques et antiferromagnétiques. Ces ordres sont stabilisés par l'interaction d'échange d'Heisenberg menant à un alignement parallèle ou antiparallèle des moments magnétiques. Lorsque la structure cristalline est non-centrosymétrique (par exemple lorsque l'inversion de symétrie est brisée par une surface ou une interface), une interaction magnétique favorisant des ordres non-colinéaires est présente. Cette interaction est appelée l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) [1, 2, 3]. Elle entre en compétition avec l'interaction d'échange et peut stabiliser une structure magnétique plus complexe non-colinéaire telle qu'une spirale de spin dans laquelle l'aimantation tourne périodiquement de 360°. Dans ce cas, l'application d'un champ magnétique peut stabiliser des skyrmions. Un skyrmion est un ordre magnétique non-colinéaire localisé de topologie non-triviale où l'aimantation tourne de façon continue du centre vers le bord parcourant tous les angles de la sphère unité.

Dans les films ultra-minces, l'interaction spin-orbite (SOC) peut être modulée par hybridation d'une couche métallique 3d avec un substrat d'éléments 5d. À ces interfaces, un fort SOC permet d'induire un fort DMI. Lorsque l'énergie d'anisotropie magnétique (MAE) est prise en compte, la théorie [4, 5] prédit qu'il existe une interaction DM critique exprimée de la façon suivante :

$$D_c \propto \sqrt{AK},$$

où A est la force de l'échange d'Heisenberg et K l'anisotropie magnétique. Pour une interaction DM dans le film mince inférieure à  $D_c$ , l'état fondamental est un ordre ferromagnétique. Lorsque le DMI est supérieur à  $D_c$ , un ordre de spirale de spin est stabilisé. Le fort SOC à l'interface entre les atomes 3d et 5d permet d'expliquer la stabilisation de spirales de spin et la présence de skyrmions isolés sous champs magnétiques dans Pd/Fe/Ir(111) [6] et Ir/Co/Pt [7].

Ici, nous démontrons qu'une forte interaction DM n'est pas la condition nécessaire à la stabilisation de ces structures magnétiques non-colinéaires. Dans le cas d'un film mince sans anisotropie magnétique, l'interaction DM critique s'annule. La présence d'un faible DMI garantit la présence d'une spirale de spin chirale dont la périodicité est fixée par le ratio entre l'échange d'Heisenberg et le DMI. Nous démontrons ce résultat à l'aide de mesures de STM polarisé en spin (SP-STM) sur une monocouche de

Co déposée sur un substrat de Ru(0001). Les mesures de microscopie à effet tunnel polarisées en spin démontrent que l'état fondamental est une spirale de spin (Fig.1-a). Sous faible champ magnétique, ( $\approx 150$  mT) l'état de spirale de spin se développe en skyrmions isolés (Fig.1-b-c-d). Dans ce système, des calculs de théorie de la fonctionnelle densité (DFT) montrent que le MAE est négligeable et que le DMI est de l'ordre de  $0.2$  meV/Co. Des simulations de Monte-Carlo montrent un bon accord entre les calculs et l'expérience.

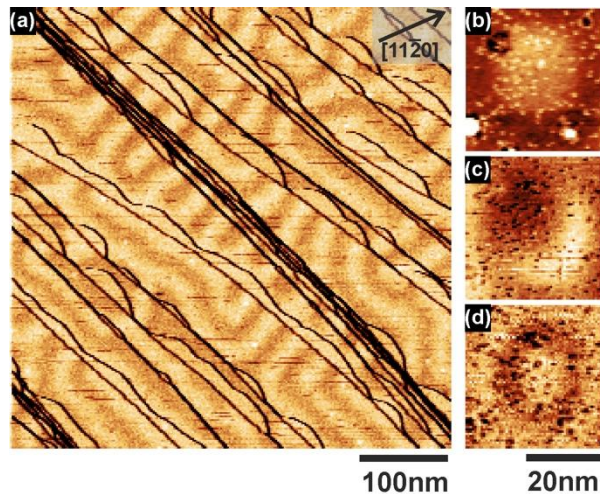


Figure 1 : (a) Cartographie de la conductance différentielle polarisée en spin révélant la spirale de spin chirale comme état fondamental dans une monocouche de Co/Ru(0001) – (b) – (c) – (d) cartographies de la conductance différentielle montrant la stabilisation de skyrmions magnétiques – (b) et (c) ont été mesurées avec une pointe polarisée en spin, respectivement hors plan et dans le plan – (d) le skyrmion est imagé à travers l'effet de magnétorésistance tunnel anisotrope (TAMR) avec un courant non-polarisé en spin.

[1] I. Dzyaloshinskii, Journal of Physics and Chemistry of Solids 4, 241 (1958)

[2] T. Moriya, Physical Review 120, 91 (1960)

[3] A. Fert and P. M. Levy, PRL 44, 1538 (1980)

[4] A. N. Bogdanov and A. Hubert, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 3, 255 (1994)

[5] S. Rohart and A. Thiaville, Physical Review B 88, 184422 (2013)

[6] N. Romming, C. Hanneken et al., Science 341, 636 (2013)

[7] C. Moreau-Luchaire, C. Moutafis, et al., Nature nanotechnology 11, 444 (2016)

# Manipulating room-temperature stabilized sub-100nm skyrmions with currents: influence of the multilayer stack

**W. Legrand<sup>1</sup>, D. Maccarriello<sup>1</sup>, N. Reyren<sup>1</sup>, K. Garcia<sup>1</sup>, C. Moutafis<sup>2</sup>, S. Collin<sup>2</sup>,  
K. Bouzehouane<sup>1</sup>, V. Cros<sup>1</sup>, A. Fert<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Unité Mixte de Physique CNRS, Thales, Univ. Paris Sud, Université Paris-Saclay, Palaiseau, France

<sup>2</sup> School of Computer Science, University of Manchester, Manchester M13 9PL, UK

\*[william.legrand@cnrs-thales.fr](mailto:william.legrand@cnrs-thales.fr)

Magnetic skyrmions [1,2] are nanoscale whirling texture of the spin configuration that can be now conveniently stabilized at room-temperature in asymmetric multilayers [3], in which the Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI) is one of the key factor for the stabilization of skyrmions. From theoretical studies, it is expected that their size can be reduced to a few nanometers in size [4] and that they can provide very low depinning threshold for current-induced motion [5]. Therefore, magnetic skyrmions are of much interest in order to allow for competitive scalability and reduced operating currents in magnetic memory applications. Very recently, the first experimental confirmations of these qualities have been realized, with the report of fast current-induced velocity of skyrmions exceeding  $100 \text{ m.s}^{-1}$  [6,7] and the observation of the skyrmion Hall effect [6,8] for large skyrmions in the range of 200 nm to 1  $\mu\text{m}$ . At this point several difficulties remain to be solved, notably about the means to nucleate individual compact skyrmions or the exact nature of their motion when the size of the skyrmion is further reduced.

Following these first demonstrations, we aim at getting a deeper understanding of the parameters influencing the motion of sub-100 nm skyrmions, which are small enough for applications [4]. We will present our observations of current-induced skyrmion nucleation and motion by Magnetic Force Microscopy imaging at room-temperature in ultra-thin cobalt-based multilayers. We demonstrate a method leading to the formation of magnetic skyrmions in a micrometer-sized nanotrack (as presented in Fig. 1) using homogeneous current injection. We then discuss the observed current-induced motion by comparing it with the expected motion from micromagnetic simulations, accounting for the skyrmion size, its confinement in the track and the variability of the magnetic parameters. We notably evidence the important role of the magnetic inhomogeneities on the current-induced motion of the sub-100nm skyrmions, as they can lead to strong pinning when the material grain size becomes comparable to the skyrmion diameter (Fig. 2) [8]. We will also address the stability of the skyrmions under the applied current.

In order to obtain multilayers hosting stable, sub-100nm skyrmions that can be easily manipulated with currents, it thus appears that many aspects of the multilayer design are of critical importance. We will conclude on our progresses (see Fig. 3) in the comprehension of how to measure the DMI and estimate pinning in magnetic multilayers from stripe domains, in order to balance correctly the magnetic volume of skyrmions, spin-orbit torque sources, pinning and DMI, based on our characterizations of different families of multilayers.

EU grant MAGicSky No. FET-Open-665095 is acknowledged for financial support.

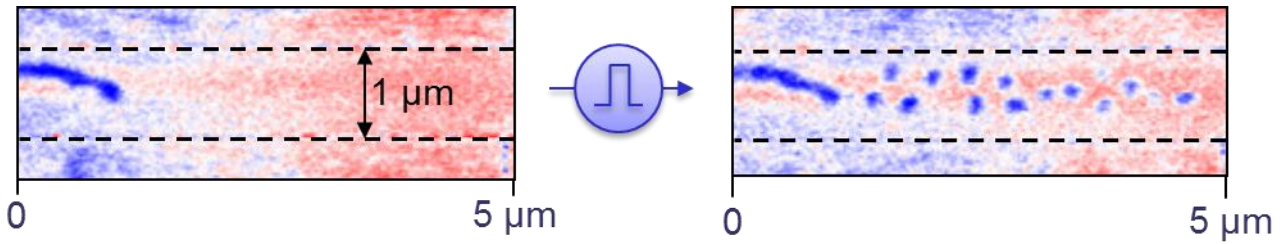


Figure 1. MFM images, obtained at room temperature in lift mode, of the micron-sized track in which nucleation of skyrmions is obtained via homogeneous current pulses.

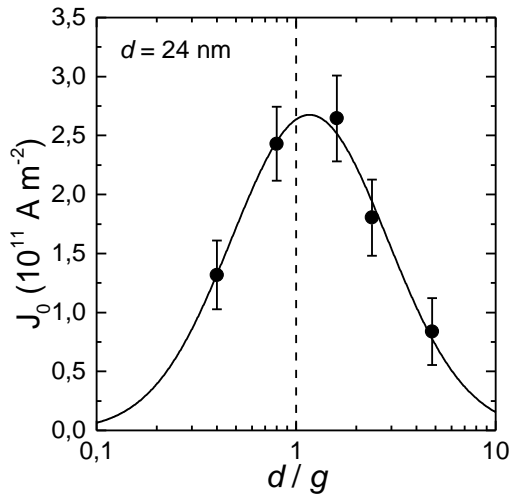


Figure 2. Critical depinning current density predicted by micromagnetic simulations as a function of the relative grain and skyrmion sizes.

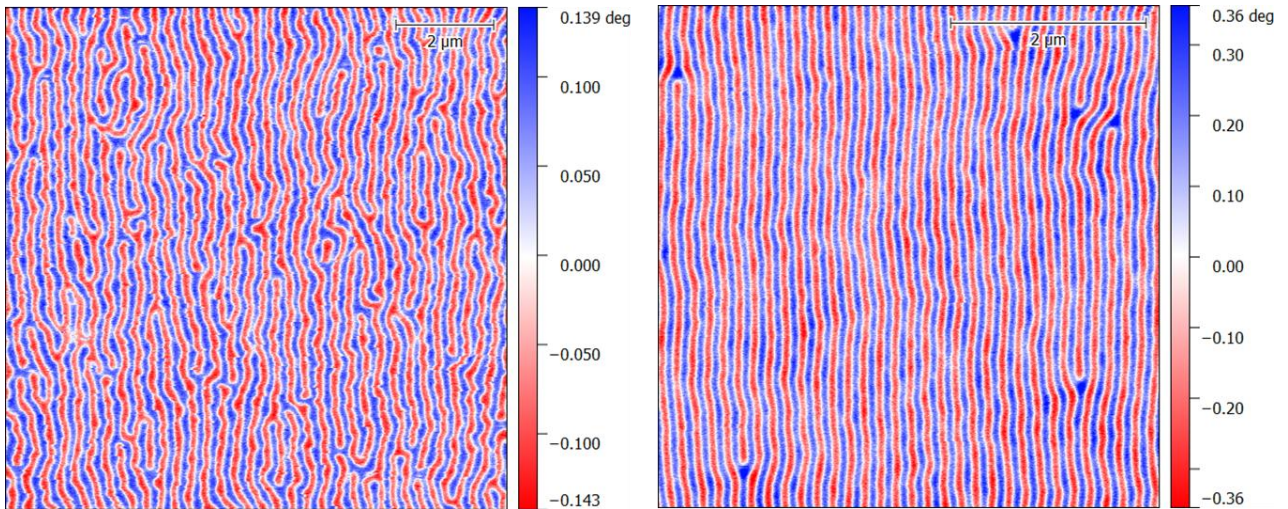


Figure 3. Parallel stripe domains obtained for samples with 5 and 30 repetitions, respectively, allowing for the measurement of the DMI parameter  $D$  and estimation of pinning strength.

- [1] A.N. Bogdanov and U.K. Röbber, *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 037203 (2001)
- [2] S. Mühlbauer et al, *Science*, **323**, 915 (2009) ; X.Z. Yu et al, *Nature*, **465**, 901 (2010)
- [3] C. Moreau-Luchaire et al, *Nature Nanotech.*, **11**, 444 (2016) ; O. Boulle et al., *ibid.*, **11**, 449 (2016)
- [4] A. Fert, et al, *Nature Nanotech.*, **8**, 152 (2013) ; J. Sampaio, et al, *ibid.*, **8**, 839 (2013)
- [5] N. Nagaosa and Y. Tokura, *Nature Nanotech.*, **8**, 899 (2013)
- [6] S. Woo et al, *Nature Mater.*, **15**, 501 (2016)
- [7] A. Hrabec et al, arXiv:1611.00647
- [8] W. Jiang et al, *Nature Phys.* **13**, 162 (2017)
- [9] W. Legrand, et al, *Nano Lett.*, **17**, 2703 (2017)



# Contrôle par champ électrique de la stabilité de bulles skyrmioniques

**Marine Schott<sup>1,2,3,4</sup>, Anne Bernard-Mantel Auteur<sup>1,2</sup>, Hélène Béa<sup>1,3,4</sup>, Claire Baraduc<sup>1,3,4</sup>, Stefania Pizzini<sup>1,2</sup>, Jan Vogel<sup>1,2</sup> et Laurent Ranno<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> Univ. Grenoble Alpes, F38042 Grenoble, FRANCE

<sup>2</sup> CNRS, Institut Néel, F-38042 Grenoble, FRANCE

<sup>3</sup> CNRS, SPINTEC, F-38042 Grenoble, France

<sup>4</sup> CEA, INAC-SPINTEC, F-38042 Grenoble, FRANCE

\*[marine.schott@neel.cnrs.fr](mailto:marine.schott@neel.cnrs.fr)

Les bulles skyrmioniques sont des objets magnétiques très particuliers dont les conditions de stabilisation sont restreintes. Ils ont été observés dans des systèmes ne présentant pas de symétrie d'inversion (système de type tri-couche non symétrique), où un film ferromagnétique ultra-mince est en interaction avec un métal lourd présentant un fort couplage spin-orbite et avec un oxyde.

Dans ce type de structure les domaines magnétiques se présentent sous forme d'hélices avec un sens de rotation fixé. L'interaction qui définit la chiralité (la direction de rotation) de ces domaines est une interaction d'échange qualifiée d'antisymétrique : l'interaction de Dzaloshinskii-Moriya. Elle s'exprime justement aux interfaces des systèmes mentionnés plus haut (sans symétrie d'inversion).

De nombreux groupes ont reporté récemment l'observation de ces bulles skyrmioniques à température ambiante [1-2] dans ce type de système. Ces objets sont donc la cible depuis quelques années d'un intérêt grandissant visant à les utiliser comme brique de base pour les applications de type mémoires, ce qui n'est pas sans rappeler l'engouement pour les mémoires à bulles magnétiques des années 80. Dans cette optique, l'observation récente de la manipulation des skyrmions par des courants électriques de faible densité à température ambiante est donc très prometteuse [2-3]. Par ailleurs, les phénomènes de création et d'annihilation de ces bulles skyrmioniques ont été étudiés et théoriquement et expérimentalement par de nombreuses techniques. Cependant certaines techniques représentent un fort coût en énergie ou bien une difficulté purement technique si l'on imagine la conception d'un dispositif fonctionnel pour les mémoires.

Nous développerons donc ici la technique mise en place, amenant à la création de bulles skyrmioniques à température ambiante en utilisant une grille électrique. Cette technique a été démontrée comme étant peu coûteuse en énergie et facilement intégrable au sein d'un dispositif. Cette expérience a été réalisée sur une tri-couche de type Pt/Co/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> présentant un gradient d'oxydation pour l'alumine. De ce fait, nous sommes capables de faire varier la valeur de l'anisotropie le long de l'échantillon, de manière à définir une gamme de valeurs pour lesquelles nous pouvons observer ces bulles skyrmioniques. Le système a été imagé

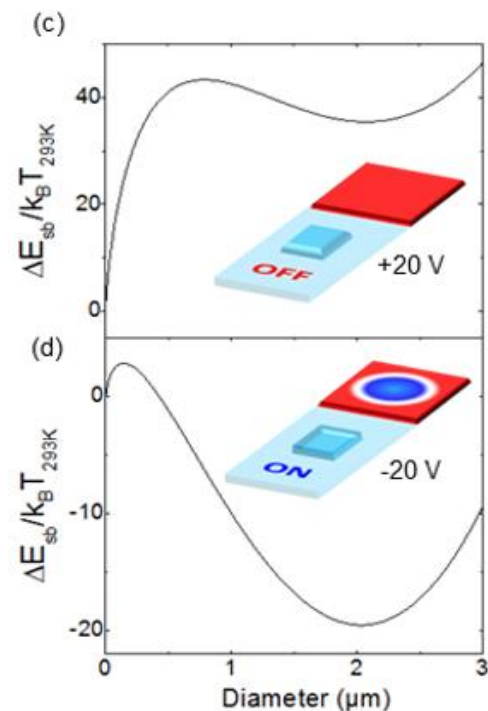


Figure 1 : Energie de la bulle skyrmionique en fonction de son diamètre (illustration de l'effet d'interrupteur de skyrmions).

par effet Kerr (magneto-optical Kerr microscopy) à travers une électrode transparente d'ITO (Indium-Tin-Oxide). Nous avons été capables d'observer un phénomène reproductible d'écriture et de suppression de bulles skyrmioniques sous l'application d'un champ électrique [4].

Ce phénomène a été modélisé par un modèle classique de bulle isolée, où le terme d'interaction DMI est directement inclus dans le terme d'énergie utile à la création de la paroi de domaine. Il permet de décrire directement les conditions de stabilité thermique de ces bulles, avec ou sans champ électrique appliqué (voir figure 1).

- [1] W. Jiang et al., *Science* **349**, 2015
- [2] S. Woo et al., *Nature Materials* **15**, 2016
- [3] W. Jiang et al., *AIP ADVANCES* **6**, 2016
- [4] M. Schott et al., *Nanoletters* in press, arXiv : 1611.01453

## Tuning skyrmion bubble phases at room temperature by varying oxidation conditions and electric field.

T. Srivastava<sup>1\*</sup>, M. Schott<sup>1,2</sup>, A. Bernand-Mantel<sup>2</sup>, L. Ranno<sup>2</sup>, V. Křížáková<sup>2</sup>, S. Pizzini<sup>2</sup>, M. Belmeguenai<sup>3</sup>, A. Hallal<sup>1</sup>, M. Chshiev<sup>1</sup>, S. Auffret<sup>1</sup>, C. Baraduc<sup>1</sup>, H. Béa<sup>1</sup>

1. Univ. Grenoble Alpes, CEA, CNRS, Grenoble INP<sup>1</sup>, INAC, SPINTEC, F-38000 Grenoble, France
2. Univ. Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP<sup>1</sup>, Institut NEEL, F-38042 Grenoble, France
3. Laboratoire des Sciences des Procédés et des Matériaux, Univ. Paris 13 Nord, Villetaneuse, France

\*[titiksha.srivastava@cea.fr](mailto:titiksha.srivastava@cea.fr)

<sup>1</sup> Institute of Engineering Univ. Grenoble Alpes

The discovery of topologically protected magnetic configurations called skyrmions ignited a new possibility of ultra-fast and robust magnetic memories [1,2]. Initially discovered in bulk chiral magnets, skyrmions have recently been observed in ultra-thin heavy metal (HM)/ferromagnet (FM)/insulator (I) trilayers [3,4]. Their formation is governed by interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interactions (DMI), arising from the breaking of inversion symmetry across the interface and large spin orbit coupling. Although considerable progress has been made in producing skyrmions at low temperature, there is still a dearth of effective methods for their formation at room temperature. Their controlled manipulation by magnetic field, spin orbit torque (SOT) or electric field is even more challenging.

Here, we study room temperature skyrmionic bubble formation in Ta/FeCoB/TaOx structures deposited by magnetron sputtering under different oxidation levels of the TaOx. This trilayer system offers high spin orbit coupling and significant DMI due to Ta presence. Moreover as TaOx is known to facilitate oxygen ion migration or charging effects [5], we can anticipate large electric field modulation of anisotropy[6], DMI and hence skyrmions' properties.

In order to access skyrmionic bubble phase in thin films, the domain wall energy (given by [7,8]  $\sigma_W = 4\sqrt{A_{ex}K_{eff}} - \pi D$  where  $A_{ex}$  is the exchange stiffness,  $K_{eff}$  effective anisotropy and  $D$  is the DMI energy in mJ/m<sup>2</sup>) should be close to  $k_B T$  i.e. either  $K_{eff}$  is low with no DMI or the DMI coefficient is large enough to nearly compensate anisotropy contribution in  $\sigma_W$ . To achieve this, a fine tuning of the layer thicknesses, stoichiometry and interface quality is necessary. We therefore deposited on a single wafer, a wedge of FeCoB and a crossed wedge of Ta on the top, subsequently oxidized, which leads to an oxidation gradient along the Ta wedge and thus a continuous variation of the interface between FeCoB and TaOx. The sample was further annealed at 225°C to improve perpendicular magnetic anisotropy (PMA). Our magneto-optical Kerr effect (MOKE) setup allows mapping magnetic properties on every mm<sup>2</sup> on the wafer. A map of the remanence (Fig1(a)) shows that the perpendicular region is limited to 0.8-1.2nm of FeCoB, above which magnetostatic energy favors in-plane anisotropy. We observe magnetically dead layers along the two extremes of the top Ta wedge on account of (i) oxidation of FeCoB layer for the thinner Ta region (overoxidized), (ii) intermixing of the FeCoB and Ta layers for the thicker Ta region (underoxidized). This is consistent with our *ab-initio* calculations that show that the magnetization of Fe is reduced when in contact with Ta at the interface.

Given the continuous variation of magnetic parameters along the wedges, we are able to tune magnetic anisotropy and thus domain wall energy. For a given FeCoB thickness (below 1.2nm), at room temperature and under zero magnetic field, thermally activated demagnetized stripes are formed in two regions along the wedge (see stars in Fig1a), corresponding to either overoxidized or underoxidized TaOx. When a very small out-of-plane magnetic field (0.03mT) is applied on these stripes, skyrmionic bubbles

are formed (see inset of Fig1a). The observation of demagnetized stripes and of the bubble phase in these two locations along the Ta wedge suggests that the low domain wall energy condition is met twice for two very different oxidation states. Brillouin Light Spectroscopy (BLS) measurements were done to extract DMI value for this sample and it was found to be  $\approx 0.4 \text{ mJ/m}^2$ , thus consistent with the skyrmionic character of these bubbles.

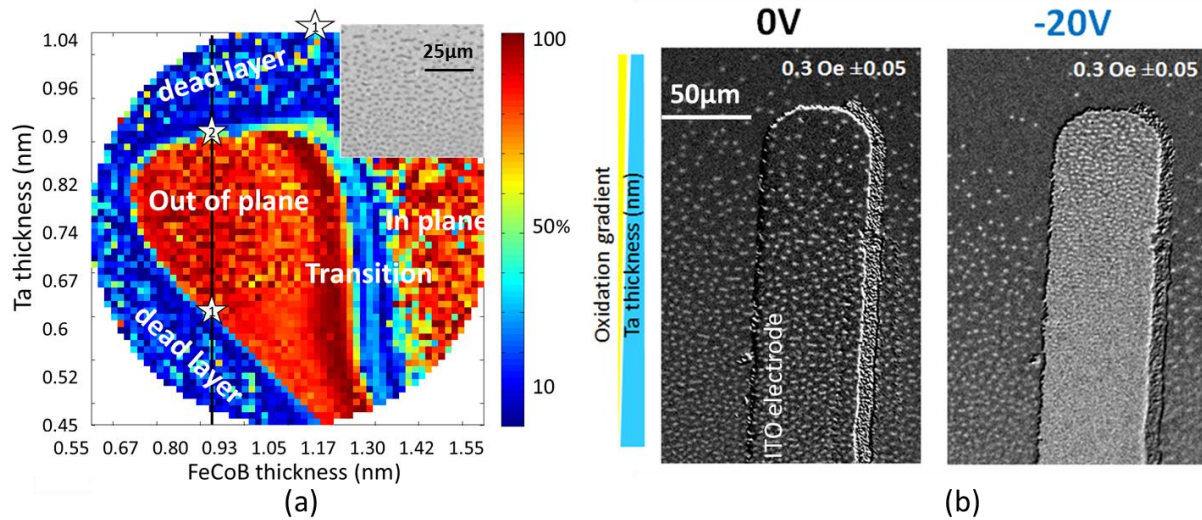


Figure 1:(a) MOKE Remanence map of Ta/FeCoB(0.55-1.55nm)/Ta(0.45-1.04nm)Ox measured in a setup sensitive to both out-of-plane and in-plane magnetization. Along the black line, skyrmions ( $\sim 1 \mu\text{m}$  size) have been observed at two locations (marked by stars); an example is shown in the inset. (b) Polar Kerr microscopy images of the electrode under 0V and -20V.

Finally, in order to observe the effect of electric field and simultaneously image skyrmion bubbles with MOKE, thick  $\text{HfO}_2$  insulator was deposited on the sample followed by the deposition of transparent Indium Tin Oxide (ITO) electrode. On applying negative voltage to the ITO, the bubble size reduces by 50% and their density is drastically increased (Fig 1(b)). Less obvious effect is obtained with positive voltage indicating that the effect is asymmetric. We have observed hysteresis effect and time dependence in the variation of skyrmionic bubble characteristics under voltage, which would be consistent with ion migration effect.

- [1] N.S. Kiselev et al. « Chiral skyrmions in thin magnetic films: new objects for magnetic storage technologies? » *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 392001 (2011)
- [2] A. Fert, et al. « Skyrmions on the track. » *Nat. Nanotech.* **8**, 152–156 (2013)
- [3] W. Jiang et al. « Blowing magnetic skyrmion bubbles. » *Science* (80-.). **349**, 283–286 (2015)
- [4] O. Boulle et al. « Room-temperature chiral magnetic skyrmions in ultrathin magnetic nanostructures. » *Nat. Nano.* **11**, 449 (2016)
- [5] J.-H. Hur et al. « Modeling for multilevel switching in oxide-based bipolar resistive memory » *Nanotechnology*, **23**, 22,(2012)
- [6] U. Bauer et al., « Magneto-ionic control of interfacial magnetism » *Nat. Mater.* **14**, 174 (2014)
- [7] S. Woo et al. « Observation of room-temperature magnetic skyrmions and their current-driven dynamics in ultrathin metallic ferromagnets. » *Nat Mater* **15**, 501–506 (2016)
- [8] M. Heide et al. « Dzyaloshinskii-Moriya interaction accounting for the orientation of magnetic domains in ultrathin films: Fe/W(110). » *Phys. Rev. B* **78**, 140403 (2008)

## **Oraux 9. Dynamique de l'aimantation**

# Dynamique ultrarapide de l'aimantation induite par une excitation optique ou électronique ultra-brève dans les alliages ferrimagnétiques de $Gd_x[FeCo]_{1-x}$ .

**Marwan Deb, Yong Xu, Gregory Malinowski, Michel Hehn, Stéphane Mangin**

Institut Jean Lamour, CNRS UMR 7198, Université de Lorraine, 54506 Vandoeuvre-lès-Nancy, France

[marwan.deb@univ-lorraine.fr](mailto:marwan.deb@univ-lorraine.fr)

Le retournement ultrarapide de l'aimantation induit par une excitation laser femtoseconde représente un enjeu majeur pour la physique de la matière condensée. D'une part, la compréhension microscopique détaillée du phénomène est loin d'être complète et d'autre part, ce phénomène peut avoir de prometteuses applications dans les technologies de stockage de l'information. Parmi les matériaux montrant un retournement tout-optique de l'aimantation, le retournement des alliages ferrimagnétiques  $GdFeCo$  possède deux importantes propriétés: (i) l'origine du retournement est purement thermique et (ii) il se produit avec une unique impulsion laser en seulement 40 ps, ce qui permet de pousser la vitesse d'enregistrement aux hautes fréquences supérieures à 10 GHz [1,2].

L'importance technologique du retournement tout-optique dans le  $GdFeCo$  soulève immédiatement la question sur la possibilité d'obtenir la même vitesse de retournement avec une impulsion de courant, ce qui peut être adapté dans le domaine de la nanotechnologie et ouvre les portes vers la spintronique ultrarapide. Dans ce contexte, nous étudions la dynamique ultrarapide de l'aimantation dans des couches de  $Gd_x[FeCo]_{1-x}$  dans la structure artificielle  $[Pt(5nm)/Cu(80nm)/Gd_x[FeCo]_{1-x}(5nm)/Pt(5nm)/Verre]$  à anisotropie perpendiculaire. Un avantage majeur de cette structure est qu'elle permet d'explorer la dynamique de l'aimantation induite par deux types d'excitations différentes. La première est optique et se produit en irradiant l'échantillon par le substrat, puisque la partie majeure de l'excitation laser interagit directement avec la couche magnétique. La deuxième est liée seulement au transport d'électrons chauds, générés suite à l'absorption de l'impulsion laser par la face Pt/Cu à partir de laquelle on excite dans ce cas l'échantillon. De plus, en fonction de la concentration  $x$  de Gd, nous ajustons la valeur de la température de compensation  $T_{comp}$ , ce qui permet d'étudier à température ambiante la dynamique de l'aimantation dans des films dont le moment net est dominé par le moment de sous-réseau de Gd ou par le moment de sous-réseau de FeCo.

Nous avons montré que les électrons chauds permettent de renverser l'aimantation dans une large gamme de concentration de  $Gd_x[FeCo]_{1-x}$ . Ce renversement est très efficace et se produit dans des films dont l'aimantation est dominée par le sous-réseau de Gd ou par le sous-réseau de FeCo. Des mesures de la rotation Kerr résolue en temps ( $\Delta\Theta_K(t)/\Theta_{Ksat}$ ) montrent que ce retournement s'initie en moins de 5 ps après l'excitation et un reversement presque complet de l'aimantation se produit en seulement 40 ps (voir Fig .1). Ces temps sont similaires à ceux obtenus dans les mêmes films avec une excitation par une impulsion laser. Notre étude a aussi montré que l'un des facteurs qui limite l'observation du retournement est le champ démagnétisant qui génère un état multi-domaines dans le cas des films ayant une forte aimantation à saturation.

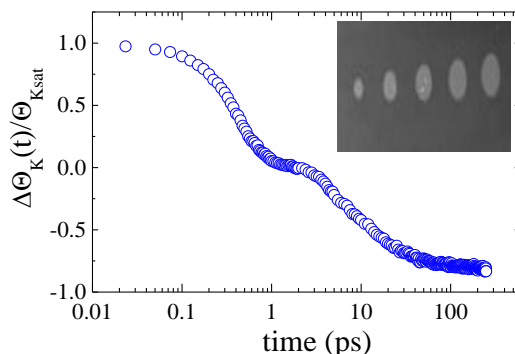


Figure 1. Dynamique d'aimantation induite par les électrons chauds dans le  $Gd_x(FeCo)_{1-x}$  ( $x \approx 24.5\%$ ). L'encart montre une image Kerr obtenue après l'excitation du film avec cinq impulsions d'électrons chauds de fluence différente.

Dans le but de révéler les mécanismes soutenant le renversement de l'aimantation par les électrons chauds, la dynamique de l'aimantation induite par ce type d'excitation a été aussi étudiée en fonction de l'épaisseur  $d$  de la couche de Cu (voir Fig. 2). La variation des caractéristiques de la désaimantation en fonction de l'épaisseur  $d$  est déterminée à partir de l'ajustement des résultats expérimentaux avec la modèle empirique :  $\Delta\theta_K(t)/\theta_K = 1/(1 + e^{[(t-t_0+2.2\tau)/\tau]})$  (1) où  $t_0$  est le temps correspondant à 10 % de la désaimantation et  $\tau$  représente le temps caractéristique de la désaimantation. Une augmentation linéaire du retard temporel  $\Delta t = [t(d)-t(d=5\text{nm})]$  induit dans l'initiation de la désaimantation avec l'épaisseur de Cu est déterminée. La pente de l'ajustement linéaire a une valeur  $v = 0.53 \cdot 10^6$  m/s et elle correspond à la vitesse des électrons chauds. Cette valeur de la vitesse est une signature d'un transport balistique [3]. Par ailleurs, nous observons aussi une augmentation du temps caractéristique de désaimantation  $\Delta\tau = [\tau(d)-\tau(d=5\text{nm})]$ . Ce comportement est interprété par l'élargissement de l'impulsion des électrons chauds lors de la propagation dans le Cu.

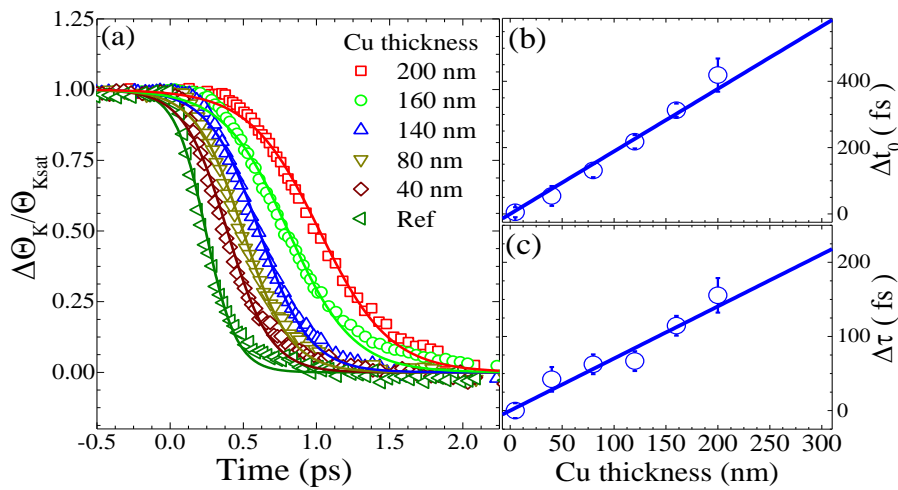


Figure 2. Dynamique de l'aimantation dans le  $Gd_x(FeCo)_{1-x}$  ( $x \approx 24.5\%$ ) mesurée pour différentes épaisseurs de la couche de Cu. (a)  $\Delta\theta_K(t)/\theta_{Ksat}$  mesurée pour différentes épaisseurs de la couche de Cu. La courbe continue représente l'ajustement avec l'équation (1). (b,c) Variation du retard temporel  $\Delta t = [t(d)-t(d=5\text{nm})]$  induit dans l'initiation de la désaimantation et du temps caractéristique de la désaimantation  $\Delta\tau = [\tau(d)-\tau(d=5\text{nm})]$  en fonction de l'épaisseur  $d$  de la couche de Cu. Les droites représentent l'ajustement linéaire.

[1] A. Kirilyuk, A.V. Kimel, T. Rasing, Laser-induced magnetization dynamics and reversal in ferrimagnetic alloys, Rep Prog Phys, 76 (2013) 026501.

[2] M.S. El Hadri, M. Hehn, G. Malinowski, S. Mangin, Materials and devices for all-optical helicity-dependent switching, Journal of Physics D: Applied Physics, 50 (2017) 133002.

[3] N. Bergeard, M. Hehn, S. Mangin, G. Lengaigne, F. Montaigne, M.L.M. Laliou, B. Koopmans, G. Malinowski, Hot-Electron-Induced Ultrafast Demagnetization in Co/Pt multilayers, Phys Rev Lett, 117 (2016) 147203.

# Magnetic Switching in Granular FePt Layers Promoted by Near-Field Laser Enhancement

**Emmanuelle Jal<sup>1,\*</sup>, Patrick, W Granitzka<sup>1,2</sup>, Loïc Le Guyader<sup>1,3</sup>, Matteo Savoini<sup>4</sup>, Daniel J. Higley<sup>1,5,6</sup>, Tianmin Liu<sup>1,7</sup>, Zhao Chen<sup>1,7</sup>, Tyler Chase<sup>1,5</sup>, Hendrik Ohldag<sup>8</sup>, Georgi L. Dakovski<sup>6</sup>, William F. Schlotter<sup>6</sup>, Sebastian Carron<sup>6</sup>, Matthias C. Hoffman<sup>6</sup>, Alexander X. Gray<sup>9</sup>, Padraic Shafer<sup>10</sup>, Elke Arenholz<sup>10</sup>, Olav Hellwig<sup>11</sup>, Virat Mehta<sup>11</sup>, Yukiko K. Takahashi<sup>12</sup>, Jian Wang<sup>12</sup>, Eric E. Fullerton<sup>13</sup>, Joachim Stöhr<sup>1</sup>, Alexander H. Reid<sup>1</sup>, and Hermann A. Dürr<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Stanford Institute for Materials and Energy Sciences, SLAC National Accelerator Laboratory, 2575 Sand Hill Road, Menlo Park, CA 94025, USA

<sup>2</sup> Van der Waals-Zeeman Institute, University of Amsterdam, 1018XE Amsterdam, The Netherlands

<sup>3</sup> Spectroscopy & Coherent Scattering Instrument, European XFEL GmbH, Holzkoppel 4, 22869 Schenefeld, Germany

<sup>4</sup> Institute for Quantum Electronics, Eidgenössische Technische Hochschule (ETH) Zürich, Auguste-Piccard-Hof 1, 8093 Zürich, Switzerland

<sup>5</sup> Department of Applied Physics, and <sup>7</sup> Department of Physics, Stanford University, Stanford, California 94305, USA

<sup>6</sup> Linac Coherent Light Source, and <sup>8</sup> <sup>6</sup> Stanford Synchrotron Radiation Laboratory, SLAC National Accelerator Laboratory, 2575 Sand Hill Road, Menlo Park, CA 94025, USA

<sup>9</sup> Department of Physics, Temple University, 1925 N. 12th St., Philadelphia, Pennsylvania, USA

<sup>10</sup> Advanced Light Source, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, California 94720, USA

<sup>11</sup> San Jose Research Center, HGST a Western Digital company, 3403 Yerba Buena Road, San Jose, California 95135, USA

<sup>12</sup> Magnetic Materials Unit, National Institute for Materials Science, Tsukuba 305-0047, Japan

<sup>13</sup> Center for Memory and Recording Research, UC San Diego, 9500 Gilman Drive, La Jolla, CA, 92093-0401, USA

[\\*emmanuelle.jal@upmc.fr](mailto:*emmanuelle.jal@upmc.fr)

Future magnetic data storage media will require magnetic nanoparticles with stable ferromagnetic order at diameters of only 10 nm and smaller [1]. In this respect, granular thin films of the L10-ordered phase of FePt displaying perpendicular magnetic anisotropy are one of the most suitable storage media. The FePt nanoparticles composing such granular materials remain ferromagnetic as a result of the strong magnetocrystalline anisotropy needed to overcome the superparamagnetic limit [2]. However, a byproduct of strong magnetocrystalline anisotropy is the large magnetic field required to reverse the nanoparticle magnetization. Applications strive to reduce the magnetic switching field by locally heating the nanoparticles above their Curie temperature with a laser in order to thermally assist the switching, a technique known as heat-assisted magnetic recording [3].

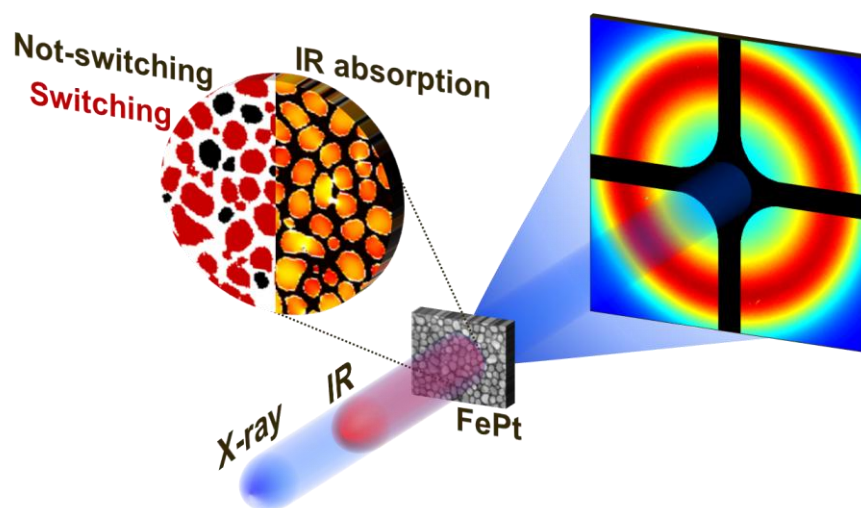
To date, the influence of the collective dielectric response of FePt nanoparticles on the magnetization switching has not been studied in detail and the question: *Do the dielectric properties of granular FePt layers affect the laser-assisted magnetic switching of these materials?* remains unanswered. To address this question, we study the well-established ultrafast demagnetization of FePt nanoparticles after a femtosecond (fs) optical excitation [4] to disentangle the spatially varying



response of individual nanoparticles. Contrary to the heat-assisted magnetic recording process, any heating effects introduced by the fs excitation here do not heat up the FePt nanoparticles above their Curie temperature [4]. Time-domain measurements can then distinguish magnetic switching during or immediately after laser excitation as observed for all-optical switching [5] and precessional switching in applied magnetic fields on much slower time scales [6].

To follow the magnetism dynamics of granular thin FePt films in an out-of-plane applied magnetic field, we performed time-resolved small-angle x-ray scattering experiments with the Soft X-ray Materials Science (SXR) instrument of the Linac Coherent Light Source (LCLS) x-ray free-electron laser at the SLAC National Accelerator Laboratory. We used 1.5 eV ultrashort laser pulses as a pump, and ultrashort soft x-rays pulses in resonance with the  $2p - 3d$  core-valence  $L_3$  absorption edge of Fe as a probe (Fig. 1).

The analysis of this experiment [7] shows that there is a reproducible switching of a large fraction of the illuminated FePt nanoparticles (red) due to the near-field modifications of the incident laser pulses by neighboring nanoparticles. We quantify the amount of not-switching FePt nanoparticles (black) and demonstrate that the switching probability is enhanced by an increased latency of the deposited laser-energy before being transported to a heat sink [7]. We note that our results are of importance for a microscopic understanding of the recently observed so-called all-optical magnetic switching in FePt granular films [5].



*Figure 1. Schematic of a time-resolved small angle x-ray scattering experiments on a FePt granular thin films. The diffraction picture is a true one. The right part of the zoomed picture shows the simulation, from a TEM image, of the infrared absorption by the FePt nanoparticles. The left part represents FePt granular film TEM image color coded according to switching (red) and not-switching (black) nanoparticles.*

- [1] Moser, A. *et al.*, J. Phys. Appl. Phys. 35, R157 (2002).
- [2] Richter, H.J. J. Phys. Appl. Phys. 40, R149 (2007).
- [3] Stipe, B.C. *et al.*, Nat. Photonics 4, 484–488 (2010).
- [4] Mendil, J. *et al.*, Sci. Rep. 4, (2014).
- [5] Stanciu, C. *et al.*, Phys. Rev. Lett. 99, 047601 (2007).
- [6] Becker, J. *et al.*, Appl. Phys. Lett. 104, 152412 (2014).
- [7] Granitzka, P.; Jal, E. *et al.*, Nano Lett., Article ASAP, DOI: 10.1021/acs.nanolett.7b00052, (2017)

# Renversement de l'aimantation induit thermiquement dans des bicouches Fe/MnAs et dynamique ultra-rapide des transitions de phases de MnAs

**L. Lounis<sup>1\*</sup>, F. Vidal<sup>1</sup>, Y. Zheng<sup>1</sup>, M. Eddrief<sup>1</sup>, R. Delaunay<sup>2</sup>, E. Allaria<sup>3</sup>, E. Ferrari<sup>4</sup>, C. Spezzani<sup>3</sup>, H. Popescu<sup>5</sup>, A. Ciavardini<sup>5</sup>, C. Laulhé<sup>5,6</sup>, M. Chollet<sup>7</sup>, R. Alonso-Mori<sup>7</sup>, M. Sacchi<sup>1,5</sup>**

<sup>1</sup> Institut des NanoSciences de Paris, UPMC – CNRS UMR 7588, Paris

<sup>2</sup> Laboratoire de Chimie Physique - Matière et Rayonnement, UPMC - CNRS UMR 7614, Paris

<sup>3</sup> Elettra, Sincrotrone Trieste, Italie

<sup>4</sup> Particle Accelerator Physics Laboratory, EPFL Lausanne, CH-1015 Suisse

<sup>5</sup> Synchrotron SOLEIL, L'Orme des Merisiers, B.P. 48, 91192 Gif-sur-Yvette

<sup>6</sup> Université Paris-Saclay, Univ. Paris-Sud, 91405 Orsay

<sup>7</sup> Linac Coherent Light Source, SLAC National Accelerator Laboratory, Menlo Park, California 94025, USA

\*[lounis@insp.jussieu.fr](mailto:lounis@insp.jussieu.fr)

Les dispositifs de spintronique sont le plus souvent contrôlés par l'application de champs magnétiques ou par l'injection de courants polarisés en spin. L'utilisation de la température comme paramètre de contrôle peut élargir le champ d'application de ces dispositifs. Pour ça, nous étudions des bicouches qui couplent, via des champs dipolaires de surface, un matériau présentant une transition de phase magnéto-structurale (MnAs) à un matériau ferromagnétique doux (Fe).

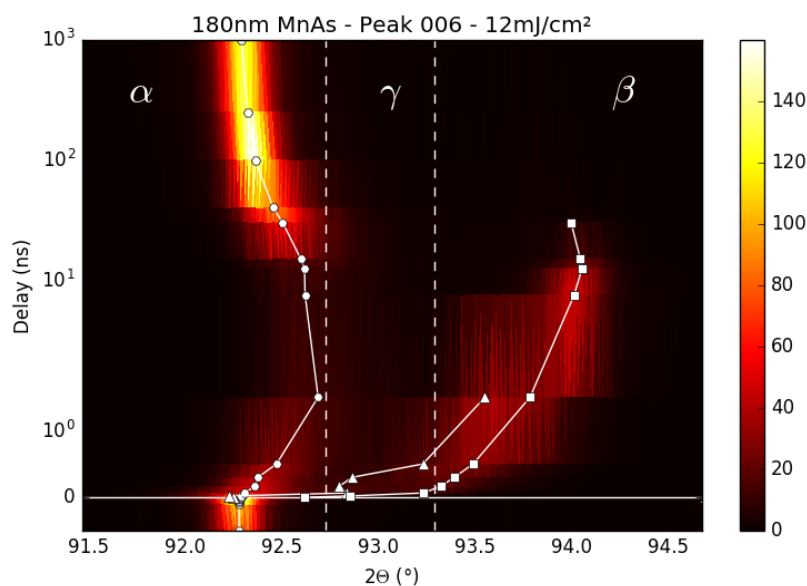
MnAs présente une séquence particulière de transitions de phase: il est hexagonal et ferromagnétique (phase  $\alpha$ ) aux températures inférieures à 313 K, où une transition du premier ordre vers la phase  $\beta$  orthorhombique se produit avec perte du ferromagnétisme. Enfin, la symétrie hexagonale est récupérée dans une transition de phase du second ordre à  $\sim 400$  K, où le système devient paramagnétique (phase  $\gamma$ ). Lorsque MnAs est épitaxié sur GaAs(001), les phases  $\alpha$  et  $\beta$  coexistent entre 283 et 313 K sous la forme de bandes auto-organisées alternant les phases  $\alpha$  et  $\beta$ . Les bandes ferromagnétiques de taille finie génèrent des champs dipolaires de surface qui peuvent être activés et désactivés par contrôle de la température [1]. Récemment, il a été démontré que l'aimantation de la couche de Fe dans le système Fe/MnAs/GaAs(001) peut être modifiée et renversée par une seule impulsion laser fs [2]. Les détails de la dynamique d'inversion de l'aimantation de Fe et son interaction avec la dynamique de la microstructure de MnAs ne sont pas encore complètement élucidés.

Dans cette contribution, nous présentons des études de MnAs/GaAs (001) et de Fe/MnAs/GaAs (001) par diffusion magnétique résonnante des rayons X (XRMS) et par diffraction de rayons X résolue en temps (TR-XRD) effectuées au synchrotron (Soleil et Elettra) et sur des lasers à électrons libres X (FERMI et LCLS). Les rayons X doux sont utilisés pour sonder le comportement magnétique sélectivement ainsi que les modulations de la microstructure de période de quelques centaines de nanomètres. Les mesures XRMS sur Fe/MnAs/GaAs permettent de corrélérer la coexistence de phase  $\alpha / \beta$  avec le renversement de l'aimantation du Fe par couplage dipolaire du Fe avec les bandes  $\alpha$ -MnAs de largeur finie.

Les mesures XRMS résolues en temps montrent que le renversement de l'aimantation du Fe induit par laser a une dynamique assez lente et un seuil de fluence. Afin d'obtenir un aperçu des phénomènes en jeu dans le renversement de l'aimantation du Fe suite à une excitation laser ultra-courte, des études TR-XRD ont été réalisées avec une pompe optique et une sonde X. Les résultats montrent que, sur une échelle de temps de quelques dizaines de ps, tout le film de MnAs se transforme en phase  $\gamma$  et les modulations en hauteur de la surface liée aux bandes disparaissent. De plus, après l'impulsion laser, la coexistence de phase  $\alpha / \beta$  est atteinte pendant le retour à l'équilibre, sur une échelle de temps de  $\sim 10$  nanosecondes, avec un seuil en fluence qui correspond bien aux valeurs requises pour le renversement de l'aimantation du Fe (fig 1.). Mis ensemble, ces résultats fournissent une image consistante du processus de renversement de l'aimantation du Fe induit par laser dans Fe/MnAs, en le corrélant avec la formation transitoire de bandes  $\alpha / \beta$  lors du retour à l'équilibre entraîné par la diffusion thermique.

Enfin, MnAs semble présenter une transformation de phase ultra-rapide de  $\alpha$  à  $\beta$  sur une échelle de temps sub-ps. Une analyse théorique de la transition de phase magnéto-structurale [3] prédit que la transformation  $\alpha \rightarrow \beta$  est entraînée par la réduction du moment de Mn en dessous d'une valeur critique. Par conséquent, nos résultats pourraient être le signe d'une transition de phase entraînée par la démagnétisation ultra-rapide induite par laser de  $\alpha$ -MnAs. Les expériences de TR-XRD sur FEL peuvent contribuer à clarifier les mécanismes physiques, longtemps débattus, régissant les transitions de phase magnéto-structurales dans MnAs.

Cette recherche a été effectuée en partie au *SLAC Linac Coherent Light Source (LCLS), Office of Science User Facility operated for the U.S. Department of Energy Office of Science by Stanford University.*



**Figure 1.** Intensité diffractée en fonction de l'angle  $2\theta$  et du délai après excitation par une impulsion femtoseconde d'une couche de MnAs/GaAs(001) (épaisseur 180nm). La coexistence de phase  $\alpha / \beta$  apparaît après  $\sim 10$  ns pendant le retour à l'équilibre.

- [1] C. Spezzani et al., *Scientific Reports* **5**, 8120 (2015)
- [2] C. Spezzani et al., *Phys. Rev. Lett.* **113**, 247202 (2014)
- [3] J. Lazewski et al., *Phys. Rev. Lett.* **104**, 147205 (2010)

# Universality class of current and magnetic field induced domain wall creep in a (Ga,Mn)(As,P) thin film

**Rebeca Díaz Pardo<sup>1\*</sup>, Nicolas Moisan<sup>1</sup>, Aristide Lemaître<sup>2</sup>, Vincent Jeudy<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Laboratoire de Physique des Solides, CNRS, Université Paris Sud, 91405, Orsay

<sup>2</sup> Centre de nanoscience et de nanotechnologie, CNRS, 91460, Marcoussis, France

\*[rebeca.diaz-pardo@u-psud.fr](mailto:rebeca.diaz-pardo@u-psud.fr)

The aim of this work is to address the universality class of current induced domain wall (DW) motion in the thermally activated sub-threshold creep regime [1-3]. We present a comparative study between current and magnetic field induced DW motion in a (Ga,Mn)(As,P) thin film with perpendicular magnetic anisotropy.

The sample is a 4 nm thick (Ga,Mn)As/(Ga,Mn)(As,P) bilayer grown on a (001) GaAs/AlAs buffer (see Ref. [4]) and presents perpendicular anisotropy. The magnetic field is produced by a 75 turns small coil (diameter  $\sim 1$  mm) placed just below the sample. A homogeneous current density is generated using two  $\sim 250$  micrometers long gold electrodes deposited onto the sample and separated by 250 micrometers. The motion of domain wall is observed using a magneto-optical Kerr microscope with a spatial resolution of  $\sim 1$  micrometer. Fig. 1 shows the evolution of DW shape and position for a continuous bias current (Fig.1a) and constant applied magnetic field (Fig.1b).

Different evolution of DW shapes can be observed. For magnetic field induced motion (Fig. 1b), the DW remains relatively parallel to its initial position except in the vicinity of strong pinning centers (indicated by red triangles). In contrast, for current induced DW motion, strong pinning centers (indicated by blue triangles in Fig. 1a) tend to block the motion of DWs. On both sides of pinning centers, the DW continues to move forwards until a limit angle is reached ( $\sim 50^\circ$  between the current direction and the normal direction of DWs). At this limit angle, full DW segments are blocked thus producing a faceting of DWs, as already observed by Moon et al. [2].

In order to compare the universality class of both types of motion, we explore the self-affinity of DWs. For each DW displacement, we determine the auto-correlation function [5]  $w(L)=\langle[u(x+L)-u(x)]^2\rangle$  and deduce the roughness exponent  $\zeta$  from a fit of the power law  $w(L)\sim L^{2\zeta}$ . As it can be observed in Fig. 2, the roughness exponents are found to remain constant while the temperature varies by one order of magnitude, in contrast with the exponent measured by Moon et al. [2]. Moreover, both average values coincide within experimental standard deviation and are compatible with theoretical predictions ( $\zeta=2/3$ ) for magnetic field induced creep motion [5].

Furthermore we measure the velocity of the domain wall *vs* magnetic field and current respectively and fit the creep exponent for low drives. In both cases we find a very good agreement with the creep law  $v = v(H_d) e^{-\frac{\Delta E}{k_B T}}$ , where  $\Delta E = k_B T_d \left( \left( \frac{f}{f_d} \right)^{-\mu} - 1 \right)$  and  $\mu=1/4$ .

In conclusion the two obtained values of the creep and the roughness exponents are compatible with scaling laws and show that magnetic field and current driven domain wall motion belong to the same universality class.

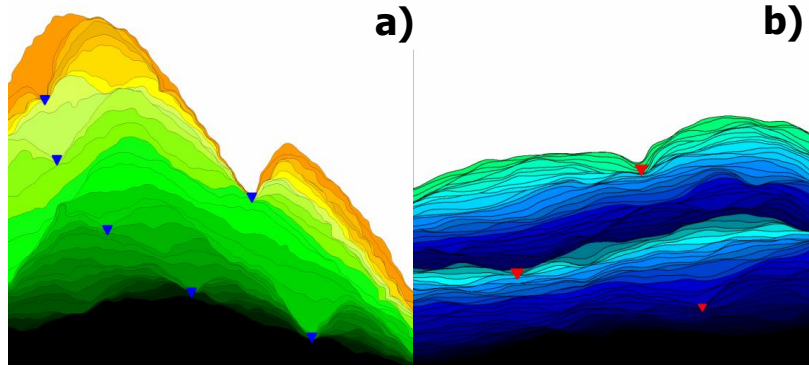


Figure 1. Succession of magnetic domain wall positions observed for (a) current (directed upwards) and (b) magnetic field induced motion. The region of interest is the same for both pictures (size:  $150 \times 150 \mu\text{m}^2$ ). Strong pinning centers are indicated by blue (a) and red (b) triangles, respectively. (a) The current density is  $J=0.45 \text{ GA/m}^2$  and the delay between successive images is  $\Delta t=0.5\text{s}$ . (b) The magnitude of the magnetic field is  $H=0.16\text{mT}$  and  $\Delta t=1\text{s}$ . The initial temperature of the sample is  $T = 20.5 \text{ K}$ .

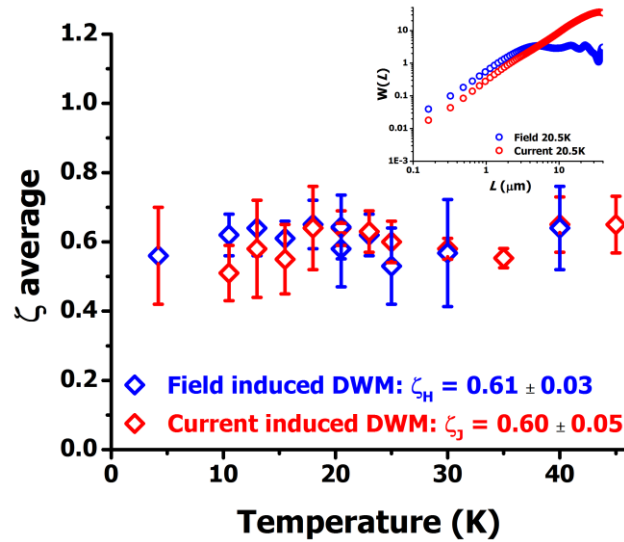


Fig. 2. Roughness exponent for both field and current induced DW motion versus temperature. Each point corresponds to an average deduced from  $\sim 50$  successive DW displacements.

- [1] V. Jeudy *et al.*, Phys. Rev. Lett. 117, 057201 (2016);
- [2] K.-W. Moon *et al.*, Phys. Rev. Lett. 110, 107203 (2013);
- [3] S. DuttaGupta *et al.*, Nat. Phys. 12, 333 (2016)
- [4] T. Niazi *et al.*, Appl. Phys. Lett. 102, 122403 (2013);
- [5] S. Lemerle *et al.*, Phys. Rev. Lett. 80, 849 (1998).

Acknowledgements: We thank the Mexican council CONACyT for the PhD fellowship n0: 449563.

# Injection/expulsion de défauts topologiques dans des nanofils cylindriques via des parois de domaines

**A. Wartelle<sup>1\*</sup>, B. Trapp<sup>1</sup>, M. Staño<sup>1</sup>, C. Thirion<sup>1</sup>, S. Bochmann<sup>2</sup>, J. Bachmann<sup>2</sup>, M. Foerster<sup>3</sup>, L. Aballe<sup>3</sup>, A. Sala<sup>4</sup>, T. O. Mentes<sup>4</sup>, A. Locatelli<sup>4</sup>, L. Cagnon<sup>1</sup>, J.-C. Toussaint<sup>1</sup>, O. Fruchart<sup>5</sup>**

<sup>1</sup> Institut NEEL, Univ. Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble, France

<sup>2</sup> Univ. Erlangen, D-91054 Erlangen, Allemagne

<sup>3</sup> Alba Synchrotron Light Facility, CELLS, Barcelone, Espagne

<sup>4</sup> Elettra - Sincrotrone Trieste S.C.p.A., I-34012 Basovizza, Trieste, Italie

<sup>5</sup> SPINTEC, Univ. Grenoble Alpes, CNRS, CEA, Grenoble, France

\*[alexis.wartelle@neel.cnrs.fr](mailto:alexis.wartelle@neel.cnrs.fr)

La dynamique des parois de domaines dans les bandes plates, avec ou sans anisotropie, est bien connue aujourd'hui tant du point de vue théorique [1] qu'expérimentalement [2]. Par contraste, l'étude du comportement des parois dans les géométries circulaires est pour le moment essentiellement théorique ou numérique [3,4]. Dans le cas des fils cylindriques, seuls deux types de parois existent [4]: la paroi transverse-vortex (abrégée TVW pour "transverse-vortex wall") d'une part, similaire à celle connue dans les bandes [1] et observée initialement en holographie électronique [5], et la paroi à point de Bloch (abrégée BPW pour "Bloch point wall") d'autre part. Cette dernière tire son nom de la singularité micromagnétique en son centre, et a été observée pour la première fois en 2014 [6]. Le point de Bloch est le seul défaut topologique [7] permis en micromagnétisme. Dans la BPW, la configuration d'aimantation est essentiellement orthoradiale (voir Figure 2.c), en fermeture de flux. Lorsque la paroi se déplace, cet enroulement définit une hélicité (droite ou gauche) par rapport à la vitesse de celle-ci, et joue un rôle majeur dans la dynamique. En effet, des simulations indiquent [1,8] un comportement dépendant fortement de l'hélicité initiale. Par rapport à la direction de déplacement, si cette hélicité est droite, la mobilité est forte jusqu'à saturation de la vitesse à des valeurs de l'ordre du km/s [1,8]. Par contre, dans le cas gauche, la mobilité est réduite jusqu'à ce que l'hélicité se renverse : ainsi, au-delà d'un champ critique, une sélection d'hélicité est prédite. La forte mobilité (en  $1/\alpha$ , où  $\alpha$  est la constante d'amortissement de Gilbert) s'explique par un blocage de la configuration de la BPW, par opposition à la faible mobilité de la TVW (en  $\alpha$ ) qui précède dans le champ appliqué. La saturation de vitesse s'explique quant à elle par un régime d'émission d'ondes de spin [8] ; même à forts champs (100 mT et plus), aucune autre évolution n'a été prédite pour la BPW. Notre étude expérimentale des parois dans des nanofils cylindriques se place dans ce contexte.

Les fils sont électrodéposés dans des membranes d'alumine nanoporeuse avant dissolution de celle-ci et dispersion des nanofils sur substrat de silicium pour observation ultérieure de nanostructures individuelles. Les matériaux considérés sont des alliages de FeNi et de CoNi ; la géométrie est cylindrique, avec deux modulations de diamètre visant à contenir les parois de domaines dans la section centrale des fils. Afin de suivre l'évolution des parois sous champs magnétiques quasistatiques, nous avons recours à l'imagerie XMCD-PEEM en transmission avant et après l'application du champ. Ainsi, sans accéder à la dynamique, la technique permet l'identification sans ambiguïté du type de paroi [6,9] et révèle sa configuration interne grâce à l'ombre du fil. Cette dernière contient en effet une projection de l'aimantation dans le volume, par opposition à l'image directe du fil qui ne comporte d'information que sur l'aimantation en surface.

La Figure 1 présente une séquence d'images XMCD-PEEM de l'ombre d'un nanofil de FeNi comportant initialement une BPW [Figure 1.a)], reconnaissable à son contraste bipolaire dans l'ombre [6]. Après l'application d'un champ modeste  $\mu_0 H_m = 12$  mT, la paroi se déplace vers un autre site de piégeage sans changer de configuration [Figure 1.b)]. Après avoir été ramenée à sa position initiale par un champ de signe opposé [Figure 1.c)], la paroi est soumise à un champ plus fort  $\mu_0 H_t = 24$  mT. Le site de piégeage est le même, mais le contraste XMCD dans l'ombre est radicalement différent. La simulation de ce dernier à partir d'une configuration micromagnétique relaxée de paroi transverse-vortex [6,9] est en très bon accord qualitatif avec l'expérience, indiquant ainsi la transformation de la paroi de BPW vers TVW. La transformation inverse a été observée à champ plus faible.

Ces évolutions impliquent respectivement l'expulsion et l'injection d'un défaut topologique (le point de Bloch) dans le fil, et n'avaient été prédites par aucun travail théorique ou de simulations. La possibilité de transformation de ces parois est cruciale pour l'analyse de leur dynamique, puisque leurs mobilités respectives ont été prédites dans un rapport  $\alpha^2$  [1]. Par ailleurs, elles apportent un élément de réflexion concernant la sélection d'hélicité de la BPW mentionnée précédemment. Expérimentalement, nous n'observons qu'une faible majorité (68%) d'hélicité finale droite avec la direction de déplacement, en accord avec la théorie. Si le champ  $\mu_0 H_t$  est plus faible que le champ nécessaire au déplacement d'une paroi (vérifié dans l'expérience de la Figure 1), alors la sélection d'hélicité peut être brouillée par des transformations successives de paroi pendant le déplacement.

Nous nous sommes tournés vers des simulations micromagnétiques [10] afin d'étudier ces transformations sous champ. Malgré la difficulté intrinsèque de la simulation du point de Bloch, nous sommes parvenus à reproduire l'injection de ce dernier dans un fil (permalloy, diamètre 70 nm) contenant initialement une TVW (voir Figure 2) d'abord pour un amortissement  $\alpha=1$ . À une valeur plus faible  $\alpha=0.05$ , un champ critique d'environ 8 mT a été déterminé pour cette transformation. En utilisant les outils de la topologie, nous pouvons déterminer précisément le moment de l'injection ainsi que la position du point de Bloch, ce qui nous permet de mieux comprendre le mécanisme de la transformation du type de paroi. Celui-ci repose sur la forme principalement conique [4] et donc asymétrique de la TVW, rappelant celle triangulaire de la paroi transverse dans les bandes [1].

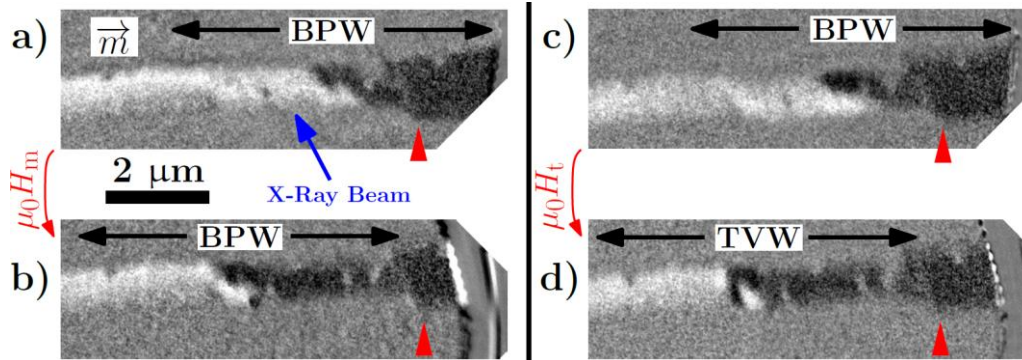


Figure 1. Images XMCD-PEEM successives de l'ombre d'un nanofil de FeNi a) BPW en position initiale b) BPW déplacée sans transformation sous champ  $\mu_0 H_m=12$  mT c) BPW ramenée en position initiale d) BPW déplacée et transformée en TVW sous champ  $\mu_0 H_t=24$  mT.

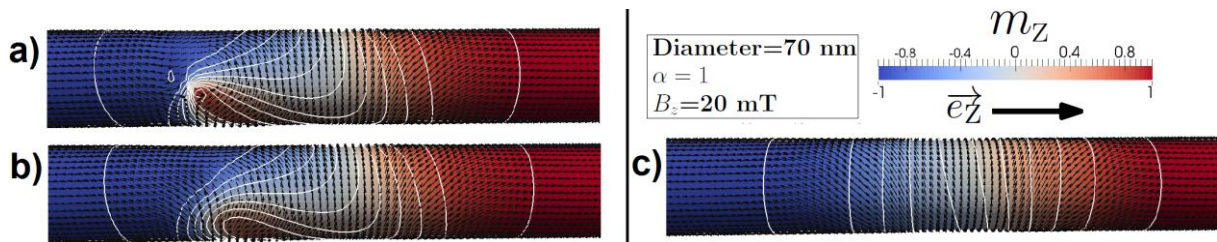


Figure 2. Simulation micromagnétique de l'évolution sous champ d'une TVW. Les stades a) et b) sont respectivement juste avant et juste après l'injection d'un point de Bloch dans le fil. Plus tard, au temps c), une configuration (toujours sous champ) archétypique de la BPW est retrouvée.

† Nos travaux

[1] Thiaville et Nakatani, Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2006)  
 [2] Beach *et al.*, Nature Materials **4**, 741-744 (2005)  
 [3] Yan *et al.*, PRL **104**, 057201 (2010)  
 [4†] Jamet *et al.*, in: Magnetic Nano- and Microwires: Design, synthesis, properties and applications, Woodhead (2015)

[5] Bizière *et al.*, Nanolett. **13**, 2053 (2013)  
 [6†] Da Col *et al.*, PRB **89**, 180405 (2014)  
 [7] Feldtkeller, Zeitsch. für angew. Phys. (1965)  
 [8] Hertel, J. of Phys.: Cond. Mat. **28**, 483002 (2016)  
 [9†] Jamet *et al.*, PRB **92**, 144428 (2015)  
 [10†] FeLLGood: An open-source finite-element micromagnetic software, <http://feellgood.neel.cnrs.fr/>

# **Posters. Magnétisme organique et moléculaire**



# Engineering the magnetic coupling at the molecule-magnetic surface interface in molecular spintronic devices

**J.-B. Moussy<sup>1,\*</sup>, L. Tortech<sup>2</sup>, V. Campbell<sup>3</sup>, Q. Arnoux<sup>2</sup>, Y. J. Dappe<sup>1</sup>, A. Smogunov<sup>1</sup>, T. Mallah<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> SPEC, CEA, CNRS, Université Paris-Saclay, CEA- Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>2</sup> IPCM, UMR CNRS 7201, UPMC, Université Pierre et Marie Curie, F-75005 Paris, France

<sup>3</sup> ICMMO, CNRS, Université Paris Sud, Université Paris-Saclay, 91405 Orsay, France

\*[jean-baptiste.moussy@cea.fr](mailto:jean-baptiste.moussy@cea.fr)

A challenge in molecular spintronics is to control the magnetic coupling between molecules and magnetic electrodes to build efficient devices [1, 2]. We report here on the magnetic coupling taking place between magnetite (Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>) and cobalt (Co) layers across organic monolayers (ML) of oligothiophenes (pentacene, sexithiophene...) and molecular complexes.

The controlled growth of oligothiophene ultrathin films on epitaxial Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> surfaces allowed to prepare highly homogeneous insulating layers with thicknesses in the range 0.5–2.0 ML. A combined study using standard magnetometry and theoretical calculations reveals that hybrid Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/oligothiophene/Co tunnel junctions show different magnetic couplings depending on the number of thiophene groups or the chemical nature of these groups (substitution by phenyl groups). In particular, magnetic coupling between Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> and Co layers separated by 1 ML of sexithiophene is consistent with anti-ferromagnetic (AF) coupling (positive exchange field, cross-over of the major loop, magnetic profile) opening new perspectives for controlling magnetization in organic spintronic devices [3].

New transition metal self-assembled complexes have also been studied as organic spacers. The complexes are composed of a phosphonate group included in the ligand and a transition metal (M= Ni, Co). The added-value of this type of molecules is the presence of chemical groups that are positioned in a way to anchor to the magnetic electrode, thus providing a perfectly known electrode/spacer interface. Exciting magnetic couplings have been observed at the Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/M-phosphonate interface according to the selected transition metal. It was possible to observe an opening of the magnetic hysteresis loop for Co-phosphonate, while no opening occurs with Ni-phosphonate [4]. These experiments combined with theoretical calculations show that the Co-containing complex is strongly ferromagnetically coupled to Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>, while the Ni-complex is either not coupled or weakly AF coupled to the oxide surface.

We can, therefore, envision that controlling the molecule/substrate exchange interaction would allow tuning the spin current (sign of the magneto-resistance) at the interface and eventually lead to using such current to switch the magnetization of single anisotropic molecules in molecule-based spintronic devices.

[1] V. A. Dediu *et al.*, *Nature Mater.* **8**, 707 (2009)

[2] M. Gruber *et al.*, *Nature Mater.* **14**, 981 (2015)

[3] C. Blouzon *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 042417 (2013)

[4] V. E. Campbell *et al.*, *Nature Comm.* **7**, 13646 (2016)

# IN-SITU PHOTOMAGNETIC DIFFRACTION AND INELASTIC NEUTRON SCATTERING ON MOLECULAR MAGNETS

K. Ridier<sup>a,d</sup>, G. A. Craig<sup>b</sup>, F. Damay<sup>a</sup>, T. Fennell<sup>c</sup>, M. Murrie<sup>b</sup>, and G. Chaboussant<sup>a,\*</sup>

<sup>a</sup> *Laboratoire Léon Brillouin, UMR12 CEA-CNRS, F-91191 Gif-sur-Yvette, France*

<sup>b</sup> *WestCHEM, School of Chemistry, University of Glasgow, G12 8QQ Glasgow, UK*

<sup>c</sup> *Laboratory for Neutron Scattering, Paul Scherrer Institut, CH-5232 Villigen, Switzerland*

<sup>d</sup> *Laboratoire de Chimie de Coordination, CNRS UPR8241, F-31077 Toulouse, France*

\***e-mail:** gregory.chaboussant@cea.fr

Molecular or nanometer-size systems capable of changing their magnetic state through some external stimulus (magnetic field, electric field, light, or pressure) are subject to intense studies. Promising examples are photoswitchable materials based on the spin transition mechanism for future applications as optical memories or digital displays. The spin transition usually occurs with a temperature change, under pressure, or under visible or near-IR light irradiation. Neutron scattering techniques are extremely valuable tools to characterize and explore the spin dynamics in ordered magnets or the zero-field splitting parameters in the ground states using inelastic neutron scattering.

Combining in-situ light irradiation and neutron scattering has been first developed to perform neutron diffraction and to study the structural changes or the spin density associated to the spin transition. It was however limited to very small single crystals. We have developed new setups that enable INS studies on much larger sample volume, including powder. I will present the first positive INS experiment on  $[\text{Fe}(\text{ptz})_6](\text{BF}_4)_2$  which is one of the prototypical photomagnetic molecular material exhibiting a spin transition at 135K from  $S=2$  at high temperature to  $S=0$  at low temperature [1]. Using green/blue light it is possible to recover the  $S=2$  spin state at low temperature and to observe INS transition within the ZFS  $S=2$  state.

[1] K. Ridier et al, Phys. Rev. B **2010**, 95, 094403. DOI: 10.1103/PhysRevB.95.094403.

# Modulating the ferromagnet/molecule spin hybridization using an artificial magnetoelectric

Michał Studniarek<sup>1,2</sup>, Salia Cherifi-Hertel<sup>1</sup>, Etienne Urbain<sup>1</sup>, Ufuk Halisdemir<sup>1</sup>, Rémi Arras<sup>3</sup>, Beata Taudul<sup>1</sup>, Filip Schleicher<sup>1</sup>, Marie Hervé<sup>4</sup>, Charles-Henri Lambert<sup>5</sup>, Abbass Hamadeh<sup>5</sup>, Loïc Joly<sup>1</sup>, Fabrice Scheurer<sup>1</sup>, Guy Schmerber<sup>1</sup>, Victor Da Costa<sup>1</sup>, Bénédicte Warot-Fonrose<sup>3</sup>, Cécile Marcelot<sup>3</sup>, Olivia Mauguin<sup>6</sup>, Ludovic Largeau<sup>6</sup>, Florian Leduc<sup>2</sup>, Fadi Choueikani<sup>2</sup>, Edwige Otero<sup>2</sup>, Wulf Wulfhekel<sup>4</sup>, Jacek Arabski<sup>1</sup>, Philippe Ohresser<sup>2</sup>, Wolfgang Weber<sup>1</sup>, Eric Beaurepaire<sup>1</sup>, Samy Boukari<sup>1</sup>, Martin Bowen<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup> Université de Strasbourg, CNRS, Institut de Physique et Chimie des Matériaux de Strasbourg, UMR 7504, F-67000 Strasbourg, France

<sup>2</sup> Synchrotron SOLEIL, L'Orme des Merisiers, Saint-Aubin, BP 48, 91192 Gif-sur-Yvette, France

<sup>3</sup> CEMES, Université de Toulouse, CNRS-UPR 8011, UPS, 29 rue Jeanne-Marvig, F-31055 Toulouse, France

<sup>4</sup> Physikalisches Institut, Karlsruhe Institute of Technology, Wolfgang-Gaede-Str. 1, 76131 Karlsruhe, Germany

<sup>5</sup> Institut Jean Lamour UMR 7198 CNRS, Université de Lorraine, BP 70239, 54506 Vandoeuvre les Nancy Cedex, France

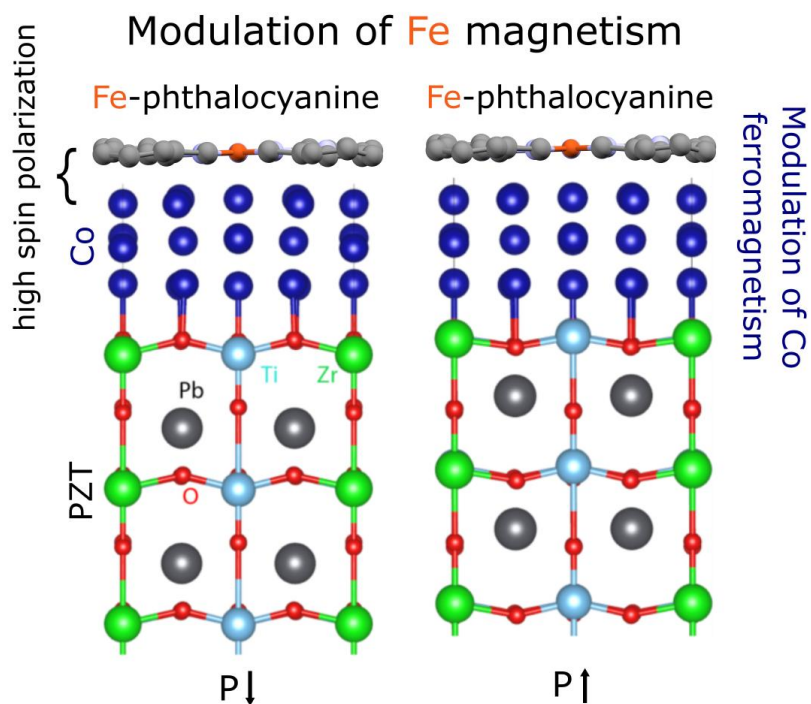
<sup>6</sup> CNRS - C2N / Site de Marcoussis, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

\*[bowen@unistra.fr](mailto:bowen@unistra.fr)

Spin-polarized charge transfer at the interface between a ferromagnetic metal and a molecule can lead to ferromagnetic coupling[1] and to a high spin polarization[2] at room temperature[3-4]. The magnetic properties of these interfaces can not only alter those of the ferromagnet[5], but can also stabilize molecular spin chains[6-7] with interesting opportunities toward quantum computing.

With the aim to enhance an organic spintronic device's functionality[8], an external control over this spin polarization may thus be achieved by altering the ferromagnet/molecule interface's magnetic properties. To do so, we utilize the magnetoelectric properties[9] of an underlying ferroelectric/ferromagnetic interface. Referring to Figure 1, switching the ferroelectric polarization state of a  $\text{PbZr}_{0.2}\text{Ti}_{0.8}\text{O}_3$  (PZT) bottom layer within a PZT/Co/FePc-based device alters the X-ray-magnetic circular dichroism of the Fe site within the phthalocyanine (Pc) molecular top-layer[11].

We thus demonstrate how to alter the magnetic properties of an interface with high spin polarization at room temperature[4]. This expands electrical control over spin-polarized FM/molecule interfaces, which was first demonstrated using ferroelectric molecules[10], to all molecular classes. Furthermore, these results constitute one important first experimental proof of a very recent conceptual proposal[12] to utilize molecules to control the properties of key next-generation electronic building blocks, from 2D materials such as graphene to exotic magnetic patterns within ferromagnetic thin films called skyrmions. Indeed, using external stimuli (light, electric field...), one can tune the charge transfer between these systems and molecules, thereby controlling their promising properties.



*Figure 1. Modulating the ferromagnet/molecule spin hybridization using an artificial magnetoelectric.*

- [1] A. Scheybal et al Chem. Phys. Lett. 2005, 411, 214.
- [2] C. Barraud et al, Nat. Phys. 2010, 6, 615.
- [3] S. Lach et al, Adv. Funct. Mater. 2012, 22, 989.
- [4] F. Djeghloul et al, Sci. Rep. 2013, 3, 1272.
- [5] K. V. Raman et al Nature 2013, 493, 509.
- [6] M. Gruber et al Nat. Mater. 2015, 14, 981.
- [7] C. Barraud et al Phys. Rev. Lett. 2015, 114, 206603.
- [8] S. Sanvito, V. A. Dediu, Nat. Nanotechnol. 2012, 7, 696.
- [9] O. Vlašín et al, ACS Appl. Mater. Interfaces 2016, 11, 7553.
- [10] S. Liang et al, Adv. Mater. 2016, 28 1521.
- [11] M. Studniarek et al, Adv. Func. Mater. In press (2017).
- [12] M. Cinchetti, V. A. Dediu and L. E. Hueso, Nature Mater. 16 507 (2017).

# Spin-polarized solid-state transport across a structurally ordered organic tunnel barrier exhibiting spin chains

**M. Bowen**<sup>1</sup>, C. Barraud<sup>2</sup>, M. Gruber<sup>1</sup>, F. Ibrahim<sup>1</sup>, F. Djeghloul<sup>1</sup>, G. Garreau<sup>3</sup>, S. Boukari<sup>1</sup>, H. Isshiki, L. Joly<sup>1</sup>, M. Peter<sup>4</sup>, M. Studniarek<sup>1</sup>, V. Da Costa<sup>1</sup>, H. Jabbar<sup>1</sup>, H. Bulou<sup>1</sup>, V. Davesne<sup>1</sup>, U. Halisdemir<sup>1</sup>, J. Chen<sup>4</sup>, J. Arabski<sup>1</sup>, K. Bouzehouane<sup>2</sup>, C. Deranlot<sup>2</sup>, S. Fusil<sup>2</sup>, E. Otero<sup>5</sup>, F. Choueikani<sup>5</sup>, K. Chen<sup>5</sup>, P. Ohresser<sup>5</sup>, F. Bertran<sup>5</sup>, P. Le Fèvre<sup>5</sup>, A. Taleb-Ibrahimi<sup>5</sup>, W. Wulfhekel<sup>4</sup>, S. Hajjar-Garreau<sup>3</sup>, P. Wetzel<sup>3</sup>, P. Seneor<sup>2</sup>, R. Mattana<sup>2</sup>, F. Petroff<sup>2</sup>, F. Scheurer<sup>1</sup>, W. Weber<sup>1</sup>, M. Alouani<sup>1</sup>, E. Beaupaire<sup>1</sup>

1 Institut de Physique et Chimie des Matériaux de Strasbourg UMR 7504 CNRS, Université de Strasbourg, 23 Rue du Loess, BP 43, 67034 Strasbourg Cedex 2 France

2 Unité Mixte de Physique CNRS/Thales, CNRS, Thales, Univ. Paris-Sud, Université Paris Saclay, 91767 Palaiseau, France

3 Institut de Science des Matériaux de Mulhouse, CNRS-UMR 7361, Université de Haute-Alsace, 68057 Mulhouse, France

4 Physikalisches Institut, Karlsruhe Institute of Technology, Wolfgang-Gaede-Strasse 1, 76131 Karlsruhe, Germany &

Institute of Nanotechnology, Karlsruhe Institute of Technology, 76021 Karlsruhe, Germany

5 Synchrotron SOLEIL, L'Orme des Merisiers, Saint-Aubin, BP 48, 91192 Gif-sur-Yvette, France

\*[bowen@unistra.fr](mailto:bowen@unistra.fr)

Spin-polarized charge transfer between a ferromagnetic metal (FM) and a molecule can promote molecular ferromagnetism [1,2] and interface states [3,4]. Observations of high spin-polarization of Fermi level states at room temperature [5] designate such interfaces as a very promising candidate toward achieving a highly spin-polarized, nanoscale current source at room temperature, when compared to other solutions such as half-metallic systems and solid-state tunnelling over the past 25+ years. Such interfaces are also called organic spinterfaces.

The aforementioned molecular ferromagnetism describes a magnetic coupling at these interfaces imposed by the ferromagnetic metal's magnetic order, such that the molecule's non-magnetic C and N atoms acquire a magnetic moment. Furthermore, in the case of metal phthalocyanines, the central atom, e.g. paramagnetic Mn, is also coupled to the underlying FM surface[6]. Separately, in bulk form, metal phthalocyanines are known to exhibit 90° superexchange between the metal sites, leading to correlations in magnetic fluctuations along molecular chains whose sign and strength depend on the molecular stacking geometry [7].

To explore the magnetic interplay between an organic spinterface and nominally paramagnetic spin chains within ultrathin MPC films, we have deployed x-ray absorption spectroscopy + x-ray magnetic circular dichroism (XAS/XMCD) techniques, ab-initio density functional theory, magneto-optic Kerr effect as well as magnetotransport experiments on Co/MPC/Co nanojunctions.

We find that the Co/MnPc organic spinterface can stabilize an antiferromagnetic spin chain of at least 3 unit lengths away from the interface at room temperature and low applied magnetic field[8]. This hybrid magnetic bilayer exhibits a low-temperature response akin to either exchange bias or so-called 'magnetic hardening'[9]. Finally, these spin chains considerably enrich the magnetic field dependence of magnetotransport across nanojunctions[10,11]. Indeed, we observe (a) effective high coercive fields that can be electrically tuned; (b)

concurrent tunnel magnetoresistance and tunneling anisotropic magnetoresistance; and (c) bias voltage dependencies of spin-polarized transport in the nanojunctions several spintronic states that indicate an interaction between spin-polarized transport and spin flip excitations within a MPC chain[12].

These observations of magnetic ordering within the organic tunnel barrier imply that it is structurally ordered. Thus, taken together, these results affirm the growing maturity of the organic spintronics research field. Indeed, they mark the significant milestone in 2015 of transitioning from amorphous to ordered organic tunnel barriers, as was achieved in 2001 for inorganic MTJs upon transitioning from amorphous Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> to MgO tunnel barriers[13]. That transition ushered in the concept of electronic symmetry channels of solid-state tunnelling alongside their spin channel counterparts. Based on our results, the rich palette of physical effects within solid-state tunnelling that results from spin chains within a structurally ordered organic tunnel barrier, and the ability to tune a spin chain's exchange interactions[7], augur important research opportunities for the field of organic spintronics at the interface with quantum physics.

- [1] A. Scheybal et al., *Chemical Physics Letters* 411, 214 (2005)
- [2] H. Wende et al., *Nat. Mater.* 6, 516 (2007)
- [3] C. Barraud et al., *Nature Physics* 6, 615 (2010)
- [4] S. Sanvito, *Molecular spintronics*, *Chem. Soc. Rev.* 40, 3336 (2011).
- [5] F. Djeghloul et al., *Sci. Rep.* 3, 1272 (2013); F. Djeghloul et al, *Carbon* 87, 269 (2015); F. Djeghloul et al, *J. Phys. Chem. Lett.* 7 2310 (2016).
- [6] M. Rastei et al, *Phys. Rev. Lett.* 101 116602 (2008); S. Javaid et al, *Phys. Rev. Lett.* 105 077201 (2010); J. Brede et al, *Phys. Rev. Lett.* 105 047204 (2010)
- [7] M. Serri et al., *Nature Communications* 5, 3079 (2014)
- [8] M. Gruber et al, *Nature Materials* 14, 981, (2015).
- [9] K.V Raman et al, *Nature* 493 7433 (2013).
- [10] C. Barraud et al., *Phys. Rev. Lett.* 114 206603 (2015).
- [11] C. Barraud et al, *Dalton Trans.* 45 16694 (2016).
- [12] X. Chen et al., *Phys. Rev. Lett.* 101 197208 (2008).
- [13] M. Bowen et al, *Appl. Phys. Lett.* 79 1655 (2001).

# Magnetic tunnel junctions based on organic self-assembled monolayers

**B. Quinard-Thibault<sup>1</sup>, S. Delprat<sup>1,2</sup>, M. Galbiati<sup>1</sup>, M. Mattera<sup>3</sup>, A. Forment-Aliaga<sup>3</sup>, S. Tatay<sup>1,3</sup>, M. Foerster<sup>4</sup>, L. Aballe<sup>4</sup>, A. Vecchiola<sup>1</sup>, F. Godel<sup>1</sup>, A. Sanders<sup>1</sup>, S. Collin<sup>1</sup>, P. Seneor<sup>1</sup>, R. Mattana<sup>1</sup> and F. Petroff<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Unité Mixte de Physique CNRS-Thales, 1 Av. A Fresnel, 91767 Palaiseau, France, and Université Paris-Sud, 91405 Orsay, France.

<sup>2</sup> Université Pierre et Marie Curie, 4 place Jussieu, 75005 Paris, France

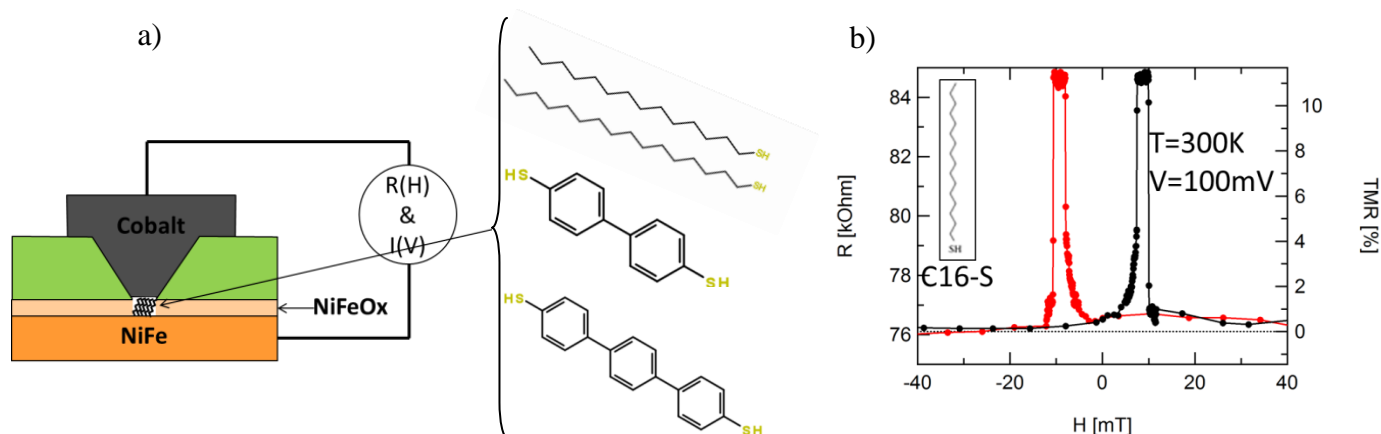
<sup>3</sup> Instituto de Ciencia Molecular (ICMol), Universitat de Valencia, 46980 Paterna, Spain

<sup>4</sup> ALBA Synchrotron, Carrer de la Llum 2-26, 08290 Cerdanyola del Vallès, Barcelona, Spain

[benoit.quinard@cnrs-thales.fr](mailto:benoit.quinard@cnrs-thales.fr)

Molecular spintronics, an emerging research field at the frontier between organic chemistry and spintronics, has opened novel and exciting opportunities in terms of functionalities for spintronics devices. Compared to traditional inorganic materials, molecules are flexible, easily-processed, and can be tailored by chemical synthesis. Due to their theoretically expected very long spin lifetime properties, they were first seen as a potential media for spintronics devices. It was only very recently that were unveiled new spintronics tailoring opportunities, unachievable or unthinkable with inorganic materials [1]. Those properties arise from the chemical versatility brought by molecules, opening the way to exciting molecular engineering possibilities.

Magnetic Tunnel Junctions (MTJs) are one of the building blocks of spintronics. Here, we focus on replacing their inorganic insulating spacer, usually made of an oxide thin film, with an organic self-assembled monolayer (SAM). SAMs appear to be very promising candidates thanks to the impressive molecular scale crafting properties and easy-processing they offer. Previous works were done with basic molecules such as linear alkanethiols [2]. We now focus on more complex molecules integrating aromatic moieties (such as oligophenyl thiolates) to probe how the modification of the tunnel barrier electronic structure impacts spin-dependent transport properties of the devices.



*Fig. 1: a) Scheme of an alkanethiol SAM based magnetic tunnel junction. b) Tunnel magnetoresistance curve obtained on a MTJ at 300K and 100mV. The red curve corresponds to a decreasing magnetic field sweep, the black one to an increasing one.*

We will firstly present the fabrication procedure of our magnetic tunnel junctions, including a recently found method to graft SAMs on ferromagnetic metallic surfaces without altering their magnetic and electronic properties, as shown by X-ray absorption and X-ray photoelectron spectroscopies measurements [3]. We will then present preliminary transport experiments realized on our devices, highlighting the influence of aromatic groups on the spin-dependent tunneling transport.

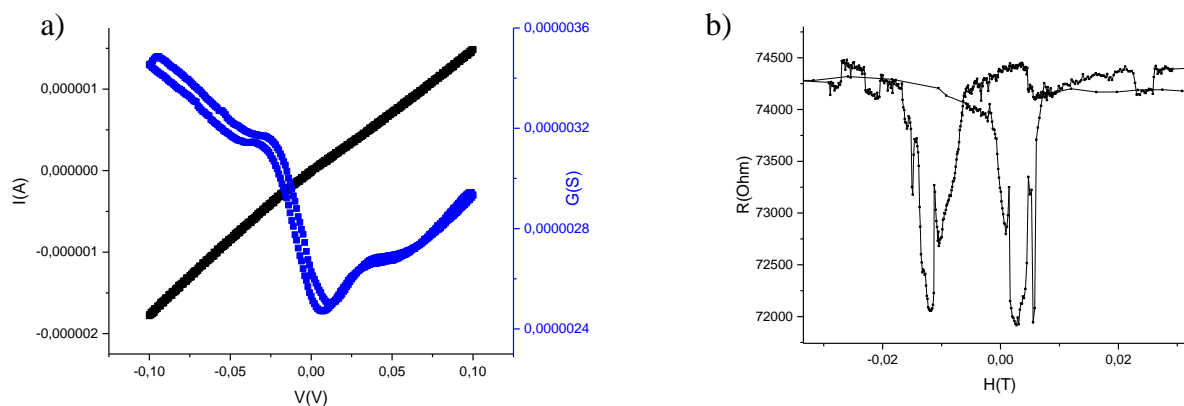


Fig. 1: a)  $I(V)$  (black) and  $G(V)$  (blue) curves for a terphenyldithiol SAM based junction. b) Magnetoresistance curve obtained with the same junction, at 70K, 20mV.

- [1] C. Barraud *et al.*, Nat. Phys., **6**, 615 (2010) ; M. Galbiati *et al.*, MRS Bull., **39**, 602 (2014)  
 [2] S. Delprat *et al.*, UMPC Thesis ; J.R. Petta *et al.*, Phys. Rev. Lett., **93**, 136601 (2004); W. Wang *et al.*, App. Phys. Lett., **89**, 153105 (2006)  
 [3] M. Galbiati *et al.*, AIP advances **5**, 057131 (2015).



# Posters. Skymions

## <sup>4</sup> Magnetic field dependence of the skyrmions size in ultrathin Pt/Co/MgO nanostructures.

Juge R.<sup>1\*</sup>; Vogel J.<sup>2</sup>; Yang H.<sup>1,2</sup>; Pizzini S.<sup>2</sup>; Chaves D.<sup>2</sup>; Locatelli A.<sup>3</sup>; Mentès T.<sup>3</sup>; Sala A.<sup>3</sup>; Buda-Prejbeanu L. D.<sup>1</sup>; Klein O.<sup>1</sup>; Aballe L.<sup>4</sup>; Foerster M.<sup>4</sup>; Chshiev M.<sup>1</sup>; Auffret S.<sup>1</sup>; Miron, I. M.<sup>1</sup>; Gaudin G.<sup>1</sup> and Boulle O.<sup>1</sup>.

1. SPINTEC, Univ. Grenoble Alpes CEA CNRS, Grenoble, France.

2. Institut Néel, CNRS, Grenoble, France.

3. Elettra Sincrotrone, Trieste, Italy.

4. ALBA synchrotron, Barcelona, Spain.

[\\*romeo.juge@cea.fr](mailto:romeo.juge@cea.fr)

Magnetic skyrmions are nanoscale whirling spin configurations. Their small size, topological protection and the fact that they can be manipulated by small in-plane current densities have opened a new paradigm to manipulate magnetization at the nanoscale. This has led to proposal for novel memory and logic devices in which the magnetic skyrmions are the information carriers.

The recent observation of room-temperature magnetic skyrmions [1,2] and their current-induced manipulation [3,4] in ultrathin sputtered magnetic nanotracks have lifted an important bottleneck toward the practical realization of such devices. However, these experiments also underlined the sensitivity of the skyrmions dynamics to the defects in the materials as well as the edges which can impede reliable motion. This raises the questions of stability - nucleation and annihilation – in these sputtered ultrathin magnetic films. More recently, the influence of the granular structure and the inherent disorder of these films on the skyrmions stability have begun to be addressed [5,6].

Here we report on the observation and the measurement of the field dependence of the skyrmions size in sub-micrometer constricted geometries, designed in Pt/Co(<1nm)/MgO sputtered ultrathin magnetic films [2]. We investigate the effect of the lateral confinement on the magnetic texture and in particular on the mean skyrmions diameter in sub-micrometer nanotracks and nanodots. These experimental results are supported by micromagnetic simulations which well reproduce the magnetic field dependence of the skyrmions size in the different geometries. Notably, we show that the granular structure of the sputtered materials leads to local pinning of the skyrmions, which can strongly affect their shape and size.

[1] Moreau-Luchaire C. et al., *Nat Nano* **11**(5), 444–448 May (2016).

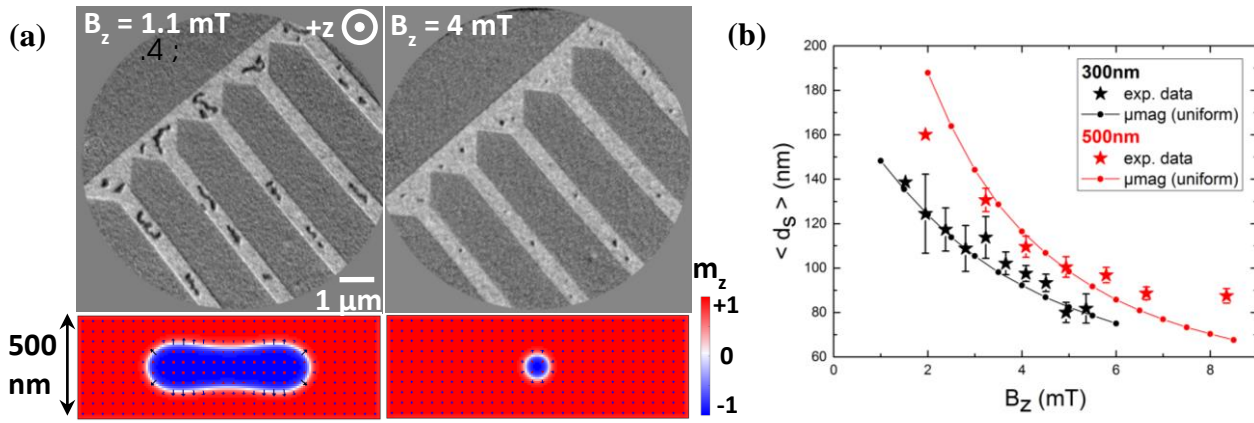
[2] Boulle O. et al., *Nat Nano* **11**(5), 449–454 May (2016).

[3] Woo S. et al., *Nat Mater* **15**(5), 501–506 May (2016).

[4] Jiang W. et al., *Nat Phys* **13**(2), 162–169 February (2017).

[5] Kim J.-V. et al., *arXiv :1701.08357 [cond-mat]*, January (2017).

[6] Legrand W. et al., *arXiv :1702.04616 [cond-mat]*, February (2017).



XMCD-PEEM images of the magnetization in 500 nm-wide Pt/Co/MgO nanotracks. The results of the micromagnetic simulations for the same applied magnetic field are shown below. (b) Average skyrmion diameter as a function of the applied magnetic field for 500nm-wide (red) and 300nm-wide (black) nanotracks.

# Current-driven skyrmion dynamics in disordered ultrathin films

**Joo-Von Kim<sup>1</sup>, Myoung-Woo Yoo<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, CNRS, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, 91405 Orsay cedex, France

<sup>2</sup> Unité Mixte de Physique, CNRS, Thales, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, 91787 Palaiseau, France

\*[joo-von.kim@c2n.upsaclay.fr](mailto:joo-von.kim@c2n.upsaclay.fr)

Skyrmions are nanoscale topological spin structures that can appear in ultrathin ferromagnets with the Dzyaloshinskii-Moriya interaction [1]. They are the focus of much research at present, both for their fundamental interest as nontrivial chiral spin structures and for potential applications in spintronics. Here, we present a theoretical study in which we explored how the current-driven dynamics of magnetic skyrmions is affected by weak disorder in ultrathin films. We used micromagnetics simulations to compute the dynamics in sub-nm thick continuous films with a granular structure, where the disorder is simulated as random variations in the perpendicular magnetic anisotropy between the different grains. We assumed a Gaussian distribution for the local anisotropy values and considered different average grain sizes. We examined both in-plane spin torques of the Zhang-Li form and perpendicular-to-plane torques that simulate the spin Hall effect in a heavy metal buffer layer.

In Figure 1, we show the average skyrmion velocity as a function of applied CPP spin torques for different disorder parameters. Each data point represents an average over 50 realizations of the disorder and involves computing the average displacement of the skyrmion over 10 ns. At low current densities, we observe that the average velocity is markedly lower than the values computed for the disorder-free system, which results from the skyrmion being pinned by the anisotropy defects. As the current is increased, the disorder-free behaviour is recovered progressively. For strong disorder, the current range over which pinning is important is correspondingly larger. This behaviour is reminiscent of driven interfaces in disordered media, such as magnetic domain walls in perpendicular thin films, where there is an exponential-like tail at low fields, corresponding to dynamics that is strongly driven by thermal activation, and a linear regime at high fields in which the usual flow dynamics is recovered [2]. We therefore find similar behaviour here, which is seen for both CIP and CPP spin torques.

In Figure 2, we present examples of the skyrmion trajectories under different current densities for a given set of disorder parameters. At low currents [Fig. 2(a)], we observe that the skyrmion remains largely pinned close to its initial position, with a large spread in direction in the overall displacement for cases in which pinning is overcome. We note that the average displacement occurs in a direction that is not necessarily collinear with the propagation expected in the disorder-free system (red arrows in Fig. 2). As the current is progressively increased, the spread in displacement directions gradually decreases and pinning becomes less important [Figs. 2(b) and 2(c)]. At higher currents, where the average velocity approaches the disorder-free case, we observe that most trajectories are directed along the same direction albeit with a small deflection from the perfect case [Fig. 2(d)]. These results are consistent with recent experiments in which the skyrmion Hall angle was found to be drive-dependent [3].

This work [4] was partially supported by the Agence Nationale de la Recherche, under grant agreement No. ANR-14-CE26-0012 (Ultrasky), and the Horizon2020 Framework Programme of the European Commission, under grant agreement No. 665095 (MAGicSky).

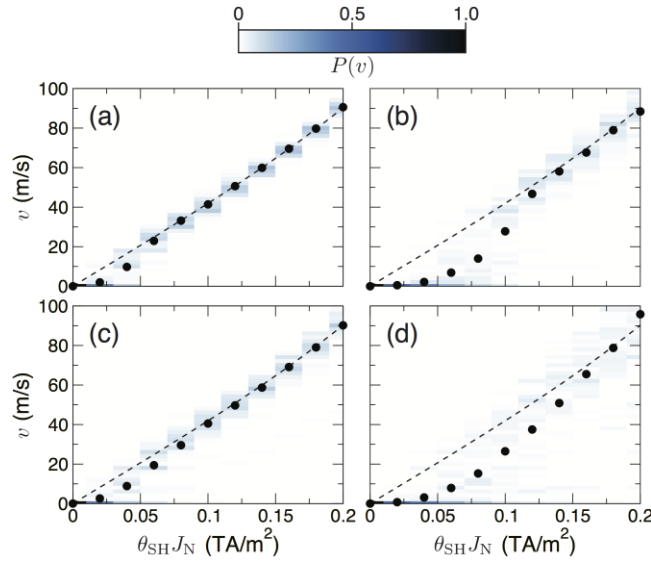


Figure 1. Average skyrmion velocity,  $v$ , as a function of current density.  $\theta_{\text{SH}}$  is the spin Hall angle and  $J_{\text{N}}$  is the current density flowing in the plane of the buffer layer for four different disorder parameters. The dashed line is the behaviour in a disorder-free system, while the colour map shows the probability density of the skyrmion velocity,  $P(v)$ .

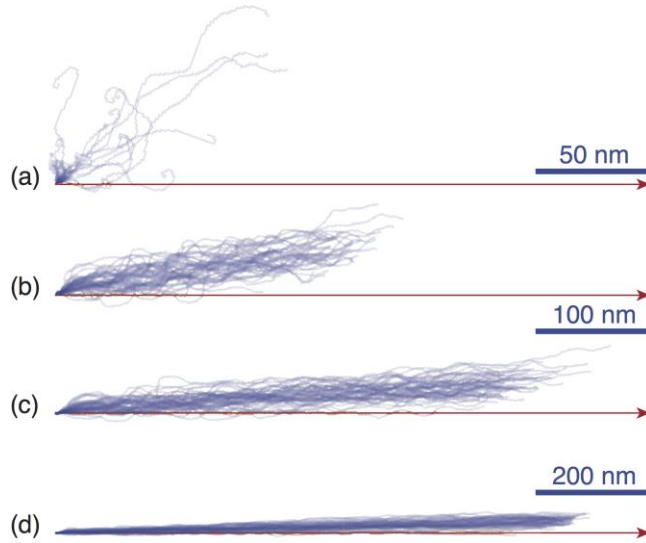


Figure 2. Skyrmion trajectories in a disordered film for four increasing applied currents (a)-(d). Disorder scattering leads to an extrinsic contribution to the skyrmion Hall effect.

- [1] C. Moreau-Luchaire *et al.*, Nat. Nanotechnol. **11**, 444 (2016); O. Boulle *et al.*, *ibid.* **449** (2016); S. Woo *et al.*, Nat. Mater. **15**, 501 (2016); W. Jiang *et al.*, Science **349**, 283 (2015).
- [2] P. Chauve, T. Giamarchi, and P. Le Doussal, Phys. Rev. B **62**, 6241 (2000).
- [3] W. Jiang *et al.*, Nat. Phys. **13**, 162–169 (2017).
- [4] J.-V. Kim and M.-W. Yoo, Appl. Phys. Lett. **110**, 132404 (2017).

# Influence du désordre sur la morphologie de skyrmions : imagerie par microscopie à centre NV

I. Gross<sup>1</sup>, A. Hrabec<sup>1,2</sup>, W. Akhtar<sup>1</sup>, J. Sampaio<sup>2</sup>, A. Thiaville<sup>2</sup>, S. Rohart<sup>2</sup> & V. Jacques<sup>1</sup>

1. Laboratoire Charles Coulomb, Université de Montpellier, CNRS, 34095 Montpellier, France

2. Laboratoire de Physique des Solides, CNRS, Universités Paris-Sud et Paris-Saclay, 91405 Orsay Cedex, France

\*[stanislas.rohart@u-psud.fr](mailto:stanislas.rohart@u-psud.fr)

La dynamique de skyrmions dans les couches ultraminces est intimement liée à leur morphologie [1]: la chiralité de la rotation de l'aimantation détermine le sens de déplacement induit par l'effet Hall de spin (SHE), la topologie induit la déflexion gyrotropique et la taille fixe l'intensité de la force du SHE et de la dissipation. En pratique, les expériences montrent que les vitesses sont fortement éloignées des vitesses théoriques, le piégeage étant important sur ces structures. Celui-ci peut induire des variations de diamètre voir de forme des skyrmions.

Vu leur taille, de l'ordre de 100 nm, il est nécessaire d'utiliser un outil d'imagerie à haute résolution spatiale. Ainsi, nous utilisons un magnétomètre à centre NV (défaut azote-lacune implanté dans un nanodiamant) réalisé sur une pointe de microscope à force atomique, la mesure du taux de fluorescence des centres NV permettant de cartographier les zones de forts champs magnétiques (supérieure à quelques mT) au dessus de l'échantillon (voir figure 1a) . Cette technique est une variation de la magnétométrie quantitative à centre NV [2]: non quantitative, elle ne permet pas de déterminer les détails de la structure magnétique (notamment la chiralité) mais permet de mesurer des situations de plus fort champ magnétique rayonné par l'échantillon. En outre, cette technique est non perturbative, ce qui est un atout pour une détermination précise de la forme des skyrmions.

Nous mesurons des skyrmions dans une bicouche magnétique Pt/F/Au/F/Pt (F = Ni/Co/Ni) (voir figure 1a) qui a déjà montré la possibilité de stabiliser à température ambiante des skyrmions ainsi que de bonnes performances dynamiques (possibilité de nucléation par contacts ponctuels, déplacement induit par SHE) quoique limitées par le piégeage [3]. Les observations de transport de skyrmions ont permis de déterminer la chiralité des skyrmions ainsi que de prouver leur nature topologique par l'observation de la déflexion gyrotropique. Reste à comprendre la nature du piégeage. Nous avons imagé les textures magnétiques à différents champs magnétiques. De manière générale, les images présentent des lignes sombres qui correspondent aux parois de domaines où le champ magnétique rayonné par l'échantillon est le plus important. A champ magnétique nul, nous observons une structure en ruban très désordonnée. Celle-ci évolue peu à 3 mT. En revanche l'application brève (quelques secondes) d'un champ magnétique de 10 mT permet de convertir les textures en skyrmions qui restent alors stables sous 3 mT. Ceci témoigne d'une barrière d'énergie liée à la conversion des rubans en skyrmions. Nous observons les skyrmions (voir figure 1b) comme des cercles, dans la mesure où l'essentiel du champ magnétique est rayonné par leur périphérie. Une statistique sur une centaine de skyrmions permet d'observer de larges fluctuations de taille, centrées autour d'un diamètre moyen de 250 nm ainsi que des variations de forme. La taille moyenne est bien inférieure à celle attendue (~850 nm), vus les paramètres magnétiques. Nous expliquons cette différence par un effet du piégeage : pendant l'impulsion de champ magnétique, les skyrmions sont fortement comprimés (~50 nm) puis relaxent partiellement, la force du piégeage limitant l'augmentation de diamètre. Des simulations micromagnétiques permettent d'attribuer l'origine du piégeage à une fluctuation de l'ordre de 1-2% de l'épaisseur.

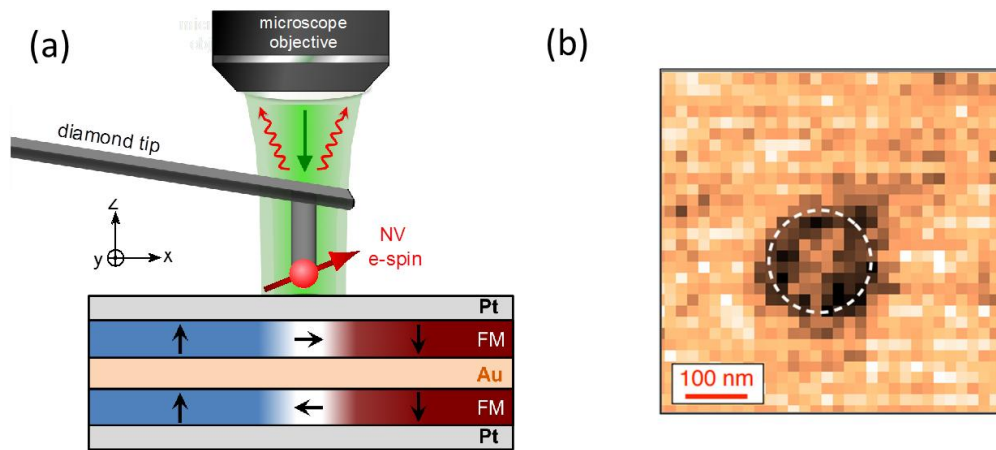


FIG 1: (a) Schéma du microscope à centre NV et de l'échantillon, au voisinage d'une paroi de domaine magnétique. (b) Observation d'un skyrmion à 3mT, après application d'une impulsion de 10 mT. Les pixels sombres correspondent aux zones de fort champ magnétique et sont attribuées à la périphérie du skyrmion.

- [1] Sampaio J. et al. Nucleation, stability and current-induced motion of isolated magnetic skyrmions in nanostructures *Nature Nano.* **8**, 839 (2013)
- [2] Tetienne JP. et al. The nature of domain walls in ultrathin ferromagnets revealed by scanning nanomagnetometry *Nature Commun.* **6**, 6733 (2015)
- [3] Hrabec et al. Current-induced skyrmion generation and dynamics in symmetric bilayers, *Nature Commun.* **8**, 15765 (2017)

## Fast screening of materials and optimization of anisotropy, electric field effect and skyrmion bubble phases using double-wedged samples

T. Srivastava<sup>1</sup>, M. Schott<sup>1,2</sup>, A. Bernand-Mantel<sup>2</sup>, L. Ranno<sup>2</sup>, V. Křížáková<sup>2</sup>, S. Pizzini<sup>2</sup>, A. Hallal<sup>1,2</sup>, M. Chshiev<sup>1</sup>, S. Auffret<sup>1</sup>, C. Baraduc<sup>1</sup>, H. Béa<sup>1,\*</sup>

1. Univ. Grenoble Alpes, CEA, CNRS, Grenoble INP<sup>i</sup>, INAC, SPINTEC, F-38000 Grenoble, France

2. Institut NEEL/ CNRS / UGA-Grenoble / Grenoble-INP, France

\*helene.bea@cea.fr

<sup>i</sup> Institute of Engineering Univ. Grenoble Alpes

One of the current challenges in spintronics is to fabricate very efficient and low power consuming devices. Several ways are explored to overcome power consumption issues for various types of spintronic devices, such as the use (i) of perpendicular magnetic anisotropy in memories at low technological nodes, (ii) of electric field effect to tune magnetic anisotropy, or (iii) of the increasingly studied skyrmions. These latter are nanometric magnetic textures with a specific topology that are predicted to be less sensitive to defects than usual domain walls and could thus be used as bits for storage applications [1,2].

All these effects are typically based on ultrathin trilayers (1nm or less for each layer) of the type heavy metal(HM)/ferromagnet(FM)/insulator(usually an oxide of a non magnetic metal, that we will call NMOx) and arise from interfacial effects: interface quality and control is thus crucial. First, perpendicular magnetic anisotropy (PMA) used for memory bits of large density and stability is obtained in HM/CoFeB/MgO-based magnetic tunnel junctions. This interfacial PMA originates from the hybridization of orbitals of the FM with the ones of the oxide (NMOx) or of the HM. Second, the electric field tuning of magnetic anisotropy mainly rely on the change of the surface anisotropy with voltage [3,4], as the electric field is rapidly screened in the ferromagnetic metal. Third, interface is also critical for the creation of skyrmions in these films as these objects are created in the presence of an interfacial antisymmetric exchange interaction, the Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI) that is also linked to the orbital hybridization at the interface between the ferromagnet and the HM or oxide.

In order to fully control the magnetic properties in terms of interfacial anisotropy (and thus effective anisotropy), sensitivity to electric field and DMI, a fine-tuning of film thicknesses and interface quality has to be done. Also, in order to find the best materials for these interfacial sensitive effects, a lot of materials for the HM, FM and NMOx have to be tested. To rapidly reach this objective, we have therefore deposited on a single wafer, a wedge of the FM and a crossed wedge of NM on the top, subsequently oxidized, which leads to an oxidation gradient along the NM wedge. A continuous variation of the interface between the FM and the NMOx is thus obtained for various FM thicknesses. Our magneto-optical Kerr effect (MOKE) setup has allowed mapping magnetic properties on every mm<sup>2</sup> on the wafer, thus for all combinations of FM and NM thicknesses. Such maps are presented in Fig1(top) for several trilayers. In the three cases, we observe a PMA region surrounded by in-plane regions and also regions where the FM has become magnetically dead due typically to an overoxidation (for low NM thicknesses). The boundaries of these different regions strongly vary depending on the type of oxide (see middle and right panel of Fig1) and also with the FM type.

In order to better understand the different systems and decompose the different mechanisms at the origin of the shape of the PMA region, we have developed a phenomenological model. From the transition between the PMA region and the paramagnetic region at lower FM and/or NM thicknesses, we extract the



dead layer profile. From the transition between the OP and IP regions, we compute a surface anisotropy evolution. From these profiles, we can simulate an anisotropy map for the three systems: such simulations are shown in the bottom part of Fig1. Our model manages to reproduce qualitatively the experimental remanence map for this system and can also be generalized to other HM/FM( $t_{FM}$ )/NM( $t_{NM}$ )Ox systems. It shows for instance that, in the case of Ta/FeCoB/MgO trilayers, annealing mainly improves the underoxidized region (reduction of dead layers and increase of surface anisotropy, not shown here).

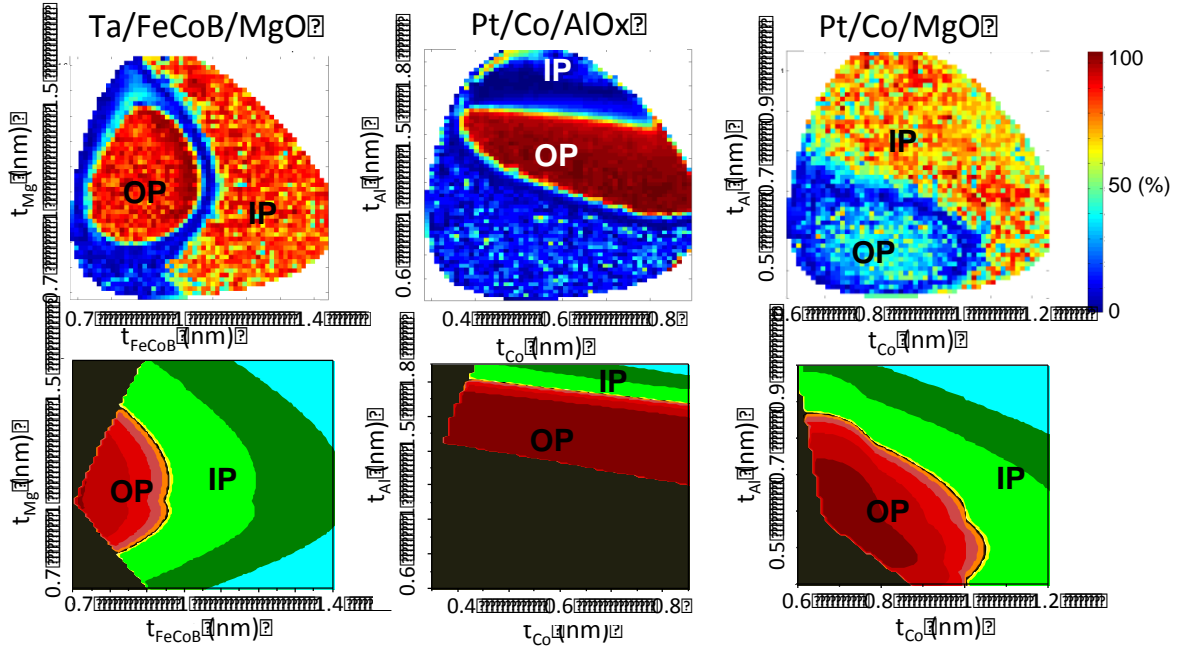


Figure 1: Top: MOKE Remanence maps for several HM/FM/NMOx trilayer systems. Our setup is sensitive to both in-plane (IP) and out-of-plane (OP) magnetizations. The OP and IP regions are indicated. Bottom: corresponding simulations of the magnetic anisotropy. The limit between OP and IP region correspond to the thin black line (zero effective anisotropy)

For the skyrmion formation, we have also observed them when applying a small OP magnetic field to a thermally demagnetized stripe domain configuration, which appear close to the transition regions. We have also shown that in two different systems (Pt/Co/AlOx [5] and Ta/FeCoB/TaOx [6]) the skyrmions' size and density may be tuned by a voltage. Our model is thus useful for anisotropy and electric field effect optimization, but also for material design for skyrmion nucleation and their voltage control.

- [1] N.S. Kiselev, et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 392001 (2011)
- [2] A. Fert et al. *Nat. Nanotech.* **8**, 152–156 (2013)
- [3] M. Weisheit et al., *Science*, **315**, 349 (2007)
- [4] U. Bauer et al., *Nat. Mater.* **14**, 174 (2014)
- [5] M. Schott et al. *Nano Letters* **Article ASAP**, DOI: 10.1021/acs.nanolett.7b00328 (2017)
- [6] T. Srivastava et al. *in preparation*

# Current-induced skyrmion dynamics in symmetric bilayers

**A. Hrabec<sup>1,2</sup>, J. Sampaio<sup>1</sup>, I. Gross<sup>2</sup>, M. Belmeguenai<sup>3</sup>, S.M. Chérif<sup>3</sup>, V. Jacques<sup>2</sup>, A. Thiaville<sup>1</sup> & S. Rohart<sup>1</sup>**

1. Laboratoire de Physique des Solides, CNRS, Universités Paris-Sud et Paris-Saclay, 91405 Orsay Cedex, France

2. Laboratoire Charles Coulomb, Université de Montpellier, CNRS, 34095 Montpellier, France

3. LSPM (CNRS-UPR 3407, Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, 99 avenue Jean-Baptiste Clément, 93430 Villetaneuse, France

\*[ales.hrabec@u-psud.fr](mailto:ales.hrabec@u-psud.fr)

Magnetic skyrmions are quasiparticles which are defined by their unique topology which differs them from other topological structures. Their discovery in ultrathin films, connected to the presence of Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI) arising from broken inversion symmetry, opened new ways to manipulate the magnetization at nanoscale. Due to the resulting Néel spin texture, they are sensitive to the spin-orbit torques arising from adjacent high spin-orbit metal. So far, the stability of room temperature skyrmions relied on a large DMI.

I will show that by using globally symmetric bilayers this constriction can be avoided by efficiently employing the dipolar coupling mechanism. The dipolar effects in this situation reinforce the effect of DMI to stabilize skyrmions. Apart from the stability of 160nm large skyrmions at room temperature, I will demonstrate full skyrmion-based device showing individual skyrmion writing and shifting [1]. Here we use finely tailored thin films composed of Pt/FM/Au/FM/Pt (FM=Ni\Co\Ni). Such stack is adjusted to give rise to the spin-orbit torques (spin Hall effect) once electric current is applied to drive the skyrmion dynamics. In order to demonstrate independent skyrmion writing and shifting, we have developed an asymmetric device shown in Fig.1(a) where the ferromagnetic 1 $\mu$ m wide tracks are connected by gold electrodes. For one current polarity, skyrmions are ejected at the tip and carried away by the spin-orbit torques. For the other current polarity, no new skyrmions are nucleated and the existing skyrmions are shifted at velocities up to 60 m/s at  $j=4.4 \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$  as shown in Fig.1(b). We also prove the topological nature of the skyrmions by showing the effect of the gyrotropic force.

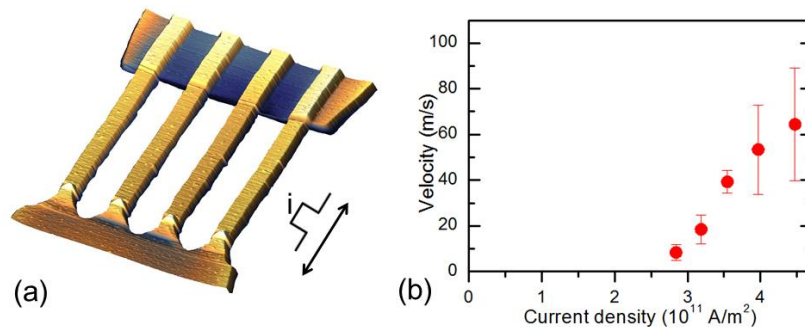


Figure 1: (a) Device adapted to independent skyrmion generation and shifting by a pair of asymmetric electrodes connecting four 1 $\mu$ m wide tracks. (b) Measured skyrmion velocity as a function of applied current.

[1] Hrabec et al. Current-induced skyrmion generation and dynamics in symmetric bilayers, *Nature Commun.* **8**, 15765 (2017)

# Giant topological Hall effect from magnetic skyrmion bubbles in correlated manganite thin films

Lorenzo Vistoli<sup>1\*</sup>, Anke Sander<sup>1</sup>, Wenbo Wang<sup>2</sup>, Blai Casals<sup>3</sup>, Rafael Cichelero<sup>3</sup>, Qiuxiang Zhu<sup>1</sup>, Stéphane Fusil<sup>1</sup>, Gervasi Herranz<sup>3</sup>, Weida Wu<sup>2</sup>, Agnès Barthélémy<sup>1</sup>, Vincent Garcia<sup>1</sup>, Manuel Bibes<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Unité Mixte de Physique CNRS/Thales, Université Paris-Sud, Université Paris-Saclay, Palaiseau, France

<sup>2</sup> Rutgers Center for Emergent Materials and Department of Physics and Astronomy, Rutgers University, Piscataway, New Jersey 08854, USA

<sup>3</sup> Institut de Ciència de Materials de Barcelona (ICMAB-CSIC), Campus de la UAB, 08193 Bellaterra, Catalonia, Spain

CaMnO<sub>3</sub> is an antiferromagnetic charge-transfer insulator pertaining to the widely studied family of colossal magnetoresistance manganites. The peculiarity of this oxide is that the chemical substitution of Ca<sup>2+</sup> by Ce<sup>4+</sup> gives two electrons to the system and raises the Fermi level, inducing a transition to a metallic and weakly ferromagnetic phase at 5% Ce concentration in bulk [1] and only 2% in compressively strained thin films grown on YAlO<sub>3</sub>(001) substrates [2]. The low critical electron doping required to reach a metallic state makes this compound very interesting as a channel material for field effect studies [3] [4], where a metal-to-insulator transition would be modulated by an electrostatic gating. In parallel, the Ce-doped manganite shows anomalous Hall effect (AHE) up to low temperatures and an out-of-plane magnetic easy axis, thus making Ce-doped CaMnO<sub>3</sub> an attractive system for investigating the interplay between magnetism and transport properties in a perovskite manganite, in the full temperature range of its phases.

We investigated the transport properties of Ce-doped manganite thin films grown by pulsed laser deposition on YAlO<sub>3</sub>(001) substrates. The combination of scanning probe microscopy, X-ray diffraction techniques and advanced transmission electron microscopy are used to ascertain that the epitaxial thin films are fully coherent with the substrate. The samples were also studied through low-temperature magnetic force microscopy and magneto-optic Kerr effect to obtain the magnetic properties of the thin film and thus interpret the transport measurements.

In this presentation we will report the presence of a topological-like Hall signal (THE) in these manganite thin films, and its dependence on thickness and Ce doping. Both the AHE and THE show anisotropy, as they strongly depend on the orientation of the current with respect to the crystalline axes. While the experimental observation of this signal is typically associated to the presence of magnetic skyrmions [5], we will discuss the possible origin of the THE on the basis of existing models and possible trivial or non-trivial spin textures.

\*Corresponding author: [lorenzo.vistoli@cnrs-thales.fr](mailto:lorenzo.vistoli@cnrs-thales.fr)

[1] E. N. Caspi et al., Phys. Rev. B **69**, 104402 (2004).

[2] P.-H. Xiang et al., J. Appl. Phys. **112**, 113703 (2012).

[3] C. H. Ahn et al., Nature **424**, 1015 (2003).

[4] H. Yamada et al., Scientific Reports **3**, 2384 (2013).

[5] N. Nagaosa and Y. Tokura, *Nature Nanotechnology* **8**, 899–911 (2013).

# **Posters. Nano-oscillateurs à transfert de spin**

# Measuring and modeling STT stability diagrams of perpendicularly magnetized magnetic tunnel junctions

P. Bouquin<sup>1,2,\*</sup>, S. Couet<sup>2</sup>, S. Rao<sup>2</sup>, W. Kim<sup>2</sup>, S. Kundu<sup>2</sup>, D. Crotti<sup>2</sup>, D. Tsvetanova<sup>2</sup>, J. Swerts<sup>2</sup>, G. Kar<sup>2</sup>, and T. Devolder<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Centre de Nanosciences et Nanotechnologies, CNRS, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, C2N-Orsay, 91405 Orsay cedex, France

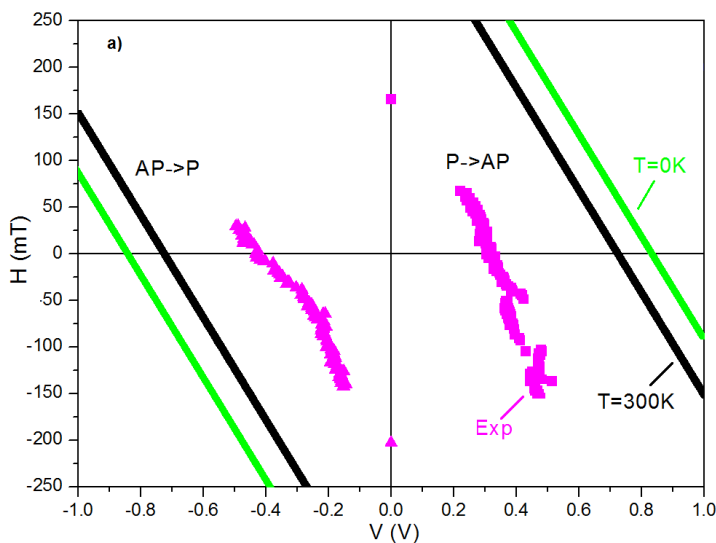
<sup>2</sup> IMEC, Kapeldreef 75, B-3001 Leuven, Belgium

\* [paul.bouquin@u-psud.fr](mailto:paul.bouquin@u-psud.fr)

Perpendicularly magnetized magnetic tunnel junctions (PMA-MTJ) are devices studied as a non-volatile memory. Such devices are called STT-RAMs (spin transfer torque random access memory). The state of a ferromagnetic layer, called the free layer, can be switched by using a magnetic field or more importantly an electric current. Even though this technology is close from commercial exploitation, the exact physics of the switching mechanism remain unclear. We present here stability diagrams where we measured the state of the device, while varying applied magnetic fields and voltages. We then introduce a model to describe such a diagram and discuss its validity regarding the switching mechanism.

The samples are PMA-MTJ patterned as disks of approximately 50 nm radius. The stack includes a dual MgO CoFeB free layer, and a thin synthetic antiferromagnet based on a [Co/Pt]\*N hard layer. The STT stability diagrams are measured by applying a sweep of voltage and recording the resistance during the sweep, at different external magnetic field (fig. 1).

The model assumes at first a uniformly magnetized disk (macrospin approximation), and a zero temperature. The Landau–Lifshitz–Gilbert–Slonczewski equation is derived for our PMA geometry, and the switching is supposed to occur once the uniform state becomes unstable[1]. We compare this model with experiment on fig 1.a. The critical field versus critical current slope given by this model matches well with the experiment, but the switching voltage is twice as big as the experimental one. We thus need to improve the model by going beyond the macrospin approximation or by considering the finite temperature. This last option is presented here.



**Fig 1:** a) Stability diagram for a STTMRAM disk of 43 nm radius. The sample is produced by our partners at IMEC. Only the switching of the free layer is represented on this diagram. b) Parameters used for this model measured by different methods.

| RA product                   | Thickness | Saturation magnetization | Damping  | Effective anisotropy | TMR   |
|------------------------------|-----------|--------------------------|----------|----------------------|-------|
| 8.546                        | 2.2       | 1.2                      | 0.012    | 0.366                | 138 % |
| $\Omega \cdot \mu\text{m}^2$ | Nm        | MA/m                     |          | MA/m                 |       |
| From CIPT                    |           | From VSM                 | From FMR | From FMR             |       |

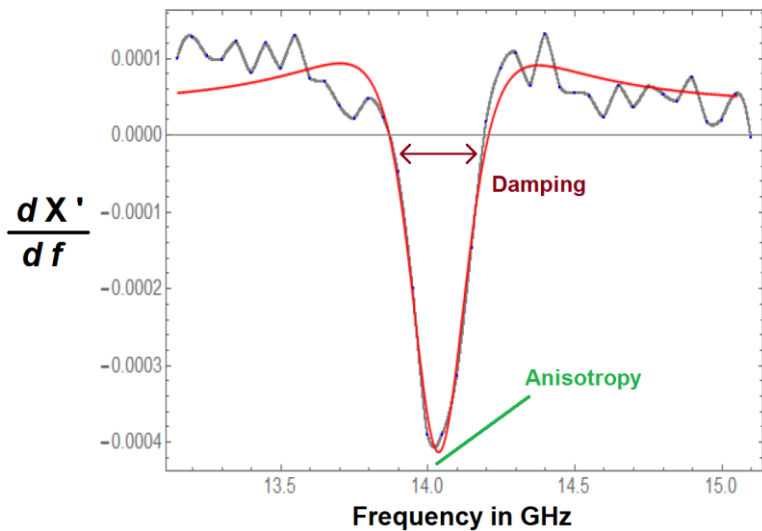
b)

Temperature is usually accounted for by a phenomenological Sharrock equation in which the switching voltage at finite temperature is deduced from the zero temperature switching voltage and decrement proportional to the inverse thermal stability of the device[2]. However the outcomes of this equation with our parameters is a

negligible effect of temperature which is not consistent with experimental observations[3]. A more rigorous method is to include temperature effects following Tomita et al[4]. In this model, a stochastic field is added to LLGS equation to reflect the thermal fluctuations of the magnetization. It is then possible to deduce the switching probability for a given point of our stability diagram knowing the temperature and the material parameters of the system. This model predicts a substantial effect of the temperature; which better matches our experimental findings than the Sharrock equation or the zero temperature model (fig. 1.a). However, there is still an overall disagreement on the value of the switching voltage, meaning that going beyond the macrospin approximation should be considered for the switching mechanism.

The parameters used for this model (fig. 1.b) are extracted from quasi-static measurements, except for the damping constant and the anisotropy field that are deduced from ferromagnetic resonance (FMR) at device level. The FMR experiment is an electrical measurement that can be performed on single devices and which was adapted for the PMA geometry (see ref; [5]). The device is excited by a rf current and we measure its response to different frequencies. The resonance frequency of the lowest measured mode provides information on the anisotropy and the exchange within the free layer, while its linewidth can be used to get an estimate of the damping constant (fig. 2).

We also performed FMR on blanket films, namely stacks of the same composition as the samples presented so far but before patterning. We could thus study the influence of patterning on the damping and the anisotropy of the stack, since we can measure both from FMR before and after patterning. It is observed that damping constant is strongly affected by patterning, increasing from 0.006 to 0.012, while the anisotropy is decreased by about 10%. This result indicates that the interface between the MgO and the free layer inside the MTJ was weakly affected by patterning, since it is responsible for anisotropy. In contrast, the damping difference could be explained by damage on the free layer during the patterning, but it is difficult to have a quantitative understanding of this effect. The difference could also rise from others intrinsic effects, such as fluctuation of the stray field of the fixed system during the excitation of the free layer during voltage induced FMR, or even inhomogeneous broadening at device level since this effect was considered for VNA-FMR on blanket films but not for the voltage-induced FMR on devices. Both effects would yield a larger linewidth without being caused by damping, and they therefore need to be investigated further.



**Fig 2:** Voltage induced FMR signal on a single device for the lowest frequency measured mode. The signal is the derivative of the real part of the transverse magnetic susceptibility with respect to the frequency. This signal is fitted with the expected shape: the derivative of an asymmetric Lorentzian function. To deduce a precise value of damping a similar study of the resonance linewidth was performed on higher order spin wave modes and for different values of applied field.

- [1] Sun, Phys. Rev. B 62 (2000) 570.
- [2] Thomas et al, J. Appl. Phys. 115 (2014) 172615.
- [3] Skowroński et al, arXiv, 1701.06411v (2017).
- [4] Tomita et al, Appl. Phys. Lett. 102, (2013) 042409.
- [5] Devolder et al, J. Appl. Phys. 120, (2016) 183902.



## Self and mutual synchronization in spin transfer nano-oscillators

R. Lebrun<sup>1</sup>, S. Tsunegi<sup>1,2</sup>, A. Hamadeh<sup>3</sup>, X. de Milly<sup>3</sup>, Y. Li<sup>3</sup>, P. Bortolotti<sup>1</sup>, H. Kubota<sup>2</sup>, A.S. Jenkins<sup>1</sup>, M. Romera<sup>1</sup>, K. Yakushiji<sup>2</sup>, G. De Loubens<sup>3</sup>, O. Klein<sup>4</sup>, A. Fukushima<sup>2</sup>, J. Grollier<sup>1</sup>, S. Yuasa<sup>2</sup> and V. Cros<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup> *Unité Mixte de Physique CNRS, Thales, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, 91767 Palaiseau, France*

<sup>2</sup> *Spintronics Research Center, National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST), Tsukuba, Japan*

<sup>3</sup> *Service de Physique Condense, CEA, CNRS, Université Paris-Saclay, Gif-sur-Yvette, France*

<sup>4</sup> *SPINTEC, UMR CEA/CNRS/UJF-Grenoble 1/Grenoble-INP, Grenoble, France*

\*Romain Lebrun, e-mail: rxlebrun@gmail.com

For the last decade, spin-torque oscillators (STOs) have attracted a large interest as they have been considered not only as model systems to study nonlinear dynamics at the nanoscale but also as promising candidates for a new generation of radiofrequency devices. However, the control of their microwave features, and especially of their spectral coherence, is far from being fully understood and from reaching the requirements for real microwave applications. In our study, we investigate the role of mode coupling in these phenomena, and provide experimental evidences for the case of a single STO, and of STOs in interaction.

In our study, we first analyse how mode coupling affects the nonlinear behaviour of a spin-torque oscillator, and its linewidth broadening. We investigate the properties of a model spin-torque oscillator that is composed of two coupled vortices with one vortex in each of the two magnetic layers of the oscillator. In such double-vortex system, the remarkable properties of energy transfer between the coupled gyrotropic modes, one being excited by spin transfer torque while the second one being damped, result into an alteration of the damping parameters. Therefore, the oscillator nonlinear behavior is concomitantly drastically impacted. By controlling the coupling mechanism, driven mainly by the dynamic dipolar field generated by the oscillator motion, we can evidence an unexpected dynamical regime of self-resonance excitation between the different eigenmodes of a single STO (see Fig. 1). These results show that mode coupling can be leveraged for controlling the synchronization process as well as the frequency tunability of spin-torque oscillators.

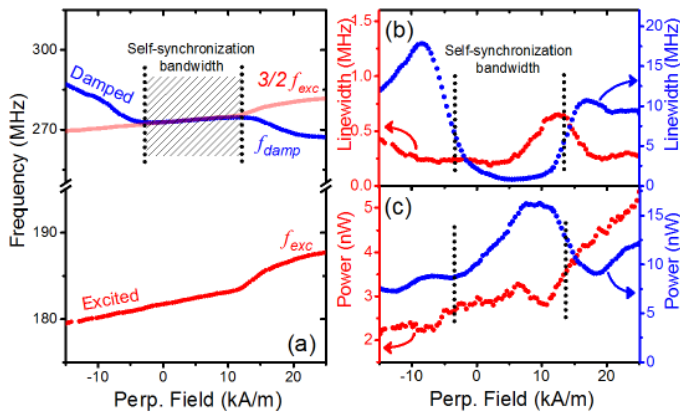


Figure 1 Evolution of the frequencies (a), linewidth (b), powers (c) of both the excited (red dot) and damped (blue dots) coupled modes as a function of the applied perpendicular field  $H_{\text{perp}}$ .  $I_{\text{dc}}$  is kept fixed at -15 mA.

Then, we demonstrate that we can also mutually synchronize two independently driven spin-torque oscillators with large separation distance through the long-range nature of their self-emitted microwave currents (by the use of magnetic tunnel junctions based spin torque oscillators). It leads to a strong (and predicted) improvement of both the emitted power and the signal linewidth in quantitative agreement with theoretical predictions (see Fig. 2). The full control of the synchronized state is achieved at the nanoscale through two active components of spin transfer torques, but also externally through an electrical delay line. These additional levels of control of the synchronization capability provide new approaches to develop spin-torque oscillator based nanoscale rf-devices going from rf-sources to bio-inspired networks.

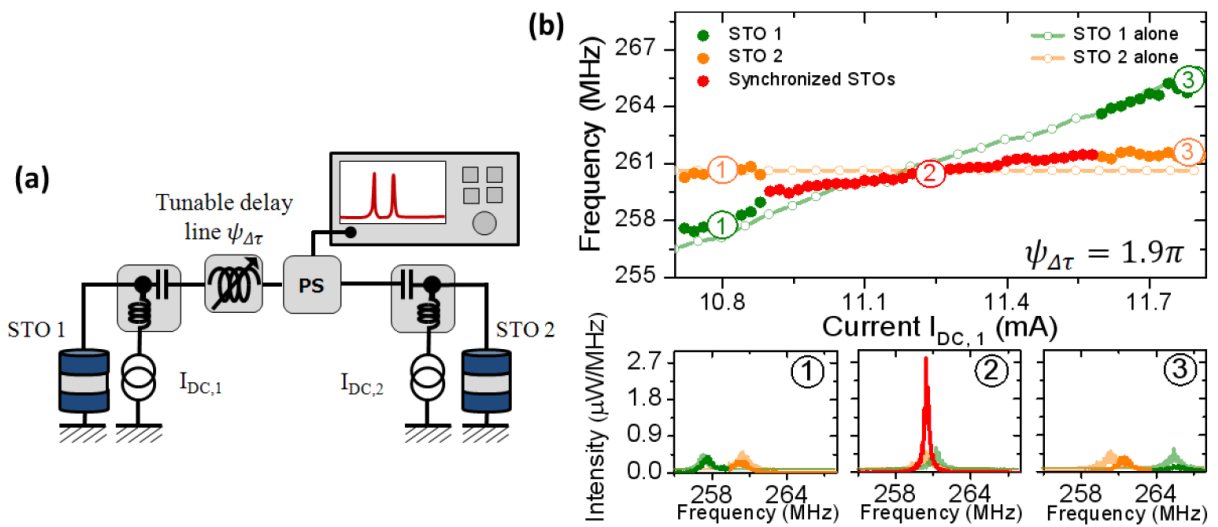


Fig. 2: (a) Scheme of the electrical circuit for the mutual synchronization of two oscillators independently supplied by two currents and connected through the microwave port of two bias tees with a tunable delay line  $\psi_{\Delta\tau}$ . The detected signal is measured using a spectrum analyzer, connected to the delay with a -6 dBm power splitter (PS). (b) Evolution of the frequency of the interacting STOs as a function of  $I_{DC,1}$  while  $I_{DC,2}$  is fixed to +10.6 mA. (Bottom) Corresponding spectra for  $I_{DC,1} = +10.8$  mA (1), +11.25 mA (2), +11.8 mA (3) (Non-interacting oscillator properties when one is switched off are in orange and green softened curves).

## REFERENCES

- [1] R. Lebrun, J. Grollier, F. Abreu Araujo, P. Bortolotti, V. Cros, A. Hamadeh, X. de Milly, Y. Li, G. de Loubens, O. Klein, S. Tsunegi, H. Kubota, K. Yakushiji, A. Fukushima, and S. Yuasa, Phys. Rev. B 95, 134444 – Published 26 April 2017
- [2] R. Lebrun, S. Tsunegi, P. Bortolotti, H. Kubota, A.S. Jenkins, M. Romera, K. Yakushiji, A. Fukushima, J. Grollier, S. Yuasa and V. Cros, arXiv:1601.01247 (2017). To be published in Nat. Communications.

# Magnetization switching in in-plane magnetized SOT-MRAM devices

J. Courtin<sup>1</sup>, S. Fukami<sup>2,3</sup>, T. Anekawa<sup>3</sup>, C. Zhang<sup>3</sup>, H. Ohno<sup>2,3,4</sup>, T. Devolder<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, CNRS, Université Paris-Sud, 91405 Orsay, France

<sup>2</sup> Center for Spintronics Integrated Systems, Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Aoba, Sendai 980-8577 Japan

<sup>3</sup> Center for Innovative Integrated Electronic Systems, Tohoku University, 468-1 Aoba, Aramaki, Sendai 980-0845

<sup>4</sup> Laboratory for Nanoelectronics and Spintronics, Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Aoba, Sendai 980-8577, Japan.

Spin Hall effect is a physical phenomenon allowing to generate pure spin current from charge current and provide a new way to control MRAM free layer magnetization<sup>1</sup>. This control can be implemented in several geometries depending on the relative orientations of the current direction with respect to magnetization easy axis (type-X when they are parallel and type-Y when they are perpendicular<sup>2</sup>). The SOT-MRAM switching duration was studied by macrospin simulations and it was predicted that the switching in type-X devices was faster than in type-Y devices. Here, we want to determine experimentally to what extent that prediction is correct. Magnetization switching for type-Y devices is equivalent to classical STT-MRAM therefore it is well-known. This is not the case for type-X devices.

In a first step, we have realized static measurements on the devices allowing to obtain switching current for several device configurations. For type-X devices we have realized current hysteresis loop for several assisting perpendicular magnetic field (this magnetic field is necessary to obtain deterministic switching<sup>3</sup>). We have observed several main trends. In figure 1, we summarized the main result that we have obtained. First, the hysteresis loop symmetry depends on the perpendicular magnetic field ( $H_z$ ) sign. Second, for vanishing out-of-plane field  $H_z$ , the quasi-static switching can not be obtained (apart from a residual field approximately equal to 2 mT). Last, the hysteresis disappears when large perpendicular magnetic field are applied ( $H_z > 11$  mT). This point was not observed in earlier reports.

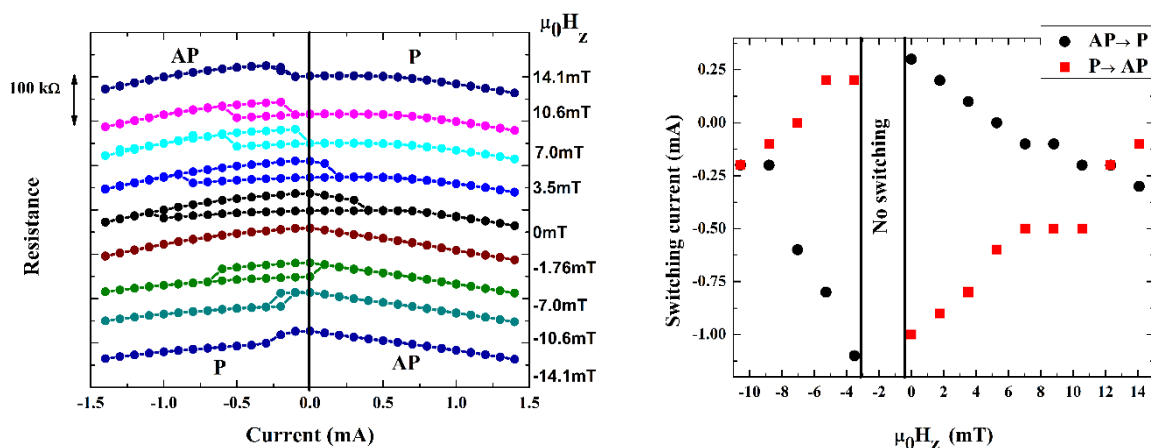


Figure 1. Evolution of hysteresis loop (a) and switching current (b) according to perpendicular magnetic field.

In a second step we performed time resolved measurements of the switching dynamics (figure 2). On figure 2 we can see on both curves a fast variation of the magnetoresistance as a result of the spin-orbit torque. This corresponds to free layer magnetization switching. In a second step, we can see a slow decrease of the signal, whose decay depends on the measurement configuration (fig 2a and fig 2.b). This is due to the measurements system bandwidth which is different. Quantitatively, we obtain a switching time for type-X devices equal to few nanosecond whereas sub-nanosecond switching time was expected from macrospin simulation. This difference is probably due to the very high resistance of the magnetic tunnel junction, combined with magnetic tunnel junction parasitic capacitance that prevent a fast increase for the current and thus limits our ability to determine the exact duration of the switching time.

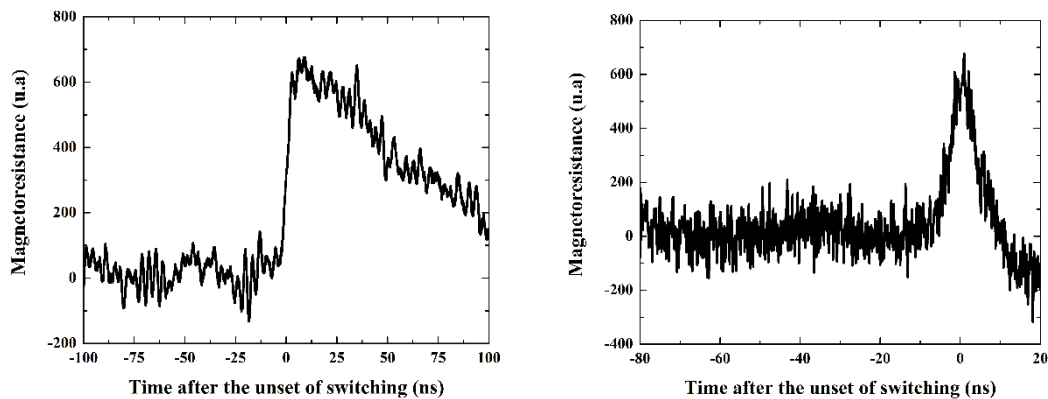


Figure 2. Time resolved measurement of the SOT-induced switching dynamics in type-X devices as measured with a low electrical bandwidth (a), and a higher electrical bandwidth but excluding the dc component (b).

1. Liu, L. *et al.* Spin-Torque Switching with the Giant Spin Hall Effect of Tantalum. *Science* **336**, 555 (2012).
2. Fukami S., Anekawa T., Zhang C. & Ohno H. A spin-orbit torque switching scheme with collinear magnetic easy axis and current configuration. *Nat Nano* **11**, 621–625 (2016).
3. Liu, L., Lee, O. J., Gudmundsen, T. J., Ralph, D. C. & Buhrman, R. A. Current-Induced Switching of Perpendicularly Magnetized Magnetic Layers Using Spin Torque from the Spin Hall Effect. *Phys. Rev. Lett.* **109**, 096602 (2012).

# Importance du caractère non-linéaire de la dynamique transitoire d'oscillateurs à transfert de spin pour le calcul neuro-inspiré

F. Abreu Araujo<sup>1</sup>, M. Riou<sup>1</sup>, J. Torrejon<sup>1</sup>, P. Bortolotti<sup>1</sup>, G. Khalsa<sup>2</sup>, M. Stiles<sup>2</sup>, S. Tsunegi<sup>3</sup>, A. Fukushima<sup>3</sup>, H. Kubota<sup>3</sup>, S. Yuasa<sup>3</sup>, D. Querlioz<sup>4</sup>, V. Cros<sup>1</sup>, J. Grollier<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Unité Mixte de Physique CNRS/Thales, Palaiseau, France

<sup>2</sup>NIST, Center for Nanoscale Science and Technology, Gaithersburg, USA

<sup>3</sup>AIST, Spintronic Research Center, Tsukuba, Japan

<sup>4</sup>Univ. Paris-Sud, Institut d'Électronique Fondamentale, Orsay, France

flavio.abreuaraujo@cncrs-thales.fr

Les ordinateurs dits de Von Neumann, que nous utilisons quotidiennement, sont des dispositifs exceptionnels, capables de réaliser un nombre très élevé d'opérations mathématiques en une fraction de secondes. Cependant, lorsqu'il s'agit de faire de la reconnaissance d'images ou vocale, les ordinateurs conventionnels sont très énergivores. En effet, même si les logiciels développés par Google et Facebook pour faire de la reconnaissance sont très performants, on estime que leur consommation énergétique est au moins 10000 fois supérieure à celle de notre cerveau pour effectuer ces mêmes tâches.

Le développement de puces neuro-inspirées offre ainsi la perspective de surmonter les limitations des processeurs actuels et de gagner plusieurs ordres de grandeurs sur la consommation énergétique du traitement de données. L'efficacité du cerveau à traiter des données est due à son architecture particulièrement adaptée à la reconnaissance de motifs. Les neurones biologiques peuvent être vus comme des oscillateurs non linéaires qui interagissent et génèrent des cascades spatiales en réponse à une excitation. Cependant le cerveau comprend cent milliards de neurones et le développement d'une puce neuro-inspiré requiert l'usage d'oscillateurs de très petite taille. Dans ce cadre, les nano-oscillateurs à transfert de spin (STNO) [1] sont des candidats très prometteurs car en plus d'être de taille nanométrique, ils ont une réponse rapide (ns), sont fortement non-linéaires, leur réponse est aisément contrôlable par le mécanisme de transfert de spin (par le biais d'un courant continu ou l'application d'un champ magnétique), possèdent un très faible bruit thermique, fonctionnent à température ambiante. En outre, les STNOs sont compatibles avec les technologies CMOS et permettent ainsi la réalisation de réseaux artificiels de neurones compatibles avec un ordinateur classique.

Plusieurs stratégies peuvent être employées pour réaliser du calcul neuro-inspiré. Nous pourrions, par exemple, utiliser des motifs de synchronisation d'oscillateurs (mémoire associative). Dans la présente étude, nous avons choisi une approche alternative qui consiste à utiliser la dynamique transitoire d'un unique STNO pour simuler les cascades générées par un réseau de neurones biologique.

Les STNOs utilisés sont des jonctions tunnel magnétiques, dont la couche libre de FeB possède une distribution de l'aimantation de type vortex (tourbillon magnétique). Pour de tels oscillateurs, la puissance émise est de l'ordre du  $\mu\text{W}$  (ceci résulte d'un ratio TMR élevé de 130%). Ces STNOs possèdent une faible largeur de raie de l'ordre de 100 kHz [2]. Un unique oscillateur est utilisé pour

générer le comportement d'un réseau de neurones [3]. Ainsi l'oscillateur joue à tour de rôle chaque neurone. Une cascade temporelle remplace donc la cascade spatiale d'un réseau de neurones biologiques. Afin d'avoir le comportement d'un réseau de neurones interconnecté, il est essentiel de maintenir l'oscillateur dans un régime transitoire. L'utilisation d'un unique oscillateur simplifie grandement le dispositif expérimental. Mais cette simplification se fait au prix d'un prétraitement de l'entrée. L'entrée prétraitée est générée à l'aide d'une source de signal arbitraire. Elle est injectée dans l'oscillateur sous la forme d'une tension oscillante avec un courant continu et en présence d'un champ magnétique. Ce courant continu et ce champ magnétique permettent de choisir le point optimal de fonctionnement de l'oscillateur dans un régime auto-oscillant. La non-linéarité et la mémoire intrinsèque de l'oscillateur permettent de séparer les différents motifs de l'entrée. La classification est réalisée en reconstruisant un signal de sortie par combinaison linéaire de points de la réponse de l'oscillateur préalablement enregistrée.

Grâce à ce dispositif nous avons déjà pu réaliser avec succès des tâches de reconnaissance vocale (reconnaissance de chiffres de 0 à 9 dits 10 fois chacun par 5 locuteurs différents) en obtenant un taux de reconnaissance à l'état de l'art de 99.6% [4]. Nous avons pu montrer que les performances de la reconnaissance sont étroitement dépendantes des propriétés physiques du STNO tel que l'évolution de largeur de raie, la puissance d'émission, ou la fréquence d'émission. Cette étude nous a également permis de réaliser la part réelle de notre oscillateur non-linéaire sur la reconnaissance. En effet, le prétraitement que les signaux sonores subissent pour passer du domaine temporel au domaine fréquentiel peut déjà transformer les entrées de manière non-linéaire et ainsi aider à améliorer la reconnaissance. Dans ce travail, nous proposons d'évaluer la part réelle de la contribution de nos STNOs sur la reconnaissance vocale en fonction de la technique de prétraitement (décomposition cochléaire, MFCC ou simple spectrogramme) ainsi que de faire varier la non-linéarité de la technique la plus simple (spectrogramme) pour déterminer l'importance de cette dernière. En particulier, nous montrons qu'en partant d'une transformation basique, en l'occurrence, nous prenons la partie réelle du spectrogramme que nous élevons à la puissance alpha, nous obtenons un taux de reconnaissance qui varie en fonction de alpha, ce qui corrobore l'hypothèse de l'influence de la non-linéarité de la technique de prétraitement sur la reconnaissance en plus du travail effectué par la non-linéarité intrinsèque de notre oscillateur. Le taux de reconnaissance élevé mentionné plus haut résulte de l'optimisation de la combinaison des deux non-linéarités de notre système, l'une contrôlée de manière algorithmique et l'autre en optimisant les condition de courant et de champ que nous appliquons à notre nano-oscillateur à transfert de spin. Nous mettons ainsi en exergue l'importance du choix de la technique de prétraitement des signaux sonores sur la qualité de la reconnaissance vocale qui constitue une part non négligeable dans ce genre de tâche de calcul neuro-inspiré.

[1] W.H Rippard et *al.*, *PRB*, **70**, 100406(R) (2004); S.I. Kiselev et *al.*, *PRB*, **72**, 064430 (2005)

[2] S. Tsunegi et *al.*, *APEX*, vol **7**, 3 (2014)

[3] L. Appeltant et *al.*, *Nat Commun.* **2**, 468 (2011); Y. Paquot et *al.*, *Sci. Reports* **2**, 287 (2012)

[4] J. Torrejon, M. Riou, F. Abreu Araujo et *al.*, *ArXiv* : 1701:07715 (2017)

Ces travaux ont été financés par le conseil européen de la recherche (ERC) via la bourse bioSPINspired 682955.

# Stabilization of phase noise in vortex spin torque nano-oscillators by a Phase Locked Loop

M. Kreissig<sup>1</sup>, St. Wittrock<sup>2,\*</sup>, R. Lebrun<sup>2</sup>, F. Protze<sup>1</sup>, K. Merazzo-Jaimes<sup>3</sup>, F. Ellinger<sup>1</sup>, M.C-Cyrille<sup>4</sup>, R. Ferreira<sup>5</sup>, P. Bortolotti<sup>2</sup>, U. Ebels<sup>3</sup> and V. Cros<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Chair for Circuit Design and Network Theory, Technische Universität Dresden, 01062 Dresden, Germany

<sup>2</sup>Unité Mixte de Physique CNRS, Thales, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, 91767 Palaiseau, France

<sup>3</sup>Univ. Grenoble Alpes, CEA, INAC-SPINTEC, CNRS, SPINTEC, 38000 Grenoble, France

<sup>4</sup>Univ. Grenoble Alpes, CEA-LETI MINATEC-CAMPUS, 38000 Grenoble, France

<sup>5</sup>International Iberian Nanotechnology Laboratory (INL), 4715-31 Braga, Portugal

[\\*steffen.wittrock@u-psud.fr](mailto:steffen.wittrock@u-psud.fr)

After a decade of research, large expectations have been anticipated on how the rich physics of spin transfer induced magnetization dynamics could give birth to a new generation of multi-functional microwave spintronic devices [1]. However, one major issue of spin-torque nano-oscillators (STNOs) is their relatively poor spectral coherence given by their highly nonlinear behavior [2]. To overcome this issue, several approaches have been investigated such as injection locking to an external rf signal [3-4] or synchronization of multiple STNOs [5].

Furthermore, it has been shown that also Phase Locked Loops (PLL) can improve the frequency stability of an STNO [6-7]. A PLL divides the oscillator's signal by a certain ratio, compares it with a stable reference and thus controls the oscillator via a low frequency feedback AC current in a way that the divided oscillator signal and reference are synchronized.

In this work, we present experimental results showing how the phase noise of vortex based STNOs can be efficiently controlled by implementation of an integrated PLL circuit.

Based on custom integrated circuits providing a highly reconfigurable and compact system, the developed PLL is as far as possible independent on external devices as besides the power supply only a reference frequency must be applied externally.

Thanks to a special adapted and programmable amplifier and a wide range frequency divider [8] with high sensitivity, the PLL can be operated in a frequency range of 0.2-10 GHz. Phase locking of the emitted rf signal has successfully been achieved within a PLL-bandwidth of more than 2MHz while using the PLL driving the STNO under various field and current conditions.

The STNO's magnetic tunnel junction stack of PtMn/CoFe/Ru/CoFeB/CoFe/MgO/CoFeB/Ta/NiFe was realized by sputter deposition and nanopillar devices of 100-600 nm were nanofabricated. The devices have a free running frequency from 100 MHz to 1 GHz depending on the diameter and the applied field value, with an integrated power of up to 1  $\mu$ W and a linewidth of typically a few 100 kHz.

Upon insertion of the device into the PLL circuit, the rf peak output power increased by 25 dB up to -5 dBm at a 50  $\Omega$  load (fig. 1).

Performing time domain measurements with a single-shot oscilloscope allowed the extraction of phase noise whereupon its reduction by more than 50 dB at 10 kHz from the carrier frequency was achieved by use of the PLL (fig. 2).

Vortex based STNOs are characterized by a high spectral coherence combined with a high frequency tuning range upon varying the applied DC current or magnetic field. The demonstration of operation within a PLL therefore represents an important step towards the implementation of vortex STNOs in real practical applications.

The authors acknowledge the EU FP7 grant (MOSAIC No. 317950) for financial support, S.W. funding from Labex FIRST-TF.

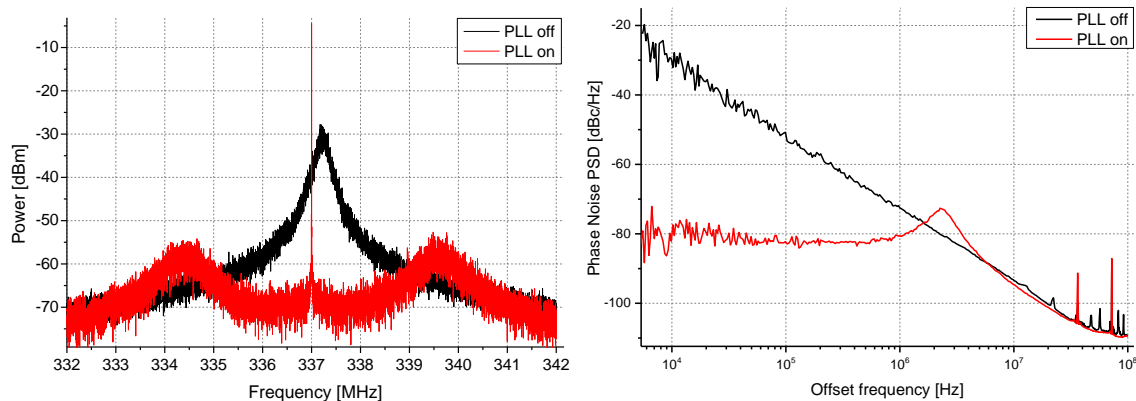


Figure: Spectrum (a) and phase noise performance of the STNO signal with, respectively without PLL. A clear reduction of the linewidth from around 600 kHz to less than 1 Hz and higher output power from -30 dBm to -5 dBm can be observed with applied PLL circuit. Within the PLL-bandwidth the phase noise is reduced by up to 50dB at 10 kHz.

- [1] N. Locatelli, V. Cros, and J. Grollier, *Nat Mater* **13**, 11 (2014).
- [2] A. Slavin and V. Tiberkevich, *IEEE Transactions on Magnetics* **45**, 1875 (2009).
- [3] V. E. Demidov, H. Ulrichs, S. V. Gurevich, S. O. Demokritov, V. S. Tiberkevich, A. N. Slavin, A. Zholud, and S. Urazhdin, *Nature Communications* **5**, (2014).
- [4] A. Hamadeh, N. Locatelli, V. V. Naletov, R. Lebrun, G. De Loubens, J. Grollier, O. Klein, and V. Cros, *Applied Physics Letters* **104**, 022408 (2014).
- [5] S. Kaka, M. R. Pufall, W. H. Rippard, T. J. Silva, S. E. Russek, and J. A. Katine, *Nature* **437**, 389 (2005)
- [6] M. Keller et al., *Appl. Phys. Lett.* 94, 193105 (2009).
- [7] S. Tamaru, H. Kubota, K. Yakushiji, S. Yuasa & A. Fukushima, *Scientific Reports* **5**, 18134 (2015)
- [8] M. Kreibig et al., 'A Multi-Modulus Divider with High Sensitivity and Extended Division Range in 0.18  $\mu\text{m}$  BiCMOS' *IEEE Int. Conf. on Electronics Circuits and Systems (ICECS)*, Monte Carlo, Monaco, pp. 213-216, 11-14 December, 2016



## Synchronisation d'un nano-oscillateur à vortex

**Jérémy Létang<sup>1</sup>, Thibaut Devolder<sup>1</sup>, Sébastien Petit-Watelot<sup>2</sup>, Karim Bouzehouane<sup>3</sup>, Vincent Cros<sup>3</sup>, Joo-Von Kim<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, CNRS, Université Paris-Sud, Université Paris-Saclay, 91405 Orsay, France

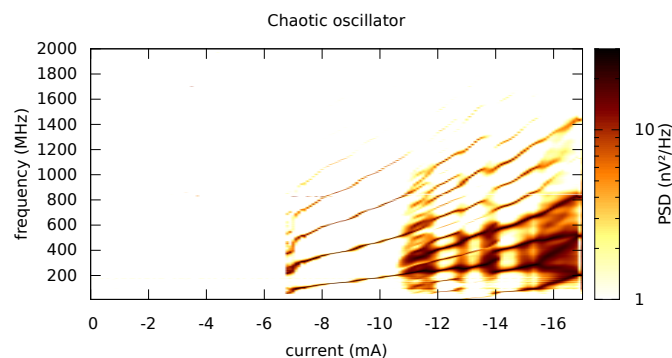
<sup>2</sup> Institut Jean Lamour, CNRS, Université de Lorraine, 54506 Vandoeuvre Lés Nancy, France

<sup>3</sup> Unité mixte de physique, CNRS, Thalès, Université Paris-Sud, Université Paris-Saclay, 91767 Palaiseau

\*[jeremy.letang@u-psud.fr](mailto:jeremy.letang@u-psud.fr)

Il a été montré que les oscillateurs à transfert de spin pouvaient sous certaines conditions être dans un régime chaotique [1], n'ayant plus par conséquent un comportement prévisible, bien que toujours déterministe. Le chaos correspond en effet à une grande sensibilité aux conditions initiales et à une forte récurrence. Ces observations ont amené certains membres de la communauté de l'électronique de spin à étudier ce comportement et à utiliser ce régime chaotique dans l'optique de créer des générateurs de nombres aléatoires, des systèmes de chiffrement, ou encore des composants pour le calcul neuromimétique. Un des moyens à notre disposition pour contrôler le régime d'oscillation serait d'utiliser un forçage périodique.

Nous avons étudié dans un premier temps un nano-oscillateur dans une géométrie nanocontact, fabriqué par nano-indentation [1]. On peut observer différents comportements sur cet échantillon [fig. 1] selon le courant injecté : un régime d'oscillation simple, où l'oscillateur émet une fréquence et des harmoniques, un régime avec modulation par renversement de cœur, et un régime chaotique. Nous avons effectué des premières mesures de synchronisation [fig. 2] sur ce dernier.



*Fig. 1 : Signal expérimental émis par un vortex pour différents courants. Les différents spectres pour chaque valeur de courant sont rassemblés dans cette figure. Selon le courant, le régime de l'oscillateur peut soit être chaotique, soit harmonique*

Nous avons aussi étudié expérimentalement (fig. [2]) et par simulation micromagnétique (à l'aide du logiciel Mumax [2] – fig. [3a]) la synchronisation entre un oscillateur à transfert de spin et une source externe. Cela permet d'observer que selon l'intensité et la fréquence du signal externe, on obtient différentes plages de synchronisation [fig. 3] : on observe ainsi qu'en augmentant la force du couplage, on peut étendre la plage de synchronisation entre l'oscillateur et la source externe. On peut caractériser cet effet à l'aide d'un diagramme de langues d'Arnold [fig. 3b].

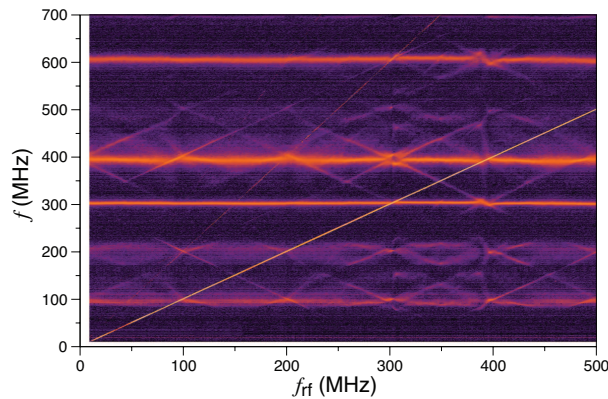


Fig. 2 : Synchronisation avec une source externe d'un oscillateur à vortex. On observe des phénomènes de modulation de fréquence et de synchronisation. Ces comportements sont aussi visibles en simulation micromagnétique [fig. 3a]

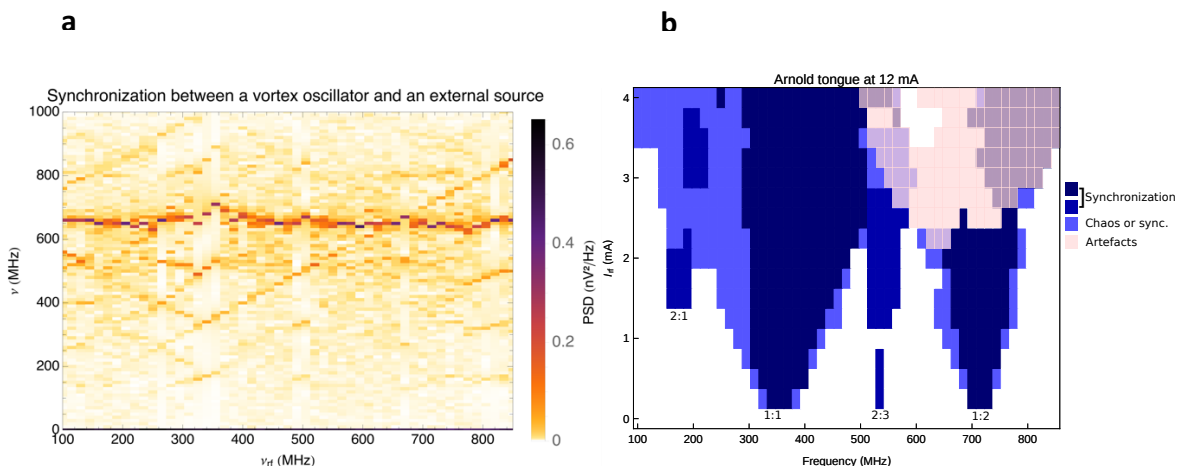


Fig. 3 : (a) simulation du signal émis par un vortex lorsqu'il est soumis à un stimuli externe. On observe alors des plages de synchronisation entre l'oscillateur à vortex et la fréquence externe. (b) sont représentées les différentes plages de synchronisation pour différentes intensités de signal externe, ce que l'on appelle langues d'Arnold [3]

[1] S. Petit-Watelot et al., *Nature Physics*, 8, 682–687 (2012).

[2] A. Vansteenkiste et al., *AIP Advances* 4, 107133 (2014).

[3] A. Pikovsky, M. Rosenblum and J. Kurths, *Synchronization: A universal concept in nonlinear sciences*, Cambridge University Press (2001).

# Magnetization dynamics of a perpendicular polarizer-perpendicular free layer spin-torque oscillator

Alexandru Atitoaic<sup>1</sup>, Vadym Iurchuk<sup>2</sup>, Ioana Firastrau<sup>1</sup>, Liliana D. Buda-Prejbeanu<sup>2</sup>, Ursula Ebels<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Transilvania University of Brasov, 500036, Brasov, Romania

<sup>2</sup> Univ. Grenoble Alpes, CEA, CNRS, Grenoble INP\*, INAC, SPINTEC, F-38000 Grenoble, France

\* [vadym.iurchuk@ipcms.unistra.fr](mailto:vadym.iurchuk@ipcms.unistra.fr)

The Internet of Things (IoT) boost will reach by 2020 fifty billion smart devices interconnected with each other. In this context, a new class smart embedded systems capable to answer to specific requirements, as faster and denser storage, high processing capabilities, wireless communication and ultra-low power have to be developed. The different functions are so far implemented in separate chips, which is a bottleneck in terms of costs and miniaturization. Moreover, the continuously decreasing size of devices and increasing operation frequency leads to critical power consumption and heating issues. One solution is to develop a single stack based on a standard fully perpendicular MTJ and adapted to perform memory, analog and RF functions. An in-plane magnetic field is considered that balances the out-of-plane anisotropy in order to get an in-plane equilibrium position of the free-layer magnetization for RF and sensor applications. In order to characterize the RF functionalities of this stack, we analyzed by simulation a simplified structure (Fig.1.a) containing a polarizer with fixed out-of-plane magnetization and a perpendicular magnetized free-layer (FL), whose magnetization can move under the effect of a perpendicular spin-polarized current and in-plane applied magnetic field. Our solver is based on the resolution of Landau-Lifshitz Gilbert equation [1] in the macrospin approach, which contains the precession term and the damping term (first two terms of eq. 1 presented here in the Gilbert form). A spin polarized current also generates a torque on the magnetization and therefore two terms need to be added to the Gilbert equation: the damping-like torque (3rd term of eq. 1) and the field-like torque term (4th term of eq. 1) [2]. With this the full equation reads:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma(\mathbf{m} \times \mu_0 \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \alpha \left( \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} \right) - \gamma a_{\parallel} V \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{p}) + \gamma a_{\perp} V^2 (\mathbf{m} \times \mathbf{p}) \quad (1)$$

Here  $\gamma$  is the gyromagnetic factor and  $\alpha$  is the Gilbert damping constant.  $\mathbf{m}$  is the normalized free-layer magnetization vector,  $\mu_0$  is the vacuum permeability,  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  denotes the effective field, that accounts for the magnetic anisotropy  $\mathbf{H}_u$ , the externally applied fields  $\mathbf{H}_{\text{app}}$ , and the demagnetizing field  $\mathbf{H}_D$ .  $\mathbf{p}$  is the spin-polarization unitary vector, which is parallel to the polarizer magnetization.  $a_{\parallel}$  represents the amplitude of the damping-like torque term, which is a term proportional to voltage  $V$ , while  $a_{\perp}$  is the amplitude of the field-like torque, proportional to  $V^2$ . When the spin polarized current effects are taken into account, three static and dynamic states of the free-layer magnetization are obtained, as summarized on the voltage-field state diagram of Fig.1b. For small values of the voltage (and large field values), the spin-torque, which tends to bring the FL magnetization out-of-plane, is not strong enough to induce any dynamics and the magnetization remains in the plane of the layer. This state is called in-plane stable state (on the diagram IPS+ or IPS- denoting the parallel or antiparallel orientation between FL magnetization and Ox axis). For large values of voltage, the spin-torque stabilizes the magnetization out-of-plane, parallel to the Oz axis. This stable state is called out-of-plane stable state (on the diagram OPS+ or OPS- denoting the parallel or antiparallel orientation between FL magnetization and Oz axis). In between these two stable states

and for negative voltages the equilibrium state is one with an intermediate angle in the  $Oxz$  plane. For positives voltages a voltage-field region exists for which the FL magnetization is driven into self-sustained oscillations on an in-plane trajectory. This dynamic state is called in-plane precession state (IPP). The color code on Fig.1b gives the frequency range within the voltage-field plane. This dynamic region is of interest, since the out-of-plane component of  $\mathbf{m}$  during one period oscillation has a large variation giving thus rise to a large magneto-resistance. This numerical study allowed us to find convenient geometrical and material characteristics such as, the free-layer thicknesses and the lateral size, the saturation magnetization, the first and second order uniaxial anisotropy, the damping-like and field-like spin torque terms, the polarizer orientation, the applied field strength and orientation, in order to obtain the best properties suitable for getting detectable excitations in a fully perpendicular MTJ with in-plane applied magnetic field.

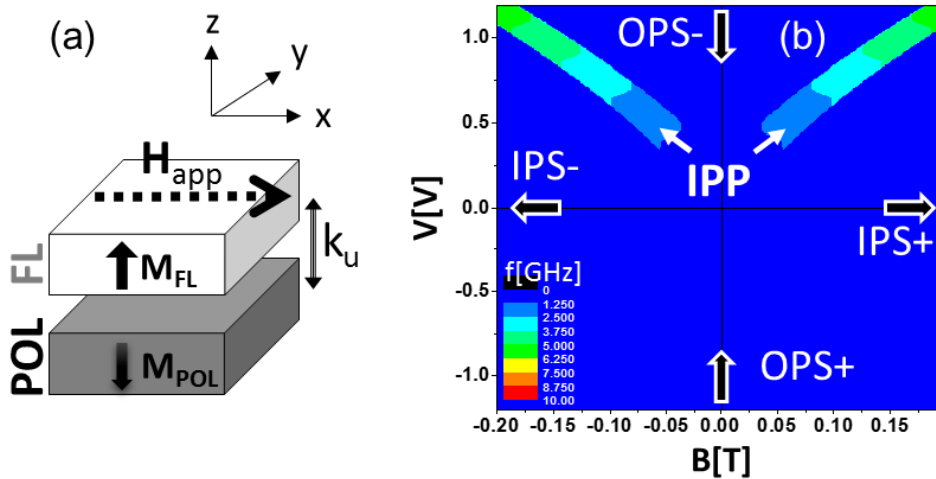


Figure 1: (a) Schematic illustration of the structure used in the simulations: perpendicular magnetized polarizer (POL), non-magnetic layer, perpendicular magnetized free-layer (FL); (b) Dynamic voltage-field diagram of states of the free-layer magnetization.

[1] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, Phys. Z. Sowjet. 8, 153 (1935).  
 [2] M. Chshiev, et al., Phys. Rev. B 92, 104422 (2015).

Acknowledgement: Funding from the European Union’s Horizon 2020 research and innovation programme under grant agreement No 687973, acronym GREAT, is highly acknowledged.

## **Posters. Electronique de spin**

# Manipulation of antiferromagnetic domains in BiFeO<sub>3</sub> studied by second harmonic generation imaging

**T. Chirac<sup>1\*</sup>, J.-Y. Chauleau<sup>1</sup>, E. Haltz<sup>1</sup>, S. Fusil<sup>2</sup>, C. Carretero<sup>2</sup> and M. Viret<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> *Service de Physique de l'Etat Condensé, Commissariat à l'Energie Atomique, DSM/IRAMIS, UMR CNRS 3680, CEA Saclay, 91191 Gif-Sur-Yvette, France*

<sup>2</sup> *Unité Mixte de Physique CNRS/Thales, 1 avenue Fresnel, 91767 Palaiseau, France*

\* [theophile.chirac@cea.fr](mailto:theophile.chirac@cea.fr)

Antiferromagnets are mainly useful in spintronics through their exchange bias properties, *i.e.* their ability to generate an effective field at the interface with a ferromagnet. In very recent times, it has been realized that these materials can present several properties directly linked to their magnetic order. In particular, it has been recently demonstrated that a large current density can influence the antiferromagnetic domains of some low-symmetry conducting compounds, in virtue of the effect of a staggered spin-orbit torque [1]. So far, and despite constituting the majority of magnetically ordered materials, insulators have not been the object of much attention but their dynamical properties in the THz range are potentially of huge interest. Moreover, some of these present interesting multifunctional properties which could be used to couple the antiferromagnetic order to another order parameter.

Here we show that indeed, magneto-electric coupling in multiferroic antiferromagnets offers opportunities to control electrically the antiferromagnetic order to make a potential multifunctional memory device. Among all multiferroics, BiFeO<sub>3</sub> (BFO) is a material of choice because its two ordering temperatures (ferroelectric and antiferromagnetic) are well above room temperature and the two orders are coupled. Using second harmonic generation (SHG) we achieve to image with sub-micron resolution the distribution of the two orders, and visualize the magnetoelectric coupling. Different procedures involving applied electric fields, either DC or using a femtosecond light pulse demonstrate that the AF domains can be modified independently of the electric polarization. This sub-coercive use of the magnetoelectric effect could open the door to memory devices where the information is purely antiferromagnetic.

[1] P.Wadley et al, Electrical switching of an antiferromagnet, (January 14, 2016) *Science* 351 (6273), 587-590. [doi: 10.1126/science.aab1031]

## Magnetic and optical properties of NV centers in SiC

J.L. Cantin, H.J. von Bardeleben, S. Hameau, B. Eble, F. Margaillan  
Sorbonne Universités, UPMC Université Paris 06, CNRS-UMR 7588  
Institut des Nano Sciences de Paris, 75005 Paris

The NV center in diamond has been studied in the last decades due to its exceptional magneto-optical properties allowing the use of this defect as qubit for quantum computing, nanoscale sensor for magnetometry or thermometry or bio compatible photo luminescent marker. It has been suggested by different authors [1-4] that a defect with similar properties but in a host material with industrial scale crystal growth and advanced microfabrication techniques would be of maybe even greater interest, and the case of NV centers in SiC has been put forward.

We have recently reported [5,6] the observation in SiC of the silicon vacancy - nitrogen ( $V_{Si}-N_C$ ) pair defect, the equivalent of the NV center in diamond. The experimental results obtained by electron paramagnetic resonance spectroscopy and photoluminescence were supported by ab initio calculations of the electronic structure and spin Hamiltonian parameters. These results confirmed the initial predictions and have shown the rich potential of these defects with similar but modified properties as compared to the NV center in diamond. Whereas in diamond only one NV center exists with four different [111] orientations, the situation in SiC is more complex and depends on the SiC polytype. Indeed, the cubic structure of the 3C-SiC mirrors the diamond but the hexagonal structures of the 4H- and 6H-SiC give rise to a variety of configurations with specific properties of the NV centers [7]. The spectral region of the photoluminescence zero phonon lines associated with each NV center is shifted from the red in diamond to the near infrared region in SiC. For each center we have evidenced optically induced spin state polarization and first measurements of the spin coherence times show promising values in the microsecond range, which might be longer in isotopically controlled SiC layers.

Our results show that these defects are optically active near telecommunication wavelengths and promising candidates for quantum information applications that merge quantum degrees of freedom with classical electronic and optical technologies. We will review in this presentation the properties of the NV centers in the three main SiC polytypes: 3C, 4H, 6H and will stress the differences and similarities of these defects with the one well known in diamond.

1. J.R.Weber et al, Quantum computing with defects, *J.of Appl.Phys.*109, 102417 (2011)
2. D.DiVincenzo, Better than excellent, *Nature Materials* 9, 468 (2010)
3. A.Dzurak, Quantum computing: diamond and silicon converge, *Nature* 479, 47 (2011)
4. Alberto Boretti, Optical materials: silicon carbide's quantum aspects, *Nature Photonics* 8, 88 (2014)
5. H.J.von Bardeleben et al, Identification and magneto-optical properties of the NV center in 4H-SiC, *Phys.Rev.B*92, 064104 (2015)
6. S.A.Zargaleh et al, Evidence for near infrared photoluminescence of nitrogen vacancy centers in 4H-SiC, *Phys.Rev.B*94, 060102(R) (2016)
7. H.J.von Bardeleben et al, NV Centers in 3C, 4H and 6H Silicon carbide: A variable platform for solid state qubits and nanosensors, *Phys.Rev.B* 94,121202 (2016)

# La détection des trois composantes du champ par une sonde CF à base des capteurs GMR

**F. HADADEH**<sup>1,2</sup>, **N. Sergeeva-Chollet**<sup>2</sup>, **E. Paul**<sup>1</sup>, **M.Pannetier-Lecoeur**<sup>1</sup> et **C. Fermon**<sup>1</sup>

<sup>1</sup>: SPEC, CEA, CNRS, Université Paris Saclay, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>2</sup>: CEA LIST, Université Paris Saclay, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France

\*[fawaz.hadadeh@outlook.com](mailto:fawaz.hadadeh@outlook.com)

Les méthodes électromagnétiques de Contrôle Non Destructif (CND) sont utilisées dans de nombreux secteurs industriels. Le CND vise à contrôler la pièce sans la dégrader et permet la détection de défauts dans la pièce soit lors de la production, soit lors de maintenance. La méthode des courants de Foucault (CF) est une méthode de CND utilisée pour détecter les défauts surfaciques et sub-surfaciques pour le contrôle des pièces conductrices. Le principe de la méthode repose sur l'émission d'un champ de radio-fréquences qui induit des courants dans la pièce métallique. L'image du champ réémis par ces courants est réalisée. La présence d'un défaut, fissure ou trou, se traduit par une déformation de ces lignes de courant et donne lieu à une image caractéristique du champ rayonné [1].

Les capteurs inductifs sont les plus couramment utilisés dans le CF comme inducteurs et récepteurs. Malgré ses performances, la technique des courants de Foucault qui utilise la bobine comme récepteur, présente certaines limitations, en particulier, la sensibilité des bobines décroît avec la diminution de la fréquence [2]. Lors de la détection de défauts en surface, une fréquence élevée est utilisée. Pour des défauts enterrés, il est nécessaire d'utiliser une fréquence faible capable de pénétrer sur plusieurs millimètres dans les pièces testées.

Les capteurs à magnétorésistance géante (GMR) sont des capteurs magnétiques dont la résistance change lorsqu'un champ magnétique externe est appliqué. Les GMR utilisés comme récepteurs, ont une réponse plate en fréquence. Cela les rend particulièrement attractif pour les basses fréquences où ils s'avèrent être plus performants que les bobines inductives.

Un autre avantage des capteurs magnétorésistifs est leur petite dimension qui permet d'atteindre une très haute résolution spatiale pour la détection des défauts surfaciques de petites tailles.

Dans cette étude, nous avons développé une sonde capable de mesurer simultanément les trois composantes du champ magnétique rayonné par les courants de Foucault afin d'obtenir une meilleure définition des défauts recherchés. La sonde développée est formée des deux nappes inductrices et de quatre capteurs GMR, chacun orienté à 45° par rapport au plan de la pièce et formant un tétraèdre. La sonde permet de détecter simultanément les trois composantes du champ magnétique de l'espace en même point de mesure. La sensibilité des capteurs GMR (Figure 1) est mesurée selon les trois axes et permet de créer une matrice de sensibilité  $S$  (eq 1). Avec cette matrice et avec les réponses des capteurs  $C$ , nous pouvons reconstruire simultanément les 3 composantes du champ ( $H_x, H_y, H_z$ ) magnétique au même point de mesure:

$$\begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \\ C_3 \\ C_4 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} S_{1x} & S_{1y} & S_{1z} \\ S_{2x} & S_{2y} & S_{2z} \\ S_{3x} & S_{3y} & S_{3z} \\ S_{4x} & S_{4y} & S_{4z} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} \quad (1)$$

Cette sonde donne plus d'informations sur les défauts pour pouvoir les caractériser en particulier leur longueur et profondeur. L'optimisation de la sonde a été réalisée par simulation avec le logiciel CIVA [3] en particulier le type des bobines, le choix de la position des capteurs dans la sonde, la dimension des bobines, le nombre des spires et la distance entre les bobines. Le circuit électronique associé à la sonde vise à diminuer l'influence de l'environnement et à amplifier les



signaux reçus. Les détails de la méthode de reconstruction et la conception de la sonde seront présentés. Des comparaisons entre les premiers résultats expérimentaux et les résultats simulés dans CIVA sur des défauts dans une éprouvette en inconel seront présentées (figure 3).

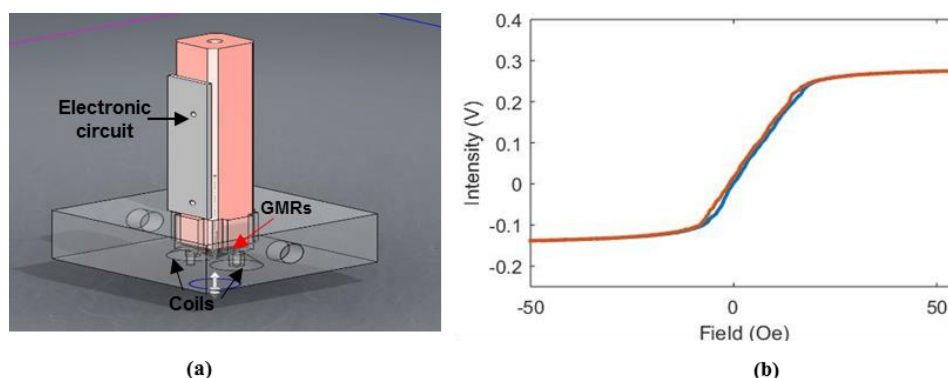


Figure 1. Conception de la sonde (a) courbe de sensibilité (b).

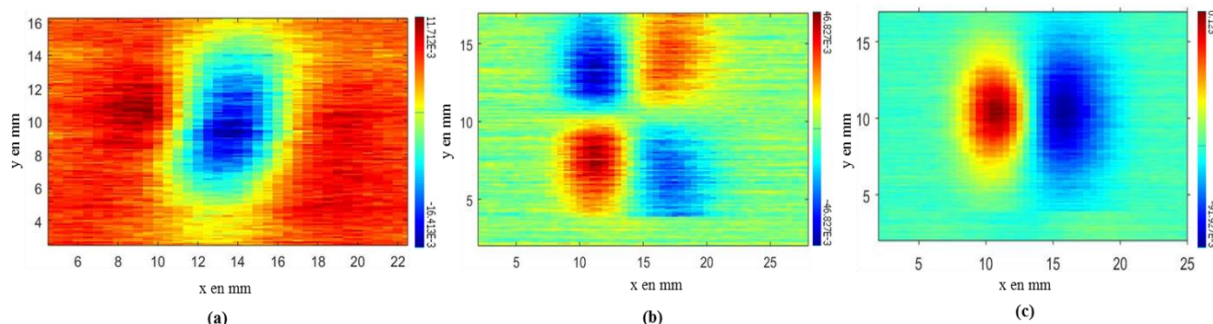


Figure 2. Le SCAN d'un défaut de taille 5 \* 0,2 \* 2 mm, dans une plaque d'Inconel avec un ligament (distance par rapport à la surface) de 0,5 mm (a) Amplitude du champ magnétique (Hx) (b) Amplitude du champ magnétique (Hy) (c) Amplitude du champ magnétique (Hz).

- [1] L. Janousek, K.Capova, N. Yusa, K. Miya, Multiprobe inspection for enhancing sizing ability in eddy current nondestructive testing. *IEEE Trans. Magn* 2008, 44, 1618–1621
- [2] Ripka P, Induction sensors Magnetic Sensors and Magnetometers (Boston, MA: Artech House), 2001 pp 47–74 chapter 2
- [3] <http://www-civa.cea.fr>

# Contrôle thermique du couplage photon-magnon

**Vincent Castel<sup>1,2</sup>, Rodolphe Jeunehomme<sup>2</sup>, Jamal Ben Youssef<sup>1,3</sup>, Nicolas Vukadinovic<sup>4</sup>, Alexandre Manchec<sup>5</sup>, Fasil Kidane Dejene<sup>6</sup>, et Gerrit E. W. Bauer<sup>7,8</sup>**

<sup>1</sup> Lab-STICC (UMR 6285), CNRS, Technopole Brest-Iroise, 29238 Brest Cedex 3, France

<sup>2</sup> IMT Atlantique, Technopole Brest-Iroise, 29238 Brest Cedex 3, France

<sup>3</sup> Université de Bretagne Occidentale (UBO), 6 Avenue Victor le Gorgeu, 29200 Brest, France

<sup>4</sup> Dassault Aviation, 78 quai Marcel Dassault, 92552 St-Cloud, France

<sup>5</sup> Elliptika (GTID), 29200 Brest, France

<sup>6</sup> Max Planck Institute of Microstructure Physics, Weinberg 2, D-06120 Halle, Germany

<sup>7</sup> Institute for Materials Research, WPI-AIMR, and Center for Spintronics Research Network, Tohoku University, Sendai 980-8577, Japan

<sup>8</sup> Zernike Institute for Advanced Materials, University of Groningen, Nijenborgh 4, 9747 AG Groningen, The Netherlands

\* [vincent.castel@imt-atlantique.fr](mailto:vincent.castel@imt-atlantique.fr)

Nous faisons ici la démonstration du contrôle thermique de l'hybridation entre la résonance ferromagnétique (FMR) et un résonateur planaire fonctionnant à la fréquence de 4,7 GHz. Le matériau magnétique choisi est un isolant ferrimagnétique (Yttrium Iron Garnet : YIG) recouvert de 6 nm de platine (Pt). Une méthode de chauffage par courant induit a été utilisée afin d'augmenter la température du système. Notre dispositif permet de contrôler le spectre de transmission et l'intensité de couplage magnon-photon. Ces résultats expérimentaux révèlent une fonction de filtrage hyperfréquence ajustable électriquement et magnétiquement.

Le couplage magnon-photon a largement été étudié sur la base de cavité tridimensionnelle (3D) chargée d'un isolant ferrimagnétique tel que le YIG (couche mince et massif). Plus récemment, un groupe de recherche [1] a mis en évidence la détection de magnons (par inverse spin Hall effect) couplés aux photons. Cette méthode a été établie en plaçant un système YIG/Pt dans une cavité résonante (3D), montrant ainsi des caractéristiques distinctes qui n'avaient pas été observées jusqu'alors. Cependant, l'insertion d'une telle structure comprenant une couche mince hautement conductrice, comme le platine, induit une détérioration du facteur de qualité (jusqu'à un ordre de grandeur).

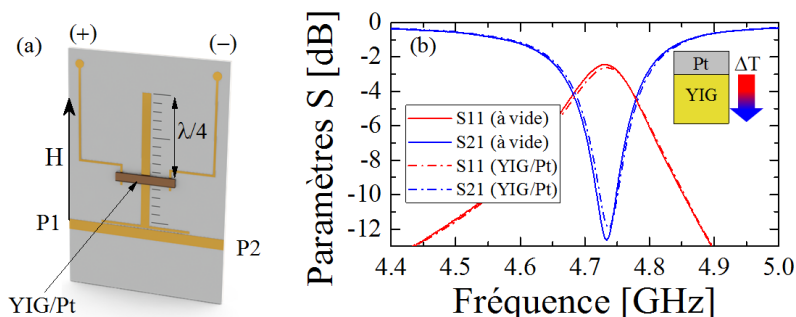


Figure 1 (a) Configuration expérimentale : Un analyseur de réseau vectoriel (VNA) est connecté à une ligne microruban 50Ω, couplée de manière capacitive au résonateur. Le système YIG/Pt est placé à  $0,25\lambda$ . (+) et (-) sont les contacts électriques qui permettent de détecter (injecter) un courant de charge aux bornes du Pt. (b) Dépendance en fréquence des paramètres S (réflexion et transmission) avec et sans le système YIG / Pt.

Ici, nous proposons de combiner le domaine de la spincaloritronique avec l'étude du couplage magnon-photon en géométrie planaire. La Figure 1 (a) illustre le dispositif rf conçu sur la base d'un filtre d'ordre 1 [2] couplé à un système hybride YIG/Pt placé à  $\lambda/4$ . A noter que l'insertion de la structure YIG/Pt n'affecte en aucun cas les caractéristiques du résonateur comme le montre la Figure 1

(b) contrairement à ce que l'on observe pour des cavités 3D. La Figure 2 (d) illustre la signature d'un fort couplage magnon-photon par la création d'une bande interdite dont l'écart entre les fréquences hautes ( $F_2$ ) et basses ( $F_1$ ) représente le facteur de couplage  $g_{\text{eff}}/2\pi$ .

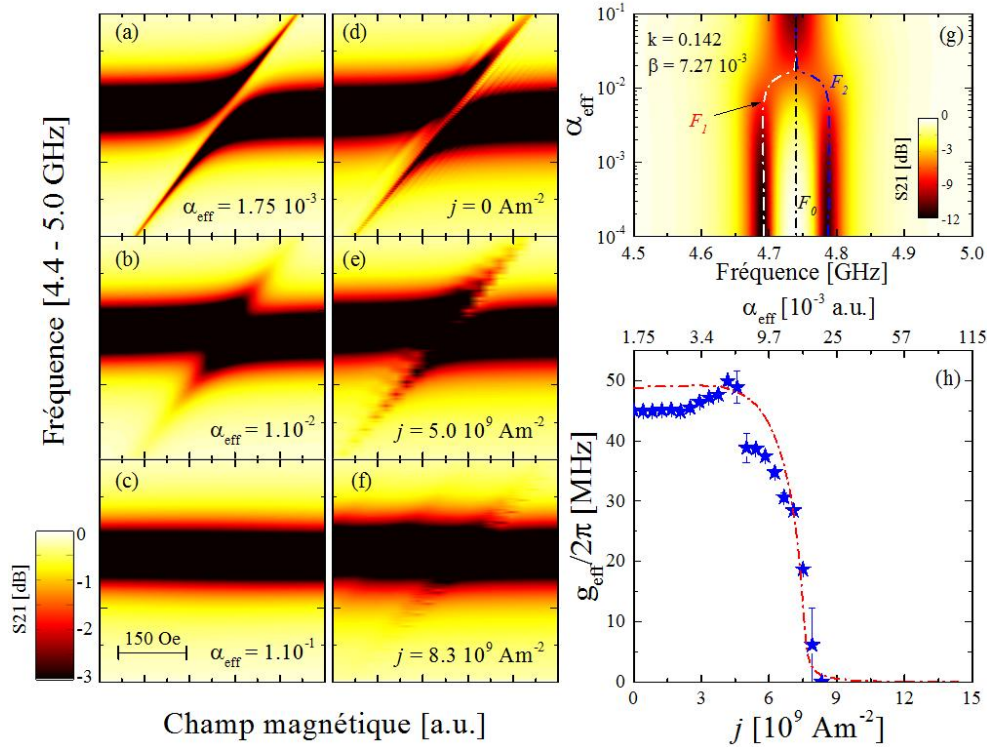


Figure 2 (a)-(c) Dépendance en champ magnétique du spectre de transmission calculé basée sur [3] pour différentes valeurs du paramètre d'amortissement,  $\alpha_{\text{eff}}$ . (d)-(f) Dépendance en champ magnétique mesurée de la fréquence pour différente valeur de courant injecté. La carte de couleur de (a)-(f) est associée à l'amplitude du paramètre de transmission  $S_{21}$  compris entre 0 à -3 dB. (g) Dépendance calculée de  $S_{21}$  (carte de couleur de 0 à -12 dB) en fonction de la fréquence et du paramètre d'amortissement. Représentation de  $F_1$ ,  $F_2$  et  $F_0$ . (h) Contrôle thermique de l'intensité de couplage mesurée (étoiles bleues) et extraite de (g) (ligne rouge du point pointillé).

En combinant une étude en champ magnétique de la réponse fréquentielle soumise à différente valeur de courant de charge (Figure 2 (d)-(f)), nous avons été à même de déterminer la dépendance du facteur de couplage  $g_{\text{eff}}/2\pi$  en fonction de la densité de courant injecté (Figure 2 (h)). L'augmentation de température du système YIG/Pt a pour conséquence (i) de diminuer l'aimantation à saturation et (ii) d'élargir la réponse dynamique associé au YIG. En se basant sur [3], il est possible de reproduire les dépendances observées expérimentalement en tenant compte d'une augmentation des pertes magnétiques avec celle de la température du système (Figure 2 (a)-(c)). La Figure 2 (h) illustre clairement le contrôle thermique du couplage mesuré (étoiles bleues) dont la dépendance peut être traduite par [3] (extraite de (g)), représenté par la ligne rouge.

En conclusion, nous avons démontré le contrôle électrique du niveau de transmission et du facteur de couplage magnon-photon à température ambiante en configuration planaire, révélant ainsi une fonction de filtrage hyperfréquence ajustable.

- [1] L. Bai, M. Harder, Y. P. Chen, X. Fan, J. Q. Xiao, and C.-M. Hu, Phys. Rev. Lett. 114, 227201 (2015).
- [2] V. Castel, A. Manchec, and J. ben Youssef, IEEE Magnetics Letters 8, 1 (2017).
- [3] M. Harder, L. Bai, C. Match, J. Sirker, and C. Hu, SCIENCE CHINA Physics, Mechanics and Astronomy 59, 117511 (2016)

# ***Novel approach for nano-patterning magnetic tunnel junctions stacks for high density MRAM applications***

**V. D. Nguyen<sup>1,2</sup>, P. Sabon<sup>1,2</sup>, J. Chatterjee<sup>1,2</sup>, S. Auffret<sup>1,2</sup>, P. Veloso Coelho, N. Strelkov,  
R. Sousa<sup>1,2</sup>, L. Prejbeanu, E. Gautier<sup>1,2</sup>, L. Vila<sup>1,2</sup> and B. Dieny<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Universite Grenoble Alpes, F-38000 Grenoble

<sup>2</sup>CEA, INAC-SPINTEC, F-38000 Grenoble

*Email: [vandai.nguyen@cea.fr](mailto:vandai.nguyen@cea.fr)*

Spin-Transfer-Torque Magnetic Random Access Memories (STT-MRAM) based on magnetic tunnel junctions (MTJ) is one of the most promising emerging non-volatile memory technologies due to its high speed, low power consumption and great scalability. Nano-patterning of MTJ elements at sub-30nm dimension (F) and high pitch ( $\sim 2F$ ) remains the main challenge for high density STT-MRAM. Ion beam etching (IBE) is the still preferred approach used for patterning MTJ stacks [1] but it has some limitations, in particular: difficulty to implement on large wafers with good uniformity, re-deposition at the side walls of the tunnel junction at very dense pitch and large dot-to-dot variability [2]. Using reactive ion etching (RIE) also has some drawbacks due to the heterogeneous nature of the MTJ stacks. In this contribution, we propose a novel approach for nano-patterning MTJ stacks by growing the MTJ material on pre-patterned conducting non-magnetic pillars (*cf.* Fig.1a). By this approach, the MTJ stack is naturally patterned while being deposited thus not requiring any post-deposition etching. We emphasize that this approach is particularly appreciate for high density memories application. Here, we firstly present the fabrication of conducting non-magnetic Ta posts since the etching of Ta is well mastered by RIE. The MTJ stacks with interfacial perpendicular magnetic anisotropy have then been grown on these pre-pattern Ta posts. Structural, magnetic and transport properties of such perpendicular MTJs based on MgO barrier will be presented. Finally, a comparison of magnetization switching variability, STT efficiency of such MTJ pillars with the one obtained by conventional IBE approach will be discussed.

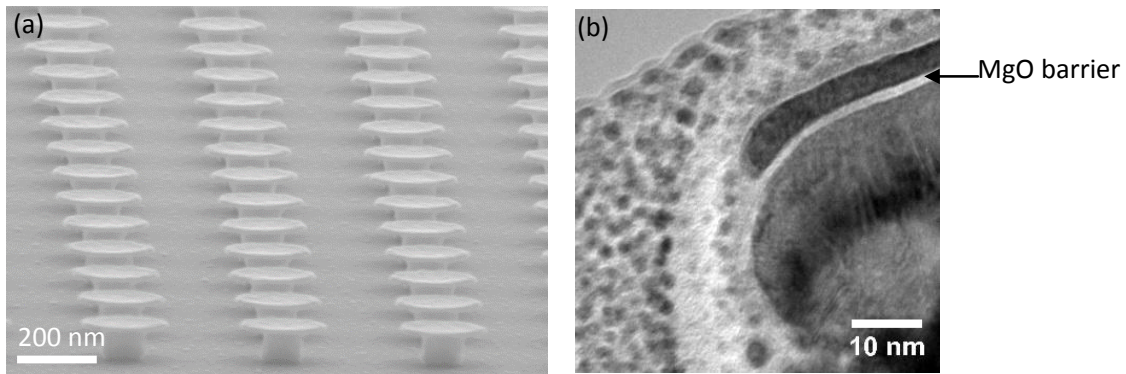
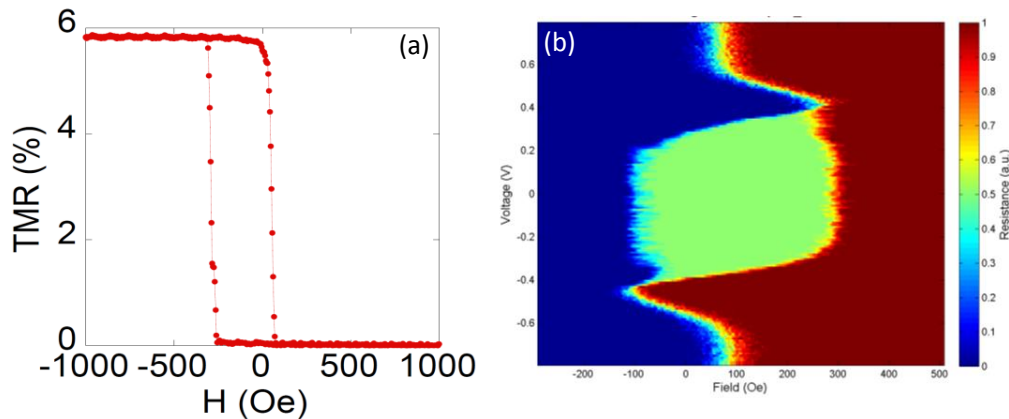


Fig.1. (a) SEM image of dense array 200 nm Ta pillars with undercut on Si substrate prepared by RIE. (b) Cross sectional TEM zoom of the edge of the MTJ stack deposited on the pre-pattern Ta pillar. The image shows the nice continuity of the MgO barrier on top of the pillar as well as to the very edge of the pillar.



(a) Room temperature magnetoresistance loop measured in perpendicular field of MTJ stack deposited on pre-pattern Ta pillars. (b) The field-current phase diagram of the junction measured at room temperature. At each field point, a 100-ns writing pulse with fixed amplitude is applied to the junction while measuring the resistance of the junction. In order to reduce the effect of stochasticity, the switching field values are averaged from 12 magnetoresistance loops. The same procedure is repeated for each pulse amplitude and the final phase diagram is constructed from these averaged magnetoresistance loops.

## References

1. M.Gajek et al, Appl.Phys.Lett.**100**, 132408 (2012)
2. <http://www.memorystrategies.com/report/emerging/mram.htm>

## Ohmic contact on a ferromagnetic individual cylindrical nanowire

**S. Y. Martin<sup>1,2</sup>, C. Thirion<sup>2</sup>, L. Ranou<sup>2,3</sup>, L. Cagnon<sup>2</sup>, O. Fruchart<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Univ. Grenoble Alpes, CNRS, CEA, Spintec, F-38000 Grenoble, France

<sup>2</sup> Univ. Grenoble Alpes, CNRS, Institut NEEL, F-38000 Grenoble, France

<sup>3</sup> Univ. Grenoble Alpes, F-38000 Grenoble, France

\*[sylvain.martin@neel.cnrs.fr](mailto:sylvain.martin@neel.cnrs.fr)

Nowadays, data storage has become a key-issue. The amount of data generated every year is growing fast due to the development of internet, social media, cloud computing, connected objects... According to experts the relevant unit for the total amount of human data is now the zettabyte ( $10^{21}$  bytes) and the required storage volume will continue to increase [1]. Therefore, increasing data storage density is essential to supply that ever-growing demand.

To address this issue, a theoretical concept for nonvolatile memory cells into a three-dimensional matrix has been proposed by Parkin *et al.*: the 3D racetrack memory [2]. Like in conventional hard drives, the bits would be encoded by magnetic domains. However, the domains in magnetic nanowires would be organized in a 3D matrix (cf. fig 1), and domain walls shifted along each wire by electric current pulses, requiring only one read/write element per wire and avoiding any mechanical movement. That is why this design would be compact and reliable and a solution to increase data storage density.

Introduced in the 2000s, the realization of vertical racetrack memory has so far not been achieved. The first challenge is to fabricate a 3D matrix of nanowires. Apparently not doable with conventional clean room process, it is now possible great to progress made in electrodeposition of metallic material into a nanoporous membrane.

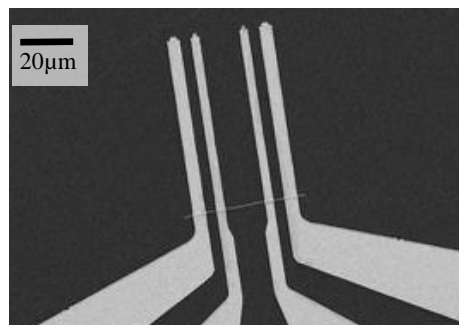
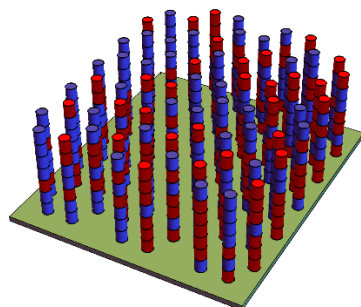


Figure 1. (Left) representation of an array of bits in a membrane (not represented) with two colors for the two states "0" and "1". (Right) SEM image of a contacted individual nanowire.

The next challenge to overcome now is to implement a reliable procedure to move the domains with a current pulse. It is precisely the main goal of our work. The first step to address this challenge is to achieve a ohmic contact on only one wire deposited on a substrate.

To release the nanowires, the membrane is dissolved with a base (NaOH) to obtain a solution of dispersed floating wires. A drop of this solution is put on a piece of substrate. To contact a nanowire, usual clean room processes are used. After the transfer of the electrode pattern to the resist thank to optical lithography, the electrode is deposited on top of the wire with evaporation deposition. Before the deposition an etching step is necessary to remove the layer of natural oxide around the wire.

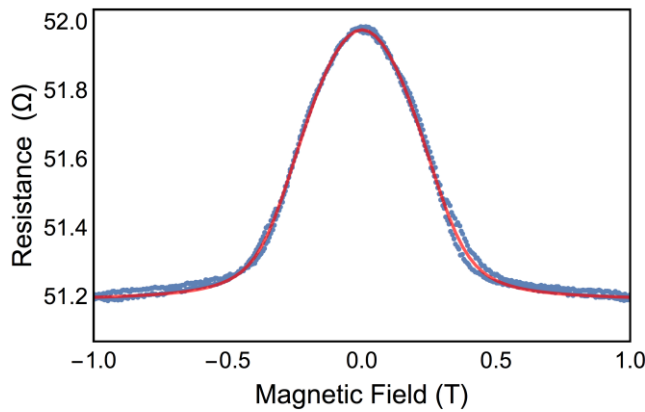


Figure 2. AMR curve. The blue dots correspond to the experimental data, the red line to the fit. The fit parameters found are:  $\mu_0 M_S = 649 \text{ mT}$ ,  $R_0 = 54.9 \Omega$ ,  $\Delta R = 0.8$  and  $\alpha = 7^\circ$ .

Then to gain insight on our material, we measured the anisotropic magnetic resistance (AMR) by sweeping a magnetic field perpendicular to the wire. With a macrospin model, we were able to extract the value of spontaneous magnetization  $M_S$  [3, 4]. This determination based on an individual wire is interesting, since it not averaged through an assembly measured with standard magnetometry technique such as VSM. It is very close to bulk value, despite the fact that the surface of the wire is oxidized and some defects may have been created during the fabrication process.

The extraction of the  $M_S$  is the following. Thanks to the cylindrical symmetry of the wire, we can assume that AMR is:

$$R(H) = R_0 + \Delta R (\cos \theta)^2 \quad (1)$$

with  $R_0$  the resistance when the magnetization is longitudinal,  $\Delta R$  the amplitude of the resistance change and  $\theta$  the angle between the magnetization and the wire longitudinal axe. Then we considerate the following energy for the system:

$$E = \mu_0 \frac{M_S^2}{4} \sin^2 \theta - \mu_0 M_S H (\sin(\theta - \alpha)) \quad (2)$$

with  $\mu_0$  vacuum permeability and  $\alpha$  the angle between the field and the wire normal.

To fit our data,  $\theta$  is extracted by minimizing the system energy  $E$  versus the angle for each value of  $H$  to obtain the equilibrium position of the magnetization and then injected in the formula (1). Finally, the AMR ratio ( $\Delta R/R_0$ ) obtained is 1.46%. It is consistent with previous results obtained on similar systems [3,5] and close to bulk value [6].

To conclude, we are able to contact individually nanowire prepared in matrices, and inject some current through it. Despite the preparation process of the nanowire and the fabrication of the contacts, we find that a substantial AMR is present, close to a bulk sample. Moreover, we also estimate through a simple model the magnetization at saturation of that nanowire, in agreement to bulk values. It is a very promising technique to perform further studies to interact with a magnetic domain within the wire, through an injected current.

Acknowledgements: The authors thank Bruno Fernandez from the Néel Institute and Cyrille Beigné and Laurent Vila from Spintec for help with clean room process.

- [1] M. Hilbert *et al.* **Science** **332**, 60–65 (2011)
- [2] S. S. P. Parkin, *et al.*, **Science** **320**, 190 (2008)
- [3] J. E. Wegrowe, *et al.* **PRL** **82**, 3681 (1999)
- [4] K. Ounadjela, *et al.* **JAP** **81**, 5455–5457 (1997)
- [5] Y. Q. Jia, *et al.* **JAP** **81**, 5461–5463 (1997)
- [6] T. McGuire *et al.* **IEEE TransMag** **11**, 1018–1038 (1975)

# Démonstration macroscopique de portes logiques adiabatiques à actionnement magnétique

**Yann Perrin**<sup>\*1</sup>, **Ayrat Galisultanov**<sup>1</sup>, **Gaël Pillonnet**<sup>1</sup>, **Hervé Fanet**<sup>1</sup>

<sup>1</sup> CEA CEA-LETI, Minatoc Campus, 17 Rue des Martyrs, Grenoble 38054, France.

\*[yann.perrin@cea.fr](mailto:yann.perrin@cea.fr)

La dissipation thermique est un problème majeur pour la conception et la mise en œuvre de composants électroniques. Dans la technologie CMOS actuelle, cette dissipation est provoquée essentiellement par les courants de fuite et par les cycles de charge/décharge des condensateurs du circuit. L'énergie requise par opération logique peut être minimisée en choisissant judicieusement la fréquence et la tension d'alimentation du circuit. Mais, même pour les dispositifs les plus performants, cette énergie reste plusieurs ordres de grandeur au dessus de la limite théorique prédite par Landauer [1]. Dans le but de diminuer les pertes par conduction, le concept d'électronique adiabatique a été introduit. Il consiste à effectuer des transitions progressives entre les états logiques. Cependant, à cause des courants de fuite inhérents aux transistors, la technologie CMOS n'est pas adaptée aux architectures adiabatiques [2].

Ce poster vise à introduire les principes de l'électronique adiabatique [3] et à présenter deux types d'implémentations électromécaniques, à l'échelle macroscopique puis microscopique. Grâce à une maquette, nous montrerons comment les états logiques peuvent être codés dans la position d'éléments mobiles (cf. fig 1). Ceux-ci peuvent être passifs (aimants permanents) ou actifs (électroaimants). Les éléments actifs sont synchronisés par une horloge à signaux trapézoïdaux en quadrature de phase (cf. fig.1, gauche). Chaque élément est maintenu par des fils et forme un pendule. Les interactions magnétiques qui s'exercent entre électroaimants et aimants permanents entraînent un déplacement qui affecte les objets avoisinants. Nous montrerons comment des électroaimants et des aimants permanents mis en cascade peuvent transférer et traiter des états logiques. À titre d'exemple, des portes « ET » et « OU » seront réalisées.

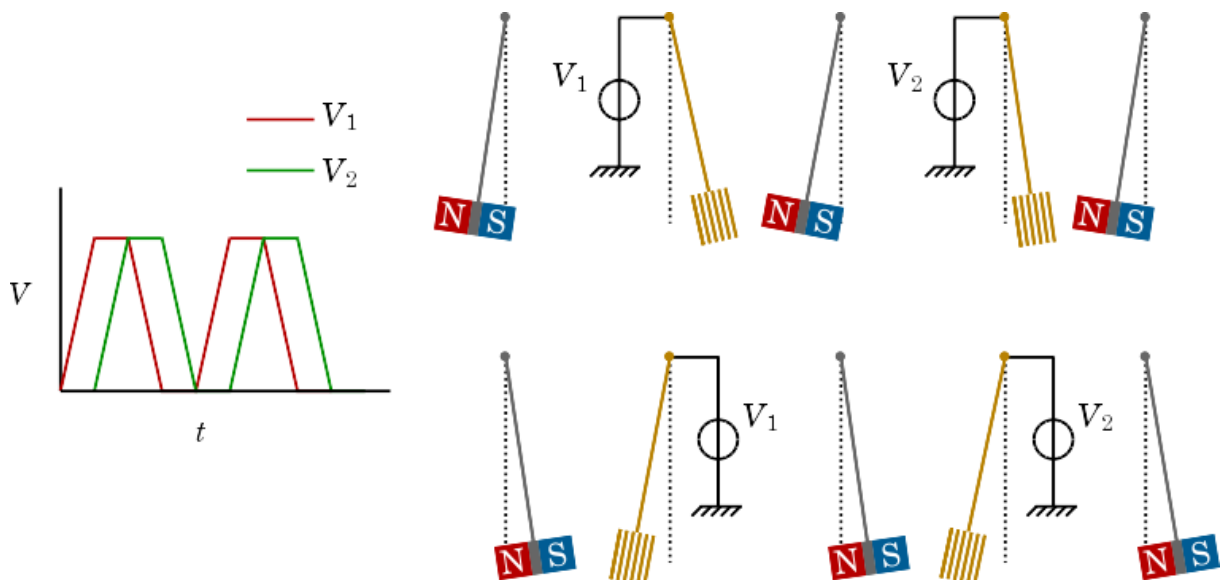


Figure 1: À travers une chaîne d'électroaimants et d'aimants mobiles, il est possible de propager et de traiter des états logiques. Chaque élément est fixé sur un pendule. Les électroaimants (en jaune) peuvent être attirés par l'aimant de droite ou de gauche. Les deux situations représentées codent les deux niveaux logiques. Pour que l'information se propage, les électroaimants sont commandés par des signaux en forme de trapèzes, représentés à gauche.



Par la suite, le système décrit ci-dessus pourra être implémenté à l'échelle microscopique sous la forme de MEMS (Micro Electro Mechanical Systems). Cependant, en raison des courants électriques importants nécessaires à l'obtention de forces significatives, l'actionnement magnétique pourrait ne pas être optimal à cette échelle. C'est pourquoi nous proposons une seconde implémentation qui exploite les forces électrostatiques entre paires de peignes interdigités (cf. fig. 2). Ce système pourrait offrir une solution sérieuse pour concevoir une architecture à basse consommation d'énergie, et donner l'opportunité d'explorer expérimentalement la thermodynamique associée au calcul logique.

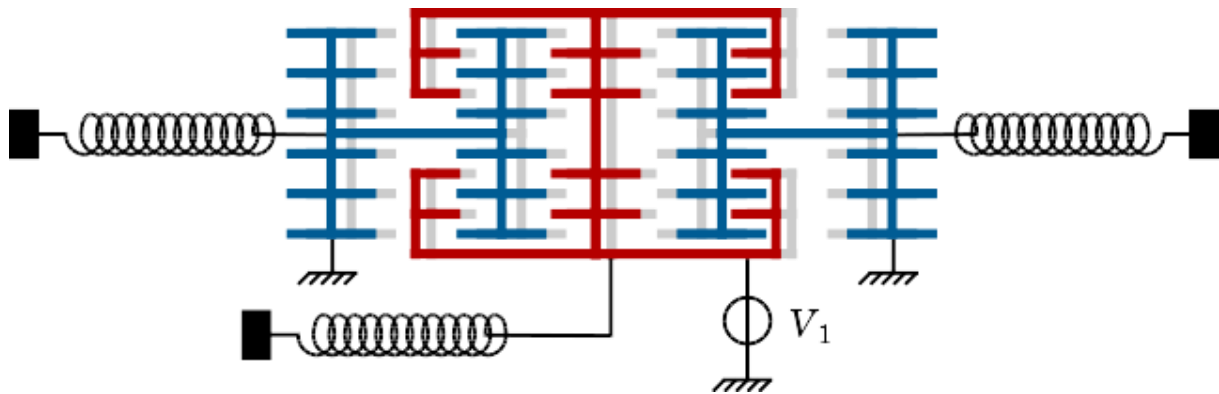


Figure 2: Exemple d'implémentation d'une porte logique "OUI" à base de capacité variable MEMS, de type "peignes interdigités". Les trois peignes sont suspendus par des ressorts. Les peignes bleus sont reliés à la masse électrique et le peigne rouge à l'horloge trapézoïdale.

- [1] R. Landauer, IBM J. Res. Dev., **5** (1961)
- [2] S. Hourı *et al.*, IEEE Transactions on Circuits and Systems, **62** (2015)
- [3] J. G. Koller *et al.*, Workshop on Physics and Computation (1992)

# Towards more Efficient Spin/Charge Conversion at the $\alpha$ -Sn Topological Insulator Surface

**Barbedienne Quentin**<sup>1,2</sup>, **Jaffres Henri**<sup>1,2</sup>, **Reyren Nicolas**<sup>1,2</sup>, **Fert Albert**<sup>1,2</sup>, **George Jean Marie**<sup>1,2</sup>, **Noel Paul**<sup>3,4</sup>, **Marty Alain**<sup>3,4</sup>, **Vergnaud Celine**<sup>3,4</sup>, **Vila Laurent**<sup>3,4</sup>, **Jamet Matthieu**<sup>3,4</sup>, **Taleb-Ibrahimi Amina**<sup>5</sup>, **Le Fevre Patrick**<sup>5</sup>, **Bertran Francois**<sup>5</sup>, **Lemaitre Aristide**<sup>6</sup>

1. Unite Mixte de Physique CNRS Thales, CNRS, Palaiseau, France.

2. Université Paris Saclay, Saint-Aubin, France.

3. Spintec, CEA, Grenoble, France.

4. Université Grenoble Alpes, Grenoble, France.

5. UR1 CNRS/Synchrotron SOLEIL, Gif-sur-Yvette, France.

6. Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, CNRS, Marcoussis, France

\*[quentin.barbedienne@cnrs-thales.fr](mailto:quentin.barbedienne@cnrs-thales.fr)

Classical spintronics generally uses magnetic materials to produce a spin current from a spin-polarized charge current, but it now appears that spin-orbit coupling (SOC) provides new directions to generate pure spin currents without associated charge currents. The SOC, this relativistic correction to the equations of quantum mechanics, can be significantly strong in materials containing heavy atoms. Today, it turns out that an efficient conversion can be obtained by exploiting the SOC-induced properties of a two-dimensional electron gas (2DEG) found at some surfaces and interfaces: the so-called Rashba interfaces and the surfaces or interfaces of new materials called topological insulators (TI).

Band gap opening and TI properties can be induced at room temperature in  $\alpha$ -Sn (0 0 1) layers by strain and quantum-size effects in thin films [1–3]. Indeed, Angle-Resolved Photoemission Spectroscopy (ARPES) measurements by Ohtsubo et al. [3] performed on thin  $\alpha$ -Sn (0 0 1) films grown in-situ by molecular beam epitaxy revealed a Dirac cone (DC) linear dispersion with helical spin polarization around the  $\Gamma$  point of the surface Brillouin zone. We recently reported that a very efficient spin-to-charge conversion (SCC) can be achieved at room temperature by spin pumping into this  $\alpha$ -Sn thin films, in clear relation with the Inverse Edelstein Effect (IEE) induced by the counterclockwise helical spin configuration of the Dirac cones identified by ARPES [3,4].

We will present our recent work where we studied by ARPES the thickness dependence as well as the impact of a metallic or insulating capping layer on the  $\alpha$ -Sn surface states. For all the thicknesses (20ML to 51ML) a linear energy dispersion of the surface states has been observed as illustrated in Figure 1 for a  $\alpha$ -Sn sample with 51ML (6.55nm) thickness. It leads to a precise description of the states where Fermi velocity, Fermi level and density of states can be extracted. Concomitant with the ARPES experiment we performed magnetotransport experiments on samples covered by  $\text{Al}_2\text{O}_3$  which preserve the surface states as revealed during ARPES experiments. A large anisotropic magnetoresistance was observed as illustrated by Figure 2. We will discuss the origin of this anisotropic magnetoresistance including gap opening and backscattering effects on topological surface states when a magnetic field is applied perpendicular to the surface of the sample. It leads to an estimation of large g factor associated to the surface states.

French ANR TOP-RISE (ANR-16-CE24-0017) is acknowledged for financial support

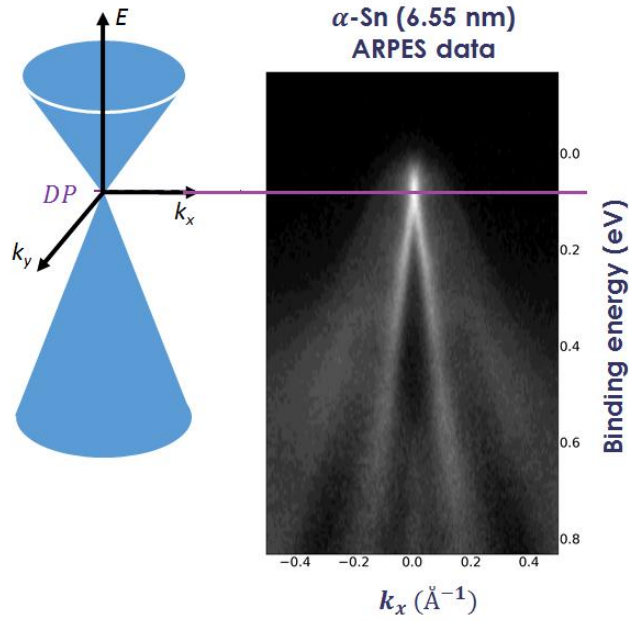


Figure 1: ARPES energy dispersion of  $\alpha$ -Sn displaying a Dirac cone

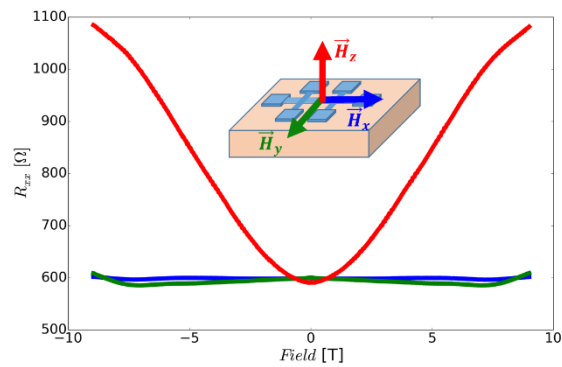


Figure 2: Magneto-transport measurement with large anisotropic magnetoresistance when the applied field is perpendicular to the plan.

[1] Y. Xu, B. Yan, H. J. Zhang, J. Wang, G. Xu, P. Tang, W. Duan, and S. C. Zhang, Large-Gap Quantum Spin Hall Insulators in Tin Films, Phys. Rev. Lett. 111, 136804 (2013).

[2] A. Barfuss et al., Elemental Topological Insulator with Tunable Fermi Level: Strained  $\alpha$ -Sn on InSb(001), Phys. Rev. Lett. 111, 157205 (2013).

[3] Y. Ohtsubo, P. Le Fèvre, F. Bertran, and A. Taleb-Ibrahimi, Dirac Cone with Helical Spin Polarization in Ultrathin  $\alpha$ Sn(001) Films, Phys. Rev. Lett. 111, 216401 (2013).

[4] J.-C. Rojas-Sánchez et al. Spin to Charge Conversion at Room Temperature by Spin Pumping into a New Type of Topological Insulator:  $\alpha$ -Sn Films Phys. Rev. Lett 116, 096602 (2016)

## Large and tunable spin Hall angles in Gold based alloys: from intrinsic to side jump contributions

P. Laczkowski,<sup>1,2</sup> Y. Fu,<sup>1</sup> H. Yang,<sup>1</sup> J.-C. Rojas-Sánchez<sup>1,2,3</sup>, P. Noel,<sup>1</sup> V.T. Pham,<sup>1</sup> G. Zahnd,<sup>1</sup> C. Deranlot,<sup>2</sup> S. Colin,<sup>2</sup> C. Bouard,<sup>1</sup> P. Warin,<sup>1</sup> M. Chshiev,<sup>1</sup> A. Marty,<sup>1</sup> J.-P. Attané,<sup>1</sup> A. Fert,<sup>2</sup> H. Jaffrès,<sup>2</sup> L. Vila,<sup>1</sup> and J.-M. George<sup>2</sup>

1 Spintec, Institut Nanosciences et Cryogenie, Univ. Grenoble Alpes, CEA, CNRS, F-38000

Grenoble, France

2 Unité Mixte de Physique CNRS-Thales, Univ. Paris-sud, Université Paris-Saclay 11, 91767

Palaiseau, France

3 Institut Jean Lamour, UMR 7198 CNRS-Université de Lorraine, 54506 Vandoeuvre lès Nancy, France

[\\*laurent.vila@cea.fr](mailto:laurent.vila@cea.fr), [juan-carlos.rojas-sanchez@univ-lorraine.fr](mailto:juan-carlos.rojas-sanchez@univ-lorraine.fr), [Jeanmarie.GEORGE@cnrs-thales.fr](mailto:Jeanmarie.GEORGE@cnrs-thales.fr)

The spin Hall Effect (SHE) [1] is a promising phenomenon for spintronics as it allows a reciprocal conversion between charge and spin currents using the spin orbit coupling. The spin orbit interaction is used to produce a transverse flow of spin or charge in response to a longitudinal excitation, these are the direct or inverse SHE. The efficiency coefficient between spin and charge current is called the spin Hall angle (SHA), and the spin diffusion length ( $l_{sf}$ ), is the characteristic length over which the spin current, can propagate.

With intrinsic mechanisms a large value of the SHA like in Pt [2], beta-W[3], or beta-Ta[4] is generally associated with a high resistivity, thus limiting the current density and the resulting spin transfer torques on the magnetization of an adjacent metallic ferromagnetic layer. Extrinsic SHE mechanisms associated with the spin dependent scattering on impurities or defects are an alternative to generate transverse spin currents. So far large SHA associated with the skew scattering mechanism have been observed in CuIr, CuBi or CuPb [5].

We will present our analyses results by using the Lateral Spin Valves, with newly introduced spin-absorption model [6] adapted to the case of the strong spin-orbit interactions using NiFe as the ferromagnetic (FM) electrode. And by using complementary Ferromagnetic-Resonance/Spin-Pumping (SP-FMR) technique [2] on FM/alloys with FM= CFB, NiFe; we could perform thickness dependence of the alloys layer to determine independently the  $l_{sf}$  and SHA values in the diluted regime.

In this presentation we will report on our experimental study of the SHA and  $l_{sf}$  in Au based alloys with W and Ta impurities which exhibit a non-monotonic relation with the impurity concentration. The side-jump scattering mechanism dominates in AuTa alloys and generates SHA up to 50%. Whereas in AuW alloys the contribution to the SHE is mostly intrinsic and the SHA is only 15%. The smaller resistivity of the AuTa alloys compared to pure materials with large SHA is an advantage to obtain large spin currents and spin-torques with lower energy consumption in devices.

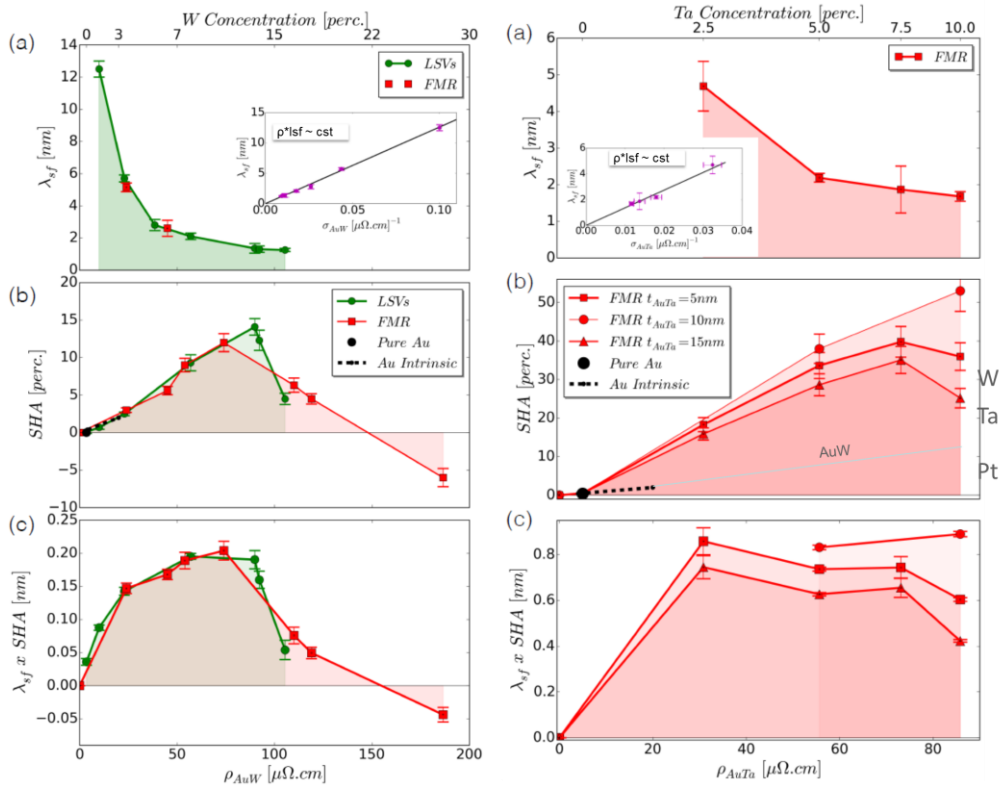


Figure 1. Dependence versus concentration or resistivity of (a) spin diffusion length, (b) spin Hall angle (SHA) and (c) their product for (left) AuW and (right) AuTa alloys.

- [1] J.E. Hirsch, PRL 83, 1834 (1999).
- [2] J. C. Rojas-Sánchez, et al., PRL 112, 106602 (2014)
- [3] C.-F. Pai et al., APL 101, 122404 (2012)
- [4] L. Liu et al., Science 336, 555 (2012)
- [5] Y. Niimi et al., PRL 106, 126601 (2011), PRL 109, 156602 (2012), PRB 89, 054401 (2014).
- [6] P. Laczkowski et al., PRB 92, 214405 (2015).

## Stationary states and screening equations in the spin-Hall effect

**J.-E. Wegrowe<sup>1</sup>, R. Banda<sup>1</sup>, J. M. Rubi<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Ecole Polytechnique, LSI, CNRS and CEA/DSM/IRAMIS

<sup>2</sup> Departament de Física Fonamental, Facultat de Física, Universitat de Barcelona

\*[jean-eric.wegrowe@polytechnique.edu](mailto:jean-eric.wegrowe@polytechnique.edu)

The characterization of the stationary states in the spin-Hall effect is discussed within the framework of the phenomenological two spin-channel model. It is shown that two different definitions of the stationary states can be applied in the spin-Hall effect (see Fig1).

The two definitions lead to two different types of stationary states in the bulk: zero transverse spin-current or non-zero pure spin-current (see Fig.2). This difference is due to the treatment of the region near the edges, in which electric charge accumulation occurs. The screening equations that describe the accumulation of electric charges due to spin-orbit coupling are derived. The spin-accumulation associated to spin-flip scattering and the spin-Hall accumulation due to spin-orbit coupling appear to be two independent effects if we assume that the screening length is small with respect to the spin-diffusion length. The corresponding transport equations are discussed in terms of the Dyakonov-Perel equations. [1].

Beyond, the out-of-equilibrium stationary states of spin-Hall devices is studied on the basis of the least dissipation principle [2]. We show that the application of this variational principle fixes the definition of the stationary states.

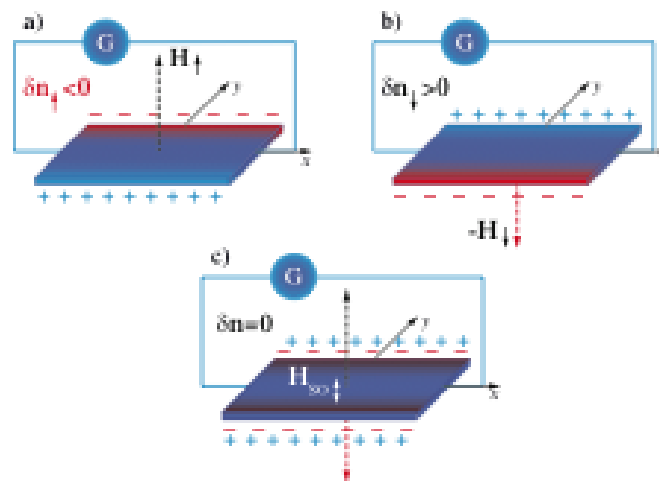
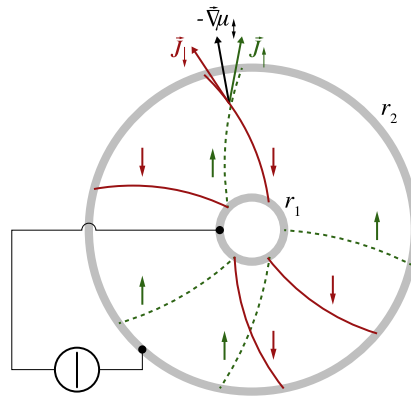


Figure 1. Schematic representation of the spin-Hall effect with the electrostatic charge accumulation  $\delta n$  at the boundaries: (a) usual Hall effect with a magnetic field  $H$  in the up direction (channel up) (b) usual Hall effect with a magnetic field in the down direction (channel down), (c) the addition of the two channels (a) and (b) leads to the modelisation of the spin-orbit scattering assuming an effective magnetic field  $H_{so}$  acting on the two different species of electric carriers with up and down spins.



*Fig2 : Schematic view of the Corbino disk with the current lines corresponding to spin up and spin down.*

[1] J.-E Wegrowe, « Stationary states and screening equations in the spin-Hall effect » 1609.03916v1

[2] J.-E Wegrowe, R. Benda, M. J. Rubi. « Conditions for the generation of spin and charge currents in spin-Hall devices » arXiv :1609.03916v1

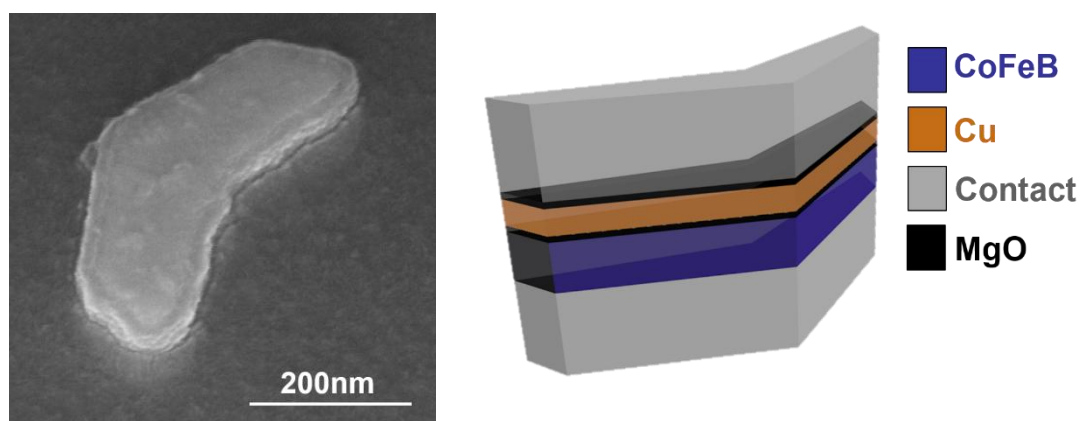
# Spin Accumulation Magnetoresistance: toward a tunnel magnetoresistance effect based on a single ferromagnetic element

**Zahnd Gilles<sup>1</sup>, Savero-Torres Williams<sup>1</sup>, Pham Van Tuong<sup>1</sup>, Lavaitte Guillaume<sup>1</sup>, Guelfucci Jude<sup>1</sup>, Lamard Nathalie<sup>1</sup>, Auffret Stéphane<sup>1</sup>, Sousa Ricardo<sup>1</sup>, Marty Alain<sup>1</sup>, Vila Laurent<sup>1</sup>, Attané Jean-Philippe<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> SPINTEC, CEA-INAC/CNRS/Univ. Grenoble Alpes, F-38000 Grenoble, France

\*[gilles.zahnd@hotmail.fr](mailto:gilles.zahnd@hotmail.fr)

Spintronic, and in a more extended way magnetic tunnel junctions (MTJs), have generated an increasing interest over the last decade, being envisioned as candidates for the next generation of fast logic and memory cells [1]. Indeed, by taking advantage of the spin degree of freedom, non-volatile memory functions can be obtained. Moreover, developed devices lead to low consumption, and 3D organized solutions [2, 3]. Nevertheless, difficulties are encountered in the further development of MTJ-based technologies. A deterministic fast writing process at low scale along with low energy consumption and reliable information storage is notably difficult to obtain. The presence of two ferromagnetic elements in the device is required for the reading step, done by tunnel magnetoresistance. This can be advantageous, as by enabling spin transfer torque but can also lead to complications, notably due to exchange or dipolar coupling effects. Here we present a magnetoresistive effect that can be detected using a single ferromagnetic element. The possibility to realize a nanopillar with only one ferromagnetic element could for instance free the devices from issues and limitations brought by unwanted coupling effects, as for racetrack or DW-MRAMs.



*Figure 1. On the left, SEM image of the device. The nanopillar is half immersed in the top/bottom contact insulating dielectric layer. On the right, the schematic of the pillar having a kink indicates the different materials*

The device presented above is a nanopillar where the active stack is CoFeB/MgO/Cu/MgO. By applying a current through the nanopillar, several resistance levels are observed, depending on the magnetic state of the ferromagnetic element. This magnetoresistance is shown to be induced by the spin accumulation injected at the first MgO barrier and confined in Cu by the second MgO layer. Indeed, the spin injection process induces an additional resistance due to the spin accumulation voltage. This spin accumulation takes benefit of being confined between the two tunnel barriers, as explained by theoretical calculations. Copper having a long spin relaxation time, the stack enables to maximize the spin accumulation whereas the second MgO barrier prevents its relaxation in the contact. By applying an external field and taking advantage of the ferromagnetic element geometry, it



is possible to inject or expel domain walls from the center of the kink, as studied here. When the magnetization is inhomogeneous, or a domain wall present, spin injected from the different domains are opposed. The two opposite spin accumulations then diffuse in Cu and cancel each other, bringing the system to a lower resistance state. As seen in the preliminary experiments of Figure 2, this leads to a clearly sizeable change of resistance, much larger than the tunnel anisotropic magnetoresistance at these field values. We will then discuss the maximum magnetoresistance expected from such a device, as well as from vortex configuration in dots.

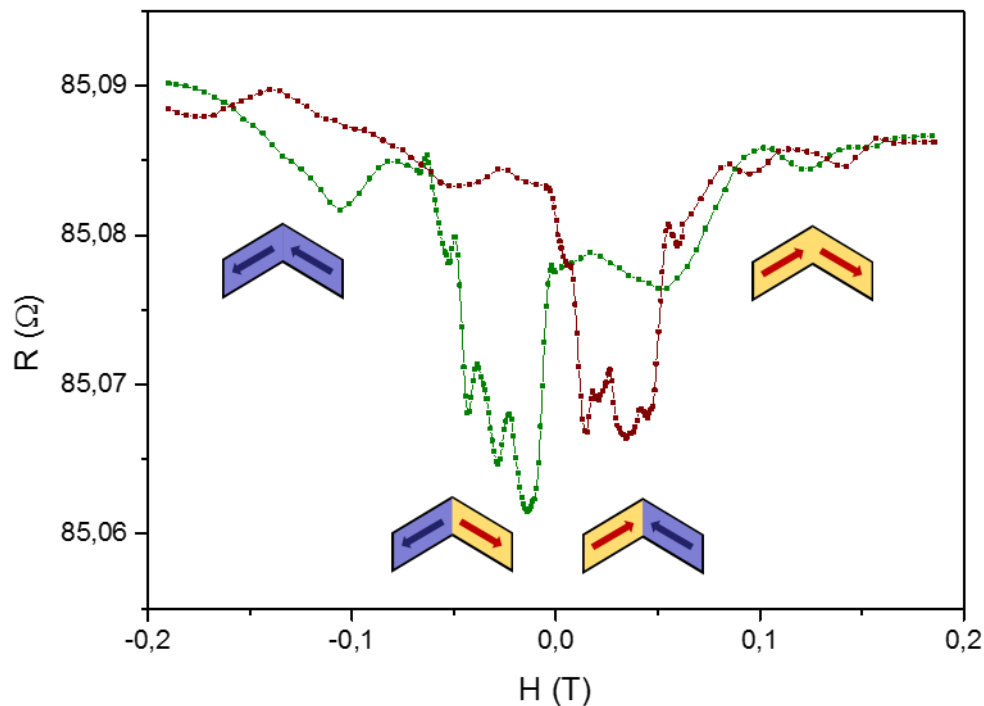


Figure 2. Spin accumulation magnetoresistance curves obtained by application of an external field on a CoFeB/MgO/Cu/MgO stack having a kink shape. The magnetization states of the ferromagnetic element are represented by a schematic top view of the CoFeB layer. The magnetic field is applied perpendicularly to the kink.

- [1] Tehrani, Said, et al. "Progress and outlook for MRAM technology." *IEEE Transactions on Magnetics* 35.5 (1999): 2814-2819.
- [2] Lin, C. J., et al. "45nm low power CMOS logic compatible embedded STT MRAM utilizing a reverse-connection 1T/1MTJ cell." *Electron Devices Meeting (IEDM), 2009 IEEE International. IEEE*, (2009).
- [3] Huai, Yiming. "Spin-transfer torque MRAM (STT-MRAM): Challenges and prospects." *AAPPS Bulletin* 18.6 (2008): 33-40.

## Potential of the LaAlO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub> interface for spintronics

**D. C. Vaz<sup>1</sup>, P. Noël<sup>2</sup>, E. Lesne<sup>3</sup>, H. Naganuma<sup>1,4</sup>, E. Jacquet<sup>1</sup>, Y. Fu<sup>2</sup>, S. Oyarzun<sup>2</sup>, J.C. Rojas-Sanchez<sup>2</sup>, G. Sicoli<sup>2</sup>, J. -P. Attané<sup>2</sup>, M. Jamet<sup>2</sup>, J.-M George<sup>1</sup>, H. Jaffrès<sup>1</sup>, A. Fert<sup>1</sup>, J. Santamaria<sup>5</sup>, L. Vila<sup>2</sup>, A. Barthélémy<sup>1</sup> and M. Bibes<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> *Unité Mixte de Physique CNRS/Thales, 1 avenue A. Fresnel, 91767 Palaiseau, France and Université Paris-Sud, 91405 Orsay, France*

<sup>2</sup> *Spintec, Institut Nanosciences et Cryogenie, Univ. Grenoble Alpes, CEA, CNRS, F-38000 Grenoble, France*

<sup>3</sup> *Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, Weinberg 2, 06120 Halle, Germany*

<sup>4</sup> *Department of Applied Physics, Graduate School of Engineering, Tohoku University, Aoba Aramaki Aoba-ku, Sendai, Miyagi, 980-8579 Japan*

<sup>5</sup> *Instituto de Magnetismo, Aplicado Universidad Complutense de Madrid, 28040 Madrid, Spain*

\*[diogo.vaz@cnrs-thales.fr](mailto:diogo.vaz@cnrs-thales.fr)

The interface formed by an LaAlO<sub>3</sub> thin film grown on top of a TiO<sub>2</sub>-terminated SrTiO<sub>3</sub> substrate hosts a two-dimensional electronic system [1]. Although controversy exists regarding some of its physical properties and their precise origin, it is universally found that conductivity only appears beyond an LaAlO<sub>3</sub> thickness threshold of 4 unit cells [2] which is a stringent limitation for efficient tunneling application [3]. Through magnetotransport and X-ray absorption spectroscopy experiments, we will show that this critical thickness can be reduced to just one unit cell when a metallic film of cobalt is deposited on top of LaAlO<sub>3</sub> [4]. We will demonstrate the generality of the observed onset of conductivity below the critical thickness of LaAlO<sub>3</sub> in on Metal/LaAlO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub> heterostructures, as recently predicted by first-principles calculations [5] and in link with the work function of the metal and enthalpy of formation of the oxide [6]. The Rashba spin-orbit coupling present at the interface could be exploit for spin to charge interconversion, which present advantages for future spintronics. We will show spin pumping experiments that evidence a very large spin to charge conversion efficiency of the 2DEG through the inverse Edelstein effect. This effect can be modulated by a gate voltage and its variation is interpreted in terms of a crossover between the occupancy of one to several bands with different orbital characters and different spin-orbit textures [7]. This suggest that oxide interfaces have a strong potential for spintronics, both for the generation or detection of spin currents.

[1] A. Ohtomo, and H. Y. Hwang, Nature 427, 423 (2004).

[2] S. Thiel et al., Science 313, 1942 (2006).

[3] N. Reyren et al., Phys. Rev. Lett. 108, 186802 (2012).

[4] E. Lesne et al.; Nat. Commun. 5, 4291 (2014).

[5] R. Arras et al.; Phys. Rev. B 85, 125404 (2012).

[6] D. C. Vaz et al.; Adv. Materials (2017)

[7] E. Lesne et al.; Nat. Mat. 4726 (2016)

## **Posters. Nanomagnétisme**

# Influence of Pt layer insertion on IrMn antiferromagnetic properties

**G. Forestier<sup>1</sup>, L. Frangou<sup>1</sup>, O. Gladii<sup>1</sup>, Y. Wen<sup>2</sup>, S. Auffret<sup>1</sup>, X. Zhang<sup>2</sup>, A. Manchon<sup>2</sup>, and V. Baltz<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> SPINTEC (Univ. Grenoble Alpes / CNRS / INAC-CEA), F-38000 Grenoble, France

<sup>2</sup> King Abdullah University of Science and Technology (KAUST), Physical Science and Engineering Division (PSE), Thuwal 23955-6900, Saudi Arabia

\*[guillaume.forestier@cea.fr](mailto:guillaume.forestier@cea.fr)

Exchange bias refers to the magnetic interactions between ferromagnetic and antiferromagnetic materials. As a result of these interactions uniaxial anisotropy builds up and creates hysteresis loop shift ( $H_E$ ). When  $H_E$  is larger than the coercive field, only one magnetization direction is stable in zero field. It is said that the antiferromagnet pins the magnetization of the ferromagnet. This property is widely used to set a reference direction for the spin of conduction electrons in spintronic applications. In this context antiferromagnetic materials have been the subject of intense research [1]. In a reciprocal manner it is also possible to manipulate the antiferromagnetic order by exchange bias. This was particularly useful in the recent field of antiferromagnetic spintronics that relates to spin-dependent transport in antiferromagnetic materials [2]. For example, exchange bias can be used to inject spin waves in antiferromagnets [3] or for the demonstration of antiferromagnetic tunnel anisotropic magnetoresistance [4]. Large tunnel anisotropic magnetoresistance signals need large spin-orbit coupling and large spontaneous moments [5]. To what extent and how the magnetic properties of antiferromagnetic materials shall and can be adjusted for use as functional materials are some of the questions to address in this context. To qualitatively determine the magnetic properties of antiferromagnetic materials, hysteresis loop measurement of exchange biased systems at various temperatures provides a simple table top experimental way. The qualitative distinction between bulk and interface contribution can be clearly revealed in hysteresis loop shift temperature-dependence ( $H_E$  vs.  $T$ ), where antiferromagnetic grains result in a high-temperature contribution while interfacial magnetic phases produce a low-temperature contribution [6].

In the present study, we determined how heavy metal (Pt) insertion in the bulk influences the antiferromagnetic properties of an IrMn layer. Series consisting of NiFe(8)/[IrMn( $t_{\text{IrMn}}$ )/Pt( $t_{\text{Pt}}$ )]<sub>x10</sub> and [Pt(1)/Co(0.5)]<sub>x4</sub>/[IrMn( $t_{\text{IrMn}}$ )/Pt( $t_{\text{Pt}}$ )]<sub>x10</sub> (nm) multilayers were grown by sputtering. The IrMn and Pt thicknesses were adjusted between 0 and 0.6 nm in order to vary the IrMn to Pt ratio. The [IrMn/Pt] antiferromagnets were exchange biased to ferromagnetic NiFe and [Pt/Co] layers with in-plane and out-of-plane anisotropy, respectively. For all samples, hysteresis loops were measured at various temperatures from 4 to 300 K. The temperature-dependence of the hysteresis loop shift and coercive field are shown in the figure. The low-temperature contribution is observed for all samples. It corresponds to the sharp decrease of  $H_E$  as  $T$  increases between 4 and 25 K, typically. Adding Pt increases the amplitude of the low-temperature contribution. This demonstrates the presence of more interfacial disordered phases, likely due to more intermixing up to the interface. The high-temperature contribution corresponds to  $H_E$  further decreasing towards zero. It is present for all samples. It is above 300 K when the antiferromagnet contains few Pt and mixes with the low-temperature contribution when the antiferromagnet contains more Pt. Adding Pt therefore shifts the high-temperature contribution towards smaller temperatures. This indicates an alteration of IrMn grains' properties. The results are similar whether the ferromagnet has in-plane or out-of-plane anisotropy, showing that the observations relate to the [IrMn/Pt] antiferromagnetic material. To conclude, we found that inserting layers made of a heavy element (Pt) in the bulk of an IrMn antiferromagnet provides a way to tune the surface to volume contribution of the antiferromagnetic properties. This could further be used as a knob to tune and study electrical properties.

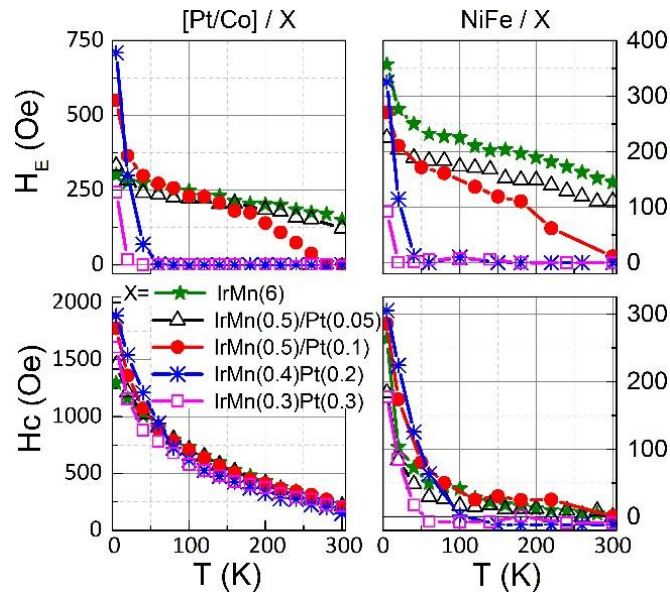


Figure 1. Temperature-dependence of hysteresis loop shift ( $H_E$ ) and coercive field ( $H_C$ ) for  $\text{NiFe}(8)/[\text{IrMn}(t_{\text{IrMn}})/\text{Pt}(t_{\text{Pt}})]_{x10}$  (Left) and  $[\text{Pt}(1)/\text{Co}(0.5)]_{x4}/[\text{IrMn}(t_{\text{IrMn}})/\text{Pt}(t_{\text{Pt}})]_{x10}$  (nm) multilayers (Right).

- [1] J. Nogués and I. K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203 (1999); A. E. Berkowitz and K. Takano, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 552 (1999).
- [2] H. V. Gomonay and V. M. Loktev, *Low Temp. Phys.* **40**, 22 (2014); T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley, and J. Wunderlich, *Nat. Nanotechnol.* **11**, 231 (2016); V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak, [ArXiv:1606.04284](https://arxiv.org/abs/1606.04284) (2016).
- [3] H. Wang, C. Du, P. C. Hammel, and F. Yang, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 097202 (2014); C. Hahn, G. De Loubens, V. V. Naletov, J. Ben Youssef, O. Klein, and M. Viret, *Europhys. Lett.* **108**, 57005 (2014); L. Frangou, G. Forestier, S. Auffret, S. Gambarelli, and V. Baltz, *Phys. Rev. B* **95** 054416 (2017).
- [4] B. G. Park, J. Wunderlich, X. Martí, V. Holý, Y. Kurosaki, M. Yamada, H. Yamamoto, A. Nishide, J. Hayakawa, H. Takahashi, A. B. Shick, and T. Jungwirth, *Nat. Mater.* **10**, 347 (2011); Y. Y. Wang, C. Song, B. Cui, G. Y. Wang, F. Zeng, and F. Pan, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 137201 (2012).
- [5] B. G. Park, J. Wunderlich, D. A. Williams, S. J. Joo, K. Y. Jung, K. H. Shin, K. Olejník, A. B. Shick, and T. Jungwirth, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 087204 (2008).
- [6] K. Takano, R. H. Kodama, A. E. Berkowitz, W. Cao, and G. Thomas, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1130 (1997); K. O'Grady, L. E. Fernández-Outón, and G. Vallejo-Fernandez, *J. Magn. Magn. Mater.* **322**, 883 (2010); V. Baltz, B. Rodmacq, A. Zarefy, L. Lechevallier, and B. Dieny, *Phys. Rev. B* **81**, 052404 (2010).

# Anisotropie magnétique et déformation de nanofils ferromagnétiques de Ni et CoNi en épitaxie verticale dans SrTiO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub>(001) et BaTiO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub>(001)

**X. Weng\***, M. Hennes, D. Demaille, Y. Zheng, F. Vidal

INSP, UPMC Sorbonne Universités, CNRS UMR 7588, 4 place Jussieu, 75005 Paris

\*[weng.xiaorong@insp.upmc.fr](mailto:weng.xiaorong@insp.upmc.fr)

Les nanofils ferromagnétiques sont des objets très étudiés pour leurs propriétés particulières : en raison de leur fort rapport d'aspect, ils possèdent en général une anisotropie de forme élevée conduisant à deux états magnétiques de plus basse énergie, avec l'aimantation alignée le long de l'axe des fils. La méthode la plus utilisée pour obtenir des assemblées de nanofils ferromagnétiques repose sur l'électrodéposition de métaux dans les pores de gabarits comme l'alumine poreuse.

Dans cette contribution, on s'intéresse à des nanofils obtenus par auto-assemblage lors du dépôt par ablation par laser pulsé séquentielle [1]. Cette technique permet d'obtenir des assemblées de nanofils de diamètre très faible, en épitaxie verticale dans une couche mince d'oxyde, comme schématisé en Figure 1(a). L'épitaxie engendre une déformation qui peut avoir un impact important sur l'anisotropie magnétique par couplage magnéto-élastique [2]. Deux systèmes ont été étudiés : des nanofils de Ni dans SrTiO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub>(001) et des nanofils d'alliage Co<sub>x</sub>Ni<sub>1-x</sub> dans BaTiO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub>(001).

Dans le système nanofils de Ni dans SrTiO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub>(001), nous avons pu faire varier le diamètre des nanofils dans la gamme 2-6 nm. Une forte déformation axiale du nickel a été mesurée par diffraction des rayons X. Cette déformation dépasse 3% pour des fils de diamètre 2 nm. Ceci induit une anisotropie magnéto-élastique uni-axiale qui domine les autres termes uni-axiaux et comme le coefficient de magnétostriction  $\lambda_{001}$  est négatif dans le nickel, l'axe des fils devient un axe magnétique difficile. La figure 1(b) montre les cycles d'aimantation mesurés avec différentes orientations du champ magnétique appliqué : l'axe des fils est l'axe magnétique difficile.

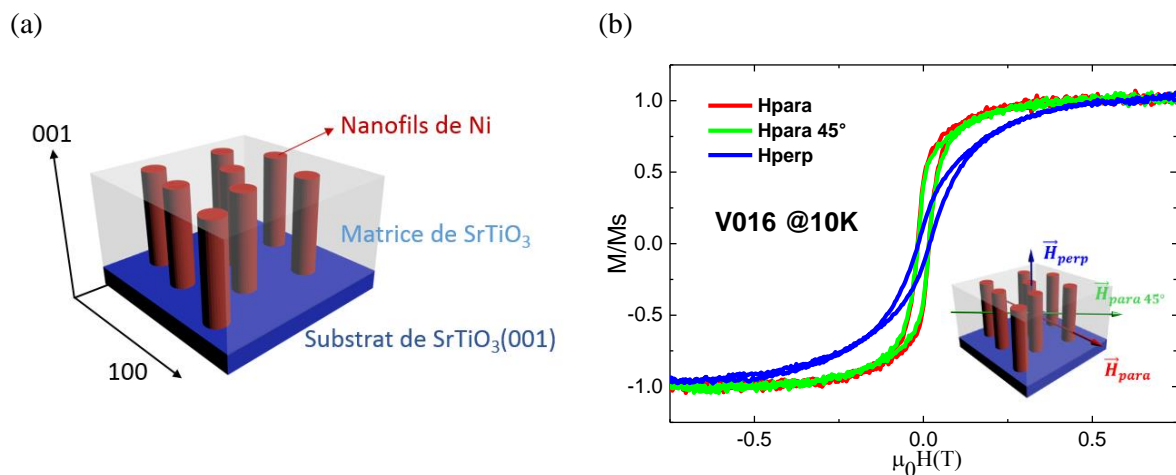


Figure 1: (a) Représentation schématique d'une assemblée de nanofils épitaxiés en matrice d'oxyde. (b) Cycles d'aimantation d'un échantillon de nanofils de Ni dans SrTiO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub>(001) à une température de 10 K mesurés avec différentes orientations du champ magnétique appliqué.

Ces résultats indiquent qu'il est possible d'utiliser les déformations liées à l'épitaxie pour modifier profondément l'anisotropie magnétique du système. Nous avons donc entrepris la croissance de nanofils d'alliages  $\text{Co}_x\text{Ni}_{1-x}$  pour lesquels le coefficient  $\lambda_{001}$  est positif. Les premiers résultats, pour  $x=0.6$ , indiquent un renforcement de l'anisotropie uniaxiale dans le système. Ceci indique que les assemblées de nanofils de  $\text{Co}_x\text{Ni}_{1-x}$  dans  $\text{BaTiO}_3/\text{SrTiO}_3(001)$  sont des systèmes intéressants pour étudier le renforcement de l'anisotropie magnétique par couplage magnéto-élastique.

[1] Bonilla *et al.*, *ACS Nano* **7** (2013) 4022.

[2] Schuler *et al.*, *Nano Res.* **8** (2015) 1964.

# Influence de l'épaisseur sur les processus d'aimantation dans des couches minces de FeGa

J.-Ph. Jay<sup>1</sup>, R. Manac'h<sup>1</sup>, W. Jahjah<sup>1</sup>, D. Dekadjevi<sup>1</sup>, Y. Le Grand<sup>1</sup>, A. Fessant<sup>1</sup>, B. Warot-Fonrose<sup>2</sup>, A. R. E. Prinsloo<sup>3</sup>, C. J. Sheppard<sup>3</sup>, D. Spenato<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire d'Optique et de Magnétisme – EA 938 – Université de Bretagne Occidentale / Université Bretagne Loire – 6, avenue le Gorgeu 29200 Brest

<sup>2</sup> Groupe nanomatériaux - CEMES-CNRS, 29 rue Jeanne Marvig 31055 Toulouse.

<sup>3</sup> Department of Physics, University of Johannesburg, South Africa.

E-mail : [jay@univ-brest.fr](mailto:jay@univ-brest.fr)

Parmi les matériaux magnétostrictifs, l'alliage de fer et de gallium est particulièrement intéressant car il combine de faibles coercivités, une bonne ductibilité et une forte magnétostriction[1]. Il trouve des applications dans les capteurs de contraintes ou de couple et dans les actuateurs.

Dans ce poster nous présenterons l'influence de l'épaisseur sur le renversement de l'aimantation de films minces de FeGa déposés par pulvérisation cathodique sur substrat de verre (Schott D 263) sous champ magnétique ( $H_{dép} \approx 300$  Oe). Les épaisseurs sont  $t_{FM} = 5$  et 60 nm. La cible utilisée est de composition Fe<sub>81%</sub>Ga<sub>19%</sub>, la composition des couches a été vérifiée par EPMA. Une couche de protection de Ta d'environ 7 nm est déposée pour protéger le FeGa de l'oxydation. La vitesse de dépôt est de 0,22 nm/s, proche de celle de Weston et al. pour des conditions similaires [2].

Les analyses structurales – diffraction X (DRX) et microscopie électronique en transmission haute résolution (METHR) – montrent que les films sont continus, avec une faible rugosité, quelle que soit l'épaisseur. Les épaisseurs réelles déterminées par réflectométrie sont très proches des valeurs nominales. Un seul pic de Bragg est observé à 44,4° correspondant à une distance interréticulaire de 0.288 nm en accord avec la distance  $d_{110}$  de la phase A2.

Des mesures de diffraction électronique montrent des anneaux avec des spots d'autant plus nombreux que l'épaisseur du film est faible (voir figure 1). Ceci témoigne qu'en plus d'une fraction polycristalline croissant sans direction préférentielle, une partie texturée est fortement présente pour les plus faibles épaisseurs.

L'étude magnétique a été menée en utilisant un magnétomètre à échantillon vibrant (VSM) permettant de détecter à la fois la composante longitudinale et la composante transverse de l'aimantation. Les aimantations de toutes les couches sont identiques et ne dépendent donc pas de l'épaisseur :  $M_S = 919$  kA/m,  $\mu_0 M_S = 1,15$  T valeur proche de celle trouvée par Zhang pour une épaisseur similaire [3] mais plus faible que dans les alliages massifs.

La figure 2 présente les cycles d'hystérésis pour les 2 épaisseurs de 5 et 60 nm. Le champ extérieur est appliqué soit selon la direction du champ de dépôt ( $\varphi = 0^\circ$ ) soit perpendiculairement ( $\varphi = 90^\circ$ ). Le 3ème angle ( $\varphi = 50^\circ$ ) correspond à l'angle pour lequel l'aimantation transverse est maximale.

Une aimantation transverse nulle ou très faible pour  $\varphi = 0^\circ$  et  $\varphi = 90^\circ$  montre que le renversement de l'aimantation est incohérent impliquant la nucléation et la propagation de domaines. Au contraire pour  $\varphi = 50^\circ$ , l'aimantation transverse est maximale et le processus de retournement de l'aimantation est cohérent. On remarque que le maximum  $M_t$  est plus élevé pour la plus faible épaisseur. Ceci est bien visible sur la figure 3, où le maximum de  $M_t$  normalisé à  $M_s$  est tracé en polaires.

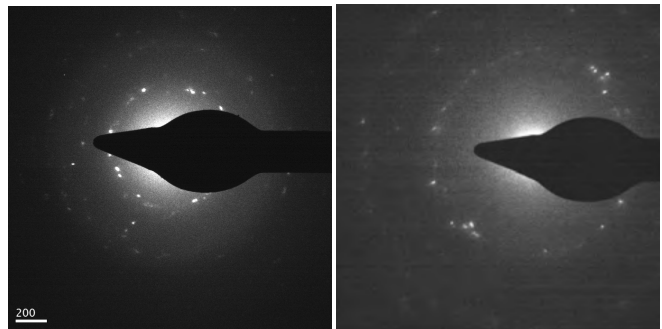


FIGURE 1 – Images de diffraction obtenues en METHR

à gauche : verre/FeGa(7nm)/Ta .

à droite : verre/FeGa(40 nm)/Ta



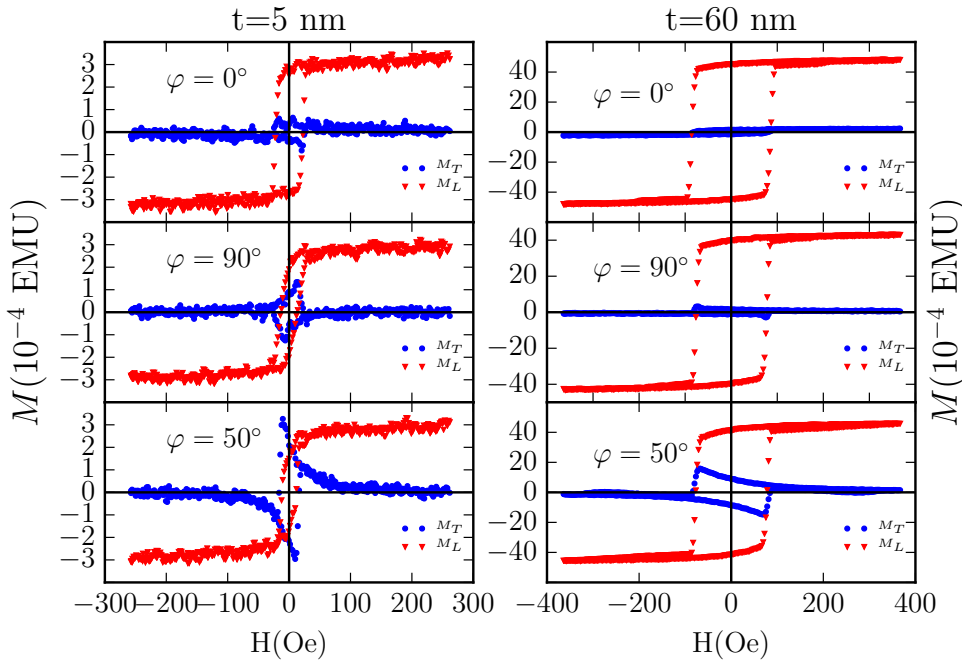


FIGURE 2 – Cycles d’hystérésis (composantes longitudinale  $M_L$  et transverse  $M_T$ ) pour les épaisseurs de FeGa de 5 et 60 nm avec des champs appliqués selon différentes directions  $\varphi$  (voir texte)

Même si l’amplitude de ce maximum augmente lorsque l’épaisseur diminue, la forme en "X" est la même pour les 2 épaisseurs et les 4 lobes ont même forme. Leurs maxima sont présents pour les mêmes angles ( $50^\circ, 120^\circ, 230^\circ, 300^\circ$ ). Cette symétrie est à relier à l’anisotropie magnétique. Si celle-ci était uniaxiale on obtiendrait 2 maxima et non pas 4 comme observé. On a donc pour le FeGa en couches minces une anisotropie d’ordre supérieur. De plus les angles entre les maxima des 4 lobes correspondent aux angles que font les directions [111] dans le plan (110) d’un système cubique. La diminution de la taille des lobes lorsque l’épaisseur augmente s’explique par la diminution de la fraction cristalline texturée comme vue en diffraction électronique.

Nos observations rejoignent celles obtenues en épitaxie [2]. Les résultats présentés ici seront complétés par des mesures magnétoélastiques.

## Références

- [1] Arthur E. CLARK, James B. RESTORFF, Marilyn WUN-FOGLE, Thomas A. LOGRASSO et Deborah L. SCHLAGEL : Magnetostrictive properties of body-centered cubic Fe-Ga and Fe-Ga-Al alloys. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 36(5):3238–3240. 00423.
- [2] J.L. WESTON, A. BUTERA, T. LOGRASSO, M. SHAM-SUZZOHA, I. ZANA, G. ZANGARI et J. BARNARD : Fabrication and characterization of Fe<sub>81</sub>/Ga<sub>19</sub> thin films. *IEEE Transactions on Magnetics*, 38(5):2832–2834. 00025.
- [3] Xiaoshan ZHANG, Qingfeng ZHAN, Guohong DAI, Yiwei LIU, Zhenghu ZUO, Huali YANG, Bin CHEN et Run-Wei LI : Effect of buffer layer and external stress on magnetic properties of flexible FeGa films. *Journal of Applied Physics*, 113(17):17A901. 00041.

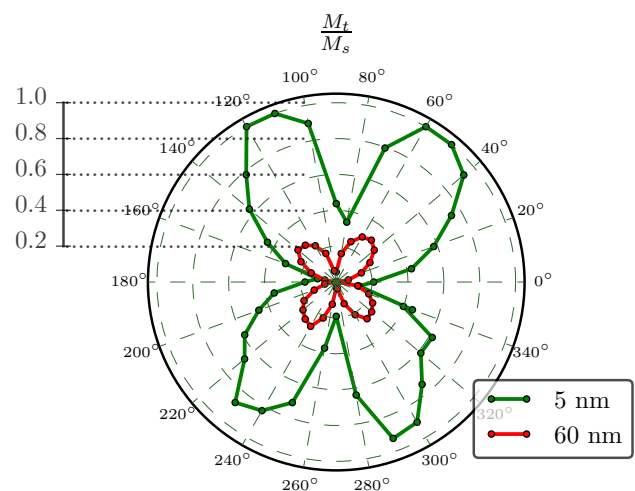


FIGURE 3 – Comportement azimuthal du maximum normalisé à  $M_S$  de l’aimantation transverse ( $\varphi = 0 : H \parallel H_{dép}$ ) pour les différentes épaisseurs des films de FeGa

# Optimization of nanowires dense assembly: the strategy for a nanostructured permanent magnet

**H.T.T Nong<sup>1</sup>, K Mrad<sup>1</sup>, F Schoenstein<sup>1</sup>, N Jouini<sup>1</sup>, B Leridon<sup>2</sup> and S Mercone<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Laboratoire des Sciences des Procédés et des Matériaux, Université Paris Nord, Sorbonne Paris Cité, CNRS UPR-3407, 99, Av. J. B. Clément, 93430 Villetaneuse, France

<sup>2</sup> LPEM-ESPCI Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Université, UMPC, 10 Rue Vauquelin, F-75005 Paris, France

\*[thi.nong@lspm.cnrs.fr](mailto:thi.nong@lspm.cnrs.fr)

Permanent magnets play an important role in human daily-life products that range from electric power generation to energy conversion and transportation. The demand of permanent magnets is going up exponentially. This huge market is mostly supplied by rare earth-based magnets, which exhibit the best performances. However, the resource of rare-earth is limited. This challenge motivates the scientists for a new generation of magnets that could show high performance for applications.

A possible approach consists of assembling single domain nanoparticles with a high anisotropy into dense materials and to take advantage of the nanostructuration. This bottom-up method has the advantage to keep the high coercivity of single nanowire inside the bulk structure. In the case of cobalt based nanowires, thanks to a good magnetocrystalline anisotropy and a high shape one, they may show the desired magnetic properties as predicted by the standard Stoner–Wohlfarth model [1]. By controlling the hexagonal crystal structure of these cobalt nanowires, it is possible to maximize their energy product and thus to open the way for their application into permanent magnet [2].

Among all the possible sintering techniques [3-5] used to compact nano-powders into bulk materials, we used the SPS one because of its advantages to reach a full density and controlled porosity, to retain nanometric particle structure by fast cycle times and minimal grain growth. Our nanowires were synthesized by polyol process [6-7]. The Cobalt nanostructured magnet were sintered under 1 Tesla and showed a better coercivity compared to the nanopowders. However, the increasing of coercivity is not as much as expected. In order to understand these experimental results, we decided to perform the simulations of nanowires dense arrays by micromagnetic simulation using NMAG package [8]. In this simulation, the cylinder nanowires were constructive in cubic order [Fig 1a].

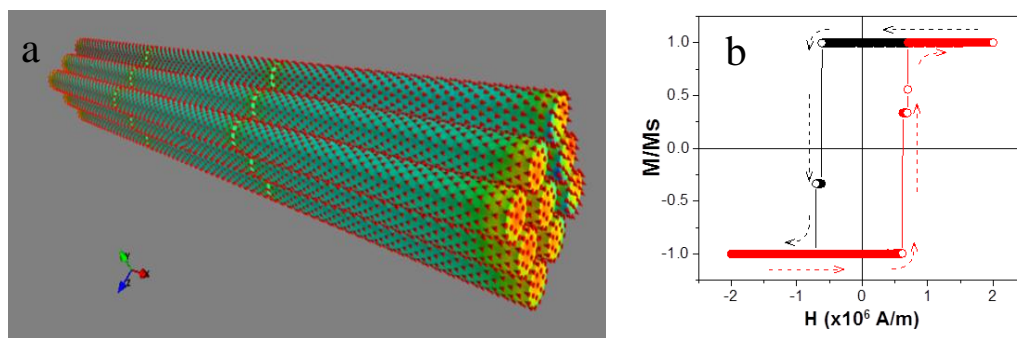


Figure 1. (a) Configuration of a dense finite cylinder system. Note that the red symbol is the local magnetic moment, (b) Hysteresis loop of system (a) when applied  $2 \times 10^6$  A/m.

The simulations suggest that in the high packing fraction system, the disorder of the cylinders inside the assembly, does not play an important role in the reduction of the magnetization and coercivity field. This is observed up to 50% of disordered cylinders. Moreover, the coercivity rises up while decreasing the packing fraction of the assembly. These open the way to a new designed generation of a

composite permanent magnet where the nanowires can be dispersed and ordered inside a polymer matrix.

- [1] Stoner, E.C., Wohlfarth, E.P. (1948). *Phil. Trans. Roy. Soc. A* 240, 599–642. Reprinted in *IEEE Trans. Magn.* 27, 3475 (1991)
- [2] H.T.T Nong, K Mrad, F Schoenstein, J-Y Piquemal, N Jouini, B Leridon and S Mercone , *Adv. Nat. Sci.: Nanosci. Nanotechnol.*, 8 (2017)
- [3] Chen K H, Jin Z Q, Li J, Kennedy G, Zeng H, Cheng S F, Wang Z L, Thadhani N N and Liu J P, *J. Appl. Phys.* 96 1276 (2004)
- [4] Rong C B, Nandwana V, Poudyal N, Liu J P, Saito T, Wu Y Q and Kramer M J, *J. Appl. Phys.* 101 09K515 (2007)
- [5] Rong C B, Nandwana V, Poudyal N, Liu J P, Kozlov M E, Baughman R H, Ding Y and Wang Z L, *J. Appl. Phys.* 102 023908 (2007)
- [6] Chakroune N, Viau G, Ricolleau C, Fievet-Vincent F and Fievet F, *J. Mater. Chem.* 13 312 (2003)
- [7] Ung D, Soumare Y, Chakroune N, Viau G, Vaulay M J, Richard V and Fievet F, *Chem. Mater.* 19 2084 (2007)
- [8] Thomas Fischbacher, Matteo Franchin, Giuliano Bordignon, and Hans Fangohr. A Systematic Approach to Multiphysics Extensions of Finite-Element-Based Micromagnetic Simulations: Nmag, in *IEEE Transactions on Magnetics*, 43, 6, 2896 (2007).

# Imaging and field-driven domain wall motion in cylindrical CoNi nanowires with modulated diameter

B.Trapp<sup>1,\*</sup>, S. Bochmann<sup>2</sup>, M. Stano<sup>1</sup>, J. A. Fernandez-Roldan<sup>3</sup>, S. Jamet<sup>1</sup>, A. Wartelle<sup>1</sup>, J.C.Toussaint<sup>1</sup>, A. Masseboeuf<sup>4</sup>, C. Gatel<sup>4</sup>, D. Gusakova<sup>5</sup>, J. Bachmann<sup>2</sup>, O. Fruchart<sup>1,5</sup>

<sup>1</sup> Univ. Grenoble-Alpes-CNRS, Inst. Neel, Grenoble, France

<sup>2</sup> Friedrich-Alexander-Universität Nürnberg-Erlangen, Erlangen, Germany

<sup>3</sup> Institute of Materials Science of Madrid, CSIC, Madrid, Spain

<sup>4</sup> CNRS, CEMES, Toulouse, France

<sup>5</sup> Univ. Grenoble-Alpes-CNRS-CEA, Spintec, Grenoble, France

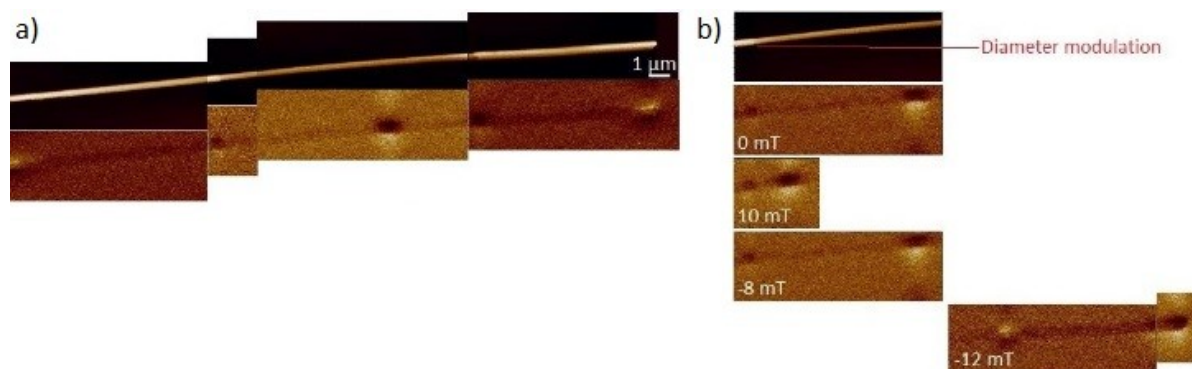
\*[beatrice.trapp@neel.cnrs.fr](mailto:beatrice.trapp@neel.cnrs.fr)

Magnetic domain walls are perturbations of uniform magnetic order which could code bits in potential 3D data storage devices such as the racetrack memory proposed by S. Parkin in 2004 [1]. The theoretical concept foresees a dense array of vertical 3D nanowires. Domain walls would be nucleated at one wire end and then be propagated towards an integrated read head under the influence of an applied magnetic field or a spin polarized current. So far, this concept has only been demonstrated in flat rectangular strips patterned by optical lithography yielding domain wall velocities exceeding 100 m/s over distances of several micrometers [2]. Recent advances in electrochemistry have made wires with cylindrical cross section and of a total length of several micrometers accessible with diameters ranging from tens to a few hundreds of nanometers. In this study, we report the imaging of domain walls and their field-induced motion in such wires using magnetic force microscopy as well as electron holography. Our wires consist of rather soft magnetic CoNi alloy, which is optimized for high domain wall mobility by thermal treatment. Domain wall energy being sensitive to the wire geometry, we have introduced diameter modulations along the wire axis to create effective energy barriers for the domain wall motion [3].

In a first step, we study nanowires with a central section of approximately 150nm in diameter and with two asymmetric protrusions of about 50nm height at the wire ends (Fig.1). The total length of each of the three segments is 10 micrometers. At remanence, magnetic force microscopy of isolated nanowires aligned on a silicium support reveals a uniform spin configuration with magnetization oriented along the wire axis. Robust domain wall nucleation in the thin section has been achieved by ac demagnetization with a maximum magnetic field of approximately 2T. For the non-optimized nanowires, recent MFM, XMCD-PEEM and electron holography experiments have evidenced a large distribution of propagation fields typically in the range of 5 -20mT [4]. The corresponding pinning could originate from surface roughness as well as inner microstructure [5]. In our samples surface roughness has been significantly reduced through an optimized deposition process as well as through a protective SiO<sub>2</sub> shell around the magnetic wires. We have systematically studied the influence of the microstructure by annealing the CoNi nanowire arrays. As expected from literature [6], crystallographic analysis via X-ray diffraction and TEM reveals polycrystalline fcc structure for the as deposited alloys. Magnetization measurements on the nanowire array evidence a saturation induction around 1T and a coercivity below 10 mT which are conserved after annealing. Similar results have been reported for CoNi nanowire arrays before and after annealing in [7]. Studying the field-induced domain wall propagation in our optimized nanowires, we reliably depict the domain walls and propagate them in the thin section over distances of several micrometers at approximately 5 to 10mT. The diameter modulations inhibit full reversal of the magnetization up to about 12mT of applied field. We attribute the lowered field magnitude and the overall reduced propagation field distribution to a reduction of defects induced by the thermal treatment. As magnetic force microscopy does not allow the determination of the spin structure of the domain walls, additional electron holography experiments and comparison with finite element simulation of the magnetic phase contrast have been performed. These reveal that the magnetization reversal occurs in the vast majority of observations through the nucleation and propagation of a transverse domain wall [8]. This is rather unexpected for wires with more than 100nm diameter as

energetically reversal with the nucleation and propagation of a Bloch point domain wall would be more favourable. A possible explanation might be a transformation between transverse and Bloch point domain wall due to applied field [9].

In a second step, we have investigated the effect of a symmetric protrusion on the field-induced domain wall propagation. Having determined the protrusion geometry which allows efficient domain wall clocking from finite element simulation we have synthesized wires with multiple modulations of this geometry along the wire axis. Domain wall propagation in those wires is currently under investigation.



*Figure 1. a) Atomic (top) and Magnetic (bottom) force microscopy of a trisegmented CoNi nanowire with a tail-to-tail domain wall. b) Field-induced domain wall motion in the trisegmented CoNi alloy nanowire shown in a). At +10mT applied field, the domain wall moves towards the left and is stopped in front of the diameter modulation. A negative applied field induces motion back towards the right, first to the initial domain wall position and then through the diameter modulation, so that eventually the nanowire magnetization is fully reversed.*

- [1] S. S. P. Parkin: U.S. patents 6834005, 6898132, 6920062 (2004)
- [2] S. Parkin, Science 320 (2008)
- [3] S. Bochmann, (to be submitted)
- [4] S. Da Col, Applied Physics Letters 109 (2016)
- [5] A. Ivanov, Physics of the Solid State 53 (2011)
- [6] V. Vega, Nanotechnology 23 (2012)
- [7] C. Wang, Appl. Phys. A: Materials Science and Processing (2001)
- [8] M. Stano, arXiv: 1609.00255
- [9] A. Wartelle, (to be submitted)

# From vanishing interaction to super-ferromagnetic dimerization: experimental determination of interaction lengths for embedded Co clusters

**F. Tournus<sup>1</sup>, A. Hillion<sup>2</sup>, A. Tamion<sup>1</sup>, C. Albin<sup>1</sup>, V. Dupuis<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Institut Lumière Matière, UMR5306 CNRS Université Claude Bernard Lyon 1, 69622  
Villeurbanne Cedex

<sup>2</sup> Institut Jean Lamour (UMR CNRS 7198), Université de Lorraine, 54506 Vandoeuvre les  
Nancy cedex

\*[florent.tournus@univ-lyon1.fr](mailto:florent.tournus@univ-lyon1.fr)

Magnetic nanoparticles are of great interest in a wide range of disciplines, including magnetic fluids, catalysis, biotechnology/biomedicine, magnetic resonance imaging, data storage, and environmental remediation. Successful applications of such magnetic nanoparticles in the areas listed above are highly dependent on the stability of the particles under a range of different conditions. In particular, these nanomagnets might be used as magnetic media in future high-density magnetic storage devices with ultimate recording bits, i.e. a single nanoparticle or even a single atom. Reading and writing of such a system requires to know perfectly its magnetic properties in particular its anisotropy constant. It is then crucial to be able to characterize the magnetic properties of nanoparticles, and to be able to separate the intrinsic behavior from other effects coming from interparticle interactions in an assembly.

We will present magnetic measurements of Co clusters (around 2.5 nm diameter) embedded in different matrices: carbon and two metallic matrices (Au and Cu). We will show that, thanks to our original experimental approach (low energy cluster beam deposition technique, where preformed magnetic clusters are diluted in a matrix), by using highly diluted samples we can reach a situation where no interparticle interactions are detected. The intrinsic magnetic properties of the particles can then be accurately determined thanks to a "global" fitting procedure relying on the theoretical description of various magnetometry measurements : low temperature (hysteresis) and high temperature (superparamagnetic)  $m(H)$  loops, Zero-Field Cooled (ZFC)/ Field Cooled(FC) susceptibility curves, and isothermal remanent magnetization (IRM) curves. We show how both the magnetic size and magnetic anisotropy energy can be impacted by the nature of the matrix. Then, by considering nanoparticle assemblies of increasing concentrations (still remaining in a diluted range, lower than 10% in volume), we discuss the different effects of interactions between particles on the magnetic measurements. In order to account for the observed evolution of the curves, we propose a simple model where magnetic dimers are formed for distances lower than a given interaction length (see Fig. 1). This super-ferromagnetic correlation, which can be consistently inferred for each matrix, thus modifies the magnetic size distribution which has a drastic effect (in particular on ZFC/FC curves) as soon as particles are close enough from each other. The deduced interaction length (of the order of one nanometer) is found to be larger for metallic matrices and could be ascribed to RKKY interactions between neighboring magnetic nanoparticles [1].

In the end, one can consistently explain the different magnetic measurements on Co nanoparticle assemblies, of the various concentrations considered in the present investigation, with the following features:

- the existence of a short-range ferromagnetic interaction (super-ferromagnetic dimerization, certainly due to RKKY interactions) significantly modifying the ZFC/FC curves;

- the existence of long-range dipolar interactions, having a negligible effect on susceptibility curves (and hysteresis loops) but responsible for the  $\Delta m$  signal.

Whatever the matrix, the long-range interactions (dipolar) are always present as it is visible in the  $\Delta m$  peak. On the other hand, the super-ferromagnetic interaction length (formation of magnetic dimers) depends on the matrix nature. It has been possible to infer its value in each matrix, thanks to our experimental approach where the very same Co nanoparticles are diluted in a matrix with a concentration (and thus inter-particle distance distribution) which can be adjusted.

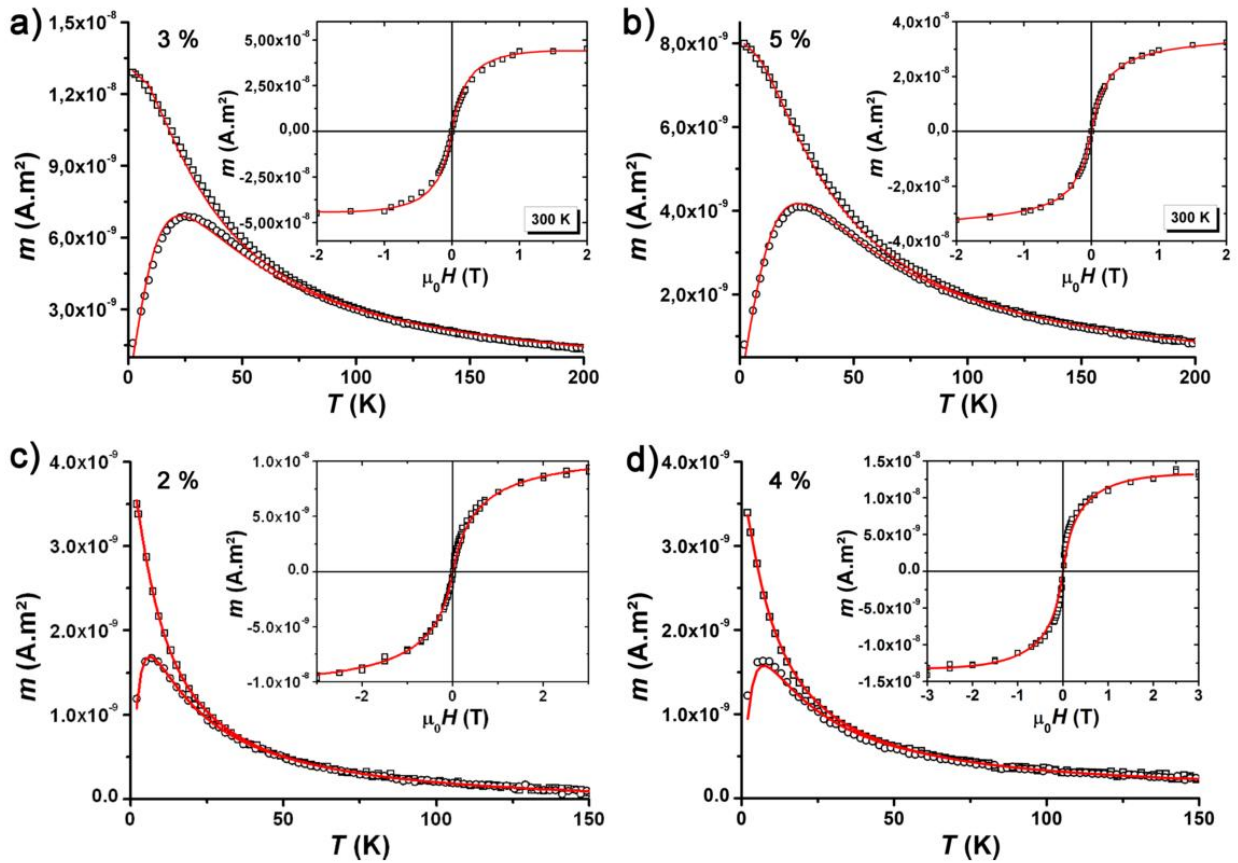


Figure 1. Experimental (dots) ZFC/FC curves and magnetization loop at 300 K and fits (lines) using magnetic dimers and trimers for the Cu matrix (a and b) and the C matrix (c and d). The concentration are indicated in inset. These fits allow us to infer the value of an interaction length in each matrix.

[1] A. Hillion, A. Tamion, F. Tournus, C. Albin, and V. Dupuis, Phys. Rev. B in press.

# Domain wall pinning in cylindrical nanowires with modulation in diameter: analytical and micromagnetic models

J. A. Fernandez-Roldan<sup>1</sup>, B. Trapp<sup>2</sup>, A. De Riz<sup>3</sup>, M. Stano<sup>2</sup>, C. Thirion<sup>2</sup>, O. Fruchart<sup>3</sup>,  
J.-C. Toussaint<sup>2</sup>, D. Guskova<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Institute of Materials Science of Madrid, CSIC, 28049 Madrid, Spain

<sup>2</sup> Institut NEEL, Univ. Grenoble Alpes/ CNRS, F-38000 Grenoble, France

<sup>3</sup> Univ. Grenoble Alpes, CNRS, CEA, Grenoble INP, INAC, SPINTEC, F-38000 Grenoble, France

\*[daria.guskova@cea.fr](mailto:daria.guskova@cea.fr)

Magnetic nanowires are very promising for future technologies such as magnetic recording, magnetic sensors or bio applications [1]. In particular, cylindrical-type geometries are of interest for three-dimensional magnetic memory design based on self-organized dense arrays of magnetic nanowires [2,3]. Their diameters may approach several tens of nanometers or less. The magnetization reversal process in such structures is based on the nucleation and propagation of the magnetic domain walls. In comparison to square cross-section thin nanostrips, the specific characteristics of cylindrical magnetic wires allow a larger variety of magnetic textures or the absence of so-called Walker limit for the domain wall motion under applied field or current [4,5].

The diameter of a nanowire may be modulated by electrodeposition in nanoporous alumina templates [6] in order to control the domain wall position within the pinning centers by locally lowering its magnetostatic energy. The theoretical studies of the corresponding magnetization configuration and the domain wall pinning conditions are essential for the development of novel technologies.

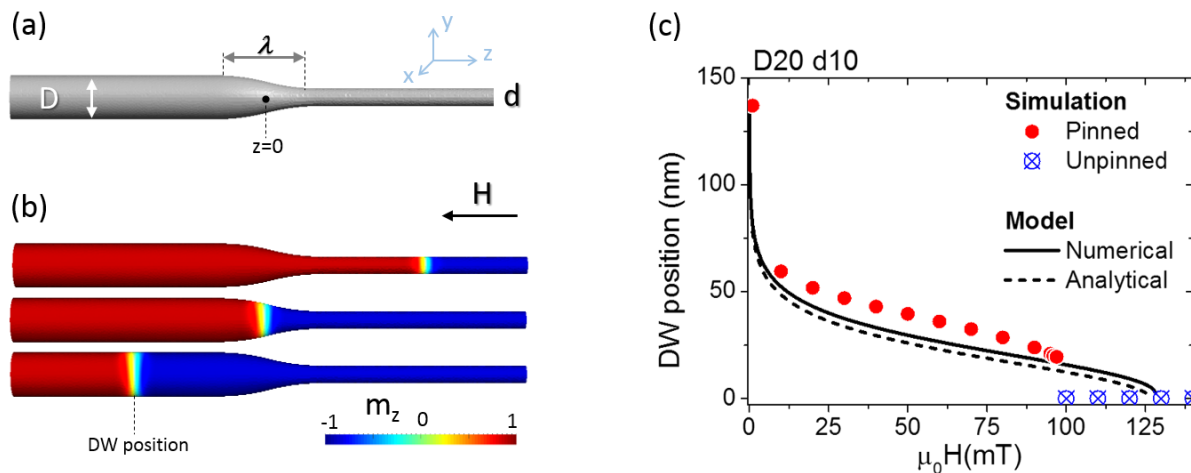


Figure 1. (a) Cylindrical nanowire with modulated diameter. (b) Snapshots of longitudinal magnetization distribution. (c) Domain wall position as a function of applied magnetic field for  $D=20\text{nm}$ ,  $d=10\text{nm}$  and  $\lambda=100\text{nm}$ .

Here we investigate theoretically the influence of the geometry on the transverse domain wall dynamics and its pinning conditions under the uniform applied magnetic field [Fig.1]. We use our micromagnetic finite element software *feLLGood* [7,8] to model domain wall evolution within modulated diameter nanowire. In addition we develop a simple analytical model which allows us to calculate the domain wall position and thus to extract the domain wall pinning conditions as a function of geometry parameters and as a function of applied magnetic field.



- [1] S. Parkin, S. -H. Yang. *Nature Nanotechnology* 10, 195–198 (2015).
- [2] K. Pitzschel *et al.*, *J. Appl. Phys.* **109**, 033907 (2011).
- [3] S. Da Col, M. Darques, O. Fruchart, and L. Cagnon, *Appl. Phys. Lett.* **98**, 112501 (2011).
- [4] M. Yan, A. Kákay, S. Gliga, and R. Hertel. *Phys. Rev. Lett.* 104, 057201 (2010).
- [5] S. Da Col *et al.*, *Phys. Rev. B* 89, 180405(R) (2014).
- [6] H. F. Liew, S. C. Low, and W. S. Lew, *J. Phys.: Conf. Series* **266**, 012058 (2011).
- [7] F. Alouges, E. Kritisikis, J.-C. Toussaint, *Physica B* **407**, 1345 (2012).
- [8] M. Sturma, J.-C. Toussaint, D. Gusakova, *J. Appl. Phys.* **117**, 243901 (2015).

# Mouvement de parois de domaines magnétiques induits par un courant polarisé en spin et un champ magnétique appliqués simultanément dans des nanofils de CoFeB

Zhang Xueying<sup>1,2</sup>, Vernier Nicolas<sup>1</sup>, Zhao Weisheng<sup>2</sup>, Vila Laurent<sup>3</sup>, Ravelosona Dafiné<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Centre de Nanoscience et de Nanotechnologie, Université Paris-Sud, 91405 Orsay, France

<sup>2</sup> Fert Beijing Institute, Beihang University, Beijing, Chine

<sup>3</sup> INAC/SP2M, CEA-Université Joseph Fourier, F-38054 Grenoble, France

\*[nicolas.vernier@u-psud.fr](mailto:nicolas.vernier@u-psud.fr)

Le mouvement de paroi de domaines magnétiques induit par courant requiert en général une densité de courant énorme, de l'ordre de  $10^{12}$  A.m<sup>-2</sup> [1]. Cela crée plusieurs problèmes : il y a un chauffage par effet Joule significatif, et cela pose la question de la température à laquelle a lieu l'expérience. En outre, cela commence à engendrer de l'électromigration, phénomène qui modifie progressivement l'échantillon étudié et peut le détruire assez rapidement.

Pour évaluer le couple de transfert de spin induit par le courant sans être perturbé par ces problèmes, nous avons fait des expériences de propagation mixte, avec application simultanée de courant et de champ magnétique. Cela permet d'avoir du mouvement sans recourir aux densités de courant colossales usuellement nécessaires. Le but est de voir si l'application d'un courant modifie la propagation et d'en déduire certains paramètres qui décrivent les couples de transfert de spin. L'une des difficultés est la longueur très réduite des pistes magnétiques étudiées : aux vitesses obtenues, il suffit d'une impulsion de champ de moins de 1 ms pour tout retourner, sachant qu'il n'est pas possible de faire des impulsions aussi courtes avec un électroaimant. Nous avons résolu ce problème grâce à l'emploi de minibobines placées très près de l'échantillon (temps de montée du champ inférieur à 1  $\mu$ s), sur lesquelles nous envoyons des impulsions synchronisées avec les impulsions de courant envoyées dans le fil. La figure 1.a montre l'allure des impulsions synchronisées. Pour simplifier l'interprétation, nous avons opté pour un nanofil ne présentant pas d'interactions de Dzyaloshinskii-Moriya. Nous présentons ici les résultats obtenus sur des fils de 1.5 $\mu$ m de large, fabriqués à partir d'un film de Substrat/Ta(5nm)/Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub>(1.0 nm)/MgO(2nm)/Ta(5nm), qui présente une anisotropie perpendiculaire [2].

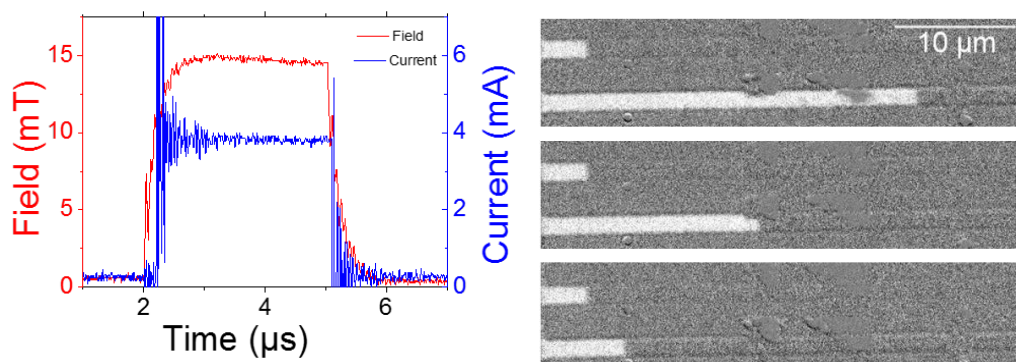


Figure 1. (a) allure des impulsions de courant et de champ simultanément générées, (b) visualisation de la propagation induite par le couple d'impulsions (I,B). Pour chaque série de 2 images, la première image présente la position initiale de la paroi, la deuxième présente la position après les impulsions couplées. Pour la première série, le courant de 3.7mA et le champ de 14mT poussaient dans le même sens, pour la deuxième série, seule l'impulsion de champ de 14mT a été générée entre les 2 images, pour la troisième série, le courant de 3.7mA et le champ de 14mT poussaient dans des sens opposés.

Pour pouvoir évaluer l'effet du courant, l'idée est de comparer les vitesses de propagation obtenues pour les deux sens possibles du courant, ainsi, un effet Joule serait identique. Pour être complet, nous avons ajouté la vitesse obtenue en l'absence d'impulsion de courant, avec uniquement l'impulsion de champ. Un exemple de propagation généré par nos impulsions est présenté sur la figure 1.b, l'impulsion de champ étant identique dans les 3 cas : on peut voir que, selon le cas, le courant augmente ou diminue la vitesse. Ceci est conforme aux prédictions théoriques : en supposant que l'on se trouve dans le régime précessionnel, la vitesse est donnée par [3] :

$$v = v_H + v_J \quad \text{avec} \quad v_J = \frac{g\mu_B PJ}{2eM_S} \quad (1)$$

où  $\mu_B$  est le magnéton de Bohr,  $g$  le facteur de Landé,  $P$  le taux de polarisation en spin des porteurs de charge au niveau de Fermi,  $J$  la densité de courant,  $e$  la charge élémentaire et  $M_S$  la densité d'aimantation. Une analyse systématique a été faite, avec des courants variables de 0.5 mA à 3.7 mA (ce qui correspond à des densités de courant de  $7 \times 10^{10}$  à  $5 \times 10^{11}$  A.m<sup>-2</sup>), pour des champs magnétiques compris entre 5 et 22 mT. Au-dessus de 7 mT, le graphique de la figure 2 montre un remarquable accord avec la prédiction de l'équation (1).

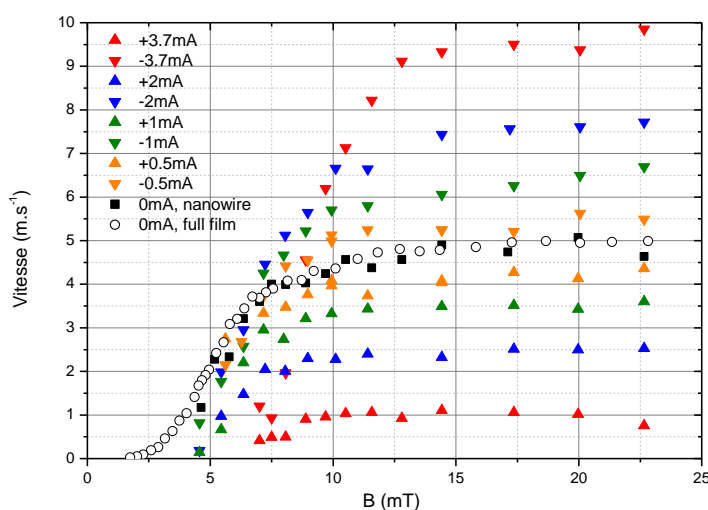


Figure 2. vitesses obtenues lors de l'application couplée de champ magnétique et de courant. En ce qui concerne l'orientation, la vitesse augmente lorsque les électrons vont dans le même sens que la paroi.

Cette expérience nous permet d'en déduire un premier paramètre caractéristique important pour le mouvement de paroi induit par courant polarisé en spin : le taux de polarisation du courant  $P$ . D'après la référence [4],  $M_S = 1.31 \times 10^6$  A.m<sup>-1</sup>, ce qui donne  $P = 0.2$ .

- [1] N. Vernier, D.A. Allwood, D.A. Atkinson, M.D. Cooke, R.P. Cowburn, Europhys. Lett. **65**, 526 (2004)
- [2] C. Burrowes, N. Vernier, J.-P. Adam, L. Herrera Diez, K. Garcia, I. Barisic, G. Agnus, S. Eimer, Joo-Von Kim, T. Devolder, A. Lamperti, R. Mantovan, B. Ockert, E. E Fullerton, and D. Ravelosona, Applied Physics Letters **103**, 182401 (2013)
- [3] S. Le Gall, N. Vernier, F. Montaigne, D. Lacour, M. Hehn, J. Mc Cord, D. Ravelosona, S. Mangin, S. Andrieu and T. Hauet, accepté dans PRB
- [4] N. Vernier, J.P. Adam, S. Eimer, G. Agnus, T. Devolder, F. Garcia, T. Hauet. B. Ocker et D. Ravelosona, "Measurements of magnetization in CoFeB films using dipolar repulsion of domain walls", App. Phys. Lett. **104**, 122404 (2014)

# Exploration de phases magnétiques dans la glace carrée artificielle

**Y. Perrin**\*<sup>1</sup>, **N. Rougemaille**<sup>2,3</sup>, **B. Canals**<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>DACLE, CEA-LETI, Grenoble, France

<sup>2</sup>CNRS, Inst NEEL, F-38000 Grenoble, France

<sup>3</sup>Univ. Grenoble Alpes, Inst NEEL, F-38000 Grenoble, France

\* [yann.perrin@cea.fr](mailto:yann.perrin@cea.fr)

En physique, le phénomène de frustration apparaît en présence de forces en compétition qui ne peuvent pas être simultanément satisfaites. Il existe de nombreux composés frustrés en matière condensée, notamment ceux à base de terres rares comme Dy<sub>2</sub>TiO<sub>7</sub> ou Ho<sub>2</sub>Ti<sub>2</sub>O [1]. Leur frustration engendre des propriétés magnétiques inhabituelles, comme une entropie résiduelle ou des excitations analogues à des monopoles magnétiques [2]. Malheureusement, les techniques expérimentales ne permettent pas de sonder chaque spin individuellement dans ces composés.

En 2006, Wang *et al.* ont proposé un nouvel objet d'étude pour la frustration magnétique [3]. Par lithographie électronique, il est possible de créer des réseaux de nanoaimants à géométrie contrôlée. L'état de chaque aimant peut être résolu dans l'espace direct à température ambiante grâce aux techniques d'imagerie magnétique (microscopie à force magnétique par exemple). Cela permet d'étudier localement comment le système s'accommode de la frustration. Le réseau carré de Wang *et al.* [3] est un analogue bidimensionnel des glaces de spin. Mais, pour des raisons géométriques, il s'ordonne au lieu de présenter un état fondamental dégénéré.

Dans cette contribution, nous expliquerons comment rétablir la dégénérescence de l'état fondamental du réseau carré de nanoaimants. La figure 1a représente une image magnétique expérimentale obtenue sur ce nouveau système. La comparaison entre les facteurs de structure expérimentaux (fig. 1b) et théoriques (fig. 1c) montrent que le réseau expérimental présente des corrélations très proches de celles attendues pour un modèle dégénéré idéal. Nos résultats montrent l'apparition de points de pincement localisés dans des régions particulières de l'espace réciproque. Cette étude fait un pas vers l'observation et l'étude d'une phase de coulomb dans les réseaux de nanoaimants [4].

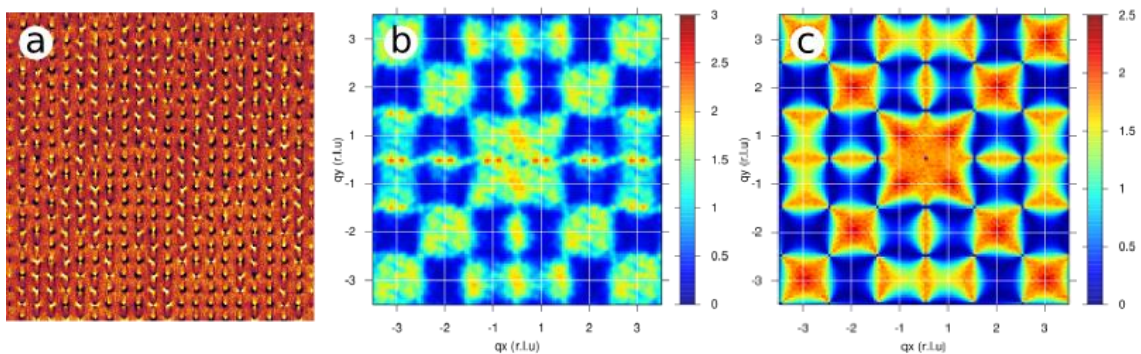


Figure 1. a) Image de microscopie à force magnétique montrant un réseau carré dans un état de basse énergie désordonné (surface 14  $\mu\text{m}$  x 14  $\mu\text{m}$ ). b) Facteur de structure magnétique moyenné sur quatre réalisations de a). c) Facteur de structure magnétique calculé pour un réseau parfaitement dégénéré dans sa variété de basse énergie.

[1] M.J. Harris *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 2554 (1997).

[2] C. Castelnovo *et al.*, Nature **451**, 7174 (2008).

[3] R.F. Wang *et al.*, Nature **439**, 303 (2006).

[4] Y. Perrin *et al.*, Nature **540**, 410 (2016).

## Magnetic ordering and fluctuation dynamics in Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> nanoparticles assemblies

**Karine Chesnel<sup>1,\*</sup>, Dalton Griner<sup>1</sup>, Dallin Smith<sup>1</sup>, Kamden Jones<sup>1</sup>, Brittni Newbold<sup>1</sup>, Yanping Cai<sup>1</sup>, Roger Harrison<sup>2</sup>, Emmanuelle Jal<sup>3</sup>, Alex Reid<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>Department of Physics and Astronomy, BYU, Provo, UT, USA

<sup>2</sup>Department of Chemistry and Biochemistry, BYU, Provo, UT, USA;

<sup>3</sup>SIMES, SLAC, Stanford, CA, USA

[\\*kchesnel@byu.edu](mailto:kchesnel@byu.edu)

Magnetic nanoparticles are becoming increasingly useful for a wide variety of applications in nanotechnology and in biomedicine [1-3]. They can be used as contrast enhancement agents in Magnetic Resonance Imaging (MRI). In drug and gene delivery, high-moment magnetic nanoparticles with multifunctional coatings are used as carriers to deliver various molecules to target sites. The magneto-thermic properties of magnetic nanoparticles are also exploited for therapeutic hyperthermia to treat cancer and tumors. Magnetite (Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>) particles are good candidates for these applications as they are non-toxic and carry a strong magnetization.

Magnetite is naturally magnetic. Its magnetization originates from the atomic spins carried by two ions, Fe<sup>2+</sup> and Fe<sup>3+</sup>, which align ferrimagnetically throughout a spinel crystallographic structure (a combination of parallel and antiparallel alignment of the Fe<sup>2+</sup> and Fe<sup>3+</sup> spins between three different crystallographic sites). Bulk magnetite forms magnetic domains of micrometric size, where the net magnetic moments carried by the domains are pointing in various directions. Magnetite nanoparticles may contain only a few of these magnetic domains. When their size is in the nanometer scale, magnetite nanoparticles become magnetically monodomain, thus creating a strong magnetic moment, or nanospin, of several thousands of μ<sub>B</sub> in magnitude, carried by each nanoparticle. An assembly of such Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> nanoparticles may exhibit superparamagnetic (SPM) behavior, where all the nanospins are randomly oriented in the absence of field, but align under the application of an external magnetic field.

Our work focuses on studying the magnetic correlations between the nanospins in such Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> nanoparticle assemblies and the occurrence of specific magnetic orders as a function of external magnetic field, temperature, particle size and concentration.[4] To access this information, we employ the technique of x-ray resonant magnetic scattering (XRMS), using synchrotron radiation. To enhance the magneto-optical contrast, the x-ray energy is tuned to atomic resonances (L<sub>2,3</sub> edges) of Fe at around 707 eV. With x-ray wavelengths down to the nanometer scale, this technique is perfect to probe nanoscale ordering between nanoparticles.

Our Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> nanoparticles are prepared following an organic route [5], based on the thermal decomposition of an oleic iron precursor. The size of the produced particles range from 5 to 11 nm. The nanoparticles are then deposited on Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> membranes where they self-assemble. When their size is well controlled, the particle tend to closely pack in a hexagonal arrangement as show on the TEM image in Figure 1a.

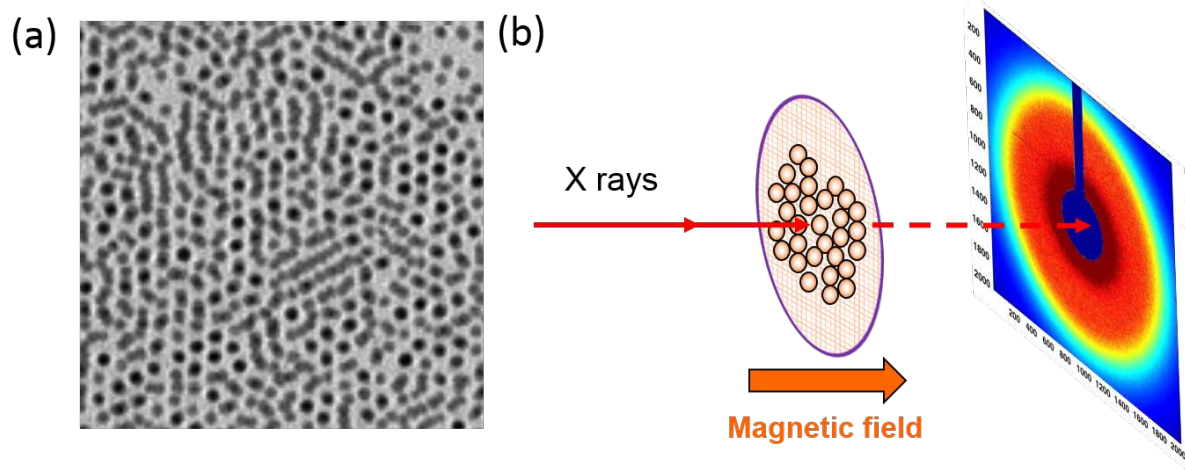


Figure 1. (a) 200 x 200 nm TEM image showing a 5 nm Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> nanoparticle self-assembly; (b) setup for the x-ray resonant magnetic scattering (XRMS) experiment with the resulting scattering pattern.

We have measured the spin and orbital moments by using x-ray magnetic circular dichroism (XMCD) at the SSRL synchrotron facility in Stanford and studied how magnetic moments are affected by the particles size and depend on the temperature. [6] Absorption spectra were measured through the  $L_{2,3}$  edges of Fe at around 707 eV and 720 eV in opposite helicities of the light polarization and a dichroic XMCD signal was extracted from which orbital and spin moments were measured. We found that, like in bulk  $Fe_3O_4$ , the orbital moment is quenched, thus the magnetization mainly originates from the spin moment. We found that the magnitude of the magnetic moment, somewhat reduced in respect to bulk  $Fe_3O_4$ , slightly depends on the particle size. The magnetic moment is decreased for smaller 5 nm particles, seemingly due to surficial oxidation effects. Also, the magnetic moment is enhanced at lower temperature, for all particle sizes.

Next, we have studied magnetic orderings in the nanoparticle assemblies by using x-ray resonant magnetic scattering (XRMS). This technique provides unique information about the charge and magnetic spatial distributions in the nanoparticle assemblies. [7] In this experiment, the energy of the x-ray light is fixed to the magnetic resonances earlier determined by XMCD. The nanoparticles assemblies are illuminated by the x-ray light in normal incidence as shown in Figure 1b. Under illumination, the nanoparticle scatters the light and a scattering pattern is detected downstream on a CCD camera. Because the x-ray beam, of about  $100 \times 80 \mu m$  in size, illuminates millions of particles, including many regions of different packing orientations, the produced signal has a ring shape like in powder diffraction. The radius of the ring is inversely proportional to the average interparticle distance. By collecting such XRMS patterns at opposite light polarizations, for different magnetic fields and different temperatures, we were able to extract a magnetic profile, giving information about magnetic orderings and their evolution throughout the magnetization process.

We found that smaller, 5 nm particles do not correlate magnetically even when they are tightly closed packed, whereas bigger, 11 nm particles tend to strongly correlate magnetically even when they are loosely packed. In the case of the 5 nm particles, the nanospins are randomly oriented in the absence of magnetic field, and only align under the application of a strong magnetic field. This behavior is characteristic of pure SPM. In the case of the 11 nm particles, the nanospins exhibit various orderings. When the external magnetic field is strong enough, the particles align ferrimagnetically. However, when the field is reduced down to zero, the particles tend to align antiferromagnetically, as much as possible, leading to no net magnetization.

Finally, we exploited the coherence of the x-ray light to study local magnetic disorder and dynamics of fluctuations near the blocking temperature. To achieve this, we use a speckle correlation technique, where subsequent coherent-XRMS patterns are cross-correlated.[8,9] The amount of correlation reflects the likeliness between the subsequent magnetic configurations in the material. By carrying these cross-correlations on a series of patterns collected at different times, at a fixed magnetic field and at fixed temperature, we measured the evolution of the correlation coefficient in time with timescales in the range of minutes, thus giving access to slow-dynamics of magnetic fluctuation.

- [1] N.A. Frey, S. Peng, K. Cheng, S. Sun, Magnetic nanoparticles: synthesis, functionalization, and applications in bioimaging and magnetic energy storage. *Chem. Soc. Rev.* **38**, 2532-2542 (2009)
- [2] M. De, P.S. Ghosh, V. M. Rotello, Applications of Nanoparticles in Biology. *Adv. Mater.* **20**, 4225-4241 (2008)
- [3] S. A. Majetich, T. Wen, R. A. Booth, Functional Magnetic Nanoparticle Assemblies: Formation, Collective Behavior, and Future Directions. *ACS Nano.* **5** (8), 6081-6084 (2011)
- [4] K. Chesnel *et al.*, Particle size effects on the magnetic behavior of 5 to 11 nm  $Fe_3O_4$  nanoparticles coated with oleic acid. *J. Phys.: Conf, Series* **521**, 012004 (2014)
- [5] P. Guardia, N. Perez, A. Labarta, X. Battle, Controlled synthesis of iron oxide nanoparticles over a wide size range. *Langmuir* **26** (8), 5843-5847 (2010)
- [6] Y. Cai *et al.*, Orbital and Spin moments of 5 to 11 nm  $Fe_3O_4$  nanoparticles measured via XMCD. *J. Appl. Phys.* **115** (17) 17B537 (2014)
- [7] J.B. Kortright, O. Hellwig, K. Chesnel, S. Sun, E.E. Fullerton, Interparticle magnetic correlations in dense Co nanoparticle assemblies. *Phys. Rev. B*, **71**, 012402 (2005)
- [8] K. Chesnel *et al.*, Probing complex materials with coherent X-rays, *Appl. Phys. A* **92**, 431 (2008)
- [9] K. Chesnel *et al.*, Shaping nanoscale magnetic domain memory in exchange-coupled ferromagnets by field cooling *Nature Communications* **7**, 11648 (2016)

# Reversing the exchange bias using all-optical helicity-dependent magnetic switching

**T. Fache<sup>1</sup>, P. Vallobra<sup>1</sup>, Y. Xu<sup>1</sup>, L. Zhang<sup>1</sup>, G. Malinowski<sup>1</sup>, M. Hehn<sup>1</sup>, J.-C. Rojas-Sánchez<sup>1</sup> and, S. Mangin<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Institut Jean Lamour, UMR 7198 CNRS-Université de Lorraine, 54506 Vandoeuvre lès Nancy, France

\*[thibaud.fache@univ-lorraine.fr](mailto:thibaud.fache@univ-lorraine.fr)

Exchange bias occurs at the interface between a ferromagnetic (FM) and an antiferromagnetic (AFM) material when both materials have been cooled through the blocking temperature of the AFM ( $T_B$ ) under a field high enough to saturate the FM [1]. This results in an effective field ( $H_E$ ) at the interface between the AFM and the FM and the hysteresis cycle of the FM is shifted of  $H_E$ . The sign of  $H_E$  depends of the sense of the magnetic field applied during the cooling process. The role of the magnetic field during the cooling process is to fix the magnetization of the FM layer in its direction. We combine this phenomenon with all optical switching (AOS).

AOS is a technique that uses polarized light to reverse the magnetization of a sample with perpendicular magnetic anisotropy (PMA) in the exposed region. It has been demonstrated that AOS can occurs for a wide variety of materials [2,3], especially in [Co/Pt] bilayers. In the case of [Co/Pt] bilayers, a PMA sample, the switching depends of the helicity of the light; the helicity  $\sigma^+$  writes up-domains and the helicity  $\sigma^-$  writes down-domains.

We studied the effect of AOS on the following stack: Glass/Ta(3nm)/Pt(5nm)/IrMn(7nm)/[Co(0.6nm)/[Pt(2nm)]<sup>2</sup>/ Pt(3nm). This structure exhibits a perpendicular effective exchange bias as observed by SQUID magnetometry and microscopy magneto optical Kerr effect. It also shows AOS. We show that we can change the sign of  $H_E$  with the polarized light. This could be understood by the enhancement of the IrMn temperature above  $T_B$  and the helicity-dependent AOS effect on the [Co/Pt] bilayer when polarized light is applied.

We studied the evolution of the exchange bias in function of different parameters: the helicity of the light, the number of pulses of the laser, the power of the laser or even the application of a magnetic field.

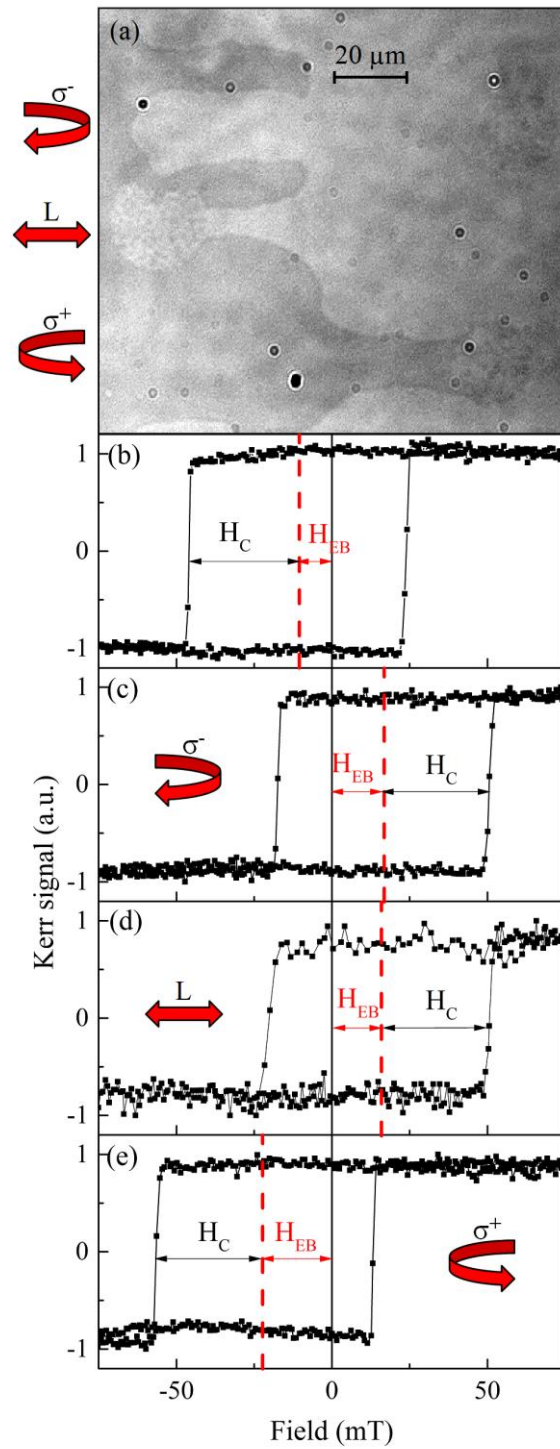


Figure 1. a) MOKE imaging of all-optical helicity dependent switching; b,c,d,e) Hysteresis loops for various light helicities: no light (b),  $\sigma^-$  (c), linear (d) and  $\sigma^+$  (e).

[1] W.H. Meiklejohn, J. Appl. Phys. **33** 1328 (1962)

[2] C.-H. Lambert, S. Mangin, B. Varaprasad, *et al.*, *Science* **345**, 1337 (2014).

[3] S. Mangin, M. Gottwald, C.-H. Lambert *et al.*, *Nature* **476**, 189 (2011).



# Exchange bias properties of ferromagnetic/antiferromagnetic square nanodots: a Monte Carlo investigation

**H. Kanso<sup>1</sup>, D. Ledue<sup>1</sup>, R. Patte<sup>1</sup>, V. Baltz<sup>2,3,4</sup>**

<sup>1</sup>Normandie Univ., INSA Rouen, UNIROUEN, CNRS, GPM, 76000 Rouen, France

<sup>2</sup>Univ. Grenoble Alpes, SPINTEC, F-38000 Grenoble, France

<sup>3</sup>CNRS, SPINTEC, F-38000 Grenoble, France

<sup>4</sup>CEA, INAC-SPINTEC, F-38000 Grenoble, France

[haydar.kanso@etu.univ-rouen.fr](mailto:haydar.kanso@etu.univ-rouen.fr)

This work focuses on exchange bias (EB) properties of ferromagnetic/antiferromagnetic (F/AF) nanodots which are used in GMR read heads and magnetic random access memory. Due to the miniaturisation, EB properties are affected by size and boundaries effects in these nanodots. Unfortunately, recent experimental studies have evidenced an increase of the exchange field  $H_E$  compared to continuous films at room temperature [1,2] while others have indicated the contrary [3]. On the other hand, to our knowledge, there exists only one numerical study on the EB properties of nanodots [4] which does not take into account disordered interfacial spins which exhibit low freezing temperatures. Here, our goal is to investigate square F/AF nanodots with size  $L$  using a granular level model which includes small magnetic grains (SG) which are less stable at the F/AF interface [5] to account for the disordered interfacial spins. The microstructure of the nanodots is generated by Voronoï tessellation assuming a columnar growth. Each grain is modeled by a unit vector  $\sigma_i$  which represents the magnetization orientation for a F grain or a SG, and the interfacial uncompensated magnetization orientation for an AF grain. The Hamiltonian is written as  $H = - \sum_{\langle i,j \rangle} J_{ij} \sigma_i \cdot \sigma_j - \sum_i K_i V_i (\sigma_i^y)^2 - \mu_0 \mathbf{H} \cdot \sum_{i \in F, SG} \mathbf{m}_i$  where  $J_{ij}$  are the exchange interactions at the F/AF interface or between the F grains,  $K_i$  the anisotropy constant per unit volume of the grain,  $V_i$  the grain volume,  $y$  the easy axis,  $\mathbf{H}$  the applied field and  $\mathbf{m}_i$  the magnetic moment of a F grain or a SG.

We have compared the exchange bias properties of a dot (no cut grains at the boundaries) and two nanodots with  $L = 150$  nm (400 grains per layer) : one nanodot contains less stable SG at the F/AF interface close to the boundaries and the other one does not contain such SG. The temperature dependencies of the exchange field and the coercive field for the three systems are reported in Figure 1. Our results indicate a small decrease of the exchange field around 300 – 400 K in the nanodot without SG in comparison with the dot because of the cut grains at the boundaries which become superparamagnetic in this temperature range. We also observe a significant decrease of the exchange field below 400 K in the nanodot with SG because these less stable SG do not contribute to the exchange field. On the contrary, no significant difference is seen on the coercive field except a small increase at  $\approx 0$  K in the nanodot without SG. Numerical simulations are in progress.

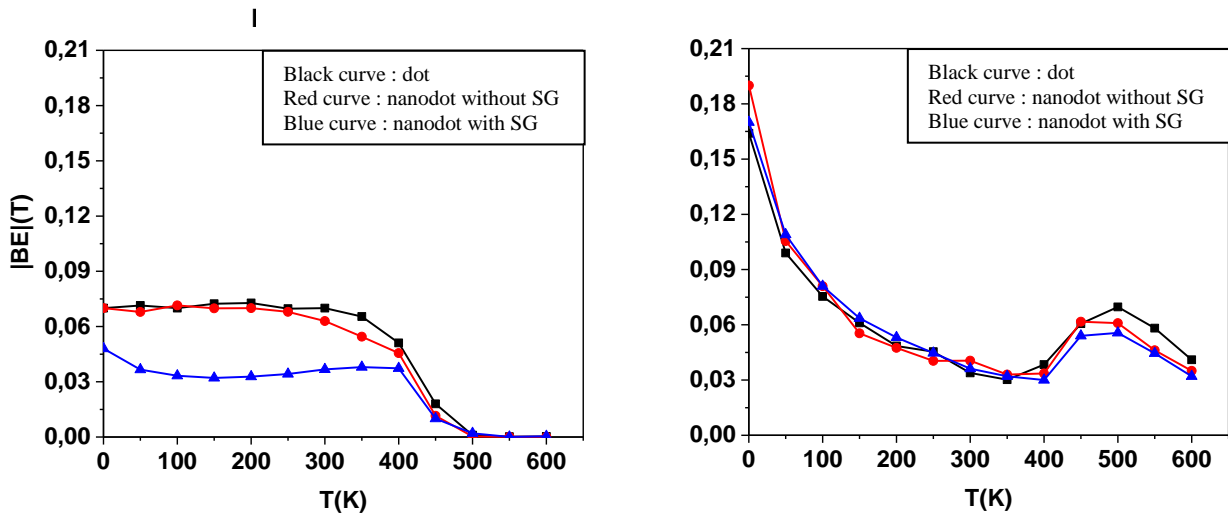


Figure 1. Temperature dependence of the exchange field (left) and coercive field (right) for a dot, a nanodot with  $L = 150$  nm (400 grains per layer) without less stable SG and with less stable SG at the F/AF interface.

- [1] M. Tofizur Rahman, N. N. Shams, D. S. Wang and C. H. Lai, Appl. Phys. Lett. **94**, 082503 (2009).
- [2] G. Garcia, M. Kiwi, J. Mejia-Lopez and R. Ramirez, J. Magn. Magn. Mater. **322**, 3329 (2010).
- [3] V. Baltz, J. Sort, B. Rodmacq, B. Dieny and S. Landis, Appl. Phys. Lett. **84**, 4923 (2004); V. Baltz, J. Sort, S. Landis, B. Rodmacq and B. Dieny, Phys. Rev. Lett. **94**, 117201 (2005).
- [4] G. Vallejo-Fernandez and J. N. Chapman, Appl. Phys. Lett. **94**, 262508 (2009).
- [5] G. Lhoutellier, D. Ledue, R. Patte, F. Barbe, B. Dieny and V. Baltz, J. Phys. D: Appl. Phys. **48**, 115001 (2015); G. Lhoutellier, D. Ledue, R. Patte and V. Baltz, J. Appl. Phys. **120**, 193902 (2016).

# Nitrogen implantation induced large perpendicular magnetic anisotropy in Fe epitaxial thin films

**T. Amarouche<sup>1,2</sup>, L.-C. Garnier<sup>2,3</sup>, M. Marangolo<sup>2</sup>, M. Eddrief<sup>2</sup>, V. H. Etgens<sup>2,3,4</sup>, F. Fortuna<sup>5,6</sup>, Y. Sadaoui<sup>1</sup>, M. Tamine<sup>1</sup>, J. L. Cantin<sup>2</sup>, H. J. von Bardeleben<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique et Chimie Quantique, Univ. Mouloud Mammeri, 15000 Tizi-Ouzou, Algérie.

<sup>2</sup> Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 6, CNRS, Institut des NanoSciences de Paris, 4 place Jussieu, 75005 Paris, France.

<sup>3</sup> Université Versailles St-Quentin, LISV, Bâtiment Boucher, Pôle Scientifique et Technique de Vélizy, 10-12 Avenue de l'Europe, 78140 Vélizy, France.

<sup>4</sup> Univ. Paris-Sud, CSNSM, UMR 8609, Bâtiments 104 et 108, 91405 Orsay, France.

<sup>5</sup> CNRS, IN2P3, 91405 Orsay, France.

<sup>6</sup> Institut VEDECOM, 77 rue des Chantiers, 78000 Versailles, France.

\*[amarouche@insp.jussieu.fr](mailto:amarouche@insp.jussieu.fr)

Fe-N thin films are known to present a perpendicular magnetic anisotropy (PMA) depending on the nitrogen content. In this work, ion implantation proves to be a good technique to make nitrogen-martensite thin films presenting both tunable PMA and stripe domains. Fluences from  $1.8 \times 10^{16} \text{ N}_2^+/\text{cm}^2$  to  $3.5 \times 10^{16} \text{ N}_2^+/\text{cm}^2$  at 26 keV and  $5.3 \times 10^{16} \text{ N}_2^+/\text{cm}^2$  at 40 keV were used to implant iron thin films epitaxially grown on ZnSe/GaAs(001). Furthermore, ferromagnetic resonance measurements lead to the magnetic anisotropy constants calculation. The results show a significant increase of the PMA, related to the presence of nitrogen-martensite whose c-parameter is close to that of  $\alpha'$ -Fe<sub>8</sub>N, which reaches a maximum value of  $4.9 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ . Besides, an interesting comparison is done between the anisotropy constants of Fe-N and Fe-Ga samples [1]. Fe-Ga thin films are also well known to present PMA and stripe domains.

(bcc)  $\alpha$ -Fe 78 nm thin films were epitaxially grown on ZnSe-buffered Ga-As in a molecular beam reactor, where a ultrathin ZnSe epilayer (9 nm) allows to have an abrupt Fe/ZnSe interface and to avoid Fe inter-diffusion into GaAs substrate. At the end Fe growth, the films were in-situ protected against oxidation by the deposition of a 8.4 nm Au capping layer. Further details of the relationship epitaxy of the films are given in [2]. Nitridation was obtained by implantation with  $\text{N}_2^+$  ion beams. We used two energies, 26 keV and 40 keV, to obtain layers with different N distributions. The nitrogen content in the film was varied by the N fluence from  $1.8 \times 10^{16} \text{ N}_2^+/\text{cm}^2$  (with an implantation energy at 26 keV) to  $5.3 \times 10^{16} \text{ N}_2^+/\text{cm}^2$  (with an implantation energy at 40 keV).

The FMR measurements were performed at room temperature at X-band and Q-band frequencies in a standard cavity set-up. To determine the anisotropy constants the angular variation of the FMR modes were measured for a rotation of the magnetic field in-plane (001) and out-of-plane (110) at Q-band and X band frequencies. The FMR results were analyzed with the standard Smit-Beljers formalism [3]. In figure 1, we show the variation of PMA as a function of fluence. The results from samples implanted with different  $N_2^+$  energies are distinguished by different background colors. As a matter of comparison, we report in the inset of the same figure the values obtained for MBE grown Fe-Ga epitaxial films of the same thickness and reported in reference [1]. There is a significant variation in PMA which increases from  $1.0 \times 10^6$  erg/cm<sup>3</sup> to  $4.9 \times 10^6$  erg/cm<sup>3</sup>. From  $1.8 \times 10^{16}$  to  $3.5 \times 10^{16}$   $N_2^+$ /cm<sup>2</sup> at 26 keV,  $K_U^{OP}$  increases with increasing fluence. This phenomenon is notably related to the formation of bct  $\alpha'$ -Fe-N whose c-axis is perpendicular to the thin film plane and c-parameter increases with fluence. Moreover,  $K_U^{OP}$  rises sharply when the c-parameter of  $\alpha'$ -Fe-N becomes close to that of  $\alpha'$ -Fe<sub>8</sub>N. For  $5.3 \times 10^{16}$   $N_2^+$ /cm<sup>2</sup> at 40 keV,  $K_U^{OP}$  reaches its maximum value. Nitrogen penetrates deeper into the thin film when the ion energy is higher. Hence, this increase of  $K_U^{OP}$  may be due to differences in amount and distribution of  $\alpha'$ -Fe-N in the thin films.

In conclusion, we have demonstrated that the perpendicular magnetic anisotropy of nanometric epitaxial Fe films can be tailored by nitrogen implantation and achieve high values similar to those previously reported for MBE grown Fe-Ga alloys. The saturation magnetization is only marginally modified by the implantation. The mechanism inducing the PMA increase may be attributed to the increasing tetragonality of the films shown by the increasing c/a ratio. Nitrogen implantation is thus a convenient approach for locally patterning the magnetic anisotropy of epitaxial Fe thin films.

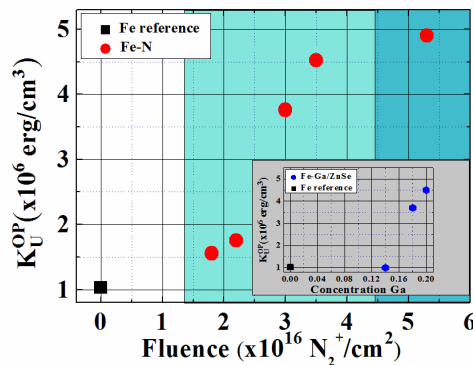


Figure 1. Perpendicular magnetic anisotropy constant (PMA)  $K_U^{OP}$  in N-implanted iron thin films as a function of fluence and their comparison (insert) to the case of Fe-Ga.

- [1] M. Barturen, J. Milano, M. Vásquez-Mansilla, C. Helman, M. A. Barral, A. M. Llois, M. Eddrief, and M. Marangolo, Phys. Rev. B **92**, 054418 (2015).  
[2] L.-C. Garnier, M. Eddrief, S. Fin, D. Bisero, F. Fortuna, V. H. Etgens, and M. Marangolo, SPIN **6**, 1640014 (2017).  
[3] J. Smith and H. G. Beljers, Philips Res. Rep. **10**, 113 (1955).

## **Posters. Matériaux multifonctionnels**

# Millimeter sized magnetic domains in perpendicularly magnetized ferrimagnetic Mn<sub>4</sub>N thin films

**T. Gushi<sup>1\*</sup>, L. Vila<sup>2</sup>, A. Marty<sup>2</sup>, O. Fruchart<sup>2</sup>, F. Takata<sup>1</sup>, A. Anzai<sup>1</sup>, T. Suemasu<sup>1</sup> and J. P. Attané<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Institute of Applied Physics, University of Tsukuba, Tsukuba, Ibaraki, 305-8573, Japan

<sup>2</sup> SPINTEC, INAC, CEA, CNRS & Université Grenoble Alpes, F-38000 Grenoble, France

\*[toshiki.gushi@cea.fr](mailto:toshiki.gushi@cea.fr)

Current induced domain wall motion (CIDWM) is an attractive phenomenon for several applications in the field of spintronics, such as the racetrack memory [1], a memory candidate combining high density, rapid operation, and non-volatility. CIDWM is caused by the spin-transfer torque from the spin-polarized current to the local magnetization [2,3]. As spontaneous magnetization  $M_S$  is smaller, lower threshold current density  $j_{th}$  and higher domain wall (DW) velocity  $v_{DW}$  are expected because the amount of torque required for magnetization reversal is proportional to  $M_S$ . In addition, it is known that  $j_{th}$  is smaller in magnetic layer with perpendicular magnetic anisotropy (PMA) than with in-plane magnetic anisotropy [4,5]. Therefore, magnetic materials possessing PMA and small  $M_S$  are highly desirable for application based on CIDWM.

We are interested in the ferrimagnetic Mn<sub>4</sub>N as a candidate material for CIDWM. Firstly, it is composed by only abundant and cheap elements. Secondly, Mn<sub>4</sub>N has large perpendicular anisotropic energy  $K_u$  of approximately 1 Merg/cm<sup>3</sup> and thirdly Mn<sub>4</sub>N is a ferrimagnetic material having a small  $M_S$ , measured to be of the order of 110 emu/cm<sup>3</sup> [6]. So Mn<sub>4</sub>N is a very interesting candidate to investigate CIDWM in material with perpendicular magnetization and low  $M_S$ .

We have already succeeded in the epitaxial growth of Mn<sub>4</sub>N on MgO(001) and SrTiO<sub>3</sub>(STO)(001) single crystalline substrate, and found that both films have similar anisotropy and lattice distortion,  $c/a$  being approximately 0.99 regardless of the different substrates and layer thicknesses [7]. In this paper, we evaluate and compare DW properties of Mn<sub>4</sub>N films grown on MgO and STO substrates and the effect of nanostructuring on DW pinning.

We have fabricated 3 samples of different thicknesses and substrate, as illustrated in Fig. 1, at 450 °C using ion-pumped MBE system [7]. Each layer thickness was estimated by X-ray reflection. Their crystalline qualities were characterized by reflection high-energy electron diffraction (RHEED) along MgO[100] or STO[100] and X-ray diffraction (XRD). The streaky RHEED pattern and only  $c$ -axis-oriented Mn<sub>4</sub>N peaks in XRD such as (001), (002), (004) evidence the epitaxial growth of single crystalline Mn<sub>4</sub>N films. Magneto-transport measurement were performed by the Van der Pauw method and the obtained hysteresis loops caused by anomalous Hall effect (AHE) were converted to  $M/M_S$  ratio vs applied magnetic field  $H_{ext}$ . Figure 1 shows the hysteresis loops in each Mn<sub>4</sub>N films. On comparison of two films grown on MgO, the thicker one (A) has better squareness and remanence ( $M_r/M_S = 0.93$ ), in agreement with previous report [6]. Interestingly, the sample C grown on STO has even a much better squareness and remanence ( $M_r/M_S = 1.0$ ) altogether with a smaller coercivity  $H_C$ .

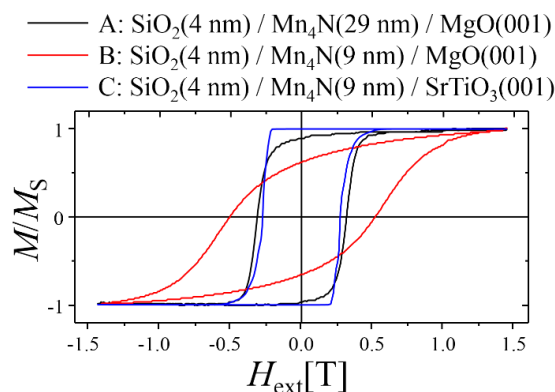
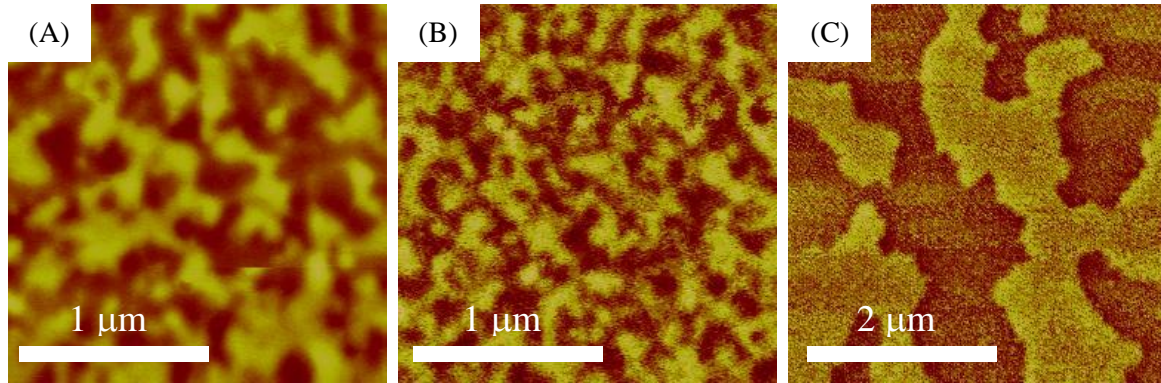


Figure 1 Hysteresis loop of each sample measured by magneto-transport measurement.

Figures 2 are magnetic force microscopy (MFM) images of each sample in its virgin state. Sample A and B, grown on MgO, show small magnetic domains, while sample C shows continuous and large domains approximately 1  $\mu\text{m}$ , well corresponding to the fact that  $\text{Mn}_4\text{N}$  has small  $M_S$  and large  $K_u$  [8,9]. In addition, the straight edges of the domains in sample C demonstrates there are few intrinsic DW traps, as also indicated from its sharp magnetization switching in the hysteresis loop. These results indicate that the large misfit between MgO and  $\text{Mn}_4\text{N}$  ( $-8\%$ ) causes to nucleate reversed domain and trap DW motion with much more disorder for sample A and B. In other word, we found obvious improvement to change substrate from MgO to STO with small misfit ( $-1\%$ ) in magnetization reversal mechanism.



Figures 2 MFM images of each sample in virgin state

To evaluate the domain wall propagation of sample C, we observed another magnetic domain structure with magnetization partially reversed by an external magnetic field. Since domains were too large to be found by MFM, we used magneto-optical Kerr effect (MOKE) microscopy. Figure 3(a) shows the domain structure in partially demagnetized sample C captured by MOKE microscopy. Figure 3(b) shows the magnetization curve measured at a partially reversed state. Surprisingly, domain size was wider than 1 mm and its DW was smooth indicating few DW traps.

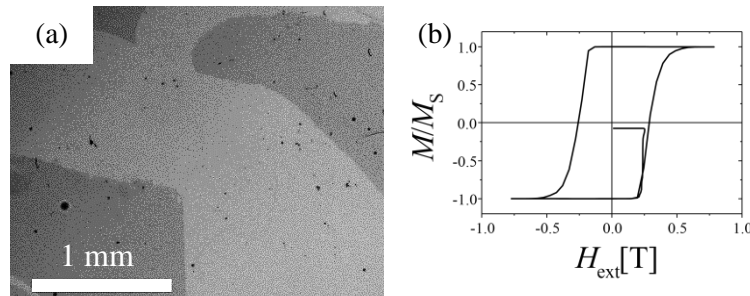


Figure 3(a) MOKE microscopy image of sample C. (b) Magnetization curve at partially reverse.

In summary, we succeeded in improving DW properties drastically in  $\text{Mn}_4\text{N}$  film by changing substrate from MgO to STO and obtained extremely large domain size after partial magnetization reversal caused by few domain nucleation center and smooth DW propagation. Studies on the effect of nanostructuring on the DW propagation as well as on CIDWM are under progress.

We acknowledge S. Pizzini from Neel institute for Kerr imaging.

- [1] S. S. P. Parkin *et. al.* Science **320**, 190 (2008).
- [2] L. Berger, J. Appl. Phys. **55**, 1954 (1984).
- [3] J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).
- [4] S. Fukami *et. al.* J. Appl. Phys. **103**, 07E708 (2008).
- [5] S. W. Jung *et. al.* Appl. Phys. Lett. **92**, 202508 (2008).
- [6] K. Kabara *et. al.* J. Appl. Phys. **117**, 17B512 (2015).
- [7] Y. Yasutomi *et. al.* J. Appl. Phys. **115**, 17A935 (2014).
- [8] B. Kaplan and G. A. Gehring, J. Magn. Magn. Mater. **128**, 111 (1993).
- [9] V. Gehanno *et. al.* J. Magn. Magn. Mater. **172**, 26 (1997).

## Modification des propriétés des couches minces de matériaux à effet magnétocalorique géant par irradiation d'ions lourds

**S. Cervera**<sup>1,\*</sup>, C. Carrétéro<sup>2</sup>, M. De Anda Villa<sup>1</sup>, M. Eddrief<sup>1</sup>, V. H. Etgens<sup>1,3,4</sup>, V. Garcia<sup>2</sup>, E. Lamour<sup>1</sup>, A. Lévy<sup>1</sup>, S. Macé<sup>1</sup>, M. Marangolo<sup>1</sup>, E. Jacquet<sup>2</sup>, C. Prigent<sup>1</sup>, J.-P. Rozet<sup>1</sup>, S. Steydli<sup>1</sup>, M. Trassinelli<sup>1,\*</sup>, Y. Zheng<sup>1</sup> and D. Vernhet<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institut des NanoSciences de Paris, CNRS-UMR 7588, Sorbonne Université, 75005, Paris, France

<sup>2</sup>Unité Mixte de Physique, CNRS, Thales, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, 91767, Palaiseau, France

<sup>3</sup>Institut VEDECOM, 78000 Versailles, France

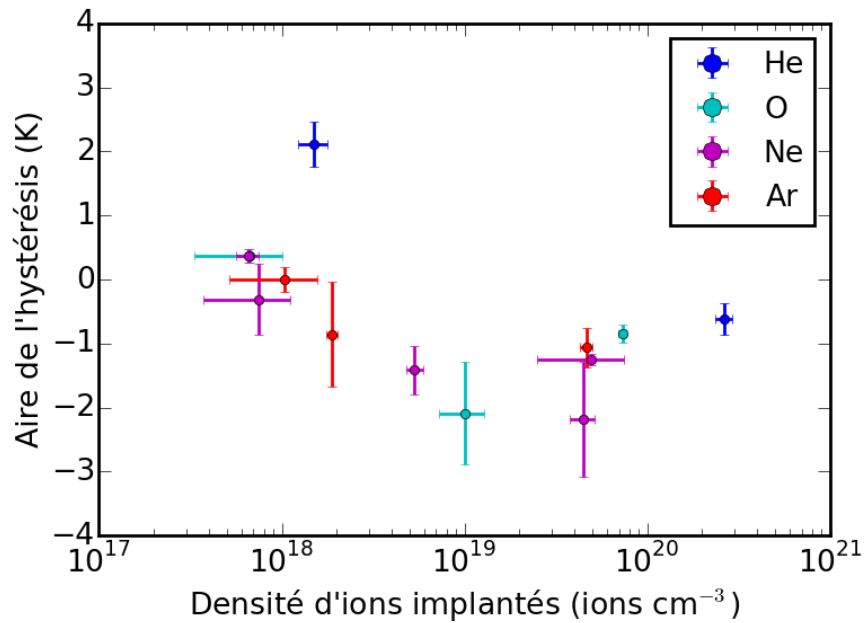
<sup>4</sup> Université Versailles St-Quentin, LISV, Bâtiment Boucher, Pôle scientifique et technologique de Vélizy, 78140 Vélizy, France

\* [sophie.cervera@insp.upmc.fr](mailto:sophie.cervera@insp.upmc.fr)

Les matériaux présentant un effet magnétocalorique ont la capacité de chauffer quand ils sont placés dans un champ magnétique et de refroidir quand on les retire. Cette propriété peut être mise à profit dans des systèmes de réfrigération magnétique plus respectueux de l'environnement [1] ou même des générateurs thermoélectrique [2]. L'effet magnétocalorique d'un matériau peut être exacerbé lors d'une transition de phase de premier ordre, on parle alors d'effet magnétocalorique géant. Pour les applications, la présence d'un tel effet proche de la température ambiante ouvre la possibilité de développer, par exemple, des systèmes de réfrigération utilisables dans la vie quotidienne. Cependant, certains verrous techniques associés à une transition de phase de premier ordre, comme une faible gamme de température de fonctionnement ou la présence d'une hystérésis thermique, doivent être contournés.

La réduction ou la modification de l'hystérésis thermique des matériaux magnétocaloriques a déjà été obtenue par dopage [3] ou par application de contraintes mécaniques sur des matériaux en couches minces [4]. Ces études ont montré que la réduction de l'hystérésis s'obtenait au détriment du pouvoir réfrigérant des échantillons. Pour envisager de futures applications, la préoccupation principale est donc de supprimer l'hystérésis sans réduire les capacités réfrigérantes du matériau. C'est ce qui a été obtenu dans des couches minces d'arséniure de manganèse (MnAs) irradiées avec des ions Ne<sup>9+</sup> [5]. Ce matériau possède une transition de phase magnéto-structurale de premier ordre proche de la température ambiante. L'enjeu étant de généraliser ce résultat aux composés magnétocaloriques massifs, la mise en évidence des mécanismes à l'origine de la suppression de l'hystérésis thermique dans les couches minces de MnAs est cruciale. Une étude systématique des effets de l'irradiation en fonction de la masse et de la quantité d'ions reçue par l'échantillon (fluence) a été effectuée dans ce sens et a permis d'élaborer des scénarios et d'écarter la contribution de certains facteurs. Par exemple, les résultats reportés Figure 1 illustrent l'insensibilité de l'aire de l'hystérésis thermique au nombre d'ions implantés dans la couche mince étudiée. Par contre, la densité de lacunes créées par irradiation, qui vous sera présentée dans le poster à la conférence, semble être un facteur plus déterminant.





**Figure 1 :** Evolution de l'aire de l'hystérésis thermique en fonction de la densité d'ions implantés dans la couche mince (150 nm) de MnAs pour des masses d'ions différentes (de l'hélium à l'argon) et des fluences variant de  $10^{13}$  à  $10^{15}$  ions  $\text{cm}^{-2}$ .

En outre, l'étude d'un autre matériau magnétocalorique, comme le fer-rhodium (FeRh), a permis de montrer l'importance de la nature de la transition de phase du matériau dans le processus de suppression de l'hystérésis en couche mince irradiée. Le FeRh présente une transition de phase magnétique de premier ordre : la phase antiferromagnétique devient ferromagnétique à haute température (au-dessus de 370 K). La structure cristalline reste cubique simple avec une légère dilatation de la maille lors de la transition. Dans ce cas, il n'y a pas de transition structurale contrairement au MnAs et l'hystérésis de cet échantillon n'est pas supprimée suite à l'irradiation. La présence d'une transition structurale paraît donc être un facteur décisif dans la suppression de l'hystérésis thermique des matériaux magnétocaloriques par impact d'ions lourds. Les études sur les couches minces de FeRh irradiées ont cependant révélées la possibilité de modifier la température de transition de phase [6] ouvrant la voie, par exemple, à de potentielles applications de réfrigération magnétique à température ambiante. Ces tous nouveaux résultats seront présentés à la conférence.

Ce travail a bénéficié d'une aide de l'Etat gérée par l'Agence Nationale de la Recherche au titre du programme Investissements d'Avenir portant la référence ANR-11-IDEX-0004-02, dans le cadre du Laboratoire d'Excellence MATISSE porté par Sorbonne Universités.

- [1] A. Smith, C. R. H. Bahl, R. Bjørk, K. Engelbrecht, K. K. Nielsen, and N. Pryds, *Adv Energy Mater* **2**, 1288 (2012).
- [2] T. Christiaanse and E. Brück, *Metall. Mater. Trans. E* **1**, 36 (2014).
- [3] H. Wada and Y. Tanabe, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 3302 (2001).
- [4] D. H. Mosca, F. Vidal, and V. H. Etgens, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 125503 (2008).
- [5] M. Trassinelli, M. Marangolo, M. Eddrief, V. H. Etgens, V. Gafton, S. Hidki, E. Lacaze, E. Lamour, C. Prigent, J.-P. Rozet, S. Steydli, Y. Zheng, and D. Vernhet, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 081906 (2014).
- [6] M. Trassinelli, S. Cervera, D. Vernhet, M. Marangolo, V. Garcia, Demande de brevet FR1753170 "Procédé d'obtention d'un matériau à effet magnétocalorique géant par irradiation d'ions", 11 avril 2017.

# Caractérisation à l'échelle sub-micrométrique des modifications induites par impact d'ions lourds dans les matériaux à effet magnéto-calorique géant

**M. Trassinelli<sup>1</sup>, A. Bartok<sup>2</sup>, L. Bernard Carlsson<sup>1</sup>, L. Bessais<sup>3</sup>, S. Cervera<sup>1</sup>, M. Eddrief<sup>1</sup>, V.H. Etgens<sup>1,4,5</sup>, E.V. Gafton<sup>1,6</sup>, E. Lacaze<sup>1</sup>, E. Lamour<sup>1</sup>, M. LoBue<sup>2</sup>, A. Lévy<sup>1</sup>, F. Mazaleyrat<sup>2</sup>, S. Macé<sup>1</sup>, A. Pasko<sup>2</sup>, C. Prigent<sup>1</sup>, J.-P. Rozet<sup>1</sup>, S. Steydl<sup>1</sup>, K. Zehani<sup>3</sup>, M. Marangolo<sup>1</sup>, and D. Vernhet<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Institut des NanoSciences de Paris, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Univ Paris 06, 75005 Paris, France

<sup>2</sup> SATIE, ENS Cachan, CNRS, Université Paris-Saclay, 94230 Cachan, France

<sup>3</sup> CMTR, ICMPE, CNRS-UPEC, 2-8 rue Henri Dunant, 94320 Thiais, France

<sup>4</sup> Université de Versailles Saint-Quentin en Yvelines, 78035 Versailles, France

<sup>5</sup> Institut VEDECOM, 78000 Versailles, France

<sup>6</sup> Alexandru Ioan Cuza University, Faculty of Physics, 700506 Iasi, Romania

\*[trassinelli@insp.jussieu.fr](mailto:trassinelli@insp.jussieu.fr)

Des recherches sur les effets induits par l'irradiation d'ions lourds lents dans des couches minces d'arséniure de manganèse sont présentées. Au-delà de la suppression de l'hystérésis thermique déjà mise en évidence [1, 2], nous présentons ici de nouvelles observations sur l'aimantation locale enregistrées par un microscope à force magnétique à différentes températures proches de la transition de phase caractéristique de l'échantillon (Fig. 1). Des mesures complémentaires de l'aimantation globale sous différentes conditions (champ magnétique appliqué et température) permettent de compléter la caractérisation des propriétés magnétiques des échantillons. Les résultats obtenus suggèrent que le bombardement ionique produit des régions où les contraintes mécaniques locales sont significativement différentes de la moyenne, favorisant la présence de phases magnéto-structurales loin de l'équilibre. Ces régions constituées d'agrégats de défauts induits (lacunes ou atomes interstitiels) pourraient être responsables de la suppression de l'hystérésis thermique précédemment observée, en agissant comme des centres de nucléation dans la transition de phase [3].

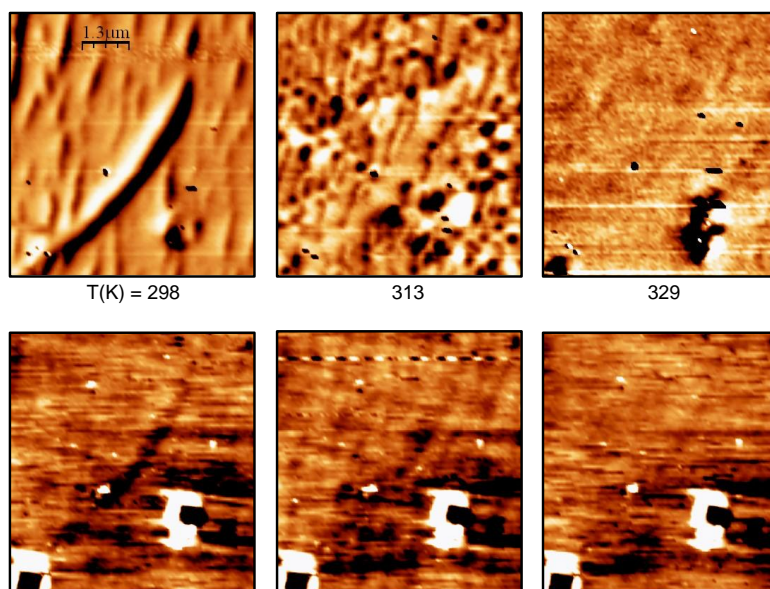


Figure 1. Images MFM (haut) et AFM (bas) à différentes températures de l'échantillon de MnAs irradié. Dans les deux séries d'images la région paramagnétique en forme de virgule est visible dans la phase dominante ferromagnétique.

Pour mieux comprendre l'effet du bombardement d'ions sur l'hystérésis thermique et la nature de la transition associée à l'effet magnétocalorique géant des échantillons, nous avons étendu notre étude à d'autres types de matériaux. En particulier, nous avons étudié l'effet de l'irradiation sur des poudres micrométriques de Fe-Mn-P-Si. Dans le MnAs, nous avons une transition magnéto-structurale où la barrière énergétique est associée au changement de symétrie du cristal. Les poudres de Fe-Mn-P-Si présentent quant à elles une transition métamagnétique à électrons itinérants conduite par la distribution de la densité électronique des états au niveau de Fermi [4,5]. Les premiers résultats sur ces poudres seront présentés sur le poster à la conférence.

- [1] M. Trassinelli, M. Marangolo, M. Eddrief *et al.*, Appl. Phys. Lett. **104**, 081906 (2014)
- [2] S. Cervera, M. Trassinelli, M. Marangolo *et al.*, J. Phys. CS **635**, 032021 (2015)
- [3] M. Trassinelli, L. Bernard Carlsson, S. Cervera *et al.*, J. Phys. Condens. Matter **29**, 055001 (2017)
- [4] A. Fujita, D. Matsunami, and H. Yako, Appl. Phys. Lett. **104**, 122410 (2014)
- [5] Z. Gercsi *et al.*, Phys. Rev. B **88**, 024417 (2013)

# Structure de bande et interaction magnéto-élastique dans le semi-conducteur ferromagnétique GaMnAs

**M.Kraimia<sup>1,2\*</sup>, C. Gourdon<sup>1</sup>, L. Thevenard<sup>1</sup>, K. Boujdaria<sup>2</sup>, Ludovic Largeau<sup>3</sup>, Cristian Mocuta<sup>4</sup>**

<sup>1</sup>Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06, CNRS, Institut des Nanosciences de Paris, 4 place Jussieu, 75252 Paris France

<sup>2</sup>Université de Carthage, Faculté des Sciences de Bizerte, Laboratoire de Physique des Matériaux : Structures et Propriétés, 7021 Zarzouna, Bizerte, Tunisie

<sup>3</sup>Centre de Nanosciences et Nanotechnologies, CNRS, Univ.Paris-Sud, Université Paris-Saclay, 91460 Marcoussis, F-91460 France

<sup>4</sup>Synchrotron SOLEIL, L'Orme des Merisiers, Saint-Aubin, BP 48, F-91192 Gif-sur-Yvette Cedex, France

\*meriam.kraimia@insp.upmc.fr

Les ondes de spin dans les matériaux magnétiques attirent une attention particulière, en raison de leur application importante en tant que vecteurs d'information, dans des dispositifs de traitement du signal [1]. Elles permettraient également de miniaturiser des dispositifs fonctionnant dans la gamme du GHz, du fait de leurs petites longueurs d'onde. Cette thématique, qui s'intéresse à la manipulation des ondes de spin, la magnonique, a ouvert une ère nouvelle en électronique

Différents moyens de génération et de manipulation des ondes de spin sont actuellement étudiés : magnétiques, électriques, optiques, thermiques. Dans le cas d'un système ferromagnétique et magnétostrictif une autre approche consiste à utiliser la magnétostriction, c'est-à-dire le couplage entre propriétés magnétiques et déformations, pour agir sur les ondes de spin par application d'une contrainte statique ou dynamique (onde acoustique). Nous avons montré que les ondes acoustiques de surface (ondes de Rayleigh) sont particulièrement efficaces pour renverser l'aimantation [2].

(Ga,Mn)As est un matériau fortement magnétostrictif, il fait partie des semi-conducteurs ferromagnétiques dilués, une classe de matériaux où les propriétés magnétiques sont déterminées par les propriétés semi-conductrices. La structure cristallographique de (Ga,Mn)As est identique à celle de GaAs, quelques pourcents des ions gallium ont été substitués aléatoirement par des atomes de manganèse, un dopant électrique et magnétique. La structure de la bande de valence dépend d'une part de la concentration en manganèse, qui détermine le couplage d'échange entre porteurs (trous) et spin des Mn, à l'origine du ferromagnétisme et d'autre part des contraintes. Celles-ci déterminent en grande partie l'anisotropie magnétique Nous nous concentrons dans ce travail sur l'anisotropie uniaxiale

planaire. Elle joue un rôle clé dans l'interaction entre ondes acoustiques de surface et aimantation. L'origine physique de cette anisotropie est encore largement débattue, mais des travaux précédents ont démontré qu'elle est indépendante de l'épaisseur de la couche. Cette composante de l'anisotropie proviendrait d'une déformation trigonale de la maille cubique décrite par une contrainte de cisaillement  $\varepsilon_{xy}$  non nulle. Elle pourrait avoir pour origine l'anisotropie intrinsèque de la surface de la couche lors de la croissance [3], ou la formation préférentielle de dimères Mn-Mn selon la direction [110], montrée par des calculs ab-initio [4].

Nous calculons toutes les constantes d'anisotropie magnétique pour différentes concentrations de porteurs et différentes conditions de contraintes épitaxiales (biaxiales) et de cisaillement. Le calcul d'anisotropie magnétique s'effectue en calculant l'énergie totale des porteurs de GaMnAs pour différentes orientations de l'aimantation. Ceci nécessite de calculer précisément la structure de bande. Dans notre approche, nous avons utilisé un modèle k.p à six bandes incluant uniquement la bande de valence de symétrie p, en tenant compte de l'effet de la contrainte (GaMnAs épitaxié sur GaAs) et de l'interaction d'échange entre le spin des porteurs et le spin des ions Mn.

Nous nous concentrons sur l'influence de la contrainte biaxiale et de cisaillement sur les paramètres d'anisotropie magnétique uniaxiale :  $K_{2\perp}$  et  $K_{2\parallel}$ , qui reflètent l'énergie d'anisotropie magnétique respectivement hors et dans le plan (001). La variation des paramètres d'anisotropie uniaxiale  $K_{2\perp}$  et  $K_{2\parallel}$  en fonction du désaccord de maille ( $lm$ ) obtenue par nos simulations numériques est représentée sur la figure 1. (a). Nous observons une variation linéaire de  $K_{2\perp}$  en fonction de  $lm$ . Au contraire  $K_{2\parallel}$  est faiblement affecté par ce désaccord. La figure 1.(b) montre l'influence du cisaillement sur l'anisotropie magnétique, nous observons une variation linéaire pour les constantes d'anisotropies uniaxiales ( $K_{2\perp}$ ,  $K_{2\parallel}$ ) en fonction de  $\varepsilon_{xy}$ . Pour  $\varepsilon_{xy}$  de l'ordre de  $10^{-4}$ , nous retrouvons en bon accord avec les valeurs des constantes d'anisotropies uniaxiales issues des expériences de FMR pour notre échantillon.

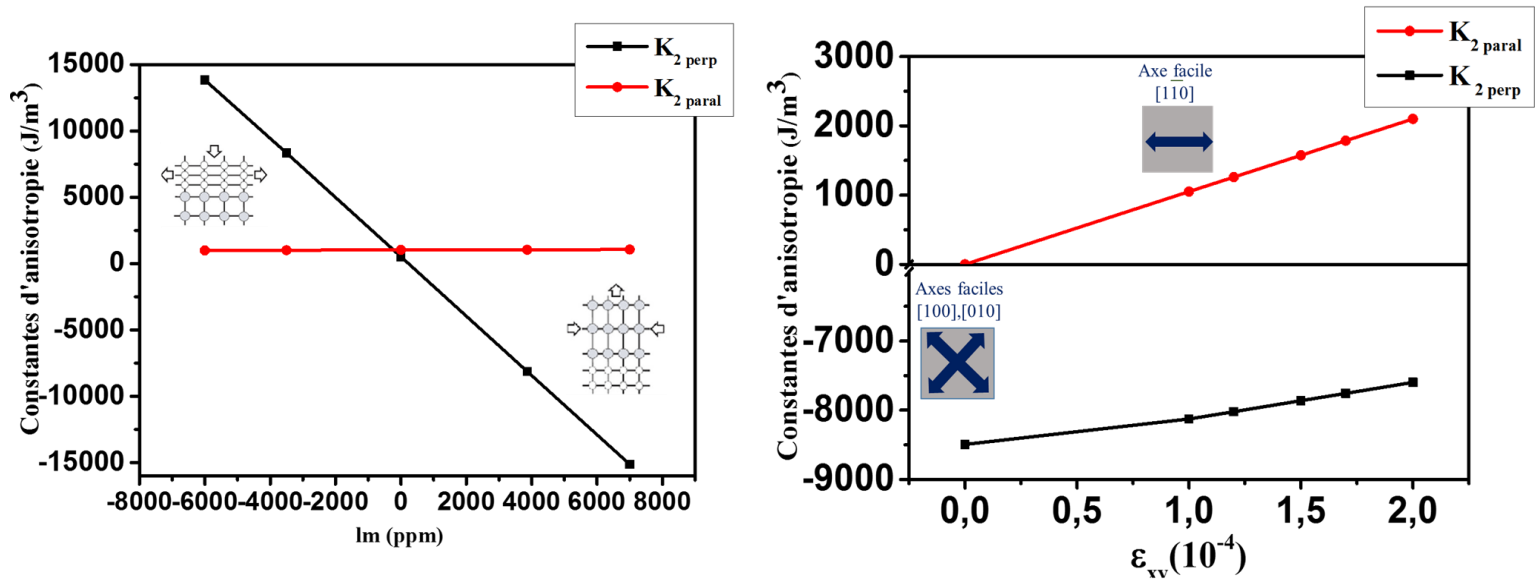


Figure 1(a) variation des coefficients d'anisotropie uniaxes  $K_{2\perp}$  et  $K_{2\parallel}$  en fonction du désaccord de maille.(b) variation des coefficients uniaxes  $K_{2\perp}$  et  $K_{2\parallel}$  de  $\epsilon_{xy}$

- [1] A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga and B. Hillebrands, Nature Physics, 11, 453 (2015).
- [2] L. Thevenard, C. Gourdon, J. Y. Prieur, H. J. von Bardeleben, S. Vincent, L. Becerra, L. Largeau, and J.-Y. Duquesne, Phys. Rev. B. 90, 094401 (2014).
- [3] U. Welp, V. K. Vlasko-Vlasov, X. Liu, J. K. Furdyna, and T. Wojtowicz, App. Phys. Lett. 85, 206 (2004).
- [4] Birowska, M. Liwa, C. Majewski, J. A. Dietl, T. , Phys. Rev. Lett. 108, 237203 (2012).

# Effet de taille et d'interface sur les propriétés magnétiques d'agrégats de FeRh chimiquement ordonnés

A. Robert<sup>1</sup>, P. Capiod<sup>1</sup>, D. Le Roy<sup>1</sup>, F. Tournus<sup>1</sup>, A. Tamion<sup>1</sup>, V. Dupuis<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ILM, UMR 5306 CNRS & Université Lyon 1, 69622 Villeurbanne cedex

\*[Veronique.Dupuis@univ-lyon1.fr](mailto:Veronique.Dupuis@univ-lyon1.fr)

Le système fer-rhodium est particulièrement attrayant dans les domaines de l'optique [1] et du stockage de données [2]. À l'état massif et autour de la composition 50/50, cet alliage présente une transition métamagnétique de l'état antiferromagnétique (AFM) vers l'état ferromagnétique (FM) [3]. Cette transition s'effectue à température ambiante et s'accompagne d'une importante augmentation du moment magnétique. Récemment des effets de contrainte et de champ électrique ont été exploités pour modifier cette transition sur des films de FeRh épitaxiés sur un cristal ferroélectrique de BaTiO<sub>3</sub>. [4] Dans le but d'utiliser des tensions électriques pour contrôler les propriétés magnétiques de nanoaimants, nous avons préparé des nanoparticules de FeRh triées en masse que nous avons déposées sur une surface appropriée par la technique Low Energy Cluster Beam Deposition (LECBD) puis nous avons protégé ces nanostructures avant leur passage à l'air.

Dans un premier temps, nous avons enrobé des agrégats FeRh de 2 à 8 nm de diamètre dans une matrice de carbone amorphe pour étudier leurs propriétés intrinsèques en fonction de la taille sélectionnée. Après recuit sous vide à 970 K, des images de microscopie électronique à transmission haute résolution permettent clairement d'identifier une alternance de plans atomiques de Fe et de Rh selon l'ordre chimique B2. Par contre, des mesures de dichroïsme circulaire magnétique de rayons X ainsi que des mesures de magnétométrie SQUID sur ces nanoparticules démontrent l'alignement parallèle des moments magnétiques du Fe et du Rh jusqu'à des températures de 3 K. Nous avons alors relié cet ordre FM à des effets de taille finie induites par la relaxation structurale de la maille élémentaire mise en évidence par des mesures d'absorption X (voir Figure 1). [5, 6]

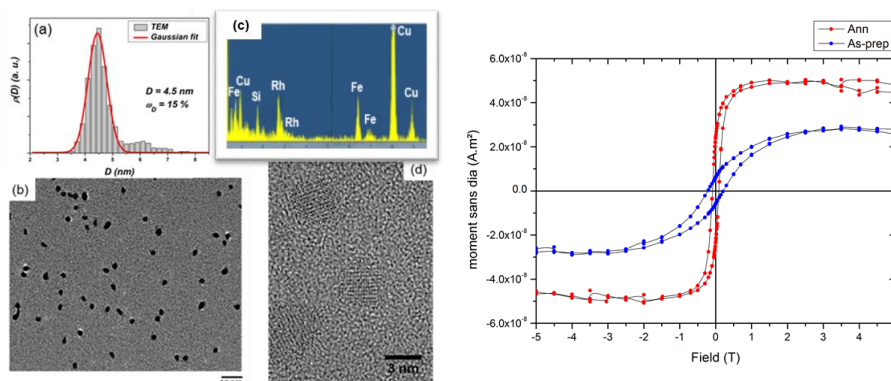


Figure 1. Histogramme de taille (a), observations MET (b) et spectre EDX (c) de nanoparticules triées en masse de FeRh, après recuit, d'une taille moyenne de 4.5 nm (gauche). Courbes d'aimantation à 2 K mesurées au SQUID d'une assemblée de nanoparticules de 8 nm de diamètre, avant (bleu) et après (rouge) recuit (droite).

Sur des assemblées de nanoparticules de FeRh B2 coalescées jusqu'à 30 nm de diamètres nous avons observé la coexistence des deux ordres magnétiques AFM/FM avec une transition large et asymétrique de l'aimantation en fonction de la température probablement reliée à une structure cœur/coquille compressée au centre et relaxée à la surface (voir figure 2). [7]

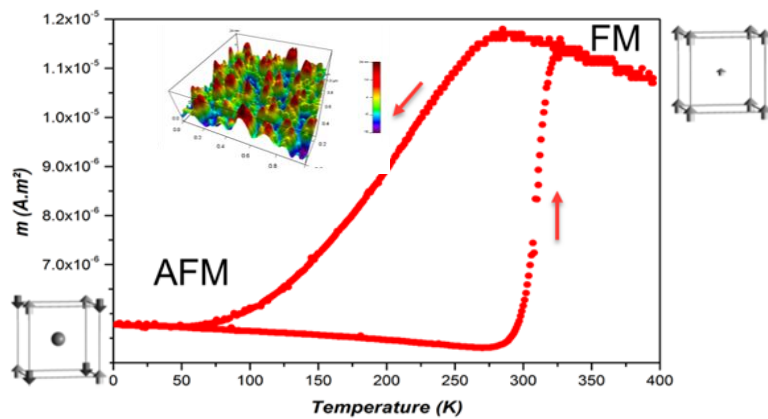


Figure 2. Dépendance en température de l'aimantation d'une couche épaisse de nanoparticules de FeRh après recuit. Les nanoparticules coalescées forment des grains jusqu'à 30 nm de diamètre

Enfin dans le but d'utiliser des tensions électriques pour étudier les effets de contrainte mécanique et d'accumulation de charge à la surface d'agrégats, nous avons réalisé un dispositif permettant un contact étroit entre les agrégats magnétiques et une couche ferroélectrique et piézoélectrique monocristalline. Pour cela, nous avons déposé sous UHV des nanocristaux de FeRh sur une couche monocristalline ferroélectrique de BaTiO<sub>3</sub> préparée par MBE, le tout étant inséré entre deux électrodes métalliques (voir Figure 3). Des mesures préliminaires de diffraction X en incidence rasante sur la ligne BM32-CEA à l'ESRF ont permis d'explorer les relations d'épitaxie entre le film isolant BaTiO<sub>3</sub>(001) et les facettes des agrégats FeRh B2

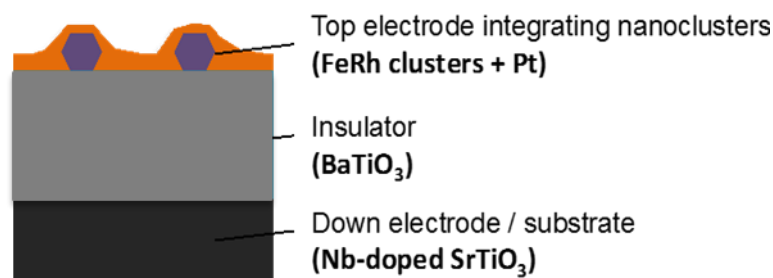


Figure 3. Structure du dispositif intégrant des nanoparticules FeRh déposées sur une couche mince ferroélectrique BTO(001). Un champ électrique est appliqué à travers l'épaisseur de la couche de BTO, entre le substrat SrTiO<sub>3</sub>(001) dopé Nb et la couche Pt recouvrant les nanoparticules.

- [1] B. R. Sathe, B. K. Balan, and V. K. Pillai, "Tunable optical features from self-organized rhodium nanostructures," Applied Physics Letters, vol. 96, no. 23, p. 233102 (2010).
- [2] J.-U. Thiele, S. Maat, and E. E. Fullerton, "FeRh/FePt exchange spring films for thermally assisted magnetic recording media," Applied Physics Letters, vol. 82, no. 17, p. 2859 (2003)
- [3] J. Balun, L. Eleno, and G. Inden, "Phase equilibria in the Fe-Rh-Ti system I. Experimental results," Intermetallics, vol. 15, no. 9, pp. 1237-1247 (2007)
- [4] R.O. Cherifi et al. "Electric-field control of magnetic order above room temperature". Nature Mater. 13, 345–51 (2014).
- [5] A. Hillion et al., "Low Temperature Ferromagnetism in Chemically Ordered B2 FeRh Nanocrystals", Physical Review Letters 110, 087207 (2013)
- [6] V. Dupuis et al. "Specific size and alloy effects in cubic chemically ordered FeRh and FeCo Nanomagnets prepared by mass-selected Low Energy Clusters Beam Deposition", BJNANO, 7, 1850-1860 (2016)
- [7] M. Loving et al. "Structural evidence for stabilized ferromagnetism in epitaxial FeRh nanoislands" J. Phys. D: Appl. Phys. 46 (2013)



# Croissance de Terfenol sur $\text{LiNbO}_3$ : un multiferroïque hybride

V. Polewczyk,<sup>1,\*</sup> K. Dumesnil,<sup>1</sup> A. Hillion,<sup>1</sup> S. Robert<sup>1</sup> and M. Hehn,<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut Jean Lamour, UMR CNRS 7198, Université de Lorraine, B.P. 239, 54506 Vandœuvre-lès-Nancy, France

\* [vincent.polewczyk@univ-lorraine.fr](mailto:vincent.polewczyk@univ-lorraine.fr)

Le développement de matériaux combinant les paramètres d'ordre magnétiques et électriques motive de nombreuses activités de recherche dont le but est de permettre le contrôle électrique de l'aimantation. Le fait de pouvoir agir sur les propriétés magnétiques par application d'une tension externe constitue en effet une alternative intéressante à l'utilisation habituelle de champs magnétiques. Des systèmes multiferroïques hybrides sont ainsi mis au point pour optimiser le couplage entre paramètres d'ordre qui est souvent faible dans les multiferroïques dits intrinsèques. Le couplage magnéto-électrique d'une architecture composite peut être envisagé via (i) des effets de charge dans des systèmes combinant matériaux magnétiques et ferroélectriques (ii) des effets de contraintes dans des systèmes combinant matériaux magnétiques et piézoélectriques [ATU10].

Dans ce second cas, les matériaux magnétostrictifs sont des candidats de choix puisque leurs propriétés magnétiques sont fortement sensibles à leur état de déformation, i.e. aux modifications structurales qui peuvent être transmises par un matériau piézoélectrique soumis à un champ électrique. Plusieurs études ont ainsi été entreprises depuis quelques années autour de systèmes à base de Terfenol-D ( $\text{Tb}_x\text{Dy}_{1-x}\text{Fe}_2$ ), un composé présentant une magnétostriction géante à température ambiante, souvent associé au PZT ou PMN-PT [ATU10, PER09, RYU02]. De manière réciproque, modifier l'état magnétique du magnétostrictif peut entraîner une modification de la réponse piézoélectrique. C'est le phénomène utilisé dans le développement de capteurs de champ magnétique à onde acoustique de surface (SAW). Il a été récemment montré que l'utilisation d'un matériau magnétostrictif (Nickel) pour fabriquer les transducteurs interdigités (IDT) du résonateur SAW permet d'observer un changement de la fréquence de résonance du dispositif avec le champ magnétique externe.

Dans la grande majorité de ces travaux, le système est synthétisé par pulvérisation ou par des techniques métallurgiques et le composé magnétostrictif est sous forme amorphe.

Dans ce contexte, une voie intéressante et encore non explorée est de s'orienter vers des systèmes hybrides où le composé magnétostrictif serait cristallisé, ou mieux sous forme monocristalline, en fort couplage structural avec le matériau piézoélectrique. Notre expérience dans le domaine de la croissance épitaxiale de composés magnétostrictifs ( $\text{TbFe}_2$ ,  $\text{Tb}_x\text{Dy}_{1-x}\text{Fe}_2$ ,  $\text{DyFe}_2$ ...) nous amène naturellement à nous intéresser à la croissance de ce type de matériaux sur substrat piézoélectrique puis d'en explorer les propriétés magnétiques, électriques, structurales ainsi que leurs couplages.

Le choix du substrat s'est porté sur le  $\text{LiNbO}_3$  selon trois orientations différentes :

(i) le LNO Z-cut. Bien que cette orientation ne soit pas la plus avantageuse pour le couplage électromécanique, la symétrie du plan de surface (hexagonale) permet d'envisager une croissance épitaxiale, comme démontré par une précédente étude [HUT98].

(ii) le LNO41Y-cut et (iii) le LNO128Y-cut. Ces deux coupes sont communément utilisées dans des dispositifs de type SAW, en particulier le 41Y-cut pour son fort coefficient de couplage électromécanique. En revanche, utiliser ces surfaces pour la croissance épitaxiale constitue un défi bien plus important étant donné qu'elles ne présentent un plan de haute symétrie parallèle à la surface. Pour LNO128Y-cut, le plan (104) est parallèle à la surface. Pour LNO41Y-cut, le plan (102) est tilté de  $9^\circ$  par rapport à la surface.

Par ailleurs, quelle que soit l'orientation du LNO, la nécessité d'un dépôt à haute température pour la croissance épitaxiale de  $\text{TbFe}_2$  est une difficulté supplémentaire. Des phénomènes de diffusion de Li, d'O, peuvent dégrader le substrat, modifier la composition chimique en surface et compliquer notablement les processus de croissance.

(i) La croissance de  $TbFe_2$  par co-évaporation a tout d'abord été réalisée sur substrat de LNO-Z cut, associé à des couches tampons de Ti, Mo, Ti+Nb, Ti+Mo. Pour ces différentes couches tampons, les analyses RHEED ont permis de déterminer les relations d'épitaxie. Le Ti croît selon la direction [0001] et présente dans le plan des directions tournées de  $30^\circ$  par à LNO(0001). Le Nb et le Mo croissent selon la direction [110] et forment dans le plan 3 domaines tournés de  $60^\circ$  qui suivent les relations de type Nishiyama-Wasserman par rapport au réseau hexagonal sous-jacent de Ti (Mo-Nb [001] // Ti [11-20]). Sur le LNO, l'épitaxie est différente et elle suit Mo-Nb [001] // LNO [10-10]. Sur Ti/Nb, le  $TbFe_2$  croît selon [110] et présente trois domaines dont les directions sont alignées avec celles du Nb. Sur Ti (figure 1), Mo et Ti/Mo, le  $TbFe_2$  croît selon [111] avec dans le plan  $TbFe_2$  [1-21] // Ti[11-20] ou  $TbFe_2$  [11-20] // Mo [001].

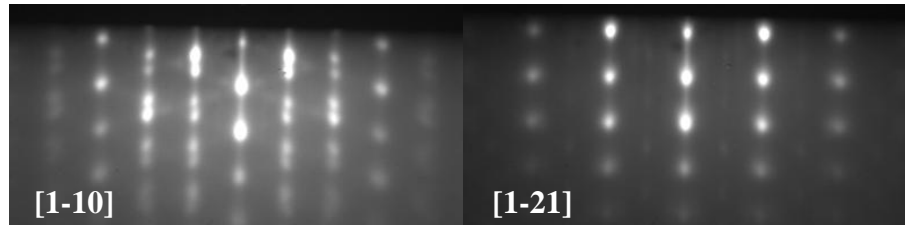


Figure 1. Clichés de diffraction RHEED obtenus pour les deux directions principales du  $TbFe_2$  (50 nm) déposé à  $650^\circ C$  sur LNO Z-cut. La couche tampon est ici composée de Titane.

Les clichés RHEED obtenus attestent d'une bonne qualité cristalline malgré une rugosité marquée. Une largeur à mi-hauteur d'environ  $1.5^\circ$ - $2^\circ$  est mesurée en diffraction RX pour la rocking curve autour de la réflexion (111), ce qui est satisfaisant au regard de la complexité de ce type de croissance. Ces films présentent une anisotropie perpendiculaire, i.e. une direction d'aimantation facile selon la direction de croissance [111], conformément à l'anisotropie magnétocristalline intrinsèque du LNO. (ii) La croissance sur LNO128Y-cut et sur LNO41Y-cut a été principalement réalisée en utilisant une couche tampon simple de Mo. Les analyses RHEED indiquent que le Mo et le  $TbFe_2$  sont sous forme cristallisée. En revanche, leur indexation est difficile en raison de la complexité du système (plans inclinés, présence de domaines...).

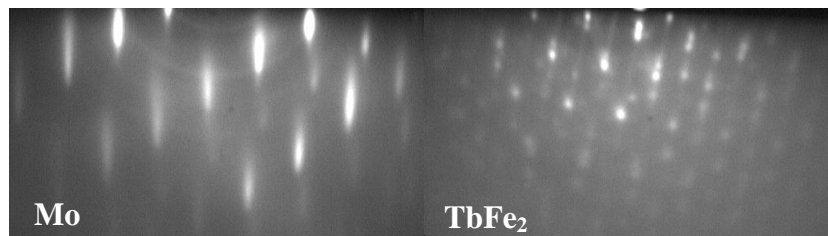


Figure 2. Clichés de diffraction RHEED obtenus pour Mo et  $TbFe_2$  selon l'azimuth [11-20] du LNO41Y.

Des mesures de microscopie (TEM) et de diffraction de rayons X (cartographies, figures de pôles) sont en cours d'analyse pour tenter de déterminer les orientations relatives des différents éléments du système composite. Les premiers résultats indiquent pour les deux coupes une direction Mo [110] // LNO [0001] (tiltée de  $38^\circ$  de la normale à la surface pour LNO128 et de  $50^\circ$  pour LNO41Y) et dans ce plan (110) Mo tilté, la présence de deux domaines tournés de  $60^\circ$  respectant  $\langle 110 \rangle$  Mo //  $\langle 11-20 \rangle$  LNO. Ces films présentent une anisotropie planaire avec une direction facile perpendiculaire à la direction [11-20] de LNO.

Dans le prolongement de ces études de croissance, des dispositifs à ondes acoustique de surface ont été synthétisés afin d'analyser et modéliser la réponse magnéto-acoustique en comparaison des propriétés magnétiques des IDT à base  $TbFe_2$  (voir abstract V. Polewczyk).

[ATU10] J. Atulasimha and S. Bandyopadhyay, *APL*.**97**, 173105 (2010) ; [PER09] N.A. Pertsev, H. Kohlstedt and B. Dkhil, *PRLB*.**80**, 054102 (2009) ; [RYU02] Ryu, S. Priya, K. Uchino, and H.-E. Kim, *J. Electroceram.* **8**, 107 (2002) ; [POL17] V. Polewczyk, submitted to publication (2017) ; [ODE96] V.Oderno *et al.*, *JoCG*.**165**, 175-178 (1996) ; [HUT98] M. Huth and C. P. Flynn, *PRB*.**58**, 17 (1998).

# Interaction de multicouches magnétiques à anisotropie perpendiculaire avec un supraconducteur.

**X. Palermo<sup>1</sup>, S.Collin<sup>1</sup>, C.Moreau-Luchaire<sup>1</sup>, K.Bouzehouane<sup>1</sup>, N.Reyren<sup>1</sup>, A.Balan<sup>1</sup>, V.Rouco<sup>1</sup>, A. Sander<sup>1</sup>, J.Santamaria<sup>2</sup>, V. Cros<sup>1</sup> et J.E.Villegas<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Unité Mixte de Physique CNRS, Thales, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, 91767 Palaiseau, France

<sup>2</sup> Grupo de Física de Materiales Complejos, Universidad Complutense de Madrid, Madrid 28040, Spain

\*xavier.palermo@cnrs-thales.fr

L'association de phénomènes antagonistes comme le ferromagnétisme et la supraconductivité a motivé un important effort de recherche ces dernières années. Les travaux existants ont découvert un grand nombre de nouveaux phénomènes : de nouveaux états fondamentaux mais aussi des effets de couplage magnéto-statique entre les deux sous-systèmes.

Un effet intéressant lié au couplage S/F est que le retournement de l'aimantation d'une couche magnétique peut « laisser une empreinte » dans les propriétés de transport du supraconducteur. Ceci engendre d'importantes variations de résistance induites par la micro-structure magnétique (fréquemment un ou plusieurs ordres de grandeur).

Les supraconducteurs apparaissent donc comme des « sondes » très sensibles de ces états magnétiques. Dans ce sens, les hybrides S/F constituent une option prometteuse pour créer des mémoires non-volatiles cryogéniques (quelque chose dont les circuits supraconducteurs manquent à l'heure actuelle), et également un outil pour l'étude de nouveaux états magnétiques.

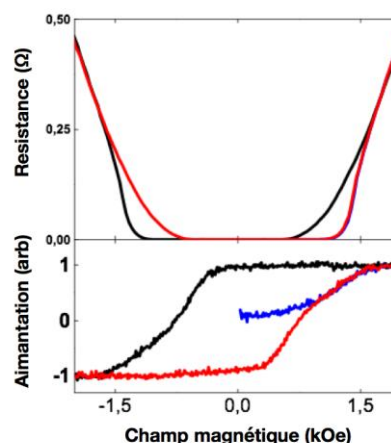
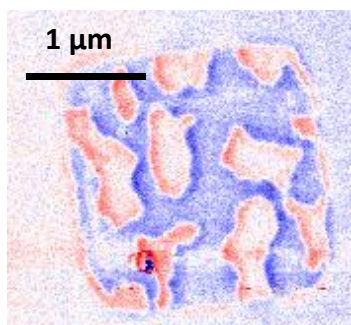


Figure 1. Domaines magnétiques dans  $[Co/Pt]_5$  (MFM)

Figure 2 Hystérèse magnétique induite dans le supraconducteur

[1] C. Visani, P. J. Metaxas, A. Collaudin, B. Calvet, R. Bernard, J. Briatico, C. Deranlot, K. Bouzehouane, and J. E. Villegas , *Phys. Rev. B* **84**, 054539 (2011)

Travaux soutenus par les financements de l'Agence Nationale pour la Recherche ANR-15-CE24-0008-01 et du Conseil Européen pour la Recherche (ERC) , projet N°64710 « SUSPINTRONICS ».

## **Posters. Matériaux 2D**

# Épitaxie par jets moléculaires de MoSe<sub>2</sub> sur saphir : structure et propriétés électriques

**M. T. Dau<sup>1</sup>, C. Vergnaud<sup>1</sup>, A. Marty<sup>1</sup>, F. Rortais<sup>1</sup>, C. Beigne<sup>1</sup>, H. Boukari<sup>5</sup>, E. Bellet-Amalric<sup>3</sup>, V. Guigoz<sup>4</sup>, O. Renault<sup>4</sup>, C. Alvarez<sup>2</sup>, H. Okuno<sup>2</sup>, P. Pochet<sup>2</sup>, M. Jamet<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Univ. Grenoble Alpes, CEA, CNRS, Grenoble INP\*, INAC, SPINTEC, F-38000 Grenoble, France

<sup>2</sup> Univ. Grenoble Alpes, CEA, INAC, MEM, F-38000 Grenoble, France

<sup>3</sup> Univ. Grenoble Alpes, CEA, INAC, PHELIQS, F-38000 Grenoble, France

<sup>4</sup> Univ. Grenoble Alpes, CEA, LETI, DTSI, SCMC, F-38000 Grenoble, France

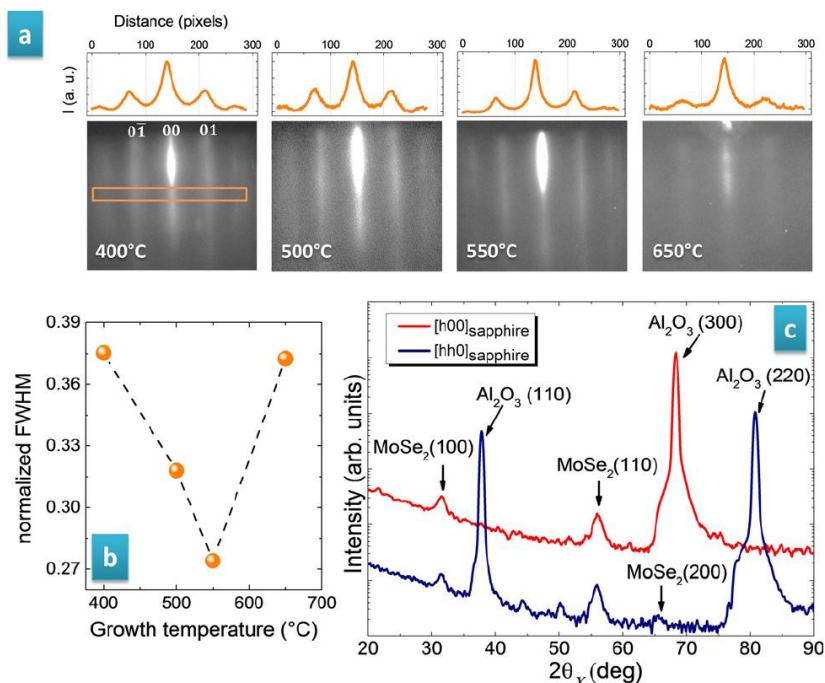
<sup>5</sup> CNRS, Institut NEEL, F-38000 Grenoble, France

\*Institute of Engineering Univ. Grenoble Alpes

\*alain.marty@cea.fr

Les matériaux bidimensionnels basés sur les dichalcogénures de métaux de transition (TMD) font actuellement l'objet d'un grand intérêt en particulier en raison de leurs propriétés électroniques et optiques fascinantes [1]. La symétrie de ces cristaux 2D associée avec le couplage spin-orbite ont également conduit à un nouveau domaine de recherche appelé valleytronique [2]. L'élaboration de couches de TMD de grande dimension latérale est une condition préalable pour la réalisation de dispositifs et l'exploration de la physique nouvelle associée.

Dans cette affiche, nous présenterons les propriétés de croissance, structurales et électriques de couches MoSe<sub>2</sub> fabriquées dans une machine d'épitaxie par jets moléculaires sur la surface hexagonale d'un substrat de saphir isolant. Ces couches ont été fabriquées par un processus de croissance en deux étapes consistant à déposer des couches de MoSe<sub>2</sub> à des températures allant de 350 °C à 600°C suivi d'un recuit post-dépôt autour de 700°C. Le taux de croissance et la température du substrat de la première étape jouent un rôle clé dans la dynamique de croissance des TMD sur le saphir. Le recuit post-dépôt permet ensuite d'améliorer la qualité cristalline. La figure 1 montre les images de diffraction électronique in-situ (RHEED) après recuit pour les différentes températures de croissance.



*Fig. 1 : (a) images RHEED après recuit des échantillons élaborés à différentes températures. (B) largeur relative des pics 01 en fonction de la température de la température de croissance. (C) diffraction X en incidence rasante dans le plan de la monocouche MoSe<sub>2</sub> élaborée*

La mesure de la largeur à mi-hauteur des tiges de diffraction indique que la taille de cohérence des domaines de la couche déposée est optimale pour une croissance à 550C. Les spectres de diffraction des rayons X (RX) obtenus en incidence rasante montre les pics de diffraction provenant de MoSe<sub>2</sub> clairement visibles selon deux directions du saphir. La rotation azimutale de l'échantillon lors des mesures RHEED et RX révèle le caractère isotrope de la diffraction sur la couche MoSe<sub>2</sub>. Cela signifie que la couche TMD est polycristalline et composée de multi-domaines sans orientation préférentielle. En plus d'observations de microscopie électronique (STEM), des résultats de caractérisation obtenus par spectroscopies Raman et XPS seront présentés confirmant la stœchiométrie et l'homogénéité sur une grande échelle de ces couches 2D.

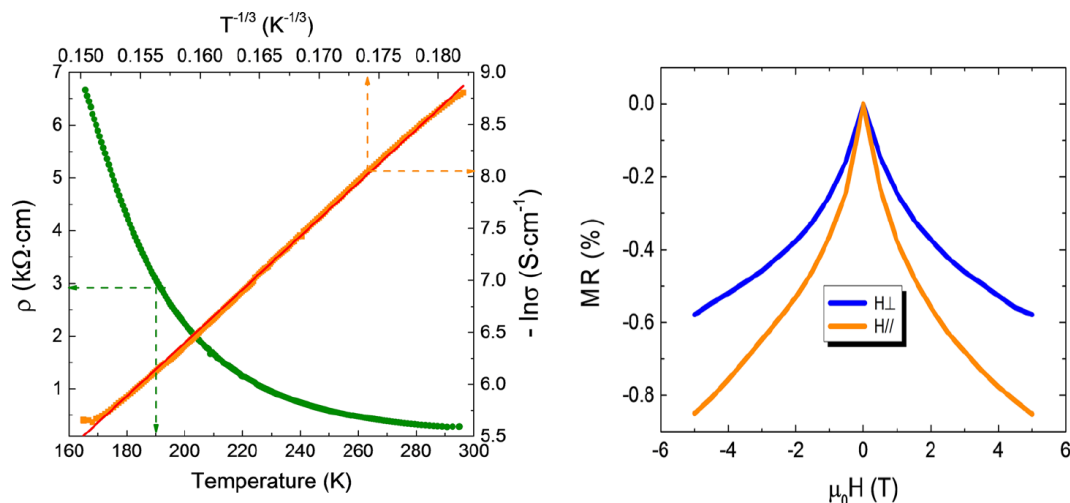


Fig.2 : A gauche : conductivité en fonction de la température  $T$  et logarithme de la conductivité en fonction de  $T^{-1/3}$  ajusté selon le modèle de saut à distance variable. A droite : magnétorésistance mesurée à 250K avec un champ appliqué parallèlement et

Des mesures électriques ont été effectuées sur les couches MoSe<sub>2</sub> en utilisant une géométrie à 4 contacts. Les contacts séparés par des distances macroscopiques sont constitués d'un empilement Mo/Pd et réalisés in-situ dans la chambre de dépôt. La qualité de ces contact sur MoSe<sub>2</sub> a été vérifiée par microscopie électronique (STEM). Sur la figure 2, La dépendance en température de la résistivité indique un caractère isolant, qui peut être interprétée dans le cadre du modèle de sauts à distance variable (ajustement linéaire de  $\log(\text{résistivité})$  vs  $T^{-1/3}$ ). En outre, la figure 2 montre que les couches MoSe<sub>2</sub> présentent une magnétorésistance négative. Ce comportement, également signalé récemment dans les micro-flocons de TMD [2], indique une propriété intrinsèque du mécanisme de magnéto-transport dans les TMD, qui se produit à très courte échelle [3].

- [1] Two-dimensional Transition-Metal Dichalcogenides, A. V. Kolobov et al., Springer Series in Materials Science (2016).
- [2] J. R. Schaibley et al., Nature Rev. Mater. 1, 16055 (2016).
- [3] M. T. Dau et al. Appl. Phys. Lett. 110, 011909 (2017).

# Interplay between spin and charge in thin Bismuth single crystalline films grown on Ge(111)

C. Zucchetti<sup>1</sup>, F. Bottegoni<sup>1</sup>, M.-T. Dau<sup>2</sup>, F. Rortais<sup>2</sup>, C. Vergnaud<sup>2</sup>, A. Marty<sup>2</sup>, C. Beigné<sup>2</sup>, A. Picone<sup>1</sup>, A. Calloni<sup>1</sup>, G. Isella<sup>1</sup>, F. Ciccacci<sup>1</sup>, Pranab K. Das<sup>3</sup>, J. Fujii<sup>3</sup>, I. Vobornik<sup>3</sup>, M. Finazzi<sup>1</sup> and M. Jamet<sup>2</sup>

<sup>1</sup> LNESS-Dipartimento di Fisica, Politecnico di Milano, 20133 Milano, Italy

<sup>2</sup> Univ. Grenoble Alpes, CEA, CNRS, Grenoble INP\*, INAC, SPINTEC, F-38000 Grenoble, France

<sup>3</sup> CNR-IOM Laboratorio TASC, 34149 Trieste, Italy

\*Institute of Engineering Univ. Grenoble Alpes

\*alain.marty@cea.fr

Bismuth exhibits a series of electronic peculiarities that made it the subject of experimental and theoretical interest for decades, in particular in electronic-transport studies [1]. With a lattice structure close to that of graphene and a very large spin-orbit coupling, bismuth may have the potential to be a topological semimetal or semiconductor [2]. In order to explore this possibility, we have grown by molecular beam epitaxy (MBE) very thin films of Bi on Ge(111). Indeed, MBE gives the opportunity to grow metastable allotropic phases of Bi or to induce strain into bulk Bi which may give topological properties to this material [2]. Moreover, the growth of such phase on germanium opens new perspectives to use the electron spin in traditional microelectronics. In this study, we have grown a bismuth wedge (0-15 nm) on Ge(111) by MBE. Using structural characterization (RHEED and x-ray diffraction), we found a critical thickness of  $\approx 5$  nm below which Bi exhibits an allotropic pseudocubic phase (see fig. 1).

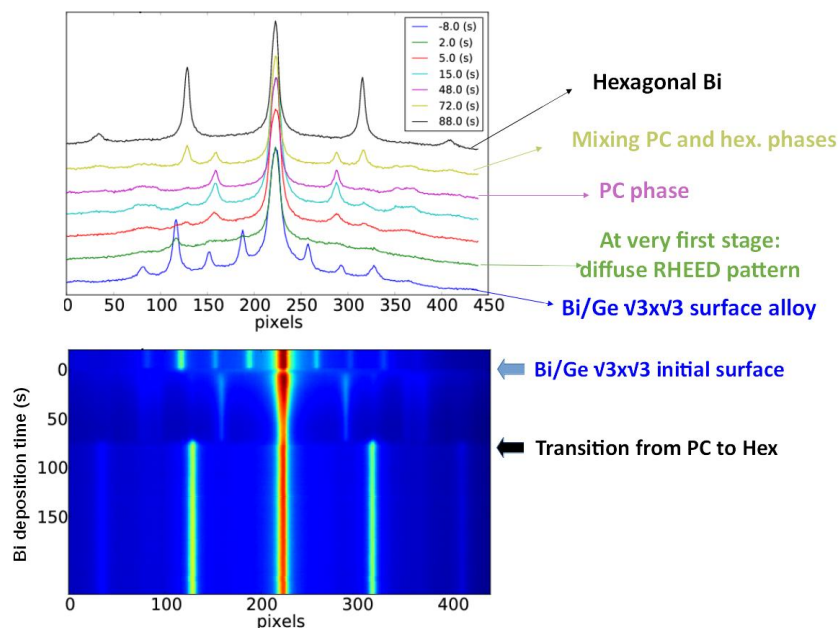


Fig. 1 : evolution of the RHEED pattern during the Bi growth on a Bi  $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$  reconstructed Ge(111) surface. A transition occurs around 5nm between a



A careful angle-resolved and spin-resolved photoemission spectroscopy study using synchrotron radiation (ELETTRA, Trieste, Italy) showed that the pseudocubic phase exhibits surface states with a linear band dispersion and a characteristic helical spin texture. Moreover, low temperature magnetotransport measurements demonstrated the 2D character of electron transport into these surface states. We have then investigated the spin-to-charge interconversion at these surface states using 3 different techniques: magneto-optical Kerr effect to probe the spin Hall effect (SHE), inverse SHE using optical spin orientation in the Ge film beneath and finally spin pumping from a ferromagnetic layer grown on top of Bi separated by an Al spacer. We found a clear signature of the strong spin-to-charge interconversion in these surface states.

[1] Y. Fuseya et al., J. Phys. Soc. Jpn. 84, 012001 (2015).

[2] I. Aguilera et al., Phys. Rev. B 91, 125129 (2015).

# Reduction of Silicon Schottky Barrier Height by Hexagonal Boron Nitride Monolayer In Fe/hBN/Si junctions

**J.-C. Le Breton, S. Tricot, G. Delhaye, B. Lépine, P. Turban, and P. Schieffer**

*Département Matériaux et Nanosciences, Institut de Physique de Rennes, UMR 6251, CNRS- Université de Rennes 1, Campus de Beaulieu, Bât 11E, 35042 Rennes cedex, France*

*E-mail: [jean-christophe.lebreton@univ-rennes1.fr](mailto:jean-christophe.lebreton@univ-rennes1.fr)*

The control of tunnel contact resistance is of primary importance for semiconductor-based spintronic devices [1]. This control is hardly achieved with conventional oxide-based tunnel barriers due to deposition-induced interface states. Manipulation of single 2D atomic crystals (such as graphene sheets or monolayer hBN) weakly interacting with their substrate might represent an alternative and efficient way to design new heterostructures for a variety of different purposes including spin injection into semiconductors [2,3].

We studied by x-ray photoemission spectroscopy the band alignments and interface chemistry of iron–hBN–hydrogenated passivated silicon (001) surfaces for different n-doping concentrations. We found that the hydrogen passivation of the Si(001) surface remains efficient even with a hBN sheet on the Si(001) surface. For every doping concentrations the semiconductor is close to flat-band conditions which indicates that the Fermi level is unpinned on the semiconductor side of the hBN/Si(001):H interface [Fig. 1]. When iron is deposited on the hBN/Si(001):H structures a small band bending develops but is highly reduced compared to the Fe/Si contact eventually resulting in a very low barrier height for electrons, a sought-after property in semiconductor based spintronic devices. We will show that the hBN barrier height is also affected by the metal.

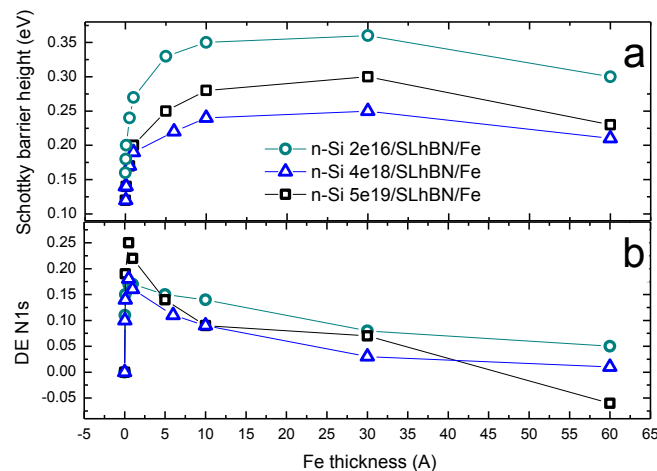


Fig. 1: (a) XPS spectra of Si2p core level for hBN/n-Si:H as a function of Fe deposition. (b) Variation of N1s core level as a function of Fe deposition.

## Bibliography

- [1] A. Fert and H. Jaffrès, Phys. Rev. B **64**, 1 (2001).
- [2] O. M. J. van 't Erve, a L. Friedman, E. Cobas, C. H. Li, J. T. Robinson, and B. T. Jonker, Nat. Nanotechnol. **7**, 737 (2012).
- [3] J. C. Le Breton, S. Tricot, G. Delhaye, B. Lépine, P. Turban, and P. Schieffer, Appl. Phys. Lett. **051601**, (2016).

## **Posters. Elaboration, caractérisation, instrumentation**

# Influence des phases parasites de BiFeO<sub>3</sub> sur le couplage d'échange dans des bicouches polycristallines de BiFeO<sub>3</sub>/Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>

W. Jahjah<sup>1</sup>, J.-Ph. Jay<sup>1</sup>, D. T. Dekadjevi<sup>1</sup>, Y. Le Grand<sup>1</sup>, A. Fessant<sup>1</sup>, J. Richy<sup>1,2</sup>, A. R. E. Prinsloo<sup>2</sup>, C. J. Sheppard<sup>2</sup>, D. Spenato<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire d'OPTIQUE et de MAGNÉTISME (OPTIMAG) – EA 938 – Université de Bretagne Occidentale/ Université Bretagne Loire – 6, avenue le Gorgeu 29200 Brest.

<sup>2</sup> Department of Physics, University of Johannesburg, South Africa.

E-mail : [walaajahjah@univ-brest.fr](mailto:walaajahjah@univ-brest.fr)

Les matériaux multiferroïques ont suscité un intérêt croissant de la communauté scientifique au cours de la dernière décennie, pour leurs applications potentielles comme dispositifs miniaturisés multifonctionnels. Leur capacité à faire cohabiter au moins deux ordres ferroïques tels que ferroélectrique et ferromagnétique ouvre la voie à de nouvelles approches en spintronique, stockage magnétique, optoélectronique, etc. Plus particulièrement, ce couplage magnétoélectrique permettrait de contrôler électriquement l'aimantation, en intégrant des multiferroïques sur des substrats semi-conducteurs, ceci étant à faible cout d'énergie et d'espace. [1-3]

Le couplage d'échange entre un tel matériau multiferroïque (MF) et un matériau ferromagnétique permettrait de contrôler le renversement magnétique par un champ électrique, ce qui aurait aussi des applications intéressantes dans le stockage de l'information, la spintronique, etc. Le couplage d'échange dépend généralement des propriétés de l'interface mais également des propriétés internes à chacun des deux matériaux. En particulier, les défauts structuraux contenus dans les antiferromagnétiques sont connus pour influencer les valeurs du couplage d'échange [4-6].

Parmi la famille très restreinte des matériaux MF à température ambiante, la ferrite de Bismuth BiFeO<sub>3</sub> (BFO) est un bon candidat et l'un des plus étudiés du fait de sa forte polarisation ferroélectrique, avec une température de Curie aux alentours de 1100 K. De plus, le BFO possède un ordre antiferromagnétique (AF) avec une température de Néel autour de 640 K [7, 8]. Il est à noter qu'en fonction des techniques de croissance, le BFO peut contenir des phases dites parasites, dans le sens où ces phases sont de nature chimiques et cristallographiques différentes de celle attendue. Le lien entre ces défauts et le couplage d'échange du BFO avec un ferromagnétique n'a pas encore été clairement établi.

Dans ce poster, nous présenterons l'influence de la présence des phases parasites du BFO sur le renversement de l'aimantation du permalloy ferromagnétique NiFe dans des bicouches polycristallines de type BiFeO<sub>3</sub>/ Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>. Ces films minces sont déposés par pulvérisation cathodique radiofréquence sur substrat de Silicium monocristallin orienté (100). Une épaisseur  $t_{FM}=15$  nm de NiFe est déposée sur des échantillons de BFO recuits ex-situ. Une couche tampon de Ta d'environ 7 nm est déposée pour favoriser la croissance de la phase MF du BiFeO<sub>3</sub>-R3c, et une deuxième pour protéger le NiFe de l'oxydation. Les échantillons présentés dans cette étude sont donc du type : Si/Ta<sub>(7nm)</sub>/BiFeO<sub>3</sub>(100nm)/NiFe<sub>(15nm)</sub>/Ta<sub>(7nm)</sub>. Les épaisseurs des couches minces ont été mesurées par réflectométrie X et sont en accord avec les épaisseurs nominales.

Nous avons mené une étude systématique afin de contrôler la quantité de phase parasite au sein du BFO polycristallin. Celle-ci a impliqué différentes conditions de dépôt et de recuit. À la sortie du bâti, les échantillons

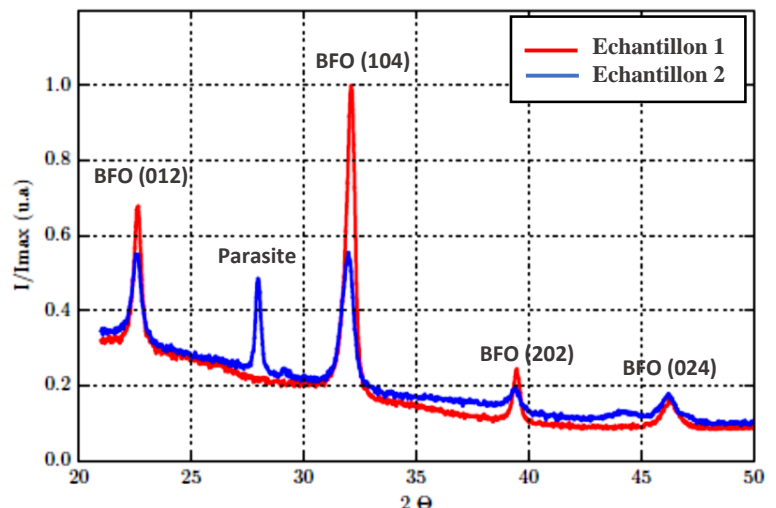


Figure 1: Spectres de diffraction X de 2 échantillons de BFO déposés avec ou sans phase parasite repérée à  $2\theta = 28^\circ$  après recuit à  $400^\circ\text{C}$ .

ne présentent pas la phase MF  $\text{BiFeO}_3\text{-R3c}$ . Un traitement thermique est nécessaire afin de cristalliser cette phase [9]. La figure 1 présente les spectres de diffraction X de deux des échantillons qui seront présentés dans le poster (appelés 1 et 2). Les quatre pics de Bragg communs aux échantillons 1 et 2 témoignent de la polycristallinité du BFO et leurs positions angulaires sont en accord avec la phase MF. De plus dans l'échantillon 2, on observe un pic à  $2\theta \approx 28^\circ$  de faible intensité, indiquant la présence de phases parasites de type  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  sous forme cristalline dans le BFO.

Suite au dépôt du permalloy, la caractérisation magnétique des hétérostructures est menée en utilisant un magnétomètre à échantillon vibrant (VSM) permettant de détecter à la fois les composantes longitudinale et transverse de l'aimantation. La figure 2 présente les cycles d'hystérésis des deux hétérostructures.

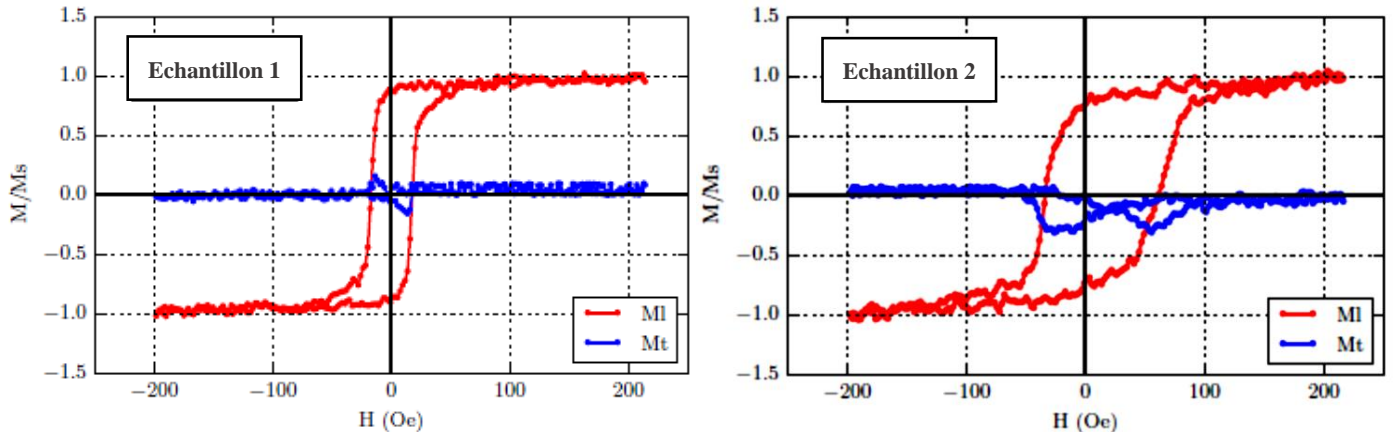


Figure 2 : Cycles d'hystérésis mesurés des échantillons 1 et 2. Le champ est appliqué selon le champ de dépôt.

Dans l'échantillon 1 où la phase parasite est absente, le cycle longitudinal de l'aimantation est centré à l'origine et le champ coercitif vaut  $H_c \approx 20 \text{ Oe}$ . Dans l'échantillon 2 où le BFO contient la phase parasite : le cycle longitudinal est décalé vers la droite :  $H_e \approx 14 \text{ Oe}$ , le champ coercitif est nettement plus élevé  $H_c \approx 50 \text{ Oe}$ , et les branches aller et retour de la composante transverse  $M_t$  de l'aimantation sont du même côté. Ces trois observations montrent que le permalloy dans cet échantillon 2 est couplé par échange avec le BFO.

Notre étude qualitative a impliqué plusieurs séries d'échantillons qui ont présenté les mêmes résultats ; et sera complétée par des mesures magnétiques pour quantifier le couplage d'échange en fonction de la quantité de phase parasite présente.

## Références

- [1] N. A. Spaldin and M. Fiebig, Science 309, 391 (2005).
- [2] W. Eerenstein, Science 307, 1203 (2005).
- [3] F. Matsukura et al., Nature Nanotechnology 10, 209–220 (2015).
- [4] Dekadjevi, D. T. et al., Physical Review B 74.10 (2006).
- [5] J. V. Kim and R. L. Stamps, Phys. Rev. B 71, 094405 (2005).
- [6] H. Marrows et al., Phys. Rev. B 66, 024437 (2002).
- [7] Richy, J. et al. arXiv preprint arXiv:1608.00736 (2016).
- [8] Hauguel, Tony et al., Journal of Applied Physics 112.9 (2012).
- [9] R. Palai et al., Phys. Rev. B 77, 014110 (2008).

# Self-assembled vertically aligned CoPt–oxide nanocomposites

**M. Hennes<sup>1,\*</sup>, X. Weng<sup>1</sup>, D. Demaille<sup>1</sup>, S. Hidki<sup>1</sup>, G. Patriarche<sup>2</sup>, J. Buchwald<sup>3</sup>, E. Fonda<sup>4</sup>, Y. Zheng<sup>1</sup> and F. Vidal<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>INSP, UPMC Sorbonne Universités, CNRS UMR 7588, 75005 Paris, France

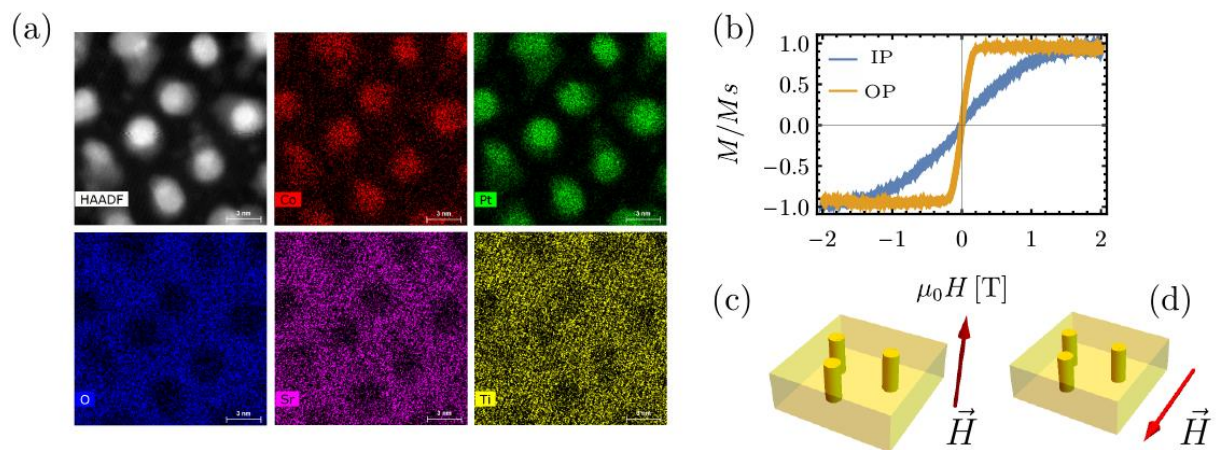
<sup>2</sup>Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, CNRS, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, C2N – Marcoussis, 91460 Marcoussis, France

<sup>3</sup>Institute for Materials Science and Max Bergmann Center of Biomaterials, Dresden University of Technology, 01062 Dresden, Germany

<sup>4</sup>Synchrotron SOLEIL, 91192 Gif-sur-Yvette, France

\*[hennes@insp.jussieu.fr](mailto:hennes@insp.jussieu.fr)

Vertically aligned magnetic metal–oxide nanocomposites constitute a new material class consisting of ferromagnetic metal nanopillar arrays embedded in a planar oxide matrix. Two peculiar features of these heterostructures are the very large interface between the pillars and the matrix as well as pronounced anisotropic properties.



*Figure 1: (a) Plan-view of the nanocomposite: energy-dispersive X-ray mapping (EDX) reveals CoPt nanopillars with diameters below 3nm embedded in a SrTiO<sub>3</sub> matrix. (b) Normalized magnetization of a CoPt – SrTiO<sub>3</sub> sample measured as a function of the applied magnetic field in (c) out-of-plane (OP) versus (d) in-plane (IP) geometry at 300K.*

Such composite materials can be obtained by pulsed laser deposition (PLD), exploiting self-organization at the nanoscale, a technique which permits to create nanopillar areal densities close to  $10^{12}\text{cm}^{-2}$  [1]. The resulting nanocomposites are two phase systems which exhibit epitaxial coupling, paving the way for magnetic anisotropy control via strain engineering [1, 2]. Recent studies on Co, Ni as well as CoNi alloy nanowires embedded in CeO<sub>2</sub> and (Sr,Ba)TiO<sub>3</sub> have demonstrated the versatility of the approach and established that tuning of magnetic anisotropy can also be achieved by employing appropriate combinations of ferromagnetic materials [1, 3].

Within this context, CoPt appears as another interesting alloy system. It exhibits a rich phase diagram, with a variety of ordered phases, some of which possess appealing magnetic properties. Bulk  $L1_0$  CoPt compounds for example display uniaxial magnetocrystalline anisotropy with  $K_u$ -values as high as  $4.9 \cdot 10^7$  erg/cm<sup>3</sup>. Growing self-assembled, ordered and well oriented CoPt nanowires in ceramic matrices via PLD would thus allow to obtain nanocomposites combining high wire density, strong perpendicular magnetic anisotropy and high blocking temperatures.

In the present work, we show results on CoPt–SrTiO<sub>3</sub> and CoPt–CeO<sub>2</sub> nanocomposites synthesized by using sequential PLD on SrTiO<sub>3</sub>(001) substrates under UHV conditions. We perform an in-depth structural analysis of samples with different Co/Pt ratios by relying on a combination of X-ray diffraction (XRD) and high resolution transmission electron microscopy (HR-TEM) and scrutinize self-organization tendencies of the system. Using X-ray absorption spectroscopy (XAS) to study ordering trends of the CoPt alloy, we eventually link structural information with temperature dependent vibrating sample magnetometry data (VSM) and discuss the remaining hurdles that have to be overcome for further anisotropy tuning of these CoPt–ceramic type of nanocomposites.

[1] Growth and magnetic properties of vertically aligned epitaxial CoNi nanowires in (Sr,Ba)TiO<sub>3</sub> with diameters in the 1.8–6 nm range. V Schuler, J Milano, A Coati, A Vlad, M Sauvage-Simkin, Y Garreau, D Demaille, S Hidki, A Novikova, E Fonda, Y Zheng and F Vidal, *Nanotechnology* **27** (49), 495601 (2016)

[2] Huge metastable axial strain in ultrathin heteroepitaxial vertically aligned nanowires V Schuler, FJ Bonilla, D Demaille, A Coati, A Vlad, Y Garreau, M Sauvage-Simkin, A Novikova, E Fonda, S Hidki, V Etgens, F Vidal and Y Zheng, *Nano Research* **8** (6), 1964 (2015)

[3] Combinatorial growth and anisotropy control of self-assembled epitaxial ultrathin alloy nanowires FJ Bonilla, A Novikova, F Vidal, Y Zheng, E Fonda, D Demaille, V Schuler, A Coati, A Vlad, Y Garreau, M Sauvage Simkin, Y Dumont, S Hidki and V Etgens, *ACS nano* **7** (5), 4022 (2013)

## **Biopuces à capteurs GMR pour la détection d'objets biologiques microniques et submicroniques**

**Manon Giraud<sup>1</sup>, François-Damien Delapierre<sup>1</sup>, Guénaëlle Jasmin-Lebras<sup>1</sup>, Elodie Paul<sup>1</sup>, Cécile Feraudet-Tarisse<sup>2</sup>, Stéphanie Simon<sup>2</sup>, Claude Fermon<sup>1</sup>.**

<sup>1</sup> SPEC, CEA, CNRS, Université Paris-Saclay, CEA Saclay 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

<sup>2</sup> CEA, institut de Biologie et de Technologie de Saclay (iBiTec-S), Service de Pharmacologie et d'Immunoanalyse (SPI), 91191 Gif sur Yvette, France

\* [manon.giraud@cea.fr](mailto:manon.giraud@cea.fr) ; [francois-damien.delapierre@cea.fr](mailto:francois-damien.delapierre@cea.fr)

La précocité du diagnostic est un facteur crucial pour le pronostic de nombreuses maladies comme le cancer, la lèpre ou l'hémochromatose [1-5]. Le développement d'outils fiables, simples d'utilisation, peu coûteux, rapides et surtout très sensibles pour la détection d'agents biologiques est essentiel.

La mise en œuvre d'un laboratoire sur puce utilisant des capteurs à magnétorésistance géante permet d'obtenir un dispositif sensible et facilement transportable. Les capteurs à magnétorésistance géante (capteurs GMR) peuvent atteindre des limites de détection de l'ordre de quelques nano-teslas aux conditions ambiantes et permettent le comptage à haut débit d'objets uniques [6].

La magnétorésistance géante [7-8] consiste en la modification de la résistance électrique de certaines couches conductrices sous l'effet d'un champ magnétique. Un capteur GMR est constitué de deux couches ferromagnétiques séparées par une couche diamagnétique. L'aimantation de la couche ferromagnétique inférieure est bloquée tandis que celle de la couche supérieure est libre de varier en fonction des variations locales du champ (Fig. 1a). La valeur de la résistance du capteur varie avec l'orientation relative des deux aimantations (Fig. 1b). Grâce à cet effet, de très faibles variations des champs magnétiques locaux sont détectables. Les analytes cibles présents dans un échantillon biologique (sang, salive) ne possèdent pas d'aimantation, aussi ceux-ci sont immunocapturés par des billes superparamagnétiques fonctionnalisées par des anticorps qui leur sont spécifiques (Fig. 2a). La fabrication de la biopuce est rapide et de faible coût. Elle pourrait donc être conçue à terme pour une utilisation unique et jetable.

L'échantillon à tester est mélangé avec des billes magnétiques fonctionnalisées en fort excès pendant 45 minutes, puis injecté dans la puce à un débit contrôlé. Le mélange se déplace dans un canal micrométrique situé au-dessus des capteurs GMR connectés à un système d'acquisition. (Fig. 2a) Le passage d'un analyte lié à un grand nombre de particules à proximité du capteur génère un signal caractéristique (Fig. 2b) qui est repéré, compté et enregistré. Le passage de particules isolées ne génère pas de signaux détectables d'après les simulations, leur moment étant trop faible pour être détecté seul.

Le dispositif est actuellement testé sur des cellules de myélome murin NS1 diluées dans du tampon phosphate (PBS) avec des billes de 200 nm de diamètre. Les premiers tests ont donné lieu à des résultats très positifs. Des signaux caractéristiques ont été détectés pour les échantillons contenant les cellules NS1 marquées par des billes tandis qu'aucun n'a été repéré dans les échantillons contenant des cellules non marquées ou des billes seules.

La quantification plus précise du nombre d'analytes présent dans l'échantillon et l'optimisation des paramètres expérimentaux (traitement de surface, concentration en particules) sont les objectifs poursuivis désormais.



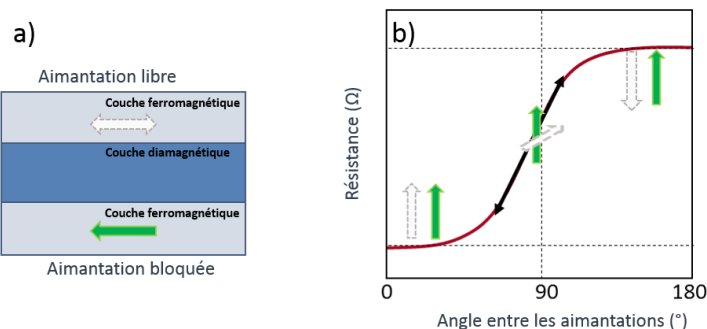


Figure 1. a) Un capteur GMR. Deux couches ferromagnétiques sont séparées par une couche diamagnétique. L'aimantation de la couche inférieure est bloquée alors que celle de la couche supérieure peut varier dans le plan de la couche. b) La résistance du capteur GMR varie selon l'angle entre les aimantations, d'une valeur minimale lorsqu'elles sont parallèles à une valeur maximale lorsqu'elles sont antiparallèles.

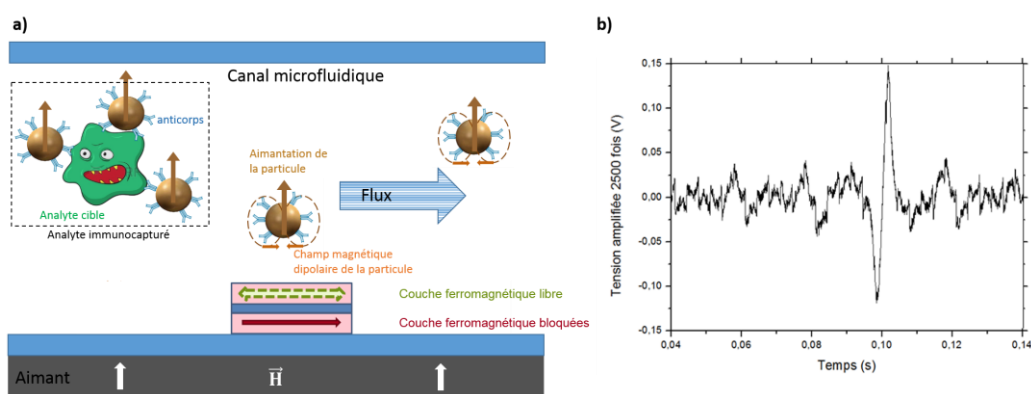


Figure 2. a) Principe d'un biocapteur GMR. Une particule aimantée se comporte comme un dipôle magnétique. La composante horizontale du champ dipolaire créée par la particule modifie l'aimantation de la couche ferromagnétique supérieure et donc la résistance du capteur. Cette variation reste trop faible pour être détectée lorsqu'une particule isolée se déplace au-dessus du capteur. Par contre le passage d'un analyte lié à plusieurs particules génère un champ suffisant pour être détecté. b) Signal expérimental généré par le passage d'une cellule NS1 entourée de billes magnétiques fonctionnalisées par des anticorps spécifiques d'un antigène présent à leur surface.

[1] New generation of electrochemical immunoassay based on polymeric nanoparticles for early detection of breast cancer, *Int. Journal of Nanomedicine*, **2017** Apr. 13, (12):3037–3047

[2] Colorectal Cancer in Jordan: Survival Rate and Its Related Factors, *J. Oncol.*, **2017** Mar. 28

[3] Characterization of MicroRNA Expression Profiles and Identification of Potential Biomarkers in Leprosy, *Journal of clinical microbiology*, **2017** Mar. 8, (55):1516 – 1525

[4] Targeting hepatocellular carcinoma: what did we discover so far?, *Oncology Review*, **2016**, (10):46 – 53

[5] Strategies for early diagnosis of haemochromatosis, *Eur J Gastroenterol Hepatol.*, **2002** Mar. 14, (3):217-221

[6] Réalisation et étude d'hétérostructures à base du manganite  $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$  pour des capteurs magnétiques oxydes ultrasensibles, Thèse, A. Solignac, Université de Pierre et Marie Curie, **2012**

[7] Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange, *Phys Rev B Condens Matter*. **1989** Mar 1; 39 (7):4828-4830.

[8] Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices, *Phys Rev Lett*. **1988** Nov 21; 61 (21):2472-2475.

# Toward spin polarized transport in Ca doped bismuth iron garnet thin films

**Adrien Teurtrie<sup>1,2\*</sup>, Laura Bocher<sup>2</sup>, Alexandre Gloter<sup>2</sup>, Ekaterine Chikoidze<sup>1</sup>, François Jomard<sup>1</sup>, Federico Iori<sup>2</sup>, Niels Keller<sup>1</sup>, Elena Popova<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Groupe d'Etude de la Matière Condensée, UVSQ, Université Paris-Saclay, CNRS, France

<sup>2</sup> Laboratoire de Physique des Solides, Université Paris-Sud, Université Paris-Saclay, CNRS, France

\*[adrien.teurtrie@u-psud.fr](mailto:adrien.teurtrie@u-psud.fr)

Creation of a room-temperature magnetic semiconductor with conducting properties comparable to conventional semiconductors (GaAs, Si, etc..) is a challenging research topic in spintronics. In previous work, the dilute magnetic semiconductors which are conventional semiconductors doped with transition metal impurities [1] do not exhibit an above room-temperature strong magnetic ordering. Conversely, we aim at doping a magnetic insulator with acceptors in order to obtain semiconducting behaviour. Bismuth iron garnet ( $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  – BIG) is a ferrimagnetic insulator with a Curie temperature ( $T_c$ ) around 650K [2]. It also possesses a high Faraday rotation of  $60 \text{ deg.}\mu\text{m}^{-1}$  at 400 nm [3]. Density function theory calculations were performed [6,7], indicating a full spin polarization of the top of the valence band. BIG is only obtainable by out of thermodynamic equilibrium techniques (e.g. pulsed laser deposition in our case) on isostructural substrates such as gadolinium gallium garnet ( $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  – GGG) [100].

Here, we aim at inducing p-type spin polarized conduction in BIG via calcium substitution. Given that calcium valency is 2+ it should induce Fe 3+/4+ mixed valence states in the spin polarized valence band. We will control the number of oxygen vacancies via post-growth annealing in oxidizing atmosphere. We have successfully grown single crystalline  $\text{Bi}_{3-x}\text{Ca}_x\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  or  $\text{Bi}_2\text{Y}_{1-y}\text{Ca}_y\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  ( $x=0.1$  ;  $y=0.25$  ;  $y=0.75$ ) thin films with typical thicknesses ranging from 100 to 200 nm. Yttrium co-substitution enables us to keep a constant Bi/Fe ratio and therefore constant magnetic properties. Then we will be able to probe Bi content via optical magnetic circular dichroism spectroscopy [8].

We reach resistivity of 7 to 8 orders of magnitude lower than that of pure yttrium iron garnet [3] while keeping the magnetic ordering since  $T_c$  is around 610K (Fig 1.). We also did secondary ions mass spectroscopy to probe our samples stoichiometry. We performed scanning transmission electron spectro-microscopy (STEM/EELS) [4] which allows us to combine simultaneously atomically-resolved imaging with spectroscopic information. In this way we perform elemental mapping of cations and further probe the Fe valence states via fine structure studies. Our first results indicate that Ca dopant atoms do not form any aggregates but rather substitute in Fe only or mixed Bi/Fe atomic columns. In future studies, we will perform Seebeck experiments in order to know the nature and density of charge carriers. Complementarily to STEM/EELS, we will also carry on X-ray magnetic circular dichroism experiments to probe the charge distribution in Fe octahedral and tetrahedral sites.

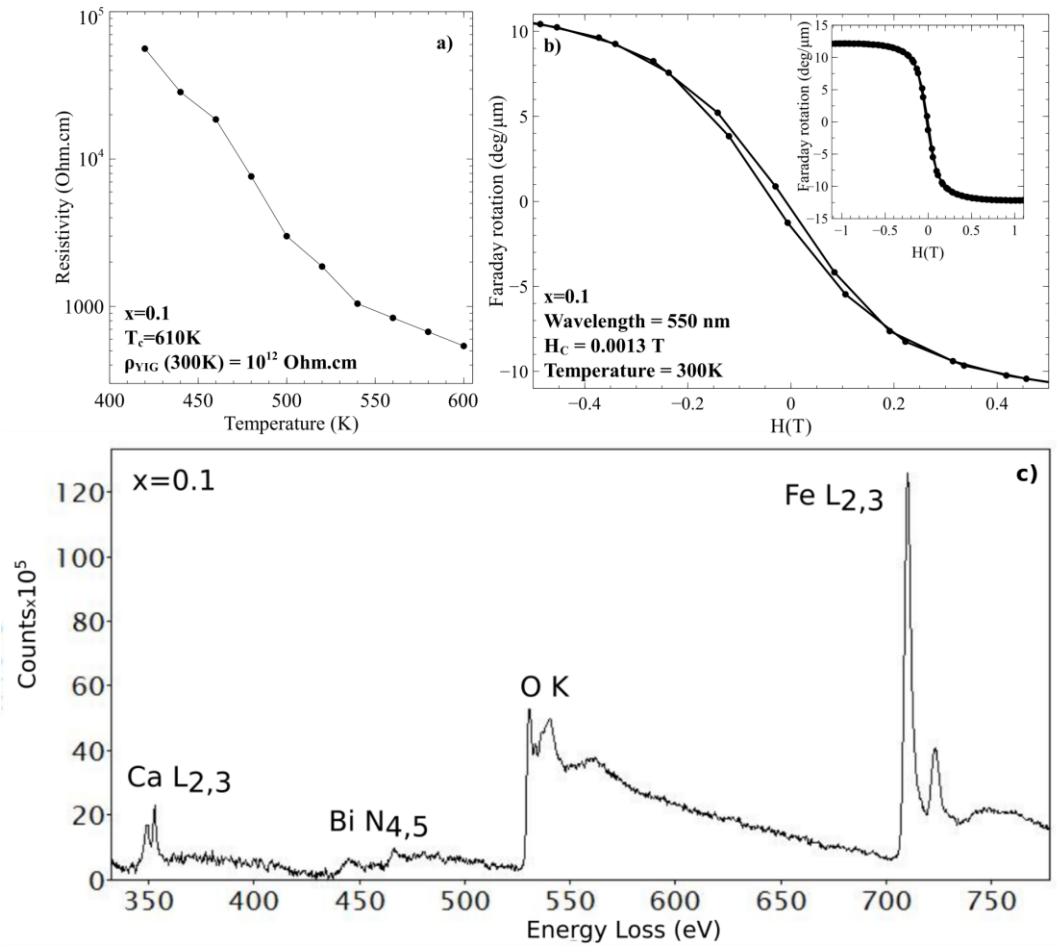


Figure 1. Here, the studied sample is  $\text{Bi}_{3-x}\text{Ca}_x\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  with  $x=0.1$ . a) Evolution of the resistivity versus temperature. b) Magnetic hysteresis cycle measured along the out-of-plane direction as measured by magneto-optics. c) Sum of EELS spectra over a unit cell showing that we can probe the Ca absorption edge even at low concentration.

- [1] J.M.D Coey, Current Opinion in Solid State and Materials Science 10 (2006) 83-92
- [2] M. Deb et al., J. Phys. D: Appl. Phys. 45 (2012)
- [3] E. Popova et al. Journal of Applied Physics 121 (2017)
- [4] L. Sirdeshmukh et al. Bull. Mater. Sci., Vol. 21, No. 3, June 1998, pp. 219-226
- [5] A. Gloter et al. Materials Science in Semiconductor Processing, 2016
- [6] F. Iori et al. PRB, submitted
- [7] T. Oikawa et al. JPSJ 74 (2005)
- [8] M. Deb et al. J. Phys. D : Appl. Phys. 45 (2012)

R. Aeschlimann<sup>1\*</sup>, D. Preziosi<sup>1</sup>, J. Varignon<sup>1</sup>, C. Piamonteze<sup>2</sup>, J. Santamaría<sup>3</sup> and Manuel Bibes<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Unité Mixte de Physique, CNRS, Thales, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, 91767, Palaiseau, France

<sup>2</sup> Swiss Light Source, Paul Scherrer Institut, 5232 Viligen PSI, Switzerland

<sup>3</sup>Physics of Complex Materials Group (GFMC), Dpto. Física de Materiales, Universidad Complutense de Madrid, 28040 Madrid, Spain

\*email : raphael.aeschlimann@u-psud.fr

Among transition-metal perovskites, rare-earth orthorhombic titanates  $\text{RTiO}_3$ ,  $\text{R}=\text{La}\dots\text{Lu}$  or  $\text{Y}$ ) emerge as a particularly interesting family of Mott-Hubbard insulators [1]. The most stable valence state of rare-earths (except for  $\text{Eu}$  and  $\text{Ce}$ ) is  $3+$ , which imposes a  $3+$  valence state to the  $\text{Ti}$ , that is thus  $3d^1$  with a spin  $1/2$ . A salient feature of  $\text{RTiO}_3$  compounds is the phase transition from ferrimagnetic to antiferromagnetic (G-type) order when going from small ( $\text{Lu}\dots\text{Gd}$ ) to large rare-earths ( $\text{La}\dots\text{Sm}$ ) [1,2]. This insulating-ferrimagnetic behaviour is exceptional among simple perovskites and offers perspectives for engineering novel magnetic states at oxide interfaces [3,4].

The growth of high quality thin films of rare-earth titanates is very challenging due to the relatively poor stability of the  $\text{Ti } 3+$  valence state. So far, literature on ferrimagnetic compounds is very scarce, aside from some reports on  $\text{GdTiO}_3$  films by oxide molecular beam epitaxy [5] and a few on  $\text{YTiO}_3$  films grown by pulsed laser deposition [6, 7]. Here, we will report on the epitaxial growth of high-quality, single-phase films of different ferromagnetic titanates, with special emphasis on  $\text{DyTiO}_3$  (Fig. 1). We will show that while thick films ( $>40$  nm) have bulk-like magnetic properties, with high remanence and a Curie temperature near  $60\text{K}$ , in thinner films a paramagnetic component develops at the expense of the ferromagnetic one (Fig. 2). We will analyse and discuss this effect in terms of deviations from the  $3+$   $\text{Ti}$  valence state at the film surface.

Finally, we will show the first detailed XAS and XMCD investigation on this family of compound. By combining several detection modes during  $\text{Ti } L_{2,3}$  XAS measurements, we could gain further insight on the depth dependence of the  $\text{Ti}$  valence and magnetism. We will also present XAS and XMCD at the rare-earth  $M_{4,5}$  edges and discuss the overall XMCD results in the light of early neutron diffraction data.

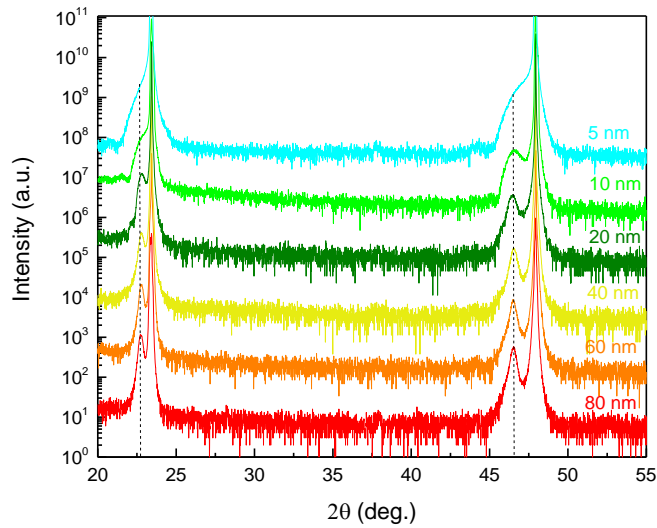


Figure 1. Thickness dependence of the XRD 2theta-omega scan

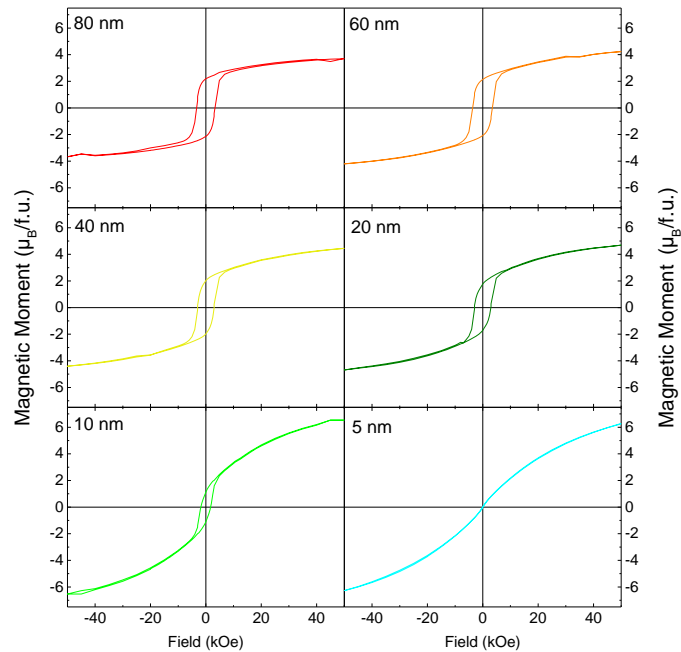


Figure 2. Thickness dependence of the magnetic moment as a function of the field

- [1] J. B. Goodenough *et al.*, J. Phys.: Condens. Matter **17**, 7395-7406 (2005)
- [2] M. Mochizuki *et al.*, PRL **91**, 167203 (2003)
- [3] M. N. Grisolia *et al.*, Nature Physics **12**, 484-492 (2016)
- [4] G. Conti *et al.*, Journal of Applied Physics **113**, 143704 (2013)
- [5] P. Moetakef *et al.*, J. Vac. Sci. Technol. A **31**, 041503 (2013)[6] Y. Cao *et al.*, APL **107**, 112401 (2015)
- [6] Y. Cao *et al.*, APL **107**, 112401 (2015)
- [7] S. C. Chae *et al.*, APL **89**, 182512 (2006)

This work was supported by the 'MINT' ERC Consolidator Grant #615759.

# Magneto-transport properties of 3D interconnected magnetic nanofiber networks

**Tristan da Câmara Santa Clara Gomes<sup>1\*</sup>, Joaquín De La Torre Medina<sup>2</sup>, Yenni G. Velázquez-Galván<sup>3</sup>, Juan Manuel Martínez-Huerta<sup>3</sup>, Armando Encinas<sup>1</sup>, Luc Piraux<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Institute of Condensed Matter and Nanosciences, Université catholique de Louvain, Louvain-la-Neuve, Belgium.

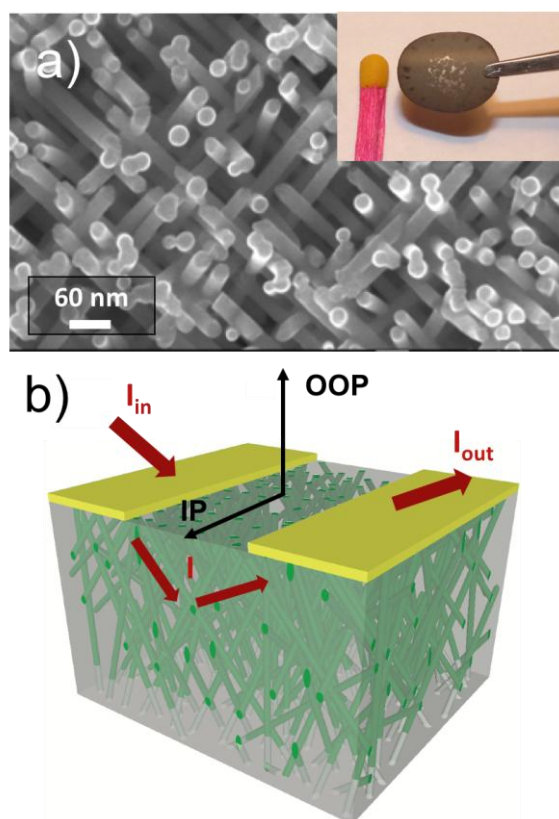
<sup>2</sup> Instituto de Investigaciones en Materiales - Unidad Morelia, Universidad Nacional Autónoma de México, Morelia, Mexico.

<sup>3</sup> División de Materiales Avanzados, Instituto Potosino de Investigación Científica y Tecnológica, San Luis Potosí, San Luis Potosí, Mexico.

\*[tristan.dacamara@uclouvain.be](mailto:tristan.dacamara@uclouvain.be)

Track-etched polymer membranes with crossed nanochannels have been revealed suitable as template for the synthesis of 3D interconnected magnetic nanofiber networks that present interesting magnetic and magneto-transport properties [1-3]. As shown in Fig. 1, such crossed nanowires systems are mechanically stable and self-supported after dissolution of the porous template. In addition, magneto-transport measurements can be easily performed on such interconnected nanofiber network films, with the flow of current restricted along the nanowire segments. The successive track-etch process allows the control of the template geometry such as the angles between the nanochannels, the volumetric porosity and the mean diameter that can be tuned between few nm to few  $\mu\text{m}$ . The electrodeposition process allows the control of the material composition and nano-structuration, so that nanowires, nanotubes, core-shell nanocables or multilayered nanowires can be easily prepared. The electrode serving as a cathode for the electrodeposition process is then locally removed to create a two-probe design suitable for electrical measurements, as shown in Fig. 1c. Magneto-transport measurements are performed by sweeping the external magnetic field along the out-of-plane (OOP) and the in-plane (IP) directions, as shown in Fig. 1b.

The magnetic and magneto-transport properties of crossed nanowires (CNWs) and multilayered nanowires, synthesized by pulsed electrodeposition technique from a single electrolyte solution [8], have been investigated in details. A close relation between the CNWs magnetic and structural properties has been demonstrated in Co CNWs networks where the magnetic anisotropy can be accurately controlled by changing the electrolyte pH [2,4]. The crystalline structure can be switched from fcc to hcp with either the c-axis parallel or perpendicular to the NW axis so that the shape anisotropy and crystal anisotropy can either add or compete. As illustrated in Fig. 2, a similar behaviour was found in  $\text{Ni}_x\text{Co}_{1-x}$  CNWs depending on the alloy composition in agreement with previous results obtained on bulk materials and films [3,5,6]. The dominant shape anisotropy of the fcc Ni-rich CNW network leads to the alignment of the magnetization of the mono-domain NWs with the current flow along the NWs axis leading to the highest resistive state at zero magnetic field, as shown

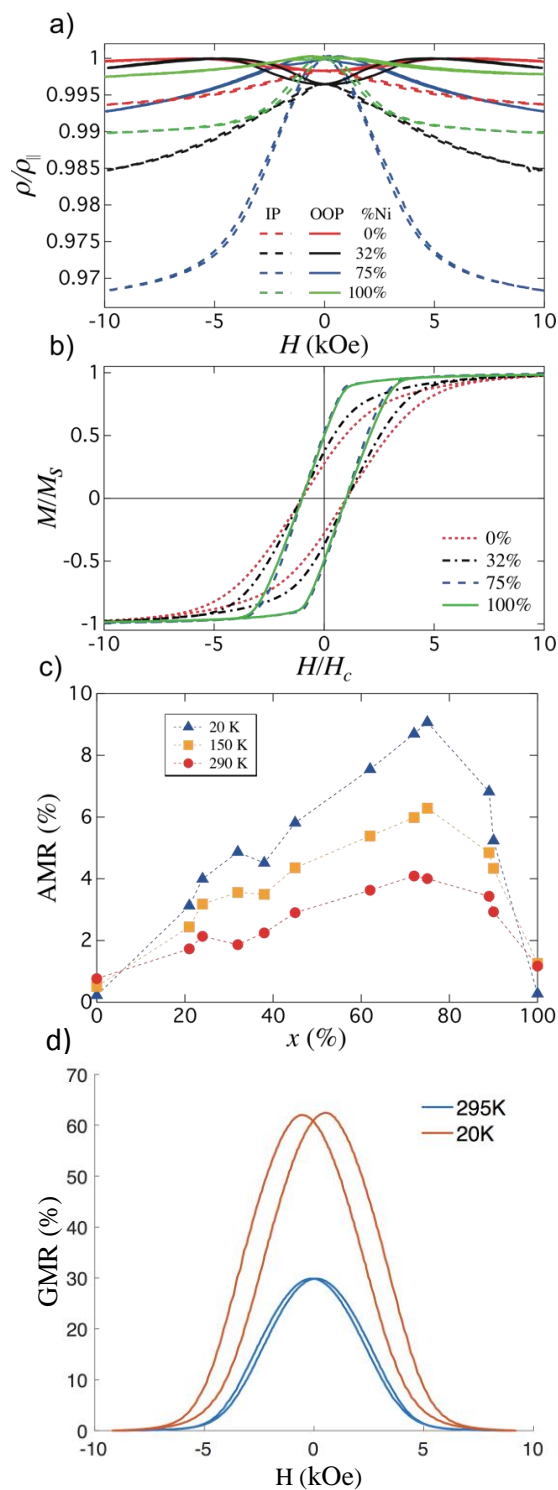


**Fig. 1** (a-b) SEM image of an interconnected 3D Ni NW network ( $\phi = 40\text{nm}$ ) obtained after complete dissolution of the host template. The inset displays in (a) shows its mechanical robustness. (b) Schematic representation of the design for magneto-measurement.

in Fig. 2a. The application of an external magnetic field in the OOP and IP directions decreases the resistance due to the AMR effect. The magnetocrystalline anisotropy contribution in hcp Co-rich alloy systems prevents the system to reach the high resistance state at  $H=0$  and is also highlighted by the decrease of the squareness of the normalized hysteresis curves shown in Fig. 2b. An analytical model inherent to the topology of 3D nanowire networks has been developed to extract the AMR values from the measured magnetoresistance curves along the OOP and IP directions [2-3]. The AMR ratio variation with respect to the Ni content for the  $\text{Ni}_x\text{Co}_{1-x}$  CNWs shown in Fig. 2c is in agreement with previous results obtained on bulk materials and films [3,7]. The large AMR ratio obtained for the  $\text{Ni}_{0.75}\text{Co}_{0.25}$  CNWs makes this system very attractive to explore the influence of domain walls at the crossing zones on the magneto-transport measurements. By changing the NW diameter, complex domain wall effects were investigated using AMR measurements at low field. Moreover, 3D interconnected NiCo/Cu multilayered NWs network films have been successfully fabricated, displaying large GMR responses (up to 65% at 20K, as depicted in Fig. 2d) measured with the current flowing perpendicularly to the plane of the layers in the nanowire segments.

Fine-tuning of the overall magnetic and magneto-transport properties can be easily performed on this 3D interconnected nanofiber networks by changing the processing parameters and materials. Other 3D nanofiber network architectures based on magnetic nanotubes and core-shell nanocables are currently investigated.

- [1] E. Araujo, A. Encinas, Y. Velázquez-Galván, J. M. Martínez-Huerta, G. Hamoir, E. Ferain, and L. Piraux, *Nanoscale* 7, 1485 (2015).
- [2] T. da Câmara Santa Clara Gomes, J. De La Torre Medina, Y. G. Velázquez-Galván, J. M. Martínez-Huerta, A. Encinas, and L. Piraux, *Journal of Applied Physics*, 120(4), 043904 (2016).
- [3] T. da Câmara Santa Clara Gomes, J. De La Torre Medina, M. Lemaitre and L. Piraux, *Nanoscale Research Letters*, 11(1), 466 (2016).
- [4] M. Darques, A. Encinas, L. Vila and L. Piraux, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 37(10), 1411 (2004).
- [5] N. Myung, and K. Nobe, *Journal of the Electrochemical Society*, 148(3), C136-C144 (2001).
- [6] B. G. Tóth, L. Péter, Á. Révész, J. Pádár and I. Bakonyi, *The European Physical Journal B*, 75(2), 167-177 (2010).
- [7] T. McGuire and R. L. Potter, *IEEE Transactions on Magnetics*, 11(4), 1018-1038 (1975).
- [8] A. Fert and L. Piraux, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 200(1), 338-358 (1999).



**Fig. 2** (a) AMR curves of  $\text{Ni}_x\text{Co}_{1-x}$  interconnected NW networks at room temperature, applying the external field in the OOP (continuous lines) and IP (dashed lines) directions. (b) Normalized hysteresis loops measured with the field applied in the OOP direction (c) Variation of the AMR ratio with respect to the Ni content at room temperature, 150K and 20K [3]. (d) GMR curves of interconnected multilayered NiCo/Cu NW networks at room temperature and 20K, with the external field in the IP direction.

# Study of heavy metal/ ferromagnetic thin films with in-plane anisotropy using wide-field MOKE

Jayshankar Nath<sup>1,2\*</sup>, Mohamed Ali Nsibi<sup>1,2</sup>, Alexandru Vladimir Trifu<sup>1,2</sup>, Thomas Brächer<sup>1</sup>, Isabelle Joumard<sup>1</sup>, Stéphane Auffret<sup>1</sup>, Ioan Mihai Miron<sup>1,2</sup>, Gilles Gaudin<sup>1,2</sup>

1. SPINTEC, UMR-8191, CEA-INAC / CNRS, France

2. Université Grenoble Alpes, Grenoble, France

\*[jayshankar.nath@cea.fr](mailto:jayshankar.nath@cea.fr)

In this age of internet of things and instant-on electronics, there is a need for high-speed, low-power and non-volatile memories. To meet this demand, there has been a spurt in research and development of spintronic memories, namely the spin-transfer torque (STT) and spin-orbit torque (SOT) magnetic random access memories (MRAM). SOT-MRAMs are based on the relativistic phenomena of spin-orbit coupling of an electron in a heavy metal layer, inducing the switching of magnetization in an adjacent ferromagnetic layer.

The spin-orbit torque induced switching has been demonstrated in both perpendicular [1] and in-plane magnetized [2] ferromagnetic media. Though perpendicularly magnetized media has been the primary focus of the research community, there are inherent advantages of memories based on in-plane magnetized media. Namely, the absence of an external field required to break the symmetry [3]. However, studying such heavy metal (HM)/ferromagnetic (FM) systems have been hampered by a lack of viable microscopy techniques.

Wide-field magneto-optic Kerr effect (MOKE) microscopy has been a versatile tool to study SOT systems with perpendicular anisotropy. Being an interfacial phenomena, SOT switching requires high sensitivity of the MOKE to be able to image thin films used in such systems. These films are of the order of 1-5 nm in thickness. However, the Kerr contrast of in-plane films is much weaker compared to these perpendicular systems. And as a result, wide-field MOKE is generally not used to study the spin-orbit phenomena in in-plane magnetized systems.

Here, we demonstrate a MOKE capable of imaging down to 1-2 nm thickness and studying spin-orbit phenomena in HM/FM systems with in-plane anisotropy. The setup was built using in-house designed components and software along with a customized Evico Magnetics [4] solution. We have the capability to apply a three dimensional uniform magnetic field up to 120 mT and inject fast nano to pico-second pulse train. Figure 1 shows the field switching of a 2 nm thin in-plane magnetized CoFeB sample. The images are based on a longitudinal MOKE geometry [5]. In these differential images, white denotes magnetization switch along the vertical direction while black denotes a change in the opposite direction. By sweeping the magnetic field in the opposite directions, we are able to switch the magnetization of the device from one direction to the other. We have also been able to observe current induced domain wall motion in these devices, as shown in figure 2. Being differential images, it shows the expansion of a domain. This in-effect indicates the domain wall motion upon injection of current pulses, in the absence



of any applied external field. The ferromagnetic layer in these devices, having a nominal thickness of around 2 nm, are ideally suited to study such spin-orbit phenomena.

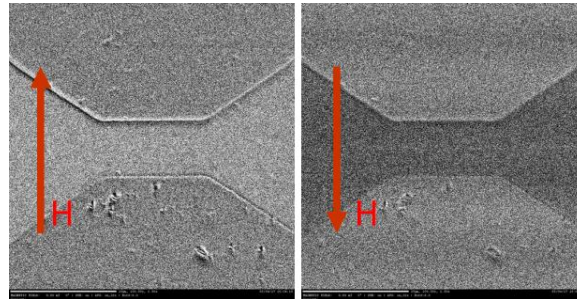


Figure 1. Field switching of 2 nm thin in-plane CoFeB samples. White and black denotes magnetization switching along the positive and negative vertical directions respectively

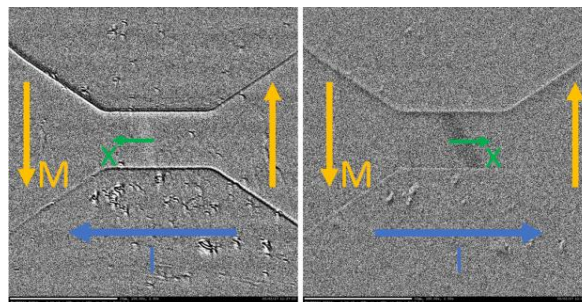


Figure 2. Current induced domain wall motion.  $I$  indicates the current direction,  $M$  the magnetization and  $x$  the direction of domain wall displacement

[1] Miron, I. M. *et al.*, *Nature* **476**, 189-193, 2011

[2] Liu, L. *et al.*, *Science* **336**, 555-558, 2012

[3] Fukami, S. *et al.*, *Nature Nanotechnology* **11**, 621-625, 2016

[4] Copyright Evico Magnetics, GmbH 2017

[5] Schafer, R. *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials* **3**, 2007

# Optimisation de couche LSMO pour des capteurs magnétorésistifs à bas bruit

**Rousseau Olivier<sup>1</sup>, Flament Stéphane<sup>1</sup>, Guillet Bruno<sup>1</sup>, Lam Chok Sing Marc<sup>1</sup> Méchin Laurence<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Normandie Univ, UNICAEN, ENSICAEN, CNRS, GREYC, 14000 Caen, France

\*[olivier.rousseau@ensicaen.fr](mailto:olivier.rousseau@ensicaen.fr)

Le contournement d'une section endommagée de la moelle épinière peut se faire grâce à la détection des signaux neuroniques avant leur réinjection dans les neurones non endommagés. Parmi les diverses détections possibles, la détection magnétique présente l'avantage d'être non invasive contrairement aux électrodes qui mesure le potentiel d'action des influx nerveux. Afin de réaliser la détection du champ magnétique des neurones, qui est de l'ordre du nT voire en dessous, il faut que le capteur présente une excellente sensibilité à température ambiante ainsi qu'une résilience aux perturbations extérieures.

Le principal problème des capteurs magnétiques à faible champ est leur bruit en  $1/f$  [1]. Les demi-métaux que sont les manganites, comme le  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  (LSMO), sont connus pour leur bas bruit magnétique en  $1/f$  [2]. Typiquement pour le LSMO on atteint une sensibilité  $3.25 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$  à  $1 \text{ kHz}$  et  $311 \text{ K}$  pour une polarisation à  $100 \mu\text{A}$  en utilisant la résistance magnétique anisotrope (AMR) (Fig. 1).

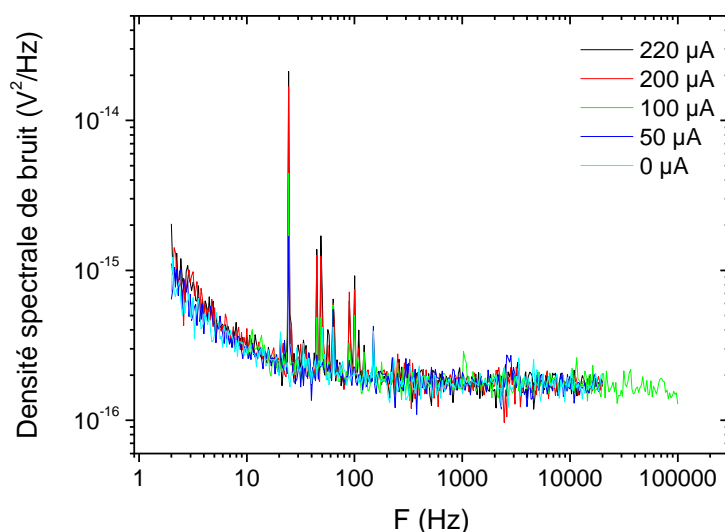


Figure 1. Bruit à 311K d'un ruban de LSMO de  $300 \mu\text{m}$  de long et  $100 \mu\text{m}$  de large pour différent courant de polarisation. Le bruit ne dépend pas du courant de polarisation du capteur.

Ce faible bruit, indépendant du courant de polarisation, permet donc d'augmenter le courant afin d'améliorer la sensibilité. Néanmoins certains paramètres de croissance comme la nature du substrat [2] peuvent être modifiés afin d'optimiser l'AMR des couches de LSMO. Le design des dispositifs en LSMO sera également abordé notamment pour rejeter le bruit de mode commun. Nous présenterons nos avancées dans l'optimisation des capteurs magnéto résistif bas bruit, à température du corps humain, à base de LSMO.

Ce projet est financé par le European Union's Horizon 2020 research and innovation programme under grant Agreement No. 737116 (ByAXON).

[1] N. A. Stutzke et al. *J. Appl. Phys* 7 (10): Art. No. 10Q107 **2005**

[2] L. Mechin et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 46, 202001 **2013**

[2] P. Perna et al. *Adv. Funct. Mater.* 1700664 **2017**

## *Magnetic and structural properties of Co-Ni nanodumbbells.*

**G. Magnifouet<sup>1</sup>, T. Bhatnagar<sup>1</sup>; Y. Shin<sup>1</sup>; S. Mercone<sup>2</sup>, F. Schoenstein<sup>2</sup>, C. Meny<sup>1</sup>; C. Ulhaq-Bouillet<sup>1</sup>, V. Pierron-Bohnes<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Institut de Physique et Chimie des Matériaux de Strasbourg UMR7540- Dép. Magnétisme et Objets Nanostructurés, 23 rue du Loess BP 43, 67034 Strasbourg Cedex 2 France

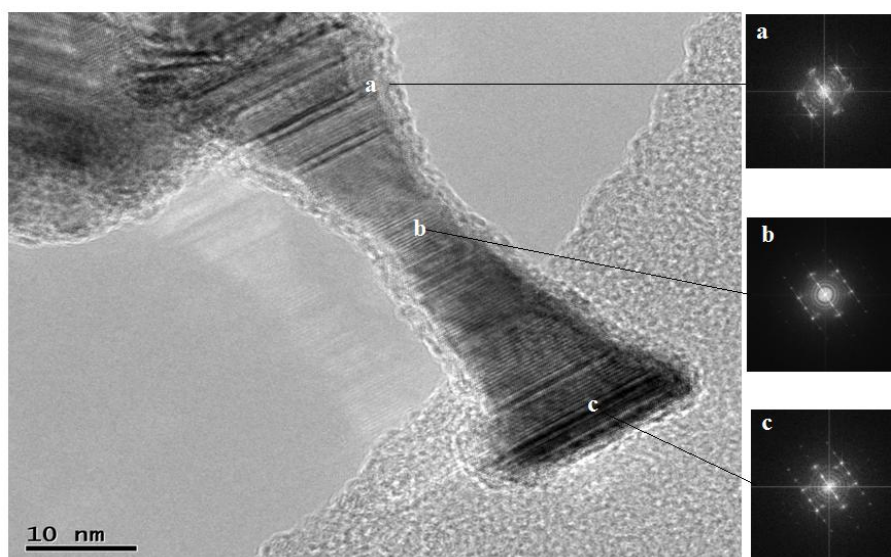
<sup>2</sup> Laboratoire des Sciences des Procédés et Matériaux - CNRS UPR 3407, Université Paris XIII, Sorbonne Paris Cité, 99 Ave Jean-Baptiste Clément, 93430 Villetaneuse,

*\*[Gladice.Magnifouet@ipcms.unistra.fr](mailto:Gladice.Magnifouet@ipcms.unistra.fr)*

Co-Ni nanodumbbells were synthesized by reduction of Ni and Co acetates in polyol medium [1]. It has been shown that the variation of the synthesis parameters such as the basicity of the medium or the nature of the nucleating agent allow to obtain nano-objects of different morphology [2] which itself drives the magnetization reversal mechanism.

The measurements of the global magnetic properties show a high coercivity, strongly depends on both the shape anisotropy (related to the shape details of the nanodumbbell head) and magnetocrystalline anisotropy (required to maintain a stable orientation of the magnetic moment inside the nanoparticles) of the nano-object and are in good agreement with the results of micromagnetic simulations [3].

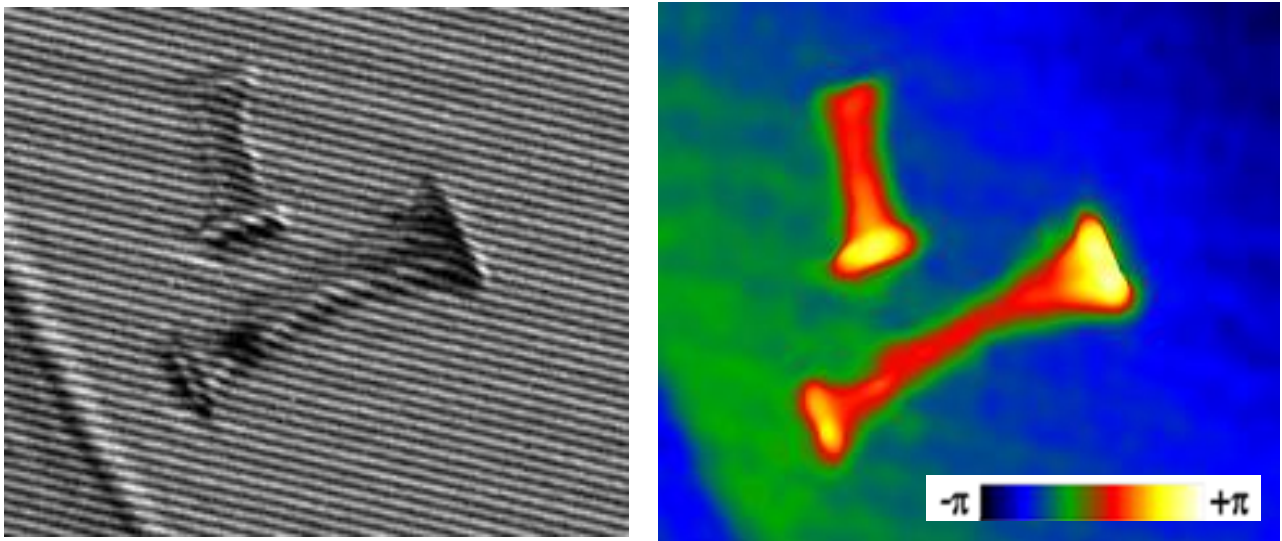
Analysis of EELS and EDX concentration maps and profiles showed concentration gradients that can be correlated with the differences in morphology and crystal structure observed between the center and the ends in the dumbbells. Moreover, after preparation in presence of air, the dumbbells



*Figure 1: High resolution electron microscopy and Fourier Transform images showing different structures along the Co-Ni nanodumbbell*

were oxidized by the oxygen (figure 1.a). In fact ; the presence of oxygen has induced the decrease in magnetization [4] due to its antiferromagnetic (with zero average magnetization) behavior. These observations are in agreement with the high resolution electron microscopy images which show that the structure is hexagonal in the center of the dumbbells, with increasing number of stacking faults when approaching the head where face-centered cubic zones can be evidenced.

Electron holography images have given access to the local configuration of the magnetization in these dumbbells. The obtained magnetic phase images are compared to simulations of a simple model. The result is consistent with all the other observations. Preliminary results of NMR spectrum on Co-Ni alloys reflect the probabilities of occurrence of various chemical/topological configurations and help to identify different crystal structures around the probed nuclei.



*Figure2: Electron Hologram of Co-Ni showed the shift of the fringe on the object (on the left) and the Magnetic Phase image (on the right.)*

- [1] A. Gaul, N Ouar. and al., Role of Morphology on the Large Coercive Behavior in  $\text{Co}_{80}\text{Ni}_{20}$  Nanowires, (2014).
- [2]. M. Pousthomis, E. Anagnostopoulou and al., Localized magnetization reversal processes in cobalt nanorods with different aspect ratios, Nano Res. 8, 2231 (2015).
- [3]. S. Mercone and al. Morphology control of the magnetization reversal mechanism in  $\text{Co}_{80}\text{Ni}_{20}$  nanomagnets, J. Applied Phys. 117, 203905 (2015).
- [4] H. Zeng, R. Skomski, L. Menon, Y. Liu, S. Bandyopadhyay, D. J. Sellmyer, Phys.Rev. B P65 (2002).

## Influence du bobinage sur la mesure des pertes des ferrites

**Amina BOUNAR<sup>1</sup>, Adrien MERCIER<sup>1</sup>, Olivier DE-LA-BARRIERE<sup>1</sup>, Vincent LOYAU<sup>1</sup>, Frédéric MAZALEYRAT<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> SATIE, ENS Cachan, Université de Paris-Saclay, 61 Avenue du Président Wilson, 94230, Cachan.

[amina.bounar@satie.ens-cachan.fr](mailto:amina.bounar@satie.ens-cachan.fr)

Les ferrites sont largement utilisés en électronique de puissance autant qu'inductances, transformateurs et également pour le filtrage. Le management des pertes est la clé essentielle pour dimensionner ces composants pour des applications en haute fréquence. La méthode flux-métrique est largement utilisée pour mesurer les pertes dans les ferrites mais à notre meilleure connaissance aucun article ne traite l'étude de la dispersion des mesures de pertes dans les ferrites. Ainsi, dans le but d'appliquer la méthode la plus efficace de mesure, on montre l'influence du bobinage sur les mesures des pertes sur des ferrites toroïdales pour un intervalle de fréquence 10kHz-1MHz [1].

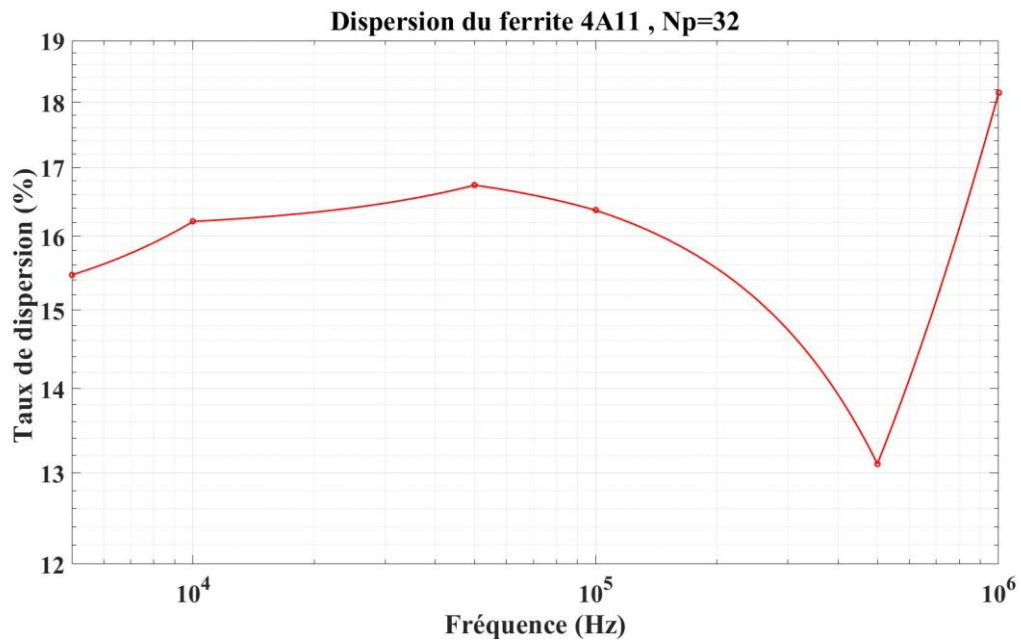
Pour cette étude, on utilise des ferrites Mn-Zn et Ni-Zn fournis de Ferroxcube dont les références sont respectivement 3<sup>E</sup>5 et 4A11. Les dimensions des diamètres externes et internes sont respectivement 9 mm et 6 mm et de l'épaisseur est 3 mm.

Les cycles d'hystérésis et les pertes sont mesurés en utilisant une méthode flux-métrique calibrée. Le signal sinusoïdal est fourni du générateur HP 33120A, ce signal est amplifié pour avoir l'induction voulue et passe également par un transformateur pour éliminer la composante continue. Ce signal passe à travers le bobinage primaire de l'échantillon qui est connecté en série avec une résistance shunt non inductive de 1Ω. Durant la mesure, on s'assure que les connecteurs sont les plus courts possible pour limiter les effets de propagation dans les câbles, pour cette raison on utilise une plaque PCB qui est branchée directement sur l'oscilloscope. Également, on a bien vérifié, en utilisant un analyseur d'impédance, que la résistance shunt ne présente aucune phase durant l'intervalle de fréquence étudié.

En premier lieu on a mesuré les pertes pour le noyau de ferrite 4A11 en fixant une fréquence de 100 kHz, une induction de 50 mT et un nombre de tours au primaire et au secondaire de 8. Cette mesure a été répétée avec le même échantillon, en débobinant et rebobinant, 10 fois de suite. On trouve une divergence inférieure à 1.3%. Ce résultat atteste de la répétabilité de la mesure.

En second lieu, on établit l'effet du bobinage primaire, pour cela on fixe à l'aide d'une colle 32 tours au primaire. Ensuite on mesure les pertes pour l'échantillon de ferrite 4A11 pour différents nombres de tours au secondaire (1, 4, 8, 16, 32). On répète la même étude en fixant 8 tours au bobinage secondaire pour différents nombres de tours au primaire (1, 4, 8, 16, 32).

L'influence du bobinage sur la mesure des pertes montre que contre intuitivement, le bobinage primaire influence peu les mesures. En effet, pour une fréquence de 1MHz on trouve le même niveau de pertes pour différents nombres de tours au primaire. Contrairement, la façon de bobiner le secondaire et le nombre de tours au secondaire produit une dispersion relativement élevée des mesures et la divergence est estimée à 18% (Fig. 1).



*Figure 1. Dispersion des pertes en fonction de la fréquence.*

En utilisant ces résultats, un modèle a été établi pour calculer les capacités parasites afin de corriger les erreurs de mesures. De plus on fournit une procédure instrumentale appropriée pour l'obtention de résultats fiables.

Reference:

[1] F. Fiorillo, C. Beatrice, O. Bottauscio, A. Manzin, M. Chiampi, Approach to magnetic losses and their frequency dependence in Mn-Zn ferrites, J App Phys 89, 122513 (2006).

## Mise en évidence par holographie électronique d'inhomogénéités spatiales lors de transitions magnétiques en température

**B. Warot-Fonrose<sup>1</sup>, N. Biziere<sup>1</sup>, L.-A. Rodriguez<sup>2</sup>, D. Reyes<sup>1</sup>, R. Cours<sup>1</sup>, M. Castiella<sup>1</sup>, X. Fu<sup>1</sup>, M. Eddrief<sup>3,4</sup>, V. Etgens<sup>3,4</sup>, V. Serin<sup>1</sup>, M.-J. Casanove<sup>1</sup>, C. Gatel<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> CEMES-CNRS, Université de Toulouse, Toulouse, France

<sup>2</sup> Department of Physics, Universidad del Valle, A.A. 25360, Cali, Colombia

<sup>3</sup> Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 6, UMR 7588, INSP, 4 Place Jussieu, F-75005 Paris, France

<sup>4</sup> CNRS, UMR 7588, Institut des Nanosciences de Paris, 4 Place Jussieu, F-75005 Paris, France

\*[warot@cemes.fr](mailto:warot@cemes.fr)

Le contrôle d'un état magnétique par activation thermique ou électrique est indispensable pour le développement de nouveaux dispositifs magnétiques, tels que ceux envisagés pour l'enregistrement thermiquement activé ou assisté électriquement. Des composés tels que FeRh ou MnAs, qui présentent des transitions magnétiques proches de la température ambiante d'un état ferromagnétique vers un état d'aimantation globale nulle (antiferromagnétique ou paramagnétique), sont pressentis pour de telles applications. Cependant, les mécanismes impliqués dans ces transitions sont encore très controversés et ne sont étudiés qu'en surface sans visualisation de l'ordre magnétique en volume.

Dans cette étude, des couches minces épitaxiales de FeRh et MnAs ont été observées en section transverse par holographie électronique in situ associée à un contrôle de la température. L'induction magnétique de ces alliages a ainsi pu être quantitativement cartographiée avec une résolution spatiale proche du nanomètre lors des transitions magnétiques. Nous avons démontré la possibilité de mesurer très localement un cycle d'aimantation en fonction de la température [1]. Cette approche a révélé pour les deux alliages une répartition spatiale inhomogène de la température de transition magnétique le long de l'axe de croissance mais aussi une variation de la gamme de température nécessaire pour réaliser la transition complète des couches. Ces résultats mettent en évidence les effets de la surface des films mais aussi de leur interface avec le substrat. Dans le cas de FeRh, nous avons en outre observé un mécanisme inattendu de transition avec l'apparition périodique de domaines ferromagnétiques lors de leur nucléation dans la matrice antiferromagnétique suivi de leur extension spatiale dans le plan de la couche. Pour MnAs, nous avons démontré l'existence de deux types de domaines ferromagnétiques lors de la transition chacune présentant une anisotropie magnétique et une extension spatiale propres [2]. Une de ces familles de domaines joue un rôle particulièrement important dans la stabilisation des parois magnétiques.

Au-delà de ces résultats sur les mécanismes de transition fondamentaux, notre travail apporte une nouvelle illustration de l'intérêt du développement des expériences d'holographie électronique sous sollicitation, ici par le contrôle de la température. Le développement d'études similaires sous champ électrique apportera des informations sur le couplage magnéto-électrique dans des composés multiferroïques.

Ce projet a été soutenu par l'ANR EMMA (ANR12 BS10 013 01).



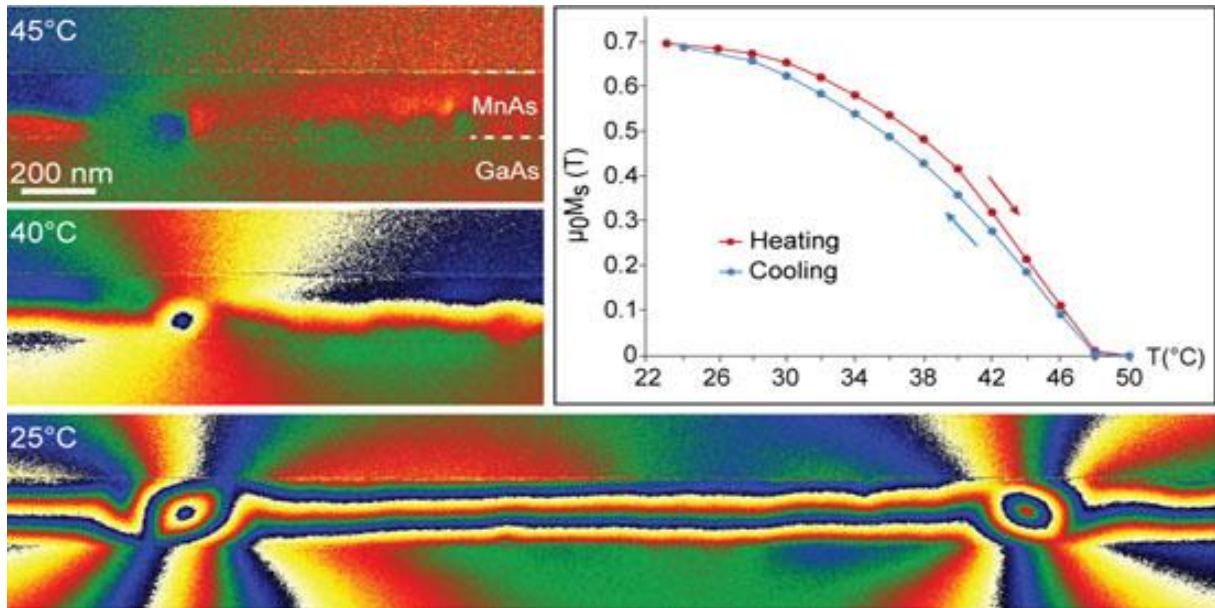


Figure 1. Images de phase magnétique obtenues à partir d'images d'holographie électronique d'une couche de 180nm de MnAs épitaxiée sur GaAs. L'état paramagnétique à 45°C transite vers un état ferromagnétique et à 25°C deux parois de domaines stabilisées sur des défauts structuraux sont observées. La courbe aimantation-température a été tracée à partir de l'analyse quantitative d'une zone très locale des images de phase magnétique.

- [1] C. Gatel, B. Warot-Fonrose, N. Biziere, L.-A. Rodriguez, D. Reyes, R. Cours, M. Castiella, M.-J. Casanove, " Inhomogeneous spatial distribution of the magnetic transition in an iron-rhodium thin film ", à paraître dans Nature Comm.
- [2] C. Gatel, X. Fu, V. Serin, M. Eddrief, V. Etgens and B. Warot-Fonrose " In depth spatially inhomogeneous phase transition in epitaxial MnAs film on GaAs(001) ", Nano Letters 17, pp 2460-2466 (2017)

# High Resolution Magnetic Domain Observation with Magneto-Optical Near-field Scanning Optical Microscopy

Haozhe Yang<sup>1</sup>, Jayshankar Nath<sup>1</sup>, Isabelle Joumard<sup>1</sup>, Stephane Auffret<sup>1</sup>, Gilles Gaudin<sup>1</sup>, Ioan Mihai Miron<sup>1\*</sup>

1. SPINTEC, UMR-8191, CEA/CNRS/UJF/GINP, INAC, F-38054 Grenoble, France

\*[mihai.miron@cea.fr](mailto:mihai.miron@cea.fr)

Resolution in wide-field Kerr microscopy is limited by diffraction. Near-field scanning optical microscopy (NSOM), enabling the probing of light-matter interactions at the functionally relevant length scales, exhibits high space resolution and sensitivity [1-2]. We describe a NSOM imaging in perpendicular anisotropy ultra-thin magnetic films. Images exhibit a spatial resolution of < 100 nm.

The light of a diode laser (20 mW, 532 nm) was coupled into a metal coated fiber probes, with apertures of 50 nm, 100 nm and 200 nm. Light emitted from the tips and transmitted through the glass-based substrate is collected by the photon counter. The distance between the probe and surface, controlled by the piezo stage based on the detection of the shear force between the probe and the sample surface, was maintained constant at approximately 5 nm. The magneto-optical features (NSOM Image), along with the topological features (AFM Images) were re-constructed simultaneously.

Our sample is composed of a thin cobalt layer with strong perpendicular anisotropy and sandwiched with two symmetric platinum layers. Fig.1(a) shows the magnetic optical image reconstructed by NSOM. The AFM image is shown in Fig.1(b), indicating the corresponding topological features. The results show that, out of plane magnetic information is collected by the NSOM images, indicating the spin up/down orientation illustrated in the figure. And the spatial resolution is corresponded to the diameter of the aperture of the probes. This technology could give us a new approach to investigate the ultra-tiny magnetic structure and domain wall motion behavior.

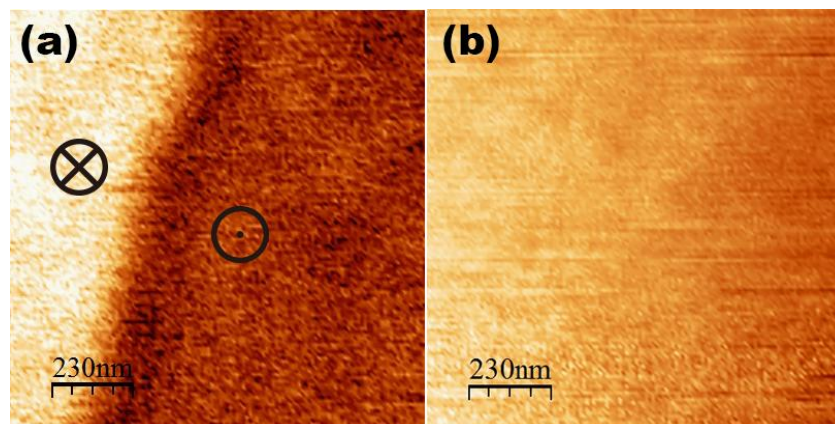


Fig.1 (a) Near-field scanning optical microscope image and (b) the corresponding AFM image.

[1] Silva, T. J., S. Schultz, and Dieter Weller. "Scanning near-field optical microscope for the imaging of magnetic domains in optically opaque materials." *Applied physics letters* 65.6 (1994): 658-660.

[2] Durkan, C., I. V. Shvets, and J. C. Lodder. "Observation of magnetic domains using a reflection-mode scanning near-field optical microscope." *Applied physics letters* 70.10 (1997): 1323-1325.

# Magnetic anisotropy and depth-resolved magnetization in Pt/Co<sub>80</sub>Cr<sub>20</sub>/Pt trilayers

F. Fettar<sup>1,2,\*</sup>, J.-M. Tonnerre<sup>1,2,3</sup>, K. Sengupta<sup>1,2</sup>, V. P. Nascimento<sup>1,2</sup>, E. Mossang<sup>1,2</sup>, D. Barral<sup>1,2</sup>, P. David<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Université Grenoble Alpes, Institut NEEL, F-38042 Grenoble, France

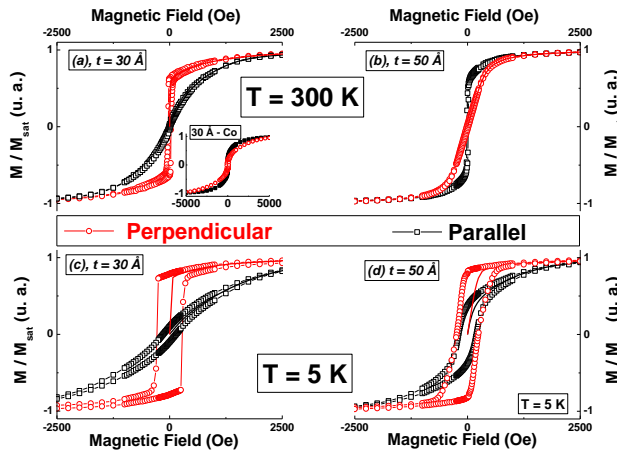
<sup>2</sup>CNRS, Institut NEEL, F-38042 Grenoble, France

<sup>3</sup>Synchrotron SOLEIL, Saint-Aubin, Boîte Postale 48, 91192 Gif-sur-Yvette Cedex, France

\*farid.fettar@neel.cnrs.fr

Perpendicular magnetic tunnel junctions (p-MTJs) are promising for spin transfer torque random access memory application, since they offer non-volatility, high speed (few ns), low power consumption, infinite endurance and data retention simultaneously. Important parameters of p-MTJs for high performance memory devices are the tunneling magneto resistance (TMR), and the thermal stability factor  $\mathbf{D}$  defined by  $\mathbf{D}=[(K_{\text{eff}} \cdot V)/(k_B T)]=[(K_i/t-2\pi M_{\text{sat}}] \cdot V/k_B T$ . Here,  $k_B$  is the Boltzmann constant,  $T$  the temperature,  $K_i$  the interface anisotropy,  $V$  the volume of the magnetic layer,  $t$  and  $M_{\text{sat}}$  being the effective magnetic thickness and the saturation magnetization of the ferromagnetic layer. Intensive researches are devoted to the increase of  $K_{\text{eff}}$  as for instance for systems using CoFeB [1] or Co/Pt [2] layers. Unfortunately, in these studies, Perpendicular Magnetic Anisotropy (PMA) disappears for  $t$  higher than typically 2 nm, reducing  $V$  and consequently  $\mathbf{D}$ .

CoCr layers are largely investigated in literature for either perpendicular or longitudinal recording media with large  $t$  values ( $> 10^2$  nm) [3]. Here, the effect of Cr on the magnetic anisotropy of Co single layers on Pt is studied for  $t$  in the nanometric range, we used Co<sub>80</sub>Cr<sub>20</sub> as compositions due to optimization of PMA as a function of Cr content [3,4]. Pt(3nm)/Co<sub>80</sub>Cr<sub>20</sub>( $t$ )/Pt(6nm)/Ta(7nm)/ are sputtered on SiO<sub>2</sub>/Si substrates for 2 ferromagnetic layers:  $t=3$  and  $t=5$  nm, selected from a  $t$  dependent investigation on magnetic properties.



the not

**Figure 1:**  $M/M_{\text{sat}}$  loops at 300K and 5K for  $t=3$ nm-CoCr and  $t=5$ nm-CoCr. The magnetic field is planar or perpendicular to layers, and  $t=3$ nm-CoCr is added at 300K for comparison.

**Figure 1** displays  $M/M_{\text{sat}}$  loops versus the perpendicular and planar applied magnetic field for both samples, measured by SQUID at 300K (top panels) and 5K (bottom panels). It shows the spin reorientation transition (SRT) from out-of-plane to in-plane is driven by  $t$  and  $T$ . The SRT takes place when  $t$  is increased at  $T=300$ K, and when  $T$  is increased from 5K to 300K for 5nm thick CoCr layer. For comparison, the magnetic anisotropy of a 3 nm thick Co layer becomes planar at RT (inset of **Figure 1a**). Similar results are obtained for the same sample ( $t=3$ nm) at lower temperature (5K), and for  $t=5$ nm-Co sample at both temperatures (curves shown). Anisotropy fields  $H_a$ , summarized in **Table 1** for Co and Co<sub>80</sub>Cr<sub>20</sub> at 5K and 300K, show the SRT.

| Thickness $t$ -ferromagnetic layer                    | Anisotropy field $H_a(300\text{K})$ (Oe) | Anisotropy field $H_a(5\text{K})$ (Oe) |
|---|--|--|
| $t=30 \text{ \AA}$ -Co <sub>80</sub> Cr <sub>20</sub> | +1006.6                                  | +1721.9                                |
| $t=30 \text{ \AA}$ -Co                                | -1214.9                                  | -899.5                                 |
| $t=50 \text{ \AA}$ -Co <sub>80</sub> Cr <sub>20</sub> | -261.8                                   | +636.3                                 |
| $t=50 \text{ \AA}$ -Co                                | -8900.2                                  | -6203.4                                |

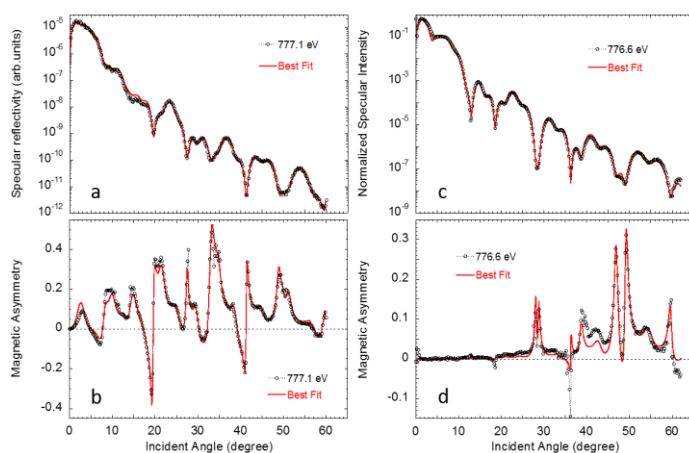
**Table 1:** Anisotropy fields  $H_a$  at 300K and 5K for  $t=3$ nm-FM and  $t=5$ nm-FM stacks. Here, FM=(Co<sub>80</sub>Cr<sub>20</sub>, Co). The sign “+/(-)” indicates perpendicular (/planar) magnetic anisotropy.

These findings indicate that 20% of Cr in Co allows to increase the thickness exhibiting PMA. This indicates CoCr could improve spintronic devices provided  $H_a$  could be enhanced.

In order to get more insights on the magnetic effective thickness and on the magnetic anisotropy properties, x-ray resonant magnetic reflectivity (SXRMR) has been used to probe the magnetization distribution within both Co<sub>80</sub>Cr<sub>20</sub> samples. The SXRMR experiments were performed at 300K at the RESOXS end station [5] on the SEXTANTS beamline [6] at synchrotron SOLEIL in France. The reflectivity curves were acquired with circularly polarized light with the energy tuned in the vicinity of the Co and Cr  $L_3$  edges. Measurements were performed either with the magnetic field  $H$  applied at the intersection of the scattering and sample surface plane (longitudinal mode with  $H=1600$  Oe), or at remanence after application of a 4000 Oe out-of-plane magnetic field (polar mode).

For both samples, in the longitudinal mode, energy and angle dependent reflectivity curves were collected at Co and Cr edges, revealing a strong difference in  $I_p$  ( $H+$ ) and  $I_m$  ( $H-$ ) for Co and a very weak one for Cr. The magnetic origin and the details of the signal (both for energy and incident angle dependent reflectivity curves) are systematically attested by the observation of a mirror effect for magnetic asymmetries  $R=(I_p - I_m)/(I_p + I_m)$ , measured with right and left circular polarization. In the polar mode,  $I_p$  and  $I_m$  correspond to measurements with opposite circular polarization and the mirror effect is derived after reversing the perpendicular applied magnetic field.

Prior to the magnetization profile analysis, the structure of the stack has been determined by refining first the Cu  $K_\alpha$  x-ray reflectivity and the reflectivity measured off-resonance below the Co  $L_3$  edge. The thicknesses of the layers were found very close to the nominal ones, as well as the densities. The roughness values were limited in between 0.17 nm and 0.47 nm.



**Figure 2:** SXRMR analysis for  $t=5\text{nm-CoCr}$  (a,b) and  $t=3\text{nm-CoCr}$  (c,d) samples.

The Co magnetization throughout the CoCr layer is obtained, using DYNA code [7], from the simultaneous refinement of the angle dependent average reflectivity  $(I_p + I_m)/2$  and magnetic asymmetry collected at resonant energies. We did not try to fit the Cr data at 573.8 eV because of the weakness of the signal and insufficient statistics. The unicity of the model is addressed by fitting data recorded at different resonant energies with quite different magneto-optics parameters. **Figure 2** illustrates the SXRMR analysis for the 5 nm sample at 777.1 eV and for the 3 nm sample at 776.6 eV. The magnetization profile is found fully in-plane for the 5 nm sample

and out-of-plane for the 3 nm one in agreement with **Figure 1**. For 5 nm, the Co magnetization is reduced by 50% compared to bulk value ( $1.7\mu_B$ ) and homogeneously distributed across 4 nm in the center of the layer. At the interfaces, about 0.5nm thick, the magnetization exhibits a strong enhancement of about 60% at the top interface, and 40% at the bottom one, due to Co-Pt intermixing and a rougher top interface. Overall, the magnetization is lowered with respect to the Co in accordance with the SQUID determination. For 3 nm, the magnetization distribution is similar.

These preliminary results are intending to serve as reference for future investigation devoted to half p-MTJ with a top oxide layer.

We thank Horia Popescu, Roland Gaudemer and Nicolas Jaouen for their help at SEXTANTS beam line

## References

- [1] S. Ikeda, *et al.*, Nature Materials **9**, 721 (2010).
- [2] S. Emori *et al.*, J. Appl. Phys. **110**, 033919 (2011).
- [3] E. Aubry *et al.*, J. Magn. Magn. Mater. **422**, 391 (2017).
- [4] E. Th. Papaioannou *et al.*, J. Appl. Phys. **103**, 093905 (2008).
- [5] N. Jaouen *et al.*, J. Synchrot. Radiat. **11**, 353–357 (2004).
- [6] M. Sacchi *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. **425**, 072018 (2013).
- [7] M. Elzo *et al.*, J. Magn. Magn. Mater. **324**, 105–112 (2012).

# Sur l'anomalie des cycles d'hystérésis de l'hexaferrite de baryum substitué au bismuth

**Tayssir BEN GHZAIEL<sup>1,2</sup>, Muriel TYRMAN<sup>2</sup>, Quentin JOUGUET<sup>2</sup>,  
Frédéric MAZALEYRAT<sup>2</sup>, Wadia DHAOU<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Université de Tunis El Manar Faculté des Sciences de Tunis, UR11ES18 Unité de Recherche de Chimie Minérale Appliquée, 2092, Tunis, Tunisie

<sup>2</sup> SATIE, ENS Cachan, CNRS, Université Paris-Saclay, 61 av du Président Wilson, F-94230 Cachan, France

[\\*tayssir.ben-ghzaiel@satie.ens-cachan.fr](mailto:*tayssir.ben-ghzaiel@satie.ens-cachan.fr)

Les hexaferrites sont caractérisés par leur structure cristalline hexagonale identique à celle de la magnétoplombite, leur forte aimantation à saturation et leur anisotropie magnétocristalline remarquable [1]. Dans le cas des hexaferrites de baryum (BaM), ces propriétés dépendent des moments magnétiques du fer selon les orientations spin-down et spin-up dans les cinq sites cristallographiques de la maille hexagonale BaM. Les propriétés du ferrite sont alors modifiées par l'ajout d'un ou de plusieurs cations (trivalents ou un arrangement de cations divalents et tétravalents) qui vont substituer le Fe<sup>3+</sup> dans les sites cristallographiques [2].

Le présent travail se rapporte à l'étude de l'anisotropie magnétocristalline de l'hexaferrite de baryum substitué par le bismuth. Les poudres d'hexaferrites (BaBi<sub>x</sub>Fe<sub>12-x</sub>O<sub>19</sub> avec x = 0,1 ; 0,3 ; 0,4 ; 0,7 ; 1 et 1,3) sont synthétisées par voie hydrothermale dynamique [3]. L'analyse par diffraction des rayons X (DRX) montre que ces échantillons cristallisent dans la phase hexagonale de BaFe<sub>12</sub>O<sub>19</sub> en présence de BiFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub> (moins de 3%). Les clichés du microscope électronique à balayage (MEB) montrent des nanoparticules sphériques ayant une taille moyenne de 400 ± 50 nm. Les résultats des mesures magnétiques ont révélé un comportement ferromagnétique à température ambiante. Cependant, leur cycle d'hystérésis M-H présente une boucle de forme particulière. En effet, deux épaulements sont observés qui augmentent significativement avec le pourcentage de Bi. Ces épaulements sont généralement dus à la présence d'un pourcentage significatif de phases secondaires, ce qui n'est pas le cas ici comme attesté par les analyses DRX.

Afin de comprendre l'origine de ce phénomène, l'effet de la température sur les propriétés magnétiques de ces ferrites est étudié. Une augmentation de l'aimantation accompagnée d'une diminution du champ coercitif est alors observée avec la diminution de la température de 300 à 100 K (caractéristique des hexaferrites). Cependant, les deux épaulements dans les courbes d'aimantation persistent. À une température de 400 K, cette caractéristique disparaît (Figure 1). Ceci peut être attribué à une valeur négative de la constante d'anisotropie K<sub>2</sub> d'ordre 4 (avec K<sub>1</sub> > 0).

Pour une étude plus approfondie de ce comportement, les courbes d'aimantations mesurées expérimentalement ont été simulées à l'aide du modèle Stoner et Wohlfarth [4]. Pour ce modèle théorique, nous avons considéré un ensemble de particules magnétiques (1000 particules) sphériques avec une distribution isotrope et uniforme [5]. L'axe c des particules est considéré comme l'axe de facile aimantation. Avec un développement de l'anisotropie uniaxiale jusqu'au quatrième ordre (K<sub>1</sub> et K<sub>2</sub>), l'équation de l'énergie d'une particule peut alors s'écrire :

$$E = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta - J_S H \cos(\varphi - \theta) \quad (1)$$

Il a été possible de calculer le cycle d'hystérésis par simulation numérique en utilisant un algorithme pour déterminer les minima locaux d'énergie pour un angle donné  $\varphi$  qui représente l'angle entre l'axe facile de la particule et la direction du champ appliqué. L'angle  $\theta$  représente quant à lui l'angle entre l'axe facile et le moment  $M_s$ . Les cycles d'hystérésis expérimentaux obtenus pour les hexaferrites substitués ont été alors reproduits par la simulation en considérant différents rapports  $K_2/K_1$  (avec un  $K_2$  de signe opposé et non négligeable devant  $K_1$ ) comme l'illustre la figure 2.

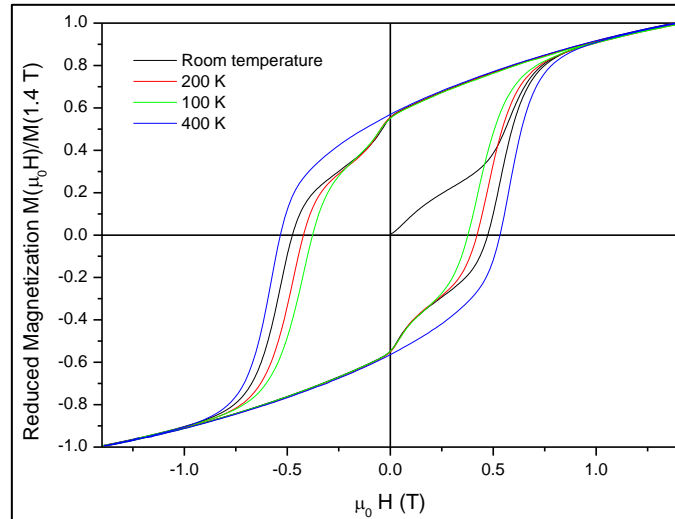


Figure 1. Cycles d'hystérésis normalisé M-H du  $\text{BaBiFe}_{11}\text{O}_{19}$  mesurée à différentes températures

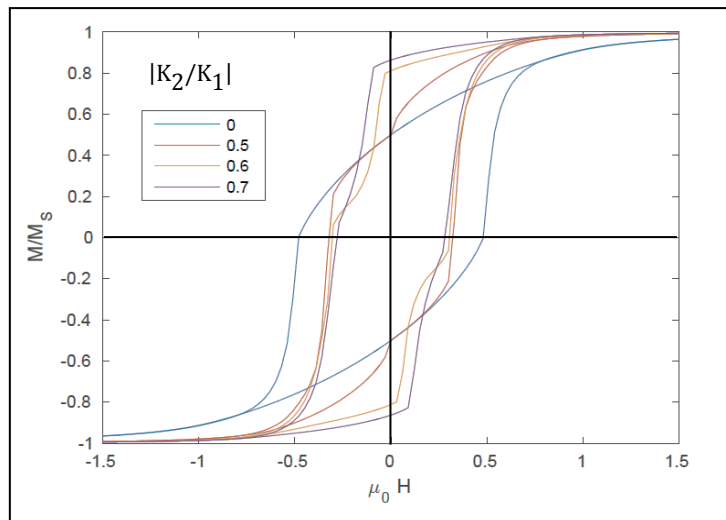


Figure 2. Simulation des cycles d'hystérésis M-H pour différents rapports  $|K_2/K_1|$

- [1] J. Smit, H. Wijn, Ferrites, Philips Technical Library, Eindhoven, Netherlands, (1959)
- [2] L. Néel, Magnetic properties of ferrites: ferrimagnetism and anti-ferromagnetism, Ann. Phys. Paris 3 (1948) 137-198
- [3] T. Ben Ghzaiel, W. Dhaoui, A. Pasko, F. Mazaleyrat, J. Alloy. Comp., 671, (2016), 245
- [4] H. Kojimi, E.P. Wohlfarth, Ferromagnetic Materials, North Holland, Amsterdam, (1982)

[5] M. Tyrman, A. Pasko, O. De La Barrière, F. Mazaleyrat, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, 72, (2015), 20601.

## Recherche en impression magnétographique

A. Dekens<sup>1</sup>, E. Aubry<sup>2</sup>, T. Liu<sup>1</sup>, A. Billard<sup>3</sup>, F. Perry<sup>4</sup>, S. Mangin<sup>1</sup>, D. Lacour<sup>1</sup>, F. Montaigne<sup>1</sup>, M. Hehn<sup>1</sup>, T. Hauet<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut Jean Lamour, UMR 7198 CNRS-Université de Lorraine, Vandoeuvre-lès-Nancy, 54506, France

<sup>2</sup> Nipson Technology, 12 Avenue des Trois chênes, Techn'Hom 3, 90000 Belfort, France

<sup>3</sup> FEMTO-ST EA 7274, UTBM, Site de Montbéliard, 90010 Belfort Cedex, France

<sup>4</sup> PVDco, 30 rue de Badménil, Baccarat 54120, France

\*[alexandre.dekens@univ-lorraine.fr](mailto:alexandre.dekens@univ-lorraine.fr)

Dans une presse d'impression numérique magnétographique (Figure 1), le support à l'enregistrement ou média est un cylindre métallique (tambour) recouvert d'un ensemble de couches magnétiques : un guide magnétique et une couche d'enregistrement. Le développement de l'image par les particules d'encre aimantées procède grâce à la force magnétique issue de régions du tambour (micro-aimants) aimantées par les pôles magnétiques des têtes d'écriture. L'impression est finalisée en transférant les particules d'encre magnétiques sur le support papier, carton, etc. L'écriture de l'image pixelisée sur le média est identique à celle de l'enregistrement de données sur des disques durs. Toutefois, la magnétographie se distingue par la force magnétique des micro-aimants qui doit être suffisamment grande pour attirer les particules d'encre et par le caractère temporaire des micro-aimants du média.

La technologie de magnétographie (impression magnétique) est exclusivement utilisée par la société Nipson Technology (située à Belfort) dont la part de marché mondiale représente 9% du numérique noir et blanc. La magnétographie se situe dans des marchés de niche où ses concurrents directs ne peuvent répondre aux besoins de leurs clients (sécurité avec son encre magnétique, impression sur substrats variés et impression à la demande).

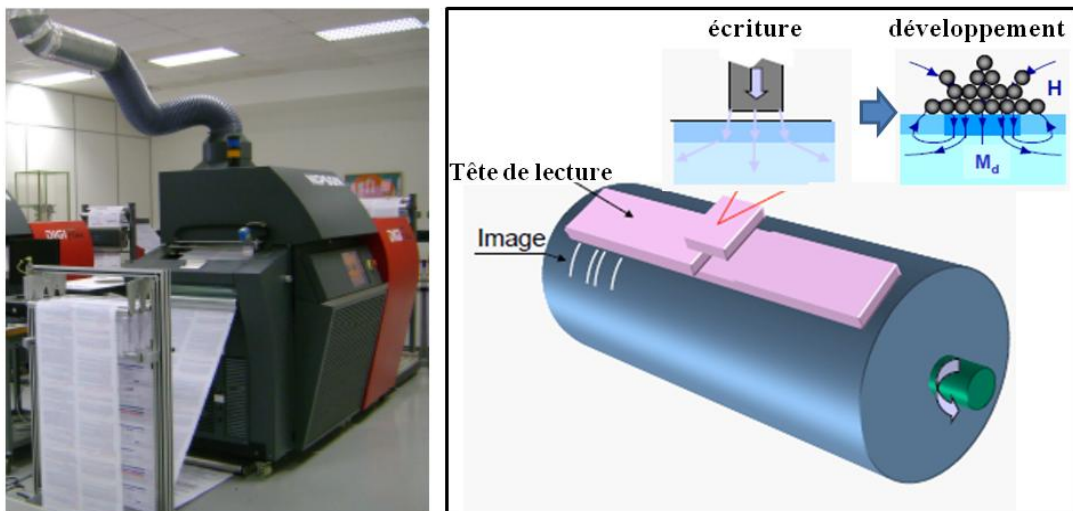


Figure 1. À gauche. Photo d'une imprimante magnétographique NIPSON Technology. À droite. Processus d'aimantation du média tambour par la tête d'écriture (phase d'enregistrement) et d'attraction des particules d'encre magnétique (phase de développement)

L'institut Jean Lamour et la société Nipson Technology collaborent depuis quelques années et sont désormais liés par un laboratoire commun (ANR) depuis cette année. Dans le poster, nous



présenterons les résultats obtenus par le passé concernant notamment les média magnétiques d'impression [1, 2] et les activités R&D en cours portant sur l'augmentation de la vitesse d'impression.

[1] Influence of the Cr and Ni concentration in CoCr and CoNi alloys on the structural and magnetic properties”, E. Aubry, T. Liu, A. Billard, A. Dekens, F. Perry, S. Mangin, T. Hauet, J. Magn. Magn. Mater. 422, 391 (2016)

[2] “Synthesis of iron oxide films by reactive magnetron sputtering assisted by plasma emission monitoring”, E. Aubry, T. Liu, A. Dekens, S. Mangin, T. Hauet, F. Perry, and A. Billard, submitted (2017)

# Epitaxial cobalt-based Heusler alloys investigated by spin-resolved photoemission spectroscopy, ferromagnetic resonance and X-ray diffraction.

C. Guillemard<sup>1,2,3</sup>, F. Bertran<sup>2</sup>, A. Bataille<sup>3</sup>, P. Le Fèvre<sup>2</sup>, S. Petit-Watelot<sup>1</sup>, C. Rojas-Sanchez<sup>1</sup>, S. Andrieu<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut Jean Lamour, UMR CNRS 7198, Université de Lorraine, BP 70239, 54506 Vandoeuvre-lès-Nancy, Fr.

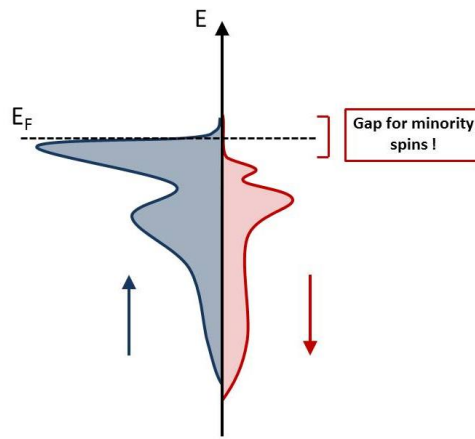
<sup>2</sup> Synchrotron SOLEIL, L'Orme des Merisiers, Saint-Aubin, BP 48, 91192 Gif-sur-Yvette Cedex, Fr.

<sup>3</sup> IRAMIS / LLB, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, Fr.

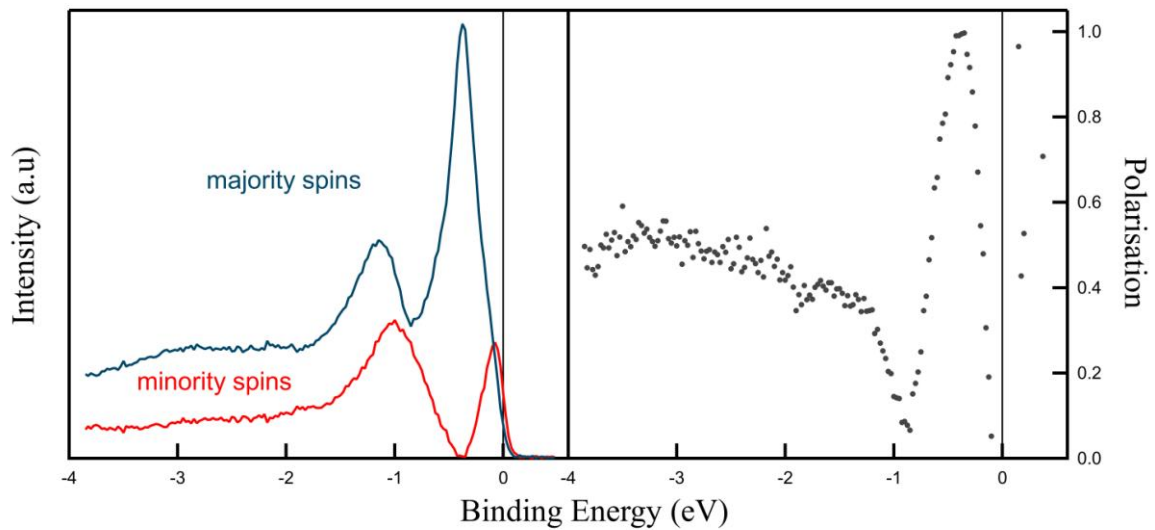
Auteur : charles.guillemard@univ-lorraine.fr

Although giant magneto-resistance was discovered more than 25 years ago, the development of electronics harnessing the spin of electrons (spintronics) is still very active due to a continuous flow of discoveries. In most spintronics studies, standard transition metals like Fe, Ni, Co (and alloys thereof) are conveniently used. However, alternative materials with superior electronic properties are desirable. In particular, a class of materials called Half Metal Magnet (HMM) seems to satisfy such properties [1]. HMM compounds are metallic for majority spins and insulator for minority spins (figure 1) which leads to exciting properties for spin-polarized current and spintronic devices. For instance, the presence of only one out of two conduction channels seems to reduce the magnetic damping [2] and hence the switching critical current of a magnetic layer by spin transfer torque [3]. Furthermore, a magnetic layer with a fully spin-polarized current at Fermi level should be ultra-efficient for devices using the magneto-resistance effect [4]. Those expected combined properties would make Heusler compounds the perfect materials for next generation STT-MRAM (Spin Transfer Torque Magnetic Random Access Memories).

HMM properties are predicted for several Heusler compounds and were experimentally observed in  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  (figure 2). The point here is to present some magnetic and structural results on  $\text{Co}_2\text{MnX}$  ( $X = \text{Ge, Sn, Al, Ga}$ ) Heusler alloys thin films grown by molecular beam epitaxy.



*Figure 1: Diagram of the spin resolved total density of state of a Half Metal Magnet material.*



*Figure 2 : Experimental spin resolved photoemission spectra of  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  Heusler alloy with a HMM behaviour just below  $E_F$  (from [2]).*

Refs:

- [1] R. A. De Groot et al. Phys. Rev. Lett., 50(2024), 1983.
- [2] S. Andrieu et al. Phys. Rev. B, 93, 2016.
- [3] J.C. Slonczewski. J. Mag. Mag. Mat., 159, 1996.
- [4] H. Liu et al. App. Phys. Lett., 101(132418), 2012.

## **Posters. Dynamique de l'aimantation**

# Demonstration of the Faraday effect to investigate ultrafast magnetization dynamics at IR laser driven high harmonic generation sources

**Carla Alves<sup>1,2</sup>, Guillaume Lambert<sup>2</sup>, Boris Vodungbo<sup>1,2</sup>, Emmanuelle Jal<sup>1</sup>, Michel Hehn<sup>3</sup>, Gregory Malinowski<sup>3</sup>, Victor Malka<sup>2</sup>, Jan Lüning<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Laboratoire de Chimie Physique – Matière et Rayonnement, Université Pierre et Marie Curie, UMR CNRS 7614, 4 Place Jussieu, 75005 Paris, France

<sup>2</sup> Laboratoire d'Optique Appliquée, ENSTA ParisTech, CNRS, École Polytechnique, Université Paris-Saclay, 828 boulevard des Maréchaux, Palaiseau Cedex 91762, France

<sup>3</sup> Institut Jean Lamour, UMR CNRS 7198, Université de Lorraine, BP 70239, F 54506, Vandoeuvre lès Nancy, France

\*[carla.alves@etu.upmc.fr](mailto:carla.alves@etu.upmc.fr)

IR laser driven high harmonic generation (HHG) sources have become over the past decade powerful tools for the investigation of ultrafast charge and spin phenomena [1]. Their main properties setting them apart from other femtosecond pulsed XUV photon sources are: inherent absence of pump-probe jitter, since both pulses are derived from the same laser source; polychromaticity enabling simultaneous probing of individual dynamics in complex compound materials; and the potential for very high time resolution, which is solely limited by the length of the employed IR pump pulse. Current developments of these sources push to higher photon energies, increased pulse intensity and full polarization control. This later point is of particular relevance for the study of magnetization phenomena, since strong circular magnetic dichroism effects (XMCD and XMLD) exist in the XUV and X-ray range. Despite recent advances, the intensity and the degree of circular polarization of XUV radiation from HHG sources remains limited and novel approaches to exploit the strong XMCD effect in absorption are desirable.

In this paper we demonstrate that contrary to common believe linearly polarized XUV radiation can be employed in absorption spectroscopy to characterize a sample's ferromagnetic state. Our approach is based on the resonant Faraday effect, which we exploit around the magnetically dichroic Co  $M_{2,3}$  absorption edge (60 eV). The linearly polarized radiation passing through the Co film can be thought of to be composed of two circularly polarized waves of equal amplitude but opposite helicity. Since real and imaginary part of Co depend at these photon energies on the radiation's helicity (if the magnetization has a finite projection on the radiation's propagation direction) [2], the two circularly polarized waves accumulate different degrees of absorption and phase shift. The outgoing wave is therefore in general elliptically polarized.

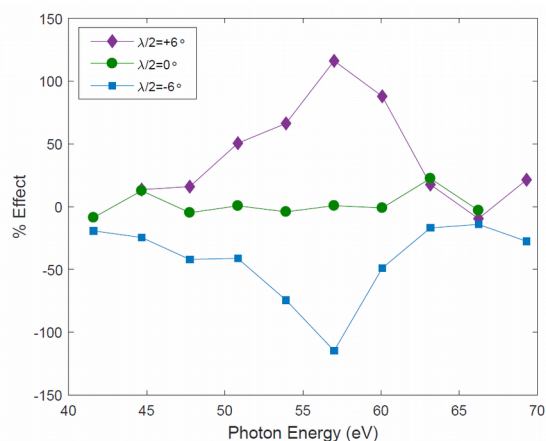


Figure 1. Percentage of the observed Faraday effect for the two symmetric and a neutral half-wave plate positions ( $\lambda/2 = \pm 6^\circ$  and  $\lambda/2 = 0^\circ$ , respectively).

Our proof of principle experiment was conducted at the Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA) using a 5 kHz laser system with a pulse duration of 30 fs and a wavelength of 800 nm. A CoDy sample is surrounded by four permanent magnets to stabilize a single domain state with out-of-plane magnetization. After passing in normal incidence through the sample, the harmonics are deflected by a polarizing gold coated mirror (set at the Brewster angle for 60 eV) and subsequently dispersed by a grating onto a CCD camera. A half-wave plate was used to vary the polarization angle of the incident harmonics and for each polarization angle we measured the harmonics' intensity for two opposite magnetization directions of the sample. This measurement therefore yields the difference of the projection onto the  $s$  polarization axis of the two Faraday rotations introduced by the sample.

As shown by the green line in Figure 1, these projections have the same amplitude when setting the incident polarization parallel to the analyzer plane ( $\lambda/2 = 0^\circ$ ). Their relative difference is maximized when turning the incident polarization such that the projection in one of the two magnetization directions is minimal ( $\lambda/2 = \pm 6^\circ$ ). We note that close to the Co edge, for which the analyzer angle has been optimized, the dichroic effect due to the ferromagnetic single domain state of the sample exceeds 100%. This demonstrates that measuring the Faraday rotation offers a sensitive way to characterize a thin film's magnetization via magnetically dichroic absorption spectroscopy. First time resolved experiments are currently in preparation.

[1] B. Vodungbo *et al.* "Laser-induced ultrafast demagnetization in the presence of a nanoscale magnetic domain network," Nat. Commun. **3**, 999 (2012).

[2] S. Valencia *et al.* "Faraday rotation spectra at shallow core levels:  $3p$  edges of Fe, Co, and Ni", New J. Phys. **8**, 254 (2006).

# Unravelling the effects associated with ferromagnetic dynamics in non-magnet/ferromagnet metallic multilayers

L. Frangou<sup>1</sup>, O. Gladii<sup>1</sup>, G. Forestier<sup>1</sup>, S. Auffret<sup>1</sup>, U. Ebels<sup>1</sup>, S. Gambarelli<sup>2</sup>, and V. Baltz<sup>1</sup>

<sup>1</sup> SPINTEC (Univ. Grenoble Alpes / CNRS / INAC-CEA), F-38000 Grenoble, France

<sup>2</sup> SYMMES (Univ. Grenoble Alpes / INAC-CEA), F-38000 Grenoble, France

\*[olga.gladii@cea.fr](mailto:olga.gladii@cea.fr)

In physical systems, out-of-equilibrium vibration dynamics is governed by numerous parameters, like local anisotropy and coupling. In practice, dynamics is most often driven by resonance. Resonance experiments are therefore powerful to characterize physical systems to an extent which depends on how well it is possible to disentangle the effects associated with dynamics. In non-magnet/ferromagnet metallic multilayers for example, the physical properties related to the ferromagnet (e.g. saturation magnetization, anisotropy, damping), to the non-magnetic metal (e.g. spin penetration length, relaxation mechanisms, eddy currents) and to the interface (e.g. spin filtering, roughness) can be recorded through measurements of ferromagnetic resonance spectra (e.g. absorption vs. magnetic field for a fixed frequency) and determination of their position, linewidth, and symmetry [1].

In this work we investigated experimentally the ferromagnetic resonance response of a 8-nm-thick NiFe film sandwiched between two conductive Cu layers, the whole stack being sputter-deposited on thermally-oxidized silicon substrates (Si/SiO<sub>2</sub>). We compared the changes induced by varying the thicknesses of either the buffer- or the capping-layer of Cu [Fig. 1(a)], in an attempt to disentangle and characterize the different effects associated with ferromagnetic dynamics. The spectra measurements were carried out by using a coplanar waveguide setup [Fig. 1(a)]. Through measurements of the spectra linewidths we observed a non-monotonous dependence of Gilbert damping with Cu buffer-layer thickness [Fig. 1(b)]. We attribute such a behavior to the possible non-monotonous changes in Cu/NiFe interface roughness. It is actually known that Cu wets poorly on SiO<sub>2</sub> compared to NiFe on SiO<sub>2</sub> and NiFe on Cu. In addition, roughness creates spatially inhomogeneous stray fields that results in strong incoherent dephasing of the spin current injected from the NiFe to the Cu, and thus leads to damping enhancement [2-4]. In this regards, varying the capping layer thickness has virtually no influence on damping [Fig. 1(b)]. We observed that the spectra position is also influenced by the buffer-layer thickness [Fig. 1(c)]. It gradually reduces as a likely consequence of gradual NiFe surface-anisotropy enhancement for thicker buffer-layer [5]. Finally, we detected that a spectrum asymmetry gradually build up when the Cu layer thickness increases [Fig. 1(d)]. The amplitude of this effect is independent on the buffer or capping nature of the Cu layer, in contrast to its sign. [Fig. 1(d)]. Such a behavior reveals the non-negligible impact of eddy currents circulating in the conductive Cu layers, even for thicknesses well below the microwave skin depth. Eddy currents actually give rise to an Oersted field in the ferromagnet dephasing the applied microwave field, thus modifying the ferromagnetic resonance response [6,7].

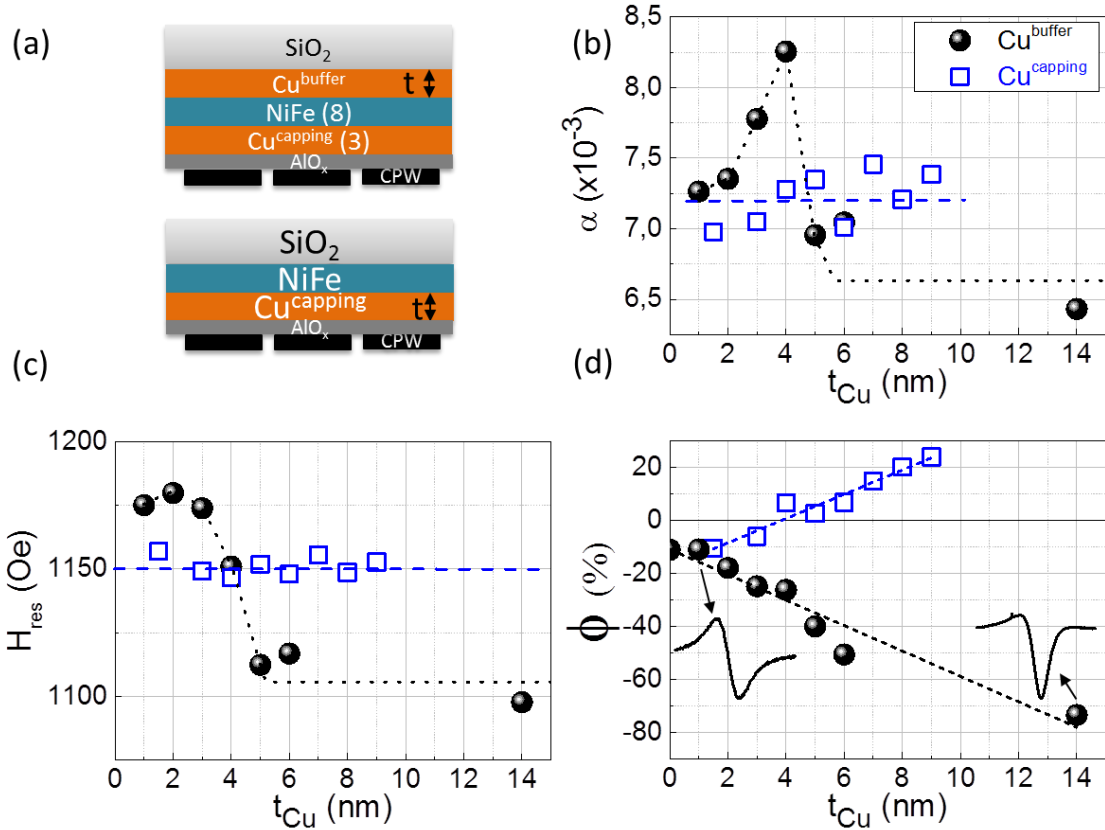


Figure 1. (a) Schematic representation of the coplanar waveguide (CPW) – ferromagnetic resonance experiment. The sample is placed face down on the waveguide. (b-d) Dependence of Gilbert damping ( $\alpha$ ), resonance field ( $H_{res}$ ) and spectrum asymmetry ( $\phi$ ) on capping (full circles) and buffer (open squares) Cu layer thickness, respectively. In (d) the asymmetry is given in percentage, where 0% corresponds to completely symmetric spectrum and 100% indicates completely asymmetric spectrum.

- [1] W. E. Bailey, chapter 4 in ‘Introduction to Magnetic Random Access Memories’, IEEE Press, R. B. Goldfarb, B. Dieny, and K.-J. Lee, eds. (2017)
- [2] S. P. Dash, S. Sharma, J. C. Le Breton, J. Peiro, H. Jaffrès, J.-M. George, A. Lemaître, and R. Jansen, Phys. Rev. B **84**, 054410 (2011)
- [3] I. S. Maksymov and M. Kostylev, J. Appl. Phys. **113**, 043927 (2013)
- [4] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer, and B. I. Halperin, Rev. Mod. Phys. **77**, 1375 (2005).
- [5] G. C. Bailey and C. Vittoria, Phys. Rev. B **8**, 3247 (1973)
- [6] M. Kostylev, J. Appl. Phys **106**, 043903 (2009)
- [7] V. Flovik, F. Maci, A. D. Kent, and E. Wahlström, J. Appl. Phys. **117**, 143902 (2015)



# Electronic and magnonic spin transport in antiferromagnets

**L. Frangou<sup>1</sup>, O. Gladii<sup>1</sup>, G. Forestier<sup>1</sup>, S. Auffret<sup>1</sup>, D. Gusakova<sup>1</sup>, R. Weil<sup>2</sup>, A. Mougin<sup>2</sup>, D. Spenato<sup>3</sup>, S. Gambarelli<sup>4</sup>, and V. Baltz<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> SPINTEC (Univ. Grenoble Alpes / CNRS / INAC-CEA), F-38000 Grenoble, France

<sup>2</sup> LPS (Univ. Paris-Sud / Univ. Paris-Saclay / CNRS, F-91405 Orsay, France

<sup>3</sup> OPTIMAG (Univ. Bretagne Occidentale), F-29238 Brest, France

<sup>4</sup> SYMMES (Univ. Grenoble Alpes / INAC-CEA), F-38000 Grenoble, France

\*[olga.gladii@cea.fr](mailto:olga.gladii@cea.fr)

Antiferromagnetic materials, through their robustness against perturbation due to magnetic fields, absence of production of parasitic stray fields, ultrafast dynamics and generation of large magneto-transport effects, have a number of interesting properties. Intense research efforts over the past decade have been invested in unraveling spin-dependent transport properties in antiferromagnetic materials. Whether and how spin currents can be injected, transmitted and converted in antiferromagnetic materials, how subsequent variations can be detected, and what is the actual influence of the magnetic order are some of the thrilling challenges currently being addressed [1–3].

This poster focuses on electronic and magnonic spin transport in thin antiferromagnetic films through spin pumping experiments. Spin pumping results from the magnetization dynamics of a ferromagnetic spin injector, which pumps a spin current into an adjacent spin sink. This spin sink filters, absorbs and converts the current to an extent which depends on its interface and bulk spin-dependent properties [4]. This can be recorded either through the changes induced in ferromagnetic damping or through direct electrical means by measuring the inverse spin Hall effect. Whether the transport regime is electronic or magnonic depends on the electrical nature of the spin-sink and how strongly injector and sink are coupled. Due to magnetic coupling transfer/sink and propagation of spin angular momentum involves spin waves from the oscillating ferromagnet feeding into the antiferromagnet. Measurements of the spin penetration depth were obtained for several antiferromagnetic metals and insulators [3,5–8]. Interestingly, spins propagate more efficiently in layers where the magnetic order is fluctuating rather than static [3,6] (Fig. 1). Magnonic spin transport in antiferromagnetic materials is also more efficient than its electronic counterpart [3,8]. The experimental data were compared to some of the recently developed theories [9–11].

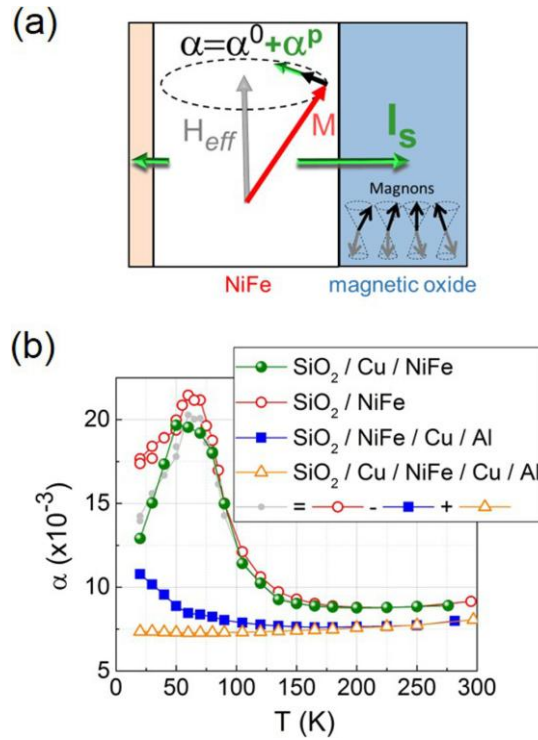


Figure 1. (a) Diagrammatic representation of the spin-pumping experiment. (b) Temperature ( $T$ )-dependence of the NiFe layer Gilbert damping ( $\alpha$ ). From Ref. [7]. The NiFe layer is surrounded by two, one or no native oxide layers. When the NiFe is deposited directly on  $\text{SiO}_2$  a 0.3-nm-thick NiFeOx naturally forms at the  $\text{SiO}_2/\text{NiFe}$  interface, activated by the Ni and Fe atoms when interacting with the  $\text{SiO}_2$  surface during sputter deposition. When the NiFe layer is left uncapped it naturally undergoes oxidation due to contact with air, resulting in a 1.6-nm-thick NiFeOx surface layer. The peak in temperature-dependence of Permalloy damping can be understood in terms of enhanced absorption of spin angular momentum at the antiferromagnetic-to-paramagnetic phase transition of its naturally-oxidized surface layers.

- [1] H. V. Gomonay and V. M. Loktev, *Low Temp. Phys.* **40**, 22 (2014).
- [2] T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley, and J. Wunderlich, *Nat. Nanotechnol.* **11**, 231 (2016).
- [3] V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak, [Arxiv:1606.04284](#) (2016).
- [4] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer, and B. I. Halperin, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1375 (2005).
- [5] P. Merodio, A. Ghosh, C. Lemonias, E. Gautier, U. Ebels, M. Chshiev, H. Béa, V. Baltz, and W. E. Bailey, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 032406 (2014).
- [6] L. Frangou, S. Oyarzun, S. Auffret, L. Vila, S. Gambarelli, and V. Baltz, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 077203 (2016).
- [7] L. Frangou, G. Forestier, S. Auffret, S. Gambarelli, and V. Baltz, *Phys. Rev. B* **95** 054416 (2017).
- [8] L. Frangou et al, **unp.**
- [9] Y. Ohnuma, H. Adachi, E. Saitoh, and S. Maekawa, *Phys. Rev. B* **89**, 174417 (2014).
- [10] R. Khymyn, I. Lisenkov, V. S. Tiberkevich, A. N. Slavin, and B. A. Ivanov, *Phys. Rev. B* **93**, 224421 (2016).
- [11] K. Chen, W. Lin, C. L. Chien, and S. Zhang, *Phys. Rev. B* **94**, 054413 (2016).

# Elaboration de films ultrafins de grenat de fer d'Yttrium dopés au Bismuth par ablation laser pulsée pour la spintronique

Lucile Soumah<sup>1</sup>, Nathan Beaulieu<sup>2</sup>, Lilia Qassym<sup>3</sup>, Martin Collet<sup>1</sup>, Cecile Carretero<sup>1</sup>, Eric Jacquet<sup>1</sup>, Jamal Ben Youssef<sup>2</sup>, Richard Lebougeois<sup>3</sup>, Paolo Bortolotti<sup>1</sup>, Vincent Cros<sup>1</sup>, Abdelmadjid Anane<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Unité Mixte de Physique CNRS, Thales, Univ. Paris Sud, Université Paris-Saclay, 91767 Palaiseau, France*

<sup>2</sup> *LABSTICC, UMR 6285 CNRS, Université de Bretagne Occidentale, 29238 Brest, France*

<sup>3</sup> *Thales Research and Technology, Thales, 91767 Palaiseau, France*

Lucile.soumah@cnrs-thales.fr

L'électronique de spin a, jusqu'à très récemment, été l'apanage des métaux de transitions et de leurs alliages. En effet, dans l'électronique de spin classique le transport de spin est indissociable du transport d'électrons. Ce n'est que récemment que le transport de purs courants de spin entre isolants magnétiques et métaux ayant un fort couplage spin-orbite a pu être observé. Cela a ouvert le champ de l'électronique de spin aux isolants magnétiques et par extension aux antiferromagnétiques. Le Grenat de fer et d'yttrium (YIG) et l'un des isolants magnétiques les plus utilisés<sup>1</sup>. L'avènement de couches minces de YIG fabriquées par ablation laser pulsée (PLD) et ayant d'excellentes propriétés dynamiques<sup>2</sup> (amortissement de Gilbert  $\alpha \approx 2 \cdot 10^{-4}$ ) a permis de démontrer par exemple que le couple de transfert de spin pouvait agir sur l'aimantation des isolants magnétiques. Ainsi, la compensation partielle de l'amortissement dans un guide d'onde magnonique<sup>3</sup> et la mise en auto-oscillation de l'aimantation dans un microdisque<sup>4,5</sup> de YIG/Pt ont été observés.

Nous présentons ici une étude sur des films de YIG dopés au Bismuth (Bi) fabriqués par PLD et ayant des épaisseurs variant de 10 nm à 50 nm. L'introduction du Bi sur le site dodécaédrique induit une anisotropie magnétique hors du plan<sup>6</sup>. Cette anisotropie, observée par magnétométrie SQUID, est fonction de la contrainte épitaxiale et du taux de bismuth dans les films. La diffraction des rayons-X en géométrie  $\theta$ - $2\theta$  ainsi que la cartographie du réseau réciproque montre une épitaxie maille sur maille sur le substrat (ici du sGGG) (Fig. 1). La microscopie par force atomique montre une rugosité RMS typique de  $R_q < 1 \text{ nm}$  (pour une surface de  $1 \mu\text{m}^2$ ) même pour les films les plus fins.

Le Bi est connu pour induire un fort couplage spin orbite dans le YIG et entraîne, de ce fait, une forte augmentation de la rotation Faraday ( $\theta_F$ ). Nous observons pour nos films que  $\theta_F$  varie de  $3.25 \text{ }^\circ/\mu\text{m}$  à  $1.92 \text{ }^\circ/\mu\text{m}$  @ 633 nm cette dépendance non monotone avec l'épaisseur est attribuée à un taux dopage en Bi qui varie en fonction de l'épaisseur. Grâce à cet effet magnéto-optique géant nous avons pu réaliser une étude en microscopie Kerr de la structure en domaine magnétiques des couches en fonction de leur épaisseur.

Nous avons exploré les propriétés dynamiques de ces couches de Bi:YIG en effectuant des mesures de résonance ferromagnétique (FMR) (Fig. 3) et des mesures de spin-Hall inverse (ISHE) (Fig. 4). La FMR a mis en évidence l'excellente qualité dynamique de ces films dont les valeurs d'amortissement magnétique sont similaires à celle du YIG non dopé ( $\approx 5 \cdot 10^{-4}$ ), le couplage spin orbite induit par le Bi ne semble donc pas induire une relaxation magnétique supplémentaire au sein du matériau. Des mesures d'ISHE et de pompage de spin ont permis d'évaluer la *spin mixing conductance* ( $4 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$ ). Cette valeur est du même ordre de grandeur que celles mesurées pour des bicouches YIG/Pt (entre  $3.6 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$ )<sup>4</sup>.

Les propriétés dynamiques remarquables de ces films de Bi:YIG en font d'excellents candidats pour la spintronique et se présentent comme une alternative au YIG en tant que milieu de propagation de pur courant de spin. L'anisotropie perpendiculaire ainsi que la rotation Faraday induits par le dopage au bismuth dans ces films sont deux nouvelles caractéristiques qui diffèrent du YIG et peuvent être exploitées pour élargir le champ des possibles concernant la géométrie des dispositifs magnoniques.

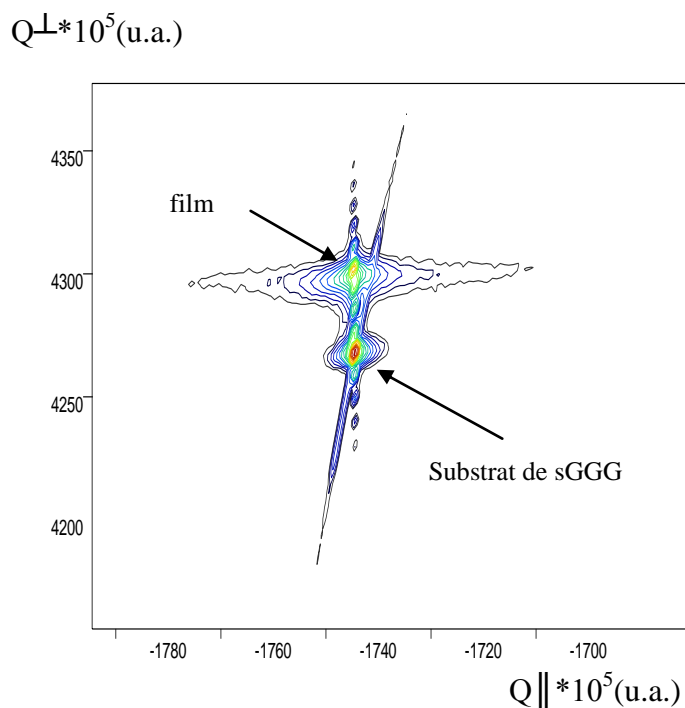


Fig.1 : Carte de réseau réciproque de BiYIG//sGGG (120nm) sur le plan (642). L'alignement des pics de la couche et du substrat selon  $Q_{\parallel}$  montrent une épitaxie maille sur maille entre le substrat et la couche

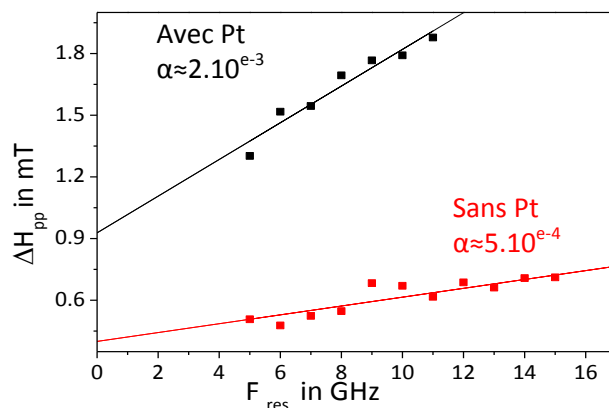


Fig.2 Estimation de l'amortissement Gilbert pour BiYIG(25nm)//sGGG avec et sans Pt  
 $\Delta\alpha_{\text{pompage de spin}} \approx 1.64 \cdot 10^{-3}$

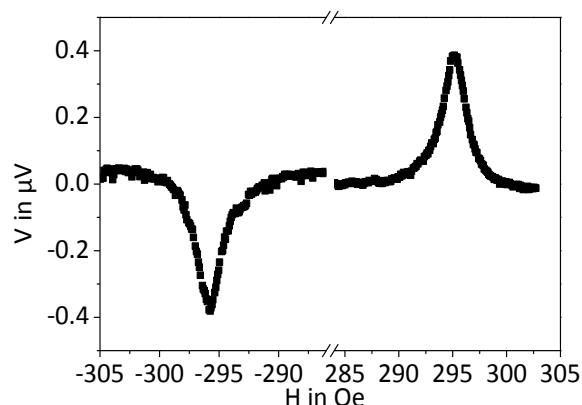


Fig.3 Mesure d'ISHE sur BiYIG(25nm)//sGGG à 10 GHz 20 dBm

- 1 Kajiwara, Y., Takahashi, S., Maekawa, S. & Saitoh, E. Detection of Spin-Wave Spin Current in a Magnetic Insulator. *Ieee Transactions on Magnetics* **47**, 1591-1594, doi:10.1109/tmag.2011.2118747 (2011).
- 2 d'Allivy Kelly, O. *et al.* Inverse spin Hall effect in nanometer-thick yttrium iron garnet/Pt system. *Applied Physics Letters* **103**, doi:10.1063/1.4819157 (2013).
- 3 Evelt, M. *et al.* High-efficiency control of spin-wave propagation in ultra-thin yttrium iron garnet by the spin-orbit torque. *Applied Physics Letters* **108**, doi:10.1063/1.4948252 (2016).
- 4 Collet, M. *et al.* Generation of coherent spin-wave modes in yttrium iron garnet microdiscs by spin-orbit torque. *Nature Communications* **7**, doi:10.1038/ncomms10377 (2016).
- 5 Demidov, V. E. *et al.* Direct observation of dynamic modes excited in a magnetic insulator by pure spin current. *Scientific Reports* **6**, doi:10.1038/srep32781 (2016).
- 6 Popova, E. *et al.* Magnetic properties of the magnetophotonic crystal based on bismuth iron garnet. *Journal of Applied Physics* **112**, 11, doi:10.1063/1.4764345 (2012).

# Deeply nonlinear ferromagnetic resonance in a YIG nano-disk

Y. Li<sup>1</sup>, C. Hahn<sup>1</sup>, V. Naletov<sup>1,2</sup>, J. L. Prieto<sup>3</sup>, M. Muñoz<sup>4</sup>, P. Bortolotti<sup>5</sup>, V. Cros<sup>5</sup>, A. Anane<sup>5</sup>, O. Klein<sup>6</sup>, G. de Loubens<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>SPEC, CEA, CNRS, Université Paris-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>2</sup>Institute of Physics, Kazan Federal University, Kazan 420008, Russian Federation

<sup>3</sup>Instituto de Sistemas Optoelectrónicos y Microtecnología (UPM), Madrid 28040, Spain

<sup>4</sup>Instituto de Microelectrónica de Madrid (CNM-CSIC), Madrid 28760, Spain

<sup>5</sup>Unité Mixte de Physique CNRS, Thales, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, 91767 Palaiseau, France

<sup>6</sup>SPINTEC, CEA, CNRS and Université Grenoble Alpes, 38054 Grenoble, France

\*[gregoire.deloubens@cea.fr](mailto:gregoire.deloubens@cea.fr)

Large-amplitude magnetization dynamics is important in device nanomagnets due to their occurrence in magnetization switchings, spin transfer driven auto-oscillations and dynamics of textured magnetization states. In extended ferromagnetic samples, it is well known that spin-wave (SW) instabilities quickly develop as the excitation power is increased, preventing to achieve very large angle of uniform precession [1]. The situation is quite different in nanostructures, where SW modes are highly quantized due to the geometric confinement, still, their presence is expected to strongly influence the magnetization dynamics in the nonlinear regime [2].

In this work we perform nonlinear ferromagnetic resonance (FMR) in the out-of-plane configuration of individual YIG nano-disks with thickness 20 nm and varying diameters below 1  $\mu\text{m}$ . We use magnetic resonance force microscopy (MRFM) [3,4] to detect the reduction of the longitudinal component of magnetization  $M_z$  as it is excited by a uniform microwave field  $h_{\text{rf}}$ . In the linear regime, it allows us to precisely determine the position of the SW modes (see Fig.1a) and the low damping in the YIG nano-disks, found to be  $\alpha=0.0004$  [5]. Thanks to a micro-antenna patterned above the YIG nano-disks, the amplitude of the microwave field can be increased up to a few mT in a broad frequency range (up to 20 GHz), enabling us to investigate the deeply nonlinear regime of FMR. This is illustrated by Fig.1b, where the foldover effect leads to a field shift of the maximum of the FMR peak by more than 0.15 T, corresponding to a reduction of  $M_z$  by more than 70% with respect to equilibrium in a 700 nm diameter YIG nano-disk.

Strikingly, we measure that the foldover shift is not constantly growing as the power is increased, but instead presents plateaus whose positions coincide in field with those of the SW modes, pointing towards nonlinear energy dissipation to quantized SW modes [2]. Moreover, we directly probe SW instabilities which were predicted to occur in large-scale nonlinear magnetization dynamics [6], but never observed so far.

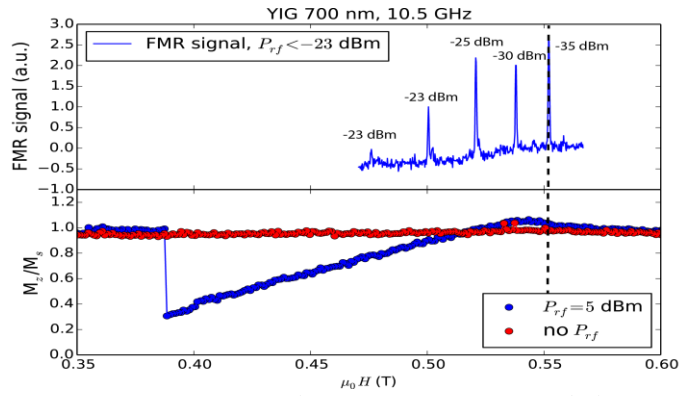


Figure 1. (a) FMR spectrum of the YIG 700 nm nano-disk at 10.5 GHz in the linear regime. Variable microwave power is used as indicated for better signal-to-noise. The dashed line shows the position of the most uniform mode. (b) Nonlinear FMR of the same sample. The foldover extends for 0.16 T with a maximal  $M_z/M_s$  reduction to 0.3.

- [1] H. Suhl. *The theory of ferromagnetic resonance at high signal powers*. J. Phys. Chem. Solids **1**, 209 (1957).
- [2] G. A. Melkov, et al. *Nonlinear ferromagnetic resonance in nanostructures having discrete spectrum of spin-wave modes*. IEEE Magn. Lett. **4**, 4000504 (2013).
- [3] O. Klein, et al. *Ferromagnetic resonance force spectroscopy of individual submicron-size samples*. Phys. Rev. B **78**, 144410 (2008).
- [4] G. de Loubens, et al. *Reduction of the spin-wave damping induced by nonlinear effects*. Phys. Rev. B **71**, 180411(R) (2005).
- [5] C. Hahn, et al. *Measurement of the intrinsic damping constant in individual nanodisks of  $Y_3Fe_5O_{12}$  and  $Y_3Fe_5O_{12}/Pt$* . Appl. Phys. Lett. **104**, 152410 (2014).
- [6] G. Bertotti, I. D. Mayergoyz and C. Serpico. *Spin-Wave Instabilities in Large-Scale Nonlinear Magnetization Dynamics*. Phys. Rev. Lett. **87**, 217203 (2001).

# Magnetization dynamics of antiferromagnetic and insulating magnetic materials for new spintronic devices

**R. Lebrun<sup>1,2,\*</sup>, Q. Zhu<sup>3</sup>, J. Haigh<sup>1</sup>, C. Ciccarelli<sup>1</sup>, V. Garcia<sup>3</sup>, M. Klau<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> University of Cambridge, Cavendish Laboratory, Cambridge, UK

<sup>2</sup> Institut für Physik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 55099 Mainz, Germany

<sup>3</sup> Unité Mixte de Physique CNRS/Thales and Université Paris Sud, Palaiseau, France

\* rxlebrun@gmail.com

Spin-based electronics, or **spintronics**, in which information writing, storage and readout relies on the spin rather than the charge of electrons is seen as one of the most promising routes for developing the next generation of ICT devices. Spintronics based devices are already exploited in the read head of all hard disk drives. Device prototypes, exploiting the effect of spin-torque, are anticipated to enhance the functionalities of Boolean logic circuit by integrating logic and memory functions. Despite these successes, the ferromagnetic materials used in spintronic devices have a number of drawbacks due to their *parasitic magnetic stray fields*, their large magnetic damping and to their intrinsically low characteristic frequencies that respectively limit their density integration, their power consumption and operation speed.

Recently, a very promising prospective approach has been started to be explored: the combination of spintronic effects and the unforeseen and intriguing antiferromagnetic materials that the Nobel Prize winner Louis Néel considered still as useless in 1971<sup>1</sup>. In an antiferromagnet, electron spins on adjacent atoms cancel each other out. An antiferromagnet has thus no associated external magnetic field. This means that individual devices that encode information can be packed much more really densely without interacting with one another. Furthermore, the strong antiparallel exchange interaction between adjacent spins leads to characteristic frequencies of order THz<sup>2</sup> as required for ultrafast devices. Writing spin information could then be limited only by the circuitry time scales (of 10 ps) to generate electrical pulses.

Unfortunately, this advantageous lack of magnetic moment and strong exchange fields also make the antiferromagnet state difficult to read and to control with a field, explaining why until recently antiferromagnets were considered useless as magnetic materials in memory devices. However, the combination of antiferromagnets and spintronics<sup>4</sup> has recently opened the road towards the control of their antiferromagnetic spin texture with an electrical current. This creates the need for intense experimental efforts to unravel the **dynamical** and the **spin-dependent transport properties of antiferromagnetic materials**.

In this study, we investigate the dynamical properties of some antiferromagnets in the microwave frequency range by different experimental techniques from broadband coplanar waveguide to cavity experiment at room and low temperature. We aim at investigating the damping parameter of these materials and its origins. To combine this prospect with the look for magnetic materials with a low magnetic damping, we restrain our focus on the family of insulating magnetic compounds in which the lowest magnetic dampings have been reported (the smallest being YIG with a damping  $\alpha$  equal to  $3 \cdot 10^{-5}$ ). Preliminary results show the potential for spintronic applications of these materials.

---

<sup>1</sup> L. Néel, *Science*, vol. 174, pp. 985-992 (1971).

<sup>2</sup> S. Wienholdt et al., *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, p. 247207 (2012). T. Kampfrath et al., *Nat. Photonics*, vol. 5, pp. 31-34 (2011).

<sup>3</sup> R. Cheng et al., *Scientific Reports* 6, Article number: 24223 (2016).

<sup>4</sup> T. Jungwirth et al., *Nat. Nanotechnol.*, vol. 11, pp. 231-241 (2016). A. H. MacDonald and M. Tsoi, *Philos. Trans. R. Soc.*, vol. 369, pp. 3098-3114 (2011). V. Baltz et al., *arXiv:1606.04284* (2016).

## Spin wave propagation in micro-fabricated YIG waveguides

M. Collet<sup>1\*</sup>, O. Gladii<sup>2</sup>, M. Evelt<sup>3</sup>, P. Bortolotti<sup>1</sup>, S.O Demokritov<sup>3,4</sup>, V. Cros<sup>1</sup>, Y. Henry<sup>2</sup>, M. Bailleul<sup>2</sup>, V.E. Demidov<sup>3</sup>, and A. Anane<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Unité Mixte de Physique CNRS, Thales, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, Palaiseau, France

<sup>2</sup> Institut de Physique et Chimie des Matériaux de Strasbourg, UMR 7504 CNRS, Université de Strasbourg, France

<sup>3</sup> Institute for Applied Physics and Center for Nanotechnology, University of Muenster, Muenster, Germany

<sup>4</sup> M.N. Miheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian Academy of Sciences, Yekaterinburg, Russia

\* [martin.collet@cnrs-thales.fr](mailto:martin.collet@cnrs-thales.fr)

The advent of high quality ultra-thin Yttrium Iron Garnet (YIG) films with sub-100 nm thickness has opened a new horizon for the field of magnonics<sup>[1]</sup>. It is now possible to conceive and fabricate nanostructured media with long spin wave propagation lengths (several tens of micrometers) thanks to the extremely small Gilbert damping of YIG<sup>[2,3]</sup>. Furthermore, ultra-thin YIG films allow a dynamic control of the effective damping through the spin-Hall effect (SHE) torque in YIG/Pt microstructures<sup>[4,5]</sup>.

To explore the potential of nanostructured YIG thin films for magnonics, we have patterned 20 nm thick YIG films to obtain waveguides with a 2.5  $\mu\text{m}$  width. Inductive Au/Ti antennas have been lithographically defined to allow excitation and detection of spin waves. A series of devices have been fabricated with different separations between antennas, ranging from 10  $\mu\text{m}$  to 70  $\mu\text{m}$ , allowing for accurate electrical determination of the attenuation length in ultra-thin YIG waveguides. First, we have performed propagating spin wave spectroscopy (PSWS) of Damon-Eshbach spin waves in order to study the spin waves characteristics in these YIG waveguides i.e. the attenuation length as well as the group velocity (Fig 1.). For example, we have extracted an attenuation length of 25  $\mu\text{m}$  and a group velocity of 350 m/s for an excitation frequency of 3 GHz.

In order to get insight on the spin-wave modes propagating in the waveguide, Micro-Focus Brillouin Light Scattering ( $\mu$ -BLS) has been performed on the same devices (Fig. 2). Phase resolved  $\mu$ -BLS map shows the coexistence of two propagation modes and allow extracting the dispersion relation for each one. Using analytical models for finite width waveguide<sup>[7]</sup> those mode have been identified. The relevance of our results for multi-mode YIG magnonics waveguide will be discussed.

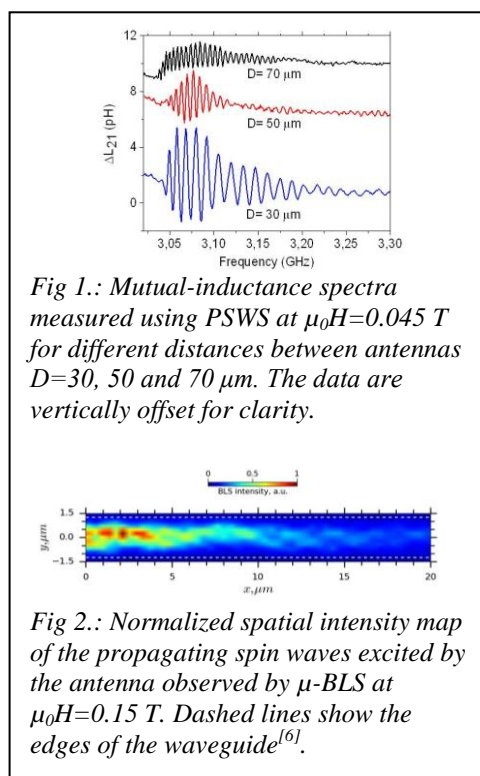


Fig 1.: Mutual-inductance spectra measured using PSWS at  $\mu_0 H = 0.045$  T for different distances between antennas  $D = 30, 50$  and  $70$   $\mu\text{m}$ . The data are vertically offset for clarity.

Fig 2.: Normalized spatial intensity map of the propagating spin waves excited by the antenna observed by  $\mu$ -BLS at  $\mu_0 H = 0.15$  T. Dashed lines show the edges of the waveguide<sup>[6]</sup>.

[1] A Chumak, V Vasyuchka, A Serga and B Hillebrands, *Nat. Phys.* **11**, 453 (2015).

[2] O. d'Allivy Kelly, *et al.*, *App. Phys. Lett.* **103**, 8 (2013).

[3] Y. Sun, Y.Y. Song, H. Chang, M. Kabatek, M. Jantz, W. Schneider, M. Wu, H. Schultheiss and A. Hoffmann, *App. Phys. Lett.* **101**, 152405 (2012).

[4] M. Collet, *et al.*, *Nature .Comm.* **7** (2016).

[5] M. Evelt, *et al.* *App. Phys. Lett.* **108**, 172406 (2016).

[6] M. Collet, *et al.*, *App. Phys. Lett.* **110**, 092408 (2017).

[7] B.A. Kalinikos and A.N. Slavin, *J. Phys. C.: Solid State Phys* **19**, 7013 (1986).



## Diagramme de stabilité tension – champ des jonctions tunnel magnétiques perpendiculaires

**N. Perrissin<sup>1\*</sup>, N. Strelkov<sup>1</sup>, R.C. Sousa<sup>1</sup>, I.L. Prejbeanu<sup>1</sup>, B. Dieny<sup>1</sup>, L. D. Buda-Prejbeanu<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Univ. Grenoble Alpes, CEA, INAC-SPINTEC, CNRS, SPINTEC F-38000 Grenoble, France

\*[nicolas.perrissin@cea.fr](mailto:nicolas.perrissin@cea.fr)

Les jonctions tunnels magnétiques (MTJ) à aimantation perpendiculaire font l'objet de nombreuses études motivées par un fort potentiel applicatif [1]. Une jonction typique est formée d'une fine couche de MgO séparant d'une part une couche magnétique libre (FL), d'autre part une couche de référence à aimantation rigide. L'utilisation d'un antiferromagnétique synthétique (SAF) composé d'une couche supérieure (TL) et d'une couche inférieure (BL) en tant que couche de référence est largement répandue afin de réduire les effets parasites dus au couplage dipolaire. L'analyse du fonctionnement de la jonction s'appuie sur les diagrammes de stabilité tension – champ. Ces diagrammes ont été étudiés à la fois expérimentalement et numériquement à température variable [2] et dans une géométrie non colinéaire [3]. Néanmoins, la plupart des études prennent pour acquis le fait que la structure SAF (référence) est parfaitement rigide et seule la couche libre (FL) peut être affectée par le champ et la tension appliquée. Pour les jonctions tunnel magnétiques à aimantation perpendiculaire, cette hypothèse conduit à la présence de courbes critiques linéaires. Ce comportement est en contradiction avec de récentes expériences montrant des caractéristiques qui ne peuvent pas être expliquées par un modèle prenant seulement en compte la dynamique de la couche libre. Afin de comprendre l'origine de ces déviations observées dans les expériences, nous avons mené une étude numérique des diagrammes de stabilité des MTJs en prenant en compte les dynamiques couplées de toutes les couches magnétiques de l'empilement (FL, TL et BL).

Le modèle comporte trois macrospins couplés associés aux trois couches magnétiques du nanopilier (Fig. 1a). L'évolution de l'aimantation de chaque couche est obtenue en intégrant l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) incluant les termes de STT (*damping like*). Plusieurs types de couplage sont considérés : couplage dipolaire entre toutes les couches, échange de type RKKY entre BL et TL, couple de transfert de spin mutuel entre FL et TL. Cette équation phénoménologique prend alors la forme suivante :

$$d\mathbf{m}_i/dt = -\gamma (\mathbf{m}_i \times \mu_0 \mathbf{H}_{\text{eff},i}) + \alpha_i (\mathbf{m}_i \times d\mathbf{m}_i/dt) - \gamma a_{//} U_{\text{app}} [\mathbf{m}_i \times (\mathbf{m}_i \times \mathbf{p}_i)]$$

où  $\mathbf{m}_i$  représente le vecteur unité du vecteur aimantation de couche  $i = \text{FL, TL, BL}$  ;  $\gamma$  le facteur gyromagnétique de l'électron libre ;  $\mu_0$  la perméabilité du vide ;  $\mathbf{H}_{\text{eff},i}$  le champ effectif prenant en compte l'anisotropie interfaciale perpendiculaire, le champ démagnétisant, le couplage RKKY, le champ extérieur appliqué et les champs dipolaires rayonnés par les autres couches ;  $\alpha_i$  l'amortissement magnétique de Gilbert ;  $\mathbf{p}_i$  le vecteur unitaire du vecteur polarisation du courant de spin de sorte que  $\mathbf{p}_{\text{FL}} = \mathbf{m}_{\text{TL}}$  et  $\mathbf{p}_{\text{TL}} = \mathbf{m}_{\text{FL}}$ .

Pour tracer le diagramme champ – tension, le système est initialisé dans la configuration [1, -1, 0] représentant respectivement les valeurs de  $m_z$  de [BL, TL, FL]. Un champ  $\mu_0 H_{\text{min}} = -1$  T constant est appliqué pendant 30ns selon l'axe vertical. Le système est thermalisé ( $T = 100\text{K}$ ) pendant 6ns puis on applique un pulse  $U_{\text{app}}$  de tension de 5ns. On laisse le système évoluer durant les 19ns restantes (Fig.1b). On incrémente la valeur du champ de  $\Delta H$  en prenant pour état initial du système l'état final de l'étape précédente, puis on réitère jusqu'à la valeur  $\mu_0 H_{\text{max}} = 1$  T. A ce stade, on décromente le champ de  $\Delta H$  à chaque itération afin de revenir à la valeur de départ  $\mu_0 H_{\text{min}}$ . On répète le cycle en champ pour des valeurs de tension  $V_{\text{min}} < U_{\text{app}} < V_{\text{max}}$ . Pour chaque point tension - champ ( $U - H$ ), on trace la moyenne de la résistance définie par  $R = R_{\text{AP}} R_{\text{P}} / (R_{\text{AP}} + R_{\text{P}} + R_{\text{AP}} R_{\text{P}} \mathbf{m}_{\text{FL}} \cdot \mathbf{m}_{\text{TL}})$  obtenue lors du trajet aller et du trajet retour du cycle d'hystérésis en champ. On obtient ainsi un diagramme de stabilité conforme au protocole expérimental impulsif, après avoir fait une moyenne sur 10

évènements. Sur les digrammes de la Fig. 2, la couleur bleue représente une résistance minimale notée  $R_P$  traduisant un alignement parallèle des aimantations de FL et TL, pour les deux branches du cycle d'hystérésis. A l'opposé, le rouge représente la résistance maximale  $R_{AP}$  de l'état antiparallèle. La couleur verte indique en particulier une zone de bi-stabilité sous champ, la résistance valant respectivement  $R_P$  et  $R_{AP}$  sur chacune des branches du cycle.

Fig.2a présente un diagramme standard sans couplage dipolaire ni STT mutuel en accord avec les études antérieures dans l'hypothèse d'une structure SAF parfaitement rigide. Lorsque l'on tient compte des champs dipolaires et du STT mutuel, des changements conséquents sont prédits (Fig.2b). Des lignes critiques obliques liées à la stabilité de la TL du SAF apparaissent, dépendant à la fois des paramètres intrinsèques de la TL et de la FL. Une étude approfondie de l'influence des paramètres des couches (aimantation à saturation, anisotropie uniaxiale de premier et second ordre, amortissement) et des paramètres globaux (taille, couplage RKKY, *field-like* et *damping-like* STT, température, durée du pulse) sur les diagrammes sera discutée en détail lors du colloque.

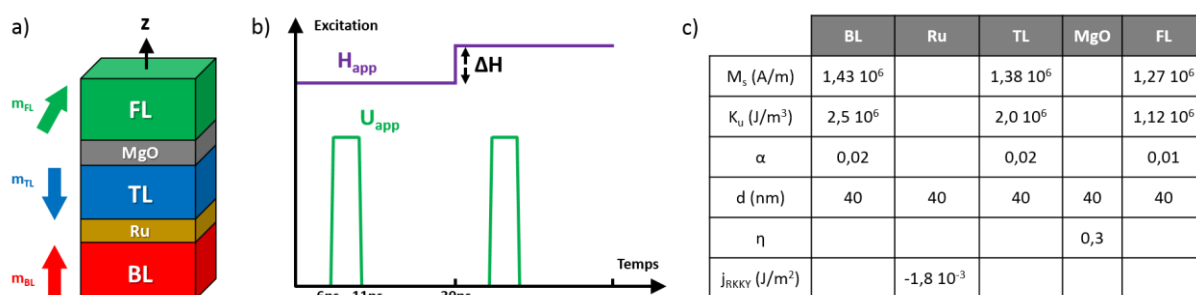


Fig.1. a) Vue schématique du système. (b) Protocole et (c) paramètres de simulation.

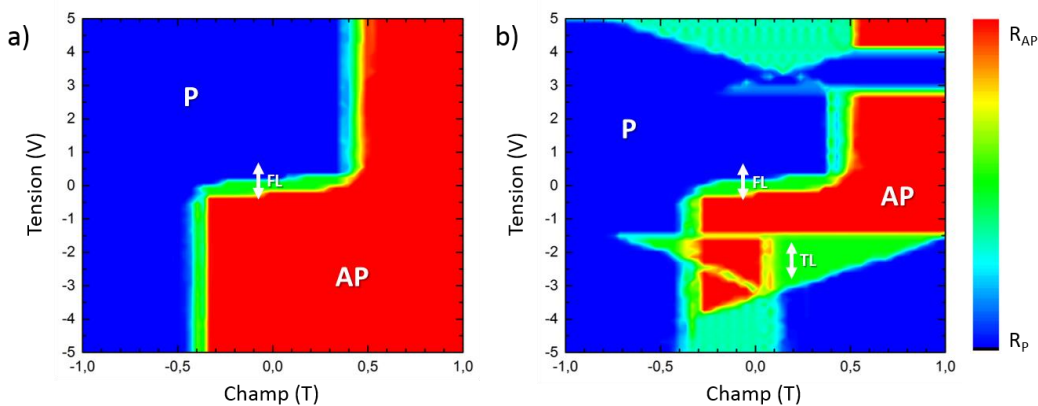


Fig. 2. Diagramme U-H du système représenté Fig. 1 sous les conditions suivantes :a) en omettant le couplage dipolaire et le STT mutuel, b) en tenant compte des deux. Paramètres de simulation listés dans le tableau Fig.1c.

[1] [http://techon.nikkeibp.co.jp/atclen/news\\_en/15mk/121901031/](http://techon.nikkeibp.co.jp/atclen/news_en/15mk/121901031/). IEDM (2016): SK Hynix, Toshiba announce 4Gb STT-MRAM.

[2] W. Skowroński, M. Czapkiewicz, S. Ziętek, J. Chęciński, M. Frankowski, P. Rzeszut, J. Wrona. Understanding stability diagram of p-MTJs. *arXiv:1701.06411* (2017)

[3] N. Strelkov, A. Timopheev, R. C. Sousa, M. Chshiev, L. D. Buda-Prejbeanu, and B. Dieny. Stability phase diagram of perpendicular magnetic tunnel junction in non-collinear geometry. *à paraître Phys. Rev. B*

# Effets du Courant sur la Dynamique de Parois Magnétiques dans des couches minces Ferrimagnétiques

**Eloi Haltz<sup>1\*</sup>, João Sampaio<sup>1</sup>, Raphael Weil<sup>1</sup>, Yves Dumont<sup>2</sup>, Alexandra Mougin<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Laboratoire de Physique des Solides, CNRS, Université Paris Sud, Orsay

<sup>2</sup>Groupe d'Etude de la MATière Condensée, Université de Versailles St-Quentin-en-Yvelines, Versailles

\* [haltz@lps.u-psud.fr](mailto:haltz@lps.u-psud.fr)

Dans les matériaux magnétiques conducteurs, la possibilité de manipuler l'aimantation via à un courant polarisé en spin ouvre la voie à de nouvelles technologies permettant le stockage et le traitement non-volatile de l'information (comme la mémoire Racetrack ou la STT-MRAM). Cet effet d'interaction entre le courant et l'aimantation locale est connu sous le nom de couple de transfert de spin (STT) [1]. Le problème de ce phénomène est qu'à ce jour, aucun matériau ne semble présenter les caractéristiques requises pour avoir un STT suffisamment efficace pour d'éventuelles applications commerciales. Afin d'obtenir un fort STT, nous nous sommes tournés vers des matériaux conducteurs plus exotiques appelés ferrimagnétiques. Nous avons en particulier étudié les effets du courant sur le déplacement de parois magnétiques dans ces nouveaux matériaux.

Ces matériaux sont des alliages amorphes de type Métaux de Transition/Terres Rares (par exemple, TbFe ou TbFeCo) déposés en couches minces par co-évaporation. Dans ces matériaux cohabitent deux populations portant des moments magnétiques différents (localisés et délocalisés) et couplés antiferromagnétiquement. Ces alliages présentent bon nombre de caractéristiques requises pour un STT efficace : une faible aimantation à l'instar d'une forte polarisation en spin et une anisotropie magnétique perpendiculaire en couches minces. Leurs propriétés sont très dépendantes de la composition de l'alliage et de sa température [2] ce qui permet de les faire varier à souhait.

Pour mesurer les effets du courant sur la dynamique d'aimantation, nous avons observé le déplacement de parois de domaines dans des pistes sous les effets combinés d'un champ et d'un courant (*Fig.1-a*). Expérimentalement, nous observons que l'injection d'un courant a pour principales conséquences un chauffage Ohmique (illustré par les vitesses très différentes sans et avec courant) et un effet de STT (qui exerce une force sur les parois qui s'ajoute ou s'oppose aux effets du champ) (*Fig.1-b*). Une étude préalable du déplacement de ces parois uniquement sous champ a mis en évidence une dynamique de propagation dite de reptation très dépendante de la température gouvernée par le piégeage collectif et l'activation thermique [3]. Nous avons fait l'hypothèse d'un champ équivalent aux effets du STT tel que prédit dans le cadre des parois 1D hors reptation [4]). Pour quantifier ces effets, nous avons ajusté l'ensemble des vitesses expérimentales avec ce modèle. Ainsi, les différentes contributions du courant au déplacement des parois ( $H_{equ}$  et  $\Delta T$ ) ont été déterminées de manière univoque en fonction de  $J$  (*Fig.1b*).

La figure 2 présente les valeurs de ce champ équivalent en fonction de la densité de courant. Nous constatons une grande efficacité du STT (de l'ordre de  $2.5 \cdot 10^{-2}$  mT/GA/m<sup>2</sup>), très supérieure à celles qui ont pu être mesurées dans d'autres matériaux ( $10^{-6}$  mT/GA/m<sup>2</sup> dans le NiFe [1] ou  $10^{-4}$  mT/GA/m<sup>2</sup> dans le Pt/Co/Pt [1]). Dans des systèmes dans lesquels l'ensemble des préfacteurs matériaux du STT ( $M_s$ ,  $P$ ,  $\gamma$ ) est constant, on attend un champ équivalent linéaire en courant. Nous n'observons pas ce comportement dans notre ferrimagnétique (*Fig. 2*). La courbe représentée en pointillés qui prend en compte la dépendance en température des caractéristiques de notre piste TbFe ne permet tout de même pas de reproduire les deux comportements du champ équivalent observés (séparés par un seuil autour de 32GA/m<sup>2</sup>). Pour reproduire la dépendance de  $H_{equ}$  avec  $J$ , il est nécessaire de considérer deux modes d'actions du courant sur la paroi séparés par un seuil équivalent à un seuil de type Walker et bien reproduit dans une approche 1D [4] (traits continus, *Fig.2*). Au-delà de ce dernier, l'efficacité du STT précessionnel semble amplifié.

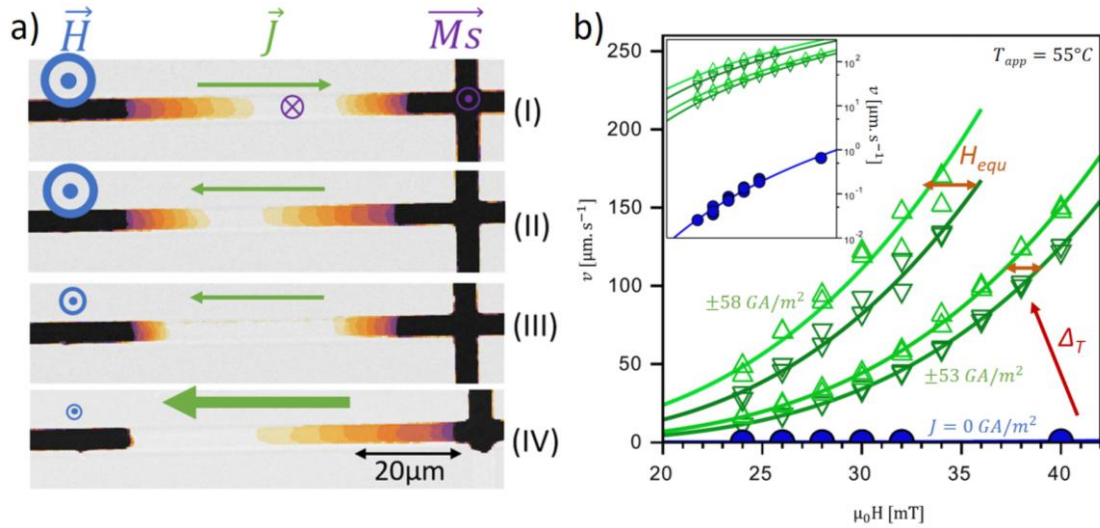


Figure 1. (a) Superposition d'images Kerr montrant le déplacement des parois dans des pistes de TbFe dans différentes configurations de champ et de courant. Dans les configurations I et II (20mT &  $\pm 58 \text{ GA/m}^2$ ) alors que le champ tend à faire propager les parois de manière symétrique vers le centre de la piste, le courant tend à les entrainer de manière asymétrique suivant le déplacement des électrons (représenté par la flèche verte). Dans les configurations III et IV, même avec des valeurs de champ plus faible (17.5mT &  $58 \text{ GA/m}^2$  et 2mT &  $73 \text{ GA/m}^2$ ), le courant a une action et elle est d'autant plus visible que la densité de courant augmente. (b) Courbes de vitesses en fonction du champ magnétique pour 3 densités de courant ( $J = 0 \text{ GA/m}^2$ ,  $\pm 53 \text{ GA/m}^2$  et  $\pm 58 \text{ GA/m}^2$ ). L'insert présente les mêmes données en échelle logarithmique. Les traits pleins représentent les ajustements de la vitesse avec la loi de propagation de reptation en postulant un champ équivalent  $H_{equ}$  au STT et en tenant compte de l'augmentation de température associée à l'effet Joule  $\Delta T$ .

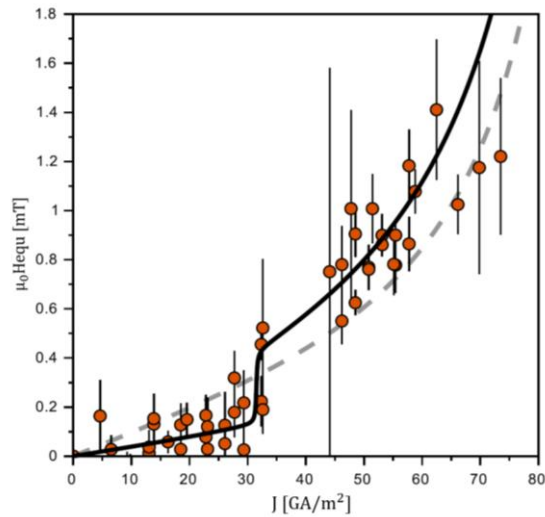


Figure 2. Evolution du champ équivalent aux effets du STT en fonction de de la densité de courant injectée dans la piste. La courbe en pointillés représente l'évolution attendue dans les pistes de TbFe étudiées ( $H_{equ} \sim P/\gamma M_S$ ) [4]. La courbe en trait plein représente son évolution en tenant compte de deux régimes de propagation.

- [1] O. Boulle *et al.*, Materials Science and Engineering: R: Reports **72** (9), 159-187 (2011)
- [2] P. Hansen *et al.*, J. Appl. Phys. **66** (1989)
- [3] V. Jeudy *et al.*, PRL **117** (2016)
- [4] A. Thiaville *et al.*, EPL **69** (2005) & A. Mougin *et al.*, EPL **78** (2007)

# Irradiation par faisceau d'ions Hélium focalisé pour le contrôle de la nucléation et de la propagation de parois de domaines magnétiques

**P. Géhanne\***, R. Weil, V. Jeudy, S. Rohart, A. Thiaville

Laboratoire de Physique des Solides, Université Paris-Sud, Université Paris-Saclay, CNRS UMR 8502, 91405 Orsay

[\\*pierre.gehanne@u-psud.fr](mailto:pierre.gehanne@u-psud.fr)

L'irradiation aux ions légers à faible énergie est une technique permettant de modifier les propriétés des couches magnétiques ultraminces, de façon homogène ou structurée à une échelle nanométrique. Dans le cas particulier des empilements Pt/Co/Pt à anisotropie perpendiculaire, il a été montré que l'irradiation par des ions He<sup>+</sup> à 30 keV à des fluences de l'ordre de 10 à 100 ions/nm<sup>2</sup> permet d'abaisser le champ coercitif, de diminuer la température de Curie et d'augmenter la vitesse de propagation des parois de domaine [1]. L'apparition récemment du microscope à faisceau d'ions focalisé (FIB) a permis de raffiner les méthodes d'irradiation : il est maintenant possible de réaliser des irradiations avec une résolution de l'ordre de 10 nm et une précision sur la fluence de l'ordre de 1 ion/nm<sup>2</sup>. Dans le but de contrôler précisément la nucléation et la propagation de parois de domaines dans Pt/Co(0.7 nm)/Pt, nous avons réalisé des tests d'irradiation au FIB Hélium<sup>1</sup>, suivis d'études par microscopie Kerr polaire.

Nous avons dans un premier temps retrouvé des résultats connus sur l'irradiation. Pour des fluences inférieures à 200 ions/nm<sup>2</sup>, la vitesse des parois de domaines augmente dans les zones irradiées (voir figure 1). Pour des fluences supérieures à 200 ions/nm<sup>2</sup>, les zones irradiées ne présentent plus aucun contraste magnétique, signe que la composante perpendiculaire de l'aimantation est nulle [1]. Ces résultats sont compatibles avec ceux rapportés par Devolder *et al.* [2].

L'échelle spatiale minimale de ces précédentes irradiations était de 50 nm. Les échelles plus fines (~ 10 nm) pouvant être atteintes par le FIB sont de l'ordre de la longueur de Larkin, ce qui permet d'envisager un contrôle local de l'ancrage des parois de domaine. Pour tenter de contrôler localement les propriétés magnétiques, nous avons réalisé deux types d'irradiations différents sur des zones limitées des échantillons.

Dans un premier temps nous avons réalisé des enclos étroits circulaires ou carrés irradiés uniformément à forte fluence (environ 200 ions/nm<sup>2</sup>), afin de supprimer la composante perpendiculaire de l'aimantation (voir figure 2a). Ces enclos, malgré leur faible épaisseur, bloquent la propagation des parois jusqu'à un certain champ de décrochage. Ceci peut être dû à la forte variation d'anisotropie au bord de la zone irradiée [3]. De plus, dans certains cas, ces zones agissent comme des centres de nucléation : des domaines nucléent autour d'elles à des champs très faibles puis restent piégés jusqu'au champ de décrochage. Les raisons qui mènent à la présence ou non de ce comportement, parfois dans une même série d'irradiations, restent à élucider.

Dans un second temps nous avons réalisé des disques irradiés selon un réseau carré de points espacés de 20 nm, la surface frappée par le faisceau d'ions étant de quelques nanomètres de côté (voir figure 2b). Ainsi, si la fluence moyenne est du même ordre (184 ions/nm<sup>2</sup>), la fluence reçue localement varie très fortement. Ces zones présentent un contraste magnétique pour des champs appliqués très faibles, et ce contraste varie avec le champ appliqué.

De nouveaux essais d'irradiations sont prévus pour accumuler de nouvelles données sur les deux derniers types de zones. Une étude par microscopie à force magnétique des zones irradiées selon le troisième type est prévue.

---

<sup>1</sup> Les irradiations ont été réalisées sur le dispositif FIB Hélium du Laboratoire de Photonique et Nanostructure, à Marcoussis.

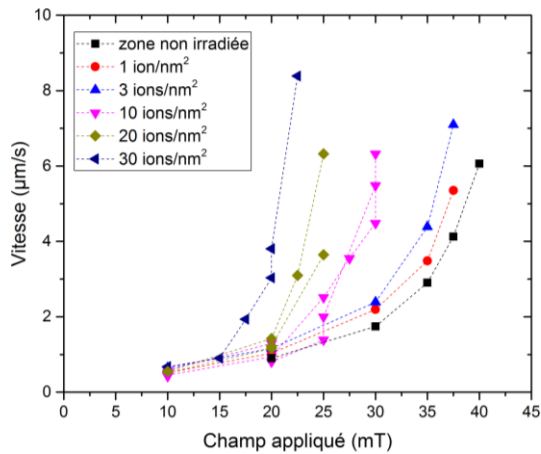


Figure 1. Vitesse de parois de domaines mesurée par microscopie Kerr pour des pistes de Pt/Co(0.7 nm)/Pt irradiées à différentes fluences. Pour un champ appliqué donné, la vitesse des parois augmente avec la fluence.

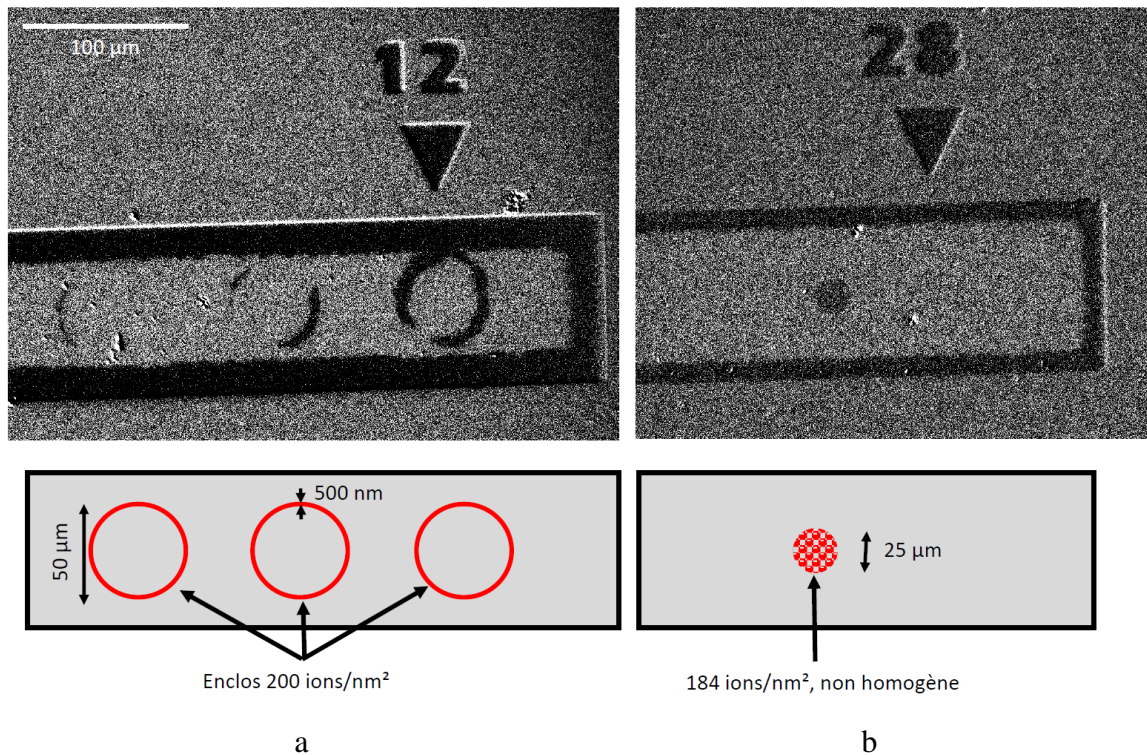


Figure 2. Images en microscopie Kerr de pistes de Pt/Co(0.7 nm)/Pt sur un substrat de Silicium oxydé. Les images sont obtenues par soustraction de l'image de l'échantillon après un pulse de champ à l'image de l'échantillon saturé. (a) Piste irradiée à 200 ions/nm<sup>2</sup> selon des enclos circulaires de 500 nm de large et de 50 μm de diamètre, soumise à un champ de 425 mT pendant 2.5 s. (b) Piste irradiée selon un réseau carré de points de maille 20 nm sur une surface circulaire de diamètre 25 μm, soumise à un champ de 400 mT pendant 1 s. La fluence moyenne est de 184 ions/nm<sup>2</sup>. Les zones dont l'aimantation s'est retournée sous l'effet du pulse de champ sont en noir. La bordure noire des deux pistes provient de la nucléation de domaines aux bords des pistes, suivie d'une propagation vers le centre.

- [1] Fassbender, J, D Ravelosona, and Y Samson. 2004. *Journal of Physics D: Applied Physics* 37 (16): R179–96.
- [2] Devolder, T., J. Ferré, C. Chappert, H. Bernas, J.-P. Jamet, et V. Mathet. 2001. *Physical Review B* 64 (6).
- [3] Franken, J. H., M. Hoeijmakers, R. Lavrijsen, J. T. Kohlhepp, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, E. van Veldhoven, and D. J. Maas. 2011. *Journal of Applied Physics* 109 (7): 07D504.

# Anisotropie magnétique de surface aux interfaces MgO/Fe et Fe/MgO : Etude par résonance ferromagnétique large-bande et spectroscopie d'ondes de spin propagative

I. Camara<sup>1,2</sup>, O. Gladii<sup>1,3</sup>, P. Kuntz<sup>1</sup>, F. Abiza<sup>1</sup>, D. Halley<sup>1</sup>, Y. Henry<sup>1</sup>, M. Bailleul<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut de physique et Chimie des Matériaux de Strasbourg, UMR 7504 CNRS-Université de Strasbourg, 23 rue du Loess, 67034 STRASBOURG

<sup>2</sup> Institut des nanosciences de Paris – CNRS Université Pierre et Marie Curie - 4 place Jussieu, 75252 PARIS

<sup>3</sup> SPINTEC, CEA-CNRS-Université Grenoble Alpes, 17 rue des Martyrs, 38054 GRENOBLE

\*[matthieu.bailleul@ipcms.unistra.fr](mailto:matthieu.bailleul@ipcms.unistra.fr)

Les interfaces de l'oxyde de magnésium avec les alliages à base de fer jouent un rôle essentiel dans la technologie MRAM contemporaine. Ces interfaces permettent en effet d'atteindre des valeurs très élevées de magnétorésistance tunnel, mais elles permettent aussi de stabiliser une orientation de l'aimantation hors du plan grâce à leur forte anisotropie magnétique perpendiculaire. Dans ce poster, nous présentons des mesures spectroscopiques (résonance ferromagnétique et spectroscopie d'ondes de spin propagatives) permettant d'extraire les valeurs de la constante d'anisotropie magnétique de surface pour les interfaces MgO/Fe et Fe/MgO dans une série de films minces MgO(001)/Fe(t=10-30nm)/MgO déposés par épitaxie à jets moléculaires.

A l'aide d'un montage large-bande / fort champ magnétique (1-50 GHz, +/-2.7 T) récemment développé à l'IPCMS, nous avons d'abord mesuré la réponse hyperfréquence de plusieurs films en fonction du champ appliqué dans le plan ou hors du plan du film. Nous avons ainsi mesuré les fréquences de résonance de deux modes : le mode uniforme de résonance ferromagnétique (FMR) et le premier mode stationnaire d'onde de spin suivant l'épaisseur (PSSW pour perpendicular standing spin wave). En ajustant les fréquences mesurées à des formules de Kittel modifiées incluant les contributions de l'échange et des anisotropies de surface, nous avons pu déterminer les différents paramètres caractéristiques du système, en particulier une anisotropie de surface totale  $K_s^{\text{bot}} + K_s^{\text{top}} = 2.4 \text{ mJ/m}^2$ . Nous avons remarqué que ces ajustements s'amélioreraient notablement en introduisant une différence significative entre les deux constantes d'anisotropie ( $K_s^{\text{bot}} \neq K_s^{\text{top}}$ ).

Pour mesurer directement cette asymétrie, nous avons également réalisé des mesures de spectroscopie d'ondes de spin propagative. En effet, dans la géométrie d'onde magnétostatique de surface, les ondes de spin ont tendance à se localiser préférentiellement sur une des faces du film, et donc à sonder davantage les propriétés magnétiques relatives à cette face, cette face dépendant du sens de propagation des ondes.[1] Ainsi, en comparant les fréquences mesurées pour deux ondes de spin contre-propageantes, et en utilisant un modèle théorique de la dispersion des ondes de spin en géométrie dipôle-échange, nous avons pu confirmer l'existence d'une asymétrie des anisotropies de surface et déterminer sa valeur :  $K_s^{\text{bot}} - K_s^{\text{top}} = 1.0 \text{ mJ/m}^2$ .

Ces deux mesures nous permettent de déterminer *individuellement* les deux constantes d'anisotropie :  $K_s^{\text{top}} = 0.7 \text{ mJ/m}^2$  et  $K_s^{\text{bot}} = 1.7 \text{ mJ/m}^2$ . La différence entre ces deux valeurs est attribuée au fait que le film a été recuit avant le dépôt de la dernière couche de MgO, ce qui fait que seule l'interface MgO/Fe a été recuite Cette différence de traitement thermique pourrait se traduire par un état d'oxydation différent,[2] et donc par des valeurs différentes de l'anisotropie de surface, cette propriété dépendant fortement de la structure atomique de l'interface.[3] Les deux valeurs mesurées sont en bon accord avec celles déterminées par magnétométrie sur des films ultra-minces déposés sur des buffers métalliques, dans un état brut de dépôt ( $1 \text{ mJ/m}^2$ ) ou après recuit ( $2 \text{ mJ/m}^2$ ). [4,5] Nos mesures permettent donc de confirmer la tendance observée préalablement, en s'affranchissant de certaines difficultés liées aux films ultra-minces (rôle du buffer métallique, couches magnétiquement mortes...).

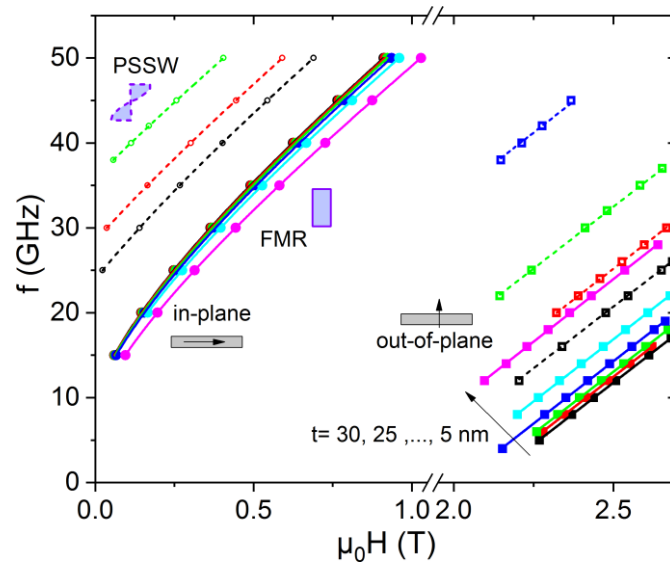


Figure 1. Dépendance en champ magnétique des fréquences de résonance mesurées pour des films MgO/Fe(t)/MgO de différentes épaisseurs. Symboles pleins : pic principal (FMR), symboles ouverts : pic secondaire (PSSW). Les ronds (resp. carrés) correspondent aux résonances mesurées en appliquant le champ dans le plan du film (resp. hors du plan). Les lignes sont les ajustements à une formule de Kittel généralisée.

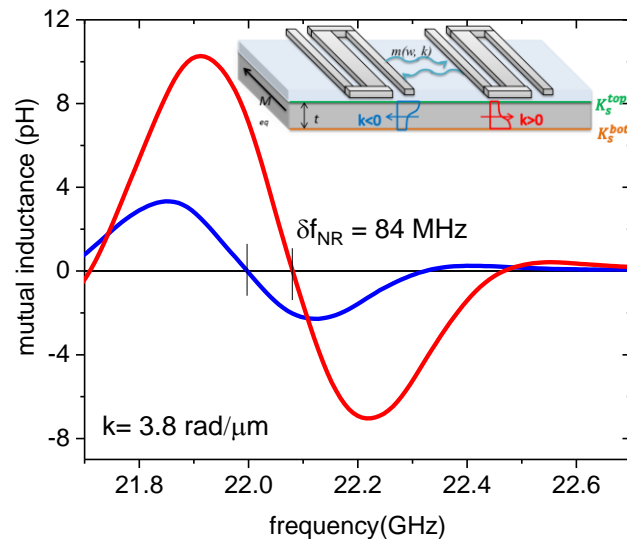


Figure 1. Signaux de propagation d'ondes de spin mesurés pour deux directions de propagation opposées. L'expérience a été réalisée pour un champ de 120 mT orienté dans le plan du film, perpendiculairement à la direction de propagation et pour un vecteur d'onde  $k = \pm 3.8 \text{ rad}/\mu\text{m}$ . L'encart montre de manière schématique l'origine du phénomène de non-réciprocité en fréquence.

- [1] Gladii et al., Phys. Rev. B 93, 054430 (2016)
- [2] Mlynczak et al., J. Appl. Phys. 113, 024320 (2013)
- [3] Hallal et al., Phys. Rev. B 88, 184423 (2013)
- [4] Lambert et al., Appl. Phys. Lett. 102, 122410 (2013)
- [5] Okabayashi et al., Appl. Phys. Lett. 105, 122408 (2014)



# Propagation non-réciproque d'ondes de spin dans une bicouche CoFeB/permalloy

**D. Louis**<sup>1</sup>, **Y. Henry**<sup>1</sup>, **M. Mohseni**<sup>2</sup>, **T. Meyer**<sup>2</sup>, **M. Hehn**<sup>3</sup>, **P. Pirro**<sup>2</sup>, and **M. Bailleul**<sup>1</sup>,

<sup>1</sup> Institut de Physique et Chimie des Matériaux de Strasbourg, Strasbourg, France

<sup>2</sup> Technische Universität Kaiserslautern, AG Magnetismus, Kaiserslautern

<sup>3</sup> Université de Lorraine, Institut Jean Lamour, Nancy, France

\*[damien.louis@ipcms.unistra.fr](mailto:damien.louis@ipcms.unistra.fr)

Dans le but de réaliser des dispositifs logiques magnoniques [1], il est essentiel de pouvoir manipuler la propagation des ondes de spins dans des pistes ferromagnétiques. Une des propriétés spécifiques des ondes de spin dans les films minces est la non-réciprocité en fréquence, qui apparaît, dans la configuration d'onde magnétostatique de surface, dès que le film magnétique présente des propriétés verticalement asymétriques [2]. Cet effet peut s'avérer particulièrement utile pour construire des dispositifs micro-ondes non réciproques tels que les isolateurs.

Dans ce contexte, nous avons étudié la non réciprocité en fréquence dans le cas d'une bicouche composée de deux matériaux ferromagnétiques (CoFeB et permalloy) présentant des aimantations à saturation différentes. Une approche numérique a d'abord été utilisée pour déterminer les modes propres des ondes de spins [3]. Les résultats obtenus par cette approche montrent une différence en fréquence entre des ondes de spin contre-propageantes, dès que le vecteur d'onde est différent de zéro. De plus, pour un choix judicieux des épaisseurs, par exemple 20 nm pour le CoFeB et 26 nm pour le permalloy, la relation de dispersion pour le mode fondamental montre un plateau, ce qui signifie une vitesse de groupe nulle, seulement pour un des signes de  $k$  (dans notre cas  $k > 0$ , Fig. 2). Ainsi, la propagation d'onde de spins devient possible uniquement pour  $k < 0$ .

Dans ce poster, nous présenterons des mesures de résonance ferromagnétique et de diffusion Brillouin pour une bicouche CoFeB(20nm)/Permalloy(26nm) déposée par pulvérisation cathodique sur un substrat de silicium intrinsèque (Fig. 1). Les résultats expérimentaux seront discutés et nous montrerons qu'ils sont en bon accord avec les prédictions théoriques (Fig. 2).

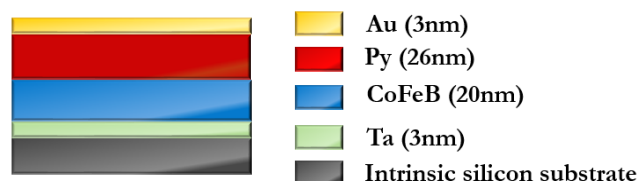


Figure 1. Composition de la bicouche CoFeB /Permalloy utilisée.

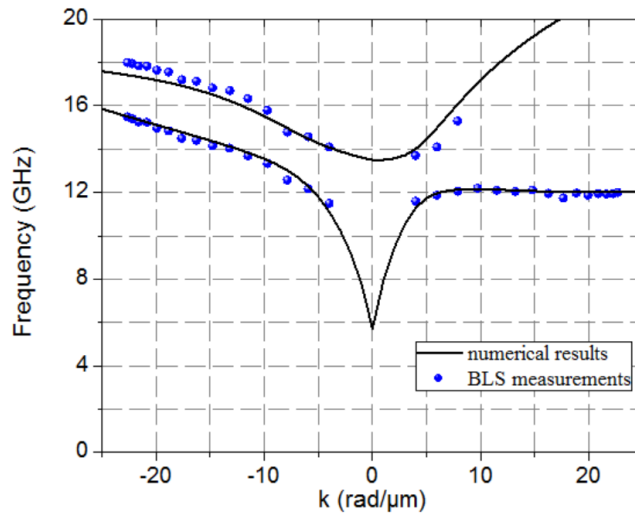


Figure 2. Relations de dispersion des deux premiers modes d'ondes de spin dans une bicouche CoFeB (20nm)/Permalloy (26nm) (configuration d'onde magnétostatique de surface). Représentation des dispersions obtenues par une approche numérique (lignes noires) et par des mesures BLS (points bleus).

- [1] B. Lenk, H. Ulrichs, F. Garbs, M. Münzenberg, Phys. Rep. 507, 107 (2011).
- [2] O. Gladii, M. Haidar, Y. Henry, M. Kostylev and M. Bailleul, Phys. Rev. B. 93, 054430 (2016).
- [3] Y. Henry, O. Gladii and M. Bailleul, arXiv:1611.06153v1, Cond. Mat. (2016).

## Universal Glassy Domain Wall Dynamics in Ultrathin Ferromagnets

R. Diaz Pardo<sup>1</sup>, W. Savero Torres<sup>1</sup>, S. Bustingorry<sup>2</sup>, A. B. Kolton<sup>2</sup>,  
A. Mougin<sup>1</sup>, J. Gorchon<sup>1</sup>, A. Lemaître<sup>3</sup>, J.-P. Jamet<sup>1</sup>, and V. Jeudy<sup>1</sup>

1. Laboratoire de Physique des Solides, CNRS, Université Paris Sud, 91405, Orsay
2. CONICET, Centro Atomico Bariloche, 8400 San Carlos de Bariloche, Rio Negro, Argentina.
3. Centre de nanoscience et de nanotechnologie, CNRS, 91460, Marcoussis, France

Understanding the dynamics of pinned elastic interfaces is relevant for a wide variety of physical systems, including magnetic systems, ferroelectrics, contact lines in wetting and vortex lattices in high temperature superconductors, bacterial colonies, failure propagation, to name a few. In this class of systems, the interplay between pinning disorder, interface elasticity, thermal fluctuations and an external drive leads to a very rich glassy interface dynamics. The latter is characterized by thermally activated collective jumps over energy barriers at low drive and a depinning transition at higher drive. Close to the zero drive limit ( $H=0$ ), the universality of the creep regime is well established both theoretically [1] and experimentally [2]. However, beyond this limit [1-2] and in particular close to the depinning transition, the universality of the glassy dynamics remains an open issue.

In order to investigate the universality of magnetic field driven domain wall (DW) motion, we have performed a comparative study over a large temperature range (4-315K) for magnetic materials presenting different pinning properties [3-4]. Both the whole creep regime [3] and the depinning transition [4] are shown to present universal behaviors. Our analysis is based on a self-consistent phenomenological description of the whole universal glassy dynamics and goes beyond the usual critical exponent analysis. It reveals universal scaling functions accounting for both drive and thermal effects in the creep [3] and the depinning [4] regime.

Here, we present (see Fig. 1) a description of DW motion in ultrathin ferromagnets, based on our findings.

*Creep regime.* Below the depinning threshold ( $0 < H < H_d$ ), DWs move in the thermally activated creep regime. The velocity curve presents a positive curvature and follows an Arrhenius (creep) law:  $v(H, T) = v(H_d, T) \exp(-\Delta E/k_B T)$  with an effective pinning barrier  $\Delta E = k_B T_d [(H/H_d)^\mu - 1]$ .  $\mu = 1/4$  is the creep universal exponent,  $H_d$  the depinning threshold (which corresponds to upper limit of the creep regime) and  $k_B T_d$  the characteristic height of pinning barriers. The dash dot line in Fig. 1 shows a fit of the creep law. The inflection point [ $H_d, v(H_d, T)$ ] of the velocity curves is the depinning threshold at which the energy barrier collapses ( $\Delta E \rightarrow 0$ ). This analysis was reproduced for different magnetic materials [(Ga,Mn)(As,P), Pt/Co/Pt, Au/Co/Au, CoFeB, and TbFe] and a large range of temperature (10-315K). In Ref. [3], we show that all velocity-field characteristics collapse onto a single master curve representing the relative barrier height  $\Delta E/k_B T_d$  as a function of the reduced magnetic field  $H/H_d$ . This function is therefore universal and controls the whole creep regime.

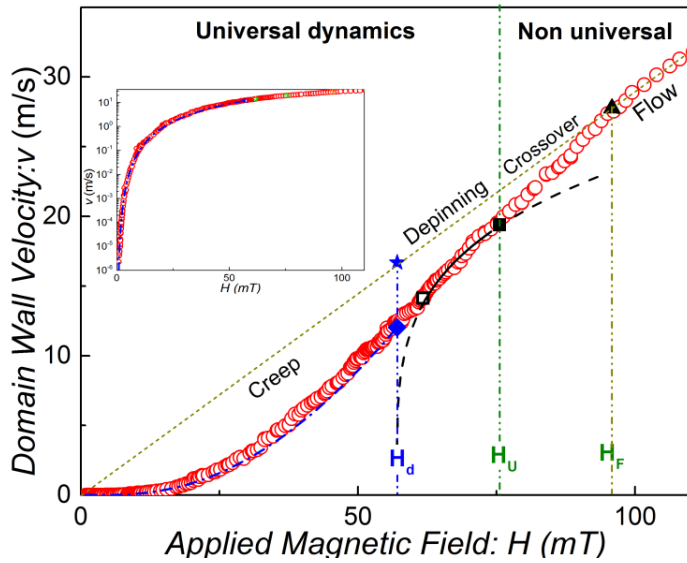


Fig. 1. Typical velocity curve obtained for an ultrathin Pt/Co/Pt film at  $T=293$  K and showing the different domain wall dynamic regimes. The inflection point (blue diamond) corresponds to the depinning threshold ( $H=H_d$ ) which separates the creep regime and the depinning transition. The domain wall dynamic presents a universal behavior up to  $H=H_u$  (black square). The dot dash, solid and dash grey lines are predictions for the creep regime, the depinning transition, and the asymptotic precessional flow regime, respectively. Inset: Semi-log plot of the same curve highlights the creep motion.

*Depinning transition.* The field range  $H_d < H < H_u$  (see Fig. 1) corresponds to the universal depinning transition. At the threshold ( $H=H_d$ ), the velocity can be written as  $v(H=H_d, T) = v_T (T/T_d)^\psi$ , where  $\psi (=0.15)$  is the thermal rounding exponent. The calculated value of  $v_T$  (indicated by a star in Fig. 1) coincides with the linear extrapolation of the flow regime (dot line in Fig. 1). This suggests that  $v_T$  is the velocity DW would have in the absence of pinning. Above the depinning threshold, a segment of the curve (between the empty and filled square symbols) presents a good quantitative agreement with a velocity law given by  $v(H, T \gg T_d) = (v_T/x_0)(H/H_d - 1)^\beta$ , where  $\beta (=0.25)$  is the depinning exponent. The metric factor  $x_0 (=0.65 \pm 0.02)$  is found to be material and temperature independent. Close to the depinning threshold, the velocity depends both on temperature and drive. In Ref. [4], the analysis of velocity curves obtained for different magnetic materials [Pt/Co/Pt, Au/Co/Au, and CoFeB] and a large temperature range (4-293K) goes beyond those asymptotic power law limits. We show that the depinning transition is controlled by a universal depinning function.

*Flow regime.* For  $H > H_f$  the velocity varies linearly with applied magnetic field. For Pt/Co/Pt, the slope presents a good agreement with the predictions for the precessional flow DW motion. This regime is well-known to be controlled by the dynamic evolution of DW magnetic structure and is therefore non-universal. For  $H_u < H < H_f$ , the dynamical regime correspond to a non-universal crossover between the depinning transition and the flow regime.

In conclusion, the DW glassy dynamics is shown to present a universal behavior over a large range of magnetic field ( $0 < H < H_u$ ). Only three material and temperature dependent parameters ( $H_d$ ,  $v_T$ , and  $T_d$ ) are sufficient to describe both the creep regime and the depinning transition.

References: [1] P. Chauve *et al.*, Phys. Rev. B 62, 6241 (2000). [2] S. Lemerle *et al.*, Phys. Rev. Lett. 80, 849 (1998). [3] V. Jeudy *et al.*, Phys. Rev. Lett. 117, 057201 (2016); [4] R. Diaz-Pardo *et al.*, [arXiv:1611.08701v1](https://arxiv.org/abs/1611.08701v1), accepted for publication in Phys. Rev. B

Acknowledgements: We thank the Mexican council CONACyT for the PhD fellowship n0: 449563.

## Cavity-FMR studies of LPE epitaxial YIG films

**H.Hurdequint,<sup>1,\*</sup> G.de Loubens,<sup>1</sup> J. Ben Youssef<sup>2</sup>, N.Beaulieu<sup>2</sup> and N.Vukadinovic<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> SPEC, CEA Saclay, CNRS, Université Paris-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>2</sup> LabSTICC, CNRS, Université de Bretagne Occidentale, France

<sup>3</sup> Dassault Aviation , 78 quai Marcel Dassault, 92552 Saint-Cloud

[\\*herve.hurdequint@u-psud.fr](mailto:herve.hurdequint@u-psud.fr)

The recent development of techniques (various methods of deposition have been used), enabling the elaboration of *very thin* epitaxial **YIG** films has brought a considerable renewed interest for exploiting the resonance properties of this **insulating ferromagnetic** material known to have the **lowest intrinsic damping**(in bulk single crystalline form).When the thin YIG film is coated with a heavy metal (such as **Pt**), a non local extra damping of the microwave magnetization is observed (associated to the interfacial coupling between the insulating ferro and the normal metal).Microwave absorption measurements have been performed on such **bilayer films**, using different techniques: i) cavity-FMR resonance [1] at X-band ; ii) broadband absorption (in specific geometries) and electrical detection [2]of the resonance through the ISHE effect. We highlight below basic results we have obtained in our **cavity-FMR studies** at X-band (9.725 GHz) on the **4 films** whose characteristics are given below. These films correspond to (111) oriented YIG layers deposited by LPE[3]on GGG substrates. **Film1** and **Film3** correspond to the *virgin* YIG films, **Film2** and **Film4** to the same films with a **Pt** layer(3nm) deposited on top (by evaporation).1) **Film1**:YIG58 nm 2) **Film2**:[YIG58 nm/**Pt3** nm];3)**Film3**: YIG18 nm , 4)**Film4**: [YIG18 nm/**Pt3** nm].

**Experiment investigation and basic results** : we have performed, for each of the **4 films** described above, a detailed study (at X-band) of the angular variation of the resonance spectrum (angle  $\theta_H$  of the dc field with the film normal) and we exploit the main characteristics of the observed resonance lines. A basic observation is that the **principal resonance** in these YIG films corresponds indeed to a **superposition** of narrow individual resonances (*virgin* Films) and displays therefore a fine structure. A most remarkable finding is that for the two **thin**(18nm) films (**Film3,Film4**) two **standing spin waves** are observed (collective modes associated to the non-uniform exchange in the YIG films).

**Principal resonance** : analysis of the **angular variation** of  $H_{res}$

From the resonance conditions in parallel(PAR) and in perpendicular(PER) geometries,we deduce [4,5],for each film, the two following field values: i)  $(\omega/\gamma)$ ,hence the g factor; ii)the effective field  $H_{eff}$ . In PER geometry, the resonance condition is :  $(\omega/\gamma) = H_{PER} - H_{eff}$  and  $H_{eff} = 4\pi M - H_A - 2/3 H_{an}$  , with  $H_A = 2K/M$  the perpendicular anisotropy field ,  $H_{an} = 2K_1/M$

the cubic anisotropy. Taking the **measured** value for  $4\pi M$  and the bulk value for  $H_{an}$  ,we get :

i)**Film1**:  $H_{eff}=1.715$  kOe,  $4\pi M = 1.62$  kOe leads to  $(-H_A) = +37$  Oe (**easy plane** anisotropy)

ii)**Film3**:  $H_{eff}=1.628$  kOe,  $4\pi M = 1.70$  kOe leads to  $H_A = 130$  Oe (**easy axis** anisotropy)

iii)**Film4**:  $H_{eff}=1.678$  kOe,  $4\pi M = 1.70$  kOe leads to  $H_A = 80$  Oe (**easy axis** anisotropy)

**Principal resonance** : **angular variation** of the **linewidth**  $\Delta H$

Let us recall first that, in a magnetic film, the linewidth of the principal resonance is the sum of two different contributions :  $\Delta H = \Delta + \Delta H_{inh}$  .The first one (we label here in short by  $\Delta$ ) corresponds to the **relaxation** rate of the magnetization vector (simply related to the **intrinsic** damping parameter  $\alpha$  .The second one is an **inhomogeneous** width corresponding to a distribution  $\Delta H_{res}$  of the field for resonance (various origins).

i)the width observed for the **two virgin Films** is essentially due to this inhomogeneous part. It displays a sharp minimum for a specific orientation  $\theta_H$  and is maximum in PER geometry. This observation is well accounted for in terms of the theoretical description (given in Ref [4]) for the inhomogeneous

width induced by a distribution  $P(H_i)$  where  $H_i = 4\pi M - H_A$ . For **(Film1, Film3)** we get  $\Delta = 0.8$  Oe

(from the width of an individual resonance line), corresponding to  $\alpha = 2 \times 10^{-4}$ .

**ii)** for **(Film2, Film4)** the intrinsic width may be decomposed as  $\Delta = \Delta_0 + \Delta_S$ , where the second term corresponds to the increment of the damping associated to the *interfacial* coupling (YIG/Pt). We find :  $\Delta_S(\text{Film2}) = 1.8$  Oe and  $\Delta_S(\text{Film4}) = 6.3$  Oe, varying approximately as  $(1/t)$  with the YIG thickness  $t$ .

### Standing spin waves observed for the two thin films

As mentioned above, for the two thin (18nm) films **(Film3, Film4)**, besides the principal resonance, two **standing spin waves** (labelled SW1 and SW2, of wave vector  $k_1$  and  $k_2$ ) are observed in the resonance spectrum. As an illustration, the Parallel geometry spectrum of **Film3** is displayed in Figure1 below, showing the standing spin waves SW1 and SW2. Such a spin wave spectrum is observed continuously from the PAR to the PER geom, except for a specific orientation  $\theta_H$  where it collapses [9] to the uniform mode. The wave vector  $k$  of each of these standing modes is extracted from the exchange field splitting  $[H_R - H_R(\text{SW})]$  observed in PER geometry, where it reduces simply [8] to  $(2A/M) k^2$ . It is to be noted that the observation of such a standing spin wave spectrum is made possible because the thickness (18 nm) of the YIG Films is precisely of the order of the exchange length  $l_{ex}$  (18.7 nm) in bulk YIG. The values found for the wave vectors  $k_1$  and  $k_2$  of these propagating spin waves will be discussed in terms of the boundary conditions expressed in perpendicular geometry [ref 8]. Such an analysis should provide a useful information on the physical content of the pinning parameter at both surfaces;

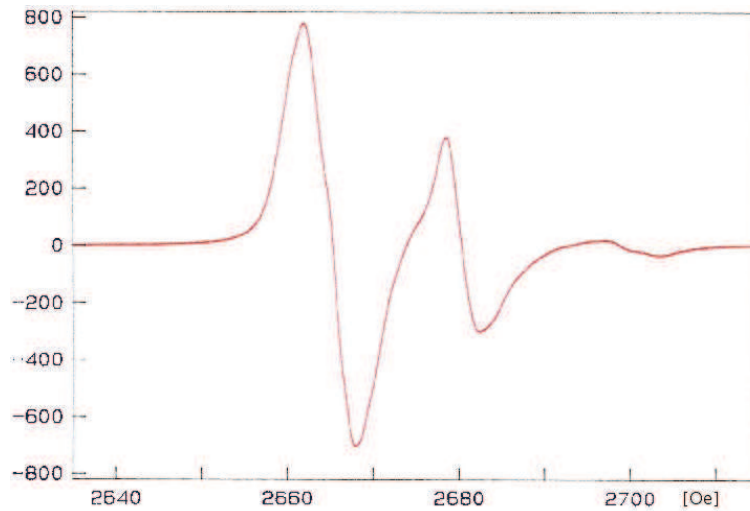


Figure1: **Parallel geometry spectrum of Film3** displaying, besides the **principal resonance in lower field** ( $H_R = 2664.92$  Oe ;  $\Delta H = 6.12$  Oe), two **standing spin waves** : **i) SW1** ( $H_{R1} = 2680.3$  Oe ;  $\Delta H_1 = 3.78$  Oe) ; **ii) SW2** ( $H_{R2} = 2700.3$  Oe ;  $\Delta H_2 = 6.27$  Oe)

- [1] Y.Sun et al, *Phys.Rev.Lett.* **111**, 106601 (2013).
- [2] C. Du et al, *Phys.Rev.Applied* **1**, 044004 (2014).
- [3] C.Hahn et al, *Phys.Rev.B* **87**, 174417 (1991).
- [4] H. Hurdequint, *J. Magn. Magn. Mater.* **242-245**, 521 (2002).
- [5] H. Hurdequint, *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, 2061 (2007).
- [6] H. Makino and Y. Hidaka, *Mat.Res.Bull.*, Vol **16**, pp 957-966 (1981).
- [7] S.Lee et al, *J.Appl.Phys.* **120**, 033905 (2016).
- [8] L.Zhang and G.Rado, *Phys.Rev.B* **36**, 7071 (1987).
- [9] L.J.Maksymowicz and D.Sendorek, *J.Magn.Magn.Mater.* **37**,177 (1983).

# Effect of Dzyaloshinskii-Moriya interaction on domain wall dynamics

**D. Chaves<sup>1</sup>, F. Ajejas<sup>2</sup>, V. Krizakova<sup>1</sup>, J. Vogel<sup>1</sup>, P. Perna<sup>2</sup>, J. Camarero<sup>2</sup> and S. Pizzini<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> CNRS, Institut Néel, Université Grenoble Alpes, 38042 Grenoble, France

<sup>2</sup> IMDEA Nanociencia, Campus Universidad Autonoma de Madrid, Spain

\*[dayane.de-souza-chaves@neel.cnrs.fr](mailto:dayane.de-souza-chaves@neel.cnrs.fr)

[stefania.pizzini@neel.cnrs.fr](mailto:stefania.pizzini@neel.cnrs.fr)

Domain wall (DW) and skyrmion dynamics in multilayer films with perpendicular magnetic anisotropy (PMA) are attracting a lot of attention today, as these micromagnetic objects may be used as carriers of binary information in future storage devices. We will address the issue of domain wall velocity in ultrathin magnetic films in symmetric and non-symmetric stacks. The DW wall speed is in general limited by the breakdown that occurs at the Walker field  $H_w$ , beyond which the DW starts precessing and the domain wall velocity drops. This limitation is overcome in asymmetric trilayer systems in which Co is deposited on a heavy metal: in this case the Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI) [1,2] favours chiral Néel walls that are more stable against precession [3]. It can be shown that the presence of DMI does not change the DW mobility but increases the Walker field, so that large DMI can promote large speeds. Experimentally, it has been shown that in asymmetric thin layer systems the domain wall speed saturates above the Walker field, which is in general not the case for symmetric samples. This is another characteristic of samples with DMI, which can be explained when taking into account the 2D nature of domain walls in continuous films or sufficiently large stripes [4,5]. The maximum speed reached by the DWs – the speed at the Walker field – can be obtained analytically [5] and is simply related to the saturation magnetisation ( $M_s$ ) and the strength of the DMI ( $D$  in mJ/m<sup>2</sup>) by the expression  $v_w = \pi\gamma D / (2M_s)$ . The saturation speed is therefore expected to be linearly dependent on the  $D$  and we have proved that its measure provides a way to access to the value of such chiral interaction, relying simply on the knowledge of the spontaneous magnetisation  $M_s$ .

In the first part of the poster, we will report the study of domain wall dynamics on a Si/SiO<sub>2</sub>/Pt/Co/AlO<sub>x</sub> wedge sample, where the top Co interface presents a gradient of oxidation. Using the relationship given above and the measure of  $M_s$  via VSM-SQUID, we were able to show that the DMI strength changes strongly as a function of Co oxidation, and that a maximum of the DMI is reached when the magnetic anisotropy is maximum. As it is well known that in this system the magnetic anisotropy is strongly dependent on the oxidation rate of the top Co interface, we attribute the variation of the DMI to the presence of a contribution to the total DMI from the Co-O interface.

## Ta(3nm)Pt(15nm)Co(1nm)AlO<sub>x</sub>

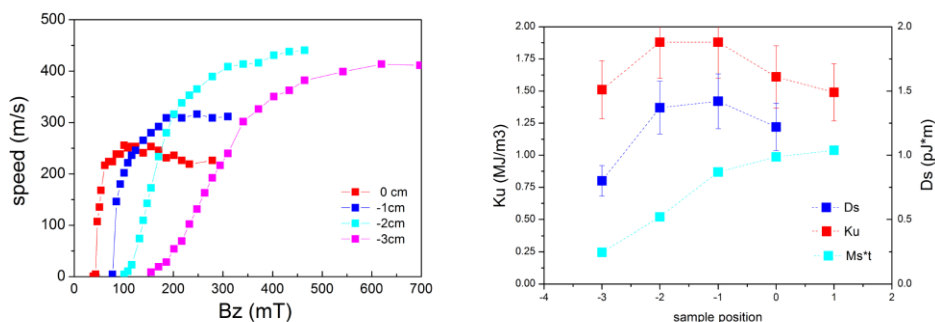


Figure 1: Domain wall speeds in different positions of the Pt/Co/AlO<sub>x</sub> wedge and  $M_s$ ,  $K_u$  and  $D_s$  variations along the wedge (oxidation is maximum in -3cm position).

In the second part of the poster we will present the results of domain wall speed measurements in MgO(111)/Pt/Co/M (M=Ir, Al) epitaxial multilayers. We show that in these samples the domain wall velocity is strongly decreased in the sample having Ir overlayer, with respect to that with Al overlayer. This indicates that the total DMI in the Pt/Co/Ir sample is much smaller than in the Pt/Co/Al sample. Since a weak or vanishing DMI is expected at the Co/Al interface due to the absence of SOC, we attribute this result to the presence at the Co/Ir interface of a DMI having opposite sign to that at the Pt/Co interface. This result is in disagreement to recent ab initio DFT calculations that predict an opposite sign of the DMI at the Pt/Co and Ir/Co interfaces. By studying samples in which the Co layer is grown at RT and at 100°C, we point out that the increased interface intermixing at the Pt/Co interface is responsible for a sensitive decrease of the DMI.

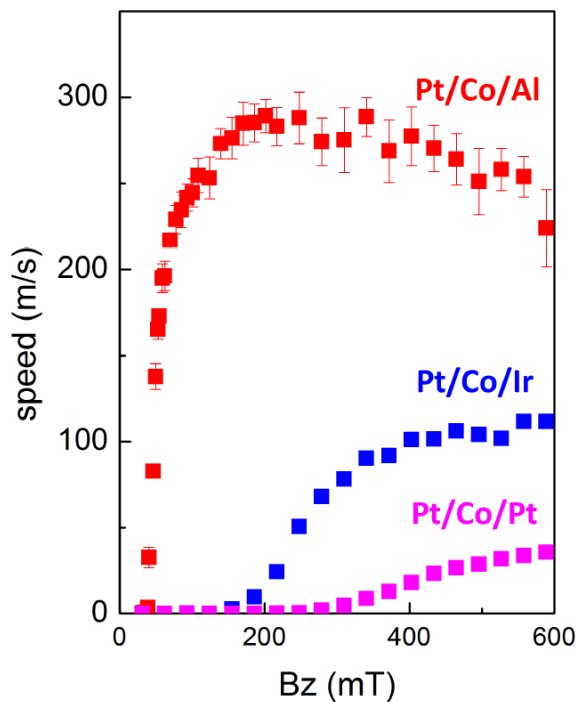


Figure 2: Domain wall velocity in Pt/Co/M(=Pt,Ir,Al)/Pt epitaxial samples grown on MgO(111) substrates. The different saturation magnetisation is due to the different value of DMI.

Note that the saturation of the DW speed after the Walker field is not predicted by 1D micromagnetic models. However, we have shown in [5] that 2D micromagnetic simulations allow explaining the absence of Walker breakdown *via* two dissipation channels : i) the annihilation of pairs of Bloch lines giving rise to spin wave emission [4,5], and ii) the creation of skyrmions that detach from the meandering DWs [5]. New simulations allow us to demonstrate that the saturation velocity is indeed varying linearly with 1/Ms.

## References

- [1] I.E. Dzyaloshinskii, Sov. Phys. JETP, 5 (1957) 1259.
- [2] T. Moriya, Phys. Rev., 120 (1960) 91.
- [3] A. Thiaville, S. Rohart, E. Jué, V. Cros, A. Fert, EPL, 100 (2012) 57002.
- [4] Y. Yoshimura, K.-J. Kim, T. Taniguchi, T. Tono, K. Ueda, R. Hiramatsu, T. Moriyama, N. Yamada, Y. Nakatani, T. Ono, Nat. Phys., 12 (2016) 157.
- [5] Thai Ha Pham, J. Vogel, J. Sampaio, M. Vanatka, J.-C. Rojas-Sanchez, M. Bonfim, D. S. Chaves, F. Choueikani, P. Ohresser, E. Otero, A. Thiaville, S. Pizzini, EPL, 113 (2016) 6700



## **Straight motion of topological defects in thin film of FeN with stripe magnetic domains**

**Fin, Samuele<sup>1</sup>, Silvani, Raffaele<sup>2</sup>, Garnier, Louis Charles<sup>3,4</sup>, Tacchi, Silvia<sup>5</sup>, Eddrief, Mahmoud<sup>3</sup>, Etgens, Victor H.<sup>3</sup>, Pini, Maria Gloria<sup>6</sup>, Rettori, Angelo<sup>7,8</sup>, Bisero, Diego<sup>1,9</sup>, Marangolo, Massimiliano<sup>3</sup>**

1. Dipartimento di Fisica e Scienze della Terra, Università degli Studi di Ferrara,, Ferrara, Italy.
2. Dipartimento di Fisica e Geologia, Università di Perugia, Perugia, France.
3. INSP, UPMC Sorbonne Universités, CNRS UMR 7588, 75005 Paris, France
4. LISV, Université Versailles St-Quentin, Versailles, France.
5. Istituto Officina dei Materiali del CNR, Perugia, Italy.
6. Istituto dei Sistemi Complessi del CNR, Firenze, Italy.
7. Dipartimento di Fisica ed Astronomia, Università di Firenze, Florence, Italy.
8. NANO, CNR, Modena, Italy.
9. CNISM, CNR, Ferrara, Italy

\*[marangolo@insp.jussieu.fr](mailto:marangolo@insp.jussieu.fr)

Dynamics of skyrmions[1] and of magnetic edge dislocations [2] in thin films is a new fascinating field of micromagnetism, where the comprehension of topology-related properties is challenging for fundamental studies and for spintronic applications. The dynamics and particularly the trajectories of these objects are intimately linked to the subjacent magnetic interactions of the system and to the consequent topology. As a matter of facts, skyrmion trajectories follow a "Hall-like" motion perpendicular the magnetic field gradient. This can be a drawback for the use of magnetic skyrmions as information carriers in spintronic devices, because touching the sample edges in constricted geometries can cause the skyrmion destruction.

In this work, we study magnetic edge dislocations, whose topological properties make them follow a straight trajectory when submitted to an external magnetic field. In thin magnetic films with perpendicular magnetic anisotropy, an up-down stripe-domain structure can be originated, on a mesoscopic scale comparable with film thickness (around 100 nm), due to the competition between short-range exchange coupling and long-range magnetic dipolar interaction.[3] Even in the absence of quenched disorder, topological defects can develop in the stripe pattern due to large amplitude fluctuations occurring in two dimensions.[4] Here we investigate the dynamic behaviour of magnetic edge dislocations in a Nitrogen-implanted Fe film. Combining evidence from magnetic force microscopy data, micromagnetic simulations and a theory based on the Thiele equation, the defects were found to undergo a straight displacement when a moderate magnetic field is applied in plane along the stripes axis. The displacement may be either in the direction of the applied field or in the opposite direction, depending on whether the distribution of the in-plane magnetization in the topological magnetic defect is head-to-head or tail-to-tail, but irrespective of the out-of-plane magnetization in the domains. A relationship is established between the straight character of the motion and the vanishing of the topological charge for the stripe pattern, suggesting that topological defects in FeN films might be used for future spintronic devices intrinsically free from the undesired skyrmion Hall effect.

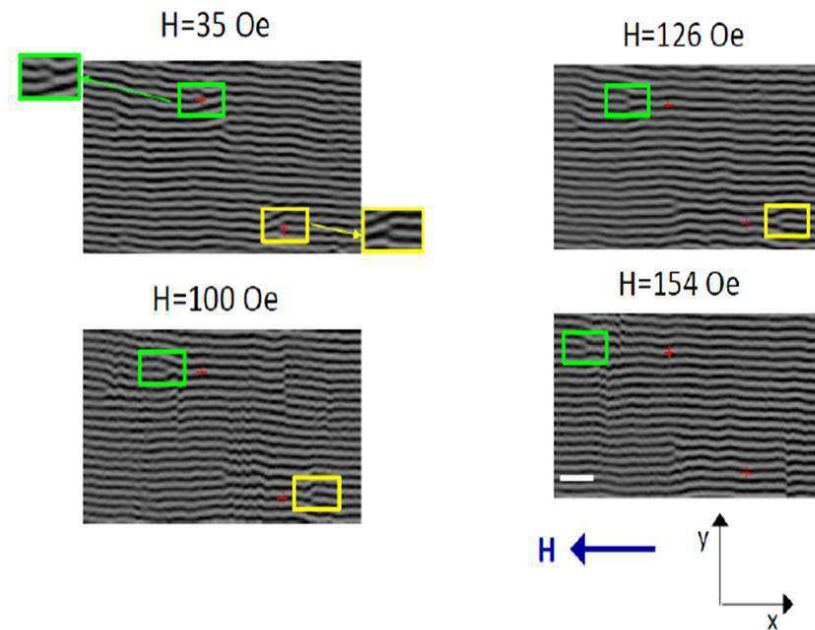


Figure 1. Magnetic force microscopy (MFM) images, showing the evolution of the domain pattern at the surface of the FeN film in the presence of a reversal field. Red crosses mark the imperfections of the topography. Two different types of magnetic edge dislocations (green and yellow rectangles, respectively) appear to translate in opposite directions along the stripes axis. The white bar denotes the unit length of 0.5 microns. Enlarged views of the dislocations are shown in the insets.

#### References:

- [1] A. Dussaux, P. Schoenherr, K. Koumpouras, J. Chico, K. Chang, L. Lorenzelli, N. Kanazawa, Y. Tokura, M. Garst, A. Bergman, C. L. Degen & D. Meier *Nature Communications* **7**, 12430 (2016)
- [2] Fert, A., Cros, V. & Sampaio, Nat. Nanotech. **8**, 152–156 (2013).
- [3] S. Tacchi, S. Fin, G. Carlotti, G. Gubbiotti, M. Madami, M. Barturen, Massimiliano Marangolo, Mahmoud Eddrief, D. Bisero, A. Rettori, M. G. Pini *Phys. Rev. B* **89**, 024411 (2014).
- [4] C. Blanco-Roldán, C. Quirós, A. Sorrentino, A. Hierro-Rodríguez, L. M. Álvarez-Prado, R. Valcárcel, M. Duch, N. Torras, J. Esteve, J. I. Martín, M. Vélez, J. M. Alameda, E. Pereiro & S. Ferrer *Nature Communications* **6**, 8196 (2015)

# Ultrafast modification of the magnetic anisotropy in a Transition Metal-Rare Earth alloys

**A. Merhe,<sup>1,2</sup> B. Vodungbo,<sup>1,2</sup> L.Xuan,<sup>1,2</sup> E. Jal,<sup>1,2</sup> D.Weber,<sup>3</sup> C. von Korff Schimsing,<sup>3</sup> B.Mahieu,<sup>4</sup> G. Manilowski,<sup>5</sup> F. Captodni,<sup>6</sup> E. Pedresoli,<sup>6</sup> and J. Lüning<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> Sorbonne Universités, UPMC Université Paris 06, UMR 7614, LCPMR, 75005 Paris, France

<sup>2</sup> CNRS, UMR 7614, LCPMR, 75005 Paris, France

<sup>3</sup> Max-Born-Institute Berlin, 12489 Berlin, Germany

<sup>4</sup> Laboratoire d'Optique Appliquée, ENSTA ParisTech, CNRS, Ecole Polytechnique, Université Paris-Saclay, 828 boulevard des Maréchaux, 91762 Palaiseau Cedex, France

<sup>5</sup> Instiut Jean Lamour, UMR CNRS 7198-Université de Lorraine-BP 70239, F-54506 Vandoeuvre, France

<sup>6</sup> Elettra-Sincrotrone Trieste, 34149 Basovizza, Trieste, Italy

\*[alaa.merhe@upmc.fr](mailto:alaa.merhe@upmc.fr)

Laser induced ultrafast demagnetization in ferromagnetic metals was discovered almost 20 years ago by Beaurepaire et al.[1], however the microscopic mechanisms responsible for this loss of magnetic ordered are still under debate. Does this ultrafast modification induce changes in the magnetic structure of materials? This was studied here by following the domain walls dynamics from the sub-pico to 150 ps of a Transition Metal-Rare Earth Alloy. We show that a thermal heating of the lattice due to a femtosecond excitation, will produce an expansion of the magnetic domain wall in a picosecond timescale. Resonant soft X-ray magnetic small angle scattering is applied on a CoTb film which presents a network of opposite magnetic domains with an out of plane anisotropy. These experiments have been realized at the X-ray Free Electron Laser Fermi (end station DiProI) using the pump probe set-up. The first and third orders of scattering at the Co M3 absorption edge are obtained and the intensity is proportional to  $M^2$  [2]. Correlation lengths and periodicity are extracted from the first order while the third order gives additional and sensitive information about walls separating two opposite domains [3]. By analysing the evolution of the intensities of these two orders, a broadening of the domain wall is discovered which will take place in a few picoseconds timescale. This was verified by determining the wall thickness for each delay using two different models. We explain this effect as a consequence of the reduction of the out-of-plane anisotropy due the thermal heating of the lattice. To verify this interpretation, temperature-dependent SQUID-VSM measurements were done at IJL-Nancy.

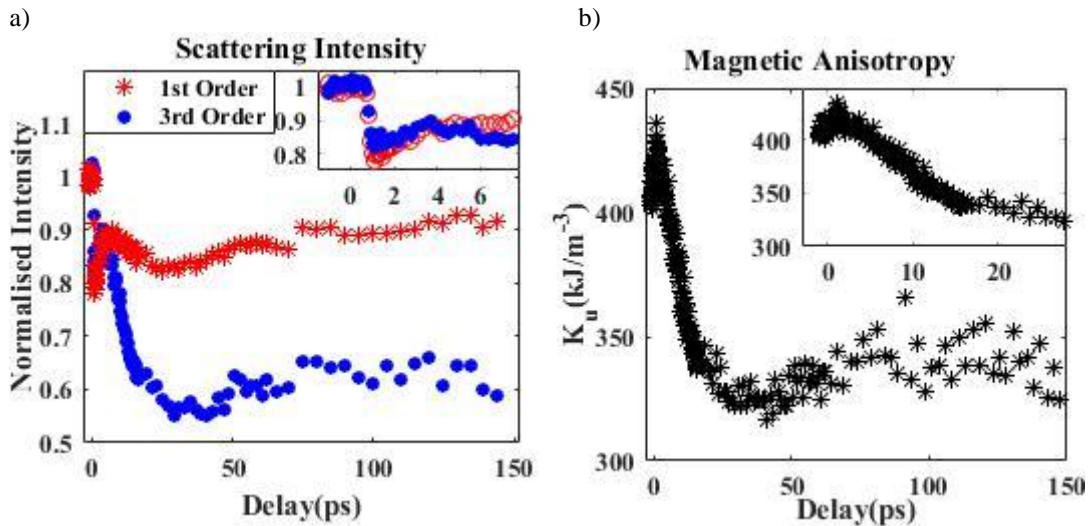


Figure 1.a) Scattering intensity as a function of time delay for 1<sup>st</sup> and 3<sup>rd</sup> order of scattering  
 b) Time dependence of the uniaxial anisotropy constant

- [1] E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot, "Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Nickel," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 76, no. 22, pp. 4250–4253, May 1996.
- [2] B. Vodungbo et al., "Laser-induced ultrafast demagnetization in the presence of a nanoscale magnetic domain network," *Nat. Commun.*, vol. 3, p. 999, Aug. 2012.
- [3] B. Vodungbo et al., "Indirect excitation of ultrafast demagnetization," *Sci. Rep.*, vol. 6, p. 18970, Jan. 2016.

# Structural dynamics during laser-induced ultrafast demagnetization

**Emmanuelle Jal<sup>1,\*</sup>, Victor López-Flores<sup>2</sup>, Niko Pontius<sup>4</sup>, Tom Ferté<sup>5</sup>, Nicolas Bergard<sup>5</sup>,  
Christine Boeglin<sup>5</sup>, Boris Vodungbo<sup>1</sup>, Jan Lüning<sup>1,2</sup>, and Nicolas Jaouen<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06, CNRS, Laboratoire de Chimie Physique – Matière et Rayonnement, 75005 Paris, France

<sup>2</sup> Synchrotron SOLEIL, Saint-Aubin, Boite Postale 48, 91192 Gif-sur-Yvette Cedex, France

<sup>3</sup> Institute of Materials Science of Seville (CSIC - University of Seville), Av. Americo Vespucio, 49, 41092 Seville, Spain

<sup>4</sup> Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie GmbH, Albert-Einstein-Straße 15, 12489 Berlin, Germany

<sup>5</sup> Université de Strasbourg, CNRS, Institut de Physique et Chimie des Matériaux de Strasbourg, UMR 7504, F-67000 Strasbourg, France

[\\*emmanuelle.jal@upmc.fr](mailto:*emmanuelle.jal@upmc.fr)

Controlling magnetization with light pulses has been a vision for decades that attracted the interest of a large scientific community with the discovery of the ultrafast demagnetization phenomenon in 1996 [1]. The realization of all-optical magnetization switching [2] about a decade later further stimulated world-wide intense experimental and theoretical research efforts. These activities gave rise to the development of several theoretical descriptions, but the scientific community remains undecided on the mechanism driving this phenomenon of significant technological relevance. The key question, how the angular momentum of the ferromagnetic state is transferred out of the spin system on these ultrafast time scales, is therefore still unanswered. One of the most broadly discussed models is based on Elliott-Yafet-like electron-phonon spin-flip scattering [3]. In this case, spin and lattice dynamics are strongly connected even on very short time scales. One may therefore expect new insight by probing experimentally not only magnetization and charge dynamics, but simultaneously lattice dynamics occurring on the sub- to few picosecond time scale of relevance for the ultrafast demagnetization process. While most experiments focused so far on characterizing magnetization and charge carrier dynamics, first direct measurements of structural dynamics during ultrafast demagnetization were reported only very recently [4]. However none of these studies probe both structural and magnetic dynamics simultaneously within a single experiment.

One experimental technique exhibiting excellent sensitivity to magnetization and structural properties is X-ray resonant magnetic reflectivity (XRMR). While (non-resonant) X-ray reflectivity retrieves the charge density profile perpendicular to the sample surface, from which layer thickness and interface roughness can be retrieved, the magnetization depth profile becomes accessible when tuning the photon energy to a magnetically dichroic absorption resonance [5]. In this case the reflected intensity for opposite magnetization directions ( $I_p$  and  $I_n$ ) will be slightly different due to the magnetization of the sample. The average of  $I_p$  and  $I_n$  will be magnetization independent and sensitive to electronic charge density like non-resonant X-ray reflectivity. The magnetic asymmetry, on the other hand, which is the ration between the difference and the sum of  $I_p$  and  $I_n$ , characterizes the film's magnetization. Employing XRMR as a probe technique it is thus possible to retrieve in a single time resolved pump-probe experiment both, ultrafast magnetization and structural dynamics.

We performed such a time resolved XRMR experiment on a prototype ferromagnetic thin film made of Ni (Fig. 1a) at the FEMTOSPEX beamline at BESSY II [6]. For four incident angles we measured the reflected intensity for both in-plane magnetization directions ( $I_p$  and  $I_n$ ) as a function of the time delay between the IR pump and X-ray probe for an x-ray photon energy at the Ni  $L_3$  edge (852.6 eV). Fig. 1b and c show, respectively, the average, non-magnetic reflectivity  $I_{NM}$  and the asymmetry. Surprisingly  $I_{NM}$  exhibits a strong time dependence for the incidence angle of  $10.9^\circ$

with changes of up to 30%. As discussed in detail in Ref. [6] we can reproduce the ensemble of these four time resolved reflectivity traces by varying only the thickness of the Ni film (Fig. 1b bottom panel). Within this model we find an ultrafast variation of the Ni layer thickness of up to  $\pm 1\%$ , suggesting that a sub-picosecond compression is followed by an expansion occurring on the picosecond time scale [6]. While picosecond film expansions have been observed before, further work is needed to verify whether the initial reduction in non-magnetic reflectivity is indeed related to structural changes.

Looking now at the experimental asymmetry traces in the upper panel of Fig. 1c, we note that all four incidence angles exhibit, within the error bars, a monotonous decrease of the asymmetry. To interpret this experimental result, we have simulated these curves for three demagnetization mechanisms, which are proposed to be involved in the demagnetization process [7], and for the limited energy resolution of the BESSY femtoslicing source ( $E/\Delta E = 200$ ). This results in the predictions shown in the bottom panel of Fig. 1c. One observes that only minor differences are to be expected and that due to the limited signal to noise ratio it is not possible to distinguish between the three models. Extending these simulations to larger incidence angles and better energy resolution we show that tr-XRMR can be employed to discriminate experimentally between currently discussed models describing the ultrafast demagnetization phenomenon.

Our study thus paves the way for future tr-XRMR experiments at X-ray free electron laser facilities, which provide the photon flux and energy resolution necessary to access the required X-ray incidence angles.

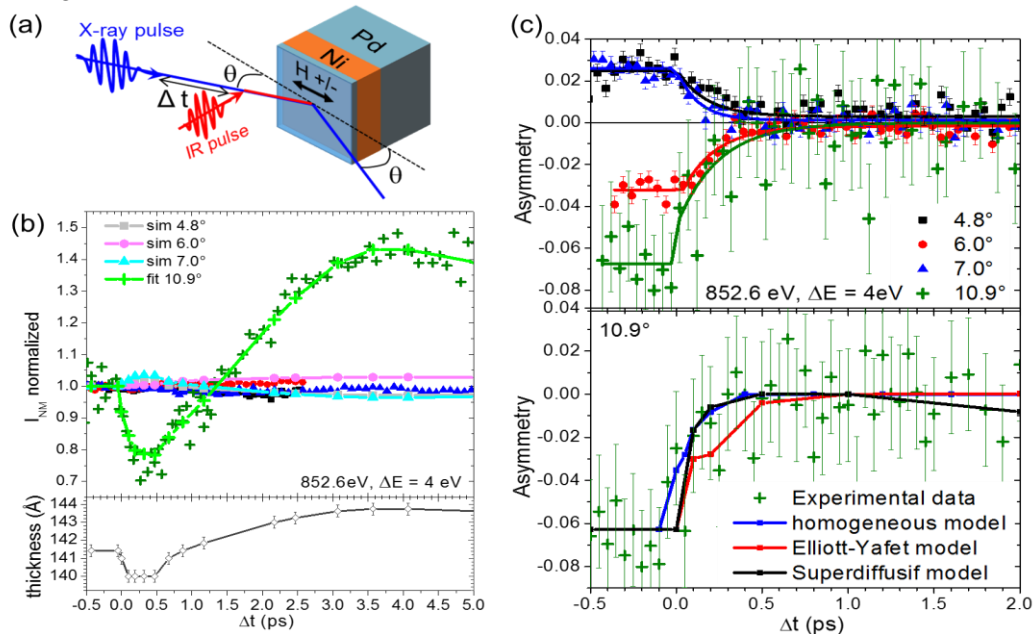


Figure 1. (a) Sketch of the experimental geometry. (b) Evolution of the normalized non-magnetic reflectivity  $I_{NM}$  (average reflected intensity) with pump-probe delay obtained at 852.6eV at the FEMTOSPEX beamline of BESSY for 4 incidence angles (symbols) and their simulated temporal evolution (light symbols and connecting lines). (c) At the top, asymmetry time traces for 4 incidence angles (lines are guide to the eyes). At the bottom, experimental asymmetry time traces (green crosses) for 10.9° incidence angle and simulation of the asymmetry time traces for 3 demagnetization models.

- [1] E. Beaurepaire, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 76, 4250 (1996).
- [2] C. D. Stanciu, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 99, 047601 (2007).
- [3] B. Koopmans, *et al.*, Nat.Mater. 9, 259 (2010).
- [4] T. Henighan, *et al.*, Phys. Rev. B 93, 220301 (2016).
- [5] J. B. Kortright, J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom. 189, 178 (2013).
- [6] E. Jal, *et al.*, Phys. Rev. B accepted, arXiv:1701.01375v2 (2017).
- [7] J. Wieczorek, *et al.*, Phys. Rev. B 92, 174410 (2015).

# Study of the interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction in ultrathin Co/Pt nanowire arrays by Brillouin Light scattering Spectroscopy

**Hédi Bouloussa<sup>1</sup>, Jiawei Yu<sup>2</sup>, Yves Roussigné<sup>1</sup>, Salim Mourad Chérif<sup>1</sup>, Hyunsoo Yang<sup>2</sup>,  
Mohamed Belmeguenai<sup>1</sup>, Andrey Stashkevich<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>LSPM (CNRS-UPR 3407), Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, 93430, Villetaneuse, France

<sup>2</sup>Department of Electrical and Computer Engineering, National University of Singapore, 117576, Singapore

mail : hedi.bouloussa@lspm.cnrs.fr

In thin ferromagnetic films (FM), the interfacial antisymmetric Dzyaloshinskii-Moriya exchange interaction (IDMI)[1,2] can appear when the FM is in contact with a material possessing a strong spin-orbit coupling [3]. Nanopatterning is often utilized for many applications of thin magnetic films leading to further break of symmetry [3]. It is thus important to quantify the IDMI in patterned films. Domain wall-based approaches mainly lead to an indirect determination of the IDMI constant  $D$ . Brillouin light scattering (BLS) proved to be an effective and direct technique for evaluating the IDMI [4-7] constant through the investigation of the induced non-reciprocity propagation of the spin waves (SW) regarding to the sense of the wave vector  $k_{sw}$ .

In this work, we studied the IDMI in Co (3nm)/Pt (6nm) nanowire arrays using BLS (fig.1). Comparison with the unpatterned films is also presented here. Three periodic arrays of nanowires (length  $l = 400 \mu\text{m}$ , width  $w = 100, 200$  and  $300 \text{ nm}$  and a fixed air gap of  $150 \text{ nm}$ ), were fabricated using high resolution electron beam lithography (EBL) on a positive tone resist (PMMA) and a lift-off process. A Stokes/anti-Stokes frequency difference ( $\Delta F$ ), at a fixed in-plane applied magnetic field, was measured, as shown in figure 2, in all cases and was found to vary quasi-linearly with  $k_{sw}$  even for the nanowires arrays. The BLS data were analysed using model relevant for ultrathin films [4-7] where the frequency of the surface Damon-Eshbach mode is explicitly expressed, as:

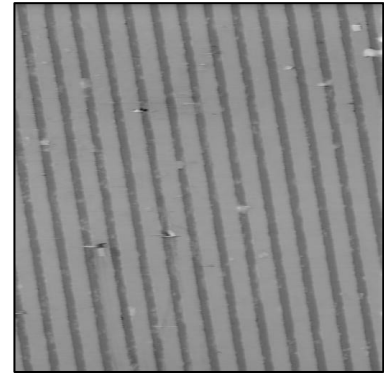


Figure 1 – AFM image showing the 200 nm-width wires.

$$F = F_0 + F_{DMI} = \mu_0 \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{\left( H + Jk_{sw}^2 + P(k_{sw}t_{FM})M_s \right) \left( H + Jk_{sw}^2 - P(k_{sw}t_{FM})M_s + M_{eff} \right)} \pm \frac{\gamma}{\pi M_s} D_{eff} k_{sw}$$

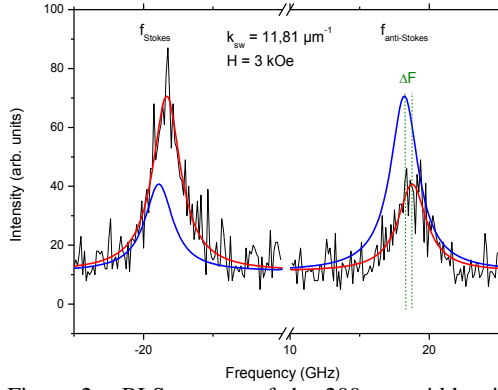


Figure 2 - BLS spectra of the 200 nm-width wires sample. The frequency difference  $\Delta f$  can be observed between Stokes and anti-Stokes frequency.

where  $H$  is the in-plane applied field,  $M_s$  is the saturation magnetization,  $t_{FM}$  is the ferromagnetic layer thickness,  $\gamma$  is the gyromagnetic coefficient ( $\gamma/2\pi$ ) = 30 GHz/T,  $\mu_0$  is the permeability of vacuum,  $J = 2A_{ex}/\mu_0 M_s$ , with  $A_{ex}$  the exchange stiffness constant of the magnetic material,  $H_K$  is the perpendicular uniaxial anisotropy field ( $H_K = 2K/M_s$ , where  $K$  is the anisotropy constant), and  $P(kt) = 1 - \frac{1 - \exp(-kt)}{kt}$ .

The coefficient  $P(kt)$ , describing dipolar interactions, reduces in thin films ( $kt \ll 1$ ) to a simple  $kt/2$ , which makes this term linear in  $kt$ . We define the interfacial DMI constant as  $D_s = D_{eff} t_{FM}$ . From this, the frequency difference can be inferred to be :

$$\Delta F = F_S - F_{AS} = \frac{2\gamma}{\pi M_s} D_{eff} k_{sw} = \frac{2\gamma}{\pi M_s} \frac{D_s}{t_{FM}} k_{sw}.$$

The slope  $d(F_S - F_{AS})/dk_{sw}$  is given by  $(\gamma/2\pi) \times 4D_s/M_s t_{FM}$ . The analysis of the BLS results showed that the DMI constant is slightly bigger than the one deduced for the patterned areas, in agreement with the theoretical study reported in Ref [8]. One can thus infer that the patterning can influence the strength of the DMI interaction in nanostructured materials. Estimate of the DMI strength in nanostructures is of high importance for some applications in spintronic.

- [1] I. E. Dzyaloshinskii, Sov. Phys. JETP 5, 1259 (1957).
- [2] T. Moriya, Phys. Rev. 120, 91 (1960).
- [3] A. Fert, Materials Science Forum, 59-60, 439 (1990).
- [4] K. Di, V. L. Zhang, H. S. Lim, S. C. Ng, M. H. Kuok, J. Yu, J. Yoon, X. Qiu, H. Yang, Phys. Rev. Lett. 114, 047201 (2015).
- [5] H. T. Nembach, J. M. Shaw, M. Weiler, É. Jué, T. J. Silva, arXiv:1410.6243 [cond-mat] (2014).
- [6] A. A. Stashkevich, M. Belmeguenai, Y. Roussigné, S. M. Chérif, M. Kostylev, M. Gabor, D. Lacour, C. Tiusan, M. Hehn, Phys. Rev. B 91, 214409 (2015).
- [7] M. Belmeguenai, J.-P. Adam, Y. Roussigné, S. Eimer, T. Devolder, J.-V. Kim, S. M. Chérif, A. Stashkevich, A. Thiaville, Phys. Rev. B 91, 180405(R) (2015).
- [8] M. Mruczkiewicz and M. Krawczyk, Phys. Rev. B 94, 024434 (2016).



# Investigation de pompage de spin dans les hétérostructures CoFeB/Ir

M. Belmeguenai,<sup>1,\*</sup> M.Gabor,<sup>2</sup> K. Aitoukaci,<sup>1</sup> F. Zighem,<sup>1</sup> et C. Tiusan<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> CNRS- LSPM, Université Paris 13-Sorbonne Paris Cité, 93430 Villetaneuse, France

<sup>2</sup> Center for Superconductivity, Spintronics and Surface Science, Technical University of Cluj-Napoca, 400114 Cluj-Napoca, Romania

<sup>3</sup> CNRS-Institut Jean Lamour, Université de Nancy, 54506 Vandœuvre, France

\* [belmeguenai.mohamed@univ-paris13.fr](mailto:belmeguenai.mohamed@univ-paris13.fr)

La génération et la manipulation de courant de spin dans des matériaux non magnétiques (MN) est l'une des piliers de la spintronique moderne [1]. Jusqu'à présent, ces excitations s'appuient principalement sur des phénomènes de charge, soit par injection directe à partir d'un matériau ferromagnétique (FM), soit par l'exploitation de l'interaction spin-orbite. Le pompage de spin induit par résonance ferromagnétique (FMR) est un procédé émergent pour injecter dynamiquement un courant de spin pur dans un NM sans l'accompagnement d'un courant de charge. Ceci implique des impacts potentiels importants sur le faible coût énergétique et le rendement de la spintronique. En effet, la précession résonnante de l'aimantation pompe un courant de spin dans la couche NM. Si cette dernière est un réservoir parfait de spin, le courant de spin généré diffuse dans la couche NM et se dissipe après une certaine distance appelée longueur de diffusion de spin (LDS). La relaxation du courant de spin dans la couche non magnétique correspond à une perte de moment magnétique dans la couche FM et entraîne une augmentation de l'amortissement efficace de Gilbert. La LDS est aussi un paramètre important pour les applications et les simulations. Par conséquent, on peut s'attendre à ce qu'il existe une épaisseur optimale de NM pour l'injection de spin dans la couche FM, déterminée principalement par la longueur de diffusion spin. En plus, la propriété pertinente de l'interface qui détermine la capacité du courant de spin à passer par l'interface FM-NM, sa relaxation dans le NM et le rendement de pompage de spin est la conductance par mélange de spin  $g^{\uparrow\downarrow eff}$ . L'objectif de ce travail est d'utiliser la résonance ferromagnétique pour déterminer  $g^{\uparrow\downarrow eff}$  et la LDS dans les hétérostructures de Ir/Co<sub>20</sub>Fe<sub>60</sub>B<sub>20</sub>. Ainsi, la variation du paramètre d'amortissement de Gilbert a été étudiée en fonction des épaisseurs des couches de Co<sub>20</sub>Fe<sub>60</sub>B<sub>20</sub> et d'Ir.

Pour ce faire, deux séries d'échantillons ont été utilisées durant cette étude. La première série est constituée d'une couche de Co<sub>20</sub>Fe<sub>60</sub>B<sub>20</sub> (CFB) d'épaisseur variable ( $t_{CFB} = 2, 3, 4, 6, 8$  et  $10$  nm), déposées à température ambiante sur des substrats de Si/SiO<sub>2</sub>-amorphe (thermiquement oxydé), recouverts par un bicouche de Ta(3 nm)/Ir(8 nm), par pulvérisation cathodique à magnétron. Après leurs dépôts, les couches de CFB ont été recouvertes d'une bicouche composée de MgO de 1 nm d'épaisseur et d'une couche de 3 nm de Ta. La seconde série d'échantillons, où l'épaisseur de CFB a été fixée à 4 nm alors que l'épaisseur d'Ir varie de 1 à 12 nm, a été obtenue par pulvérisation dans les mêmes conditions que la première série. L'ensemble des mesures présentées ici ont été réalisées à température ambiante.

L'aimantation à la saturation doit être évaluée avec précision pour déterminer la conductance de mélange de spin. Pour cela, la dépendance en épaisseur du moment magnétique de saturation par unité de surface a été mesurée via la magnétométrie par échantillon vibrant et ensuite utilisé pour déterminer l'aimantation à saturation et la couche morte magnétique : la pente donne l'aimantation à saturation ( $M_s$ ), tandis que l'interception de l'axe horizontal donne l'étendue de la couche morte magnétique. L'épaisseur de la couche morte magnétique est proche de zéro pour ce système et l'aimantation à saturation est d'environ  $1170 \pm 70$  emu/cm<sup>3</sup>. La FMR, étudiée à l'aide d'une ligne micro-ruban, se traduit par la détection du mode de précession uniforme (PU). Le champ de résonance ( $H_r$ ) et la largeur de raie FMR pic à pic ( $\Delta H^{PP}$ ) de ce mode sont ensuite obtenus à partir de l'ajustement des données enregistrées par la dérivée d'une lorentzienne. Les paramètres magnétiques ont été déduits des variations de la fréquence du mode PU en fonction de l'amplitude du champ magnétique appliqué ainsi que de la variation du champ de résonance en fonction de la direction du champ magnétique appliqué dans le plan et perpendiculairement au plan en utilisant les expressions analytiques du modèle présenté dans les références [2, 3]. Pour tous les échantillons, la dépendance

angulaire de  $H_r$  est régie par une faible anisotropie uniaxiale qui ne dépasse pas 30 Oe. Le facteur gyromagnétique ( $\gamma/2\pi$ ) déduit est égal à 30.13 GHz.T<sup>-1</sup> pour l'ensemble des échantillons. Les variations de l'aimantation effective ( $4\pi M_{eff} = 4\pi M_s - 2K_{\perp} / M_s$  où  $K_{\perp} = K_{\perp v} + K_{\perp s} / t_{CFB}$  est la constante d'anisotropie perpendiculaire) sont représentées sur la Fig. 1a en fonction de l'inverse de l'épaisseur des couches de CFB. L'ajustement linéaire de  $M_{eff}$  permet de déterminer la valeur de la constante perpendiculaire d'anisotropie de surface  $K_{\perp s}$ :  $K_{\perp s} = 0.84$  erg.cm<sup>-2</sup>, favorisant un axe facile perpendiculaire au plan.

La dépendance angulaire de  $\Delta H^{PP}$  a été utilisée pour trouver la direction de champ magnétique appliquée dans laquelle où cette largeur de raie est minimale et, par conséquent, la contribution extrinsèque à l'amortissement est minimale. La dépendance en fréquence de cette largeur, pour un champ appliqué dans cette direction, est ensuite utilisée pour déterminer le paramètre d'amortissement Gilbert  $\alpha$ . La Fig. 1b présente les variations de  $\alpha$  versus l'inverse de l'épaisseur de CFB où une dépendance linéaire suggérant une contribution interfaciale importante à l'amortissement est visible. Ce comportement est une caractéristique de du pompage de spin. En considérant que l'amortissement totale est donnée par :  $\alpha = \alpha_{CFB} + \alpha_{pump}$  [2], où  $\alpha_{CFB}$  est l'amortissement de Gilbert du CFB et  $\alpha_{pump}$  est l'amortissement introduit par le pompage de spin, l'ajustement des mesures de la Fig. 1b donne  $\alpha_{CFB} = 0,0037$ . En outre, l'analyse des mesures de  $\alpha$  en fonction des épaisseurs des couches de CFB et d'Ir par le modèle décrit en réf. [3] permet de déterminer la longueur de diffusion de spin et la conductance par mixage de spin. Il est à noter que pour les échantillons les plus épais ( $t_{CFB} > 3$ ), les spectres FMR montrent une forme qui laisse penser que ces spectres résultent de la convolution de plus d'un mode due aux inhomogénéités. Ceci augmente l'erreur lors de la détermination de la conductance par mixage de spin.

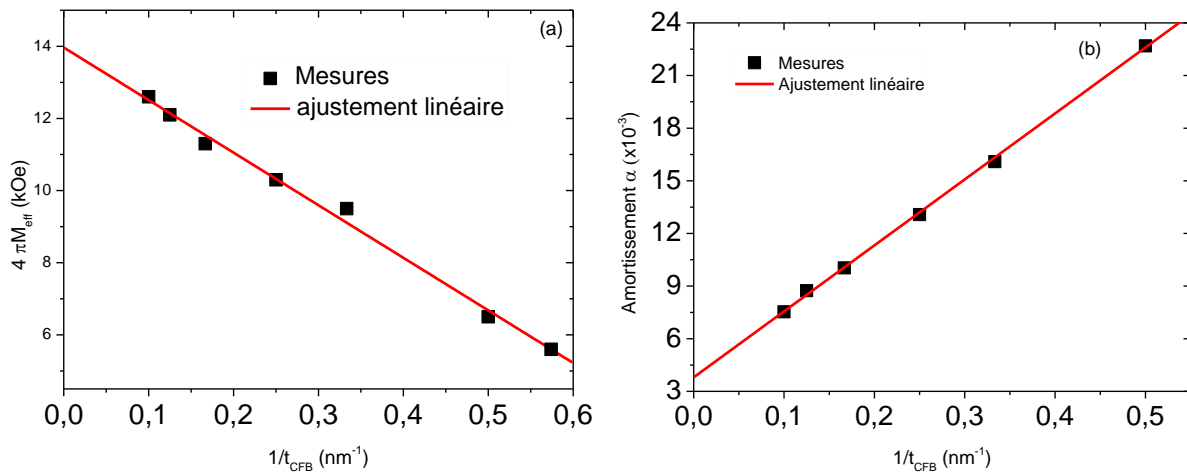


Figure 1. (a) Variation de l'aimantation effective et (b) le coefficient d'amortissement de Gilbert en fonction de l'épaisseur d des couches de CoFeB.

[1] Jairo Sinova, Sergio O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, and T. Jungwirth, *Rev. Mod. Phys.* 87, 1213 (2015).

[2] M. Belmeguenai, H. Tuzcuoglu, M. S. Gabor, T. Petrisor, Jr., C. Tiusan, D. Berling, F. Zighem, T. Chauveau, S. M. Chérif, and P. Moch, *Phys. Rev. B* 87, 184431 (2013).

[3] M. Belmeguenai, M. S. Gabor, F. Zighem and C. Tiusan, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 50, 35002 (2017).

# Spin waves in ultrathin Ta/CoFeB/MgO-layer system suitable for spin-orbit-torque magnonics

**T. Brächer**<sup>1,2,3,4</sup>, **M. Fabre**<sup>2,3,4</sup>, **T. Meyer**<sup>1</sup>, **T. Fischer**<sup>1,5</sup>, **S. Auffret**<sup>2,3,4</sup>, **O. Boulle**<sup>2,3,4</sup>, **U. Ebels**<sup>2,3,4</sup>, **P. Pirro**<sup>1</sup>, **G. Gaudin**<sup>2,3,4</sup>

<sup>1</sup> Fachbereich Physik and Landesforschungszentrum OPTIMAS, Technische Universität Kaiserslautern, 67663 Kaiserslautern, Germany

<sup>2</sup> Univ. Grenoble Alpes, INAC-SPINTEC, Grenoble F-38000, France

<sup>3</sup> CNRS, SPINTEC, Grenoble F-38000, France

<sup>4</sup> CEA, INAC-SPINTEC, Grenoble F-38000, France

<sup>5</sup> Graduate School Materials Science in Mainz, Gottlieb-Daimler-Strasse 47, D-67663 Kaiserslautern, Germany

\*[braecher@rhrk.uni-kl.de](mailto:braecher@rhrk.uni-kl.de)

The application of spin orbit torques promises exciting new ways to excite and manipulate spin waves [1-3]. Due to their interfacial nature, these effects are particularly pronounced in ultrathin films. Here, we present a study of the spin-wave properties in ultrathin CoFeB layers incorporated into a Ta/CoFeB/MgO stack. This layer system is known to host large spin orbit torques [4] and is commonly used in magnetoresistive random access memory cells. We demonstrate that spin pumping together with the inverse Spin Hall effect is well-suited to detect short-wavelength spin-wave dynamics in these ultrathin films [5], which are difficult to access with other experimental techniques. In addition, we discuss the impact of the large perpendicular magnetic anisotropy in these layers on the spin-wave spectrum, which, among others, results in a comparably large spin-wave lifetime. The intriguing combination of a large spin-wave lifetime and large spin-orbit torques in this material system and the wave-vector independent detection by the iSHE opens up the way for scalable magnonic devices.

[1] A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, and B. Hillebrands, *Magnon spintronics*, Nat. Phys. **11**, 453-461 (2015).

[2] A. Hoffman, *Spin Hall effects in metals*, IEEE Transactions on Magnetics **49**, 5172 (2013).

[3] M. Evelt et al., *High-efficiency control of spin-wave propagation in ultra-thin yttrium iron garnet by the spin-orbit torque*, Appl. Phys. Lett. **108**, 172406 (2016).

[4] C. O. Avci et. al, *Fieldlike and antidamping spin-orbit torques in as-grown and annealed Ta/CoFeB/MgO layers*, Phys. Rev. B **89**, 214419 (2014).

[5] T. Brächer et al., arXiv:1701.01399v1

## X-ray pump – X-ray probe experiment for the study of sub 5-fs ultrafast magnetic dynamic in ferromagnetic alloy

Xuan Liu<sup>1</sup>, Alaaeldine Merhe<sup>1</sup>, Emmanuelle Jal<sup>1</sup>, Romain Jarrier<sup>1</sup>, Renaud Delaunay<sup>1</sup>, Boris Vodungbo<sup>1</sup> and Jan Luning<sup>1</sup>

\* [Jan.Luning@upmc.fr](mailto:Jan.Luning@upmc.fr)

<sup>1</sup>Sorbone Universités, UPMC Univ Paris 06, UMR 7614, LCPMR, 75005 Paris, France

Ultrafast demagnetization has intrigued researchers since the pioneering work of Beaurepaire et al., [1] who first observed that fs optical excitation of ferromagnetic Ni can trigger demagnetization on a sub-picosecond time-scale. Although several models of laser-induced demagnetization have been proposed [2] [3], the physics behind still challenges our understanding.

Recently, the questions of the Ni and Fe ultrafast magnetization dynamics in permalloy (Py, Ni<sub>4</sub>Fe alloy) arise: should their spin dynamics be the same or different and should the dynamics of these elements be similar to that found in pure materials. Recent experiments using the soft X-ray femto-slicing facility to study this question by Radu et al. [4] show that Ni and Fe have different magnetization dynamics Py sample: Ni is faster than Fe. However, Mathias et al. [5] and Jana et al. [6] claimed that they obtained quite similar demagnetization dynamics of Ni and Fe in Py by using the specific-element probe from high-harmonic generation (HHG) sources: they found that Fe is faster than Ni with a small delay (~10 fs) between their two dynamics.

To answer the question above, evidently a good time resolution and ultra-shot pulses are required. However, the traditional Infrared-pump and XFEL-probe technique is constraint by the pulse duration of the infrared laser (typically between 20 and 35 fs) and x-ray arrival time jitter degrades time resolution as well (for infrared pump – X-ray probe experiment). Recent developments at XFEL facilities allow know the generation of sub-2 fs XFEL. Our goal is to exploit this recently developed short pulse mode in a split-and-delay experiment. By splitting such an incident X-ray pulse to use it as pump and probe, the time resolution of the experiment is uniquely determined by the X-ray pulse length. This will enable us to study with sub 5 fs time resolution the onset of the magnetization dynamics to resolve fine details from the system of Fe and Ni, which has not been possible so far. In this work, we present a new-designed setup for element-specific and time-resolved transverse magneto-optic Kerr effect experiments by using split XFEL pulses. The experiment was performed at the FLASH 2 facility (at the DESY in Hamburg), which generates coherent, intense, and tunable soft x-ray radiation through the mechanism of self-amplified spontaneous emission (SASE). The tunable wavelength of the source provides the possibility to probe ultrafast element-specific magnetization dynamics for Ni and Fe.

We have built successfully XFELs split-and-delay device with the advantage of relatively low cost and easy built. The setup performance is demonstrated by measuring the ultrafast demagnetization of pure Ni and Ni and Fe in Py. 20 fs XFEL pulses were used for this first experiment but in a further step, we will optimize different part of the setup (mostly normalization and reflectivity) to allow the use of shorter XFEL pulse (~2 fs), thereby achieving our experiment goal.

- [1] E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot, “Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 76, no. 22, p. 4250, 1996.
- [2] B. Koopmans *et al.*, “Explaining the paradoxical diversity of ultrafast laser-induced demagnetization,” *Nat. Mater.*, Dec. 2009.
- [3] M. Battiato, K. Carva, and P. M. Oppeneer, “Superdiffusive Spin Transport as a Mechanism of Ultrafast Demagnetization,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, no. 2, Jul. 2010.
- [4] I. Radu *et al.*, “Ultrafast and Distinct Spin Dynamics in Magnetic Alloys,” *SPIN*, vol. 05, no. 03, p. 1550004, Sep. 2015.
- [5] S. Mathias *et al.*, “Probing the timescale of the exchange interaction in a ferromagnetic alloy,” *Proc. Natl. Acad. Sci.*, vol. 109, no. 13, pp. 4792–4797, Mar. 2012.
- [6] S. Jana *et al.*, “A setup for element specific magnetization dynamics using the transverse magneto-optic Kerr effect in the energy range of 30-72 eV,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 88, no. 3, p. 033113, Mar. 2017.

# Canalisation des ondes de spin dans des assemblées de parois de Bloch

**Y. Henry<sup>1</sup>, Joo-Von Kim<sup>2</sup>, Daniel Stoffler<sup>1</sup>, Matthieu Bailleul<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Université de Strasbourg, Institut de Physique et Chimie des Matériaux de Strasbourg

<sup>2</sup> Université Paris-Saclay, Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, Orsay

\*[yves.henry@ipcms.unistra.fr](mailto:yves.henry@ipcms.unistra.fr)

A l'aide de simulations micromagnétiques dans le domaine temporel [1] et d'expériences de diffusion Brillouin de la lumière [2], on a récemment démontré qu'une paroi de domaine magnétique peut se comporter comme un guide d'onde magnonique. Il y a deux raisons essentielles à cela. La première est qu'une paroi de domaines magnétiques héberge systématiquement un mode d'onde de spin particulier, localisé transversalement par le potentiel de confinement de la texture magnétique, mais libre de se propager longitudinalement, le long de la paroi. La seconde est que ce mode lié se situe dans le gap fréquentiel des ondes de spin habituelles (volumiques) et qu'il est de ce fait isolé spectralement, à faible vecteur d'onde au moins. Cette capacité remarquable qu'ont les parois de domaines magnétiques à canaliser les ondes de spin fournit une solution efficace au difficile problème du guidage de ces dernières le long de circuits courbes et/ou reconfigurables [1-3]. On pense qu'elle pourrait jouer un rôle important dans le futur développement des circuits magnoniques.

Nous présentons ici un travail théorique à propos de la canalisation des ondes de spin à l'intérieur de parois de Bloch dans des films minces à aimantation perpendiculaire. Nous utilisons des simulations numériques d'un nouveau type, basées sur la méthode de la matrice dynamique et réalisées dans le domaine fréquentiel [4], ainsi que des simulations micromagnétiques standards réalisées avec le logiciel MuMax3 [5], pour mettre en lumière des effets de non-réciprocité inédits et spectaculaires, produits par les interactions dipolaires dynamiques.

Tout d'abord, nous montrons que les ondes de spin guidées par une paroi de Bloch unique sont en réalité non-réciproques et qu'elles présentent une relation de dispersion fortement asymétrique : des ondes de spin de nombres d'ondes identiques se propageant en directions opposées possèdent des fréquences très différentes (Fig. 1a). Pour une direction de propagation donnée, c'est le signe de l'aimantation dans les domaines adjacents qui détermine si la fréquence est grande ou petite.

Ensuite, nous montrons que pour une assemblée de parois de Bloch parallèles les unes aux autres (dans une structure de domaines en bandes), il existe autant de modes propres d'ondes de spin canalisées que de parois. La structure de bandes magnoniques correspondante est complexe (Fig. 1b) mais elle peut être comprise en considérant que l'assemblée de parois est constituée d'une alternance de parois « haut/bas » et « bas/haut » avec des non-réciprocités opposées. A faible vecteur d'onde, le couplage dipolaire dynamique entre parois voisines conduit à la formation d'anti-croisements et à l'apparition, à  $k = 0$ , d'une hiérarchie de bandes magnoniques approximativement équidistantes en fréquence. A fort vecteur d'onde, les parois sont découplées dynamiquement et les bandes forment deux groupes à l'intérieur desquels tous les modes propres correspondent à des ondes de spin se propageant exclusivement à l'intérieur d'un type de paroi donné (« haut/bas » ou « bas/haut »), c'est-à-dire dans une paroi sur deux.

Finalement, nous discutons de la réponse d'une assemblée de parois de Bloch découplées (régime grand  $k$ ) à des excitations de champ magnétique radio-fréquence localisées et nous montrons qu'il existe des conditions pour lesquelles on peut rendre la propagation des ondes de spin canalisées tellement non-réciproque qu'elle en devient purement unidirectionnelle (Fig. 1c).

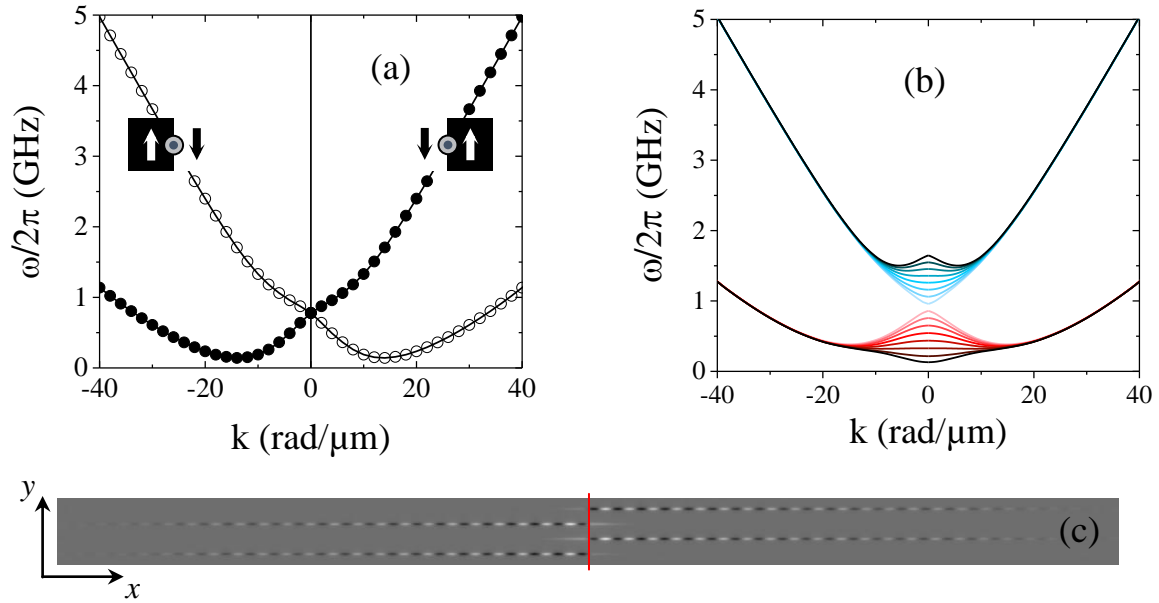


Figure 1. (a) Relation de dispersion pour le mode propre d'ondes de spin lié à une paroi de Bloch unique. Le milieu magnétique qui contient la paroi et les deux domaines qu'elle délimite est un ruban de 256 nm de largeur. Les symboles pleins (resp. ouverts) correspondent au cas où les aimantations des domaines sont orientées vers le bas/vers le haut (resp. vers le haut/vers le bas). (b) Relations de dispersion des modes propres d'ondes de spin canalisées dans un ruban de 2048 nm de largeur contenant 16 parois de Bloch parallèles les unes aux autres. (c) Cartographie instantanée de la composante planaire transverse ( $y$ ) de l'aimantation révélant la présence d'ondes de spin canalisées dans un élément magnétique rectangulaire de 512 nm de large et 8192 nm de long contenant 4 parois de Bloch. Les ondes de spin sont excitées par un champ magnétique alternatif localisé sous la ligne rouge qui représente schématiquement une antenne radio fréquence. Les trois média (a-c) ont une épaisseur de 15 nm ( $A = 15$  pJ/m,  $K = 10^6$  J/m<sup>3</sup>,  $M_S = 10^6$  A/m,  $\alpha = 0.01$ ).

- [1] F. Garcia-Sanchez, P. Borys, R. Soucaille, J.-P. Adam, R. L. Stamps, and J.-V. Kim, Phys. Rev Lett. **114**, 247206 (2015).
- [2] K. Wagner, A. Kakay, K. Schultheiss, A. Henschke, T. Sebastian, and H. Schultheiss, Nature Nanotech. **11**, 432 (2016).
- [3] J. Lan, W. Yu, R. Wu, and J. Xiao, Phys. Rev. X **5**, 041049 (2015).
- [4] Y. Henry, O. Gladii, and M. Bailleul, arXiv:1611.06153.
- [5] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, AIP Advances **4**, 107133 (2014).

## **Posters. Addenda**

# Magnetic domain wall motion and defects: micropatterning and ion irradiation

L. Herrera Diez<sup>1</sup>, V. Jeudy<sup>2</sup>, M. Voto<sup>3</sup>, G. Durin<sup>4</sup>, G. Agnus<sup>1</sup>, L. Vila<sup>5</sup>, J. Langer<sup>6</sup>, B. Ocker<sup>6</sup>, L. Lopez Dias<sup>3</sup> and D. Ravelosona<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, CNRS, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, C2N – Orsay, 91405 Orsay cedex, France. <sup>2</sup>Laboratoire de Physique des Solides, CNRS, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, 91405 Orsay Cedex, France. <sup>3</sup>Departamento de Física Aplicada, Universidad de Salamanca, Plaza de la Merced s/n. 37008 Salamanca, Spain. <sup>4</sup>Istituto Nazionale di Ricerca Metrologica, Strada delle Cacce 91, 10135 Torino, Italy. <sup>5</sup>Spintec, Institut Nanosciences et Cryogenie, Univ. Grenoble Alpes, CEA, CNRS, F-38000 Grenoble, France. <sup>6</sup>Singulus Technology AG, Hanauer Landstrasse 103, 63796 Kahl am Main, Germany.

[liza.herrera-diez@c2n.upsaclay.fr](mailto:liza.herrera-diez@c2n.upsaclay.fr)

The ability to reliably control intrinsic parameters in technologically relevant magnetic materials is at the heart of a variety of emerging practical applications in spintronics. In particular, understanding the factors altering the propagation velocity of a magnetic domain wall is a key aspect in the development of novel magnetic devices. We present a study centred on the influence of device-edge and bulk defects in the dynamics of magnetic domain walls in CoFeB systems with perpendicular anisotropy.

The role of micropatterning in the creep dynamics of pristine films was investigated and it was found to be responsible for a strong deviation from the one dimensional creep model described by the universal exponent  $\mu=1/4$ . This deviation results in lower DW velocities at low drive and increasingly dominates the creep dynamics as the wire width decreases from 200  $\mu\text{m}$  to 1  $\mu\text{m}$ . Deviations are accompanied by a marked bending of the DWs reflecting the strong pinning potential developing at the edges of the microstructures. In this context, DW velocities were modelled by a mixed creep dynamics combining DW motion within the dimensionality class described by  $\mu=1/4$  at the center of the wires, and an additional component describing edge pinning. This mixed mechanism is found to appear in structures well above the nanoscale and is in clear contrast with the conventional creep dynamics in unpatterned or highly disordered systems.

Additionally, the domain wall dynamics in full films as a function of He<sup>+</sup> ion irradiation was investigated in the creep, depinning and flow regimes. Irradiation can induce variations in stoichiometry and defect density that result in changes in the magnetic and structural parameters and therefore be used as a means to control domain wall dynamics. Domain wall velocities are seen to monotonically decrease in the creep regime as a function of the irradiation dose while for a given irradiation window this trend can be reversed in the flow regime. In this complex scenario, disorder is found to be the driving factor behind the irradiation induced changes observed in domain wall motion not only in the highly defect-sensitive creep regime but also in the fast flow regime.

These results show that disorder can be a defining parameter of domain wall velocity in CoFeB materials in all velocity regimes. It therefore needs to be carefully taken into account in the design of novel domain wall based devices.



# Magnetic and optical characterization of Fe/Ag nanodot arrays

G. Paterson<sup>1</sup>, D. Markó<sup>2</sup>, H. Han<sup>3</sup>, W.-C. Chuang<sup>4</sup>, J.-Y. Chen<sup>5</sup>, J.-C. Wu<sup>3</sup>,  
R. L. Stamps<sup>1</sup>, K.-W. Lin<sup>4,5</sup>, and D. Schmool<sup>2</sup>

<sup>1</sup>University of Glasgow, School of Physics and Astronomy, Glasgow, United Kingdom

<sup>2</sup>Université de Versailles/Saint-Quentin, GEMaC UMR 8635, CNRS, Versailles, France

<sup>3</sup>National Changhua University of Education, Department of Physics, Changhua, Taiwan

<sup>4</sup>National Chung Hsing University, Department of Materials Science and Engineering, Taichung, Taiwan

<sup>5</sup>National Chung Hsing University, Research Center for Sustainable Energy and Nanotechnology, Taichung, Taiwan

\*daniel.marko@uvsq.fr

Hybrid nanostructures consisting of ferromagnetic materials and noble metals which combine dual magnetic and plasmonic functionality resulting in enhanced magneto-optical properties have been extensively investigated over the past few years, leading to a dedicated research field known as magneto-plasmonics [1]. In this study, we present the first steps towards the goal of manipulating optical and magnetic properties of such nanostructures via magneto-plasmonic coupling. For this purpose, Fe(50 nm)/Ag(30 nm) bilayers have been prepared on amorphous SiO<sub>2</sub> substrates by using a dual ion-beam sputtering deposition technique [2]. Continuous Fe/Ag thin films exhibit smooth surfaces with an average roughness  $R_a \sim 0.9$  nm (Fig. 1a) and consist of polycrystalline fcc Ag and bcc Fe with grain sizes in the range from 10 to 15 nm (Fig. 1b) as characterized by AFM and TEM, respectively. Moreover, the reference Fe/Ag thin films exhibited soft magnetic properties with a coercivity  $H_c \sim 20$  Oe, as measured by VSM (Fig. 1c). Fe/Ag nanodot arrays (diameter  $\sim 180$  nm, center-to-center distance  $\sim 400$  nm) have been successfully fabricated by combining electron beam lithography and Ar-ion etching techniques [3] as shown by the SEM micrograph in Fig. 1d. The magnetic excitations of the samples have been investigated by vector network analyzer ferromagnetic resonance (VNA-FMR) [4] in both in-plane and out-of-plane geometries. From angular-dependent measurements, the magnetic anisotropies and possible magnetic interactions between the magnetic elements have been analyzed. Whereas the FMR data corresponding to the reference Fe/Ag bilayers (Fig. 2 left) shows the typical symmetric behavior expected for magnetic thin films, the FMR spectra obtained from the Fe/Ag nanodot arrays (Fig. 2 right) displays significant modification with respect to those of the reference continuous bilayer. Though the high frequency mode appears to be similar to that of the Fe/Ag full films, indicating the resonance mode to be interface mode, there are at least two additional low frequency resonances which imply the presence of dot array modes. In addition to the VNA-FMR characterization, we have also performed first measurements of the optical absorption spectra of the Fe/Ag nanodot arrays in order to obtain their surface plasmon resonance (SPR) response.

Research was supported by MOST of Taiwan, Royal Society of London, and CNRS of France.

[1] R. Sachan et al., *Nanotechnology* 23, 275604 (2012)

[2] R. D. Desautels et al., *Appl. Phys. Lett.* 108, 172410 (2016)

[3] N. Ou et al., *IEEE Trans. Magn.* 45, 4027 (2009)

[4] F. J. T Goncalves et al., *AIP Advances* 5, 067101 (2015)

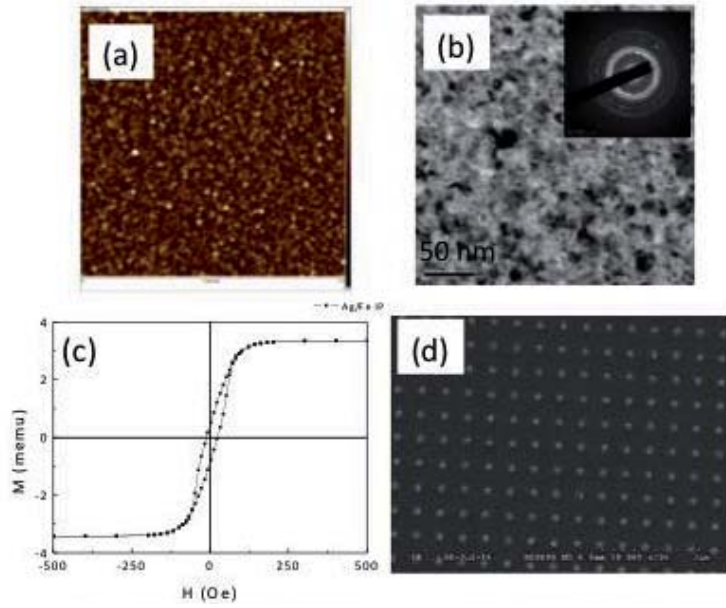


Fig. 1. (a) Surface morphology of a reference continuous Fe/Ag bilayer measured by AFM ( $1\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$ ). The corresponding microstructures (with electron diffraction patterns in the inset) and magnetic hysteresis loop are shown in (b) and (c), respectively. (d) SEM image of Fe/Ag nanodot array.

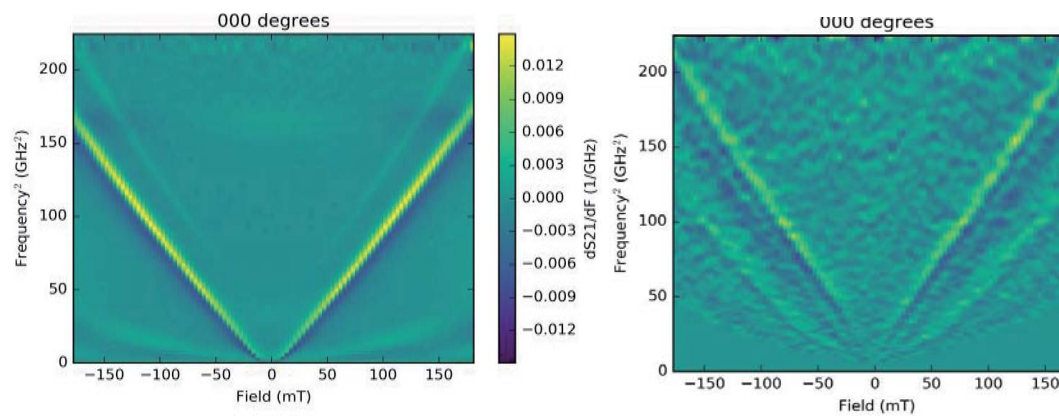


Fig. 2. Room temperature FMR spectra of continuous (left) and nanostructured (right) Fe/Ag bilayers.





## Liste des sponsors



### **CAYLAR**

Caylar produces magnetic instrumentation, from measurement up to special instruments, with a high level of confidentiality: NMR Gaussmeters since 1983 (started as Drusch) from 14 mT up to 10 Tesla; Hall Gaussmeters (1, 2, 3 axis); electromagnets, MOKE or XMCD units, UHV in the gap, beam access in Field axis; R&D on Superconductors solid state magnets, using pulsed power units, and current sources with possible field regulation in 1ppm stability class.



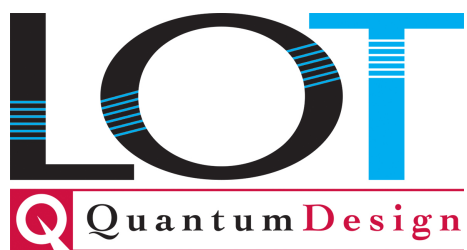
### **Cryoscan**

Cryoscan est une start-up lorraine adossée à un grand institut de recherche sur les matériaux, les nanosciences et les plasmas : l'Institut Jean Lamour. Fondée en 2011 par deux chercheurs de cet institut, la société bénéficie d'un environnement scientifique de haut niveau, lui permettant de développer en synergie avec les acteurs de la recherche d'aujourd'hui et de demain. La société est hébergée dans les locaux actuels de l'Institut et rejoindra prochainement le campus ARTEM.



### **Durham Magneto Optics**

Advanced scientific instrumentation for nanotechnology research and development. Our product range includes a family of magneto-optical Kerr effect magnetometers (NanoMOKE3) and a family of direct-write laser lithography machines (MicroWriter ML).



### **LOT-QuantumDesign**

For over 45 years, we have been one of the leading European distributors of high-tech instrumentation and consumables for scientific, academic and industrial research. Our product range comprises scientific light sources and optics, components, and systems for the life sciences, material characterization, cryotechnology, spectroscopy and imaging.



### **MetroLab**

MetroLab Technology SA is the global market leader for precision magnetometers, used to measure high-intensity magnetic fields to a very high degree of precision. Over the past 30 years, we have won the trust of MRI manufacturers and physics laboratories across the world. Our top priority is to provide solutions to help you effectively measure magnetic fields.



### **Rohde & Schwarz**

Rohde & Schwarz compte parmi les plus importants fabricants au monde d'équipements de test et mesure (T&M) pour l'électronique. Recherche, développement, production, service : nos produits fixent la norme. En tant que partenaire clé des opérateurs de l'industrie et des réseaux, nous proposons une gamme étendue de solutions phare dédiées aux technologies sans fil les plus récentes, ainsi qu'aux applications RF et micro-ondes jusqu'à 500 GHz.



### **Vinci Technologies**

La division Ultravide de Vinci Technologies, forte d'une longue expérience, conçoit et fabrique des systèmes de dépôts de couches minces, dédiés à la recherche et à la petite production industrielle. Ces équipements peuvent être adaptés et intégrer les principales technologies PVD et CVD (Physical and Chemical Vapor Deposition). Ces systèmes peuvent intégrer des équipements d'analyse de surfaces comme XPS, AES, RHEED...



### Laboratoire des Sciences des Procédés et des Matériaux

L'objectif scientifique de l'unité est de développer des recherches amonts et finalisées dans le domaine de la Science des Matériaux et du Génie des Procédés. Plus précisément, l'unité travaille sur trois axes de recherche : (i) le développement, l'étude et la mise au point de procédés d'élaboration et de transformation de matériaux, (ii) l'étude et la compréhension de l'évolution des caractéristiques structurales et des propriétés des matériaux et de leurs couplages ; (iii) l'intégration de matériaux dans des systèmes, dispositifs et procédés. Les travaux sur ces trois axes sont caractérisés par une forte interaction avec les domaines plus amont que sont la chimie des matériaux, la physique des solides et la physique atomique et moléculaire, interactions participant de manière forte à l'identité du laboratoire.



### C'Nano Ile de France

Le C'Nano IdF vise à fédérer la communauté des nanosciences en Ile-de-France, soutenir la recherche et les projets fédérateurs, et valoriser les actions de formation dans le domaine des nanosciences, tout en prenant en compte les impacts sociétaux de ces travaux.



### Labex Matisse

Le Labex MATISSE est un projet multidisciplinaire aux frontières de la chimie, de la physique et des sciences de la Terre. Il mobilise un important consortium de recherche autour de l'étude de matériaux tant naturels que synthétiques, au service de grands enjeux socio-économiques liés à l'environnement (matériaux éco-compatibles, catalyse verte, dépollution, gestion des ressources naturelles, biodégradation ...).



### **Labex Michem**

L'objectif de MiChem est d'intégrer les compétences des laboratoires de chimie physique, de chimie moléculaire et de chimie théorique sur une approche unique des problématiques en travaillant de la même manière avec des molécules diatomiques et des nano-objets.



**SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE**

### **Société Française de Physique**

Fondée en 1873, la Société Française de Physique est une association reconnue d'utilité publique dont la mission est de développer et faire rayonner la physique en France, en associant à son action les physiciens de notre pays. Elle crée du lien entre les physiciens et leur offre différents moyens d'action. Les acteurs et les membres de la SFP sont des bénévoles, chercheurs, professeurs et laboratoires de physique, ayant tous en commun la même passion de la physique et de sa promotion au sein de la société.



### **UFR de Physique de l'UPMC**

L'unité de Formation et de Recherche de Physique (UFR 925), aussi nommée "Faculté de Physique" de l'UPMC, constitue grâce à son potentiel en matière d'enseignement et de recherche, l'un des pôles de compétences en physique fondamentale et appliquée les plus importants en France et en Europe. La Faculté de Physique comporte environ 322 enseignants-chercheurs (dont 108 chargés de mission enseignement), 400 chercheurs, 430 personnels techniques et administratifs (80 BIATSS UPMC et 350 ITA CNRS) qui travaillent au sein des laboratoires et des services qui y sont rattachés.







## Liste des auteurs

- Aballe Lucia, 98, 99, 107, 108, 110, 111  
Abiza Fares, 259, 260  
Abreu Araujo Flavio, 53–56, 129, 130  
Acosta Manuel, 28, 29  
Aeschlimann Raphael, 216, 217  
Aitoukaci K., 277, 278  
Ajejas Fernando, 267, 268  
Akhtar Mohammad Waseem, 114, 115  
Albin Clément, 170, 171  
Allaria Enrico, 94, 95  
Alonso-Mori Roberto, 94, 95  
Alouani Mébarek, 28–31, 105, 106  
Alvarez C., 202, 203  
Alves Carla, 241, 242  
Amarouche Teyri, 40, 41, 183, 184  
Anane Abdelmadjid, 32, 33, 65, 66, 72, 73, 247–250, 252  
Andrieu Stéphane, 238, 239  
Anekawa T., 127, 128  
Anzai Akihito, 186, 187  
Arabski Jacek, 28, 29, 103–106  
Arenholz Elke, 92, 93  
Arnoux Q., 101  
Arras Rémi, 103, 104  
Atitioaie Alexandru, 135, 136  
Attané Jean-Philippe, 32, 33, 70, 71, 152, 153, 156–158, 186, 187  
Aubert Alex, 35, 36  
Aubry Eric, 236, 237  
Auffret Stéphane, 110, 111, 116, 117, 144, 145, 156, 157, 220, 221  
  
Böttcher Marie, 81, 82  
Béa Hélène, 85–88, 116, 117  
Bachellier Nicolas, 77  
Bachmann Julien, 98, 99, 168, 169  
Bailleul Matthieu, 252, 259–262, 281, 282  
Balan A., 199, 200  
Balashov Timofey, 81, 82  
Ballet P., 70, 71  
Baltz Vincent, 160, 161, 181, 182, 243–246  
Banda R., 154, 155  
Baraduc Claire, 26, 27, 85–88, 116, 117  
  
Bardotti Laurent, 58, 59  
Barral David, 231, 232  
Barraud C., 105, 106  
Barthélémy Agnès, 37, 120, 121, 158  
Bartok A., 190, 191  
Bataille Alexandre, 238, 239  
Bauer Gerrit, 142, 143  
Beaulieu Nathan, 32, 33, 65, 66, 247, 248, 265, 266  
Beaurepaire Eric, 28–31, 103–106  
Becerra Loic, 38, 39, 40, 41  
Beigné C., 32, 33, 202–205  
Belkhou Rachid, 62, 63  
Bellet-Amalric E., 202, 203  
Belliard Laurent, 40, 41  
Belmeguenai Mohamed, 79, 80, 87, 88, 118, 119, 277, 278  
Ben Ghzaïel Tayssir, 233–235  
Ben Youssef Jamal, 32, 33, 65, 66, 142, 143, 247, 248, 265, 266  
Bergeard Nicolas, 273, 274  
Bernand-Mantel Anne, 85–88, 116, 117  
Bernard Carlsson L., 190, 191  
Bernat R., 75, 76  
Bersweiler Mathias, 24, 25  
Bertran François, 105, 106, 150, 151, 238, 239  
Bessais L., 190, 191  
Bhatnagar T., 224, 225  
Bibes Manuel, 37, 120, 121, 158, 216, 217  
Billard Alain, 236, 237  
Bisero Diego, 269, 270  
Biziere N., 228, 229  
Bocher Laura, 214, 215  
Bochmann Sebastian, 98, 99, 168, 169  
Bocquet Marie-Laure, 77  
Boeglin Christine, 273, 274  
Bortolotti Paolo, 32, 33, 47, 48, 53, 54, 55, 56, 65, 66, 125, 126, 129–132, 247, 248, 249, 250, 252  
Bottegoni F., 204, 205  
Bou Matar Olivier, 42, 43  
Bouard C., 152, 153

Boujdaria K., 192–194  
 Boukari H., 202, 203  
 Boukari Samy, 28–31, 103–106  
 Boulle Olivier, 110, 111, 279  
 Bouloussa Hedi, 275, 276  
 Bounar Amina, 226, 227  
 Bouquin Paul, 123, 124  
 Bouzehouane Karim, 72, 73, 83, 84, 105, 106, 133, 134, 199, 200  
 Bowen Martin, 28–31, 103–106  
 Brächer Thomas, 220, 221, 279  
 Buchwald Jörg, 210, 211  
 Buda-Prejbeanu Liliana, 49, 50, 110, 111, 135, 136, 253, 254  
 Bulou H., 105, 106  
 Bustingorry Sebastian, 263, 264  
  
 Cagnon Laurent, 62, 63, 98, 99, 146, 147  
 Cai Yanping, 177, 178  
 Calloni A., 204, 205  
 Camara Ibrahima, 40, 41, 259, 260  
 Camarero Julio, 267, 268  
 Camosi Lorenzo, 79, 80  
 Campbell V., 101  
 Canals Benjamin, 176  
 Caneva Sabina, 72, 73  
 Cantin Jean-Louis, 139, 183, 184  
 Capiod Pierre, 58, 59, 195, 196  
 Capotondi F., 271, 272  
 Carretero Cécile, 138, 247, 248  
 Carron Sébastien, 92, 93  
 Casals Blai, 120, 121  
 Casanove M.-J., 228, 229  
 Castel Vincent, 142, 143  
 Castiella M., 228, 229  
 Cervera Sophie, 188–191  
 Chérif S. M., 118, 119  
 Chaboussant G., 102  
 Chase Tyler, 92, 93  
 Chatterjee Jyotirmoy, 26, 27, 144, 145  
 Chauleau J.-Y., 138  
 Chaves D., 110, 111, 267, 268  
 Chen J., 105, 106  
 Chen J.-Y., 60, 61  
 Chen K., 105, 106  
 Chen Zhao, 92, 93  
 Cherifi-Hertel Salia, 103, 104  
 Chesnel Karine, 177, 178  
 Chikoidze Ekaterina, 214, 215  
 Chirac T., 138  
 Chollet Matthieu, 94, 95  
 Choueikani Fadi, 28, 29, 103–106  
  
 Chshiev Mairbek, 26, 27, 87, 88, 110, 111, 116, 117, 152, 153  
 Chuang W.-C., 60, 61  
 Ciavardini Alessandra, 94, 95  
 Ciccacci F., 204, 205  
 Ciccarelli C., 251  
 Cichelero Rafael, 120, 121  
 Coelho Paulo, 26, 27  
 Colin S., 152, 153  
 Collet Martin, 247, 248, 252  
 Collin S., 107, 108, 199, 200  
 Collin Sophie, 83, 84  
 Costa Diogo, 47, 48  
 Couet Sebastein, 123, 124  
 Cours R., 228, 229  
 Courtin Jules, 127, 128  
 Craig G. A., 102  
 Cros Vincent, 32, 33, 45–48, 53, 54, 55, 56, 65, 66, 83, 84, 125, 126, 129–134, 199, 200, 247–250, 252  
 Crotti Davide, 123, 124  
 Cuchet Léa, 26, 27  
 Cyrille Marie-Claire, 47–50, 131, 132  
  
 Dürr Hermann A., 92, 93  
 Da Câmara Santa Clara Gomes Tristan, 218, 219  
 Da Costa Victor, 28, 29, 103–106  
 Dakovski Georgi L., 92, 93  
 Damay F., 102  
 Dappe Y. J., 101  
 Das P. K., 204, 205  
 Dau M. T., 202, 203, 204, 205  
 Davesne V., 105, 106  
 David Philippe, 231, 232  
 De La Barriere Olivier, 226, 227  
 De La Torre Medina Joaquín, 218, 219  
 De Loubens Grégoire, 32, 33, 45, 46, 125, 126, 249, 250, 265, 266  
 De Milly Xavier, 45, 46, 125, 126  
 De Riz A., 172, 173  
 Deb Marwan, 90, 91  
 Dekadjevi David, 164, 165, 208, 209  
 Dekens Alexandre, 236, 237  
 Delany Martins Maximiliano, 81, 82  
 Delapierre François-Damien, 212, 213  
 Delaunay Renaud, 94, 95, 280  
 Delhaye Gabriel, 206  
 Delprat S., 107, 108  
 Demaille Dominique, 162, 163, 210, 211  
 Demidov Vladislav E., 32, 33, 252  
 Demokritov S.O., 32, 33, 252

Deranlot C., 105, 106, 152, 153  
 Devolder Thibaut, 123, 124, 127, 128, 133, 134  
 Dhaoui Wadia, 233–235  
 Diaz-Pardo Rebeca, 96, 97, 263, 264  
 Dieny Bernard, 26, 27, 144, 145, 253, 254  
 Dixit Anant, 28, 29  
 Djeghloul F., 105, 106  
 Dlubak Bruno, 72, 73  
 Doll Andrin, 67, 68  
 Draveny A., 32, 33  
 Dumesnil Karine, 42, 43, 197, 198  
 Dupé Bertrand, 81, 82  
 Dupuis Véronique, 58, 59, 170, 171, 195, 196  
 Duquesne Jean-Yves, 38–41  
 Dusch Yannick, 42, 43  
  
 Ebels Ursula, 47–50, 131, 132, 135, 136, 243, 244, 279  
 Eble B., 139  
 Eddrief Mahmoud, 38–41, 94, 95, 183, 184, 190, 191, 228, 229, 269, 270  
 Ellinger Frank, 131, 132  
 Elmazria Omar, 42, 43  
 Encinas Armando, 218, 219  
 Ensinger Wolfgang, 62, 63  
 Ernst Arthur, 81, 82  
 Etgens Victor H., 183, 184, 190, 191, 228, 229, 269, 270  
 Evelt Michael, 252  
  
 Fabre Mathieu, 279  
 Fache Thibaud, 179, 180  
 Fanet Hervé, 148, 149  
 Fennell T., 102  
 Feraudet-Tarisse Cécile, 212, 213  
 Fermon Claude, 67, 68, 140, 141, 212, 213  
 Fernandez-Roldan J. A., 168, 169, 172, 173  
 Ferrari Eugenio, 94, 95  
 Ferreira Ricardo, 47–50, 131, 132  
 Fert Albert, 83, 84, 150–153, 158  
 Ferté Tom, 273, 274  
 Fessant Alain, 164, 165, 208, 209  
 Fettar Farid, 231, 232  
 Fin Samuele, 269, 270  
 Finazzi M., 204, 205  
 Firastrau Ioana, 135, 136  
 Fischer Tobias, 279  
 Flament Stéphane, 222, 223  
  
 Foerster Michael, 98, 99, 107, 108, 110, 111  
 Fonda Emiliano, 210, 211  
 Forestier Guillaume, 160, 161, 243–246  
 Forment-Aliaga A., 107, 108  
 Fortuna Franck, 183, 184  
 Frangou Lamprini, 160, 161, 243–246  
 Freitas Paulo, 47, 48  
 Fruchart Olivier, 62, 63, 79, 80, 98, 99, 146, 147, 168, 169, 172, 173, 186, 187  
 Fu X., 228, 229  
 Fu Y., 152, 153, 158  
 Fujii J., 204, 205  
 Fukami S., 24, 25, 127, 128  
 Fukushima Akio, 53, 54, 55, 56, 125, 126, 129, 130  
 Fullerton Eric E., 92, 93  
 Fusil Stéphane, 105, 106, 120, 121, 138  
  
 Géhanne Pierre, 257, 258  
 Gabor M., 277, 278  
 Gaffon E.v., 190, 191  
 Galbiati M., 107, 108  
 Galceran Regina, 72, 73  
 Galisultanov Ayrat, 148, 149  
 Gambarelli Serge, 243–246  
 Garcia Karin, 83, 84  
 Garcia Vincent, 120, 121, 251  
 Garnier Léo, 77  
 Garnier Louis Charles, 183, 184, 269, 270  
 Garreau G., 105, 106  
 Gatel C., 228, 229  
 Gatel Christophe, 168, 169  
 Gaudin G., 110, 111  
 Gaudin Gilles, 220, 221, 230, 279  
 Gautier Eric, 62, 63, 144, 145  
 Genuzio Francesca, 62, 63  
 George Jean-Marie, 150–153, 158  
 Gerhard Lukas, 81, 82  
 Giraud Manon, 212, 213  
 Gladii Olga, 160, 161, 243–246, 252, 259, 260  
 Gloter Alexandre, 214, 215  
 Godel Florian, 72, 73, 107, 108  
 Gorchon Jon, 263, 264  
 Goreno Christian, 81, 82  
 Gourdon Catherine, 40, 41, 192–194  
 Granitzka Patrick W., 92, 93  
 Gray Alexander X., 92, 93  
 Griner Dalton, 177, 178  
 Grisolia Mathieu, 37

Grollier Julie, 45, 46, 53–56, 125, 126, 129, 130

Gross Isabelle, 114, 115, 118, 119

Gruber Manuel, 75, 76, 105, 106

Guelfucci Jude, 156, 157

Guigoz V., 202, 203

Guillemard Charles, 238, 239

Guillet Bruno, 222, 223

Guitard Pierre-Andre, 28, 29

Gusakova Daria, 62, 63, 168, 169, 172, 173, 245, 246

Gushi Toshiki, 186, 187

Hadadeh Fawaz (et al.), 140, 141

Hage-Ali Sami, 42, 43

Hahn C., 249, 250

Haigh J., 251

Hajjar-Garreau S., 105, 106

Halisdemir Ufuk, 28–31, 103–106

Hallal Ali, 87, 88, 116, 117

Halley David, 259, 260

Haltz E., 138

Haltz Eloi, 255, 256

Hamadeh Abbas, 28, 29, 103, 104, 125, 126

Hameau S., 139

Han H., 60, 61

Harrison Roger, 177, 178

Hauet Thomas, 236, 237

Hehn Michel, 28–31, 42, 43, 90, 91, 179, 180, 197, 198, 236, 237, 241, 242, 261, 262

Hellwig Olav, 92, 93

Hem Jerome, 49, 50

Hennes Marcel, 162, 163, 210, 211

Henry Yves, 252, 259–262, 281, 282

Hepburn Carolyn, 38, 39

Herranz Gervasi, 120, 121

Hervé Marie, 28, 29, 81, 82, 103, 104

Hidki Sarah, 40, 41, 210, 211

Higley Daniel J., 92, 93

Hillion Arnaud, 170, 171, 197, 198

Hoffman Matthias C., 92, 93

Hofmann Stefan, 72, 73

Hrabec Ales, 114, 115, 118, 119

Hurdequint Hervé, 265, 266

Iñiguez Jorge, 37

Ibrahim F., 105, 106

Iori Federico, 214, 215

Isella G., 204, 205

Isshiki H., 105, 106

Iurchuk Vadym, 135, 136

Jabbar H., 105, 106

Jacob H., 75, 76

Jacques Vincent, 114, 115, 118, 119

Jacquet Eric, 158, 247, 248

Jaffrès Henri, 150–153, 158

Jahjah Walaa, 164, 165, 208, 209

Jal Emmanuelle, 92, 93, 177, 178, 241, 242, 271–274, 280

Jamet Matthieu, 150, 151, 158, 202–205

Jamet Ségolène, 168, 169

Jaouen Nicolas, 273, 274

Jarrier Romain, 280

Jasmin-Lebras Guénaëlle, 212, 213

Jasper-Tönnies T., 75, 76

Jay Jean-Philippe, 164, 165, 208, 209

Jenkins A. S., 125, 126

Jenkins Alex, 47, 48

Jeudy Vincent, 96, 97, 257, 258, 263, 264

Jeunehomme Rodolphe, 142, 143

Jimenez Erika, 49, 50

Joly L., 105, 106

Joly Loïc, 28, 29, 103, 104

Jomard François, 214, 215

Jones Kamden, 177, 178

Jouguet Quentin, 233–235

Joumard Isabelle, 220, 221, 230

Juge Roméo, 110, 111

Kanso H., 181, 182

Kar Gouri Sankar, 123, 124

Karan S., 75, 76

Keller Niels, 214, 215

Kermorvant Julien, 47, 48

Khalsa Guru, 53, 54, 129, 130

Kidambi Piran, 72, 73

Kidane Dejene Fasil, 142, 143

Kim Joo-Von, 51, 52, 112, 113, 133, 134, 281, 282

Kim Woojin, 123, 124

Kloui M., 251

Klein Olivier, 32, 33, 110, 111, 125, 126, 249, 250

Kolton Alejandro, 263, 264

Kraimia Meriam, 40, 41, 192–194

Kreissig Martin, 131, 132

Krizakova Viola, 87, 88, 116, 117, 267, 268

Kubota H., 125, 126

Kubota Hitoshi, 53, 54, 55, 56, 129, 130

Kundu Shreya, 123, 124

Kuntz Pierre, 259, 260

Kuszewski Piotr, 40, 41  
 Lépine Bruno, 206  
 Létang Jérémy, 133, 134  
 Lévy A., 190, 191  
 Lacaze E., 190, 191  
 Lacour Daniel, 28–31, 42, 43, 236, 237  
 Laczkowski P., 152, 153  
 Lam Chok Sing Marc, 222, 223  
 Lamard Nathalie, 156, 157  
 Lambert Charles-Henri, 28, 29, 103, 104  
 Lambert Guillaume, 241, 242  
 Lamour E., 190, 191  
 Largeau Ludovic, 103, 104, 192–194  
 Laulhé Claire, 94, 95  
 Lavaitte Guillaume, 156, 157  
 Le Breton Jean-Christophe, 206  
 Le Fèvre Patrick, 105, 106, 150, 151, 238, 239  
 Le Grand Yann, 164, 165, 208, 209  
 Le Guyader Loïc, 92, 93  
 Le Roy D., 195, 196  
 Lebougeois Richard, 247, 248  
 Lebrun Romain, 125, 126, 131, 132, 251  
 Leduc Florian, 28, 29, 103, 104  
 Ledue D., 181, 182  
 Legrand William, 83, 84  
 Lemaître Aristide, 96, 97, 150, 151, 263, 264  
 Lesne Edouard, 158  
 Li Y., 125, 126, 249, 250  
 Li Yi, 45, 46  
 Limot Laurent, 77  
 Lin K.-W., 60, 61  
 Liu Tianmin, 92, 93  
 Lobue Martino, 35, 36, 190, 191  
 Locatelli Andrea, 55, 56, 62, 63, 98, 99, 110, 111  
 Lopez Rafael, 81, 82  
 Lorente Nicolas, 77  
 Louis Damien, 261, 262  
 Lounis Lounès, 94, 95  
 Loyau Vincent, 35, 36, 226, 227  
 Luning Jan, 241, 242, 271–274, 280  
 Méchin Laurence, 222, 223  
 Macé S., 190, 191  
 Maccariello Davide, 83, 84  
 Magnifouet G., 224, 225  
 Mahieu B., 271, 272  
 Malinowski Gregory, 90, 91, 179, 180, 241, 242, 271, 272  
 Malka Victor, 241, 242  
 Mallah T., 101  
 Manac'h Romain, 164, 165  
 Manchec Alexandre, 142, 143  
 Manchon Aurelien, 160, 161  
 Mangin Stéphane, 90, 91, 179, 180, 236, 237  
 Marangolo Massimiliano, 38–41, 183, 184, 190, 191, 269, 270  
 Marcelot Cécile, 103, 104  
 Margailan F., 139  
 Marko Daniel, 60, 61  
 Martínez-Huerta Juan Manuel, 218, 219  
 Martin Marie-Blandine, 72, 73  
 Martin Sylvain, 62, 63  
 Martin Sylvain Y., 146, 147  
 Marty Alain, 150–153, 156, 157, 186, 187, 202–205  
 Masseboeuf Aurélien, 168, 169  
 Matsukura F., 24, 25  
 Mattana Richard, 105–108  
 Mattera M., 107, 108  
 Manguin Olivia, 103, 104  
 Mazaleyrat Frédéric, 35, 36, 190, 191, 226, 227, 233–235  
 Mehta Virat, 92, 93  
 Menshawy Samh, 47, 48  
 Mentès T., 62, 63, 98, 99, 110, 111  
 Meny C., 224, 225  
 Merazzo Karla Jaimes, 49, 50  
 Merazzo-Jaimes Karla, 47, 48, 131, 132  
 Mercier Adrien, 226, 227  
 Mercone Silvana, 166, 167, 224, 225  
 Merhe Alaaeldine, 271, 272, 280  
 Meunier T., 70, 71  
 Meyer Thomas, 261, 262, 279  
 Miron Ioan Mihai, 110, 111, 220, 221, 230  
 Mjadhé Hamid, 42, 43  
 Mocuta Cristian, 192–194  
 Mohseni Morteza, 261, 262  
 Moisan Nicolas, 96, 97  
 Montaigne François, 28–31, 42, 43, 236, 237  
 Montebianco Vincés Elmer Nahuel, 28–31  
 Moreau-Luchaire C., 199, 200  
 Mossang Eric, 231, 232  
 Mougín Alexandra, 245, 246, 255, 256, 263, 264  
 Moussy Jean-Baptiste, 101  
 Moutafis Christoforos, 83, 84  
 Moutaouekkil Mohamed, 42, 43

Munoz M., 249, 250  
 Murapaka Chandrasekhar, 49, 50  
 Murrie M., 102  
  
 Naganuma Hiroshi, 158  
 Naletov V., 249, 250  
 Naletov V.V., 32, 33  
 Nascimento Valberto, 231, 232  
 Nath Jayshankar, 220, 221, 230  
 Newbold Brittni, 177, 178  
 Nguyen Van Dai, 144, 145  
 Noël Paul, 70, 71, 150–153, 158  
 Nong Thi Thanh Huyen, 166, 167  
 Nsibi Mohamed Ali, 220, 221  
  
 Ohldag Hendrik, 92, 93  
 Ohno H., 24, 25, 127, 128  
 Ohresser Philippe, 28, 29, 58, 59, 103–106  
 Okuno H., 202, 203  
 Ormaza Maider, 77  
 Otero Edwige, 28, 29, 103–106  
 Oyarzun S., 158  
  
 Palermo X., 199, 200  
 Pannetier-Lecoeur Myriam, 67, 68, 140, 141  
 Pasko A., 190, 191  
 Paterson G., 60, 61  
 Patriarche Gilles, 210, 211  
 Patte R., 181, 182  
 Paul Elodie, 140, 141, 212, 213  
 Pedersoli E., 271, 272  
 Perna Paolo, 267, 268  
 Perrin Yann, 148, 149, 176  
 Perrissin Nicolas, 253, 254  
 Perry Frederic, 236, 237  
 Peter M., 105, 106  
 Petit-Watelot Sebastien, 28, 29, 42, 43, 133, 134, 238, 239  
 Petroff Frédéric, 72, 73, 105–108  
 Pham V. T., 152, 153  
 Pham Van Tuong, 156, 157  
 Piamonteze C., 216, 217  
 Picone A., 204, 205  
 Pierron-Bohnes V., 224, 225  
 Pillonnet Gaël, 148, 149  
 Pini Maria Gloria, 269, 270  
 Piquemal-Banci Maëlis, 72, 73  
 Piraux Luc, 218, 219  
 Pirro Philipp, 261, 262, 279  
 Pizzini Stefania, 79, 80, 85–88, 110, 111, 116, 117, 267, 268  
 Pochet P., 202, 203  
  
 Pogossian Souren, 65, 66  
 Polewczyk Vincent, 42, 43, 197, 198  
 Popescu Horia, 94, 95  
 Popova Elena, 214, 215  
 Prejbeanu Lucian, 144, 145, 253, 254  
 Preziosi D., 216, 217  
 Prieto J. L., 249, 250  
 Prigent C., 190, 191  
 Prinsloo Aletta, 164, 165, 208, 209  
 Protze Florian, 131, 132  
 Purbawati Anike, 49, 50  
  
 Qassym Lilia, 247, 248  
 Querlioz Damien, 53, 54, 55, 56, 129, 130  
 Quinard Benoît, 107, 108  
  
 Ranno Laurent, 85–88, 116, 117  
 Ranou Laurent, 146, 147  
 Rao Siddharth, 123, 124  
 Ravelosona Dafiné, 174, 175  
 Reid A. H., 92, 93, 177, 178  
 Renaud Gilles, 58, 59  
 Renault O., 202, 203  
 Rettori Angelo, 269, 270  
 Reyes D., 228, 229  
 Reyren Nicolas, 83, 84, 150, 151, 199, 200  
 Richy Jérôme, 208, 209  
 Ridier K., 102  
 Riou Mathieu, 53, 54, 129, 130  
 Rioult Maxime, 62, 63  
 Robert A., 195, 196  
 Robert Sylvie, 197, 198  
 Robertson John, 72, 73  
 Rodriguez L.-A., 228, 229  
 Rohart Stanislas, 79, 80, 114, 115, 118, 119, 257, 258  
 Rojas-Sanchez Juan-Carlos, 152, 153, 158, 179, 180, 238, 239  
 Romera M., 55, 56, 125, 126  
 Rortais F., 202–205  
 Rouco V., 199, 200  
 Rougemaille Nicolas, 79, 80, 176  
 Rousseau Olivier, 222, 223  
 Roussigné Yves, 79, 80  
 Rozet J.-P., 190, 191  
 Rubi J. M., 154, 155  
 Ruiz-Calaforra Ana, 49, 50  
  
 Sabon Philippe, 144, 145  
 Sacchi Maurizio, 94, 95  
 Sadaoui Youcef, 183, 184  
 Sala A., 110, 111  
 Sala Alessandro, 98, 99



Sampaio João, 114, 115, 118, 119, 255, 256  
 Sander Anke, 107, 108, 120, 121, 199, 200  
 Santamaria Jacobo, 158, 199, 200, 216, 217  
 Sato H., 24, 25  
 Savero-Torres Williams, 156, 157, 263, 264  
 Savoini Matteo, 92, 93  
 Schaefer Sandra, 62, 63  
 Scheurer Fabrice, 28, 29, 103–106  
 Schieffer Philippe, 206  
 Schleicher Filip, 28–31, 103, 104  
 Schlotter William F., 92, 93  
 Schmerber Guy, 28, 29, 103, 104  
 Schmool D., 60, 61  
 Schoenstein F., 224, 225  
 Schott Marine, 85–88, 116, 117  
 Seneor Pierre, 72, 73, 105–108  
 Sengupta Kajari, 231, 232  
 Sergeeva-Chollet N., 140, 141  
 Serin V., 228, 229  
 Shafer Padraic, 92, 93  
 Sheppard Charles, 164, 165, 208, 209  
 Shin Y., 224, 225  
 Sicoli G., 158  
 Silvani Raffaele, 269, 270  
 Simon Stéphanie, 212, 213  
 Sinova Jairo, 81, 82  
 Smith Dallin, 177, 178  
 Smogunov A., 101  
 Solignac Aurélie, 67, 68  
 Soumah Lucile, 65, 66, 247, 248  
 Sousa Ricardo, 26, 27, 144, 145, 156, 157, 253, 254  
 Spenato David, 164, 165, 208, 209, 245, 246  
 Spezzani Carlo, 94, 95  
 Srivastava Titiksha, 87, 88, 116, 117  
 Stöhr Joachim, 92, 93  
 Stéphane Auffret, 87, 88, 160, 161, 230, 243–246, 279  
 Stamps R.L., 60, 61  
 Stano M., 172, 173  
 Stano Michal, 62, 63, 98, 99, 168, 169  
 Steydli S., 190, 191  
 Stiles Mark, 53, 54, 129, 130  
 Stoeffler Daniel, 281, 282  
 Strelkov Nikita, 144, 145, 253, 254  
 Studniarek Michał, 28, 29, 103–106  
 Suemasu Takashi, 186, 187  
 Swerts Johan, 123, 124  
 Tacchi Silvia, 269, 270  
 Takahashi Yukiko K., 92, 93  
 Takata Fumiya, 186, 187  
 Talatchian Philippe, 55, 56  
 Talbi Abdelkrim, 42, 43  
 Taleb-Ibrahimi Amina, 105, 106, 150, 151  
 Tamine Mokrane, 183, 184  
 Tamion Alexandre, 170, 171, 195, 196  
 Tatay S., 107, 108  
 Taudul Beata, 28–31, 103, 104  
 Teurtrie Adrien, 214, 215  
 Thevenard Laura, 38–41, 192–194  
 Thiaville André, 114, 115, 118, 119, 257, 258  
 Thierry Nicolas, 32, 33  
 Thirion Christophe, 98, 99, 146, 147, 172, 173  
 Thomas C., 70, 71  
 Tiberkevich Vasyl, 45, 46  
 Tiercelin Nicolas, 42, 43  
 Tiusan C., 277, 278  
 Tonnerre Jean-Marc, 231, 232  
 Torrejon Jacob, 53, 54, 129, 130  
 Tortech L., 101  
 Tournus Florent, 58, 59, 170, 171, 195, 196  
 Toussaint Jean-Christophe, 62, 63, 98, 99, 168, 169, 172, 173  
 Trapp Beatrix, 62, 63, 98, 99, 168, 169, 172, 173  
 Trassinelli Martino, 188–191  
 Tricot Sylvain, 206  
 Trifu Alexandru Vladimir, 220, 221  
 Tsunegi Sumito, 53–56, 125, 126, 129, 130  
 Tsvetanova Diana, 123, 124  
 Tuzcek F., 75, 76  
 Turban Pascal, 206  
 Tyrman Muriel, 233–235  
 Ulhaq-Bouillet C., 224, 225  
 Urbain Etienne, 28, 29, 103, 104  
 Vallobra P., 179, 180  
 Varignon J., 37, 216, 217  
 Vaz D., 158  
 Vecchiola A., 107, 108  
 Velázquez-Galván Yenni G., 218, 219  
 Veloso Coelho Paulo, 144, 145  
 Vergnaud C., 150, 151, 202–205  
 Verlhac Benjamin, 77  
 Vernhet D., 190, 191  
 Vernier Nicolas, 174, 175  
 Vidal Franck, 94, 95, 162, 163, 210, 211

Vila Laurent, 26, 27, 32, 33, 47–50, 70, 71, 144, 145, 150–153, 156–158, 174, 175, 186, 187

Villegas J.E., 199, 200

Viret Michel, 32, 33, 138

Vistoli Lorenzo, 120, 121

Vobornik I., 204, 205

Vodenicarevic D., 55, 56

Vodungbo Boris, 241, 242, 271–274, 280

Vogel Jan, 79, 80, 85, 86, 110, 111, 267, 268

von Bardeleben H.J., 139, 183, 184

von Korff Schimsing C., 271, 272

Vukadinovic Nicolas, 142, 143, 265, 266

Wang Jian, 92, 93

Wang Wenbo, 120, 121

Warin P., 152, 153

Warot-Fonrose Bénédicte, 103, 104, 164, 165, 228, 229

Wartelle Alexis, 62, 63, 98, 99, 168, 169

Weatherup Rob, 72, 73

Weber D., 271, 272

Weber W., 103, 104, 105, 106

Wegrowe Jean-Eric, 154, 155

Weil Raphaël, 245, 246, 255, 256, 257, 258

Wen Yan, 160, 161

Weng Xiaorong, 162, 163, 210, 211

Wetzel P., 105, 106

Williame Jerome, 51, 52

Wittrock Steffen, 131, 132

Wolfgang Weber, 28, 29

Wu J.-C., 60, 61

Wu Weida, 120, 121

Wulfhekel Wulf, 28, 29, 81, 82, 103–106

Xavier Stephane, 72, 73

Xu Y., 179, 180

Xu Yong, 90, 91

Xuan Liu, 271, 272, 280

Yakushiji K., 55, 56, 125, 126

Yang H., 110, 111, 152, 153, 230

Yoo Myoung-Woo, 112, 113

Yuasa S., 125, 126

Yuasa Shinji, 53, 54, 55, 56, 129, 130

Zahnd Gilles, 152, 153, 156, 157

Zehani K., 190, 191

Zhang C., 127, 128

Zhang L., 179, 180

Zhang Xixiang, 160, 161

Zhang Xueying, 174, 175

Zhao Weisheng, 174, 175

Zheng Yunlin, 94, 95, 162, 163, 210, 211

Zhu Q., 251

Zhu Qiuxiang, 120, 121

Zighem F., 277, 278

Zill Olivia, 28, 29

Zucchetti C., 204, 205



# Programme

## Dimanche 24/09

17h Arrivée au FIAP  
18h Cocktail de bienvenue  
19h30 Dîner au FIAP

## Lundi 25/09

8h20-8h30 Introduction

8h30-10h10  
O1-EDS

10h10-10h30 Pause café

10h30-12h10  
O2-MULTI

12h10 Déjeuner

14h00-16h00  
Posters 2D, DYN,  
MULTI, NANOMAG

16h00-16h30 Pause café

16h30-18h30  
O3-STNO

18h50-19h50 Invité  
J.-P. Bouchaud

19h50 Dîner au FIAP

## Mardi 26/09

8h30-10h10  
O4 -NANOMAG  
O5-ELCAR

10h10-10h30 Pause café

10h30-12h30  
Posters EDS, ELCAR,  
ORGMOL, SKY, STNO

12h30 Déjeuner

14h-17h  
Plage libre

17h20-18h40  
O6 -2D  
O7-ORGMOL

18h45 Remise de prix

20h00 Dîner de gala

## Mercredi 27/09

8h30-10h10  
O8-SKY

10h10-10h30 Pause café

10h30-12h10  
O9-DYN

12h10 Déjeuner