



HAL
open science

**Étude des propriétés non-linéaires et de l'origine du
bruit d'oscillateurs à transfert de spin à base de vortex :
vers le développement de nano-dispositifs
radiofréquences spintroniques**

Eva Grimaldi

► **To cite this version:**

Eva Grimaldi. Étude des propriétés non-linéaires et de l'origine du bruit d'oscillateurs à transfert de spin à base de vortex : vers le développement de nano-dispositifs radiofréquences spintroniques. Science des matériaux [cond-mat.mtrl-sci]. Université Paris Sud - Paris XI, 2015. Français. NNT : 2015PA112082 . tel-01182406

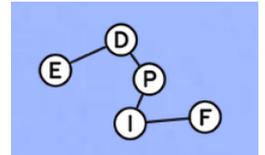
HAL Id: tel-01182406

<https://theses.hal.science/tel-01182406>

Submitted on 31 Jul 2015

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

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



UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE 564 :

PHYSIQUE EN ÎLE-DE-FRANCE

Laboratoire : Unité Mixte de Physique CNRS-Thales

THÈSE DE DOCTORAT

PHYSIQUE

par

Eva GRIMALDI

**Etude des propriétés non-linéaires et de l'origine du bruit
d'oscillateurs à transfert de spin à base de vortex :
vers le développement de nano-dispositifs radiofréquences
spintroniques**

Date de soutenance : 16 juin 2015

Composition du jury :

Christian Back	Rapporteur
Ursula Ebels	Rapporteur
Claude Chappert	Président du jury
Gilles Cibiel	Examineur
Rose-Marie Sauvage	Examineur
Sébastien Petit-Watelot	Examineur
Vincent Cros	Directeur de thèse

Remerciements

Tout d'abord je souhaiterai remercier les membres du jury : merci à Ursula Ebels et Christian Back pour avoir rapporté ma thèse, merci à Claude Chappert pour l'avoir présidée, merci à Sébastien Petit pour avoir accepté d'assister à ma soutenance et enfin merci à Rose-Marie Sauvage et Gilles Cibiel pour votre suivi assidu lors de ces trois années, vos conseils et votre disponibilité m'ont permis de mener à bien ce travail de thèse.

A la question récurrente « Oh, une thèse... tu ne te retrouves pas trop livrée à toi-même? », j'ai eu le plaisir et la chance de répondre par la négative. Un travail de thèse n'étant jamais le fruit d'un travail solitaire, il m'est nécessaire d'insister sur le rôle primordial qu'a eu l'équipe de travail avec laquelle j'ai pu travailler au cours de ces quatre années (stage inclus !), et ce, toujours dans la bonne humeur !

Dans un premier temps, je souhaiterai donc remercier les collaborateurs avec qui j'ai eu le plaisir de travailler : le Pr. Yuasa et son équipe, pour leurs superbes échantillons, sans qui toutes ces mesures n'auraient jamais vu le jour ; Grégoire Pillet, pour ton aide et tes explications qui m'ont rendu le bruit de phase beaucoup moins effrayant qu'il n'y paraissait. Merci aussi à l'équipe de Klim, ainsi qu'à Anatoly Belanovsky pour m'avoir aidée à avancer sur mon sujet.

Puis, passons à l'équipage de l'UMPhy, ce gros bateau, et en particulier la team vortex ! Je tiens à te remercier, Vincent, pour toute l'écoute et la disponibilité que tu as eu. Malgré les nombreuses conférences, réunions et autres parties de badminton, tu as toujours su être disponible et toujours de bon conseil ! Ton calme, ton enthousiasme et ta franchise resteront un exemple que je tâcherai de suivre, non sans mal. Je sais que c'est une denrée rare d'avoir un directeur de thèse de ta nature ! Merci aussi Julie, pour ton point de vue avisé, toujours là dès qu'une équation coince ! Surtout que c'est grâce à toi que j'ai eu la chance (par hasard !!) de rencontrer l'UMPhy et que je me suis dit que ce labo avait l'air vraiment cool ! Et Paolo, merci d'avoir été là, de m'avoir pousser vers le banc de manip, lorsque j'y allais à reculons (même si j'étais grognon) ainsi que pour tes programmes Labview monumentaux ☺. Merci aussi à Antoine pour m'avoir passé le flambeau des STOs, à Benjamin pour avoir eu la patience de m'accompagner lors de mes premières mesures sur les tout-petits oscillateurs, et à Nicolas L. pour ta pédagogie, tu as eu un rôle-clef dans ma compréhension des moindres secrets des vortex (bon, ok, il en reste encore) ! Sumito-san, thank you for your kindness and your experimental genius, remember "No Catastrophe", hope we will meet soon! Romain et Alex, il me faut bien le dire au moins une fois, je ne sais pas ce qu'auraient été ces années sans vous : nos discussions (à s'en arracher les cheveux) plus ou moins scientifiques, vos blagues (à s'en arracher les cheveux aussi) et vos sachets de thé vont me manquer. Et enfin, bonne suite aussi aux nouveaux venus, Jacob, Mathieu, Philippe, Miguel, Sam et Flavio : l'avenir des STOs est entre de bonnes mains !

J'ai du mal à ne résumer mon équipe à ce seul noyau, et j'aurai tendance à le définir d'une manière plus large, ne se limitant pas aux seuls oscillateurs mais s'étendant vers d'autres contrées. Ainsi j'ai partagé mes années de thèse avec Sören (mon parfait co-bureau et Matlab Master – oui, c'est pratique !) et ses oxydes, Olivier, ses magnons-mignons - si, si, je sais que toi aussi tu le dis (le maestro de Blender : allez, je l'avoue, tu es le créateur du magnifique vortex arc-en-ciel), João (dit « le skipper du lac de Choisy ») et ses skyrmions : j'ai toujours pu compter sur vous, dès que quelque chose bloque, il y en a toujours un pour avoir la solution... ou pour espérer la trouver ! Merci car vous avez rendu mes quatre années riches en discussions sans fin (de Kittel à Darwin et enfin Ryaaaaan !), débats (plus ou moins utiles ☺), rires, bières, eau chlorée, mardi-ciné et caféine ! Je n'oublie pas non plus Marie-Blandine, ma « sista » de thèse, au sourire qui ne s'éteint jamais et au crousti-potins, je garde un souvenir mémorable de notre périple américain ; Noah, l'homme-mystère mystérieux et ses 5 vies ; André et Julian, mes deux petits allemands, j'espère qu'on aura l'occasion de se recroiser vite ; Steven, merci pour les sandwiches car grâce à

toi j'ai pu continuer ma croissance, héhé ; petit-Martin, sans toi je serai restée à vie dans le RER avec tous mes sacs-cabas (au passage, bon courage avec Romain ;) ; Carlos, hâte de te recroiser en conférence, que ce soit sur les pistes de ski ou de danse ! Mais aussi merci à tous les autres, que ce soit, mes ex-co-bureau que j'ai eu le plaisir de découvrir à force de chaises musicales : Arnaud, JC, Bruno, Edouard, Murat, Lee et Aymeric, ou encore Laura (récupère vite !), Rie-san (thank you for your great japanese lessons !), Karin (I wait for your dinner !), Cristina, Julien, Marta, Sergio, David(e), Daniel(e), Regina, Piotr, Ryan, Constance, Mathieu, Diogo, Xavier, et j'en oublie encore. Ca a toujours été un plaisir de vous croiser dans les couloirs !

Ma très courte expérience en milieu professionnel m'a rapidement permis de comprendre que ce sont bien les gens qui sont à l'origine de la bonne atmosphère qui règne dans un groupe, et les plus permanents sont bien les Permanents de ce laboratoire. Merci donc aux deux directeurs, Fred et Fred, qui font naviguer cette barque, aussi bien pour votre accueil, pour votre gentillesse et votre écoute, que le problème résulte d'une recherche de post-doc ou d'une machine à café qui tombe en panne. Merci Anne et Christine pour vos sourires et votre efficacité sans faille, l'administratif n'a jamais été aussi agréable ! Merci aussi à Jean-Claude et Bruno, les pros des oscillateurs ainsi qu'à Richard L. pour ton fameux circulateur ! Eric, un grand merci pour ton attention et tes vannes régulières, toujours utiles lorsque le moral fait les montagnes russes ; Vincent G., grâce à toi, j'ai pu agrémenter ma rédaction de musique à la pointe et de films d'utilité incertaine ☺ ; Nico R. t'es tout simplement top, sans compter le nombre de coups de main que tu m'as filé, et toujours avec patience et sourire ; Manu merci pour ton joli fauteuil, qui a permis de meubler dignement mon premier appartement ! ; Pierre, pour tes explications scientifiques et tes histoires sans fin non-scientifiques ; Richard, c'est toujours avec plaisir que je te retrouve autour d'une bière. Merci aussi à tous les autres, vous êtes tous géniaux !

Je souhaiterai aussi remercier ma famille et mes amis. Merci à mes parents, frères et sœur et grands-parents qui m'ont toujours soutenue et sans qui je ne serai pas là où j'en suis aujourd'hui. J'ai été très heureuse de vous avoir avec moi lors de ma soutenance, malgré vos emplois du temps chargés ! Merci aussi à mes amis, toujours là quand on en a bien besoin ! En particulier, merci Clacla pour tes crumbles et autres spécialités culinaires, je survise grâce à toi depuis désormais plus de 20 ans (héhé, oui ça fait long !), Raf pour tes pauses cafés toujours appropriées, Alex pour tes bons petits plats du sud et tes blagues vaseuses, Hélène pour nos sorties entre deux déménagements et deux pages de manuscrit et Eugénie pour m'avoir réveillée chaque matin pour notre petit déjeuner aux Gobelins !

Et enfin, Antoine, merci de m'avoir supportée toutes ces années (entends le comme tu veux, héhé). Tu as toujours su me faire sourire et rire même lorsque le moral n'était pas au beau fixe, et peut-être un peu plus au cours de cette dernière année ;). Je te dois beaucoup ! Alors un grand merci à toi.

Table des matières

Remerciements.....	i
Table des matières	iii
Introduction générale.....	1
Partie I Principe et état de l'art des oscillateurs à transfert de spin.....	5
Chapitre 1 Les oscillateurs à transfert de spin	7
1.1 Les phénomènes spintroniques mis en jeu	7
1.1.1 Le transport dans les matériaux ferromagnétiques	7
1.1.2 Effets magnétorésistifs et courant polarisé en spin	8
1.1.3 Le couple de transfert de spin et la dynamique d'aimantation.....	14
1.2 Oscillateurs à transfert de spin : principe et applications	19
1.2.1 L'oscillateur à transfert de spin : la combinaison du transfert de spin et de la magnétorésistance	19
1.2.2 Applications potentielles	22
Chapitre 2 Modèle de l'auto-oscillateur non-linéaire	29
2.1 Description générale.....	29
2.1.1 Equation générale de l'auto-oscillateur non linéaire	29
2.1.2 Oscillations entretenues.....	30
2.2 Effet des fluctuations thermiques sur la dynamique.....	33
2.2.1 Illustration de l'influence du bruit.....	34
2.2.2 Puissance et amplitude en présence de bruit	35
2.2.3 Fluctuations de phase et de puissance des oscillations.....	38
2.2.4 Spectre des oscillations et la largeur de raie à mi-hauteur	42
2.2.5 Etude de la cohérence des oscillations : différentes approches	44
2.3 Dynamique sous l'influence d'une force externe	47
2.3.1 Verrouillage par injection.....	47
2.3.2 Excitation paramétrique	49
2.3.3 Synchronisation mutuelle d'oscillateurs	50
Partie II L'oscillateur à base de vortex magnétique.....	53
Chapitre 3 Le vortex magnétique et sa dynamique.....	55
3.1 Le vortex magnétique et ses propriétés	55
3.1.1 Distribution de l'aimantation	55
3.1.2 Stabilité du vortex dans un nano-disque.....	60
3.1.3 Influence d'un champ magnétique	62
3.1.4 Influence d'un courant électrique.....	64
3.2 Le mode gyrotropique de vortex	66
3.2.1 Equation de Thiele appliquée au vortex	66
3.2.2 Expressions analytiques des forces de l'équation de Thiele	71
3.2.3 Rôle des forces sur la dynamique du cœur de vortex	75
Chapitre 4 Formalisme de l'auto-oscillateur non-linéaire adapté au mode gyrotropique	79
4.1 Dynamique du mode gyrotropique dans le formalisme de l'auto-oscillateur non-linéaire	79
4.1.1 Equation de Thiele projetée.....	79
4.1.2 Equivalence avec l'équation de l'auto-oscillateur non-linéaire	80
4.2 Description analytique du mode gyrotropique entretenu	81
4.2.1 Mode gyrotropique entretenu : deux conditions à remplir	81
4.2.2 Amplitude et fréquence du mode gyrotropique entretenu	82
4.2.3 Réponse dynamique à une perturbation du rayon d'orbite.....	84
4.3 Influence du bruit thermique sur le mode gyrotropique entretenu	85
4.3.1 Illustration de l'influence du bruit.....	85
4.3.2 Puissance du mode gyrotropique en présence d'un bruit blanc	86

4.3.3 Fluctuations de phase et d'amplitude du mode gyrotropique	86
4.3.4 Largeur de raie du spectre et régimes de température	89
4.3.5 Etat de l'art des résultats expérimentaux associés à la dynamique de vortex.....	90
Partie III Techniques expérimentales	93
Chapitre 5 Systèmes étudiés et techniques utilisées	95
5.1 Présentation des échantillons	95
5.1.1 Jonctions tunnel standards	95
5.1.2 Jonctions hybrides	96
5.1.3 Origine du signal rf.....	97
5.2 Banc de mesure.....	99
5.2.1 Convention de courant.....	99
5.2.2 Circuit de mesure.....	99
5.2.3 Relation entre le signal mesuré et la dynamique de vortex	100
5.3 Mesures et protocoles mis en place	102
5.3.1 Mesures de transport.....	102
5.3.2 Mesures fréquentielles	102
5.3.3 Mesures temporelles	103
Partie IV Propriétés du signal rf caractéristique du vortex.....	113
Chapitre 6 Signal rf issu du mode gyrotropique.....	115
6.1 Oscillations entretenues : conditions d'obtention	115
6.1.1 Contrôle de la polarité du vortex	115
6.1.2 Rôle du champ perpendiculaire	116
6.1.3 Spectre mesuré pour différentes configurations	116
6.2 Description des propriétés du signal rf	117
6.2.1 Modes dynamiques du vortex excités par transfert de spin	117
6.2.2 Largeur de raie et puissance caractéristiques	118
6.2.3 Champ critique et courant critique.....	120
Chapitre 7 Optimisation des conditions d'oscillations et jonctions hybrides	123
7.1 Forte émission rf à champ nul.....	123
7.1.1 Préparation de la configuration magnétique du nano-pilier.....	123
7.1.2 Oscillations entretenues à champ nul.....	123
7.1.3 Influence du champ magnétique sur le signal rf.....	124
7.2 Analyse du comportement en champ.....	125
7.2.1 Configurations magnétiques accessibles	125
7.2.2 Action conjointe du PSP et du SAF sur la dynamique d'aimantation	126
7.3 Emission rf à courant négatif.....	129
7.3.1 Caractéristique à champ nul.....	129
7.3.2 Dépendance par rapport au champ perpendiculaire.....	130
Chapitre 8 Influence de la chiralité du vortex.....	133
8.1 Chiralité du vortex et stabilité en champ	133
8.2 Modification des propriétés du signal rf avec la chiralité	134
8.2.1 Jonctions standards en présence de champ	134
8.2.2 Jonctions hybrides en absence de champ.....	136
Chapitre 9 Jonction standard à base de FeB	139
9.1 Couche libre de FeB revêtue de MgO.....	139
9.2 Puissance record et diminution du champ critique	139
9.2.1 Structure de la jonction standard et TMR	139
9.2.2 Puissance record mesurée	140
9.2.3 Origine de la forte puissance	140
9.2.4 Evolution de la largeur de raie.....	141
Partie V Analyse de la dynamique bruitée du vortex	143
Chapitre 10 Etude du bruit d'amplitude et bruit de phase du mode gyrotropique.....	145

10.1 Cadre de l'étude.....	145
10.1.1 Conditions de mesure	145
10.1.2 Evolution de la largeur de raie	146
10.2 Etude du bruit d'amplitude et du bruit de phase.....	147
10.2.1 Niveau du bruit d'amplitude	147
10.2.2 Pentes caractéristiques du bruit d'amplitude et de phase	147
10.2.3 Comparaison aux prédictions analytiques.....	149
10.2.4 Limite du modèle : bruit « proche porteuse »	150
10.3 Analyse des paramètres de réponse au bruit.....	153
10.3.1 Paramètres de réponse au bruit du vortex magnétique.....	153
10.3.2 Dépendance par rapport au courant.....	154
10.4 Spécificité du vortex magnétique	160
10.4.1 Accordabilité du vortex.....	160
10.4.2 Avantage par rapport à la dynamique d'aimantation uniforme.....	161
10.4.3 Energie du vortex	161
10.5 Origine de la largeur de raie et améliorations possibles.....	161
10.5.1 Estimation de la largeur de raie.....	162
10.5.2 Possibilités d'amélioration de la largeur de raie	163
Chapitre 11 Limites de validité d'un bruit blanc thermique isotrope.....	165
11.1 Dynamique asymétrique et bruit anisotrope.....	165
11.1.1 Equivalence entre oscillations du cœur et enveloppe du signal	165
11.1.2 Puissance d'oscillations fonction de la position du cœur.....	165
11.1.3 Paramètres de réponse au bruit moyennés sur la trajectoire.....	166
11.1.4 Fluctuations asymétriques.....	168
11.2 Limite de l'hypothèse d'un bruit thermique.....	169
11.2.1 Evolution des propriétés spectrales avec la température.....	169
11.2.2 Modification du bruit d'amplitude et du bruit de phase avec la température.....	171
Partie VI Les effets d'un courant alternatif sur la dynamique de vortex	175
Chapitre 12 Illustration de la synchronisation du vortex à un courant rf	177
12.1 Synchronisation d'oscillateur à transfert de spin.....	177
12.2 Détermination des forces de synchronisation.....	178
12.2.1 Les forces de synchronisation	178
12.2.2 Déphasage et gamme de synchronisation.....	181
12.2.3 Synchronisation aux ordres supérieurs.....	182
12.3 Gamme de synchronisation du vortex	183
Chapitre 13 Etude de la synchronisation à une source externe.....	185
13.1 Synchronisation à la fréquence naturelle.....	185
13.2 Etude de la gamme de synchronisation	186
13.3 Synchronisation au double de la fréquence naturelle	188
Chapitre 14 Excitation paramétrique du mode gyrotropique par un courant rf.....	191
14.1 Influence d'un courant rf en régime sous-critique.....	191
14.2 Modélisation de l'excitation paramétrique	192
14.2.1 Brisure de symétrie.....	193
14.2.2 Différents régimes d'excitation.....	193
14.2.3 Amplitude d'oscillations et fréquence.....	194
14.3 Comparaison à l'expérience	195
Chapitre 15 L'auto-verrouillage par injection d'un STO : utilisation du signal rf retardé.....	199
15.1 Mesures d'un STO synchronisé sur lui-même	199
15.1.1 Banc expérimental.....	199
15.1.2 Modification du signal rf sous l'influence du retard	200
15.2 Modélisation de l'auto-injection.....	201
15.2.1 Equation de la dynamique avec le retard.....	201
15.2.2 Puissance et fréquence avec le retard	201
15.2.3 Modification du courant critique.....	202

15.3 Effet du déphasage induit par la ligne à retard.....	202
15.3.1 Modification du régime stationnaire.....	203
15.3.2 Influence sur la cohérence des oscillations.....	204
Conclusion et perspectives	207
ANNEXES	211
Annexe A. Mesures de transport	213
Annexe B. Définition de densité spectrale de puissance et fonction d'autocorrélation	217
Annexe C. Variance de phase et fonction d'autocorrélation des oscillations	219
Annexe D. Relation entre variance de phase et le bruit de phase.....	221
Annexe E. Cas particulier de fluctuations de phase suivant une marche aléatoire	223
Bibliographie	225

Introduction générale

A la fin des années 80, la découverte de la magnétorésistance géante (GMR) a révolutionné le domaine de l'informatique en permettant d'améliorer fortement les capacités de stockage des disques durs. Cette découverte fondamentale marque également la naissance d'un nouveau domaine de la physique, basé sur l'interaction entre un courant polarisé en spin et un moment magnétique et appelé électronique de spin ou spintronique.

Parmi les événements marquants de la jeune histoire de la spintronique, la découverte de la magnétorésistance tunnel (TMR) a permis d'augmenter encore plus les performances des disques durs au début des années 2000. Elle a aussi amené à concevoir les M-RAM, basés sur la lecture de bits magnétiques par l'effet de TMR, qui sont devenus des candidats potentiels au remplacement des actuelles mémoires vives S-RAM et D-RAM.

Avant la fin des années 90, la manipulation de l'aimantation d'un matériau ferromagnétique ne pouvait être effectuée que par l'action d'un champ magnétique. Puis J.C. Slonczewski et L. Berger prédirent qu'un courant polarisé en spin pouvait également permettre d'agir sur l'aimantation. Cet effet, appelé transfert de spin, est un phénomène majeur de l'électronique de spin.

Une des applications importantes du transfert de spin est la génération d'oscillations entretenues de l'aimantation à partir d'un courant polarisé en spin. Ce phénomène a permis d'inventer des oscillateurs d'un nouveau genre, dénommés Spin Transfer Oscillator (STO) qui sont basés à la fois sur l'effet magnétorésistif et celui de transfert de spin. Ces dispositifs ont l'avantage d'être compatibles avec les technologies CMOS et de taille submicronique, donc hautement intégrables. De plus, ils sont résistants aux radiations électromagnétiques, accordables et agiles avec des fréquences comprises entre la centaine de mégahertz et quelques dizaines de gigahertz. De tels composants radiofréquence (rf) seraient alors des technologies innovantes dans les domaines des télécommunications, des capteurs de champs dynamiques et des détecteurs de fréquence temps-réel.

Au cours des dix dernières années, de nombreux groupes se sont intéressés à ce type de dispositif, avec pour objectif la description des mécanismes de la dynamique d'aimantation induite par transfert de spin, la compréhension de l'action du transfert de spin lui-même ou encore la caractérisation du signal rf issu du STO. Depuis fin 2003, date de la première démonstration expérimentale de l'oscillateur à transfert de spin, les progrès dans la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu ont permis d'améliorer les conditions d'obtention des oscillations ainsi que la puissance et la cohérence du signal rf.

Peu avant le début de ma thèse, une configuration non-uniforme de l'aimantation, appelée vortex magnétique, a permis d'obtenir un signal rf de puissance et de cohérence élevées (de l'ordre de 1 nW pour une largeur de raie spectrale de 1 MHz) en comparaison de celui issu de dispositifs basés sur une aimantation uniforme. L'excitation du mode fondamental du vortex, dit mode gyrotropique, est observée pour la première fois en 2007 et s'illustre par des oscillations du cœur de vortex dont les fréquences sont comprises entre 100 MHz et 2 GHz. Cependant, l'application d'un champ magnétique était alors nécessaire pour permettre l'existence de ces oscillations.

Ma thèse est dédiée à l'étude expérimentale de ce mode gyrotropique induit par transfert de spin dans des nanostructures avec l'objectif de déterminer les voies possibles pour améliorer les performances de l'oscillateur à transfert de spin. Peut-on augmenter la puissance rf émise ? Peut-on se passer d'un champ magnétique externe pour exciter le mode gyrotropique ? Quelle est l'origine de la largeur de raie spectrale du signal rf et est-il possible d'améliorer la cohérence des

oscillations ? Et enfin, dans quelle mesure peut-on réussir à synchroniser ce type d'oscillateur ? Nous tâcherons de répondre à ces questions dans ce manuscrit qui s'articule autour de six parties.

Dans la Partie I, nous présenterons l'état de l'art des connaissances théoriques et expérimentales relatives aux oscillateurs à transfert de spin. Dans le Chapitre 1, nous introduirons les notions de base des effets magnéto-résistifs et de transfert de spin pour finalement aboutir au concept des STOs. Dans le Chapitre 2, nous présenterons en détail le modèle de l'auto-oscillateur non-linéaire et nous indiquerons quelques-unes des réalisations expérimentales de l'état de l'art qui le confirment. Ce modèle nous sera utile par la suite car il permet de décrire le comportement de la dynamique d'aimantation entretenue par transfert de spin et notamment l'influence des fluctuations thermiques sur la dynamique.

La Partie II est dédiée à la présentation de l'oscillateur à transfert de spin à base de vortex. Un état de l'art des propriétés statiques et dynamiques du vortex est donné au Chapitre 3 et nous permettra d'établir les outils qui nous seront nécessaires pour la compréhension du comportement des nanostructures étudiées expérimentalement. Dans le Chapitre 4, nous présenterons le modèle analytique développé au cours de cette thèse, décrivant le mode gyrotropique de vortex entretenu par transfert de spin dans le formalisme de l'auto-oscillateur non-linéaire. Grâce à ce modèle, nous pourrions prédire le comportement déterministe du STO, à savoir la fréquence et la puissance des oscillations, mais aussi l'influence des fluctuations thermiques sur la dynamique du vortex.

La Partie III se consacre à la présentation du cadre expérimental dans lequel nous avons effectué nos mesures. Dans un premier temps, nous présenterons les différents types d'échantillons étudiés ainsi que le banc de mesure employé. Ensuite, nous détaillerons les différentes techniques expérimentales utilisées pour l'analyse des signaux dc et rf issu du STO (Chapitre 5). Ce chapitre permettra de faire le lien entre les propriétés de la dynamique d'aimantation du mode gyrotropique avec celles du signal rf. Les mesures effectuées dans le domaine fréquentiel nous donneront accès aux caractéristiques déterministes du STO et les mesures effectuées dans le domaine temporel nous fourniront le moyen d'analyser les fluctuations auxquelles la dynamique d'aimantation est soumise.

Dans la Partie IV, nous nous attarderons à décrire les caractéristiques déterministes du signal rf associé au mode gyrotropique obtenues pour différents types d'échantillons. Le Chapitre 6 nous permettra de relever les conditions expérimentales pour lesquelles le mode gyrotropique est entretenu par transfert de spin. Nous pourrions montrer que le vortex magnétique n'existe que pour une gamme limitée d'excitation laissant place, au-delà, à un autre mode dynamique. Pour ces mesures, la structure des échantillons impose la présence d'un champ magnétique pour l'excitation du mode gyrotropique. Nous montrerons au Chapitre 7 qu'il est possible de réaliser d'autres types d'échantillons dont la structure permet d'obtenir des oscillations à champ nul. Au Chapitre 8, nous verrons que la symétrie du vortex, appelée chiralité, est un levier pour accéder à des gammes de fréquence différentes. Enfin, au Chapitre 9, nous présenterons les résultats de l'optimisation des matériaux constituant les échantillons. Ceci nous permet d'obtenir des puissances rf records allant jusqu'à $3.6 \mu\text{W}$, pour des largeurs de raie de quelques centaines de kilohertz, confirmant ainsi le fort potentiel des STOs à base de vortex.

La Partie V est dédiée à l'analyse des fluctuations perturbant le mode gyrotropique entretenu. Au Chapitre 10, l'étude du bruit d'amplitude et du bruit de phase des oscillations nous permettra de comprendre les mécanismes à l'origine de la décohérence des oscillations. L'analyse sera rendue possible grâce au modèle de l'auto-oscillateur développé pour la dynamique de vortex. Un point marquant sera la mise en évidence de l'augmentation du bruit de phase, issu de fluctuations thermiques, due aux fortes non-linéarités de l'oscillateur. Un deuxième point important sera la possibilité d'extraire de ces mesures les paramètres qui déterminent l'agilité de l'oscillateur mais aussi son accordabilité. Au Chapitre 11, nous étudierons dans quelles mesures les hypothèses sur

lesquelles repose le modèle de l'auto-oscillateur s'avèrent réalistes. Nous questionnerons notamment le fait d'avoir un bruit blanc thermique et isotrope à l'origine des fluctuations d'amplitude et de phase.

Dans la Partie VI, l'effet d'un courant alternatif sur le STO est étudié. Cette étude s'inscrit dans une démarche qui devrait permettre l'amélioration du bruit de phase grâce à la synchronisation mutuelle de plusieurs STOs. Après une description des mécanismes de synchronisation à un courant alternatif effectuée au Chapitre 12, nous présenterons les résultats expérimentaux obtenus lorsqu'un STO est synchronisé à une source de courant alternatif externe au Chapitre 13. En analysant ces résultats, nous montrerons l'importance de la symétrie du mode excité pour les mécanismes de synchronisation. Au Chapitre 14, nous détaillerons un mécanisme pouvant agir en parallèle de la synchronisation, appelé excitation paramétrique, qui permet de réduire l'amortissement effectif du système. Cet effet sera démontré expérimentalement et un modèle analytique nous permettra de comprendre les mécanismes physiques mis en jeu. Enfin au Chapitre 15, nous concluons avec la réalisation expérimentale d'un circuit original pour lequel le STO est synchronisé sur lui-même par le biais d'un signal rf réinjecté via une ligne à retard. Un tel circuit est une voie pour l'amélioration de la largeur de raie de l'oscillateur.

Partie I

Principe et état de l'art des oscillateurs à transfert de spin

Chapitre 1

Les oscillateurs à transfert de spin

Le transport des électrons au sein d'un matériau ferromagnétique est intrinsèquement lié à une propriété quantique de l'électron : son spin. On parle alors de transport électrique dépendant du spin. Deux phénomènes majeurs en résultent qui sont à la base des mécanismes fondamentaux des oscillateurs à transfert de spin. Ce sont la magnétorésistance et le transfert de spin.

Dans ce chapitre, nous décrivons dans un premier temps les mécanismes à l'origine de ces phénomènes spintroniques et les propriétés qui en découlent. Dans un second temps, nous présentons le principe des oscillateurs à transfert de spin, leurs avantages ainsi que leurs potentielles applications.

1.1 Les phénomènes spintroniques mis en jeu

1.1.1 Le transport dans les matériaux ferromagnétiques

Les matériaux clefs qui ont permis la conception d'éléments spintroniques sont les métaux de transition comme le fer, le cobalt, le nickel et leurs alliages. Ces matériaux, qui ont la particularité d'être ferromagnétiques à température ambiante, présentent une structure de bande différente des métaux classiques. En effet, deux bandes de conduction, 3d et 4s, sont présentes au niveau de Fermi. Les électrons d'orbitale 4s, délocalisés, présentent une structure de bande similaire à celle des métaux normaux mais il n'en est pas de même pour les électrons plus localisés de la bande 3d (voir Fig. 1 a).

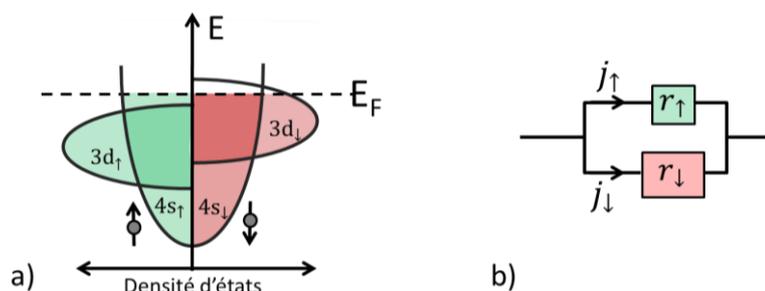


Fig. 1 a) Schématisation de la structure de bande 3d et 4s d'un métal de transition comme le cobalt ou le nickel. Le niveau d'énergie de Fermi est indiqué par E_F . b) Schématisation des propriétés de transport d'un tel matériau par le modèle à deux canaux de résistivité indépendante r_\uparrow pour les spins majoritaires et r_\downarrow pour les spins minoritaires correspondant à des courants de spin respectifs j_\uparrow et j_\downarrow .

Le matériau étant magnétique, le moment magnétique (ou spin) d'un électron 3d interagit avec celui de ses voisins, via l'interaction d'échange. Cette interaction a pour effet de favoriser une direction de moment magnétique identique à celle de ses voisins. L'électron ayant un moment magnétique orienté dans la direction de l'aimantation locale présente alors une énergie plus faible qu'un électron avec un moment magnétique orienté dans la direction opposée. Par conséquent, il faut diviser la bande de conduction 3d en deux sous-bandes $3d_\uparrow$ et $3d_\downarrow$, décalées en énergie et dépendantes de la direction du moment magnétique i.e. du spin de l'électron : les électrons dont le moment magnétique est aligné dans le sens de l'aimantation locale sont les électrons majoritaires désignés comme les électrons de spin up dans la bande $3d_\uparrow$, tandis que ceux dont le moment

magnétique est opposé à l'aimantation locale sont les électrons minoritaires, de spin down dans la bande $3d_{\downarrow}$. Par conséquent, le nombre d'électrons de spin up est différent de celui d'électrons de spin down, ce qui résulte en une différence de densité d'états au niveau de Fermi (voir illustration Fig. 1 a).

Dans ces matériaux, la conduction est essentiellement portée par les électrons 4s (plus légers et délocalisés au sein du matériau) tandis que les propriétés magnétiques sont assurées par les électrons 3d. Lors du transport, le recouvrement des bandes s et d a pour conséquence une diffusion dépendante du spin des électrons de conduction, sur les électrons localisés. Or dans une limite à température nulle, il est possible de supposer que le spin de l'électron se conserve lors de phénomène diffusif. Par conséquent, et comme illustré sur la Fig. 1 b, la conduction électrique peut être considérée comme s'effectuant dans deux canaux indépendants et parallèles, de résistivité r_{\uparrow} pour les électrons de spin up et r_{\downarrow} pour les électrons de spin down [1]. La résistivité totale du matériau r_t est donc :

$$r_t = \frac{r_{\downarrow} r_{\uparrow}}{r_{\uparrow} + r_{\downarrow}} \quad (1)$$

La densité d'état des électrons 3d de spin up étant différente de celle des électrons 3d de spin down, la diffusion des électrons de conduction 4s dépend donc du spin avec $r_{\uparrow} \neq r_{\downarrow}$. L'exemple de la Fig. 1 a correspond à la structure du cobalt ou du nickel, pour laquelle $r_{\uparrow} < r_{\downarrow}$.

A haute température, les canaux ne peuvent plus être considérés indépendants car le spin de l'électron présente une probabilité non nulle d'être retourné durant la diffusion. Dans le modèle à deux courants, cet effet peut être pris en compte grâce à un terme supplémentaire $r_{\uparrow\downarrow}$ avec lequel la résistivité totale du matériau s'exprime comme :

$$r_t = \frac{r_{\downarrow} r_{\uparrow} + r_{\uparrow\downarrow}(r_{\downarrow} + r_{\uparrow})}{r_{\uparrow} + r_{\downarrow} + 4r_{\uparrow\downarrow}} \quad (2)$$

Nous pouvons donc retenir deux choses importantes pour la suite. La première est que la résistivité du matériau dépend du spin de l'électron de conduction. La seconde (qui est une conséquence du premier point) est que, comme le courant circule majoritairement au travers du canal de plus faible résistivité, le courant est polarisé en spin i.e. présente une population différente de spin up et de spin down.

1.1.2 Effets magnétorésistifs et courant polarisé en spin

Dans cette thèse, nous considérons des structures constituées d'un empilement de matériaux ferromagnétiques (F) et non-magnétique (NM) de type F / NM / F, pour lesquels NM est un métal normal ou un isolant. Nous verrons que le transport électrique au travers de cette structure est fonction de l'orientation relative des aimantations des couches ferromagnétiques, désignée comme la « configuration magnétique ». Si NM est métallique, ce phénomène est appelé magnétorésistance géante ou GMR (pour Giant Magnetoresistance). Si NM est isolant, c'est la magnétorésistance tunnel ou TMR (Tunnel Magnetoresistance). Au cours de cette thèse, nous avons essentiellement travaillé avec des structures de type TMR. Cependant des structures hybrides, alliant TMR et GMR sont aussi étudiées dans le Chapitre 7. Nous présentons donc les mécanismes liés à chacune de ces structures.

Pour la suite, il est nécessaire de considérer deux cas extrêmes de la configuration magnétique : la « configuration parallèle » (P), lorsque les deux électrodes ont des aimantations uniformes colinéaires, de direction identique, et la « configuration antiparallèle » (AP), lorsque les directions des aimantations sont colinéaires opposées. En considérant un courant électrique qui circule perpendiculairement aux couches (CPP pour Current Perpendicular to Plane), nous verrons que la structure F / NM / F peut être décrite par sa résistance équivalente prenant la valeur R_P lorsque la

configuration est P et R_{AP} lorsque la configuration est AP. De plus, nous verrons que ces valeurs sont liées à la polarisation en spin du courant. D'avance, nous pouvons définir le taux de magnétorésistance qui permet de quantifier l'amplitude des changements de résistance de la structure :

$$MR = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} \quad (3)$$

1.1.2.1 Vanne de spin et GMR

La magnétorésistance géante (GMR) concerne une structure F/NM/F où le matériau non-magnétique est un métal normal. Un tel empilement est appelé une vanne de spin.

Le modèle à deux courants et magnétorésistance

Pour cette structure, la compréhension du phénomène magnéto-résistif peut s'effectuer en reprenant le modèle à deux courants proposé par Fert & Campbell [1]. Nous faisons l'hypothèse que chacune des couches ferromagnétiques présente des dimensions telles que son aimantation est uniforme. De plus, supposons que le spin des électrons est conservé lors de phénomènes diffusifs et que les électrons de spin minoritaire sont plus diffusés que les électrons de spin majoritaire. Par conséquent, la résistivité des électrons de spin majoritaire est plus faible que celle des électrons de spin minoritaire : dans le milieu magnétique $r_{\uparrow} < r_{\downarrow}$.

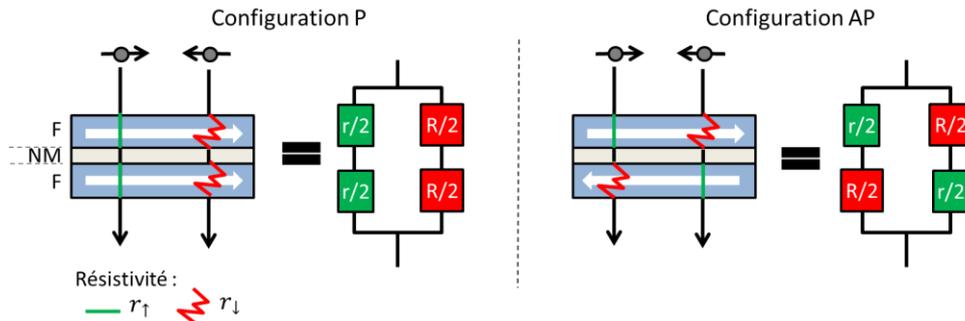


Fig. 2 Illustration du modèle à deux courants pour une vanne de spin F/NM/F en configuration parallèle (P) et antiparallèle (AP) pour lesquels les électrons de spins majoritaires voient une résistivité r_{\uparrow} tandis que les électrons de spins minoritaires voient une résistivité r_{\downarrow} avec $r_{\uparrow} < r_{\downarrow}$. A la traversée d'une couche magnétique, les électrons de spin parallèle à l'aimantation locale voient une résistance $r/2$ tandis que les électrons de spin opposé voient une résistance $R/2$ avec $r < R$.

Considérons alors notre système constitué de deux couches magnétiques séparées par un métal normal, et schématisons le comportement des électrons de conduction au passage du courant comme illustré sur la Fig. 2. En fonction de leur moment magnétique, leur transport va être affecté différemment : si le moment magnétique de l'électron est identique à l'aimantation locale alors il est de spin majoritaire et peu diffusé. Si le moment magnétique de l'électron est opposé à la direction de l'aimantation locale alors il est de spin minoritaire et est plus diffusé.

Pour comprendre la résistance équivalente à la vanne de spin, il est nécessaire de différencier les configurations magnétiques, à savoir, la configuration parallèle (P) et la configuration antiparallèle (AP).

En supposant que les électrons parcourent la même distance dans chacune des couches magnétiques et en négligeant la diffusion au travers du métal normal alors on peut définir une résistance du canal majoritaire $r/2$ et celle du canal minoritaire $R/2$ avec $r < R$.

Pour la configuration P, les électrons d'un canal sont toujours majoritaires à la traversée des deux couches ferromagnétiques tandis que ceux de l'autre canal sont toujours minoritaires. La schématisation en terme de résistance équivalente permet d'exprimer la résistance de la vanne de spin comme $R_P = rR/(r + R)$ (voir Fig. 2). Pour la configuration AP, les électrons d'un canal sont majoritaires à la traversée de la première couche ferromagnétique puis minoritaires à la traversée de la deuxième couche, et inversement pour les électrons de l'autre canal. Le circuit de résistance équivalente permet d'obtenir la résistance en configuration AP comme $R_{AP} = (r + R)/4$ (voir Fig. 2). Il en découle que $R_P < R_{AP}$ et donc que la résistance de la vanne de spin est fonction de sa configuration magnétique.

En particulier, la différence relative de résistance entre les deux configurations magnétiques est la magnétorésistance géante qui se caractérise par :

$$GMR = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} \quad (4)$$

Le taux de GMR est de l'ordre de 1 à 10% à température ambiante. Nous verrons que ce facteur de MR est bien plus faible que celui obtenu avec une structure TMR.

Ainsi le modèle à deux courants montre que la résistance de la vanne de spin, notée R , dépend de la configuration P ou AP des aimantations des couches ferromagnétiques lorsque celles-ci sont colinéaires. Lorsque les aimantations ne sont plus colinéaires, la prise en compte des phénomènes de diffusion dépendant du spin montrent que la résistance de la vanne de spin devient [2,3] :

$$R = R_P + \frac{R_{AP} - R_P}{2} (1 - \cos \theta) \quad (5)$$

où θ correspond à l'angle entre les aimantations des deux couches ferromagnétiques de la vanne de spin.

Notons qu'une hypothèse forte a été faite, supposant que le spin de l'électron est conservé lors de son passage au travers du métal normal : cette hypothèse n'est valide que si l'épaisseur du métal normal est plus faible que la longueur de diffusion de spin, la longueur caractéristique sur laquelle l'orientation de spin est conservée. Cette longueur est notée l_{sf} et dépend du matériau : pour le cuivre $l_{sf} \approx 300$ nm et pour le NiFe, matériau ferromagnétique, $l_{sf} \approx 5$ nm à 4.2 K [4].

L'accumulation de spin et polarisation en spin du courant

Le modèle à deux courants ne permet pas d'estimer la polarisation en spin du courant. Une autre approche, pour laquelle le transport est considéré comme un phénomène diffusif, permet de prendre en compte la relaxation et l'accumulation de spin et de calculer la polarisation en spin du courant. Pour le comprendre, considérons l'empilement constitué d'une couche ferromagnétique et d'un métal normal semi-infinis (i.e. une moitié de vanne de spin) schématisé sur la Fig. 3. Dans le ferromagnétique et loin de l'interface, le courant de spin up est supérieur au courant de spin down à cause des différences de résistivité des spins majoritaires et minoritaires. En revanche, dans le métal normal et loin de l'interface, les deux courants de spin sont d'amplitudes égales. Par conséquent, à l'interface, il existe une zone qui présente un excédent de spins majoritaires et un déficit de spins minoritaires : il y a donc accumulation de spin. En effet, plus d'électrons de spins up arrivent sur l'interface qu'il n'en part et inversement pour les spins down. Cette zone hors-équilibre implique l'apparition d'un mécanisme de diffusion correspondant à la relaxation de spin

des deux côtés de l'interface : les électrons diffusent et retournent leur spin sur des distances données par la longueur de diffusion de spin l_{sf} .

L'accumulation et la relaxation de spin sont donc nécessaires à une description correcte du transport dans des vanes de spin. Ces mécanismes ont été modélisés pour les structures GMR-CPP à aimantations colinéaires par T. Valet et A. Fert [5] à partir des équations de Boltzmann du transport. Pour une structure multicouche quelconque et un courant donné j , le modèle permet d'établir les courants associés aux spins majoritaires j_{\uparrow} et aux spins minoritaires j_{\downarrow} et de calculer la polarisation en spin du courant comme $P^{spin} = (j_{\uparrow} - j_{\downarrow})/j$.

D'après la Fig. 3, la polarisation en spin du courant décroît dans le métal sur la distance caractéristique l_{sf} . La schématisation considérant des couches semi-infinies est donc correcte lorsque les dimensions sont plus grandes que les l_{sf} . Or pour une vanne de spin constituée d'un empilement F / NM / F dont l'épaisseur de NM est inférieure à son l_{sf} , la polarisation en spin du courant est complexe car elle résulte de la polarisation en spin induite par chacune des couches ferromagnétiques. Pour prédire la polarisation en spin du courant au sein d'une vanne de spin, il est donc nécessaire de connaître l'empilement des couches pour calculer le profil d'accumulation de spin.

Dans cette thèse, nous étudions des structures hybrides combinant une vanne de spin et une structure TMR (voir Chapitre 7). Pour déterminer la polarisation en spin de ces structures au niveau de la vanne de spin, il est donc nécessaire de prendre en compte l'ensemble de la structure.

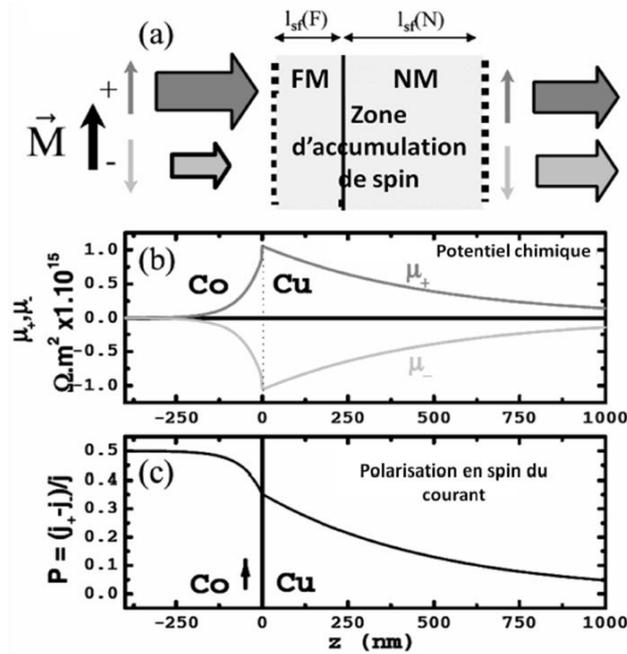


Fig. 3 a) Illustration du phénomène d'accumulation et de relaxation de spin au niveau de l'interface entre un ferromagnétique (FM) et un métal normal (NM). b) Profil des potentiels chimiques en fonction de la distance à l'interface, calculés à partir du modèle de Valet et Fert et c) profil du courant polarisé en spin. Figure extraite de [6].

1.1.2.2 Jonction tunnel et TMR

Une jonction tunnel est un empilement un F / NM / F pour lequel la couche non-magnétique (NM) est un isolant. Au sein d'une telle structure peut s'exprimer le phénomène de

magnétorésistance tunnel (ou TMR pour Tunnel Magneto-Resistance). Une revue détaillée sur l'effet tunnel dépendant en spin est proposée par [7].

Le modèle de Jullière

En 1975, Jullière propose un modèle décrivant le transport au sein d'une jonction tunnel magnétique [8], jonctions pour lesquelles les électrodes sont magnétiques et les électrons passent par effet tunnel au travers de la barrière. Il montre alors que la résistance d'une jonction dépend de l'orientation relative des aimantations des couches ferromagnétiques qui la composent.

Pour cela, il s'appuie sur les calculs de transport effectués par Bardeen pour une jonction tunnel [9]. Ce dernier montre qu'à température nulle, la conductance d'une jonction tunnel G est proportionnelle au produit des densités d'état au niveau de Fermi des deux électrodes : $G \propto D_1 D_2$. Pour les jonctions tunnel magnétiques, Jullière a donc effectué deux hypothèses : la première (d'après Bardeen) est que la conductance est proportionnelle aux densités d'états au niveau de Fermi des deux électrodes. La seconde suppose que le spin de l'électron est conservé lors de l'effet tunnel. Dès lors, il considère que le transport s'effectue dans deux canaux indépendants, dépendant du spin de l'électron (majoritaire et minoritaire). Ainsi lorsque la jonction tunnel magnétique est en configuration parallèle (P), les électrons de spin majoritaire (respectivement minoritaire) tunnelent vers des états de spin majoritaire (resp. minoritaire) et lorsqu'elle est en configuration antiparallèle (AP), les électrons de spin majoritaire (resp. minoritaire) tunnelent vers des états de spin minoritaire (resp. majoritaire). Par conséquent la conductance de la configuration P, notée G_P , et celle de la configuration AP, notée G_{AP} , s'expriment :

$$G_P \propto D_{1\uparrow} D_{2\uparrow} + D_{1\downarrow} D_{2\downarrow} \quad \text{et} \quad G_{AP} \propto D_{1\uparrow} D_{2\downarrow} + D_{1\downarrow} D_{2\uparrow} \quad (6)$$

Comme les densités d'états dépendent du spin alors $D_{1\uparrow} \neq D_{1\downarrow}$ et $D_{2\uparrow} \neq D_{2\downarrow}$ et, par conséquent, $G_P \neq G_{AP}$. La conductance de la jonction tunnel magnétique dépend donc de sa configuration magnétique. Jullière définit alors la polarisation en spin de l'électrode i telle que :

$$P_i = \frac{D_{i\uparrow} - D_{i\downarrow}}{D_{i\uparrow} + D_{i\downarrow}} \quad (7)$$

lui permettant d'exprimer le taux de MR donné par l'équation (3), qui dans le cas tunnel est appelé TMR, tel que :

$$TMR = \frac{2P_1 P_2}{(1 - P_1 P_2)} \quad (8)$$

Grâce à cette expression, Jullière estime le taux de TMR de jonctions Fe/Ge/Co dont l'ordre de grandeur est alors de quelques dizaines de pourcent [8].

Modèle de Slonczewski

En 1989, Slonczewski propose un modèle plus précis pour décrire la conductance et la polarisation effective d'une jonction tunnel magnétique avec deux électrodes identiques prenant en compte la hauteur de barrière et sa forme [10]. En modélisant la barrière tunnel comme un potentiel carré de hauteur U au dessus du niveau de Fermi et en supposant que les aimantations des électrodes ferromagnétiques présentent un angle θ entre elles, il résout les fonctions d'onde à partir de l'équation de Schrödinger et établit que la conductance de la jonction tunnel magnétique vaut :

$$G = G_0(1 + P_1 P_2 \cos \theta) \quad \text{avec} \quad P_i = \left(\frac{k_{\uparrow i} - k_{\downarrow i}}{k_{\uparrow i} + k_{\downarrow i}} \right) \left(\frac{d^2 - k_{\uparrow i} k_{\downarrow i}}{d^2 + k_{\uparrow i} k_{\downarrow i}} \right) \quad (9)$$

où G_0 est la conductance moyenne de la jonction, P_i la polarisation effective en spin de l'électrode $i = 1, 2$, $k_{\uparrow i}$ et $k_{\downarrow i}$ les vecteurs d'onde du spin majoritaire et minoritaire relatif à l'électrode i et d le facteur d'atténuation des fonctions d'onde dans la barrière tel que $d^2 = k_{\parallel} + 2mU/\hbar$ avec k_{\parallel} la composante planaire du vecteur d'onde. Le taux de TMR s'évalue alors avec l'expression (8) prenant en compte cette fois la polarisation effective en spin de chacune des électrodes. Remarquons qu'en prenant le cas extrême où $U \rightarrow \infty$ alors $d \rightarrow \infty$ et la polarisation effective est égale à celle proposée par Jullière : le modèle de Slonczewski avec deux électrodes identiques est alors équivalent au modèle de Jullière.

Notons que la polarisation effective en spin est une fonction des vecteurs d'onde qui dépendent du spin majoritaire et minoritaire k_{\uparrow} et k_{\downarrow} ainsi que du facteur d'atténuation des fonctions d'onde dans la barrière d . En particulier, l'atténuation des fonctions d'onde d diminue la polarisation effective. Cette dépendance avec d s'explique en considérant que les fonctions d'onde sont atténuées par $\exp(-2dx)$ à la traversée d'une distance x dans l'isolant. Par conséquent, l'épaisseur de la couche NM isolante vue par les fonctions d'onde doit être la plus fine possible afin de minimiser l'atténuation. Or les fonctions d'onde dont le trajet est le plus faible au sein de la barrière tunnel sont celles dont le vecteur d'onde k est le plus perpendiculaire à la barrière i.e. $k_{\parallel} \sim 0$.

Limites de ces modèles et barrière comme filtre de spin

La description de Slonczewski ne permet pourtant pas de décrire les taux de TMR obtenus expérimentalement pour lesquels les matériaux et les orientations cristallographiques s'avèrent être d'une importance cruciale [11,12].

En effet, une description correcte nécessite de prendre en compte la structure de bande des électrodes et de la barrière tunnel. En 2001, Butler et al. ont prédit des effets de TMR énormes atteignant les 1600% pour des électrodes de Fe épitaxiées sur une barrière isolante de MgO [13]. Pour ces structures épitaxiées, les états de Bloch du matériau ferromagnétique se couplent avec les états évanescents du MgO de même symétrie et peuvent permettre de filtrer les spins lors du transport. Par exemple, pour des barrières cristallines de MgO (001) épitaxiées sur une couche de Fe (001) bcc, les calculs ab initio montrent que les électrons de spins majoritaires occupent les orbitales de symétrie Δ_1 alors que les électrons de spins minoritaires occupent les orbitales de symétrie Δ_2 et Δ_5 . Or, comme le montre la Fig. 4, les ondes évanescents de symétrie Δ_2 et Δ_5 sont bien plus atténuées à la traversée de la barrière de MgO que les ondes de symétrie Δ_1 . Ainsi la barrière tunnel de MgO agit comme un filtre de spin et de hautes valeurs de TMR sont attendues.

Dès lors, des efforts considérables ont été effectués afin que fabriquer des jonctions épitaxiées. Ils ont permis d'obtenir des taux de TMR de l'ordre de 100% pour des électrodes de Fe [14] ou de CoFe [15].

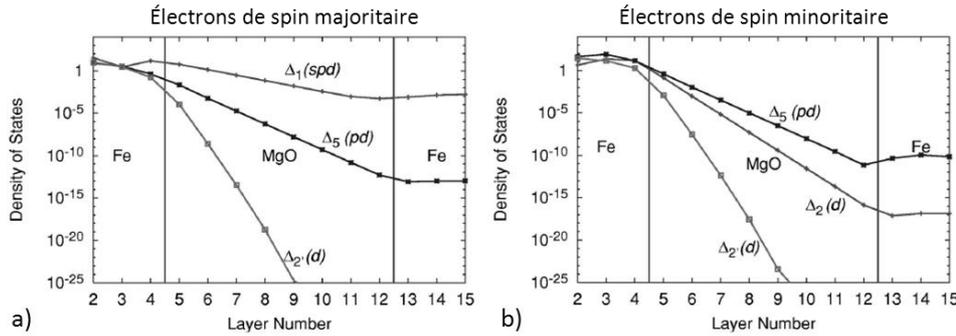


Fig. 4 a) Densités d'états des électrons de spin majoritaire et b) de spin minoritaire avec $k_{\parallel} = 0$ pour une jonction Fe(001)/MgO(001)/Fe(001) dans une configuration P. Figures extraites de [13].

1.1.3 Le couple de transfert de spin et la dynamique d'aimantation

Dans une structure de type F / NM / F, identique à celles étudiées au cours de cette thèse, nous savons donc que le courant est polarisé en spin. Nous allons voir que ce courant polarisé en spin peut permettre d'exercer un couple sur l'aimantation d'un matériau ferromagnétique. Ce phénomène important de la spintronique, appelé transfert de spin, a été proposé théoriquement en 1996 par Slonczewski [16] et Berger [17]. Une revue détaillée sur le transfert de spin est proposée par Stiles & Miltat [18].

1.1.3.1 Illustration du transfert de spin

L'action d'un courant polarisé en spin sur l'aimantation peut être illustrée par un modèle simple en considérant une structure $F_1 / NM / F_2$ de deux couches ferromagnétiques F_1 et F_2 séparées par une couche non magnétique NM [16]. Les aimantations de F_1 et F_2 , notées respectivement \mathbf{M}_1 et \mathbf{M}_2 , sont supposées uniformes avec un angle relatif θ tel que $\cos \theta = \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2$. De plus, la couche F_1 est supposée épaisse et F_2 est fine de sorte que \mathbf{M}_1 est fixe tandis que \mathbf{M}_2 est susceptible d'être modifiée.

Considérons qu'un courant traverse cette structure. Ce courant est équivalent à un flux d'électrons se propageant dans le sens des z positifs en supposant que le transport se fait de manière balistique (voir illustration sur la Fig. 5 a). En passant au travers de F_1 , le spin des électrons relaxe pour s'aligner selon \mathbf{M}_1 : F_1 est équivalente à une couche polarisatrice en spin du courant et les électrons portent alors un moment magnétique \mathbf{dM} . En arrivant au niveau de l'interface NM / F_2 , l'orientation de \mathbf{dM} , imposée par \mathbf{M}_1 , est différente de celle de \mathbf{M}_2 . En traversant la couche F_2 , \mathbf{dM} évolue pour s'aligner avec \mathbf{M}_2 grâce à l'interaction d'échange après avoir traversé une très courte distance (typiquement quelques nanomètres). La comparaison de \mathbf{dM} à l'entrée de F_2 à celui obtenu loin de l'interface montre que le moment magnétique de spin a perdu une composante $\Delta\mathbf{M}$ (Fig. 5 b). La conservation du moment cinétique total impose le transfert de cette composante $\Delta\mathbf{M}$ à l'aimantation locale (Fig. 5 c). En résulte un couple agissant sur \mathbf{M}_2 qui tend à aligner \mathbf{M}_2 à \mathbf{M}_1 . Ce transfert de moment angulaire est appelé couple de transfert de spin et F_1 et F_2 sont respectivement appelées couche polarisatrice et couche libre.

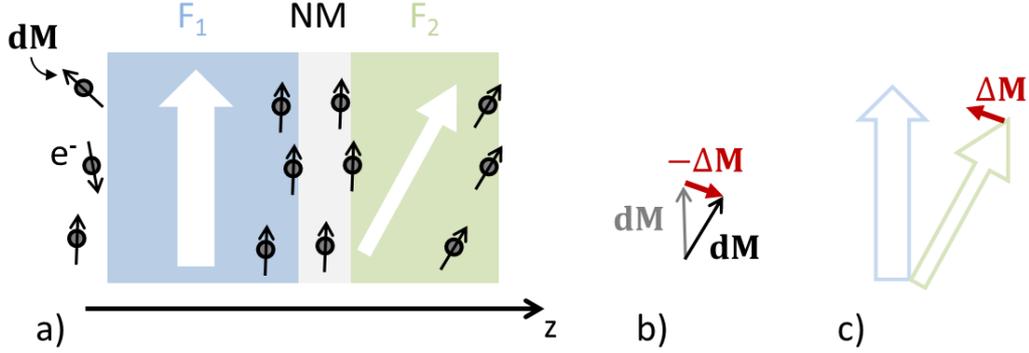


Fig. 5 Illustration du transfert de spin où les électrons circulent de F_1 vers F_2 . a) Schématisation de la structure $F_1/NM/F_2$ où F_1 est la couche polarisatrice en spin. Les flèches noires représentent le moment magnétique de spin des électrons qui traversent la structure. b) Comparaison du moment magnétique de spin de l'électron à l'interface NM/F_2 (flèche grise) à celui loin de l'interface dans F_2 (flèche noire) et la perte du moment $\Delta\mathbf{M}$ qui l'accompagne. c) Le moment perdu $\Delta\mathbf{M}$ est transféré à l'aimantation locale de F_2 \mathbf{M}_2 : il est équivalent à un couple qui tend à aligner \mathbf{M}_2 à \mathbf{M}_1 .

Ce couple de transfert de spin peut s'exprimer en fonction du courant dc, noté I , et de la polarisation en spin à l'interface NM/F_2 , notée P_{int} . En effet, l'amplitude de la composante $d\mathbf{M}$ transférée à l'aimantation locale vaut, en moyenne, $\|d\mathbf{M}\| = (P_{int}g\mu_B/2) \sin\theta$ avec g le facteur de Landé (égal à ~ 2 pour l'électron) et μ_B le magnéton de Bohr. Dans une approximation balistique, un courant dc I est équivalent à $I dt/|e|$ électrons de charge e qui traversent l'interface NM/F_2 pendant un temps dt . Par conséquent, le moment magnétique de spin transféré à l'aimantation locale vaut $P_{int}g\mu_B \sin\theta I dt/2|e|$. En remarquant que $\sin\theta = \|\mathbf{m}_2 \wedge (\mathbf{m}_2 \wedge \mathbf{m}_1)\|$ où \mathbf{m}_1 et \mathbf{m}_2 sont les vecteurs unitaires des aimantations normalisées de F_1 et F_2 , la variation de \mathbf{M}_2 par unité de temps vaut donc $\|d\mathbf{M}_2/dt\| = (P_i g \mu_B I / 2LA|e|) \|\mathbf{m}_2 \wedge (\mathbf{m}_2 \wedge \mathbf{m}_1)\|$ où L est l'épaisseur de la couche ferromagnétique et A la surface. De cette expression, le couple agissant sur l'aimantation s'exprime :

$$\mathbf{C} = \frac{P_{int}|g|\mu_B I}{2LA|e|} \mathbf{m}_2 \wedge (\mathbf{m}_2 \wedge \mathbf{m}_1) \quad (10)$$

Remarquons que l'amplitude du couple est proportionnelle à la polarisation en spin à l'interface NM/F_2 ainsi qu'à l'amplitude du courant et que son orientation dépend du signe du courant.

L'illustration proposée est une approche simple du transfert de spin mais implique des hypothèses fortes (transport balistique, vecteur d'onde $k_{\parallel} = 0$, polarisation en spin P_{int} constante, etc.) qui ne permettent pas de décrire correctement les mécanismes mis en jeu notamment les mécanismes d'absorption de la composante transverse de la polarisation en spin comme nous allons le voir.

1.1.3.2 Couple de Slonczewski et couple field-like

Courants de spin à l'interface et couple de transfert de spin

Le transfert de spin est un phénomène d'interfacial qui peut être décrit en considérant les courants de spin arrivant au niveau de l'interface NM/F_2 [19,20]. Supposons que le courant de spin $\hat{\mathbf{I}}_{inc}^s$ arrive depuis la gauche au niveau de l'interface NM/F_2 sur la Fig. 5 a et que, contrairement à la description précédente, ce courant génère un courant réfléchi $\hat{\mathbf{I}}_{ref}^s$ et un courant transmis $\hat{\mathbf{I}}_{tran}^s$. Ainsi à gauche de l'interface, le courant de spin correspond à $\hat{\mathbf{I}}_{inc}^s + \hat{\mathbf{I}}_{ref}^s$ tandis qu'à droite il correspond à $\hat{\mathbf{I}}_{tran}^s$.

Pour calculer le moment angulaire transféré à l'aimantation à l'interface, on considère le couple agissant sur l'aimantation \mathbf{C} , valant $\mathbf{C} = \hat{\mathbf{I}}_{\text{inc}}^{\text{s}} + \hat{\mathbf{I}}_{\text{ref}}^{\text{s}} - \hat{\mathbf{I}}_{\text{tran}}^{\text{s}}$. En supposant que le courant de spin colinéaire à l'aimantation locale ne génère pas de couple sur cette dernière alors seules les composantes transverses du courant de spin ne sont pas conservées. Ces composantes, notées $\hat{\mathbf{I}}_{\perp}^{\text{s}}$, génèrent un couple de transfert de spin qui vaut :

$$\mathbf{C} = \hat{\mathbf{I}}_{\text{inc},\perp}^{\text{s}} + \hat{\mathbf{I}}_{\text{ref},\perp}^{\text{s}} - \hat{\mathbf{I}}_{\text{tran},\perp}^{\text{s}} \quad (11)$$

Considérons donc les différents termes de ce couple. \mathbf{C} est a priori non nul car $\hat{\mathbf{I}}_{\text{inc},\perp}^{\text{s}} + \hat{\mathbf{I}}_{\text{ref},\perp}^{\text{s}} \neq \hat{\mathbf{I}}_{\text{tran},\perp}^{\text{s}}$. Pour le courant de spin transmis, les spins passent dans le matériau ferromagnétique et relaxent autour du champ d'échange. Cela s'effectue alors par la précession des spins avec une phase aléatoire telle que au-delà d'une épaisseur de l'ordre de 1 nm, $\hat{\mathbf{I}}_{\text{tran},\perp}^{\text{s}} = \mathbf{0}$ [19,21,22]. Pour considérer le courant de spin réfléchi $\hat{\mathbf{I}}_{\text{ref},\perp}^{\text{s}}$, il est nécessaire de différencier le cas où la couche NM est un métal normal ou un isolant, et de prendre en compte l'ensemble des électrons de conduction i.e. l'ensemble des vecteurs d'onde \mathbf{k} de la surface de Fermi. Pour un métal normal, l'ensemble des \mathbf{k} de la surface de Fermi implique une grande dispersion à la réflexion. Par conséquent, la somme de la contribution des moments magnétiques est nulle et $\hat{\mathbf{I}}_{\text{ref},\perp}^{\text{s}} = \mathbf{0}$. Pour un isolant, nous savons que le transport tunnel est porté par les vecteurs d'onde tel que $\mathbf{k}_{\parallel} = \mathbf{0}$. Ainsi la dispersion des angles de rotation est faible à la réflexion et $\hat{\mathbf{I}}_{\text{ref},\perp}^{\text{s}} \neq \mathbf{0}$.

Origine des deux couples de transfert de spin

Le couple de transfert de spin associé à $\hat{\mathbf{I}}_{\text{inc},\perp}^{\text{s}}$ est perpendiculaire à \mathbf{m}_2 et est contenu dans le plan défini par \mathbf{m}_1 et \mathbf{m}_2 . Il s'exprime donc sous la forme :

$$\mathbf{C}_{\text{slon}} = c_{\text{slon}} \mathbf{m}_2 \wedge (\mathbf{m}_2 \wedge \mathbf{m}_1) \quad (12)$$

Ce couple est appelé couple de Slonczewski. On le retrouve aussi sous le nom de « in-plane torque » car il s'applique dans le plan défini par les aimantations \mathbf{m}_1 et \mathbf{m}_2 .

En revanche, le couple de transfert de spin associé à $\hat{\mathbf{I}}_{\text{ref},\perp}^{\text{s}}$ est perpendiculaire à \mathbf{m}_2 , dirigé selon $\mathbf{m}_2 \wedge \mathbf{m}_1$. Il s'exprime sous la forme :

$$\mathbf{C}_{\text{fl}} = c_{\text{fl}} (\mathbf{m}_2 \wedge \mathbf{m}_1) \quad (13)$$

Ce couple agit sur l'aimantation \mathbf{m}_2 de la même manière qu'un champ magnétique valant $c_{\text{fl}} \mathbf{m}_1$. Pour cela, il est appelé « couple field-like ». On le retrouve aussi sous le nom de « out-of-plane torque » car il s'applique perpendiculairement au plan défini par les aimantations.

Finalement, pour une vanne de spin, le couple de transfert de spin est de la forme $\mathbf{C}_{\text{stt}} = \mathbf{C}_{\text{slon}}$ tandis que pour une jonction tunnel magnétique $\mathbf{C}_{\text{stt}} = \mathbf{C}_{\text{slon}} + \mathbf{C}_{\text{fl}}$.

Dépendance des couples avec le courant dans une jonction tunnel

Pour une jonction tunnel magnétique, Slonczewski prédit une dépendance en tension de la polarisation effective à l'interface d'une électrode P_{int} , avec une évolution différente pour F_1 et F_2 [23]. Or d'autres mécanismes dépendant de la tension peuvent contribuer à une modification de P_{int} : l'excitation de magnons dans les électrodes [24–26], la dépendance en énergie de la structure de bande [27,28] ou encore des pièges localisés dans la barrière tunnel [29,30].

Au lieu d'établir la polarisation en spin à l'interface, il est donc plus judicieux de considérer directement la dépendance du couple de Slonczewski ainsi que celui de field-like en fonction de la tension. Des calculs ab initio, effectués lorsque les électrodes sont identiques, ont montré que le

couple de Slonczewski est une fonction non-monotone de la tension. De plus, ils indiquent que le couple de field-like est a priori non négligeable dans les jonctions tunnel magnétiques et est une fonction quadratique de la tension [31,32]. Des mesures sur des jonctions tunnel, pour lesquelles les amplitudes des couple de Slonczewski et de field-like ont pu être estimées, sont venues confirmer ces prédictions [33,34]. Il s'avère que si la jonction présente des électrodes asymétriques, alors le couple de field-like peut être considéré linéaire avec la tension, aux faibles tensions [35].

Dans cette thèse, les jonctions tunnel magnétiques étudiées présentent des électrodes asymétriques. Ainsi, il est possible de supposer que les couples de Slonczewski et de field-like s'expriment aux faibles tensions tels que :

$$c_{slon} \approx a_j M_s j \qquad c_{fl} \approx b_j M_s j \qquad (14)$$

avec a_j l'efficacité du couple de Slonczewski, b_j l'efficacité du couple de field-like et j la densité de courant. En particulier, d'après la formule (10), nous avons :

$$a_j = \frac{|g| \mu_B P_{int}}{2 L |e| M_s} \qquad (15)$$

où L est l'épaisseur de la couche libre et M_s son aimantation à saturation. Dans la Partie VI, il sera utile de définir le rapport entre le couple de Slonczewski et le couple field-like :

$$r_{f/s} = b_j / a_j \qquad (16)$$

1.1.3.3 Dynamique d'aimantation sous l'effet de transfert de spin

Dans cette section, à partir de l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert, nous décrivons l'équation régissant la dynamique d'aimantation d'un matériau ferromagnétique dont l'aimantation est uniforme. Puis nous montrons l'effet des couples de transfert de spin, déterminés dans la section 1.1.3, ainsi que la possibilité d'induire des oscillations d'aimantation par le couple de Slonczewski.

Equation de la dynamique d'aimantation

Lorsque l'aimantation d'un matériau ferromagnétique est écartée de sa position d'équilibre, définie par le champ effectif, alors sa dynamique s'illustre par un mouvement de précession amortie qui la ramène à sa position d'équilibre. La dynamique de l'aimantation uniforme \mathbf{M} est décrite par l'équation phénoménologique de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) telle que :

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_0 (\mathbf{M} \wedge \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \frac{\alpha}{M_s} \left(\mathbf{M} \wedge \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right) \qquad (17)$$

avec le rapport gyromagnétique de l'électron γ_0 , le champ effectif $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -(1/\mu_0) \delta\varepsilon / \delta\mathbf{M}$ où ε est la densité d'énergie (incluant les contributions d'échange, de champ démagnétisant, de champ extérieur, etc.), l'amortissement de Gilbert α et l'aimantation à saturation M_s du matériau.

Le champ effectif a pour effet de faire précesser \mathbf{M} autour de lui (premier terme du membre de droite). Quant à l'amortissement de Gilbert (second terme du membre de droite), il amortit ces oscillations et tend à ramener \mathbf{M} vers sa position d'équilibre : le terme phénoménologique α correspond à la dissipation d'énergie dans le système. Par exemple, pour le NiFe, $\alpha = 7-8 \times 10^{-3}$ et pour le FeB, $\alpha = 1 \times 10^{-2}$ [36].

La dynamique d'aimantation en présence du couple de transfert de spin peut être décrite en incluant les couples de transfert de spin données par (14) dans l'équation de LLG. L'équation de la dynamique devient alors l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonczewski (LLGS) :

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_0(\mathbf{M} \wedge \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \frac{\alpha}{M_s} \left(\mathbf{M} \wedge \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right) - \frac{a_j j}{M_s} \mathbf{M} \wedge (\mathbf{M} \wedge \mathbf{p}) - b_j j (\mathbf{M} \wedge \mathbf{p}) \quad (18)$$

où j est la densité de courant. Par convention dans ce manuscrit, un courant est positif lorsque les électrons vont de la couche libre à la couche polarisatrice.

Rôle de chacun des deux couples

Le rôle du couple de field-like s'observe en mettant l'équation de LLGS sous la forme :

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_0 \mathbf{M} \wedge \left(\mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{b_j j}{\gamma_0} \mathbf{p} \right) + \frac{\alpha}{M_s} \left(\mathbf{M} \wedge \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right) - \frac{a_j j}{M_s} \mathbf{M} \wedge (\mathbf{M} \wedge \mathbf{p}) \quad (19)$$

En effet, le couple de field-like sur l'aimantation est équivalent à l'action d'un champ magnétique supplémentaire qui vaut $\mathbf{H}_{\text{fl}} = (b_j j / \gamma_0) \mathbf{p}$.

Pour montrer le rôle du couple de Slonczewski, supposons que $b_j = 0$ et que \mathbf{p} et \mathbf{H}_{eff} sont colinéaires avec $\mathbf{H}_{\text{eff}} = H_{\text{eff}} \mathbf{p}$. En négligeant les termes d'ordre 2 en α , l'équation précédente devient :

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_0 (\mathbf{M} \wedge \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \frac{\alpha^*}{M_s} \mathbf{M} \wedge (\gamma_0 \mathbf{M} \wedge \mathbf{H}_{\text{eff}}) \quad (20)$$

Cette équation correspond à l'équation de LLG avec un coefficient d'amortissement effectif qui dépend du couple de Slonczewski $\alpha^* = \alpha - (a_j j) / (\gamma_0 H_{\text{eff}})$. Nous voyons que α^* peut être supérieur ou inférieur à l'amortissement naturel en fonction du sens du courant injecté, donné par le signe de j .

L'effet du couple de Slonczewski est illustré sur la Fig. 6. Dans notre convention, lorsque le courant est négatif, le couple de transfert de spin amplifie l'amortissement naturel du système. En revanche, lorsque le courant est positif, le couple de transfert de spin s'oppose à l'amortissement naturel. En particulier, si le courant est suffisamment fort tel que $\alpha^* = 0$ alors la position d'équilibre déterminée par le champ effectif n'est plus stable. Afin de compenser l'amortissement par le transfert de spin, il est nécessaire que $\alpha = |a_j j| / (\gamma_0 H_{\text{eff}})$. En reprenant l'estimation de Slonczewski, nous obtenons la densité de courant critique nécessaire pour compenser l'amortissement :

$$j_{\text{crit}} = \frac{\alpha 2L |e| M_s \gamma_0 H_{\text{eff}}}{|g| \mu_B P_{\text{int}}} \quad (21)$$

Dans ce cas, en fonction des conditions (champ magnétique et courant injecté), soit le transfert de spin définit un nouvel équilibre stable statique, soit il stabilise des oscillations de l'aimantation sur une orbite autour de l'ancien équilibre stable devenu instable. Dans le premier cas, on parle de retournement de l'aimantation et dans le second d'oscillations entretenues. C'est ce second régime qui nous intéresse dans cette thèse. La dynamique d'aimantation induite par transfert de spin a pu être observée pour la première fois en 1998 par Tsoi et al. grâce à des mesures indirectes de résistance différentielle [37]. Les densités de courant nécessaires à la dynamique sont alors de l'ordre de 10^7 - 10^8 A/cm².

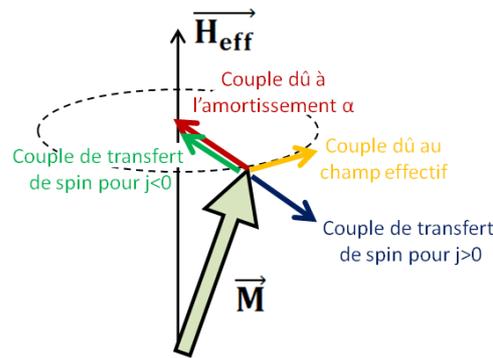


Fig. 6 Illustration de la dynamique de l'aimantation en présence de transfert de spin.

1.2 Oscillateurs à transfert de spin : principe et applications

La découverte de l'effet de transfert de spin a permis à Slonczewski de concevoir un objet qui combine à la fois la magnétorésistance et le transfert de spin. Cette idée originale a donné lieu à un premier brevet et l'oscillateur à transfert de spin (STO pour Spin Transfer Oscillator) était né.

Après avoir présenté succinctement le principe l'oscillateur à transfert de spin, nous décrirons les critères nécessaires à son bon fonctionnement ainsi que les diverses améliorations effectuées depuis sa réalisation expérimentale. Puis nous détaillerons quelques applications pour lesquelles cet oscillateur, de taille submicronique et accordable, serait une solution aux obstacles technologiques rencontrés

1.2.1 L'oscillateur à transfert de spin : la combinaison du transfert de spin et de la magnétorésistance

L'oscillateur à transfert de spin est un élément spintronique qui permet de générer une oscillation de type électrique à partir d'un courant continu. Cette émission de puissance résulte de la combinaison du transfert de spin (STT pour Spin Transfer Torque) et de la magnétorésistance (MR).

1.2.1.1 Illustration de principe

Comme illustré sur la Fig. 7, considérons un empilement de deux couches ferromagnétiques F_1 et F_2 séparées par une couche non magnétique NM de type $F_1 / \text{NM} / F_2$. Pour une structure bien choisie (matériau, dimensions, etc.) l'aimantation de la couche F_1 peut être considérée comme fixe et celle de F_2 susceptible de bouger : on dit alors que F_1 est la « couche polarisatrice » et F_2 « couche libre ». Lorsqu'un courant continu (dc) est injecté dans la structure, ses électrons deviennent polarisés en spin en passant au travers de la couche polarisatrice et génèrent des oscillations d'aimantation entretenues de la couche libre par transfert de spin. Lors de ces oscillations, l'angle relatif entre les aimantations de ces deux couches oscille au cours du temps et induit l'oscillation de la résistance de l'empilement par effet de magnétorésistance. La tension aux bornes du STO, issue d'un courant dc et d'une résistance oscillante, varie comme la résistance. Un STO convertit donc un courant dc en puissance électrique.

Différents paramètres caractérisent le signal oscillant émis par le STO : la fréquence émise, la puissance émise et la largeur de raie du spectre d'émission. La fréquence du STO est déterminée par celle de la dynamique d'aimantation de la couche libre. La puissance du STO est proportionnelle au carré de la tension à ses bornes. Notons que la tension est proportionnelle aux oscillations de l'aimantation ainsi qu'à la conversion des variations d'aimantation en variation de résistance i.e. au taux de MR. Par conséquent, la puissance émise par le STO est proportionnelle

au carré du taux de MR. Enfin la largeur de raie du spectre d'émission est liée à la cohérence des oscillations de la couche libre.

Il est important de souligner que la structure d'un STO - F₁ / NM / F₂ - est identique à celle d'une tête de lecture des disques durs actuels mais aussi à celle d'une cellule de stockage de MRAM. Des entreprises comme Toshiba, Western Digital ou encore Seagate travaillent donc sur ces systèmes afin d'améliorer la MR et réduire la résistance-aire (RA) et ces améliorations sont continuellement mises à profit dans la fabrication des STOs.

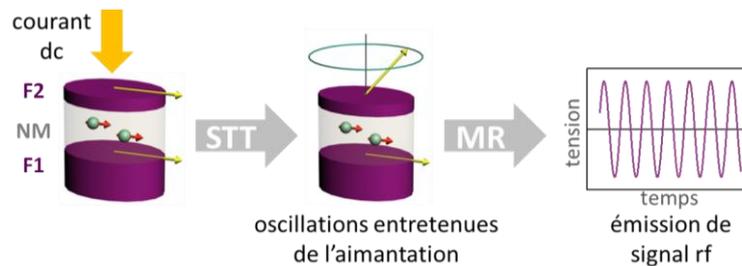


Fig. 7 Illustration du principe de l'oscillateur à transfert de spin.

1.2.1.2 Importance des matériaux et géométries

Les matériaux choisis pour les électrodes ferromagnétiques et pour la couche non-métallique sont cruciaux pour le bon fonctionnement du STO.

Choix des électrodes

Bien que différents types de STO existent, une contrainte commune s'impose : minimiser le courant dc à injecter tout en ayant une densité de courant suffisante pour compenser l'amortissement ($\sim 10^7$ A/cm²). Pour cela, la section d'injection du courant doit être submicronique (de l'ordre de 100 nm) et les matériaux choisis avec précaution. Sachant que le courant critique aux oscillations j_{crit} est proportionnel à $\alpha M_s H_{eff} / P_{int}$, nous pouvons en déduire deux choses.

La première est que la couche libre doit présenter une aimantation à saturation, une anisotropie et un coefficient d'amortissement faibles. Les ferromagnétiques doux – Co, Ni, Fe ou leurs alliages CoFe, NiFe – sont classiquement utilisés car ils présentent une anisotropie et un coefficient d'amortissement faibles ($\alpha \sim 0.01-0.03$). Nous verrons au Chapitre 9 qu'une réflexion sur les mécanismes liés à l'amortissement peut permettre d'améliorer le coefficient α .

La seconde est que la polarisation en spin doit être suffisamment importante. Les ferromagnétiques semi-métalliques tels que des oxydes semi-métalliques, des double perovskites ou des alliages d'Heusler sont des candidats potentiels pour jouer le rôle d'électrodes ferromagnétiques car leur polarisation en spin théorique est très élevée [38,39].

Choix du matériau non magnétique

L'utilisation d'un métal ou d'un isolant comme couche non-magnétique est un choix critique qui détermine les propriétés du STO. En effet, les vannes de spin permettent d'injecter des densités de courants élevées. En revanche, la GMR est de l'ordre de 1-10% pour des électrodes ferromagnétiques classiques et pouvant être augmentée à $\sim 60\%$ pour des électrodes en alliages d'Heusler [40]. Par conséquent, la puissance émise est relativement faible, de l'ordre de 1-10 pW avec des électrodes classiques et de l'ordre de 1 nW pour des électrodes à base d'alliage d'Heusler [41,42]. Pour les jonctions tunnel magnétiques, le courant qui peut être injecté est

limité à la tension de claquage de la barrière (< 1 V). Par contre, des barrières de type MgO, présentent une TMR de l'ordre de 100%. Ainsi, les jonctions tunnel magnétiques permettent d'obtenir des puissances émises élevées, comprise entre 0.1 et 1 μ W. Dans cette thèse, nous nous intéresserons à des STOs avec une barrière de MgO, ce qui nous permet d'obtenir des puissances d'émission élevées comme nous le verrons dans la Partie IV.

Géométries

Différentes géométries de STO existent. Parmi les plus classiques, nous pouvons identifier deux géométries : l'une ayant une couche libre étendue, l'autre une couche libre avec des dimensions réduites (voir illustration sur la Fig. 8). La première géométrie correspond à une géométrie nano-contact dans laquelle le courant est injecté dans une multicouche étendue (> 100 μ m) au travers d'une section de dimension faible (~ 100 nm). La seconde géométrie correspond à une géométrie nano-pilier pour laquelle la multicouche est entièrement gravée avec des dimensions de l'ordre de quelques 100 nm. Notons que c'est cette géométrie qui sera étudiée au cours de cette thèse.



Fig. 8 Illustration des deux géométries classiques de STOs : a) géométrie nano-contact et b) géométrie nano-pilier.

1.2.1.3 Bref historique et améliorations des performances

L'évolution des STOs s'est faite pas à pas, en fonction de la compréhension des mécanismes de transfert de spin et de la dynamique d'aimantation. Elle tend à améliorer la puissance, la cohérence spectrale mais aussi les conditions nécessaires à l'émission de puissance.

Les premières mesures d'émission de signal rf issu d'un STO ont été effectuées en 2003 par Kiselev et al. pour des nano-piliers [43] puis en 2004 par Rippard et al. pour des nano-contacts [44,45]. Ces premiers STOs étaient des vannes de spin pour lesquelles la GMR ($\sim 1\%$) implique de très faibles puissances (~ 100 pW). Les années suivantes, des efforts considérables ont été effectués pour améliorer la puissance, notamment en remplaçant la couche NM métallique pour un isolant de AlO [46] ou de MgO [47]. En effet, pour le MgO, les prédictions théoriques prévoient des niveaux très élevés de TMR [13]. En 2006, l'utilisation d'une barrière de MgO permet d'obtenir une TMR d'environ 10% et des puissances bien plus élevée (~ 10 nW) que celles obtenues avec les vannes de spin [47,48]. Depuis des efforts constants ont permis d'améliorer la qualité cristalline du MgO et le filtrage de spin, amenant la TMR à passer de $\sim 10\%$ à $\sim 100\%$ [36]. Ces améliorations nous ont permis d'obtenir des puissances de l'ordre de 1 μ W, résultats que nous présenterons au Chapitre 9.

Du point de vue de l'aimantation de la couche libre, il est important de noter que celle des premiers STOs est quasi-uniforme et contenue dans le plan des couches. On parle d'aimantation planaire. La distribution d'aimantation est alors uniquement déterminée par les dimensions de la couche libre (film mince ou ellipse). Que ce soit dans un nano-contact ou un nano-pilier, l'injection d'un courant polarisé en spin permet d'exciter des modes d'aimantation à distribution non-uniforme, qui peuvent être propagatifs [16,49] ou localisés (bullet [50] ou vortex [51]). La fréquence dépend alors du mode excité et est comprise entre 100 MHz et plusieurs dizaines de GHz [44]. Cependant, la cohérence spectrale de ces oscillations est généralement faibles avec des

largeur de raie de l'ordre de 10 MHz : la coexistence des modes [49,52] induit des excitations collectives avec des sauts entre modes [53,54]. Seul le mode « vortex » présente une bonne cohérence spectrale [51].

Dans une géométrie nano-contact, le champ généré par le courant stabilise le mode associé au vortex. Dans une géométrie nano-pilier, le bon dimensionnement de la couche libre permet d'obtenir un vortex à la rémanence (voir section 3.1.2). Les mesures effectuées sur des nano-pilier avec un vortex ont permis d'obtenir des puissances fortes avec des largeurs de raie faibles, comprises entre 0.1 et 1 MHz [55].

Dans les premières expériences, l'application d'un champ magnétique d'environ 1 kOe (pourtant rédhibitoire d'un point de vue applicatif) était nécessaire afin de briser la symétrie et déstabiliser l'aimantation. Différentes solutions ont été trouvées permettant d'obtenir des oscillations à champ nul. La première, proposée par Boule et al. a permis de concevoir un couple de transfert de spin qui déstabilise continuellement les positions d'équilibres statiques de l'aimantation dans des vanes de spin [56]. Puis la possibilité de contrôler individuellement l'aimantation rémanente de chacune des électrodes a permis de s'affranchir du champ magnétique. Grâce à un SAF [57] ou à la PMA [58], une aimantation uniforme peut être planaire ou perpendiculaire. Houssammedine et al. ont prédit l'existence d'oscillations à champ nul si la couche polarisatrice et la couche libre ont respectivement une aimantation planaire et perpendiculaire [59], ce qui a pu être confirmé récemment par les mesures de Zeng et al. [60]. Devolder et al. ont proposé un STO pour lequel les aimantations de la couche libre et de la couche perpendiculaire sont planaires mais orthogonales l'une à l'autre et ont pu observer l'émission de d'un signal rf à champ nul [61].

Pour obtenir des oscillations à champ nul dans des nano-piliers ayant une couche libre à aimantation vortex, deux solutions existent. La première a été démontrée par Locatelli et al. en utilisant un vortex dans la couche polarisatrice [62], de tels dispositifs ayant permis d'obtenir des puissances de 0.6 μ W [63]. La seconde a été prédite par Khvalkovskiy et al et consiste à utiliser une couche polarisatrice à aimantation perpendiculaire [64]. Au Chapitre 7, nous montrerons qu'une telle symétrie permet bien d'obtenir des oscillations à champ nul.

1.2.2 Applications potentielles

Au jour d'aujourd'hui, les systèmes spintroniques ont déjà fait leurs preuves technologiques. Une application majeure concerne les disques durs, pour lesquels la tête de lecture est constituée d'une jonction tunnel magnétique ou d'une vanne de spin. Ils existent d'autres applications, comme les M-RAMs qui utilisent une jonction tunnel magnétique comme cellule de stockage et qui sont des candidats potentiels pour remplacer les mémoires vives (S-RAM, D-RAM). Ces mémoires, commercialisées par Everspin et Crocus, utilisent la magnétorésistance pour lire un bit et devraient pouvoir écrire un bit grâce au transfert de spin.

Or ces différentes technologies ne profitent pas de la possibilité de générer des oscillations entretenues de l'aimantation. Outre sa taille (~ 100 nm) et sa compatibilité avec la technologie CMOS, l'avantage du STO réside dans sa résistance aux radiations [65], sa faible consommation énergétique, son accordabilité (en courant et champ magnétique) ainsi que son agilité. Nous présentons ici deux applications pour lesquelles le STO pourrait s'avérer intéressant. La première est liée au stockage de l'information et la seconde est liée au secteur des télécommunications.

1.2.2.1 Une tête de lecture pour les disques durs

Bien que de nouvelles technologies s'imposent sur le marché, le disque dur (HDD pour Hard-Disk Drive) est encore un des média les plus utilisés pour le stockage d'information. Pour répondre à la quantité croissante d'information à stocker, de nombreux efforts sont effectués par les fabricants pour maintenir, voire réduire, la taille des HDDs tout en augmentant la capacité de stockage du disque. Le critère d'optimisation est donc la densité du disque i.e. le nombre d'unité

information (bit) pouvant être encodée par unité de surface. En 2014, Seagate a commercialisé un HDD dont la densité est d'environ 840 Gbit/in^2 et le passage de la densité à l'ordre du Tbit/in^2 se fait pressant [66]. Pourtant, ce passage nécessite de lever certains verrous technologiques. Nous présentons ici une application pour le STO, en cours de développement.

Structure du disque dur

Un disque dur se compose de quatre « éléments » clefs (voir Fig. 9). Le premier est le disque rotatif composé, entre autre, d'un matériau ferromagnétique dur (appelé média) sur lequel l'information est stockée : un bit d'information est codé sous forme de bit magnétique, correspondant à la direction de l'aimantation locale et équivalent à « 0 » ou « 1 ». Le deuxième élément est la tête d'écriture qui permet d'imposer l'état d'un bit au niveau du média grâce à l'application d'un fort champ magnétique localisé ($\sim 1 \text{ T}$). Le troisième élément est la tête de lecture qui permet de lire l'état d'un bit. Elle est composée d'une vanne de spin ou d'une jonction tunnel magnétique, avec une couche de référence fixe et une couche libre sensible au champ externe. Lorsque ce capteur de champ passe proche du média, l'aimantation de la couche libre s'aligne avec le champ de fuite du bit magnétique. L'état de résistance du capteur informe sur l'état magnétique de la couche libre et donc sur l'état du bit magnétique. Enfin le dernier élément est la hauteur de vol : la distance entre la tête de lecture/écriture et le disque tournant.

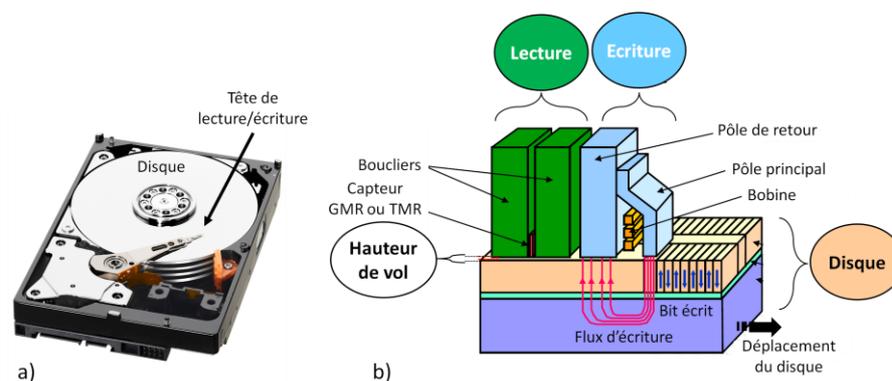


Fig. 9 a) Photographie d'un disque dur et b) illustration avec le disque tournant, la tête de lecture/écriture. Figure extraite d'une présentation de J. Childress (Western Digital).

Limitations avec les têtes de lecture classiques

Afin d'augmenter la capacité du disque dur, il est nécessaire de réduire les dimensions de chacun de ces éléments et notamment de densifier l'information stockée sur le média. Or cela s'effectue généralement au détriment du rapport signal-sur-bruit et/ou de la stabilité en température de l'information conservée.

Le passage en 2005 d'un média ferromagnétique à aimantation planaire à un média à aimantation perpendiculaire s'inscrit dans cette démarche. Il a permis de dépasser la limite des $\sim 100 \text{ Gbit/in}^2$ en permettant de réduire la taille des bits tout en conservant leur stabilité en température. D'autres solutions comme le Shingle Magnetic Recording [67] ou le Bit Patterned Media [68,69], tendent à augmenter la densité du disque dur. Cette densification peut permettre de dépasser le Tb/in^2 et est équivalente à des tailles de bit de l'ordre de 20-30 nm. Or, pour pouvoir lire ces bits, la taille du capteur de la tête de lecture doit alors être inférieure à 20-30 nm.

Dans les HDDs commercialisés aujourd'hui, les capteurs sont des nano-piliers de type jonction tunnel magnétique, avec une haute sensibilité grâce à un taux de MR élevé. Pour être efficaces, ces capteurs doivent avoir un faible bruit et un fort rapport signal-sur-bruit. Or en réduisant la taille de ces jonctions, le rapport signal-sur-bruit chute fortement à cause de l'augmentation de la

résistance. Il est donc nécessaire de trouver de nouvelles solutions techniques. De plus, il est important d'améliorer la vitesse de lecture/écriture du disque. Aujourd'hui, les temps de transfert sont limités à des débits inférieurs à 1 Gbit/s notamment dus au temps de relaxation de l'aimantation de la couche libre du capteur.

L'oscillateur à transfert de spin : un capteur de tête de lecture

Une solution théorique proposée par Mizushima et al. (Toshiba) permet d'utiliser un STO de 30 nm et d'atteindre un débit de l'ordre de 3 Gbit/s [70]. Leur méthode s'appuie sur la forte agilité de l'oscillateur.

L'idée est de remplacer le capteur de la tête de lecture par un STO i.e. d'avoir une tête de lecture dynamique. Comme la fréquence d'oscillation du STO dépend du champ externe, le champ de fuite du bit induit un changement de fréquence du STO, comme illustré sur la Fig. 10. En lisant la fréquence du STO, on accède alors à l'état du bit. Le temps de réponse en fréquence de l'oscillateur peut être très faible, de l'ordre de quelques nanosecondes, à la différence d'un capteur classique [71]. Néanmoins, le bruit de l'oscillateur s'avère être un obstacle à résoudre pour la réalisation d'un tel procédé.

Petrie et al. propose une technologie alternative, pour laquelle les bits d'information ne sont plus codés sous forme de direction d'aimantation mais sous forme de perméabilité relative du média [72]. Pour cette méthode, l'écriture s'effectue grâce à un laser qui change la phase du média et donc sa perméabilité. La lecture se fait grâce à un aimant et à un STO qui balayent la surface du média. Sous l'effet du champ issu de l'aimant, le bit affiche une aimantation dont la valeur est définie par sa perméabilité. Le champ de fuite issu de l'aimantation locale est alors détecté par le STO. Cette méthode reste limitée car la taille des bits est de l'ordre du μm , dû à la taille du faisceau laser [73].

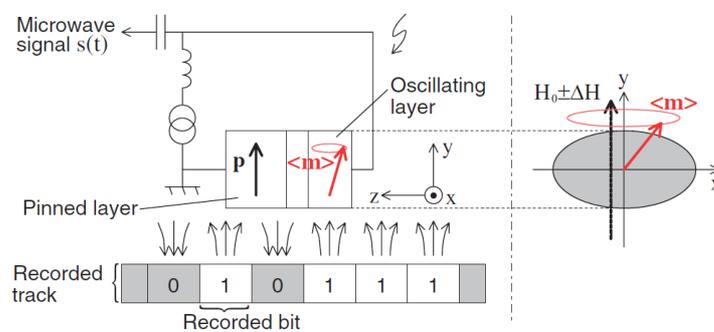


Fig. 10 Schématisation de la lecture du média par le STO : le champ de fuite issu d'un bit modifie la fréquence d'oscillation du STO. Figure extraite de [74].

1.2.2.2 Un oscillateur à fréquence accordable en courant

Le domaine des télécommunications a besoin d'oscillateurs capables de générer des ondes dans la gamme des radiofréquences, entre 9 kHz et 300 GHz, pour permettre la communication entre plusieurs appareils. En fonction de l'application visée, la gamme de fréquence change comme illustré sur la Fig. 11. Les STOs dont les fréquences peuvent aller de 0.1 à 60 GHz, présentent des fréquences de travail adaptées à la téléphonie mobile (1-5 GHz), aux applications spatiales, militaires et radar (5-25 GHz) [75-77].

Les oscillateurs pour les applications rf

Les qualités attendues d'un oscillateur dépendent de son rôle dans la chaîne de transmission/émission. Il peut soit correspondre à un oscillateur à très haute pureté spectrale avec

une fréquence stable et très peu bruitée, soit être accordable c'est-à-dire avoir une fréquence qui peut être modifiée par un biais extérieur (tension, courant, etc.), ces deux caractéristiques étant généralement incompatibles.

Les oscillateurs à haute pureté spectrale ont la particularité de présenter un signal très stable en fréquence avec des facteurs de qualité élevés (typiquement compris entre 10^4 et 10^6). En revanche, la fréquence de sortie de ces oscillateurs est fixe et nécessite d'être multipliée pour qu'une fréquence différente soit générée. Un exemple d'oscillateur ultra-stable est l'oscillateur à quartz. La deuxième catégorie d'oscillateurs correspond aux oscillateurs accordables. Les plus largement utilisés sont les oscillateurs dont la fréquence est contrôlée en tension, nommés VCOs (pour Voltage Controlled Oscillators).

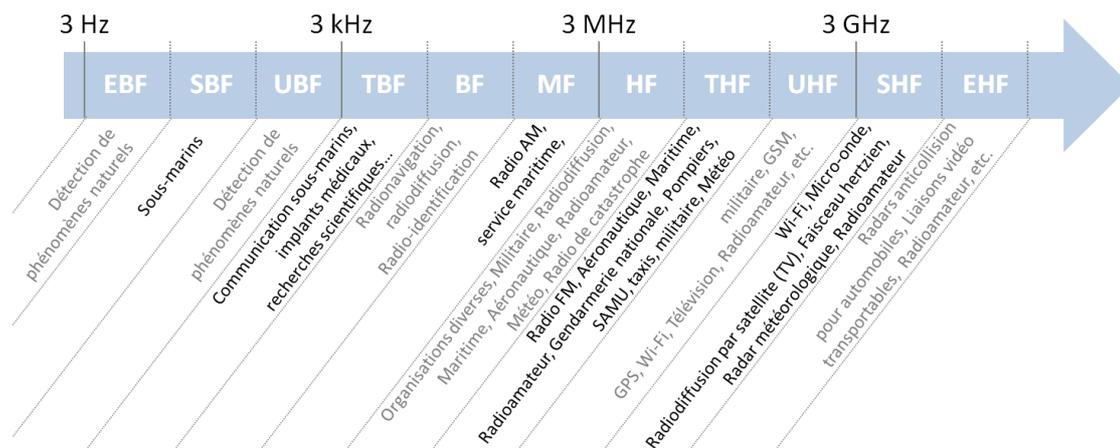


Fig. 11 Spectre radiofréquence, appellations francophones et exemples d'applications.

Voltage controlled oscillator

Les VCOs sont largement utilisés dans les chaînes de communication car ce sont des éléments clés des boucles à verrouillage de phase pour la démodulation de fréquence ou encore la synthèse de fréquence. Leur accordabilité est issue de la combinaison d'un résonateur électronique LC avec une diode varactor, équivalente à une capacité variable contrôlée en tension ou avec un microsystème électromécanique (ou MEMS).

Les qualités que doit vérifier un oscillateur accordable sont les suivantes. La première est (évidemment) une bonne accordabilité c'est-à-dire la capacité de modifier de fréquence sur une grande gamme de fréquence, la seconde est l'agilité i.e. la vitesse d'acquisition d'une nouvelle fréquence et enfin la dernière est un faible bruit de phase qui quantifie la cohérence spectrale du signal. Aujourd'hui les seuls oscillateurs accordables utilisés sur le marché sont les VCOs, dont les caractéristiques sont récapitulées dans le Tableau 1 à titre indicatif.

Cependant, l'évolution des technologies des télécommunications s'accompagne d'une réduction des tailles de puces et d'un besoin croissant en couverture de bande de fréquence. Or les VCOs n'ont pas une couverture de bande infinie. Par exemple, pour la téléphonie mobile, le nombre d'oscillateurs nécessaires pour couvrir l'ensemble des fréquences utiles ne cesse de croître. De plus, la taille de ces VCOs n'est pas négligeable et de l'ordre de plusieurs dizaines voire centaines de micromètres (liée aux éléments nécessaires à leur fréquence de fonctionnement i.e. capacité, inductance, etc.). La réduction de la taille des puces est donc entravée par la taille des VCOs et une solution est nécessaire pour lever ce verrou technologique.

Tableau 1 Récapitulatif des performances de VCO à diode varactor.

Taille	Puissance de sortie	Fréquence	Accordabilité	Sélectivité	Bruit de phase @1 MHz	Alim et Conso
100 μm	10 mW	10 GHz	10-30%	30-40 dB	-120 dBc/Hz	quelques V (1-10 mW)

Un remplaçant aux VCOs

Les STOs ont la particularité d'être accordables en fréquence soit par le biais d'un courant soit par celui d'un champ magnétique. De plus, et c'est là leur extrême point fort, leur taille ($\sim 100 \text{ nm}^2$) est bien inférieure à celle des VCOs.

La qualité du STO comme oscillateur à fréquence variable dépend fortement de ses propriétés de fabrication (matériau, géométrie, régime d'excitation, etc.). Certains ont déjà démontré une accordabilité très élevée allant jusqu'à 100% de la fréquence de sortie [78], mais aussi des agilités fortes de 1 ns à 1 μs [71,79]. Un autre avantage du STO est qu'il peut jouer le rôle de mélangeur de fréquence, grâce à ses fortes non-linéarités, et ne nécessite pas de circuit externe avec mélangeur. Néanmoins leur bruit de phase reste un élément à améliorer.

Récemment, Choi et al. [80] ont réussi à effectuer une communication sans fil sur une distance de 1 m avec un STO en tirant parti de son agilité élevée (Fig. 12). En contrôlant le courant dc injecté au travers du STO, ils modulent en amplitude le signal émis. Ce signal est ensuite amplifié puis transmis grâce à une antenne sur une distance de 1 m et réceptionné pour être démodulé à l'aide d'un détecteur d'enveloppe. Afin de d'éviter le fort bruit de phase de l'oscillateur, la méthode de « direct binary amplitude shift-keying » est utilisée et permet d'obtenir un débit de 200 kbit/s. Profitant de la forte agilité de l'oscillateur (pouvant aller jusqu'à 1 ns), les auteurs estiment qu'un débit maximal de 1.48 Gbit/s peut être atteint, cette valeur pouvant être améliorée si les fluctuations d'amplitude de l'oscillateur (98.2 dBm) sont diminuées. Cette démonstration est d'autant plus intéressante que l'oscillateur utilisé ne correspond pas à l'état de l'art. Notamment, le besoin d'amplifier le signal du STO n'est pas nécessaire avec les dernières améliorations effectuées sur la MR et les puissances que nous obtiendrons au Chapitre 9.

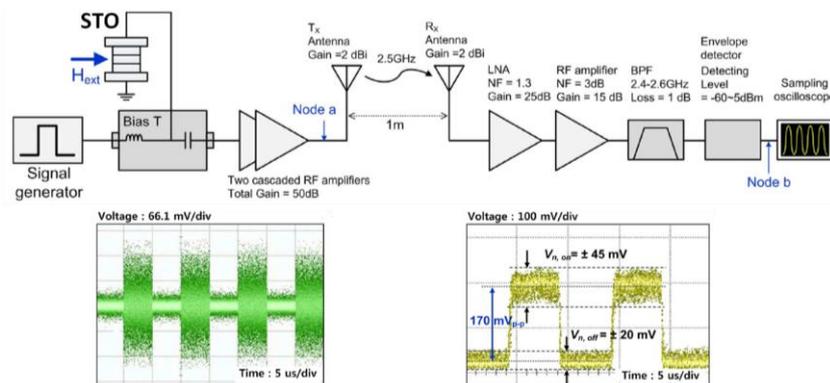


Fig. 12 Schématisation du banc de mesure avec (à gauche) le transmetteur intégrant un STO dont le signal est modulé par un générateur de fréquence avec la procédure « amplitude shift-keying » et (à droite) le récepteur permettant de démoduler le signal. Signal modulé (vert) est mesuré au nœud a pour une fréquence de modulation du générateur de fréquence de 100 kHz et le signal démodulé (jaune) est mesuré au nœud b dans le domaine temporel. Figure adaptée de [80].

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord décrit les phénomènes de magnétorésistance et de transfert de spin. Nous avons vu que le premier permet de convertir des variations d'aimantation en variations de résistance et que le deuxième permet d'exercer un couple sur l'aimantation grâce à un courant polarisé en spin. Puis, nous avons présenté le principe de l'oscillateur à transfert de spin qui correspond à la combinaison de ces deux effets et permet de convertir un courant dc en signal rf . Nous avons souligné l'importance des matériaux choisis lors de la réalisation de ces oscillateurs qui déterminent, à la fois, les courants nécessaires aux oscillations entretenues mais aussi les puissances émises. De plus, nous avons vu que la dynamique d'aimantation mise en jeu détermine la fréquence et la largeur de raie spectrale du signal rf émis. Dans cette thèse, nous nous intéresserons à des jonctions tunnel magnétiques de type nano-pilier qui présentent un vortex magnétique dans la couche libre. Nous verrons que ces jonctions ont la particularité d'avoir des largeurs de raie faibles comparées à celles d'autres oscillateurs spintroniques, et permettent d'obtenir des puissances rf élevées.

Chapitre 2

Modèle de l'auto-oscillateur non-linéaire

Différents travaux analytiques modélisent la dynamique d'aimantation dans les STOs [81–85]. Parmi eux, le « modèle de l'auto-oscillateur non-linéaire » [82,84] propose un formalisme analytique général qui permet d'étudier la dynamique de tout oscillateur non-linéaire en prenant en compte explicitement les effets de perturbations extérieures tel que le bruit thermique ou une force externe oscillante. Pour un oscillateur donné (oscillateur électrique LC, pendule, STO, etc.), ce modèle permet de prédire les conditions nécessaires à l'obtention d'oscillations entretenues, de quantifier l'influence des fluctuations thermiques sur le signal oscillant et de prédire le comportement des oscillations sous l'effet d'une force externe. Initialement proposé par A. Slavin, V. Tiberkevich et J-V. Kim pour étudier la dynamique d'aimantation dans les STOs en interaction avec le bain thermique, il permet de décrire quantitativement l'effet du bruit sur la puissance d'oscillation [86], sur la densité spectrale de puissance des oscillations et sur la largeur de raie [82,87,88]. Avant cette thèse, ce modèle a été dérivé pour décrire uniquement la dynamique d'une aimantation uniforme sous l'effet du transfert de spin. Pour ce cas particulier, les expériences et simulations indiquent que ce modèle analytique prédit correctement le comportement de l'oscillateur en présence de bruit [84,89–91,53].

Dans ce chapitre, nous introduisons en détail le formalisme de l'auto-oscillateur non-linéaire. Nous dérivons les équations analytiques qui permettent de décrire les oscillations entretenues, leurs propriétés (fréquence, phase, puissance, amplitude) ainsi que l'effet du bruit thermique sur les oscillations. Par avance, nous précisons que le détail apporté à ce chapitre nous sera utile pour comprendre la dynamique d'aimantation du vortex induite par transfert de spin. En effet, dans le Chapitre 4, nous montrerons que l'oscillateur à transfert de spin à base de vortex magnétique dans un système confiné peut être très bien décrit par le formalisme de l'auto-oscillateur non-linéaire.

2.1 Description générale

2.1.1 Equation générale de l'auto-oscillateur non linéaire

Le modèle de l'auto-oscillateur non-linéaire se base sur l'hypothèse forte que l'oscillateur est le siège de l'excitation d'un unique mode, dont la dynamique peut être décrite au travers d'une variable complexe c telle que :

$$c(t) = \sqrt{q(t)}e^{i\phi(t)} \quad (22)$$

avec $q(t) = |c(t)|^2$ la puissance et $\phi(t) = \arg [c(t)]$ la phase du mode excité. De manière équivalente, nous utiliserons souvent l'amplitude du mode $a(t) = \sqrt{q(t)}$ dont les propriétés découlent de celles de la puissance.

L'équation générale de l'auto-oscillateur non-linéaire régit la dynamique du mode $c(t)$ selon :

$$\frac{dc}{dt} + i\omega(|c|^2)c(t) + [\Gamma_+(|c|^2) - \Gamma_-(|c|^2)]c(t) = f(t) \quad (23)$$

avec ω la pulsation résonante du résonateur de l'oscillateur, Γ_+ le taux d'amortissement naturel du système (positif) et Γ_- le taux d'amortissement dit « négatif » du système venant d'un élément actif dans le système. Notons que chacune de ces grandeurs est a priori fonction de la puissance

$q(t)$. Le taux d'amortissement positif Γ_+ inclut l'énergie naturellement dissipée par l'oscillation alors que le taux d'amortissement négatif Γ_- inclut l'énergie pouvant être apportée au système afin de compenser ces pertes. Par exemple, pour modéliser un oscillateur électrique LC, le terme Γ_+ décrit les pertes dissipées par effet Joule alors que Γ_- prend en compte l'énergie apportée par une résistance négative. Pour un pendule, Γ_+ modélise les frottements. Dans le cas d'un STO, Γ_+ décrit les pertes liées à l'amortissement de Gilbert tandis que Γ_- modélise l'énergie apportée par transfert de spin. Enfin, le terme $f(t)$ est un terme phénoménologique permettant de prendre en compte l'interaction du système considéré avec l'extérieur. Dans le cas d'un système isolé, ce terme est nul tandis que dans le cas d'un système subissant les effets des fluctuations thermiques, il représente l'effet des échanges d'énergie avec le bain thermique. Il peut aussi être utilisé pour modéliser l'effet d'une force externe, utile dans le cas de la synchronisation ou de la mise en résonance du système.

2.1.2 Oscillations entretenues

Pour un oscillateur isolé, le terme phénoménologique d'interaction avec l'extérieur devient $f(t) = 0$ et l'équation (23) est alors équivalente à :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dq}{dt} + 2[\Gamma_+(q) - \Gamma_-(q)]q(t) = 0 \\ \frac{d\phi}{dt} \sqrt{q(t)} + \omega(q)\sqrt{q(t)} = 0 \end{array} \right. \quad (24)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dq}{dt} + 2[\Gamma_+(q) - \Gamma_-(q)]q(t) = 0 \\ \frac{d\phi}{dt} \sqrt{q(t)} + \omega(q)\sqrt{q(t)} = 0 \end{array} \right. \quad (25)$$

Nous cherchons à définir les oscillations entretenues de l'oscillateur. Au regard de l'équation (23), de telles oscillations correspondent à trouver une solution stable de la forme :

$$c_0(t) = \sqrt{q_0} e^{i\phi_0(t)} \quad (26)$$

où q_0 est la puissance de la solution stable qui vérifie la relation (24) (l'amplitude correspondante est notée $a_0 = \sqrt{q_0}$) et ϕ_0 la phase de l'oscillation stable qui vérifie l'équation (25). Notons que l'équation (24) possède au moins une solution triviale $q_0 = 0$ correspondant à l'absence d'oscillations (car de puissance nulle) et une solution non nulle $q_0 \neq 0$ correspondant à des oscillations de puissance non nulle. Dans ce dernier cas, la solution c_0 dans le plan complexe définit une trajectoire fermée, schématisée sur la Fig. 13 et appelée « cycle limite des oscillations »¹.

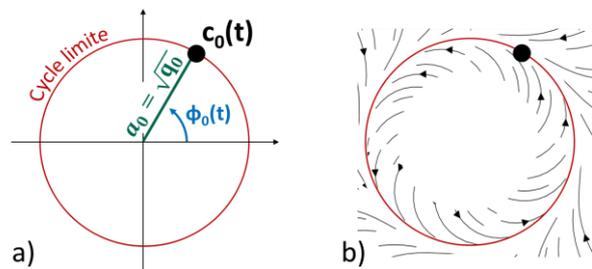


Fig. 13 a) Illustration du cycle limite décrit par la solution non nulle $c_0(t)$ de l'équation (23) dans le plan complexe et b) schématisation d'un cycle limite stable : tout écart au cycle limite tend à être annulé et toute perturbation tend à être ramenée au cycle limite. Figure adaptée de [92].

¹ Un cycle limite peut être vu analytiquement comme un point fixe en deux dimensions (2D) de l'équation de la dynamique. Un cycle limite stable (respectivement instable) est l'équivalent 2D d'un point fixe attractif (resp. répulsif).

2.1.2.1 Régime sous-critique et oscillations amorties

Le régime sous-critique correspond à l'absence de toutes oscillations. Le cycle limite est alors défini par $c_0(t) = 0$. Pour étudier la stabilité de cette solution, nous étudions sa stabilité en puissance au voisinage de $q_0 = 0$. Lors d'une perturbation $\delta q \ll 1$, la puissance devient $q(t) = \delta q(t)$. L'équation (24), linéarisée autour de $q_0 = 0$, implique que la perturbation δq vérifie :

$$\frac{d\delta q}{dt} = -2\Gamma_{eff}(0) \delta q(t) \quad \Rightarrow \quad \delta q(t) = \delta q_0 e^{-2\Gamma_{eff}(0)t} \quad (27)$$

où Γ_{eff} est le taux d'amortissement effectif du système qui vaut (pour une puissance q donnée) :

$$\Gamma_{eff}(q) = \Gamma_+(q) - \Gamma_-(q) \quad (28)$$

D'après l'équation (27) lorsque l'amortissement effectif est positif $\Gamma_{eff}(0) > 0$, la perturbation tend à s'annuler et la puissance tend vers la position d'équilibre $q_0 = 0$. En effet, la dissipation naturelle du système l'emporte sur l'énergie apportée au système car $\Gamma_+(0) > \Gamma_-(0)$. Par conséquent, toute perturbation de puissance est amortie et aucune oscillation de puissance non nulle ne peut exister.

2.1.2.2 Régime sur-critique et oscillations entretenues

Condition d'obtention d'oscillations entretenues

Nous cherchons une solution de l'équation (23) de la forme $c_0(t) = \sqrt{q_0} e^{i\phi_0(t)}$ stable et de puissance non nulle $q_0 \neq 0$, correspondant à des oscillations entretenues par transfert de spin. D'après l'équation (24), cette solution existe si la puissance vérifie :

$$\Gamma_+(q_0) = \Gamma_-(q_0) \quad (29)$$

Cette condition impose que le taux d'amortissement effectif soit nul $\Gamma_{eff}(q_0) = 0$, c'est-à-dire que l'amortissement négatif compense l'amortissement positif en q_0 . Dans les systèmes physiques et les conditions considérées, les évolutions respectives de Γ_+ et de Γ_- permettent d'affirmer l'unicité de q_0 .

Nous définissons la condition critique comme le passage du régime sous-critique au régime sur-critique. A la condition critique, la puissance des oscillations est nulle $q_0 = 0$ et la condition (29) est vérifiée. Ainsi, l'amortissement effectif du système $\Gamma_{eff}(0)$ est nul car l'énergie apportée au système compense entièrement les pertes et il en résulte que $q_0 = 0$ n'est plus stable.

Dans le cas des STOs, Γ_+ est lié à l'amortissement de Gilbert, propre au matériau utilisé. En revanche, Γ_- est lié au transfert de spin et donc au courant électrique. Ainsi, la condition donnée par l'équation (29) permet d'établir le courant critique défini comme le courant minimum nécessaire à l'obtention d'oscillations entretenues lors de l'injection d'un courant polarisé en spin.

Caractéristique des oscillations dans le régime sur-critique

Dans le régime sur-critique, le cycle limite est défini par la puissance des oscillations q_0 , déterminée par la relation (29), et par la phase des oscillations ϕ_0 , vérifiant l'équation (25). Connaissant q_0 , la phase vaut alors :

$$\phi_0(t) = -\omega(q_0)t + \phi_i \quad (30)$$

où ϕ_i est la phase de l'oscillateur à l'instant initial. La vitesse angulaire des oscillations entretenues correspond à $d\phi_0/dt = -\omega(q_0)$.

En régime sur-critique, la stabilité du cycle limite $c_0(t)$ s'étudie en considérant la stabilité de la puissance lors d'une perturbation $\delta q \ll q_0$ autour de la position d'équilibre $q_0 \neq 0$. La puissance devient $q(t) = q_0 + \delta q(t)$. L'équation (24) se linéarise au voisinage de q_0 permettant d'obtenir l'évolution de la perturbation comme :

$$\delta q(t) = \delta q_0 e^{-2\Gamma_p t} \quad (31)$$

où Γ_p est le taux de relaxation de la puissance défini en q_0 par :

$$\Gamma_p = \left(\left. \frac{d\Gamma_+}{dq} \right|_{q_0} - \left. \frac{d\Gamma_-}{dq} \right|_{q_0} \right) q_0 \quad (32)$$

Du point de vue de l'amplitude, une perturbation δa implique $a(t) = a_0 + \delta a(t)$ et, comme $q = a^2$, alors $\delta a \propto \delta q$. Ainsi Γ_p est aussi le taux de relaxation de l'amplitude².

Pour que le cycle limite soit stable, il faut que $\Gamma_p > 0$ c'est-à-dire que la variation du taux d'amortissement positif avec la puissance ($d\Gamma_+/dq$) soit supérieure à celle du taux d'amortissement négatif ($d\Gamma_-/dq$). Sous cette condition, toute perturbation de la puissance autour du cycle limite finit par être amortie.

En général, pour les oscillateurs, la pulsation résonante du résonateur ω est quasiment indépendante de la puissance q_0 des oscillations. On parle alors d'oscillateurs quasi-linéaires. En revanche pour les STOs, cette dépendance n'est pas négligeable. Ceci a pour conséquence d'affecter fortement la phase de l'oscillateur ϕ_0 et donc sa fréquence instantanée f_c définie par $2\pi f_c = d\phi_0/dt = -\omega(q_0)$. En définissant le paramètre de variation non-linéaire de la fréquence N , nous pouvons quantifier cette dépendance par :

$$N = \left. \frac{\partial \omega}{\partial q} \right|_{q_0} \quad (33)$$

Pour les oscillations, le paramètre N relie la phase ϕ_0 à la puissance q_0 . En définissant ω_r , la composante de la pulsation résonante indépendante de q , la pulsation résonante du résonateur à une puissance donnée q s'écrit :

$$\omega(q) = \omega_r + Nq \quad (34)$$

Notons le point important qui est qu'une modification de la puissance implique une modification de la pulsation résonante du résonateur. La phase des oscillations est donc couplée à la puissance des oscillations.

2.1.2.3 Dynamique du système lors d'une perturbation

Considérons des oscillations entretenues stables décrites par c_0 , de puissance $q_0 \neq 0$, d'amplitude a_0 , et de phase ϕ_0 , associée à la fréquence f_c . Dans ce cas particulier, nous étudions la réponse en

² Comme $q = a^2$ alors, au voisinage de $q_0 = a_0^2$, nous avons $\delta q = 2a_0\delta a$ et $\delta q/q_0 = 2\delta a/a_0$.

puissance et en phase de l'oscillateur à une petite perturbation de puissance δq sur un intervalle de temps Δt . La puissance devient $q = q_0 + \delta q$ et l'amplitude se note $a = a_0 + \delta a$ où $\delta a \approx \delta q / 2a_0$. De plus, sachant que la phase des oscillations est couplée à la puissance, il faut considérer l'effet sur la phase de l'oscillateur qui s'écrit a priori comme $\phi = \phi_0 + \delta\phi$.

Relaxation de la puissance et de l'amplitude

D'après l'équation (31), nous voyons que la puissance, une fois perturbée, relaxe vers q_0 avec un taux de relaxation Γ_p . Ceci équivaut à ce que l'amplitude relaxe vers le cycle limite, de rayon a_0 , avec un taux de relaxation Γ_p . Le temps caractéristique de la relaxation est égal à $\tau_p = 1/2\Gamma_p$. Dans la suite du manuscrit, nous utiliserons aussi la « fréquence caractéristique de la relaxation de puissance et de l'amplitude », définie par $f_p = 1/(2\pi\tau_p) = \Gamma_p/\pi$.

Nous pouvons noter d'après l'équation (31) que le taux de relaxation peut s'exprimer en fonction de la variation de la perturbation $\Delta(\delta q)$ pendant Δt comme $\Gamma_p = -\Delta(\delta q)/(2\delta q\Delta t)$.

Conséquence du couplage amplitude-phase

Lors d'une faible perturbation δq , la pulsation résonante du résonateur se linéarise autour de q_0 et devient $\omega(q) \approx \omega(q_0) + \delta\omega$ avec $\delta\omega \approx N\delta q$. La phase des oscillations devient $\phi(t) = \phi_0(t) + \delta\phi$ où $\delta\phi \approx -\delta\omega\Delta t \approx -N\delta q$. Le paramètre N convertit les perturbations de puissance δq en perturbations de phase $\delta\phi$. Il est alors utile de définir le paramètre normalisé et adimensionné de décalage en fréquence ν , que nous appellerons aussi facteur de couplage. Ce paramètre permet de prendre en compte l'effet de la dynamique de la perturbation de la puissance sur la phase et s'exprime comme :

$$\nu = \frac{N}{\Gamma_p} q_0 \quad (35)$$

Comme nous avons vu que $\Gamma_p = -\Delta(\delta q)/(2\delta q\Delta t)$ et $N \approx -\delta\phi/(\delta q\Delta t)$, alors $\delta\phi \approx \nu \Delta(\delta q/q_0)/2 \approx \nu \Delta(\delta a/a_0)$. Ainsi le terme ν permet de prendre en compte l'effet de la vitesse de relaxation de la perturbation normalisée $\Delta(\delta q/q_0)$ et de la vitesse de relaxation de l'amplitude normalisée $\Delta(\delta a/a_0)$ sur la phase des oscillations $\delta\phi$.

Pour les STOs, le paramètre ν est a priori élevé et traduit un couplage amplitude-phase important. Il a un rôle crucial : nous verrons qu'il est déterminant dans la conversion des fluctuations d'amplitude en fluctuations de phase au Chapitre 10 et qu'il définit la capacité du STO à se synchroniser sur un signal oscillant au Chapitre 13.

2.2 Effet des fluctuations thermiques sur la dynamique

Les solutions obtenues dans le paragraphe précédent sont valables dans le cas d'une dynamique isolée. Or lorsque le système subit l'effet de fluctuations thermiques d'énergie est comparable à celle des oscillations, l'influence de ces perturbations sur la dynamique doit être prise en compte. Dans le cas des STOs, dont les volumes sont très faibles, l'effet des fluctuations thermiques ne peut être négligé.

Comme illustré sur la Fig. 14, ces fluctuations ont pour conséquence d'écarter les oscillations du cycle limite et peuvent être décomposées en fluctuations d'amplitude et de phase. La nouvelle trajectoire est décrite par c de puissance $q = q_0 + \delta q$ et de phase $\phi = \phi_0 + \delta\phi$ où δq sont les fluctuations de puissance et $\delta\phi$ les fluctuations de phase. De manière équivalente, l'amplitude devient $a = a_0 + \delta a$ et la fréquence $f = f_c + \delta f$ où $\delta a \approx \delta q / 2a_0$ sont les fluctuations d'amplitude et δf les fluctuations de fréquence.

2.2.1 Illustration de l'influence du bruit

Supposons que le bruit thermique génère une perturbation du cycle limite tel que la puissance et la phase soient directement perturbées de δq et $\delta\phi_{lin}$. Suite à cette perturbation, la puissance relaxe avec un temps lié à f_p . Mais, à cause du couplage amplitude-phase, la perturbation d'amplitude génère une perturbation de phase $\delta\phi_{coupl} \approx \nu \Delta(\delta q/q_0)/2 \approx \nu \Delta(\delta a/a_0)$, or la phase est déjà perturbée de $\delta\phi_{lin}$. Ainsi lors d'une perturbation du cycle limite, la perturbation de phase est le résultat de l'action du bruit thermique « direct » auquel s'additionnent les fluctuations d'amplitude converties par le couplage amplitude-phase :

$$\delta\phi = \delta\phi_{lin} + \delta\phi_{coupl} \quad (36)$$

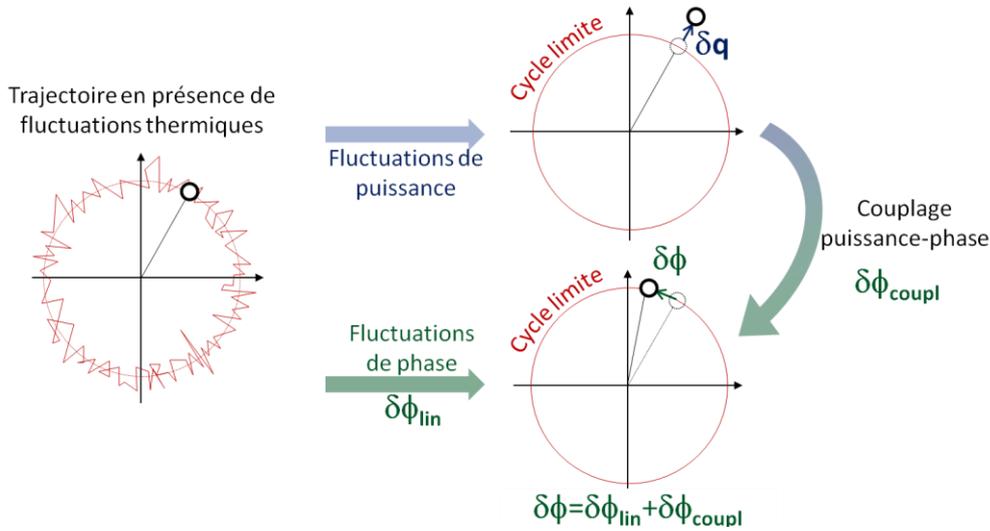


Fig. 14 Illustration de l'effet des fluctuations thermiques sur la trajectoire décrite par c. Les effets de ces fluctuations sont décomposés en fluctuations de puissance δq et en fluctuations de phase $\delta\phi$. Dans le cas d'oscillations non-linéaires, le couplage amplitude-phase crée des fluctuations de phase additionnelles $\delta\phi_{coupl}$.

2.2.1.1 Conditions d'applications du formalisme utilisé et méthode

Dans la suite de ce chapitre, le raisonnement s'effectue lorsque les perturbations de puissance sont faibles ($\delta q \ll q_0$). Cette hypothèse ne peut être valide que loin de la condition critique i.e. loin du passage du régime sous-critique au régime sur-critique, lorsque q_0 est bien différent de zéro (voir section 2.1.2.2). Pour étudier l'effet des fluctuations thermiques lorsque $q_0 \sim 0$, un autre formalisme³ doit être utilisé [88].

De plus, nous verrons qu'il est important de définir si les conditions correspondent au régime sous-critique ($q_0 = 0$) ou au régime sur-critique ($q_0 \neq 0$). Nous ferons cette distinction à chaque étape, ce qui nous permettra de faire des hypothèses simplificatrices utiles.

Afin de modéliser l'effet des fluctuations thermiques sur les oscillations, le terme phénoménologique d'interaction $f(t)$ de l'équation (23) est modifié pour devenir la réalisation à un instant t d'un processus stochastique⁴ $\{F_t\}_{t \in T}$, notée $f_b(t)$. Par souci de simplification, ce

³ Basé sur un formalisme de Fokker Planck non-stationnaire

⁴ Un processus stochastique représente l'évolution d'une variable aléatoire au cours du temps $\{F_t\}_{t \in T}$.

processus stochastique est supposé stationnaire⁵ et ergodique⁶. Une conséquence de l'ergodicité et de la stationnarité de $\{F_t\}_{t \in T}$ est que les moyennes d'ensemble, notées $\langle . \rangle$, sont égales aux moyennes temporelles. Ainsi pour $\{F_t\}_{t \in T}$ un processus stationnaire ergodique et $n \in \mathbb{N}^*$:

$$\langle F^n \rangle = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f_b(t)^n dt \quad (37)$$

Nous utiliserons cette propriété pour toutes les grandeurs statistiques de cette thèse.

2.2.1.2 Modélisation analytique du bruit

En présence de bruit, l'équation non-linéaire et déterministe (23) devient une équation de Langevin stochastique et non-linéaire :

$$\frac{dc}{dt} + i\omega(|c|^2)c(t) + [\Gamma_+(|c|^2) - \Gamma_-(|c|^2)]c(t) = f_b(t) \quad (38)$$

Nous supposons que le bruit thermique considéré est centré sur zéro, gaussien et blanc⁷. Dans ce cas, le processus stochastique $\{F_t\}_{t \in T}$ définissant le terme $f_b(t)$ est un processus stationnaire ergodique suivant une loi normale⁸ centrée sur zéro et de moments du second ordre vérifiant :

$$\langle f_b(t)f_b(t') \rangle = 0 \quad \langle f_b(t)f_b^*(t') \rangle = 2D_b(q)\delta(t - t') \quad (39)$$

où $\delta(t)$ est la distribution de Dirac et D_b est un facteur qui gouverne l'amplitude des fluctuations et dépend a priori de la puissance des oscillations q .

Dès lors, un mode déterministe de puissance q_0 , d'amplitude a_0 et de phase $\phi_0(t)$, devient un mode stochastique de puissance $q(t) = q_0 + \delta q(t)$, d'amplitude $a(t) = a_0 + \delta a(t)$ et de phase $\phi(t) = \phi_0(t) + \delta \phi(t)$. En effet, les fluctuations thermiques provoquent des fluctuations de la puissance δq , de l'amplitude δa et de la phase $\delta \phi$. Ces différentes grandeurs étant stochastiques, elles peuvent être décrites par leurs comportements statistiques (distribution de probabilité, moyenne, variance, autocorrélation, etc.). Par la suite, nous appellerons les fluctuations d'amplitude normalisée par rapport à l'amplitude moyenne $\delta a/a_0$ le « bruit d'amplitude » et les fluctuations de phase $\delta \phi$ le « bruit de phase ».

2.2.2 Puissance et amplitude en présence de bruit

L'équation (38), pour laquelle c est défini par q et ϕ à un instant t , peut être transformée en équation de Fokker Planck de la densité de probabilité $\mathcal{P}(q, \phi, t)$:

$$\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial q} [2q(\Gamma_+ - \Gamma_-)\mathcal{P}] - \omega \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial \phi} = \frac{\partial}{\partial q} \left(2qD_b \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial q} \right) + \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{D_b}{2q} \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial \phi} \right) \quad (40)$$

⁵ Si un processus stochastique $\{F_t\}_{t \in T}$ est stationnaire alors ses propriétés statistiques sont indépendantes du temps : une seule variable aléatoire permet de décrire le processus à tout instant.

⁶ Si un processus stochastique $\{F_t\}_{t \in T}$ est ergodique alors ses propriétés statistiques peuvent être approchées par l'étude d'une seule réalisation de ce processus $f(t)$ suffisamment longue sur l'ensemble T .

⁷ Ces hypothèses sont fortes mais permettent de considérer le cas le plus général. L'hypothèse d'un bruit gaussien est issue du théorème Limite Centrale : la distribution de la somme d'un grand nombre de variables aléatoires indépendantes tend vers une distribution gaussienne.

⁸ La loi normale a la particularité d'être une loi entièrement définie par sa moyenne et sa variance

L'équation (40) est déterministe et linéaire et a la forme caractéristique d'une équation de diffusion pour la densité de probabilité \mathcal{P} par rapport aux variables q et ϕ et au temps t . La solution stationnaire $\mathcal{P}_0(q, \phi)$ de cette équation permet de définir la probabilité de l'état stationnaire pour l'oscillateur d'avoir une puissance p et une phase ϕ au cours du temps. L'équation de Langevin (38) étant invariante par rapport à la phase ϕ , la solution stationnaire est indépendante de la phase d'où $\mathcal{P}_0(q, \phi) = \mathcal{P}_0(q)$, ce qui signifie que dans l'état stationnaire, toutes les phases sont possibles avec la même probabilité. En supposant que $q \neq 0$, l'équation (40) se simplifie selon :

$$\frac{\partial}{\partial q} \left[2q(\Gamma_+ - \Gamma_-)\mathcal{P}_0 - 2qD_b \frac{\partial \mathcal{P}_0}{\partial q} \right] = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial \mathcal{P}_0}{\partial q} = \frac{\Gamma_+(q) - \Gamma_-(q)}{D_b(q)} \mathcal{P}_0 + cste \quad (41)$$

permettant de définir la solution stationnaire \mathcal{P}_0 vérifiant :

$$\mathcal{P}_0(q) \propto \exp\left(-\int_0^q \frac{\Gamma_+(q') - \Gamma_-(q')}{D_b(q')} dq'\right) \quad \text{et} \quad \int_0^\infty \mathcal{P}_0(q) dq = 1 \quad (42)$$

Connaitre la densité de probabilité $\mathcal{P}_0(q)$ permet d'évaluer les fluctuations de puissance autour du cycle limite au travers de deux termes, à savoir, la puissance moyenne des oscillations $\langle q \rangle$ et la variance des fluctuations de puissance σ_q^2 qui vérifient :

$$\langle q \rangle = \int_0^\infty q \mathcal{P}_0(q) dq \quad \text{et} \quad \sigma_q^2 = \int_0^\infty q^2 \mathcal{P}_0(q) dq - \left(\int_0^\infty q \mathcal{P}_0(q) dq \right)^2 \quad (43)$$

Dans la suite, nous expliquons la démarche qui permet d'obtenir le paramètre D_b puis nous déterminons l'expression de $\mathcal{P}_0(q)$ en fonction du régime d'oscillations (sous-critique ou sur-critique).

2.2.2.1 Equilibre thermique et paramètre D_b

A l'équilibre thermique, la densité de probabilité $\mathcal{P}_0(q)$ doit vérifier une distribution de Boltzmann telle que $\mathcal{P}_0(q) \propto \exp[-\mathcal{E}(q)/(k_B T)]$ où $\mathcal{E}(q)$ est l'énergie totale du système, T la température absolue et k_B la constante de Boltzmann. Or, nous avons vu précédemment que la densité de probabilité $\mathcal{P}_0(q)$ doit également vérifier l'équation (42). En particulier, à l'équilibre thermique, aucune énergie extérieure n'est apportée au système et donc $\Gamma_-(q) = 0$ impliquant alors que :

$$\mathcal{P}_0(q) \propto \exp\left(-\int_0^q \frac{\Gamma_+(q')}{D_b(q')} dq'\right) \quad (44)$$

En identifiant ces deux expressions de \mathcal{P}_0 , on peut identifier la constante de diffusion $D_b(q)$ qui vérifie alors :

$$D_b(q) = \Gamma_+(q) \frac{k_B T}{\Lambda \omega(q)} \quad \text{avec} \quad \mathcal{E}(q) = \Lambda \int_0^q \omega(q') dq' \quad (45)$$

où Λ est le facteur de proportionnalité entre l'énergie du système et l'intégrale de la pulsation.

Le terme D_b est un facteur de diffusion prenant en compte le rapport entre l'énergie thermique et l'énergie du système : plus l'énergie du système est proche de $k_B T$, plus la constante de diffusion est importante. Il faut remarquer que ce rapport est pondéré par l'amortissement naturel du système Γ_+ . Ainsi, plus l'amortissement est fort, plus la constante de diffusion est forte. Notons que seule la température absolue T est considérée ici. Cependant tout autre bruit blanc (additif ou

multiplicatif) peut être pris en compte. Dans ce cas, la température T n'est plus la température absolue mais une température effective permettant d'inclure d'autres sources de bruit blanc comme par exemple le bruit électrique shot noise [93] ou le bruit blanc magnétique [94]. Au Chapitre 11, nous étudierons la nature du bruit blanc qui affecte la dynamique d'aimantation de nos jonctions.

Il sera utile par la suite de voir que dans le régime sur-critique, pour une puissance q_0 , la constante de diffusion s'approxime par :

$$D_b(q_0) = \Gamma_+(q_0) \frac{k_B T}{\mathcal{E}(q_0)} q_0 \quad (46)$$

où \mathcal{E} est l'énergie du système et vaut $\mathcal{E}(q_0) \approx \Lambda \omega(q_0) q_0$. Nous pouvons alors voir que la constante de diffusion peut s'exprimer comme $D_b(q_0) = 4\pi \Delta f_0 q_0$ en définissant $2\Delta f_0$, nommé la « largeur de raie linéaire »⁹, terme qui nous sera utile par la suite :

$$2\Delta f_0 = \frac{1}{2\pi} \Gamma_+(q_0) \frac{k_B T}{\mathcal{E}(q_0)} \quad (47)$$

2.2.2.2 Distribution de la puissance hors équilibre

Nous cherchons à établir la densité de probabilité de la puissance d'oscillations hors équilibre $\mathcal{P}_0(q)$ dans les régimes sous et sur-critique. En utilisant l'expression (42) et l'expression explicite de D_b (45), nous avons :

$$\mathcal{P}_0(q) \propto \exp\left(-\frac{\Lambda}{k_B T} \int_{q_0}^q \mathbb{I}(q') dq'\right) \quad \text{où} \quad \mathbb{I}(q) = \omega(q') \left[1 - \frac{\Gamma_-(q')}{\Gamma_+(q')}\right] \quad (48)$$

En supposant l'énergie du système grande devant l'énergie thermique ($\mathcal{E} \gg k_B T$), la densité \mathcal{P}_0 , maximale pour $q = q_0$, décroît rapidement lorsque q s'éloigne de q_0 . Par conséquent, son intégrande \mathbb{I} peut être approximée par son développement en série de Taylor au voisinage de q_0 :

$$\mathbb{I}(q) \approx \omega(q_0) [1 - \Gamma_-(q_0)/\Gamma_+(q_0)] + \frac{\partial}{\partial q} ([1 - \Gamma_-(q)/\Gamma_+(q)] \omega(q)) (q - q_0) \quad (49)$$

Dans le régime sous-critique où $q_0 = 0$, nous avons $\mathbb{I}(q) \approx [1 - \Gamma_-(0)/\Gamma_+(0)] \omega(0)$. Nous pouvons alors calculer la densité de probabilité \mathcal{P}_0 à partir de l'équation (49) normalisée d'après l'équation (45). La densité de probabilité de puissance obtenue s'exprime sous la forme d'une exponentielle décroissante, illustrée par la courbe noire dans la Fig. 15 a :

$$\mathcal{P}_0(q) \approx \frac{\Lambda \omega(0)}{k_B T} \left[1 - \frac{\Gamma_-(0)}{\Gamma_+(0)}\right] \exp\left(-\frac{\Lambda \omega(0)}{k_B T} \left[1 - \frac{\Gamma_-(0)}{\Gamma_+(0)}\right] q\right) \quad (50)$$

Nous calculons ensuite la puissance moyenne des oscillations $\langle q \rangle$ et la variance des fluctuations de puissance σ_q^2 d'après les formules données par (43) :

$$\langle q \rangle \approx \frac{k_B T}{\Lambda \omega(0)} \frac{\Gamma_+(0)}{\Gamma_+(0) - \Gamma_-(0)} \quad \text{et} \quad \sigma_q^2 \approx \left(\frac{k_B T}{\Lambda \omega(0)} \frac{\Gamma_+(0)}{\Gamma_+(0) - \Gamma_-(0)}\right)^2 \quad (51)$$

⁹ Nous verrons la raison d'une telle dénomination à la fin de ce chapitre.

Ainsi la puissance moyenne des oscillations est non nulle, bien que la solution stationnaire soit nulle ($q_0 = 0$), et elle est d'autant plus grande que les fluctuations thermiques sont importantes. La variance des fluctuations de puissance σ_q^2 n'est autre que le carré de la puissance moyenne et implique que l'écart-type des fluctuations de puissance σ_q dépend linéairement de la température T .

Dans le régime sur-critique où $q_0 \neq 0$ et $[1 - \Gamma_-(q_0)/\Gamma_+(q_0)] = 0$, l'intégrande vaut $\mathbb{I}(q) \approx [\Gamma_p(q_0)\omega(q_0)(q - q_0)]/[q_0\Gamma_+(q_0)]$. En effectuant la même analyse que pour le régime sous-critique, la densité de probabilité de puissance, la puissance moyenne et la variance sont calculées. \mathcal{P}_0 vérifie une distribution gaussienne, illustrée par la courbe bleue dans la Fig. 15 et nous avons :

$$\mathcal{P}_0(q) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sigma_q} \exp\left[-\frac{(q - q_0)^2}{2\sigma_q^2}\right] \quad (52)$$

avec :

$$\langle q \rangle \approx q_0 \quad \text{et} \quad \sigma_q^2 \approx \frac{4\Delta f_0}{f_p} q_0^2 \quad (53)$$

La puissance moyenne est égale à la solution stationnaire q_0 et la variance des fluctuations de puissance σ_q^2 indique l'étalement de la puissance, conséquence des fluctuations thermiques : l'écart type σ_q dépend de la température en \sqrt{T} . Ces prédictions sont en accords avec les observations expérimentales effectuées sur des STOs à aimantation uniforme, où l'on voit que dans le régime sur-critique la puissance est effectivement bien décrite par une distribution gaussienne [95–97].

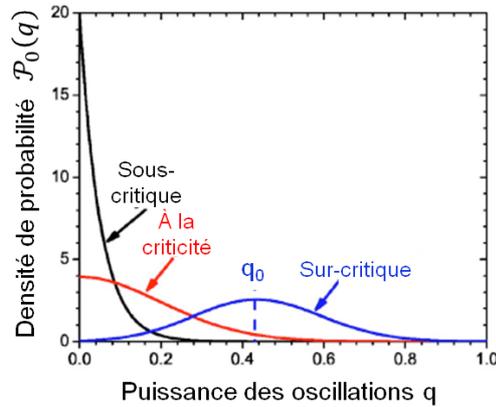


Fig. 15 Densité de probabilité théorique \mathcal{P}_0 dans le régime sous-critique lorsque $\Gamma_- = 0$ (courbe noire), à la limite de criticité lorsque $\Gamma_- = \Gamma_+$ et $q_0 = 0$ (courbe rouge) et dans le régime sur-critique (courbe bleue). Figure adaptée de [86].

2.2.3 Fluctuations de phase et de puissance des oscillations

Nous souhaitons déterminer l'influence des fluctuations lorsque la dynamique est sur-critique et les oscillations sont entretenues. Pour cela, il est primordial de pouvoir évaluer à la fois les fluctuations de phase et d'amplitude du signal oscillant. Ces grandeurs étant les réalisations de processus stochastiques, nous les décrivons au travers de leurs propriétés statistiques.

2.2.3.1 Equation de la dynamique des fluctuations

Le formalisme de Fokker Planck ne permet pas de décrire le comportement de la phase en présence de bruit. Pour cela, il est nécessaire de revenir à l'équation stochastique de Langevin (38). La variable c décrivant les oscillations ainsi que la puissance q et la phase ϕ des oscillations ne sont alors plus des grandeurs déterministes mais les réalisations de processus stochastiques stationnaires ergodiques.

Dans le régime sur-critique, nous considérons l'équation de l'auto-oscillateur bruité (38), linéarisée au voisinage de $q_0 \neq 0$ avec $q = q_0 + \delta q$. En identifiant les parties réelle et imaginaire de (38) et en définissant g_b et h_b , les parties réelles et imaginaire de $f_b(t)e^{-i\phi(t)}$ telles que :

$$g_b(t) = \text{Re}[f_b(t)e^{-i\phi(t)}] \quad \text{et} \quad h_b(t) = \text{Im}[f_b(t)e^{-i\phi(t)}] \quad (54)$$

Nous pouvons réécrire l'équation dynamique de l'oscillateur (38) sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\delta q}{dt} + 2\pi f_p \delta q(t) = 2\sqrt{q_0} g_b(t) \\ \frac{d\delta\phi}{dt} = \frac{1}{\sqrt{q_0}} h_b(t) - N\delta q(t) \end{array} \right. \quad (55)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\delta q}{dt} + 2\pi f_p \delta q(t) = 2\sqrt{q_0} g_b(t) \\ \frac{d\delta\phi}{dt} = \frac{1}{\sqrt{q_0}} h_b(t) - N\delta q(t) \end{array} \right. \quad (56)$$

où $\delta\phi(t) = \phi(t) - \phi_0(t)$ correspond aux fluctuations de phase¹⁰ par rapport à la phase des oscillations isolées dans le régime sur-critique ϕ_0 définie par (30).

Comme f_b est la réalisation d'un processus stochastique ergodique stationnaire, il en est de même pour h_b et g_b . De plus, les propriétés statistiques de f_b données par (39) impliquent que h_b et g_b sont aussi les réalisations d'un processus gaussien centré sur zéro i.e. h_b et g_b sont des bruits blancs gaussiens centrés sur zéro vérifiant :

$$\langle g_b \rangle = \langle h_b \rangle = 0 \quad \text{et} \quad \langle g_b(t)h_b(t + \tau) \rangle = 0 \quad (57)$$

$$\langle g_b(t)g_b(t + \tau) \rangle = \langle h_b(t)h_b(t + \tau) \rangle = 4\pi\Delta f_0 q_0 \delta(\tau) \quad (58)$$

Remarquons que, comme les équations (55) et (56) sont linéaires, δq et $\delta\phi$ sont également les réalisations de processus stochastiques stationnaires ergodiques gaussiens.

La dynamique des fluctuations de puissance δq est contrôlée par la fréquence de relaxation de puissance f_p et par les fluctuations thermiques, modélisées par g_b . Les fluctuations de phase $\delta\phi$ présentent une équation de la dynamique contrôlée par les fluctuations thermiques via h_b et les fluctuations de puissance δq si le couplage puissance-phase est non négligeable ($N \neq 0$). Ainsi le terme N transforme toutes fluctuations de puissance en fluctuations de phase, en plus de coupler la fréquence de l'oscillation avec la puissance stationnaire (comme montré qualitativement dans la section 2.1.2.3).

2.2.3.2 Moyenne et variance des fluctuations de puissance et de phase

Nous cherchons à déterminer les propriétés statistiques (espérance, écart-type, variance et autocorrélation) des fluctuations de puissance et des fluctuations de phase lorsque les oscillations sont entretenues (pour la définition de la fonction d'autocorrélation, voir Annexe B.2).

¹⁰ Il est important de remarquer que la notation $\delta\phi$ ne signifie pas que les fluctuations de phase sont faibles, c'est uniquement l'écart de phase par rapport à la phase que devrait avoir l'oscillateur s'il n'avait pas été perturbé par du bruit.

Elles peuvent être obtenues en considérant les solutions intégrales du système d'équations différentielles stochastiques (55) et (56), qui sont :

$$\delta q(t) = 2\sqrt{q_0} \int_{-\infty}^t g_b(t') e^{-2\pi f_p(t-t')} dt' \quad (59)$$

$$\delta\phi(t) = \int_{-\infty}^t \frac{1}{\sqrt{q_0}} h_b(t') - N\delta q(t') dt' \quad (60)$$

Le calcul montre que les fluctuations de puissance sont de moyenne nulle $\langle \delta q \rangle = 0$ et de fonction d'autocorrélation $K_{\delta q}$ vérifiant :

$$K_{\delta q}(t) \approx \frac{4\Delta f_0}{f_p} q_0^2 e^{-2\pi f_p |t|} \quad (61)$$

Nous pouvons déduire les propriétés des fluctuations d'amplitude (non normalisées) de celles de la puissance¹¹ : les fluctuations d'amplitude sont également de moyenne nulle, $\langle \delta a \rangle = 0$, et de fonction d'autocorrélation $K_{\delta a}(t) = K_{\delta q}(t)/(4q_0)$

D'autre part, le calcul indique que les fluctuations de phase sont de moyenne nulle, $\langle \delta\phi \rangle = 0$, et que la variance $\Delta\phi^2$ est une fonction du temps t telle que :

$$\Delta\phi^2 = 4\pi\Delta f_0 \left[(1 + v^2)|t| - \frac{v^2}{2\pi f_p} (1 - e^{-2\pi f_p |t|}) \right] \quad (62)$$

Expérimentalement, la puissance et la phase du signal émis par des STOs à aimantation uniforme ont été mesurées et analysés par Bianchini et al. [90,97]. D'après ces études, la fonction d'autocorrélation des fluctuations de puissance et la variance de phase vérifient bien les évolutions attendues décrites par les équations (61) et (62) comme montré sur la Fig. 16.

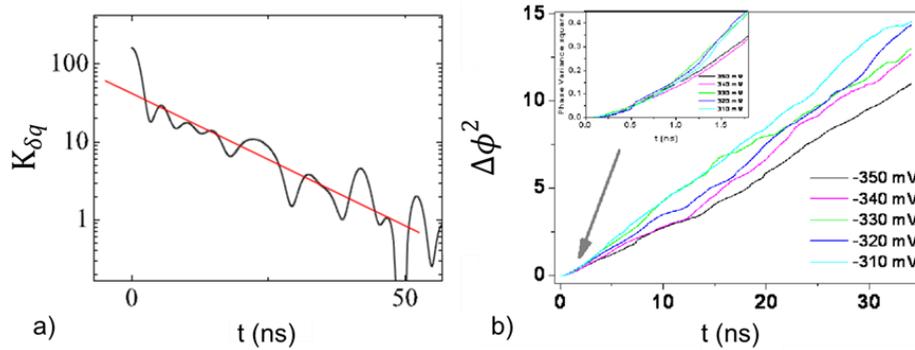


Fig. 16 a) Fonction d'autocorrélation des fluctuations de puissance et b) variance de phase en fonction du temps obtenues expérimentalement pour des jonctions tunnel magnétiques à aimantation uniforme. La fonction d'autocorrélation correspond à une évolution exponentielle décroissante en accord avec l'équation (61) (les oscillations observées sont dues à des limitations expérimentales). La variance de phase montre une évolution quadratique aux temps courts et une évolution linéaire aux temps longs en accord avec l'équation (62). Figures extraites de [90,97].

¹¹ Comme $q = a^2$, au voisinage de $q_0 = a_0^2$ nous avons $\delta q = 2a_0\delta a$ et $\delta q/q_0 = 2\delta a/a_0$

2.2.3.3 Bruit d'amplitude et bruit de phase

Nous cherchons à établir les densités spectrales de puissance (DSP) des fluctuations de phase et d'amplitude appelée respectivement bruit de phase et bruit d'amplitude (voir Annexe B.1 pour la définition de la DSP).

D'après le théorème de Wiener-Khintchine (voir Annexe B.3), les DSPs de h_b et g_b , notées respectivement S_{h_b} et S_{g_b} se calculent à partir des équations (57) et (58) et sont caractéristiques d'un bruit blanc :

$$S_{h_b}(f) = S_{g_b}(f) = D_b(q_0) = 4\pi\Delta f_0 q_0 \quad (63)$$

Les équations (55) et (56) étant linéaires et réelles, nous pouvons résoudre ce système en considérant la réponse harmonique du système à une fréquence donnée f et en passant en notation complexe. Les grandeurs de la forme $x(t)$ sont alors notées $\hat{x}(t) = x(f)e^{i2\pi ft}$ avec $\hat{x}(t)$ la projection de $x(t)$ sur la base $e^{i2\pi ft}$. Avec ces transformations, les équations (55) et (56) sont équivalentes à :

$$\delta q(f) = \frac{\sqrt{q_0}}{\pi f_p + i\pi f} g_b(f) \quad \text{et} \quad \delta\phi(f) = \frac{1}{i2\pi f \sqrt{q_0}} h_b(f) - \frac{N}{i2\pi f} \delta q(f) \quad (64)$$

En calculant $|x(f)|^2 = x(f)x^*(f)$, nous pouvons exprimer la puissance des fluctuations d'amplitude et des fluctuations de phase à la fréquence donnée f , sachant que d'après (63) $\langle |g_b(f)|^2 \rangle = \langle |h_b(f)|^2 \rangle = 4\pi\Delta f_0 q_0$ et que $|\delta a/a_0|^2 = |\delta q|^2/4q_0^2$:

$$\left| \frac{\delta a(f)}{a_0} \right|^2 = \frac{\pi\Delta f_0}{(\pi f_p)^2 + (\pi f)^2} \quad |\delta\phi(f)|^2 = \frac{\Delta f_0}{\pi f^2} \left[1 + \frac{N^2 q_0^2}{(\pi f_p)^2 + (\pi f)^2} \right] \quad (65)$$

La DSP des fluctuations en f correspond à la répartition de la puissance de fluctuations en f c'est-à-dire que pour la grandeur considérée x , nous avons $S_x(f) = |x(f)|^2$. Ainsi la DSP des fluctuations d'amplitude $S_{\delta a/a_0}$ et la DSP des fluctuations de phase $S_{\delta\phi}$ correspondent à¹² :

$$S_{\delta a/a_0}(f) = \frac{\Delta f_0}{\pi} \frac{1}{f^2 + f_p^2} \quad (66)$$

$$S_{\delta\phi}(f) = \frac{\Delta f_0}{\pi f^2} + v^2 \frac{\Delta f_0}{\pi f^2} \frac{f_p^2}{f^2 + f_p^2} \quad (67)$$

$S_{\delta\phi}$ est appelé le « bruit de phase » et s'exprime en $\text{rad}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$. $S_{\delta a/a_0}$ est appelé le « bruit d'amplitude » exprimé en Hz^{-1} . Ces DSP sont définies sur les fréquences négatives et positives¹³. En pratique, il est utile de s'y référer en échelle logarithmique et de les exprimer en dBc/Hz.

¹² L'expression de la DSP du bruit d'amplitude est différente de celles des références [89,96,98] qui comportent une erreur de facteur 2, en revanche celle du bruit de phase est identique à celle définie dans les références [89,96,98].

¹³ Ces DSP correspondent à la définition parfois trouvée dans la littérature de « two sided PSD » : l'intégrale de la « two sided PSD » des fréquences négatives aux fréquences positives permet d'obtenir la variance de phase. Cette définition est différente de la « one sided PSD ». la « one sided PSD » est nulle sur les fréquences négatives et égale au double de la « two sided PSD » aux fréquences positives. L'intégrale de la « one sided PSD » sur les fréquences positives permet d'obtenir la variance. Cette remarque est

Quinsat et al. [89] ont réalisé l'étude expérimentale du bruit de STOs à aimantation uniforme, complétée par des simulations micromagnétiques. Ces analyses ont permis de confirmer que le bruit d'amplitude et le bruit de phase vérifient bien les équations (66) et (67) pour une dynamique d'aimantation uniforme induite par transfert de spin dans des jonctions tunnel magnétiques (comme montré sur la Fig. 17 où le bruit est représenté en fonction de l'écart en fréquence à la porteuse, notée F_{off}). Ce résultat a apporté la preuve de l'implication du couplage amplitude-phase sur la largeur de raie finale du STO.

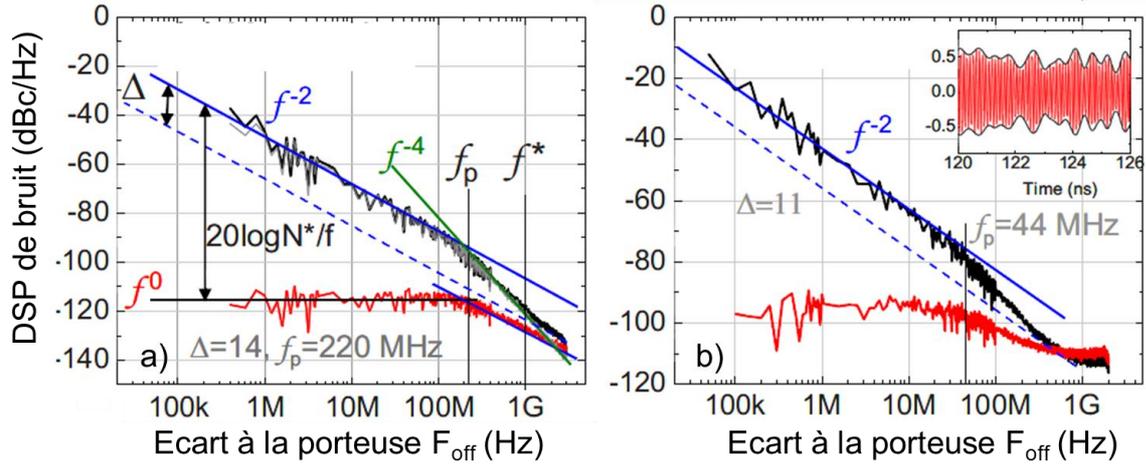


Fig. 17 a) DSPs de bruit d'amplitude (rouge) et de bruit de phase (noir) issues de simulations micromagnétiques et b) issues de résultats expérimentaux sur des STOs à aimantation uniforme. Les lignes indiquent les différents comportements asymptotiques. La ligne pointillée bleue indique le bruit de phase linéaire estimé. Figures adaptées de [89].

2.2.3.4 Bruit de phase linéaire et conversion des fluctuations de puissance en fluctuations de phase

En considérant l'équation (67) qui décrit le bruit de phase, il est intéressant de remarquer que ce dernier est fonction du bruit d'amplitude et peut se mettre sous la forme :

$$S_{\delta\phi}(f) = \frac{\Delta f_0}{\pi f^2} + \left(\frac{\nu f_p}{f}\right)^2 S_{\delta a/a_0}(f) \quad (68)$$

Il en découle que le bruit de phase est le résultat de deux contributions : l'effet direct des fluctuations thermiques (au travers du terme Δf_0) et la conversion des fluctuations d'amplitude en fluctuations de phase (au travers du terme $S_{\delta a/a_0}$). Cette conversion est d'autant plus grande que le facteur νf_p est important.

2.2.4 Spectre des oscillations et la largeur de raie à mi-hauteur

Nous avons vu que les fluctuations de phase et d'amplitude permettent d'estimer la cohérence de la dynamique de l'oscillateur en présence de bruit. Or, la cohérence des oscillations peut aussi être évaluée à partir de la densité spectrale de puissance (DSP) de $c(t)$, aussi appelée « spectre des oscillations ».

importante lors de l'application de théorème de Wiener Khintchine : dans cette thèse, nous considérons toujours la « two sided PSD ».

En effet, comme le spectre correspond à la répartition de la puissance sur les fréquences de Fourier, la largeur de raie à mi-hauteur du spectre est un critère souvent utilisé pour évaluer la cohérence des oscillations. Elle est notée FWHM pour « Full-Width at Half-Maximum » que nous donnerons par la suite en Hz. Nous allons voir que dans le régime sur-critique, la DSP des oscillations est directement liée au bruit de phase de l'oscillateur.

2.2.4.1 Relation entre le spectre des oscillations et le bruit de phase

En effet, d'après le théorème de Wiener-Khintchine, le spectre des oscillations, noté S , est lié à la fonction d'autocorrélation de c , notée K , par (voir Annexe A pour les définitions) :

$$S(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} K(\tau) e^{i2\pi f\tau} d\tau \quad (69)$$

Or, la fonction d'autocorrélation peut se mettre sous la forme (le détail du calcul est donné en Annexe C) :

$$K(\tau) \approx q_0 e^{-i\omega(q_0)\tau} e^{-\Delta\phi(\tau)^2/2} \quad (70)$$

où $\Delta\phi^2$ est la variance de $\Phi(t, \tau) = \phi(t + \tau) - \phi(t) = \delta\phi(t + \tau) - \delta\phi(t)$ qui peut s'exprimer en fonction du bruit de phase $S_{\delta\phi}$ selon (le détail du calcul est donné en Annexe D) :

$$\frac{\Delta\phi^2}{2} = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\delta\phi}(f) [1 - e^{i2\pi f\tau}] df \quad (71)$$

Par conséquent, en connaissant l'expression du bruit de phase, nous pouvons calculer la DSP des oscillations et en déduire la largeur à mi-hauteur du spectre.

2.2.4.2 Cas idéal : absence de bruit de phase

Supposons dans un premier temps que les oscillations sont parfaitement cohérentes, c'est-à-dire que le bruit de phase et le bruit d'amplitude sont nuls. Dans ce cas, la fonction d'autocorrélation du signal vaut $K(\tau) = q_0 e^{-i\omega(q_0)\tau}$ correspondant, d'après le théorème de Wiener-Khintchine (voir Annexe B.3), à un spectre ayant une distribution de Dirac centrée sur f_c :

$$S(f) \propto \delta(f - f_c) \quad (72)$$

Ainsi, la largeur de raie de la DSP d'un signal parfaitement cohérent est nulle (FWHM = 0).

2.2.4.3 Cas particulier d'un oscillateur linéaire

Dans un second temps, considérons le cas pour lequel l'oscillateur est linéaire. Dans ce cas $\nu \sim 0$ et le bruit de phase, dont l'expression se résume à l'équation (67), devient alors égal au bruit de phase linéaire $S_{\delta\phi}(f) \approx \Delta f_0 / (\pi f^2)$.

Notons qu'un tel bruit de phase en $1/f^2$ correspond à des fluctuations de phase suivant une marche aléatoire. Dans ce cas, le spectre correspond à une distribution lorentzienne de largeur de raie (le détail du calcul est donné en Annexe E) :

$$\text{FWHM} = 2\Delta f_0 \quad (73)$$

Le nom du terme $2\Delta f_0$, à savoir « largeur de raie linéaire », prend tout son sens ici car, en effet, $2\Delta f_0$ correspond à la largeur de raie à mi-hauteur du spectre des oscillations lorsque l'oscillateur est linéaire ($\nu \sim 0$).

Nous voyons que, par rapport au cas précédent sans bruit, les fluctuations de phase ont pour conséquence d'élargir le spectre du signal, avec la FWHM passant de zéro à une valeur finie. La mesure de la largeur de raie permet donc s'accéder à Δf_0 et d'estimer la cohérence des oscillations.

2.2.4.4 Cas des fluctuations de phase couplées aux fluctuations d'amplitude

Si le caractère non-linéaire n'est pas négligeable ($|\nu| > 1$) alors la conversion des fluctuations de puissance en fluctuations de phase doit être prise en compte. Il nous faut dès lors identifier les cas pour lesquels $\text{FWHM} \ll f_p/2$ et $\text{FWHM} \gg f_p/2$.

Si $\text{FWHM} \ll f_p/2$ alors le bruit de phase comptant dans la largeur de raie vaut $S_{\delta\phi}(f) \approx \Delta f_0(1 + \nu^2)/(\pi f^2)$. Dans ce cas, le spectre des oscillations est une distribution lorentzienne de largeur de raie à mi-hauteur (le détail du calcul est donné en Annexe E) :

$$\text{FWHM} = 2\Delta f_0(1 + \nu^2) \quad (74)$$

La largeur de raie du spectre correspond à la largeur de raie linéaire $2\Delta f_0$ (uniquement due aux fluctuations de phase d'origine thermique) augmentée par le poids des non-linéarités dues à la conversion du bruit d'amplitude en bruit de phase (au travers de ν).

Si $\text{FWHM} \gg f_p/2$, le bruit de phase ne peut plus être approximé par une fonction en $1/f^2$. Par contre sa variance de phase $\Delta\phi^2$ donnée par (62) peut se simplifier. En particulier si $\nu \gg 1$, pour $t \sim 1/\text{FWHM}$, la variance de phase vaut $\Delta\phi^2 \approx 4\pi^2\nu^2\Delta f_0 f_p t^2$. Une telle variance est équivalente à un spectre qui vérifie $S(f) \propto \exp[-(f - f_c)^2/(2\nu^2\Delta f_0 f_p)]$, c'est-à-dire une distribution gaussienne centrée sur f_c et de largeur de raie à mi-hauteur [84] :

$$\text{FWHM} \cong 2\nu\sqrt{2\ln 2\Delta f_0 f_p} \quad (75)$$

2.2.5 Etude de la cohérence des oscillations : différentes approches

Dans cette section, nous récapitulons différents travaux expérimentaux importants sur les STOs, qui s'appuient sur le modèle de l'auto-oscillateur non-linéaire et qui ont pour but de déterminer l'origine de la perte de cohérence des oscillations.

Comme montré précédemment, la cohérence des oscillations est liée aux fluctuations de phase qui peuvent être quantifiées par deux grandeurs, à savoir, la largeur de raie du spectre d'émission et le bruit de phase des oscillations, tous deux liés aux paramètres de réponse au bruit f_p , Δf_0 et ν (ou N). Soulignons tout de même que seul le bruit de phase décrit entièrement les fluctuations de phase, la largeur de raie n'étant qu'une projection du bruit de phase.

Nous pouvons donc différencier les méthodes « fréquentielles » et les méthodes « temporelles » pour l'étude des résultats expérimentaux. Les premières se basent sur l'analyse de la largeur de raie (qui est mesurée dans le domaine fréquentiel) tandis que les secondes étudient les fluctuations instantanées de phase et/ou d'amplitude extraites de mesures temporelles qui permettent de déterminer le bruit de phase. En différenciant ces deux méthodes, nous discutons les différentes approches servant à déterminer l'origine de la perte de cohérence dans les STOs. Ce bilan nous permettra de désigner la méthode la plus appropriée à l'étude de l'influence des fluctuations sur l'oscillateur à transfert de spin à base de vortex, c'est-à-dire un des objectifs importants de ce travail de thèse, qui sera présenté dans la Partie V.

2.2.5.1 Dynamique d'aimantation uniforme en présence de bruit

Le modèle de l'auto-oscillateur non-linéaire a été dérivé dans un premier temps pour décrire le comportement de STOs pour lesquels l'aimantation de la couche libre est uniforme [84,99]. Ce modèle analytique s'est avéré très efficace pour décrire et analyser les propriétés d'oscillations de l'aimantation de ces STOs en présence de bruit [89,95,96,91,100–102]. Nous détaillons quelques-unes de ces études.

Méthode fréquentielle #1 - Analyse du mode fondamental

Boone et al. [99] étudient des STOs de type nano-contact dans lesquels la couche libre est constituée de NiFe et présente une aimantation uniforme. Ils effectuent leur analyse à partir de mesures dans le domaine fréquentiel. Cette étude montre que le modèle de l'auto-oscillateur non-linéaire permet de décrire la largeur de raie du signal rf émis lorsque les oscillations correspondent à un unique mode de faible amplitude. Dans ce cas, l'analyse de la puissance intégrée des oscillations rf permet de calculer la puissance q_0 . L'évolution de la fréquence combinée à celle de q_0 permet d'extraire¹⁴ le paramètre de variation non-linéaire de la fréquence N (Fig. 18 a-b). Quant à la fréquence de relaxation f_p , elle est estimée à partir de la fonction d'autocorrélation du signal K par l'équation (70) en supposant que la variance de phase vérifie la formule (62). Ainsi $N \approx -4.8 \times 10^9 \text{ rad.s}^{-1}$ et f_p varie entre 30 et 60 MHz (Fig. 18 c). Ces paramètres N et f_p permettent de reproduire la FWHM mesurée de l'ordre de 75 MHz (Fig. 18 d) et sont équivalents à un paramètre $|\nu|$ compris entre 8 et 14. L'influence du couplage amplitude-phase sur la largeur de raie est donc non négligeable. En supposant¹⁵ $\text{FWHM} = 2\Delta f_0(1 + \nu^2)$ alors la largeur de raie intrinsèque¹⁶ $2\Delta f_0$ est comprise entre 0.5 et 4 MHz à $\sim 50 \text{ K}$: la largeur de raie est augmentée d'un à deux ordres de grandeur à cause du couplage amplitude-phase.

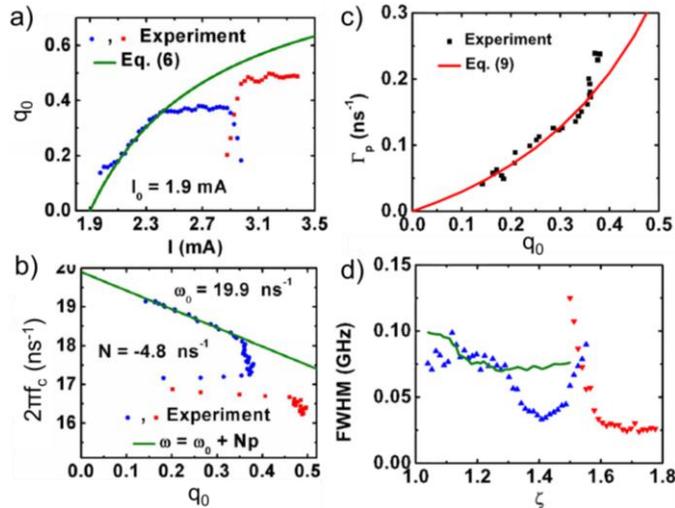


Fig. 18 Comparaison de résultats expérimentaux obtenus sur des STOs à base de nano-contacts à dynamique d'aimantation uniforme. Les auteurs se sont basés sur le modèle de l'auto-oscillateur non-linéaire afin de modéliser le comportement observé de a) la puissance moyenne q_0 et b) la fréquence moyenne des oscillations f_c . L'analyse de la DSP permet d'extraire c) le taux de relaxation de la puissance $\Gamma_p = \pi f_p$, d) la largeur de raie et de les comparer aux valeurs analytiques (lignes solides). Figures extraites de [99].

¹⁴ Pour la dynamique d'aimantation uniforme, N est supposé constant avec le courant.

¹⁵ Comme $\text{FWHM} \sim f_p/2$, il est compliqué de juger du poids du couplage car l'expression $2\Delta f_0(1 + \nu^2)$ n'est pas valable.

¹⁶ A température ambiante, elle est équivalente à un $2\Delta f_0$ variant entre 3 et 23 MHz.

Etude fréquentielle #2 - Analyse des harmoniques

Une autre méthode proposée par Quinsat et al. [91] permet d'extraire les paramètres Δf_0 , f_p et ν à partir de la largeur de raie à mi-hauteur de plusieurs harmoniques, obtenue à partir de mesures dans le domaine fréquentiel.

La variance de phase d'un oscillateur fortement non linéaire vérifie $\Delta\phi^2(t = 1/\text{FWHM}_n) \approx 2\pi/n^2$ où FWHM_n est la largeur de raie à mi-hauteur de la n-ième harmonique (le fondamental correspond à $n = 1$). Sachant que la variance de phase d'un auto-oscillateur non-linéaire s'exprime selon l'équation (62), la largeur de raie du n-ième harmonique vérifie donc :

$$\frac{1}{n^2} = 2\Delta f_0 \left[\frac{(1 + \nu^2)}{\text{FWHM}_n} - \frac{\nu^2}{2\pi f_p} (1 - e^{-2\pi f_p / \text{FWHM}_n}) \right] \quad (76)$$

Expérimentalement, ils montrent que connaître Δf_0 , f_p et ν (estimés par des mesures temporelles) permet de reproduire la largeur de raie des harmoniques mesurées (ligne rouge et cercle blanc sur la Fig. 19 a). En revanche, l'extraction des paramètres Δf_0 , f_p et ν à partir de la mesure des largeurs de raie de plusieurs harmoniques est possible mais semble soumise à plus d'incertitudes (Fig. 19 b).

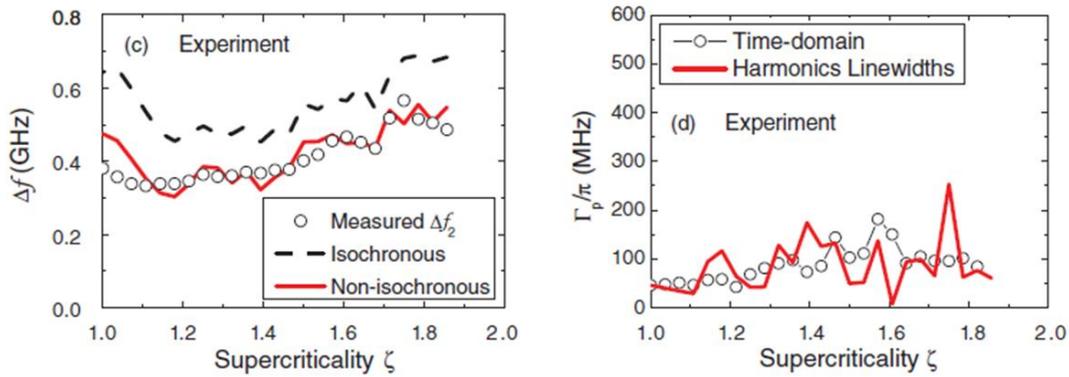


Fig. 19 a) Comparaison de la largeur de raie mesurée (cercle) à la valeur estimée à partir de la connaissance de Δf_0 , f_p et ν en utilisant (76) (courbe rouge) pour l'harmonique $n = 2$. b) Extraction de $f_p = \Gamma_p/\pi$ à partir de la résolution du système d'équation donné par (76) connaissant ν des méthodes temporelles et deux harmoniques (courbe rouge). Les cercles correspondent à f_p extrait de mesures temporelles. Figure extraite de [91].

Méthode temporelle - Analyse des fluctuations de phase et/ou d'amplitude

Les premières mesures dans le domaine temporel ont été effectuées par Bianchini et al. [90,97] et Nagasawa et al [95] sur des STOs à aimantation uniforme. Ces mesures ont permis de montrer que les fluctuations d'amplitude et de phase peuvent être extraites de l'analyse du signal temporel du STOs. Dans une démarche similaire, Quinsat et al. analysent les fluctuations d'amplitude et de phase mesurées pour des STOs à aimantation uniforme ainsi que celles issues de simulations micromagnétiques [89,96]. L'analyse de ces signaux donne accès au bruit de phase et au bruit d'amplitude, tracés sur la Fig. 17, qui sont liés aux paramètres de réponse au bruit du système par les équations (66) et (67). A température ambiante, ils extraient $f_p \approx 100$ MHz, $|\nu| \approx 1-10$ et $2\Delta f_0 \approx 1-10$ MHz. Ces valeurs sont qualitativement identiques à celles extraites des mesures fréquentielles de Boone et al. [99] et confirment bien la conversion des fluctuations d'amplitude en fluctuations de phase dans les STOs à aimantation uniforme.

2.2.5.2 Discussion : méthode temporelle vs méthode fréquentielle

Obtenir les paramètres de réponse au bruit à partir de méthodes fréquentielles en se basant sur l'analyse du mode fondamental est une opération délicate car de nombreuses inconnues sont en jeu.

Dans l'étude de Boone et al. [99], le paramètre N est supposé constant réduisant la complexité du système et Δf_0 reste une inconnue (qui ne peut être que supposée). Une autre méthode fréquentielle proposée par Kudo et al. [100] analyse la largeur de raie du mode fondamental pour déterminer ν , mais nécessite d'avoir N et f_p constants ainsi que $\text{FWHM} \ll f_p$. Or de telles hypothèses, lorsque le système est peu connu, ne peuvent être confirmées.

En revanche, la méthode fréquentielle d'analyse des harmoniques est plus générale et ne fait que peu d'approximation. Cependant comme l'équation (76) est non-linéaire et que la mesure de nombreuses harmoniques est parfois difficile, l'estimation des paramètres f_p , Δf_0 , ν peuvent être soumis à une forte imprécision. Seule la connaissance de nombreuses harmoniques peut permettre de contraindre le système : soulignons que dans l'étude de Quinsat et al. [91], la connaissance des harmoniques ne suffit pas car les auteurs doivent connaître ν (estimé par des mesures temporelles) pour déterminer f_p . De plus, les paramètres de réponse au bruit estimés par cette méthode semblent présenter une grande incertitude comparés à ceux estimés par la méthode temporelle (voir les écarts dans l'estimation de f_p par les deux méthodes sur la Fig. 19 b).

Finalement, l'avantage des méthodes temporelles par rapport aux études fréquentielles est évident : les mesures temporelles ne nécessitent aucune hypothèse sur les paramètres de réponse au bruit, permettent de vérifier si les fluctuations d'amplitude et de phase ont des comportements cohérents avec celui prédit par le modèle de l'auto-oscillateur non-linéaire et sont les plus précis. Il faut cependant que le bruit d'amplitude soit détectable, c'est le cas avec les jonctions tunnel magnétiques qui, à la différence des vannes de spin, présentent une forte MR. Ces études sont donc adaptées pour étudier un système peu connu, comme c'est le cas de nos jonctions tunnel magnétiques à base de vortex.

Dans la Partie V, nous utiliserons la méthode temporelle pour étudier la dynamique de vortex en présence de bruit. Plus particulièrement, cette méthode nous permettra d'analyser le poids du couplage amplitude-phase sur la cohérence des oscillations.

2.3 Dynamique sous l'influence d'une force externe

Le modèle de l'auto-oscillateur non-linéaire permet aussi de prédire le comportement déterministe des oscillations lorsque ces dernières, de fréquence naturelle f_c , sont perturbées par une force externe oscillant à une fréquence f_{ext} proche d'un multiple de la fréquence naturelle nf_c (où $n \in \mathbb{N}^*$) ou d'une fraction de f_c . Le modèle permet alors de décrire le comportement de l'oscillateur dans diverses situations (verrouillage par injection, d'excitation paramétrique, modulation, synchronisation mutuelle, etc.) grâce, notamment, aux paramètres f_p et ν . Nous présentons ici quelques résultats expérimentaux ainsi que les interprétations proposées permettant d'expliquer les mécanismes.

2.3.1 Verrouillage par injection

Lorsqu'une force externe de fréquence $\sim nf_c$ agit sur les oscillations entretenues (de fréquence naturelle f_c) comme une excitation forcée, il est possible que la phase des oscillations se verrouille sur la phase de la source externe. On parle alors de verrouillage par injection. La gamme de fréquence que peut prendre la fréquence de la source externe, tout en permettant à l'oscillateur d'être verrouillé, est appelée gamme de synchronisation Δ_{synch} . Le verrouillage est

d'autant plus fort que Δ_{synch}/f_c est grand. Expérimentalement, il a été démontré qu'un STO peut se verrouiller à un champ magnétique oscillant ou à un courant rf venant perturber sa dynamique entretenue [103–109].

Le verrouillage à un courant rf a été observé pour la première fois en 2005 par Rippard et al. pour des nano-contacts à aimantation uniforme. Ces mesures ont permis d'obtenir une gamme de synchronisation $\Delta_{synch}/f_c \approx 1\%$ d'autant plus grande que le courant rf injecté est important [103] (voir Fig. 20). Plus récemment, Quinsat et al. ont mesuré le verrouillage par injection à un courant rf oscillant à une fréquence proche du double de f_c [110]. Dans ce cas, ils ont obtenu une grande gamme de synchronisation d'environ 10%. Pour les STOs à base de vortex, Lehndorff et al. ont obtenu une gamme de synchronisation de l'ordre de 1% avec des vannes de spin [111]. Dussaux et al. ont mesuré des gammes bien plus grandes d'un peu plus de 30% [105] pour des jonctions tunnel magnétiques (notons que ces dernières sont similaires à celles étudiées dans cette thèse). Plus récemment, Hamadeh et al. montrent que la gamme de synchronisation à un champ oscillant vaut $\Delta_{synch}/f_c \approx 10\%$ pour des STOs constitués de deux vortex couplés [109].

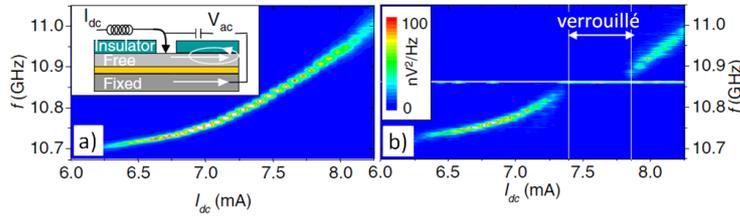


Fig. 20 a) Fréquence en fonction du courant dc injecté lorsque le courant rf est nul et b) fréquence lorsque qu'un courant additionnel rf, de fréquence 10.86 GHz et d'amplitude 410 μA (rms) est injecté. Les lignes verticales définissent la gamme de synchronisation. Figure issue de [103].

La disparité entre ces résultats montrent la complexité des mécanismes en jeu (rôle des forces oscillantes, des non-linéarités, etc.). Georges et al. [104] ont notamment montré que la gamme de synchronisation dépend des non-linéarités.

Le formalisme de l'auto-oscillateur, présenté précédemment, permet également de modéliser le comportement du STO sous l'influence d'un signal rf oscillant. Sa modélisation se base sur l'équation générale (23) où le terme phénoménologique f correspond à l'action du signal externe oscillant. Il se met sous la forme $f_{ext}e^{-i\omega_e t}$ d'amplitude $F_e = |f_{ext}|$ [84]. La dynamique est alors décrite par une équation de dynamique forcée.

Nous posons q la puissance et ϕ la phase des oscillations. Il est alors utile de poser $q = q_0 + \delta q_0$ avec q_0 la puissance des oscillations entretenues lorsque $F_e = 0$ et δq_0 un décalage dû à l'effet de la force oscillante externe. Dès lors, en considérant F_e comme une petite perturbation, indépendante de la puissance, l'équation de la dynamique (23) devient :

$$\begin{cases} \frac{d\delta q_0}{dt} + 2\pi f_p \delta q_0 = 2F_e \cos(\omega_e t + \phi - \phi_{ei}) & (77) \\ \frac{d\phi}{dt} + \omega(q) = -\frac{F_e}{\sqrt{q_0}} \sin(\omega_e t + \phi - \phi_{ei}) - N\delta q_0 & (78) \end{cases}$$

Lorsque la phase et l'amplitude ne sont pas couplées ($N = 0$) alors l'équation (78) peut s'étudier dans le référentiel tournant associé à la force externe en définissant $\tilde{\phi}(t) = \phi(t) + 2\pi f_e t - \phi_{ei}$ où ϕ_{ei} est le déphasage initial. La dynamique de la phase vérifie alors l'équation d'Adler [112] :

$$\frac{d\tilde{\phi}}{dt} = [\omega_e - \omega(q_0)] - \frac{F_e}{\sqrt{q_0}} \sin \tilde{\phi} \quad (79)$$

La dynamique de $\tilde{\phi}$ est contrôlée par la vitesse relative de l'oscillateur $\omega_e - \omega(q_0)$ ainsi que par l'amplitude de la force externe relativement à la puissance des oscillations $F_e/\sqrt{q_0}$. Lorsque $|\omega_e - \omega(q_0)| < F_e/\sqrt{q_0}$, l'équation (79) présente une solution $\tilde{\phi}$ constante et la phase de l'oscillateur est verrouillée sur celle de la force externe. La gamme de synchronisation est définie comme l'ensemble des fréquences de la source externe pour lesquelles l'oscillateur est verrouillé. Elle est notée Δ_{synch} et vaut $F_e/\pi\sqrt{q_0}$.

Pour un oscillateur non-linéaire ($\nu \neq 0$), le couplage entre la phase et l'amplitude est un levier supplémentaire car la phase de l'oscillateur peut s'adapter grâce à une petite modification de la puissance δq_0 . Résoudre l'équation (78) pour de faibles déplacements ($\nu\delta q_0/2q_0 \ll 1$) permet d'obtenir une gamme de verrouillage :

$$\Delta_{synch} = \sqrt{1 + \nu^2} \frac{F_e}{2\pi\sqrt{q_0}} \quad (80)$$

Ainsi pour un oscillateur non-linéaire, la gamme de synchronisation est d'autant plus grande que le facteur ν est important, que l'amplitude de la force externe est forte et que la puissance de l'oscillateur est faible. Afin de mesurer la capacité de synchronisation d'un oscillateur, il est intéressant de normaliser sa gamme de synchronisation par la fréquence de l'oscillateur libre Δ_{synch}/f_c .

Il s'avère qu'en présence d'une excitation rf, cette modélisation s'avère incomplète. Elle ne permet pas de prédire la gamme de verrouillage mesurée par Urazhdin et al. aux fréquences $2f_c/3$, $2f_c$, $7f_c/3$, etc. Il s'avère que la gamme de synchronisation est intimement liée aux mécanismes d'excitation paramétrique [107] et aux harmoniques du système.

2.3.2 Excitation paramétrique

Lorsqu'une force oscillant à $\sim 2f_c/n$ est appliquée à un oscillateur en régime sous-critique, elle peut permettre de compenser l'amortissement naturel du système et même générer des oscillations entretenues. C'est le phénomène d'excitation paramétrique.

La première démonstration expérimentale d'excitation paramétrique de STO a été effectuée par Urazhdin et al. pour la dynamique d'aimantation uniforme [113]. L'application d'un champ rf à une fréquence f_{ext} proche de $2f_c$ permet d'exhiber un signal dont la fréquence vaut exactement $f_{ext}/2$ avec une faible largeur de raie (jusqu'à ~ 50 kHz) alors que la dynamique est sous critique lorsque le champ rf est nul. Il faut cependant que l'amplitude du champ rf soit suffisamment importante.

En utilisant le formalisme de l'auto-oscillateur non-linéaire pour analyser la gamme de f_{ext} sur laquelle le système est paramétriquement excité, ils montrent que la gamme de fréquence est déterminée par l'amortissement naturel du système Γ_+ ainsi que l'amplitude du champ rf h_e tel que :

$$\Delta_{param} = \frac{1}{\pi} \sqrt{[Vh_e]^2 - [\Gamma_+(0) - \Gamma_-(0)]^2} \quad (81)$$

où V est un coefficient quantifiant le couplage entre le champ rf et la dynamique d'aimantation.

Des expériences plus récentes montrent qu'un courant rf est aussi capable d'exciter paramétriquement un STO à aimantation uniforme [114] et un STO à base de vortex [115].

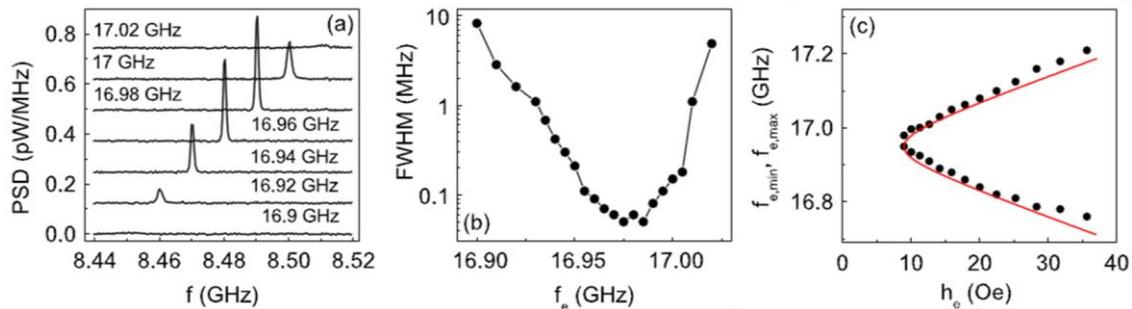


Fig. 21 Excitation paramétrique du régime sous-critique. a) Spectre des oscillations pour différentes fréquences du champ rf et b) évolution de la largeur de raie lorsque un champ rf d'amplitude 12.6 Oe (rms) est appliqué. c) Limite de la gamme de fréquence pour laquelle la dynamique est paramétriquement excitée pour différentes amplitude du champ externe mesurée (ronds noirs) et estimé (ligne rouge). Figures issues de [113].

2.3.3 Synchronisation mutuelle d'oscillateurs

Revenons au cas de l'oscillateur entretenu en régime sur-critique, et supposons une expérience de verrouillage par injection pour laquelle la source externe n'est autre qu'un autre oscillateur en régime sur-critique. Sous l'hypothèse que chacun des oscillateurs ressentent le signal oscillant de son voisin, il est possible d'avoir un régime dans lequel leurs oscillations se synchronisent, c'est-à-dire, présentent un déphasage constant dans le temps : on parle alors de synchronisation mutuelle.

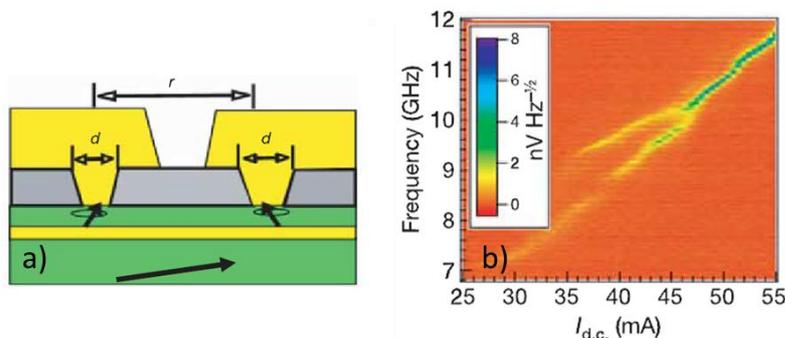


Fig. 22 a) Schématisation du dispositif expérimental utilisé pour observer la synchronisation deux nano-contacts en contact avec une même vanne de spin. Figure issue de [116]. b) Spectre mesuré en faisant varier le courant dc injecté dans chaque nano-contact. Lorsque $I_{dc} < 46$ mA deux pics existent, témoins des auto-oscillations indépendantes de chaque oscillateurs. Lorsque $I_{dc} > 46$ mA, un seul pic existe correspondant à la synchronisation des deux oscillateurs. Figure issue de [117].

Très peu de cas de synchronisation mutuelle de STOs ont pu être observés expérimentalement. Les premières mesures ont été effectuées en 2005 par Kaka et al. [116] et Mancoff et al. [117] montrant la synchronisation de deux STOs à aimantation uniforme de type nano-contact. Dans chacune des expériences, le principe est le même. Deux nano-contacts, séparés d'une distance de quelques centaines de nm, sont en contact avec une même multicouche et alimentés par un courant dc (Fig. 22 a). L'observation de deux pics dans le spectre indiquent que les deux STOs (correspondant chacun à un nano-contact) sont dans un régime entretenu. En modifiant le courant

injecté dans un ou deux nano-contacts, la fréquence d'un ou des deux STOs est modifiée de sorte que l'écart en fréquence diminue : la synchronisation s'observe lorsque le spectre passe de deux pics à un unique pic de forte puissance (Fig. 22 b pour $I_{dc} > 46$ mA). Pour Mancoff et al., la synchronisation n'a pu être observée que lorsque la distance entre les nano-contacts est inférieure à ~ 200 nm. Pour ce système, la synchronisation est rendue possible grâce aux ondes de spin issues de chacun des STOs [118]. Pour les STOs à base de vortex, Ruotolo et al. ont démontré expérimentalement la synchronisation de vortex dans une structure à quatre nano-contacts en 2009 [119]. Ils comparent le spectre de puissance observé en fonction du courant dc injecté au travers des nano-contacts. Lorsque le courant est faible, le spectre de puissance présente quatre pics d'oscillations. En augmentant le courant dc, ces quatre pics évoluent pour n'en former plus qu'un. Des simulations micromagnétiques permettent de déterminer la configuration magnétique : à champ nul, un vortex se trouve sous chaque nano-contacts et aussi quatre anti-vortex et un vortex au centre des quatre nano-contacts. L'évolution du spectre, qui s'accompagne d'une diminution de la largeur de raie et d'une augmentation de la puissance intégrée lorsqu'un seul pic existe, est alors associée à la synchronisation des vortex magnétiques par interaction d'échange.

Dans les expériences présentées, la synchronisation mutuelle s'effectue par émission d'onde de spin, comme dans les expériences de Kaka et al. et Mancoff et al., ou par interaction d'échange comme pour Ruotolo et al. Mais des modèles analytiques montrent qu'il est aussi possible de synchroniser des STOs par d'autres sources de couplage. Grollier et al. démontrèrent que le courant rf induit par un STO, lorsque ce dernier oscille, peut permettre de synchroniser un réseau de STOs connectés en série [120] ou en parallèle [121]. Puis Slavin & Tiberkevitch proposèrent de synchroniser plusieurs STOs grâce au champ dipolaire rayonné par chacun [122].

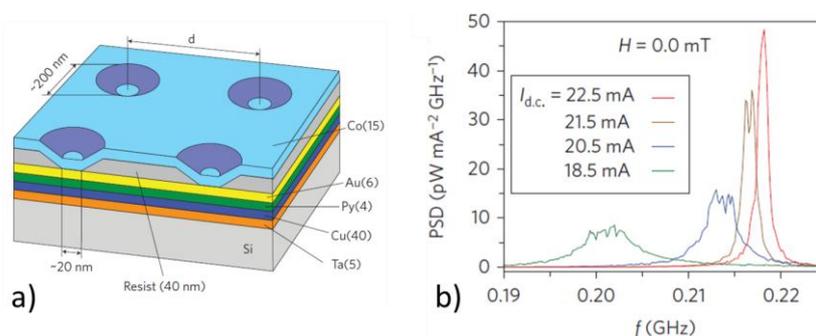


Fig. 23 a) Schématisation du dispositif permettant l'observation de la synchronisation de vortex. b) Spectre de puissance mesuré pour différents courants dc injectés dans les nano-contacts. Figures issues de [119].

Dans ce chapitre, nous avons détaillé les équations du formalisme de l'auto-oscillateur non-linéaire. Nous pouvons retenir quelques points essentiels pour la description de la dynamique d'aimantation d'un oscillateur à transfert de spin. Tout d'abord, la fréquence et l'amplitude des oscillations peuvent être entièrement décrites grâce à trois paramètres qui sont ω la pulsation résonante du résonateur du STO, Γ_+ le taux d'amortissement naturel dû à l'amortissement de Gilbert du système, Γ_- le taux d'amortissement négatif associé au transfert de spin. De plus, en présence d'un bruit blanc d'origine thermique, les propriétés des fluctuations d'amplitude et de phase peuvent être décrites à partir de trois autres paramètres : $2\Delta f_0$ la largeur de raie linéaire, Γ_p le taux d'amortissement des fluctuations de puissance et d'amplitude, ν le facteur de couplage. En réalité, ces paramètres permettent aussi de prédire le comportement du STO en présence d'une force externe par exemple lors de mesures de verrouillage par injection, d'excitation paramétrique ou encore de synchronisation.

Partie II

L'oscillateur à base de vortex magnétique

Chapitre 3

Le vortex magnétique et sa dynamique

Dans ce chapitre, nous présentons l'oscillateur à transfert de spin ayant un vortex magnétique dans sa couche libre. La dynamique de l'aimantation excitée par transfert de spin correspond alors au mode gyrotropique de vortex.

Dans un premier temps, la distribution d'aimantation vortex est présentée. Nous décrivons la stabilité de cette configuration magnétique sous l'influence de paramètres extérieurs (champs magnétique, courant électrique). Dans un second temps, nous présentons la dynamique de cette distribution d'aimantation sous l'effet du transfert de spin. La dynamique d'aimantation correspondant alors au mode gyrotropique de vortex est décrite dans le formalisme de Thiele.

3.1 Le vortex magnétique et ses propriétés

Dans ce travail de thèse, nous nous intéressons à des STOs de type nano-pilier. La couche libre du STO correspond alors à un disque submicronique de matériau ferromagnétique dans lequel l'aimantation est confinée. Sachant que la distribution de l'aimantation est dépendante de la forme, des dimensions et des propriétés magnétiques du disque, il est possible - en choisissant habilement ces paramètres - d'obtenir une distribution non-uniforme à aimantation moyenne quasi-nulle : le vortex magnétique.

Dans cette thèse, la couche libre de nos STOs est constituée soit de NiFe soit de FeB (voir Chapitre 5). Par conséquent, nous tâcherons d'estimer les paramètres définis dans cette section par rapport à ces deux matériaux.

3.1.1 Distribution de l'aimantation

Considérons la couche libre des nano-piliers étudiés dans ma thèse, c'est-à-dire un disque ferromagnétique de rayon R et d'épaisseur L , comme illustré sur la Fig. 24. Dans un tel système, l'aimantation peut présenter une distribution particulière appelée vortex magnétique.

Cette distribution se caractérise par deux régions. La première, dans laquelle la direction de l'aimantation est parallèle au plan défini par le disque, est appelée « corps du vortex ». La seconde, beaucoup moins étendue (~ 10 nm) et dans laquelle la direction de l'aimantation est perpendiculaire au plan du disque, est appelée « cœur de vortex ». En tout point du disque, la composante planaire (i.e. colinéaire au plan du disque) est colinéaire aux bords du disque afin de minimiser les champs de fuite, de sorte que l'aimantation s'enroule dans le plan. Seules les charges magnétiques locales créées au niveau du cœur de vortex sont non nulles mais existent sur un volume a priori faible par rapport au volume du disque.

Cette distribution d'aimantation non uniforme, prédite dans les matériaux ferromagnétiques à la fin des années 90 [123], a suscité l'intérêt des chercheurs car retrouvée régulièrement comme état rémanent de disques ferromagnétiques nano-lithographiés.

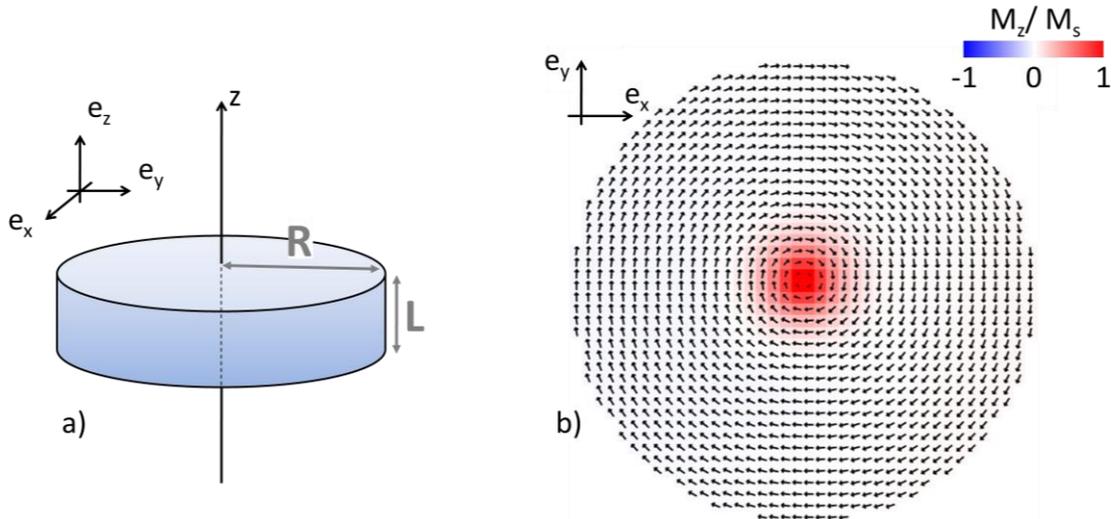


Fig. 24 a) Schématisation d'un disque ferromagnétique circulaire de rayon R et d'épaisseur L dans le système de coordonnées cartésiennes (x,y,z) . L'axe Oz est perpendiculaire au plan du disque. b) Exemple de distribution d'aimantation d'un vortex magnétique. Les flèches noires correspondent à la composante planaire de l'aimantation. La composante perpendiculaire est représentée en échelle de couleur.

3.1.1.1 Polarité et chiralité du vortex

Deux paramètres caractérisent un vortex magnétique : la polarité du vortex, notée p , qui correspond à la direction de l'aimantation perpendiculaire dans le cœur de vortex et qui vaut ± 1 et la chiralité du vortex, notée C , qui définit le sens de l'enroulement de l'aimantation dans le plan. C vaut ± 1 en fonction d'un enroulement antihoraire ou horaire.

En absence d'interaction avec l'extérieur, la chiralité et la polarité du vortex sont a priori décorréliées. Les combinaisons de ces deux paramètres permettent d'obtenir quatre configurations magnétiques du vortex, d'énergie dégénérée (Fig. 25). Des mémoires multi-états, basées sur le contrôle de ces paramètres, ont déjà été pensées [62,124,125].

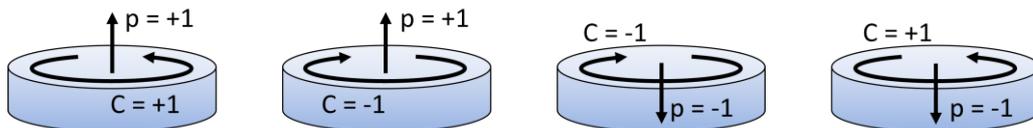


Fig. 25 Schématisation de la configuration magnétique du vortex magnétique. La flèche qui pointe vers le haut/bas représente la polarité du vortex p et la flèche qui s'enroule dans le plan du disque correspond à la chiralité du vortex C .

3.1.1.2 Description analytique de la distribution d'aimantation

Il sera utile par la suite de pouvoir décrire analytiquement la distribution d'aimantation de la couche libre lorsque celle-ci présente une aimantation vortex.

Le matériau de la couche libre est caractérisé par une aimantation à saturation, notée M_s , et par une longueur d'échange, notée L_E définie par :

$$L_E = \sqrt{2A}/(\sqrt{\mu_0 M_s}) \quad (82)$$

Où A est la constante d'échange de la couche libre et μ_0 la perméabilité du vide. Pour le NiFe $M_s = 8 \times 10^5 \text{ A.m}^{-1}$, $A = 13 \times 10^{-12} \text{ J.m}^{-1}$ et donc $L_E = 5.7 \text{ nm}$. Pour le FeB, $M_s = 15 \times 10^5 \text{ A.m}^{-1}$ et $A = 20 \times 10^{-11} \text{ J.m}^{-1}$ et donc $L_E = 3.8 \text{ nm}$. La longueur d'échange des matériaux considérés est de l'ordre de quelques nm.

Pour des disques d'épaisseurs faibles ($L \ll L_E$), la distribution d'aimantation peut être considérée comme identique sur toute l'épaisseur du disque. En définissant le référentiel (O, x, y) centré sur le centre du disque, la distribution d'aimantation peut être décrite par un champ de vecteurs 3D dans un espace en deux dimensions grâce à un vecteur $\mathbf{M}(X)$ qui correspond à l'aimantation locale en un point X du disque. Par fin pratique, nous utiliserons l'aimantation normalisée $\mathbf{m}(X)$ pour décrire la distribution, définie comme $\mathbf{m}(X) = \mathbf{M}(X)/M_s$. En particulier, $\|\mathbf{m}(X)\| = 1$. Le point X du disque est décrit par ses coordonnées polaires (ρ, χ) et le champ de vecteur \mathbf{m} est décrit par ses coordonnées sphériques $\mathbf{m} = (1, \theta, \varphi)$ où θ et φ sont définis en tout point du disque. Avec ce système de notation, la composante perpendiculaire de l'aimantation vaut $m_z(X) = \cos[\theta(X)]$ au point X . Nous posons X_c la position du cœur de vortex de coordonnées (ρ_c, χ_c) .

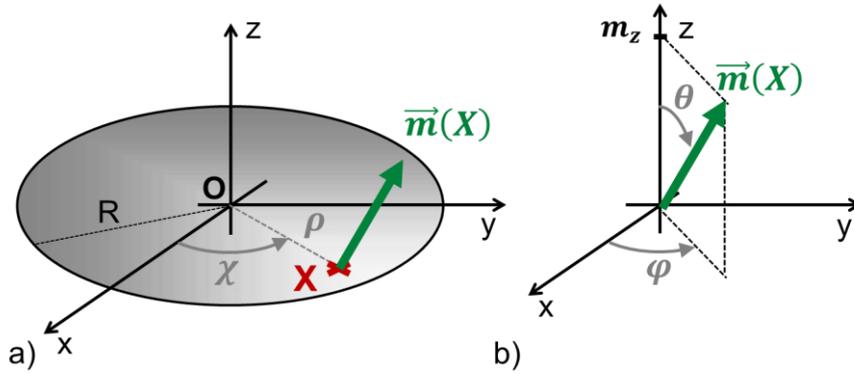


Fig. 26 a) Système de coordonnées utilisé pour décrire la position d'un point quelconque X de coordonnées (ρ, χ) avec une aimantation locale \mathbf{m} . R est le rayon du disque. b) Système de coordonnées utilisé pour décrire l'aimantation locale \mathbf{m} par ses coordonnées $(1, \theta, \varphi)$.

Vortex centré

Pour déterminer la distribution d'aimantation du vortex magnétique, Usov et Peschany [126] utilisent la méthode variationnelle pour déterminer la distribution de l'aimantation qui minimise l'énergie libre du système, i.e. la somme de l'énergie démagnétisante, d'échange et d'anisotropie. Leur méthode se base sur deux hypothèses. La première suppose l'absence de charges de surface sur la périphérie du disque, telle que $\mathbf{m} \cdot \mathbf{dS} = 0$ sur toute la surface du disque (avec \mathbf{dS} le vecteur surface élémentaire). La seconde fait l'hypothèse d'un matériau à faible anisotropie.

Le modèle d'Aharoni [127], en accord avec les premières simulations micromagnétiques [128], permet de vérifier la première condition en décrivant \mathbf{m} par ses coordonnées cylindriques (m_ρ, m_χ, m_z) telles que :

$$m_\rho = 0 \quad m_\chi = C\sqrt{1 - m_z(\rho)^2} \quad (83)$$

Dans une première approximation, l'énergie d'échange est le terme qui gouverne l'enroulement de l'aimantation. Il faut donc trouver la fonction $m_z(\rho)$ qui minimise cette énergie, tout en

veillant à ce que les conditions aux bords soient vérifiées i.e. $m_z(\rho = 0) = p$ et $m_z(\rho \gg L_E) = 0$.

La distribution d'Usov de la composante perpendiculaire de l'aimantation en est une solution :

$$m_z(\rho) = p \frac{(b^2 - \rho^2)}{(b^2 + \rho^2)} \quad \text{si } \rho < b \quad \text{et} \quad m_z(\rho) = 0 \quad \text{si } \rho > b \quad (84)$$

Cette distribution est définie à une constante d'intégration près, b , qui correspond au rayon du cœur de vortex. Pour estimer ce rayon, il faut minimiser l'énergie totale du système en prenant en compte, cette fois, les trois termes d'énergie et en injectant la distribution d'aimantation donnée par les équations (83) et (84). Pour les disques ayant un rayon compris entre 100 nm et 1 μm et une épaisseur de quelques nanomètres, le rayon du cœur de vortex vaut environ le double de la longueur d'échange du matériau (pour le NiFe, $b \sim 10$ nm et pour FeB, $b \sim 7$ nm) :

$$b \sim 2L_E \quad (85)$$

Dans notre étude, le modèle d'Usov convient à décrire l'aimantation du vortex. En effet, les expressions analytiques de la section 3.2.2 que nous utiliserons par la suite, sont obtenues à partir de ce modèle. Cependant, il est important de noter que pour une description précise de l'aimantation vortex, ce modèle s'avère insuffisant. Comme montré sur la Fig. 27, la distribution d'aimantation perpendiculaire du vortex calculée numériquement (courbes rouge et noire) par Gaididei *et al.* n'est pas bien décrite par le modèle d'Usov (courbe marron), en particulier aux bords du cœur [129]. Le modèle de Feldtkeller (courbe jaune), modèle simple qui suppose une distribution gaussienne, semble plus approprié [130]. Cependant, comme montré dans l'encart, la distribution n'est pas exactement reproduite, en particulier, le halo, zone dans laquelle l'aimantation devient faiblement négative (1-2% de l'aimantation maximale) autour du cœur de vortex.

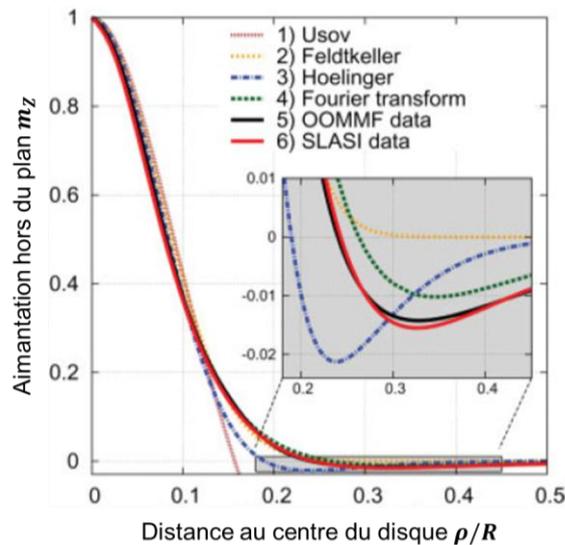


Fig. 27 Composante perpendiculaire de l'aimantation en fonction de la distance au centre du disque (normalisé par rapport au rayon du disque). La ligne marron est le résultat du modèle de Usov et les lignes pointillées sont les résultats d'autres modèles analytiques. Les lignes solides noire et rouge sont les résultats de simulations micromagnétiques obtenues avec OOMMF et SLASI. Figure issue de [129].

Vortex décentré

Dans la description précédente, le cœur de vortex est centré. Cette situation correspond à la position d'équilibre du système en absence d'interaction avec l'extérieur. Or, pour étudier la dynamique de vortex magnétique dans un STO, il est nécessaire de connaître la distribution de l'aimantation lorsque le vortex est déplacé du centre du disque. Pour cela, considérons indépendamment l'aimantation perpendiculaire et l'aimantation planaire.

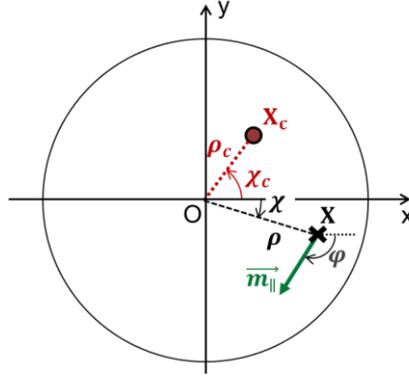


Fig. 28 Description du système de coordonnées permettant de décrire le vortex décentré.

Supposons que la position du cœur de vortex soit décrite par le vecteur \mathbf{X}_c . La distribution de l'aimantation perpendiculaire peut être supposée identique à celle proposée ultérieurement pour le vortex centré, mais translatée du vecteur \mathbf{X}_c . Dans ce cas, la distribution d'Usov au point X , décrit par le vecteur position \mathbf{X} , devient :

$$m_z(X) = p \frac{b^2 - \|\mathbf{X} - \mathbf{X}_c\|^2}{b^2 + \|\mathbf{X} - \mathbf{X}_c\|^2} \text{ si } \|\mathbf{X} - \mathbf{X}_c\| < b \quad m_z(X) = 0 \text{ si } \|\mathbf{X} - \mathbf{X}_c\| > b \quad (86)$$

Notons toutefois que l'hypothèse de translation est limitée. En réalité, lorsque le vortex est en mouvement, la distribution m_z dépend de la vitesse du cœur de vortex [131,132]. Par simplicité, nous négligerons la dépendance de m_z avec la vitesse du cœur, tout en gardant en tête d'éventuelles conséquences liées à cette approximation.

Lorsque le vortex est décentré, la distribution de l'aimantation planaire $\mathbf{m}_{\parallel} = (m_x, m_y)$ est fortement modifiée. En effet, si l'on suppose que l'aimantation planaire correspond à celle du vortex centré translatée de \mathbf{X}_c , des charges magnétiques se créent aux bords du disque car la $\mathbf{m} \cdot \mathbf{dS} = 0$ n'est plus vérifié (Fig. 29 b). Ce modèle, appelé modèle du vortex rigide, est incompatible avec la minimisation de l'énergie à l'origine de la stabilité de la distribution vortex, d'autant plus si le déplacement du cœur ρ_c n'est pas négligeable devant le rayon du disque R . Un autre modèle, appelé modèle Two Vortex Ansatz (TVA), prend en compte la déformation de l'aimantation planaire et vérifie $\mathbf{m} \cdot \mathbf{dS} = 0$ à la périphérie du disque [133]. Analytiquement, le modèle TVA résulte de la superposition de deux vortex rigides, l'un centré le cœur de vortex de vecteur position \mathbf{X}_c , l'autre sur un vortex fictif de vecteur position \mathbf{X}_c^* et de coordonnées $(R^2/\rho_c, \chi_c)$:

$$\varphi(X, X_c) = \arg(\mathbf{X} - \mathbf{X}_c) + \arg(\mathbf{X} - \mathbf{X}_c^*) - \pi - \chi_c + C \frac{\pi}{2} \quad (87)$$

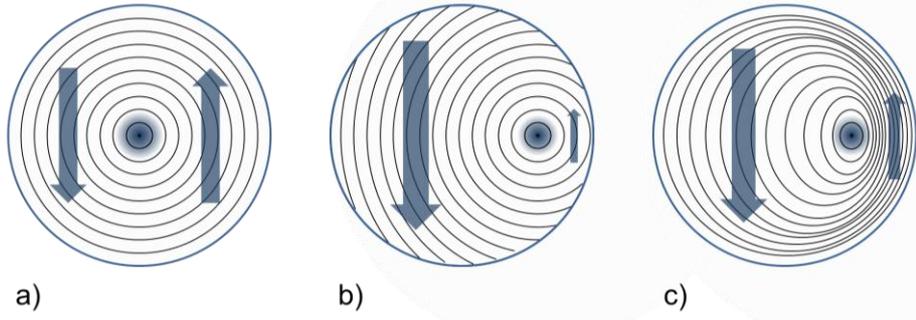


Fig. 29 Schématisation de la distribution d'aimantation planaire $\mathbf{m}_{||}$ dans le disque pour a) le vortex centré, b) le vortex rigide décentré et c) le modèle TVA. Les lignes noires correspondent aux lignes de champ, la zone bleue correspond au cœur de vortex, les flèches schématisent l'aimantation moyenne selon un axe de part et d'autre du cœur de vortex.

3.1.1.3 Aimantation moyenne du vortex

Dans un STO, la puissance émise est liée aux variations d'aimantation relatives entre la couche libre et la couche polarisatrice. Il est donc important de définir l'aimantation planaire moyenne du vortex, notée $\bar{\mathbf{M}}_{||}$ qui est le résultat de l'intégration de l'aimantation planaire locale sur l'ensemble du disque $\bar{\mathbf{M}}_{||} = \int_{\text{disque}} \mathbf{M}_{||}$. Comme schématisé sur la Fig. 29 a, un vortex magnétique centré présente une aimantation planaire moyenne nulle $\bar{\mathbf{M}}_{||} = \mathbf{0}$. Ceci n'est plus vrai pour le vortex excentré i.e. lorsque le cœur est déplacé du centre du disque. Dans ce cas $\bar{\mathbf{M}}_{||} \neq \mathbf{0}$ comme schématisé sur la Fig. 29 b-c.

Gusliencko et al. [134] ont montré que pour les faibles déplacements du cœur, la norme de l'aimantation moyenne évolue linéairement avec ce déplacement telle que :

$$\|\bar{\mathbf{M}}_{||}\| = \lambda \frac{\rho_c}{R} M_s \quad (88)$$

où λ est facteur de proportionnalité, qui vaut $2/3$ (calculé en supposant le modèle TVA). Cependant, des simulations micromagnétiques, pour lesquelles $\|\bar{\mathbf{M}}_{||}\|/M_s$ est calculé en fonction de ρ_c/R , montrent que l'équation (88) n'est valable que pour des rayons $\rho_c < 0.6 R$. Au-delà, un polynôme du second degré $\|\bar{\mathbf{M}}_{||}\|/M_s = 0.76\rho_c/R - 0.17(\rho_c/R)^2$ est plus adapté [135].

Finalement, l'aimantation planaire moyenne du vortex, prenant en compte la chiralité du vortex et le sens de déplacement du cœur, s'exprime :

$$\bar{\mathbf{M}}_{||} = C \lambda M_s \frac{\mathbf{OX}_c \wedge \mathbf{e}_z}{R} \quad (89)$$

La relation (89) est importante. Au Chapitre 5, elle nous permettra de relier la puissance d'émission rf du STO à la position du cœur de vortex.

3.1.2 Stabilité du vortex dans un nano-disque

Jusqu'ici nous avons supposé que la distribution d'aimantation de la couche libre du STO, un disque de rayon R et d'épaisseur L , correspond à un vortex magnétique. Or, il convient de vérifier si cette distribution correspond bien à la configuration magnétique rémanente.

Pour un matériau ferromagnétique isolé, la distribution d'aimantation est déterminée par l'équilibre qui existe entre l'énergie dipolaire, l'énergie d'échange et l'énergie d'anisotropie.

Dans les systèmes à faible anisotropie, l'énergie d'échange et l'énergie magnétostatique gouvernent la distribution d'aimantation. L'énergie d'échange agit à courte portée (inférieure à L_E) et tend à aligner les moments magnétiques dans la même direction. À l'inverse, l'énergie dipolaire agit à longue portée et tend à opposer les moments magnétiques. Ainsi, sur des systèmes de faible taille devant L_E , l'énergie d'échange l'emporte et impose une distribution d'aimantation uniforme. Si la taille du système augmente alors la formation de domaines magnétiques apparaît i.e. des zones à aimantation uniforme (dominées par l'énergie d'échange) qui, côte-à-côte, ont des orientations magnétiques opposées, pour minimiser l'énergie magnétostatique. La distribution d'aimantation vortex apparaît pour des systèmes de taille intermédiaire et illustre l'équilibre entre énergie d'échange et énergie magnétostatique. À courte portée, les moments magnétiques sont alignés et, à longue portée, les moments magnétiques sont de direction opposée (cf. dans le corps du vortex de part et d'autre du cœur). Rappelons que pour le NiFe, $L_E = 5.7$ nm et que pour le FeB, $L_E = 3.8$ nm.

Déterminer la stabilité du vortex dans un disque revient à comparer le coût énergétique du vortex par rapport à celui d'une distribution mono-domaine uniforme : l'état stable est alors celui qui minimise l'énergie totale mise en jeu. Ce calcul nécessite la connaissance de trois paramètres, l'épaisseur et le rayon du disque, ainsi que la longueur d'échange L_E du matériau ferromagnétique. Pour une épaisseur donnée, ce calcul permet de déterminer le diagramme de stabilité du vortex [133].

Ce diagramme est schématisé sur la Fig. 30 où les dimensions sont normalisées par rapport à L_E . Décrivons-le à épaisseur L fixe. La ligne solide correspond au rayon du disque R_{eq} pour lequel les distributions uniforme et vortex ont la même énergie. Lorsque $R > R_{eq}$, la distribution vortex est l'état rémanent. En revanche, lorsque $R < R_{eq}$, il existe une région pour laquelle l'état vortex est métastable (région corail). Il faut donc définir un autre rayon caractéristique R_u en dessous duquel la distribution vortex est interdite et la distribution uniforme est l'état rémanent. Ce rayon caractéristique est évalué analytiquement pour une distribution d'aimantation décrite par le modèle TVA [133].

Nous voyons donc que la stabilité du vortex dépend du rapport d'aspect L/R du disque mais également de la longueur d'échange du matériau L_E . En fonction de L_E , le vortex magnétique peut être stable pour des disques de dimensions allant de ~ 10 nm à ~ 10 μ m.

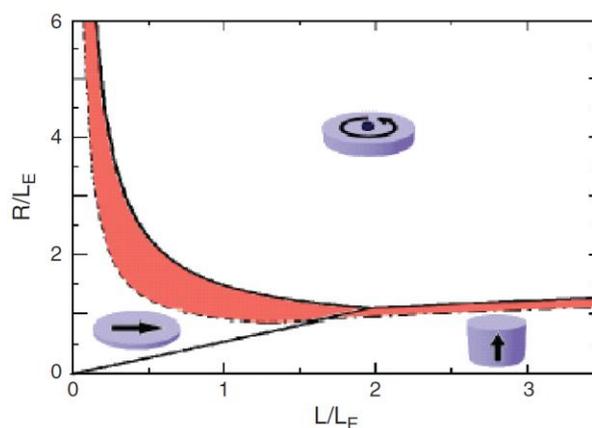


Fig. 30 Diagramme de phase de la distribution d'aimantation d'un cylindre ferromagnétique de longueur d'échange L_E , de rayon R et d'épaisseur L . Trois états magnétiques stables peuvent correspondre à la distribution d'aimantation : le vortex, la distribution quasi-uniforme contenue dans le plan du disque et la distribution uniforme hors du plan. Les lignes pleines délimitent les zones de stabilité de chacune de ces distributions. La zone corail correspond à la zone dans laquelle la configuration magnétique est métastable, elle est délimitée par R_{eq} (ligne pleine) et R_s (ligne pointillée). Figure issue de [136].

3.1.3 Influence d'un champ magnétique

Jusqu'ici nous avons considéré le disque magnétique isolé. Or lors de nos mesures, il est très fréquent de devoir appliquer un champ magnétique sur le STO. Supposons donc désormais qu'un champ magnétique \mathbf{H} soit appliqué. Dans ce cas, il est nécessaire de prendre en compte l'énergie Zeeman, issue de l'interaction entre l'aimantation et le champ magnétique et proportionnelle à $-\mathbf{H} \cdot \mathbf{M}$, qui tend à aligner l'aimantation dans la direction du champ et modifie donc la distribution d'aimantation du vortex.

Pour décrire l'influence du champ magnétique, nous différencions l'effet d'un champ planaire (i.e. contenu dans le plan du disque) noté \mathbf{H}_{\parallel} et d'un champ perpendiculaire (i.e. perpendiculaire au plan du disque) noté $H_{\perp} \mathbf{e}_z$. L'effet d'un champ $\mathbf{H} = \mathbf{H}_{\parallel} + H_{\perp} \mathbf{e}_z$ sur la distribution n'est alors que la superposition des effets de chacune de ses composantes \mathbf{H}_{\parallel} et H_{\perp} .

3.1.3.1 Champ dans le plan du disque

Lorsqu'un champ magnétique est appliqué dans le plan du disque $\mathbf{H} = \mathbf{H}_{\parallel}$, le cœur de vortex se décale de sa position d'équilibre d'origine i.e. du centre du disque. Ce déplacement s'effectue de manière à créer une aimantation planaire moyenne $\bar{\mathbf{M}}_{\parallel}$ non nulle alignée avec \mathbf{H}_{\parallel} , pour minimiser l'énergie du système tout en prenant en compte l'énergie Zeeman.

L'effet du champ planaire sur le déplacement du vortex a été étudié expérimentalement [137–139], analytiquement [140,141] et numériquement [142,143]. Une caractéristique du vortex est l'évolution de l'amplitude de l'aimantation planaire moyenne, notée \bar{M}_{\parallel} , en fonction de celle du champ planaire, notée H_{\parallel} . Cette courbe est présentée sur la Fig. 31.

Lorsque $H_{\parallel} = 0$, le vortex est initialement centré (noté c) et correspond à une aimantation moyenne nulle $\bar{M}_{\parallel} = 0$. Lorsque H_{\parallel} est non nulle, \bar{M}_{\parallel} augmente linéairement avec H_{\parallel} : pour minimiser l'énergie totale du système, le cœur de vortex se déplace par rapport au centre du disque (noté d). Lorsque $H_{\parallel} = H_A$, un saut de l'aimantation est observé qui correspond à l'annihilation du vortex. En découle, un état pour lequel l'aimantation est saturée correspondant à un état magnétique quasi-uniforme (noté e). En diminuant le champ magnétique depuis l'état saturé, un saut de l'aimantation est observé pour $H_{\parallel} = H_N$ qui correspond à la nucléation d'un vortex excentré. Lors du processus de nucléation, l'aimantation passe par un état non-uniforme qui peut être soit un état « S » soit un état appelé C-state (noté b). En diminuant H_{\parallel} , le cœur de vortex se déplace de manière à avoir une position centrée lorsque $H_{\parallel} = 0$. Les champs de nucléation H_N et d'annihilation H_A dépendent du rapport d'aspect du disque ferromagnétique L/R .

Ainsi lors de l'application d'un champ magnétique \mathbf{H}_{\parallel} , le cœur de vortex va se déplacer dans la direction perpendiculaire au champ, générant une aimantation moyenne planaire non nulle, pour minimiser l'énergie Zeeman. Dès lors, il est utile de définir la susceptibilité du vortex magnétique χ_m telle que [134] :

$$\bar{\mathbf{M}}_{\parallel} = \chi_m \mathbf{H}_{\parallel} \quad (90)$$

La susceptibilité du vortex est fonction du rapport d'aspect du disque qui, d'après un calcul analytique basé sur le modèle TVA, montre que :

$$\chi_m(L/R) = \frac{4\pi}{9.98} \frac{R}{L} \sim \frac{2\pi}{5} \frac{R}{L} \quad (91)$$

Grâce à l'équation (89) qui relie le déplacement du cœur à l'aimantation planaire moyenne, le déplacement du cœur de vortex en fonction du champ planaire s'écrit comme :

$$\mathbf{OX}_c = C \frac{R \chi_m}{\lambda M_s} \mathbf{e}_z \wedge \mathbf{H}_{\parallel} \quad (92)$$

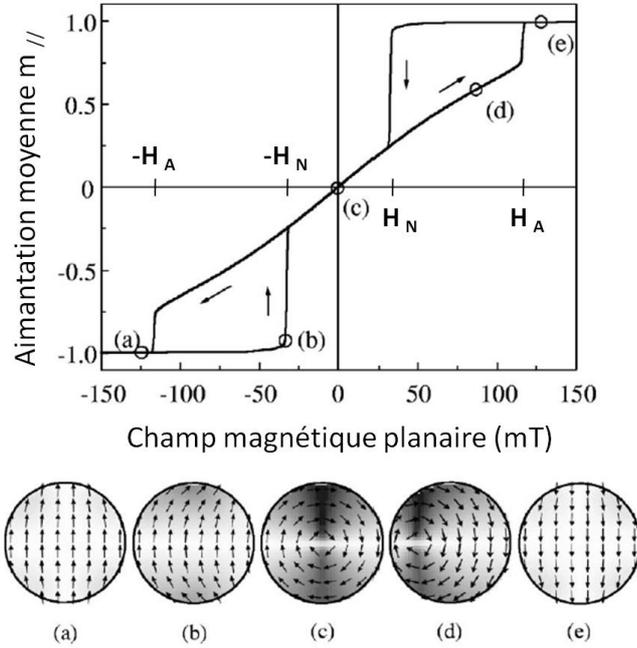


Fig. 31 Evolution de l'aimantation moyenne normalisée $\|\langle \mathbf{M}_{\parallel} \rangle / M_s\|$ en fonction du champ magnétique planaire, les flèches indiquent le parcours de la courbe d'hystérèse, H_N et H_A indiquent respectivement les champs de nucléation et d'annihilation du vortex. Les inserts schématisent l'évolution de la distribution de l'aimantation planaire aux différents points a) quasi-uniforme, b) état « C », c) vortex centré, d) vortex excentré, e) quasi-uniforme. Figure adaptée de [141].

3.1.3.2 Champ perpendiculaire au plan du disque

Lors de l'application d'un champ magnétique perpendiculaire $\mathbf{H} = H_{\perp} \mathbf{e}_z$, des simulations micromagnétiques montrent que l'aimantation du cœur et du corps de vortex est modifiée [132,144]. La modification de l'aimantation perpendiculaire est illustrée sur la Fig. 32 b.

Dans le corps de vortex, l'aimantation acquiert une composante perpendiculaire lorsque $H_{\perp} \neq 0$ pour minimiser l'énergie Zeeman. La dépendance de l'aimantation locale avec H_{\perp} est similaire à celle d'une aimantation uniforme et dépend linéairement du champ selon [145] :

$$m_z^{corps} = \frac{H_{\perp}}{H_s} \quad (93)$$

où H_s est le champ nécessaire pour saturer l'aimantation de la couche perpendiculairement au plan. De plus, dans le cœur de vortex, le champ perpendiculaire modifie la taille du cœur de vortex b . Il devient implicitement une fonction de H_{\perp} :

$$b = b(H_{\perp}) \quad (94)$$

Lorsque le champ et la polarité du cœur sont de même direction, la taille du cœur augmente. Dans le cas inverse, la taille diminue.

L'adaptation du modèle d'Usov (86) prenant en compte la formule (93), permet de reproduire correctement la distribution d'aimantation perpendiculaire obtenue lors de simulations micromagnétiques (courbe bleue sur la Fig. 32 b). Remarquons cependant que la forte augmentation de l'aimantation perpendiculaire en bord de disque n'est pas reproduite (voir Fig. 32 b lorsque $H_{\perp}/M_S > 0.4$). Pour un disque d'épaisseur $L = 4.8$ nm et de rayon $R = 225$ nm, dimensions quasi-identiques à la couche libre des STOs étudiés au Chapitre 10, l'évolution du rayon du cœur avec un champ de même direction peut être ajusté par la fonction $b = b(0) \exp(1.19 H_{\perp}/H_S)$, comme montré sur la Fig. 32 a [144].

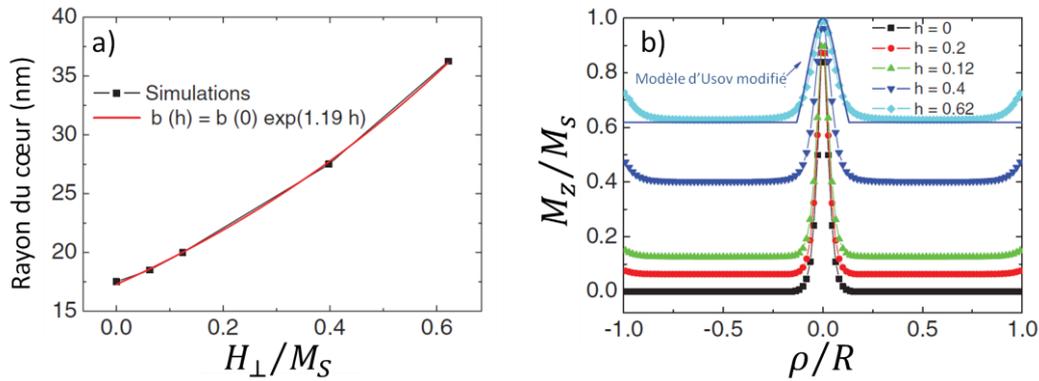


Fig. 32 a) Rayon du cœur de vortex en fonction du champ magnétique perpendiculaire appliqué issu de simulations micromagnétiques (carrés noirs) et ajustement avec une fonction exponentielle (ligne rouge). b) Distribution de l'aimantation perpendiculaire pour différents champs magnétiques $h = H_{\perp}/M_S$. Résultats issus de simulations micromagnétiques pour un disque de rayon $R = 225$ nm et d'épaisseur $L = 4.8$ nm. La ligne solide bleue correspond au modèle d'Usov modifié. Figure extraite de [144].

Lorsque le champ est appliqué dans la direction opposée au cœur de vortex, il est possible de renverser la polarité du cœur. Le mécanisme de renversement s'effectue grâce à la propagation d'un point de Bloch [146] et est facilité par l'existence de défauts dans la couche ferromagnétique.

Un autre mécanisme de renversement du cœur existe lorsque le cœur de vortex oscille à une certaine vitesse. Le mécanisme de renversement correspond alors à la formation d'une zone où l'aimantation est opposée à celle du cœur [131,147] qui, lorsque la vitesse du cœur dépasse une vitesse critique, donne naissance à une paire vortex-antivortex permettant d'annihiler le vortex initial [131]. Ce type de renversement peut être déclenché par l'application d'un pulse de champ dans le plan de la couche [148], par l'application d'un champ alternatif proche de la fréquence de résonance du mode fondamental du vortex [149], par l'effet d'un couple de transfert de spin à haute fréquence dû à un courant alternatif [150] ou encore sous l'effet d'un courant continu [151].

3.1.4 Influence d'un courant électrique

Lors de nos mesures expérimentales, un courant continu ou alternatif est injecté au travers du STO, perpendiculairement au plan des couches. Or lorsqu'un courant circule au travers d'un nano-pilier, il crée un champ magnétique appelé champ d'Oersted. Dès lors, comme pour un

champ externe (voir section 3.1.3), il est nécessaire de prendre en compte l'énergie Zeeman issue de l'interaction entre ce champ et l'aimantation du vortex.

Le champ créé par le courant I circulant au travers du disque de rayon R est assimilable celui bien connu créé par un courant parcourant un fil de même rayon, appelé champ d'Oersted (ou champ d'Ampère). En un point du disque, de rayon ρ , ce champ vaut :

$$\mathbf{H}_{oe}(\rho) = C_{oe} \frac{1}{2\pi R^2} |I| \rho \mathbf{e}_x \quad \text{si } \rho < R \quad (95)$$

Il est caractérisé par sa propre chiralité C_{oe} qui vaut ± 1 en fonction du sens de parcours du courant I . De plus, il est de même symétrie que le vortex centré. Ainsi, en fonction de la chiralité C_{oe} respectivement à celle du vortex C , le champ d'Oersted tend à stabiliser la distribution vortex (lorsque $CC_{oe} = +1$) ou à le rendre instable (lorsque $CC_{oe} = -1$).

L'effet du courant sur un disque de NiFe a été étudié par Urazhdin *et al* [152]. Pour un disque de rayon $R = 100$ nm et d'épaisseur L , ils déterminent le diagramme de stabilité du vortex en fonction de L et du courant I , représenté sur la Fig. 33. Pour cet exemple, un courant I positif (respectivement négatif) est associé à un champ d'Oersted de chiralité $C_{oe} = +1$ (resp. $C_{oe} = -1$).

Il est nécessaire de différencier les disques fins ($L < 2$ nm) et les disques épais ($L > 2$ nm). Pour les disques épais, à très fort courant positif ($C_{oe} = +1$), l'état initial est un vortex de chiralité identique à celui du champ d'Oersted ($C = +1$). Lorsque le courant diminue jusqu'à s'annuler et devenir négatif ($C_{oe} = -1$), le vortex de chiralité $C = +1$ demeure stable. Cela est vrai jusqu'à une valeur critique de I au-delà de laquelle la chiralité du vortex se renverse (ligne verte indiquant $C \rightarrow -1$). En dessous de ce courant, l'état stable est le vortex de chiralité identique à celle du champ d'Oersted ($C = -1$). Pour les disques fins, en absence de courant, l'état rémanent est une distribution d'aimantation uniforme. Ainsi la même transition pour passer d'un vortex à chiralité $C = +1$ à un vortex à chiralité $C = -1$ s'effectue en passant par un état à aimantation uniforme lorsque le courant est compris entre les valeurs $-I_{CSD}$ et $+I_{CSD}$. Dans la zone hachurée, la configuration magnétique est bistable.

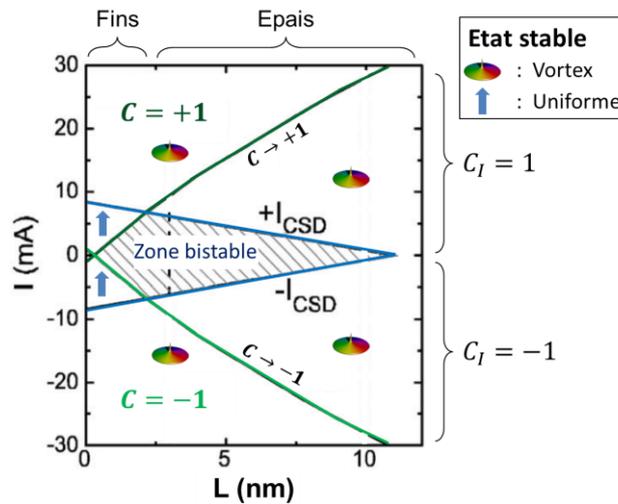


Fig. 33 Diagramme de stabilité de l'aimantation d'un disque de NiFe de rayon $R = 100$ nm, en fonction de son épaisseur L et du courant injecté I correspondant à un champ d'Oersted de chiralité C_{oe} . L'aimantation est vortex, de chiralité C , ou uniforme. Figure adaptée de [152].

Nous tirerons profit de la dépendance de la chiralité du vortex avec le courant lors nos mesures expérimentales, détaillées au Chapitre 8. En effet, afin de contrôler la chiralité du vortex de la couche libre, nous effectuerons des cycles de préparation avec un courant suffisamment fort pour imposer la chiralité du vortex.

3.2 Le mode gyrotropique de vortex

Jusqu'ici nous avons considéré les propriétés du vortex magnétique statique. Or le vortex présente différentes dynamiques. Ces modes ont pu être observés expérimentalement [153–157] puis analytiquement et numériquement [158–160]. Lors de ces études, il a notamment été montré que la fréquence de ces modes dépend du rapport d'aspect du disque L/R , comme illustré sur la Fig. 34. Le mode fondamental est appelé mode gyrotropique. Il se manifeste par l'oscillation du cœur de vortex autour du centre d'équilibre du système considéré. Les modes d'ordre supérieur, quant à eux, correspondent à des oscillations de l'aimantation de symétrie azimutale ou radiale.

Dans ce manuscrit, nous nous intéresserons au mode gyrotropique. Ce mode présente deux spécificités. Etant le mode de plus basse énergie, l'énergie nécessaire pour l'exciter est plus faible que celles nécessaires aux autres modes. De plus, sa fréquence est très distante de celle des modes d'ordre supérieur (Fig. 34). Ainsi, une excitation adaptée peut entraîner l'oscillation du mode gyrotropique sans que les autres modes soient excités. En particulier, nous verrons que le couple de transfert de spin de Slonczewski permet d'exciter le mode gyrotropique.

Nous nous concentrerons sur la description du mode gyrotropique. Nous verrons que le formalisme de Thiele permet de décrire la dynamique de la distribution d'aimantation vortex en la réduisant à celle du cœur de vortex.

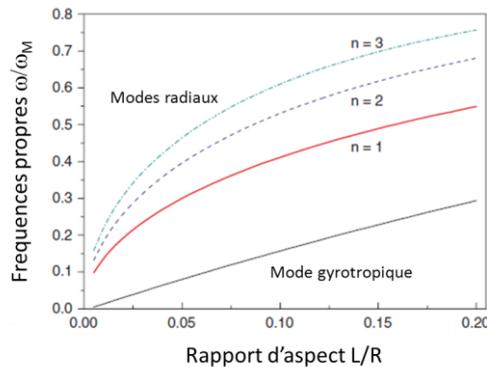


Fig. 34 Evolution des fréquences propres relatives à différents modes de vortex en fonction du rapport d'aspect du disque avec $\omega_M = \gamma M_S$. Le mode gyrotropique est en noir, et des modes d'ordre supérieur radiaux en couleur. Figure adaptée de [136].

3.2.1 Equation de Thiele appliquée au vortex

L'équation de Thiele a été proposée dans les années 70 et utilisée pour décrire la dynamique du mode gyrotropique de vortex dans un fil mince infini [161,162]. Dans ce cas, la dynamique de l'aimantation peut être considérée comme une translation de l'ensemble de la distribution et, par conséquent, elle peut être décrite en ne considérant que la dynamique d'un point particulier de l'aimantation.

Dans les échantillons étudiés au cours de ma thèse, la couche libre du STO correspond à un disque de dimensions latérales finies. L'hypothèse de translation de l'aimantation n'est donc pas

valable car il est nécessaire de prendre en compte les effets de bords (voir section 3.1.1.2). Cependant nous verrons que l'équation de Thiele s'applique tout de même sous certaines conditions.

3.2.1.1 Formalisme et équation de Thiele

La démarche qui aboutit à l'équation de Thiele est assimilable à celle utilisée en mécanique du solide pour laquelle la dynamique d'un objet indéformable et volumique est réduite à celle d'un point caractéristique, son centre d'inertie. Dans notre cas, l'objet indéformable est la distribution de l'aimantation et le point caractéristique, le cœur de vortex. L'équation de Thiele permet de réduire la dynamique de la distribution d'aimantation à la simple dynamique du cœur de vortex.

Le formalisme de Thiele implique que la distribution de l'aimantation ne se déforme pas. On parlera alors d'un vortex rigide. Cette hypothèse a donc été effectuée lors des premiers travaux supposant, de plus, un mouvement de translation de l'aimantation afin de simplifier les calculs.

Par la suite, le cœur de vortex, situé en X_c , est décrit par ses coordonnées cylindriques (ρ_c, χ_c) . En tout point du disque, l'aimantation locale est décrite par le vecteur \mathbf{M} de coordonnées sphériques (M_s, θ, φ) . Le cœur de vortex est initialement au centre du référentiel, de position O et la distribution d'aimantation, supposée connue, est décrite par \mathbf{M}_0 de coordonnées sphériques $(M_s, \theta_0, \varphi_0)$. Entre l'instant initial $t = 0$ et un instant t quelconque, le cœur de vortex se translate de O vers X_c définissant ainsi le vecteur position du cœur \mathbf{X}_c . A l'instant t , l'aimantation locale est décrite par \mathbf{M} . Grâce à l'hypothèse de translation rigide, l'aimantation vérifie en un point \mathbf{X} du disque:

$$\mathbf{M}(\mathbf{X}, t) = \mathbf{M}_0[\mathbf{X} - \mathbf{X}_c(t)] \quad \Rightarrow \quad \begin{cases} \theta(\mathbf{X}, t) = \theta_0[\mathbf{X} - \mathbf{X}_c(t)] \\ \varphi(\mathbf{X}, t) = \varphi_0[\mathbf{X} - \mathbf{X}_c(t)] \end{cases} \quad (96)$$

L'hypothèse d'une distribution rigide translattée permet de décrire la distribution d'aimantation à un instant quelconque en ne connaissant que la position du cœur de vortex et la distribution initiale.

Nous cherchons à établir la dynamique de la distribution d'aimantation. D'après la section 1.1.3.3, la dynamique de l'aimantation \mathbf{M} sous l'effet du couple de transfert de spin de Slonczewski est décrite par l'équation de LLGS :

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_0 \mathbf{M} \wedge \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \wedge \frac{d\mathbf{M}}{dt} + \frac{a_j}{M_s} \mathbf{M} \wedge (\mathbf{M} \wedge \mathbf{p}) \quad (97)$$

avec M_s l'aimantation à saturation de la couche libre du STO, \mathbf{p} l'aimantation de la couche polarisatrice, a_j l'efficacité du couple de Slonczewski et le champ effectif $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -(1/\mu_0) \delta\mathcal{E}/\delta\mathbf{M}$ où \mathcal{E} est la densité d'énergie volumique.

En projetant l'équation (97) sur les axes du repère sphérique associé à \mathbf{M} (voir Fig. 26), on fait apparaître la variation d'énergie volumique relative à θ et à φ c'est-à-dire à $\delta\mathcal{E}/\delta\theta$ et à $\delta\mathcal{E}/\delta\varphi$. En définissant $(p_r, p_\theta, p_\varphi)$, les coordonnées de \mathbf{p} dans le repère sphérique lié à \mathbf{M} , et en intégrant les variations d'énergies sur l'ensemble du disque, on peut réécrire :

$$\begin{aligned}
\int_V \left(\frac{\delta \mathcal{E}}{\delta \theta} \nabla \theta + \frac{\delta \mathcal{E}}{\delta \varphi} \nabla \varphi \right) dV &= \int_V \frac{M_S}{\gamma_0} \sin \theta (\dot{\varphi} \nabla \theta - \dot{\theta} \nabla \varphi) dV \\
&- \int_V \frac{\alpha M_S}{\gamma_0} (\dot{\theta} \nabla \theta + \sin^2 \theta \dot{\varphi} \nabla \varphi) dV \quad (98) \\
&+ \int_V \frac{a_{jj} M_S}{\gamma_0} (p_\varphi \nabla \theta - p_\theta \sin \theta \nabla \varphi) dV
\end{aligned}$$

Cette équation (98) relie la variation d'énergie du système (terme de gauche) aux variations d'aimantation (termes de droite). Elle est générale car ne présuppose aucune distribution d'aimantation particulière.

Supposons désormais que la distribution d'aimantation correspond à celle d'un vortex magnétique, dont le cœur se décale. Dans ce cas, le terme à gauche de l'équation (98) est lié aux variations de l'énergie totale du système par rapport au déplacement du cœur et peut s'exprimer sous la forme :

$$-\frac{dW}{d\mathbf{X}_c} = \int_V \left(\frac{\delta \mathcal{E}}{\delta \theta} \nabla \theta + \frac{\delta \mathcal{E}}{\delta \varphi} \nabla \varphi \right) dV \quad (99)$$

où W est l'énergie totale du système en fonction de la position du cœur de vortex \mathbf{X}_c .

Les termes à droite de l'équation (98) peuvent se simplifier en considérant l'équation (96) qui découlent de l'hypothèse de translation rigide. En effet, dans ce cas :

$$\dot{\theta}(\mathbf{X}, t) = -\nabla \theta \cdot \frac{d\mathbf{X}_c}{dt} \quad \text{et} \quad \dot{\varphi}(\mathbf{X}, t) = -\nabla \varphi \cdot \frac{d\mathbf{X}_c}{dt} \quad (100)$$

Ces expressions, utilisées dans l'équation (98), permettent de faire sortir \mathbf{X}_c des deux premières intégrales tel que :

$$\int_V \frac{M_S}{\gamma} \sin \theta (\dot{\varphi} \nabla \theta - \dot{\theta} \nabla \varphi) dV = -\mathbf{G} \wedge \frac{d\mathbf{X}_c}{dt} \quad (101)$$

$$\int_V \frac{\alpha M_S}{\gamma} (\dot{\theta} \nabla \theta + \sin^2 \theta \dot{\varphi} \nabla \varphi) dV = -\bar{\mathbf{D}} \frac{d\mathbf{X}_c}{dt} \quad (102)$$

où \mathbf{G} est appelé le gyrotvecteur :

$$\mathbf{G} = \frac{M_S}{\gamma_0} \int_V \sin \theta (\nabla \varphi \wedge \nabla \theta) dV \quad (103)$$

et $\bar{\mathbf{D}}$ le dyadic d'amortissement :

$$\bar{\mathbf{D}} = \alpha \frac{M_S}{\gamma_0} \int_V (\nabla \theta \otimes \nabla \theta + \sin^2 \theta \nabla \varphi \otimes \nabla \varphi) dV \quad (104)$$

Enfin le dernier terme correspond à \mathbf{F}_{stt} , appelé force de transfert de spin :

$$\mathbf{F}_{\text{stt}} = - \int_V \frac{a_j j M_s}{\gamma_0} (p_\varphi \nabla \theta - p_\theta \sin \theta \nabla \varphi) dV \quad (105)$$

Grace à ces manipulations, l'équation intégrale (98) se simplifie en une équation appelée équation de Thiele [161], qui s'exprime :

$$\mathbf{G} \wedge \frac{d\mathbf{X}_c}{dt} - \bar{\mathbf{D}} \frac{d\mathbf{X}_c}{dt} + \mathbf{F}_{\text{stt}} - \frac{dW}{d\mathbf{X}_c} = \mathbf{0} \quad (106)$$

où chacun des termes est homogène à une force. L'équation de Thiele est donc équivalente à un bilan des forces qui s'appliquent sur le cœur de vortex de position \mathbf{X}_c et de masse nulle. Par conséquent, dans la suite du manuscrit nous parlerons de la force de transfert de spin \mathbf{F}_{stt} , de la gyroforce \mathbf{F}_{gyro} , de la force d'amortissement \mathbf{F}_α et de la force de confinement \mathbf{F}_{conf} qui s'appliquent sur le cœur de vortex, correspondant à :

$$\mathbf{F}_{\text{gyro}} = \mathbf{G} \wedge \frac{d\mathbf{X}_c}{dt} \quad \mathbf{F}_\alpha = -\bar{\mathbf{D}} \frac{d\mathbf{X}_c}{dt} \quad \mathbf{F}_{\text{conf}} = -\frac{dW}{d\mathbf{X}_c} \quad (107)$$

Dans le calcul précédent et dans ce manuscrit, nous négligeons la dépendance de la distribution d'aimantation avec la vitesse du cœur. Cette dépendance peut pourtant être prise en compte dans l'équation de Thiele, en définissant des termes d'ordre supérieur de la forme $\mathcal{M} d^2\mathbf{X}_c/dt^2$ et $\mathbf{G}_3 \wedge d^3\mathbf{X}_c/dt^3$ où \mathcal{M} correspond à l'inertie du vortex et \mathbf{G}_3 le gyrovecteur d'ordre 3 [163].

3.2.1.2 Discussion sur les hypothèses du formalisme de Thiele

Au début de ce chapitre, nous avons insisté sur le fait que le formalisme de Thiele s'applique à la description d'une distribution d'aimantation « rigide ». Or le calcul présenté ci-dessus est effectué sous une hypothèse supplémentaire, dites de « translation », limitant le mouvement à une translation de la distribution d'aimantation. Alors que ces deux hypothèses sont valides dans le cas d'un film infini, nous allons voir que celle de « translation » n'est pas valide lorsqu'il s'agit de décrire la dynamique de vortex dans un disque aux dimensions latérales finies.

Afin de discuter la validité des calculs précédents, il est astucieux de considérer séparément la distribution de l'aimantation planaire, désignée par \mathbf{M}_\parallel , et celle de l'aimantation perpendiculaire désignée par \mathbf{M}_z . Quel que soit le déplacement du cœur, on peut considérer que la distribution d'aimantation perpendiculaire \mathbf{M}_z est indéformable¹⁷. Par conséquent, elle vérifie à la fois les hypothèses « rigide » et « translation ». En revanche, la distribution d'aimantation planaire \mathbf{M}_\parallel ne vérifie l'hypothèse « rigide » que lorsque le cœur, en mouvement, reste à une distance constante du centre du disque. Dans ce cas, le mouvement observé par \mathbf{M}_\parallel correspond à un mouvement de rotation et ne peut donc pas vérifier l'hypothèse « translation ».

Ces observations sont générales, mais nous pouvons en déduire que le mode gyrotropique, qui correspond au déplacement du cœur selon une orbite circulaire, vérifie bien l'hypothèse « rigide ». Par conséquent, le formalisme de Thiele est adapté à son étude et nous pourrions nous appuyer sur l'équation (114). Néanmoins, le calcul des termes précédents n'est valable que lorsque seul \mathbf{M}_z est impliqué : comme \mathbf{M}_\parallel ne vérifie pas l'hypothèse « translation », le calcul des termes pour lesquels \mathbf{M}_\parallel joue un rôle est erroné et ces termes doivent être réévalués.

¹⁷ Il s'avère qu'en présence de champ magnétique ou lorsque la vitesse du cœur devient grande ou que le cœur est trop proche du bord du disque, ceci n'est plus vrai (déformation du cœur, augmentation de \mathbf{M}_z aux bords du disque, etc.) mais nous considérerons ces effets comme négligeables dans ce manuscrit.

Notons, pour de faibles écarts par rapport à une orbite donnée (e.g. fluctuations thermiques), il est possible de linéariser l'équation de Thiele au voisinage de l'orbite stable. C'est sous cette hypothèse que nous effectuerons les développements analytiques (voir Chapitre 4) qui nous permettront d'étudier la dynamique du vortex en présence de bruit dans la Partie V.

3.2.1.3 Validité des forces établies sous l'hypothèse de translation

L'hypothèse de translation n'étant que partiellement vérifiée, nous considérons indépendamment chaque force afin de juger de la validité de son expression analytique.

L'hypothèse de translation n'est pas nécessaire à l'établissement de la force de confinement \mathbf{F}_{conf} , uniquement déduite de la variation d'énergie associée aux variations de l'aimantation locale sur l'ensemble du disque. Par contre, elle est nécessaire au calcul de la gyroforce \mathbf{F}_{gyro} exprimée en fonction du gyrovecteur \mathbf{G} . Cependant, \mathbf{F}_{gyro} se déduit d'une intégrale effectuée uniquement sur le cœur (dans le corps, $\nabla\theta = \mathbf{0}$ et $\dot{\theta} \sim 0$) et l'hypothèse de translation est valable car l'aimantation planaire y est peu déformée. L'expression du gyrovecteur \mathbf{G} , donnée par la formule (103), est donc valide.

Cette approximation, en revanche, n'est pas adaptée pour décrire la force d'amortissement \mathbf{F}_α et la force de transfert de spin \mathbf{F}_{stt} . En effet, ces forces découlent de l'intégration de l'aimantation sur tout le disque pour laquelle le poids de l'aimantation planaire n'est pas négligeable. Le calcul qui suppose une translation de l'aimantation [164] s'avère incorrect et engendre une erreur de facteur 2 sur l'estimation de la force de transfert de spin \mathbf{F}_{stt} [64].

3.2.1.4 Méthode de la dissipation de l'énergie

Une méthode qui ne nécessite pas d'hypothèse de translation est préférable pour calculer les forces \mathbf{F}_α et \mathbf{F}_{stt} . C'est le cas de la méthode de la dissipation de l'énergie, proposée par Khvalkovskiy et al. [64]. Comme le mode gyrotropique vérifie l'hypothèse rigide, il suppose que la dynamique du cœur vérifie bien l'équation de Thiele (106). L'idée est de calculer l'énergie dissipée par chacune des forces lors d'un tour complet de vortex pour en déduire l'expression des forces \mathbf{F}_α et \mathbf{F}_{stt} .

On considère l'effet d'une des forces de Thiele. Lorsque le cœur se déplace sur son orbite à rayon constant, d'un déplacement $d\mathbf{X}_c$, le travail de la force sur $d\mathbf{X}_c$ correspond à l'énergie instantanée dissipée par la force. Ainsi la puissance instantanée dissipée par la force de transfert de spin pendant dt vaut :

$$dE_{\text{stt}} = \mathbf{F}_{\text{stt}}(\mathbf{X}_c) \cdot d\mathbf{X}_c \quad \Rightarrow \quad \frac{dE_{\text{stt}}}{dt} = \mathbf{F}_{\text{stt}} \cdot \frac{d\mathbf{X}_c}{dt} = \rho_c \frac{d\chi_c}{dt} \mathbf{F}_{\text{stt}} \cdot \mathbf{e}_\chi \quad (108)$$

Et la puissance instantanée dissipée par la force d'amortissement pendant dt vaut :

$$dE_\alpha = \mathbf{F}_\alpha(\mathbf{X}_c) \cdot d\mathbf{X}_c \quad \Rightarrow \quad \frac{dE_\alpha}{dt} = \mathbf{F}_\alpha \cdot \frac{d\mathbf{X}_c}{dt} = - \left[\overline{D} \frac{d\mathbf{X}_c}{dt} \right] \cdot \frac{d\mathbf{X}_c}{dt} = -D \left[\rho_c \frac{d\chi_c}{dt} \right]^2 \quad (109)$$

De plus, à partir de l'équation adaptée de Landau Lifshitz Gilbert (97), les variations temporelles de l'énergie totale du système \mathcal{E} peuvent être exprimées en fonction des variations temporelles de l'aimantation locale intégrées sur l'ensemble du disque. De cette puissance instantanée $d\mathcal{E}/dt$ résulte un terme conservatif issu du mouvement local de l'aimantation autour du champ effectif, et deux termes dissipatifs lié à l'amortissement et au transfert de spin. Or lorsque le système est à l'équilibre, par exemple lorsque le mode gyrotropique est entretenu par le transfert de spin, l'énergie totale du système se conserve ($\mathcal{E} = \text{cste}$) et la puissance totale dissipée par le système est nulle. De plus, comme la puissance du terme conservatif s'annule elle aussi, seuls demeurent

les termes non-conservatifs. Ils correspondent à la puissance instantanée dissipée par l'amortissement dE_α/dt et à la puissance instantanée dissipée par transfert de spin dE_{stt}/dt . A l'équilibre, les pertes énergétiques dues à l'amortissement (toujours négatives) doivent être compensées par l'apport d'énergie du transfert de spin à tout instant. Les puissances vérifient donc :

$$\frac{dE_\alpha}{dt} = -\frac{dE_{stt}}{dt} \quad (110)$$

En particulier ces puissances dissipées s'expriment :

$$\frac{dE_{stt}}{dt} = a_j j \frac{M_s}{\gamma_0} \int_V (p_\phi \dot{\theta} - p_\theta \sin \theta \dot{\phi}) dV \quad (111)$$

$$\frac{dE_\alpha}{dt} = -\alpha \frac{M_s}{\gamma_0} \int_V (\dot{\theta}^2 + \sin^2 \theta \dot{\phi}^2) dV \quad (112)$$

En identifiant les équations (108) et (111), la force de transfert de spin s'exprime :

$$\mathbf{F}_{stt} \cdot \mathbf{e}_x = \frac{1}{\rho_c \dot{\chi}_c} a_j j \frac{M_s}{\gamma_0} \int_V (p_\phi \dot{\theta} - p_\theta \sin \theta \dot{\phi}) dV \quad (113)$$

Et en identifiant les équations (109) et (112), le dyadic d'amortissement vaut :

$$\bar{\mathbf{D}} = \frac{1}{[\rho_c \dot{\chi}_c]^2} \alpha \frac{M_s}{\gamma_0} \int_V (\dot{\theta}^2 + \sin^2 \theta \dot{\phi}^2) dV \quad (114)$$

3.2.2 Expressions analytiques des forces de l'équation de Thiele

Les expressions analytiques des forces de l'équation de Thiele sont exprimées en fonction des paramètres magnétiques de la couche libre du STO et de l'aimantation de la couche polarisatrice. Ces expressions sont obtenues à partir de leurs équations intégrales. Nous donnerons à chaque fois leurs valeurs à champ nul puis lorsqu'un champ perpendiculaire, noté H_\perp , est appliqué. En effet, comme le champ modifie la distribution d'aimantation du vortex, il modifie aussi chacune des forces.

Soit H_s le champ de saturation de l'aimantation de la couche libre hors du plan. Dans ce cas, nous définissons θ_0 tel que la composante perpendiculaire de l'aimantation dans le corps de vortex soit égale à :

$$\cos \theta_0 = \frac{H_\perp}{H_s} \quad (115)$$

et la composante planaire de l'aimantation dans le corps de vortex vaut $\sin \theta_0$

3.2.2.1 La gyroforce

La gyroforce est définie à l'aide du gyrovecteur \mathbf{G} . L'équation (103), qui définit \mathbf{G} , correspond à une intégrale quasiment nulle en dehors du cœur ($\nabla\theta = \mathbf{0}$ et $\dot{\theta} = 0$). Le calcul du gyrovecteur peut donc être effectué, sans faire trop d'erreur, en utilisant la distribution d'aimantation perpendiculaire d'Usov et la distribution d'aimantation planaire vortex centré. En absence de champ, le gyrovecteur vaut $-pG_0\mathbf{e}_z$ avec :

$$G_0 = 2\pi L \frac{M_s}{\gamma} \quad (116)$$

où p est la polarité du vortex. Notons que le sens du gyrovecteur, et donc de la gyroroforce, dépend de la polarité du vortex. En présence de champ magnétique perpendiculaire, De Loubens *et al.* montrent que le gyrovecteur devient [145] :

$$\mathbf{G} = -pG\mathbf{e}_z \quad \text{avec} \quad G = G_0(1 - p \cos \theta_0) \quad (117)$$

L'origine de cette expression se comprend en reprenant l'expression intégrale du gyrovecteur (103). Lorsqu'un champ magnétique est appliqué, le gradient de l'aimantation perpendiculaire, quantifié par $\nabla\theta$, est modifié dans le cœur. Si le champ est dans le même sens que la polarité du vortex p alors $\nabla\theta$ diminue et le gyrovecteur aussi. A l'inverse, si le champ est opposé à la polarité alors $\nabla\theta$ augmente et le gyrovecteur aussi.

Les échantillons étudiés au cours de cette thèse présentent une couche libre constituée soit de NiFe, soit de FeB. Pour ces matériaux, $G_0 \sim 10^{-13}$ - 10^{-14} kg.rad⁻¹.s⁻¹ lorsque la couche libre est un disque de rayon $R \sim 200$ nm et d'épaisseur $L \sim 5$ nm. Les valeurs, indiquées dans cette section, sont données pour les mêmes dimensions de disque pour les autres forces.

3.2.2.2 La force de confinement

La force de confinement, \mathbf{F}_{conf} décrite par l'équation (107), dérive du potentiel d'énergie W vu par le cœur de vortex. En particulier, la dépendance de W avec la position du cœur de vortex est issue de la modification de l'aimantation planaire lorsque le cœur s'écarte du centre du disque (voir section 3.1.1.2). Or deux sources sont à l'origine de W . Ce sont l'énergie magnétostatique W_{ms} , liée aux charges magnétiques volumiques, et l'énergie Zeeman W_{oe} , due à l'interaction entre l'aimantation planaire et le champ d'Oersted \mathbf{H}_{oe} décrite par l'équation (95). Ainsi :

$$W = W_{ms} + W_{oe} \quad (118)$$

D'une part, la modification de l'aimantation planaire génère une variation du gradient d'aimantation et crée des charges magnétiques volumiques. Par conséquent, lorsque le cœur se déplace du centre du disque, l'énergie magnétostatique W_{ms} augmente. La force de confinement qui dérive de W_{ms} exerce une force de rappel $-dW_{ms}/d\mathbf{X}_c$ qui tend à ramener le cœur de vortex au centre du disque. En exprimant W_{ms} au travers de son développement limité, on peut écrire :

$$W_{ms} = \frac{1}{2}\kappa_{ms}\rho_c^2 + \frac{1}{4}\kappa_{ms}\zeta_{ms}\frac{\rho_c^4}{R^2} + O(\rho_c^6) \quad (119)$$

D'autre part, l'énergie potentielle Zeeman W_{oe} , proportionnelle au produit scalaire du champ d'Oersted avec l'aimantation planaire, est modifiée lorsque l'aimantation planaire se déforme. L'énergie diminue ou augmente en fonction des chiralités respectives du vortex C et du champ d'Oersted C_{oe} . L'énergie Zeeman a pour effet de stabiliser le cœur au centre du disque lorsque $CC_{oe} = +1$ ou l'inverse lorsque $CC_{oe} = -1$. La force de confinement qui dérive de l'énergie Zeeman $-dW_{oe}/d\mathbf{X}_c$ est donc équivalente à une force de rappel de constante de raideur k_{oe} proportionnelle au champ d'Oersted, et donc à la densité de courant j , et de signe déterminé par le produit CC_{oe} . L'énergie due au confinement d'Oersted s'exprime :

$$W_{oe} = \frac{1}{2}\kappa_{oe} CC_{oe}|j|\rho_c^2 + \frac{1}{4}\kappa_{oe} CC_{oe}|j|\zeta_{oe}\frac{\rho_c^4}{R^2} + O(\rho_c^6) \quad (120)$$

En absence de champ, Gaididei *et al.* [129] ont calculé les termes W_{ms} pour le modèle du TVA :

$$\kappa_{ms,0} = \frac{10}{9} \mu_0 M_s^2 \frac{L^2}{R} \quad \text{et} \quad \zeta_{ms} = \frac{1}{4} \quad (121)$$

Or, l'énergie magnétostatique est proportionnelle à la norme de l'aimantation planaire au carré, car proportionnelle à la dérivée radiale de l'aimantation planaire au carré [145]. En présence de champ magnétique, l'aimantation planaire s'approxime par $\sin \theta_0$ et κ_{ms} vaut alors :

$$\kappa_{ms} = \kappa_{ms,0} \sin^2 \theta_0 \quad (122)$$

Pour l'énergie Zeeman W_{oe} , les termes du développement limité sont déterminés en intégrant l'énergie locale, définie par $-\mathbf{H}_{oe} \cdot \mathbf{M}$, sur l'ensemble du disque et en supposant le modèle TVA. En absence de champ, l'énergie est calculée pour différentes valeur de ρ_c puis ajustée avec un polynôme d'ordre 2 [64] :

$$\kappa_{oe,0} = 0.85 \mu_0 M_s R L \quad \text{et} \quad \zeta_{oe} = -\frac{1}{2} \quad (123)$$

Le confinement Zeeman est proportionnel à la norme de l'aimantation planaire. En présence de champ magnétique, l'aimantation planaire vaut $\sin \theta_0$, et κ_{oe} vaut [144]:

$$\kappa_{oe} = \kappa_{oe,0} \sin \theta_0 \quad (124)$$

Finalement, la force de confinement s'exprime :

$$-\frac{dW}{d\mathbf{X}_c} = -\kappa \left(1 + \zeta \frac{\rho_c^2}{R^2} \right) \mathbf{X}_c \quad (125)$$

La force de confinement est une fonction non linéaire de ρ_c avec :

$$\kappa = \kappa_{ms} + C C_{oe} \kappa_{oe} |j| \quad \text{et} \quad \zeta = \frac{\zeta_{ms} \kappa_{ms} + \zeta_{oe} C C_{oe} \kappa_{oe} |j|}{\kappa_{ms} + C C_{oe} \kappa_{oe} |j|} \quad (126)$$

Pour une couche libre de NiFe ou de FeB, $\kappa_{ms,0} \sim 10^{-4}$ - 10^{-5} kg.s⁻² et $\kappa_{oe,0} \sim 10^{-16}$ kg.m².A⁻¹.s⁻².

3.2.2.3 La force d'amortissement

La force d'amortissement est évaluée à partir de l'expression du tenseur d'amortissement $\bar{\mathbf{D}}$. En supposant le milieu isotrope, $\bar{\mathbf{D}}$ est alors un scalaire. En absence de champ, le calcul du dyadic, en négligeant l'influence du cœur et en utilisant le modèle TVA, montre que :

$$\bar{\mathbf{D}}(0) = D_0(b) \left[1 + \xi \left(\frac{\rho_c}{R} \right)^2 \right] + O(\rho_c^4) \quad (127)$$

La force d'amortissement est donc une fonction non-linéaire de ρ_c avec [144] :

$$D_0(b) = \frac{\alpha M_s \pi L}{\gamma_0} \left[\ln \left(\frac{R}{2b} \right) - \frac{1}{4} \right] \quad (128)$$

$$\xi = 0.8 \quad (129)$$

où b est le rayon du cœur de vortex. En présence de champ perpendiculaire, le rayon du cœur est modifié (voir section 0) ainsi que la force d'amortissement, proportionnelle à la norme au carré de l'aimantation planaire qui vaut environ $\sin^2 \theta_0$. Le dyadic devient alors [144] :

$$\bar{D} = D \left[1 + \xi \left(\frac{\rho_c}{R} \right)^2 \right] \quad \text{avec} \quad D = D_0(b) \sin^2 \theta_0 \quad \text{et} \quad b = b(H_\perp) \quad (130)$$

Pour le NiFe et le FeB, $D_0 \sim 10^{-15} - 10^{-16} \text{ kg} \cdot \text{rad}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$.

Dans ce manuscrit, nous utiliserons cette expression de l'amortissement. Notons cependant que plusieurs approximations sont effectuées. La première réside dans le fait que dans le calcul de l'expression de D_0 et ξ , la dissipation dans le cœur a été négligée. Or bien que de faible taille, l'aimantation y subit une rotation maximale de 180° . La seconde est que le terme α est un terme phénoménologique généralement utilisé pour décrire le comportement d'aimantation uniforme. Lorsque la distribution d'aimantation est non-uniforme, les canaux de relaxation sont modifiés et l'amortissement effectif peut alors être augmenté [165–167].

3.2.2.4 La force de transfert de spin due à un courant dc

La force de transfert de spin est exprimée pour un courant continu polarisé en spin par une couche polarisatrice ayant une aimantation uniforme décrite par $\mathbf{p} = p_x \mathbf{e}_x + p_z \mathbf{e}_z$. Lorsque le courant est continu, le calcul montre que seule la force associée à la composante perpendiculaire de l'aimantation de la couche polarisatrice, p_z , a un travail non nul lors d'un tour complet du cœur. On peut donc négliger l'effet de p_x . En négligeant la contribution du cœur, faible devant celle du corps de vortex et en prenant le modèle TVA, le calcul de la force de transfert de spin à partir de l'équation (113) s'exprime :

$$\mathbf{F}_{stt} = f_{stt} j p_z (\mathbf{e}_z \wedge \mathbf{X}_c) \quad (131)$$

La force de transfert de spin est proportionnelle à l'amplitude d'oscillations du cœur car elle découle du transfert de spin local agissant sur les moments magnétiques à l'intérieur de la trajectoire du cœur de vortex.

En absence de champ magnétique, le facteur f_{stt} est estimé à :

$$f_{stt,0} = \frac{a_j M_s}{\gamma_0} L \pi = \frac{\hbar \pi P^{spin}}{2|e|} \quad (132)$$

Comme la force de transfert de spin est proportionnelle à la composante planaire de l'aimantation au carré, en présence de champ magnétique perpendiculaire, le terme f_{stt} s'exprime [144] :

$$f_{stt} = f_{stt,0} \sin^2 \theta_0 \quad (133)$$

De plus, il est nécessaire de considérer l'influence du champ magnétique sur l'aimantation de la couche polarisatrice \mathbf{p} où la composante perpendiculaire de l'aimantation dépend a priori du champ $p_z = p_z(H_\perp)$.

Notons toutefois que l'expression de la force de transfert de spin \mathbf{F}_{stt} donnée par l'équation (131) ne s'applique que lorsque le courant est continu car nous avons négligé l'effet du couple de Slonczewski lié à l'aimantation planaire de la couche polarisatrice mais aussi le couple de field-like. En effet, dans ce cas, le calcul de ces deux couples montre qu'ils agissent sur le vortex comme un champ planaire constant qui décale le centre d'équilibre du vortex mais ne participe pas à la dynamique du mode gyrotropique [144]. En revanche, lorsqu'un courant alternatif polarisé en spin est injecté au travers du disque, comme considéré dans la Partie VI, nous verrons que ces couples ne peuvent plus être négligés.

3.2.3 Rôle des forces sur la dynamique du cœur de vortex

L'équation de Thiele du mode gyrotropique (106) est équivalente à un bilan des forces s'appliquant sur le cœur de vortex. En absence de transfert de spin, nous verrons qu'elle permet de déterminer la fréquence de résonance du vortex. Puis avec le transfert de spin, nous pourrons en déduire les conditions qui doivent être vérifiées pour obtenir les oscillations entretenues du mode gyrotropique.

Mode gyrotropique FMR en absence de transfert de spin

Nous souhaitons déterminer la fréquence de résonance du vortex. Considérons donc que le cœur de vortex présente une faible amplitude d'oscillation. Dans ce cas, l'équation de Thiele devient (en négligeant les non-linéarités du confinement et de l'amortissement) :

$$-pG\mathbf{e}_z \wedge \frac{d\mathbf{X}_c}{dt} - \kappa\mathbf{X}_c - D\frac{d\mathbf{X}_c}{dt} = \mathbf{0} \quad (134)$$

Dans le système de coordonnées polaires, la position du cœur de vortex ainsi que sa vitesse sont décrites par :

$$\mathbf{X}_c = \rho_c \mathbf{e}_\rho \quad \text{et} \quad \frac{d\mathbf{X}_c}{dt} = \frac{d\rho_c}{dt} \mathbf{e}_\rho + \frac{d\chi_c}{dt} \rho_c \mathbf{e}_\chi \quad (135)$$

et permettent de projeter l'équation (134) sur les axes polaires. Ainsi :

$$\begin{cases} \frac{d\rho_c}{dt} = -\frac{\kappa D}{G^2} \frac{1}{\left(1 + \frac{D^2}{G^2}\right)} \rho_c \\ \frac{d\chi_c}{dt} = p \frac{\kappa}{G \left(1 + \frac{D^2}{G^2}\right)} \end{cases} \quad (136)$$

Nous pouvons en déduire que l'amplitude d'oscillation du cœur varie comme :

$$\rho_c(t) = \rho_{c0} e^{-t/\tau_{am}} \quad (137)$$

où ρ_{c0} est l'amplitude initiale et $\tau_{am} = (G^2 + D^2)/\kappa D$ le temps caractéristique de l'amortissement de l'amplitude. De plus, nous pouvons définir le temps caractéristique d'oscillation du cœur $\tau_{osc} = d\chi_c/dt$.

Pour nos échantillons, en remarquant que $D^2/G^2 \ll 1$, alors :

$$\frac{\tau_{osc}^2}{\tau_{am}^2} \approx \frac{D^2}{G^2} \ll 1 \quad (138)$$

Par conséquent, le cœur de vortex décrit une trajectoire en spirale dirigée vers le centre du disque. Cette trajectoire faiblement amortie, car $\tau_{osc}^2 \ll \tau_{am}^2$, est proche d'un mouvement circulaire et peut donc être décrite par l'équation de Thiele.

De plus, la pulsation du mode gyrotropique correspond à :

$$\frac{d\chi_c}{dt} \approx p \frac{\kappa}{G} \quad (139)$$

Ce qui montre que le sens de rotation du vortex est défini par sa polarité p . Cette pulsation donnée par l'équation (139) correspond à la celle du mode gyrotropique résonant ou FMR (pour FerroMagnetic Resonance).

En notant ω_c la pulsation du vortex, nous pouvons écrire $\omega_c = p\omega_{c0}$ et remarquer que :

$$\omega_{c0} = \frac{\kappa_{ms}}{G} + \frac{CC_{oe}\kappa_{oe}|j|}{G} = \omega_{c0,ms} + \omega_{c0,oe} \quad (140)$$

En absence de champ magnétique, ces termes s'expriment comme :

$$\omega_{c0,ms}(0) = \frac{5}{9\pi} \gamma_0 \mu_0 M_s \frac{L}{R} \quad \text{et} \quad \omega_{c0,oe}(0) = CC_{oe} \frac{0.85}{2\pi} \gamma_0 \mu_0 R |j| \quad (141)$$

En absence de courant, la fréquence du vortex est donnée par $\omega_{c0,ms}$ et est proportionnelle au rapport d'aspect du disque L/R . Lorsqu'un courant traverse le disque, une composante supplémentaire $\omega_{c0,oe}$, liée au confinement d'Oersted, modifie la fréquence. Elle est proportionnelle au rayon du disque et son signe dépend de la chiralité du vortex respectivement à la chiralité du champ d'Oersted CC_{oe} . Il est important de noter que $\omega_{c0,oe}$ est proportionnelle au courant : la fréquence du vortex est accordable en courant, et cela même en absence de non-linéarités.

En prenant en compte la dépendance de chacun des paramètres κ_{ms} , κ_{oe} et G avec le champ perpendiculaire H_{\perp} , on obtient :

$$\omega_{c0,ms} = \omega_{c0,ms}(0) \left(1 + p \frac{H_{\perp}}{H_s}\right) \quad \text{et} \quad \omega_{c0,oe} = \omega_{c0,oe}(0) \sqrt{\frac{1 + p H_{\perp}/H_s}{1 - p H_{\perp}/H_s}} \quad (142)$$

L'évolution de $\omega_{c0,ms}$ en fonction de H_{\perp} , obtenue expérimentalement, est tracée sur la Fig. 35 [145]. Pour $|H_{\perp}| < 8$ kOe, l'aimantation correspond à un vortex et la fréquence dépend linéairement du champ magnétique. Lorsque $|H_{\perp}| > 8$ kOe, l'aimantation de la couche est saturée hors du plan et la fréquence augmente fortement suivant l'évolution prédite par Kittel pour une aimantation uniforme.

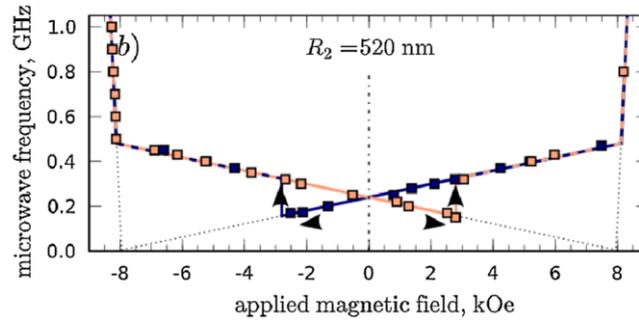


Fig. 35 Fréquence de résonance du mode gyrotropique FMR en fonction du champ magnétique perpendiculaire pour un disque de rayon $R = 520$ nm, en absence de courant. Les points correspondent aux résultats expérimentaux et les lignes solides à l'équation (142) de $\omega_{c0,ms}$. En orange (resp. bleu), le champ est balayé en partant des valeurs négatives (resp. positives). Figure issue de [145].

Action de l'effet de transfert de spin

Nous cherchons à déterminer la condition pour obtenir des oscillations entretenues. Pour cela, nous considérons le vortex se déplaçant sur une orbite circulaire (de rayon ρ_c non nul et de vitesse $d\mathbf{X}_c/dt$ donnée) et étudions l'effet des forces sur son cœur. Par souci de clarté, nous rappelons l'équation de Thiele avec le transfert de spin :

$$\mathbf{G} \wedge \frac{d\mathbf{X}_c}{dt} - \frac{dW}{d\mathbf{X}_c} - \bar{\mathbf{D}} \frac{d\mathbf{X}_c}{dt} + f_{stt} j p_z (\mathbf{e}_z \wedge \mathbf{X}_c) = \mathbf{0} \quad (143)$$

Pour illustrer les remarques qui suivent, nous avons schématisé l'effet des différentes forces sur le cœur de vortex sur la Fig. 36 lorsque $p = +1$ et considérons le membre de gauche de l'équation (143).

Le premier terme correspond à la gyroforce. D'après le paragraphe précédent, nous savons que $d\mathbf{X}_c/dt \propto p\mathbf{e}_\chi$ mais aussi que $\mathbf{G} \propto (-p\mathbf{e}_z)$ d'après l'équation (117). Par conséquent, la gyroforce s'applique selon $(+\mathbf{e}_\rho)$, c'est-à-dire, perpendiculairement à la trajectoire et de manière à écarter le cœur du centre du disque.

Le deuxième terme est la force de confinement, décrite par l'équation (125). Elle est proportionnelle à $(-\mathbf{e}_\rho)$ et tend à ramener le cœur au centre du disque.

Le troisième terme est la force d'amortissement. Comme $\bar{\mathbf{D}}$ est un scalaire positif, d'après l'équation (127), la force d'amortissement est colinéaire à la trajectoire et dans la direction opposée à la vitesse du cœur. Son sens d'application dépend donc du sens de rotation du cœur et donc du signe de la polarité du vortex p .

Enfin le quatrième terme est la force de transfert de spin. Cette force, décrite par l'équation (131), est colinéaire à la trajectoire. En revanche, son sens d'application dépend du signe du produit jp_z .

La condition pour que le mode gyrotropique soit entretenu correspond à la vérification de l'équation (143). Il est donc nécessaire que la force de transfert de spin s'oppose à la force d'amortissement. Or, en fonction du signe du produit jp_z , soit la force de transfert de spin et l'amortissement s'opposent, comme sur la Fig. 36 a, soit elles s'additionnent, comme sur la Fig. 36 b. Par conséquent, la dynamique entretenue du cœur ne peut être obtenue que lorsque $jp_z > 0$ [55,64].

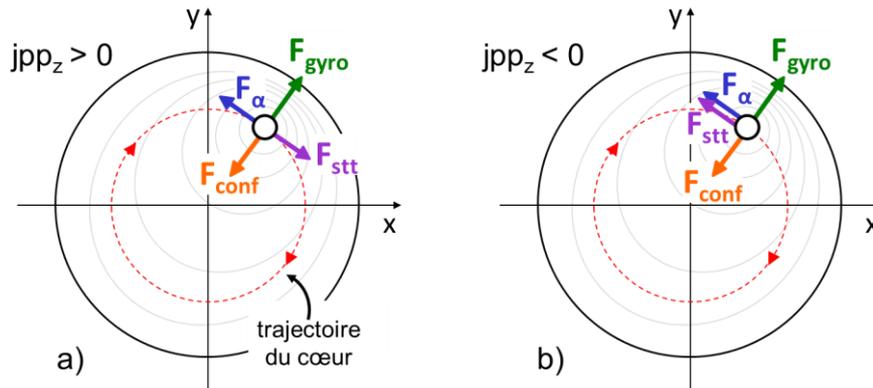


Fig. 36 Illustration de l'équation de Thiele en présence de transfert de spin a) lorsque $jpp_z > 0$ et le mode gyrotropique est entretenu et b) lorsque $jpp_z < 0$ et la force de transfert de spin amortit la dynamique. La polarité du cœur vaut $p = +1$ permettant de définir la direction d'oscillation du cœur (cercle rouge). Les forces de de l'équation de Thiele sont représentées par des flèches. Les forces conservatives, gyroforce (vert) et de confinement (orange), sont perpendiculaires à la trajectoire. Les forces dissipatives, d'amortissement (bleu) et de transfert de spin (violet), sont tangentes à la trajectoire. Le sens de la force d'amortissement s'oppose au sens de rotation du cœur défini par la polarité du vortex p .

Ce chapitre nous a permis de décrire la distribution d'aimantation vortex, ses propriétés statiques ainsi que ses propriétés dynamiques. Dans un premier temps, nous avons introduit les outils nécessaires à la description analytique de la distribution d'aimantation vortex sous l'effet d'un champ magnétique extérieur et d'un courant injecté. Dans un second temps, nous avons présenté l'équation de Thiele qui permet de réduire la dynamique du mode gyrotropique entretenu par transfert de spin à la seule dynamique du cœur de vortex et permet de décrire analytiquement la dynamique d'aimantation vortex.

Chapitre 4

Formalisme de l'auto-oscillateur non-linéaire adapté au mode gyrotropique

Dans ce chapitre, nous montrons que l'équation de Thiele décrivant la dynamique du mode gyrotropique est équivalente au modèle de l'auto-oscillateur non-linéaire, présenté dans le Chapitre 2. Grâce à cela nous pouvons alors déduire la fréquence et l'amplitude des oscillations du cœur de vortex, les conditions d'obtention des oscillations entretenues du mode gyrotropique mais aussi l'influence des fluctuations thermiques sur la dynamique d'aimantation.

4.1 Dynamique du mode gyrotropique dans le formalisme de l'auto-oscillateur non-linéaire

4.1.1 Equation de Thiele projetée

L'équation de Thiele est valable lorsque le rayon d'orbite du cœur ρ_c est constant au cours du temps, de valeur ρ_{c0} . Cette équation est toujours vraie lorsque la position du cœur est faiblement perturbée, avec $\rho_c(t) \approx \rho_{c0}$. Par la suite, on se référera au rayon d'orbite normalisé par rapport au rayon du disque ferromagnétique R avec :

$$s(t) = \frac{\rho_c(t)}{R} \quad (144)$$

Et pour alléger les notations, nous noterons désormais χ la phase du cœur (notée χ_c dans les parties précédentes). Ainsi le vecteur de coordonnées du cœur devient $\mathbf{X}_c = R s(t) \mathbf{e}_\rho$ et sa dérivée par rapport au temps $d\mathbf{X}_c/dt = R\dot{s} \mathbf{e}_\rho + \chi R s \mathbf{e}_\chi$ avec $s(t) \approx \rho_{c0}/R = s_0$. L'équation de Thiele projetée sur les composantes $(\mathbf{e}_\rho, \mathbf{e}_\chi)$ du repère polaire, défini sur la Fig. 37, est équivalente au système d'équations :

$$\begin{cases} \frac{d\chi}{dt} s = p \frac{D}{G} (1 + \xi s^2) \frac{ds}{dt} + p \frac{\kappa}{G} (1 + \zeta s^2) s \\ f_{stt} j p_z s - D(1 + \xi s^2) \frac{d\chi}{dt} s - pG \frac{ds}{dt} = 0 \end{cases} \quad (145)$$

Une simplification importante peut être effectuée en considérant les propriétés des matériaux constituant la couche libre de nos STOs. Pour le NiFe et le FeB, nous avons $D/G \sim 10^{-2}$ et $\kappa/G \sim 10^8 \text{ s}^{-1}$. Ainsi si on ne considère que des variations faibles autour d'une orbite stable ($\dot{s} \approx \Delta s/\Delta t \ll s/\Delta t$) alors le terme $D\dot{s}/G$ est négligeable devant $\kappa s/G$.

De plus, en négligeant les termes d'ordre supérieur à s^4 , le système (145) se simplifie comme :

$$\begin{cases} \frac{ds}{dt} + \left(\frac{D\kappa}{G^2} [1 + (\zeta + \xi)s^2] - \frac{f_{stt} j p p_z}{G} \right) s = 0 \\ \frac{d\chi}{dt} s - p \frac{\kappa}{G} (1 + \zeta s^2) s = 0 \end{cases} \quad (146)$$

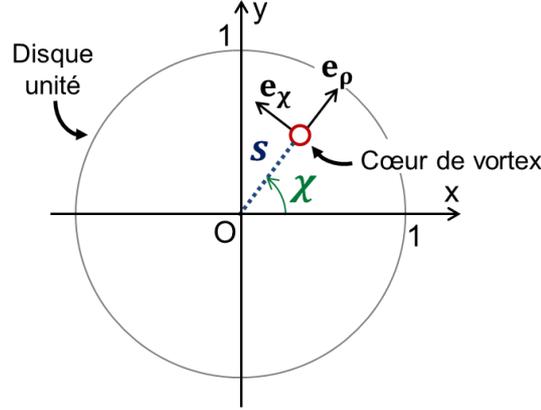


Fig. 37 Système de coordonnées utilisé pour décrire la dynamique du cœur de vortex dans le formalisme de l'auto-oscillateur non-linéaire.

4.1.2 Equivalence avec l'équation de l'auto-oscillateur non-linéaire

En définissant la phase $\phi(t) = \chi(t)$ et la puissance $q(t) = s(t)^2$ où $dq = 2s(t)ds$, le système d'équations (146) devient :

$$\begin{cases} \frac{dq}{dt} + 2 \left(\frac{D\kappa}{G^2} [1 + (\zeta + \xi)q] - \frac{f_{stt} j p p_z}{G} \right) q(t) = 0 \\ \frac{d\phi}{dt} s - p \frac{\kappa}{G} (1 + \zeta q) s = 0 \end{cases} \quad (147)$$

Il est équivalent au système d'équations de l'auto-oscillateur non-linéaire en absence de bruit présenté au Chapitre 2 :

$$\begin{cases} \frac{dq}{dt} + 2[\Gamma_+(q) - \Gamma_-(q)]q(t) = 0 & (148) \\ \frac{d\phi}{dt} \sqrt{q(t)} + \omega(q)\sqrt{q(t)} = 0 & (149) \end{cases}$$

réglissant la dynamique des oscillations $c(t) = \sqrt{q(t)}e^{i\phi(t)}$ de puissance d'oscillation q et de phase $\phi(t)$.

Ainsi le modèle de l'auto-oscillateur non-linéaire est adapté à la description du mode gyrotropique entretenu. Sa dynamique peut alors est décrite par l'équation générale de l'auto-oscillateur :

$$\frac{dc}{dt} + i\omega(q)c(t) + [\Gamma_+(q) - \Gamma_-(q)]c(t) = f(t) \quad (150)$$

avec $c(t) = s(t)e^{i\chi(t)}$ correspondant à la position du cœur de vortex dans le plan complexe. La phase des oscillations est égale à la phase du cœur de vortex $\phi(t) = \chi(t)$ et la puissance d'oscillation est égale au carré du rayon d'orbite normalisé $q(t) = s(t)^2$. Par la suite, s est aussi appelé amplitude des oscillations du cœur de vortex.

Par identification, la pulsation du résonateur $\omega(q)$, le taux d'amortissement positif $\Gamma_+(q)$ et le taux d'amortissement négatif $\Gamma_-(q)$ sont définis tels que :

$$\begin{aligned}\omega(q) &= -p \frac{\kappa}{G} (1 + \zeta q) \\ \Gamma_+(q) &= \frac{D\kappa}{G^2} [1 + (\zeta + \xi)q] \\ \Gamma_-(q) &= \frac{f_{stt} j p p_z}{G}\end{aligned}\tag{151}$$

En reprenant le formalisme de l'auto-oscillateur pour le STO à base de vortex, nous remarquons alors que la pulsation du résonateur ω est définie par le rapport entre le confinement κ et le gyrovecteur G . Cette pulsation dépend de la puissance à cause du caractère non-linéaire du confinement ζ . Le taux d'amortissement positif Γ_+ est lié à la dissipation naturelle d'énergie au travers du dyadic d'amortissement D . Il dépend de la puissance d'oscillation à cause des non-linéarités du confinement ζ et de l'amortissement ξ . Le taux d'amortissement négatif Γ_- est proportionnel à la force de transfert de spin s'exerçant sur le vortex et correspond bien à l'énergie apportée au système. A la différence de la dynamique d'aimantation uniforme, pour laquelle Γ_- est une fonction de la puissance [84], Γ_- est indépendant de la puissance de l'oscillation pour le vortex.

4.2 Description analytique du mode gyrotropique entretenu

D'après le Chapitre 2, des oscillations entretenues du mode gyrotropique de puissance q_0 non nulle existent uniquement si $\Gamma_+(q_0) = \Gamma_-(q_0)$ de sorte qu'à tout instant, le transfert de spin compense l'amortissement.

$$\Gamma_+(q_0) = \Gamma_-(q_0) \quad \Leftrightarrow \quad D \frac{\kappa}{G} [1 + (\zeta + \xi)q_0] = f_{stt} j p p_z \tag{152}$$

Dans ce cas, le taux d'amortissement effectif du système est nul $\Gamma_{eff}(q_0) = 0$. Et les oscillations sont décrites par $c_0(t) = \sqrt{q_0} e^{i\phi_0(t)}$.

4.2.1 Mode gyrotropique entretenu : deux conditions à remplir

4.2.1.1 Condition nécessaire aux oscillations

Le terme Γ_- est du signe de $j p p_z$ alors que Γ_+ est toujours positif (dans la mesure où l'amplitude d'oscillation est faible). Donc l'équation $\Gamma_+(q_0) = \Gamma_-(q_0)$ ne peut avoir de solutions que si le sens du courant injecté j , la direction de la composante perpendiculaire de l'aimantation de la couche polarisatrice p_z et la polarité du cœur de vortex p vérifient :

$$j p p_z > 0 \tag{153}$$

Si $j p p_z < 0$, aucune solution stationnaire de puissance non nulle existe. En effet, cela implique un taux d'amortissement négatif ($\Gamma_- < 0$) et donc un taux d'amortissement effectif $\Gamma_{eff}(q_0) = (\Gamma_+ + |\Gamma_-|) > \Gamma_+ > 0$. Dans ce cas, le transfert de spin amplifie l'amortissement

naturel et joue le rôle d'un amortissement supplémentaire à la dynamique. Nous retrouvons la condition d'oscillations établie auparavant par Khvalkovskiy et al [64].

4.2.1.2 Densité de courant critique

Supposons donc que $jpp_z > 0$. Pour qu'une solution $q_0 = s_0^2 > 0$ existe, il faut qu'elle vérifie :

$$\Gamma_+(q_0) = \Gamma_-(q_0) \Leftrightarrow \frac{D(\kappa_{ms} + \kappa_{oe}CC_{oe}|j|)}{G} [1 + (\zeta + \xi)q_0] = f_{stt} |j| |p_z| \quad (154)$$

Cette condition implique que la norme de la densité de courant doit être supérieure à une valeur critique, notée j_{crit} , positive et appelée densité de courant critique :

$$|j| > j_{crit} \quad \text{avec} \quad j_{crit} = \frac{D\kappa_{ms}}{|p_z|Gf_{stt} - CC_{oe}D\kappa_{oe}} \quad (155)$$

La valeur de j_{crit} dépend du champ magnétique au travers de la dépendance en champs de D , G , κ_{ms} , κ_{oe} , f_0 et $|p_z|$ décrite à la section 3.2.2.

4.2.2 Amplitude et fréquence du mode gyrotropique entretenu

Supposons que toutes les conditions sont remplies pour avoir des oscillations entretenues du mode gyrotropique. Nous pouvons alors déterminer la puissance, l'amplitude, la phase et la fréquence des oscillations.

4.2.2.1 Amplitude d'oscillation

D'après l'équation (154), la puissance du mode gyrotropique vaut :

$$q_0 = \left(\frac{f_{stt}jpp_zG}{D\kappa} - 1 \right) \frac{1}{(\zeta + \xi)} \quad (156)$$

correspondant à une amplitude d'oscillation normalisée en accord avec [144] :

$$s_0 = \sqrt{\left(\frac{f_{stt}jpp_zG}{D\kappa} - 1 \right) \frac{1}{(\zeta + \xi)}} \quad (157)$$

L'amplitude d'oscillation du cœur s_0 est définie par les non-linéarités du confinement ζ et de l'amortissement ξ , de sorte que la force de transfert de spin compense la force d'amortissement. De plus, elle dépend directement du courant injecté, au travers du terme de transfert de spin mais aussi du confinement d'Oersted. Notons qu'au courant critique ($|j| = j_{crit}$), le rayon d'oscillation du cœur est nul $s_0 = 0$.

4.2.2.2 Fréquence d'oscillation

D'après l'équation (149), la phase vérifie alors :

$$\phi_0(t) = -\omega_c t + \phi_i \quad \text{avec} \quad \omega_c = -p \frac{\kappa}{G} (1 + \zeta s_0^2) \quad (158)$$

avec ϕ_i la phase initiale du cœur de vortex, en accord avec [144]. Par la suite, nous parlerons aussi de la fréquence du mode gyrotropique définie comme $f_c = \omega_c/2\pi$. Nous retrouvons le résultat précédemment établi à la section 3.2.3, montrant que le cœur de vortex tourne dans un

sens déterminé par la polarité du vortex p . Au courant critique ($|j| = j_{crit}$), la fréquence f_c correspond à la fréquence du mode FMR définie à la section 3.2.3.

Un point important à noter est que la fréquence du mode gyrotropique dépend du courant. Le STO est donc accordable en fréquence et son évolution avec le courant est tracée sur la Fig. 38. Ceci avait été précédemment établi [144]. En effet, en reprenant les notations définies par (140), nous avons :

$$\omega_c = -p\omega_{c0}(1 + \zeta s_0^2) \quad (159)$$

où ω_{c0} est une fonction de la densité de courant j qui dépend aussi de la chiralité du vortex C relativement à la chiralité du champ d'Oersted C_{oe} . D'une part, l'accordabilité est issue de la pulsation linéaire ω_{c0} , due à la modification du confinement d'Oersted par le courant j . D'autre part, l'accordabilité découle du caractère non-linéaire de l'oscillateur. Grâce au caractère non-linéaire du confinement ζ , ω_c dépend de l'amplitude d'oscillation s_0 , elle-même fonction de la densité de courant j . Cette double accordabilité est spécifique au vortex et signifie que même en absence de non-linéarités, le STO demeure accordable en fréquence.

Notons que, en fonction de la chiralité du vortex C et de celle du champ d'Oersted C_{oe} , deux branches de fréquences sont existantes (voir courbes pointillées gris foncé et gris clair sur la Fig. 38). Nous montrerons au Chapitre 8 que ces branches sont accessibles et permettent d'obtenir des gammes de fréquence distinctes avec un unique oscillateur.

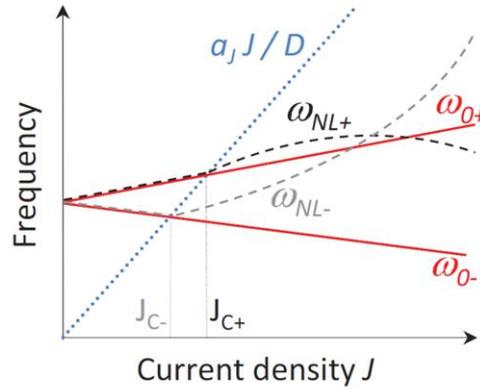


Fig. 38 Schématisation de l'évolution de la fréquence en fonction de la densité de courant. Le symbole + correspond à un vortex de chiralité identique à celle du champ d'Oersted $CC_{oe} = +1$, et le symbole - à une chiralité qui y est opposée $CC_{oe} = -1$. Les lignes rouges correspondent à ω_{c0} pour chacune des chiralités. La ligne en tiret noire correspond à ω_c et inclus les non-linéarités pour $CC_{oe} = +1$. La ligne en tiret gris correspond à ω_c pour $CC_{oe} = -1$. Figure issue de [144].

4.2.2.3 Energie du vortex

Pour la suite, il sera utile de définir l'énergie totale du système qui correspond à l'énergie magnétique du disque. Pour des oscillations de puissance q , nous avons alors :

$$\mathcal{E}(q) = \frac{1}{2} \kappa q R^2 \quad (160)$$

L'énergie est doublement dépendante du courant . A la fois par le terme de confinement et par la puissance q . Afin que l'énergie totale du système vérifie $\mathcal{E}(q) = \Lambda \int_0^q \omega(q') dq'$ (nécessaire d'après la section 2.2.2.1), on définit le facteur de proportionnalité Λ tel que :

$$\Lambda = -p \frac{GR^2}{2} \left(1 - \frac{\zeta}{2} q\right) \approx -p \frac{GR^2}{2} \quad (161)$$

Dans le régime sur-critique nous pourrions considérer que $\mathcal{E}(q_0) \approx \Lambda \omega(q_0) q_0$.

4.2.3 Réponse dynamique à une perturbation du rayon d'orbite

Nous souhaitons connaître la réponse dynamique du vortex lors d'une perturbation de son rayon d'orbite. Pour cela, nous nous appuyons sur l'analyse effectuée dans le cas général du modèle de l'auto-oscillateur non-linéaire au Chapitre 2 qui nous permet de déterminer les paramètres de réponse dynamique, spécifiques au vortex (Γ_p , N et ν).

Nous considérons que le mode gyrotropique est entretenu de rayon d'orbite normalisé s_0 , de puissance d'oscillations $q_0 = s_0^2$ avec une phase $\phi_0(t)$. Et supposons une perturbation du rayon δs au voisinage de l'orbite stationnaire s_0 (avec $\delta s \ll s_0$). Notons que δs est équivalente à une perturbation de puissance $\delta q = 2s_0 \delta s$.

4.2.3.1 Taux de relaxation de puissance Γ_p

Suite à une perturbation δq , la puissance du mode gyrotropique relaxe vers q_0 avec un taux de relaxation de puissance Γ_p défini par $(d\Gamma_+/dq - d\Gamma_-/dq)q_0$. D'après l'équation (151) nous avons :

$$\Gamma_p = \frac{f_{st} j p p_z}{G} - \frac{D\kappa}{G^2} \quad (162)$$

Le terme $1/2\Gamma_p$ est le temps caractéristique de la relaxation de la puissance vers la solution stationnaire q_0 mais c'est aussi le temps caractéristique de la relaxation de l'amplitude car :

$$\delta q(t) = \delta q_i e^{-2\Gamma_p t} \quad \Leftrightarrow \quad \delta s(t) = \frac{\delta q_i}{2s_0} e^{-2\Gamma_p t} \quad (163)$$

Par la suite, nous utiliserons plus souvent la fréquence caractéristique de la relaxation de puissance, notée f_p , définie par :

$$f_p = \frac{\Gamma_p}{\pi} \quad (164)$$

Au courant critique, le taux de relaxation tend vers zéro, correspondant à un temps de relaxation infiniment long :

$$\lim_{j \rightarrow j_{crit}} f_p(j) = 0 \quad (165)$$

Dans la Chapitre 10, nous utiliserons cette relation comme critère pour déterminer le courant critique lors de nos mesures.

4.2.3.2 Paramètre de variation non-linéaire de la fréquence N

Pour le mode gyrotropique, le paramètre de variation non-linéaire de la fréquence caractérisant l'impact d'une variation puissance sur une variation de fréquence, N vaut :

$$N = -p\zeta \frac{\kappa}{G} = -p\zeta \omega_{c0} \quad (166)$$

Le paramètre N couple la phase du cœur ϕ à son amplitude d'oscillation s , ainsi qu'à sa puissance q . La pulsation résonante s'exprime :

$$\omega_c = -p\omega_{c0} + Ns^2 \quad (167)$$

Lors d'une faible perturbation de l'orbite d'oscillation δs au voisinage de s_0 , la pulsation résonante est perturbée de $\delta\omega \approx N2s_0\delta s$ et la phase du cœur de vortex subit une perturbation $\delta\phi \approx N2s_0\delta s dt$. Ainsi toute perturbation de l'amplitude du cœur se convertit en perturbations de phase et de pulsation résonante à cause du paramètre de variation non-linéaire de la fréquence N .

4.2.3.3 Le paramètre normalisé et adimensionné de décalage en fréquence ν

D'après le Chapitre 2, le paramètre normalisé et adimensionné de décalage en fréquence vaut $\nu = (Nq_0)/\Gamma_p$. Pour le mode gyrotropique, ν est alors défini par :

$$\nu = -p \frac{G}{D} \frac{\zeta}{(\zeta + \xi)} \quad (168)$$

Comme dans le Chapitre 2, la perturbation de phase s'exprime en fonction de la perturbation d'amplitude telle que $\delta\phi \approx \nu \Delta(\delta q/q_0)/2 \approx \nu \Delta(\delta s/s_0)$. La perturbation de phase est proportionnelle à la perturbation d'amplitude et au facteur ν .

4.3 Influence du bruit thermique sur le mode gyrotropique entretenu

La dynamique du mode gyrotropique pouvant être décrite dans le formalisme de l'auto-oscillateur non-linéaire, nous pouvons donc prédire ses caractéristiques en présence de fluctuations thermiques. Par analogie au cas établi au Chapitre 2, nous présentons les propriétés des fluctuations d'amplitude, de puissance et de phase du mode gyrotropique de vortex lorsque celui-ci est entretenu par transfert de spin. Dans cette section, nous nous ne présenterons que les résultats marquant, le détail des calculs étant identique à celui établi à la section 2.2. Notons que les résultats qui suivent nous seront utiles dans la Partie V.

4.3.1 Illustration de l'influence du bruit

Pour décrire l'effet des fluctuations thermiques, nous considérons la dynamique du mode gyrotropique de rayon d'orbite normalisé s_0 , de puissance d'oscillations $q_0 = s_0^2$ et de phase $\phi_0(t)$, comme illustré sur la **Fig. 39 a**. En présence de bruit, la trajectoire devient bruitée (voir **Fig. 39 b**). L'amplitude d'oscillation du cœur de vortex peut alors être décrite par $s = s_0 + \delta s$ avec δs les fluctuations d'amplitude, la puissance d'oscillation par $q = q_0 + \delta q$ avec δq les fluctuations de puissance et la phase par $\phi(t) = \phi_0(t) + \delta\phi(t)$ avec $\delta\phi$ les fluctuations de phase. Nous parlerons par la suite des fluctuations d'amplitude normalisées qui correspondent à $\delta s(t)/s_0$.

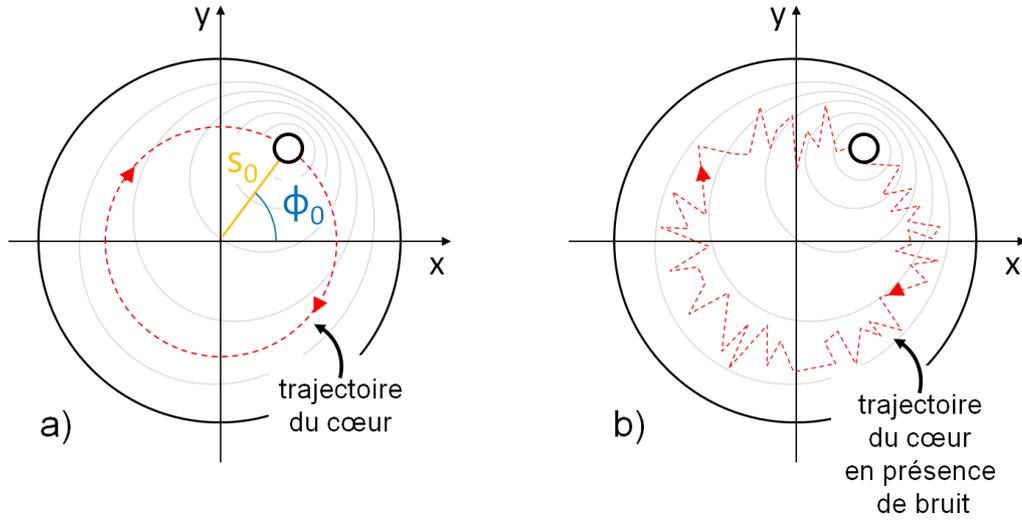


Fig. 39 a) Trajectoire du cœur de vortex en absence de fluctuations thermiques et b) trajectoire du vortex en présence de fluctuations thermiques.

4.3.2 Puissance du mode gyrotropique en présence d'un bruit blanc

Dans le régime sur-critique, la densité de probabilité de puissance vérifie une distribution gaussienne. Elle permet de définir la valeur moyenne de la puissance sur-critique $\langle q \rangle$ et une variance de la puissance sur-critique σ_q^2 telles que :

$$\langle q \rangle \approx q_0 \quad \text{et} \quad \sigma_q^2 \approx \frac{k_B T}{\frac{1}{2} \kappa R^2 q_0} \left[\frac{1}{(\zeta + \xi) q_0} + 1 \right] q_0^2 \quad (169)$$

4.3.3 Fluctuations de phase et d'amplitude du mode gyrotropique

Pour une température donnée T , il nous sera utile de définir la largeur de raie linéaire $2\Delta f_0$ du mode gyrotropique. En effet, l'énergie totale du système vérifiant l'équation (160), nous avons :

$$2\Delta f_0 = \frac{1}{2\pi} \Gamma_+(q_0) \frac{k_B T}{\mathcal{E}(q_0)} = \frac{D k_B T}{\pi R^2 G^2 q_0} [1 + (\zeta + \xi) q_0] \quad (170)$$

4.3.3.1 Caractéristique des fluctuations d'amplitude normalisées et des fluctuations de phase

Dans le régime sur-critique, les fluctuations de puissance et les fluctuations d'amplitude normalisée sont de moyenne nulle :

$$\langle \delta q \rangle = 0 \quad \text{et} \quad \left\langle \frac{\delta s}{s_0} \right\rangle = 0 \quad (171)$$

Et leurs fonctions d'autocorrélation (définies en B.2) vérifient :

$$K_{\delta q}(t) = 4q_0^2 K_{\delta s/s_0} \quad \text{et} \quad K_{\delta s/s_0}(t) = \frac{\Delta f_0}{f_p} e^{-2\pi f_p |t|} \quad (172)$$

Les fluctuations de phase $\delta\phi$ se caractérisent par une moyenne nulle et une variance dépendante du temps telles que :

$$\langle \delta\phi \rangle = 0 \quad \text{et} \quad \Delta\phi^2(t) = 4\pi\Delta f_0 \left[(1 + \nu^2)|t| - \frac{\nu^2}{2\pi f_p} (1 - e^{-2\pi f_p |t|}) \right] \quad (173)$$

4.3.3.2 Bruit d'amplitude et bruit de phase

Dans le régime sur-critique, le bruit d'amplitude, qui correspond à la densité spectrale des fluctuations d'amplitude normalisée, vaut :

$$S_{\delta s/s_0}(f) = \frac{\Delta f_0}{\pi} \frac{1}{f^2 + f_p^2} \quad (174)$$

Le bruit de phase, qui correspond à la densité spectrale de puissance des fluctuations de phase, est défini par :

$$S_{\delta\phi}(f) = \frac{\Delta f_0}{\pi f^2} + \nu^2 \frac{\Delta f_0}{\pi f^2} \frac{f_p^2}{f^2 + f_p^2} \quad (175)$$

Conversion du bruit d'amplitude en bruit de phase

Ainsi pour le mode gyrotropique, le bruit de phase peut s'exprimer en fonction du bruit d'amplitude tel que :

$$S_{\delta\phi}(f) = \frac{\Delta f_0}{\pi f^2} + \left(\frac{\nu f_p}{f} \right)^2 S_{\delta s/s_0}(f) \quad (176)$$

Par conséquent, le bruit de phase est le résultat de deux contributions : l'effet direct des fluctuations thermiques (au travers du terme Δf_0) et la conversion des fluctuations d'amplitude en fluctuations de phase (au travers du terme $S_{\delta s/s_0}$). Cette conversion est d'autant plus grande que νf_p est important. Notons cependant que l'effet du terme f_p est contre-intuitif. En effet, l'augmentation de f_p s'accompagne d'une augmentation du facteur de conversion mais aussi d'une diminution du bruit d'amplitude d'après l'équation (174). Ainsi le facteur important dans la conversion amplitude-phase est le facteur ν . Par contre, comme $\nu = Nq_0/\pi f_p$ lorsque f_p augmente alors ν diminue. Par conséquent, plus la relaxation en amplitude du système est lente, plus ν est fort et la conversion des fluctuations d'amplitude en fluctuations de phase est élevée.

Lorsque le mode gyrotropique est faiblement non-linéaire ($\nu \sim 0$) alors quel que soit le bruit d'amplitude, le bruit de phase vaut $S_{\delta\phi}(f) \approx \Delta f_0/\pi f^2$. Dans ce cas, l'unique origine des fluctuations de phase est l'effet direct des fluctuations thermiques. C'est le bruit de phase linéaire.

Lorsque le mode gyrotropique est fortement non-linéaire ($\nu \gg 1$) alors la conversion du bruit d'amplitude en bruit de phase est importante. Le bruit de phase correspond au bruit de phase linéaire augmenté par la conversion des fluctuations d'amplitude en fluctuations de phase.

Spectres de bruit d'amplitude et de phase caractéristiques

Sur la Fig. 40, nous traçons les DSP de bruit d'amplitude et de phase en échelle logarithmique attendues pour le STO à base de vortex. Le bruit d'amplitude se caractérise par un plateau aux basses fréquences et une pente de -20 dB/décade aux hautes fréquences dont les asymptotes sont :

$$f \ll f_p \quad 10 \log[S_{\delta s/s_0}] = 10 \log\left(\frac{\Delta f_0}{\pi f_p^2}\right) \quad (177)$$

$$f \gg f_p \quad 10 \log[S_{\delta s/s_0}] = 10 \log\left(\frac{\Delta f_0}{\pi f_p^2}\right) - 20 \log f \quad (178)$$

Le bruit de phase se caractérise par deux asymptotes de -20 dB/décade aux basses fréquences et aux hautes fréquences :

$$f \ll f_p \quad 10 \log[S_{\delta\phi}] \approx 10 \log\left[\frac{\Delta f_0}{\pi} (1 + \nu^2)\right] - 20 \log f \quad (179)$$

$$f \gg \nu f_p \quad 10 \log[S_{\delta\phi}] \approx 10 \log\left(\frac{\Delta f_0}{\pi}\right) - 20 \log f \quad (180)$$

Dans le cas où le système est fortement non-linéaire ($\nu \gg 1$), alors une troisième asymptote de -40 dB/décade peut être définie :

$$f_p \ll f \ll \nu f_p \quad 10 \log[S_{\delta\phi}] \approx 10 \log\left(\frac{\Delta f_0 \nu^2 f_p^2}{\pi}\right) - 40 \log f \quad (181)$$

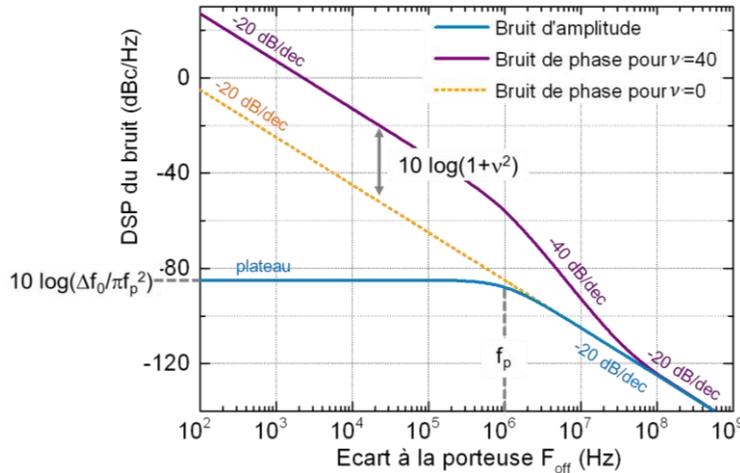


Fig. 40 DSP de bruit d'amplitude (bleu) et de bruit de phase (violet) en fonction de l'écart à la porteuse F_{off} obtenu à partir des équations (174) et (175) en prenant des paramètres de réponse au bruit $\Delta f_0 = 10$ kHz, $f_p = 1$ MHz, et $\nu = 10$ (ordre de grandeur compatible avec les valeurs attendues pour le STO à base de vortex une couche libre de NiFe).

Interprétation du bruit : filtre en amplitude et en phase

Les équations (174) et (175) nous permettent d'interpréter le STO comme étant équivalent à deux filtres : un en amplitude et un en phase. En amplitude, le STO est un filtre passe-bas d'ordre 2, de fréquence de coupure f_p , pour lequel l'entrée correspond aux fluctuations thermiques et la sortie

aux fluctuations d'amplitude. En phase, le STO est un filtre intégrateur pour lequel l'entrée sont les fluctuations thermiques et à laquelle s'additionne les fluctuations de puissance et la sortie correspond aux fluctuations de phase. Les fluctuations thermiques peuvent être vues comme la superposition de fluctuations sur toutes les fréquences uniformément réparties (bruit blanc), le bruit d'amplitude et de phase est donc la superposition des sorties du filtre à chacune de ces fréquences.

En amplitude, toutes les fluctuations thermiques de fréquences inférieures à f_p , i.e. suffisamment lentes par rapport à la constante de temps caractéristique de la relaxation de l'amplitude $1/2\pi f_p$ sont complètement transmises en bruit d'amplitude, le bruit d'amplitude est donc blanc et de puissance proportionnelle à la puissance du bruit sur le STO Δf_0 . Par contre, toutes les fluctuations thermiques de fréquence supérieure à f_p sont trop rapides pour être suivies en amplitude par le STO. Les fluctuations thermiques ne sont pas complètement converties et le bruit d'amplitude diminue au fur et à mesure que la fréquence augmente : il correspond à une marche aléatoire.

En phase, si le STO est faiblement non-linéaire ($\nu \sim 0$) alors seules les fluctuations thermiques (bruit blanc) sont intégrées par le filtre. Les fluctuations de phase correspondent alors à une marche aléatoire.

4.3.4 Largeur de raie du spectre et régimes de température

Si nous revenons aux propriétés spectrales des oscillations, nous avons vu à la section 2.2.4.4 que la cohérence des oscillations peut aussi être étudiée au travers de la largeur de raie du spectre (FWHM). En particulier, nous avons vu qu'il est utile de différencier le cas où FWHM est inférieure à $f_p/2$ et le cas où elle lui est supérieure pour déterminer l'expression de la largeur de raie du spectre des oscillations.

4.3.4.1 Régime de basse température

Dans le régime sur-critique, il est possible de montrer que $\text{FWHM} \ll f_p/2$ est équivalent à un faible niveau de fluctuations d'amplitude tel que [87]:

$$\frac{\sigma_q}{\langle q \rangle} \ll \frac{1}{\sqrt{1 + \nu^2}} \quad (182)$$

On qualifiera ce régime d'oscillations de régime « basse température ». Nous savons d'après la section 2.2.4.4 que, dans ce cas, la DSP du signal est une lorentzienne centrée sur la fréquence de la porteuse f_c . La largeur de raie est déterminée par la largeur de raie intrinsèque $2\Delta f_0$ augmentée du facteur de non-linéarité ν selon l'expression :

$$\text{FWHM} \cong 2 \Delta f_0 (1 + \nu^2) \quad (183)$$

4.3.4.2 Régime de température intermédiaire

Lorsque $f_p/2 \ll \text{FWHM} \ll |\nu|f_p/2$ alors ceci est équivalent à un niveau plus important de fluctuations d'amplitude tel que :

$$\frac{1}{|\nu|} \ll \frac{\sigma_q}{\langle q \rangle} \ll 1 \quad (184)$$

Dans ce cas, le régime d'oscillations est qualifié de régime à « température intermédiaire ». De plus, la DSP du signal est une gaussienne centrée sur la fréquence de la porteuse f_c . La largeur de raie à mi-hauteur est alors déterminée par :

$$\text{FWHM} \cong 2|\nu| \sqrt{\ln(4) f_p \Delta f_0} \quad (185)$$

4.3.5 Etat de l'art des résultats expérimentaux associés à la dynamique de vortex

L'avantage du mode gyrotropique entretenu par transfert de spin est de présenter une cohérence spectrale supérieure à celle d'autres modes magnétiques. En effet, les études expérimentales effectuées sur les STOs à base de vortex ont permis d'obtenir des largeurs de raie de l'ordre de 0.1-1 MHz [51,55,168] bien plus faible que celles obtenues pour des STOs à aimantation uniforme de l'ordre de 10 MHz.

Pourtant, avant cette thèse, peu de travaux s'étaient intéressés à l'étude approfondie de l'origine de la largeur de raie de ce mode. Des mesures de bruit de phase avaient été effectuées par Keller et al. pour un nano-contact à base de vortex [169]. En utilisant la méthode du « zero-crossing » (expliquée à la section 5.3.3.4), ils ont pu mesurer le bruit de phase et montrer qu'il observe une pente en $1/f^2$ sur la gamme de fréquence mesurée (courbes noire et rouge sur la Fig. 41). Très récemment, Sanches et al. [170] ont proposé une description analytique du mode gyrotropique avec le formalisme de l'auto-oscillateur non-linéaire dans une démarche similaire à la nôtre. Pour déterminer le poids des non-linéarités sur la largeur de raie, ils utilisent la méthode fréquentielle de l'analyse des harmoniques (voir section 2.2.5) dont ils extraient les paramètres $f_p = 350$ kHz, $2\Delta f_0 = 12$ kHz et $|\nu| = 9$ [91].

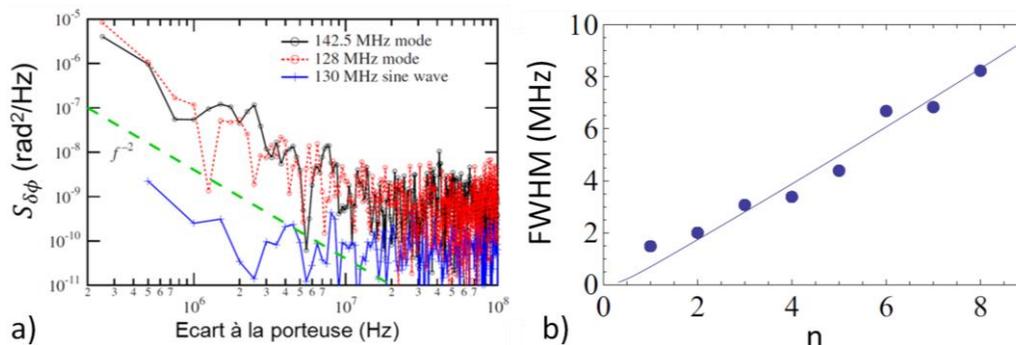


Fig. 41 a) DSP du bruit de phase $S_{\delta\phi}$ d'un STO de type nano-contact à base de vortex magnétique pour différentes conditions d'oscillation de fréquence 142.5 MHz (courbe noire) et 128 MHz (courbe rouge) indiquant une évolution en $1/f^2$. Figures adaptées de [169]. b) Evolution de la largeur de raie de la n -ième harmonique en fonction de n (ronds bleus) et ajustement permettant d'extraire $f_p = 350$ kHz, $2\Delta f_0 = 12$ kHz et $|\nu| = 9$. Figure adaptée de [170].

Dans ce chapitre, nous avons démontré que le mode gyrotropique entretenu par transfert de spin peut être décrit au travers du formalisme de l'auto-oscillateur non-linéaire. Nous avons défini les paramètres du formalisme de l'auto-oscillateur relatifs à la dynamique du vortex, notamment la pulsation résonante du résonateur ω , le taux d'amortissement naturel du système Γ_+ et le taux d'amortissement négatif associé au transfert de spin Γ_- . Ces paramètres nous permettent d'établir les conditions nécessaires pour que les oscillations soient entretenues ainsi que leur amplitude et fréquence. De plus, nous pouvons prévoir l'effet des fluctuations thermiques sur le mode gyrotropique. Les propriétés des fluctuations d'amplitude et de phase peuvent être décrites analytiquement à partir la largeur de raie linéaire $2\Delta f_0$, le taux d'amortissement des fluctuations de puissance et d'amplitude Γ_p et le facteur de couplage ν . En particulier, nous pouvons prédire le bruit de phase et le bruit d'amplitude du mode gyrotropique entretenu par transfert de spin. Il apparait que le bruit de phase issu des oscillations du mode gyrotropique résulte d'un bruit de phase purement thermique auquel s'ajoute la conversion du bruit d'amplitude en bruit de phase, dû au caractère non-linéaire de l'oscillateur.

Partie III

Techniques expérimentales

Chapitre 5

Systemes étudiés et techniques utilisées

Cette thèse a pour objectif l'étude expérimentale des propriétés dynamiques d'oscillateurs à transfert de spin (STOs) à base de vortex magnétique.

Dans ce chapitre, nous présentons les échantillons submicroniques étudiés ainsi que le banc de mesure utilisé pour mener à bien leurs études. Nous détaillerons les principales mesures permettant de caractériser les propriétés rf des STOs pour lesquelles nous pourrions différencier les mesures fréquentielles des mesures temporelles. Nous veillerons à expliciter, pour chaque type de mesure, la relation entre le signal mesuré et l'état magnétique de la couche libre.

5.1 Présentation des échantillons

Au cours de ce travail de thèse, nous avons étudié les propriétés de deux types d'oscillateur que nous appellerons respectivement « jonction standard » et « jonction hybride ». L'ensemble des échantillons a été fabriqué par pulvérisation cathodique par le groupe du Pr. S. Yuasa au laboratoire AIST (Tsukuba, Japon). Ces STOs ont pour point commun de présenter une aimantation vortex dans la couche libre. La conception des jonctions hybrides est postérieure à celles des jonctions standards, et est le résultat d'une réflexion sur les mécanismes impliqués dans l'excitation et la détection du mode gyrotropique de vortex.

5.1.1 Jonctions tunnel standards

Dans notre appellation, une jonction standard est une jonction tunnel magnétique composée d'un empilement //PtMn (15)/ CoFe (2.5)/ Ru (0.85)/ CoFeB (3)/ MgO (1.075)/ NiFe (L)/ Ru (10) (les épaisseurs sont en nm) de section circulaire ayant un rayon R . Trois ensembles peuvent être définis dans cet empilement, comme schématisé sur la **Fig. 42 a**.

L'antiferromagnétique synthétique ou SAF (Synthetic Anti-Ferromagnet) qui correspond à l'empilement d'un antiferromagnétique AF, d'un ferromagnétique F_1 , d'une couche métallique M et d'un ferromagnétique F_2 de type AF / F_1 / M / F_2 . Dans les jonctions standards, cet empilement correspond à PtMn / CoFe / Ru / CoFeB. La structure du SAF a été pensée afin d'obtenir une couche F_2 qui présente une aimantation uniforme planaire avec un fort champ coercitif effectif, et un faible champ dipolaire effectif rayonné [57,171]. L'idée est la suivante. D'une part, une couche antiferromagnétique AF impose une anisotropie unidirectionnelle à l'aimantation de la couche qui lui est accolée, i.e. F_1 , assurée par le couplage d'échange bias [172]. D'autre part, cette couche F_1 est couplée antiferromagnétiquement à la couche F_2 par couplage RKKY via la couche métallique M . L'épaisseur de M (8 Å) est choisie pour que le couplage antiferromagnétique de l'aimantation des couches F_1 et F_2 soit maximal. Ainsi, l'orientation de l'aimantation de la couche supérieure du SAF est donnée lors de la croissance.

La barrière isolante de MgO découple magnétiquement les deux couches ferromagnétiques (le SAF et le NiFe), et joue le rôle de barrière tunnel cristalline pour le transport. En particulier, elle agit comme filtre de spin pour le courant de spin permettant de forte TMR, d'autant plus si la qualité cristalline de la barrière est assurée (voir section 1.1.2.2). Dans nos jonctions standards, la TMR est l'ordre de 15%.

La couche ferromagnétique de $Ni_{81}Fe_{19}$ (auss appelé Permalloy) est la couche libre du STO. Son rapport d'aspect L/R a été choisi afin d'obtenir une distribution vortex de l'aimantation à la rémanence avec $L = 5$ nm pour $R = 250$ nm et $L = 10$ nm pour $R = 150$ nm (voir section 3.1.2 et

Fig. 42 b). Lors de l'injection d'un courant dc, le transfert de spin va permettre l'excitation du mode gyrotropique dans cette couche.

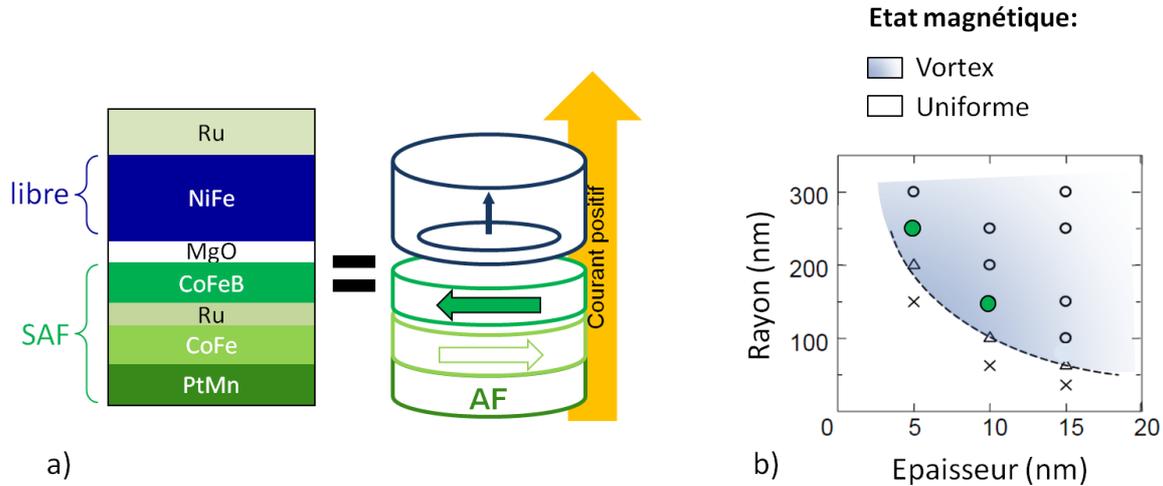


Fig. 42 a) Description d'une jonction standard et schématisation de l'aimantation de ses couches en absence de champ magnétique. La flèche jaune représente la convention de courant utilisée pour un courant positif. **b)** Diagramme de phase de l'aimantation du NiFe pour différents rapport d'aspect déduit de mesures par microscopie électronique polarisée en spin. A la rémanence, l'état magnétique est vortex (o), uniforme (x) ou bistable (Δ). Les jonctions standards considérées (●) présentent un vortex à la rémanence.

5.1.2 Jonctions hybrides

Dans notre appellation, une jonction hybride est l'association d'une jonction tunnel magnétique et d'une vanne de spin. Elle est constituée d'un empilement //IrMn (9)/ CoFe (2.5)/ Ru (0.85)/ CoFeB (3)/ CoFe (0.5)/ MgO (1.1)/ CoFe (0.5)/ CoFeB (1.3)/ NiFe (10)/ Co (0.6)/ Cu (5)/ [Co (0.2) / Ni (0.5)]₁₀/ Ta (5)/ Ru (5) (les épaisseurs sont en nm). De section circulaire, le rayon R du disque de NiFe varie entre 63 et 330 nm. Cinq ensembles constituant la jonction peuvent être définis et sont illustrés sur la Fig. 43.

Le SAF, dont la structure et les spécificités ont été décrites pour la jonction standard, est constitué de IrMn/CoFe/Ru/CoFeB/CoFe. La couche de CoFeB/CoFe est la couche supérieure du SAF.

La barrière isolante de MgO joue le rôle de barrière tunnel et de filtre de spin pour le courant de spin, assurant une forte valeur de TMR de l'ordre de 60-70%.

La couche libre, faite de CoFe (0.5)/CoFeB (1.3)/NiFe (10)/Co (0.6), est constituée principalement¹⁸ de Ni₈₁Fe₁₉. A la rémanence, la distribution d'aimantation est vortex pour les grands rayons, et est bistable uniforme/vortex pour les petits rayons.

La couche métallique de Cu permet de découpler magnétiquement la couche libre de la couche [Co/Ni]₁₀, tout en permettant la conduction des électrons.

Le polariseur perpendiculaire ou PSP (Perpendicular Spin Polarizer) est composé de couches ultrafines de Co et de Ni, dont l'empilement génère une forte anisotropie perpendiculaire [173]. Ainsi à la rémanence, l'aimantation du PSP est perpendiculaire au plan des couches. Nous parlerons quelques fois de l'aimantation perpendiculaire du PSP.

¹⁸ L'empilement CoFe/CoFeB permet d'améliorer la qualité de la barrière tunnel de MgO.

Ainsi les jonctions hybrides correspondent à la combinaison d'une vanne de spin, constituée du PSP et de la couche libre séparées par la couche métallique de Cu, et d'une jonction tunnel magnétique, constituée de la couche libre et du SAF séparés par la barrière isolante de MgO.

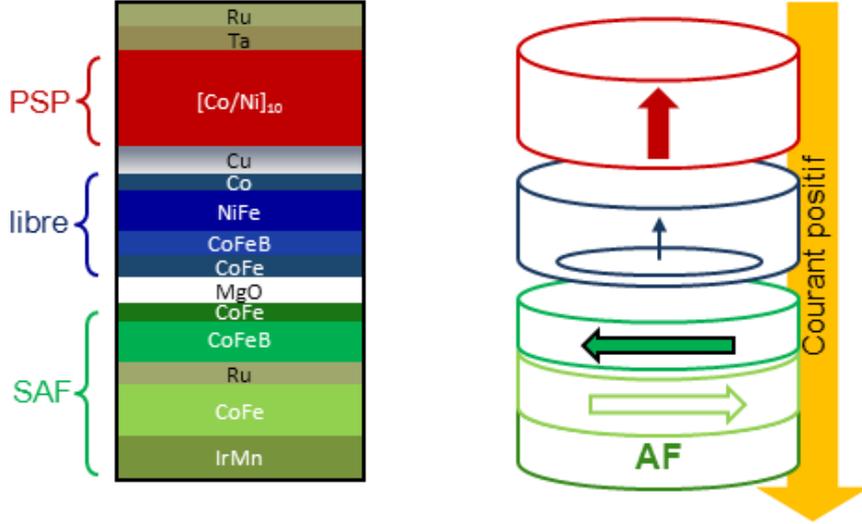


Fig. 43 Description d'une jonction hybride et schématisation de l'aimantation des couches qui la constitue en absence de champ magnétique. La convention de courant définissant les courants positifs est schématisée par la flèche jaune.

5.1.3 Origine du signal rf

5.1.3.1 Relation entre la conductance et l'état du vortex magnétique

Nous cherchons à déterminer la conductance du nano-pilier, notée G , lorsqu'un champ magnétique perpendiculaire H_{\perp} est appliqué, et lorsque le cœur de vortex se déplace du centre du disque.

D'après la section 1.1.2, la conductance du pilier est déterminée par la configuration des aimantations de la couche libre et de la couche de référence. Dans les échantillons considérés, standard ou hybride, la couche libre présente une aimantation vortex en absence de champ et peut être saturée uniformément lors de l'application d'un champ planaire. La couche de référence correspond à la couche supérieure du SAF et présente une aimantation uniforme. Par souci de lisibilité, nous appellerons cette couche directement SAF.

Nous notons $\bar{\mathbf{m}}_{\text{NiFe}}$ l'aimantation normalisée de la couche libre moyennée sur l'ensemble du disque et \mathbf{m}_{saf} l'aimantation normalisée du SAF. Nous utilisons le repère $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y)$, défini par le plan de la couche libre, de telle sorte que, en absence de champ $\mathbf{m}_{\text{saf}} = \mathbf{e}_x$. La position du cœur de vortex est donnée par son vecteur position \mathbf{X}_c , décrit par ses coordonnées polaires normalisées $s(t)$ et $\chi(t)$ définies comme dans le Chapitre 4 (voir Fig. 37). D'après le modèle de Jullière et en considérant que le transport s'effectue dans des canaux parallèles (voir section 1.1.2.2), nous pouvons écrire que la conductance résulte de la somme des conductances infinitésimales δG_i locales :

$$G = \sum_i \delta G_i = G_P - \frac{TMR}{2} G_{AP} (1 - \mathbf{m}_{\text{saf}} \cdot \bar{\mathbf{m}}_{\text{NiFe}}) \quad (186)$$

où $TMR = (G_P - G_{AP})/G_{AP}$ est le taux de MR de la jonction magnétique tunnel, G_{AP} est sa conductance lorsque l'aimantation du NiFe est saturée uniforme $|\bar{\mathbf{m}}_{NiFe}| = 1$ et antiparallèle à \mathbf{m}_{saf} et que G_P est sa conductance lorsque l'aimantation du NiFe est saturée uniforme $|\bar{\mathbf{m}}_{NiFe}| = 1$ et parallèle à \mathbf{m}_{saf} . La première configuration magnétique correspond à l'état antiparallèle (AP) et la seconde à l'état parallèle (P).

Lorsqu'un champ H_{\perp} est appliqué, l'aimantation du SAF vaut :

$$\mathbf{m}_{saf} = \sqrt{1 - h_{saf}^2} \mathbf{e}_x + h_{saf} \mathbf{e}_z \quad \text{avec} \quad h_{saf} = \frac{H_{\perp}}{H_s^{saf}} \quad (187)$$

où H_s^{saf} est le champ nécessaire pour saturer l'aimantation du SAF hors du plan. L'aimantation moyenne du vortex s'exprime :

$$\bar{\mathbf{m}}_{NiFe} = \sqrt{1 - h_{NiFe}^2} \bar{\mathbf{m}}_{\parallel} + h_{NiFe} \mathbf{e}_z \quad (188)$$

avec :

$$\bar{\mathbf{m}}_{\parallel} = C \lambda \frac{\mathbf{X}_c \wedge \mathbf{e}_z}{R} \quad \text{et} \quad h_{NiFe} = \frac{H_{\perp}}{H_s^{NiFe}} \quad (189)$$

où H_s^{NiFe} est le champ nécessaire pour saturer l'aimantation du NiFe hors du plan et $\bar{\mathbf{m}}_{\parallel}$ est l'aimantation moyenne planaire du vortex (d'après la section 3.1.1.3) avec C la chiralité du vortex et λ un facteur de proportionnalité ($\sim 2/3$).

Par conséquent, la conductance du STO, donnée par l'équation (186), devient :

$$G(t) = G_0 + g(t) \quad \begin{cases} G_0 = G_P - \frac{TMR}{2} G_{AP} (1 - h_{NiFe} h_{saf}) \\ g(t) = TMR G_{APS}(t) \frac{\sqrt{(1 - h_{NiFe}^2)(1 - h_{saf}^2)}}{2} \sin \chi(t) \end{cases} \quad (190)$$

Ainsi, nos jonctions sont équivalentes à une conductance moyenne G_0 en série avec une conductance variable $g(t)$. Lorsque le mode gyrotropique est excité alors $s(t) \approx s_0$ et $\chi(t) = 2\pi f_c t + \chi_i$ et la conductance variable $g(t)$ oscille dans le temps. Ce terme $g(t)$ est à l'origine de l'émission de puissance du STO.

5.1.3.2 Conditions optimales d'émission rf

D'après l'équation (190), lors de l'excitation du mode gyrotropique, les variations de conductance sont maximales lorsque l'aimantation de la couche de référence est planaire. Par conséquent, dans ce cas, la puissance est maximale. Or, pour exciter le mode gyrotropique par transfert de spin, il est nécessaire que l'aimantation de la couche polarisatrice à aimantation uniforme présente une composante hors du plan $p_z \neq 0$ (voir section 2.1.2.2 et d'après [64]).

Dans les jonctions standards, le SAF joue à la fois le rôle de couche polarisatrice et celui de couche de référence et son aimantation, en absence de champ, est uniforme planaire. La condition $p_z \neq 0$ nécessite donc d'appliquer un champ perpendiculaire, mais ceci s'effectue au détriment de l'amplitude des variations de $g(t)$ et donc de la puissance du STO.

Dans les jonctions hybrides, la combinaison d'une vanne de spin et d'une jonction tunnel magnétique permet de dissocier la couche polarisatrice de la couche de référence. Le PSP joue le rôle de couche polarisatrice à aimantation perpendiculaire $p_z = \pm 1$. En absence de champ, le mode gyrotropique dans le NiFe peut être excité par transfert de spin car $p_z \neq 0$. En parallèle, le SAF joue le rôle de couche de référence. Son aimantation uniforme planaire permet d'avoir un taux de détection maximal et donc une forte puissance en absence de champ.

5.2 Banc de mesure

5.2.1 Convention de courant

Par convention, nous avons choisi qu'un courant positif corresponde toujours à un flux d'électrons allant de la couche libre à la couche polarisatrice, comme représenté par des flèches jaunes sur les **Fig. 42 a** et **Fig. 43**. Pour les jonctions hybride et standard, la couche libre est la couche de NiFe. En revanche, notons que pour les jonctions standards, la couche polarisatrice correspond à au SAF tandis que pour les jonctions hybrides, la couche polarisatrice correspond au PSP en absence de champ.

5.2.2 Circuit de mesure

L'échantillon est collé sur un support recouvert d'or, qui sera connecté à la masse du circuit. A l'aide de fils d'aluminium, une électrode de l'échantillon est connectée à une piste adaptée 50 Ω tandis que l'autre électrode est connectée au support (voir **Fig. 44 b**). L'ensemble est placé dans une cavité dotée d'une prise SMA connectant l'âme à la piste adaptée 50 Ω et le blindage au support de l'échantillon (voir **Fig. 44 a**).

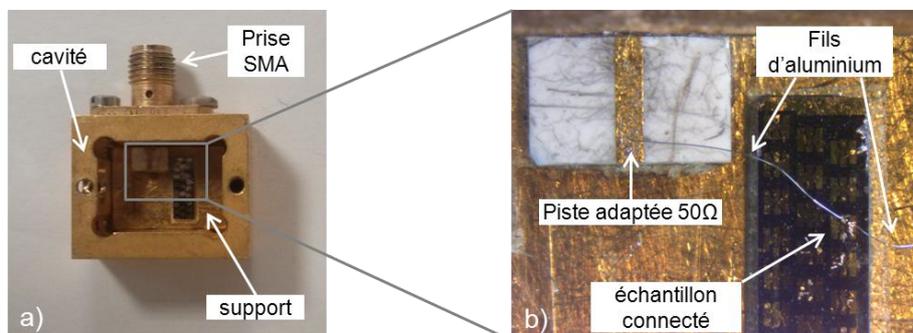


Fig. 44 a) Photographie d'un échantillon collé sur le porte-échantillon et placé dans une cavité et **b)** détail de la connexion entre l'échantillon, la piste adaptée 50 Ω et le support grâce aux fils d'aluminium.

Le banc expérimental est schématisé sur la Fig. 45. La cavité est branchée sur le port ac+dc d'un té de polarisation afin de séparer le signal alternatif (ac) et le signal continu (dc). Le port dc du té de polarisation est branché sur une source de courant dc (Yokogawa GS200) afin d'injecter le courant dc désiré au travers du STO. En parallèle, un nano-voltmètre (Keithley 2182A) est placé « aux bornes de l'échantillon » (du côté dc) permettant de mesurer la résistance moyenne du STO. Les échantillons étudiés étant sensibles aux fortes différences de potentiel, une grande résistance ($R_2 \approx 0.1-1 \text{ M}\Omega$) est placée en parallèle de l'échantillon vers la masse afin d'éviter toute accumulation de charges et une faible résistance ($R_1 \approx 1 \text{ k}\Omega$) est placée en série entre la source de courant dc et le port dc afin de limiter la tension appliquée sur l'échantillon ($< 1 \text{ V}$). Le port ac du té de polarisation est branché sur un analyseur de spectre (CXA N900A) pour effectuer les mesures fréquentielles ou sur un oscilloscope « single shot » (Agilent DSO9254A) pour les

mesures temporelles. Notons que l'impédance d'entrée de ces appareils est notée $Z_{50\Omega}$ et vaut $50\ \Omega$. Un amplificateur peut être ajouté entre le port ac du té de polarisation et l'entrée de l'appareil de mesure afin d'amplifier le signal émis par le STO si besoin. Dans le cas des mesures plus complexes présentées dans la Partie VI (synchronisation, auto-synchronisation, excitation paramétrique, etc.), la branche ac du té de polarisation sera adaptée.

Des câbles coaxiaux SMA assurent la connectique. L'ensemble des appareils et connecteurs est d'impédance $50\ \Omega$, excepté le STO. Les ondes stationnaires qui en découlent peuvent être atténuées en plaçant un atténuateur de $-3\ \text{dB}$ sur le port ac du té de polarisation. Les mesures sur le port dc sont des mesures relatives au transport, à savoir la tension moyenne de l'échantillon en fonction du courant injecté et du champ appliqué tandis que les mesures sur le port ac donnent accès au signal rf généré par le STO.

La cavité avec le support est placée dans l'entrefer d'un électroaimant à hauteur fixe, permettant d'appliquer un champ magnétique allant jusqu'à $8\ \text{kOe}$. L'angle entre l'échantillon et le champ magnétique créé par l'électroaimant est contrôlé par un moteur relié à la cavité avec une précision de $0.015\ \text{deg}$.

Tous les appareils sont connectés à un ordinateur et pilotés grâce au logiciel LabView®. Cette interface permet de contrôler l'angle du moteur, le champ magnétique appliqué et le courant dc injecté. Elle permet aussi de mesurer la tension moyenne aux bornes de l'échantillon et le signal rf émis par l'échantillon. Des routines automatisées LabView® spécifiques aux mesures effectuées durant ma thèse ont été créées afin d'effectuer des mesures complètes permettant de faire varier champ, courant et angle.

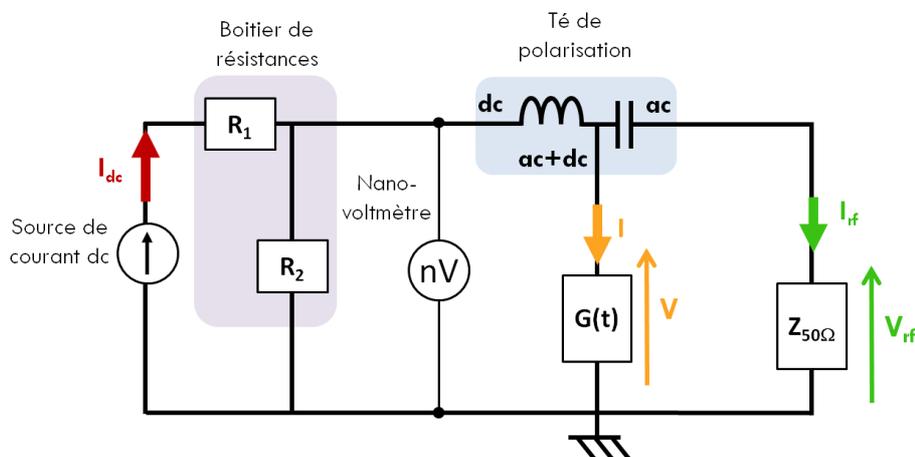


Fig. 45 Schématisation du banc expérimental. Le STO est représenté par sa conductance équivalente $G(t)$, le nano-voltmètre noté nV et l'impédance d'entrée de l'appareil de mesure $Z_{50\Omega}$. Pour des STO de résistance moyenne $50\text{-}60\ \Omega$, les résistances utilisées sont $R_1 = 1\ \text{k}\Omega$ et $R_2 = 100\ \text{k}\Omega$.

5.2.3 Relation entre le signal mesuré et la dynamique de vortex

Nous souhaitons déterminer la relation entre la tension rf mesurée V_{rf} et la dynamique d'aimantation lorsque le mode gyrotropique est excité par transfert de spin.

Dans ce cas, nous savons que la conductance du STO, notée $G(t)$, est décrite par l'équation (190) où $s(t) \approx s_0$ et $\chi(t) = 2\pi f_c t + \chi_i$. A priori la tension V et le courant I du STO (définis en convention récepteur comme sur la **Fig. 45**) dépendent du temps. Ils présentent chacun une composante dc, notées V_0 et I_0 , et une composante rf de moyenne nulle, notées v et i , telles que :

$$V(t) = V_0 + v(t) \quad I(t) = I_0 + i(t) \quad (191)$$

Sur la branche dc du té de polarisation, le nano-voltmètre mesure la tension V_{dc} correspondant à la tension moyenne aux bornes du STO $V_{dc} = V_0$. Et comme $R_2 \gg 1/G \sim 50 \Omega$, le courant I_{dc} délivré par la source de courant correspond au courant moyen traversant le STO i.e. $I_0 = I_{dc}$. Sur la branche ac, la tension aux bornes de $Z_{50\Omega}$ correspond à la tension rf aux bornes du STO i.e. $V_{rf} = v$ et le courant circulant au travers de la branche ac correspond au courant rf traversant le STO i.e. $I_{rf} = -i$. La loi d'Ohm appliquée aux bornes de la charge d'entrée de l'appareil de mesure donne $I_{rf}Z_{50\Omega} = V_{rf}$ et celle appliquée au STO implique $I = GV$. Comme $|g(t)v(t)| \ll G_0V_0$ alors :

$$I_0 = V_0G_0 \quad \text{et} \quad i(t) = G_0v(t) + g(t)V_0 \quad (192)$$

La tension mesurée avec le nano-voltmètre et celle mesurée par l'appareil de mesure valent :

$$V_{dc} = I_{dc}/G_0 \quad \text{et} \quad V_{rf}(t) = -\frac{I_{dc}}{G_0} \frac{Z_{50\Omega}}{1 + G_0Z_{50\Omega}} g(t) \quad (193)$$

La conductance moyenne du STO, G_0 , est liée à l'aimantation relative entre le vortex et la couche de référence. Ainsi, la mesure de V_{dc} permet de sonder les déformations statiques de l'aimantation. Si le vortex est centré alors :

$$I_{dc}/V_{dc} = G_P - \frac{TMR}{2} G_{AP}(1 - h_{NiFe}h_{saf}) \quad (194)$$

De plus, lorsque le mode gyrotropique est entretenu mais présente des fluctuations au voisinage de son orbite s_0 , on peut noter $s(t) = s_0 + \delta s(t)$ et $\chi(t) = 2\pi f_c t + \chi_i + \delta\chi(t)$. La conductance $g(t)$ devient :

$$g(t) = \frac{TMR}{2} G_{AP} s(t) \sqrt{(1 - h_{NiFe}^2)(1 - h_{saf}^2)} \sin \chi(t) \quad (195)$$

Et la tension mesurée aux bornes de l'appareil :

$$V_{rf}(t) = -\frac{1}{\sqrt{\kappa}} s(t) \sin \chi(t) \quad (196)$$

où κ est un facteur de proportionnalité qui dépend du courant et du champ magnétique et s'exprime :

$$\kappa = \left(\frac{2 G_0 [1 + G_0 Z_{50\Omega}]}{I_{dc} TMR G_{AP} Z_{50\Omega} \lambda} \right)^2 \frac{1}{(1 - h_{NiFe}^2)(1 - h_{saf}^2)} \quad (197)$$

La tension V_{rf} est proportionnelle à l'orbite d'oscillations $s(t)$ et oscille comme le cœur avec une phase $\chi(t)$. On peut donc la réécrire sous la forme :

$$V_{rf}(t) = [V_{rf0} + \delta V_{rf}(t)] \times \cos [2\pi f_c t + \phi_i + \delta\phi(t)] \quad (198)$$

avec :

$$V_{rf0} = \frac{1}{\sqrt{k}} s_0 \quad \delta V_{rf}(t) = \frac{1}{\sqrt{k}} \delta s(t) \quad \delta \phi(t) = \delta \chi(t) \quad \phi_i = \chi_i + \frac{\pi}{2} \quad (199)$$

Une observation importante est que, concernant la tension rf mesurée, les fluctuations d'amplitude normalisées sont égales à celles du cœur de vortex $\delta V_{rf}/V_{rf0} = \delta s/s_0$ et que les fluctuations de phase sont égales à celles du cœur de vortex. Nous utiliserons cette propriété dans la Partie V pour l'étude du bruit affectant le vortex.

5.3 Mesures et protocoles mis en place

Dans un premier temps, nous décrirons les mesures de transport qui permettent de caractériser les jonctions étudiées et de définir le taux de TMR. Puis, nous présenterons les mesures fréquentielles qui permettent d'extraire les paramètres d'intérêts de l'oscillateur, à savoir, la fréquence de porteuse, la puissance, et la largeur de raie. Enfin nous détaillerons les mesures temporelles et les méthodes d'analyse associées qui permettent d'accéder notamment au bruit de l'oscillateur (bruit de phase et d'amplitude). Notons que les données issues de par ces mesures sont générées dans des quantités importantes et sont traitées par des routines Matlab®.

5.3.1 Mesures de transport

Les mesures de transport donnent accès à la résistance moyenne de l'échantillon R_0 égale à l'inverse de la conductance moyenne :

$$R_0 \approx 1/G_0 \quad (200)$$

Elle peut être étudiée en fonction des conditions extérieures (courant, champ magnétique, température, etc.). Ces mesures sont primordiales car elles permettent de caractériser un échantillon et notamment d'établir la valeur de la TMR du nano-pilier, facteur nécessaire à l'analyse de la puissance rf émise. De plus, grâce aux mesures de transport, nous pouvons sonder la configuration magnétique de l'aimantation du NiFe au travers de $R_0 = 1/G_0$. Ces mesures sont généralement effectuées en parallèle des mesures rf. Les mesures de transport qui nous ont permis de caractériser nos échantillons sont présentées dans l'Annexe A.

5.3.2 Mesures fréquentielles

5.3.2.1 Densité spectrale de puissance

Les mesures fréquentielles sont effectuées avec un analyseur de spectre. Elles mesurent la densité spectrale de puissance du signal rf V_{rf} , aussi notée DSP, définie sur les fréquences de Fourier f . L'essentiel des mesures fréquentielles sont effectuées dans la Partie IV.

La densité spectrale de puissance du signal rf V_{rf} est notée $S(f)$ (voir définition en Annexe B.1) La DSP caractérise la répartition de la puissance de V_{rf} sur les différentes composantes fréquentielles. Ces mesures sont rapides et peu couteuses en mémoire. Elles permettent de visualiser rapidement les propriétés du signal en fonction des conditions extérieures (champ, courant, température, etc.).

5.3.2.2 Extraction de la fréquence, largeur de raie, intensité et puissance

En ajustant les DSP mesurées par une distribution lorentzienne (comme sur la **Fig. 46**), les quatre paramètres caractéristiques du signal rf sont extraits, à savoir, la fréquence principale ou

fréquence de porteuse f_c , la largeur de raie spectrale à mi-hauteur (FWHM pour « Full-Width at Half-Maximum »), l'intensité maximale du signal et la puissance totale émise par le STO. L'évolution de ces paramètres en fonction du courant et du champ nous permettra, entre autre, de définir les conditions optimales pour obtenir une émission rf cohérente et puissante mais aussi d'étudier le régime d'oscillation du système (résonance, régime entretenu, existence de plusieurs modes, etc.).

Lorsque la DSP est mesurée à l'aide d'un analyseur de spectre, il est important de bien régler l'analyseur afin d'effectuer une mesure correcte. En particulier, la bande de résolution ou RBW de l'analyseur doit être suffisamment faible devant la largeur de raie du signal rf (environ 4 fois plus faible que la largeur de raie mesurée).

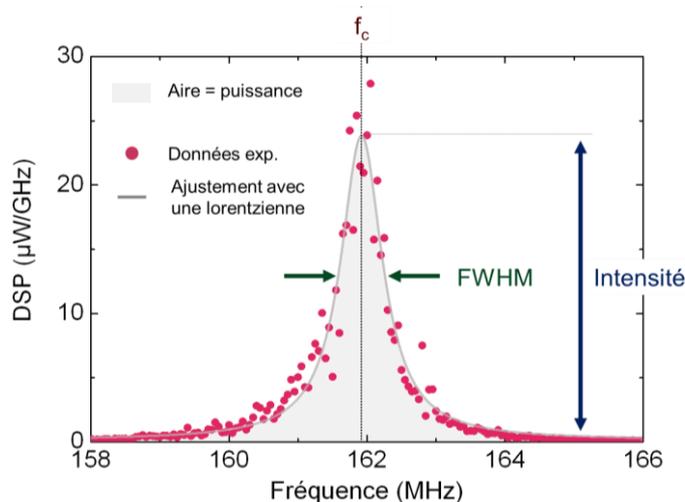


Fig. 46 Exemple d'une mesure de DSP (points) ajustée par une distribution lorentzienne (ligne) permettant d'extraire la fréquence de la porteuse f_c , la largeur de raie à mi-hauteur FWHM, l'intensité et la puissance intégrée (aire sous la courbe).

5.3.3 Mesures temporelles

Afin d'étudier la dynamique de l'aimantation de la couche libre plus en détail, nous effectuons des mesures temporelles à l'aide d'un oscilloscope « Single Shot ». Ces mesures nous permettent d'accéder à la tension instantanée du STO $V_{rf}(t)$. Elles nous permettront d'étudier les fluctuations qui affectent la dynamique du mode gyrotropique dans la Partie V.

5.3.3.1 Conditions de mesure

Lors d'une acquisition temporelle, le contrôle du nombre de points acquis N_{samp} et de la fréquence d'échantillonnage f_{samp} de l'oscilloscope, nous permet de modifier la durée de la trace temporelle acquise $T_{mes} = N_{samp}/f_{samp}$.

Pour que l'échantillonnage soit correct, il nous est nécessaire de vérifier le critère d'échantillonnage de Nyquist-Shannon¹⁹. Pour cela, nous utilisons un mode de mesure de l'oscilloscope qui permet de filtrer les fréquences du signal supérieures à $f_{samp}/2$.

¹⁹ Le critère de Shannon-Nyquist stipule que l'échantillonnage d'un signal nécessite que la fréquence d'échantillonnage f_{samp} soit supérieure au double de la plus grande fréquence contenue dans le signal.

La plupart des mesures temporelles sont effectuées en utilisant les limites de mémoire de l'oscilloscope ($N_{samp} = 41 \times 10^6$ points). La fréquence d'échantillonnage est choisie afin de maximiser T_{mes} tout en vérifiant le critère de Nyquist-Shannon. Typiquement, nous utilisons $f_{samp} = 2$ GSa/s pour des STOs de fréquence $f_c = 150$ MHz permettant d'obtenir $T_{mes} = 20.5$ ms.

Afin d'amplifier le signal, un amplificateur peut être placé à l'entrée de l'oscilloscope. Les amplificateurs utilisés présentent un gain de 30 dB et un « noise figure » de 1.8 dB.

5.3.3.2 Extraction de la phase et de l'amplitude instantanées

Dans ma thèse, nous utiliserons une méthode d'analyse appelée méthode de la transformée de Hilbert pour l'étude du bruit de phase des STOs. Cette méthode, proposée par Bianchini et al. [90] et Quinsat et al. [89,96], permet d'extraire la phase et l'amplitude d'un signal oscillant, et même lorsque celui-ci est bruité.

L'idée de la méthode de la transformée de Hilbert est la suivante. Considérons le signal mesuré à l'oscilloscope, qui peut se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned} V_{rf}(t) &= V_m(t) \cos[2\pi f_c t + \phi_m(t)] \\ &= \frac{V_m(t)}{2} (e^{i[2\pi f_c t + \phi_m(t)]} + e^{-i[2\pi f_c t + \phi_m(t)]}) \end{aligned} \quad (201)$$

où $V_m(t) = [V_{rf0} + \delta V_{rf}(t)]$ et $\phi_m(t) = \phi_i + \delta\phi(t)$.

Ce signal, réel, est traité afin d'être transformé en un signal analytique complexe. Pour cela, nous appliquons un filtre fréquentiel sur la transformée de Fourier de $V_{rf}(t)$ autour de f_c . Ce filtre permet de supprimer les fréquences négatives du signal. Ainsi en appliquant une transformée de Fourier inverse, le signal filtré vaut :

$$V_{rf}^{(filtre)}(t) = \frac{V_m(t)}{2} e^{i[2\pi f_c t + \phi_m(t)]} \quad (202)$$

Dès lors, le module du signal filtré est proportionnel à l'amplitude du signal rf et son argument à la phase :

$$V_m(t) = 2 \left| V_{rf}^{(filtre)}(t) \right| \quad \text{et} \quad \phi_m(t) = \text{arg} \left[V_{rf}^{(filtre)}(t) \right] \quad (203)$$

La méthode de la transformée de Hilbert permet donc de séparer l'amplitude et la phase d'un signal rf. Cette approche est discutée par Bedrosian [174]. Il montre que la séparation de l'amplitude et de la phase n'est valable qu'à condition que la transformée de Fourier de $\cos[2\pi f_c t + \phi_m(t)]$ et celle de $V_m(t)$ ne se recouvrent pas. Par exemple, la séparation de l'amplitude et de la phase ne peut pas être effectuée lorsque $V_{rf}(t)$ présente des arrêts. L'existence de forts arrêts, comme par exemple sur la **Fig. 47** a, entraîne une incertitude trop forte sur l'estimation de la phase et de l'amplitude et donc rend impossible l'extraction du bruit d'amplitude et du bruit de phase.

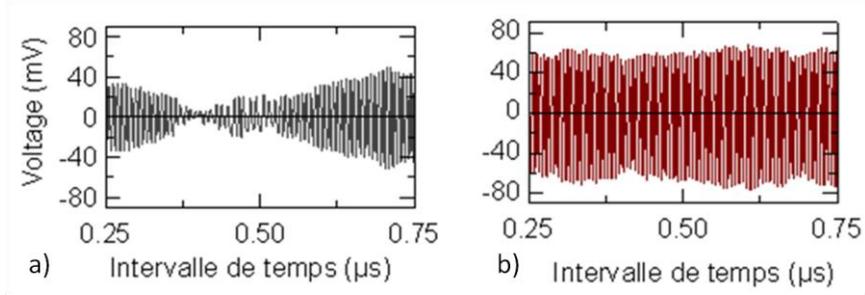


Fig. 47 a) Exemple de trace temporelle obtenue sur un intervalle de temps de $0.50 \mu\text{s}$ pour un courant de 3.1 mA et b) un courant de 3.8 mA mesurée avec un amplificateur de 30 dB .

5.3.3.3 Extraction du bruit d'amplitude et du bruit de phase

Méthodologie

Nous souhaitons extraire les fluctuations d'amplitude $\delta V_{rf}(t)$ et de phase du signal $\delta\phi(t)$. Or, nous avons accès expérimentalement à l'amplitude instantanée $V_m(t)$ et à la phase instantanée $\phi_m(t)$ de la tension aux bornes du STO qui s'expriment :

$$V_m(t) = V_{rf0} + \delta V_{rf}(t) \quad \text{et} \quad \phi_m(t) = 2\pi f_c t + \phi_i + \delta\phi(t) \quad (204)$$

Pour extraire les fluctuations d'amplitude, nous retranchons la valeur moyenne de l'amplitude $\langle V_m(t) \rangle = V_{rf0}$ à l'amplitude instantanée :

$$\delta V_{rf}(t) = V_m(t) - \langle V_m(t) \rangle \quad (205)$$

Par la suite, nous considérerons le bruit d'amplitude normalisé, défini par :

$$\delta\varepsilon(t) = \frac{\delta V_{rf}(t)}{V_{rf0}} \quad (206)$$

Pour extraire les fluctuations de phase, nous estimons tout d'abord la fréquence du signal puis le déphasage initial grâce à :

$$2\pi f_c = \left\langle \frac{d\phi_m(t)}{dt} \right\rangle \quad \text{et} \quad \phi_i = \langle \phi_m(t) \rangle - 2\pi f_c t \quad (207)$$

Et nous obtenons :

$$\delta\phi(t) = \phi_m(t) - (2\pi f_c t + \phi_i) \quad (208)$$

Dans ce manuscrit, nous nous réfèrerons souvent à la DSP des fluctuations d'amplitude normalisée, appelée bruit d'amplitude :

$$S_{\delta\varepsilon}(f) = \frac{1}{T} \left| \int_0^T \delta\varepsilon(t) e^{-i2\pi f t} dt \right|^2 \quad (209)$$

Et à la DSP des fluctuations de phase, appelée bruit de phase :

$$S_{\delta\phi}(f) = \frac{1}{T} \left| \int_0^T \delta\phi(t) e^{-i2\pi ft} dt \right|^2 \quad (210)$$

où T est le temps de la mesure. $S_{\delta\varepsilon}$ est en Hz^{-1} et $S_{\delta\phi}$ est en $\text{rad}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$.

Courbes de bruit d'amplitude et de bruit de phase

Par la suite, nous traçons le bruit d'amplitude et le bruit de phase en échelle logarithmique, à savoir $10 \log(S_{\delta\phi})$ et $10 \log(S_{\delta\varepsilon})$ qui s'expriment en dBc/Hz . Notons que ces DSPs sont définies sur les fréquences négatives et positives. Cependant, étant symétriques, nous les traçons uniquement sur les fréquences positives²⁰.

Il est nécessaire de bien comprendre ce à quoi correspondent le bruit d'amplitude et le bruit de phase. Pour cela il faut repartir du spectre du signal considéré. Supposons que le signal soit de fréquence f_c . Nous avons vu à la section 2.2.4 que le bruit a pour effet d'élargir le spectre. Ainsi à la fréquence $f + f_c$, la puissance est donc non nulle. En particulier, cette puissance de bruit, intégrée sur 1 Hz, correspond au bruit de phase de l'oscillateur à la fréquence à f d'écart à la porteuse.

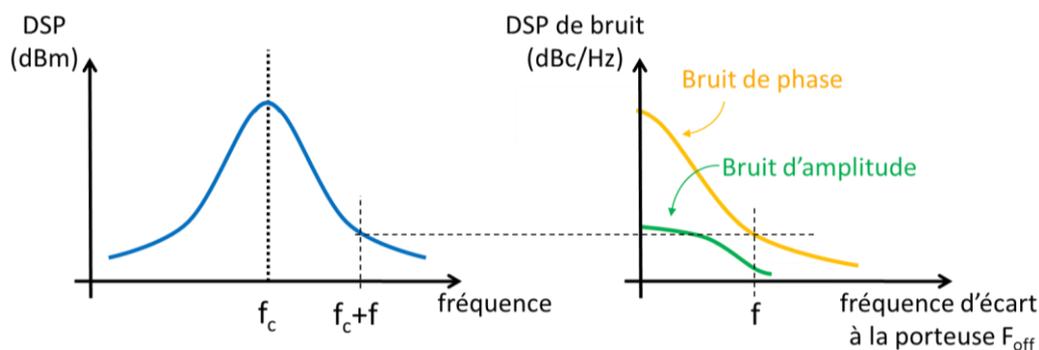


Fig. 48 Illustration d'une DSP d'un signal de fréquence de porteuse f_c en fonction des fréquences de Fourier (bleu) et les spectres de bruit de phase et de bruit d'amplitude correspondant.

Sur la **Fig. 49** a, nous avons tracé les spectres typiques de bruit de phase et de bruit d'amplitude mesurés sur un STO en fonction de la fréquence d'écart par rapport à la porteuse, notée F_{off} . Sans rentrer dans le détail (nous le ferons au Chapitre 10), nous pouvons remarquer différents points :

- la fréquence minimale des spectres est déterminée par $1/T_{mes}$. Il est donc nécessaire de mesurer les traces les plus longues possibles afin d'accéder aux fréquences proches de la porteuse,
- la fréquence maximale correspond à la largeur du filtre utilisé dans la méthode de Hilbert, noté BW,
- à haute fréquence ($F_{off} > 10^8$ MHz), un plancher de bruit apparaît. Ce plancher correspond au bruit Nyquist-Johnson, dû à l'agitation thermique des porteurs de charge [175,176]. En effet, le bruit d'amplitude non normalisé (i.e. la DSP de δV_{rf}) tracé

²⁰ Comme au Chapitre 2, les DSPs de bruit correspondent à des « two sided PSD ».

sur la **Fig. 49 b** indique que le plancher de bruit correspond approximativement à -174 dBm/Hz, ce qui est égal au bruit thermique attendu à 300 K,

- les DSPs sont moyennées sur un nombre d'échantillons qui dépend de la fréquence considérée : pour F_{off} , la moyenne s'effectue avec $T_{mes}F_{off}$ réalisations. Par conséquent, les basses fréquences sont moins moyennées que les hautes fréquences et la mesure est donc plus bruitée.

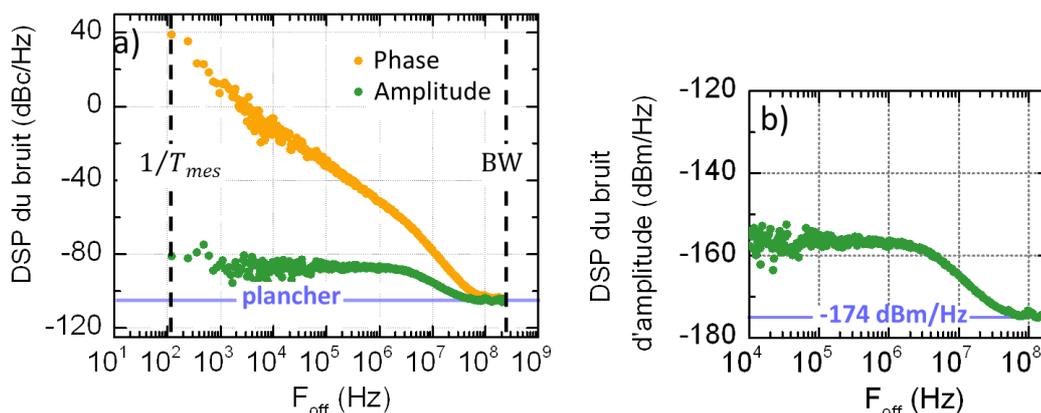


Fig. 49 a) Bruit de phase (orange) et bruit d'amplitude (vert) issus d'un STO de fréquence 446 MHz. La trace temporelle initiale est mesurée avec $N_{samp} = 41 \times 10^6$ points, $f_{samp} = 5$ GSa/s et $T_{mes} = 122$ ms et la bande d'analyse pour la méthode de Hilbert est de $BW = 200$ MHz. b) Bruit d'amplitude non normalisé grâce auquel nous pouvons voir que le plancher de bruit vaut -174 dBm/Hz.

5.3.3.4 Autres méthodes de mesure du bruit

La méthode de mesure du bruit présentée ci-dessus est indirecte car elle nécessite d'analyser la trace temporelle. D'autres méthodes permettent d'accéder au bruit de phase ou d'amplitude.

Méthode du « Zero Crossing »

Une autre méthode permet d'estimer les fluctuations de phase à partir de l'analyse d'une trace temporelle. Elle a été décrite et appliquée au STO par Keller et al. [169].

La tension V_{rf} est mesurée pendant un temps T . Le nombre de croisement de V_{rf} avec l'axe des abscisses permet de calculer la fréquence de porteuse f_c . Les fluctuations de phase $\delta\phi$ sont alors estimées en relevant les réalisations pour lesquelles le signal s'annule, i.e. lorsque $2\pi f_c t + \phi_i + \delta\phi(t) = n\pi$ avec $n \in \mathbb{N}$, d'où le nom de la méthode.

Méthode du discriminateur de fréquence à ligne à retard

Une autre méthode permettant de mesurer le bruit de phase est la méthode du discriminateur de fréquence à ligne à retard. L'idée est de mélanger le signal rf de l'oscillateur au même signal retardé d'un temps τ , le signal dc issu du mélange est alors proportionnel au bruit de phase. Au cours de ma thèse, nous avons effectué des mesures de bruit de phase au laboratoire Xlim grâce à cette méthode (voir section 10.2.4).

Le signal de l'oscillateur V_{rf} est saturé puis multiplié avec lui-même retardé d'un temps τ :

$$\begin{aligned} V_{mix}(t) &= V_{rf}^{(sat)}(t) \times V_{rf}^{(sat)}(t - \tau) \\ &= V_m^{(sat)2} \cos [2\pi f_c t + \phi_i + \delta\phi(t)] \\ &\quad \times \cos [2\pi f_c(t - \tau) + \phi_i + \delta\phi(t - \tau)] \end{aligned} \quad (211)$$

Le retard est ajusté pour que les deux signaux soient en quadrature de phase $2\pi f_c \tau + \delta\phi(t - \tau) = \pi/2$. Par conséquent :

$$\begin{aligned} V_{mix}(t) &= V_m^{(sat)2} \cos [2\pi f_c t + \phi_i + \delta\phi(t)] \times \cos \left[2\pi f_c t + \phi_i + \frac{\pi}{2} \right] \\ &= \frac{V_m^{(sat)2}}{2} \sin [\delta\phi(t)] + \frac{V_m^{(sat)2}}{2} \cos [4\pi f_c t + 2\phi_i + \delta\phi(t)] \end{aligned} \quad (212)$$

Le signal obtenu est ensuite filtré à l'aide d'un filtre passe bas, qui lorsque les fluctuations de phase sont faibles ($\delta\phi(t) \ll 1$), donne :

$$V_{mix}^{(fil)} = \frac{V_m^{(sat)2}}{2} \sin [\delta\phi(t)] \quad \Rightarrow \quad V_{mix}^{(fil)} \propto \delta\phi(t) \quad (213)$$

En résumé, mesurer la DSP de $V_{mix}^{(fil)}$ correspond à mesurer la DSP du bruit de phase $\delta\phi(t)$. Notons que pour appliquer, cette méthode il est nécessaire que la fréquence de la porteuse soit stable au cours du temps.

Rectification du signal avec une diode Schottky

Le bruit d'amplitude d'un oscillateur peut être caractérisé en plaçant ce dernier en série avec une diode Schottky (par exemple Krytar Zero Bias Schottky Detectors). Cette méthode a été utilisée à Spintec pour caractériser le bruit d'amplitude de STOs [96]. La sortie de la diode correspond alors à l'enveloppe du signal qui peut être mesurée avec un analyseur de spectre ou un oscilloscope.

Avantages de la méthode de la transformée de Hilbert

En résumé la méthode de Hilbert présente l'avantage d'extraire, en même temps la phase instantanée et à l'amplitude instantanée du signal. La limitation réside dans le fait que le signal ne doit pas présenter d'arrêts. Notons qu'un inconvénient de la méthode de Hilbert est de générer un volume de données importante.

5.3.3.5 Extraction de l'enveloppe et analyse

Grâce à une analyse de la mesure temporelle, il est aussi possible d'avoir accès à l'enveloppe inférieure et supérieure de V_{rf} . Nous verrons au Chapitre 11, que ceci nous informe sur les asymétries du bruit qui affecte la dynamique d'aimantation.

Comme montré sur la Fig. 50, nous avons accès à deux signaux discrets²¹ correspondant respectivement à l'enveloppe inférieure (ligne bleue) et à l'enveloppe supérieure (ligne rouge) de

²¹ Deux valeurs consécutives de chacun de ces signaux sont espacées d'approximativement l'inverse de la fréquence de la porteuse du signal $V_{rf}(t)$, sous réserve que $V_{rf}(t)$ ne présente pas d'arrêts.

V_{rf} . L'enveloppe inférieure est désignée par Env_{inf} et l'enveloppe supérieure par Env_{sup} . Remarquons que lorsque V_{rf} présente des arrêts, l'extraction des enveloppes est peu robuste (voir Fig. 51 entre 0.85 et 1.1 μs pour Env_{inf} et entre 0.85 et 0.9 μs pour Env_{sup}).

Les deux enveloppes présentent des fluctuations au cours du temps qui correspond à du bruit d'amplitude. Deux histogrammes, représentés la Fig. 50 c, donnent la répartition de Env_{inf} et Env_{sup} sur la tension.

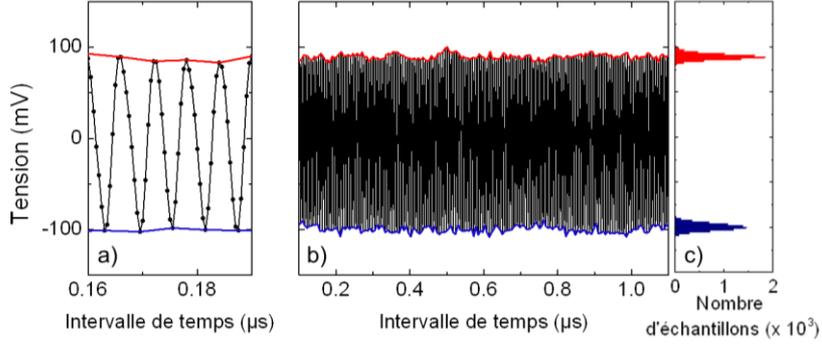


Fig. 50 a) Mesure de V_{rf} sur un intervalle de temps de 0.03 μs et b) sur 1.0 μs où sont extraits Env_{sup} (rouge) et Env_{inf} (bleu). c) Histogramme de Env_{sup} (rouge) et de Env_{inf} (bleue) sur la tension. Mesures obtenues pour $I = 6 \text{ mA}$ et $H_{\perp} = -4.7 \text{ kOe}$ pour une jonction standard avec $R = 250 \text{ nm}$.

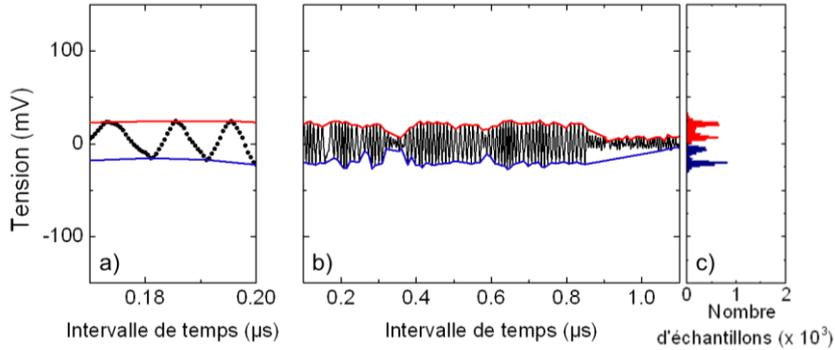


Fig. 51 a) Mesure de V_{rf} sur un intervalle de temps de 0.03 μs et b) sur 1.0 μs où sont extraits Env_{sup} (rouge) et Env_{inf} (bleu). c) Histogramme de Env_{sup} (rouge) et de Env_{inf} (bleue) sur la tension. Mesures obtenues pour $I = 3 \text{ mA}$ et $H_{\perp} = -3.4 \text{ kOe}$ pour une jonction standard avec $R = 250 \text{ nm}$.

Dès lors, nous pouvons aussi définir la puissance instantanée relative à l'enveloppe inférieure et à l'enveloppe supérieure comme :

$$Pow_{inf}(t) = [Env_{inf}(t)]^2 \quad \text{et} \quad Pow_{sup}(t) = [Env_{sup}(t)]^2 \quad (214)$$

Comme montré sur la **Fig. 52**, lorsque V_{rf} ne présente pas d'arrêt, la distribution de Pow_i (où i désigne l'enveloppe considérée) peut être ajustée par une distribution gaussienne. Nous pouvons alors extraire la valeur moyenne de Pow_i , notée $\langle Pow_i \rangle$, et l'écart-type des fluctuations de puissance, notée σ_{Pow_i} .

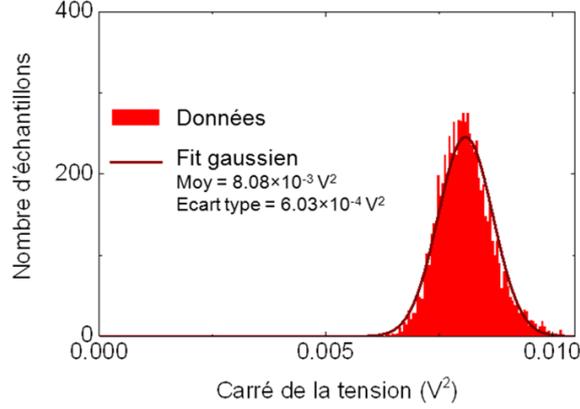


Fig. 52 Histogramme de Pow_{sup} sur la tension au carré mesuré pour $I = 6 \text{ mA}$ et $H_{\perp} = -4.7 \text{ kOe}$ (rouge). L'histogramme est ajusté par une distribution gaussienne (ligne rouge) permettant d'extraire la valeur moyenne $\langle Pow_i \rangle$ et l'écart-type σ_{Pow_i} . Mesures obtenues pour une jonction standard avec $R = 250 \text{ nm}$.

Relation avec les fluctuations d'amplitude

D'après les formules données par l'équation (196), nous pouvons définir deux amplitudes d'oscillations du cœur avons :

$$\begin{aligned} s_{sup}(t) &= +\sqrt{\hbar} \text{Env}_{sup}(t) & \text{lorsque } \chi(t) &= 3\pi/2 + n2\pi & \text{pour } n \in \mathbb{N} \\ s_{inf}(t) &= -\sqrt{\hbar} \text{Env}_{inf}(t) & \text{lorsque } \chi(t) &= \pi/2 + n2\pi & \end{aligned} \quad (215)$$

Pour chacune des enveloppes (notée i), nous notons δEnv_i ses fluctuations. Dans ce cas, la valeur moyenne de l'orbite d'oscillation $\langle s_i \rangle$ et les fluctuations de l'orbite δs_i vérifient :

$$\frac{\delta s_i(t)}{\langle s_i \rangle} = \frac{\delta \text{Env}_i(t)}{\langle |\text{Env}_i| \rangle} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \langle s_i \rangle = \sqrt{\hbar} \langle |\text{Env}_i| \rangle \\ \delta s_i(t) = \sqrt{\hbar} \delta \text{Env}_i(t) \end{cases} \quad (216)$$

En étudiant les fluctuations de l'enveloppe, on étudie les fluctuations d'amplitude du mode gyrotropique lorsque le cœur de vortex est à une position particulière ($\chi(t) = 3\pi/2$ ou $\pi/2$).

Relation avec les fluctuations de puissance

D'après les formules données par l'équation (196), nous pouvons définir deux puissances d'oscillations du cœur relative à chaque enveloppe :

$$\begin{aligned} q_{sup}(t) &= \hbar \text{Pow}_{sup}(t) & \text{lorsque } \chi(t) &= 3\pi/2 + n2\pi & \text{pour } n \in \mathbb{N} \\ q_{inf}(t) &= \hbar \text{Pow}_{inf}(t) & \text{lorsque } \chi(t) &= \pi/2 + n2\pi & \end{aligned} \quad (217)$$

Pour l'enveloppe i , nous notons $\langle \text{Pow}_i \rangle$ la puissance moyenne des fluctuations de Pow_i et σ_{Pow_i} leur écart-type ainsi que $\langle q_i \rangle$ la puissance moyenne des fluctuations de q_i et σ_{q_i} leur écart-type. Dans ce cas, ces grandeurs vérifient :

$$\frac{\sigma_{\text{Pow}_i}}{\langle \text{Pow}_i \rangle} = \frac{\sigma_{q_i}}{\langle q_i \rangle} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \langle q_i \rangle = \hbar \langle \text{Pow}_i \rangle \\ \sigma_{q_i} = \hbar \sigma_{\text{Pow}_i} \end{cases} \quad (218)$$

En étudiant les fluctuations de puissance de l'enveloppe, on étudie les fluctuations de puissance du mode gyrotropique lorsque le cœur de vortex est à une position particulière ($\chi(t) = 3\pi/2$ ou $\pi/2$).

Dans ce chapitre, nous avons présenté les échantillons et les techniques expérimentales qui nous permettront de caractériser les propriétés rf de nos STOs. Nous avons pu différencier les mesures de transport, qui permettent de sonder l'état magnétique de la couche libre, et les mesures rf qui peuvent être séparées en deux types. Les mesures fréquentielles donnent accès au spectre d'émission du signal rf et les mesures temporelles qui donnent accès à la trace temporelle du signal rf. Ces dernières nous seront très utiles pour étudier la cohérence des oscillations entretenues du STO. Notons que dans ce chapitre, nous avons établis la relation existant entre le signal dc mesuré et l'état statique de la couche libre mais aussi entre le signal rf mesuré et les propriétés dynamique du mode gyrotropique.

Partie IV

Propriétés du signal rf caractéristique du vortex

Chapitre 6

Signal rf issu du mode gyrotropique

Dans ce manuscrit nous nous intéressons à la dynamique du mode gyrotropique de vortex. Afin d'établir les conditions d'oscillations entretenues par transfert de spin, nous étudions dans ce chapitre le signal rf issu de jonctions standards de rayon $R = 250$ nm qui présentent une couche libre avec une aimantation vortex. Dans ces jonctions, le SAF joue à la fois le rôle de couche polarisatrice et de couche de référence. Nous vérifions dans un premier temps les conditions expérimentales nécessaires pour l'obtention de signal rf. Puis, dans un deuxième temps, nous décrivons les caractéristiques du signal rf, à savoir, la fréquence de porteuse f_c , la largeur de raie FWHM, l'intensité et la puissance intégrée en fonction du champ perpendiculaire appliqué H_{\perp} et du courant dc²² injecté $I = j\pi R^2$. Nous rappelons que d'après le Chapitre 4, la condition nécessaire à l'obtention d'oscillations entretenues du mode gyrotropique doit être $jpp_z > 0$ où j est la densité de courant, p la polarité du vortex et p_z l'aimantation perpendiculaire du SAF.

Notons que des mesures préalables ont permis de déterminer que la résistance moyenne de ces jonctions est $R_0 \approx 50-60 \Omega$, le taux de TMR de l'ordre de 15-20%, le champ de saturation de l'aimantation du SAF hors du plan $H_s^{saf} = 10.1 \times 10^5$ A.m⁻¹ et l'aimantation à saturation du NiFe $M_s^{NiFe} = 6.45 \times 10^5$ A.m⁻¹ (voir Annexe A).

6.1 Oscillations entretenues : conditions d'obtention

Dans le but de vérifier que les oscillations entretenues sont observées lorsque $jpp_z > 0$, nous décrivons les densités spectrales de puissance (DSPs) expérimentales de la tension V_{rf} en fonction du champ H_{\perp} , du courant I , et de la polarité du vortex p .

6.1.1 Contrôle de la polarité du vortex

La polarité du vortex peut être contrôlée par l'application d'un champ fort perpendiculaire H_{\perp} [146,145]. Les renversements de la polarité du vortex peuvent s'observer grâce aux courbes de résistance en fonction du champ H_{\perp} . En effet, ces retournements se traduisent par de brusques variations de résistance lors d'un balayage avec H_{\perp} . On observe sur la **Fig. 53** un saut de résistance à champ positif lorsque $H_{\perp} : -8$ kOe \rightarrow $+8$ kOe, correspondant au retournement de la polarité $p : -1 \rightarrow +1$ tandis que le balayage inverse présente un saut de résistance à champ négatif traduisant le retournement $p : +1 \rightarrow -1$. Nous définissons alors $H_{rp} (> 0)$, le champ de retournement de la polarité du vortex. Pour les jonctions standards de rayon $R = 150$ nm, $H_{rp} = 4-5$ kOe et pour celles de rayon $R = 250$ nm, $H_{rp} = 2$ kOe. Notons cependant que l'origine de ces sauts de résistance n'est cependant pas claire. Il est possible que le champ de fuite du SAF décale le vortex en fonction de sa polarité.

A ce stade, il est important de souligner que, connaissant H_{rp} , nous sommes capables de contrôler la polarité du vortex. Il suffit d'appliquer un fort H_{\perp} tel que $|H_{\perp}| > H_{rp}$ et dont le sens correspond à la polarité souhaitée. Ceci nous sera utile pour initialiser la configuration du vortex lors des mesures rf.

²² Le courant maximum injecté correspond au courant limite n'endommageant pas la barrière i.e. en dessous de la tension de claquage du MgO ($\sim 350-450$ mV).

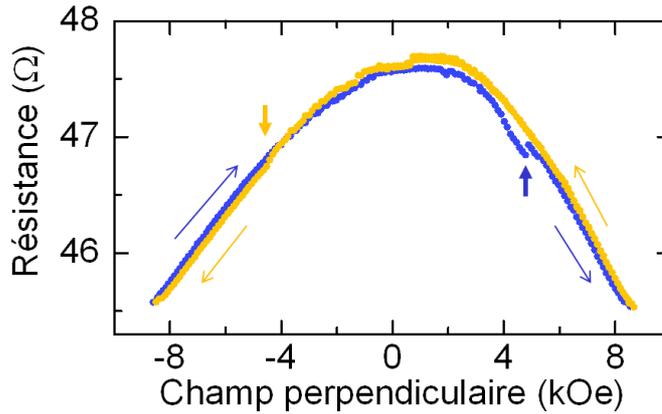


Fig. 53 Résistance en fonction du champ perpendiculaire par balayage depuis les champs négatifs (bleu) et inversement (jaune) pour une jonction standard ($R = 150$ nm) et $I = 4.2$ mA. Le retournement de la polarité du vortex s'effectue à ± 4.2 kOe (flèches verticales).

6.1.2 Rôle du champ perpendiculaire

Lorsque $H_{\perp} = 0$ Oe, la DSP mesurée est de puissance nulle ou thermiquement activée quels que soient la polarité du vortex p et le courant I injecté (courbe orange **Fig. 54 a**). En effet, comme la polarisation en spin effective du courant est proportionnelle à la composante perpendiculaire de la couche polarisatrice $p_z = H_{\perp}/H_s^{saf}$ (voir section 5.1.3.1), la force de transfert de spin est nulle à champ nul. En revanche, lorsque H_{\perp} est suffisamment fort, une DSP de forte intensité et de faible largeur de raie peut être obtenue (voir **Fig. 54 a**). Ce signal correspond à des oscillations entretenues par transfert de spin de l'aimantation.

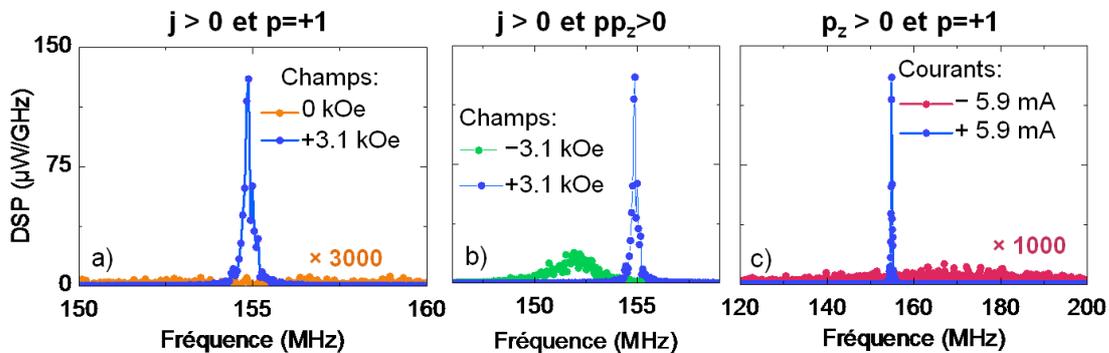


Fig. 54 DSP d'un signal rf issu d'une jonction standard ($R = 250$ nm) pour la polarité du vortex $p = +1$ avec $I = +5.9$ mA et $H_{\perp} = +3.1$ kOe (\bullet) et a) pour $p = +1$ avec $I = +5.9$ mA et $H_{\perp} = 0$ Oe (\circ agrandi 3000 fois), b) pour $p = -1$ avec $I = +5.9$ mA et $H_{\perp} = -3.1$ Oe (\bullet) et c) pour $p = +1$ avec $H_{\perp} = +3.1$ kOe et $I = -5.9$ mA (\bullet agrandi 1000 fois).

6.1.3 Spectre mesuré pour différentes configurations

Nous nous plaçons donc dans des conditions avec un champ magnétique suffisamment fort. Nous pouvons alors établir les conditions dans lesquelles nous pouvons mesurer une DSP de forte intensité et de faible largeur de raie associé aux oscillations d'aimantation entretenues par transfert de spin.

En effet, expérimentalement, nous observons qu'en fonction de la polarité du vortex p , du signe du courant I et du sens du champ perpendiculaire appliqué H_{\perp} , le signal est de puissance quasi-nulle (courbes orange et rose sur **Fig. 54** a, c) ou de forte puissance (courbe bleue sur **Fig. 54**).

Dans le **Tableau 2**, nous récapitulons les conditions pour lesquelles des oscillations entretenues apparaissent. Sachant que le signe de $p_z = H_{\perp}/H_s^{saf}$ est identique au signe de H_{\perp} et que le signe du courant est identique à celui de j , nous pouvons conclure que les oscillations entretenues du vortex existent lorsque $jpp_z > 0$, ce qui est compatible avec les conclusions de la section 4.2.1 et les prédictions théoriques et expérimentales précédemment établies [55,64].

Tableau 2 Récapitulatif des mesures de DSP effectuées sur des jonctions standards en fonction du signe du courant I , du champ appliqué H_{\perp} et de la polarité du vortex p . Les cas pour lesquels les oscillations sont entretenues (forte puissance, faible largeur de raie) sont indiqués par « Osc. ». Les croix indiquent une puissance mesurée quasi-nulle. Les conditions qui nécessitent $|H_{\perp}| < H_{r,p}$ sont précisées par le signe *. Pour $I < 0$, notons que seuls les échantillons de faible rayon $R = 85$ nm (avec $L = 15$ nm), vérifiant à la fois $|H_{\perp}| < H_{r,p}$ avec un champ suffisant au transfert de spin, ont permis d'obtenir des oscillations entretenues [55].

$I > 0$	$H_{\perp} < 0$	$H_{\perp} > 0$	$I < 0$	$H_{\perp} < 0$	$H_{\perp} > 0$
$p = -1.$	Osc.	\times^*	$p = -1.$	\times	Osc. *
$p = +1$	\times^*	Osc.	$p = +1$	Osc. *	\times

6.2 Description des propriétés du signal rf

Un signal oscillant peut être décrit par sa fréquence de porteuse f_c , sa largeur de raie (FWHM), son intensité et sa puissance intégrée. L'analyse présentée à la section 5.3.2 nous permet d'extraire ces quatre grandeurs à partir de la DSP. On discute donc dans ce chapitre le comportement de ces grandeurs en fonction du champ perpendiculaire H_{\perp} et du courant I lorsque $jpp_z > 0$.

6.2.1 Modes dynamiques du vortex excités par transfert de spin

Grâce aux cartographies de DSP en fonction du champ H_{\perp} , nous pouvons visualiser le mode gyrotropique entretenu du vortex, caractérisé par une intensité élevée et par une fréquence évoluant linéairement avec H_{\perp} [145]. Pour différents courants I , ce mode entretenu est indiqué par ① sur la **Fig. 55**. Il n'apparaît que lorsque $|H_{\perp}|$ est supérieur à un certain seuil, noté H_{crit} . En effet, dans ce cas, la force de transfert de spin, proportionnelle à p_z , est suffisamment grande pour compenser la force d'amortissement.

De plus, le mode gyrotropique n'existe que pour des champs inférieurs à un second seuil, noté H_{out} . En effet, pour $H_{\perp} = \pm H_{out}$ (ligne blanche sur la **Fig. 55**), la discontinuité de la fréquence indique une modification du mode excité, voire un changement de mode. Pour $|H_{\perp}| > H_{out}$, il n'est plus possible de considérer le mode excité comme identique à celui du mode gyrotropique de vortex. Ce mode est noté ② sur la **Fig. 55**.

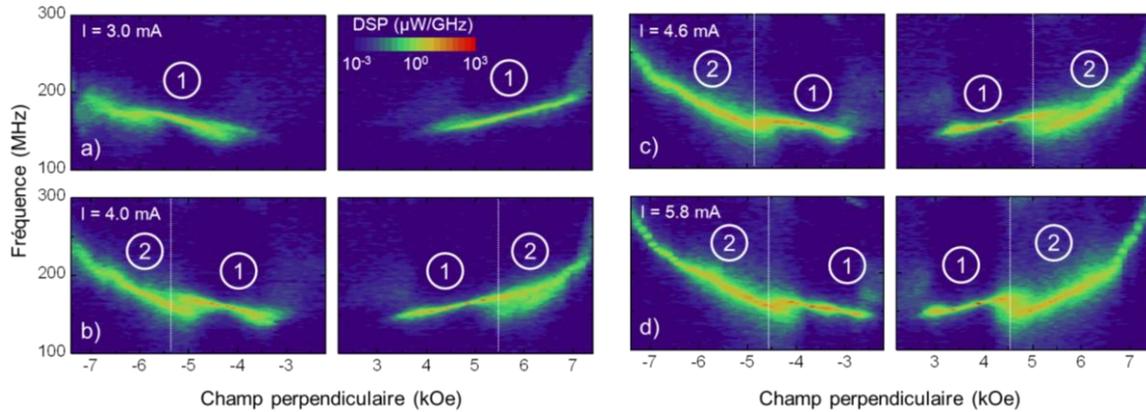


Fig. 55 Cartographies de la DSP en fonction du champ H_{\perp} pour différents courants I a) 3.0 mA, b) 4.0 mA, c) 4.6 mA et d) 5.8 mA obtenues pour une jonction standard de rayon $R = 250$ nm. Le mode gyrotropique de vortex est noté ① et le mode C-state dynamique est noté ②.

Ce changement de dynamique a récemment pu être confirmé grâce aux résultats de simulations micromagnétiques, menées en collaboration avec A. Belanovsky du groupe de K.A. Zvezdin du A.M. Prokhorov General Physics Institute de Moscou. Les résultats préliminaires de cette étude permettent de reproduire les résultats expérimentaux (voir **Fig. 56 a**). Ils indiquent qu'au-delà de H_{out} , la dynamique d'aimantation correspond à celle d'un C-state dynamique [177], représenté sur la **Fig. 56 b**, qui sort du cadre du modèle développé dans cette thèse. Pour la suite de l'étude, il conviendra donc de faire la distinction entre ces deux modes lorsque cela est nécessaire. Ce sera le cas au Chapitre 10 pour l'étude du bruit affectant la dynamique du mode gyrotropique, et au Chapitre 13 pour l'étude des propriétés de synchronisation du vortex.

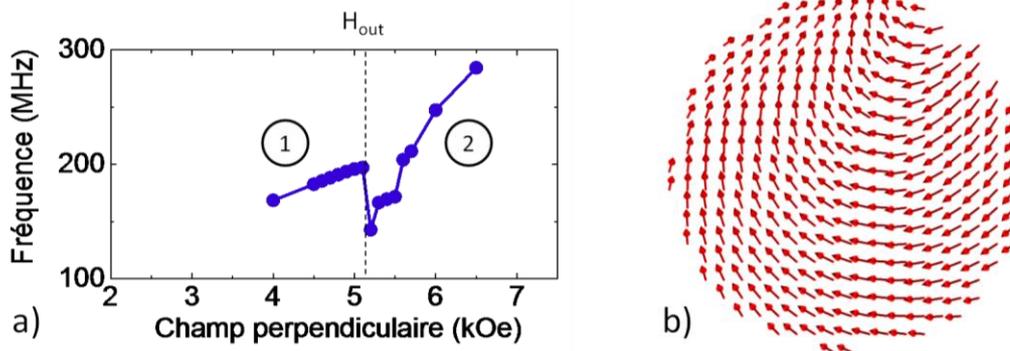


Fig. 56 a) Fréquence en fonction du champ H_{\perp} obtenue à partir de simulations micromagnétiques réalisées pour $R = 250$ nm, $M_s^{NiFe} = 6.5$ A/m, $H_s^{saf} = 10.1$ A/m, $\alpha = 0.01$, $P_{spin} = 0.26$ et pour un courant $I = 4$ mA. Le mode gyrotropique de vortex est noté ① et le mode C-state dynamique est noté ②. **b)** Distribution d'aimantation lorsque $|H| > H_{out}$.

6.2.2 Largeur de raie et puissance caractéristiques

La fréquence, la largeur de raie, l'intensité et la puissance intégrée sont extraites à partir des DSPs. La **Fig. 57** donne leur évolution en fonction du champ H_{\perp} . A faible champ ($|H_{\perp}| < H_{crit}$), le signal mesuré provient de la résonance FMR du mode gyrotropique, thermiquement activé. Il correspond à une largeur de raie élevée (~ 10 - 100 MHz pour $R = 250$ nm) et à une puissance intégrée quasi-nulle (< 1 nW). Puis, lorsque le mode gyrotropique est excité ($H_{crit} < |H_{\perp}| < H_{out}$), l'intensité augmente, la largeur de raie diminue fortement (~ 0.1 - 1 MHz pour $R = 250$ nm)

et la puissance augmente ($\sim 10\text{-}100$ nW pour $R = 250$ nm). Enfin, lorsque la dynamique d'aimantation passe au mode C-state dynamique ($|H_{\perp}| > H_{out}$), la largeur de raie augmente à nouveau ($\sim 1\text{-}10$ MHz pour $R = 250$ nm), l'intensité chute mais la puissance intégrée reste élevée (de l'ordre du nW). On voit notamment que, plus le champ augmente, plus la puissance tend à s'annuler (pour $|H_{\perp}| \sim 7$ kOe). En effet, le champ sature l'aimantation du NiFe hors du plan et s'accompagne de la perte du vortex.

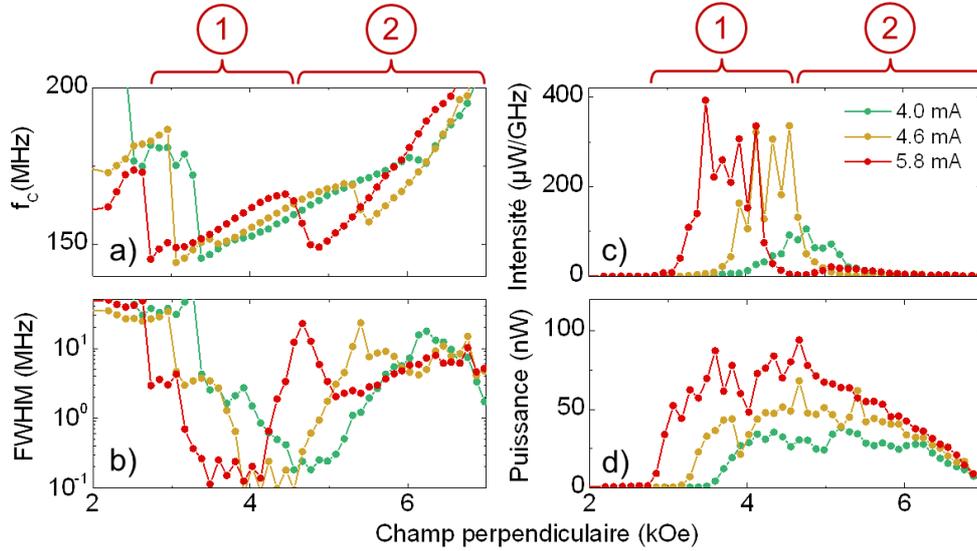


Fig. 57 Evolution de a) la fréquence de porteuse f_c , b) la largeur de raie FWHM, c) l'intensité et d) la puissance intégrée en fonction du champ H_{\perp} , pour différents courants I . Le mode gyrotropique de vortex est noté ① et le mode C-state dynamique est noté ②. Mesures effectuées sur une jonction standard de rayon $R = 250$ nm.

Le passage du mode gyrotropique au C-state dynamique s'observe aussi clairement au travers de l'évolution de la fréquence f_c avec le champ H_{\perp} . La **Fig. 58** donne la dépendance de $|df_c/dH_{\perp}|$ en fonction de H_{\perp} . En négligeant la contribution du confinement d'Oersted et des non-linéarités, nous savons que la fréquence du mode gyrotropique vaut $f_c \approx \omega_{c0,ms}(0)(1 + p H_{\perp}/H_s)/2\pi$. La pente caractéristique de $f_c(H_{\perp})$ est donc constante, égale à $\omega_{c0,ms}(0)/2\pi H_s \approx 10$ MHz/kOe (pour $R = 250$ nm avec $H_s \approx M_s^{NiFe} = 6.45 \times 10^5$ A.m $^{-1}$). Expérimentalement, nous obtenons $|df_c/dH_{\perp}| \approx 12$ MHz/kOe dans la région ①, ce qui confirme l'existence du mode gyrotropique. En revanche, dans la région ②, $|df_c/dH_{\perp}|$ n'est pas constante et augmente avec $|H_{\perp}|$, ce qui confirme une modification de la dynamique d'aimantation.

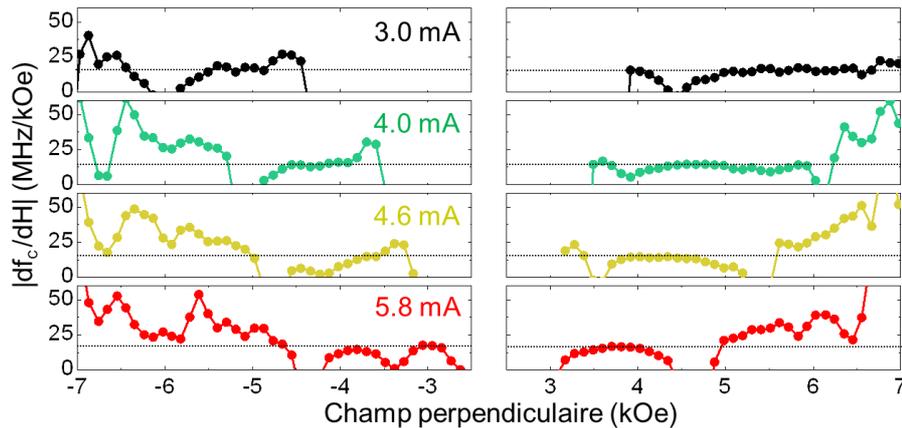


Fig. 58 Evolution de $|df_c/dH_\perp|$ en fonction du champ H_\perp pour différents courants. La ligne pointillée correspond à 12 MHz/kOe. Jonction standard de rayon $R = 250$ nm.

6.2.3 Champ critique et courant critique

Le champ critique aux oscillations entretenues H_{crit} et le champ d'apparition du mode C-state dynamique H_{out} dépendent du courant I . Les champs H_\perp et courants I , pour lesquels le mode gyrotropique est entretenu, apparaissent clairement grâce aux cartographies de la fréquence f_c , de la largeur de raie FWHM, de l'intensité et de la puissance intégrée en fonction de H_\perp et de I .

Comme montré sur la Fig. 59, la région ①, associée à une largeur de raie faible et une intensité forte, correspond au mode gyrotropique entretenu par transfert de spin. A champ fixe, nous pouvons alors définir I_{crit} , le courant critique aux oscillations entretenues (ligne solide) et I_{out} , le courant seuil d'apparition du mode C-state dynamique (ligne pointillée). Le mode gyrotropique entretenu n'existe alors que pour $I_{crit} < |I| < I_{out}$.

Pour les jonctions de rayon $R = 150$ nm, les résultats obtenus sont qualitativement identiques. Néanmoins, en présence de champ H_\perp , la taille du cœur devient importante devant R , tout comme les déformations aux bords du disque de l'aimantation perpendiculaire [132,144]. Par conséquent, la dynamique d'aimantation avec H_\perp est plus complexe que celle décrite par le modèle de Thiele.

Il est important de souligner que malgré la tendance générale de symétrie en champ (lorsque $jpp_z > 0$), on observe des asymétries dans les caractéristiques du mode gyrotropique. Pour un signe du champ ($H_\perp > 0$ sur la Fig. 59 b), la largeur de raie présente un unique minimum local, mais présente deux minima locaux pour l'autre signe de champ ($H_\perp < 0$ sur la Fig. 59 b). Ces deux minima de largeur de raie correspondent à deux maxima locaux d'intensité ($H_\perp < 0$ sur la Fig. 59 c) et s'accompagnent d'une légère modification de la fréquence f_c (voir Fig. 58 à $H_\perp = -3.4$ kOe et $I = 5.8$ mA). Cette modification de la dynamique du mode gyrotropique n'apparaît qu'à fort champ H_\perp et fort courant I . Ce comportement, qui reste à reproduire lors de simulations micromagnétiques, semble pourtant déterminant pour la compréhension de la dynamique de vortex en présence de bruit (voir Chapitre 10).

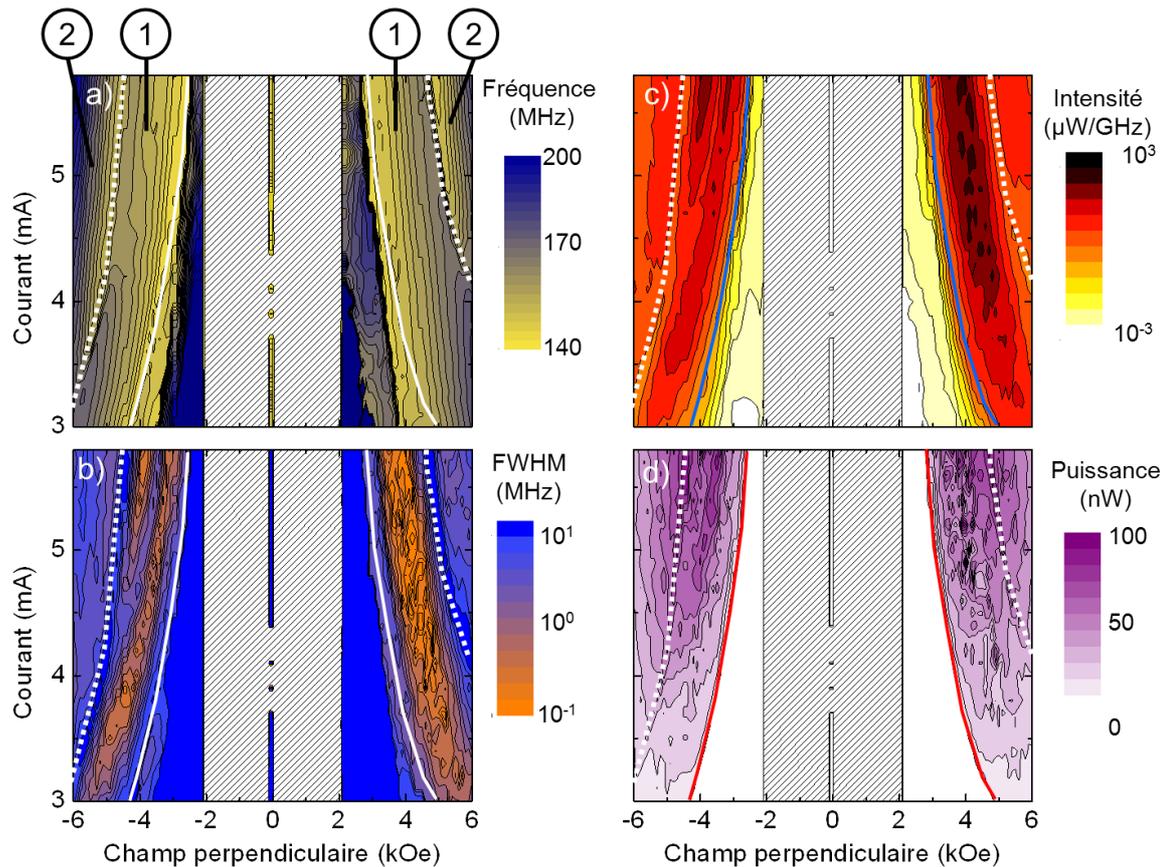


Fig. 59 Cartographies de a) la fréquence f_c , b) la largeur de raie FWHM, c) l'intensité du pic et d) la puissance intégrée en fonction du champ H_{\perp} et du courant I pour une jonction standard ($R = 250$ nm). La ligne solide correspond à I_{crit} et la ligne pointillée à I_{out} . Le mode gyrotropique entretenu est indiqué par ① et le mode C-state dynamique par ② (la région hachurée n'a pas été mesurée).

Les mesures fréquentielles effectuées sur les jonctions standards confirment que le mode gyrotropique entretenu ne peut être excité par transfert de spin que lorsque la condition $jpp_z > 0$ est vérifiée. Pour ces jonctions, il est donc obligatoire d'appliquer un champ perpendiculaire afin de générer une polarisation en spin du courant, proportionnelle à p_z , non-nulle. L'injection d'un courant dc et l'application d'un champ perpendiculaire, chacun d'amplitude suffisamment importante, permettent alors d'exciter le mode gyrotropique entretenu qui correspond à une forte puissance (10-100 nW) et de faible largeur de raie (~100 kHz). En revanche, au-delà d'un certain seuil, la dynamique d'aimantation fait apparaître un nouveau mode analogue à un mode C-state dynamique. Dans ce cas, les propriétés rf sont modifiées : la largeur de raie augmente (1-10 MHz) mais la puissance demeure élevée (1-10 nW).

Chapitre 7

Optimisation des conditions d'oscillations et jonctions hybrides

Dans ce chapitre, nous étudions les caractéristiques du signal rf issu de jonctions hybrides qui ont été présentées en détail dans la section 5.1.2. Ces jonctions ont été conçues pour émettre un signal rf, associé au mode gyrotropique entretenu, en absence de champ magnétique. Ceci est assuré par un découplage entre la couche polarisatrice et la couche de référence. Toutes les mesures présentées dans ce chapitre sont réalisées à température ambiante.

Pour ces jonctions, des mesures préalables ont permis de déterminer le taux de TMR $\approx 60-70\%$ pour une résistance qui dépend du rayon avec typiquement $R_0 \approx 100 \Omega$ pour $R = 138 \text{ nm}$ et $R_0 \approx 400 \Omega$ pour $R = 53 \text{ nm}$ (voir Annexe A).

7.1 Forte émission rf à champ nul

Les jonctions hybrides sont constituées de trois couches magnétiques. La couche libre est composée de NiFe. Le PSP sert de couche polarisatrice à aimantation perpendiculaire et a pour fonction de polariser en spin le courant. Enfin le SAF est la couche de référence à aimantation planaire et sert pour la détection et l'émission de puissance rf. Nous devons donc être capables de contrôler l'état magnétique de chacune des couches pour contrôler le signal rf émis.

7.1.1 Préparation de la configuration magnétique du nano-pilier

Les jonctions hybrides sont préparées selon les trois étapes suivantes : (1) injection du courant de mesure, (2) application d'un fort champ magnétique perpendiculaire H_{\perp} ($\sim 8 \text{ kOe}$) (3) annulation progressive du champ et maintien du courant et (4) annulation du courant. Cette manipulation permet d'imposer à la fois que la polarité du vortex p et celle du PSP, notée p_z^{PSP} , vérifient $pp_z^{PSP} > 0$, et que la chiralité du vortex C soit identique à celle du champ d'Oersted associé au courant.

7.1.2 Oscillations entretenues à champ nul

Lorsque $H_{\perp} = 0 \text{ Oe}$ et lorsqu'un courant I positif et suffisamment fort est injecté ($|I| > I_{crit}$ et $jpp_z^{PSP} > 0$), la DSP mesurée correspond à une puissance intégrée forte ($\sim 0.1 \mu\text{W}$) et une largeur de raie entre 10^2-10^3 kHz , comme montré sur la **Fig. 60**. Ce spectre traduit les oscillations entretenues du mode gyrotropique, induites par transfert de spin à champ nul. Ceci confirme la nécessité d'avoir une polarisation en spin perpendiculaire pour générer des oscillations entretenues du mode gyrotropique [64].

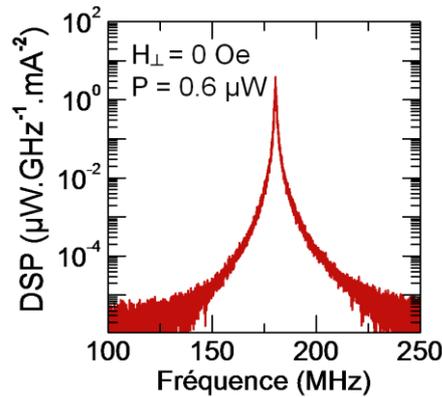


Fig. 60 Densité spectrale de puissance obtenue à champ magnétique nul, correspondant à une puissance de $0.6 \mu\text{W}$ pour une jonction hybride ($R = 330 \text{ nm}$) avec $I = 15 \text{ mA}$ à température ambiante.

7.1.3 Influence du champ magnétique sur le signal rf

On observe que le signal rf est modifié lors de l'application d'un champ magnétique perpendiculaire H_{\perp} . La Fig. 61 donne l'évolution de la DSP en fonction de la fréquence et du champ.

Pour des valeurs de H_{\perp} proches de 0 Oe (compris entre -210 et $+120$ Oe), le spectre se compose d'un unique pic similaire à celui observé pour $H_{\perp} = 0$ Oe (cf. Fig. 61 a) La fréquence de ce pic évolue linéairement avec H_{\perp} , comme attendu pour le mode gyrotropique [145]. Dans cette région, la puissance est quasiment constante, proche de sa valeur maximale atteinte lorsque $H_{\perp} = 0$ ($0.6 \mu\text{W}$). La largeur de raie est de l'ordre de la centaine de kHz ($<685 \text{ kHz}$). Remarquons que le minimum de largeur de raie (105 kHz) n'est pas obtenu à champ nul mais lorsque $H_{\perp} = -210$ Oe.

A forts champs négatifs ($H_{\perp} < -210$ Oe), plusieurs pics apparaissent, chacun de faible puissance ($\sim 10 \text{ nW}$) et de grande largeur de raie ($1-10 \text{ MHz}$). A forts champs positifs ($H_{\perp} > +120$ Oe), aucune puissance n'est mesurée par absence d'oscillations.

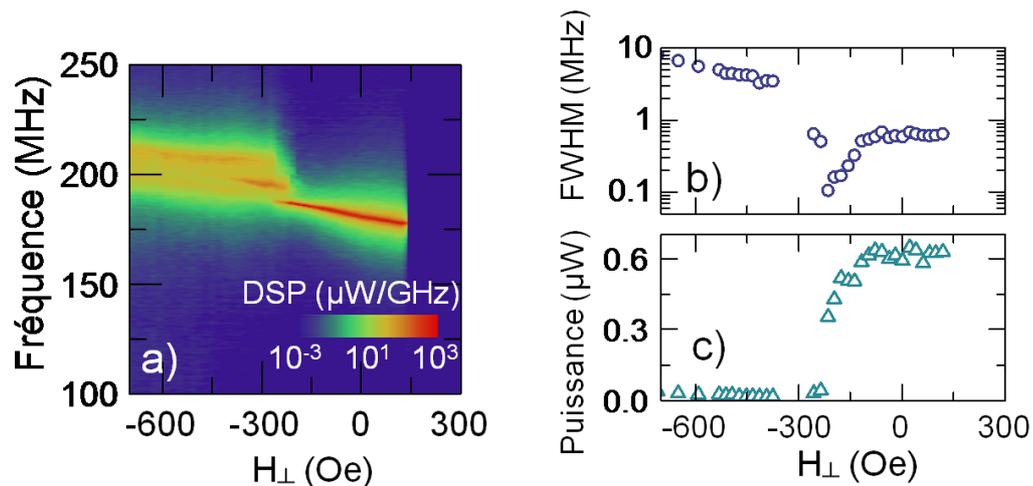


Fig. 61 a) Evolution de la densité spectrale de puissance, b) de la largeur de raie et c) de la puissance intégrée en fonction du champ H_{\perp} . Le balayage est effectué depuis les champs négatifs. Mesures effectuées pour une jonction hybride ($R = 330$ nm) avec un courant $I = 15$ mA à température ambiante.

7.2 Analyse du comportement en champ

Pour ces jonctions hybrides, lorsqu'un champ magnétique perpendiculaire est appliqué, l'une des difficultés est de connaître le rôle de chacune des couches magnétiques dans les différents régimes dynamiques observés.

7.2.1 Configurations magnétiques accessibles

Pour cela, nous avons réalisé des mesures de transport à faible courant ($I = 0.1$ mA) en fonction du champ H_{\perp} qui nous permettent de connaître l'état magnétique statique de la jonction en absence de transfert de spin.

Nous savons, d'après la section 5.1.3.1 que l'expression de la résistance moyenne R_0 en fonction de l'aimantation moyenne du NiFe, notée $\langle \bar{\mathbf{m}}_{\text{NiFe}} \rangle$, et celle du SAF, notée \mathbf{m}_{saf} est donnée par :

$$R_0 = \frac{2}{2G_P - G_{AP} TMR (1 - \mathbf{m}_{\text{saf}} \cdot \langle \bar{\mathbf{m}}_{\text{NiFe}} \rangle)} \quad (219)$$

On représente sur la **Fig. 62** la jonction hybride ainsi que l'évolution de $R_0(H_{\perp})$. Lorsque $H_{\perp} = -8$ kOe, l'aimantation du SAF et l'aimantation moyenne de la couche libre pointent dans la même direction, imposée par H_{\perp} . Cette configuration correspond à une valeur de R_0 faible, proche de $1/G_P$, car $\langle \bar{\mathbf{m}}_{\text{NiFe}} \rangle \cdot \mathbf{m}_{\text{saf}}$ tend vers 1. En balayant le champ $H_{\perp} : -8 \rightarrow 0$ kOe (courbe bleue), R_0 augmente car l'aimantation moyenne du vortex tend vers zéro $\langle \bar{\mathbf{m}}_{\text{NiFe}} \rangle \rightarrow \mathbf{0}$ et la résistance vaut $R_0 = 2/(G_P + G_{AP}) > 1/G_P$. En balayant le champ $H_{\perp} : 0 \rightarrow +7$ kOe (courbe bleue), on enregistre un premier saut abrupt de résistance ($H_{\perp} = 700$ Oe), lié au retournement de l'aimantation du PSP, puis un autre ($H_{\perp} = 4$ kOe) lié au retournement de la polarité du cœur de vortex. Nous notons $H_{r\text{Coeur}}$ le champ de retournement de la polarité du cœur et $H_{r\text{PSP}}$ celui de l'aimantation du PSP (cf. Tableau 3 pour un récapitulatif avec les différentes tailles de jonctions hybrides). Les sauts de résistance sont vraisemblablement dus à l'interaction dipolaire entre l'aimantation du PSP et la polarité du cœur, ce qui implique un déplacement du cœur de vortex lorsque l'un des deux se retourne. Les faibles variations de la résistance que nous pouvons observer autour de 0 Oe peuvent s'expliquer par l'interaction du champ de fuite du SAF avec l'aimantation du vortex.

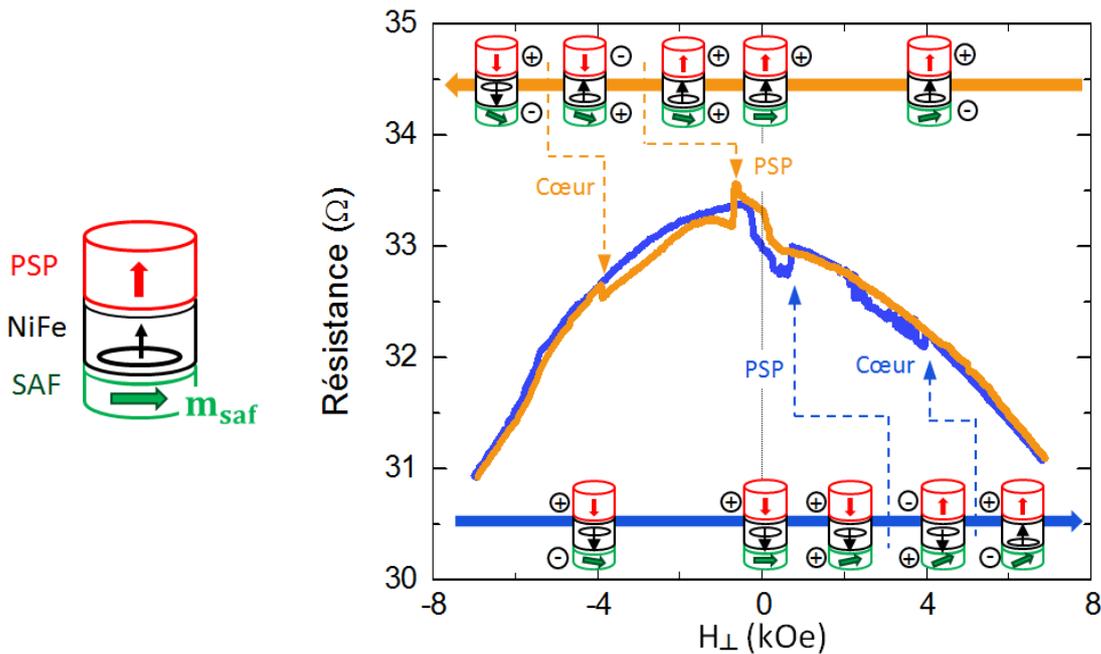


Fig. 62 (gauche) Schématisation de la jonction hybride et (droite) résistance R_0 mesurée en fonction du champ H_{\perp} pour un balayage depuis les champs négatifs (courbe bleue) et depuis les champs positifs (courbe orange). Une schématisation de l'aimantation du SAF (vert), du NiFe (noir) et du PSP (rouge) pour les différents champs est représentée. Le symbole \oplus indique une configuration de la couche considérée où le transfert de spin s'oppose à l'amortissement et le symbole \ominus indique une configuration où le transfert de spin amplifie l'amortissement. Mesuré pour un rayon $R = 330$ nm et pour un courant $I = 0.1$ mA.

Tableau 3 Récapitulatif des champs de retournement de l'aimantation du PSP, H_{rPSP} , et de la polarité du cœur, H_{rCoeur} , pour des jonctions hybrides de différents rayons.

R (nm)	H_{rPSP} (kOe)	H_{rCoeur} (kOe)
88	0.5	2 - 3
113	1	3
138	1.5	3
330	1.5	4

7.2.2 Action conjointe du PSP et du SAF sur la dynamique d'aimantation

Nous utilisons le formalisme de l'auto-oscillateur appliqué au vortex et établi au Chapitre 4, pour décrire l'effet du SAF et du PSP sur la dynamique du mode gyrotropique. Nous rappelons, qu'afin d'obtenir des oscillations entretenues du mode gyrotropique, il faut que la force de transfert de spin contrebalance la force d'amortissement, c'est-à-dire que $\Gamma_+(q_0) = \Gamma_-(q_0)$ où Γ_+ est le taux d'amortissement positif (lié à l'amortissement naturel), Γ_- le taux d'amortissement négatif (lié au transfert de spin) et q_0 la puissance des oscillations.

7.2.2.1 Rappel : cas d'une couche polarisatrice unique

Dans le Chapitre 4, nous avons considéré la dynamique d'aimantation dans le cas où une seule couche ferromagnétique sert de couche polarisatrice. La condition pour obtenir des oscillations entretenues est alors $\Gamma_+(q_0) = \Gamma_-(q_0)$, équivalente à :

$$D \frac{\kappa}{G} [1 + (\zeta + \xi)q_0] = f_{stt}^{pol} j^{l \rightarrow pol} p p_z^{pol} \quad (220)$$

avec q_0 la puissance des oscillations, $j^{l \rightarrow pol}$ la densité de courant définie positive pour des électrons allant de la couche libre à la couche polarisatrice en spin : $l \rightarrow pol$, p_z^{pol} la composante perpendiculaire de l'aimantation de la couche polarisatrice, p la polarité du vortex, f_{stt}^{pol} l'efficacité du transfert de spin relative à la couche polarisatrice, G la norme du gyrovecteur, D le coefficient de la force d'amortissement linéaire et ξ son taux de non-linéarité, κ le confinement linéaire et ζ son taux de non-linéarité. Par conséquent, le mode gyrotropique entretenu ($q_0 > 0$) vérifie :

$$f_{stt}^p j^{l \rightarrow pol} p p_z^p > \frac{D\kappa}{G} \quad (221)$$

La condition nécessaire aux oscillations entretenues est $j^{l \rightarrow pol} p p_z^p > 0$ pour laquelle, le transfert de spin est équivalent à un anti-amortissement. Dans le cas contraire, si $j^{l \rightarrow pol} p p_z^p < 0$, le transfert de spin amplifie l'effet de l'amortissement naturel et est équivalent à un extra-amortissement. Pour les jonctions hybrides, cette modélisation devient plus complexe.

7.2.2.2 Jonction hybride et l'action conjointe de deux couches polarisatrices

Dans une jonction hybride, en présence de champ magnétique, l'aimantation du SAF acquiert une composante perpendiculaire, notée p_z^{SAF} , et génère donc un couple de transfert de spin non nul sur la dynamique du vortex. Par conséquent, à la fois le SAF et le PSP, d'aimantation normalisée p_z^{PSP} , jouent le rôle de couche polarisatrice. La dynamique d'aimantation résulte donc de l'action conjointe des courants de spin issus de chacune des deux couches.

Nous supposons que les polarisations en spin issue du PSP et du SAF sont indépendantes (car l'épaisseur séparant le PSP du SAF est supérieure à longueur de diffusion de spin qui vaut environ 5 nm dans le NiFe). Sous cette hypothèse, la jonction hybride peut être vue comme la combinaison de deux STOs traversés par un unique courant décrit par sa densité de courant j , où j est défini positif pour des électrons allant du SAF vers le PSP (**Fig. 63**). Considérons indépendamment la vanne de spin (avec le PSP) et la jonction tunnel magnétique (avec le SAF) qui composent la jonction hybride. Pour la vanne de spin, la condition nécessaire aux oscillations entretenues correspond à $j^{l \rightarrow PSP} p p_z^{PSP} > 0$ avec $j^{l \rightarrow PSP}$ positif lorsque les électrons vont de la couche libre à la couche polarisatrice i.e. le PSP. Pour la jonction tunnel magnétique, elle correspond à $j^{l \rightarrow SAF} p p_z^{SAF} > 0$ avec le SAF comme couche polarisatrice. Or d'après notre convention, nous avons $j^{l \rightarrow PSP} = j$ et $j^{l \rightarrow SAF} = -j$. Par conséquent, la force de transfert de spin issue du PSP s'oppose à la force d'amortissement lorsque $j p p_z^{PSP} > 0$ tandis que celle issue du PSP s'oppose à l'amortissement lorsque $j p p_z^{SAF} < 0$.

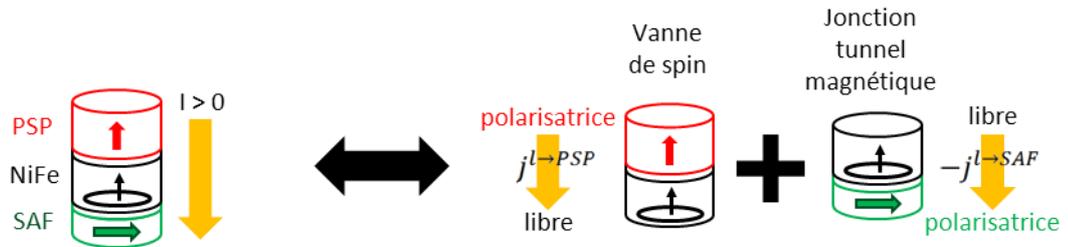


Fig. 63 Illustration de la jonction hybride comme la superposition d'une vanne de spin et d'une jonction tunnel magnétique.

Pour comprendre l'action du transfert de spin relativement à chaque couche polarisatrice, il est alors utile de connaître la polarité du vortex p , l'aimantation du PSP p_z^{PSP} et la composante perpendiculaire de l'aimantation du SAF p_z^{SAF} en fonction de H_{\perp} . Selon les configurations magnétiques, soit la force de transfert de spin s'oppose à la force d'amortissement et favorise les oscillations entretenues, soit elle l'amplifie et favorise l'amortissement des oscillations. Sur la **Fig. 62**, nous avons représenté la configuration magnétique de chacune des couches pour les différents champs H_{\perp} et indiqué, pour la vanne de spin et la jonction tunnel magnétique, les configurations favorables aux oscillations entretenues par \oplus et les configurations favorables à l'amortissement des oscillations par \ominus .

Revenons alors aux mesures rf présentées sur la Fig. 61, pour lesquelles le champ H_{\perp} est balayé depuis les valeurs négatives, et considérons la configuration magnétique des différentes couches, telles qu'illustrée sur la **Fig. 62** pour un balayage identique (flèche bleue). Pour $H_{\perp} : -600 \rightarrow -210$ Oe, plusieurs modes de résonance FMR existent (Fig. 61 a). Cette région correspond à la configuration magnétique pour laquelle la force de transfert de spin issue du SAF amplifie la force d'amortissement tandis que celle issue du PSP s'y oppose. Par conséquent, dans cette région, l'effet du SAF l'emporte et les oscillations sont amorties.

En balayant le champ H_{\perp} vers 0 Oe, la composante perpendiculaire p_z^{SAF} (qui est proportionnelle à H_{\perp}) diminue et s'annule lorsque $H_{\perp} = 0$ Oe. Par conséquent, la force de transfert de spin associée, qui a pour effet d'amplifier l'amortissement, diminue aussi. En revanche, celle issue du PSP et opposée à la force d'amortissement reste inchangée. Ainsi au-delà d'un certain champ ($H_{\perp} = -210$ Oe), l'excitation du mode gyrotropique est induite par le transfert de spin et la force de transfert de spin issue du PSP l'emporte.

En balayant H_{\perp} de 0 Oe vers les champs positifs, les forces de transfert de spin issues du PSP et du SAF s'opposent toutes les deux à l'amortissement, ayant pour conséquence d'augmenter le rayon d'oscillations du cœur et donc la puissance émise (Fig. 61 c). Mais ceci n'est valable que tant que l'aimantation du PSP vaut $p_z^{PSP} = -1$.

Lorsque l'aimantation du PSP se renverse ($H_{\perp} = 150$ Oe), la force de transfert de spin issue du PSP change de signe et amplifie l'amortissement. En revanche, la force de transfert de spin issue du SAF reste opposée à la force d'amortissement mais son amplitude est trop faible pour compenser l'effet du PSP ($p_z^{SAF} \propto H_{\perp} < 300$ Oe). En conséquence, les oscillations du vortex sont entièrement amorties et plus aucun signal rf ne peut être mesuré.

7.2.2.3 Estimation de la polarisation en spin

En supposant que les forces de transfert de spin issues du PSP et du SAF s'ajoutent, la condition nécessaire aux oscillations entretenues, donnée par (221) pour un STO classique, devient pour la jonction hybride :

$$jp(f_{stt}^{PSP} p_z^{PSP} - f_{stt}^{SAF} p_z^{SAF}) > \frac{D\kappa}{G} \quad (222)$$

avec p_z^{PSP} la composante perpendiculaire de l'aimantation du PSP, $f_{stt}^{PSP} = \pi\hbar P^{PSP}/2|e|$ le coefficient de la force de transfert de spin relative au PSP, p_z^{SAF} la composante perpendiculaire de l'aimantation du SAF) et $f_{stt}^{SAF} = \pi\hbar P^{SAF}/2|e|$ le coefficient de la force de transfert de spin relatif au SAF. Ces termes sont des fonctions du champ perpendiculaire H_{\perp} et de la densité de courant dc injecté j (voir à la section 3.2.2). Notons que l'aimantation normalisée du PSP vaut $p_z^{PSP} = \pm 1$ et que celle du SAF vaut $p_z^{SAF} = H_{\perp}/H_s^{SAF}$ où H_s^{SAF} est le champ de saturation hors du plan de l'aimantation du SAF.

Nous avons résolu l'équation (222) pour trouver les valeurs de champ H_{\perp} et courant I pour lesquelles les oscillations entretenues peuvent exister. Dans une situation identique à notre expérience (Fig. 61 c) i.e. $p_z^{PSP} = p = -1$ avec la polarisation en spin associée au SAF $P^{SAF} = 0.26$ et différentes valeurs de celle associée au PSP, la région pour laquelle le mode gyrotropique est excité correspond aux régions colorées de la **Fig. 64** pour différentes valeurs de P^{PSP} . Nous avons vu dans le Chapitre 1 que déterminer la polarisation en spin dans une vanne de spin est complexe et nécessite de prendre en compte la structure totale pour définir les profils d'accumulation de spin. Un autre moyen d'estimer la polarisation est alors fourni par nos résultats expérimentaux. En effet, pour $I = 15$ mA, les oscillations entretenues apparaissent lorsque $H_{\perp} = -210$ Oe. La **Fig. 64** nous permet donc d'estimer P^{PSP}/P^{SAF} pour que ce champ corresponde bien à celui pour lequel la force de transfert de spin issue du PSP s'oppose à celle issue du SAF et à la force d'amortissement. Nous avons alors $P^{PSP} \approx 0.7 P^{SAF}$.

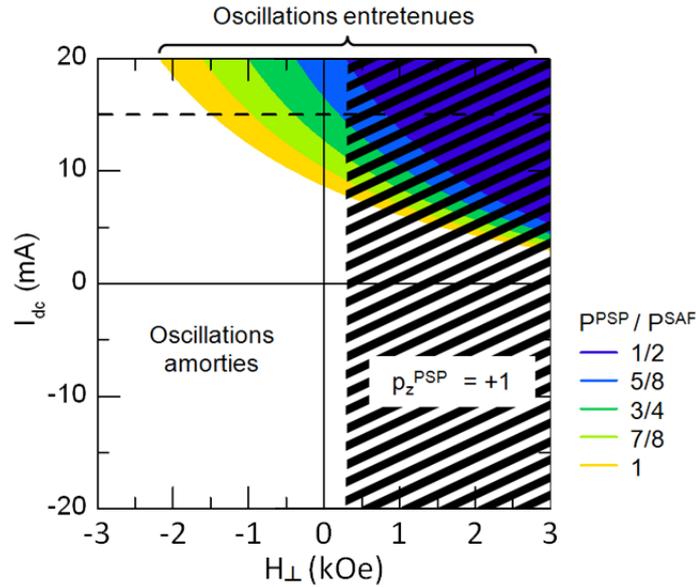


Fig. 64 Zone d'existence des oscillation entretenues (régions colorées) vérifiant la condition (222) en fonction du courant dc injecté et du champ perpendiculaire appliqué lorsque $p_z^{PSP} = p = -1$, $P^{SAF} = 0.26$ et différents ratio de P^{PSP}/P^{SAF} . Les oscillations sont amorties dans la zone blanche. La zone hachurée correspond à la région où la polarité du vortex s'est retournée et vaut $p = +1$. La ligne pointillée correspond à $I = 15$ mA, courant de la mesure sur la **Fig. 61**.

7.3 Emission rf à courant négatif

Jusqu'ici, nous avons considéré les oscillations entretenues lorsque $I > 0$ pour les jonctions hybrides de grand rayon $R = 330$ nm. Or, d'après l'équation (222), le mode gyrotropique peut aussi être excité par transfert de spin pour un courant négatif $I < 0$.

7.3.1 Caractéristique à champ nul

A champ nul, lorsque $I < 0$ et $pp_z^{PSP} = -1$, la force de transfert de spin issue du SAF est nulle tandis que celle issue du PSP compense la force d'amortissement (car $jpp_z^{PSP} > 0$). Le fait de mesurer une puissance élevée (~ 10 nW) et une largeur de raie faible (~ 1 MHz) montre que le mode gyrotropique est entretenu (courbes bleue et rouge sur la **Fig. 65**). En revanche, lorsque $pp_z^{PSP} = +1$, les oscillations sont thermiquement activées (puissance quasi-nulle et FWHM ~ 100 MHz, voir courbes jaune et verte sur la **Fig. 65**).

Remarquons que la fréquence du mode gyrotropique (résonant ou entretenu) dépend de l'orientation relative du cœur de vortex par rapport à celle de l'aimantation du PSP. En effet, lorsque $pp_z^{PSP} = -1$, $f_c \approx 600$ MHz tandis que lorsque $pp_z^{PSP} = +1$, $f_c \approx 850$ MHz (cf. **Fig. 66**). Cet écart de 250 MHz peut s'expliquer par le champ de fuite du PSP : lorsque $pp_z^{PSP} = -1$, le PSP génère un champ magnétique sur le vortex dont l'orientation est opposée à la polarité du cœur. Lorsque $pp_z^{PSP} = +1$, ce champ a une orientation identique à celle du cœur. Par conséquent, la fréquence de la configuration $pp_z^{PSP} = -1$ est plus faible de $pp_z^{PSP} = +1$ [145]. D'après l'évolution de $f_c(H_\perp)$, le champ de fuite du SAF est d'environ 1 kOe.

Cette situation peut être avantageuse car elle a pour conséquence de baisser le courant critique pour la configuration $pp_z^{PSP} = -1$, qui est d'énergie plus faible, que pour la configuration $pp_z^{PSP} = +1$. En effet, pour les échantillons de faibles rayons que nous avons mesurés ($R < 73$ nm), les courants applicables (sans endommager la jonction) ne permettent pas d'exciter le mode gyrotropique lorsque $pp_z^{PSP} = +1$ mais permettent d'entretenir les oscillations lorsque $pp_z^{PSP} = -1$.

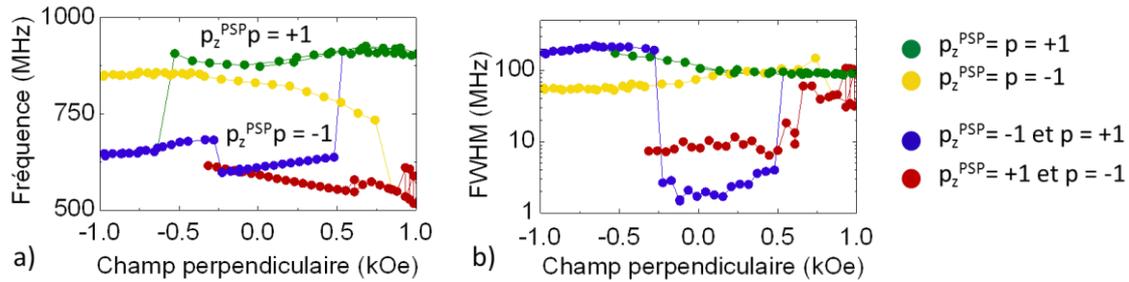


Fig. 65 Fréquence et la largeur de raie mesurées en fonction du champ H_\perp avec $I = -1.4$ mA pour différentes directions de l'aimantation du PSP p_z^{PSP} et de la polarité du vortex p . Pour les courbes bleu et rouge, $jpp_z^{PSP} > 0$ tandis que sur les courbes verte et jaune, $jpp_z^{PSP} < 0$. Jonction hybride de rayon $R = 63$ nm.

7.3.2 Dépendance par rapport au champ perpendiculaire

Nous nous intéressons ici à l'évolution de l'intensité du signal en fonction du champ H_\perp appliqué.

Si on considère l'évolution de la puissance lorsque $pp_z^{SAF} = +1$ (voir la courbe bleue pour $H_\perp > 0$ sur la **Fig. 66**), nous pouvons remarquer que la puissance augmente avec l'augmentation de $|H_\perp|$. En effet, dans ce cas la force de transfert de spin issue du SAF s'oppose, elle aussi, à l'amortissement et a pour conséquence d'augmenter le rayon d'oscillations du mode gyrotropique. Au-delà d'une certaine valeur ($H_\perp = 5$ kOe), l'aimantation du PSP se retourne et les oscillations sont amorties.

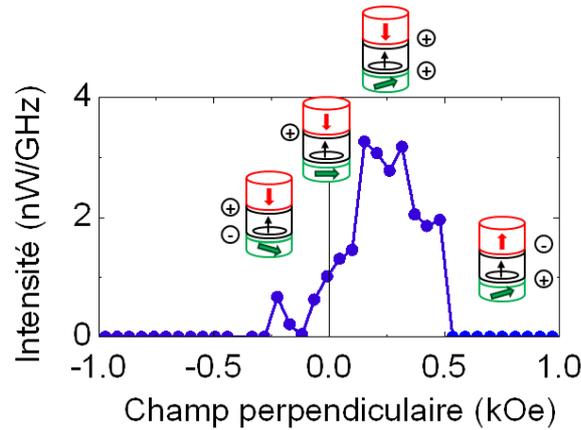


Fig. 66 Intensité en fonction du champ H_{\perp} pour un balayage depuis les champs négatifs avec initialement $p_z^{PSP} = -1$ et $p = +1$, mesuré avec $I = -1.4$ mA pour une jonction hybride de rayon $R = 63$ nm. Le symbole \oplus indique une configuration de la couche polarisatrice considérée pour laquelle le transfert de spin s'oppose à l'amortissement et le symbole \ominus indique une configuration où le transfert de spin amplifie l'amortissement.

Nous avons montré que les oscillations entretenues du vortex peuvent être induites par transfert de spin en absence de champ magnétique pour des courants positifs et négatifs. Cette preuve expérimentale vient confirmer le modèle théorique décrivant la dynamique du mode gyrotropique lorsque le courant est polarisé en spin par une couche magnétique à aimantation uniforme. Ainsi les STOs à base de vortex permettent d'obtenir un signal rf de forte puissance (grâce à une forte TMR) et de faible largeur de raie en absence de champ magnétique. Bien que le comportement du signal rf en fonction du courant semble complexe pour ces jonctions, une augmentation du rayon correspond toujours à une faible largeur de raie. Ceci s'explique par le fait qu'un grand volume implique la mise en jeu d'une énergie plus importante dont la dynamique est moins sensible aux fluctuations thermiques.

Chapitre 8

Influence de la chiralité du vortex

Nous avons établi au Chapitre 2 que la fréquence d'oscillation du mode gyrotropique dépend du confinement du vortex, lui-même dépendant du confinement d'Oersted. Dans ce chapitre nous nous intéressons donc à l'influence de la chiralité du vortex et à celle de la chiralité du champ d'Oersted sur le signal rf issu du STO.

Pour cela nous étudions le comportement des jonctions standards et des jonctions hybrides. Dans un premier temps, nous expliquons le protocole permettant d'imposer la chiralité du vortex, puis, dans un second temps, nous étudions l'effet de la chiralité sur le signal rf des jonctions standards et finalement sur celui des jonctions hybrides.

8.1 Chiralité du vortex et stabilité en champ

Il est établi qu'un courant suffisamment fort permet d'imposer la chiralité du vortex [152] et que le renversement statique de la chiralité est alors facilité par l'application d'un champ perpendiculaire H_{\perp} [178].

Afin d'imposer la chiralité du vortex, nous effectuons un cycle de préparation d'après le protocole suivant : (1) injection d'un fort courant²³, (2) application d'un fort champ²⁴ H_{\perp} afin d'imposer la polarité du vortex (et l'aimantation du PSP si jonctions hybrides), (3) diminution du champ H_{\perp} à zéro et (4) diminution du courant à zéro. Le courant injecté permet d'initialiser la chiralité du vortex [152].

Nous pouvons valider le protocole d'initialisation grâce aux mesures de transports, comme le montre la **Fig. 67** a où la mesure est effectuée pour un courant $I > 0$. A $H_{\perp} = 0$, lorsque la chiralité est initialisée avec un courant positif alors la chiralité du vortex C est identique à celle du champ d'Oersted C_{Oe} . Dans ce cas, la résistance correspond à l'état de résistance élevée (courbe bleu clair). Lorsque la chiralité est initialisée avec un courant négatif alors elle est opposée à celle du champ d'Oersted. La résistance correspond alors à l'état de résistance faible (courbe bleu foncé). En balayant le champ de 0 à -6 kOe, un saut de résistance apparaît à $H_{\perp} = -4.7$ kOe, traduisant le renversement de la chiralité du vortex. C'est le champ de renversement de la chiralité, noté H_{rC} . Pour les jonctions standards, $H_{rC} \approx 5-7$ kOe pour $R = 150$ nm et $H_{rC} \approx 4-7$ kOe pour $R = 250$ nm.

Par la suite, nous parlerons de configuration « chiralités identiques », lorsque la chiralité du champ d'Oersted C_{Oe} et celle du vortex C sont identiques ($CC_{Oe} = +1$) et de configuration « chiralités opposées » sinon ($CC_{Oe} = -1$). Pour $|H_{\perp}| > H_{rC}$, la configuration « chiralités identiques » est la seule configuration stable.

Le renversement statique de la chiralité apparaît lorsque le coût de l'énergie Zeeman entre l'aimantation planaire du vortex et le champ d'Oersted généré par le courant est trop important (voir section 3.1.4). Il dépend donc du courant I injecté. Par conséquent, dans la configuration « chiralités opposées », plus le courant est élevé, moins la configuration est stable. La chiralité se

²³ Typiquement 5-6 mA pour les jonctions standards de 250 nm de rayon.

²⁴ Environ 8 kOe

retourne d'autant plus facilement que I augmente, comme l'illustre la diminution de H_{rC} (voir Fig. 67 b).

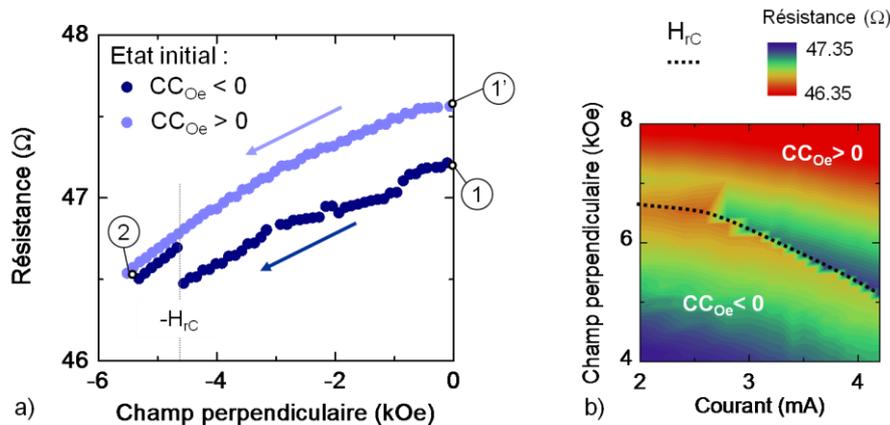


Fig. 67 a) Résistance en fonction du champ H_{\perp} pour la configuration initiale « chiralités opposées » de 1 à 2 ($CC_{Oe} = -1$) et pour la configuration « chiralités identiques » de 1' à 2' ($CC_{Oe} = +1$). Le champ de renversement vaut $H_{rC} = 4.7$ kOe. Le champ est balayé de 0 à -6 kOe et $I = 4.2$ mA. b) Résistance en fonction du courant I et du champ H_{\perp} pour laquelle la configuration initiale est « chiralités opposées ». A chaque courant, le champ est balayé de 0 vers 8 kOe. La ligne pointillée noire correspond au champ H_{rC} . Mesures obtenues pour une jonction standard de rayon $R = 150$ nm.

8.2 Modification des propriétés du signal rf avec la chiralité

Nous montrons maintenant comment la chiralité du vortex peut être utilisée pour jouer sur les propriétés d'excitation et notamment sur la fréquence du mode gyrotropique entretenu ainsi que sur le courant critique.

8.2.1 Jonctions standards en présence de champ

Pour les jonctions standards, nous avons mesuré le signal rf associé à chacune des configurations. Pour les jonctions de rayon $R = 150$ nm, nous observons l'excitation par transfert de spin du mode gyrotropique aussi bien pour le vortex initialisé avec $CC_{Oe} = +1$ (Fig. 68 a) que pour le vortex initialisé avec $CC_{Oe} = -1$ (Fig. 68 b-d). Notons que, l'évolution de la fréquence avec le champ s'écarte d'une évolution linéaire car la taille du cœur devient comparable à celui du rayon du disque [55].

En balayant le champ de 0 à 8 kOe lorsque $CC_{Oe} = -1$, la discontinuité de la fréquence indique le retournement de la chiralité pour $H_{\perp} = H_{rC}$ (Fig. 68 b). Nous sommes donc limité par H_{rC} pour l'observation de la configuration « chiralités opposées ». Cette contrainte explique la raison pour laquelle on ne peut mesurer aucune oscillation entretenu dans la configuration « chiralités opposées » pour les rayons $R = 250$ nm. En effet, pour ces tailles de jonction, H_{rC} et le champ nécessaire aux oscillations entretenues sont du même ordre de grandeur (~ 4 kOe) : la chiralité se retourne donc avant que les oscillations entretenues puissent apparaître.

Revenons donc aux jonctions de rayon $R = 150$ nm. Comme montré sur la Fig. 69, les propriétés du signal rf dépendent de la chiralité du vortex. En particulier, la diminution de la largeur de raie et l'augmentation de la puissance se font à plus faible champ pour la configuration « chiralités opposées » ($H_{\perp} > 4.2$ kOe sur Fig. 69 b) que pour la configuration « chiralités identiques » ($H_{\perp} > 5.6$ kOe sur Fig. 69 a). De plus, la fréquence de la configuration « chiralités opposées » est plus faible que celle de la configuration « chiralités identiques ».

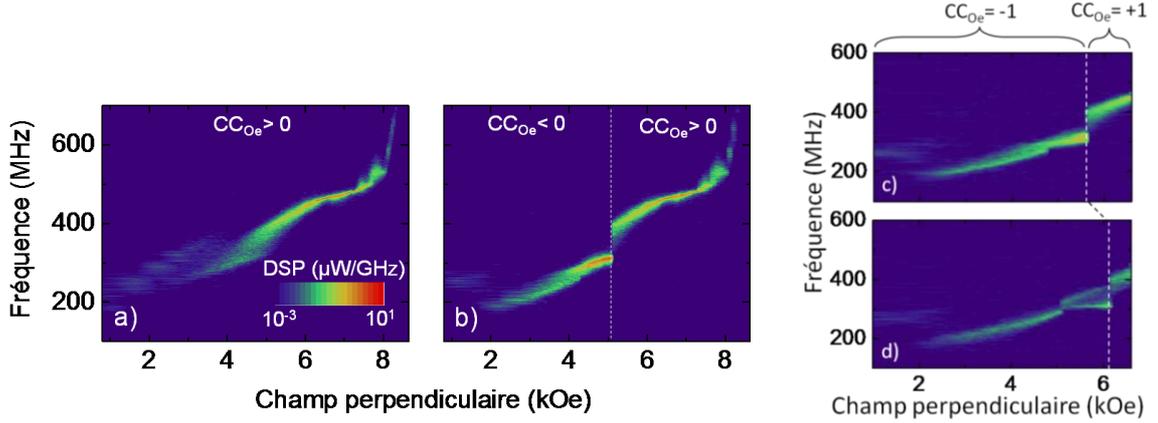


Fig. 68 a) DSP en fonction du champ H_{\perp} pour une configuration initiale « chiralités identiques » et b) « chiralités opposées » (où $H_{rc} = 5$ kOe) pour $I = 4.2$ mA, c) $I = 3.6$ mA et d) $I = 3.0$ mA. Le champ est balayé de 0 à 8 kOe.

Ces deux points sont une conséquence de la modification du confinement du vortex d'une configuration à l'autre. En effet, dans la configuration « chiralités identiques », le champ d'Oersted confine plus le cœur de vortex que dans la configuration « chiralités opposées ». Par conséquent, d'après la section 4.2.2.2, la configuration « chiralités identiques » correspond à une fréquence plus grande que la configuration « chiralités opposées » car :

$$f_c \approx \frac{\kappa_{ms}}{2\pi G} + CC_{Oe} \frac{\kappa_{oe}|j|}{2\pi G} \quad (223)$$

A partir de l'expression analytique de f_c , on estime l'écart de fréquence entre les deux chiralités à 73 MHz, ce qui correspond à l'écart mesuré d'environ 70-80 MHz.

De plus, comme la fréquence de la configuration « chiralités identiques » est plus haute, alors elle nécessite une force de transfert de spin plus grande. Les oscillations entretenues apparaissent pour des champs plus faibles dans la configuration « chiralités opposées ».

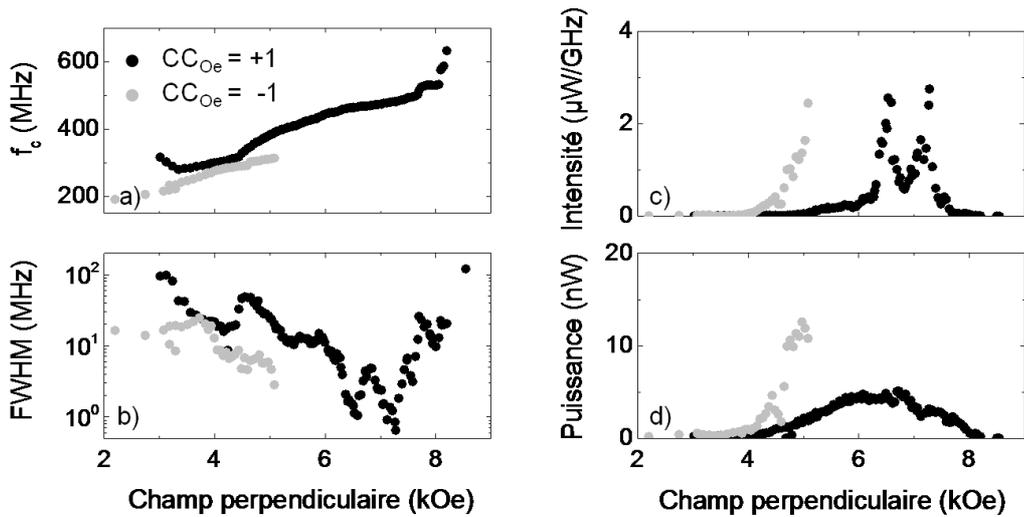


Fig. 69 a) Fréquence, b) largeur de raie, c) intensité et d) puissance intégrée en fonction du champ H_{\perp} pour la configuration « chiralités opposées » (●) et pour la configuration « chiralités identiques » (●) Mesures effectuées pour une jonction standard ($R = 150$ nm) pour $I = 4.2$ mA.

L'équation (223) montre que l'évolution de la fréquence f_c avec le courant dépend de la chiralité du vortex. Par conséquent, l'accordabilité du STO dépend de la chiralité du vortex. Pour le vérifier, nous avons tracé la fréquence pour les deux configurations lorsque l'évolution de l'intensité du signal est similaire (voir **Fig. 70** pour laquelle les champs H_{\perp} appliqués sont différents).

L'évolution de la fréquence dans la configuration « chiralités identiques » correspond bien à celle attendue [144]. En revanche, les oscillations correspondant à la configuration « chiralités opposées » présentent plusieurs modes, ce qui traduit l'instabilité de cette configuration lorsque le courant devient trop important.

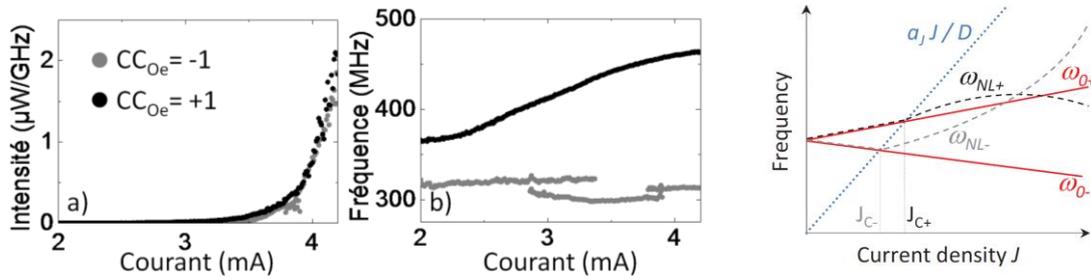


Fig. 70 (gauche) (a) Intensité et b) fréquence en fonction du courant I pour la configuration « chiralités opposées » à $H_{\perp} = 5.1$ kOe (●) et la configuration « chiralités identiques » à $H_{\perp} = 6.5$ kOe (●). Mesures effectuées sur une jonction standard ($R = 150$ nm). (droite) Evolution attendue de la fréquence du mode gyrotropique en fonction du courant pour la configuration « chiralités opposées » (tirets gris) et pour la configuration « chiralités identiques » (tirets noirs). Figures extraites de [144].

8.2.2 Jonctions hybrides en absence de champ

Pour les jonctions standards, la nécessité d'appliquer un champ H_{\perp} rend la configuration « chiralités opposées » instable. Les jonctions hybrides, pour lesquelles les oscillations entretenues ne nécessitent pas de champ magnétique, présentent donc l'avantage d'avoir une configuration « chiralités opposées » a priori plus stable.

Ainsi, le mode gyrotropique associé à la configuration « chiralités opposées » est excité par transfert de spin à champ H_{\perp} nul, pour les jonctions hybrides. Pour ces jonctions, la fréquence et le courant critique associé à la configuration « chiralités opposées » sont plus faibles que pour la configuration « chiralités identiques ». Pour différentes tailles de jonction, nous récapitulons les résultats obtenus pour $CC_{Oe} = +1$ sur le **Tableau 4** et pour $CC_{Oe} = -1$ sur le **Tableau 5**.

L'évolution convexe de la fréquence avec le courant est caractéristique d'une configuration « chiralités opposées », comme montré sur la **Fig. 71** a. En revanche, le comportement de la largeur de raie, qui augmente avec le courant, est vraisemblablement lié au rôle des non-linéarités.

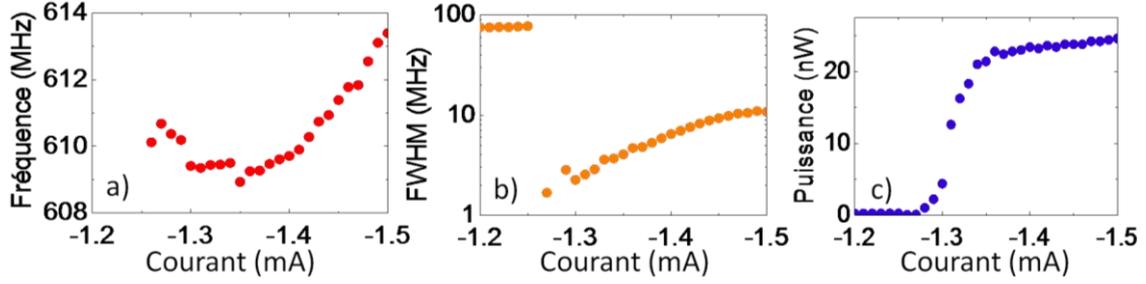


Fig. 71 a) Fréquence, b) largeur de raie et c) puissance intégrée en fonction du courant I lorsque $CC_{oe} = -1$ à champ nul. Mesures effectuées pour une jonction hybride ($R = 63$ nm).

D'autre part, au-delà d'un certain courant, notée I_S , la puissance du signal rf tombe à zéro (voir **Fig. 72 c** avec $I_S = 4.9$ mA). Pour $|I| > I_S$, la résistance mesurée correspond à une valeur proche de celle de l'état saturé AP (zone rouge sur **Fig. 72 a**). Lorsque le courant augmente, il semble donc que la configuration « chiralités opposées » devienne instable et conduise à l'expulsion du vortex²⁵. Ce comportement reste encore à étudier et nécessite de futures simulations.

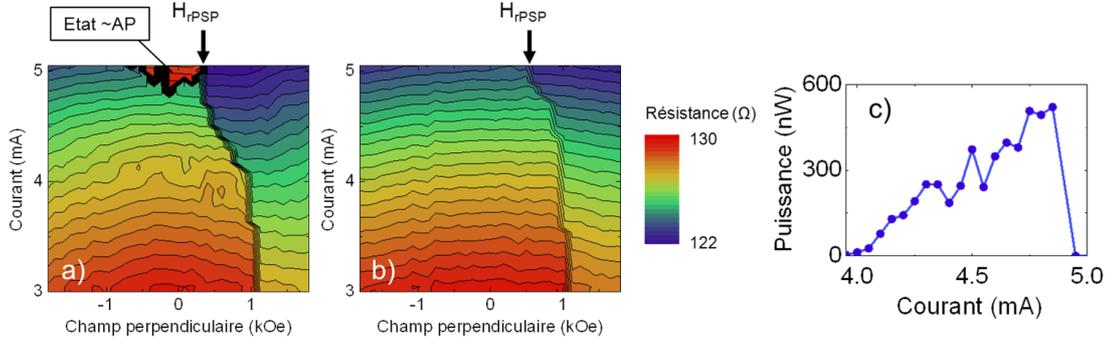


Fig. 72 a) Cartographie de la résistance en fonction du courant I et du champ H_{\perp} pour $CC_{oe} = -1$ et a) pour $CC_{oe} = +1$. Le courant est balayé dans le sens croissant à champ fixe avec, initialement, $p_z^{PSP} = -1$ et $p = +1$. La flèche noire indique le retournement de p_z^{PSP} à H_{rPSP} . La zone indiquée par « état AP » correspond à la zone où le vortex est expulsé en faveur d'un état quasi AP. c) Puissance intégrée en fonction du courant lorsque $CC_{oe} = -1$ à champ nul ($I_{crit} \approx 4.0$ mA). Mesures effectuées pour une jonction hybride ($R = 113$ nm).

Tableau 4 Récapitulatif des caractéristiques du signal rf à champ nul pour différents rayon de jonctions hybrides avec $CC_{oe} = +1$. Sont indiqués la fréquence de porteuse, la largeur de raie minimale mesurée, la puissance maximale mesurée et l'ordre de grandeur du courant critique.

R (nm)	f_c (MHz)	FWHM (kHz)	Puissance (μ W)	I_{crit} (mA)
88	500	1000	0.2	4
113	400	100	0.3	5
330	170	190	0.6	15

²⁵ En diminuant le courant, le vortex ne réapparaît pas immédiatement. Nous n'avons jamais pu observer de comportement identique pour la configuration « chiralités identiques ».

Tableau 5 Récapitulatif des propriétés rf obtenues sur des jonctions hybrides de différents rayons R lorsque $H_{\perp} = 0$ Oe et $CC_{oe} = -1$: fréquence moyenne, largeur de raie à mi-hauteur minimale mesurée, puissance maximale mesurée et ordre de grandeur du courant critique et du courant d'expulsion du vortex.

R (nm)	f_c (MHz)	FWHM (kHz)	Puissance (μ W)	I_{crit} (mA)	I_s (mA)
63	600	1000	0.2	1	
88	400	1000	0.2	3	4
113	300	190	0.4	4	5
138	200	250	0.5	6	8

Nous avons vu que la chiralité du vortex est un paramètre important lors de l'excitation du mode gyrotropique par transfert de spin. En effet, nous avons montré que la chiralité du vortex, relativement à celle du champ d'Oersted, détermine le courant critique nécessaire aux oscillations entretenues, la fréquence d'oscillations et l'accordabilité du STOs. Bien que relativement instable, la configuration « chiralités opposées » présente l'avantage d'avoir une fréquence plus faible que la configuration « chiralités identiques », ce qui entraîne notamment un courant critique plus faible par rapport à la configuration « chiralités identiques ».

Chapitre 9

Jonction standard à base de FeB

Les applications présentées à la section 1.2.2, pour lesquelles les STOs sont des candidats potentiels, imposent d'optimiser le courant nécessaire aux oscillations et la puissance d'émission. L'un des moyens d'atteindre ces deux objectifs est de diminuer le coefficient d'amortissement de la couche libre et d'améliorer le taux de TMR. Nous montrons ici que de telles modifications permettent d'augmenter significativement la puissance d'émission de nos STOs et de diminuer le courant critique.

9.1 Couche libre de FeB revêtue de MgO

Nous avons établi à la section 1.1.3.3 que le courant critique aux oscillations entretenues d'un STO est lié au coefficient d'amortissement de Gilbert α de la couche libre et que réduire ce coefficient permet de diminuer le courant critique. Des études récentes ont montré que lorsqu'une couche de FeB est placée dans un empilement MgO/FeB/MgO/Ta, son coefficient d'amortissement α est très faible : la présence d'une fine couche de MgO entre le FeB et la Ta permet de diminuer le phénomène de « spin pumping » qui cause un élargissement du coefficient d'amortissement [36,179]. Utiliser un tel empilement dans des STOs permet d'avoir une couche libre avec un coefficient d'amortissement bien plus faible que celui des matériaux classiquement utilisés (Ni, Co, etc.). D'après l'étude de Tsunegi et al. [36], pour des couches de 2 nm de FeB avec un revêtement de MgO, on obtient une valeur α de 0.005 contre un α de l'ordre 0.01 pour le FeB seul et 0.007 pour le NiFe (voir **Fig. 73**).

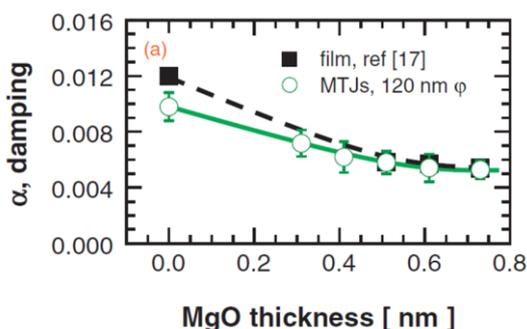


Fig. 73 Coefficient d'amortissement α en fonction de l'épaisseur du revêtement de MgO pour un film mince (carré noir) et des piliers lithographiés de 120 nm de diamètre (cercle vert). Figure extraite de [36].

9.2 Puissance record et diminution du champ critique

Lors de notre collaboration avec le groupe de AIST (Japon), des jonctions tunnel magnétiques avec une couche libre de FeB et un revêtement de MgO ont été développées.

9.2.1 Structure de la jonction standard et TMR

Une jonction tunnel magnétique standard à base de FeB se compose d'un empilement //PtMn (15)/ Co₇₀Fe₃₀ (2.5)/ Ru (0.98)/ CoFeB (3.0)/ MgO (1.0)/ FeB (L)/ MgO (1.1)/ Ta/ Ru (les épaisseurs sont en nm) de rayon $R = 150$ nm et l'épaisseur de la couche libre de FeB varie entre 2

et 10 nm. Pour de telles épaisseurs de FeB, la distribution d'aimantation de la couche libre est un vortex. La structure de ces échantillons est similaire aux jonctions standards présentées à la section 5.1.1 mais avec une couche libre de FeB revêtue de MgO. Par la suite nous parlerons des échantillons standards à base de FeB.

L'empilement de PtMn/Co₇₀Fe₃₀/Ru/CoFeB correspond au SAF. Comme pour les jonctions standards à base de NiFe, la couche supérieure du SAF, le CoFeB, joue le rôle de couche polarisatrice et de couche de référence du STO (voir section 5.1.1). La barrière tunnel de MgO associée à la couche de FeB permet d'assurer un fort taux de TMR de l'ordre de 125% pour toutes les jonctions à faible tension.

9.2.2 Puissance record mesurée

Ces échantillons permettent d'obtenir une puissance record de 3.6 μ W (pour $L = 3.0$ nm avec FWHM = 1.88 MHz). De telles valeurs de puissance n'ont encore jamais été mesurées encore pour des STOs [36]. Cette forte émission de puissance s'accompagne d'une faible largeur de raie, caractéristique du mode gyrotropique entretenu. Les évolutions de la puissance, de la fréquence et de la largeur de raie (cf. **Fig. 74**) sont qualitativement identiques à celle précédemment observées pour les jonctions standards composée de NiFe, présentées précédemment. Elles indiquent l'excitation du mode gyrotropique entretenu puis du C-state dynamique aux forts champs.

Pour ces jonctions, il est difficile de déterminer un unique courant critique aux oscillations car celui-ci dépend du champ appliqué. En revanche, nous pouvons noter que pour les jonctions standards à base de NiFe ou de FeB ayant une couche libre de taille comparable ($R = 150$ nm et $L = 10$ nm), les oscillations entretenues apparaissent à des champs bien plus faibles pour les FeB (1-2 kOe) que pour les jonctions à base de NiFe (6 kOe), ce qui suppose une diminution du courant critique pour les jonctions à base de FeB.

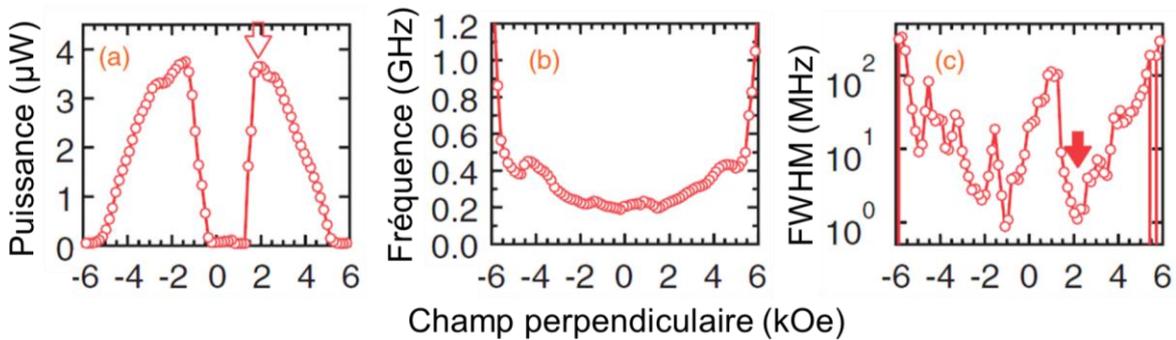


Fig. 74 a) Puissance intégrée, b) fréquence et c) largeur de raie en fonction du champ H_{\perp} pour une tension dc appliquée de 450 mV (équivalent à $I = 8.2$ mA) pour une jonction standard à base de FeB, d'épaisseur $L = 3.0$ nm.

9.2.3 Origine de la forte puissance

La puissance d'émission correspond à $P_{rf} = \langle V_{rf}^2 \rangle / Z_{50\Omega}$ où V_{rf} est la tension mesurée à l'analyseur de spectre. Donc d'après la section 5.2.3, nous pouvons établir que :

$$P_{rf} = I^2 TMR^2 \left[\frac{Z_{50\Omega} G_{AP}^2 \lambda^2}{8 G_0^2 (1 + G_0 Z_{50\Omega})^2} (1 - h_{NiFe}^2)(1 - h_{saf}^2) s_0^2 \right] \quad (224)$$

avec TMR le taux de TMR, G_0 la conductance moyenne du STO, G_{AP} la conductance du STO dans l'état antiparallèle, I le courant dc injecté, $Z_{50\Omega}$ l'impédance d'entrée de l'appareil de

mesure qui vaut 50Ω , λ le facteur de proportionnalité entre l'aimantation moyenne du NiFe et le déplacement du cœur de vortex qui vaut $\sim 2/3$, s_0 l'orbite moyenne d'oscillation du cœur de vortex normalisé. Les facteurs h_{saf} et h_{NiFe} valent $h_{saf} = H_{\perp}/H_s^{saf}$ et $h_{NiFe} = H_{\perp}/H_s^{NiFe}$ avec H_s^{saf} et H_s^{NiFe} les champs nécessaires à saturer hors du plan l'aimantation du SAF et l'aimantation du NiFe. On souligne que la puissance émise est proportionnelle à TMR^2 . Ainsi, on observe une puissance 146 fois plus élevée pour les jonctions à base de FeB que celle obtenue avec des jonctions standards de NiFe, présentée à la section 6.2. Comme le montre le **Tableau 6**, cette amélioration s'explique par les différences de TMR et de courant qui contribuent au gain de puissance (98% d'amélioration). La contribution supplémentaire (les 1.5% restants) peut être attribuée à la fois au champ appliqué (la puissance émise est d'autant plus faible que H_{\perp} est fort) ainsi qu'au niveau d'excitation du vortex i.e. à s_0 et aux différences de résistance.

Tableau 6 Tableau comparatif des paramètres observés pour les jonctions standards à base de NiFe présentées à la section 6.2 et pour les jonctions à base de FeB : taux de TMR, courant injecté, carré du produit de ces deux valeurs et puissance rf mesurée lors de mesures fréquentielles. Les pourcentages entre parenthèse correspondent au rapport entre les valeurs pour le FeB et celles pour le NiFe.

Couche libre	L, R (nm)	TMR (%)	I (mA)	$TMR^2 I^2$ (mA ²)	P_{rf} (μW)
NiFe	5, 250	17	3.8	0.2	0.025
FeB	4, 150	77 (4.5%)	8.2 (2.2%)	0.4 (98%)	3.6 (146%)

9.2.4 Evolution de la largeur de raie

Les jonctions à base de FeB présentent de fortes puissances de l'ordre du μW (voir **Fig. 75 b**). La largeur de raie du signal est comprise entre une dizaine de kHz et une dizaine de MHz, ce qui s'explique par le fait qu'une augmentation du volume implique une diminution de la largeur de raie (voir **Fig. 75 a**). En effet en supposant que la largeur de raie quantifie l'influence de la température sur la dynamique, plus l'énergie mise en jeu dans l'oscillation est grande moins la dynamique est sensible aux fluctuations thermiques.

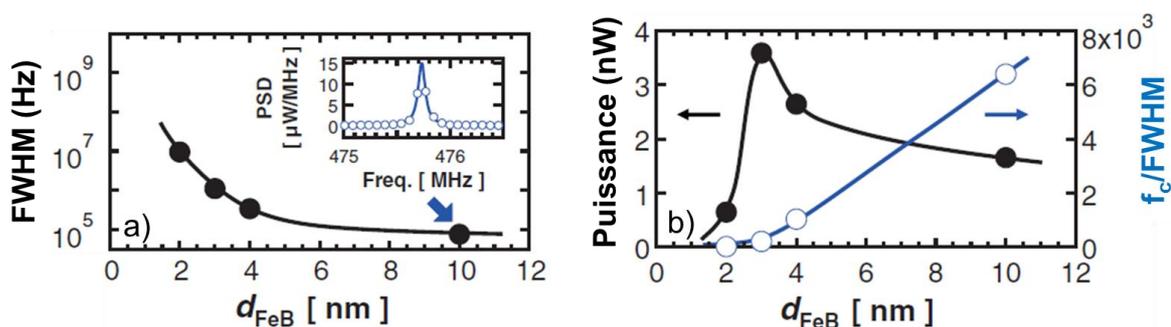


Fig. 75 a) Evolution de la largeur de raie à mi-hauteur et **b)** de la puissance (noir) et du rapport fréquence sur largeur de raie (bleu) en fonction de l'épaisseur L du FeB obtenus pour la DSP de puissance maximale. L'insert dans **a)** correspond à la DSP mesurée pour $L = 10$ nm pour une tension dc appliquée de 450 mV (équivalent à $I = 8.2$ mA).

Nous avons étudié les propriétés rf de jonctions de type standard dont la couche libre correspond à une couche de FeB avec un revêtement de MgO. La fine couche de MgO permet une réduction du coefficient d'amortissement de Gilbert de la couche libre et permet une amélioration du courant critique nécessaire pour l'obtention d'oscillation entretenues. Ces jonctions présentent de plus de fort taux de TMR de l'ordre de 75%, et permettent d'obtenir des puissances atteignant quelques μW pour des largeurs de raie de quelques centaines de kHz, ce qui constitue un record pour des oscillateurs à transfert de spin.

Partie V

Analyse de la dynamique bruitée du vortex

Chapitre 10

Etude du bruit d'amplitude et bruit de phase du mode gyrotropique

La faible cohérence des oscillations des STOs est un obstacle à leur utilisation pour des applications rf. Notre but est donc d'étudier et de comprendre l'origine des fluctuations qui affectent la dynamique du mode gyrotropique. Nous avons établi au Chapitre 2, qu'une manière complète de caractériser la cohérence des oscillations d'un signal est de mesurer son bruit d'amplitude et son bruit de phase.

En effet, comme le bruit de phase permet d'expliquer l'élargissement spectral du signal, il permet d'analyser les origines de la largeur de raie (FWHM). De plus, nous savons, d'après le Chapitre 4, que les fluctuations d'amplitude et les fluctuations de phase du mode gyrotropique sont couplées. Il est donc intéressant de pouvoir mesurer les deux.

Dans un premier temps, nous présentons le cadre de l'étude et rappelons le formalisme utilisé. Dans un deuxième temps nous étudions les spectres de bruit d'amplitude et le bruit de phase des oscillations issues d'un STO et nous montrons que ces spectres peuvent être décrits par trois paramètres, définis au Chapitre 4, Δf_0 , f_p et ν . Dans un troisième temps, nous analysons l'évolution de ces trois grandeurs avec le courant et les comparons aux comportements attendus dans le cas du mode gyrotropique. Enfin, dans un dernier temps, nous discutons l'origine du bruit de phase des STOs mesurés et soulignons les avantages propres à la dynamique de vortex.

10.1 Cadre de l'étude

Nous avons prédit au Chapitre 4 l'influence d'un bruit blanc, engendré par la température, sur la dynamique du vortex. Les équations utilisées dans la suite sont donc directement issues du Chapitre 4.

La caractérisation des fluctuations du mode gyrotropique s'effectue au travers de l'étude du signal V_{rf} mesuré par des mesures temporelles. En effet, V_{rf} correspond à un signal oscillant, dont l'amplitude et la phase sont bruitées, qui vérifie:

$$V_{rf}(t) = -\frac{1}{\sqrt{\mathcal{K}}} s(t) \sin \chi(t) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} s(t) = s_0 + \delta s(t) \\ \chi(t) = 2\pi f_c t + \delta \chi(t) + \chi_i \end{cases} \quad (225)$$

avec \mathcal{K} facteur de proportionnalité dépendant du courant I et du champ H_{\perp} défini à la section 5.2.3, s_0 l'amplitude normalisée d'oscillation moyenne du cœur, δs les fluctuations d'amplitude associées, χ la phase du cœur de vortex, f_c la fréquence moyenne d'oscillation du cœur, $\delta \chi$ les fluctuations de phase et χ_i la phase initiale. Ainsi comme expliqué au Chapitre 5, l'analyse des propriétés statistiques de V_{rf} permettent d'accéder directement à celles de la dynamique du cœur de vortex par transfert de spin.

10.1.1 Conditions de mesure

L'analyse des propriétés statistiques du signal V_{rf} est effectuée pour les jonctions standards de rayon $R = 250$ nm et un vortex de chiralité telle que $CC_{0e} = +1$. On se place dans le cas où un champ perpendiculaire H_{\perp} est maintenu constant alors que le courant I est balayé. Cette démarche

permet de faire varier l'énergie injectée dans le système (i.e. Γ_{\perp}) sur une grande gamme de courant, tout en ne modifiant très peu les autres paramètres (seul le confinement κ dépend du courant au travers du confinement d'Orested $\kappa_{Oe} CC_{Oe} |j|$).

Les résultats de ce chapitre ne sont donnés que pour un champ H_{\perp} fixé, mais les mesures effectuées à d'autres champs permettent d'obtenir des résultats similaires. De plus, ils sont représentatifs des résultats obtenus sur différentes jonctions standards. Le choix du champ H_{\perp} présenté ici a été fait afin de satisfaire deux contraintes : être suffisamment fort pour exciter la dynamique d'aimantation dans les jonctions standards d'une part, demeurer suffisamment faible pour ne pas trop modifier l'aimantation du vortex d'autre part ($|H_{\perp}| \approx 4\text{-}5$ kOe). Les résultats présentés sont obtenus à température ambiante sauf dans la section 11.2 pour laquelle une étude en fonction de la température est effectuée.

10.1.2 Evolution de la largeur de raie

D'après le Chapitre 5, nous savons que les mesures fréquentielles permettent d'accéder à la largeur de raie à mi-hauteur (FWHM) du spectre du signal émis et permettent d'estimer la cohérence des oscillations rf i.e. de la dynamique entretenue du cœur.

Pour un champ H_{\perp} donné, l'évolution de la densité spectrale de puissance (DSP) de V_{rf} avec le courant I est décrite au travers de ces caractéristiques rf, à savoir, la fréquence de porteuse f_c , la FWHM et l'intensité. Comme sur la **Fig. 76**, pour les courants faibles ($I < 3.0$ mA pour $|H_{\perp}| \approx 4$ kOe), la FWHM est grande et l'intensité quasi-nulle, correspondant au mode gyrotropique thermiquement activé. En augmentant le courant I , la FWHM diminue fortement et l'intensité augmente témoignant de la dynamique entretenue du mode gyrotropique de vortex ($I > 3.2$ mA). Au-delà d'un certain courant, la FWHM augmente et l'intensité du signal chute ($I > 5.0$ mA). Ce régime à forts courants correspond au changement de mode entre mode gyrotropique et C-state dynamique, discuté au Chapitre 6. Notons que pour les faibles courants ($I < 5.0$ mA), la FWHM décroît globalement avec le courant I mais présente un maximum local ($I = 4.2$ mA sur la **Fig. 76**). Cette faible augmentation de la largeur de raie s'accompagne d'un changement dans l'évolution de f_c et d'une diminution de l'intensité du signal rf.

Ces mesures fréquentielles montrent donc que de la cohérence des oscillations augmente avec I tant que le mode gyrotropique du cœur est le mode excité par transfert de spin.

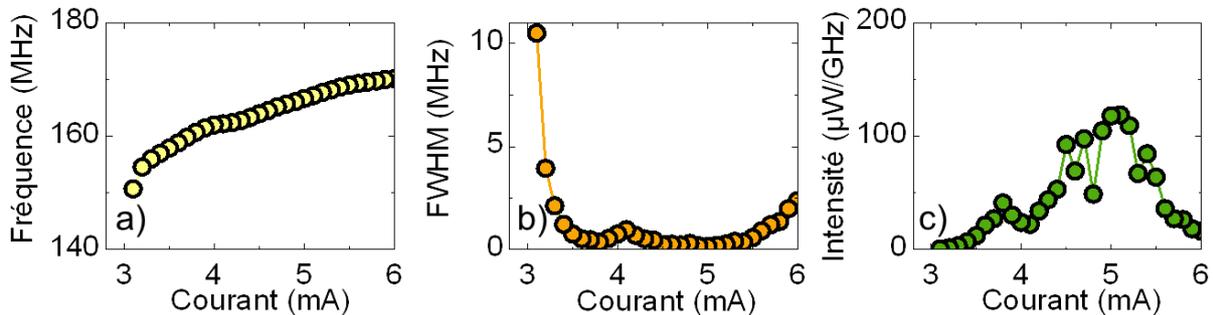


Fig. 76 a) Fréquence de porteuse f_c , b) largeur de raie FWHM et c) intensité en fonction du courant I . Mesures effectuées pour une jonction standard à base de NiFe ($R = 250$ nm) avec $H_{\perp} = -4.4$ kOe.

10.2 Etude du bruit d'amplitude et du bruit de phase

Nous présentons les spectres de bruit de phase et de bruit d'amplitude mesurés. Ces spectres sont issus de l'analyse des traces temporelles par la méthode de Hilbert, présentée en détail à la section 5.3.3.

Les mesures présentées dans cette section sont issues de traces temporelles de durée $T_{mes} = 20.5$ ms mesurées à une fréquence d'échantillonnage $f_{samp} = 2$ GHz. Un amplificateur est utilisé en entrée de l'oscilloscope, de gain $G = +30$ dB avec un facteur de bruit $NF = 1.8$ dB.

10.2.1 Niveau du bruit d'amplitude

Sur la **Fig. 77**, nous traçons le bruit d'amplitude et le bruit de phase en fonction de l'écart à la fréquence de porteuse F_{off} , obtenus pour différents courants I . Nous voyons que le bruit de phase est largement supérieur au bruit d'amplitude avec un écart d'au moins 20 dB lorsque $F_{off} < 1$ MHz. Il ne faut cependant pas négliger l'effet du bruit d'amplitude. En effet, d'après les prédictions théoriques, les fluctuations de phase et d'amplitude sont couplées (voir Chapitre 4).

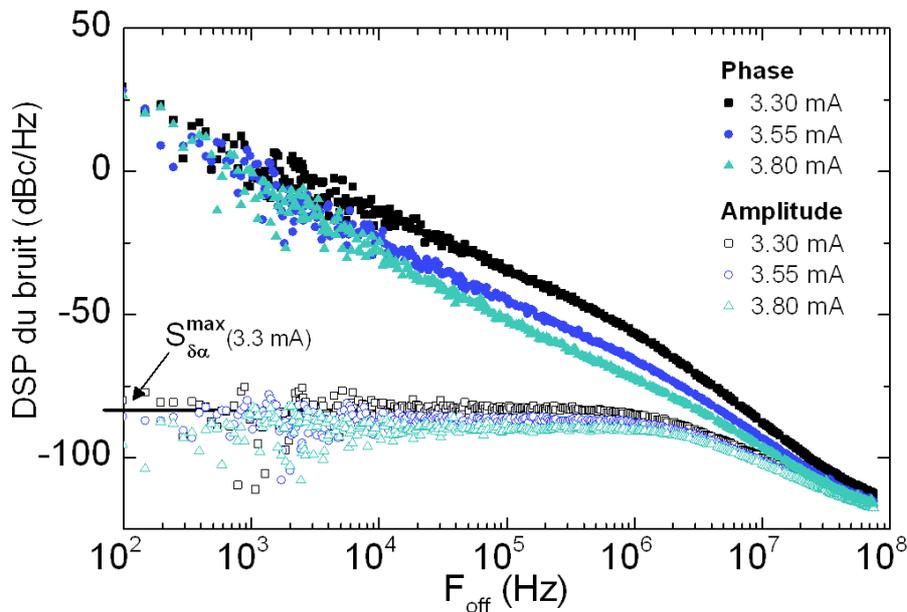


Fig. 77 Bruit d'amplitude et bruit de phase de V_{rf} en dBc/Hz en fonction de F_{off} pour différents I : 3.30 mA (noir), 3.55 mA (bleu) et 3.80 mA (vert) correspondant à des puissances rf respectives de 11, 15 et 23 nW. La ligne noire indique le niveau du bruit d'amplitude à faible F_{off} pour $I = 3.30$ mA. Mesures effectuées pour une jonction standard ($R = 250$ nm) avec $H_{\perp} = -4.4$ kOe.

10.2.2 Pentas caractéristiques du bruit d'amplitude et de phase

Quel que soit le courant I , le bruit d'amplitude et le bruit de phase présentent des asymptotes identiques à celles attendues par le modèle de l'auto-oscillateur non linéaire pour le vortex décrits à la section 4.3.3.2. Prenons les deux exemples, tracés sur la **Fig. 78**, qui sont représentatifs des courbes obtenues. Sur ces courbes, le bruit d'amplitude présente un plateau pour les faibles F_{off} (« pente » $1/f^0$) et une asymptote de pente en $1/f^2$ pour les forts F_{off} (typiquement $F_{off} > 1$ MHz). Quant au bruit de phase, il présente au moins deux asymptotes de pente $1/f^2$ aux faibles F_{off} (typiquement $F_{off} < 1$ MHz) et aux forts F_{off} ($F_{off} > 10$ -100 MHz). Pour

certaines courants (cf. **Fig. 78 a**), une asymptote de pente $1/f^4$ apparaît à des F_{off} intermédiaires ($1 < F_{off} < 10-100$ MHz). Nous verrons par la suite l'origine de cette asymptote.

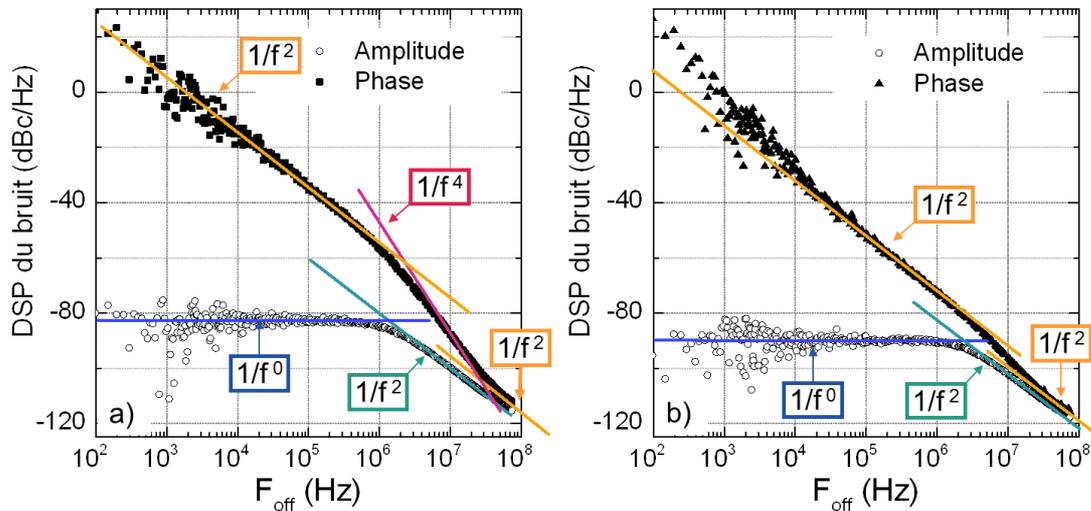


Fig. 78 Bruit d'amplitude (cercle vide) et bruit de phase (rond noir) de V_{rf} en dBc/Hz en fonction de F_{off} pour a) $I = 3.30$ mA et b) $I = 3.80$ mA correspondant à des puissances rf respectives de 11 et 23 nW. Les lignes solides sont les asymptotes de pente indiquée dans l'encadré associé. Mesures effectuées pour une jonction standard ($R = 250$ nm) avec $H_{\perp} = -4.4$ kOe.

Lorsque I augmente, le bruit d'amplitude voit le niveau de son plateau décroître (**Fig. 79**). Il est important de noter que le bruit d'amplitude correspond aux fluctuations d'amplitude normalisées par rapport à l'amplitude moyenne. Ainsi comme l'amplitude des oscillations augmente avec le courant, cela se traduit par une diminution générale du bruit d'amplitude.

En parallèle, nous pouvons noter que le bruit de phase présente une asymptote en $1/f^4$ fortement marquée aux faibles courants I (**Fig. 78 a**) et que cette asymptote s'atténue pour les forts courants (**Fig. 78 b**). Nous allons voir que ces deux comportements, du bruit de phase et du bruit d'amplitude avec le courant, traduisent les fortes non-linéarités du STO.

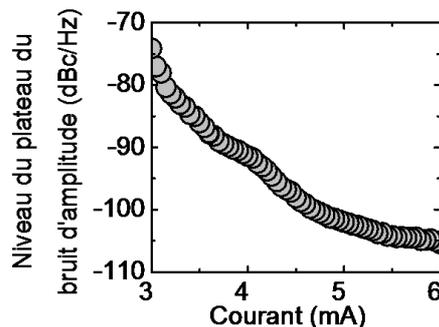


Fig. 79 Niveau du plateau du bruit d'amplitude en fonction du courant I estimé à ~ 100 kHz de la porteuse. Mesures effectuées pour une jonction standard ($R = 250$ nm) avec $H_{\perp} = -4.4$ kOe.

10.2.3 Comparaison aux prédictions analytiques

Nous souhaitons analyser le bruit de phase et le bruit d'amplitude mesurés sur nos jonctions. Pour cela, nous savons d'après la section 4.3.3.2, que le bruit d'amplitude $S_{\delta s/s_0}$ et le bruit de phase $S_{\delta\chi}$ s'expriment comme suit :

$$S_{\delta s/s_0}(f) = \frac{\Delta f_0}{\pi} \frac{1}{f^2 + f_p^2} \quad (226)$$

$$S_{\delta\chi}(f) = \frac{\Delta f_0}{\pi f^2} + \nu^2 \frac{\Delta f_0}{\pi f^2} \frac{f_p^2}{f^2 + f_p^2} \quad (227)$$

où $2\Delta f_0$ est la largeur de raie linéaire, f_p la fréquence caractéristique de la relaxation d'amplitude et ν le facteur de couplage. Ces paramètres, caractéristiques du mode gyrotropique, sont définis au Chapitre 4. L'ajustement du bruit d'amplitude par l'équation (226) nous permet à la fois de reproduire le bruit mesuré et d'extraire Δf_0 et f_p (voir courbe verte sur la **Fig. 80 a**). Puis, l'ajustement du bruit de phase par l'équation (227) en imposant les valeurs de Δf_0 et f_p ainsi déterminées, nous permet de reproduire le bruit de phase mesuré et d'extraire le facteur de couplage ν (voir courbe orange sur la **Fig. 80 a**). Soulignons le fait que ces équations reproduisent de manière robuste les bruits mesurés, comme présenté sur la **Fig. 80 a** où $\Delta f_0 = 23$ kHz, $f_p = 2.1$ MHz et $\nu = 5.2$.

L'amplitude et la phase du cœur de vortex sont couplées. Par conséquent, le bruit de phase résulte du bruit de phase linéaire auquel s'additionne la conversion bruit d'amplitude. Ainsi le bruit de phase du STO peut se mettre sous la forme (d'après la section 4.3.3.2) :

$$S_{\delta\chi}(f) = \frac{\Delta f_0}{\pi f^2} + \left(\frac{\nu f_p}{f}\right)^2 S_{\delta s/s_0}(f) \quad (228)$$

Le bruit de phase linéaire, qui est défini comme l'effet direct des fluctuations thermiques sur la phase, correspond au premier terme du membre de droite de l'équation (228). A partir de la valeur extraite de Δf_0 , nous avons donc tracé le niveau de bruit de phase, uniquement dû aux fluctuations thermiques (courbe en pointillé sur la **Fig. 80 a**). L'écart entre le bruit de phase linéaire et le bruit de phase mesuré est dû au second terme du membre de droite de l'équation (228) i.e. à la conversion des fluctuations d'amplitude en fluctuations de phase. En particulier, le couplage amplitude-phase augmente le bruit de phase de $10 \log(1 + \nu^2)$. Sur la **Fig. 80 a**, cela correspond à une augmentation du niveau de bruit de phase de 14 dB. Le facteur ν lié aux non-linéarités du vortex, convertit donc le bruit d'amplitude en bruit de phase.

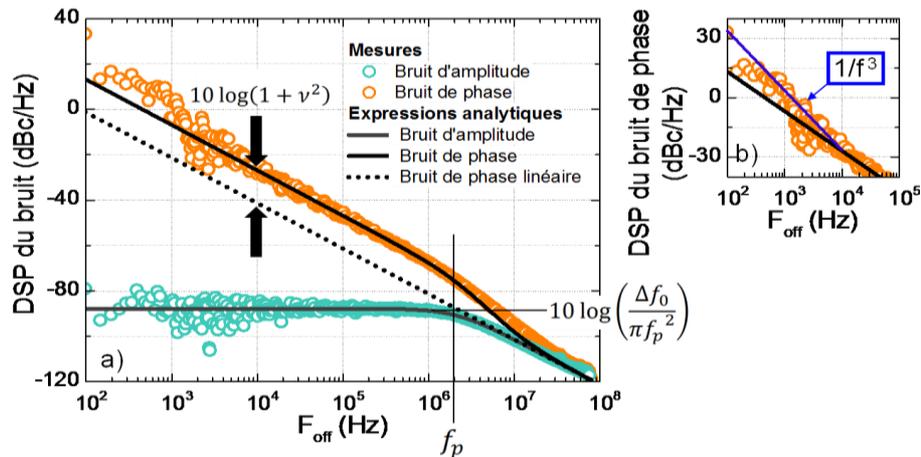


Fig. 80 a) Bruit d'amplitude (bleu) et bruit de phase (orange) mesurés et ajustements à partir des équations (226) (ligne solide grise) et (227) (ligne solide noire) permettant d'extraire $\Delta f_0 = 23$ kHz, $f_p = 2.1$ MHz et $v = 5.2$. La courbe en pointillée correspond au niveau de bruit de phase linéaire équivalent. b) Détail du bruit de phase pour $F_{off} < 10^5$ Hz. La ligne bleue correspond à une pente en $1/f^3$. Mesures effectuées pour une jonction standard ($R = 250$ nm) avec un champ $H_{\perp} = -4.4$ kOe et un courant $I = 3.6$ mA.

10.2.4 Limite du modèle : bruit « proche porteuse »

Les expressions du bruit d'amplitude (226) et de phase (227) ont été obtenues en supposant que les fluctuations qui affectent la dynamique d'aimantation correspondent à un bruit blanc (voir section 2.2.1.2). Bien que cette hypothèse permette de reproduire correctement le bruit d'amplitude et de phase sur une grande gamme de F_{off} , nous remarquons qu'un bruit additionnel apparaît aux basses fréquences. Ce phénomène est particulièrement marqué sur la **Fig. 80** b pour $F_{off} < 10^4$ Hz, où le bruit de phase mesuré (orange) est supérieur au bruit attendu défini par la ligne noire et semble suivre une pente en $1/f^3$.

La méthode de Hilbert utilisée jusqu'ici ne nous permet cependant pas d'obtenir des mesures précises à cette gamme de fréquence, car nous sommes limités par la durée de la trace temporelle T_{mes} et la méthode de mesure (voir section 0). Afin d'étudier ce bruit supplémentaire « proche porteuse », nous avons donc été amenés à modifier notre protocole de mesure. Notre première démarche a été de mesurer le bruit de phase avec M. Prigent et O. Sow au laboratoire Xlim. La méthode utilisée est alors celle du discriminateur de fréquence à ligne à retard, présentée à la section 5.3.3.4. Grâce à cette méthode, il devient possible de mesurer le bruit de phase pour $F_{off} < 10^4$ Hz sans être limité par la précision de la mesure. Cependant, le laboratoire Xlim ne disposant pas d'électro-aimant suffisamment puissant pour observer l'excitation du mode gyrotropique, nous avons donc utilisé un dispositif constitué de quatre aimants permanents de part et d'autre d'une cavité pour appliquer un champ perpendiculaire sur nos jonctions comme sur la **Fig. 81** b. Aux basses fréquences (typiquement $F_{off} < 10^4$ Hz), le bruit de phase présente une pente en $1/f^3$, comme montré sur la **Fig. 81** a. Ce protocole est cependant limité par la difficulté de contrôler la direction d'application du champ H_{\perp} .

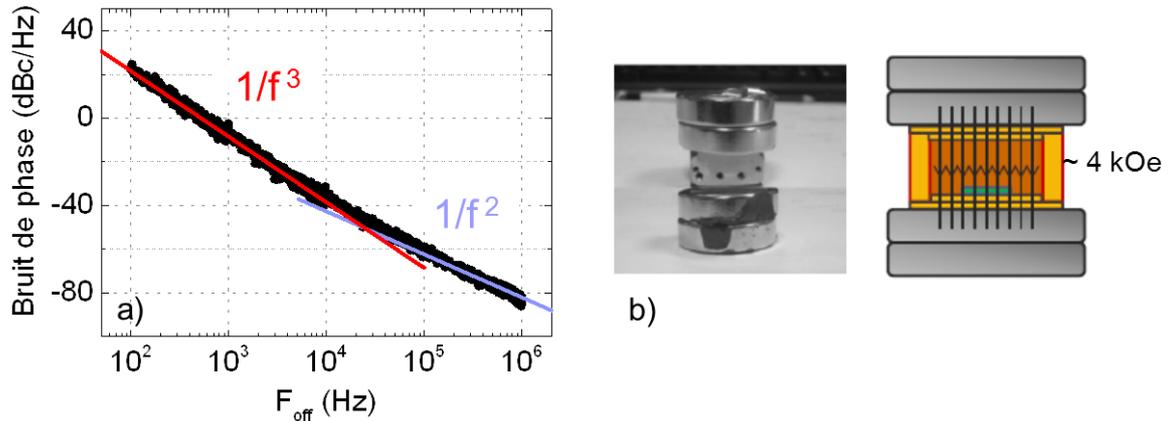


Fig. 81 a) Bruit de phase mesuré par la méthode du discriminateur de fréquence à ligne à retard pour $H_{\perp} \approx 4 \text{ kOe}$ et $I = 6.7 \text{ mA}$. b) Photographie et schématisation de la cavité contenant l'échantillon (vert) coincé entre quatre aimants permanents afin de générer un champ H_{\perp} d'environ 4 kOe .

La seconde méthode que nous avons développée, et qui à récemment été mise en application dans le cadre de mesures de type zero-crossing [180], consiste à ramener la fréquence d'oscillations du STO à une fréquence basse (de l'ordre de quelques MHz) puis d'appliquer l'analyse classique de la transformée de Hilbert. Ceci nous permet de diminuer la fréquence d'échantillonnage f_{samp} et d'augmenter la durée de la trace temporelle T_{mes} et donc d'analyser à des fréquences plus basses.

Pour cela, le signal de sortie du STO, de fréquence f_c , est multiplié par celui d'une source rf, de fréquence f_{source} proche de f_c , au moyen d'un mélangeur. Le signal en sortie du mélangeur est ensuite filtré par un filtre passe-bas pour ne garder que le signal basse fréquence $|f_{\text{source}} - f_c|$ (voir schématisation du banc de mesure sur la **Fig. 81** b). Sur ce nouveau signal, qui correspond au signal initial transposé à une fréquence plus basse, nous appliquons la méthode de la transformée de Hilbert. Nous avons constaté que cette méthode est valide lorsque $|f_{\text{source}} - f_c| \approx 4 \text{ MHz}$.

Sur la Fig. 82, nous comparons les bruits de phase et d'amplitude obtenus par la méthode classique et la méthode où le signal est ramené à $|f_{\text{source}} - f_c|$. Le bruit de phase pour la nouvelle méthode est identique à celui obtenu par la méthode classique, excepté que nous avons désormais accès à des fréquences plus basses. En revanche, le bruit d'amplitude obtenu par cette méthode se distingue de celui obtenu par la méthode classique. Le repliement du spectre semble être à l'origine de cette mauvaise estimation du bruit d'amplitude. Sur la Fig. 82, le bruit d'amplitude est recalé de 10 dB pour correspondre au bruit obtenu par la méthode classique. Pour $F_{\text{off}} < 10^3 \text{ Hz}$, ces mesures confirment la pente en $1/f^3$ du bruit de phase. De plus, en supposant que l'évolution du bruit d'amplitude avec la fréquence soit correcte, le bruit d'amplitude suggère une pente en $1/f$ pour $F_{\text{off}} < 10^3 \text{ Hz}$.

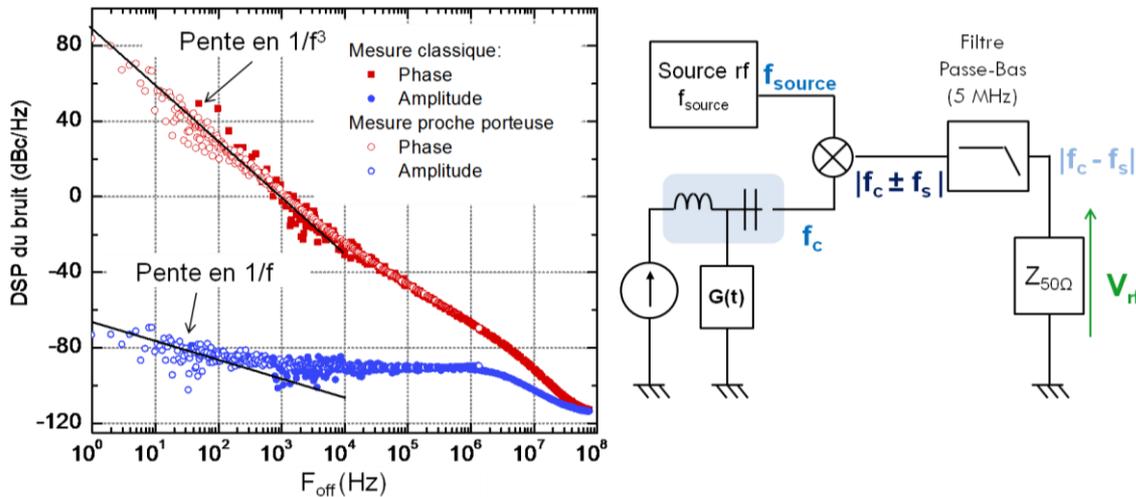


Fig. 82 a) Bruit d'amplitude (bleu) et bruit de phase (rouge) en fonction de F_{off} mesuré par la méthode classique (cercles pleins) et par la méthode de Hilbert appliqué au signal translaté aux basses fréquences (cercles vides). b) Schématisation du banc de mesure utilisé. Mesures effectuées pour une jonction standard ($R = 250$ nm) avec $H_{\perp} = -3.5$ kOe et $I = 4.5$ mA.

Le bruit de phase en $1/f^3$ a déjà pu être mesuré pour des jonctions tunnel magnétiques à aimantation uniforme présentant des TMR d'environ 20% [48,89], pour des jonctions à doubles vortex [106] mais aussi pour des vanes de spin [181]. Afin de déterminer exhaustivement l'origine du bruit de phase en $1/f^3$, il est nécessaire d'éclaircir plusieurs points.

Dans un premier temps, il est nécessaire de déterminer l'origine du bruit de phase en $1/f^3$ et celle d'un potentiel bruit en $1/f$ pour l'amplitude. Pour le comprendre, il est nécessaire de considérer le bruit basse fréquence en $1/f$ qui affecte la plupart des jonctions tunnel magnétiques [93]. Si ce bruit est non magnétique, il peut alors être associé aux mécanismes de piégeage d'électrons au travers de la barrière tunnel. Dans ce cas, le bruit est un bruit de « flicker » d'origine électrique. Par conséquent, le courant qui traverse la jonction présente une caractéristique en $1/f$. L'amélioration de la qualité de la barrière peut permettre de diminuer cette contribution [182,183]. Si le bruit est magnétique, alors il peut correspondre à des reconfigurations de l'aimantation dans la couche libre et la couche polarisatrice [184]. Afin de déterminer l'origine du bruit en $1/f^3$, il nous est nécessaire d'effectuer des mesures en fonction du champ magnétique lorsque le STO est en régime sur-critique mais aussi d'étudier le bruit du STO en régime sous-critique [93,96].

Dans un second temps, il est nécessaire de savoir si ce bruit de phase en $1/f^3$ est issu de fluctuations de phase pures, de fluctuations d'amplitude pures converties en fluctuations de phase ou d'une combinaison des deux. En supposant que le facteur de conversion est unique, égal à v , une mesure correcte du bruit d'amplitude permettrait d'expliquer la nature du bruit de phase. En utilisant le bruit d'amplitude recalé, tracé sur la Fig. 82, ainsi que le facteur v associé, il semble que le bruit de phase présente à la fois des fluctuations purement thermiques en $1/f^3$ auxquelles s'ajoutent des fluctuations d'amplitude en $1/f$ converties en fluctuations de phase. Cette analyse est cohérente avec l'hypothèse d'un bruit électrique de Flicker. En effet, l'amplitude serait alors directement affectée par ce bruit mais aussi la phase car, comme nous le savons, la fréquence du vortex est proportionnelle au courant. Cependant, les mesures de bruit d'amplitude n'étant pas exactes, cette question reste à étudier plus en profondeur.

Nous avons pu extraire le bruit de phase pour différents courants à partir du bruit en $1/f^3$. Sur la Fig. 83, nous avons tracé les bruits de phase obtenus (à basse température) pour différents courants I . Cependant, ces mesures ne nous permettent pas de déterminer l'origine du bruit en

$1/f^3$ car elles ont été effectuées pour un unique champ magnétique. De mesures complémentaires sont nécessaires pour comprendre l'origine de ce bruit basse fréquence.

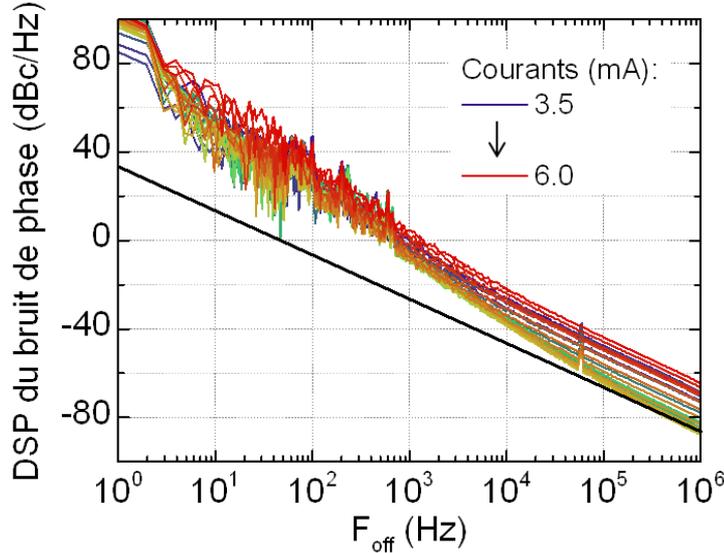


Fig. 83 Bruit de phase en fonction de F_{off} pour différents courants I mesuré par la méthode de Hilbert appliqué au signal translaté aux basses fréquences. La ligne noire correspond à une pente de $1/f^2$. Mesures effectuées pour une jonction standard ($R = 250$ nm) avec un champ $H_{\perp} = 4.7$ kOe à une température de 26 K.

10.3 Analyse des paramètres de réponse au bruit

Les paramètres f_p , Δf_0 et ν sont importants pour la compréhension de la dynamique du cœur de vortex. D'une part parce qu'ils caractérisent la réponse dynamique du cœur de vortex aux fluctuations thermiques, d'autre part car les termes f_p et ν sont liés à l'agilité de l'oscillateur et à la capacité du système à se synchroniser à une force oscillante externe (voir Chapitre 2).

10.3.1 Paramètres de réponse au bruit du vortex magnétique

Les paramètres Δf_0 , f_p et ν sont extraits à partir de l'ajustement du bruit d'amplitude et de phase pour différents courants I et champs H_{\perp} . Ils sont récapitulés sur les cartographies tracées sur la **Fig. 84**. Pour les STOs à base de vortex, la fréquence caractéristique des fluctuations d'amplitude f_p est comprise entre 1 et 10 MHz, la largeur de raie linéaire $2\Delta f_0$ est comprise entre 1 kHz et quelques centaines de kHz et le facteur adimensionné de couplage ν varie entre 1 et plusieurs dizaines.

La connaissance des valeurs accessibles de f_p , Δf_0 et ν est utile car ces grandeurs quantifient les performances de l'oscillateur, pour de potentielles applications rf :

- La largeur de raie linéaire $2\Delta f_0$ minimale mesurée est de 6 kHz. Par conséquent, si la conversion des fluctuations d'amplitudes en fluctuations de phase peut être supprimée alors la FWHM mesurée à l'analyseur de spectre serait de 6 kHz. En revanche, celle mesurée est plutôt de l'ordre de quelques MHz.
- La fréquence f_p traduit la rapidité du vortex à modifier son orbite d'oscillation et sa fréquence. En effet, le temps caractéristique de réponse du STO est défini par $\tau_p =$

$1/2\pi f_p$. Avec f_p compris entre 1 et 10 MHz, τ_p varie entre 30 et 300 ns environ. Ce paramètre s'avère extrêmement important si le STO doit être inclus dans une boucle à verrouillage de phase : alors que la fréquence est ponctuellement corrigée par la rétroaction afin de diminuer le bruit de phase, il est nécessaire que le STO atteigne la nouvelle fréquence souhaitée entre chaque correction. La fréquence des corrections doit donc être inférieure à f_p .

- Le facteur de couplage ν obtenu pour de faibles largeurs de raie linéaires (< 50 kHz) est de l'ordre de 20-30. Ce terme est critique du point de vue de la pureté spectrale de l'oscillateur car une valeur élevée de ν correspond à une conversion importante des fluctuations d'amplitude en fluctuations de phase. Néanmoins, comme nous le verrons au Chapitre 13, un fort ν assure une bonne synchronisation du STO à un signal externe, la gamme de synchronisation étant proportionnelle à $(1 + \nu^2)$.

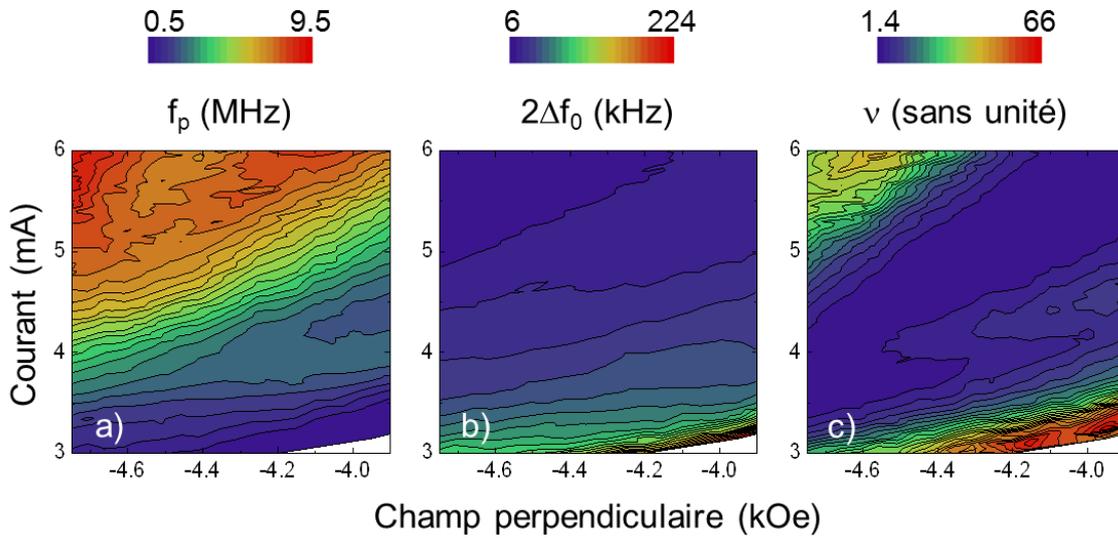


Fig. 84 Cartographie colorisée des paramètres de réponse au bruit mesurés à température ambiante en fonction de I et H_{\perp} : a) fréquence caractéristique des fluctuations d'amplitude f_p , b) largeur de raie intrinsèque $2\Delta f_0$ et c) paramètre normalisé et adimensionné de décalage en fréquence ν .

10.3.2 Dépendance par rapport au courant

Nous nous intéressons à l'évolution des paramètres f_p , Δf_0 et ν en fonction du courant I et souhaitons valider le modèle de l'auto-oscillateur appliqué au vortex.

Pour cela nous comparons les évolutions expérimentales de ces paramètres, tracés sur la **Fig. 88** pour $H_{\perp} = -4.4$ kOe, à leurs expressions analytiques établies au Chapitre 4, telles que :

$$f_p = -\frac{D\kappa_{ms}}{\pi G^2} + \left(\frac{f_{stt}|p_z|}{\pi G} - \frac{D\kappa_{oe}}{\pi G^2} \right) j \quad (229)$$

$$|\nu| = \frac{G}{D} \zeta_{ms} \left/ \left[\zeta_{ms} + \xi \frac{1 + \frac{\kappa_{oe}j}{\kappa_{ms}}}{1 + \frac{\zeta_{oe}\kappa_{oe}j}{\zeta_{ms}\kappa_{ms}}} \right] \right. \quad (230)$$

$$\Delta f_0 = \frac{k_B T D}{2\pi R^2 G^2} \left[\frac{1}{s_0^2} + \frac{1}{\nu} \frac{G \zeta_{ms}}{D} \frac{1 + \frac{\kappa_{oe} j}{\kappa_{ms}}}{1 + \frac{\zeta_{oe} \kappa_{oe} j}{\zeta_{ms} \kappa_{ms}}} \right] \quad (231)$$

Au vu du nombre important de paramètres libres, nous nous appuyons aussi sur l'évolution de la fréquence de porteuse f_c , de l'amplitude s_0 des oscillations et de la composante linéaire de la fréquence $f_{c,lin} = f_c - \nu f_p/2$, extraits à partir des mesures tracées sur la **Fig. 86** pour $H_\perp = -4.4$ kOe. Nous précisons que l'extraction de s_0 est effectuée à partir de la valeur de l'enveloppe moyenne (voir 5.3.3.5). D'après le modèle analytique, ces trois grandeurs s'expriment comme :

$$f_{c,lin} = \frac{\kappa_{ms}}{2\pi G} \left[1 + \frac{\kappa_{oe} |j|}{\kappa_{ms}} \right] \quad (232)$$

$$f_c = \frac{\kappa_{ms}}{2\pi G} \left[1 + \frac{\kappa_{oe} |j|}{\kappa_{ms}} + \zeta_{ms} s_0^2 \left(1 + \frac{\zeta_{oe} \kappa_{oe} |j|}{\zeta_{ms} \kappa_{ms}} \right) \right] \quad (233)$$

$$s_0 = \sqrt{\left(\frac{f_{stt} |p_z| G}{D \kappa} - 1 \right) \frac{1}{(\zeta + \xi)}} \quad (234)$$

où κ_{ms} est le confinement magnétostatique, ζ_{ms} la non-linéarité associée, $\kappa_{oe} j$ le confinement d'Oersted avec $j = I/\pi R^2$ la densité de courant, ζ_{oe} la non-linéarité associée, G le gyrovecteur, D le coefficient d'amortissement, ξ la non-linéarité associée, $f_{stt} p_z$ le facteur associé au transfert de spin, s_0 l'amplitude d'oscillation normalisée du cœur, T la température et k_B la constante de Boltzmann. Les expressions de chacun de ces termes, qui dépendent du champ H_\perp , sont données à la section 3.2.2.

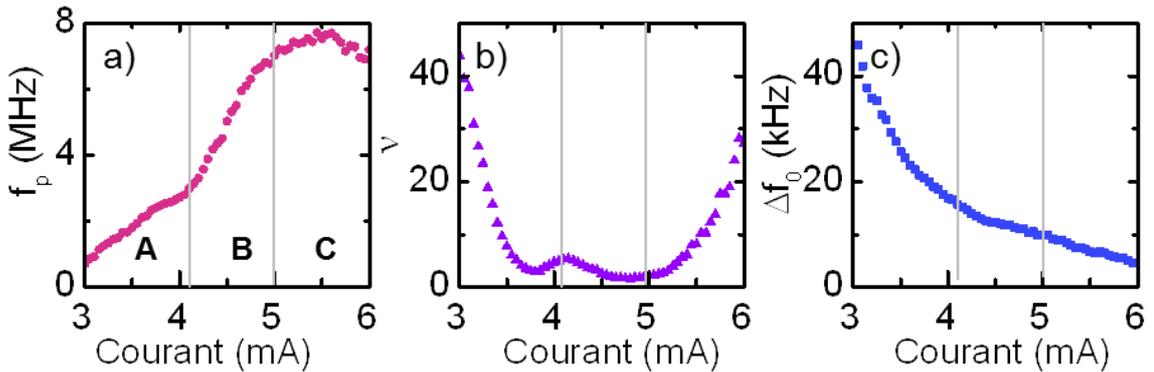


Fig. 85 a) Fréquence de relaxation de l'amplitude f_p , b) facteur de couplage ν et c) demi-largeur de raie linéaire Δf_0 en fonction du courant I . Mesures effectuées pour une jonction standard ($R = 250$ nm) avec un champ $H_\perp = -4.4$ kOe.

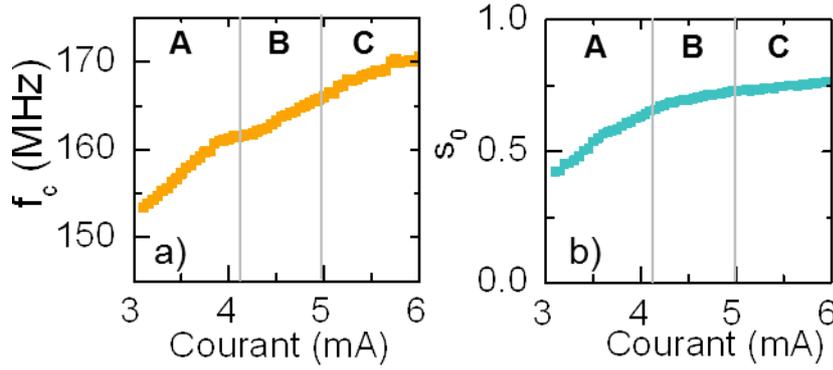


Fig. 86 a) Fréquence de porteuse f_c et b) rayon d'orbite normalisé du cœur de vortex s_0 en fonction de du courant I . Mesures effectuées pour une jonction standard ($R = 250$ nm) avec un champ $H_{\perp} = -4.4$ kOe.

Pour déterminer les valeurs des paramètres permettant de reproduire les résultats expérimentaux, nous procédons de la manière suivante : (1) ajustement de $f_p(I)$ par l'équation (229) et extraction de $\frac{D\kappa_{ms}}{\pi G^2}$ et $\frac{f_{stt}|p_z|}{\pi G} - \frac{D\kappa_{Oe}}{\pi G^2}$, (2) ajustement de $f_{c,lin}(I)$ par l'équation (232) et extraction de $\frac{\kappa_{ms}}{2\pi G}$ et $\frac{\kappa_{Oe}}{\kappa_{ms}}$, (3) ajustement de $f_c(I)$ par l'équation (233) dans laquelle sont injectés le s_0 mesuré et les paramètres estimés à l'étape précédente puis obtention des coefficients ζ_{ms} et $\frac{\zeta_{Oe}\kappa_{Oe}}{\zeta_{ms}\kappa_{ms}}$, (4) ajustement de $\nu(I)$ par l'équation (230) en réinjectant les paramètres estimés aux étapes précédentes et détermination de ξ et (5) ajustement de $\Delta f_0(I)$ par l'équation (231) et détermination de $\frac{k_B T D}{2\pi R^2 G^2}$. Nous obtenons alors un système de huit équations à huit inconnues permettant d'extraire les huit paramètres G , D , ξ , κ_{ms} , ζ_{ms} , κ_{Oe} , ζ_{Oe} et $f_0 p_z$. Afin de vérifier la validité de ces paramètres, nous comparons le rayon mesuré $s_0(I)$ à celui calculé à partir de son expression analytique (157).

Notons que, d'après l'équation (229), $f_p(I)$ est une fonction affine du courant. Or, d'après les résultats expérimentaux que $f_p(I)$ est une combinaison de plusieurs fonctions affines de pentes différentes (voir **Fig. 87**). Nous définissons donc plusieurs intervalles sur lesquels $f_p(I)$ est affine, afin d'effectuer notre analyse sur chaque domaine.

Par exemple, pour $H_{\perp} = -4.4$ kOe, le premier intervalle, noté A, est compris entre 3.0 et 4.2 mA, le deuxième intervalle, noté B, est entre 4.2 et 4.8 mA et le dernier intervalle, noté C, est entre 4.8 et 6 mA (cf. délimitations sur les **Fig. 85** et **Fig. 86**).

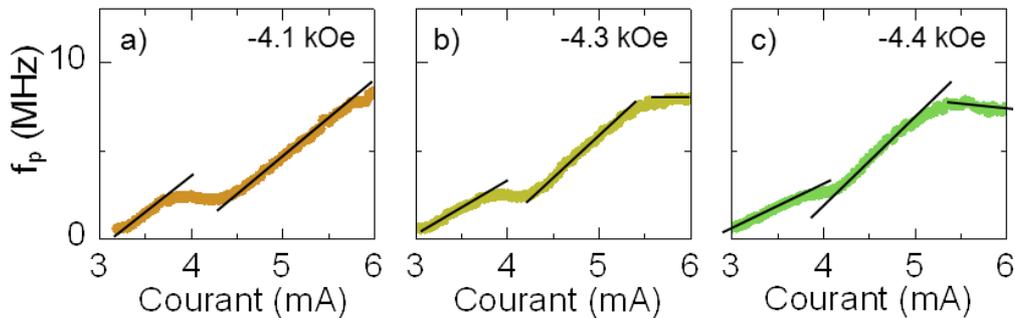


Fig. 87 Evolution de la fréquence de relaxation de l'amplitude f_p en fonction du courant I pour différents champs H_{\perp} a) -4.1 kOe, b) -4.3 kOe et c) -4.4 kOe.

10.3.2.1 Intervalle A et mode gyrotropique

Pour l'intervalle A, en procédant de la manière décrite précédemment, nous pouvons ajuster les résultats expérimentaux de $f_p(I)$, $f_{c,lin}(I)$, $f_c(I)$, $\nu(I)$ et $\Delta f_0(I)$ par leurs équations analytiques, comme montré pour $H_{\perp} = -4.4$ kOe sur la **Fig. 88** a-d. Les évolutions des différents paramètres sont globalement en accord avec le modèle théorique.

Notons cependant que pour les faibles courants, Δf_0 et ν s'écartent des valeurs attendues ($I < 3.5$ mA sur la **Fig. 88**) et qu'aux forts courants, ν est plus élevé que la valeur attendue ($I > 3.9$ mA sur la **Fig. 88**). La proximité de I avec le courant critique peut permettre de justifier cet écart aux faibles courants, auquel cas les équations (229), (230) et (231), dérivées du modèle de l'auto-oscillateur, ne s'appliquent pas [88]. Une autre raison peut être, qu'aux faibles courants, les oscillations peuvent présenter des arrêts, ce qui impliquerait un biais dans l'estimation des niveaux de bruit d'amplitude et bruit de phase. L'écart aux forts courants peut s'expliquer par le fait qu'entre l'intervalle A et B, la dynamique d'aimantation est modifiée [53].

Pour $H_{\perp} = -4.4$ kOe, les paramètres extraits des ajustements sont récapitulés dans le **Tableau 7**. Ces paramètres nous permettent de calculer le rayon d'oscillations s_0 à partir de l'équation (157) en accord avec celui mesuré, comme observé sur la **Fig. 88** e. De plus, ces paramètres sont en accord avec les valeurs attendues, comme établi dans le **Tableau 7** avec les expressions analytiques calculées pour un champ $H_{\perp} = -4.4$ kOe. Ceci confirme donc que l'intervalle A correspond bien au mode gyrotropique entretenu par transfert de spin.

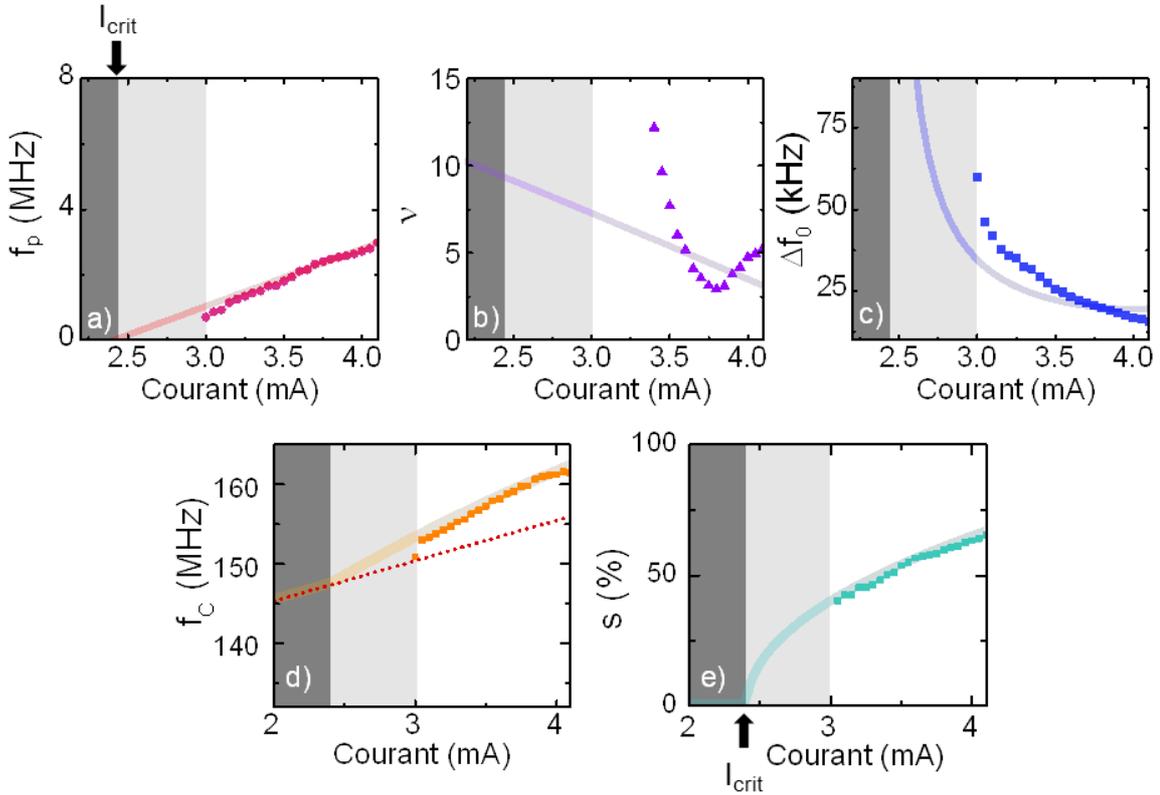


Fig. 88 a) Fréquence de relaxation de l'amplitude f_p , b) facteur de couplage ν , c) demie largeur de raie Δf_0 , d) fréquence de porteuse f_c et e) amplitude d'oscillations normalisée s_0 en fonction du courant I mesurés (symboles) et ajustement pour l'intervalle A (lignes solides). Les paramètres d'ajustement sont récapitulés dans le **Tableau 7**. La ligne pointillée dans (d) correspond à $f_{c,lin}$. Mesures effectuées pour une jonction standard ($R = 250$ nm) avec un champ $H_{\perp} = -4.4$ kOe.

Tableau 7 Récapitulatif des paramètres incluant l'effet du champ $H_{\perp} = 4.4$ kOe. Valeurs estimées à partir des résultats expérimentaux pour l'intervalle A (exp) et calculées à partir des expressions analytiques définies au Chapitre 4 (théo). Les calculs sont effectués pour $R = 250$ nm, $M_5^{\text{NiFe}} = 6.5$ A/m, $H_5^{\text{SAF}} = 10.1$ A/m, $\alpha = 0.01$, $P_{\text{spin}} = 0.26$, $b = 33$ nm et $T = 300$ K.

A	κ_{ms} (kg.s ⁻²)	κ_{Oe} (kg.m ² .A ⁻¹ .s ⁻²)	G (kg.rad ⁻¹ .s ⁻¹)	D (kg.rad ⁻¹ .s ⁻¹)	$f_{stt} p_z $ (kg.m ² .A ⁻¹ .s ⁻²)	ζ_{ms}	ζ_{Oe}	ξ
exp	3.0×10^{-5}	6.2×10^{-16}	3.5×10^{-14}	5.6×10^{-16}	4.2×10^{-17}	0.21	-0.65	1.2
théo	4.1×10^{-5}	7.2×10^{-16}	5.3×10^{-14}	8.8×10^{-16}	6.6×10^{-17}	0.25	-0.50	0.8

Le courant critique, noté I_{crit} , correspond au courant où l'amplitude s_0 passe de zéro à une valeur finie et où la fréquence de relaxation $f_p(I \rightarrow I_{crit}) = 0$. Pour $H_{\perp} = -4.4$ kOe, nous avons alors $I_{crit} = 2.4$ mA (voir **Fig. 88** a). Or, pour les courants proches et supérieurs à I_{crit} (pour $I_{crit} < I < 3.0$ mA sur la **Fig. 89**), nous observons des oscillations de fortes amplitudes mais interrompues par des arrêts de durée plus ou moins longue. Dans ce cas, il nous est impossible de mesurer le bruit de phase et d'amplitude car nous ne pouvons séparer l'amplitude et la phase des oscillations par la méthode de Hilbert (voir section 5.3.3). La présence de défauts locaux dans le disque de NiFe peut expliquer l'existence de ces arrêts. Le vortex, qui présente alors une amplitude d'oscillations faible et peu énergétique, est alors piégé au niveau de ces défauts [185].

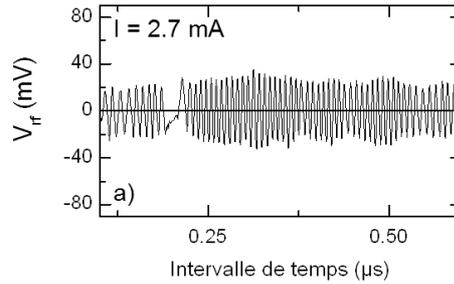


Fig. 89 Exemple de trace temporelle mesurée présentant des oscillations de fortes amplitudes avec un arrêt vers $0.2 \mu\text{s}$ pour $I = 2.7$ mA. Mesures effectuées pour une jonction standard ($R = 250$ nm) avec $H_{\perp} = -4.4$ kOe.

10.3.2.2 Intervalle B et perturbation du mode gyrotropique

Pour l'intervalle B, les ajustements des résultats expérimentaux permettent de reproduire les évolutions de f_p , ν et Δf_0 mais pas celle de f_c , comme sur la **Fig. 90** a-c pour $H_{\perp} = -4.4$ kOe. De plus, les paramètres extraits donnent une très mauvaise estimation de $s_0(I)$ (cf. **Fig. 90** e). Enfin, les paramètres issus des ajustements sont très éloignés des valeurs attendues pour le mode gyrotropique (cf. Tableau 8).

Le nouveau courant critique, qui correspond à la prédominance de cette dynamique par rapport au mode gyrotropique, correspond alors à $I_{crit} = 3.5$ mA pour $H_{\perp} = -4.4$ kOe.

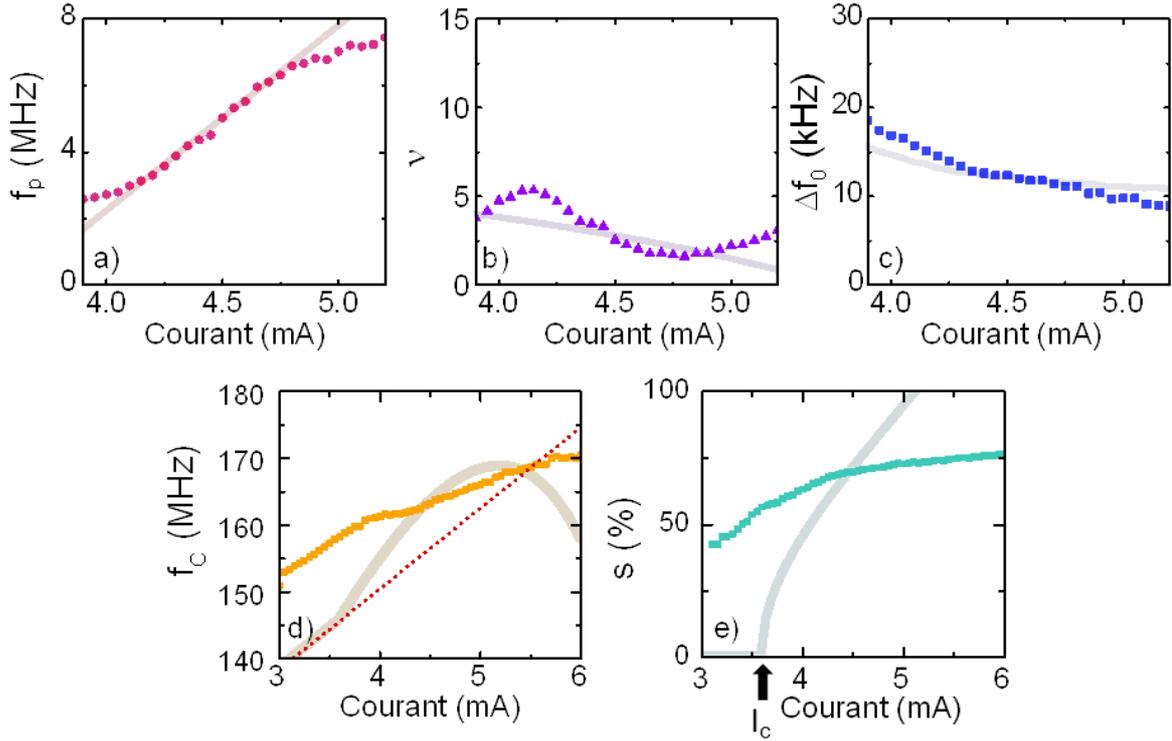


Fig. 90 a) Fréquence de relaxation de l'amplitude f_p , b) facteur de couplage ν , c) demie largeur de raie Δf_0 , d) fréquence de porteuse f_c et e) amplitude d'oscillations normalisée s_0 en fonction du courant I mesurés (symboles) et ajustement pour l'intervalle B (lignes solides). Les paramètres d'ajustements sont récapitulés dans le Tableau 8. La ligne pointillée dans (d) correspond à $f_{c,lin}$. Mesures effectuées pour une jonction standard ($R = 250$ nm) avec un champ $H_{\perp} = -4.4$ kOe.

Tableau 8 Récapitulatif des paramètres incluant l'effet du champ $H_{\perp} = 4.4$ kOe. Valeurs estimées à partir des résultats expérimentaux pour l'intervalle B (exp) et calculées à partir des expressions analytiques définies au Chapitre 4 (théo). Les calculs sont effectués pour $R = 250$ nm, $M_s^{NiFe} = 6.5$ A/m, $H_s^{SAF} = 10.1$ A/m, $\alpha = 0.01$, $P_{spin} = 0.26$, $b = 33$ nm et $T = 300$ K.

B	κ_{ms} ($\text{kg}\cdot\text{s}^{-2}$)	κ_{Oe} ($\text{kg}\cdot\text{m}^2\cdot\text{A}^{-1}\cdot\text{s}^{-2}$)	G ($\text{kg}\cdot\text{rad}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$)	D ($\text{kg}\cdot\text{rad}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$)	$f_{stt} p_z $ ($\text{kg}\cdot\text{m}^2\cdot\text{A}^{-1}\cdot\text{s}^{-2}$)	ζ_{ms}	ζ_{Oe}	ξ
exp	1.3×10^{-4}	3.0×10^{-15}	2.0×10^{-13}	2.0×10^{-14}	1.0×10^{-15}	0.78	-1.2	0.2
théo	4.1×10^{-5}	7.2×10^{-16}	5.3×10^{-14}	8.8×10^{-16}	6.6×10^{-17}	0.25	-0.50	0.8

10.3.2.3 Intervalle C et mode C-state dynamique

Pour l'intervalle C, aucune solution consistante sur l'ensemble des paramètres f_p , ν , Δf_0 , f_c et $f_{c,lin}$ n'a pu être trouvée. Il s'avère que, sur cet intervalle, la dynamique d'aimantation correspond à celle du mode C-state dynamique, discuté à la section 6.2.1. Il est donc normal qu'elle ne rentre pas dans le cadre du modèle de l'auto-oscillateur du mode gyrotropique.

10.3.2.4 Discussion sur les intervalles A et B

Sur les intervalles A et B, l'accordabilité de la fréquence f_c avec le courant I , df_c/dI , présente la même tendance. Par exemple, nous avons tracé df_c/dI pour $H_{\perp} = -4.4$ kOe sur la Fig. 91. Bien que l'accordabilité soit modifiée au voisinage de 4.2 mA, df_c/dI correspond bien à celle du mode

gyrotropique sur A et B. Il est donc difficile de différencier la nature de la dynamique entre A et B.

Il semblerait que sur l'intervalle B, une modification substantielle du mode gyrotropique ne nous permette plus de décrire proprement la dynamique d'aimantation avec le modèle de Thiele. Plusieurs explications sont possibles (1) ceci peut être dû au fait que notre modèle ne considère que les non-linéarités d'ordre 2 et est donc insuffisant pour les fortes amplitudes d'oscillations (cf. **Fig. 90** e où $s_0 > 60\%$ pour $I > 4$ mA), (2) il se peut que la distribution de l'aimantation perpendiculaire, supposée rigide, ne corresponde pas à celle du vortex lorsque celui-ci présente une grande amplitude d'oscillations et donc une grande vitesse, (3) des défauts présents au niveau de la périphérie du disque peuvent modifier le dynamique. Les simulations micromagnétiques effectuées sur un disque cylindrique de NiFe ne nous ont pas permis de retrouver ce comportement.

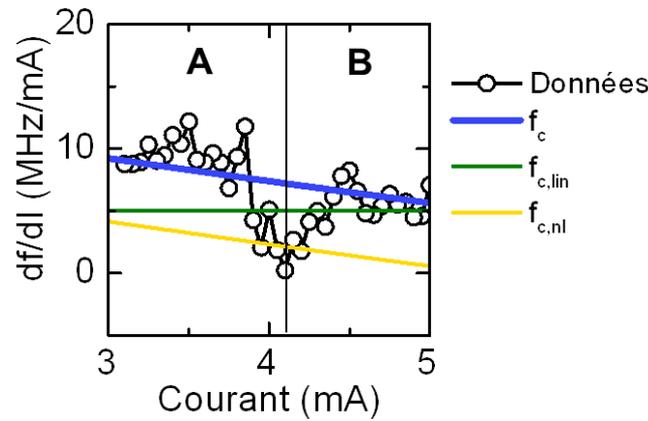


Fig. 91 Evolution de df_c/dI en fonction de I issues des résultats expérimentaux (cercle) et des prédictions analytiques (ligne solide bleue). La composante linéaire $df_{c,lin}/dI$ est tracée en vert et la composante non-linéaire en jaune. Mesures effectuées pour une jonction standard ($R = 250$ nm) avec un champ $H_{\perp} = -4.4$ kOe.

10.4 Spécificité du vortex magnétique

A partir de l'analyse précédente des paramètres caractéristiques du mode gyrotropique, nous pouvons souligner quelques spécificités propres à la dynamique du vortex magnétique.

10.4.1 Accordabilité du vortex

D'après l'analyse précédente, l'accordabilité du STO est de l'ordre de quelques MHz/mA. Par exemple, pour $H_{\perp} = -4.4$ kOe df_c/dI varie entre 0 et 10 MHz/mA, comme montré sur la **Fig. 91**. Nous soulignons le fait important que l'accordabilité du STO est due à la fois à l'accordabilité de la composante linéaire $df_{c,lin}/dI$ et à celle de la composante non-linéaire $df_{c,nl}/dI$ (liée aux non-linéarités au travers de $N = v\pi f_p/q_0$). En particulier, comme $df_{c,lin}/dI = (CC_{oe}\gamma\mu_0 0.85)/(4\pi^3 R)$, l'accordabilité de la composante linéaire ne dépend pas du courant I et est inversement proportionnelle au rayon R de la jonction considérée. En revanche, celle de la composante non-linéaire $df_{c,nl}/dI$ dépend du courant I (au travers de N et de l'amplitude d'oscillation du cœur de vortex s_0). Comme montré sur la **Fig. 91**, $df_{c,lin}/dI = 5$ MHz/mA et $df_{c,nl}/dI$ varie entre 5 et 0 mA/MHz, ce qui résulte en une variation totale de df_c/dI entre 10 et 5 MHz/mA. Ainsi en se plaçant à un point de fonctionnement pour lequel le facteur de couplage amplitude/phase v est minimal, le bruit de phase peut être faible et l'accordabilité du STO élevée grâce à la composante linéaire de la fréquence $df_{c,lin}/dI$, comme

par exemple pour $I = 3.8$ mA sur la **Fig. 88**, où $v = 3$ et qui correspond à $df_c/dI = 10$ MHz/mA (cf. Fig. 91).

10.4.2 Avantage par rapport à la dynamique d'aimantation uniforme

Un autre avantage du vortex par rapport à la dynamique d'aimantation uniforme est la cohérence des oscillations. Expérimentalement, les largeurs de raie (FWHM) mesurées pour la dynamique d'aimantation uniforme sont supérieures à celle obtenues pour les vortex et cet effet se retrouve dans de bruit de phase.

Tout d'abord, il est intéressant de constater que pour les deux STOs (vortex et aimantation uniforme), les niveaux de bruit d'amplitude sont équivalents et l'ordre de grandeur du facteur v est le même [89]. Par contre, le terme qui convertit le bruit d'amplitude en bruit de phase est bien plus faible pour le STO à base de vortex. En effet, dans l'équation (228), $[vf_p]^2 \sim 10^6$ Hz² pour le vortex tandis que $[vf_p]^2 \sim 10^8$ Hz² pour le STO à aimantation uniforme [89]. De plus, le bruit de phase intrinsèque du STO à vortex est inférieur à celui du STO à aimantation uniforme, car pour le premier $2\Delta f_0 \approx 10$ kHz, tandis que pour le second, $2\Delta f_0 \approx 1$ MHz [89]. Par conséquent, le bruit de phase total du STO à base de vortex est plus faible que celui du STO à base d'aimantation uniforme.

10.4.3 Energie du vortex

A partir de nos résultats expérimentaux, nous avons calculé l'énergie du système à partir de l'expression :

$$\epsilon(s_0) = \frac{1}{2} \kappa s_0^2 R^2 \quad (235)$$

Pour $H_{\perp} = -4.4$ kOe, elle varie entre 50 et 120 fois l'énergie thermique $k_B T$ à température ambiante (cf. **Fig. 92**).

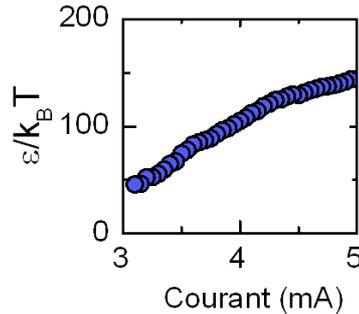


Fig. 92 Estimation de l'énergie totale du mode gyrotropique, normalisée par $k_B T$. Mesures effectuées pour une jonction standard ($R = 250$ nm) avec $H_{\perp} = -4.4$ kOe à température ambiante.

10.5 Origine de la largeur de raie et améliorations possibles

D'après la section 4.3.4, la largeur de raie (FWHM) peut être estimée à partir des paramètres de réponse au bruit Δf_0 , f_p et v . Dans cette section, nous discutons les origines de la FWHM mesurée et les possibilités d'améliorations.

10.5.1 Estimation de la largeur de raie

A partir des valeurs de f_p , Δf_0 et ν , nous pouvons déduire une estimation de la largeur de raie à mi-hauteur du spectre des oscillations et nous le comparons à la valeur réellement mesurée. Nous voyons que la largeur de raie s'estime différemment en fonction du régime de température correspondant à la dynamique.

En fonction la valeur de FWHM par rapport à f_p , nous pouvons différencier deux régimes. Le premier est un régime pour lequel la température a des effets modérés, appelé régime « basse température » lorsque $\text{FWHM} \ll f_p/2$, et le second est un régime pour lequel les effets sont plus importants, appelé régime à « température intermédiaire » lorsque $f_p/2 \ll \text{FWHM} \ll |\nu|f_p/2$.

A température ambiante, le régime de température du mode gyrotropique peut correspondre à l'un ou l'autre de ces deux régimes. En effet, aux faibles courants I , nous avons $f_p/2 \ll \text{FWHM} \ll |\nu|f_p/2$ tandis qu'aux forts courants I , $\text{FWHM} \ll f_p/2$ comme sur la **Fig. 93** a sur laquelle, pour $I < 3.5$ mA, le régime est dit de « température intermédiaire » et pour $I > 3.5$ mA, il est de « basse température ». Or, en fonction du régime, la FWHM s'exprime de deux manières différentes [84] :

$$\text{FWHM} \cong 2 \Delta f_0 (1 + \nu^2) \Leftrightarrow \text{FWHM} \ll f_p/2 \quad (236)$$

$$\text{FWHM} \cong 2|\nu| \sqrt{\ln 4 f_p \Delta f_0} \Leftrightarrow f_p/2 \ll \text{FWHM} \ll |\nu|f_p/2 \quad (237)$$

Dans l'expérience, la FWHM mesurée est reproduite uniquement dans la région où $\text{FWHM} \ll f_p/2$ donnée par l'équation (236) comme montré sur la **Fig. 93** b. Les mesures effectuées à l'analyseur de spectre dans cette région montrent que le spectre correspond à une DSP lorentzienne, comme attendu par le modèle. En revanche, dans la région à faibles valeurs de I , la FWHM est surestimée par l'équation (237) comme sur la **Fig. 93** pour $I < 3.5$ mA.

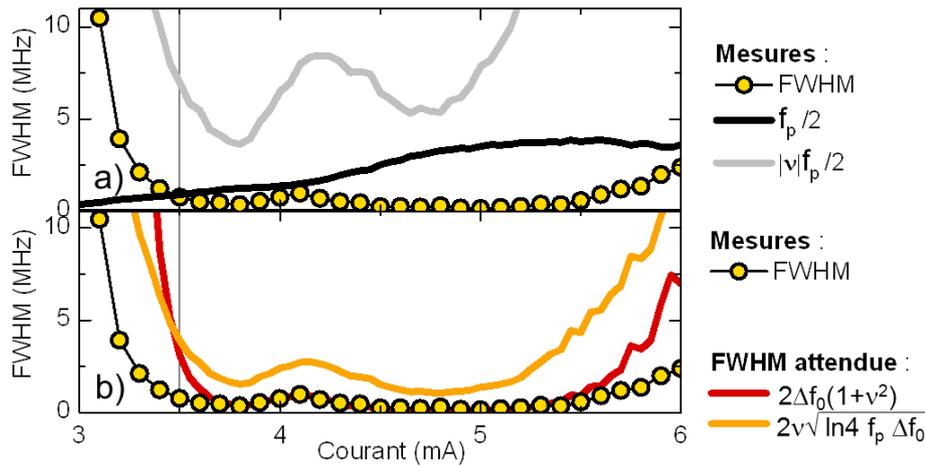


Fig. 93 a) Comparaison de la FWHM issue des mesures fréquentielles avec un ajustement lorentzien (cercles jaunes) à $f_p/2$ (courbe noire) et à $|\nu|f_p/2$ (courbe grise) issue des mesures temporelles. b) Comparaison de la FWHM issue des mesures fréquentielles avec un ajustement lorentzien (cercles jaunes) à la FWHM calculée avec l'équation (236) (courbe rouge) et calculée avec l'équation (237) (courbe orange). Mesures effectuées pour une jonction standard ($R = 250$ nm) avec $H_{\perp} = -4.4$ kOe.

Dans la région à bas courants, la mauvaise estimation de FWHM peut être due au fait que cette région est proche de $I_{crit} \approx 2.5$ mA. En effet, proche de I_{crit} , les comportements observés précédemment ne s'appliquent plus car la puissance moyenne des oscillations est a priori petite et de l'ordre des fluctuations de puissance. D'après Kim et al. [88], la DSP du signal n'est plus ni lorentzienne ni gaussienne mais résulte de la superposition de plusieurs spectres lorentziens centrés sur des fréquences différentes (voir **Fig. 94** a-f). Par conséquent, au voisinage de I_{crit} , la FWHM mesurée est inférieure à la FWHM théorique (cf. **Fig. 94** g). Nos mesures expérimentales confortent ce résultat avec $|\nu| \sim 15$ à faibles courants.

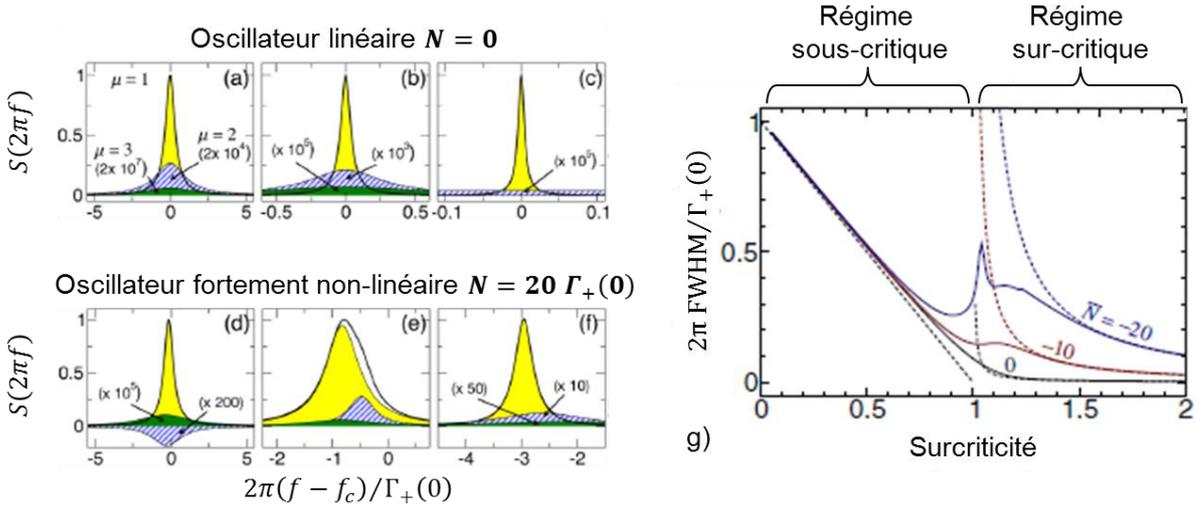


Fig. 94 (a-f) DSP des oscillations représentée par la ligne gras noire résultant de la superposition des différents spectres lorentziens contribuant au spectre (indiqué en couleur) dans le cas (a-c) d'un oscillateur linéaire et (d-f) d'un oscillateur fortement non-linéaire avec $N = 20\Gamma_+(0)$. Les différents régimes sont décrits: (a,d) régime sous-critique, (b,e) régime sur-critique proche de I_{crit} et (c,f) régime sur-critique loin de I_{crit} . g) Largeur de raie normalisée en fonction du courant normalisé par rapport à I_{crit} pour un oscillateur linéaire (ligne noire), un oscillateur faiblement non-linéaire (ligne rouge) et un oscillateur fortement non linéaire (ligne bleue). Figure adaptée de [88].

10.5.2 Possibilités d'amélioration de la largeur de raie

Pour les jonctions standards mesurées à température ambiante, la FWHM minimale est de l'ordre de la centaine de kHz tandis que la largeur de raie linéaire, $2\Delta f_0$, est de l'ordre de la dizaine de kHz. Ceci signifie qu'il est possible de réduire la FWHM d'un ordre de grandeur uniquement en supprimant la conversion du bruit d'amplitude en bruit de phase. Pour un STO libre (i.e. en dehors de toute rétroaction externe), cette conversion est associée au facteur ν , lui-même déterminé par les non-linéarités ζ_{ms} , ζ_{oe} et ξ . Or ces termes sont liés à la géométrie de la couche libre et sont difficilement contrôlables.

Une autre voie d'amélioration est de diminuer le bruit de phase linéaire $2\Delta f_0$, ce qui revient à réduire l'influence des fluctuations thermiques sur la dynamique d'aimantation. Le facteur $2\Delta f_0$, proportionnel à $\alpha/(L^2 M_s^{libre})$, peut être diminué soit augmentant le volume de la couche libre, soit en changeant le matériau de la couche libre pour un matériau avec un plus faible amortissement de Gilbert α ou une plus forte aimantation à saturation M_s^{libre} . Cependant dans ce dernier cas, cette augmentation d'aimantation se fait au détriment du courant critique.

Comparons les jonctions standards de FeB, présentées au Chapitre 9 aux jonctions standards à base de NiFe. Pour les jonctions standards de NiFe ($R = 250$ nm et $L = 5$ nm), nous avons

$\alpha/(L R^2 M_s^{libre}) \approx 5 \times 10^{13} \text{ A.m}^2$ et les mesures temporelles donnent au mieux $2\Delta f_0 \approx 10 \text{ kHz}$. Pour les jonctions standards de FeB ($R = 225 \text{ nm}$, $L = 4 \text{ nm}$, $M_s^{FeB} = 11.5 \times 10^5 \text{ A.m}^{-1}$ et $\alpha^{FeB} = 0.005$), $\alpha/(L R^2 M_s^{libre}) \approx 2 \times 10^{13} \text{ A.m}^2$ et les mesures temporelles permettent d'obtenir $2\Delta f_0 \approx 5 \text{ kHz}$. Par conséquent, les jonctions à base de FeB permettent de diminuer la largeur de raie.

Une autre alternative pour améliorer le bruit de phase d'un STO est de le synchroniser à d'autres STOs. Cette voie d'amélioration est discutée dans la Partie VI.

Dans ce chapitre, nous avons étudié le bruit d'amplitude et le bruit de phase d'oscillateurs à transfert de spin à base de vortex, à partir de mesures temporelles. Nous avons confirmé les prédictions du Chapitre 4, à savoir que le bruit de phase de l'oscillateur est issu de deux composantes : le bruit de phase linéaire, directement lié aux fluctuations thermiques, et la conversion des fluctuations d'amplitude en fluctuations de phase associée aux non-linéarités de l'oscillateur. L'hypothèse d'un bruit purement thermique (i.e. blanc) se révèle correcte pour reproduire les niveaux de bruits obtenus sur une grande plage de fréquence mais semble remise en question pour décrire le bruit proche porteuse.

Nous avons extrait les paramètres de réponse au bruit Δf_0 , v et f_p à partir de l'analyse du bruit d'amplitude et de phase. Lorsque les conditions de champ et de courant sont telles que le mode gyrotropique est excité par transfert de spin, ces paramètres correspondent bien à ceux attendus pour le vortex décrits au Chapitre 4. Cependant pour les grandes amplitudes d'oscillation, notre modèle ne permet plus de reproduire les comportements observés.

Les paramètres de réponse au bruit extraits de nos mesures temporelles permettent de reproduire la largeur de raie mesurée lors de mesures fréquentielles. Cependant lorsque le courant est proche du courant critique, la largeur de raie estimée dévie sensiblement de celle attendue car le modèle que nous avons développé ne permet pas d'expliquer les fluctuations d'amplitude lorsque celles-ci sont trop faibles. A température ambiante et loin du courant critique, la largeur de raie peut être établie en considérant que le mode gyrotropique correspond à une dynamique dans le régime des « basses températures ».

Le premier avantage du STO à base de vortex réside dans sa faible largeur de raie linéaire $2\Delta f_0$. En effet, ceci implique un faible bruit de phase pour un système spintronique de quelques centaines de nanomètres qui peut être diminué en modifiant les paramètres de la couche libre. Cela peut être réalisé de plusieurs manières : en diminuant le coefficient de Gilbert, en augmentant l'aimantation à saturation du matériau ou en augmentant le volume de la couche libre. Le second avantage du STO est la possibilité de garder une accordabilité élevée tout en se plaçant à un point de fonctionnement pour lequel le système est faiblement non-linéaire.

Chapitre 11

Limites de validité d'un bruit blanc thermique isotrope

Dans l'analyse des résultats précédents, nous avons fait deux hypothèses fortes. La première a été de supposer que la dynamique du cœur de vortex excité par transfert de spin vérifie une trajectoire circulaire avec un bruit isotrope. La seconde a été de supposer qu'un bruit d'origine purement thermique affecte les fluctuations d'amplitude et de phase.

Dans ce chapitre, nous montrons que ces deux hypothèses ont un champ d'application limité. La validité de la première hypothèse est testée par l'analyse de l'enveloppe du signal, alors que la deuxième hypothèse d'un bruit blanc purement théorique est remise en question par une analyse temporelle effectuée en fonction de la température.

11.1 Dynamique asymétrique et bruit anisotrope

L'analyse précédente suppose que la dynamique du cœur de vortex, dans le régime sur-critique, vérifie une trajectoire circulaire et est constamment soumise au même bruit. Nous présentons ici une analyse de l'enveloppe du signal remettant cette hypothèse en question.

11.1.1 Equivalence entre oscillations du cœur et enveloppe du signal

Nous avons établi dans la section 5.3.3.5 que l'enveloppe inférieure (resp. supérieure) du signal V_{rf} correspond à l'amplitude d'oscillation du cœur de vortex s ayant une phase $\chi(t) = \pi/2$ (resp. $\chi(t) = 3\pi/2$), à un facteur de proportionnalité $\sqrt{\hbar}$ près. Ainsi nous pouvons étudier les fluctuations du cœur de vortex δs relativement à ces deux positions extrêmes par rapport au disque. En effet, lors des mesures, nous observons que l'enveloppe inférieure est différente de l'enveloppe supérieure ce qui implique que l'amplitude d'oscillation du cœur de vortex change au cours d'un tour.

De plus, nous avons défini la puissance associée à chacune de ces enveloppes, notées Pow_{inf} et Pow_{sup} (voir section 5.3.3.5). Ces puissances sont liées à la puissance des oscillations par $q(t) = \hbar Pow(t)$ lorsque le cœur de vortex a une phase $\chi(t) = \pi/2$ et $\chi(t) = 3\pi/2$. Par conséquent, nous déduisons la puissance des oscillations du cœur de vortex q ainsi que ses fluctuations de puissance δq en fonction de la phase du cœur de vortex.

11.1.2 Puissance d'oscillations fonction de la position du cœur

Sous l'effet des fluctuations thermiques, la puissance des oscillations sur-critiques est distribuée selon une distribution gaussienne régie par Δf_0 et f_p .

Pour chaque enveloppe, nous avons défini la puissance des oscillations du cœur d'après $q(t) = \hbar Pow(t)$. Expérimentalement, la distribution de Pow pour chacune des deux enveloppes vérifie bien une distribution gaussienne comme montré sur la Fig. 95.

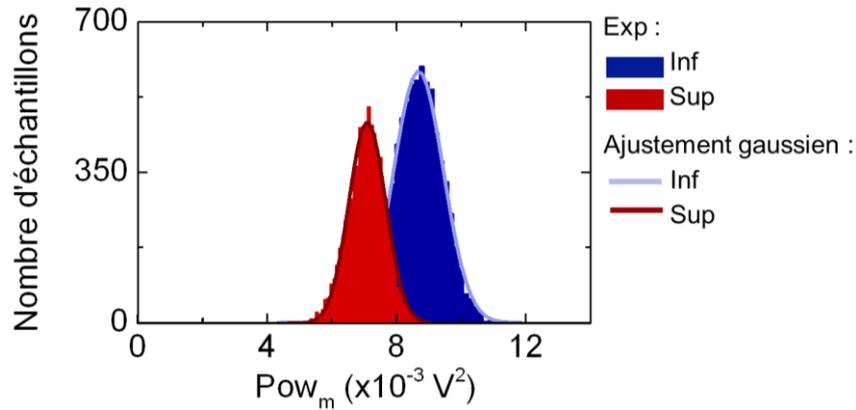


Fig. 95 Histogramme montrant la répartition de Pow_{sup} (rouge) et à Pow_{inf} (bleu) et ajustement gaussien correspondant (ligne solides). Mesures effectuées pour une jonction standard ($R = 250$ nm) avec $H_{\perp} = -4.4$ kOe et $I = 4.8$ mA.

Grâce à l'ajustement par une gaussienne, nous pouvons extraire la puissance moyenne et l'écart-type caractéristique des fluctuations de puissance pour chaque enveloppe (voir Fig. 96). Il s'avère que les puissances moyennes, notées $\langle Pow_{inf} \rangle$ et $\langle Pow_{sup} \rangle$, sont différentes et montrent un écart croissant avec le courant I , comme montré sur la Fig. 96 a. De plus, les écarts-types relatifs à chacune des enveloppes, notés $\sigma_{Pow_{inf}}$ et $\sigma_{Pow_{sup}}$, diffèrent (cf. Fig. 96 b).

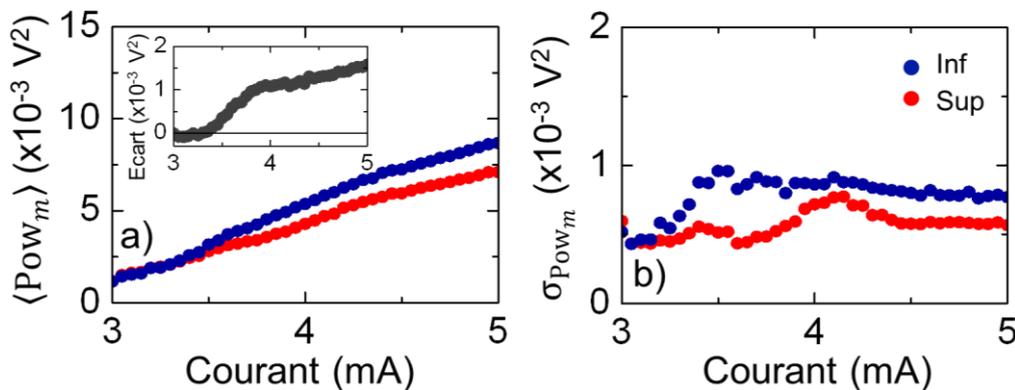


Fig. 96 a) Moyenne de la puissance de l'enveloppe Pow_m et b) de l'écart-type σ_{Pow_m} avec le courant I pour l'enveloppe inférieure (bleu) et l'enveloppe supérieure (rouge). L'encart montre l'évolution de l'écart $\langle Pow_{inf} \rangle - \langle Pow_{sup} \rangle$ avec le courant I . Mesures effectuées pour une jonction standard ($R = 250$ nm) avec le champ $H_{\perp} = -4.4$ kOe.

11.1.3 Paramètres de réponse au bruit moyennés sur la trajectoire

Les fluctuations de puissance, et donc l'écart-type de ses fluctuations, sont gouvernées par la fréquence de relaxation de la puissance f_p et la largeur de raie linéaire $2\Delta f_0$. Nous avons déjà extrait ces paramètres à partir du bruit de phase et du bruit d'amplitude à la section 10.3 mais nous allons voir qu'ils peuvent être extraits de chacune des enveloppes et diffèrent d'une enveloppe à l'autre.

D'après la section 4.3.3, nous savons que la fonction d'autocorrélation des fluctuations d'amplitude est liée aux paramètres de réponse au bruit f_p et Δf_0 par la relation :

$$K_{\delta s/s_0}(t) = \frac{\Delta f_0}{f_p} e^{-2\pi f_p |t|} \quad (238)$$

Pour chacune des enveloppes, nous pouvons définir la valeur moyenne $\langle |Env_m| \rangle$ ainsi que les fluctuations par rapport à la moyenne $\delta |Env_m|$. Comme l'amplitude d'oscillation est proportionnelle à l'enveloppe, il découle que leurs fonctions d'autocorrélation sont égales i.e. $K_{\delta s/s_0}(t) = K_{\delta |Env_m|/\langle |Env_m| \rangle}(t)$.

Les fonctions d'autocorrélation de $\delta |Env_m|/\langle |Env_m| \rangle$, associées à chacune des enveloppes, correspondent bien à des fonctions exponentielles décroissantes du temps comme montré sur la **Fig. 97** mais elles ne sont pas égales pour les deux enveloppes.

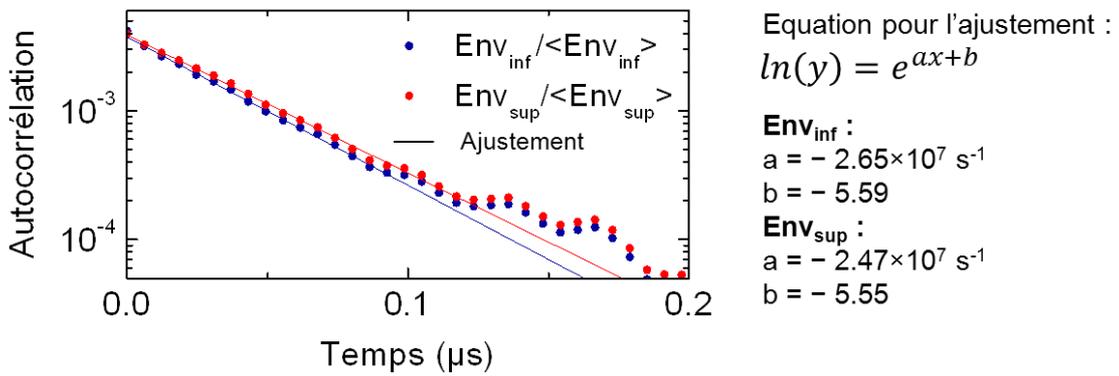


Fig. 97 Fonctions d'autocorrélation de $\delta |Env_m|/\langle |Env_m| \rangle$ mesurées (symboles) et ajustées par l'équation (238) (ligne solide) pour l'enveloppe inférieure (bleu) et pour l'enveloppe supérieure (rouge). Mesures effectuées pour une jonction standard ($R = 250 \text{ nm}$) avec $H_{\perp} = -4.4 \text{ kOe}$ et $I = 4.6 \text{ mA}$.

En particulier, nous pouvons déduire les paramètres f_p et Δf_0 de l'ajustement de $K_{\delta |Env_m|/\langle |Env_m| \rangle}$ à partir de l'équation (238), comme sur la **Fig. 98** pour laquelle l'extraction est correcte²⁶ pour $I < 4.5 \text{ mA}$.

Le paramètre f_p est quasiment identique pour les deux enveloppes et est égal à la valeur extraite du bruit d'amplitude et de phase au Chapitre 10 (voir **Fig. 98 a**). Cela signifie que la relaxation du cœur est indépendante de la phase du cœur de vortex. Ce constat est normal car la relaxation des fluctuations de puissance s'effectue sur une durée $1/\pi f_p$, bien plus longue qu'une période d'oscillation. Par conséquent, définir un f_p instantané n'a pas de sens. En revanche, aux bas courants, le paramètre Δf_0 diffère fortement pour les deux enveloppes. Il s'avère que le Δf_0 moyen obtenu sur les deux enveloppes correspond à la valeur obtenue par la méthode décrite dans le Chapitre 10, qui suppose une trajectoire circulaire.

²⁶ Si le bruit d'amplitude est trop faible, la détermination de Δf_0 et f_p par la fonction d'autocorrélation des enveloppes est limitée par le plancher de bruit et mène aux « oscillations » observées.

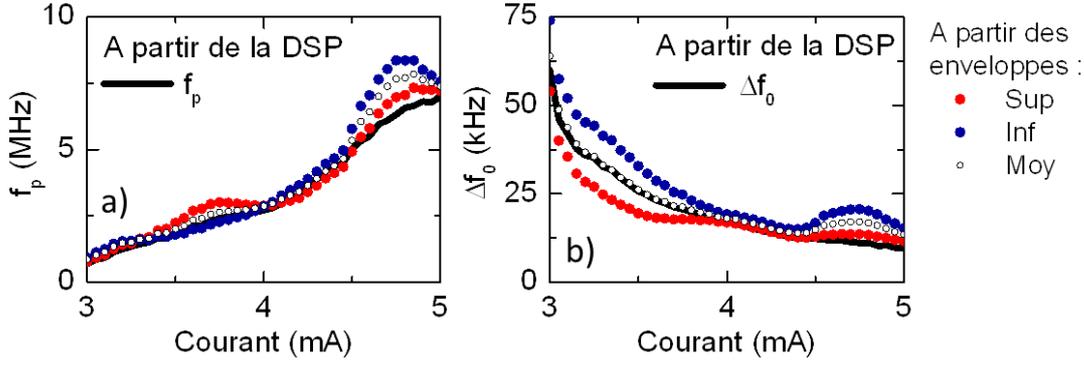


Fig. 98 a) Fréquence caractéristique de la relaxation de l'amplitude f_p et b) demie largeur de raie linéaire Δf_0 en fonction du courant I issues de l'ajustement de $K_{\delta|Env_m|/\langle|Env_m|\rangle}$ pour l'enveloppe inférieure (bleu) et supérieure (rouge). Les cercles blancs correspondent à la valeur moyenne sur les deux enveloppes. La courbe noire correspond au paramètre extrait par la méthode décrite dans le Chapitre 10. Mesures effectuées pour une jonction standard ($R = 250$ nm) avec $H_{\perp} = -4.4$ kOe.

11.1.4 Fluctuations asymétriques

Les différences de Δf_0 obtenues pour l'enveloppe inférieure et l'enveloppe supérieure indiquent que le bruit qui affecte la dynamique du cœur n'est pas isotrope et dépend de la position du cœur de vortex. Nous avons déjà pu observer cette dépendance dans l'écart-type des fluctuations de puissance, tracées sur la **Fig. 96** b. D'après la section 4.3.2, la puissance moyenne $\langle q \rangle$ et l'écart-type σ_q vérifie :

$$\frac{4\langle q \rangle^2}{\sigma_q^2} \approx \frac{4\varepsilon}{k_B T} \frac{\pi f_p}{\Gamma_+} = \frac{f_p}{\Delta f_0} \quad (239)$$

Sachant que $\sigma_q/\langle q \rangle = \sigma_{Pow_m}/\langle Pow_m \rangle$, il s'avère que $\sigma_{Pow_m}/\langle Pow_m \rangle$ est différent pour les deux enveloppes comme montré sur la Fig. 98 (symboles rouge et bleu) et correspond aux écarts de Δf_0 relatif à chacune des enveloppes. Ces différences peuvent être dues à la présence de défauts dans la couche de NiFe ou à l'effet du champ de fuite du SAF sur la dynamique du vortex.

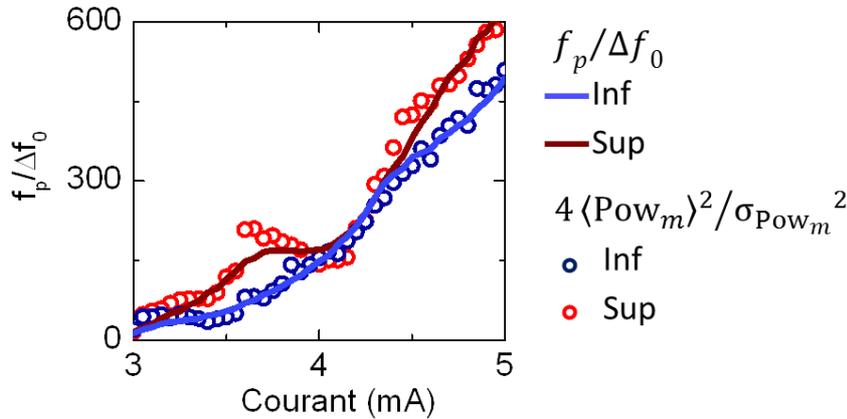


Fig. 99 Comparaison de $f_p/\Delta f_0$ issus de l'ajustement de $K_{\delta|Env_m|/\langle|Env_m|\rangle}$ (lignes solides) et de $4\langle Pow_m \rangle^2/\sigma_{Pow_m}^2$ (symboles) en fonction du courant I pour l'enveloppe inférieure (bleu) et l'enveloppe supérieure (rouge).

11.2 Limite de l'hypothèse d'un bruit thermique

Dans cette section, nous étudions le comportement du bruit d'amplitude et de phase lorsque la température est modifiée afin de vérifier si l'origine du bruit blanc est bien thermique. Pour cela, nous effectuons les mesures temporelles sur des jonctions placées dans un cryostat, pour différentes valeurs de température et de courants.

Dans un premier temps, nous montrons l'influence importante de la température sur les propriétés rf du signal, à savoir, la fréquence des oscillations et la largeur de raie spectrale. Dans un second temps, nous étudions la cohérence des oscillations aux travers des spectres du bruit de phase et du bruit d'amplitude pour différentes températures. De ces spectres, nous extrayons les paramètres de réponse au bruit. Leurs comportements en fonction de la température seront reliés à l'évolution de la largeur de raie. Enfin, afin de vérifier si le bruit blanc est purement thermique, nous étudions l'évolution de la largeur de raie linéaire en fonction de la température.

11.2.1 Evolution des propriétés spectrales avec la température

11.2.1.1 Modification de la fréquence d'oscillation

Sur la **Fig. 100 a**, nous présentons l'évolution de fréquence de porteuse f_c en fonction du courant I , obtenue pour différentes valeurs de température allant de 26 à 277 K. Nous constatons que f_c diminue lorsque la température augmente.

Pour comprendre cette évolution, il faut revenir à l'expression de la fréquence. Comme établi à la section 4.2.2.2 et en négligeant les non-linéarités et le confinement d'Oersted, la fréquence vaut $f_c \approx \kappa_{ms}/2\pi G$. Or, le rapport κ_{ms}/G est directement proportionnel à l'aimantation à saturation du NiFe M_s^{NiFe} qui dépend a priori de la température. En effet, d'après une étude précédente, M_s^{NiFe} diminue lorsque la température passe de 0 à 300 K, avec une variation d'environ 7% [186].

Sur la **Fig. 100 b**, nous avons tracés la fréquence normalisée par sa valeur à 277 K pour différents courants. La diminution de la fréquence est d'environ 6-8%, en accord avec la diminution de M_s^{NiFe} attendue lorsque la température passe de 26 K à 300 K.

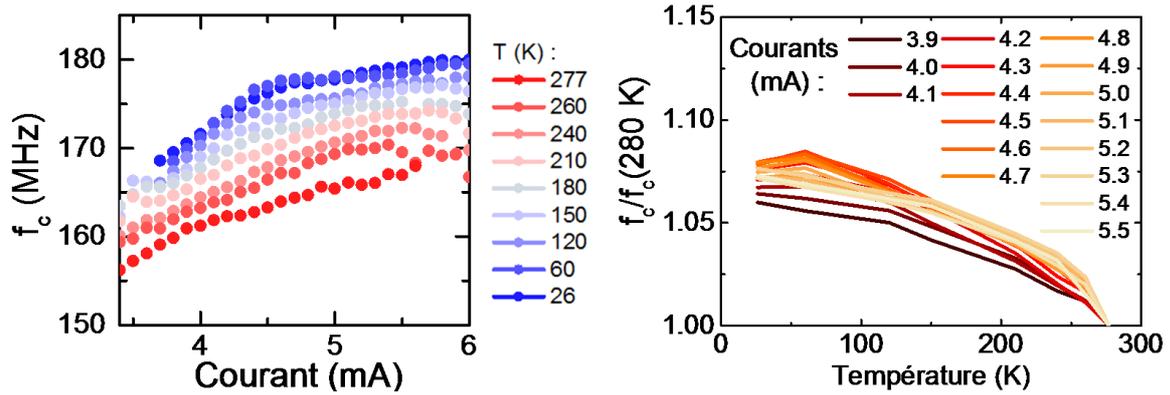


Fig. 100 Evolution a) de la fréquence des oscillations en fonction du courant à différentes températures et b) de la fréquence normalisée par rapport à la fréquence mesurée à 280 K pour différents courants. Mesures effectuées sur une jonction standard de rayon $R = 250\text{ nm}$ pour $H_{\perp} = 4.7\text{ kOe}$.

11.2.1.2 Evolution de la largeur de raie avec la température

Nous avons mesuré la largeur de raie du spectre associé aux oscillations du vortex pour différentes conditions de température.

La **Fig. 101** montre la largeur de raie en fonction de la température, pour différents courants. En diminuant la température depuis 277 K, nous voyons que la largeur de raie diminue pour les différents courants. En particulier, pour $I = 6.0\text{ mA}$, la largeur de raie est proportionnelle à la température. Ceci est en accord avec l'hypothèse d'un bruit purement thermique dans le cas d'un régime de « basse température » [87], qui correspond à celui mesuré d'après la méthode de la section 10.5.1. Cette tendance confirme les évolutions de la largeur de raie précédemment observées [102,168]. En revanche pour les courants plus faibles, $I = 4.0\text{ mA}$ et 5.0 mA , l'évolution de la largeur de raie est plus complexe. On observe notamment une augmentation de la largeur de raie lorsque la température diminue en dessous d'une certaine température « critique » ($T < 200\text{ K}$).

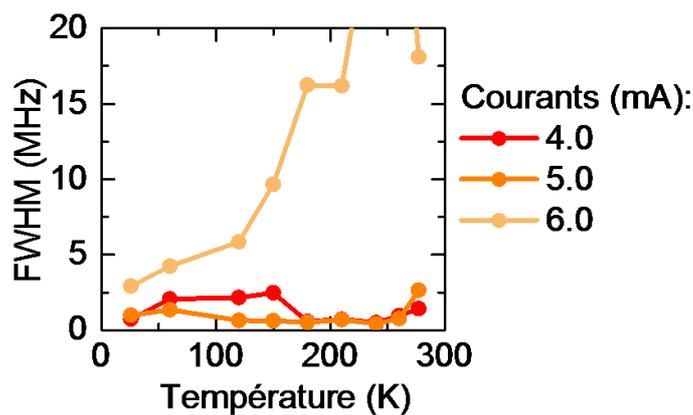


Fig. 101 Evolution de la largeur de raie en fonction de la température pour différents courants I . Mesures effectuées sur une jonction standard de rayon $R = 250\text{ nm}$ pour $H_{\perp} = 4.7\text{ kOe}$.

11.2.2 Modification du bruit d'amplitude et du bruit de phase avec la température

Afin de déterminer les mécanismes à l'origine de l'évolution peu conventionnelle de la largeur de raie avec la température, nous mesurons le bruit d'amplitude et le bruit de phase. Pour analyser l'évolution de ces bruits avec la température, nous extrayons les paramètres de réponse au bruit. Enfin, à partir du comportement en température de la largeur de raie linéaire $2\Delta f_0$, nous discutons de l'origine du bruit blanc qui affecte nos jonctions standards.

11.2.2.1 Bruit de phase et bruit d'amplitude à basse température

Nous avons effectué des mesures temporelles, comme au Chapitre 10 pour extraire le bruit de phase et le bruit d'amplitude de nos jonctions. Ces mesures sont effectuées à différentes températures et pour différents courants.

Comme illustré sur la **Fig. 102**, le bruit de phase et le bruit d'amplitude à basse température (bleu) sont similaires à ceux mesurés à température ambiante (orange). L'hypothèse d'un bruit blanc à l'origine des fluctuations d'amplitude et de phase est donc toujours valable.

Sur la **Fig. 102**, les courbes obtenues à 277 K sont tracées pour un courant correspondant à un facteur de couplage ν minimal. Il en est de même pour les courbes à 26 K. Nous pouvons donc constater que dans ce cas, la diminution de la température de 277 K à 26 K correspond à une diminution du bruit de phase d'environ 10 dB.

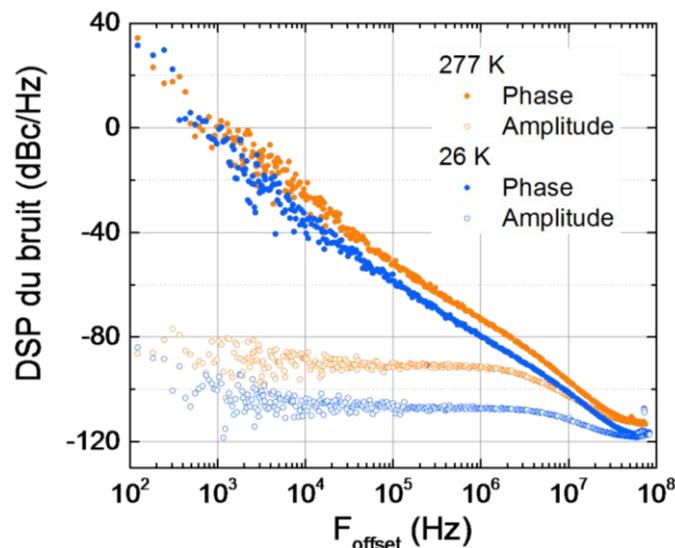


Fig. 102 DSP du bruit d'amplitude (cercles vides) et du bruit de phase (cercles pleins) mesurées pour 280 K avec $I = 3.8$ mA (bleu) et pour 30 K avec $I = 4.6$ mA (orange), lorsque ν est minimal. Mesures effectuées sur une jonction standard de rayon $R = 250$ nm pour $H_{\perp} = 4.7$ kOe.

11.2.2.2 Paramètres de réponse au bruit

Pour chaque spectre, nous avons extrait les paramètres de réponse au bruit f_p , Δf_0 et ν . Nous avons donc l'évolution de ces trois paramètres en fonction du courant et en fonction de la température. Chacun de ces paramètres évolue de manière qualitativement identique avec le courant pour différentes températures, comme illustré sur la **Fig. 103**.

Cependant, nous observons qu'à mesure que la température diminue, les courbes se décalent vers les forts courants. Ce décalage semble indiquer une modification des conditions d'oscillation du mode gyrotropique avec une augmentation du courant critique I_{crit} . Cette augmentation de I_{crit} est en accord avec l'augmentation de la fréquence lorsque la température diminue (voir **Fig. 100 b**).

Notons que cette évolution est inverse à celle attendue suite à l'augmentation de l'efficacité de transfert de spin lorsque la température diminue. En effet, le taux de TMR augmente lorsque la température diminue, comme montré sur la **Fig. 104**. Par conséquent, la polarisation en spin du courant augmente lorsque la température diminue. Cependant, à la différence des mesures obtenues sur les uniformes [102], l'effet des variations de M_S^{NiFe} semblent l'emporter sur les variations de la polarisation en spin.

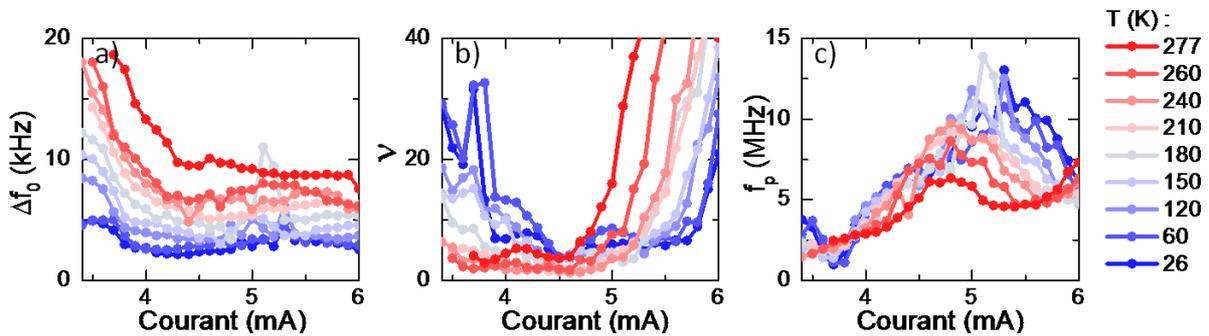


Fig. 103 Evolution de a) Δf_0 b) f_p et c) ν en fonction du courant pour différentes températures. Mesures effectuées sur une jonction standard de rayon $R = 250$ nm pour $H_{\perp} = 4.7$ kOe.

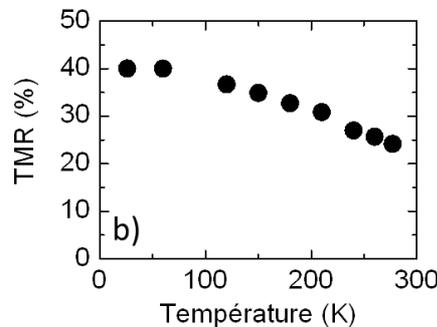


Fig. 104 Evolution du taux de TMR en fonction de la température. Mesures effectuées sur une jonction standard de rayon $R = 250$ nm pour $I = 0.5$ mA.

Le comportement en température des paramètres de réponse au bruit est donc complexe, car les conditions critiques d'oscillations sont modifiées lorsque la température varie.

Sur la **Fig. 105**, nous traçons des cartographies de f_p , Δf_0 et ν pour différents courants et à différentes températures. A partir de l'évolution de f_p à un courant donné, nous pouvons distinguer trois intervalles notés A, B et C pour lesquels f_p évolue quasi-linéairement avec le courant. Ces intervalles sont indiqués sur la **Fig. 105 a**. D'après la section 10.3.2, nous savons que l'intervalle A correspond au mode gyrotropique, que l'intervalle B correspond au mode gyrotropique perturbé et enfin que l'intervalle C correspond au mode C-state dynamique.

Nous voyons donc ici la difficulté d'interpréter l'évolution de la largeur de raie en fonction de la température à un courant fixe, car le paramètre ν est fortement modifié d'un mode à l'autre. Par

exemple, pour $I = 4.5$ mA, la dynamique passe du mode gyrotropique perturbé au mode gyrotropique lorsque la température passe de 220 K à 26 K. Dans ce cas, le facteur ν passe alors de 2 à 10. Par conséquent, la largeur de raie, proportionnelle à $(1 + \nu^2)$, augmente alors que la température diminue.

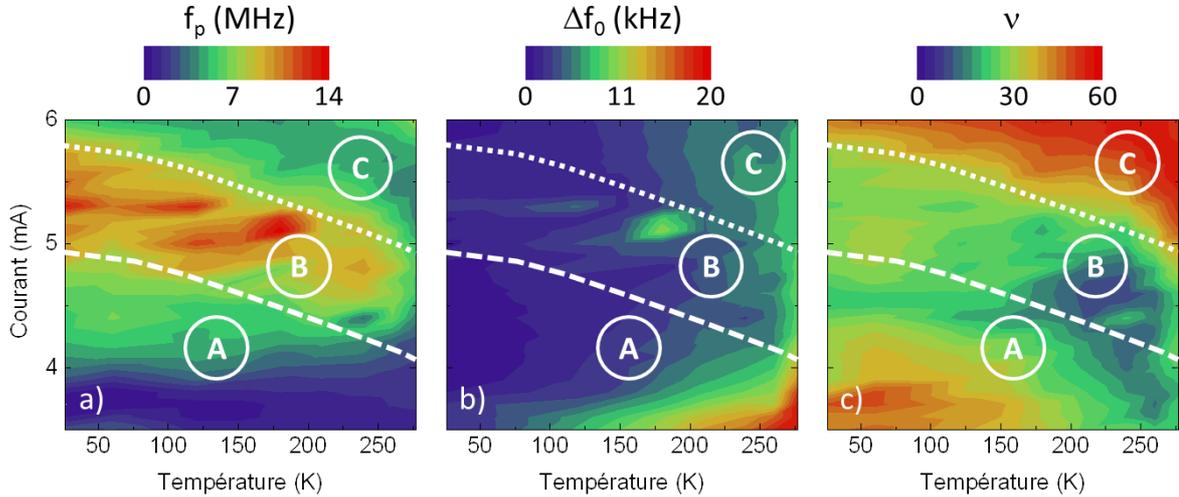


Fig. 105 a) Cartographies de f_p , b) Δf_0 et c) ν en fonction de la température et du courant. Mesures effectuées sur une jonction standard de rayon $R = 250$ nm pour $H_{\perp} = 4.7$ kOe. La zone définie par A correspond au mode gyrotropique, celle définie par B correspond au mode gyrotropique perturbé et la zone C correspond au C-state dynamique.

11.2.2.3 Un bruit blanc supplémentaire

Nous avons établi dans la section 10.5.1 que la largeur de raie (FWHM) est déterminée par les paramètres ν , Δf_0 et f_p . Or, comme ν dépend fortement de la température via des changements des conditions d'oscillations, la FWHM aussi. Il est donc complexe d'interpréter l'effet du bruit thermique à partir de l'étude seule de la FWHM.

En revanche, l'étude de la largeur de raie intrinsèque $2\Delta f_0$ avec la température T peut nous permettre de comprendre l'origine du bruit blanc. Nous normalisons donc Δf_0 par la température T et étudions l'effet de la température et du courant. Dans un premier temps, nous nous plaçons à courant fixe. Nous constatons qu'aux fortes températures, le rapport $\Delta f_0/T$ est quasi-constant avec la température ($T > 100$ K sur la Fig. 106 a). Par conséquent, pour cette gamme de température, le bruit blanc qui affecte nos jonctions est majoritairement issu des fluctuations thermiques. Dans ce domaine de fortes températures, à température fixe, l'évolution de $\Delta f_0/T$ en fonction du courant est monotone décroissante ($T > 100$ K sur la Fig. 106 b). Cette évolution est en accord avec l'augmentation de l'amplitude d'oscillation s_0 lorsque le courant augmente. En effet, en négligeant les non-linéarités, nous avons $\Delta f_0/T \propto 1/s_0^2$. En revanche, aux faibles températures, le comportement de $\Delta f_0/T$ est plus complexe. A courant fixe, lorsque la température diminue, nous observons une augmentation de $\Delta f_0/T$ ($T < 100$ K sur la Fig. 106 a). Et cette augmentation est d'autant plus forte que le courant injecté est élevé ($T < 100$ K sur la Fig. 106 b). Cette tendance indique une source de bruit blanc supplémentaire, autre que purement thermique.

Différents types de bruit blanc peuvent expliquer ce bruit additionnel, parmi lesquels nous pouvons distinguer deux catégories. La première catégorie correspond aux bruits d'origine non magnétique. Cette catégorie contient entre autres (1) l'effet Joule associé à l'échauffement de l'échantillon, (2) le « shot noise » i.e. un bruit électrique lié au transport des électrons au travers

de la barrière tunnel [187]. La seconde catégorie regroupe les bruits magnétiques. Un bruit blanc d'origine magnétique a pu être mesuré pour des vanne de spin [94]. Dans ce cas, le bruit est issu de fluctuations de l'aimantation de la couche libre. Afin de déterminer si le bruit blanc additionnel à basse température correspond à un bruit magnétique ou non-magnétique, des mesures complémentaires en fonction du champ magnétique sont nécessaires.

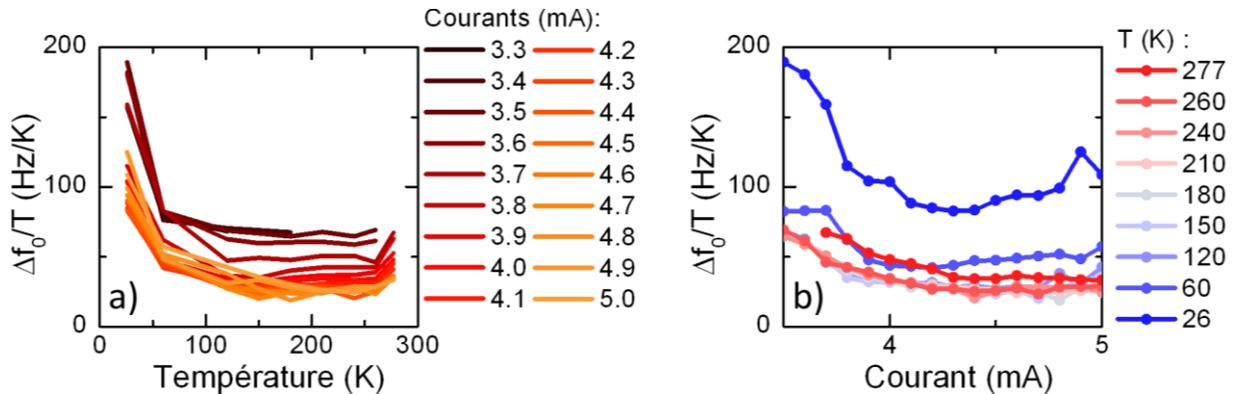


Fig. 106 a) Evolution de $\Delta f_0/T$ en fonction de la température pour différents courants. b) Evolution de $\Delta f_0/T$ en fonction du courant I pour différentes températures. Mesures effectuées sur une jonction standard de rayon $R = 250$ nm pour $H_{\perp} = 4.7$ kOe.

Dans un premier temps, nous avons vu que les fluctuations qui affectent la dynamique du mode gyrotropique dépendent de la position du cœur de vortex. Par conséquent, le champ d'application de l'hypothèse d'un bruit isotrope, posée au Chapitre 2, se révèle limité. Cependant les grandeurs caractéristiques de la réponse aux fluctuations thermiques du vortex correspondent en moyenne aux grandeurs extraites sous l'hypothèse d'une dynamique circulaire. L'hypothèse d'un bruit isotrope est donc valide pour les faibles asymétries observées.

D'autre part, nous avons testé la validité de l'hypothèse d'un bruit blanc d'origine thermique en étudiant la cohérence des oscillations en fonction de la température. Pour toutes les températures étudiées, l'hypothèse d'un bruit blanc permet de décrire correctement les fluctuations d'amplitude et de phase pour les écarts de fréquence à la porteuse supérieurs à 10^4 Hz. L'évolution de la largeur de raie linéaire $2\Delta f_0$ indique qu'aux températures élevées ($T > 100$ K), le bruit est d'origine thermique tandis qu'aux faibles températures ($T < 100$ K), l'origine du bruit est autre mais sa détermination exacte nécessite une étude complémentaire.

Partie VI

Les effets d'un courant alternatif sur la dynamique de vortex

Chapitre 12

Illustration de la synchronisation du vortex à un courant rf

La petite taille des STOs implique une forte influence des fluctuations thermiques sur la dynamique d'aimantation, et par conséquent un bruit de phase élevé comme nous l'avons vu dans le Chapitre 10. Ce bruit de phase est un obstacle à l'utilisation de STOs comme dispositifs dans le domaine des télécommunications et nécessite d'être maîtrisé et diminué. Différentes méthodes peuvent permettre de stabiliser la phase de l'oscillateur et ainsi diminuer son bruit de phase. Parmi ces techniques, la synchronisation mutuelle entre deux oscillateurs similaires peut améliorer la stabilité en phase [188]. Une autre méthode, qui peut s'apparenter à de l'auto-synchronisation, consiste verrouiller la phase de l'oscillateur par auto-injection de son propre signal [189,190]. Or, qu'importe le type de synchronisation considérée, elle ne peut s'effectuer que si une interaction existe entre les oscillateurs.

Christian Huygens fut le premier à constater le phénomène de synchronisation mutuelle. En 1665, il observe que les pendules de deux horloges accrochées à un même support oscillent avec un déphasage constant. Même après une perturbation, le déphasage retrouve sa valeur initiale après un régime transitoire. En effet, les vibrations mécaniques transmises par le mur permettent de synchroniser le mouvement des pendules. Dans la nature, la synchronisation s'observe sous différentes formes et, en fonction de l'oscillateur considéré, l'interaction prend des formes diverses : le stimuli est hormonal pour le cycle menstruel de la femme qui se synchronise à la prise périodique de la pilule [191] tandis que, pour un ensemble de lucioles clignotant de manière synchronisée, l'interaction est le champ de lumière émis par l'ensemble [192,193]. Pour les STOs, nous nous concentrons sur l'effet d'un courant rf qui, comme nous allons le voir, a des effets non négligeables sur la dynamique du vortex.

Dans ce chapitre, nous présentons de manière qualitative l'effet d'un courant rf sur la dynamique du mode gyrotropique entretenu. Pour cela, nous suivons la démarche proposée par A. Pikovsky [191] qui permet de souligner les paramètres clefs de la synchronisation. Puis, de manière plus quantitative, nous décriront analytiquement ces paramètres.

12.1 Synchronisation d'oscillateur à transfert de spin

Pour parler de synchronisation entre différents oscillateurs, deux conditions doivent être remplies : une interaction doit exister entre les oscillateurs et les oscillateurs doivent être des auto-oscillateurs. Par cela, nous entendons que chaque oscillateur est auto-oscillant en absence d'interaction et possède une fréquence qui lui est propre. Lorsque les oscillateurs sont synchronisés, ils oscillent alors à la même fréquence et présentent un déphasage constant dans le temps. La réalisation de l'état synchronisé dépend de l'intensité de l'interaction entre oscillateurs et de la capacité de chaque oscillateur à s'adapter sur la fréquence de son voisin.

Pour parler de synchronisation d'un STO il est donc important de considérer un STO en régime sur-critique. De plus, un champ alternatif, une onde de spin ou encore un courant alternatif sont des perturbations qui agissent sur l'aimantation et peuvent jouer le rôle de l'interaction pour la synchronisation de STOs. Par exemple, la synchronisation via des ondes de spin [116] ou via l'interaction d'échange [119] a pu être observée expérimentalement. La synchronisation par champ dipolaire [194,195] a pu être prédite lors de simulations et confirmée par l'expérience [196].

Sous certaines conditions, la théorie prédit la synchronisation de STOs connectés électriquement via les courants alternatifs générés par chacun [121]. Le point fort de la synchronisation par courant rf est que, pour un grand nombre d'oscillateurs, elle semble être plus simple à mettre en place que celle par champ dipolaire qui présente des contraintes de fabrication fortes. D'autre part, les STOs synchronisés par courant rf sont actuellement au centre des préoccupations touchant à la conception d'architectures neuro-inspirées [197,198].

12.2 Détermination des forces de synchronisation

Nous étudions l'effet d'un courant rf sur le signal d'un STO à base de vortex en régime sur-critique. Ainsi un courant de I est injecté et permet la dynamique entretenue du mode gyrotropique à une fréquence propre f_c . Un courant rf additionnel I_{rf} d'amplitude I_{rf0} et de fréquence f_{ext} est injecté. Ce courant correspond à la densité de courant j_{rf} définie telle que :

$$j_{rf}(t) = \frac{I_{rf0}}{\pi R^2} \cos(2\pi f_{ext} t) \quad (240)$$

Dans l'étude de la dynamique du mode gyrotropique effectuée dans les chapitres précédents, seule la force \mathbf{F}_{slon}^\perp , due au couple de Slonczewski issu de la composante perpendiculaire de la couche polarisatrice, était considérée. En effet, cette seule force permet la dynamique entretenue du cœur de vortex lorsque le courant est continu [64]. En revanche, comme nous allons le voir, \mathbf{F}_{slon}^\perp n'a aucun rôle dans la synchronisation par courant rf. Il nous faut alors considérer deux forces jusqu'à présent négligées²⁷, à savoir, la force due au couple de Slonczewski issu de la composante planaire de la couche polarisatrice $\mathbf{F}_{slon}^\parallel$ et la force due au couple field-like issu de la composante planaire de la couche polarisatrice $\mathbf{F}_{fl}^\parallel$ [144].

12.2.1 Les forces de synchronisation

Nous souhaitons illustrer l'effet des différentes forces de transfert de spin sur le cœur de vortex lorsque j_{rf} est injecté. Le cœur de vortex est équivalent à un oscillateur caractérisé par une phase $\phi(t)$ et de fréquence f_c . Il est soumis à l'action de la force de transfert de spin considérée : \mathbf{F}_{slon}^\perp , $\mathbf{F}_{fl}^\parallel$ ou $\mathbf{F}_{slon}^\parallel$. Dans un souci de simplification, nous considérons que la force n'agit que sur la phase du cœur sans influencer l'amplitude, ce qui est vrai lorsque $v \approx 0$. Comme proposé par Pikovsky et al., il est utile de représenter l'oscillateur dans le référentiel tournant lié à la source externe [191]. Sur la **Fig. 107**, nous représentons le cœur de vortex dans le référentiel tournant associé au courant rf j_{rf} dont la position est définie par le déphasage $\phi - \phi_e$ (l'amplitude est supposée constante).

²⁷ la force due au couple de field-like issu de la composante perpendiculaire de la couche est négligée car son action est équivalente à modifier la taille du cœur de vortex.

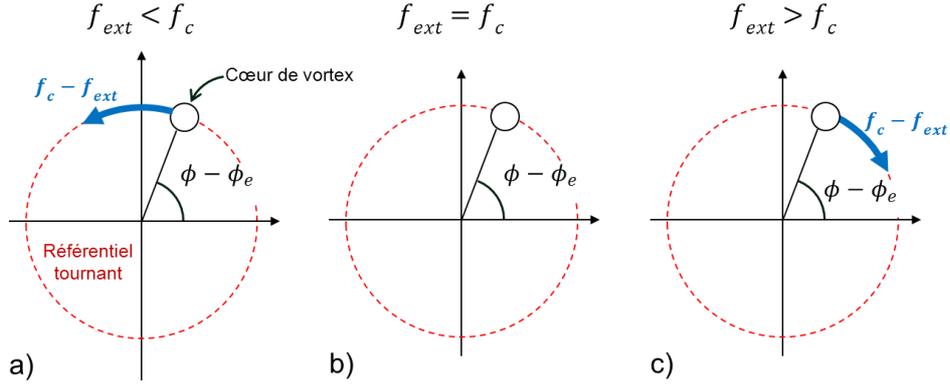


Fig. 107 a) Représentation du cœur de vortex, de phase ϕ et de fréquence f_c , dans le référentiel tournant associé au courant rf de fréquence f_{ext} et de phase ϕ_e lorsque a) $f_{ext} < f_c$ avec le cœur de vortex qui tourne dans le sens direct, b) $f_c = f_{ext}$ avec le cœur de vortex immobile et c) $f_{ext} > f_c$ avec le cœur de vortex qui tourne dans le sens indirect.

Nous cherchons les conditions à vérifier afin d'obtenir synchronisation entre le courant rf et le mode gyrotropique i.e. $\phi - \phi_e$ constant même sous l'effet de perturbation. Pour cela, nous considérons le cas le plus simple pour lequel $f_{ext} = f_c$. Le cœur est alors fixe dans le référentiel tournant (voir **Fig. 107** b) et nous pouvons chercher les positions pour lesquelles sa phase est en équilibre.

D'après la section 3.2, si le référentiel $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$ est orienté tel que l'aimantation de la couche polarisatrice (i.e. le SAF) vérifie $\mathbf{m}_{SAF} = p_x \mathbf{e}_x + p_z \mathbf{e}_z$ en présence de champ, nous avons :

$$\mathbf{F}_{slon}^\perp = \frac{a_j M_s}{\gamma} L \pi j p_z (\mathbf{e}_z \wedge \mathbf{X}_c) \quad (241)$$

La force \mathbf{F}_{slon}^\perp peut être représentée dans le référentiel tournant comme un vecteur. Pour différents déphasages $\phi - \phi_e$, l'action de la force correspond à la projection de cette force sur la trajectoire : il est aisé de voir que l'action de cette force est indépendante du déphasage. \mathbf{F}_{slon}^\perp ne permet pas favoriser un déphasage donné et ne permet donc pas la synchronisation du cœur de vortex au courant rf.

Or deux autres forces de transfert de spin ont été négligées : d'après la section 1.1.3, le couple de Slonczewski planaire et le couple field-like existent aussi, tous deux issus de la composante planaire de la couche polarisatrice. Pour un courant continu, l'effet de ces forces a été négligé car il correspond à un travail total nul sur un tour complet du cœur de vortex, et ne participe donc pas à la dynamique. En revanche, ces forces ont un rôle clef dans la synchronisation à un courant rf. Dans le formalisme de Thiele, ces deux couples sont équivalents aux forces respectives $\mathbf{F}_{slon}^\parallel$ et $\mathbf{F}_{fl}^\parallel$ qui peuvent s'exprimer [106,144] :

$$\mathbf{F}_{slon}^\parallel = \Lambda_{slon}^\parallel j \mathbf{e}_x \quad (242)$$

$$\mathbf{F}_{fl}^\parallel = \Lambda_{fl}^\parallel j (\mathbf{e}_z \wedge \mathbf{e}_x) \quad (243)$$

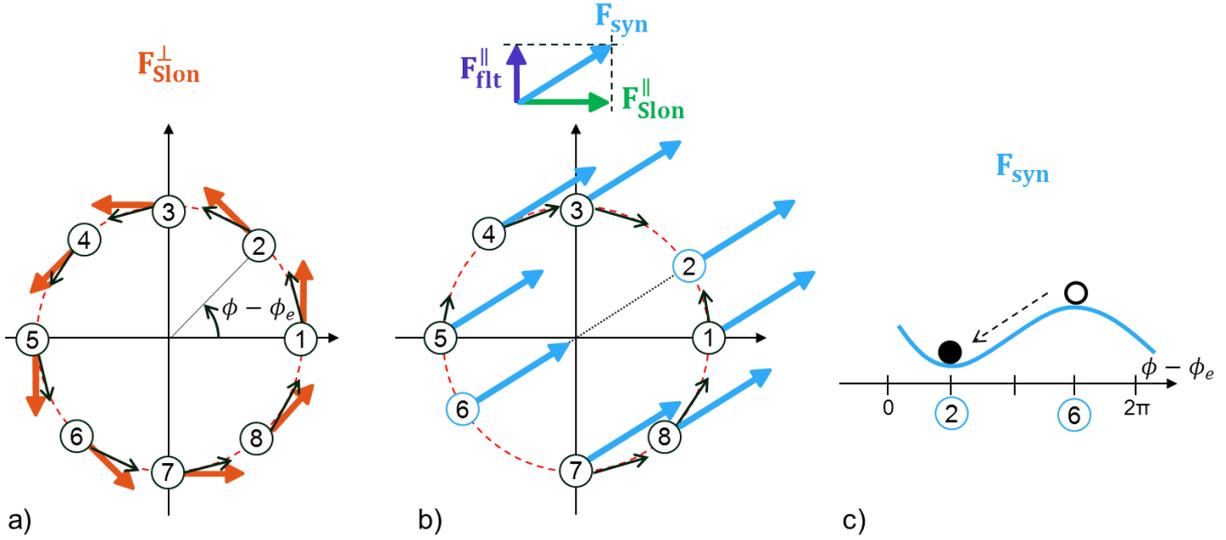


Fig. 108 a) Représentation dans le référentiel tournant associé au courant rf de fréquence f_{ext} et de phase ϕ_e lorsque $f_{ext} = f_c$ de la force F_{slon}^{\perp} et de b) la force de synchronisation F_{syn} pour une combinaison particulière de F_{fl}^{\parallel} et F_{slon}^{\parallel} . L'action de F_{syn} sur la phase de l'oscillateur est représentée par la flèche noire et permet de déduire l'état d'équilibre stable vis-à-vis de F_{syn} correspondant à la position 2. c) Représentation équivalente de l'action de F_{syn} sur la phase par un puits de potentiel vue par la phase de l'oscillateur avec l'état d'équilibre stable et l'état d'équilibre instable lorsque $f_{ext} = f_c$.

A champ nul, les coefficients $\Lambda_{slon}^{\parallel}$ et Λ_{fl}^{\parallel} peuvent être calculés et donnent :

$$\Lambda_{slon}^{\parallel} = -p \frac{a_j M_s L \pi}{\gamma} b p_x \quad (244)$$

$$\Lambda_{fl}^{\parallel} = C \frac{a_j M_s L \pi}{\gamma} \frac{2}{3} R r_{f/s} p_x \quad (245)$$

Avec la polarité p et la chiralité C du vortex, le rayon du cœur b , l'aimantation à saturation de la couche libre M_s , l'épaisseur L et le rayon R de la couche libre, le rapport gyromagnétique γ , l'efficacité de Slonczewski a_j , la composante planaire normalisée de la couche polarisatrice. p_x et le rapport entre le couple de Slonczewski et le couple field-like $r_{f/s}$. Pour les jonctions tunnel, $|r_{f/s}|$ est estimé à 0.1-0.4 [34,35,199,200] bien qu'une mesure précise de $r_{f/s}$ n'a pas été effectuée pour nos jonctions.

Il est important de noter que :

- $\Lambda_{slon}^{\parallel}$ est calculé à partir de l'équation de LLG et résulte d'une intégrale sur le cœur de vortex, expliquant ainsi sa dépendance avec la polarité p et le rayon b du cœur. La présence d'un champ H_{\perp} entraîne la modification de $\Lambda_{slon}^{\parallel}$ qui présente un maximum à fort champ [135],
- Λ_{fl}^{\parallel} résulte d'une analogie avec l'effet d'un champ magnétique sur l'aimantation planaire du vortex [135]. En présence d'un champ H_{\perp} , Λ_{fl}^{\parallel} diminue.
- Le rapport $\Lambda_{fl}^{\parallel} / \Lambda_{slon}^{\parallel}$ est proportionnel à $R r_{f/s} / b$ à champ nul. Comme $b \ll R$ mais que $r_{f/s}$ est relativement faible, les deux forces doivent être prises en compte dans la

synchronisation. Cependant, leur poids respectif peut être modifié en présence de champ perpendiculaire H_{\perp} .

Nous considérons la force résultante $\mathbf{F}_{\text{syn}} = \mathbf{F}_{\text{fl}}^{\parallel} + \mathbf{F}_{\text{slon}}^{\parallel}$ afin de trouver si un déphasage particulier est favorisé par cette force. Sur la **Fig. 108 b**, nous traçons \mathbf{F}_{syn} dans le référentiel tournant : son action sur le cœur de vortex correspond à la projection de \mathbf{F}_{syn} sur la trajectoire. L'action de \mathbf{F}_{syn} dépend du déphasage du cœur par rapport à la source: elle est non nulle en tout point $\phi - \phi_e$ excepté aux positions 2 et 6 qui sont des positions d'équilibre (\mathbf{F}_{syn} est perpendiculaire à la trajectoire du cœur et d'effet nul). Considérons maintenant une petite perturbation la position d'équilibre 6 : si une perturbation écarte le cœur de cette position alors l'action de \mathbf{F}_{syn} n'est plus nulle et a pour effet de l'en écarter encore plus. La position 6 est une position d'équilibre instable. Par contre, si nous considérons une perturbation à la position d'équilibre 2 alors l'action de la force \mathbf{F}_{syn} sur le cœur tend à ramener celui-ci à la position 2 : la position 2 est une position d'équilibre stable. Lorsqu'un courant rf est injecté, la force \mathbf{F}_{syn} agit comme une force de synchronisation pour le cœur de vortex i.e. qu'elle définit un déphasage $\phi - \phi_e$ stable, noté Φ_0 . C'est un équilibre stable pour la phase. Du point de vue de la phase, la force de synchronisation crée d'un paysage de potentiel qui peut s'illustrer comme sur la **Fig. 108 c** avec un état d'équilibre stable (position 2) et un état d'équilibre instable (position 6).

12.2.2 Déphasage et gamme de synchronisation

D'après le raisonnement précédent où $\nu \approx 0$ et en s'appuyant sur l'illustration **Fig. 108 b**, le déphasage stable Φ_0 est entièrement déterminé par l'orientation de \mathbf{F}_{syn} . Ceci implique que connaître $\Lambda_{\text{slon}}^{\parallel}$ et $\Lambda_{\text{fl}}^{\parallel}$ permet de connaître Φ_0 et inversement²⁸. Par exemple, dans notre convention et si $\nu \approx 0$, un déphasage $\Phi_0 \equiv 0$ correspond à une synchronisation essentiellement due à $\mathbf{F}_{\text{slon}}^{\parallel}$ tandis qu'un déphasage $\Phi_0 \equiv \pi/2$ correspond à une synchronisation essentiellement due au $\mathbf{F}_{\text{fl}}^{\parallel}$. Par conséquent, une modification de $\Lambda_{\text{slon}}^{\parallel}$ et $\Lambda_{\text{fl}}^{\parallel}$ (e.g. sous l'effet d'un champ perpendiculaire) modifie le déphasage Φ_0 . Bien que nous n'en parlerons plus dans la suite de ce manuscrit, il est important de souligner que ce paramètre Φ_0 est d'une importance cruciale : la synchronisation mutuelle de STOs connecté en série ne peut être réalisée de manière compacte que si le déphasage du cœur de vortex par rapport au courant injecté soit de $\Phi_0 \equiv \pi/2$.

Supposons maintenant que la fréquence de la source externe diffère de celle du STO. En définissant $\delta_f = (f_{\text{ext}} - f_c)$ appelé désaccord en fréquence, nous obtenons les cas représentés sur la **Fig. 107** dans le référentiel fixe en fonction du signe de δ_f : le cœur de vortex tourne à une vitesse fixée par δ_f dans le référentiel tournant. Du point de vue de la phase, un désaccord de fréquence δ_f non nul est équivalent à un paysage de potentiel incliné dont l'inclinaison dépend de δ_f comme représenté sur la **Fig. 109**. Le désaccord δ_f crée une force supplémentaire agissant sur la phase de l'oscillateur dans le référentiel tournant. Supposons qu'à ce désaccord de fréquence se superpose l'effet de \mathbf{F}_{syn} . Si $|\delta_f|$ est faible alors, du point de vue de la phase, un équilibre stable demeure (voir **Fig. 109 b**) et l'oscillateur reste synchronisé sur la source externe. Si $|\delta_f|$ est fort alors il n'existe plus d'équilibre stable pour la phase (voir **Fig. 109 c**) et le déphasage évolue avec le temps. Par conséquent, l'oscillateur n'est plus synchronisé.

²⁸ Ce déphasage à un rôle important notamment dans le signal de rectification obtenu par spin diode [178,201,202].

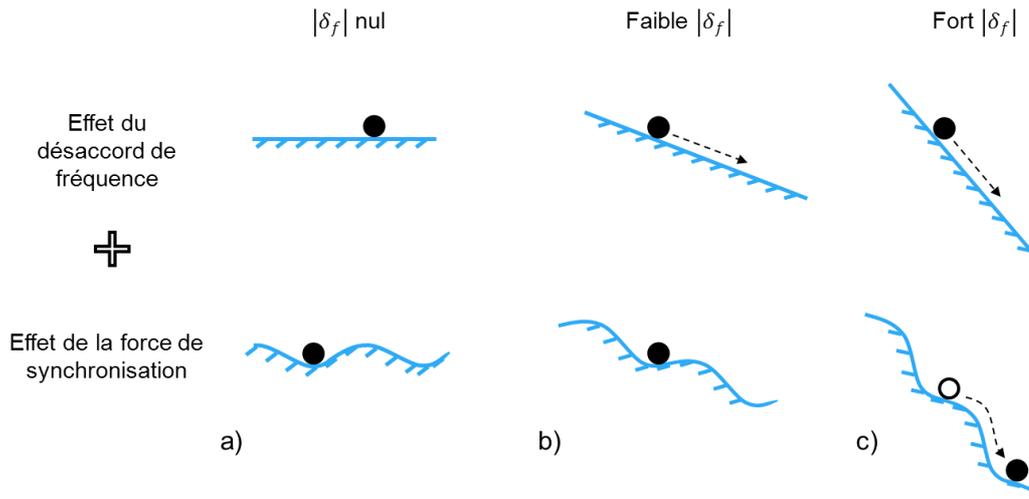


Fig. 109 Représentation du paysage de potentiel vu par la phase de l'oscillateur dans le référentiel tournant pour différentes valeurs de désaccord (haut) et avec l'action supplémentaire de la force de synchronisation F_{syn} (bas) pour a) $\delta_f = 0$, b) faible δ_f etc) fort δ_f .

La limite haute de $|\delta_f|$ pour laquelle l'oscillateur est synchronisé permet de définir la gamme de synchronisation $\Delta_{syn} = 2|\delta_f|$. Ceci signifie que l'oscillateur de fréquence propre f_c peut se synchroniser sur un signal de fréquence $f_{ext} \approx f_c$ à $\pm|\delta_f|$. Lorsque l'oscillateur est synchronisé i.e. sur la gamme Δ_{syn} , la fréquence de l'oscillateur vaut f_{ext} . L'évolution caractéristique de la fréquence de l'oscillateur (de fréquence propre f_c) qui se synchronise sur un signal externe de fréquence f_{ext} est représentée sur la **Fig. 110** : sur la gamme de synchronisation, la fréquence de l'oscillateur suit la fréquence de la source externe. En présence de bruit, les fluctuations de phase amène la phase de l'oscillateur à sortir de son puits de potentiel plus facilement. Par conséquent, comme illustré sur la **Fig. 110 b**, la gamme de synchronisation est réduite [104].

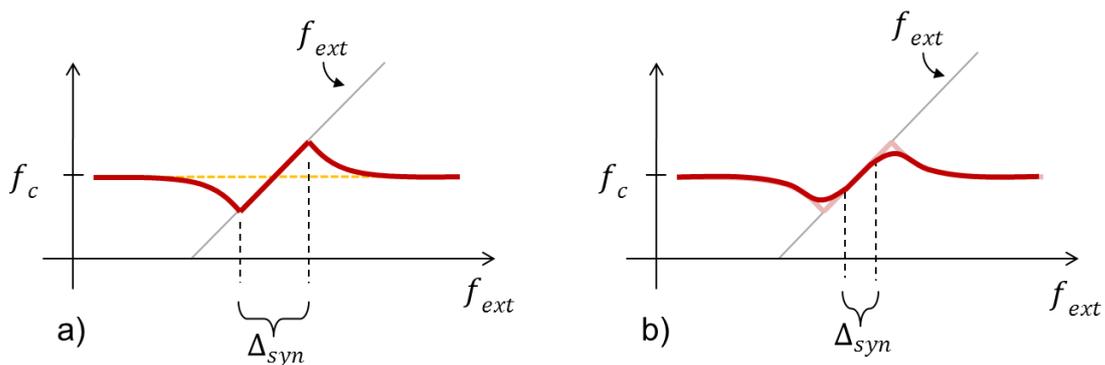


Fig. 110 Schématisation de l'évolution de la fréquence de l'oscillateur en fonction de la fréquence de la source externe f_{ext} . L'oscillateur est de fréquence propre f_c . a) En absence de bruit, l'oscillateur se synchronise sur la gamme de synchronisation Δ_{syn} . b) En présence de bruit la gamme de synchronisation est réduite par l'effet des fluctuations de phase.

12.2.3 Synchronisation aux ordres supérieurs

Dans les paragraphes précédents, nous avons considéré la synchronisation à f i.e. lorsque la fréquence de la source f_{ext} est proche de la fréquence propre de l'oscillateur f_c . Or il est aussi possible d'effectuer de la synchronisation à $f_{ext} \approx n f_c$ où $n \in \mathbb{N}^*$ [105]. On parle alors de

synchronisation aux ordres supérieurs ou synchronisation à $2f, 3f$, etc. Dans ce cas, si la source externe est de fréquence $f_{ext} \approx nf_c$ alors la fréquence du STO vient se verrouiller sur la fréquence f_{ext}/n .

Afin de comprendre qualitativement le mécanisme de cette synchronisation, nous reprenons l'illustration proposée sur la **Fig. 108 b** dans le référentiel tournant à f_{ext}/n mais en considérant cette fois que la force externe tourne n fois plus vite que le cœur de vortex : il existe alors n positions d'équilibre stable équivalentes vues par la phase du cœur de vortex, chacune séparées par $2\pi/n$.

12.3 Gamme de synchronisation du vortex

L'équation décrivant la dynamique de la phase de l'oscillateur en présence d'une force de synchronisation a été proposée par Adler [112]. Cette équation permet de calculer le déphasage de l'état synchronisé Φ_0 et la gamme de synchronisation Δ_{syn} . La particularité des STOs est de présenter un fort couplage entre la phase et l'amplitude d'oscillations au travers du facteur ν qui ne peut être négligée lors de la synchronisation [203]. En particulier, le facteur de couplage ν joue un rôle important sur la gamme de synchronisation Δ_{syn} [84,104,107]. En absence de bruit, la gamme de synchronisation (en Hz) s'écrit sous la forme générale :

$$\Delta_{syn} = \sqrt{1 + \nu^2} \frac{\|\mathbf{F}_e\|}{2\pi\sqrt{q_0}} \quad (246)$$

où \mathbf{F}_e est la force normalisée agissant sur la phase. D'après cette équation, Δ_{syn} est d'autant plus grande que \mathbf{F}_e et ν sont élevés. D'autre part, plus la puissance d'oscillation q_0 est grande, plus Δ_{syn} est faible : la synchronisation peut être plus simple proche du courant critique.

Dans le cas du mode gyrotropique entretenu, la dynamique en présence de courant rf peut être mise en équation [106]. Dans ce cas, la force normalisée agissant sur la phase \mathbf{F}_e est équivalente à la force de synchronisation agissant sur le cœur de vortex \mathbf{F}_{syn} à un facteur de proportionnalité près tel que :

$$\|\mathbf{F}_e\| = \frac{\|\mathbf{F}_{syn}\|}{2GR} = \sqrt{\Lambda_{slon}^2 + \Lambda_{fl}^2} \frac{I_{rf0}}{2G\pi R^3} \quad (247)$$

avec l'amplitude du gyrovecteur G et le rayon du disque R .

Après avoir expliqué qualitativement l'effet d'un courant rf sur la dynamique du mode gyrotropique, nous avons pu souligner le rôle des forces de Slonczewski et field-like planaires dans la synchronisation du vortex à un courant rf issu d'une source externe. Ces forces déterminent notamment le déphasage du STO synchronisé à la source externe mais aussi la gamme de synchronisation. D'autre part, nous avons souligné l'importance des non-linéarités du système sur l'efficacité de la synchronisation.

Chapitre 13

Etude de la synchronisation à une source externe

L'injection d'un signal oscillant pur²⁹ au travers d'un oscillateur est une mesure classique qui permet de juger de sa capacité à se synchroniser un signal externe. Ces mesures, appelées verrouillage par injection, sont une étape nécessaire à la synchronisation mutuelle de STOs. Des études expérimentales antérieures ont montré la capacité du STO à se synchroniser sur un champ oscillant émis par une antenne [107–109] ou sur un courant rf issu d'une source de courant alternatif [103–106].

Dans ce chapitre, nous étudions les conditions optimales de synchronisation permettant de maximiser la gamme de synchronisation. En fonction de la dynamique d'aimantation considérée, mode gyrotropique ou mode C-state dynamique, observé au Chapitre 6, le phénomène de synchronisation semble s'appuyer sur des mécanismes différents. Nous différencions ainsi le rôle des non-linéarités à celui la force de synchronisation sur la gamme de synchronisation.

13.1 Synchronisation à la fréquence naturelle

Nous considérons un STO pour lequel la dynamique d'aimantation est entretenue grâce à l'injection d'un courant dc. A ce courant continu est ajouté un courant alternatif issu d'une source de courant rf externe. L'injection du courant rf s'effectue en modifiant la branche rf du banc de mesure comme schématisé sur la **Fig. 111**. Les STOs utilisés sont les jonctions standards de grand rayon $R = 250$ nm, dont le régime stationnaire (en absence de courant rf externe) a été étudié de manière approfondie dans le Chapitre 6 et les paramètres non-linéaires déterminés dans le Chapitre 10.

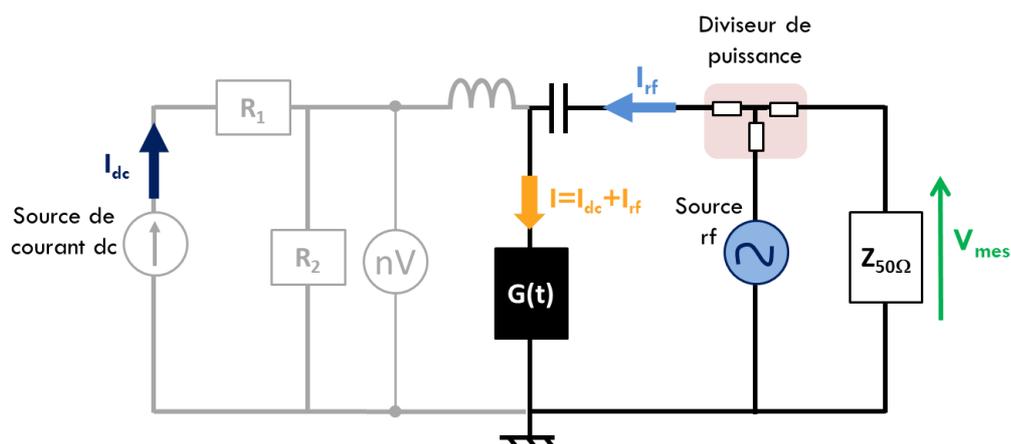


Fig. 111 Schématisation du banc expérimental pour les mesures de verrouillage par injection et pour les mesures d'excitation paramétrique. Le STO est représenté par sa conductance équivalente $G(t)$ et alimenté par une source de courant dc. Une source de courant rf externe permet d'injecter un courant additionnel rf noté I_{rf} au travers du STO. Pour des STOs de résistance moyenne $50\text{-}60\ \Omega$, les résistances utilisées sont $R_1 = 1\ \text{k}\Omega$ et $R_2 = 100\ \text{k}\Omega$. L'appareil de mesure est représenté par son impédance d'entrée $Z_{50\Omega}$.

²⁹ Comparé à l'oscillateur considéré le bruit est négligeable.

Lorsque la fréquence de la source externe est balayée au voisinage de la fréquence propre du STO, la dynamique d'aimantation se synchronise au courant externe. Un exemple de synchronisation est donné sur la **Fig. 112** où est tracée la DSP du signal du STO à laquelle s'ajoute celle de la source en fonction de la fréquence de la source externe f_{ext} . La fréquence propre du STO seul (i.e. sans courant rf externe) dans le régime entretenu est noté f_c (sur la **Fig. 112**, $f_c = 165$ MHz avec FWHM = 714 kHz). La fréquence de la source f_{ext} est balayée au voisinage de f_c (entre 100 et 225 MHz sur la **Fig. 112**). Sur la **Fig. 112**, la synchronisation apparaît entre $f_{ext} \approx 140$ MHz et 175 MHz : le signal du STO associé à $f_c = 165$ MHz « disparaît » car la dynamique d'aimantation se verrouille sur la fréquence du signal externe et la fréquence du STO devient égale à f_{ext} comme précédemment illustré sur la **Fig. 110**.

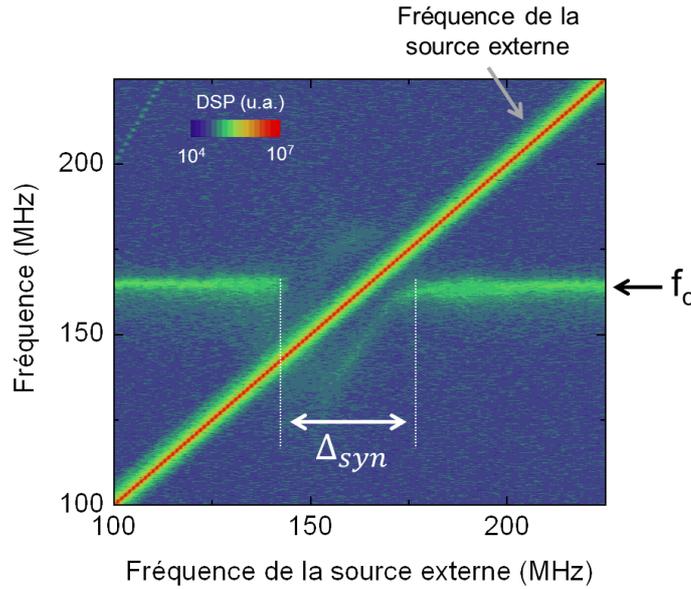


Fig. 112 Cartographie de densité spectrale de puissance sur les fréquences de Fourier en fonction de la fréquence de la source externe f_{ext} . Mesures effectuées sur une jonction standard de rayon $R = 250$ nm pour $H_{\perp} = 5.0$ kOe et $I = 5.0$ mA avec une puissance rf issue de la source de -4 dBm équivalent à un courant rf d'amplitude $I_{rf0} = 1.7$ mA.

13.2 Etude de la gamme de synchronisation

Les gammes de synchronisation Δ_{syn} mesurées dépendent fortement du champ appliqué H_{\perp} : Δ_{syn} est d'autant plus grande que $|H_{\perp}|$ est fort comme par exemple sur la **Fig. 113 a** où, pour $H_{\perp} = 4.1$ kOe, $\Delta_{syn} \approx 10$ MHz tandis que pour $H_{\perp} = 5.6$ kOe, $\Delta_{syn} \approx 40$ MHz.

D'après l'équation (246) et quel que soit la dynamique considérée, la force de synchronisation normalisée $\|\mathbf{F}_e\|/2\pi$ est égale à $(\Delta_{syn}\sqrt{q_0})/\sqrt{1+v^2}$ tracée sur la **Fig. 113 b**, avec les valeurs de v et q_0 extraites des mesures temporelles (voir méthode présentée au Chapitre 10) : à forts courants (non montré sur la **Fig. 113 b**), la méthode d'extraction ne permet pas de mesurer correctement v .

A ce niveau, il est nécessaire de différencier les conditions de courant dc I et de champs H_{\perp} pour lesquelles le mode gyrotropique est le mode excité et celles pour lesquelles le mode C-state dynamique est le mode excité (voir Chapitre 6). En effet, la distribution d'aimantation étant différente d'un mode à l'autre, la force de synchronisation \mathbf{F}_e l'est elle aussi. En particulier, l'expression de \mathbf{F}_e donnée par l'équation (247) n'est valable que pour une distribution vortex. Or,

si nous reprenons l'échantillon associé à la **Fig. 113**, l'analyse du signal rf du STO seul montre que :

- pour $H_{\perp} = 4.1$ kOe, seul le mode gyrotropique est excité sur la gamme de courant,
- pour $H_{\perp} = 4.6$ kOe (respectivement $H_{\perp} = 5.1$ kOe), le mode gyrotropique est excité pour $I < 4.7$ - 4.9 mA (resp. $I < 4.0$ - 4.2 mA) tandis que le mode C-state dynamique est excité pour les plus forts courants,
- pour $H_{\perp} = 5.6$ kOe, seul le mode C-state dynamique est le mode excité.

Sur la **Fig. 113 b**, le passage du mode gyrotropique au mode C-state dynamique est indiqué par une flèche : il s'accompagne d'une diminution forte de $\|\mathbf{F}_e\|/2\pi$ (voir le passage de 0.8 MHz à 0.1 MHz vers $I = 4.1$ kOe pour $H_{\perp} = 5.1$ kOe). Ainsi nous pouvons conclure que la force de synchronisation normalisée $\|\mathbf{F}_e\|/2\pi$ est bien plus efficace lorsque le mode excité est le mode gyrotropique, elle diminue fortement lors de l'excitation du C-state dynamique, bien que la gamme de synchronisation soit quasi-identique quel que soit le mode excité (voir **Fig. 113 a**). Pour le mode C-state dynamique, le fort ν nécessaire à la synchronisation présente l'inconvénient d'entraîner un bruit de phase élevé.

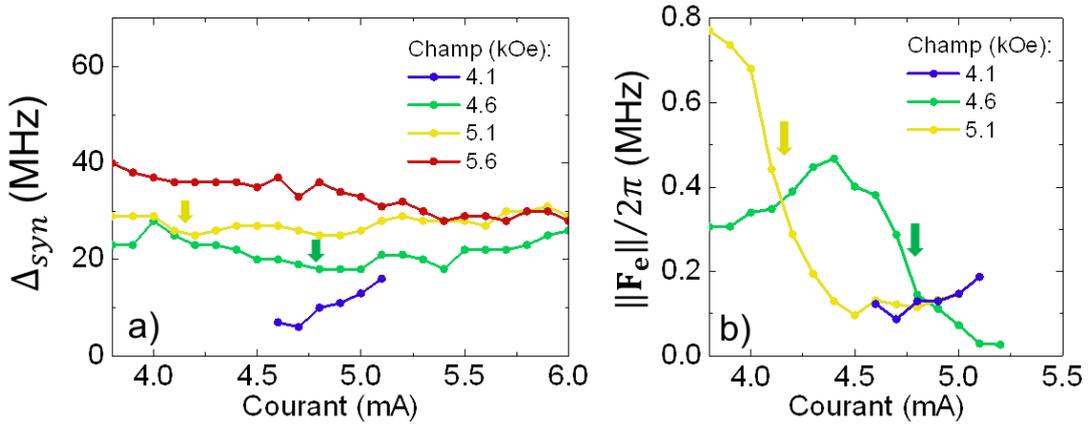


Fig. 113 a) Gamme de synchronisation Δ_{syn} en fonction du courant dc I pour différents champs H_{\perp} . b) Force de synchronisation normalisée $\|\mathbf{F}_e\|/2\pi$ en fonction du courant dc I pour différents champs H_{\perp} obtenu à partir de l'équation (246) où les valeurs de ν et q_0 sont extraites des mesures temporelles. Mesures effectuées sur une jonction standard de rayon $R = 250$ nm avec une puissance rf issue de la source de -3 dBm équivalent à un courant rf d'amplitude $I_{rf0} = 1.9$ mA.

Etudions l'influence de la puissance injectée sur la force de synchronisation normalisée $\|\mathbf{F}_e\|/2\pi$. A champ donné, l'évolution est similaire pour différents courants dc (cf. par exemple sur la **Fig. 114 a**). En effet, d'après l'équation (247), $\|\mathbf{F}_e\|/2\pi$ est proportionnelle à I_{rf0} . Les différences obtenues pour les différents courants dc peuvent s'expliquer par la dépendance en tension de a_j et $r_{f/s}$.

A champ H_{\perp} donné, la pente caractéristique de l'évolution de $\|\mathbf{F}_e\|/2\pi$ avec I_{rf0} est notée α_{Fe} . Sur la Fig. 114 b, l'évolution de α_{Fe} est tracée en fonction de H_{\perp} : α_{Fe} d'autant plus grande que le champ appliqué H_{\perp} est élevé. Ceci signifie que la force de synchronisation normalisée $\|\mathbf{F}_e\|/2\pi$ augmente lorsque H_{\perp} augmente, comme déjà observé sur la **Fig. 113 b**.

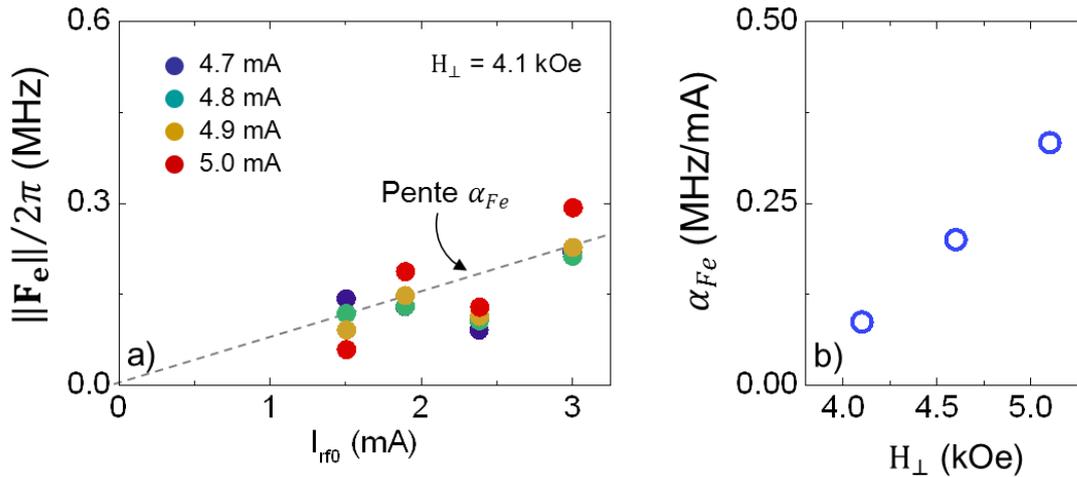


Fig. 114 a) Evolution de $\|\mathbf{F}_e\|/2\pi$ en fonction de l'amplitude du courant rf I_{rf0} pour différents courants dc I et $H_{\perp} = 4.1$ kOe (ronds). La ligne solide grise estime grossièrement la tendance linéaire et la pente α_{Fe} . b) Evolution de la pente caractéristique α_{Fe} en fonction du champ appliqué.

13.3 Synchronisation au double de la fréquence naturelle

Il est aussi possible de synchroniser le STO à la source externe lorsque $f_{ext} \approx 2f_c$, comme montré sur la **Fig. 115** a où la gamme de synchronisation est indiquée par Δ_{syn} . Lorsque H_{\perp} est tel que le mode gyrotropique est excité sur l'ensemble de la gamme de courant dc, la gamme de synchronisation Δ_{syn} est de l'ordre de 10 MHz.

Sur la **Fig. 115** b-c, nous comparons l'évolution de Δ_{syn} et de ν en fonction du courant. Tous deux évoluent avec les mêmes tendances, présentant leurs minima vers $I = 3.5$ mA. La gamme de synchronisation à $2f$ semble déterminée, entre autres et comme pour la synchronisation à f , par les non-linéarités ν . Cependant, lors de la synchronisation à $2f$ et plus généralement lors de l'injection d'un signal rf à une fréquence $2f/n$ (où n est un entier), la force de synchronisation n'est pas seule à jouer un rôle sur la dynamique d'aimantation. En effet, l'effet de l'excitation paramétrique doit être pris en compte comme cela a été fait pour les STOs à aimantation uniforme [107,113].

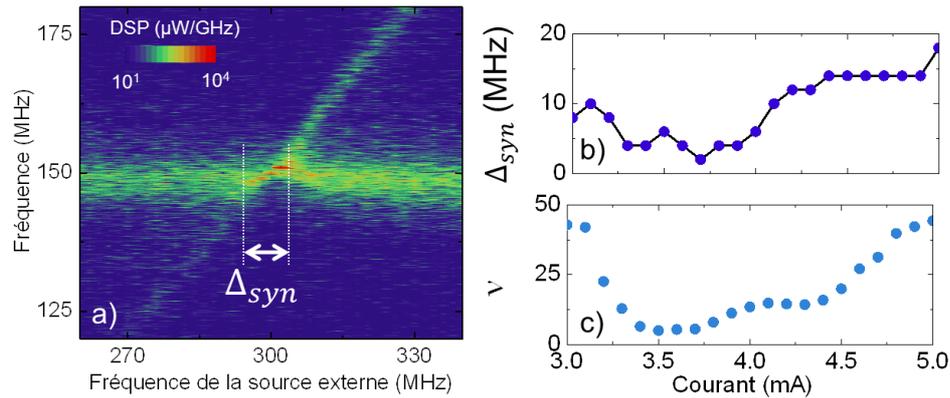


Fig. 115 a) Cartographie de densité spectrale de puissance sur les fréquences de Fourier en fonction de la fréquence de la source externe f_{ext} pour un courant dc $I = 3.2$ mA et $H_{\perp} = 4.1$ kOe b) Gamme de synchronisation à $2f$ et c) facteur de couplage ν en fonction du courant dc I pour $H_{\perp} = 4.1$ kOe. Mesures effectuées sur une jonction standard de rayon $R = 250$ nm avec une puissance rf issue de la source de 2 dBm équivalent à un courant rf d'amplitude $I_{rf0} = 3.4$ mA.

Expérimentalement, le STO en régime sur-critique est capable de se synchroniser à une source rf à f et $2f$. Pour la synchronisation à f et lorsque la dynamique correspond au mode gyrotropique, la gamme de synchronisation est entièrement déterminée par le facteur de couplage ν , la puissance des oscillations et la force de synchronisation agissant sur la phase. Cette dernière étant d'autant plus grande que le couple field-like et de Slonczewski sont élevés. D'un point de vue pratique, ces couples peuvent être optimisés par un choix judicieux des empilements magnétiques utilisés. Pour la synchronisation à $2f$, la gamme de synchronisation dépend du facteur de couplage ν .

Chapitre 14

Excitation paramétrique du mode gyrotropique par un courant rf

Pour un oscillateur en régime sous-critique, l'excitation paramétrique s'exprime comme la diminution de l'amortissement effectif qui peut mener à la génération d'oscillations entretenues. Un tel effet s'exprime lorsqu'un paramètre caractéristique de l'équation de la dynamique de l'oscillateur (amortissement et/ou pulsation propre) est modulé à une fréquence voisine de $2f_c/n$ où f_c est la fréquence de résonance de l'oscillateur et n un entier. Un exemple classique d'excitation paramétrique est celui d'un enfant sur une balançoire (voir **Fig. 116**). En partant d'une situation où la balançoire est légèrement perturbée, si l'enfant se lève lorsque la balançoire est au point le plus bas et se baisse lorsqu'elle est au point le plus haut alors il peut permettre à la balançoire d'osciller de manière entretenue : l'enfant, en faisant varier la position de son centre de gravité à deux fois la fréquence naturelle de la balançoire génère des oscillations entretenues.

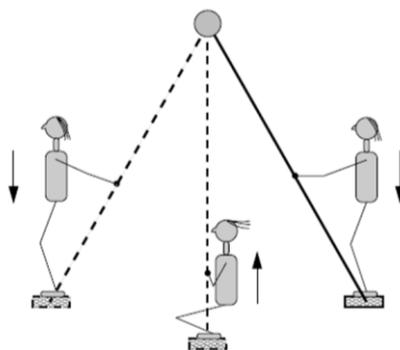


Fig. 116 Une illustration de l'excitation paramétrique correspondant à un enfant sur une balançoire : l'enfant en faisant varier la position de son centre de gravité au double de la fréquence naturelle de la balançoire génère des oscillations entretenues. Illustration issue de [191].

Nous présentons ici le concept de l'excitation paramétrique ainsi que son application à la dynamique du mode gyrotropique dans le cas où le régime est sous-critique ($|I| < I_{crit}$). Grâce à l'étude analytique effectuée en collaboration avec Pr. C. Serpico (Université de Naples – Federico II), nous décrivons les mécanismes à l'origine de l'excitation paramétrique du vortex.

14.1 Influence d'un courant rf en régime sous-critique

Nous avons étudié l'effet du courant rf d'amplitude I_{rf0} et de fréquence $f_{ext} \approx 2f_c$ (f_c est la fréquence de résonance du cœur de vortex) sur la dynamique du vortex lorsque celui-ci est en régime sous critique ($|I| < I_{crit}$). En absence de courant rf, le signal mesuré correspond aux oscillations thermiquement activées du cœur de vortex. Par exemple, l'échantillon mesuré sur la **Fig. 117** présente, dans ces conditions, un faible signal de fréquence $f_c = 140$ MHz et de largeur de raie FWHM= 12 MHz.

En injectant un courant rf de fréquence $f_{ext} \approx 2f_c$, le signal issu du STO est modifié et cela de manière différente si I_{rf0} est faible ou élevé (par rapport à 1 mA pour la **Fig. 117**). Si I_{rf0} est faible, alors la FWHM diminue et l'intensité du signal augmente (voir sur la **Fig. 117** où la

FWHM diminue d'un ordre de grandeur pour $I_{rf0} = 0.8$ mA). Si I_{rf0} est élevé, le signal est drastiquement modifié comme sur la **Fig. 117 c** où, pour f_{ext} entre 265 et 285 MHz, la fréquence du STO devient égale à $f_{ext}/2$, la FWHM chute jusqu'à quatre ordre de grandeur (FWHM ~ 10 kHz) et l'intensité augmente fortement. Il apparaît qu'un tel comportement n'existe que lorsque le courant rf injecté dépasse un seuil (typiquement $I_{rf0} > 1$ mA).

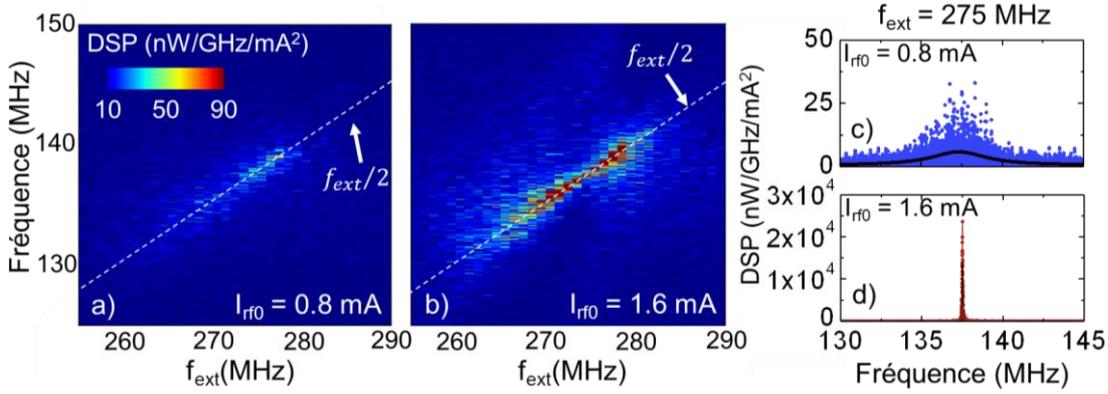


Fig. 117 Cartographie de densité spectrale de puissance (DSP) sur les fréquences de Fourier en fonction de la fréquence de la source externe f_{ext} pour un courant rf a) $I_{rf0} = 0.8$ mA et b) $I_{rf0} = 1.6$ mA. Pour $f_{ext} = 275$ MHz, les DSPs obtenues sont lorentziennes avec c) FWHM = 2.1 MHz et une intensité de 5 nW/(GHz.mA²) pour $I_{rf0} = 0.8$ mA d) FWHM = 49 kHz et une intensité de 14495 nW/(GHz.mA²) pour $I_{rf0} = 1.6$ mA Mesures effectuées sur une jonction standard de rayon $R = 250$ nm avec un courant dc $I = 3.0$ mA et $H_{\perp} = 4.5$ kOe : dans ces conditions, le régime est sous-critique avec une fréquence de résonance $f_c = 140$ MHz.

14.2 Modélisation de l'excitation paramétrique

La dynamique du cœur de vortex (de position \mathbf{X}_c) est décrite par l'équation de Thiele. Par rapport à celle présentée à la section 3.2, nous considérons désormais l'effet des forces de transfert de spin $\mathbf{F}_{fl}^{\parallel}$ et $\mathbf{F}_{slon}^{\parallel}$ ainsi que celui d'une force externe constante \mathbf{F}_{ext} incluant une contrainte externe (l'existence d'un champ planaire, de défauts, etc). L'équation générale est donnée par :

$$\mathbf{G} \wedge \frac{d\mathbf{X}_c}{dt} - \frac{dW}{d\mathbf{X}_c} - \bar{\mathbf{D}} \frac{d\mathbf{X}_c}{dt} + \mathbf{F}_{slon}^{\perp} + \mathbf{F}_{fl}^{\parallel} + \mathbf{F}_{slon}^{\parallel} + \mathbf{F}_{ext} = \mathbf{0} \quad (248)$$

Cette équation (106) peut se mettre sous une forme normalisée :

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} - \omega(x, j) \mathbf{e}_z \wedge \mathbf{x} + [d \omega(x, j) - c_z p_z j] \mathbf{x} + \mathbf{v}(j) = \mathbf{0} \quad (249)$$

avec la position normalisée du cœur de vortex $\mathbf{x} = \mathbf{X}_c/R$, la pulsation naturelle du mode gyrotropique ω , l'amortissement normalisé d , le coefficient de transfert de spin dû au couple de Sloncsewki normalisé c_z , la polarisation en spin perpendiculaire p_z , la densité de courant j et \mathbf{v} l'effet normalisé des forces $\mathbf{F}_{fl}^{\parallel}$, $\mathbf{F}_{slon}^{\parallel}$ et \mathbf{F}_{ext} . Rappelons que ω , en plus de dépendre de la position du cœur de vortex $x = \|\mathbf{x}\|$ via les non-linéarités, est une fonction affine du courant j (par le confinement d'Oersted). Par conséquent, lorsque le courant est oscillant à f_{ext} , l'équation (249) correspond à une équation paramétrique où $\omega(x, j)$ et $[d \omega(x, j) - c_z p_z j]$ sont des paramètres oscillants à f_{ext} .

14.2.1 Brisure de symétrie

En absence de courant rf, l'amortissement effectif est égal à $[d \omega(x, j) - c_z p_z j]$. Un courant dc tel que $|I| < I_{crit}$, permet d'obtenir un régime sous-critique où l'amortissement effectif est inférieur à l'amortissement naturel du vortex. Dans ce cas, la position d'équilibre du cœur de vortex normalisée est notée $\mathbf{x}_{c,eq}$.

Dans la modélisation aux chapitres précédents, nous avons négligés les forces $\mathbf{F}_{fl}^{\parallel}$, $\mathbf{F}_{slon}^{\parallel}$ et \mathbf{F}_{ext} et donc supposé que $\mathbf{v} = \mathbf{0}$. Il en découle que, en absence de courant rf, le minimum de potentiel vu par le cœur de vortex est centré par rapport au disque (car uniquement lié à W) et $\mathbf{x}_{c,eq} = \mathbf{0}$. Or a priori $\mathbf{v} \neq \mathbf{0}$, ce qui a pour conséquence directe que $\mathbf{x}_{c,eq} \neq \mathbf{0}$ ($\mathbf{x}_{c,eq}$ est obtenue en résolvant l'équation (249) lorsque $I_{rf0} = 0$ mA). Cette brisure de symétrie implique que la position d'équilibre du cœur de vortex en absence de courant rf est excentrée par rapport au centre du disque. Nous verrons par la suite que cette brisure de symétrie ($\|\mathbf{x}_{c,eq}\| \neq 0$) est nécessaire à l'existence d'excitation paramétrique.

14.2.2 Différents régimes d'excitation

Afin d'étudier les régimes d'excitation dû au courant, nous étudions la stabilité de la position d'équilibre du cœur de vortex $\mathbf{x}_{c,eq}$ lorsque $I_{rf0} \neq 0$ mA.

Pour cela, en considérant un petit déplacement à la position d'équilibre $\delta\mathbf{x} = \mathbf{x} - \mathbf{x}_{c,eq}$ et en négligeant les non-linéarités, nous linéarisons l'équation (249). La stabilité de $\mathbf{x}_{c,eq}$ dépend de I_{rf0} et de f_{ext} : le diagramme de phase obtenu est schématisé sur la **Fig. 118**, tracé pour les paramètres magnétiques de nos jonctions standards. Ce diagramme fait apparaître un cône d'excitation (pour $f_{ext} \approx 2f_c$) avec deux régions distinctes correspondant au régime d'amplification paramétrique et au régime d'instabilité paramétrique

En dehors du cône d'excitation (zone blanche), tout déplacement tend à être ramené vers la position d'équilibre ($\|\delta\mathbf{x}\| \rightarrow 0$) à cause de l'amortissement du système (incluant l'amortissement naturel diminué par le transfert de spin dc $c_z p_z j$). La position d'équilibre $\mathbf{x}_{c,eq}$ est stable. Dans le cône d'excitation, l'effet du courant rf implique une modification de la dynamique du cœur. Dans le régime d'amplification paramétrique (région rouge), tout déplacement tend à être ramené vers la position d'équilibre ($\|\delta\mathbf{x}\| \rightarrow 0$) mais l'amortissement effectif (incluant l'amortissement naturel compensé par le transfert de spin dc $c_z p_z j$) est diminué par l'action du courant rf. La position d'équilibre $\mathbf{x}_{c,eq}$ est toujours stable. Dans le régime d'instabilité paramétrique (région verte), le comportement est très différent. Un déplacement à la position d'équilibre diverge ($\|\delta\mathbf{x}\| \rightarrow \infty$) : la position d'équilibre $\mathbf{x}_{c,eq}$ n'est plus un équilibre stable.

La particularité de l'instabilité paramétrique est qu'un tel régime présente un seuil : il ne peut exister que si I_{rf0} est supérieur à une valeur critique $I_{rf0,c}$.

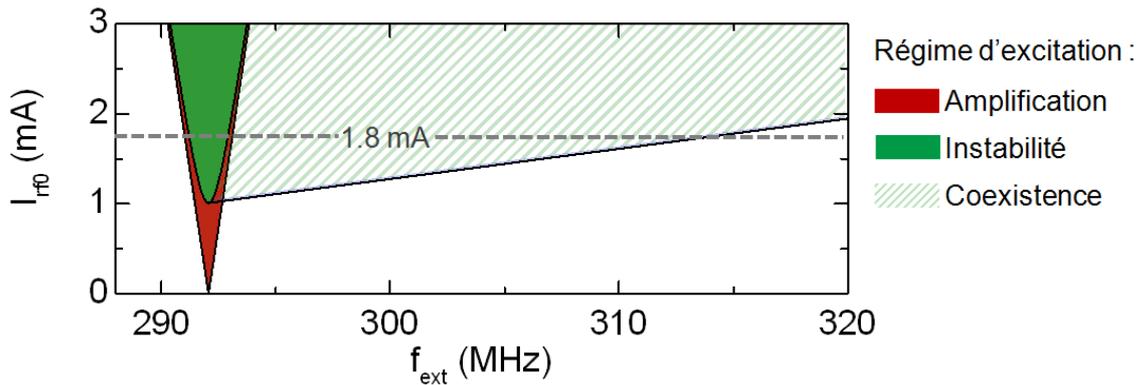


Fig. 118 Diagramme de phase en fonction de l'amplitude I_{rf0} et de la fréquence f_{ext} du courant rf : régime d'amplification paramétrique (rouge), régime d'instabilité paramétrique (vert) et régime de coexistence (hachuré). Valeurs issues des calculs effectués en prenant une polarisation en spin $P_{spin} = 0.225$, $\alpha = 0.01$, un courant dc $I = 2.5$ mA et un déplacement initial $\|\mathbf{x}_{c,eq}\| = 0.3$.

14.2.3 Amplitude d'oscillations et fréquence

En dehors de la région d'instabilité paramétrique, en présence de fluctuations thermiques, la dynamique du cœur de vortex est thermiquement activée. En fonction du régime, comme la dynamique est différente, la fréquence et la largeur de raie (liée à l'amortissement) le sont aussi. Hors du cône d'excitation (zone blanche), le cœur de vortex résonne à sa fréquence propre f_c et peut laisser apparaître un second signal de fréquence $f_{ext} - f_c$ dû à l'effet du courant rf. La largeur de raie correspond alors à l'amortissement naturel diminué par le transfert de spin. Dans la région d'amplification paramétrique, le cœur de vortex oscille à $f_{ext}/2$. Comme l'amplification paramétrique a pour effet de diminuer l'amortissement, la largeur de raie est d'autant plus faible que le courant I_{rf0} est fort.

Dans la région d'instabilité paramétrique, en réalité, la dynamique peut être correctement décrite si les non-linéarités sont prises en compte car ce sont elles qui permettent de trouver une solution $\delta\mathbf{x}$ finie. En résolvant l'équation (249) dans le régime d'instabilité, la solution obtenue indique que le cœur de vortex décrit³⁰ des oscillations entretenues à la fréquence $f_{ext}/2$ autour de $\mathbf{x}_{c,eq}$ le long d'une trajectoire elliptique dont le rapport petit axe/grand axe ainsi que l'amplitude est déterminée par la brisure de symétrie $\|\mathbf{x}_{c,eq}\|$.

L'amplitude de ces oscillations est tracée sur la **Fig. 119** en fonction de f_{ext} pour $I_{rf0} = 1.8$ mA. Partons de f_{ext} pour laquelle l'amplitude est initialement nulle et correspond à la zone hors du cône d'excitation sur la **Fig. 118**. En balayant f_{ext} dans le sens croissant (flèches roses), lorsque $f_{ext} > 291$ MHz, l'amplitude augmente alors très fortement avec f_{ext} . Cette évolution correspond à la région d'instabilité sur la **Fig. 118**.

Nous pouvons voir que même pour $f_{ext} > 293$ MHz, c'est-à-dire au-delà du cône d'excitation, l'amplitude continue de croître avec f_{ext} . En effet, le cône d'excitation a été obtenu en négligeant les non-linéarités. Or, l'existence de non linéarités permet au cœur de vortex de présenter des oscillations entretenues de fortes amplitudes en dehors du cône d'excitation. La gamme de fréquence f_{ext} pour laquelle des telles oscillations sont possibles correspond à la région hachurée sur la **Fig. 118**. Dans cette région, appelée zone de coexistence, soit la dynamique d'aimantation

³⁰ Ici ne sont considérés que les termes de premiers ordres

correspond à des oscillations entretenues de fortes amplitudes soit elle correspond à des oscillations amorties, d'amplitude nulle.

Lorsque $f_{ext} > 315$ MHz, les conditions ne correspondent plus à celles de la zone de coexistence. Dès lors, seule $\mathbf{x}_{c,eq}$ est une solution stable et l'amplitude d'oscillation du cœur devient nulle. En balayant f_{ext} dans le sens décroissant (flèches oranges), l'amplitude initialement nulle hors du cône d'excitation demeure nulle dans la zone de coexistence ($f_{ext} < 315$ MHz) jusqu'à une brusque augmentation correspondant à la zone d'instabilité paramétrique ($f_{ext} < 293$ MHz) puis une diminution jusqu'à sortir du cône d'excitation ($f_{ext} < 291$ MHz).

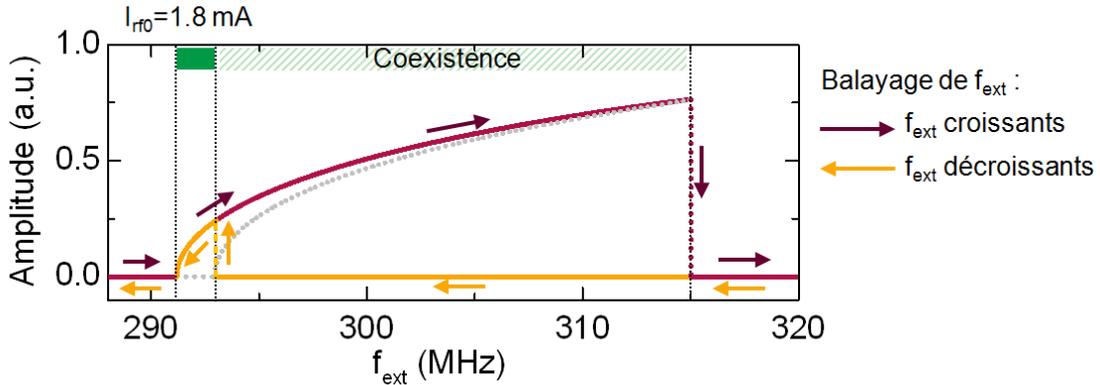


Fig. 119 Evolution de l'amplitude d'oscillations du cœur de vortex par rapport à $\mathbf{x}_{c,eq}$ en fonction de la fréquence du courant rf f_{ext} pour $I_{rf0} = 1.8$ mA. Valeurs issues des calculs effectués en prenant une polarisation en spin $P_{spin} = 0.225$, $\alpha = 0.01$, un courant dc $I = 2.5$ mA et un déplacement initial $\|\mathbf{x}_{c,eq}\| = 0.3$.

14.3 Comparaison à l'expérience

Afin de comparer les prédictions du modèle analytique aux résultats expérimentaux, nous avons tracé l'évolution de la fréquence, de la puissance et de la largeur de raie (FWHM) du signal issu du STO lorsque le courant rf est élevé, typiquement supérieur à 1 mA. Par exemple, lorsque le courant rf est d'amplitude $I_{rf0} = 1.8$ mA (voir **Fig. 120**), les conditions correspondent à la ligne grise tracée sur la **Fig. 118** d'après le modèle. Dans ce cas, la puissance mesurée (proportionnelle à l'amplitude d'oscillation) doit présenter une évolution avec f_{ext} similaire à celle tracée sur la **Fig. 119**. L'évolution du signal rf, et son asymétrie par rapport au courant rf montre que la dynamique observée correspond bien à celle attendue en cas d'excitation paramétrique.

Expérimentalement, en absence de courant rf, le signal thermiquement activé correspond à $f_c \approx 142$ MHz, FWHM ≈ 6 MHz et de puissance 1-2 nW. En présence de courant rf, lorsque f_{ext} est éloignée de $2f_c$ ($f_{ext} < 269$ MHz) alors un unique signal correspond au signal thermiquement excité à f_c . Au-delà d'une certaine valeur ($f_{ext} > 269$ MHz), un deuxième pic apparaît de fréquence $f_{ext} - f_c$. Ces signaux de puissances faibles (1-3 nW) et de forte largeur de raie (6 MHz) correspondent au régime hors du cône d'excitation. Lorsque f_{ext} devient proche de $2f_c$ ($f_{ext} > 280$ MHz), un signal de fréquence $f_{ext}/2$ apparaît. En parallèle, la FWHM diminue (de 6 à 3 MHz) et la puissance augmente (de 2 à 4 nW). Un tel comportement correspond au régime d'amplification paramétrique où la dynamique de vortex est thermiquement activée mais pour lequel l'amortissement effectif est diminué grâce au courant rf. Un second régime apparaît en augmentant f_{ext} (285 MHz $< f_{ext} < 297$ MHz) : un unique pic existe de fréquence $f_{ext}/2$. En augmentant f_{ext} , la puissance augmente et la FWHM chute brusquement de trois ordres de grandeur (le RBW utilisé pour la mesure sur la **Fig. 120** ne permet pas de mesurer la FWHM réelle, des mesures postérieures montrent que la FWHM descend jusqu'à quelques dizaines de

kHz). Cette région correspond au régime d'instabilité paramétrique : le courant rf génère des oscillations entretenues du cœur de vortex induites par excitation paramétrique et caractérisées par une forte puissance et une faible largeur de raie. Enfin la puissance du signal à $f_{ext}/2$ chute abruptement et la FWHM augmente ($297 \text{ MHz} < f_{ext} < 325 \text{ MHz}$), amenant à l'apparition d'un second pic à f_c . Nous interprétons cette région comme le régime de coexistence qui, en absence de température, ne devrait présenter que le signal à $f_{ext}/2$ mais qui, dû aux fluctuations thermiques, transite avec l'état de fréquence f_c . A la différence des prédictions théoriques, la dynamique observée expérimentalement est soumise aux fluctuations thermiques, ayant pour effet d'estomper la transition entre les différents régimes. En particulier, il s'avère que la température nous empêche d'observer l'hystérèse en puissance avec f_{ext} attendue (décrite sur la **Fig. 119**) mais génère plutôt des transitions entre les deux états stables. De plus, dans l'état d'instabilité paramétrique (voir **Fig. 120 e**), le signal rf présente un pic entouré de deux bandes de modulation propre à l'effet de la température sur la dynamique verrouillée en phase [204].

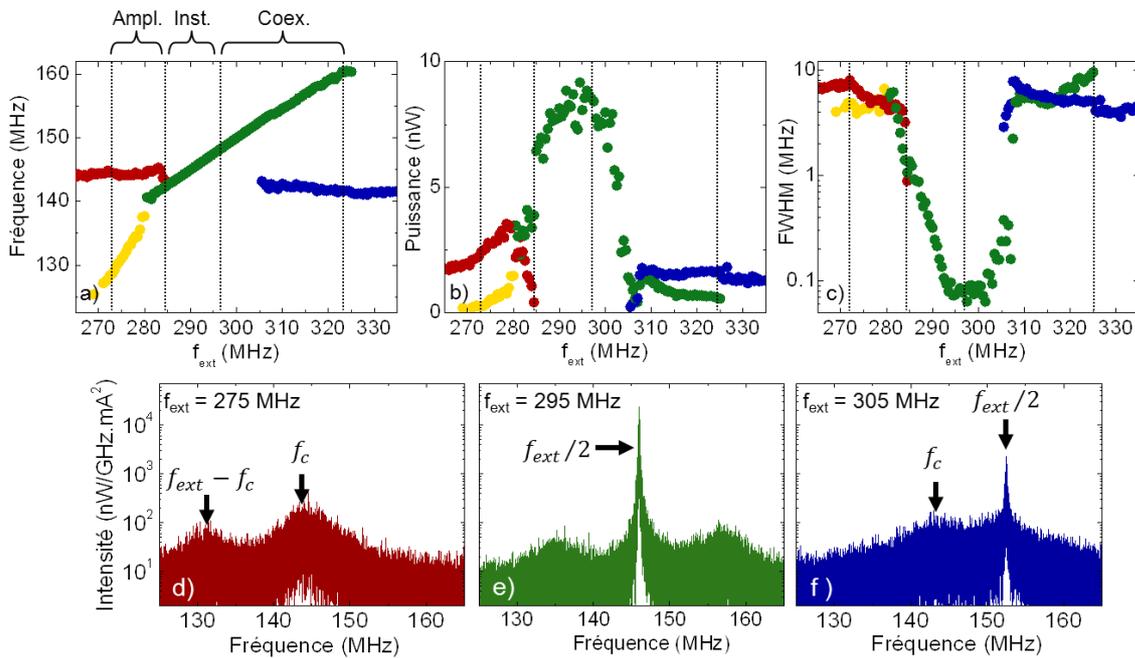


Fig. 120 Evolution de a) la fréquence de porteuse, b) la puissance intégrée et c) la FWHM en fonction de f_{ext} (une couleur correspond à un pic). DSP en fonction des fréquences de Fourier pour différents f_{ext} de la source rf correspondant à d) l'amplification paramétrique à $f_{ext} = 275 \text{ MHz}$, e) l'instabilité paramétrique à $f_{ext} = 295 \text{ MHz}$ et f) le régime de coexistence à $f_{ext} = 305 \text{ MHz}$. Mesures effectuées sur une jonction standard de rayon $R = 250 \text{ nm}$ avec un courant dc $I = 2.5 \text{ mA}$ et $H_{\perp} = 4.5 \text{ kOe}$ (régime sous-critique) avec un courant rf $I_{rf0} = 1.8 \text{ mA}$.

Pour une convergence quantitative de nos résultats expérimentaux à ceux de nos calculs analytiques (correspondant aux **Fig. 118** et **Fig. 119**), il est nécessaire de supposer que la position d'équilibre du vortex en absence de courant rf est de $\|\mathbf{x}_{c,eq}\| = 0.3$. Or les forces $\mathbf{F}_{fl}^{\parallel}$ et $\mathbf{F}_{slon}^{\parallel}$ permettent d'obtenir un décalage de $\|\mathbf{x}_{c,eq}\| \approx 0.05$ pour les courants utilisés mais ne justifient pas une valeur de 0.3. En revanche, un champ externe de quelques dizaines d'Oersted peut permettre un tel déplacement. Ce champ peut être dû au champ de fuite du SAF augmenté par l'existence d'une composante planaire au champ externe. Dans le cas présenté ci-dessus, le courant dc est supposé sous-critique. Cependant, la détermination du courant critique d'après l'expérience s'avère quelque fois complexe. Au cas où un courant dc viendrait à être issu du produit entre le courant rf injecté et le courant rf issu du STO, il se peut qu'un tel courant puisse faire passer la dynamique dans un régime sur-critique et expliquer la forte augmentation de puissance. Dans ce cas, les mesures précédentes correspondraient plutôt à de la synchronisation à $2f$

(équivalent au cas exposé à la section 13.3). Afin de pouvoir affirmer que les mécanismes observés découlent bien de l'excitation paramétrique (sous-critique) plutôt que de la synchronisation à $2f$ (sur-critique), il serait intéressant d'effectuer une étude en fonction de l'amplitude du courant rf injecté sachant que seule l'instabilité paramétrique présente un seuil.

Dans ce chapitre, nous avons étudié le comportement du STO à base de vortex en régime sous-critique et en présence de courant rf à $2f$. Grâce à un modèle analytique, nous avons démontré que la dynamique de vortex peut être le siège de l'excitation paramétrique menant soit au régime d'amplification paramétrique soit à des oscillations entretenues correspondant au régime l'instabilité paramétrique. Expérimentalement, l'évolution du signal rf issu du STO présente les caractéristiques (fréquence, puissance et largeur de raie) prédites par le modèle analytique bien qu'une interrogation demeure sur la brisure de symétrie nécessaire à l'existence de l'excitation. Nous avons montré que l'excitation paramétrique contrôle la dynamique à $2f$. Par conséquent, son rôle à $2f/n$ n'est a priori pas négligeable, en particulier lors de la synchronisation d'un STO à un courant rf à $2f$ et f . Ainsi, par exemple lors de la synchronisation, il serait intéressant d'étudier la dépendance de la gamme de synchronisation en fonction de la puissance afin de déterminer quel est le rôle respectif de l'excitation paramétrique et de la synchronisation.

Chapitre 15

L'auto-verrouillage par injection d'un STO : utilisation du signal rf retardé

Dans ce chapitre, nous étudions les propriétés d'un l'oscillateur synchronisé sur lui-même : le STO émet un courant rf qui est retardé puis réinjecté au travers de l'oscillateur. On parle alors de verrouillage par auto-injection ou de « self-injection locking » et l'oscillateur considéré est alors le STO auto-injecté.

Ce travail s'inscrit dans la démarche de compréhension et de contrôle du bruit de phase. En effet, le bruit de phase de l'oscillateur auto-injecté peut être inférieur à celui de l'oscillateur seul lorsque le courant réinjecté est savamment manipulé [189,190]. Initialement appliqué aux oscillateurs opto-électroniques [205] et prometteur pour les architectures neuro-inspirées tel que le « reservoir computing » [206,207], nous avons pour la première fois mis en place un circuit permettant l'étude d'un STO auto-injecté. Ce travail a pu être mis en œuvre durant les derniers mois de thèse avec S. Tsunegi, post-doctorant au laboratoire.

15.1 Mesures d'un STO synchronisé sur lui-même

15.1.1 Banc expérimental

Par rapport au verrouillage par injection présentée au Chapitre 13, l'idée est de remplacer le courant rf issu de la source de courant rf par le signal issu du STO retardé. Pour le réaliser, nous avons monté le banc de mesure représenté sur la **Fig. 121** : le STO est alimenté par un courant dc de sorte que le régime soit sur-critique. Le courant rf émis est appelé $I_{rf,inc}$ et un court-circuit permet de réfléchir ce courant rf causant l'injection du courant réfléchi, appelé $I_{rf,ref}$, dans le STO. Une ligne à retard ajustable est placée entre le STO et le court-circuit. De plus, un coupleur directionnel est placé entre la ligne à retard et le court-circuit afin d'extraire une partie du signal rf pour être mesurée avec un analyseur de spectre ou un oscilloscope.

Les jonctions utilisées sont les jonctions standards « améliorées » composées de FeB (présentées au Chapitre 9). Ces échantillons ont l'avantage d'émettre un signal rf très puissant (quelques μW) nécessaire aux mécanismes de synchronisation. Ils sont donc de bons candidats pour l'auto-synchronisation (toutes les mesures présentées par la suite sont effectuées sans amplification du signal et à température ambiante).

Supposons que le signal rf issu du STO $I_{rf,inc}$ soit de fréquence f_c , le signal réfléchi qui est réinjecté sur le STO correspond à $I_{rf,inc}$ retardé d'un temps Δt . Ce retard inclut l'effet de la ligne à retard ajustable (qui équivaut à un retard de quelques ns et ajustable continument) et l'ensemble des câbles rf (équivalents à un retard ajustable mais de manière non continue, nous avons mesuré jusqu'à plusieurs dizaines de ns). Ce retard temporel s'exprime aussi comme un déphasage relatif entre le courant rf issu du STO et celui reçu par le STO défini tel que $\Delta\varphi = 2\pi f_c \Delta t$. Le déphasage $\Delta\varphi$ et le retard équivalent Δt sont estimés par des mesures à l'analyseur de réseau.

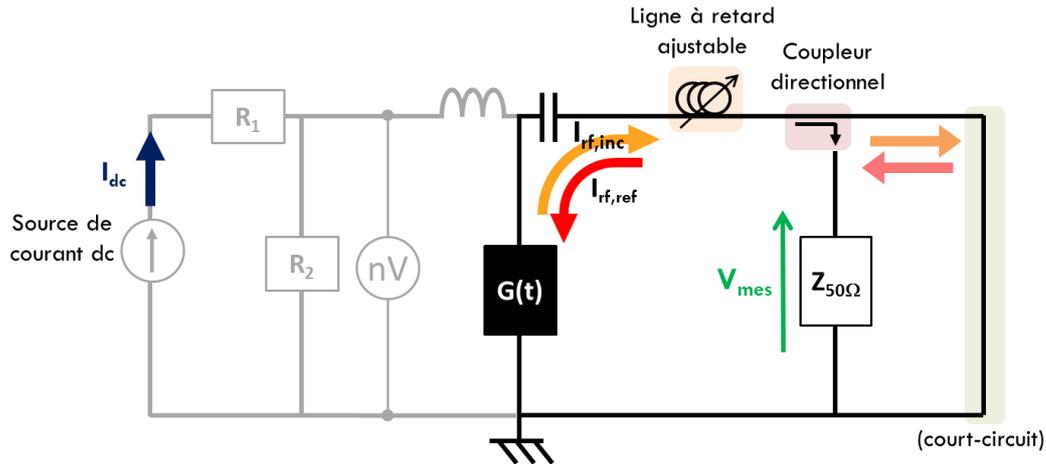


Fig. 121 Schématisation du banc expérimental de mesure pour l'auto-synchronisation. Le STO est représenté par sa conductance équivalente $G(t)$. Le courant rf émis par le STO est noté $I_{rf,inc}$ et le courant réfléchi qui arrive au STO est noté $I_{rf,ref}$. Un coupleur directionnel permet de renvoyer une partie du signal rf sur l'impédance d'entrée $Z_{50\Omega}$ de l'appareil de mesure. Pour des STOs de résistance moyenne 50-60 Ω les résistances utilisées sont $R_1 = 1 \text{ k}\Omega$ et $R_2 = 100 \text{ k}\Omega$.

15.1.2 Modification du signal rf sous l'influence du retard

Nous étudions l'effet du courant rf réinjecté sur la jonction et en particulier l'influence du déphasage $\Delta\varphi$ sur le signal. Par exemple, en absence de ligne à retard, le signal émis par le STO est tracé sur la **Fig. 122 a** et correspond à une puissance de 1.1 μW et une FWHM = 160 kHz. Lorsque le STO est inclus dans le banc avec la ligne à retard, le signal est sensiblement modifié et dépend de $\Delta\varphi$. Par exemple, lorsque $\Delta\varphi = 0.87\pi$, la puissance est augmentée (2.0 μW) tandis que la FWHM est diminuée (105 kHz) alors que lorsque $\Delta\varphi = 1.8\pi$ la puissance est diminuée (0.8 μW) et la FWHM augmentée (210 kHz). La mesure de la DSP du signal en fonction de $\Delta\varphi$ indique une évolution 2π -périodique.

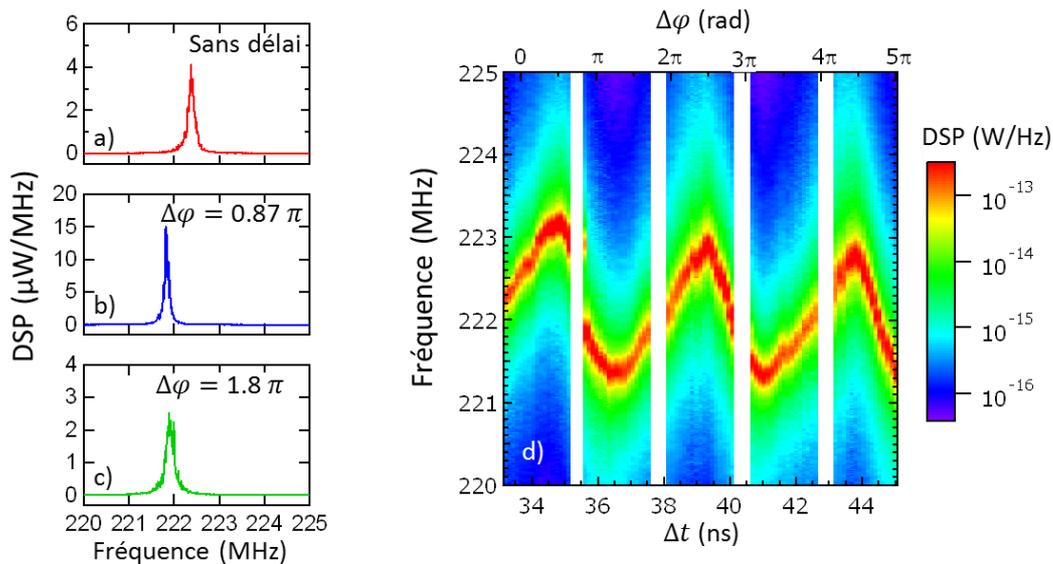


Fig. 122 a) DSP du STO sans ligne à retard et a) avec ligne à retard avec $\Delta\varphi = 0.87\pi$ et c) avec $\Delta\varphi = 1.8\pi$. d) Cartographie colorisée de la DSP sur les fréquences de Fourier en fonction du retard Δt (équivalent à un déphasage relatif $\Delta\varphi$). Mesures effectuées sur une jonction standard FeB où la couche libre est de rayon $R = 225 \text{ nm}$ et d'épaisseur $L = 4.0 \text{ nm}$ avec un courant dc $I = 10.6 \text{ mA}$ et $H_{\perp} = 2.2 \text{ kOe}$.

15.2 Modélisation de l'auto-injection

Afin de modéliser l'effet du déphasage, nous rappelons que le courant issu du STO s'exprime :

$$j_{rf,inc}(t) = \frac{I_{rf,inc}}{\pi R^2} \cos[\phi(t)] \quad (250)$$

où $\phi(t)$ correspond à la phase du cœur de vortex. D'après la section 5.2.3, $I_{rf,inc} \propto I \text{TMR} \sqrt{q_0}$ où I est le courant dc injecté dans le STO, TMR est le taux de TMR du pilier et q_0 la puissance d'oscillation du cœur de vortex.

Le courant rf reçu par le STO après déphasage dû au retard Δt s'exprime alors comme :

$$j_{rf,ref}(t) = \frac{I_{rf,ref}}{\pi R^2} \cos[\phi(t - \Delta t)] \quad (251)$$

Son amplitude $I_{rf,ref}$ est proportionnelle à celle du courant émis par le STO $I_{rf,inc}$ avec un facteur de proportionnalité dépendant des pertes (la puissance perdue dans la ligne est estimée entre 1.5 et 3 dB). L'amplitude du courant rf réfléchi peut s'écrire sous la forme $j_{rf,ref0} = c_{loss} \text{TMR} G_{AP} I \sqrt{q_0}$ avec c_{loss} un facteur de proportionnalité prenant en compte les pertes dans les câbles et G_{AP} la conductance du nano-pilier dans la configuration AP.

15.2.1 Equation de la dynamique avec le retard

Le STO auto-verrouillé est équivalent au STO verrouillé par injection où le courant injecté correspond à $j_{rf,ref}$. Pour le STO verrouillé à une source externe, la dynamique de vortex peut être modélisée analytiquement [106]. Par analogie, en remplaçant le courant de la source externe par $j_{rf,ref}$, il est possible de modéliser l'effet de la réinjection sur la dynamique du vortex telle que :

$$\begin{cases} \frac{dq}{dt} = -2 [\Gamma_+(q) - \Gamma_-(q)]q + 2F_e \sqrt{q} \cos[\varphi(t) - \varphi(t - \Delta t) + \varphi_{stt}] \\ \frac{d\varphi}{dt} = -\omega(q) + \frac{F_e}{\sqrt{q}} \sin[\varphi(t) - \varphi(t - \Delta t) + \varphi_{stt}] \end{cases} \quad (252)$$

avec la puissance du vortex q , l'angle relatif à l'aimantation moyenne $\varphi(t) = \phi(t) + C \pi/2$ où ϕ est la phase du vortex et C la chiralité du vortex, les taux d'amortissements positif Γ_+ et négatif Γ_- , la pulsation résonante de l'oscillateur ω , le retard induit par la ligne à retard Δt , un déphasage dû aux forces de synchronisation $\varphi_{stt} = \arctan(\Lambda_{fl}^{\parallel} / \Lambda_{slon}^{\parallel})$ et l'amplitude de la force de synchronisation normalisée agissant sur la phase F_e s'écrit :

$$F_e(t) = f_e \sqrt{q(t - \Delta t)} \quad \text{avec} \quad f_e = \sqrt{\Lambda_{fl}^{\parallel 2} + \Lambda_{slon}^{\parallel 2}} \frac{c_{loss} \text{TMR} G_{AP} I}{2GR} \quad (253)$$

où G est l'amplitude de la gyroforce et R le rayon du disque. Ces équations (252) et (253) sont particulièrement intéressantes pour dériver l'effet du retard sur les fluctuations de phase et d'amplitude.

15.2.2 Puissance et fréquence avec le retard

Nous cherchons à évaluer la puissance q_0 et la fréquence f_c du STO auto-injecté dans le régime stationnaire en fonction du déphasage $\Delta\varphi$. En absence de ligne à retard, le mode gyrotropique est

caractérisé par sa puissance q_0^{sd} , sa fréquence d'oscillation f_c^{sd} , sa fréquence caractéristique de la relaxation de puissance f_p^{sd} , et son facteur de couplage v^{sd} (l'expression de ces termes est détaillée dans le Chapitre 4). En remarquant que $\varphi(t) - \varphi(t - \Delta t) = 2\pi f_c \Delta t = \Delta\varphi$, la puissance d'oscillation doit vérifier :

$$0 = -2 [\Gamma_+(q_0) - \Gamma_-(q_0)]q_0 + 2f_e q_0 \cos[\Delta\varphi + \varphi_{stt}] \quad (254)$$

Ce qui permet d'établir l'expression de la puissance de l'oscillateur auto-injecté :

$$q_0 = q_0^{sd} \left(1 + \frac{f_e}{\pi f_p^{nat}} \cos[\Delta\varphi + \varphi_{stt}] \right) \quad (255)$$

D'autre part, l'équation de la phase donne :

$$\frac{d\varphi}{dt} = -\omega(q_0^{sd}) + f_e \sqrt{1 + (v^{sd})^2} \sin[\Delta\varphi + \varphi_{stt} - \arctan(v^{sd})] \quad (256)$$

L'étude de l'équation (256) est particulièrement intéressante car elle détermine les conditions que doit vérifier $\Delta\varphi$ afin que le déphasage soit une position d'équilibre stable [190]. De plus, elle permet de déterminer la fréquence du STO auto-injecté, qui vérifie :

$$f_c = f_c^{sd} - \frac{f_e \sqrt{1 + (v^{sd})^2}}{2\pi} \sin[2\pi f_c \Delta t + \varphi_{stt} - \arctan(v^{sd})] \quad (257)$$

Nous constatons que la ligne à retard a pour effet de moduler la fréquence et la puissance du STO auto-injecté, qui varient avec le retard $\Delta\varphi = 2\pi f_c \Delta t$.

15.2.3 Modification du courant critique

Le courant critique peut également être calculé à partir de l'équation (254). Nous obtenons alors la densité de courant critique en fonction de la densité de courant critique en absence de ligne à retard j_c^{sd} :

$$j_{crit} = \frac{j_{crit}^{sd}}{1 + \eta \cos[\Delta\varphi + \varphi_{stt}]} \quad (258)$$

où η est le facteur :

$$\eta = \frac{\sqrt{\Lambda_{fl}^{\parallel 2} + \Lambda_{slon}^{\parallel 2}}}{2} \frac{G}{f_{stt} p p_z G - D \kappa_{oe}} c_{loss} TMR G_{AP} R \pi \quad (259)$$

L'intérêt du STO auto-synchronisé est que nous sommes capables de moduler les caractéristiques rf de l'oscillateur grâce au déphasage $\Delta\varphi$. Ainsi la puissance, la fréquence d'oscillations et le courant critique peuvent être modifiés en choisissant $\Delta\varphi$.

15.3 Effet du déphasage induit par la ligne à retard

La fréquence et la puissance des oscillations, tout comme la largeur de raie du signal issu du STO, sont modifiés lors de la mise en place de la ligne à retard. Les propriétés du STO auto-injecté dépendent du déphasage $\Delta\varphi$. Nous présentons ces dépendances et les comparons au comportement attendu prédit par notre modèle analytique.

15.3.1 Modification du régime stationnaire

Pour le STO seul (i.e. sans ligne à retard), nous avons extrait les paramètres caractéristiques q_0^{sd} , f_c^{sd} , f_p^{sd} , et ν^{sd} par les méthodes décrites au Chapitre 10. Puis pour le STO inclus dans le montage avec ligne à retard et, pour différents $\Delta\varphi$, nous avons extrait la fréquence f_c et la puissance q_0 du STO auto-injecté. Tous deux présentent une évolution 2π -périodique oscillant autour de la valeur estimée sans ligne à retard, comme montré sur la **Fig. 123**. Les variations de puissance q_0 semble d'amplitude quasi-constante ce qui est en accord avec l'équation (255) car pour les mesures effectuées, f_p^{sd} varie peu. En revanche, l'amplitude des variations de fréquence f_c dépend fortement de ν^{sd} . Cette dépendance correspond bien à celle décrite par l'équation (257) où l'amplitude d'oscillation de f_c est proportionnelle à $\sqrt{1 + (\nu^{sd})^2}$. Par exemple sur la **Fig. 123** a-d, le rapport des $\sqrt{1 + (\nu^{sd})^2}$ vaut $\sqrt{1 + 1.1^2}/\sqrt{1 + 3.4^2} = 0.4$ et est égal au rapport des amplitudes d'oscillations de f_c qui vaut $0.8/1.9 = 0.4$.

D'après les équations (255) et (257), les oscillations de q_0 et celles de f_c doivent être sinusoïdales et en quadrature de phase lorsque $\nu^{sd} = 0$ et tendre vers des oscillations en phase (ou en anti-phase) lorsque $\nu^{sd} \gg 1$ comme schématisé sur la **Fig. 123** e. Une telle dépendance est bien reproduite pour les forts ν^{sd} (voir **Fig. 123** c-d). En revanche, pour les faibles ν^{sd} , l'évolution de f_c avec $\Delta\varphi$ ne permet pas de statuer sur un déphasage particulier (voir **Fig. 123** a-b).

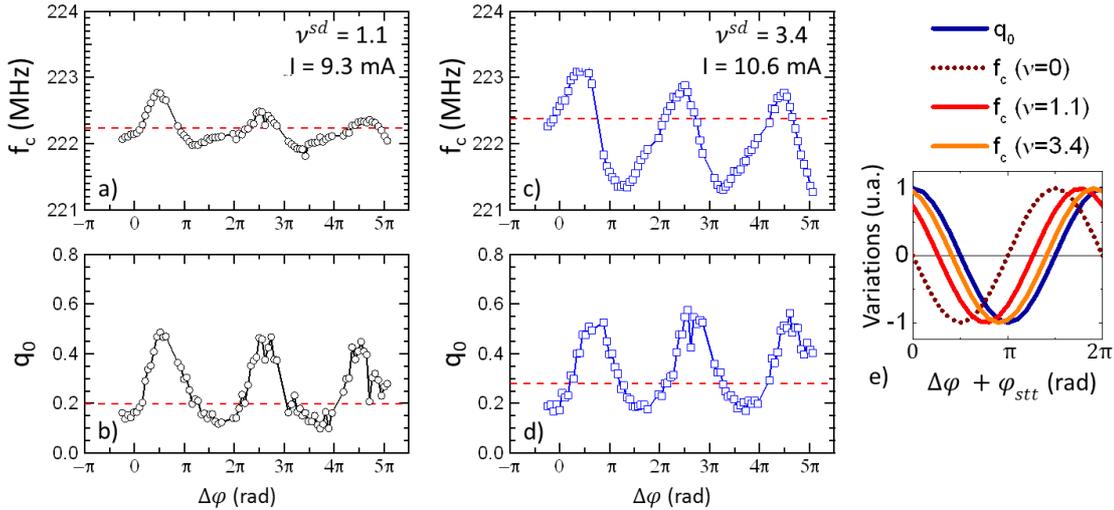


Fig. 123 Evolution de (a,c) la fréquence de porteuse f_c et de (b,d) la puissance des oscillations q_0 en fonction du déphasage relatif $\Delta\varphi$ de la ligne à retard. La ligne pointillée rouge correspond aux valeurs prises en absence de ligne à retard, respectivement f_c^{sd} et q_0^{sd} . Pour (a-b) $\nu^{sd} = 1.1$ et $I = 9.3$ mA et pour (c-d) $\nu^{sd} = 3.4$ et $I = 10.6$ mA. e) Effet du déphasage relatif $\Delta\varphi + \varphi_{stt}$ sur les variations relatives de puissance q_0 (bleu) et de fréquence f_c (tons rouges). Les variations de f_c sont tracées pour différentes valeurs du couplage ν^{sd} (0, 1.1 et 3.4). Mesures effectuées sur une jonction standard améliorée à base de FeB de rayon $R = 225$ nm et d'épaisseur $L = 4.0$ nm et $H_{\perp} = 2.2$ kOe.

Le courant critique I_{crit} estimé à partir de l'évolution de la puissance q_0 est une fonction 2π -périodique de $\Delta\varphi$ (**Fig. 124**), en accord avec le modèle analytique et l'équation (258). Ainsi l'auto-synchronisation permet, dans notre cas, de moduler les conditions critiques aux oscillations et par conséquent la fréquence moyenne et la puissance moyenne de l'oscillateur sans ajout d'élément actif. Un tel circuit peut donc avoir de l'intérêt dans la synchronisation mutuelle entre plusieurs STOs : l'oscillateur équivalent est libre et l'on peut ajuster sa puissance et sa fréquence en modifiant le retard.

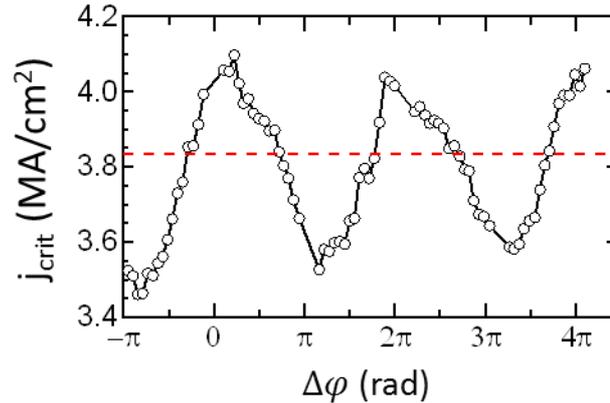


Fig. 124 Evolution de la densité de courant critique $j_{crit} = I_{crit}/\pi R^2$ en fonction du déphasage $\Delta\phi$. Mesures effectuées sur une jonction standard améliorée à base de FeB de rayon $R = 225$ nm et d'épaisseur $L = 4.0$ nm et $H_{\perp} = 2.2$ kOe.

15.3.2 Influence sur la cohérence des oscillations

Le bruit de l'oscillateur est aussi une fonction du courant réinjecté. L'évolution de la largeur de raie mesurée (FWHM) en fonction du déphasage présente des variations 2π -périodiques comme tracé sur la **Fig. 125**. La FWHM oscille au voisinage de la valeur obtenue pour le STO seul (ligne rouge sur la **Fig. 125**) sans évolution nette avec l'augmentation de $\Delta\phi$. L'origine des variations avec $\Delta\phi$ peut être multiples. D'une part, nous savons que $\Delta\phi$ modifie le régime stationnaire et peut donc modifier la largeur de raie par ce biais. D'autre part, le courant rf réinjecté peut stabiliser la phase ou la rendre instable en fonction du $\Delta\phi$ [190] : lorsque $\Delta\phi$ est balayé entre 0 et 2π , la phase du STO est alternativement stabilisée/déstabilisée par le courant réinjecté. Notons que seul le premier cas peut permettre d'améliorer le bruit de phase proche porteuse. Enfin, le retard (~ 10 ns) est bien inférieur au temps de relaxation des fluctuations d'amplitude (~ 1 μ s) et peut impliquer un bruit additionnel sur la l'amplitude.

Bien qu'une analyse plus précise de l'équation (252) est nécessaire pour déterminer l'effet du déphasage $\Delta\phi$ sur le bruit de phase de l'oscillateur, ces mesures confirment la possibilité de modifier la cohérence de la dynamique de vortex ainsi que l'amélioration du bruit de phase du STO.

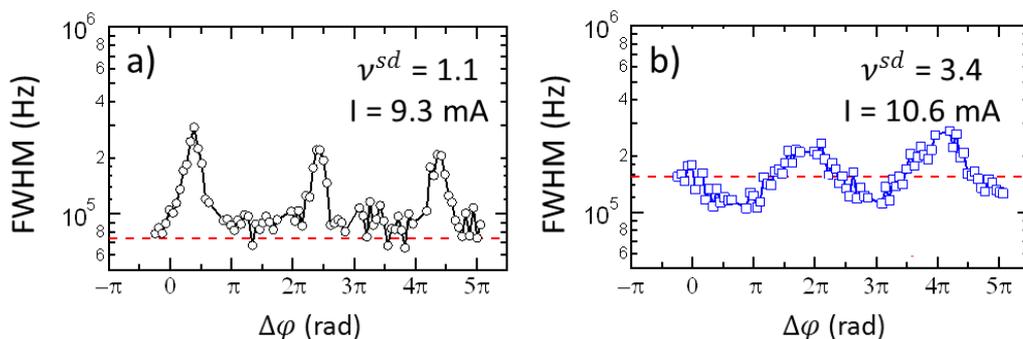


Fig. 125 Evolution de la largeur de raie en fonction du déphasage $\Delta\phi$ pour a) $v^{sd} = 1.1$ et $I = 9.3$ mA et b) $v^{sd} = 3.4$ et $I = 10.6$ mA. La ligne rouge correspond à la largeur de raie obtenue pour le STO seul. Mesures effectuées sur une jonction standard améliorée à base de FeB de rayon $R = 225$ nm et d'épaisseur $L = 4.0$ nm et $H_{\perp} = 2.2$ kOe.

Dans ce chapitre, nous avons présenté nos premières observations expérimentales de l'auto-injection du STO via une ligne à retard et proposé une modélisation analytique de l'effet du courant sur la dynamique du mode gyrotropique. Ces résultats, issus d'observations récentes, confirment l'efficacité de l'auto-synchronisation grâce à laquelle la fréquence, la puissance et le courant critique sont modulés et cela de manière passive. Dans des conditions qui restent à déterminer, mais supposant une augmentation du gain et du retard de la ligne à retard, cette étude introduit la possibilité d'améliorer la largeur de raie du STO équivalent et son bruit de phase par l'auto-synchronisation.

Conclusion et perspectives

L'objectif principal de ma thèse était de mieux comprendre et de maîtriser les mécanismes physiques menant à l'excitation de vortex magnétiques par transfert de spin, et en particulier l'origine des sources de bruit de leur dynamique, afin de parvenir à l'amélioration des propriétés radiofréquences de ces dispositifs appelés Spin Transfer Oscillator (STO).

En effet, comme indiqué en introduction du manuscrit, ces oscillateurs ont l'avantage d'être de taille submicronique (quelques dizaines à quelques centaines de nm), d'être compatibles avec les technologies CMOS et d'être résistants aux radiations. De plus, les mécanismes d'aimantation mis en jeu leur assurent une forte dépendance de la fréquence avec le courant, i.e. une bonne accordabilité, ainsi qu'une réponse dynamique rapide i.e. une agilité élevée. Cependant, au début de ma thèse, différentes questions restaient en suspens quant à la possibilité d'améliorer leurs conditions d'oscillations, leur puissance et la cohérence de leurs oscillations.

Dans ma thèse, nous avons donc tenté de répondre à ces trois points. Pour cela, nous nous sommes intéressés à un mode particulier de l'aimantation, appelé mode gyrotropique, d'un vortex magnétique excité par transfert de spin dans un nano-pilier. Lors de travaux précédents, ce mode entretenu par transfert de spin avait déjà démontré la possibilité de générer des oscillations de grandes amplitudes et de cohérence spectrale élevée en comparaison à d'autres modes magnétiques.

Un premier aspect de mon travail de thèse a été d'étudier l'influence des fluctuations thermiques sur la dynamique entretenue du mode gyrotropique du cœur de vortex. Un des résultats importants issu de cette étude a été de montrer que le bruit de phase du mode gyrotropique résulte majoritairement de fluctuations de phase issues directement des fluctuations thermiques auxquelles s'ajoutent des fluctuations d'amplitude converties en fluctuations de phase. Une étude expérimentale a été possible grâce à la mise en place d'un protocole expérimental adapté ainsi que le développement d'un modèle analytique pour la description du mode gyrotropique sous l'influence de fluctuations thermiques [98]. Nous avons pu mettre en évidence le rôle important joué par les non-linéarités des forces agissant sur le vortex, qui impliquent l'augmentation du bruit de phase par le bruit d'amplitude. De plus, cette étude nous a permis de prédire et de mesurer les paramètres caractéristiques de l'oscillateur, à savoir, la rapidité à changer sa fréquence mais aussi le facteur de couplage amplitude-phase. Ces paramètres sont critiques et permettront par exemple de déterminer si ces oscillateurs STOs peuvent être une technologie alternative aux VCOs dans le domaine des radiofréquences ou aux têtes de lecture dans le domaine du stockage d'information.

La seconde étape de mes travaux a consisté à améliorer les conditions d'obtention de signal rf. Un résultat majeur de ce travail a été l'obtention d'un signal rf puissant en absence de champ magnétique. Les puissances mesurées sont de quelques centaines de μW correspondant à des largeurs de raie faibles allant de quelques centaines de kHz à quelques MHz. Cette spécificité est rendue possible pour une structure complexe de l'oscillateur où la couche magnétique qui polarise en spin le courant a une aimantation perpendiculaire et est différente de la couche de référence pour la magnétorésistance. Une étude analytique a permis d'établir le rôle propre de chacune des couches magnétiques et de déterminer qualitativement la polarisation en spin effective associée à chacune [208].

La troisième étape a été d'optimiser le rendement de l'oscillateur. Un des résultats marquants est que nous avons pu mesurer une puissance rf émise record s'élevant à $3.6 \mu\text{W}$, encore jamais obtenue à température ambiante pour les oscillateurs à transfert de spin à base de vortex. Ces fortes puissances résultent du développement de nouvelles jonctions à base de FeB effectués par

le groupe de S. Yuasa (AIST, Japon) pour lesquelles l'amélioration de la qualité de la jonction, nous a permis d'obtenir une magnétorésistance atteignant 125%.

Au cours de ces différentes étapes, nous avons pu rendre compte d'un des avantages du vortex. En effet, sa chiralité permet d'avoir une accordabilité en fréquence élevée (5 MHz/mA), même dans des conditions pour lesquelles les non-linéarités sont faibles [209]. De plus, pour un unique nanopilier, la modification de la chiralité du vortex entraîne un changement de fréquence qui peut aller jusqu'à 30% ainsi que la modification de son accordabilité et du courant critique nécessaire aux oscillations.

La faible taille de l'oscillateur a donc un coût qui se paye en termes de bruit de phase. Une solution qui permettrait de résoudre cette limitation et d'améliorer la cohérence des oscillations est la synchronisation mutuelle de plusieurs oscillateurs à transfert de spin au travers des courants rf émis par chacun. Ainsi, la dernière étape de ma thèse a été d'étudier le comportement du mode gyrotropique lorsqu'il est soumis à un courant alternatif. Un résultat important a été de montrer, grâce à une étude expérimentale appuyée sur un modèle analytique, le rôle crucial des non-linéarités et des symétries des forces de synchronisation du mode excité. Le second point est la démonstration expérimentale et théorique de phénomènes d'excitations paramétriques de la dynamique du cœur de vortex [210].

Ces différents travaux nous ont fournis les outils pour mieux comprendre la dynamique du vortex magnétique et nous ont amené à mettre en place un banc de mesure original pour lequel l'oscillateur se synchronise sur lui-même. En fonction du retard avec lequel le signal émis par l'oscillateur est réinjecté, nous avons pu montrer pour la première fois que la fréquence, la puissance mais aussi la largeur de raie des oscillations peuvent être modulées. Au-delà d'être un système modèle pour la synchronisation, cette démonstration de la possibilité de modifier la dynamique d'aimantation avec un circuit passif rend un tel système prometteur pour des applications neuro-inspirées tels que des mémoires associatives.

De plus, ces travaux nous ont permis d'établir des solutions pour améliorer le bruit de phase du STO. La première consiste à travailler avec un STO présentant deux vortex couplés à la place d'un unique vortex. Ces systèmes, actuellement étudiés au laboratoire avec la thèse de R. Lebrun, présentent des largeurs de raie d'un ordre de grandeur inférieur à celle obtenues avec un vortex unique [62]. De plus, comme la fréquence de relaxation de ces systèmes est environ un ordre de grandeur supérieure à celle à un vortex [63], ces systèmes sont d'autant plus rapides pour adapter leur fréquence et donc d'autant plus intéressants pour des applications rf. La seconde solution est la synchronisation mutuelle de plusieurs STOs. Pour des conditions bien choisies, la synchronisation devrait permettre d'observer une réduction du bruit de phase. Ce but est d'autant plus proche que les fortes puissances ainsi que les faibles largeurs de raie obtenues sur les jonctions à base de FeB sont prometteuses quant à la réalisation de la synchronisation mutuelle.

D'un point de vue plus général, nous pouvons dire que les résultats obtenus sur ces oscillateurs à dynamique d'aimantation vortex montrent que de vraies améliorations des propriétés rf ont été possibles. L'avantage d'avoir des dispositifs similaires à ceux utilisés dans les M-RAMS (des jonctions tunnel magnétiques) devrait permettre de pouvoir bénéficier des développements matériaux les plus récents. Nous pouvons alors espérer pouvoir obtenir des puissances toujours plus élevées. Notons que d'un point de vue applicatif, les puissances rf et le taux de TMR obtenus avec les STOs à base de FeB permettent d'ores et déjà d'envisager des prototypes de dispositif rf et des démonstrateurs. Dans le domaine de la génération de fréquence, l'intégration du STO dans une boucle à verrouillage de phase [96,169] est désormais réalisable et nous permettra de savoir jusqu'à quel point il est possible de corriger le bruit de phase du STO. D'autres applications, dont nous n'avons pas parlé jusqu'ici, peuvent être envisagées comme l'utilisation de STOs pour la détection de fréquence.

Enfin, au-delà de ces différentes considérations, il est aussi possible de réaliser des STOs pour lesquels le transfert de spin s'effectue grâce à un courant de spin pur sans déplacement de charge. Ce courant peut être créé par des effets résultant de l'interaction spin-orbite qui correspondent à l'effet Rashba [211] ou l'effet Hall de spin [212,213]. Les couples de transfert de spin issus de ce courant de spin pur a récemment permis de générer des oscillations de l'aimantation [214]. L'intérêt de tels oscillateurs serait de pouvoir s'affranchir des tensions de claquage des jonctions tunnel magnétiques et donc d'accéder à des niveaux d'excitation de l'aimantation plus élevées. Il serait alors possible de d'observer le comportement chaotique de la dynamique d'aimantation, comportement intéressant pour des architectures neuro-inspirées pour lesquelles les STOs semblent pouvoir être des éléments constitutifs [197].

ANNEXES

Annexe A.

Mesures de transport

Nous avons établi dans le Chapitre 5 que mesurer la conductance G d'une jonction qu'elle soit standard ou hybride, est équivalent à sonder la direction de l'aimantation du NiFe, notée $\bar{\mathbf{m}}_{\text{NiFe}}$, relativement à celle du SAF, notée \mathbf{m}_{saf} . En reprenant la notation de la section 5.1.3.1, la résistance moyenne du STO est donnée par:

$$R_0 = \frac{2}{2G_P - G_{AP} TMR (1 - \mathbf{m}_{\text{saf}} \cdot \langle \bar{\mathbf{m}}_{\text{NiFe}} \rangle)} \quad (260)$$

où $\langle \bar{\mathbf{m}}_{\text{NiFe}} \rangle$ est la moyenne temporelle de l'aimantation moyenne du NiFe $\bar{\mathbf{m}}_{\text{NiFe}}$ (intégrée sur le disque). Ainsi les variations de résistance traduisent des variations d'aimantations de la couche libre, relativement à celle du SAF. Remarquons que TMR , G_P et G_{AP} dépendent de la tension aux bornes du nano-pilier. Toutes les mesures présentées dans ce chapitre sont effectuées à température ambiante.

A.1. Mesure de la TMR

La puissance rf émise par le STO est déterminée par le taux de magnétorésistance tunnel, appelé TMR . Il est donc nécessaire de pouvoir la déterminer.

Comportement de l'aimantation de la couche libre

En appliquant un fort champ magnétique planaire³¹, noté H_{\parallel} , selon l'axe défini par \mathbf{m}_{saf} , il est possible de saturer l'aimantation de la couche libre de NiFe tel que $\langle \bar{\mathbf{m}}_{\text{NiFe}} \rangle \cdot \mathbf{m}_{\text{saf}} = \pm 1$. Dans ces conditions, une configuration antiparallèle (AP) donne $R_0 = 1/G_{AP}$ alors qu'une configuration parallèle (P) donne $R_0 = 1/G_P$. L'évolution de R_0 indique que l'aimantation moyenne de la couche libre $\langle \bar{\mathbf{m}}_{\text{NiFe}} \rangle$ correspond bien à celle d'un vortex qui se déplace sous l'effet d'un champ planaire (voir section 3.1.3.1). Par exemple, sur la Fig. 126, pour $H_{\parallel} = -500 \rightarrow -90$ Oe, R_0 est constante et maximale (61.5 Ω). Elle correspond donc à configuration AP i.e. à $1/G_{AP}$. Pour $H_{\parallel} = -90 \rightarrow +230$ Oe, les brusques variations de R_0 témoignent d'une modification forte de $\langle \bar{\mathbf{m}}_{\text{NiFe}} \rangle$, passant d'un état non-uniforme à un état vortex, la résistance de ce dernier étant caractérisée par une évolution linéaire avec H_{\parallel} . Le vortex existe à champ nul, se nucléé à quelques Oe et s'annihile à +230 Oe. Pour $H_{\parallel} = +230 \rightarrow +500$ Oe, R_0 est constante et minimale (51.5 Ω). Elle correspond à une configuration P i.e. à $1/G_P$. Ainsi, nous pouvons déduire la TMR, qui vaut ici 19%.

De manière générale, La TMR des jonctions standards est de l'ordre de 15-20% pour une résistance moyenne $R_0 \approx 50-60 \Omega$ tandis que celles des jonctions hybrides atteint 60-70% pour une résistance moyenne beaucoup plus grande qui dépend du rayon de la jonction ($R_0 \approx 100 \Omega$ pour $R = 125$ nm et $R_0 \approx 400 \Omega$ pour $R = 40$ nm).

³¹ H_{\parallel} demeure inférieur au champ de retournement du SAF (~1 kOe).

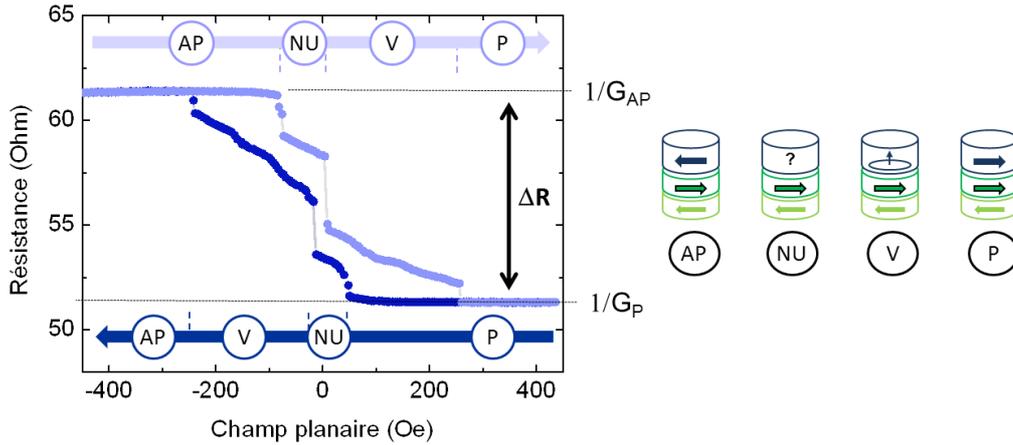


Fig. 126 a) Résistance moyenne en fonction d'un champ planaire d'une jonction standard avec $R = 150 \text{ nm}$ et $I = -1 \text{ mA}$. Le champ est balayé depuis les champs négatifs (●) et inversement (●). L'aimantation du NiFe passe par les états saturée uniforme AP, P, non-uniforme quelconque (NU) et vortex (V) comme illustré à droite avec les aimantations de la couche de NiFe (bleue), de la couche supérieure du SAF (vert foncé) et la couche inférieure du SAF (vert clair).

Evolution de la TMR avec la tension

Nous verrons que pour déterminer les oscillations du cœur à partir de la puissance rf émise par le STO, il est nécessaire de caractériser l'évolution de G_{AP} , G_P et TMR en fonction de la tension, notée V . Pour cela, R_0 est mesurée pour différentes valeurs de courant dc, lorsque \vec{m}_{NiFe} est saturé, ce qui permet d'extraire $G_{AP}(V)$ et de $G_P(V)$ et d'en déduire $TMR(V)$. Par exemple, dans la Fig. 126, l'application de $H_{\parallel} = -390 \text{ Oe}$ permet d'obtenir la configuration AP et $H_{\parallel} = +400 \text{ Oe}$ à obtenir la configuration P. Les résistances associées $1/G_{AP}$ et $1/G_P$ et la TMR sont tracées sur la Fig. 127. La TMR diminue avec la tension et présente une asymétrie en tension qui s'explique par la présence d'électrodes différentes, engendrant des structures de bande et des probabilités tunnel asymétriques [35,215]. Les causes possibles de la diminution de TMR sont encore débattues et impliquent des mécanismes physiques divers : l'excitation de magnons à l'interface [24,26] (impliquant une diminution de l'aimantation effective et de la polarisation en spin du courant), la dépendance en énergie de la structure de bande [27,28], ou encore l'existence de pièges localisés dans la barrière tunnel [30].

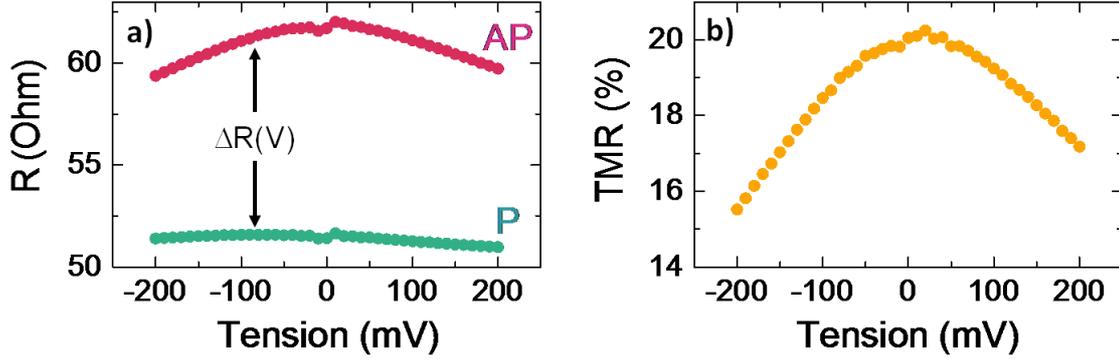


Fig. 127 a) Résistance en fonction de la tension pour une configuration AP ($H_{\parallel} = -390$ Oe ●) et P pour ($H_{\parallel} = +400$ Oe ●). b) TMR en fonction de la tension obtenue à partir des mesures de résistance. Mesures effectuées pour une jonction standard ($R = 150$ nm).

A.2. Détermination des aimantations à saturation

Les mesures de transports permettent aussi de visualiser les déformations subies par le vortex ainsi que celles de l'aimantation du SAF lors de l'application d'un champ perpendiculaire, noté $\mathbf{H} = H_{\perp} \mathbf{e}_z$.

A champ nul, le vortex est centré et son aimantation moyenne planaire est quasi-nulle. Or, comme l'aimantation du SAF est contenue dans le plan, $\langle \bar{\mathbf{m}}_{\text{NiFe}} \rangle \cdot \mathbf{m}_{\text{saf}} = 0$ et la résistance vaut alors $R_0 = 2/(G_P + G_{AP})$. En revanche, lorsque $H_{\perp} \neq 0$, l'aimantation du vortex et du SAF gagnent une composante perpendiculaire $\langle \bar{\mathbf{m}}_{\text{NiFe}} \rangle \cdot \mathbf{e}_z = H_{\perp}/H_S^{\text{NiFe}}$ et $\mathbf{m}_{\text{saf}} \cdot \mathbf{e}_z = H_{\perp}/H_S^{\text{saf}}$ avec H_S^{NiFe} (resp. H_S^{saf}) le champ de saturation de l'aimantation de la couche de NiFe (resp. du SAF) (voir section 5.1.3.1). Dans ce cas, la résistance moyenne en présence de H_{\perp} vaut :

$$R_0 \approx \frac{1}{G_P} \left[1 - \frac{G_{AP}}{2G_P} TMR \left(1 - \frac{H_{\perp}^2}{H_S^{\text{NiFe}} H_S^{\text{saf}}} \right) \right] \quad (261)$$

Expérimentalement, les résistances mesurées en fonction de H_{\perp} pour les jonctions étudiées montrent des évolutions similaires à celle tracée sur la Fig. 128, affichant une diminution lorsque $|H_{\perp}|$ augmente. Cette dépendance suit l'évolution donnée par l'équation (261). En effet, lorsque $|H_{\perp}|$ augmente, $\langle \bar{\mathbf{m}}_{\text{NiFe}} \rangle$ et \mathbf{m}_{saf} s'orientent dans la direction du champ, ainsi les aimantations tendent à devenir parallèles, et la résistance R_0 diminue.

Lors de l'étude d'une jonction, on peut déterminer H_S^{saf} à partir des mesures de R_0 ajustées par l'équation (261) (ligne solide sur la Fig. 128). En effet, pour ces jonctions, $H_S^{\text{NiFe}} \approx M_S^{\text{NiFe}}$ où est l'aimantation à saturation du NiFe et a été évaluée à partir l'évolution de la fréquence du mode de Kittel avec H_{\perp} [135]. Pour les jonctions standards, de rayon $R = 250$ nm, $M_S^{\text{NiFe}} = 6.45 \times 10^5$ A.m⁻¹ et $H_S^{\text{saf}} = 10.1 \times 10^5$ A.m⁻¹.

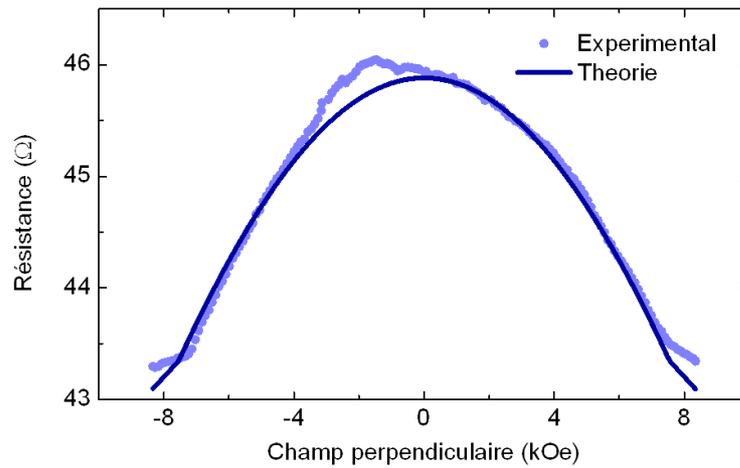


Fig. 128 Résistance en fonction de H_1 mesurée pour $I = -4$ mA (●) et ajustement avec l'équation (261) où $M_s^{NiFe} = 6.45 \times 10^5$ A.m⁻¹ et $H_s^{SAF} = 10.1 \times 10^5$ A.m⁻¹ (ligne solide) pour une jonction standard ($R = 250$ nm).

Les mesures de transport nous permettent de déduire expérimentalement la TMR, la conductance des configurations P et AP ainsi que le champ de saturation de l'aimantation du SAF hors du plan. Ces paramètres permettent d'analyser du signal rf du STO, en particulier pour caractériser la puissance et de l'amplitude des oscillations d'aimantation.

Annexe B.

Définition de densité spectrale de puissance et fonction d'autocorrélation

B.1. Densité spectrale de puissance

La densité spectrale de puissance (DSP) d'un signal quelconque x permet de caractériser ses fluctuations dans le temps. La DSP de x est notée S_x et elle est définie telle que :

$$S_x(f) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \left| \int_{-T/2}^{T/2} x(t) e^{i2\pi f t} dt \right|^2 \quad (262)$$

Elle correspond au carré du module de la Transformée de Fourier de x à la fréquence f . La DSP permet d'analyser les différentes composantes fréquentielles constituant x en définissant leurs puissances respectives. Cette définition de la DSP correspond à la définition trouvée dans la littérature de « two sided PSD ».

Pour un signal fini dans le temps défini entre 0 et T_0 , il est possible d'approximer la DSP de x par le carré du module de la transformée de Fourier de x entre 0 et T_0 divisé par le temps T_0 :

$$S_x(f) = \frac{1}{T_0} \left| \int_0^{T_0} x(t) e^{i2\pi f t} dt \right|^2 \quad (263)$$

B.2. Fonction d'autocorrélation

La fonction d'autocorrélation d'un signal quelconque x permet de caractériser son évolution dans le temps. Elle est notée K_x et elle est définie à un instant τ comme :

$$K_x(\tau) = \langle x(t)x^*(t + \tau) \rangle \quad (264)$$

où x^* est le complexe conjugué de x et $\langle . \rangle$ est la moyenne d'ensemble. La moyenne d'ensemble est équivalente à une moyenne temporelle lorsque x est la réalisation d'un processus stationnaire ergodique i.e. :

$$K_x(\tau) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x(t)x^*(t + \tau) dt \quad (265)$$

B.3. Théorème de Wiener-Khintchine

D'après le théorème de Wiener-Khintchine, la DSP de x s'exprime en fonction de la fonction d'autocorrélation de x selon :

$$S_x(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} K_x(\tau) e^{i2\pi f \tau} d\tau \quad (266)$$

La DSP de x est égale à la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation de x .

Annexe C.

Variance de phase et fonction d'autocorrélation des oscillations

Ci-dessous nous montrons comment s'obtient l'expression de la fonction d'autocorrélation en fonction de la variance de phase : $K(\tau) \approx q_0 e^{-i\omega(q_0)\tau} e^{-\Delta\phi^2/2}$.

Dans le régime sur-critique, la puissance vaut $q = q_0 + \delta q$ et la phase $\phi(t) = -\omega(q_0)t + \phi_i + \delta\phi(t)$. Lorsque les fluctuations de puissance sont faibles devant la puissance moyenne ($\delta q \ll q_0$), ces fluctuations ont peu d'influence sur le spectre comparé aux fluctuations de phase $\delta\phi$. La fonction d'autocorrélation s'écrit alors :

$$\begin{aligned} K(\tau) &= \langle \sqrt{q_0 + \delta q} e^{i\phi(t+\tau)} \sqrt{q_0 + \delta q} e^{-i\phi(t)} \rangle \\ &\approx q_0 \langle e^{i[\phi(t+\tau) - \phi(t)]} \rangle \\ &\approx q_0 e^{-i\omega(q_0)\tau} \langle e^{i[\delta\phi(t+\tau) - \delta\phi(t)]} \rangle \end{aligned} \quad (267)$$

Afin de définir $\langle e^{i[\delta\phi(t+\tau) - \delta\phi(t)]} \rangle$, nous posons $\Phi(t, \tau) = \phi(t + \tau) - \phi(t) = \delta\phi(t + \tau) - \delta\phi(t)$.

Alors :

$$K(\tau) \approx q_0 e^{-i\omega(q_0)\tau} \langle e^{i\Phi(t, \tau)} \rangle \quad (268)$$

Par linéarité, Φ suit un processus stationnaire ergodique suivant une loi gaussienne centrée sur zéro comme $\delta\phi$. En notant $\Delta\phi^2$ la variance de Φ , sa densité de probabilité s'écrit alors :

$$p(\Phi) = \frac{1}{\Delta\phi\sqrt{2\pi}} e^{-\Phi^2/2\Delta\phi^2} \quad (269)$$

Grace à cette dernière, nous pouvons exprimer la moyenne d'ensemble $\langle e^{i\Phi(t, \tau)} \rangle$ en fonction de $\Delta\phi^2$:

$$\begin{aligned}
\langle e^{i\Phi(t,\tau)} \rangle &= \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\Phi} p(\Phi) d\Phi \\
&= \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\Phi} \frac{1}{\Delta\phi\sqrt{2\pi}} e^{-\Phi^2/2\Delta\phi^2} d\Phi \\
&= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\cos \Phi}{\Delta\phi\sqrt{2\pi}} e^{-\Phi^2/2\Delta\phi^2} d\Phi \\
&\quad + i \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin \Phi}{\Delta\phi\sqrt{2\pi}} e^{-\Phi^2/2\Delta\phi^2} d\Phi \tag{270} \\
&= \frac{1}{\Delta\phi\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \cos \Phi e^{-\Phi^2/2\Delta\phi^2} d\Phi \\
&= e^{-\Delta\phi^2/2}
\end{aligned}$$

Ainsi la fonction d'autocorrélation du signal vaut :

$$K(\tau) \approx q_0 e^{-i\omega(q_0)\tau} e^{-\Delta\phi^2/2} \tag{271}$$

Annexe D.

Relation entre variance de phase et le bruit de phase

Nous expliquons les étapes permettant de définir la variance de phase en fonction du bruit de phase : $\Delta\phi^2/2 = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\delta\phi}(f)[1 - e^{i2\pi f\tau}] df$.

D'après le théorème de Wiener Kintchine, la DSP des fluctuations de phase $S_{\delta\phi}$ s'exprime en fonction de la fonction d'autocorrélation de $\delta\phi$ selon :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} S_{\delta\phi}(f)e^{i2\pi f\tau} df = K_{\delta\phi}(\tau) \quad (272)$$

et la fonction d'autocorrélation des fluctuations de phase est, par définition, égale à :

$$K_{\delta\phi}(\tau) = \langle \delta\phi(t + \tau)\delta\phi(t) \rangle \quad \text{et} \quad K_{\delta\phi}(0) = \langle \delta\phi(t)^2 \rangle \quad (273)$$

D'autre part, $\Delta\phi^2$ étant la variance de Φ vérifie :

$$\begin{aligned} \Delta\phi^2 &= \langle \Phi^2 \rangle - \langle \Phi \rangle^2 \\ &= \langle [\delta\phi(t + \tau) - \delta\phi(t)]^2 \rangle - 0 \\ &= \langle \delta\phi(t + \tau)^2 \rangle + \langle \delta\phi(t)^2 \rangle - 2\langle \delta\phi(t + \tau)\delta\phi(t) \rangle \\ &= 2 [\langle \delta\phi^2 \rangle - \langle \delta\phi(t + \tau)\delta\phi(t) \rangle] \end{aligned} \quad (274)$$

La variance $\Delta\phi^2$ peut donc s'exprimer en fonction du bruit de phase selon :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\phi^2}{2} &= K_{\delta\phi}(0) - K_{\delta\phi}(\tau) \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\delta\phi}(f)[1 - e^{i2\pi f\tau}] df \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\delta\phi}(f)[1 - e^{i2\pi f\tau}] df \end{aligned} \quad (275)$$

Annexe E.

Cas particulier de fluctuations de phase suivant une marche aléatoire

Nous détaillons les étapes qui permettent d'affirmer que des fluctuations de phase suivant une marche aléatoire décrites par un bruit de phase de la forme $S_{\delta\phi}(f) = S_0/f^2$ ont une variance de phase $\Delta\phi^2 = 4S_0\pi^2|\tau|$ et correspondent à une DSP des oscillations lorentzienne de largeur de raie à mi-hauteur (en fréquence) égale à $2\pi S_0$.

Supposons que les oscillations présentent des fluctuations de phase correspondant à une marche aléatoire alors ces fluctuations de phase sont caractérisées, par définition, par un bruit de phase :

$$S_{\delta\phi}(f) = \frac{S_0}{f^2} \quad (276)$$

Dans ce cas, la variance $\Delta\phi^2$ vérifie :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\phi^2}{2} &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{S_0}{f^2} [1 - e^{i2\pi f\tau}] df \\ &= S_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1 - \cos(2\pi f\tau)}{f^2} df + i \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin(2\pi f\tau)}{f^2} df \\ &= 2S_0 \int_0^{+\infty} \frac{1 - \cos(2\pi f\tau)}{f^2} df \\ &= 2S_0\pi^2|\tau| \end{aligned} \quad (277)$$

La fonction d'autocorrélation du signal donnée par (70) vérifie alors :

$$K(\tau) \approx q_0 e^{-i\omega(q_0)\tau} e^{-2S_0\pi^2|\tau|} \quad (278)$$

Elle correspond, d'après le théorème de Wiener-Khintchine, à la DSP du signal qui vaut :

$$\begin{aligned} S(f) &= q_0 \int_{-\infty}^{+\infty} K(\tau) e^{i2\pi f\tau} d\tau \\ &= q_0 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i[\omega(q_0)-2\pi f]\tau} e^{-2S_0\pi^2|\tau|} d\tau \\ &= q_0 \left[\int_{-\infty}^0 e^{-(i[\omega(q_0)-2\pi f]-2S_0\pi^2)\tau} d\tau + \int_0^{+\infty} e^{-(i[\omega(q_0)-2\pi f]+2S_0\pi^2)\tau} d\tau \right] \end{aligned} \quad (279)$$

En résolvant l'intégrale, nous obtenons la DSP du signal qui est une distribution lorentzienne :

$$S(f) = \frac{q_0 S_0}{(f - f_c)^2 + S_0^2 \pi^2} \quad (280)$$

La largeur de raie à mi-hauteur correspondante (en Hz) est :

$$\text{FWHM} = 2\pi S_0 \quad (281)$$

Bibliographie

- [1] A. Fert & I.A. Campbell, Two-Current Conduction in Nickel. *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1190–1192 (1968).
- [2] P.M. Levy, S. Zhang & A. Fert, Electrical conductivity of magnetic multilayered structures. *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1643–1646 (1990).
- [3] B. Dieny, C. Cowache, A. Nossov, P. Dauguet, J. Chaussy & P. Gandit, Anisotropy and angular variation of the giant magnetoresistance in magnetic multilayers (invited). *J. Appl. Phys.* **79**, 6370–6375 (1996).
- [4] P. Holody, W. Chiang, R. Loloee, J. Bass, W. Pratt & P. Schroeder, Giant magnetoresistance of copper/permalloy multilayers. *Phys. Rev. B* **58**, 12230–12236 (1998).
- [5] T. Valet & A. Fert, Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers. *Phys. Rev. B* **48**, 7099–7113 (1993).
- [6] O. Boulle, Précession de l'aimantation par transfert de spin dans des nanopiliers magnétiques. Condensed Matter. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2007.
- [7] E.Y. Tsybal, O.N. Mryasov & P.R. LeClair, Spin-dependent tunnelling in magnetic tunnel junctions. *J. Phys. Condens. Matter* **15**, R109 (2003).
- [8] M. Julliere, Tunneling between ferromagnetic films. *Phys. Lett. A* **54**, 225–226 (1975).
- [9] J. Bardeen, Tunnelling from a Many-Particle Point of View. *Phys. Rev. Lett.* **6**, 57–59 (1961).
- [10] J.C. Slonczewski, Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier. *Phys. Rev. B* **39**, 6995–7002 (1989).
- [11] T. Nagahama, S. Yuasa, Y. Suzuki & E. Tamura, Quantum-well effect in magnetic tunnel junctions with ultrathin single-crystal Fe(100) electrodes. *Appl. Phys. Lett.* **79**, 4381–4383 (2001).
- [12] S. Yuasa, T. Sato, E. Tamura, Y. Suzuki, H. Yamamori, K. Ando & T. Katayama, Magnetic tunnel junctions with single-crystal electrodes: A crystal anisotropy of tunnel magneto-resistance. *EPL Europhys. Lett.* **52**, 344 (2000).
- [13] W.H. Butler, X.-G. Zhang, T.C. Schulthess & J.M. MacLaren, Spin-dependent tunneling conductance of Fe|MgO|Fe sandwiches. *Phys. Rev. B* **63**, 054416 (2001).
- [14] S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki & K. Ando, Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions. *Nat. Mater.* **3**, 868–871 (2004).
- [15] S.S.P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P.M. Rice, B. Hughes, M. Samant & S.-H. Yang, Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers. *Nat. Mater.* **3**, 862–867 (2004).

- [16] J.C. Slonczewski, Current-driven excitation of magnetic multilayers. *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1–L7 (1996).
- [17] L. Berger, Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Phys. Rev. B* **54**, 9353–9358 (1996).
- [18] M. Stiles & J. Miltat, Spin-transfer torque and dynamics. *Spin Dyn. Confin. Magn. Struct. III* 225–308 (2006).
- [19] M.D. Stiles & A. Zangwill, Anatomy of spin-transfer torque. *Phys. Rev. B* **66**, 014407 (2002).
- [20] M. Zwierzycki, Y. Tserkovnyak, P.J. Kelly, A. Brataas & G.E.W. Bauer, First-principles study of magnetization relaxation enhancement and spin transfer in thin magnetic films. *Phys. Rev. B* **71**, 064420 (2005).
- [21] F.J. Albert, N.C. Emley, E.B. Myers, D.C. Ralph & R.A. Buhrman, Quantitative Study of Magnetization Reversal by Spin-Polarized Current in Magnetic Multilayer Nanopillars. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 226802 (2002).
- [22] S. Urazhdin, R. Loloee & W.P. Pratt, Noncollinear spin transport in magnetic multilayers. *Phys. Rev. B* **71**, 100401 (2005).
- [23] J.C. Slonczewski, Currents, torques, and polarization factors in magnetic tunnel junctions. *Phys. Rev. B* **71**, 024411 (2005).
- [24] S. Zhang, P.M. Levy, A.C. Marley & S.S.P. Parkin, Quenching of Magnetoresistance by Hot Electrons in Magnetic Tunnel Junctions. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3744–3747 (1997).
- [25] J.M.D. Teresa, A. Barthélémy, A. Fert, J.P. Contour, F. Montaigne & P. Seneor, Role of Metal-Oxide Interface in Determining the Spin Polarization of Magnetic Tunnel Junctions. *Science* **286**, 507–509 (1999).
- [26] J.S. Moodera, J. Nowak & R.J.M. van de Veerdonk, Interface Magnetism and Spin Wave Scattering in Ferromagnet-Insulator-Ferromagnet Tunnel Junctions. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2941–2944 (1998).
- [27] S.O. Valenzuela, D.J. Monsma, C.M. Marcus, V. Narayanamurti & M. Tinkham, Spin Polarized Tunneling at Finite Bias. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 196601 (2005).
- [28] M. Sharma, S.X. Wang & J.H. Nickel, Inversion of Spin Polarization and Tunneling Magnetoresistance in Spin-Dependent Tunneling Junctions. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 616–619 (1999).
- [29] J. Wingbermhühle, S. Stein & H. Kohlstedt, Magnon scattering and tunneling through localized states in magnetic tunnel junctions. *J. Appl. Phys.* **92**, 7261–7265 (2002).
- [30] J. Zhang & R.M. White, Voltage dependence of magnetoresistance in spin dependent tunneling junctions. *J. Appl. Phys.* **83**, 6512–6514 (1998).
- [31] I. Theodonis, N. Kioussis, A. Kalitsov, M. Chshiev & W.H. Butler, Anomalous Bias Dependence of Spin Torque in Magnetic Tunnel Junctions. *Phys. Rev. Lett.* **97**, 237205 (2006).

- [32] M. Chshiev, I. Theodonis, A. Kalitsov, N. Kioussis & W.H. Butler, Voltage Dependence of Spin Transfer Torque In Magnetic Tunnel Junctions. *IEEE Trans. Magn.* **44**, 2543–2546 (2008).
- [33] J.C. Sankey, Y.-T. Cui, J.Z. Sun, J.C. Slonczewski, R.A. Buhrman & D.C. Ralph, Measurement of the spin-transfer-torque vector in magnetic tunnel junctions. *Nat. Phys.* **4**, 67–71 (2008).
- [34] H. Kubota, A. Fukushima, K. Yakushiji, T. Nagahama, S. Yuasa, K. Ando, H. Maehara, Y. Nagamine, K. Tsunekawa, D.D. Djayaprawira, N. Watanabe & Y. Suzuki, Quantitative measurement of voltage dependence of spin-transfer torque in MgO-based magnetic tunnel junctions. *Nat. Phys.* **4**, 37–41 (2008).
- [35] S.-C. Oh, S.-Y. Park, A. Manchon, M. Chshiev, J.-H. Han, H.-W. Lee, J.-E. Lee, K.-T. Nam, Y. Jo, Y.-C. Kong, B. Dieny & K.-J. Lee, Bias-voltage dependence of perpendicular spin-transfer torque in asymmetric MgO-based magnetic tunnel junctions. *Nat. Phys.* **5**, 898–902 (2009).
- [36] S. Tsunegi, H. Kubota, S. Tamaru, K. Yakushiji, M. Konoto, A. Fukushima, T. Taniguchi, H. Arai, H. Imamura & S. Yuasa, Damping parameter and interfacial perpendicular magnetic anisotropy of FeB nanopillar sandwiched between MgO barrier and cap layers in magnetic tunnel junctions. *Appl. Phys. Express* **7**, 033004 (2014).
- [37] M. Tsoi, A.G.M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi & P. Wyder, Excitation of a Magnetic Multilayer by an Electric Current. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4281–4284 (1998).
- [38] R.A. de Groot, F.M. Mueller, P.G. van Engen & K.H.J. Buschow, New Class of Materials: Half-Metallic Ferromagnets. *Phys. Rev. Lett.* **50**, 2024–2027 (1983).
- [39] I. Galanakis, P.H. Dederichs & N. Papanikolaou, Slater-Pauling behavior and origin of the half-metallicity of the full-Heusler alloys. *Phys. Rev. B* **66**, 174429 (2002).
- [40] T. Iwase, Y. Sakuraba, S. Bosu, K. Saito, S. Mitani & K. Takanashi, Large Interface Spin-Asymmetry and Magnetoresistance in Fully Epitaxial Co₂MnSi/Ag/Co₂MnSi Current-Perpendicular-to-Plane Magnetoresistive Devices. *Appl. Phys. Express* **2**, 063003 (2009).
- [41] R. Okura, Y. Sakuraba, T. Seki, K. Izumi, M. Mizuguchi & K. Takanashi, High-power rf oscillation induced in half-metallic Co₂MnSi layer by spin-transfer torque. *Appl. Phys. Lett.* **99**, 052510 (2011).
- [42] J. Sinha, M. Hayashi, Y.K. Takahashi, T. Taniguchi, M. Drapeko, S. Mitani & K. Hono, Large amplitude microwave emission and reduced nonlinear phase noise in Co₂Fe(Ge_{0.5}Ga_{0.5}) Heusler alloy based pseudo spin valve nanopillars. *Appl. Phys. Lett.* **99**, 162508 (2011).
- [43] S.I. Kiselev, J.C. Sankey, I.N. Krivorotov, N.C. Emley, R.J. Schoelkopf, R.A. Buhrman & D.C. Ralph, Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current. *Nature* **425**, 380–383 (2003).
- [44] W.H. Rippard, M.R. Pufall, S. Kaka, S.E. Russek & T.J. Silva, Direct-Current Induced Dynamics in CoFe/NiFe Point Contacts. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 027201 (2004).
- [45] W.H. Rippard, M.R. Pufall, S. Kaka, T.J. Silva & S.E. Russek, Current-driven microwave dynamics in magnetic point contacts as a function of applied field angle. *Phys. Rev. B* **70**, 100406 (2004).

- [46] G.D. Fuchs, N.C. Emley, I.N. Krivorotov, P.M. Braganca, E.M. Ryan, S.I. Kiselev, J.C. Sankey, D.C. Ralph, R.A. Buhrman & J.A. Katine, Spin-transfer effects in nanoscale magnetic tunnel junctions. *Appl. Phys. Lett.* **85**, 1205–1207 (2004).
- [47] A.V. Nazarov, H.M. Olson, H. Cho, K. Nikolaev, Z. Gao, S. Stokes & B.B. Pant, Spin transfer stimulated microwave emission in MgO magnetic tunnel junctions. *Appl. Phys. Lett.* **88**, 162504 (2006).
- [48] D. Houssameddine, S.H. Florez, J.A. Katine, J.-P. Michel, U. Ebels, D. Mauri, O. Ozatay, B. Delaet, B. Viala, L. Folks, B.D. Terris & M.-C. Cyrille, Spin transfer induced coherent microwave emission with large power from nanoscale MgO tunnel junctions. *Appl. Phys. Lett.* **93**, 022505 (2008).
- [49] O. Klein, G. de Loubens, V. Naletov, F. Boust, T. Guillet, H. Hurdequint, A. Leksikov, A. Slavin, V. Tiberkevich & N. Vukadinovic, Ferromagnetic resonance force spectroscopy of individual submicron-size samples. *Phys. Rev. B* **78**, 144410 (2008).
- [50] V.E. Demidov, S. Urazhdin & S.O. Demokritov, Direct observation and mapping of spin waves emitted by spin-torque nano-oscillators. *Nat. Mater.* **9**, 984–988 (2010).
- [51] Q. Mistral, M. van Kampen, G. Hrkac, J.-V. Kim, T. Devolder, P. Crozat, C. Chappert, L. Lagae & T. Schrefl, Current-Driven Vortex Oscillations in Metallic Nanocontacts. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 257201 (2008).
- [52] R.K. Dumas, E. Iacocca, S. Bonetti, S.R. Sani, S.M. Mohseni, A. Eklund, J. Persson, O. Heinonen & J. Åkerman, Spin-Wave-Mode Coexistence on the Nanoscale: A Consequence of the Oersted-Field-Induced Asymmetric Energy Landscape. *Phys. Rev. Lett.* **110**, 257202 (2013).
- [53] P.K. Muduli, O.G. Heinonen & J. Åkerman, Decoherence and Mode Hopping in a Magnetic Tunnel Junction Based Spin Torque Oscillator. *Phys. Rev. Lett.* **108**, 207203 (2012).
- [54] E. Iacocca, O. Heinonen, P.K. Muduli & J. Åkerman, Generation linewidth of mode-hopping spin torque oscillators. *Phys. Rev. B* **89**, 054402 (2014).
- [55] A. Dussaux, B. Georges, J. Grollier, V. Cros, A.V. Khvalkovskiy, A. Fukushima, M. Konoto, H. Kubota, K. Yakushiji, S. Yuasa, K.A. Zvezdin, K. Ando & A. Fert, Large microwave generation from current-driven magnetic vortex oscillators in magnetic tunnel junctions. *Nat. Commun.* **1**, 1–6 (2010).
- [56] O. Boulle, V. Cros, J. Grollier, L.G. Pereira, C. Deranlot, F. Petroff, G. Faini, J. Barnaś & A. Fert, Shaped angular dependence of the spin-transfer torque and microwave generation without magnetic field. *Nat. Phys.* **3**, 492–497 (2007).
- [57] S.S.P. Parkin & D. Mauri, Spin engineering: Direct determination of the Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida far-field range function in ruthenium. *Phys. Rev. B* **44**, 7131–7134 (1991).
- [58] S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H.D. Gan, M. Endo, S. Kanai, J. Hayakawa, F. Matsukura & H. Ohno, A perpendicular-anisotropy CoFeB–MgO magnetic tunnel junction. *Nat. Mater.* **9**, 721–724 (2010).
- [59] D. Houssameddine, U. Ebels, B. Delaët, B. Rodmacq, I. Firastrau, F. Ponthenier, M. Brunet, C. Thirion, J.-P. Michel, L. Prejbeanu-Buda, M.-C. Cyrille, O. Redon & B. Dieny,

- Spin-torque oscillator using a perpendicular polarizer and a planar free layer. *Nat. Mater.* **6**, 447–453 (2007).
- [60] Z. Zeng, G. Finocchio, B. Zhang, P.K. Amiri, J.A. Katine, I.N. Krivorotov, Y. Huai, J. Langer, B. Azzerboni, K.L. Wang & H. Jiang, Ultralow-current-density and bias-field-free spin-transfer nano-oscillator. *Sci. Rep.* **3**, 1426 (2013).
- [61] T. Devolder, A. Meftah, K. Ito, J.A. Katine, P. Crozat & C. Chappert, Spin transfer oscillators emitting microwave in zero applied magnetic field. *J. Appl. Phys.* **101**, 063916 (2007).
- [62] N. Locatelli, V.V. Naletov, J. Grollier, G. de Loubens, V. Cros, C. Deranlot, C. Ulysse, G. Faini, O. Klein & A. Fert, Dynamics of two coupled vortices in a spin valve nanopillar excited by spin transfer torque. *Appl. Phys. Lett.* **98**, 062501 (2011).
- [63] R. Lebrun, N. Locatelli, S. Tsunegi, J. Grollier, V. Cros, F. Abreu Araujo, H. Kubota, K. Yakushiji, A. Fukushima & S. Yuasa, Nonlinear Behavior and Mode Coupling in Spin-Transfer Nano-Oscillators. *Phys. Rev. Appl.* **2**, 061001 (2014).
- [64] A.V. Khvalkovskiy, J. Grollier, A. Dussaux, K.A. Zvezdin & V. Cros, Vortex oscillations induced by spin-polarized current in a magnetic nanopillar: Analytical versus micromagnetic calculations. *Phys. Rev. B* **80**, 140401 (2009).
- [65] H. Hughes, K. Bussmann, P.J. McMarr, S.-F. Cheng, R. Shull, A.P. Chen, S. Schafer, T. Mewes, A. Ong, E. Chen, M.H. Mendenhall & R.A. Reed, Radiation Studies of Spin-Transfer Torque Materials and Devices. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **59**, 3027–3033 (2012).
- [66] M. Mallery, A. Torabi & M. Benakli, One terabit per square inch perpendicular recording conceptual design. *IEEE Trans. Magn.* **38**, 1719–1724 (2002).
- [67] R. Wood, M. Williams, A. Kavcic & J. Miles, The Feasibility of Magnetic Recording at 10 Terabits Per Square Inch on Conventional Media. *IEEE Trans. Magn.* **45**, 917–923 (2009).
- [68] R.L. White, R.M.H. Newt & R.F.W. Pease, Patterned media: a viable route to 50 Gbit/in² and up for magnetic recording? *IEEE Trans. Magn.* **33**, 990–995 (1997).
- [69] B.C. Stipe, T.C. Strand, C.C. Poon, H. Balamane, T.D. Boone, J.A. Katine, J.-L. Li, V. Rawat, H. Nemoto, A. Hirotsune, O. Hellwig, R. Ruiz, E. Dobisz, D.S. Kercher, N. Robertson, T.R. Albrecht & B.D. Terris, Magnetic recording at 1.5 Pb m⁻² using an integrated plasmonic antenna. *Nat. Photonics* **4**, 484–488 (2010).
- [70] K. Mizushima, K. Kudo, T. Nagasawa & R. Sato, High-data-transfer-rate read heads composed of spin-torque oscillators. *J. Phys. Conf. Ser.* **266**, 012060 (2011).
- [71] I.N. Krivorotov, N.C. Emley, J.C. Sankey, S.I. Kiselev, D.C. Ralph & R.A. Buhrman, Time-Domain Measurements of Nanomagnet Dynamics Driven by Spin-Transfer Torques. *Science* **307**, 228–231 (2005).
- [72] J.R. Petrie, S. Urazhdin, K.A. Wieland, G.A. Fischer & A.S. Edelstein, Using a spin torque nano-oscillator to read memory based on the magnetic permeability. *J. Phys. Appl. Phys.* **47**, 055002 (2014).
- [73] S. Mangin, M. Gottwald, C.-H. Lambert, D. Steil, V. Uhlř, L. Pang, M. Hehn, S. Alebrand, M. Cinchetti, G. Malinowski, Y. Fainman, M. Aeschlimann & E.E. Fullerton,

- Engineered materials for all-optical helicity-dependent magnetic switching. *Nat. Mater.* **13**, 286–292 (2014).
- [74] K. Kudo, T. Nagasawa, K. Mizushima, H. Suto & R. Sato, Numerical Simulation on Temporal Response of Spin-Torque Oscillator to Magnetic Pulses. *Appl. Phys. Express* **3**, 043002 (2010).
- [75] S.A. Wolf, D.D. Awschalom, R.A. Buhrman, J.M. Daughton, S. von Molnár, M.L. Roukes, A.Y. Chtchelkanova & D.M. Treger, Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future. *Science* **294**, 1488–1495 (2001).
- [76] S.A. Wolf, A.Y. Chtchelkanova & D.M. Treger, Spintronics: A retrospective and perspective. *IBM J. Res. Dev.* **50**, 101–110 (2006).
- [77] P. Villard, U. Ebels, D. Houssameddine, J. Katine, D. Mauri, B. Delaet, P. Vincent, M.C. Cyrille, B. Viala, J.-P. Michel, J. Prouvee & F. Badets, A GHz Spintronic-Based RF Oscillator. *IEEE J. Solid-State Circuits* **45**, 214–223 (2010).
- [78] I.N. Krivorotov, D.V. Berkov, N.L. Gorn, N.C. Emley, J.C. Sankey, D.C. Ralph & R.A. Buhrman, Large-amplitude coherent spin waves excited by spin-polarized current in nanoscale spin valves. *Phys. Rev. B* **76**, 024418 (2007).
- [79] P.K. Muduli, Y. Pogoryelov, F. Mancoff & J. Akerman, Modulation of Individual and Mutually Synchronized Nanocontact-Based Spin Torque Oscillators. *IEEE Trans. Magn.* **47**, 1575–1579 (2011).
- [80] H.S. Choi, S.Y. Kang, S.J. Cho, I.-Y. Oh, M. Shin, H. Park, C. Jang, B.-C. Min, S.-I. Kim, S.-Y. Park & C.S. Park, Spin nano-oscillator-based wireless communication. *Sci. Rep.* **4**, 5486 (2014).
- [81] J.-V. Kim, Stochastic theory of spin-transfer oscillator linewidths. *Phys. Rev. B* **73**, 174412 (2006).
- [82] J.-V. Kim, V. Tiberkevich & A.N. Slavin, Generation Linewidth of an Auto-Oscillator with a Nonlinear Frequency Shift: Spin-Torque Nano-Oscillator. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 017207 (2008).
- [83] K. Mizushima, K. Kudo & R. Sato, Phase and amplitude noise spectra in spin-transfer nano-oscillators. *J. Appl. Phys.* **101**, 113903 (2007).
- [84] A. Slavin & V. Tiberkevich, Nonlinear Auto-Oscillator Theory of Microwave Generation by Spin-Polarized Current. *IEEE Trans. Magn.* **45**, 1875–1918 (2009).
- [85] T.J. Silva & M.W. Keller, Theory of Thermally Induced Phase Noise in Spin Torque Oscillators for a High-Symmetry Case. *IEEE Trans. Magn.* **46**, 3555–3573 (2010).
- [86] V. Tiberkevich, A. Slavin & J.-V. Kim, Microwave power generated by a spin-torque oscillator in the presence of noise. *Appl. Phys. Lett.* **91**, 192506 (2007).
- [87] V. Tiberkevich, A. Slavin & J.-V. Kim, Temperature dependence of nonlinear auto-oscillator linewidths: Application to spin-torque nano-oscillators. *Phys. Rev. B* **78**, 092401 (2008).

- [88] J.-V. Kim, Q. Mistral, C. Chappert, V. Tiberkevich & A. Slavin, Line Shape Distortion in a Nonlinear Auto-Oscillator Near Generation Threshold: Application to Spin-Torque Nano-Oscillators. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 167201 (2008).
- [89] M. Quinsat, D. Gusakova, J.F. Sierra, J.P. Michel, D. Houssameddine, B. Delaet, M.-C. Cyrille, U. Ebels, B. Dieny, L.D. Buda-Prejbeanu, J.A. Katine, D. Mauri, A. Zeltser, M. Prigent, J.-C. Nallatamby & R. Sommet, Amplitude and phase noise of magnetic tunnel junction oscillators. *Appl. Phys. Lett.* **97**, 182507 (2010).
- [90] L. Bianchini, S. Cornelissen, J.-V. Kim, T. Devolder, W. van Roy, L. Lagae & C. Chappert, Direct experimental measurement of phase-amplitude coupling in spin torque oscillators. *Appl. Phys. Lett.* **97**, 032502 (2010).
- [91] M. Quinsat, V. Tiberkevich, D. Gusakova, A. Slavin, J.F. Sierra, U. Ebels, L.D. Buda-Prejbeanu, B. Dieny, M.-C. Cyrille, A. Zelster & J.A. Katine, Linewidth of higher harmonics in a nonisochronous auto-oscillator: Application to spin-torque nano-oscillators. *Phys. Rev. B* **86**, 104418 (2012).
- [92] Jay M. Newby & Michael A. Schwemmer, Effects of moderate noise on a limit cycle oscillator: Counter rotation and bistability. *ArXiv*
- [93] T. Arakawa, T. Tanaka, K. Chida, S. Matsuo, Y. Nishihara, D. Chiba, K. Kobayashi, T. Ono, A. Fukushima & S. Yuasa, Low-frequency and shot noises in CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunneling junctions. *Phys. Rev. B* **86**, 224423 (2012).
- [94] N. Smith & P. Arnett, White-noise magnetization fluctuations in magnetoresistive heads. *Appl. Phys. Lett.* **78**, 1448 (2001).
- [95] T. Nagasawa, K. Mizushima, H. Suto, K. Kudo & R. Sato, Amplitude Noise in Spin-Torque Oscillators. *Appl. Phys. Express* **4**, 063005 (2011).
- [96] Michael Quinsat, Etude d'un auto-oscillateur non-isochrone: Application à la dynamique non- linéaire de l'aimantation induite par transfert de spin. Thèse. Université de Grenoble, 2012.
- [97] Laurence Bianchini, Dynamique hyperfréquence d'aimantation induite par transfert de spin. Materials Science. Université Paris Sud - Paris XI, 2010.
- [98] E. Grimaldi, A. Dussaux, P. Bortolotti, J. Grollier, G. Pillet, A. Fukushima, H. Kubota, K. Yakushiji, S. Yuasa & V. Cros, Response to noise of a vortex based spin transfer nano-oscillator. *Phys. Rev. B* **89**, 104404 (2014).
- [99] C. Boone, J.A. Katine, J.R. Childress, J. Zhu, X. Cheng & I.N. Krivorotov, Experimental test of an analytical theory of spin-torque-oscillator dynamics. *Phys. Rev. B* **79**, 140404 (2009).
- [100] K. Kudo, T. Nagasawa, R. Sato & K. Mizushima, Measurement of nonlinear frequency shift coefficient in spin-torque oscillators based on MgO tunnel junctions. *Appl. Phys. Lett.* **95**, 022507 (2009).
- [101] B. Georges, J. Grollier, V. Cros, A. Fert, A. Fukushima, H. Kubota, K. Yakushijin, S. Yuasa & K. Ando, Origin of the spectral linewidth in nonlinear spin-transfer oscillators based on MgO tunnel junctions. *Phys. Rev. B* **80**, 060404(R) (2009).

- [102] J.F. Sierra, M. Quinsat, F. Garcia-Sanchez, U. Ebels, I. Joumard, A.S. Jenkins, B. Dieny, M.-C. Cyrille, A. Zeltser & J.A. Katine, Influence of thermal fluctuations on the emission linewidth in MgO-based spin transfer oscillators. *Appl. Phys. Lett.* **101**, 062407 (2012).
- [103] W. Rippard, M. Pufall, S. Kaka, T. Silva, S. Russek & J. Katine, Injection Locking and Phase Control of Spin Transfer Nano-oscillators. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 067203 (2005).
- [104] B. Georges, J. Grollier, M. Darques, V. Cros, C. Deranlot, B. Marcilhac, G. Faini & A. Fert, Coupling Efficiency for Phase Locking of a Spin Transfer Nano-Oscillator to a Microwave Current. *Phys. Rev. Lett.* **101**, 017201 (2008).
- [105] A. Dussaux, A.V. Khvalkovskiy, J. Grollier, V. Cros, A. Fukushima, M. Konoto, H. Kubota, K. Yakushiji, S. Yuasa, K. Ando & A. Fert, Phase locking of vortex based spin transfer oscillators to a microwave current. *Appl. Phys. Lett.* **98**, 132506 (2011).
- [106] R. Lebrun, A. Jenkins, A. Dussaux, N. Locatelli, S. Tsunegi, E. Grimaldi, H. Kubota, P. Bortolotti, K. Yakushiji, J. Grollier, A. Fukushima, S. Yuasa & V. Cros, Understanding of phase noise squeezing under fractional synchronization of non-linear spin transfer vortex oscillator. *ArXiv150203485 Cond-Mat* (2015). at <<http://arxiv.org/abs/1502.03485>>
- [107] S. Urazhdin, P. Tabor, V. Tiberkevich & A. Slavin, Fractional Synchronization of Spin-Torque Nano-Oscillators. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 104101 (2010).
- [108] A. Hamadeh, G. de Loubens, V.V. Naletov, J. Grollier, C. Ulysse, V. Cros & O. Klein, Autonomous and forced dynamics in a spin-transfer nano-oscillator: Quantitative magnetic-resonance force microscopy. *Phys. Rev. B* **85**, 140408 (2012).
- [109] A. Hamadeh, N. Locatelli, V.V. Naletov, R. Lebrun, G. de Loubens, J. Grollier, O. Klein & V. Cros, Perfect and robust phase-locking of a spin transfer vortex nano-oscillator to an external microwave source. *Appl. Phys. Lett.* **104**, 022408 (2014).
- [110] M. Quinsat, J.F. Sierra, I. Firastrau, V. Tiberkevich, A. Slavin, D. Gusakova, L.D. Buda-Prejbeanu, M. Zarudniev, J.-P. Michel, U. Ebels, B. Dieny, M.-C. Cyrille, J.A. Katine, D. Mauri & A. Zeltser, Injection locking of tunnel junction oscillators to a microwave current. *Appl. Phys. Lett.* **98**, 182503 (2011).
- [111] R. Lehdorff, D.E. Bürgler, C.M. Schneider & Z. Celinski, Injection locking of the gyrotropic vortex motion in a nanopillar. *Appl. Phys. Lett.* **97**, 142503 (2010).
- [112] R. Adler, A Study of Locking Phenomena in Oscillators. *Proc. IRE* **34**, 351–357 (1946).
- [113] S. Urazhdin, V. Tiberkevich & A. Slavin, Parametric Excitation of a Magnetic Nanocontact by a Microwave Field. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 237204 (2010).
- [114] P. Dürrenfeld, E. Iacocca, J. Åkerman & P.K. Muduli, Parametric excitation in a magnetic tunnel junction-based spin torque oscillator. *Appl. Phys. Lett.* **104**, 052410 (2014).
- [115] S.Y. Martin, N. de Mestier, C. Thirion, C. Hoarau, Y. Conraux, C. Baraduc & B. Diény, Parametric oscillator based on nonlinear vortex dynamics in low-resistance magnetic tunnel junctions. *Phys. Rev. B* **84**, 144434 (2011).
- [116] S. Kaka, M.R. Pufall, W.H. Rippard, T.J. Silva, S.E. Russek & J.A. Katine, Mutual phase-locking of microwave spin torque nano-oscillators. *Nature* **437**, 389–392 (2005).

- [117] F.B. Mancoff, N.D. Rizzo, B.N. Engel & S. Tehrani, Phase-locking in double-point-contact spin-transfer devices. *Nature* **437**, 393–395 (2005).
- [118] M.R. Pufall, W.H. Rippard, S.E. Russek, S. Kaka & J.A. Katine, Electrical Measurement of Spin-Wave Interactions of Proximate Spin Transfer Nanooscillators. *Phys. Rev. Lett.* **97**, 087206 (2006).
- [119] A. Ruotolo, V. Cros, B. Georges, A. Dussaux, J. Grollier, C. Deranlot, R. Guillemet, K. Bouzehouane, S. Fusil & A. Fert, Phase-locking of magnetic vortices mediated by antivortices. *Nat. Nanotechnol.* **4**, 528–532 (2009).
- [120] J. Grollier, V. Cros & A. Fert, Synchronization of spin-transfer oscillators driven by stimulated microwave currents. *Phys. Rev. B* **73**, 060409 (2006).
- [121] B. Georges, J. Grollier, V. Cros & A. Fert, Impact of the electrical connection of spin transfer nano-oscillators on their synchronization: an analytical study. *Appl. Phys. Lett.* **92**, 232504 (2008).
- [122] A. Slavin & V. Tiberkevich, Nonlinear self-phase-locking effect in an array of current-driven magnetic nanocontacts. *Phys. Rev. B* **72**, 092407 (2005).
- [123] A. Hubert & R. Schäfer, *Magnetic Domains*. (Springer Berlin Heidelberg, 1998).
- [124] B. Pigeau, G. de Loubens, O. Klein, A. Riegler, F. Lochner, G. Schmidt, L.W. Molenkamp, V.S. Tiberkevich & A.N. Slavin, A frequency-controlled magnetic vortex memory. *Appl. Phys. Lett.* **96**, 132506 (2010).
- [125] A. Kent & B. Özyilmaz, Electronic devices based on current induced magnetization dynamics in single magnetic layers, U.S. patent 7,986,544. (2011).
- [126] N.A. Usov & S.E. Peschany, Magnetization curling in a fine cylindrical particle. *J. Magn. Magn. Mater.* **118**, L290–L294 (1993).
- [127] A. Aharoni, Upper bound to a single-domain behavior of a ferromagnetic cylinder. *J. Appl. Phys.* **68**, 2892–2900 (1990).
- [128] N.A. Usov & S.E. Peschany, Modeling of equilibrium magnetization structures in fine ferromagnetic particles with uniaxial anisotropy. *J. Magn. Magn. Mater.* **110**, L1–L5 (1992).
- [129] Y. Gaididei, V.P. Kravchuk & D.D. Sheka, Magnetic vortex dynamics induced by an electrical current. *Int. J. Quantum Chem.* **110**, 83–97 (2010).
- [130] E. Feldtkeller & H. Thomas, Struktur und Energie von Blochlinien in dünnen ferromagnetischen Schichten. *Phys. Kondens. Mater.* **4**, 8–14 (1965).
- [131] K. Guslienko, K.-S. Lee & S.-K. Kim, Dynamic Origin of Vortex Core Switching in Soft Magnetic Nanodots. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 027203 (2008).
- [132] M.-W. Yoo, K.-S. Lee, D.-E. Jeong & S.-K. Kim, Origin, criterion, and mechanism of vortex-core reversals in soft magnetic nanodisks under perpendicular bias fields. *Phys. Rev. B* **82**, 174437 (2010).
- [133] K.L. Metlov & K.Y. Guslienko, Stability of magnetic vortex in soft magnetic nano-sized circular cylinder. *J. Magn. Magn. Mater.* **242**, 1015–1017 (2002).

- [134] K.Y. Guslienko, B.A. Ivanov, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima & K. Fukamichi, Eigenfrequencies of vortex state excitations in magnetic submicron-size disks. *J. Appl. Phys.* **91**, 8037 (2002).
- [135] A. Dussaux, Etude des oscillations de vortex magnétiques induites par transfert de spin. Thèse. Université Paris VI - Pierre et Marie Curie, 2011.
- [136] K.Y. Guslienko, Magnetic vortex state stability, reversal and dynamics in restricted geometries. *J. Nanosci. Nanotechnol.* **8**, 2745–2760 (2008).
- [137] R.P. Cowburn, D.K. Koltsov, A.O. Adeyeye, M.E. Welland & D.M. Tricker, Single-Domain Circular Nanomagnets. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1042–1045 (1999).
- [138] T.M. Hengstmann, D. Grundler, C. Heyn & D. Heitmann, Stray-field investigation on permalloy nanodisks. *J. Appl. Phys.* **90**, 6542 (2001).
- [139] M. Schneider, H. Hoffmann, S. Otto, T. Haug & J. Zweck, Stability of magnetic vortices in flat submicron permalloy cylinders. *J. Appl. Phys.* **92**, 1466 (2002).
- [140] K.Y. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima & K. Fukamichi, Field evolution of magnetic vortex state in ferromagnetic disks. *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3848 (2001).
- [141] K. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima & K. Fukamichi, Magnetization reversal due to vortex nucleation, displacement, and annihilation in submicron ferromagnetic dot arrays. *Phys. Rev. B* **65**, 024414 (2001).
- [142] K. Guslienko & K. Metlov, Evolution and stability of a magnetic vortex in a small cylindrical ferromagnetic particle under applied field. *Phys. Rev. B* **63**, 100403(R) (2001).
- [143] W. Scholz, K.Y. Guslienko, V. Novosad, D. Suess, T. Schrefl, R. Chantrell & J. Fidler, Transition from single-domain to vortex state in soft magnetic cylindrical nanodots. *J. Magn. Magn. Mater.* **266**, 155–163 (2003).
- [144] A. Dussaux, A. Khvalkovskiy, P. Bortolotti, J. Grollier, V. Cros & A. Fert, Field dependence of spin-transfer-induced vortex dynamics in the nonlinear regime. *Phys. Rev. B* **86**, 014402 (2012).
- [145] G. de Loubens, A. Riegler, B. Pigeau, F. Lochner, F. Boust, K. Guslienko, H. Hurdequint, L. Molenkamp, G. Schmidt, A. Slavin, V. Tiberkevich, N. Vukadinovic & O. Klein, Bistability of Vortex Core Dynamics in a Single Perpendicularly Magnetized Nanodisk. *Phys. Rev. Lett.* **102**, 177602 (2009).
- [146] A. Thiaville, J. García, R. Dittrich, J. Miltat & T. Schrefl, Micromagnetic study of Bloch-point-mediated vortex core reversal. *Phys. Rev. B* **67**, 094410 (2003).
- [147] A. Vansteenkiste, K.W. Chou, M. Weigand, M. Curcic, V. Sackmann, H. Stoll, T. Tyliczszak, G. Woltersdorf, C.H. Back, G. Schütz & B. Van Waeyenberge, X-ray imaging of the dynamic magnetic vortex core deformation. *Nat. Phys.* **5**, 332–334 (2009).
- [148] M. Weigand, B. Van Waeyenberge, A. Vansteenkiste, M. Curcic, V. Sackmann, H. Stoll, T. Tyliczszak, K. Kaznatcheev, D. Bertwistle, G. Woltersdorf, C. Back & G. Schütz, Vortex Core Switching by Coherent Excitation with Single In-Plane Magnetic Field Pulses. *Phys. Rev. Lett.* **102**, 077201 (2009).

- [149] M. Curcic, H. Stoll, M. Weigand, V. Sackmann, P. Juellig, M. Kammerer, M. Noske, M. Sproll, B. Van Waeyenberge, A. Vansteenkiste, G. Woltersdorf, T. Tylizszczak & G. Schütz, Magnetic vortex core reversal by rotating magnetic fields generated on micrometer length scales. *Phys. Status Solidi B* **248**, 2317–2322 (2011).
- [150] T. Kamionka, M. Martens, K.W. Chou, M. Curcic, A. Drews, G. Schütz, T. Tylizszczak, H. Stoll, B. Van Waeyenberge & G. Meier, Magnetic Antivortex-Core Reversal by Circular-Rotational Spin Currents. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 137204 (2010).
- [151] J.-G. Caputo, Y. Gaididei, F. Mertens & D. Sheka, Vortex Polarity Switching by a Spin-Polarized Current. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 056604 (2007).
- [152] S. Urazhdin, C. Chien, K. Guslienko & L. Novozhilova, Effects of current on the magnetic states of permalloy nanodiscs. *Phys. Rev. B* **73**, 054416 (2006).
- [153] V. Novosad, M. Grimsditch, K. Guslienko, P. Vavassori, Y. Otani & S. Bader, Spin excitations of magnetic vortices in ferromagnetic nanodots. *Phys. Rev. B* **66**, 052407 (2002).
- [154] J. Park, P. Eames, D. Engebretson, J. Berezovsky & P. Crowell, Imaging of spin dynamics in closure domain and vortex structures. *Phys. Rev. B* **67**, 020403(R) (2003).
- [155] S.-B. Choe, Vortex Core-Driven Magnetization Dynamics. *Science* **304**, 420–422 (2004).
- [156] L. Giovannini, F. Montoncello, F. Nizzoli, G. Gubbiotti, G. Carlotti, T. Okuno, T. Shinjo & M. Grimsditch, Spin excitations of nanometric cylindrical dots in vortex and saturated magnetic states. *Phys. Rev. B* **70**, 172404 (2004).
- [157] M. Buess, R. Höllinger, T. Haug, K. Perzlmaier, U. Krey, D. Pescia, M.R. Scheinfein, D. Weiss & C.H. Back, Fourier Transform Imaging of Spin Vortex Eigenmodes. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 077207 (2004).
- [158] F. Boust & N. Vukadinovic, Micromagnetic simulations of vortex-state excitations in soft magnetic nanostructures. *Phys. Rev. B* **70**, 172408 (2004).
- [159] K. Guslienko, W. Scholz, R. Chantrell & V. Novosad, Vortex-state oscillations in soft magnetic cylindrical dots. *Phys. Rev. B* **71**, 144407 (2005).
- [160] B. Ivanov & C. Zaspel, High Frequency Modes in Vortex-State Nanomagnets. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 027205 (2005).
- [161] A.A. Thiele, Steady-State Motion of Magnetic Domains. *Phys. Rev. Lett.* **30**, 230–233 (1973).
- [162] A.A. Thiele, Applications of the gyrocoupling vector and dissipation dyadic in the dynamics of magnetic domains. *J. Appl. Phys.* **45**, 377–393 (1974).
- [163] B.A. Ivanov, G.G. Avanesyan, A.V. Khvalkovskiy, N.E. Kulagin, C.E. Zaspel & K.A. Zvezdin, Non-Newtonian dynamics of the fast motion of a magnetic vortex. *JETP Lett.* **91**, 178–182 (2010).
- [164] B. Ivanov & C. Zaspel, Excitation of Spin Dynamics by Spin-Polarized Current in Vortex State Magnetic Disks. *Phys. Rev. Lett.* **99**, 247208 (2007).
- [165] S. Zhang & S.S.-L. Zhang, Generalization of the Landau-Lifshitz-Gilbert Equation for Conducting Ferromagnets. *Phys. Rev. Lett.* **102**, 086601 (2009).

- [166] T. Weindler, H.G. Bauer, R. Islinger, B. Boehm, J.-Y. Chauleau & C.H. Back, Magnetic Damping: Domain Wall Dynamics versus Local Ferromagnetic Resonance. *Phys. Rev. Lett.* **113**, 237204 (2014).
- [167] J.-V. Kim, Role of nonlinear anisotropic damping in the magnetization dynamics of topological solitons. *ArXiv150204695 Cond-Mat* (2015). at <<http://arxiv.org/abs/1502.04695>>
- [168] P. Bortolotti, A. Dussaux, J. Grollier, V. Cros, A. Fukushima, H. Kubota, K. Yakushiji, S. Yuasa, K. Ando & A. Fert, Temperature dependence of microwave voltage emission associated to spin-transfer induced vortex oscillation in magnetic tunnel junction. *Appl. Phys. Lett.* **100**, 042408 (2012).
- [169] M.W. Keller, A.B. Kos, T.J. Silva, W.H. Rippard & M.R. Pufall, Time domain measurement of phase noise in a spin torque oscillator. *Appl. Phys. Lett.* **94**, 193105 (2009).
- [170] F. Sanches, V. Tiberkevich, K.Y. Guslienko, J. Sinha, M. Hayashi, O. Prokopenko & A.N. Slavin, Current-driven gyrotropic mode of a magnetic vortex as a nonisochronous auto-oscillator. *Phys. Rev. B* **89**, 140410 (2014).
- [171] S.S.P. Parkin, Systematic variation of the strength and oscillation period of indirect magnetic exchange coupling through the 3d, 4d, and 5d transition metals. *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3598–3601 (1991).
- [172] J. Nogués & I.K. Schuller, Exchange bias. *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203–232 (1999).
- [173] S. Mangin, D. Ravelosona, J.A. Katine, M.J. Carey, B.D. Terris & E.E. Fullerton, Current-induced magnetization reversal in nanopillars with perpendicular anisotropy. *Nat. Mater.* **5**, 210–215 (2006).
- [174] E. Bedrosian, A Product Theorem for Hilbert Transforms. (1962). at <http://www.rand.org/pubs/research_memoranda/RM3439.html>
- [175] H. Nyquist, Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors. *Phys. Rev.* **32**, 110–113 (1928).
- [176] J.B. Johnson, Thermal Agitation of Electricity in Conductors. *Phys. Rev.* **32**, 97–109 (1928).
- [177] G.R. Aranda, J.M. Gonzalez, J.J. del Val & K.Y. Guslienko, Limits for the vortex state spin torque oscillator in magnetic nanopillars: Micromagnetic simulations for a thin free layer. *J. Appl. Phys.* **108**, 123914 (2010).
- [178] A.S. Jenkins, E. Grimaldi, P. Bortolotti, R. Lebrun, H. Kubota, K. Yakushiji, A. Fukushima, G. de Loubens, O. Klein, S. Yuasa & V. Cros, Controlling the chirality and polarity of vortices in magnetic tunnel junctions. *Appl. Phys. Lett.* **105**, 172403 (2014).
- [179] M. Konoto, H. Imamura, T. Taniguchi, K. Yakushiji, H. Kubota, A. Fukushima, K. Ando & S. Yuasa, Effect of MgO Cap Layer on Gilbert Damping of FeB Electrode Layer in MgO-Based Magnetic Tunnel Junctions. *Appl. Phys. Express* **6**, 073002 (2013).
- [180] A. Eklund, S. Bonetti, S.R. Sani, S.M. Mohseni, J. Persson, S. Chung, S.A.H. Banuazizi, E. Iacocca, M. Östling, J. Åkerman & B.G. Malm, Dependence of the colored frequency

- noise in spin torque oscillators on current and magnetic field. *Appl. Phys. Lett.* **104**, 092405 (2014).
- [181] M. Keller, M. Pufall, W. Rippard & T. Silva, Nonwhite frequency noise in spin torque oscillators and its effect on spectral linewidth. *Phys. Rev. B* **82**, 054416 (2010).
- [182] R. Stearrett, W.G. Wang, L.R. Shah, A. Gokce, J.Q. Xiao & E.R. Nowak, Evolution of barrier-resistance noise in CoFeB/MgO/CoFeB tunnel junctions during annealing. *J. Appl. Phys.* **107**, 064502 (2010).
- [183] S.H. Liou, R. Zhang, S.E. Russek, L. Yuan, S.T. Halloran & D.P. Pappas, Dependence of noise in magnetic tunnel junction sensors on annealing field and temperature. *J. Appl. Phys.* **103**, 07E920 (2008).
- [184] A. Ozbay, A. Gokce, T. Flanagan, R.A. Stearrett, E.R. Nowak & C. Nordman, Low frequency magnetoresistive noise in spin-valve structures. *Appl. Phys. Lett.* **94**, 202506 (2009).
- [185] R.L. Compton, T.Y. Chen & P.A. Crowell, Magnetic vortex dynamics in the presence of pinning. *Phys. Rev. B* **81**, 144412 (2010).
- [186] T. Kamionka, M. Martens, A. Drews, B. Krüger, O. Albrecht & G. Meier, Influence of temperature on the gyrotropic eigenmode of magnetic vortices. *Phys. Rev. B* **83**, 224424 (2011).
- [187] R. Guerrero, D. Herranz, F.G. Aliev, F. Greullet, C. Tiusan, M. Hehn & F. Montaigne, High bias voltage effect on spin-dependent conductivity and shot noise in carbon-doped Fe(001)/MgO(001)/Fe(001) magnetic tunnel junctions. *Appl. Phys. Lett.* **91**, 132504 (2007).
- [188] M.C. Cross, Improving the frequency precision of oscillators by synchronization. *Phys. Rev. E* **85**, 046214 (2012).
- [189] H.-C. Chang, Phase noise in self-injection-locked oscillators - theory and experiment. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **51**, 1994–1999 (2003).
- [190] H.-C. Chang, Stability analysis of self-injection-locked oscillators. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **51**, 1989–1993 (2003).
- [191] Pikovsky A., Rosenblum M. & Kurths J., *Synchronization: a universal concept in nonlinear sciences*. (Cambridge University Press, Cambridge, 2001).
- [192] H.A. Allard, Synchronous Flashing of Fireflies. *Science* **82**, 517–518 (1935).
- [193] J. Buck & E. Buck, Mechanism of Rhythmic Synchronous Flashing of Fireflies Fireflies of Southeast Asia may use anticipatory time-measuring in synchronizing their flashing. *Science* **159**, 1319–1327 (1968).
- [194] A.D. Belanovsky, N. Locatelli, P.N. Skirdkov, F.A. Araujo, J. Grollier, K.A. Zvezdin, V. Cros & A.K. Zvezdin, Phase locking dynamics of dipolarly coupled vortex-based spin transfer oscillators. *Phys. Rev. B* **85**, 100409 (2012).
- [195] A.D. Belanovsky, N. Locatelli, P.N. Skirdkov, F.A. Araujo, K.A. Zvezdin, J. Grollier, V. Cros & A.K. Zvezdin, Numerical and analytical investigation of the synchronization of

- dipolarly coupled vortex spin-torque nano-oscillators. *Appl. Phys. Lett.* **103**, 122405 (2013).
- [196] N. Locatelli, Dynamique par transfert de spin et synchronisation d'oscillateurs couplés à base de vortex magnétiques. Université Paris Sud. (2012). at <<http://www.theses.fr/2012PA112322>>
- [197] N. Locatelli, V. Cros & J. Grollier, Spin-torque building blocks. *Nat. Mater.* **13**, 11–20 (2014).
- [198] M. Sharad, D. Fan & K. Roy, Energy-Efficient and Robust Associative Computing with Injection-Locked Dual Pillar Spin-Torque Oscillators. *IEEE Trans. Magn.* **PP**, 1–1 (2015).
- [199] A. Chanthbouala, R. Matsumoto, J. Grollier, V. Cros, A. Anane, A. Fert, A.V. Khvalkovskiy, K.A. Zvezdin, K. Nishimura, Y. Nagamine, H. Maehara, K. Tsunekawa, A. Fukushima & S. Yuasa, Vertical-current-induced domain-wall motion in MgO-based magnetic tunnel junctions with low current densities. *Nat. Phys.* **7**, 626–630 (2011).
- [200] R. Matsumoto, A. Chanthbouala, J. Grollier, V. Cros, A. Fert, K. Nishimura, Y. Nagamine, H. Maehara, K. Tsunekawa, A. Fukushima & S. Yuasa, Spin-Torque Diode Measurements of MgO-Based Magnetic Tunnel Junctions with Asymmetric Electrodes. *Appl. Phys. Express* **4**, 063001 (2011).
- [201] A.A. Tulapurkar, Y. Suzuki, A. Fukushima, H. Kubota, H. Maehara, K. Tsunekawa, D.D. Djayaprawira, N. Watanabe & S. Yuasa, Spin-torque diode effect in magnetic tunnel junctions. *Nature* **438**, 339–342 (2005).
- [202] S. Miwa, S. Ishibashi, H. Tomita, T. Nozaki, E. Tamura, K. Ando, N. Mizuochi, T. Saruya, H. Kubota, K. Yakushiji, T. Taniguchi, H. Imamura, A. Fukushima, S. Yuasa & Y. Suzuki, Highly sensitive nanoscale spin-torque diode. *Nat. Mater.* **13**, 50–56 (2013).
- [203] Y. Zhou, V. Tiberkevich, G. Consolo, E. Iacocca, B. Azzerboni, A. Slavin & J. Åkerman, Oscillatory transient regime in the forced dynamics of a nonlinear auto oscillator. *Phys. Rev. B* **82**, 012408 (2010).
- [204] M. d' Aquino, C. Serpico, R. Bonin, G. Bertotti & I.D. Mayergoyz, Micromagnetic analysis of injection locking in spin-transfer nano-oscillators. *Phys. Rev. B* **82**, 064415 (2010).
- [205] K.-H. Lee, J.-Y. Kim & W.-Y. Choi, A 30-GHz Self-Injection-Locked Oscillator Having a Long Optical Delay Line for Phase-Noise Reduction. *IEEE Photonics Technol. Lett.* **19**, 1982–1984 (2007).
- [206] L. Appeltant, M.C. Soriano, G. Van der Sande, J. Danckaert, S. Massar, J. Dambre, B. Schrauwen, C.R. Mirasso & I. Fischer, Information processing using a single dynamical node as complex system. *Nat. Commun.* **2**, 468 (2011).
- [207] Y. Paquot, F. Duport, A. Smerieri, J. Dambre, B. Schrauwen, M. Haelterman & S. Massar, Optoelectronic Reservoir Computing. *Sci. Rep.* **2**, 287 (2012).
- [208] A. Dussaux, E. Grimaldi, B.R. Salles, A.S. Jenkins, A.V. Khvalkovskiy, P. Bortolotti, J. Grollier, H. Kubota, A. Fukushima, K. Yakushiji, S. Yuasa, V. Cros & A. Fert, Large amplitude spin torque vortex oscillations at zero external field using a perpendicular spin polarizer. *Appl. Phys. Lett.* **105**, 022404 (2014).

- [209] E. Grimaldi, R. Lebrun, A. Jenkins, A. Dussaux, J. Grollier, V. Cros, A. Fert, H. Kubota, K. Yakushiji, A. Fukushima, R. Matsumoto, S. Yuasa, G. Cibiel, P. Bortolotti & G. Pillet, Spintronic nano-oscillators: Towards nanoscale and tunable frequency devices. in *Freq. Control Symp. FCS 2014 IEEE Int.* 1–6 (2014). doi:10.1109/FCS.2014.6859850
- [210] P. Bortolotti, E. Grimaldi, A. Dussaux, J. Grollier, V. Cros, C. Serpico, K. Yakushiji, A. Fukushima, H. Kubota, R. Matsumoto & S. Yuasa, Parametric excitation of magnetic vortex gyrations in spin-torque nano-oscillators. *Phys. Rev. B* **88**, 174417 (2013).
- [211] Y.A. Bychkov & É.I. Rashba, Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy. *Sov. J. Exp. Theor. Phys. Lett.* **39**, 78 (1984).
- [212] M.I. D’Yakonov & V.I. Perel’, Possibility of Orienting Electron Spins with Current. *Sov. J. Exp. Theor. Phys. Lett.* **13**, 467 (1971).
- [213] M.I. Dyakonov & V.I. Perel, Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors. *Phys. Lett. A* **35**, 459–460 (1971).
- [214] V.E. Demidov, S. Urazhdin, H. Ulrichs, V. Tiberkevich, A. Slavin, D. Baïther, G. Schmitz & S.O. Demokritov, Magnetic nano-oscillator driven by pure spin current. *Nat. Mater.* **11**, 1028–1031 (2012).
- [215] A.H. Davis & J.M. MacLaren, Asymmetry in the magnetoresistance ratio in magnetic tunnel junctions. *J. Appl. Phys.* **91**, 7023–7025 (2002).