



HAL
open science

Étude de la dynamique des parois de domaines dans les nano-systèmes ferromagnétiques

Adrien Pivano

► **To cite this version:**

Adrien Pivano. Étude de la dynamique des parois de domaines dans les nano-systèmes ferromagnétiques . Science des matériaux [cond-mat.mtrl-sci]. Aix-Marseille Université (AMU), 2017. Français. NNT: . tel-01694353

HAL Id: tel-01694353

<https://theses.hal.science/tel-01694353>

Submitted on 27 Jan 2018

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.

AIX-MARSEILLE UNIVERSITÉ

Thèse présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR

Spécialité : Physique de la matière condensée
Laboratoire : Institut Matériaux Microélectronique Nanosciences de Provence
École Doctorale : Physique et Sciences de la Matière

par

Adrien PIVANO

Étude de la dynamique des parois de domaines dans les nano-systèmes ferromagnétiques

Directeur de thèse : **Michael KUZMIN**
Co-Directeur de thèse : **Anatoli STEPANOV**
Co-Encadrant : **Voicu O. DOLOCAN**

**Soutenue publiquement le 29 Septembre 2017 devant le jury
représenté par :**

M. Riccardo HERTEL	Rapporteur & Président du jury
M. Eduardo MARTINEZ VECINO	Rapporteur
Mme. Lisa MICHEZ	Examinatrice
M. Gilles MICOLAU	Examinateur
M. Michael KUZMIN	Directeur
M. Anatoli STEPANOV	Co-Directeur
M. Voicu O. DOLOCAN	Co-Encadrant
M. Pascal PILUSO	Invité

"Je me presse de rire de tout, de peur d'être obligé d'en pleurer."

Figaro dans *Le barbier de Séville* ou *Les précautions inutiles* de Pierre-Augustin Caron de Beaumarchais.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Voicu Octavian Dolocan (j'adore ces prénoms !) pour m'avoir encadré tout au long de ce travail de thèse. Je remercie ta patience, ta pédagogie, ta sérénité, ta bonne humeur, ta gentillesse, et ton sérieux. Tu as su me faire confiance et tu m'as inculqué ton savoir, ta rigueur, le souci du détail, et le goût de la recherche. Je garderai un excellent souvenir de ces années passées, durant lesquelles tu m'as accompagné et soutenu. C'était un réel plaisir de travailler avec toi.

Je remercie Anatoli Stepanov pour m'avoir intégré au sein de son équipe et pour m'avoir permis d'effectuer cette thèse dans de bonnes conditions. Je remercie également Michael Kuzmin pour avoir récupéré le flambeau de la direction de ce travail.

Je remercie Riccardo Hertel et Eduardo Martinez-Vecino d'avoir accepté d'analyser ce travail en tant que rapporteurs. Je remercie Lisa Michez et Gilles Micolau pour leur participation dans le jury en tant qu'examinatrice et examinateur.

Merci à Rachid Bouchakour, directeur de l'IM2NP, pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire.

Je tiens à remercier les membres de l'équipe magnétisme. Merci à André Ghorayeb pour sa sympathie et son aide, ainsi que pour les discussions très agréables que j'ai pu avoir avec lui autour d'un café ou durant l'encadrement des TPs d'optique. Je remercie Sylvain Bertaina pour ses conseils avisés portant sur différents sujets (recherches scientifiques, mais aussi, rhum et cocktails (j'attends toujours tes mojitos)). Merci également à Adrien Savoyant pour les pauses sur le "balcon" durant lesquelles nous avons discuté de tout et de rien. Et merci à Olivier Pilone pour ses encouragements durant l'écriture du manuscrit, pour les cafés de 9h, et surtout pour avoir résisté à ne pas me spoiler One Piece. Je remercie également l'ex-membre de l'équipe magnétisme Charles-Emmanuel Dutoit pour ses nombreux conseils et pour son soutien quand il était installé dans le bureau voisin du mien.

Je remercie Thècle Riberi-Béridot, née le 17 janvier 1989...non je blague, je ne vais pas faire un cinquième chapitre consacré à ta biographie. C'était un réel plaisir de franchir avec toi en tant que binôme les multiples (et parfois difficiles) étapes durant ces quatre dernières années. Cela n'a pas été de tout repos, mais nous y sommes arrivés! Et ne t'inquiète pas, tu vas devoir me supporter encore longtemps, je n'ai pas fini de boire des cafés avec toi. Muchas gracias Jorge Pereda, el mexicano-americano-y-pronto-franco! He encantado de hablar contigo y de escuchar tus invenciones linguisticas! Je remercie également Mathieu Collombon avec qui j'ai partagé de très bons moments, mais aussi de moins bons durant les périodes de doute! Tu as été un excellent compagnon de route amigo, et à bientôt pour de nouvelles aventures! Je tiens à remercier Pierre Truchet le scénariste de nos futurs bandes dessinées! Depuis la première année de licence j'ai passé d'excellents moments avec toi! On a bien rigolé et on va continuer! J'ai hâte de dessiner

tes histoires rocambolesques!

Un grand merci à tous les potos qui m'ont tellement soutenu, et qui égayent ma vie! Mon Jo! Ha mon Jo, que de bons moments à tes côtés, je pourrais écrire une deuxième thèse sur la bonne humeur que tu apportes! Merci Au Max, LeMax, la nouvelle terreur des océans! Merci pour ton calme et les rigolades passées avec toi! Merci à Mon Bon Pifon (il se reconnaîtra)! J'adore écouter tes histoires! Merci à l'agent pas très secret Kéké avec qui je partage de nombreuses heures en botlane (mais il ne faut pas trop le dire, je bosse un peu quand même)! Toujours de bons moments à rigoler avec toi autour d'un bon verre de rhum! Merci à Falchichi pour me faire rigoler avec ses aventures et ses "légères" exagérations! Merci à Tom et Fafa! Vous m'apportez beaucoup de bien-être avec votre gentillesse (et vos apéros héhé)! Un énorme bisou à la petite Maëlle! Et je n'oublie pas la BD *special dedicace to Maëlle!*

Un IMMENSE merci à toute ma famille!!! Merci à mon Papa chéri et ma Maman chérie qui me soutiennent en permanence, qui m'encouragent dans tout ce que j'entreprends, qui m'apportent tant de joie et d'amour!!! Je vous aime tellement fort, et je vous remercie infiniment! Maman, merci beaucoup d'avoir corrigé l'ensemble de ce manuscrit! On s'attache à ces petites parois de domaines qui ne cessent de bouger! Merci à ma frangine et à mon frangin, Audrey et Alexandre! La vie est tellement belle à vos côtés! Je vous aime très fort!!! Merci à mes grands parents! Papi Jo, Mamie Renée, Papi André! Vous m'apportez votre amour depuis toujours, vous m'avez sans cesse encouragé et aidé, et vous vous êtes toujours intéressés au travail que je faisais! Je vous aime énormément! Merci pour tout!!!!

Y claro que si!!! Muchaaaasssss graciiaasssss Corazzzzzzzzónnn (con el accccento español jajaja)! Gracias por soportarme, por estar a mis lados, por tu sonreír y por estar siempre de buen humor!!! Te quiero! Un beso! jeje!

Résumé

L'étude de la dynamique des parois de domaines dans les nano-systèmes ferromagnétiques est cruciale pour le développement des dispositifs de stockage de l'information basés sur le déplacement et le contrôle des parois. Ces dispositifs ont plusieurs avantages : non-volatilité, rapidité d'exécution, haute densité de stockage, et faible consommation de l'énergie. En utilisant des méthodes micromagnétiques et analytiques, nous avons constaté que l'interaction entre deux parois affectait les processus de dépiégeage sous champ magnétique, dans des nanofils en nickel à géométrie cylindrique et planaire. Nous avons mis en évidence des comportements non linéaires de la dynamique d'une paroi piégée, qui varient selon le matériau et le type de piège utilisé. Les diagrammes de phases représentant l'exposant de Lyapunov ont permis la distinction entre des zones chaotiques et périodiques, en fonction de la fréquence et de l'amplitude d'une excitation harmonique. Nous avons présenté des résultats sur la manipulation précise d'une paroi transverse sous impulsions de courant dans un nanofil planaire en nickel, structuré par une multitude de défauts artificiels. Nous avons montré que le positionnement exact de la paroi à température ambiante est possible uniquement pour des impulsions symétriques de très courte durée. Des effets inertiels pouvant s'opposer au couple de transfert de spin, ou au contraire l'amplifier a été observé. Ces derniers résultats ouvre une route vers le déplacement des parois dans les deux directions par des impulsions unipolaires de courant.

The study of the domain wall dynamics in ferromagnetic nano-systems is crucial for the development of the data-storage devices based on the control and the displacement of the domain walls. These devices have several advantages : non-volatility, fast execution time, high density, and low power consumption. Using micromagnetics and analytical methods, we have shown that the interaction between two domain walls influences the depinning process under magnetic field, in cylindrical and planar shaped nickel nanowires. We highlighted the nonlinear behaviour of the dynamics of a pinned domain wall, which varies with the material properties and the type of the pinning sites. The Lyapunov phase diagrams display chaotic and periodic regions function of the amplitude and frequency of a harmonic excitation. We have also presented results about the precise manipulation of transverse domain walls under current pulses in a nickel planar nanowire with artificial defects. We have shown that the exact positioning of the domain walls at room temperature is possible only for very short symmetric current pulses. We observed inertial effects which can oppose or amplify the spin transfert torque effect. These results open a route to the domain wall displacement in both direction with unipolar current pulses.

Table des matières

Remerciements	1
Résumé	3
Introduction	9
1 Introduction générale à l'étude des parois de domaines magnétiques	11
1.1 Les énergies micromagnétiques	11
1.1.1 Énergie d'échange	11
1.1.2 Champ démagnétisant et énergie démagnétisante	12
1.1.3 Énergie d'interaction avec un champ magnétique externe	13
1.1.4 Énergie d'anisotropie magnéto-cristalline	13
1.2 Dynamique de l'aimantation	14
1.2.1 Équation de Landau-Lifshitz	14
1.2.2 Équation de Landau-Lifshitz-Gilbert	15
1.2.3 Couple de transfert de spin	15
1.3 Parois de domaines magnétiques	17
1.3.1 Domaines magnétiques	17
1.3.2 Les parois de domaines dans les nanofils planaires	18
1.3.3 Les parois de domaines dans les nanofils cylindriques	21
1.4 Dynamique des parois de domaines sous champ magnétique externe	23
1.4.1 Modèle analytique unidimensionnel	23
1.4.2 Dynamique des parois transverses dans un nanofil planaire	25
1.4.3 Dynamique des parois transverses dans un nanofil cylindrique	26
1.5 Dynamique des parois de domaines sous courant polarisé en spin	27
1.5.1 Dynamique des parois transverses dans un nanofil planaire	28
1.5.2 Dynamique des parois transverses dans un nanofil cylindrique	29
1.6 Piégeage des parois de domaines	30
1.7 Équations de Langevin du mouvement des parois de domaines	32
1.7.1 Champ thermique	32
1.7.2 Équations de Langevin	33
1.8 Simulations micromagnétiques	33
1.9 Conclusion du chapitre	36
2 Interaction entre parois de domaines	37
2.1 État de l'art	37
2.1.1 Interaction entre parois dans des nanofils voisins	37

2.1.2	Interaction entre parois dans un même nanofil	39
2.1.3	Objectifs du chapitre	42
2.2	Interaction entre parois non piégées	42
2.2.1	Nanofil cylindrique idéal	42
2.2.2	Nanofil cylindrique rugueux	44
2.2.3	Nanofil planaire	47
2.3	Interaction entre parois piégées par déformations extrinsèques : cas cylindrique	47
2.3.1	Piégeage par constriction radiale	48
2.3.2	Interaction entre deux parois piégées : cas idéal	49
2.3.3	Interaction entre deux parois piégées : cas rugueux	53
2.4	Interaction entre parois piégées par déformations extrinsèques : cas planaire	54
2.4.1	Piégeage par des crans rectangulaires	55
2.4.2	Interaction entre deux parois piégées : cas idéal	56
2.4.3	Interaction entre deux parois piégées : cas rugueux	58
2.5	Conclusion du chapitre	60
3	Dynamique chaotique des parois de domaines	63
3.1	Quelques éléments sur la théorie du chaos	63
3.2	État de l'art	69
3.2.1	Dynamique non linéaire de l'aimantation	69
3.2.2	Dynamique non linéaire des parois de domaines	70
3.2.3	Objectifs du chapitre	71
3.3	Dynamique chaotique d'une paroi piégée par des extensions rectangulaires	71
3.3.1	Caractérisation du système	71
3.3.2	Résultats micromagnétiques et comparaisons analytiques	74
3.3.3	Diagrammes de Lyapunov et dynamique globale de la paroi à $T=0$ K	80
3.3.4	Influence de la température	83
3.4	Dynamique chaotique d'une paroi piégée par des crans rectangulaires	88
3.4.1	Caractérisation du système	88
3.4.2	Résultats micromagnétiques et comparaisons analytiques	90
3.4.3	Diagrammes de Lyapunov et dynamique globale de la paroi à $T=0$ K	97
3.4.4	Influence de la température	100
3.5	Conclusion du chapitre	103
4	Déplacement systématique d'une paroi de domaines par impulsion de courant	105
4.1	État de l'art	105
4.2	Déplacement systématique à $T=0$ K	107
4.2.1	Caractérisation du système	107
4.2.2	Dynamique de la paroi sous impulsions symétriques de courant : cas fini vs infini	109
4.2.3	Influence de la forme de l'impulsion : cas infini	114
4.3	Influence de la température	118
4.3.1	Dynamique stochastique sous impulsion symétrique : cas fini vs infini	118
4.3.2	Dynamique stochastique sous impulsion asymétrique : cas infini	122
4.3.3	Augmentation de la température par effet Joule	124

4.4	Influence des paramètres α et β sur la dynamique de la paroi	128
4.4.1	Dynamique de la paroi pour $\beta = 0$	129
4.4.2	Dynamique de la paroi pour $\beta = \alpha$	133
4.4.3	Dynamique de la paroi pour $\beta = 2\alpha$	136
4.5	Déplacement systématique de deux parois en interaction : cas infini	144
4.6	Conclusion du chapitre	147
Conclusion et perspectives		151

Introduction

La dynamique des parois de domaines dans les nano-systèmes ferromagnétiques a fait l'objet d'une activité de recherche particulièrement intense ces dernières décennies. La compréhension de la physique qui en découle a un intérêt aussi bien fondamental qu'appliqué. Dans un monde où le stockage de l'information est devenu une nécessité, les structures magnétiques jouent un rôle crucial. La technologie des disques durs magnétiques, présente dans tous les ordinateurs, utilise de petites régions uniformément aimantées, appelées domaines magnétiques, pour emmagasiner l'information sous la forme de bits. En 50 ans, la taille des bits a diminué d'environ neuf ordres de grandeur, devenant si petite que nous atteignons des limites fondamentales trop difficiles à surpasser. Une alternative technologique aux disques durs classiques, appelée *racetrack memory*, a été présentée il y a une dizaine d'années [1]. Ce dispositif est essentiellement basé sur le déplacement et le contrôle des parois de domaines dans des nanofils ferromagnétiques. Le déplacement des parois est induit par des impulsions de courant polarisé en spin, tandis que le contrôle de la position des parois s'effectue par la présence de sites de piégeage. Plusieurs versions de ces dispositifs existent et varient en fonction des propriétés intrinsèques de la matière. Des matériaux à faible anisotropie magnéto-cristalline peuvent être utilisés, ainsi que des matériaux où cette anisotropie est forte, et où des effets plus exotiques liés au couplage spin-orbite peuvent influencer la dynamique des parois. Cependant, quelque soit la version considérée, la dynamique des parois de domaines constitue la clé de voûte de ces dispositifs, dans lesquels de multiples parois sont en interaction entre différents nanofils, et au sein d'un même nanofil. Selon le type de piège utilisé, des effets non linéaires peuvent altérer le bon fonctionnement de ces systèmes, bien que ces phénomènes, pouvant conduire au chaos, puissent être utilisés pour la sécurisation de l'information. Enfin, il est crucial de caractériser le déplacement systématique des parois à travers une multitude de sites de piégeage, en fonction des paramètres définissant les impulsions de courant utilisées. Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit concerne la dynamique des parois dans des matériaux à faible anisotropie magnéto-cristalline, mais les méthodes d'analyse utilisées sont applicables pour des matériaux ferromagnétiques aux propriétés intrinsèques différentes. Ce manuscrit s'articule autour de quatre chapitres détaillés ci-dessous.

Le chapitre 1 sera consacré à la présentation de différentes notions essentielles à la compréhension des travaux réalisés durant cette thèse. Nous décrirons les énergies présentes dans les matériaux ferromagnétiques, et qui sont utilisées pour décrire la dynamique de l'aimantation dans le cadre de la théorie du micromagnétisme. Nous analyserons l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert, qui régit cette dynamique d'un point de vue semi-classique. Nous balaierons le large spectre lié à l'analyse des parois de domaines magnétiques, nous définirons ces objets, puis nous étudierons la dynamique des parois dans des nanofils à géométrie plane ou cylindrique. Nous considérerons d'une part, la propagation des

parois par l'application d'un champ magnétique, et d'autre part, lorsqu'elles sont sous l'influence d'un courant polarisé en spin. Enfin, les méthodes d'analyse numérique, appelées simulations micromagnétiques, seront décrites.

Le chapitre 2 présentera des résultats portant sur les interactions entre parois de domaines. Nous étudierons les interactions entre parois de domaines situées dans un même nanofil en nickel. La comparaison entre un nanofil cylindrique et planaire sera réalisée. Dans chaque cas, nous analyserons l'effet des interactions sur le processus de dépiégeage, ainsi que l'influence de la rugosité sur la dynamique des parois en interaction. Une méthode pour extraire des simulations micromagnétiques une approximation de l'énergie d'interaction sera présentée.

La chapitre 3 aura pour objet la dynamique chaotique d'une paroi de domaines piégée dans un double puits de potentiel, et soumise à une excitation harmonique. Nous procéderons à une comparaison de la dynamique non linéaire de la paroi entre deux nanosystèmes, en nous basant, d'une part, sur la manière de piéger la paroi, et d'autre part, sur les propriétés intrinsèques des matériaux, en considérant le nickel et le permalloy (alliage nickel-fer). Pour chaque système, les résultats obtenus via les simulations micromagnétiques seront comparés avec un modèle analytique. Une fois ce modèle validé, nous utiliserons celui-ci pour décrire la dynamique stochastique de la paroi à température ambiante.

Le chapitre 4 aura pour objet le déplacement systématique d'une paroi de domaines soumise à des impulsions de courant polarisé en spin. Nous analyserons le déplacement précis et contrôlé d'une paroi à travers une multitude de sites de piégeage structurant un nanofil planaire en nickel. Nous établirons une comparaison entre un nanofil de longueur finie, et infinie, en utilisant les simulations micromagnétiques et le modèle unidimensionnel. Pour chaque situation, une analyse de la dynamique à température nulle sera réalisée. Puis nous étudierons les effets de la température sur le déplacement de la paroi. Nous ferons varier la forme des impulsions appliquées, et nous mettrons en évidence des critères pour que le déplacement précis de la paroi soit stable. Enfin, nous analyserons en détail la dynamique inertielle d'une paroi, qui peut induire des états de déplacement plus exotiques.

En début de chaque chapitre, un état de l'art sera présenté, dans lequel nous pourrions appréhender les recherches effectuées sur les différents sujets abordés au cours de ce travail.

La dernière partie du manuscrit constituera la conclusion générale de cette thèse. Nous résumerons les différents travaux réalisés, et nous établirons des perspectives envisageables pouvant enrichir les recherches sur la dynamique des parois de domaines.

Chapitre 1

Introduction générale à l'étude des parois de domaines magnétiques

Ce chapitre sera consacré à la présentation de différentes notions essentielles à la compréhension des travaux réalisés durant cette thèse. Dans la section 1.1 nous ferons une liste des énergies présentes dans les matériaux ferromagnétiques. Ces énergies forment la base nécessaire à l'étude de l'aimantation dans la théorie du micromagnétisme. La section 1.2 mettra en exergue l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert, qui régit la dynamique de l'aimantation dans un cadre semi-classique. De la section 1.3 à la section 1.5, nous balayerons le large spectre lié à l'analyse des parois de domaines magnétiques. Nous partirons de la définition des parois pour arriver à l'étude de la dynamique de ces objets sous l'influence d'un champ magnétique ou d'un courant polarisé en spin. Nous aborderons le piégeage des parois de domaines dans la section 1.6 et l'influence de la température sur leur dynamique dans la section 1.7. Enfin, la dernière section mettra en avant un outil devenu essentiel dans l'étude des parois de domaines : les simulations micromagnétiques.

1.1 Les énergies micromagnétiques

La théorie du micromagnétisme est une théorie continue de l'aimantation ce qui implique que nous nous plaçons à une échelle plus large que la description atomistique du magnétisme. Ce cadre théorique amène à considérer l'aimantation comme un champ vectoriel continu \vec{M} où, en chaque point de l'espace, la norme du vecteur \vec{M} est égale à l'aimantation à saturation M_S . Puisque l'on s'intéresse aux variations de la direction de ces vecteurs dans un matériau ferromagnétique, nous utiliserons dans certains cas l'aimantation normalisée $\vec{m} = \frac{\vec{M}}{M_S}$.

Nous allons à présent définir les différentes énergies qui influencent la dynamique de l'aimantation. Les termes énergétiques présentés dans les sous sections suivantes correspondent aux énergies par unité de volume.

1.1.1 Énergie d'échange

L'énergie d'échange a une origine purement quantique [2]. Elle est issue des interactions coulombiennes entre différents électrons à l'échelle atomique. L'interaction d'échange entre des spins voisins \vec{S} , au sein d'un réseau cristallin, est décrite en mécanique quantique par

l'hamiltonien d'Heisenberg :

$$H_{ex} = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{S}_i \vec{S}_j \quad (1.1)$$

où la somme porte sur l'ensemble des spins voisins et J est l'intégrale d'échange. Le signe de J définit la nature du couplage d'échange. Si $J > 0$ le couplage est ferromagnétique et l'énergie d'échange est minimisée lorsque les spins sont alignés de manière parallèle. *A contrario* si $J < 0$ le couplage est dit antiferromagnétique et l'état fondamental correspond à un alignement antiparallèle des spins. En outre, cette interaction est de courte portée.

Dans le cadre de la théorie du micromagnétisme, l'expression continue de l'énergie d'échange est obtenue par l'expansion en série de Taylor de l'équation 1.1, et est donnée par :

$$E_{ex} = A(\nabla \vec{M})^2 \quad (1.2)$$

où A , exprimée en J/m, est la raideur d'échange qui dépend de l'intégrale d'échange J et du réseau cristallin considéré.

1.1.2 Champ démagnétisant et énergie démagnétisante

L'aimantation peut produire son propre champ magnétique qui affectera l'énergie totale du système. Pour une aimantation donnée, ce champ magnétique peut être obtenu via les équations de Maxwell [3]. Dans ce cas, le champ magnétique \vec{H}_D est exprimé par le gradient du potentiel scalaire $\vec{H}_D = -\nabla \phi_M$, où $\phi_M(\vec{r})$ est défini à une position \vec{r} comme :

$$\phi_M(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \left[\int_V \frac{\rho_V(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3 r' + \int_S \frac{\sigma_S(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^2 r' \right] \quad (1.3)$$

avec la densité de charges magnétiques volumiques $\rho_V(\vec{r}) = -\nabla \cdot \vec{M}(\vec{r})$ et surfaciques $\sigma_S(\vec{r}) = \vec{M}(\vec{r}) \cdot \vec{n}(\vec{r})$ par analogie avec la loi de Coulomb. Ici \vec{n} est le vecteur normal à la surface dirigé vers l'extérieur. Les deux termes de l'équation 1.3 sont les sources de \vec{H}_D . Dans un matériau ferromagnétique homogène \vec{H}_D sera orienté anti-parallèlement à l'aimantation d'où l'appellation champ démagnétisant. Dans le cas d'un échantillon ellipsoïde uniformément aimanté le champ démagnétisant peut s'écrire :

$$\vec{H}_D = -\mathcal{N} \vec{M} \quad (1.4)$$

où \mathcal{N} est le tenseur démagnétisant. Dans le cas où les trois axes principaux d'un échantillon coïncident avec les axes x , y et z du système de coordonnées, \mathcal{N} peut être diagonalisé et \mathcal{N}_x , \mathcal{N}_y et \mathcal{N}_z sont appelés facteurs démagnétisants. La somme de ces facteurs est toujours égale à 1 et ils dépendent de la forme de l'échantillon considéré. Pour un aimant sphérique les facteurs démagnétisants sont égaux à 1/3 pour des raisons de symétrie. De la même façon, si on prend le cas d'un fil infini à section circulaire, le facteur démagnétisant dans la direction longitudinale sera égal à 0 tandis que dans les deux directions transversales les facteurs seront égaux à 1/2. Le champ démagnétisant dépend donc de la forme de l'échantillon, on parle ainsi d'anisotropie de forme. Nous constaterons par la suite qu'en absence d'anisotropie magnéto-cristalline, l'aimantation dans un nanofil planaire ou cylindrique est orientée suivant la longueur du nanofil.

La densité d'énergie démagnétisante qui découle de l'interaction entre \vec{H}_D et l'aimantation est donnée par :

$$E_D = -\frac{\mu_0}{2} \vec{H}_D \cdot \vec{M} \quad (1.5)$$

où μ_0 est la perméabilité du vide. Cette énergie est aussi appelée énergie dipolaire, car elle représente l'interaction classique entre dipôles. Dans la section 1.3 nous observerons que la formation des domaines magnétiques résulte de la minimisation de cette énergie via la fermeture des lignes de champ de \vec{H}_D , au prix d'une augmentation en énergie d'échange.

Une quantité importante qui émerge de la compétition entre l'énergie d'échange et l'énergie démagnétisante est la longueur d'échange l_{ex} , définie comme :

$$l_{ex} = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_S^2}} \quad (1.6)$$

Cette longueur définit la distance où l'interaction d'échange domine sur l'interaction dipolaire qui est un couplage à longue portée. Quand la distance entre les moments magnétiques est plus courte que l_{ex} , l'orientation d'un moment varie peu de celle de ses voisins.

1.1.3 Énergie d'interaction avec un champ magnétique externe

Afin de manipuler l'aimantation d'un échantillon ferromagnétique, un champ magnétique externe peut être appliqué. Ce champ peut être traité comme spatialement uniforme si la taille de l'échantillon est relativement petite par rapport aux pôles de la source produisant ce champ externe. La densité d'énergie qui découle de l'interaction entre un champ magnétique externe \vec{H}_e et un moment magnétique est appelée énergie Zeeman et s'exprime de la manière suivante :

$$E_Z = -\mu_0 \vec{H}_e \cdot \vec{M} \quad (1.7)$$

Cette énergie est minimale lorsque les moments magnétiques sont alignés avec le champ externe.

1.1.4 Énergie d'anisotropie magnéto-cristalline

Nous avons constaté précédemment que la forme d'un échantillon influence la direction de l'aimantation via l'énergie dipolaire. Cependant, il existe dans certains matériaux une anisotropie dite magnéto-cristalline. Comme son nom l'indique elle dépend du réseau cristallin qui peut imposer une orientation préférentielle de l'aimantation via le couplage spin-orbite. Dans le cas le plus simple, cette anisotropie dirige les moments magnétiques suivant un seul axe. Elle est appelée anisotropie uniaxiale, et apparaît par exemple dans la structure cristalline hexagonale. La densité d'énergie pour l'anisotropie uniaxiale est donnée au premier ordre par :

$$E_{ua} = K_{ua}(1 - (\vec{m} \cdot \vec{c})^2) \quad (1.8)$$

Dans cette expression, K_{ua} est la constante d'anisotropie (exprimée en J/m^3). Elle peut être positive ou négative. Pour $K_{ua} > 0$, l'énergie est minimale lorsque l'aimantation est

alignée suivant l'axe d'anisotropie \vec{c} appelé axe de facile aimantation. Quand $K_{ua} < 0$ l'aimantation tend à s'aligner suivant l'axe perpendiculaire à \vec{c} dit axe de difficile aimantation.

Par ailleurs, il existe d'autres types d'anisotropie magnéto-cristalline dans des structures cristallines à plus faible degré de symétrie comme par exemple les réseaux cubiques. On parlera alors d'anisotropie cubique.

1.2 Dynamique de l'aimantation

Dans la section précédente, nous avons énoncé les différents termes énergétiques qui dictent l'état de l'aimantation dans un système ferromagnétique. La minimisation de l'énergie micromagnétique totale définit l'état d'équilibre du système dans le cas statique. Nous allons étudier à présent les équations qui décrivent la dynamique temporelle de l'aimantation.

1.2.1 Équation de Landau-Lifshitz

En 1935, Landau et Lifshitz ont proposé que l'évolution temporelle de l'aimantation pouvait être décrite en considérant l'effet d'un champ magnétique effectif sur l'aimantation [4]. Ce champ effectif dépend de la densité d'énergie totale micromagnétique et s'écrit :

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\delta E_{tot}}{\delta \vec{M}} \quad (1.9)$$

Dans cette expression, le signe δ fait référence à la dérivée fonctionnelle et E_{tot} est la densité d'énergie totale. Elle correspond à la somme des densités d'énergie étudiées précédemment :

$$E_{tot} = E_{ex} + E_Z + E_D + E_{ua} + \dots \quad (1.10)$$

La section précédente n'étant pas une liste exhaustive des énergies micromagnétiques, d'autres termes énergétiques peuvent être ajoutés tels que l'énergie magnéto-élastique ou encore l'énergie d'échange asymétrique Dzyaloshinskii-Moriya. De plus, E_{anis} correspond à l'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline de manière générale et inclut les différents types d'anisotropie (uniaxiale, cubique..).

En absence de dissipation, l'aimantation adopte un mouvement de précession autour du champ effectif et d'après le théorème du moment cinétique on obtient :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma_0 \vec{H}_{eff} \times \vec{M} \quad (1.11)$$

où $\gamma_0 = \mu_0 \gamma$ ($\gamma_0 > 0$) avec $\gamma = \frac{ge}{2m_e}$ le rapport gyromagnétique qui dépend du facteur de Landé g , de la charge et de la masse de l'électron e et m_e respectivement. Sans mécanisme dissipatif, la conservation de l'énergie implique un mouvement de précession permanent comme on peut le voir sur la figure 1.1(a). En réalité, l'énergie est dissipée au cours du temps. Cette dissipation fut introduite dans un premier temps par Landau et Lifshitz qui supposaient que la perte d'énergie était due à une interaction relativiste entre un

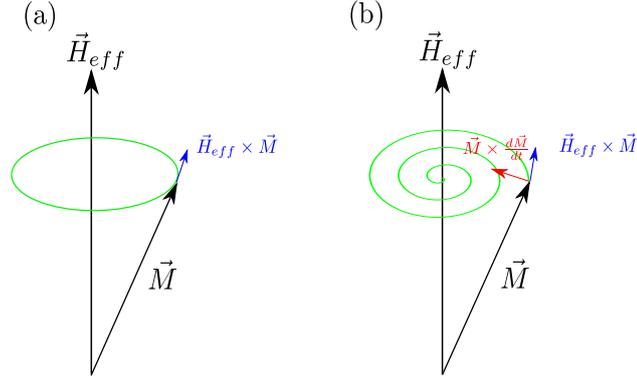


FIGURE 1.1 – (a) Mouvement de précession d'un moment magnétique autour du champ effectif en absence de dissipation. (b) Mouvement en spirale décrit par un moment magnétique lorsque le terme dissipatif introduit par Gilbert est pris en compte.

moment magnétique et le cristal. L'ajout d'un couple phénoménologique à l'équation Eq.1.11 amène à l'équation de Landau-Lifshitz (en utilisant l'aimantation normalisée \vec{m}) :

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = \gamma_0^{LL} \vec{H}_{eff} \times \vec{m} - \lambda \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{H}_{eff}) \quad (1.12)$$

1.2.2 Équation de Landau-Lifshitz-Gilbert

En 1955, Gilbert utilise une approche différente pour décrire l'amortissement via la mécanique lagrangienne [5]. Physiquement plus intuitif, il suppose que l'amortissement est proportionnel à la dérivée temporelle de l'aimantation, avec α la constante de proportionnalité connue sous le nom de "constante d'amortissement de Gilbert". En utilisant cette approche, il réécrit l'équation 1.12 de la manière suivante :

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = \gamma_0 \vec{H}_{eff} \times \vec{m} + \alpha \vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} \quad (1.13)$$

La dynamique dissipative de l'aimantation autour d'un champ effectif statique est schématisée sur la figure 1.1(b). Les deux termes de l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (Eq. 1.13) y sont représentés. Le moment magnétique décrit une spirale autour du champ effectif pour *in fine* être aligné avec celui-ci.

Bien que 1.12 et 1.13 paraissent différentes, elles peuvent facilement être transposables en substituant λ et γ_0^{LL} dans l'équation de Landau-Lifshitz par $\frac{\gamma_0 \alpha}{1+\alpha^2}$ et $\frac{\gamma_0}{1+\alpha^2}$ respectivement.

1.2.3 Couple de transfert de spin

Hormis un champ magnétique, il y a une autre possibilité pour influencer l'aimantation dans un système ferromagnétique. L'application d'un courant polarisé en spin induit une interaction d'échange entre les électrons de conduction et les électrons localisés responsables du magnétisme dans les métaux de transition. Cette interaction donne lieu à un couple de transfert de spin à l'endroit où l'aimantation varie spatialement au sein d'un

matériau. Il existe à ce jour deux mécanismes qui expliquent l'interaction entre un courant polarisé en spin et l'aimantation locale. Le premier, proposé à l'origine par Slonczewski [6] dans les systèmes magnétiques multicouches, correspond au transfert de moment angulaire entre les électrons de conduction et les électrons localisés. Dans ce cas, lorsque les électrons de conduction se déplacent à travers un gradient d'aimantation, ils ajustent adiabatiquement l'orientation de leur spin avec la direction des moments magnétiques locaux en transférant leur moment angulaire. La forme de ce couple adiabatique de transfert de spin est défini [7] comme :

$$\vec{\Gamma}_a = u(\vec{j} \cdot \nabla)\vec{m} \quad (1.14)$$

où \vec{j} est le vecteur unitaire représentant la direction du courant et $u = \frac{\mu_B j_e P}{eM_S}$ est la magnitude de ce couple. Dans l'expression de u , μ_B est le magnéton de Bohr, j_e correspond à la densité de courant appliquée et P la polarisation en spin. De plus, u est homogène à une vitesse.

Le second mécanisme a pour origine le désalignement entre les moments cinétiques de spins des électrons de conduction et ceux des moments localisés [7]. Quand l'orientation du spin d'un électron de conduction ne suit pas la direction du spin d'un moment localisé, l'électron peut être réfléchi. Ce mécanisme induit un transfert de quantité de mouvement entre les électrons de différentes natures et conduit à un couple généralement appelé couple non-adiabatique de transfert de spin. Il a le même effet qu'un champ magnétique, et il est défini comme [7] :

$$\vec{\Gamma}_{na} = -\beta u \vec{m} \times (\vec{j} \cdot \nabla)\vec{m} \quad (1.15)$$

avec β le facteur non-adiabatique. La valeur de β est encore en débat [8], bien que β et α soient du même ordre de grandeur. Nous détaillerons ses effets sur le mouvement des parois de domaines dans la section 1.5.

Ces deux termes peuvent être introduits dans l'équation de LLG (Landau-Lifshitz-Gilbert) afin d'obtenir une expression permettant de décrire les effets d'un champ magnétique externe et d'un courant polarisé en spin sur la dynamique de l'aimantation. On obtient donc :

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = \gamma_0 \vec{H}_{eff} \times \vec{m} + \alpha \vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} + u(\vec{j} \cdot \nabla)\vec{m} - \beta u \vec{m} \times (\vec{j} \cdot \nabla)\vec{m} \quad (1.16)$$

Cette équation constitue notre base théorique pour étudier le mouvement des parois de domaines magnétiques. La dynamique des parois sera abordée plus précisément à partir de la section 1.4.

Récemment, il a été montré que le moment angulaire des électrons de conduction peut être transféré, via l'interaction spin-orbite, aux électrons responsables du magnétisme. Les couples qui en résultent sont nommés couples spin-orbite (couple Rashba, couple Spin-Hall). Ces effets peuvent augmenter de manière significatives la vitesse des parois de domaines, ce comportement a été observé dans des systèmes multi-couches, où une couche mince ferromagnétique à anisotropie perpendiculaire est située entre deux couches non magnétiques [9]. L'apparition de ces effets nécessite, d'une part, une asymétrie d'inversion structurale du système considéré, et d'autre part, les matériaux non magnétiques doivent avoir un fort couplage spin-orbite (métaux lourds). Cependant, dans cette thèse, nous n'avons pas pris en compte ces effets.

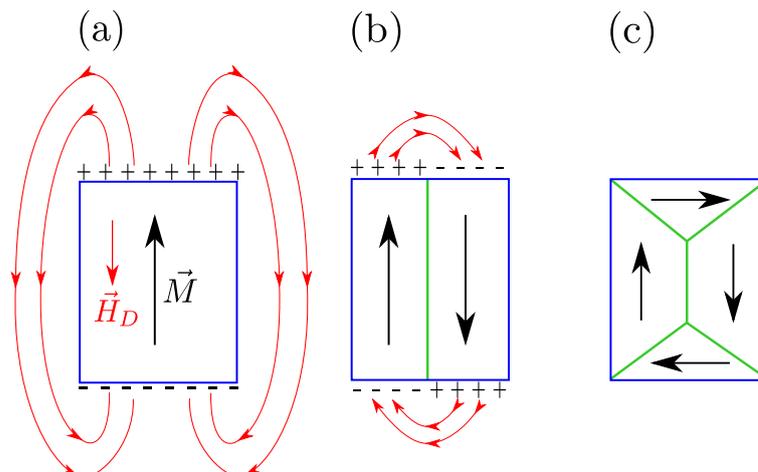


FIGURE 1.2 – (a) État d’aimantation homogène non favorable car trop coûteux en énergie démagnétisante. (b) Minimisation de l’énergie démagnétisante via la fermeture partielle des lignes de champ de \vec{H}_D et la formation de domaines magnétiques. (c) Compromis favorable entre énergie d’échange et dipolaire par la fermeture complète des lignes de champ et une structuration en domaines magnétiques.

1.3 Parois de domaines magnétiques

Nous allons à présent décrire les domaines magnétiques et les parois de domaines, en particulier dans les nanofils ferromagnétiques.

1.3.1 Domaines magnétiques

Les domaines magnétiques sont des régions dans un matériau ferromagnétique où les moments magnétiques sont alignés les uns envers les autres et pointent dans la même direction. Avant le XX^{ème} siècle, nous ne pouvions pas expliquer le fait qu’un matériau ferromagnétique n’agisse pas comme un aimant alors que nous savions que les moments magnétiques devaient s’aligner entre eux dans un tel matériau. En 1907, Weiss [10] résolvait ce paradoxe en postulant que l’aimantation pouvait pointer dans des directions opposées dans des régions différentes d’un matériau. En outre, il soumet l’hypothèse que dans chaque région l’aimantation est uniforme. Les hypothèses de Weiss furent prouvées en 1931 lorsque Bitter [11] visualisa la structure en domaines dans des particules de Fe_2O_3 . En 1935, Landau et Lifshitz décrivent un modèle sur la formation des domaines par minimisation de l’énergie dipolaire [4]. La figure 1.2 schématise cette idée. Dans la figure 1.2(a), la configuration uniforme de l’aimantation conduit à un champ démagnétisant très large et trop coûteux en énergie dipolaire. La figure 1.2(b) montre la formation de deux domaines magnétiques. Cet état d’aimantation divise approximativement l’énergie dipolaire en deux, par la fermeture partielle des lignes de champ, au prix d’une augmentation en énergie d’échange à la frontière entre les domaines. Enfin, on peut observer sur la figure 1.2(c) une configuration d’aimantation favorable énergétiquement via la fermeture complète des lignes de champ de \vec{H}_D . Une telle configuration magnétique est appelée magnétisation à flux fermé ou état de Landau.

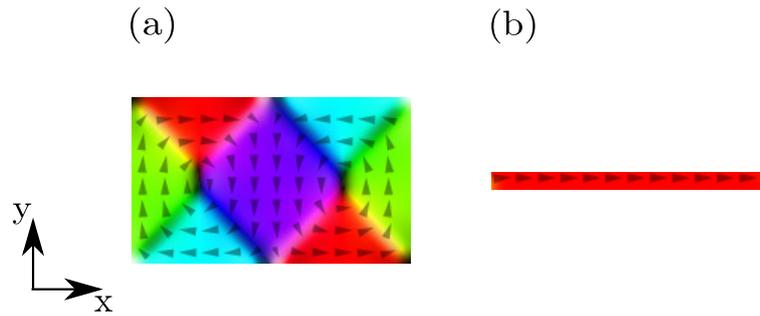


FIGURE 1.3 – (a) État d'équilibre énergétique obtenu par la formation de domaines pour une nanostructure rectangulaire en permalloy de dimension $1000 \times 600 \times 100 \text{ nm}^3$. (b) Aimantation uniforme dans le cas où les dimensions sont réduites à $1000 \times 60 \times 5 \text{ nm}^3$. Les flèches et les couleurs représentent la direction de l'aimantation dans les structures simulées avec MuMax3 [13].

Comme nous l'avons constaté, la formation des domaines magnétiques favorise la minimisation de l'énergie du champ démagnétisant. Cependant, à la frontière entre les domaines, l'énergie d'échange augmente. Ces frontières, appelées parois de domaines, correspondent à des régions où l'orientation des moments magnétiques varie graduellement pour assurer la transition d'un domaine à un autre. Contrairement à l'énergie du champ démagnétisant qui prend de l'ampleur avec le volume, l'énergie de parois augmente avec la surface. Ceci implique que pour des tailles d'échantillons plus grandes qu'une taille critique, qui dépend du matériau, l'énergie dipolaire est dominante, ce qui entraîne la formation de domaines (Fig. 1.3(a)). Les parois de domaines deviennent énergétiquement plus coûteuses pour des échantillons aux proportions inférieures à la dimension critique [12]. En deçà de cette taille critique, l'aimantation est uniforme dans le matériau (Fig. 1.3(b)).

Dans le cadre de cette thèse, nous avons concentré notre attention sur des systèmes ferromagnétiques de taille suffisamment réduite pour que l'état monodomaine soit l'état fondamental. Ainsi dans des nanofils planaires ou cylindriques dont les dimensions sont semblables à celles du système représenté sur la figure 1.3(b), la présence de parois de domaines correspond à un état métastable.

1.3.2 Les parois de domaines dans les nanofils planaires

Cette thèse met en avant l'étude de la dynamique des parois de domaines magnétiques dans les nanofils planaires et cylindriques à motifs. On va étudier en particulier, les matériaux ferromagnétiques doux, c'est-à-dire où l'anisotropie magnéto-cristalline est faible. Il est donc nécessaire de définir les configurations magnétiques des parois de domaines dans de tels systèmes. Dans cette sous-section nous allons traiter le cas des nanofils planaires (ou nanopistes). Les nanopistes sont des structures magnétiques dont la longueur est très supérieure à la largeur, qui elle-même est très supérieure à l'épaisseur. Un exemple typique de nanopiste contenant une paroi de domaine est représenté sur la figure 1.4.

Les multiples configurations magnétiques des parois de domaines qui peuvent exister dans les nanopistes magnétiques ont été étudiées par Nakatani *et al.* [14]. Le type de parois

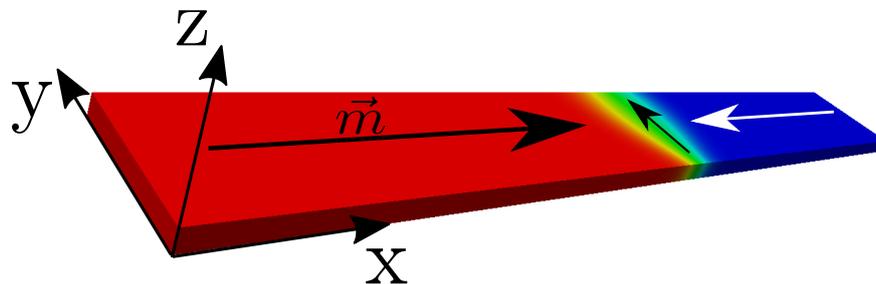


FIGURE 1.4 – Nanopiste de dimension $500 \times 60 \times 10 \text{ nm}^3$ contenant une paroi de domaines. Les axes correspondent à ceux utilisés durant cette thèse.

dépend de la largeur et de l'épaisseur du nanofil planaire comme on peut le constater sur la figure 1.5(a). On distingue trois configurations de parois, les parois transverses symétriques (Fig. 1.5(b)), transverses asymétriques (Fig. 1.5(c)) et vortex (Fig. 1.5(d)). Dans le cas des parois transverses, l'aimantation tourne graduellement dans le plan du nanofil (paroi de Néel) sur un angle de 180° afin d'établir la transition entre les deux domaines magnétiques. Les parois en vortex quant à elles, se distinguent par une rotation circulaire des moments magnétiques autour d'un axe perpendiculaire au plan du nanofil. Au centre du vortex les moments magnétiques sont orientés suivant cet axe. Cependant, nous allons nous focaliser sur les parois transverses symétriques car elles ont été notre principal objet d'étude.

Parmi les parois de domaines transverses symétriques on différencie quatre configurations magnétiques. La figure 1.6 met en exergue ces configurations. Les parois *head-to-head* sont représentées en (a) et (b), tandis que les parois *tail-to-tail* correspondent aux images (c) et (d). Ces noms indiquent si l'aimantation des domaines adjacente à la paroi converge ou diverge vers elle respectivement. On rajoute à ces deux configurations le sens des moments magnétiques dans la paroi qui peuvent pointer vers le haut ou vers le bas. Selon le type (*head-to-head* ou *tail-to-tail*), l'orientation de l'aimantation dans la paroi définira de quel côté se trouve le gradient de moments magnétiques le plus important. Par exemple, sur la figure 1.6(a) la partie la moins large de la paroi se trouve vers le bas. C'est à ces endroits, que le champ de fuite de la paroi sera plus intense puisqu'il dépend du gradient de l'aimantation, ce qui déterminera le processus de dépiégeage. Nous constaterons par la suite que, dans des systèmes à plusieurs parois, la direction des moments au sein des parois définit la nature attractive ou répulsive de l'interaction entre parois de domaines.

Il est à noter que lorsque ces parois sont piégées et soumises à des forces extérieures (champ magnétique externe ou courant polarisé en spin), elles perdent leur caractère symétrique. En effet, ce sont des objets élastiques et donc susceptibles d'être déformés.

Enfin, la compétition entre l'échange d'un côté et de l'autre les anisotropies magnéto-

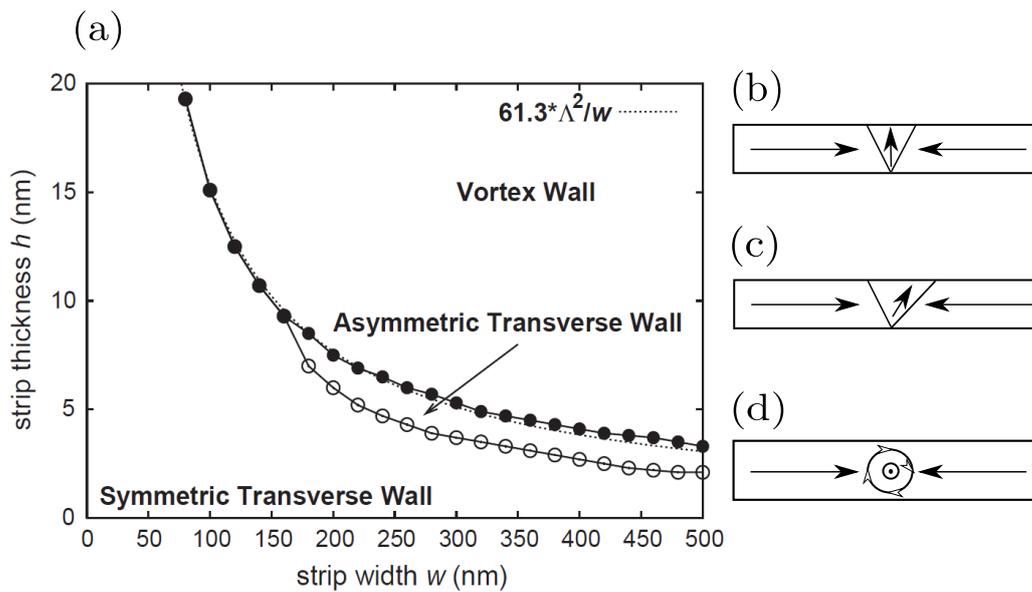


FIGURE 1.5 – (a) Diagramme de phase des types de parois qui existent dans les nanofils planaires en permalloy en fonction de la largeur et de l'épaisseur. Image prise de Y. Nakatani *et al.*. J. Magn. Magn. Mater. **290** 750-753 (2005). Représentations schématiques des parois de domaines transverses symétriques (b), transverses asymétriques (c) et vortex (d).

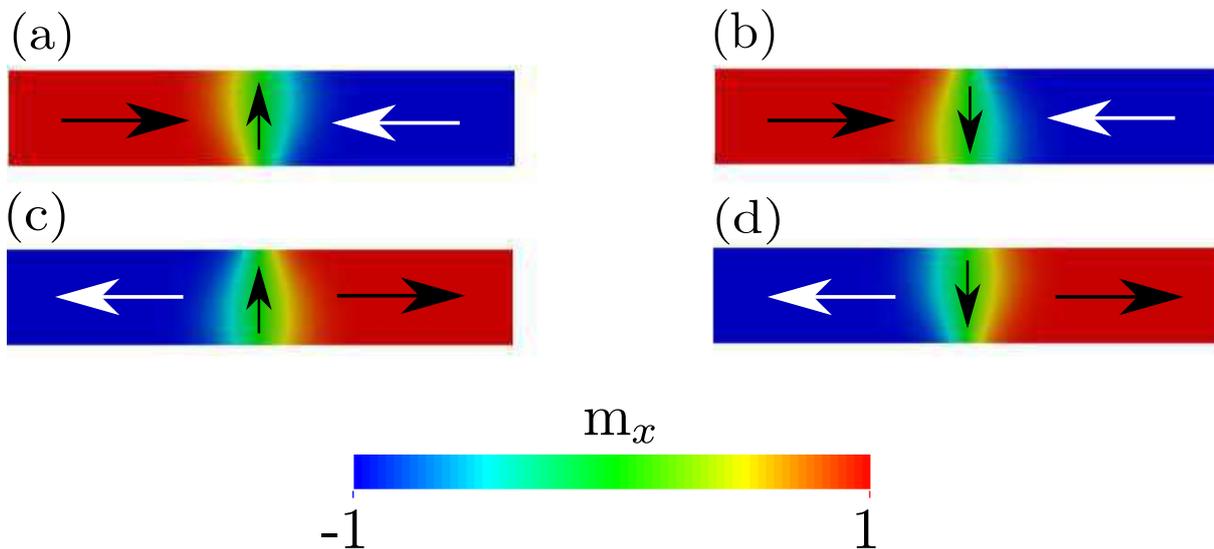


FIGURE 1.6 – Configuration magnétique des parois de domaines transverses symétriques. Paroi de domaine *head-to-head* orientée vers le haut (a) et orientée vers le bas (b). Configuration *tail-to-tail* avec aimantation dans la paroi dirigée vers le haut (c) et vers le bas (d).

crystallines et de forme, regroupées sous une constante d'anisotropie effective K_{eff} , donne lieu à la longueur appelée paramètre de Bloch, souvent dénommée largeur de paroi :

$$\Delta = \sqrt{\frac{A}{K_{eff}}} \quad (1.17)$$

1.3.3 Les parois de domaines dans les nanofils cylindriques

Les parois de domaines dans les nanofils cylindriques présentent des aspects similaires au cas des nanofils planaires. On retrouve la configuration transverse symétrique et en vortex des parois de domaines dans de telles structures. La fabrication de matrice de nanofils cylindriques et l'étude de leurs propriétés magnétiques ont été réalisées au début des années 2000 [15,16]. En parallèle, l'étude du renversement de l'aimantation dans des nano-structures cylindriques en nickel fut abordée numériquement [17–19]. Il a été montré que le renversement se fait par la nucléation et le déplacement d'une paroi de domaine le long du nanofil avec la particularité que la paroi adopte un mouvement de précession continue lors de son déplacement. Cependant nous étudierons plus en détail la dynamique des parois dans la section suivante.

La différence entre les nanofils planaires et cylindriques est le degré de symétrie supplémentaire de la section droite circulaire qui permet à l'aimantation de tourner plus librement dans la structure cylindrique. On peut parler dans les cylindres de parois de domaines à 3 dimensions tandis que dans le cas planaire, la transition d'un domaine à un autre se fait surtout à 2 dimensions [20]. Cependant, comme pour le cas des nanofils planaires, le type de parois va dépendre des dimensions de l'échantillon et plus particulièrement de son diamètre. La figure 1.7 montre sous différents angles une paroi de domaine transversale. On remarque le caractère tri-dimensionnel de la paroi dans les coupes représentées figures 1.7(b) et 1.7(c). En effet, on observe une rotation des moments magnétiques dans la direction longitudinale (x, z) ainsi qu'une réorientation en éventail à l'intérieur de la paroi dans le plan (y, z) .

Par analogie avec les nanofils planaires, lorsque le diamètre du cylindre augmente, la paroi de type vortex correspond à l'état d'équilibre énergétique. La figure 1.8 met en évidence une telle structure magnétique. On observe que les moments magnétiques effectuent une rotation autour de l'axe longitudinal (axe x). Dans les cas représentés sur la figure 1.8(b) et 1.8 (c), qui correspondent à des coupes à l'intérieur de la paroi, on peut constater une singularité magnétique appelée point de Bloch ou singularité de Feldtkeller [21]. Un point de Bloch est un point où la direction de l'aimantation n'est pas définie. Autrement dit, toutes les orientations possibles de l'aimantation y sont présentes et forment une singularité. Dans un renversement de l'aimantation via une paroi en vortex, il est possible d'obtenir une telle singularité au centre du vortex. Cependant dans le cadre du chapitre 2 portant sur les interactions entre parois de domaines, nous avons traité uniquement le cas des parois transverses dans les nanofils cylindriques.

Nous venons de décrire les parois de domaines dans les nanofils planaires et cylindriques. Nous allons à présent exposer les bases de la dynamiques des parois de domaines sous l'influence d'un champ magnétique externe et mettre en évidence les différences de comportements entre le cas planaire et cylindrique.

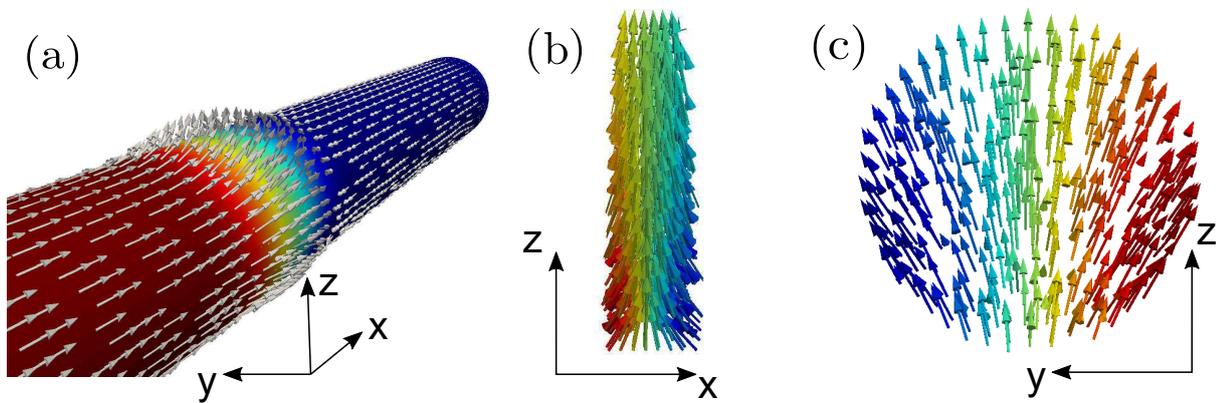


FIGURE 1.7 – (a) Paroi de domaine transverse symétrique dans un cylindre de nickel de 600nm de longueur et 60nm de diamètre. (b) Coupe longitudinale au centre de la paroi ; les couleurs représentent la composante m_x . (c) Coupe transversale mettant en avant la répartition des moments magnétiques à l'intérieur de la paroi, ici les couleurs indiquent les variations de m_y

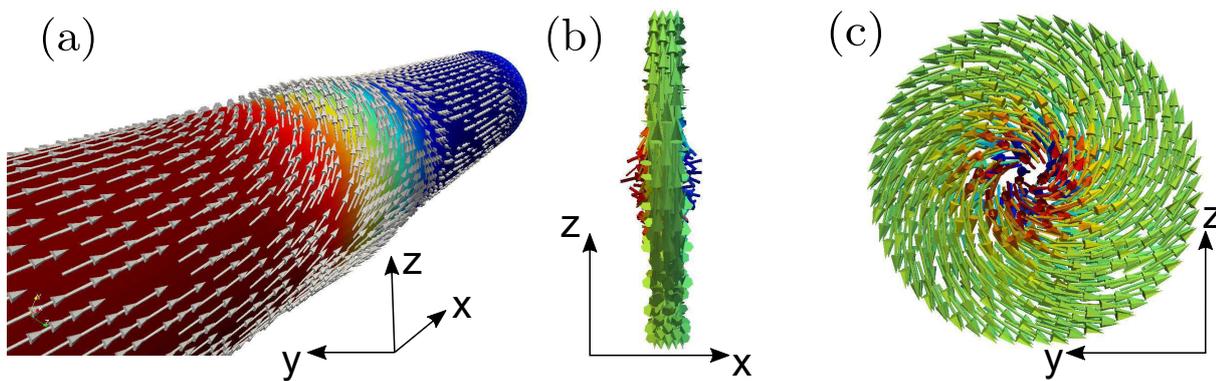


FIGURE 1.8 – (a) Paroi de domaine en vortex dans un cylindre de nickel de 600nm de longueur et 80nm de diamètre. (b) Coupe longitudinale au centre de la paroi ; les couleurs représentent la composante m_x . (c) Coupe transversale mettant en avant la répartition des moments magnétiques à l'intérieur de la paroi, ici les couleurs indiquent les variations de m_x

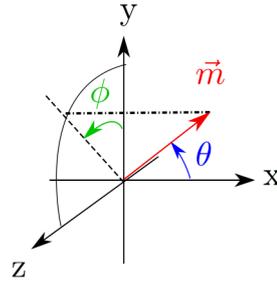


FIGURE 1.9 – Système de coordonnées utilisé pour l'étude des nanofils planaires et cylindriques où l'axe de facile aimantation coïncide avec l'axe longitudinal x de la structure en absence d'anisotropie magnéto-cristalline.

1.4 Dynamique des parois de domaines sous champ magnétique externe

Dans la section 1.2, nous avons défini l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) qui décrit la dynamique de l'aimantation autour d'un champ effectif dépendant des énergies micromagnétiques du système considéré. Dans le cadre de cette thèse, nous avons comparé les résultats obtenus par les simulations micromagnétiques (décrites dans la section 1.8) avec le modèle unidimensionnel décrivant le mouvement des parois de domaines.

1.4.1 Modèle analytique unidimensionnel

La description du mouvement des parois de domaines nous fait revenir plusieurs décennies en arrière avec les contributions significatives de Döring, Walker, Thiele et Slonczewski [22–25]. Puisque les équations du mouvement de la paroi sont indépendantes du système de coordonnées choisi, par simplicité mathématique, le système de coordonnées sphérique est utilisé là où l'axe polaire coïncide avec l'axe de facile aimantation. La figure 1.9 montre le système de coordonnées utilisé pendant cette thèse. Selon la forme des nanofils étudiés, l'axe de facile aimantation est situé le long de l'axe x du nanofils et l'angle polaire θ est défini par rapport à la direction x . Ainsi dans la base sphérique, l'aimantation normalisée $\vec{m}=(m_x, m_y, m_z)$ s'écrit $\vec{m}=(\cos \theta, \sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi)$ avec ϕ l'angle azimutal défini dans le plan (y, z) . Nous avons utilisé la formulation Lagrangienne détaillée par Thiaville *et al.* [26] pour obtenir les équations du modèle 1D dérivées de l'équation LLG. Dans cette formulation, le lagrangien L est défini dans la base sphérique comme :

$$L = E_{tot} + \frac{\mu_0 M_S}{\gamma_0} \dot{\phi} \cos \theta \quad (1.18)$$

et la fonction de dissipation de Rayleigh F est aussi donnée tel que :

$$F = \frac{\alpha \mu_0 M_S}{2\gamma_0} (\dot{\theta}^2 + \sin^2 \theta \dot{\phi}^2) \quad (1.19)$$

L'équation LLG est donc équivalente à :

$$\frac{\delta L}{\delta Q} - \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta L}{\delta \dot{Q}} \right) + \frac{\partial F}{\partial \dot{Q}} = 0 \quad (1.20)$$

avec Q étant soit θ , soit ϕ . Notons que $\dot{\theta}$ correspond à la dérivée par rapport au temps de θ et sera utilisé par la suite pour les autres variables. Si maintenant nous réduisons l'aimantation à une classe particulière de structures (e.g. une paroi de domaine), l'équation 1.20 nous permet de trouver la dynamique des coordonnées généralisées et des paramètres associés à cette classe. Afin d'obtenir les équations qui décrivent le mouvement d'une paroi de domaine, il est nécessaire de définir le profil d'équilibre unidimensionnel d'une paroi dans la direction de facile aimantation. Un tel profil est donné par :

$$\theta(x, t) = 2 \arctan \exp \left(\frac{x - X(t)}{\Delta(t)} \right) \quad (1.21)$$

Ici, $X(t)$ et $\Delta(t)$ correspondent à la position du centre et la largeur de la paroi de domaine respectivement. Dans le cas où la direction de l'aimantation est dans le plan du nanofil, ce profil décrit une paroi de type *head-to-head*, et en ajoutant π dans le membre de droite de l'équation 1.21 on obtient le profil pour une configuration *tail-to-tail* de la paroi. En insérant $\theta(x, t)$ dans les équations 1.18 et 1.19, et en supposant que $\phi(x, t) = \phi(t)$, on obtient, en intégrant suivant x , le système d'équations couplées qui décrivent le mouvement d'une paroi de domaine. Ici pour un nano-système où l'aimantation est dans le plan et en présence d'un champ magnétique externe, on a :

$$\alpha \frac{\dot{X}}{\Delta} \pm \dot{\phi} = \pm \gamma_0 H_e \quad (1.22)$$

$$\pm \frac{\dot{X}}{\Delta} - \alpha \dot{\phi} = \frac{\gamma_0 H_K}{2} \sin 2\phi \quad (1.23)$$

$$\dot{\Delta} = \frac{12\gamma_0}{\alpha\mu_0 M_S \pi^2} \left[\frac{A}{\Delta} - K\Delta \right] \quad (1.24)$$

où \pm fait référence à une configuration *head-to-head* ou *tail-to-tail* et H_e est l'amplitude du champ magnétique externe appliqué suivant l'axe de facile aimantation. $K = K_{\parallel} + K_{\perp} \cos^2 \phi$ correspond à la constante d'anisotropie de forme et comprenant un terme longitudinal (\parallel) et un terme transverse (\perp). Par ailleurs, cette anisotropie nous permet de définir le champ d'anisotropie $H_K = \frac{2K_{\perp}}{\mu_0 M_S}$.

Les équations 1.22 et 1.23 sont similaires à l'équation LLG et l'équation 1.24 décrit les variations de la largeur de paroi. Enfin, on peut réécrire les deux premières équations en isolant \dot{X} et $\dot{\phi}$; on obtient alors pour la configuration *head-to-head* :

$$(1 + \alpha^2) \frac{\dot{X}}{\Delta} = \alpha \gamma_0 H_e + \frac{\gamma_0 H_K}{2} \sin 2\phi \quad (1.25)$$

$$(1 + \alpha^2) \dot{\phi} = \gamma_0 H_e - \frac{\alpha \gamma_0 H_K}{2} \sin 2\phi \quad (1.26)$$

Ces équations permettent de suivre l'évolution temporelle d'une paroi de domaine considérée comme une particule de largeur Δ , possédant un moment magnétique, et se déplaçant suivant un axe. D'où le caractère unidimensionnel du modèle mathématique.

1.4.2 Dynamique des parois transverses dans un nanofil planaire

Depuis les équations 1.22 et 1.23 deux régimes dynamiques peuvent être identifiés pour un champ magnétique constant. Le premier régime apparaît quand $\dot{\phi}=0$. Dans ce cas l'équation 1.22 donne directement l'expression de la vitesse d'une paroi de domaine en configuration *head-to-head* :

$$\dot{X}_{st} = \frac{\gamma_0 \Delta H_e}{\alpha} \quad (1.27)$$

qui montre que la vitesse croît linéairement avec le champ magnétique externe. On peut alors définir la mobilité de la paroi dans le régime stationnaire comme :

$$\mu_{st} = \frac{d\dot{X}}{dH_e} = \frac{\gamma_0 \Delta}{\alpha} \quad (1.28)$$

Dans ce régime, l'application d'un champ externe induit une précession de l'aimantation autour de ce champ, immédiatement compensée par le champ démagnétisant qui arrête la précession à un angle stationnaire. La rotation de l'aimantation autour du champ démagnétisant propage la paroi à une vitesse inversement proportionnelle à α . Cependant, il existe un seuil au-delà duquel on sort de ce régime de propagation linéaire. Pour des champs externes de plus forte amplitude, le champ d'anisotropie n'est plus suffisant pour stopper la précession autour de l'axe de propagation et c'est alors l'amortissement (proportionnel à α) qui dicte la propagation de la paroi. Ce champ magnétique seuil appelé champ de Walker [27] peut être déterminé à partir de l'équation 1.23. En effet, lorsque $\dot{\phi}=0$, on a :

$$\sin 2\phi = \frac{2H_e}{\alpha H_K} \quad (1.29)$$

ce qui impose une condition sur H_e telle que $H_e \leq \alpha H_K / 2 = H_W$ avec H_W le champ de Walker. Passé ce seuil, la condition de stabilité $\dot{\phi}$ n'est plus valable et la paroi entre dans un régime de déformation structurale. L'aimantation au sein de la paroi effectue des cycles de retournement via la nucléation et le déplacement d'un anti-vortex. On se trouve alors dans un régime de propagation oscillatoire où la vitesse moyenne s'exprime comme [28] :

$$\langle \dot{X} \rangle = \frac{\gamma_0 \Delta H_e}{\alpha} - \frac{\gamma_0 \Delta \sqrt{4H_e^2 - (\alpha H_K)^2}}{2\alpha(1 + \alpha^2)} \quad (1.30)$$

La figure 1.10 met en évidence les deux régimes de propagation d'une paroi de domaine. La figure 1.11 illustre le changement structural de la paroi de domaine obtenue à $H_e=100$ Oe $> H_W$ dans un nanofil en nickel de longueur $L_x=10 \mu\text{m}$ et de section rectangulaire $60 \times 5 \text{ nm}^2$ simulé micromagnétiquement. On observe sur la figure 1.11(a) le retournement de l'aimantation dans la paroi via la nucléation d'un anti-vortex à l'endroit où le gradient des moments magnétiques est le plus important. Le déplacement de cet anti-vortex induit un changement de configuration magnétique de la paroi de domaine. La paroi passe d'une configuration transverse pointant vers le haut à une configuration pointant vers le bas. La paroi effectue des cycles périodiques de transformation structurale aussi longtemps que le champ est appliqué. Enfin, la figure 1.11(b) représente le coeur de l'anti-vortex en composante m_z au cours de sa nucléation et de son déplacement. Lors de ces transformations, la paroi s'arrête et effectue un retour en arrière, ce qui induit la chute de la vitesse

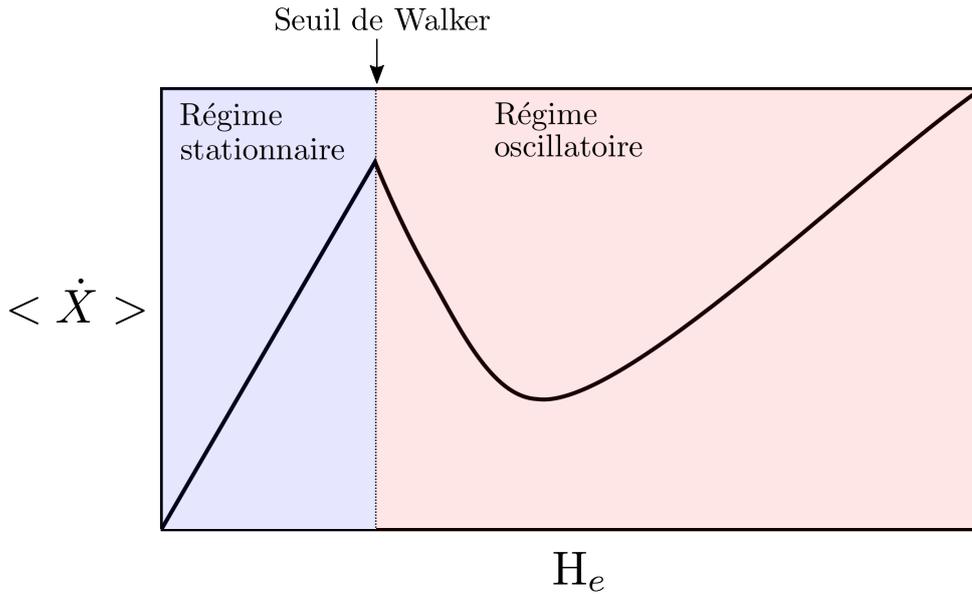


FIGURE 1.10 – Représentation schématique de la variation de la vitesse moyenne en fonction du champ magnétique appliqué.

moyenne. Cependant, lorsque le champ est suffisamment important, la vitesse moyenne croît de nouveau malgré les transformations périodiques de la paroi.

Les régimes de propagations précédemment décrits ont été observés expérimentalement ainsi que le changement structural de la paroi dans des nanofils planaires en permalloy [29–31] et dans des nano-systèmes planaires à forme circulaire [32]. Bien que la même tendance soit observée à la fois expérimentalement et théoriquement, la vitesse et le champ sont significativement différents entre les deux [33]. En réalité, la transformation cyclique de la paroi ne peut pas être bien décrite par le modèle unidimensionnel.

1.4.3 Dynamique des parois transverses dans un nanofil cylindrique

Dans les nanofils cylindriques, nous avons constaté qu’il existe des parois de domaines similaires aux parois transverses rencontrées dans les nanofils planaires (Figure 1.7). Ces parois sont aussi appelées transverses puisque la composante principale de la paroi est perpendiculaire à l’axe du nanofil. Le modèle 1D précédemment décrit (1.25,1.26) permet une description qualitative et même quantitative du comportement de la paroi transverse [26,34], d’autant meilleure que le diamètre du nanofil est faible et donc une structure interne homogène.

Contrairement aux nanofils planaires où les variations de l’angle ϕ sont régies par les effets du champ d’anisotropie de forme, la section circulaire d’un nanofil cylindrique permet à l’aimantation dans la paroi de tourner librement. Ainsi, en absence d’anisotropie transverse ($K_{\perp} = 0$), l’équation 1.24 montre que la paroi dans le modèle 1D est complètement rigide puisque sa largeur ne varie pas en fonction de ϕ ($\Delta = \Delta_0 = cste$). De plus, l’absence d’anisotropie transverse amène à une simplification des équations 1.25 et 1.26

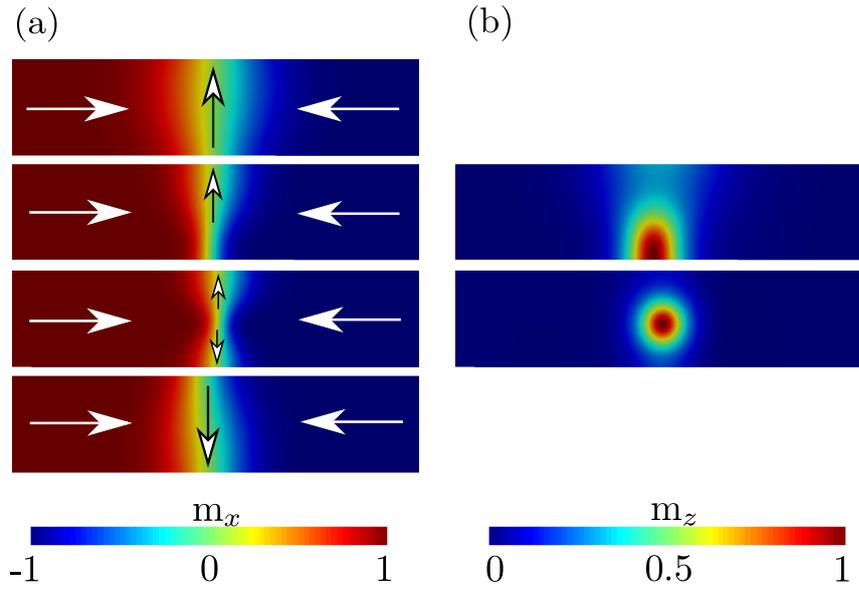


FIGURE 1.11 – (a) Retournement progressif de l’aimantation dans la paroi de domaine via la nucléation et le déplacement d’un antivortex. (b) Clichés de la composante m_z correspondant à la formation et au déplacement de l’anti-vortex.

et les vitesses de propagation et angulaire s’expriment indépendamment :

$$(1 + \alpha^2) \frac{\dot{X}}{\Delta_0} = \alpha \gamma_0 H_e \quad (1.31)$$

$$(1 + \alpha^2) \dot{\phi} = \gamma_0 H_e \quad (1.32)$$

On remarque de par ces équations que la vitesse de propagation est constante et faible car proportionnelle à α et que la paroi précesse librement autour du champ H_e comme il a été observé lors du renversement de l’aimantation dans de tels nanofils [18,19]. Enfin, le seuil de Wakler n’existe pas.

1.5 Dynamique des parois de domaines sous courant polarisé en spin

Dans la section 1.2, nous avons étudié l’équation LLG étendue qui tient compte des effets d’un courant polarisé en spin sur la dynamique de l’aimantation. Cette équation contient deux termes qui correspondent à des couples de transfert de spin induits par le passage d’un courant électrique polarisé à travers un gradient d’aimantation. Or, une paroi de domaine est intrinsèquement un gradient d’aimantation, ce qui implique qu’elle va subir les effets de ces couples adiabatiques et non-adiabatiques. Les effets d’un courant polarisé en spin sur les parois de domaines ont été initialement pointés par Berger [35,36].

1.5.1 Dynamique des parois transverses dans un nanofil planaire

Le modèle analytique unidimensionnel vu dans la section précédente fut complété par Thiaville *et al.* [37,38] afin de décrire les effets d'un courant polarisé en spin. Ainsi, les équations 1.22 et 1.23, dans le cas d'une configuration *head-to-head*, peuvent s'écrire sous une forme plus complète :

$$\alpha \frac{\dot{X}}{\Delta} + \dot{\phi} = \gamma_0 H_e + \frac{\beta u}{\Delta} \quad (1.33)$$

$$\frac{\dot{X}}{\Delta} - \alpha \dot{\phi} = \frac{\gamma_0 H_K}{2} \sin 2\phi + \frac{u}{\Delta} \quad (1.34)$$

Ce qui nous amène aux expressions de \dot{X} et $\dot{\phi}$:

$$(1 + \alpha^2) \frac{\dot{X}}{\Delta} = \alpha \gamma_0 H_e + \frac{\gamma_0 H_K}{2} \sin 2\phi + (1 + \alpha\beta) \frac{u}{\Delta}, \quad (1.35)$$

$$(1 + \alpha^2) \dot{\phi} = \gamma_0 H_e - \frac{\alpha \gamma_0 H_K}{2} \sin 2\phi + (\beta - \alpha) \frac{u}{\Delta} \quad (1.36)$$

Ces équations couplées peuvent être utilisées pour déduire le courant critique et la vitesse de la paroi lorsqu'elle est soumise à un courant en absence de piégeage. On peut voir sur la figure 1.12 que la paroi décrit des comportements différents en fonction de la valeur du paramètre non-adiabatique β pour un champ magnétique externe nul.

Pour $\beta = 0$, il y a un seuil de courant en-dessous duquel la paroi ne se déplace pas de manière continue. En-dessous de ce seuil, après un petit déplacement de la paroi durant l'application du courant, la paroi relaxe à sa position initiale dès que le courant s'arrête. Dans ce régime, le moment angulaire transféré par les électrons de conduction à la paroi de domaine est totalement absorbé par l'angle ϕ .

Au-dessus d'une vitesse critique u_c , la paroi commence à se déplacer. Ce seuil peut être facilement déterminé à partir de la solution stationnaire de l'équation 1.34, c'est-à-dire pour $\dot{X} = 0$, $\dot{\phi} = 0$ et $\sin 2\phi = 1$ [37], conduisant à :

$$u_c = \frac{\gamma_0 H_K \Delta}{2} \quad (1.37)$$

Similairement au cas du déplacement des parois induit par un champ magnétique au-dessus du champ de Walker, le mouvement au-delà du seuil u_c s'accompagne de transformations structurales avec des oscillations de l'angle ϕ . Enfin, pour $u > u_c$, la vitesse de la paroi de domaine oscille périodiquement avec une valeur moyenne non nulle égale à :

$$\langle \dot{X} \rangle = \frac{\sqrt{u^2 - u_c^2}}{1 + \alpha^2} \quad (1.38)$$

À présent on considère le cas où le terme β est non nul, alors la dynamique est profondément différente. Le couple non-adiabatique agit comme un champ magnétique le long de l'axe de facile aimantation. La paroi se déplace de manière stable même pour des petites valeurs de β et de u . Cela a pour conséquence la disparition du seuil intrinsèque u_c . Comme on peut le vérifier sur la figure 1.12, la vitesse dans le régime stationnaire croît

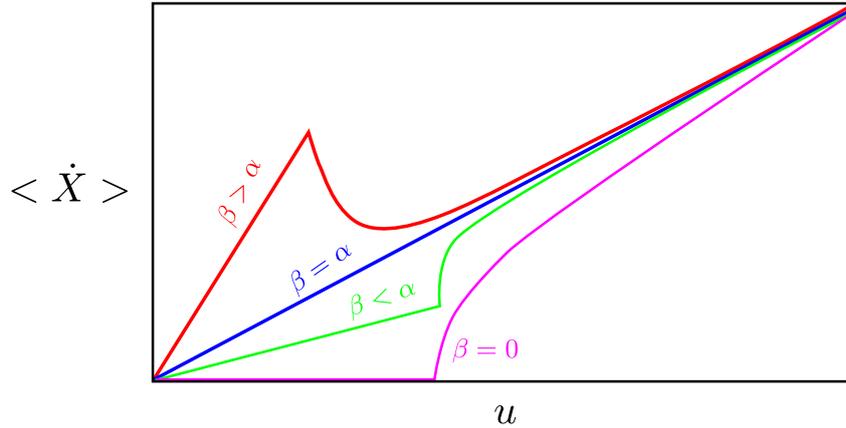


FIGURE 1.12 – Représentation schématique du comportement de la paroi de domaine soumise à un courant polarisé en spin.

linéairement. Dans ce régime, la paroi acquière, après une transition, une vitesse terminale définie par :

$$\dot{X}_f = \frac{\beta}{\alpha} u \quad (1.39)$$

La limite de ce régime linéaire est donnée par un seuil critique [37,39], semblable au champ de Walker H_W , exprimé comme :

$$u_W = u_c \frac{\alpha}{|\beta - \alpha|} \quad (1.40)$$

Au-dessus de u_W , la vitesse moyenne de la paroi chute dans le cas où $\beta > \alpha$ et augmente si $\beta < \alpha$. Ce comportement est dû aux transformations structurales périodiques de la paroi de domaine. Par ailleurs, pour des courants de très grande amplitude, la vitesse moyenne de la paroi converge vers :

$$\langle \dot{X} \rangle = \frac{1 + \alpha\beta}{1 + \alpha^2} u \quad (1.41)$$

Pour $\beta = \alpha$, le terme en courant de l'équation 1.36 disparaît et la paroi se propage sans distorsion.

Dans cette section nous avons décrit le mouvement d'une paroi induit par un courant polarisé en spin constant dans un nanofil planaire idéal (sans défauts intrinsèques ou extrinsèques). Nous étudierons le comportement d'une paroi piégée et soumise à un courant sinusoïdal dans le chapitre 3. En outre, la dynamique de la paroi sous l'influence d'impulsion de courant sera traitée dans le chapitre 4.

1.5.2 Dynamique des parois transverses dans un nanofil cylindrique

La dynamique sous courant des parois transverses dans un nanofil cylindrique diffère très peu du cas où la paroi est soumise à un champ magnétique. Le seuil de Walker n'existe

pas pour les mêmes raisons morphologiques abordées précédemment. On peut cependant définir les vitesses de propagation de la paroi et sa vitesse de précession [40].

Dans le cas où $\alpha \neq \beta$, la vitesse de la paroi est directement donnée par :

$$\dot{X} = \frac{1 + \alpha\beta}{1 + \alpha^2}u \quad (1.42)$$

tandis que la vitesse de précession est égale à :

$$\dot{\phi} = \frac{\alpha - \beta}{1 + \alpha^2}u \quad (1.43)$$

L'équation 1.42 montre la faible dépendance en α et en β de la vitesse comme constaté par Yan *et al.* [34]. De plus, l'expression 1.43 nous informe sur le sens de rotation de la paroi dépendant des valeurs de α et β . Si $\alpha > \beta$, la rotation se fera dans le sens des aiguilles du montre et pour $\alpha < \beta$ dans le sens contraire.

Enfin, lorsque $\beta = \alpha$, la vitesse de la paroi coïncide avec la vitesse u définie par l'amplitude du courant. Dans ce cas $\dot{X} = u$.

1.6 Piégeage des parois de domaines

Jusqu'à présent, nous avons considéré la dynamique des parois de domaines dans des nanofils sans défauts. Dans ce cas, tant que la paroi sera soumise à une force motrice (champ magnétique externe/courant polarisé) elle continuera de se mouvoir dans le nanofil sans s'arrêter, sauf pour $\beta = 0$ lorsque que $u < u_c$. Or, il peut être important de fabriquer des pièges artificiels pour stopper le mouvement des parois à une position prédéterminée, afin que des mesures ou d'autres opérations puissent être réalisées. Les mémoires à pistes (*racetrack memory*), par exemple, requièrent des sites de piégeage fiables pour contrôler précisément la distance entre deux parois adjacentes (longueur de bit) et assurer que pour chaque impulsion de courant, la série de parois avance exactement d'une longueur de bit. Un des paramètres les plus importants d'un piège à paroi est sa force de piégeage. Le piège doit être assez fort pour arrêter la paroi en mouvement, mais ne doit pas être trop puissant pour que la paroi piégée puisse s'échapper à un champ magnétique ou à une densité de courant raisonnable. Une manière de quantifier la force d'un site de piégeage est de trouver le champ (champ de dépiégeage) ou la densité de courant (courant critique) minimum requis pour extraire la paroi du piège.

Dans la condition idéale de température nulle, le champ de dépiégeage ou le courant critique sont bien définis, puisqu'ils correspondent au champ ou courant requis pour surmonter la barrière de potentiel créée par le site de piégeage. Cependant, dans le cas réel, la température doit être prise en compte. En effet, l'agitation thermique de la paroi joue aussi un rôle dans le processus de dépiégeage. La paroi peut alors franchir la barrière si la somme de son énergie thermique et de l'énergie apportée par un champ ou un courant est plus importante que la barrière énergétique. Dans ce cas, le processus de dépiégeage d'une paroi de domaine obéit à une distribution gaussienne [41] avec un taux d'échappement de la paroi au-delà d'une barrière énergétique caractérisé par la loi d'Arrhénius-Néel [42–44] :

$$\Gamma = \Gamma_0 \exp\left(\frac{-\Delta V}{k_B T}\right) \quad (1.44)$$

où Γ est la fréquence de sauts activés thermiquement de la paroi au-dessus d'une barrière énergétique ΔV . Γ_0 correspond à la fréquence de saut à température infinie, k_B la constante de Boltzmann et T la température. Γ_0 est estimé entre 10^7 - 10^{12} Hz [43,44].

Il va de soit que la forme et la hauteur d'un potentiel de piégeage dépendront du type de piège utilisé. Il existe une multitude de moyens pour réaliser un site de piégeage. La réduction locale d'anisotropie magnéto-cristalline via le bombardement d'ions [45], la création de défauts par AFM [46] ou encore le piège par un champ magnétique local [43]. Cependant, les sites de piégeage obtenus par des modifications géométriques de l'échantillon sont de loin les plus communs pour piéger une paroi de domaine. Ces pièges, généralement créés par lithographie, se distinguent par leurs formes. On retrouve parmi eux les constriction [47–50] qui correspondent à une diminution localisée et contrôlée de la largeur d'un échantillon, et peuvent avoir différentes formes (rectangulaires, triangulaires, paraboliques). À l'inverse, on a le cas des extensions [51,52] qui correspondent à une augmentation localisée de la largeur du système étudié et peut agir comme un puits de potentiel ou simplement comme une barrière dépendant du sens de l'aimantation dans la paroi et dans l'extension. Dans un cas comme dans l'autre, la capacité de piégeage et la forme du potentiel dépendra des dimensions du défaut géométrique considéré et du matériau utilisé. En effet, la paroi est piégée par les variations locales de l'énergie dipolaire induites par la déformation géométrique (constriction) ou par son interaction magnétostatique avec le défaut (extension) dépendant de l'aimantation à saturation. Ce qui implique, par exemple, que le potentiel de piégeage sera plus important dans le permalloy que dans le nickel puisque $M_{S_{Py}} > M_{S_{Ni}}$ et l'énergie dipolaire est directement proportionnelle à M_S^2 . Enfin, les procédés de fabrication par lithographie pour les nanofils planaires ou par croissance *bottom-up* pour les nanofils cylindriques amènent inévitablement des irrégularités géométriques aux bords et aux surfaces des échantillons. Cette rugosité peut introduire une multitude de sites de piégeage le long d'un échantillon selon l'amplitude des irrégularités. Ses effets seront largement discutés dans le chapitre 2.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes particulièrement intéressés aux cas des constriction et extensions rectangulaires. Nous étudierons alors, au fur et à mesure des chapitres, les différents types de potentiels obtenus et leurs effets sur la dynamique des parois de domaines. Il est tout de même opportun d'introduire à ce stade le terme qui représentera le puits de potentiel dans les équations du modèle unidimensionnel. Ce terme correspond à un champ de piégeage H_p [47] défini comme :

$$H_p(X) = -\frac{1}{2\mu_0 M_S S} \frac{\partial V_p(X)}{\partial X} \quad (1.45)$$

avec S la surface de la section droite du système considéré et $V_p(X)$ le potentiel de piégeage. Nous constaterons que la difficulté pour que le modèle uni-dimensionnel soit comparable aux simulations micromagnétiques réside dans la détermination la plus précise de $V_p(X)$.

Par ailleurs, nous avons brièvement introduit dans cette section les effets de la température sur une paroi piégée. Il est donc important d'étudier par quels moyens la température est prise en compte dans les équations de la dynamique. C'est le sujet de la section suivante.

1.7 Équations de Langevin du mouvement des parois de domaines

L'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert définie par l'équation 1.16 décrit la dynamique des moments magnétiques à température nulle. Cependant, l'utilisation des nano-systèmes à parois pour le stockage de l'information doit se faire à température ambiante. Donc, pour décrire de manière précise la dynamique de l'aimantation, les fluctuations thermiques doivent être prises en considération.

1.7.1 Champ thermique

En 1963, Brown [53] développe une théorie pour introduire les fluctuations thermiques durant ses recherches sur le renversement de l'aimantation dans les particules mono-domaines. En utilisant le théorème de fluctuation-dissipation, il détermine les propriétés statistiques des fluctuations thermiques agissant sur une particule mono-domaine. Plus tard, Lyberatos *et al.*[54] réalisent que cette théorie est aussi applicable aux simulations micromagnétiques (décrites dans la section 1.8). Ils adaptent les équations de Brown et étendent le champ effectif \vec{H}_{eff} dans l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert avec un champ thermique stochastique \vec{H}_{th} obéissant aux propriétés suivantes :

$$\langle \vec{H}_{th} \rangle = 0 \quad (1.46)$$

$$\langle \vec{H}_{th,i}(t) \vec{H}_{th,j}(t') \rangle = \sigma \delta(t - t') \delta_{ij} \quad (1.47)$$

$$\sigma = \frac{2\alpha k_B T}{\mu_0 M_S \gamma_0 V_C} \quad (1.48)$$

où i et j correspondent aux coordonnées de l'espace cartésien x, y, z . Le champ thermique a une moyenne temporelle nulle (équation 1.46), il est décorrélé en temps et en espace (équation 1.47) et son intensité σ est donnée par l'équation 1.48. Dans cette équation V_C est le volume dans lequel les fluctuations thermiques sont considérées.

Numériquement, le champ thermique ajouté au champ effectif est défini comme :

$$\vec{H}_{th}(t) = \vec{\eta}(t) \sqrt{\frac{2\alpha k_B T}{\mu_0 M_S \gamma_0 V_C \Delta t}} \quad (1.49)$$

où Δt est le pas de temps utilisé pour intégrer les équations micromagnétiques et $\vec{\eta}$ est un vecteur de trois composantes aléatoires définies par une distribution gaussienne de moyenne nulle et de déviation standard égale à 1 (bruit blanc). Il est à noter que la dépendance du champ thermique avec le pas de temps Δt interdit l'utilisation d'une méthode de résolution des équations avec un pas de temps adaptatif. En effet, la moyenne temporelle du terme aléatoire $\vec{\eta}$ doit être nulle, et sa déviation standard égale à 1. Si on adapte notre pas de temps de telle manière que de petits champs thermiques soient appliqués pendant des pas de temps longs et de grands champs thermiques sur des pas petits, alors nous changeons la distribution des nombres aléatoires et les équations ne sont pas correctement résolues.

1.7.2 Équations de Langevin

Dans la section 1.5.1, nous avons introduit les équations du modèle unidimensionnel qui décrivent le comportement dynamique d'une paroi non piégée sous l'influence d'un champ magnétique externe et/ou d'un courant polarisé en spin. Ces équations sont déterministes et ne tiennent pas compte du désordre thermique et des effets d'un potentiel de piégeage. Nous allons donc ajouter aux équations 1.33 et 1.34 le champ de piégeage $H_p(X)$, défini dans la section 1.6, ainsi que des champs thermiques ajustés au cas unidimensionnel afin d'obtenir les équations de Langevin décrivant la dynamique stochastique d'une paroi de domaine. Les équations modifiées correspondent à :

$$\alpha \frac{\dot{X}}{\Delta} + \dot{\phi} = \gamma_0(H_e + H_p(X) + H_{th,X}(t)) + \frac{\beta u}{\Delta} \quad (1.50)$$

et

$$\frac{\dot{X}}{\Delta} - \alpha \dot{\phi} = \frac{\gamma_0 H_K}{2} \sin 2\phi + \frac{u}{\Delta} + \gamma_0 H_{th,\phi}(t) \quad (1.51)$$

Dans ces équations, $H_{th,X}$ et $H_{th,\phi}$ représentent les fluctuations thermiques en position et en angle respectivement. Ils sont similaires au champ thermique défini par l'équation 1.49 mais dans le cas unidimensionnel, nous utilisons le volume de la paroi de domaine V_{DW} dans l'expression de σ . On obtient alors :

$$H_{th,i}(t) = \eta_i(t) \sqrt{\frac{2\alpha k_B T}{\mu_0 M_S \gamma_0 V_{DW} \Delta t}} \quad (1.52)$$

où $i = X$ ou ϕ et η_i est un nombre aléatoire généré par une distribution gaussienne de moyenne nulle et de déviation standard égale à 1. De plus, le volume de la paroi de domaine est défini par $V_{DW} = S\Delta$ où S est la section du nanofil. En réécrivant les équations 1.50 et 1.51 on arrive aux équations de Langevin :

$$(1+\alpha^2) \frac{\dot{X}}{\Delta} = \alpha \gamma_0(H_e + H_p(X)) + \frac{\gamma_0 H_K}{2} \sin 2\phi + (1+\alpha\beta) \frac{u}{\Delta} + \gamma_0 H_{th,\phi}(t) + \alpha \gamma_0 H_{th,X}(t) \quad (1.53)$$

$$(1+\alpha^2) \dot{\phi} = \gamma_0(H_e + H_p(X)) - \frac{\alpha \gamma_0 H_K}{2} \sin 2\phi + (\beta - \alpha) \frac{u}{\Delta} + \gamma_0 H_{th,X}(t) - \alpha \gamma_0 H_{th,\phi}(t) \quad (1.54)$$

Ces équations permettent de décrire la dynamique stochastique d'une paroi de domaine dans les approximations du modèle unidimensionnel.

Au cours de cette thèse, nous avons analysé un certain nombre de nano-systèmes ferromagnétiques via les simulations micromagnétiques tout en comparant les résultats obtenus avec le modèle unidimensionnel précédemment décrit. La dernière section de ce chapitre est une présentation des différentes méthodes de calcul micromagnétique utilisées.

1.8 Simulations micromagnétiques

Vue la complexité des équations micromagnétiques, seulement quelques problèmes simples peuvent être résolus de manière analytique. Ce manque de solutions analytiques

justifie l'utilisation des simulations numériques pour résoudre des problèmes micromagnétiques complexes. Pour effectuer des simulations micromagnétiques, un ensemble d'équations différentielles aux dérivées partielles doit être résolu de manière répétitive. Afin de mener à bien ces calculs, la structure simulée représentant le système micromagnétique étudié doit être spatialement discrétisée. Les deux méthodes les plus largement utilisées en micromagnétisme sont la méthode de calcul par éléments finis (FE) et la méthode par différences finies (FD). Dans les deux cas, il est nécessaire de calculer numériquement l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert sur une fenêtre temporelle de simulation. Au cours de cette thèse, nous avons utilisé les deux méthodes. Le chapitre 2 portant sur les interactions entre parois de domaines et le chapitre 3 concernant la dynamique non-linéaire d'une paroi piégée ont été traités avec le programme Nmag [55] utilisant la méthode par éléments finis, tandis que la dernière partie présentée au chapitre 4 a été plus largement traitée par différences finies avec le programme MuMax3 [13] et comparée avec Nmag.

Les deux méthodes précédemment citées se distinguent par la façon de discrétiser la structure simulée. La méthode par éléments finis subdivise l'espace en plusieurs tétraèdres (éléments). La géométrie de ces tétraèdres varie dans la région simulée, ce qui amène à un maillage non périodique. Ce type de discrétisation est plus adapté pour des géométries avec un certain nombre de courbures, ou avec des angles différents de 90 degrés. La figure 1.13(a) illustre bien ce type de discrétisation. On observe que la géométrie cylindrique est bien respectée via l'agencement des tétraèdres. La méthode par différences finies quant à elle, subdivise l'espace en pavés cubiques ou en parallélépipèdes rectangles (cellules). Ce maillage périodique est très bien adapté pour des structures simples (cubiques ou rectangulaires). En effet, on peut constater sur la figure 1.13(b) que le bord du cylindre a une structure en escalier. L'avantage principal de ce type de maillage est sa nature périodique qui intervient dans le calcul du champ démagnétisant. Par ailleurs, pour que la dynamique de l'aimantation soit déterminée de manière précise, il est nécessaire que la dimension de chaque élément (ou cellule) soit inférieure à la longueur d'échange l_{ex} , ou inférieure à Δ si l'anisotropie magnéto-cristalline est grande. Si la distance de discrétisation entre deux moments magnétiques est supérieure à l_{ex} , l'énergie d'échange sera mal évaluée et l'orientation des moments magnétiques sera biaisée. Cette nécessité s'applique aux deux méthodes de calcul numérique. Dans nos simulations, nous avons vérifié systématiquement que la réduction de la taille du maillage ne change pas les résultats obtenus.

La détermination du champ démagnétisant est l'étape la plus chronophage des simulations micromagnétiques, puisqu'elle résulte de l'interaction à longue distance entre tous les moments magnétiques. Nous avons établi dans la section 1.1.2, que le champ démagnétisant peut être obtenu via le potentiel scalaire ϕ_M en utilisant $\vec{H}_D = -\nabla\phi_M$. La méthode utilisée dans Nmag pour déterminer le potentiel scalaire est celle proposée par Fredkin et Koehler [56] où le champ démagnétisant est évalué à chaque noeud du maillage. Pour une structure 3D, cette méthode nécessite le calcul d'une matrice dont la taille est en $\mathcal{O}(N_V^{4/3})$, où N_V est le nombre de noeuds dans le volume de la région magnétique simulée. Cependant, la matrice des éléments de bords a une taille en $\mathcal{O}(N_S^2)$, où N_S est le nombre de noeuds en surface. Cette méthode est donc peu appropriée pour simuler des films minces magnétiques dans lesquels le nombre d'éléments de surface est considérable. Enfin, ce type de calcul numérique nécessite que la discrétisation de l'espace se fasse uniquement sur la région magnétisée.

Le programme MuMax3 utilise une approche différente basée sur la deuxième défi-

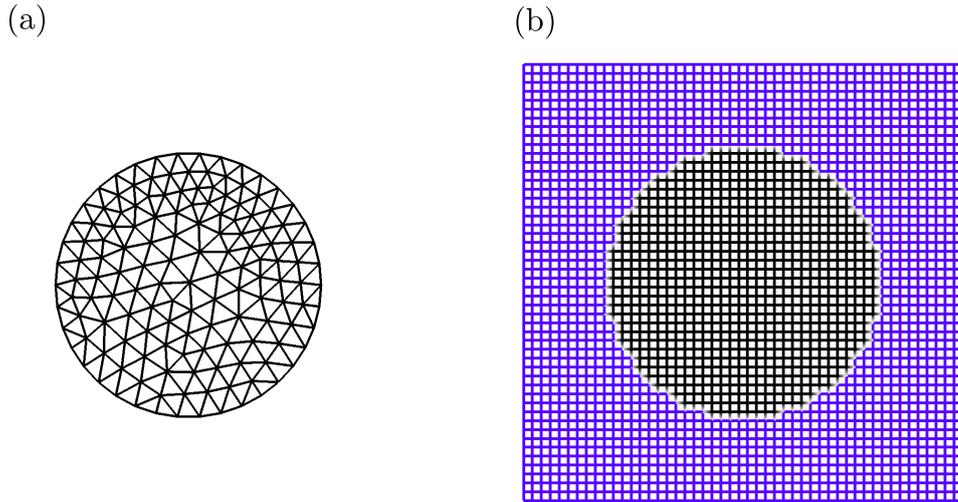


FIGURE 1.13 – Discrétisation d'un cylindre de 60 nm de diamètre par éléments finis (a) et par différences finies (b).

inition du champ démagnétisant décrite dans la section 1.1.2 qui consiste à déterminer le tenseur démagnétisant \mathcal{N} et ainsi à utiliser l'expression $\vec{H}_D = -\mathcal{N}\vec{M}$. La méthode des différences finies permet d'évaluer le champ démagnétisant comme une convolution discrète de l'aimantation avec le tenseur démagnétisant :

$$\vec{H}_D(\vec{r}_i) = \mathcal{N}_{ij} * \vec{M}_j \quad (1.55)$$

où $i, j = 1, \dots, N_C$, avec N_C le nombre de cellules, \vec{r}_i correspond à la position du centre de la cellule i . Le tenseur démagnétisant est construit en supposant l'aimantation au centre de la cellule constante [57]; seule son orientation varie. La nature périodique du maillage permet l'application de la transformée de Fourier sur l'équation 1.55 et donc le théorème de convolution qui accélère le calcul puisque la matrice (après FFT) a une taille en $\mathcal{O}(N_C \log N_C)$ [58]. Le champ démagnétisant est alors obtenu par transformée de Fourier inverse et moyenné sur le volume de la cellule. L'utilisation de la transformée de Fourier implique que même les régions non magnétiques doivent être discrétisées. La figure 1.13(b) met en exergue cette particularité. En effet, la zone magnétisée correspond au cylindre représenté en noir tandis que l'espace qui l'entoure est aussi discrétisé mais défini comme non magnétique. Par ailleurs, MuMax3 utilise le calcul accéléré sur processeur graphique (GPU) ce qui permet un gain de temps considérable par rapport au calcul sur l'unité centrale de traitement (CPU) réalisé par Nmag. Enfin, nous avons remarqué une différence entre les résultats obtenus avec MuMax3 et Nmag lorsque nous avons cherché les potentiels de piègeages induits par des constriction rectangulaires présentés au chapitre 4. Une différence de champ de dépiégeage a été observée pour des constriction de même dimension. Nous pensons que cette différence est due au fait que l'aimantation est calculée au centre de la cellule avec MuMax3 contrairement à Nmag où elle est déterminée aux sommets des tétraèdres.

1.9 Conclusion du chapitre

Au cours de ce chapitre, nous avons pu aborder les notions essentielles à la compréhension des travaux réalisés dans le cadre de cette thèse. Les énergies micromagnétiques ont été définies, ainsi que l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert qui régit la dynamique de l'aimantation dans un cadre semi-classique. Nous avons mis en évidence la formation des domaines magnétiques à travers la fermeture des lignes de champ démagnétisant, ce qui a permis de donner la définition des parois de domaines. En partant de l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert, nous sommes arrivés aux équations qui permettent de décrire la dynamique des parois de domaines d'un point de vue unidimensionnel. Nous avons abordé la dynamique des parois lorsqu'elles sont soumises à un champ magnétique constant, et lorsqu'elles sont sous l'influence d'un courant constant polarisé en spin. Dans les deux cas, nous avons fait la distinction entre la dynamique d'une paroi dans un nanofil cylindrique et planaire. Nous avons discuté sur le piégeage des parois, qui est un point clé de cette thèse, ainsi que les effets de la température sur la dynamique des parois de domaines. Enfin, nous avons examiné les différences entre les simulations micromagnétiques par éléments finis et par différences finies. Ces notions seront utilisées, et parfois approfondies, au fur et à mesure des chapitres consacrés aux résultats.

Chapitre 2

Interaction entre parois de domaines

Ce second chapitre est consacré à l'étude de l'interaction entre parois de domaines dans des nanofils cylindriques et planaires. Il est basé essentiellement sur des résultats micromagnétiques, contrairement aux chapitres 3 et 4 où le modèle unidimensionnel est confronté aux résultats numériques.

La section 2.1 est un état de l'art sur ce sujet. Nous examinerons les recherches réalisées sur les interactions entre parois de domaines peuplant des nanofils différents ou lorsqu'elles se trouvent au sein d'un même nanofil. Les sections suivantes présentent les résultats obtenus pendant cette thèse. La section 2.2 est dédiée à l'interaction entre parois transverses non piégées dans un cylindre ou une nanopiste. La section 2.3 met en exergue l'interaction entre parois transverses piégées dans un nanofil cylindrique. Nous aborderons en premier lieu le piégeage par constriction radiale. En second lieu, l'influence de l'interaction entre deux parois sur le processus de dépiégeage sous champ magnétique sera étudiée, ainsi que l'énergie d'interaction. La section 2.4 reprend le même schéma d'étude précédemment cité pour le cas des nanofils planaires. En outre, l'effet de la rugosité sera étudié pour chaque système.

2.1 État de l'art

L'étude des interactions entre parois de domaines a un intérêt aussi bien fondamental qu' applicatif. Les dispositifs basés sur le contrôle et le déplacement des parois de domaines, cités en introduction, font intervenir une multitude de parois et de nano-structures magnétiques confinées dans un espace restreint. L'interaction entre ces différents systèmes physiques est inévitable et va influencer sur la dynamique des parois de domaines. Dans un premier temps, nous allons présenter les recherches réalisées sur les interactions entre parois dans des nanofils voisins, puis dans un second temps, l'interaction entre parois dans un même nanofil.

2.1.1 Interaction entre parois dans des nanofils voisins

Les effets de la présence d'une paroi de domaine transverse sur l'état magnétique de nano-structures annulaires rapprochées entre elles ont été constatés [59,60], et expliqués par l'addition d'un champ magnétique local correspondant au champ de fuite de la paroi. Quelques années plus tard, une analyse quantitative de l'interaction entre parois trans-

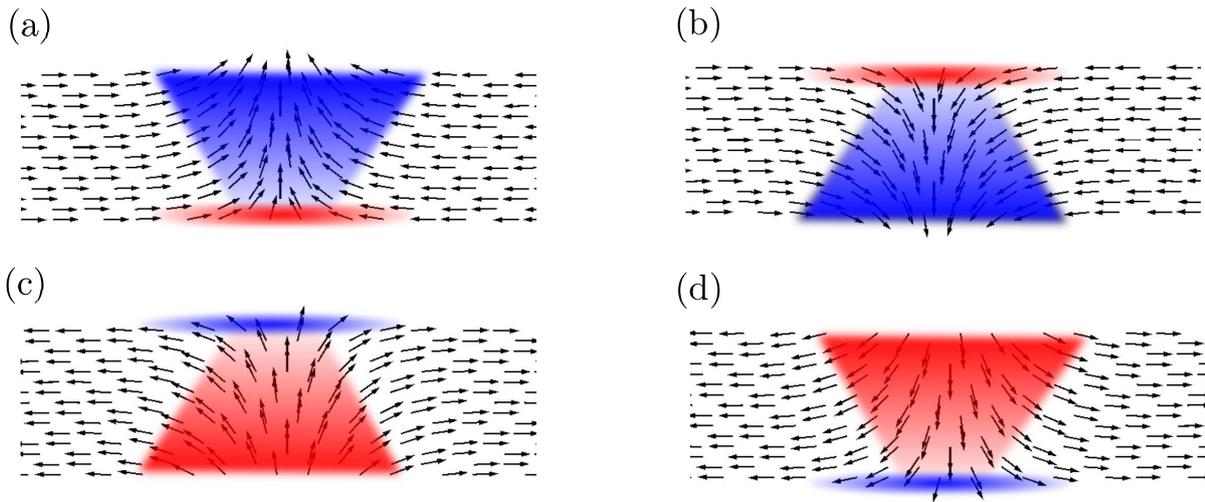


FIGURE 2.1 – Représentation de la distribution des charges magnétiques pour des parois *head-to-head* (a)-(b) et *tail-to-tail* (c)-(d) dans une nanopiste à section rectangulaire. Les charges sont données par le gradient de couleurs partant du rouge (charges négatives) au bleu (charges positives). Les flèches représentent les moments magnétiques.

verses dans des nanofils planaires voisins a été réalisée [61]. Cette étude expérimentale met en évidence l'interaction attractive entre deux parois de configuration magnétique opposée (*head-to-head*, *tail-to-tail*) se déplaçant dans deux nanopistes adjacentes en permalloy ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$). Cette étude montre la forte dépendance de l'interaction en fonction de l'espacement entre les nanopistes en mesurant le champ nécessaire pour séparer les parois de leur attraction mutuelle. L'attraction entre les parois est expliquée par l'interaction entre les distributions de charges magnétiques portées par les parois transverses ($\rho_V = -\nabla \cdot \vec{M}$, $\sigma_S = \vec{M} \cdot \vec{n}$). La figure 2.1 met en évidence de telles distributions pour des parois transverses de configurations et chiralités différentes.

La dépendance de la distribution de charges d'une paroi transverse en fonction de la largeur du nanofil planaire a été étudiée [62]. Cette étude montre que la densité de charges surfaciques sur le bord chargé positivement de la paroi a un profil plus étendu que pour le côté chargé négativement dans un nanofil de 200 nm de largeur. *A contrario*, pour un nanofil de largeur réduite (40 nm) la distribution de charges est quasi-équivalente pour chaque bord de la paroi.

D'autres études expérimentales sur l'interaction entre parois dans des nanofils planaires voisins furent réalisées [63,64], montrant le caractère attractif et répulsif de l'interaction en fonction de la configuration magnétique des parois transverses et vortex. Par ailleurs, la dynamique non-linéaire de parois couplées par l'interaction magnétostatique dans des nanopistes adjacentes et soumises à une excitation harmonique a été examinée [65]. Enfin, l'énergie d'interaction entre deux parois transverses peuplant des nanofils différents a été calculée analytiquement par expansion multipolaire de l'énergie de démagnétisation du système [66].

L'interaction entre parois transverses dans des nanofils cylindriques adjacents a aussi été étudiée sous différents aspects. Une étude sur le mouvement de deux parois transverses couplées et de charges opposées a été réalisée micromagnétiquement [67]. Il est

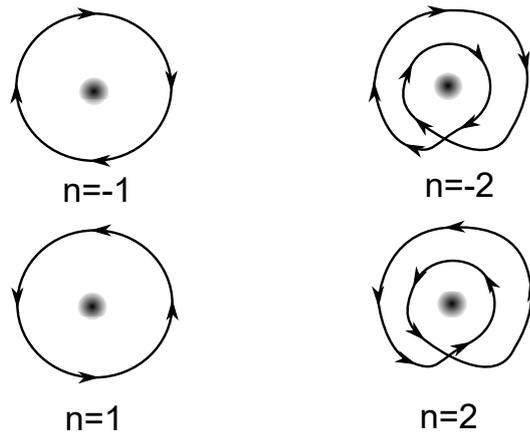


FIGURE 2.2 – Schéma illustrant la détermination du nombre d'enroulements en comptant le nombre de fois qu'une courbe fermée, représentant de manière simplifiée le champ vectoriel, entoure le défaut (point gris dégradé). Le sens de la courbe indique le signe de n .

montré qu'une paroi à la chiralité changeante due à l'application d'un courant polarisé va induire, par interaction, un changement de chiralité sur une paroi adjacente non soumise à un courant. Ce retournement de l'aimantation permet de conserver l'interaction attractive entre les deux parois afin de minimiser l'énergie. Une analyse micromagnétique de l'interaction entre une paroi transverse piégée par constriction radiale et une autre paroi non piégée dans des nanofils cylindriques a été menée [68]. Dans cette étude, les potentiels de piégeage induits par la constriction et par l'interaction attractive ont été déterminés ainsi que les effets de la rugosité de surface sur la dynamique des parois et la forme des potentiels. Enfin, la dynamique de deux parois transverses de même charge en interaction a montré un comportement oscillatoire lors de l'écartement des parois, dû à leur répulsion [69].

Bien que dans cette thèse nous n'ayons pas traité le cas des parois de domaines en interaction dans des nanofils voisins, il semblait nécessaire de faire une aparté bibliographique à ce sujet. Nous avons pu aborder la notion de distribution de charges dans les parois transverses. Une paroi en configuration *head-to-head* porte une charge majoritairement positive tandis que dans la configuration *tail-to-tail* la paroi porte une charge négative. Nous allons à présent faire une étude bibliographique sur les parois de domaines en interaction dans un même nanofil.

2.1.2 Interaction entre parois dans un même nanofil

Nous avons constaté dans la sous-section précédente que l'interaction entre parois pouvait être décrite par une approche coulombienne en considérant les parois comme des distributions de charges magnétiques. Cependant, l'interaction entre parois peut être aussi interprétée en utilisant la topologie. Une paroi de domaine étant une configuration magnétique non uniforme, elle peut être vue comme un défaut topologique ou un soliton [70]. Un défaut topologique est caractérisé par le numéro d'enroulement (*winding number*) n , qui compte le nombre de fois que le champ vectoriel (ici l'aimantation) est enroulé

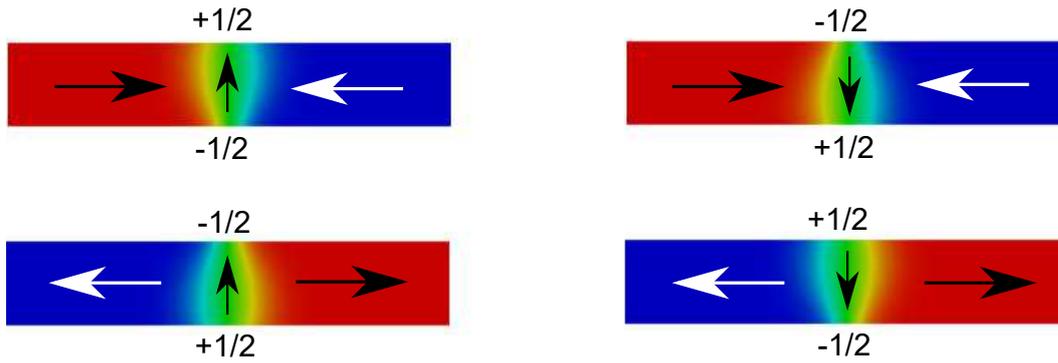


FIGURE 2.3 – Représentation des numéros d’enroulement pour des parois transverses dans des nanofils planaires.

autour du cercle unitaire entourant le défaut. Par ailleurs, le sens dans lequel le champ vectoriel tourne autour du défaut détermine le signe de n . La figure 2.2 schématise ces propos de manière simplifiée.

Il a été montré que les parois transverses dans les nanofils planaires sont des objets formés par deux défauts topologiques de bord avec un numéro d’enroulement demi-entier ($n = \pm 1/2$) [71]. La figure 2.3 montre les différentes configurations magnétiques des parois transverses et leurs numéros d’enroulement respectifs qui dépendent de la chiralité. Il est à noter que le numéro d’enroulement total d’une paroi de domaine est nul. Enfin, deux défauts topologiques de bords avec des nombres d’enroulement opposés peuvent être déformés de manière continue jusqu’à s’annihiler, ce qui représente une interaction attractive entre deux défauts. À l’inverse, des défauts de bords avec des nombres d’enroulement égaux seront repoussés et une force extérieure sera nécessaire pour les annihiler (interaction répulsive). Cette interprétation topologique des interactions entre parois dans un même nanofil a été largement utilisée pour expliquer les différents comportements observés lors de la rencontre entre des parois. Cependant, l’interprétation coulombienne est tout à fait valable et lorsque les parois sont à très faible distance l’une de l’autre, l’interaction d’échange doit être prise en considération.

L’interaction entre parois de domaines au sein d’une même structure planaire a été observée expérimentalement dans des nano-systèmes annulaires composés par deux domaines magnétiques [72]. Cette expérience a montré que deux parois de chiralité différente pouvaient former un état métastable représentant une paroi 360° après leur collision. Par la suite, une analyse micromagnétique de la collision entre deux parois transverses [73] a montré, par l’interprétation topologique, que les parois s’annihilaient lorsque leurs défauts topologiques de bords étaient opposés. De plus, lorsque les nombres d’enroulement aux bords étaient de même signe, les deux parois formaient une paroi 360° et un champ magnétique supérieur à 600 Oe était nécessaire pour annihiler cet état métastable dans un nanofil de 5 nm d’épaisseur. Cette amplitude importante de champ magnétique est due au fait que les moments magnétiques sont confinés par l’anisotropie de forme. Une étude micromagnétique similaire à celle précédemment citée et menée par le même groupe [74] a permis d’extraire l’énergie d’interaction entre les parois via l’interprétation coulombienne en approximant les parois comme deux dipôles en interaction. Plus récemment, il a été montré que la compétition entre les interactions attractives et répulsives dans

des parois vortex conduisait aussi à des états métastables composés de deux ou plusieurs parois [75]. De plus, la possibilité de contrôler la trajectoire des parois vortex dans des jonctions-Y planaires en jouant sur les défauts topologiques de bords a été analysée [76]. Enfin, l'énergie d'interaction entre parois transverses dans un même nanofil a été exprimée analytiquement en utilisant le développement multipolaire [66]. En considérant \vec{r}_1 et \vec{r}_2 les positions des centres des parois de domaines, le développement en série de Taylor au deuxième ordre en \vec{r}_1 et \vec{r}_2 conduit à l'énergie d'interaction :

$$E_i \simeq \frac{\mu_0}{4\pi|\vec{d}|} q_1 q_2 + \frac{\mu_0}{4\pi|\vec{d}|^3} (\vec{p}_1 q_2 - q_1 \vec{p}_2) \vec{d} + \frac{\mu_0}{8\pi|\vec{d}|^5} \vec{d} (2(\vec{p}_1 \vec{p}_2) \mathbb{I} - 6\vec{p}_1 \otimes \vec{p}_2 + Q_1 q_2 + q_1 Q_2) \vec{d} \quad (2.1)$$

où q_i , p_i et Q_i sont le monopole et les moments dipolaires et quadrupolaires de la paroi i , respectivement. De plus, d est la distance entre les deux parois. Le moment monopolaire de la paroi i est :

$$q_i = 2M_S a_i S \quad (2.2)$$

où a_i permet la distinction entre une paroi *head-to-head* ($a_i = +1$) et *tail-to-tail* ($a_i = -1$). Le produit $a_1 a_2$ est toujours égal à -1 lorsque les parois sont dans le même nanofil. Dans ce cas, les contributions à l'énergie d'interaction sont :

$$E_{qq} = \frac{\mu_0 M_S^2 S^2}{\pi d} a_1 a_2 \quad (2.3)$$

pour l'interaction monopôle-monopôle :

$$E_{pp} = \frac{\mu_0 M_S^2 S^2}{4d^3} \pi \Delta^2 \cos(\phi_1 - \phi_2) \quad (2.4)$$

pour l'interaction dipôle-dipôle :

$$E_{Qp} = \frac{\mu_0 M_S^2 S^2}{12\pi d^3} (2\pi^2 \Delta^2 - w^2 - t^2) a_1 a_2 \quad (2.5)$$

pour l'interaction quadrupôle-monopôle. Ainsi l'énergie d'interaction est donnée par :

$$E_i(d) = \frac{-\mu_0 M_S^2 S^2 a_1 a_2}{\pi d} \left(1 + \frac{\pi^2 \Delta^2 (2 + 3a_1 a_2 \cos(\phi_1 - \phi_2)) - w^2 - t^2}{12d^2} \right) \quad (2.6)$$

Les orientations des moments magnétiques dans les parois sont représentées par les angles ϕ_1 et ϕ_2 . La largeur et l'épaisseur du nanofil sont données par w et t respectivement. Cette expression de l'énergie d'interaction prend uniquement en compte l'énergie magnéto-statique entre les parois. Elle est donc valide pour des distances de séparation suffisamment grandes. Lorsque les parois sont trop rapprochées, l'interaction d'échange doit être prise en compte.

Contrairement au cas planaire, l'interaction entre parois de domaines dans un même nanofil cylindrique a été très peu étudiée. Cependant, des recherches ont montré la formation d'états métastables oscillants formés par deux parois transverses dans un nanofil cylindrique [77]. Les effets de l'anisotropie magnéto-cristalline sur la durée de vie (durée avant l'annihilation des parois) de ces états ont été rapportés. Pour un nanofil en nickel sans anisotropie magnéto-cristalline, une durée de vie de 300 ns a été observée, tandis que dans le cas du cobalt à forte anisotropie perpendiculaire, la paire de parois est annihilée en 1.5 ns. Ceci s'explique par le fait que pour le nickel, l'aimantation dans les parois oscille librement entretenant l'état métastable. Dans le cas du cobalt, l'aimantation est frustrée dans le plan perpendiculaire à l'axe du nanofil empêchant toute oscillation et conduisant, via l'interaction attractive, à l'annihilation rapide des parois.

2.1.3 Objectifs du chapitre

Après avoir exposé l'état de l'art actuel, majoritairement sur les interactions entre parois transverses, on peut désormais apprécier le sujet d'étude traité dans ce chapitre et son inscription dans le contexte actuel des interactions entre parois. Ces travaux visent à explorer trois thématiques.

Dans un premier temps, une étude préliminaire consistant à analyser l'interaction entre trois parois de domaines non piégées dans des nanofils cylindriques et planaires, sera réalisée et les effets de la rugosité seront mis en évidence. Nous analyserons l'influence d'une troisième paroi en regardant la durée de vie des états métastables formés par deux parois.

Dans un second temps, l'interaction entre deux parois piégées par une constriction radiale dans un nanofil cylindrique sera étudiée. Nous constaterons l'influence de l'interaction sur la dynamique de ces parois et sur le processus de dépiégeage sous champ magnétique. En outre, les effets de la rugosité de surface seront aussi considérés et l'énergie d'interaction sera approximée.

Enfin, une étude similaire à celle précédemment citée sera menée dans le cas des nanofils planaires dans lesquels les parois sont piégées par des crans rectangulaires.

L'enrichissement des connaissances fondamentales sur les parois de domaines et les intérêts applicatifs qui en découlent, nous ont poussé à étudier ces thématiques manquantes dans la littérature. Nous apportons donc notre brique à l'édifice des interactions entre parois de domaines.

2.2 Interaction entre parois non piégées

Dans cette section, notre but est d'étudier la relaxation de trois parois transverses non piégées dans des nanofils cylindriques et planaires en nickel.

2.2.1 Nanofil cylindrique idéal

Dans un premier temps, nous étudions par éléments finis, via le programme Nmag, un nanofil cylindrique idéal (non rugueux) de longueur $L_x=1200$ nm et de diamètre $d_c=60$ nm. Le cylindre est discrétisé en tétraèdres de 4 nm de côté, inférieur à la longueur d'échange d'environ 5 nm pour le nickel. Nous avons utilisé les paramètres associés à ce matériau avec l'aimantation à saturation $\mu_0 M_S = 0,6$ T, la raideur d'échange $A = 1.05 \times 10^{-11}$ J/m, le rapport gyromagnétique $\gamma_0 = 2.44146 \times 10^5$ m/As et la constante d'amortissement de Gilbert $\alpha = 0.015$ [78]. Par ailleurs, la faible anisotropie magnéto-cristalline du nickel a été négligée puisqu'il a été montré que l'axe de facile aimantation correspondait à l'axe du nanofil dû à la prédominance de l'anisotropie de forme [79].

La simulation est initialisée avec trois parois de domaines séparées par une distance de 260 nm. L'aimantation dans les parois extérieures pointe dans la même direction suivant l'axe y tandis que la paroi centrale pointe suivant l'axe z , faisant un angle de 90° avec les deux autres parois. La figure 2.4 représente la configuration magnétique initiale. Les parois ne sont soumises à aucunes forces extérieures et sont libres de relaxer. La dynamique dans le nanofil est alors dominée par les interactions entre parois. Les parois extérieures interagissent aussi avec les bords latéraux du cylindre, mais cette interaction est faible puisque

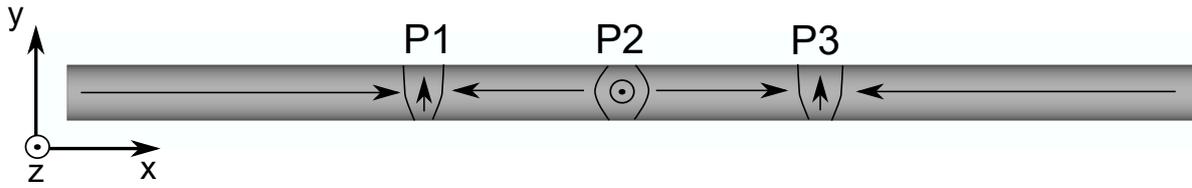


FIGURE 2.4 – Schéma représentant la configuration magnétique initiale des trois parois de domaines (P1, P2, P3) dans le nanofil cylindrique.

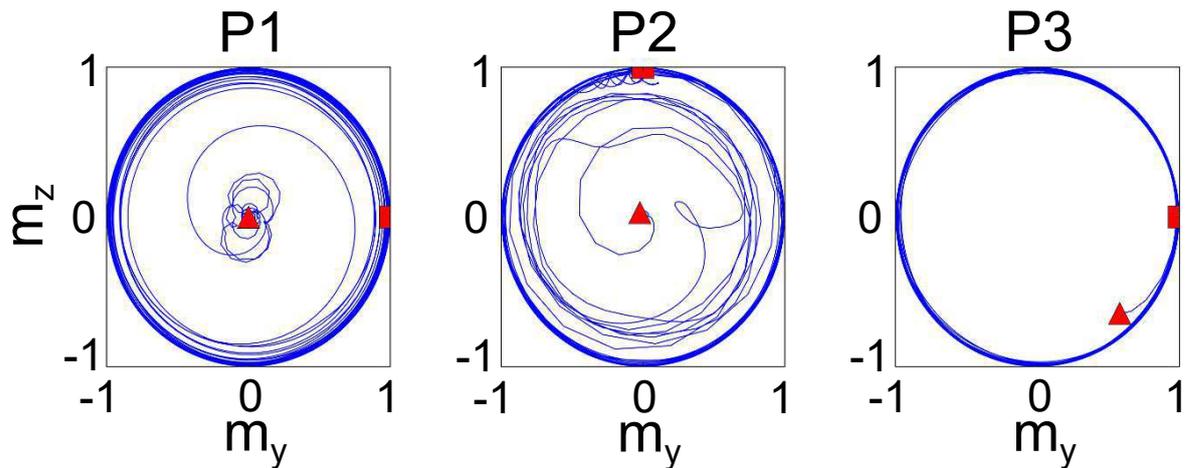


FIGURE 2.5 – Rotation de l'aimantation dans le plan (yz) aux centres des parois P1, P2 et P3. Le rectangle rouge indique la position initiale alors que le triangle rouge représente la position finale.

la distance qui sépare le bord d'une paroi extérieure est d'au moins 340 nm, supérieure à la distance entre parois. De plus, comme initialement les parois sont séparées de plus de 200 nm, la contribution principale à l'interaction provient de l'énergie dipolaire qui essaye de maintenir une orientation antiparallèle de l'aimantation entre les parois. Comme nous l'avons observé dans le chapitre 1, la géométrie cylindrique du système et l'absence d'anisotropie magnéto-cristalline permet la libre rotation des moments magnétiques autour de l'axe x . La figure 2.5 met en évidence cette rotation de l'aimantation dans le plan (yz) aux centres de chaque paroi. L'aimantation dans la paroi centrale P2, initialement désorientée par rapport aux parois P1 et P3, tourne pour garder l'antiparallélisme avec les parois extérieures. Ces rotations vont induire des oscillations durant le déplacement des parois formant un état métastable [77].

Les positions respectives des parois sont représentées sur la figure 2.6(a), où l'on peut observer les oscillations spatiales des parois. On remarque clairement un rapprochement entre les parois P1 et P2, montrant le caractère attractif de l'interaction, tandis que la distance entre les parois P2 et P3 reste constante. Vers 320 ns, les parois P1 et P2 entrent en collision et s'annihilent pour laisser place à une configuration magnétique en deux domaines. L'annihilation peut être vue sur la figure 2.5, où les composantes m_y et m_z des parois P1 et P2 s'annulent. Peu avant la collision, à 280 ns, les parois P1 et P2 se

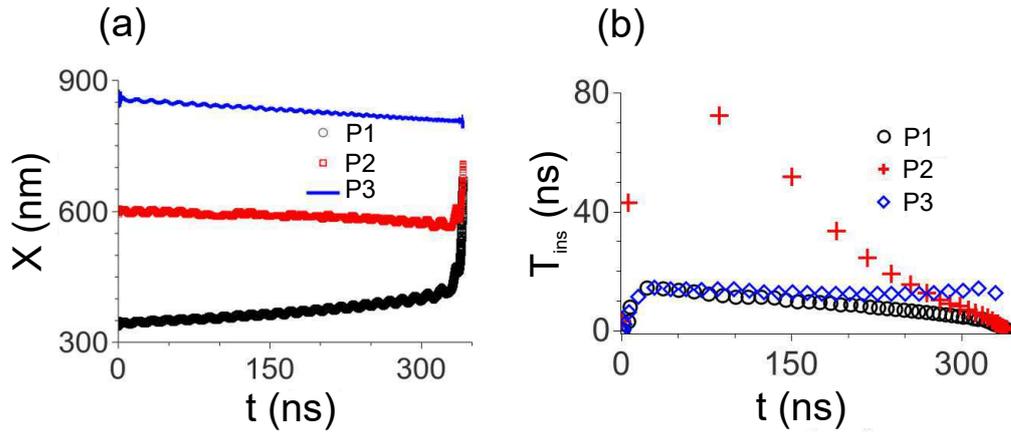


FIGURE 2.6 – (a) Évolution temporelle de la position des parois de domaines. (b) Périodes instantanées des parois P1, P2 et P3.

synchronisent comme on peut le constater sur la figure 2.6(b), représentant la période instantanée des oscillations déterminée par transformée de Hilbert. La synchronisation est le résultat de l'énergie d'échange, qui devient dominante lorsque les parois sont suffisamment rapprochées.

2.2.2 Nanofil cylindrique rugueux

Généralement, les nanofils cylindriques ou planaires présentent un certain type de rugosité de surface. Dans le cas des cylindres, la rugosité correspond à une déformation radiale de la surface. Ici, nous proposons une analyse des effets de la rugosité sur la dynamique de trois parois en interaction. Pour cela, nous avons étudié deux niveaux de déformation de la surface. La figure 2.7(a) représente un faible niveau de rugosité d'amplitude radiale $\sigma = 2$ nm et de longueur de corrélation $\lambda = 3-10$ nm (définies sur la figure 2.7(c)). L'autre niveau de rugosité est présenté sur la figure 2.7(b), correspondant à $\sigma = 4$ nm et $\lambda = 5-15$ nm.

Pour comparer le cas rugueux avec le cas idéal, nous avons utilisé la même configuration initiale des trois parois de domaines situées à égale distance l'une de l'autre (cf figure 2.4). Par ailleurs, cinq nanofils ont été étudiés pour chaque niveau de déformation afin d'évaluer les effets de la rugosité de manière statistique. Cependant, le temps considérable que demande le calcul micromagnétique pour un cylindre de cette dimension implique de faire certaines concessions sur le nombre de structures à étudier.

Entre les deux niveaux de rugosité, nous observons deux comportements différents. Pour des petites déformations, les parois effectuent parfois de petits sauts dépendant du potentiel de piégeage local induit par la rugosité. Ces sauts peuvent être observés sur la figure 2.8(a), plus particulièrement sur les variations des positions des parois P1 et P2 entre $t = 0$ ns et $t = 200$ ns. Une différence notable par rapport au cas idéal est que pour quatre cas étudiés sur cinq les parois s'annihilent après un temps plus long d'environ 400 ns. On remarque sur cette même figure que la paroi centrale oscille autour d'une position fixe avec une faible amplitude (8 nm) pendant que les parois P1 et P3 se rapprochent.

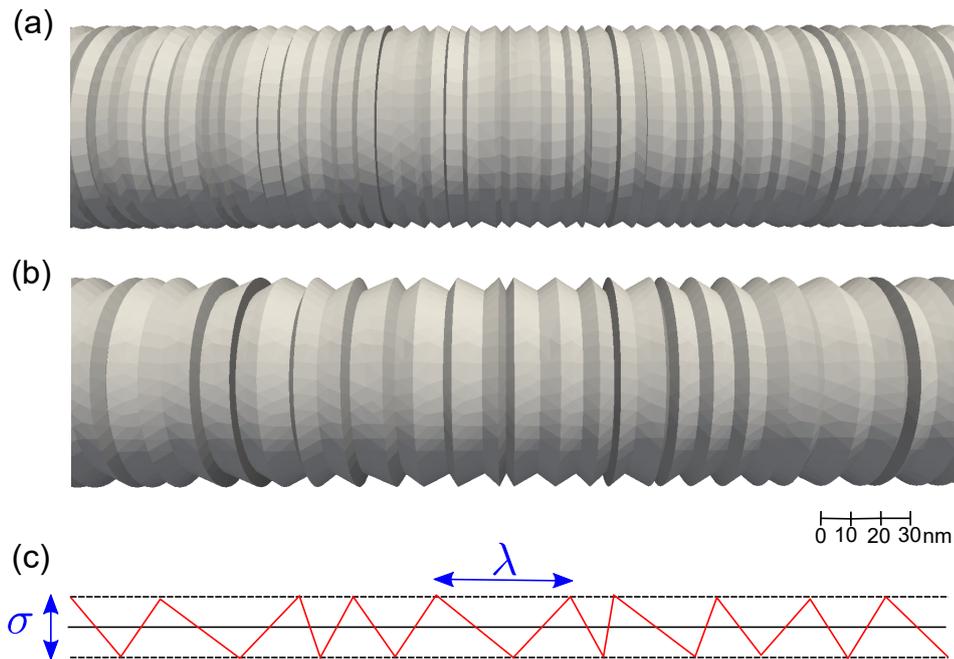


FIGURE 2.7 – Zoom sur le cylindre montrant le faible (a) ou haut (b) niveau de rugosité radiale. (c) Définition de l'amplitude radiale σ et de la longueur de corrélation λ qui caractérisent la rugosité.

Cependant, la paroi P3 s'approche plus rapidement de la paroi centrale piégée par la rugosité et donc interagit plus fortement. De plus, la figure 2.8(b) montre que la paroi centrale P2 oscille avec des périodes instantanées plus faibles que dans le cas idéal tandis que la paroi P1 voit ses périodes instantanées légèrement augmentées. Enfin, on remarque aussi que la paroi P2 synchronise ses oscillations avec la paroi P3, pour finalement sortir de sa position de piégeage local et s'annihiler avec la paroi P3.

Dans le cas où le niveau de déformation est important (figure 2.7(b)), les parois effectuent des sauts de plus grande amplitude comme on peut le voir sur la figure 2.9(a). On observe aussi que les parois s'annihilent après un temps comparable voire plus court que le cas idéal (environ 300 ns) pour quatre cas sur cinq. Pour le cas représenté sur la figure 2.9(a), les parois s'annihilent à 310 ns. Dans le cas présent, la paroi de gauche P1 et du milieu P2 tournent dans le sens horaire, mais rapidement après 50 ns, la paroi centrale P2 change son sens de rotation puisqu'elle saute vers la paroi de droite P3, tandis que la paroi P1 reste piégée à une position fixe. Après 150 ns, la paroi centrale oscille de manière quasi-synchrone avec la paroi de droite, comme le montre la figure 2.9(b), tout en se rapprochant mais sans s'annihiler avant 310 ns. On remarque qu'aux alentours de 250 ns, les parois P2 et P3 effectuent des sauts de grande amplitude. Les puits de potentiels locaux étant plus importants, ceci implique donc une énergie d'interaction plus intense pour que les parois s'échappent de leurs puits respectifs pour s'annihiler. En effet, l'énergie d'interaction entre les parois P2 et P3 est plus importante, et se rapproche donc plus rapidement, puisque la paroi P1, qui est piégée par la rugosité, n'interagit plus avec la paroi P2.

Les différences majeures entre les deux niveaux de rugosité, observées sur nos structures

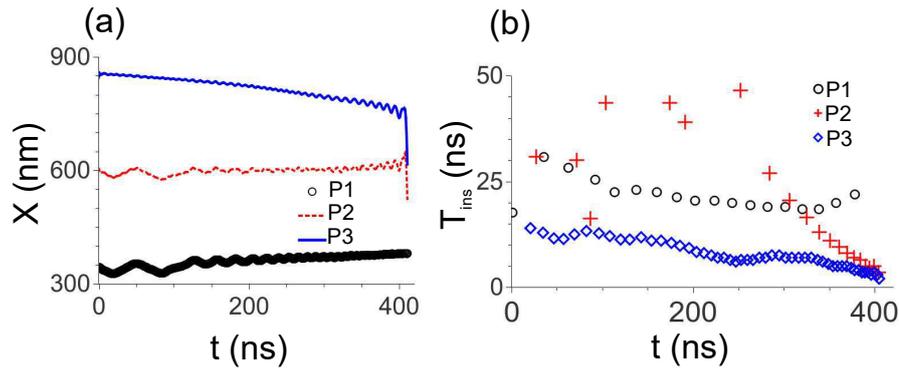


FIGURE 2.8 – (a) Évolution temporelle de la position des parois de domaines dans le nanofil cylindrique rugueux. (b) Périodes instantanées des parois P1, P2 et P3. Cas du faible niveau de rugosité ($\sigma = 2$ nm, $\lambda = 3-10$ nm)

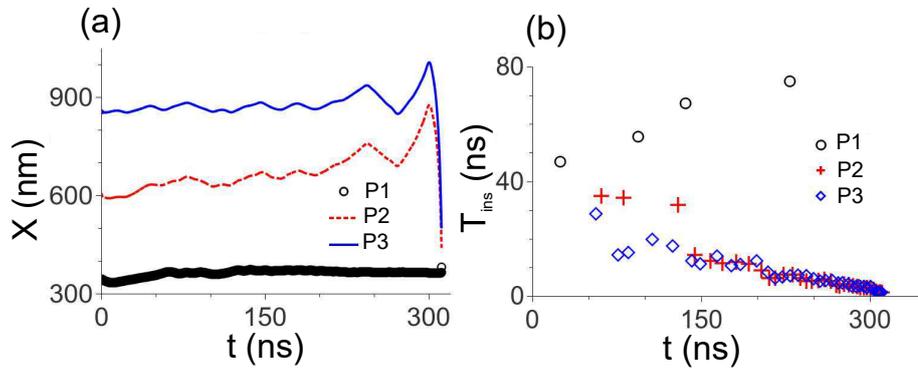


FIGURE 2.9 – (a) Évolution temporelle de la position des parois de domaines dans un nanofil cylindrique rugueux. (b) Périodes instantanées des parois P1, P2 et P3. Cas du haut niveau de rugosité ($\sigma = 4$ nm, $\lambda = 5-15$ nm)

simulées, se traduisent par une diminution du temps d'annihilation et une amplitude de saut plus importante lorsque le niveau de déformation est élevé, contrairement au bas niveau de rugosité caractérisé par des sauts de faible amplitude et une annihilation plus tardive. Le haut niveau de rugosité induisant des puits de potentiel plus profonds mais plus espacés, l'énergie potentielle de la paroi est alors plus importante lorsqu'elle s'échappe du puits et parcourt une distance plus grande entre deux puits se traduisant par des sauts de plus forte amplitude. Le faible niveau de rugosité induit des puits de plus faible profondeur mais deviennent plus répétitifs, conduisant à des piégeages de parois plus réguliers. À travers ces résultats, nous avons pu constater que la dynamique des parois, dans des nanofils cylindriques rugueux, était rythmée par des sauts dont l'amplitude variait avec le niveau de rugosité. Ces conclusions pourraient être approfondies en analysant un nombre plus important de réalisations.

2.2.3 Nanofil planaire

Dans cette étude préliminaire sur l'interaction en parois dans un même nanofil en absence de piégeage extrinsèque, deux types de géométries ont été étudiées. Nous avons étudiée précédemment le cas cylindrique, nous allons nous intéresser à présent au cas d'un nanofil planaire.

Un nanofil planaire de longueur $L_x=1200$ ns, de largeur $L_y=60$ nm et d'épaisseur $L_z=5$ nm, a été étudié micromagnétiquement. Les paramètres utilisés correspondent à ceux du nickel, précédemment décrits dans la section 2.2.1. Les dimensions ont été choisies pour que le type de paroi soit transverse. Dans ce cas, la configuration magnétique dans le nanofil correspond à trois parois consécutives alignées de manière antiparallèle. L'aimantation dans la paroi centrale faisant un angle de 180° par rapport aux parois extérieures. La figure 2.10 représente la configuration initiale des trois parois de domaines dans le nanofil planaire.

En absence de forces extérieures, les parois atteignent rapidement une position d'équilibre dans le nanofil, en fonction des interactions en jeu, comme on peut le voir sur la figure 2.11(a). Initialement, les parois étant séparées d'une distance de 260 nm, elles s'attirent et se rapprochent l'une de l'autre grâce à l'interaction dipolaire, mais rapidement après 2 ns elles se repoussent et restent stationnaires à une distance fixée. Lorsque les parois sont suffisamment proches, l'énergie d'échange prend le dessus sur l'énergie dipolaire et essayent d'aligner les moments magnétiques entre eux. Cependant, l'aimantation est figée dans le plan (yz) par la forte anisotropie de forme induite par la géométrie planaire. L'angle ϕ représenté sur la figure 2.11(b) pour chaque paroi met en évidence le confinement des moments magnétiques. L'angle reste suivant la direction y après une faible oscillation initiale d'environ 3° .

Enfin, les effets de la rugosité, cette fois considérée aux bords latéraux de la structure, ont été étudiés. Dans le cas planaire, la rugosité n'influence que très peu l'interaction, les parois sont piégées par les déformations de bords, et figées dans le plan. Elles restent donc à position fixe, comme dans le cas idéal.

2.3 Interaction entre parois piégées par déformations extrinsèques : cas cylindrique

Cette section est consacrée à l'étude de l'interaction entre deux parois de domaines transverses piégées par des constriction radiales dans un nanofil cylindrique en nickel. Dans un premier temps, nous caractériserons le potentiel de piégeage créé par une dé-

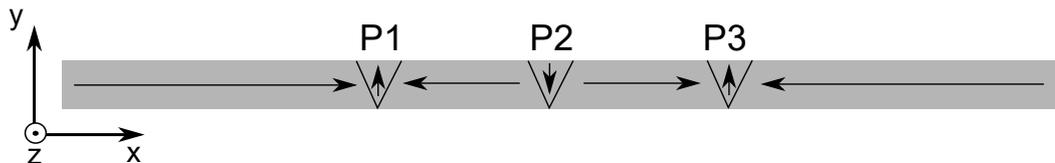


FIGURE 2.10 – Schéma représentant la configuration magnétique initiale des trois parois de domaines (P1, P2, P3) dans le nanofil planaire.

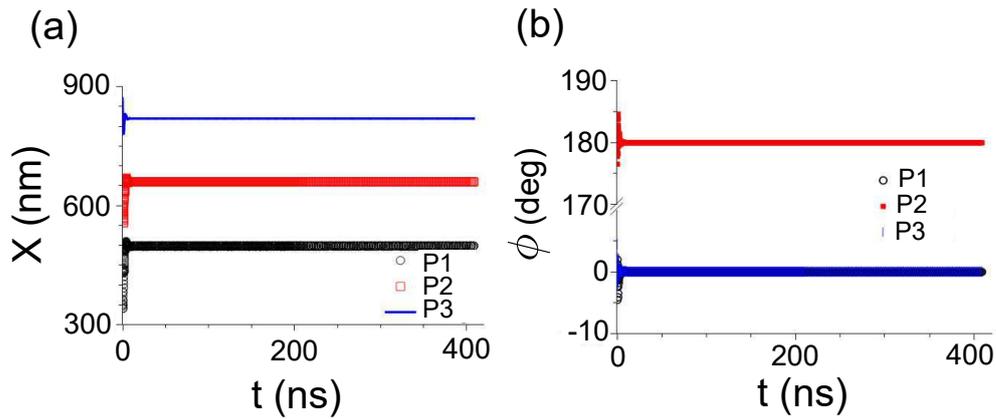


FIGURE 2.11 – (a) Évolution temporelle de la position des parois de domaines dans un nanofil planaire idéal. (b) Angle ϕ des parois P1, P2 et P3.

formation située au centre du nanofil. Puis dans un second temps, nous analyserons la dynamique sous champ magnétique de deux parois en interaction, piégées et placées de manière symétrique par rapport au centre du nanofil. Enfin, les effets de la rugosité seront examinés.

2.3.1 Piégeage par constriction radiale

Le but est de caractériser le puits de potentiel induit par une constriction radiale dans un nanofil cylindrique. Pour cela, la paroi est initialisée au centre du nanofil à l'endroit de la constriction. Dans ce cas, la structure simulée a une longueur $L_x = 900$ nm et un diamètre $d_c = 60$ nm. La constriction, quant à elle, a une largeur $n_x = 20$ nm, choisie pour correspondre à la largeur de paroi ($\Delta = 20$ nm), et une profondeur $n_r = 10$ nm. La figure 2.12(a) représente cette structure. Les paramètres utilisés correspondent à ceux du nickel précédemment décrits.

Le potentiel de piégeage est déterminé par des simulations micromagnétiques quasi-statiques [47]. Un champ magnétique est appliqué suivant l'axe de révolution du cylindre, induisant un déplacement de la paroi dans le puits de potentiel. La position ainsi que les énergies d'échange et démagnétisante sont extraites lorsque la paroi est à l'équilibre, c'est-à-dire lorsque la force de rappel induit par le potentiel compense la force de poussée engendrée par le champ sur la paroi. L'amplitude du champ magnétique est augmentée jusqu'à une valeur critique où la force est suffisamment importante pour que la paroi s'échappe du potentiel. Dans le cas d'un nanofil cylindrique, la constriction radiale crée un potentiel complexe comme on peut l'observer sur la figure 2.12(b). La complexité du potentiel réside dans le fait que la paroi peut rester piégée hors du cran. La figure 2.12(c), représentant la position de la paroi dans le potentiel en fonction du champ magnétique appliqué, montre une variation de pente lorsque la paroi est piégée à l'extérieur de la région crantée (délimitée ici par la zone en jaune). Le champ de dépiégeage obtenu dans ce cas est $H_{dep} = 300$ Oe. De plus, lorsque la paroi est soumise à un champ, elle subit de petites déformations et sa largeur diminue de 2 nm juste avant le dépiégeage passant de $\Delta = 20$ nm ($H_e = 0$ Oe) à $\Delta = 18$ nm ($H_e = 290$ Oe). Enfin, la dynamique de la paroi

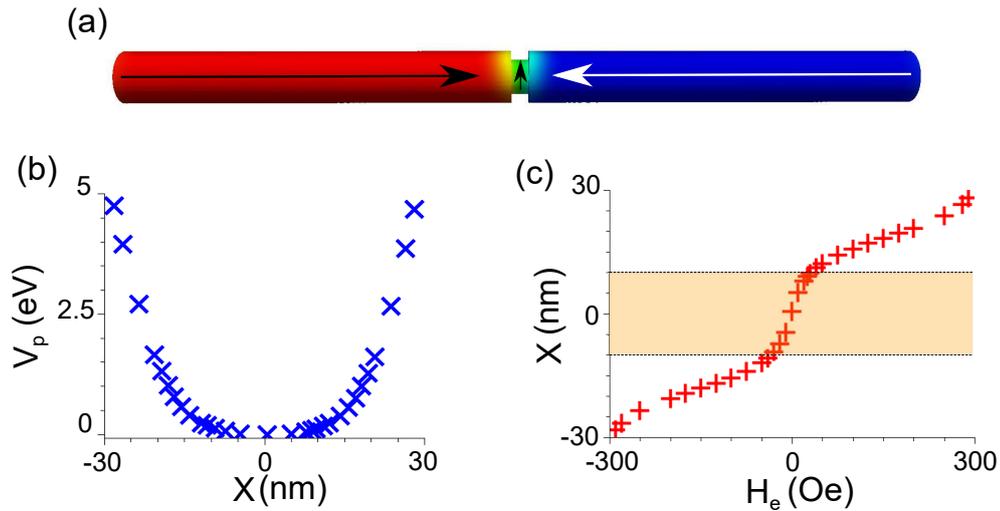


FIGURE 2.12 – (a) Structure cylindrique simulée de longueur $L_x = 900$ nm et de diamètre $d_c = 60$ nm. (b) Potentiel de piégeage induit par le cran radial de largeur $n_x = 20$ nm et de profondeur $n_r = 10$ nm. (c) Position d’équilibre de la paroi en fonction du champ magnétique appliqué. La zone en jaune correspond à la région crantée dans le nanofil.

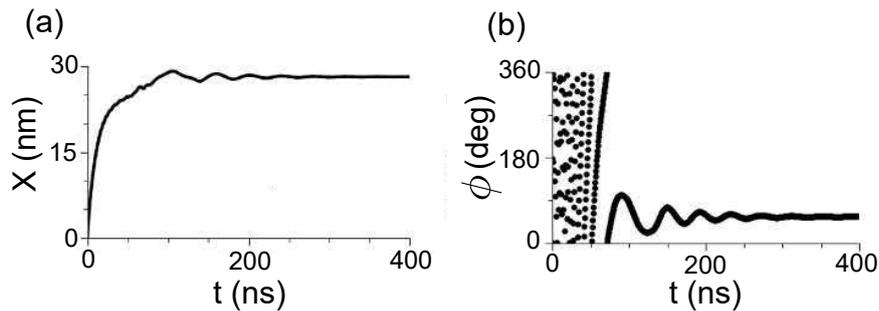


FIGURE 2.13 – Évolution temporelle de la position (a) et de l’angle (b) de la paroi piégée pour $H_e = +290$ Oe.

dans le potentiel est caractérisée par une période de relaxation longue d’environ 200 ns durant laquelle elle effectue des rotations dans la plan (yz) avant d’atteindre sa position d’équilibre comme le montrent les figures 2.13(a) et 2.13(b).

Après avoir analysé le potentiel de piégeage créé par constriction radiale et la dynamique de la paroi en son sein, nous allons étudier à présent l’interaction entre deux parois piégées.

2.3.2 Interaction entre deux parois piégées : cas idéal

Dans cette section, nous analysons l’interaction entre parois de domaines en considérant deux parois de chiralités opposées, *head-to-head* et *tail-to-tail*, piégées par des constriction situées dans le même nanofil. Ces défauts extrinsèques sont placés symétriquement par rapport au centre du nanofil, et les bords des constriction sont séparés

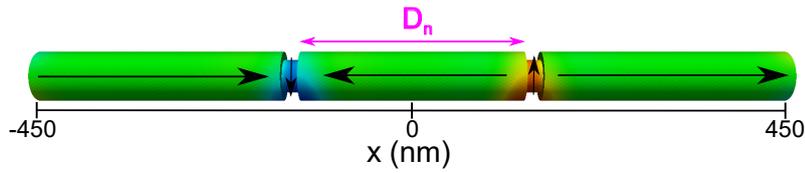


FIGURE 2.14 – État initial du système lorsque $D_n = 270$ nm. Ici les couleurs correspondent à la composante m_y de l'aimantation.

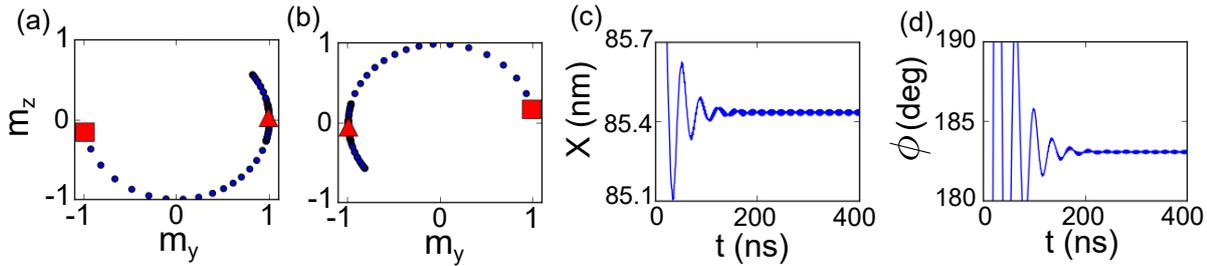


FIGURE 2.15 – Aimantation dans le plan (yz) de la paroi de gauche (a) et de droite (b). Évolution temporelle de la position (c) et de l'angle (d) de la paroi de droite. Les paramètres sont $H_e = +10$ Oe et $D_n = 180$ nm.

d'une distance D_n . Afin d'analyser comment l'interaction entre parois varie avec la distance qui les séparent, nous avons utilisé des distances inter-défauts de 180 nm, 230 nm et 270 nm. À l'état initial, les parois interagissent via le champ dipolaire et leurs positions d'équilibre en absence de perturbation externe ne sont pas au centre de chaque constriction. La géométrie du système fait que les parois tournent autour de l'axe du cylindre et atteignent une orientation d'équilibre antiparallèle, correspondant à une interaction attractive, pour minimiser l'énergie. La figure 2.14 montre l'état d'équilibre en absence de forces extérieures.

Lorsqu'un champ magnétique externe est appliqué dans la direction x positive, les parois se rapprochent l'une de l'autre et les moments magnétiques tournent via le couple exercé par le champ tout en gardant leur orientation antiparallèle. Un exemple d'interaction entre parois est représenté sur les figures 2.15(a) et 2.15(b) pour $D_n = 180$ nm, où la réorientation des parois est mise en évidence. Un champ magnétique de + 10 Oe est appliqué pour rapprocher les parois. Leur orientation initiale, indiquée par les rectangles, est opposée et après 200 ns, les parois relaxent jusqu'à l'équilibre en maintenant une orientation opposée de l'aimantation. Sur les figures 2.15(c) et 2.15(d), le processus de relaxation est montré pour la paroi de droite.

Par la suite, nous avons étudié les variations de l'énergie potentielle des parois sous l'effet de leur interaction. Pour chaque distance D_n , l'énergie potentielle des parois piégées par les constriction a été déterminée par les simulations quasi-statiques. Sous l'effet de leur interaction, la position d'équilibre de chaque paroi est rapprochée de l'autre défaut quand les crans sont rapprochés. On peut observer ce phénomène sur la figure 2.16 où les profils des puits de potentiel sont représentés selon la distance séparant les parois de domaines. Pour la distance $D_n = 180$ nm, le minimum du puits de potentiel ($H_e = 0$

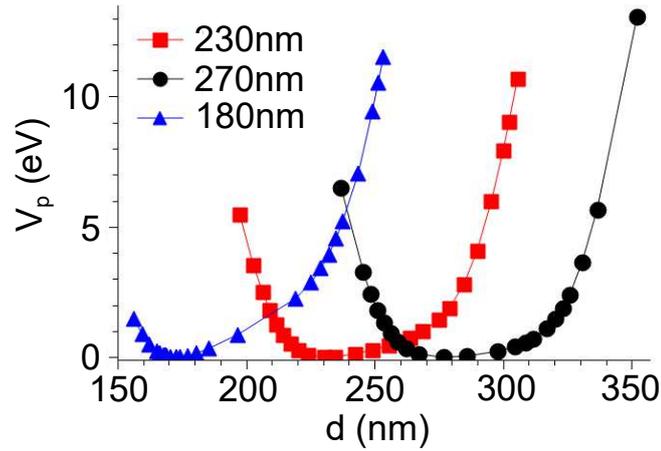


FIGURE 2.16 – Variation de l'énergie potentielle normalisée des parois de domaines avec la distance les séparant pour les trois distances inter-constriction D_n .

Oe) est en dehors de la constriction, avec les parois situées à une distance de 13.5 nm du centre du défaut. Dans ce cas, l'énergie potentielle est hautement déformée. En effet, le champ de dépiégeage change grandement selon que l'on pousse les parois l'une vers l'autre ou au contraire qu'on les éloigne. Dans le premier cas, le champ de dépiégeage est diminué tandis qu'il augmente dans l'autre cas. On remarque que l'énergie maximale du potentiel, obtenue lorsque les parois sont éloignées l'une de l'autre, est doublée par rapport au cas d'une seule constriction radiale étudiée dans la sous-section précédente. À l'inverse, l'énergie de la barrière située proche de l'autre défaut est largement diminuée et dans le cas à 180 nm un champ de +130 Oe est suffisant pour extraire les parois de leurs puits respectifs, contrairement à ± 300 Oe lorsqu'une seule paroi est piégée par le défaut central. Comme on peut s'y attendre, les variations du champ de dépiégeage et des profils de potentiels obtenus sont causées par l'interaction attractive entre les parois. Enfin, lorsque les parois s'échappent des puits de potentiels, les moments magnétiques s'alignent entre eux pour minimiser l'énergie d'échange et les parois s'annihilent.

Pour quantifier cette interaction entre les deux parois piégées, nous avons extrait l'énergie d'interaction entre parois en fonction de la distance qui les séparent. L'énergie d'interaction est déterminée de la manière suivante. Premièrement, l'énergie du nanofil en absence de paroi a été calculée, correspondant à l'énergie de bord, et à l'énergie volumique magnétostatique, du nanofil dans l'état mono-domaine. Puis, l'énergie de piégeage pour chaque paroi a été calculée de manière semblable au cas de la section précédente : nous avons initialisé une seule paroi piégée et déterminé le profil du potentiel pour chaque constriction. Ensuite, lorsque les deux parois sont piégées et soumises à un champ magnétique, l'énergie totale à l'équilibre est extraite. On soustrait à cette énergie, l'énergie de bord et les énergies de piégeage précédemment évaluées afin d'obtenir l'énergie d'interaction en fonction de la distance séparant les parois. On peut donc exprimer approximativement l'énergie d'interaction comme :

$$E_i(d) = E_{tot}(d) - V_{p1} - V_{p2} - E_{BV} \quad (2.7)$$

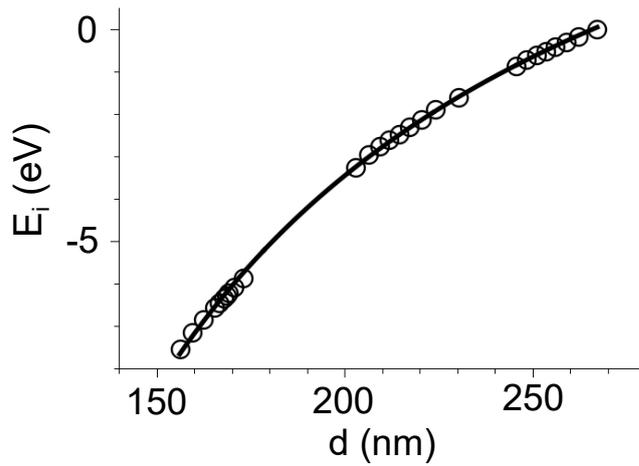


FIGURE 2.17 – Variation de l'énergie d'interaction en fonction de la distance de séparation des parois (cercles). La ligne représente l'ajustement avec l'expansion multipolaire.

où d est la distance entre les parois, V_{p1} et V_{p2} sont les énergies de piégeages des deux constrictions et E_{BV} est l'énergie du nanofil à l'état mono-domaine. En répétant cette méthodologie pour les différentes distances D_n , nous avons obtenu l'énergie d'interaction représentée sur la figure 2.17. Comme on peut l'observer depuis l'ajustement analytique, les points calculés suivent une courbe universelle qui correspond à l'interaction dipolaire.

L'énergie d'interaction entre deux parois transverse de chiralité opposée dans un même nanofil a été calculée analytiquement via le développement multipolaire comme nous l'avons constaté dans la section 2.1.2. Pour rappel, l'expression (2.6) ne tient pas compte de la structure interne des parois et de l'interaction d'échange entre elles, considérant uniquement l'interaction via le champ dipolaire et donne donc une description qualitative de l'interaction. Dans notre cas, l'énergie d'interaction s'exprime comme :

$$E_i(d) = \frac{-\mu_0 M_S^2 S^2}{\pi d} \left(1 - \frac{\pi^2 \Delta^2 \cos(\phi_1 - \phi_2)}{4d^2} + \frac{2\pi^2 \Delta^2 - 2d_c^2}{12d^2} \right) \quad (2.8)$$

avec d_c le diamètre du cylindre. Nous avons ajusté les points de la figure 2.17 avec l'expression ci-dessus. Depuis les paramètres obtenus après l'ajustement, nous avons extrait la largeur de paroi Δ et trouvé la valeur de 25.5 nm. Cette valeur est supérieure à celle obtenue en ajustant le profil des parois avec le profil de Bloch ($m_x = \tanh(\frac{x-X}{\Delta})$) qui varie entre 17.9 nm et 19.7 nm selon le champ appliqué et la position dans le potentiel. La différence entre les deux modèles vient d'une part, de l'erreur d'estimation de la position moyenne de la paroi tridimensionnelle dans le cylindre puisqu'elle adopte une forme d'arc quand elle est piégée et soumise à un champ externe, et d'autre part, de l'estimation de l'énergie d'interaction avec l'expression (2.8). Cependant, notre résultat décrit l'importance de l'interaction dipolaire lorsque les parois sont séparées par une distance suffisamment importante.

2.3.3 Interaction entre deux parois piégées : cas rugueux

Dans cette partie nous allons examiner les effets de la rugosité sur l'interaction entre deux parois transverses piégées dans un nano-cylindre. Plusieurs simulations ont été réalisées (cinq réalisations) pour des déformations de surface correspondant au haut niveau de rugosité présenté dans la section 2.2.2, c'est-à-dire avec $\sigma = 4$ nm et $\lambda = 3-15$ nm. Nous avons focalisé notre attention sur le cas où $D_n = 180$ nm et $D_n = 230$ nm. Les résultats obtenus sont résumés dans la figure 2.18, où les positions d'équilibre des parois piégées en fonction du champ magnétique appliqué sont représentées et comparées avec le cas idéal.

Pour $D_n = 180$ nm, lorsqu'un champ magnétique positif est appliqué (rapprochement des parois), l'interaction dipolaire domine l'énergie de piégeage locale induite par la rugosité. On peut constater sur les figures 2.18(a) et 2.18(b), que la position d'équilibre suit presque à l'identique la même courbe que le cas idéal en dehors des crans. Pour des champs magnétiques négatifs, la paroi voyage à travers le cran et de petites variations par rapport au cas idéal sont observées dans le cran et à des champs de large amplitude. À $D_n = 230$ nm, l'influence de la rugosité de surface est plus prononcée comme on peut l'observer sur les figures 2.18(c) et 2.18(d), où on observe des écarts au cas idéal plus important. Cependant, pour les deux séparations entre crans étudiées, le champ de dépiégeage diminue par rapport au cas idéal dans toutes les simulations. Quand les parois sont poussées l'une vers l'autre (champ positif), le champ de dépiégeage est diminué de

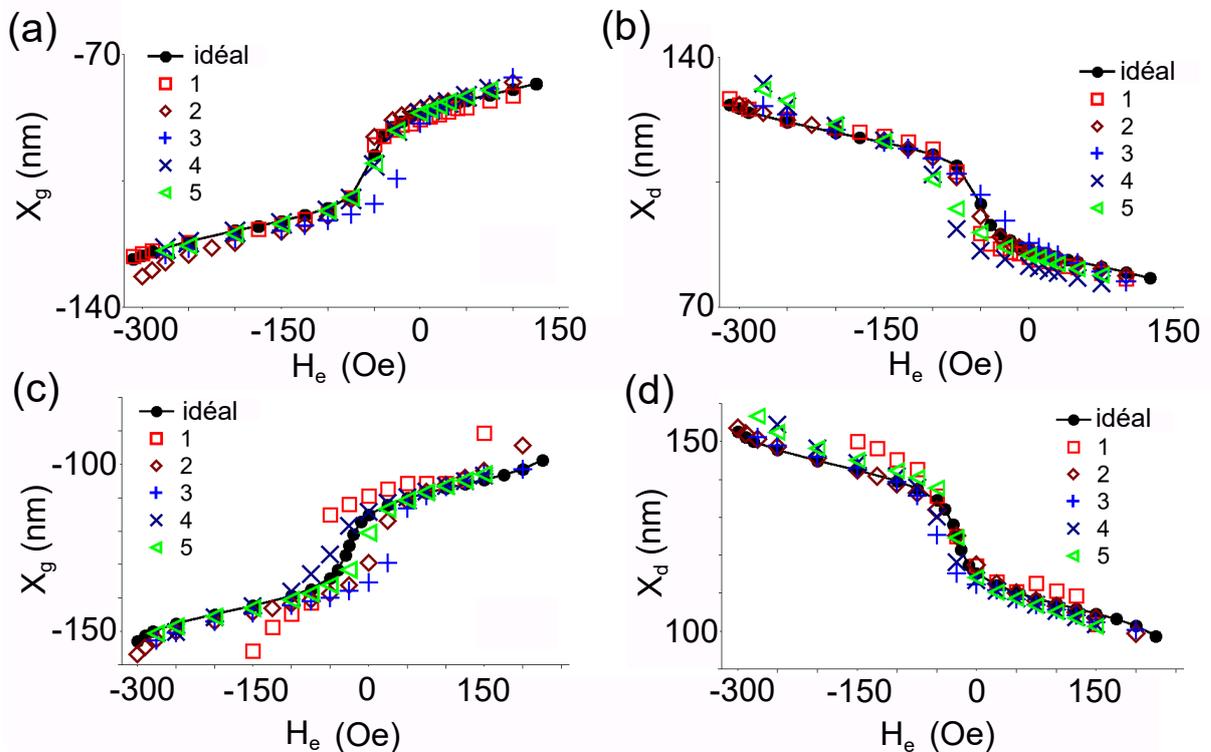


FIGURE 2.18 – Position d'équilibre des parois de gauche (X_g) et de droite (X_d) en fonction du champ magnétique appliqué pour $D_n = 180$ nm (a,b) et $D_n = 230$ nm (c,d).

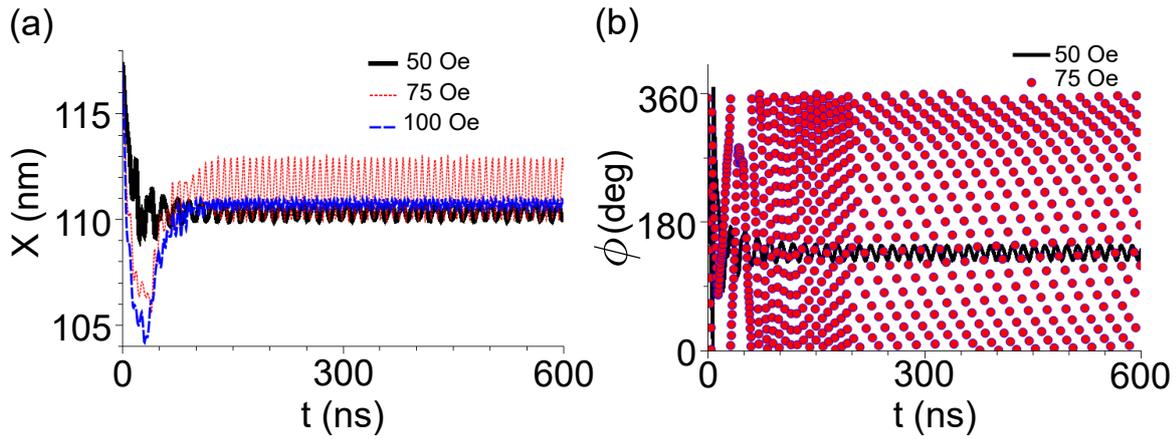


FIGURE 2.19 – Évolution temporelle de la position (a) et de l'angle (b) de la paroi piégée de droite pour différents champs magnétiques appliqués. $D_n = 230$ nm.

25-35 Oe à $D_n = 180$ nm et de 25-50 Oe à $D_n = 230$ nm. Il diminue aussi pour quatre cas sur cinq pour des champs négatifs avec le même ordre d'amplitude que pour les champs positifs. Dans un seul cas, pour chaque distance de séparation entre crans, le champ de dépiégeage est identique au cas idéal.

On observe dans certains cas, une résonance de la paroi due à la rugosité. Dans le cas présenté sur la figure 2.19, la paroi est piégée à la même position d'équilibre située à 15 nm du centre du cran quand le champ magnétique est varié de 50 Oe à 100 Oe. Comme on peut l'observer sur les graphiques 2.19(a) et 2.19(b), à 75 Oe la paroi entre en résonance dans un potentiel local induit par la rugosité. La position de la paroi oscille avec une grande amplitude et l'aimantation effectue des rotations complètes autour de l'axe x pendant toute la durée de la simulation (600 ns). À plus bas champ, l'aimantation oscille seulement au début de la simulation, ensuite les oscillations s'amortissent vers un angle d'équilibre. La résonance de la paroi dépend de la courbure locale du potentiel et de la géométrie de la déformation qui est, dans le cas de la rugosité étudiée, de forme triangulaire. Nous allons à présent analyser l'interaction entre deux parois piégées dans un nanofil à géométrie planaire.

2.4 Interaction entre parois piégées par déformations extrinsèques : cas planaire

Dans cette partie, le même schéma d'étude que dans la section précédente est présenté pour le cas des nanofils planaires. Premièrement, nous caractériserons le potentiel de piégeage induit par un double cran. Deuxièmement, nous étudierons l'interaction entre deux parois transverses piégées et séparées par une distance D_n dans un même nanofil. Finalement, les effets de la rugosité seront analysés.

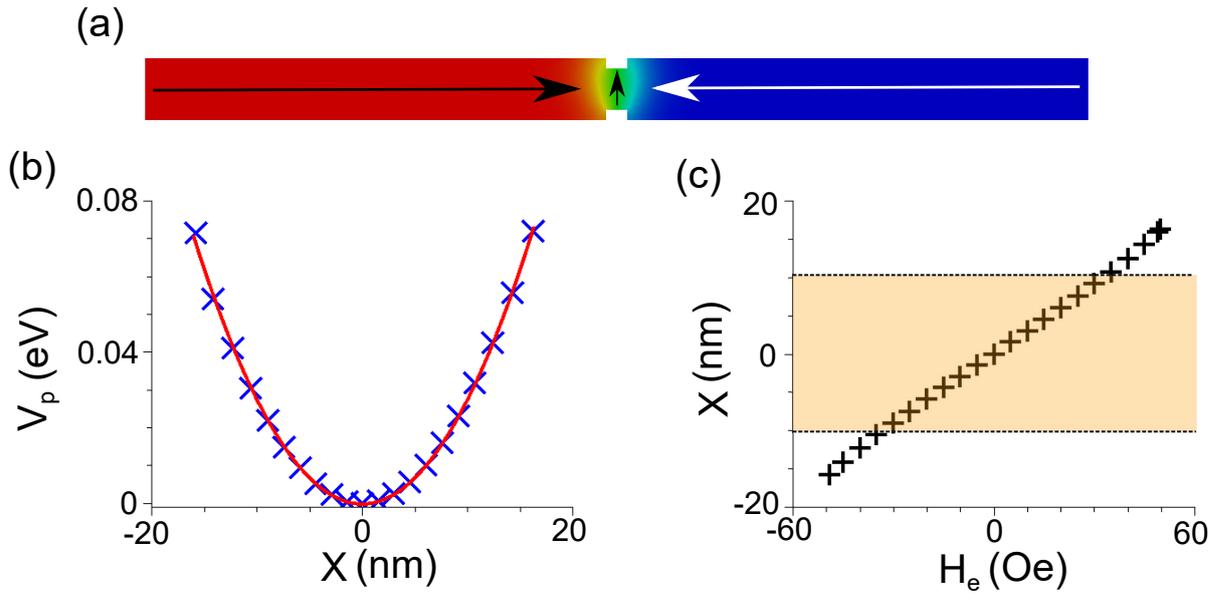


FIGURE 2.20 – (a) Structure planaire simulée contenant la paroi piégée en son centre. (b) Potentiel de piégeage induit par les crans rectangulaires. La ligne correspond à un ajustement par une fonction quadratique. (c) Position d'équilibre de la paroi en fonction du champ magnétique appliqué. La zone en jaune correspond à la région crantée dans le nanofil.

2.4.1 Piégeage par des crans rectangulaires

Cette étude vise à caractériser le potentiel de piégeage induit par un double cran situé au centre d'un nanofil planaire en nickel de longueur $L_x = 900$ nm, de largeur $L_y = 60$ nm et d'épaisseur $L_z = 5$ nm. Les crans ont une géométrie rectangulaire de dimension $n_x \times n_y \times n_z = 20 \times 10 \times 5$ nm³. Ces dimensions sont comparables à celles des constriction radiales analysées précédemment. De plus, la paroi est en configuration *head-to-head* et les dimensions du système sont favorables pour que l'état stable de la paroi soit transverse. La figure 2.20(a) représente l'état initial du système.

Le potentiel de piégeage induit par les crans est déterminé avec le même processus micromagnétique quasi-statique décrit dans la section 2.3.1. En comparaison avec le cas cylindrique, le double cran symétrique crée un potentiel harmonique comme on peut l'observer sur la figure 2.20(b). Dans ce cas, la position d'équilibre de la paroi varie presque linéairement avec le champ magnétique appliqué. La figure 2.20(c) met en évidence ce comportement et montre que la paroi s'étend beaucoup moins en dehors des crans, contrairement au cas cylindrique. La constante de raideur du potentiel, obtenue après un ajustement quadratique ($V_p(X) = \frac{1}{2}kX^2$), équivaut à $k = 8 \times 10^{-5}$ N/m. Par ailleurs, on remarque que l'énergie maximale du potentiel normalisé est de ~ 0.07 eV, ce qui est largement plus faible que dans le cas cylindrique (~ 5 eV). Ceci explique le champ de dépiégeage, $H_{dep} = 50$ Oe, obtenu pour le cas planaire par rapport à la constriction radiale où $H_{dep} = 300$ Oe. De plus, la paroi subit une compression de 1 nm lorsqu'elle est soumise à un champ $H_e = 49.9$ Oe, passant de $\Delta = 31.9$ nm (sans champ) à $\Delta = 30.9$ nm.

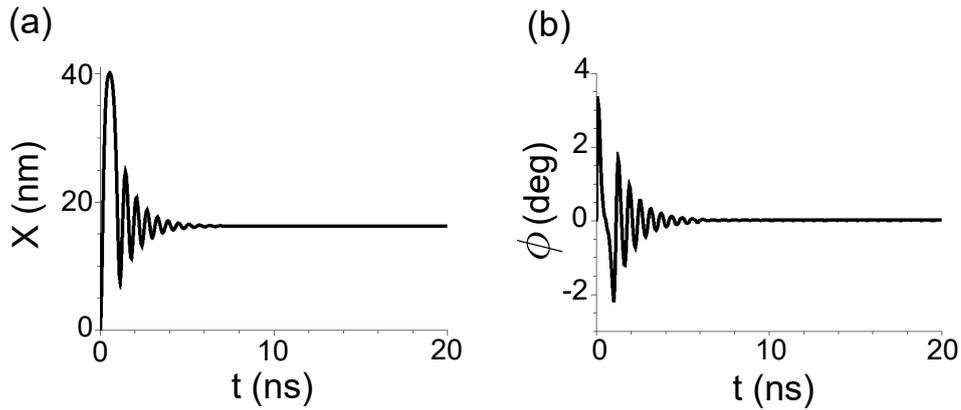


FIGURE 2.21 – Évolution temporelle de la position (a) et de l'angle (b) de la paroi piégée pour $H_e = +49.9$ Oe.

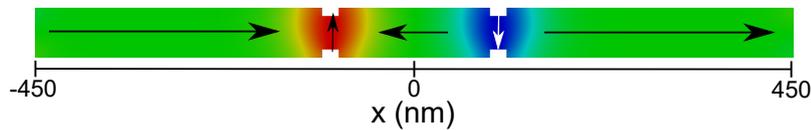


FIGURE 2.22 – État initial du système pour $D_n = 180$ nm montrant les deux parois d'orientation opposée.

En ce qui concerne la dynamique de la paroi dans le puits de potentiel, nous observons une très grande différence par rapport au cas cylindrique. En effet, la figure 2.21(a) montre que la paroi atteint rapidement une position d'équilibre après une relaxation d'environ 5 ns. Les oscillations spatiales de la paroi sont typiques d'un oscillateur harmonique amorti. Comme attendu, l'aimantation étant confinée par l'anisotropie de forme, l'angle ϕ varie très peu pendant la période de relaxation pour ensuite atteindre un angle d'équilibre proche de zéro comme on peut le voir sur la figure 2.21(b).

Après avoir caractérisé le puits de potentiel induit par des crans rectangulaires placés de manière symétrique, nous allons étudier comment l'interaction entre parois modifie la dynamique des parois piégées et la forme des puits de potentiel.

2.4.2 Interaction entre deux parois piégées : cas idéal

Nous allons voir à présent comment se comportent deux parois piégées de chiralité opposée, en interaction dans une même nanopiste. Pour comparer avec le cas cylindrique, les parois ont une orientation opposée impliquant une interaction dipolaire attractive. Par ailleurs, elles sont piégées par des crans rectangulaires de dimensions similaires à celles observées dans la sous-section précédente. Les bords des crans sont séparés par une distance D_n de 180 nm, 230 nm et 280 nm. La figure 2.22 représente l'état initial du système pour $D_n = 180$ nm.

Contrairement au cas cylindrique, les puits de potentiel ne sont pas distordus et gardent une forme harmonique. Cependant, des variations sont observées par rapport au potentiel induit par un unique double cran situé au centre du nanofil et piégeant une

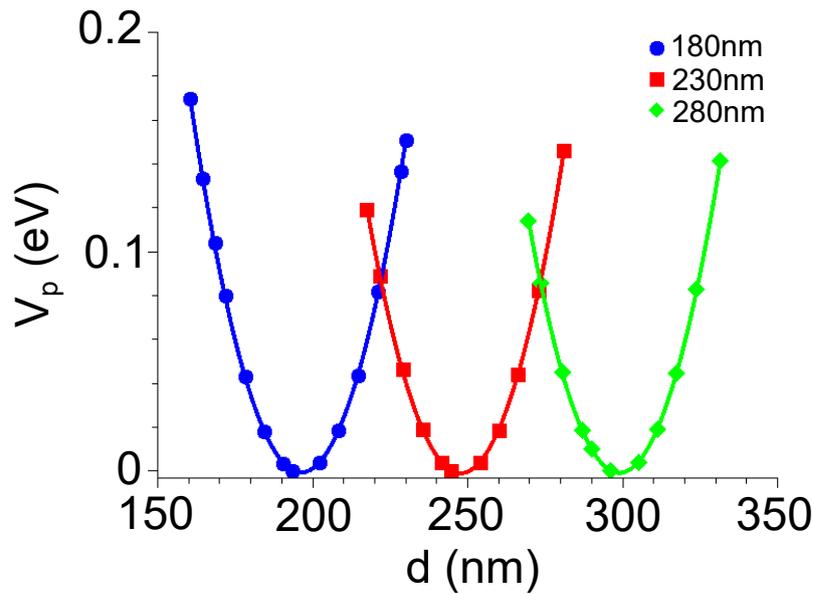


FIGURE 2.23 – Variation de l'énergie potentielle normalisée des parois piégées en fonction de la distance les séparant pour les trois distances inter-constriction D_n .



FIGURE 2.24 – Paroi 360° piégée par le cran de droite à $H_e = +55$ Oe.

seule paroi. La figure 2.23 met en évidence ces différences pour chaque distance de séparation D_n . Lorsque $D_n = 180$ nm et que les parois sont poussées l'une vers l'autre via un champ positif, le champ de dépiégeage est plus important ($H_{dep} = 60$ Oe) puisque les parois se repoussent par l'effet d'une forte énergie d'échange. En effet, l'aimantation ne pouvant pas tourner librement l'interaction d'échange entre les parois domine l'énergie dipolaire lorsque la distance de séparation entre les crans est faible. Pour $D_n = 230$ nm et $D_n = 280$ nm les puits de potentiel ne varient pas beaucoup du cas présenté dans la section précédente. Pour des champs positifs, une légère augmentation de l'énergie est observée. Par ailleurs, l'orientation des parois étant opposée, l'interaction dipolaire entre elles est attractive et explique l'augmentation de l'énergie des barrières de potentiels externes lorsqu'un champ négatif est appliqué pour les éloigner. Lorsque les parois dépiègent l'une vers l'autre, elles ne s'annihilent pas mais forment une paroi 360°, puisque les numéros d'enroulement sont de signe différent sur un même bord du nanofil. La paroi 360° est formée dans le cran de droite et reste piégée par le puits de potentiel comme on peut le constater sur la figure 2.24.

L'énergie d'interaction a été extraite de la même façon que pour les cylindres et est représentée sur la figure 2.25. La première observation que l'on peut faire sur ce résultat est que la valeur absolue du minimum est bien plus faible que pour le cas cylindrique. En effet, l'interaction dipolaire dépend de la section au carré du nanofil considéré et donc,

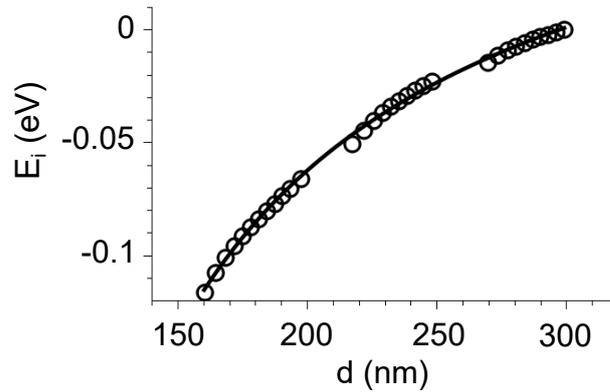


FIGURE 2.25 – Variation de l'énergie d'interaction en fonction de la distance de séparation des parois (cercles). La ligne représente l'ajustement avec l'expansion multipolaire.



FIGURE 2.26 – Zoom sur la région crantée du système à haut niveau de rugosité. La séparation entre les crans est de 230 nm.

pour un nanofil planaire, cette section est réduite par rapport à un nanofil cylindrique. Par ailleurs, on remarque que l'ajustement via l'expression (2.6) suit convenablement les points obtenus et montre le caractère attractif de l'interaction. Une largeur de paroi de 29.30 nm a été déterminée depuis l'ajustement analytique, ce qui est proche de la valeur obtenue via le profil de Bloch (30.9-31.9 nm). Ceci se traduit par le fait que l'erreur sur l'extraction de la position moyenne de la paroi bidimensionnelle est plus faible, permettant un meilleur accord entre les résultats micromagnétiques et l'expansion multipolaire. Il est à noter, tout en gardant un esprit critique, que la méthode utilisée pour extraire l'énergie d'interaction ne donne qu'une approximation de cette énergie du fait que toutes les énergies micromagnétiques sont moyennées sur l'ensemble de la structure. Cependant, cette méthode nous a permis de retrouver de manière qualitative le comportement attractif de deux parois d'orientation opposée en interaction dipolaire.

2.4.3 Interaction entre deux parois piégées : cas rugueux

Les effets de la rugosité ont été étudiés avec les mêmes paramètres de déformation que dans le cas cylindrique, c'est-à-dire avec $\sigma = 4$ nm et $\lambda = 5 - 15$ nm, correspondant au haut niveau de rugosité. La particularité des nanofils planaires est que la rugosité est présente sur les bords du système, ce qui est la conséquence du procédé lithographique

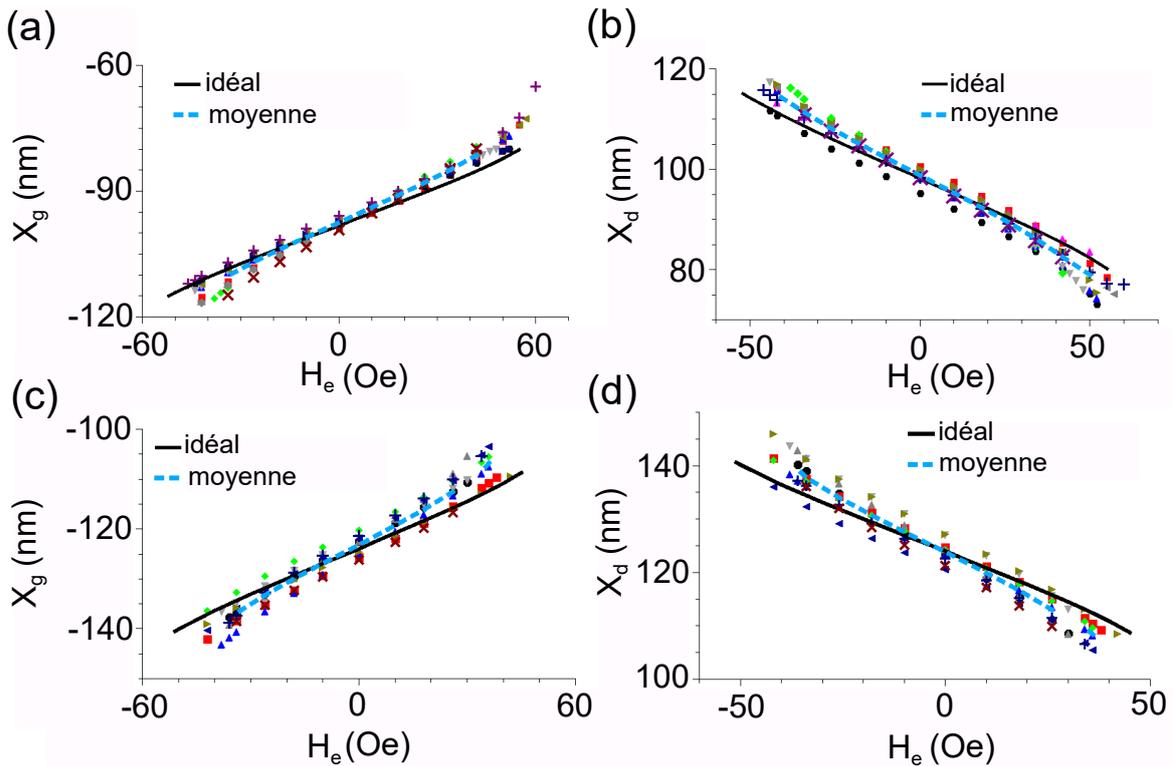


FIGURE 2.27 – Position d'équilibre des parois de gauche (X_g) et de droite (X_d) en fonction du champ magnétique appliqué pour $D_n = 180$ nm (a,b) et $D_n = 230$ nm (c,d).

utilisé pour les fabriquer. Dans cette analyse, nous avons étudié dix nanopistes déformées pour des distances de séparation entre crans de 180 nm et 230 nm. La figure 2.26 montre une de ces dix nanopistes simulées pour $D_n = 230$ nm. Le calcul micromagnétique étant plus rapide pour les nanofils planaires, du fait du nombre réduit d'éléments de surface par rapport au cas cylindrique, cela nous a permis de faire plus de réalisations.

Comme pour le cas cylindrique, nous avons extrait les positions d'équilibre des parois en fonction de l'amplitude du champ magnétique externe. La figure 2.27 résume les résultats obtenus et compare le cas idéal avec le cas rugueux. Ici, un changement de pente est observé dans 8 simulations sur 10 pour $D_n = 180$ nm et $D_n = 230$ nm. La moyenne sur les dix réalisations (tirets bleus) montre un léger écart par rapport au cas idéal. En examinant de plus près, on observe que le changement de pente est plus faible pour $D_n = 180$ nm (figures 2.27(a) et 2.27(b)) par rapport au cas où $D_n = 230$ nm (figures 2.27(c) et 2.27(d)). Par ailleurs, le champ de dépiégeage diminue dans tous les cas analysés pour $D_n = 230$ nm et uniquement dans le sens négatif du champ pour $D_n = 180$ nm. Les réductions du champ de dépiégeage varient entre 8 Oe et 14 Oe. Pour les champs positifs appliqués à $D_n = 180$ nm, le champ de dépiégeage diminue dans six cas sur dix et dans les quatre cas restant une légère augmentation est observée avec un maximum de 6 Oe.

Enfin, dans le cas planaire aucune résonance n'a été observée mais seulement une asymétrie dans les oscillations, pendant la relaxation jusqu'à l'équilibre, a été observée, comme le montrent les figures 2.28(a) et 2.28(b). Les effets de la rugosité ont donc un

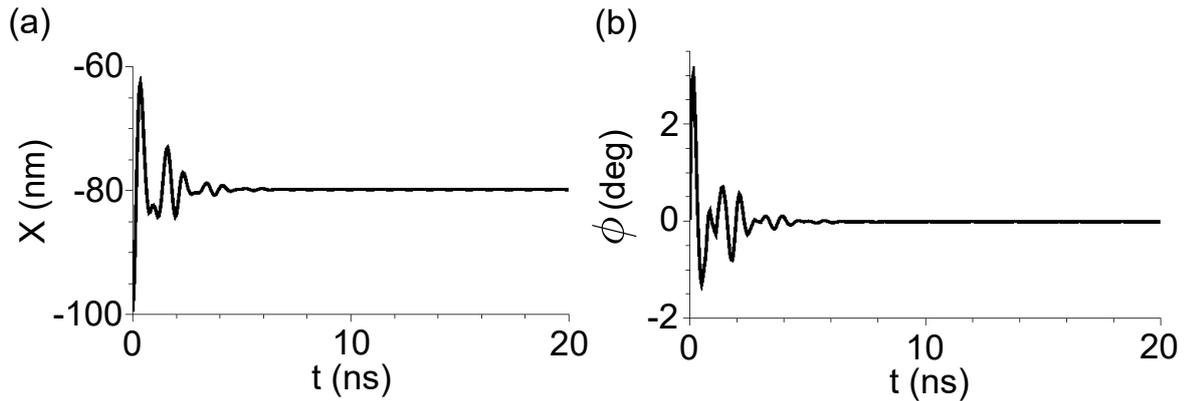


FIGURE 2.28 – Évolution temporelle de la position (a) et de l'angle (b) de la paroi piégée de gauche pour $H_e = +42$ Oe.

impact uniquement sur le processus de dépiégeage des parois en interaction par l'augmentation ou la diminution du champ de dépiégeage.

2.5 Conclusion du chapitre

Au cours de ce chapitre, nous avons premièrement rappelé les recherches effectuées dans le domaine des interactions entre parois de domaines. Le spectre de ces recherches était déjà large lorsque nous avons commencé notre étude sur le sujet. Cependant, nous avons pu y contribuer en apportant une étude systématique sur les interactions entre parois dans un même nanofil.

Notre étude préliminaire sur les parois non piégées a confirmé l'apparition d'états métastables oscillants dans les nanofils à géométrie cylindrique. La présence de rugosité de surface dans ces systèmes s'est manifestée par l'apparition de piégeages locaux des parois ainsi qu'une dynamique rythmée par les sauts des parois, activés par l'interaction attractive, à travers différents puits de potentiel induits par les déformations de surface. Par ailleurs, la géométrie permettant aux moments magnétiques de tourner librement, les processus d'annihilations ont toujours été observés. Pour le cas planaire, cette étude préliminaire n'a montré aucune surprise. En effet, la relaxation des parois était guidée par leurs interactions dipolaires et d'échange ainsi que par l'anisotropie de forme empêchant le retournement des moments magnétiques et l'annihilation des parois.

La troisième section de ce chapitre a permis d'une part, de caractériser le potentiel de piégeage induit par une constriction radiale dans un nanofil cylindrique. D'autre part, les effets de l'interaction entre parois sur le processus de dépiégeage ont été montrés. Nous avons vu que les puits de potentiel étaient très distordus, en particulier lorsque la distance de séparation entre les constriction était faible. L'asymétrie de l'énergie potentielle de la paroi dans un cran se manifeste par la différence des champs de dépiégeage selon que l'on pousse les parois l'une vers l'autre ou au contraire qu'on les éloigne. De plus, une approximation de l'énergie d'interaction extraite micromagnétiquement a été présentée et comparée avec un modèle analytique utilisant l'expansion multipolaire. Malgré certaines différences, les résultats sont en accord avec la théorie. L'étude des effets de la rugosité a

montré l'apparition d'un phénomène de résonance pouvant être un inconvénient pour les applications basées sur le déplacement synchrone des parois.

Enfin, en utilisant le même schéma d'étude que pour les cas cylindriques, nous avons montré les variations des puits de potentiel causées par les interactions entre parois dans un nanofil planaire. Pour des parois d'orientation opposée, l'interaction d'échange s'exprime par une augmentation du champ de dépiégeage lorsque la distance entre les crans est faible, l'aimantation étant piégée par l'anisotropie de forme. L'énergie d'interaction a aussi été extraite dans le système planaire et l'étude de systèmes rugueux a permis de mettre en évidence les variations de champs de dépiégeages par rapport au cas idéal.

Chapitre 3

Dynamique chaotique des parois de domaines

Nous avons abordé précédemment la dynamique des parois piégées en interaction. Nous allons à présent étudier la dynamique non linéaire d'une paroi transverse piégée dans un double puits de potentiel et soumise à une excitation harmonique. Nous constaterons que la paroi exhibe un comportement riche et complexe, allant d'une dynamique périodique à chaotique, qui dépend essentiellement des propriétés intrinsèques des matériaux et des paramètres qui définissent la force d'excitation. La section 3.1 est une introduction sur le chaos et sur les outils qui permettent sa détection. Un état de l'art sur les comportements non linéaires de l'aimantation dans les systèmes ferromagnétiques sera présenté dans la section 3.2. Les résultats obtenus sur ce sujet seront détaillés dans les sections 3.3 et 3.4, où deux nano-systèmes, différenciés par la manière de piéger la paroi, seront analysés. Pour chaque système, l'influence du matériau considéré sur la dynamique de la paroi sera traitée en utilisant les paramètres associés au nickel et au permalloy. Par ailleurs, nous confronterons le modèle unidimensionnel aux résultats obtenus micromagnétiquement afin d'utiliser ce modèle pour avoir une description plus globale de la dynamique de la paroi. De plus, nous utiliserons le modèle analytique pour décrire la dynamique stochastique de la paroi dans ces systèmes lorsque la température est non nulle. Enfin, la section 3.5 constituera la conclusion de ce chapitre.

3.1 Quelques éléments sur la théorie du chaos

Avant de présenter les outils de détection du chaos, il est nécessaire de définir ce qu'on entend par chaos. Contrairement aux processus aléatoires, où au moins un terme stochastique est présent dans les équations régissant la dynamique du système étudié, un système chaotique est imprévisible et a donc un aspect aléatoire, mais il est parfaitement décrit par des équations déterministes. On appelle donc chaos le comportement imprévisible des systèmes déterministes non linéaires. Ce paradoxe entre déterminisme et imprévisibilité provient de la sensibilité aux conditions initiales. Deux conditions initialement voisines peuvent aboutir à des résultats totalement divergents. Cette sensibilité est la caractéristique principale des systèmes chaotiques. Les phénomènes chaotiques font partie intégrante des systèmes non linéaires, qui peuvent apparaître dans des domaines très variés : systèmes mécaniques [82], dynamique des fluides [83], processus biologiques

[84], économie [85] et bien entendu en magnétisme des matériaux.

Les outils de détection et de caractérisation des systèmes non linéaires sont nombreux et permettent la différenciation entre une dynamique stochastique et chaotique. Afin de décrire cette variété d'outils, nous allons étudier le système mécanique décrit par Moon en 1980 [82], dans lequel une tige aimantée oscille entre deux aimants sous l'effet d'une excitation harmonique. Ce système fait intervenir un double puits de potentiel exprimé par $V_p(x) = \xi x^2 + \nu x^4$, où $\xi < 0$ est la constante de raideur linéaire et $\nu > 0$ correspond au degré de non linéarité de la force de rappel. L'équation qui gouverne la réponse de la position x de la tige aimantée du système de Moon à une excitation harmonique d'amplitude F et de pulsation Ω_e en présence de frottements linéaires donné par le coefficient ζ ($0 < \zeta \ll 1$) est donnée par :

$$\ddot{x} + \zeta \dot{x} + 2\xi x + 4\nu x^3 = F \sin \Omega_e t. \quad (3.1)$$

Cette équation est communément appelée équation de Duffing. Les variables et les paramètres de cette équation sont donnés sans dimension. Pour illustrer les propos à venir nous avons pris $\zeta = 0.1$, $\xi = -0.5$ et $\nu = 0.25$, et les paramètres variables de contrôle sont F et Ω_e . Pour $F = 0$, il existe trois positions d'équilibre statique, $x = 0$ (équilibre instable) et $x = \pm 1$ (équilibres stables).

La dynamique non linéaire gouvernée par l'équation de Duffing peut être analysée sous différents points de vue. La manière la plus simple pour observer la façon dont évolue le système au cours du temps est d'observer la série temporelle de la variable, ici $x(t)$. La figure 3.1 permet de distinguer trois comportements différents pour $\Omega_e = 1.2$. Des oscillations de période égale à la période de l'excitation (période-1) sont représentées sur la figure 3.1(a). Lorsque la force F augmente, la dynamique change et la période des oscillations est doublée par rapport à celle de l'excitation (période-2) comme on peut le constater sur la figure 3.1(b). En augmentant une fois de plus l'amplitude de la force, on arrive à un comportement chaotique illustré par la figure 3.1(c). Cependant cette méthode de représentation n'est pas suffisante pour appréhender la dynamique non linéaire d'un système. Des outils complémentaires doivent être utilisés pour approfondir l'analyse.

Une méthode visuelle très répandue pour analyser les systèmes dynamiques est la représentation des trajectoires dans le plan de phase. Le plan de phase est une projection

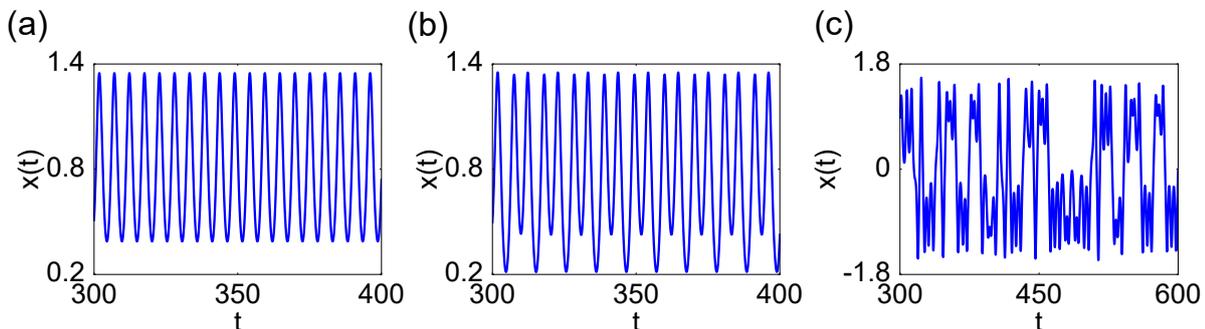


FIGURE 3.1 – Séries temporelles de la position régie par l'équation (3.1) pour $\Omega_e = 1.2$. (a) $F = 0.10$ mouvement de période-1, (b) $F = 0.19$ mouvement de période-2 et (c) $F = 0.30$ oscillations chaotiques.

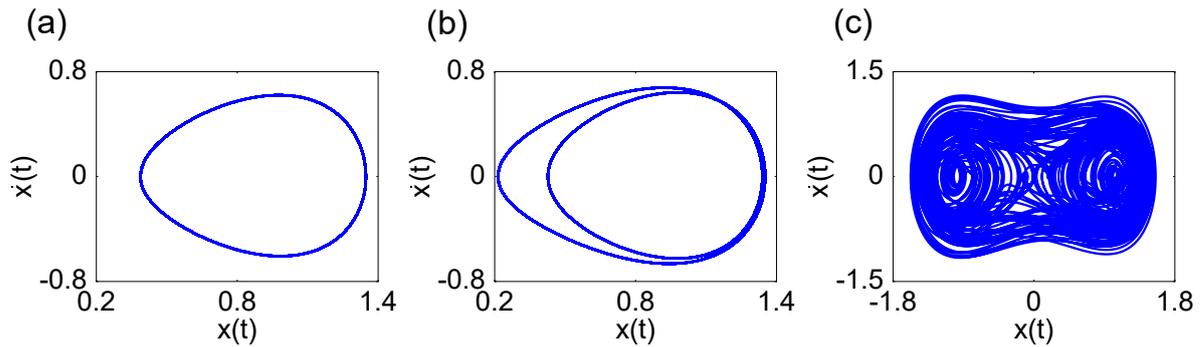


FIGURE 3.2 – Plans de phase pour (a) $F = 0.10$, (b) $F = 0.19$ et (c) $F = 0.30$. $\Omega_e = 1.2$.

bidimensionnelle de l'espace des phases, qui lui est une représentation construite par les variables (x, y, z) d'un système tridimensionnel. L'équation (3.1) peut être réécrite comme trois équations du premier ordre avec trois variables d'état (x, y, z) , où $y = \dot{x}$ et $z = \Omega_e t$. Ainsi, le plan (x, \dot{x}) est un plan de phase. Les figures 3.2(a) et 3.2(b) représentent les orbites fermées dans le plan de phase des oscillations de période-1 et période-2 respectivement. La présence de trajectoires fermées sur elles-mêmes est le signe (mais pas la preuve) d'un mouvement régulier périodique. Par ailleurs, une orbite fermée se croisant, comme sur la figure 3.2(b), est un indicateur de mouvement subharmonique, où la fréquence fondamentale de l'oscillation est inférieure à la fréquence d'excitation. Enfin, dans la figure 3.2(c), les trajectoires tendent à remplir une zone du plan de phase, pouvant indiquer un mouvement chaotique.

Comme il a été mentionné dans le paragraphe précédent, la représentation dans le plan de phase des trajectoires fournit uniquement des indices sur la nature des oscillations. Pour confirmer le type de périodicité (période-1, période-2, etc...), il est utile d'analyser la transformée de Fourier du signal obtenu. La figure 3.3 montre les spectres de Fourier correspondant aux oscillations décrites précédemment. Les oscillations de période-1 sont caractérisées par une fréquence fondamentale correspondant à la fréquence d'excitation (3.3(a)), ainsi que par les harmoniques $n\Omega_e$ ($n \in \mathbb{N}^+$). La figure 3.3(b) confirme le mouvement subharmonique de période-2 par la présence d'un pic à $\Omega = \frac{\Omega_e}{2} = 0.6$, ainsi que les harmoniques supérieures $\Omega = n\frac{\Omega_e}{2}$ de la fondamentale subharmonique. D'un point de

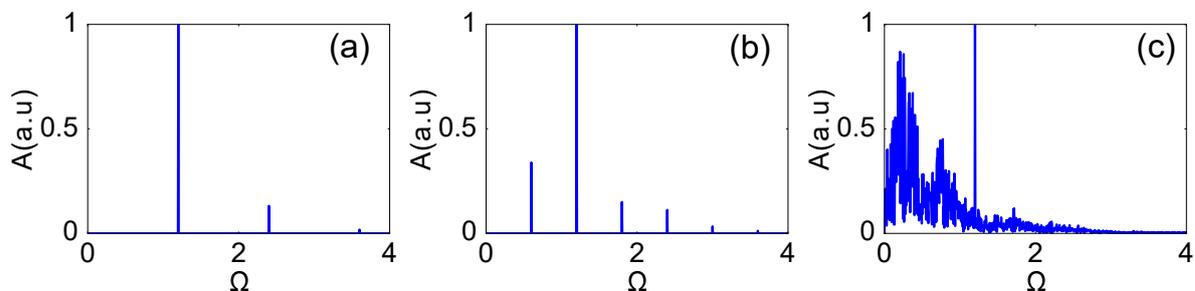


FIGURE 3.3 – Spectres de Fourier pour (a) $F = 0.10$, (b) $F = 0.19$ et (c) $F = 0.30$. $\Omega_e = 1.2$. La composante continue du signal à $\Omega = 0$ a été soustraite.

vue général, un mouvement périodique sera caractérisé par un spectre de Fourier discret. Un comportement chaotique, quant à lui, a un spectre fréquentiel continu comme on peut le voir sur la figure 3.3(c). On observe par ailleurs un pic à la fréquence d'excitation $\Omega = \Omega_e = 1.2$. Cependant, pour des systèmes à plusieurs degrés de liberté ou perturbés par du bruit, le spectre de Fourier peut paraître continu, ce qui ne signifie pas nécessairement un comportement chaotique du mouvement. Ceci implique donc l'utilisation d'outils supplémentaires puissants, comme la section de Poincaré.

En représentant le mouvement dans une section de Poincaré, il est facile de faire la distinction entre un mouvement périodique et non périodique, entre différents types de périodicité, et entre un mouvement chaotique ou purement aléatoire. Comme nous l'avons constaté précédemment, une représentation en plan de phase est obtenue en traçant deux variables d'état, l'une en fonction de l'autre. On trouve alors une courbe continue dans le plan de phase. En considérant les valeurs de ces deux variables seulement à des temps discrets t_k ($k = 0, 1, 2, \dots$), le mouvement sera représenté par une séquence de points. Pour des systèmes sujets à une excitation périodique, la section de Poincaré est déterminée en choisissant $t_k = t_0 + kT_e$ ($k = 0, 1, 2, \dots$), où T_e est la période de la force appliquée. On obtient alors une stroboscopie du mouvement réalisée par l'extraction des valeurs de vitesse et de position aux temps t_k . Les figures 3.4(a) et 3.4(b) montrent les sections de Poincaré obtenues par l'échantillonnage des plans de phase représentés sur les figures 3.2(a) et 3.2(b) aux temps $t_k = k\frac{2\pi}{\Omega_e}$. Les sections comptent un nombre fini de points, impliquant un mouvement périodique. En effet, la présence de deux points indique des oscillations de période-2. Un mouvement de période- n sera représenté par n points sur la section de Poincaré. La figure 3.4(c) représente la section de Poincaré correspondant à la trajectoire chaotique de la figure 3.2(c). Le motif obtenu montre que malgré leur caractère chaotique et leur aspect aléatoire, les trajectoires évoluent asymptotiquement vers un ensemble ordonné de l'espace des phases, appelé attracteur étrange. La caractéristique principale de ces objets est leur dimension topologique fractale. On peut définir plusieurs types d'attracteurs, comme le point fixe dans le cas d'un système non forcé, où les trajectoires convergent vers un point d'équilibre stable. On trouve aussi le cycle limite (figures 3.2(a) et 3.2(b)) lorsque les oscillations sont périodiques et entretenues, le tore pour un mouvement quasipériodique et enfin l'attracteur étrange décrit en amont.

Les données obtenues par la stroboscopie des trajectoires permettent de construire un

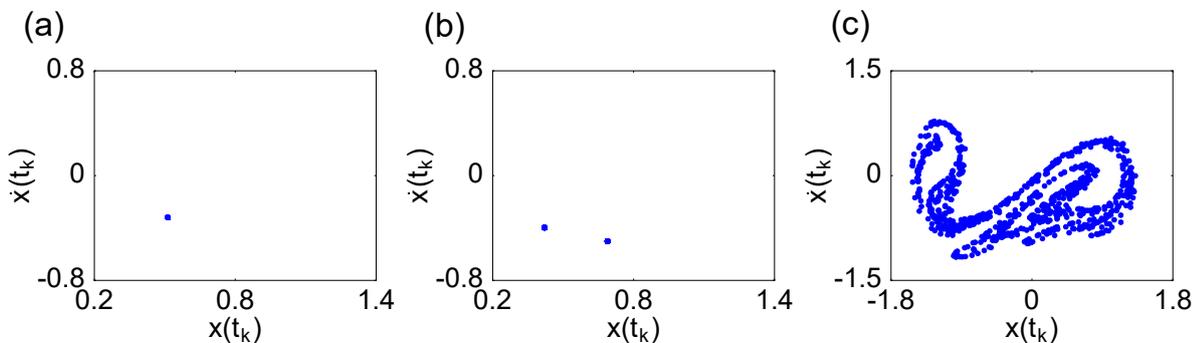


FIGURE 3.4 – Sections de Poincaré pour (a) $F = 0.10$, (b) $F = 0.19$ et (c) $F = 0.30$. $\Omega_e = 1.2$.

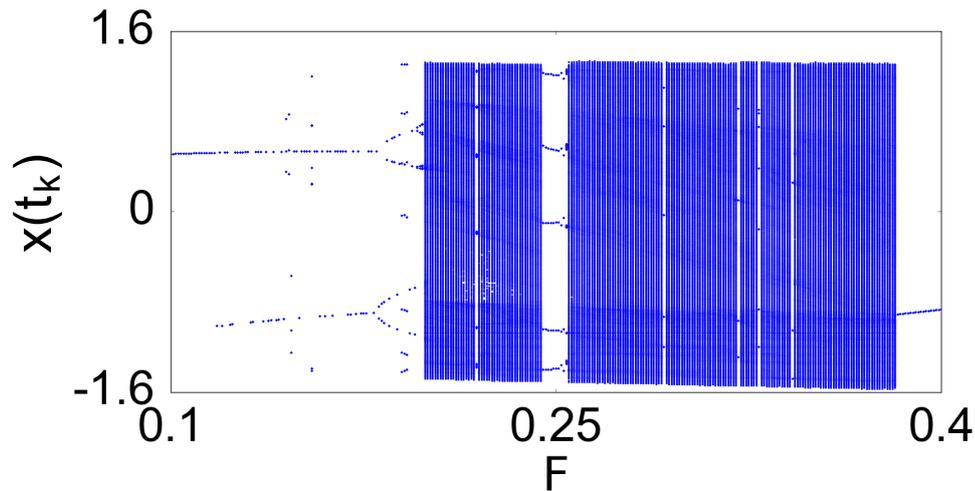


FIGURE 3.5 – Diagramme de bifurcation représentant l'échantillonnage de la position à $t_k = k\frac{2\pi}{\Omega_e}$ en fonction de l'amplitude F de l'excitation harmonique. $\Omega_e = 1.2$.

outil efficace, le diagramme de bifurcation. Il permet d'évaluer rapidement la nature du mouvement en fonction des variations de l'un des paramètres du système. Nous avons observé précédemment que l'augmentation de F conduisait à un changement de la dynamique du système, passant d'un mouvement périodique de période-1 à période-2 pour arriver à un comportement chaotique. Ces changements apparaissent à des valeurs bien définies de F appelées points de bifurcation. Le diagramme de bifurcation permet de repérer les valeurs particulières du paramètre qui induisent des bifurcations. Un tel diagramme pour notre système décrit par l'équation de Duffing est représenté sur la figure 3.5. Il est construit en alignant successivement les valeurs d'une des variables d'état extraites pour construire la section de Poincaré (ici $x(t_k)$) en fonction du paramètre de contrôle (ici F). Un seul point sur une verticale indique donc un fonctionnement périodique de période-1, deux points des oscillations de période-2 etc... Lorsque les points se répartissent densément sur un segment de la verticale, on peut en déduire que la solution est aperiodique, mais il n'est pas possible de préciser si elle est quasipériodique ou chaotique. Cependant l'incertitude est levée en analysant la section de Poincaré. On remarque par ailleurs que des fenêtres de périodicité peuvent surgir soudainement entre deux zones aperiodiques. Cet outil est donc très efficace pour appréhender la dynamique d'un système en fonction de ces paramètres.

Un dernier outil très puissant a été utilisé dans le cadre de cette thèse pour caractériser la dynamique des systèmes étudiés. Il s'agit de l'exposant de Lyapunov, qui permet de quantifier la sensibilité aux conditions initiales en fonction des paramètres de contrôle. L'exposant de Lyapunov mesure essentiellement le taux moyen de convergence ou de divergence de deux trajectoires initialement proches dans l'espace des phases. Nous avons précisé précédemment que la sensibilité aux conditions initiales est le caractère principal qui définit une dynamique chaotique. En considérant deux trajectoires de conditions initiales x_0 et $x_0 + \delta_0$, où δ_0 est un infime écart entre les trajectoires à l'instant $t = 0$, on peut après un temps τ suffisamment long, mesurer l'écart δ_τ entre les orbites. Ainsi, la

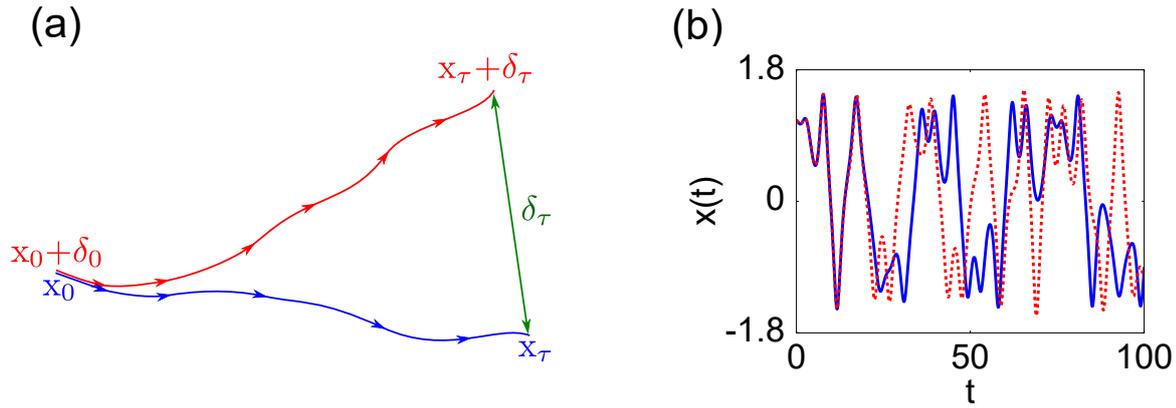


FIGURE 3.6 – (a) Schématisation de la divergence entre deux trajectoires chaotiques initialement proches. (b) Évolution temporelle de la position avec les conditions initiales $x_0 = 1.10$, $\dot{x}_0 = 0$ (courbe bleue) et $x_0 = 1.11$, $\dot{x}_0 = 0$ (courbe en pointillés rouges). Les paramètres de contrôle sont $\Omega_e = 1.2$ et $F = 0.30$.

sensibilité aux conditions initiales peut être quantifiée comme

$$|\delta_\tau| = e^{\lambda\tau} |\delta_0|, \quad (3.2)$$

où λ , le rapport moyen de la séparation entre les trajectoires du système, est l'exposant de Lyapunov. Il est naturellement extrait de l'équation (3.2) et s'exprime alors par

$$\lambda = \frac{1}{\tau} \ln \frac{|\delta_\tau|}{|\delta_0|}. \quad (3.3)$$

Dans le cas où $\lambda > 0$, les trajectoires divergent ce qui signifie donc que la dynamique est chaotique. La figure 3.6(a) schématise cette divergence entre deux orbites initialement proches. La figure 3.6(b), quant à elle, est un exemple concret de la sensibilité aux conditions initiales ; on observe clairement que sur un temps court les trajectoires se superposent et divergent avec l'augmentation du temps. Cependant, il est à noter que malgré leur divergence, les trajectoires évolueront vers le même attracteur étrange tant que l'écart initial ne sort pas de ce qu'on appelle le bassin d'attraction, qui est donné par l'ensemble des conditions initiales faisant évoluer le système vers un même attracteur. Enfin, pour $\lambda < 0$, la dynamique est périodique et les trajectoires convergent exponentiellement vers leur attracteur caractérisé par un cycle limite.

Ces outils de caractérisation d'un système dynamique non linéaire ont été utilisés dans le cadre de cette thèse afin d'analyser la dynamique chaotique des parois de domaines magnétiques. Il était donc nécessaire de consacrer une section à leur descriptions. Bien qu'il soit possible d'aller plus en profondeur dans les concepts de la théorie du chaos, ce qui n'est pas l'objet de ce chapitre, les descriptions faites dans cette section sont suffisantes pour comprendre la représentation des résultats obtenus.

Nous allons à présent revenir au cadre de la dynamique non linéaire des parois de domaines en faisant un état de l'art portant sur ce sujet.

3.2 État de l'art

La dynamique non linéaire de l'aimantation dans les matériaux ferromagnétiques a été étudiée dans de nombreux systèmes et sous différents aspects. Dans un premier temps, nous étudierons quelques exemples divers où la dynamique chaotique de l'aimantation a été observée. Puis, dans un second temps, nous focaliserons les recherches bibliographiques sur le cas particulier des parois de domaines. Enfin, les objectifs de ce chapitre seront exposés.

3.2.1 Dynamique non linéaire de l'aimantation

La non linéarité de la dynamique de l'aimantation a été observée dans de nombreuses études. Par exemple, l'étude du chaos dans des expériences de résonance ferromagnétique [86] a été menée dans le cadre de la sécurisation de l'information par la synchronisation du chaos. La dynamique non linéaire de l'aimantation a été développée avec l'étude des ondes de spins, où la caractérisation des attracteurs étranges et l'apparition du chaos par intermittence ont été mises en évidence [87,88].

Ces comportements non linéaires peuvent s'expliquer théoriquement par la non linéarité de l'équation de Landau-Lifshitz, qui décrit la dynamique de l'aimantation. Cette non linéarité s'est manifestée dans l'étude du renversement d'un moment magnétique individuel, soumis à un champ magnétique constant parallèle à la direction d'anisotropie, et à un champ oscillant perpendiculaire à cette direction [89]. Il est montré que la dynamique varie entre comportement périodique et chaotique lorsque l'amplitude du champ alternatif est augmentée. De plus, les effets de l'amortissement ont été mis en évidence, puisqu'il a été observé que la variation du paramètre d'amortissement induisait un changement dans le champ d'apparition du chaos. Par ailleurs, des alternances entre dynamique périodique, quasipériodique et chaotique sont observées sur les diagrammes de bifurcation.

Enfin, pour rester sur la dynamique de l'aimantation décrite par l'équation LLG, une analyse complète, menée à bien par l'utilisation de tous les outils décrits dans la section précédente, et portant sur la dynamique chaotique d'une nano-particule en configuration mono-domaine a été réalisée [90]. Cette étude met en avant la dynamique de l'aimantation d'une nano-particule à anisotropie uniaxiale, ainsi que son comportement en fonction des caractéristiques d'un champ magnétique externe. Le champ magnétique est caractérisé par une composante parallèle à l'axe d'anisotropie, et des composantes transverses à cet axe. Plusieurs diagrammes, représentant le plus grand exposant de Lyapunov, ont été construits en fonction de l'amplitude de différentes composantes du champ magnétique appliqué. Dans un premier temps, les exposants de Lyapunov sont invariants par rapport au champ transverse. Une alternance entre régions chaotiques et périodiques est observée, où les régions chaotiques apparaissent à des intervalles constants. Enfin, un comportement plus irrégulier est observé sur ces diagrammes quand l'amplitude de la composante parallèle à l'axe d'anisotropie est variée, ainsi qu'une des composantes transverses. Les composantes θ et ϕ de l'aimantation transitent vers le chaos sur les diagrammes de bifurcation de manière abrupte.

Bien entendu, nous ne venons d'analyser qu'une infime partie de l'ensemble des recherches réalisées sur la dynamique non linéaire de l'aimantation. Pour trouver une étude approfondie dans ce domaine, deux ouvrages [91,92] mettent en revue les études réalisées

principalement sur la résonance ferromagnétique, les ondes de spins, la dynamique de nano-particules mono-domaines et le retournement de l'aimantation dans de telles particules. La suite de cette section est dédiée uniquement à l'étude des parois de domaines magnétiques et à leur dynamique chaotique.

3.2.2 Dynamique non linéaire des parois de domaines

Jusqu'à ce jour, peu de recherches ont eu pour objet l'étude de la dynamique chaotique des parois de domaines. Il faut revenir aux années 1990 pour trouver les travaux théoriques menés par Okuno *et al.* sur les oscillations chaotiques d'une paroi de Bloch piégée par un potentiel sinusoïdal et soumise à un champ magnétique harmonique balayant une gamme de fréquence entre 50 kHz et 1MHz [93–95]. Dans un premier temps, Okuno *et al.* montrent que les oscillations peuvent devenir chaotiques lorsque la paroi est piégée dans un puits de potentiel, et qu'elles proviennent essentiellement des propriétés non linéaires du piège. En parallèle, ils observent un comportement chaotique lorsque la paroi oscille entre deux puits voisins. Dans un second temps, ils mettent en relation les pertes d'énergie, causées par l'amortissement du système, avec les transitions vers le chaos de la dynamique de la paroi. Ils observent alors que la dissipation de l'énergie augmente de manière abrupte à chaque transition vers le chaos en se basant sur les diagrammes de bifurcation et le calcul de l'énergie d'amortissement. Enfin, ils traitent la question du contrôle des oscillations chaotiques d'une paroi de Bloch via la méthode OGY [96], qui consiste à appliquer des petites perturbations au système afin que la paroi reste dans la zone d'influence d'un attracteur périodique.

Durant la même période, des recherches traitant sur la dynamique non linéaire des parois de Bloch non piégées ont été réalisées par Sukiennicki *et al.* [97–101]. Ici, l'apparition du chaos est causée par des modifications structurales de la paroi de Bloch, qui dépendent de l'amplitude et de la fréquence du champ sinusoïdal appliqué. Ces modifications correspondent à la formation de lignes de Bloch [102] au sein de la paroi, qui devient alors très inhomogène spatialement et qui manifeste un comportement dynamique temporel irrégulier.

Plus tard, dans le cadre des études sur les générateurs micro-ondes basés sur les oscillations internes des parois de domaines sous l'effet d'un courant polarisé en spin [103,104], des recherches ont mis en évidence un comportement chaotique de ces oscillations [105,106]. Dans ces études théoriques, la paroi est confinée par un potentiel en cosinus hyperbolique et excitée par un courant polarisé sinusoïdal. Il est montré premièrement que l'aimantation au sein de la paroi décrit des comportements harmoniques en-dessous d'un courant critique, puis, passé ce courant, les oscillations deviennent anharmoniques. Partant de ces observations, une étude concentrée sur la non linéarité de ces oscillations a été réalisée, montrant une transition vers le chaos par doublement de période lorsque l'amplitude du courant est augmentée. Un phénomène de crise chaotique est aussi observé à une certaine valeur du courant, où la paroi passe d'un attracteur étrange à un autre.

Par ailleurs, l'analyse de la résonance stochastique d'une paroi piégée par un double puits de potentiel dans un nanofil planaire en permalloy a été menée par Martinez *et al.* [107]. Le phénomène de résonance stochastique représente le couplage entre un signal périodique et des fluctuations aléatoires. Ce phénomène permet l'amélioration de la détection d'un signal périodique faible. Dans cette étude, la paroi est soumise à un champ

magnétique sinusoïdal de basses fréquences ($1 \text{ MHz} \leq f \leq 10 \text{ MHz}$) et de faible amplitude ($1.25 \text{ Oe} \leq H_e \leq 5 \text{ Oe}$). Pour une certaine température, la résonance stochastique est observée et permet à la paroi d'osciller entre les deux puits de potentiel, malgré la faible amplitude du champ.

Enfin, la dynamique non linéaire de deux parois en interaction dipolaire dans deux nano-pistes voisines en permalloy, et soumises à un champ magnétique sinusoïdal a été étudiée [65]. Il est montré, par l'étude des courbes représentant l'amplitude maximale des oscillations en fonction de la fréquence d'excitation, que la non linéarité du système dépend fortement du paramètre d'amortissement de Gilbert, de la constante de raideur du potentiel, de l'amplitude et de la fréquence du champ. Cette non linéarité s'exprime par la présence de sauts dans ces courbes de fréquence dénotant la coexistence de deux solutions, des oscillations en phases et en oppositions de phases.

3.2.3 Objectifs du chapitre

Les recherches bibliographiques exposées précédemment ont permis de mettre en évidence un manque d'analyse de la dynamique chaotique des parois dans des nano-systèmes comportant des motifs lithographiés qui peuvent être utilisés dans les dispositifs informatiques. Or, la présence d'un comportement chaotique de la dynamique des parois peut mettre à mal la fonctionnalité du dispositif. Ce chapitre est consacré à l'étude de la dynamique d'une paroi de domaine piégée dans un double puits de potentiel et soumise à une excitation harmonique dans des nano-structures à géométrie planaire.

Dans un premier temps, la paroi est piégée entre deux extensions rectangulaires créant un potentiel de type Duffing. La première étape aura pour objet de caractériser le potentiel obtenu micromagnétiquement dans le cas du nickel et du permalloy. La seconde étape établira une comparaison des résultats micromagnétiques avec un modèle analytique unidimensionnel, pour être capable de décrire globalement la dynamique en fonction des paramètres de contrôles liés à l'excitation externe. Enfin, l'analyse des effets de la température sur la dynamique de la paroi sera menée via l'introduction du champ thermique dans le modèle.

Dans un second temps, une étude similaire à celle précédemment citée sera présentée dans le cas où le puits de potentiel est induit par deux doubles crans rectangulaires.

3.3 Dynamique chaotique d'une paroi piégée par des extensions rectangulaires

3.3.1 Caractérisation du système

Le processus de piégeage et de dépiégeage dans des nanofils planaires à extensions rectangulaires a déjà été étudié expérimentalement et numériquement [51,52], ces nano-structures pouvant faire office de porte logique [108]. Dans ces études, les effets d'une seule extension sont considérés.

Dans notre analyse, le premier système étudié à l'aide du programme Nmag consiste en un nanofil planaire de dimension $L_x \times L_y \times L_z = 610 \times 50 \times 5 \text{ nm}^3$, structuré avec deux extensions rectangulaires de dimensions $a_x \times a_y \times a_z = 70 \times 150 \times 5 \text{ nm}^3$, et séparées

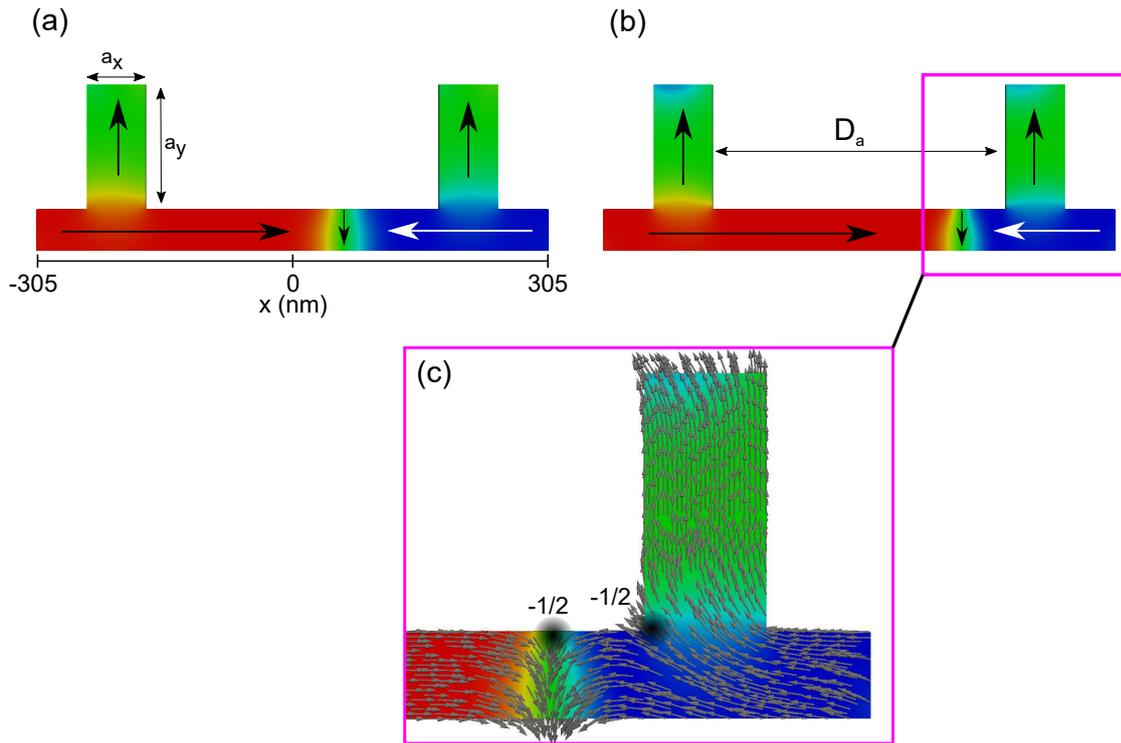


FIGURE 3.7 – État magnétique à l'équilibre des systèmes étudiés micromagnétiquement pour le cas du nickel (a) et du permalloy (b). (c) Zoom sur la région de bifurcation entre le corps longitudinal du nanofil et l'extension, pour le cas du permalloy.

d'une distance $D_a = 350$ nm. Les dimensions du système ont été choisies, après plusieurs essais, afin que la paroi soit suffisamment piégée par les extensions, et qu'une barrière énergétique soit présente au centre de la structure. La figure 3.7(a) montre la position d'équilibre de la paroi transverse en configuration *head-to-head* pour le système défini avec les paramètres associés au nickel : $\mu_0 M_S = 0.6$ T, $A = 1.05 \times 10^{-11}$ J/m et $\alpha = 0.02$. La position d'équilibre dans le cas du permalloy est représentée sur la figure 3.7(b), où les paramètres correspondent à $\mu_0 M_S = 1.08$ T, $A = 1.3 \times 10^{-11}$ J/m et $\alpha = 0.01$. On remarque une différence dans la position d'équilibre de la paroi entre le nickel et le permalloy. Dans le cas du nickel, la paroi se trouve à une distance de 115 nm par rapport au bord de l'extension de droite, tandis que pour le permalloy, cette distance est de 55 nm. Ceci s'explique par l'intensité de l'interaction dipolaire attractive entre les moments magnétiques de la paroi et ceux de l'extension, qui est à l'origine du puits de potentiel et qui dépend de M_S^2 . De part la valeur de M_S , plus importante pour le permalloy, l'attraction de la paroi devient alors plus puissante et induit donc un rapprochement significatif de celle-ci vers l'extension. Cependant dans les deux cas, la paroi est bloquée par la répulsion entre les charges topologiques représentées sur la figure 3.7(c). Par ailleurs, on remarque sur cette même figure que l'aimantation dans l'extension de droite adopte une structure en "S". Dans celle de gauche l'aimantation a une configuration en "C". Pour le système en nickel, l'orientation des moments magnétiques de la partie supérieure des extensions ne varie pas, comme l'indique le code couleur utilisé.

Le potentiel de piégeage est obtenu par des simulations micromagnétiques quasi-

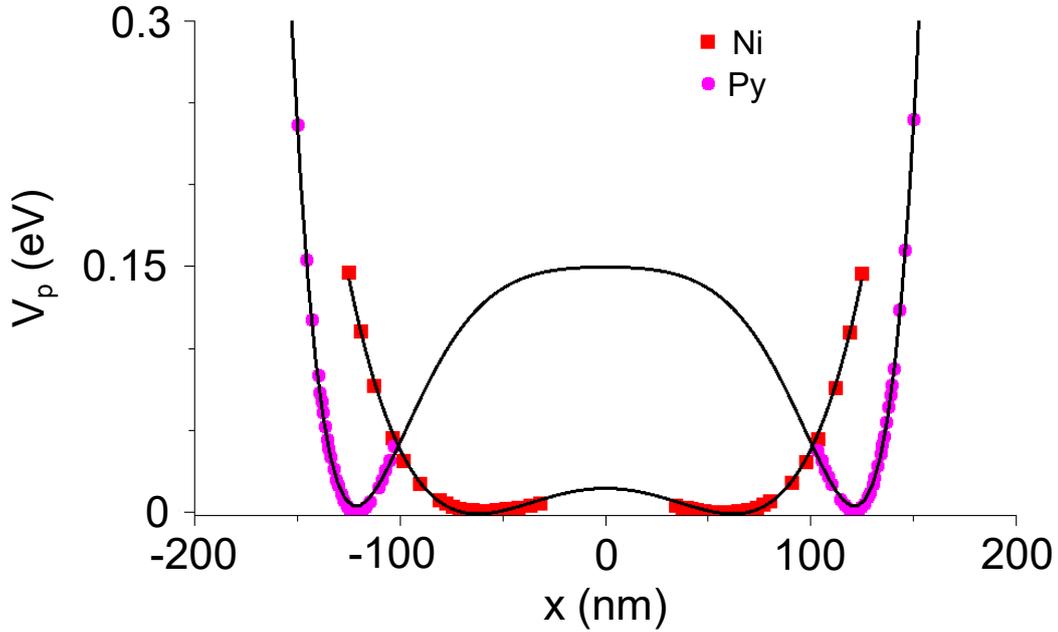


FIGURE 3.8 – Comparaison entre les potentiels de piégeage normalisés obtenus dans les nano-systèmes à extensions pour le nickel et le permalloy. Les lignes noires correspondent à l'ajustement des points micromagnétiques (cercles et carrés).

statiques, durant lesquelles la paroi est soumise à un champ magnétique constant pendant 20 ns. Cette action est répétée en faisant varier l'amplitude du champ magnétique. De plus, nous avons réitéré la même opération lorsque la paroi est située au niveau de l'extension de gauche. La figure 3.8 représente les potentiels de piégeage obtenus pour le nickel et le permalloy. Les profils énergétiques des systèmes correspondent à des doubles puits de potentiel, caractérisés par une forte asymétrie entre la barrière énergétique centrale et les barrières latérales. Cette asymétrie est mise en évidence par la différence entre les champs de dépiégeages, selon que l'on pousse la paroi d'un puits à un autre où qu'on la dirige vers l'extension. Dans le premier cas, le champ de dépiégeage pour le nickel est $H_{depNi} = \pm 1.9$ Oe, tandis que pour le permalloy $H_{depPy} = \pm 15$ Oe, où \pm permet la distinction entre le puits de gauche et de droite. Lorsque la paroi est poussée vers l'extension, le champ de dépiégeage est $H_{depNi} = \pm 165$ Oe ou $H_{depPy} = \pm 400$ Oe. Ces valeurs sont supérieures aux champs de Walker ($H_{WNi} \simeq 45$ Oe, $H_{WPy} \simeq 25$ Oe) déterminés micromagnétiquement pour des nanofils planaires sans extensions de 10 μm de longueur. Cependant, aucun retournement de l'aimantation n'a été observé pendant la simulation.

Les puits de potentiel déterminés par l'ajustement des résultats micromagnétiques sont du type Duffing. Pour le nickel, l'énergie de piégeage s'exprime comme :

$$V_{pNi}(x) = a_{Ni}x^2 + b_{Ni}x^4 \quad (3.4)$$

tandis que pour le permalloy, un profil de type Duffing étendu a été obtenu :

$$V_{pPy}(x) = a_{Py}x^2 + b_{Py}x^4 + c_{Py}x^8 \quad (3.5)$$

Les paramètres des potentiels sont pour le cas du nickel $a_{Ni} = -9.991 \times 10^{-7}$ J·m⁻², $b_{Ni} =$

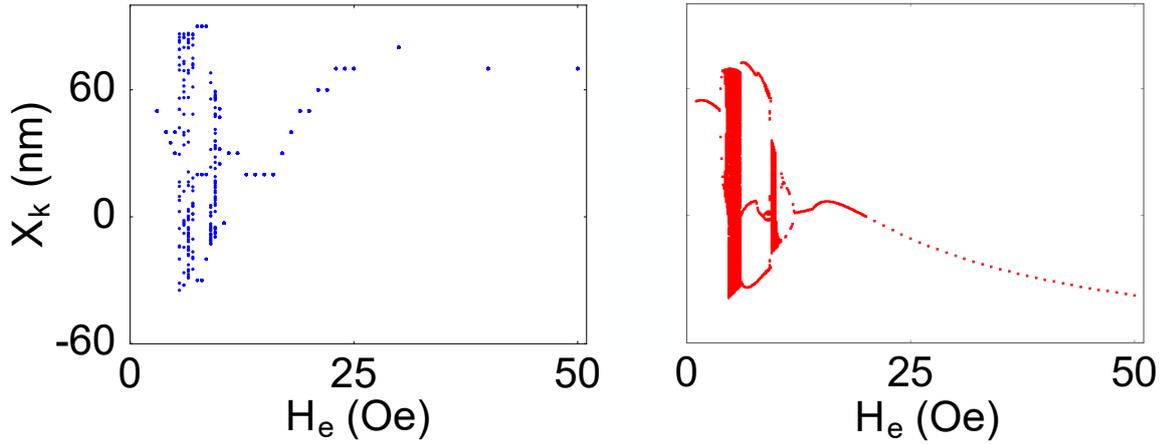


FIGURE 3.9 – Diagrammes de bifurcation calculés micromagnétiquement (bleu) et analytiquement (rouge) à $f = 0.5$ GHz pour le nano-système à extensions en nickel.

$1.990 \times 10^8 \text{ J}\cdot\text{m}^{-4}$, et pour le permalloy, $a_{Py} = -5.597 \times 10^{-6} \text{ J}\cdot\text{m}^{-2}$, $b_{Py} = -8.065 \times 10^7 \text{ J}\cdot\text{m}^{-4}$, $c_{Py} = 4.998 \times 10^{35} \text{ J}\cdot\text{m}^{-8}$. Les expressions (3.4) et (3.5) ont été utilisées dans les équations du modèle unidimensionnel.

À présent, nous allons aborder la dynamique de la paroi de domaine d'un point de vue micromagnétique, et confronter le modèle analytique aux résultats numériques.

3.3.2 Résultats micromagnétiques et comparaisons analytiques

Il s'agit ici de mettre en évidence la dynamique de la paroi soumise à un champ magnétique externe sinusoïdal $\vec{H}_e(t) = -H_e \sin(2\pi ft)\vec{e}_x$, le signe $-$ est présent puisque la position initiale de la paroi correspond au puits de potentiel de droite. Les paramètres de contrôle de la dynamique sont l'amplitude H_e et la fréquence f du champ magnétique. La gamme d'amplitude ne dépasse pas les 50 Oe, afin d'avoir un mouvement visqueux (faible vitesse, pas de retournement). La fréquence (≤ 3 GHz), quant à elle, est choisie pour être dans le même ordre de grandeur que les temps de lecture et d'écriture des dispositifs basés sur le déplacement des parois (~ 1 ns). Cependant, la comparaison entre les résultats micromagnétiques et analytiques a été réalisée pour des fréquences $f = 0.5$ GHz et $f = 1$ GHz. Pour rappel, les équations du modèle unidimensionnel à température nulle et en présence d'un champ de piégeage H_p correspondent à :

$$(1 + \alpha^2) \frac{\dot{X}}{\Delta} = \alpha \gamma_0 (H_e(t) + H_p(X)) + \frac{\gamma_0 H_K}{2} \sin 2\phi \quad (3.6)$$

$$(1 + \alpha^2) \dot{\phi} = \gamma_0 (H_e(t) + H_p(X)) - \frac{\alpha \gamma_0 H_K}{2} \sin 2\phi \quad (3.7)$$

où H_K est déterminé à partir des simulations micromagnétiques réalisées pour trouver le champ de Walker. Ces équations ont été intégrées par la méthode Runge-Kutta d'ordre 4 avec un pas de temps de 1 ps.

Nous abordons l'étude de la dynamique pour le cas du nickel. La figure 3.9 représente la comparaison entre les diagrammes de bifurcation obtenus de manière micromagnétique

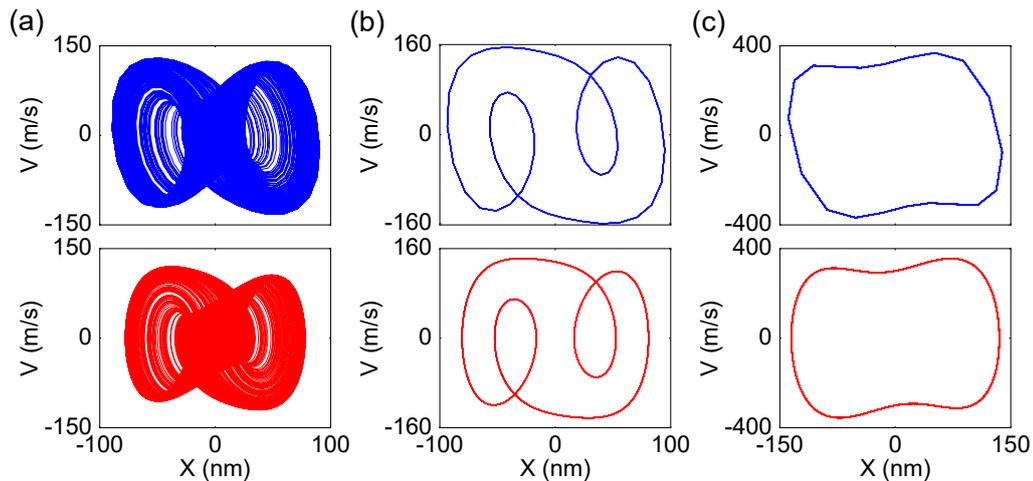


FIGURE 3.10 – Comparaison entre les portraits de phase micromagnétiques (bleu) et analytiques (rouge) à $f = 0.5$ GHz pour $H_e = 6$ Oe (a), $H_e = 7.5$ Oe (b) et $H_e = 20$ Oe (c).

et analytique à 0.5 GHz. Ces diagrammes mettent en évidence le comportement de la paroi, via sa position $X_k = X(t_k)$ avec $t_k = \frac{k}{f}$ ($k \in \mathbb{N}$), en fonction du champ magnétique H_e . Par ailleurs, la fenêtre temporelle de calcul a été de 300 ns, suffisamment longue pour observer les comportements asymptotiques qui apparaissent après une période de transition. Les données stroboscopiques X_k permettent de définir plusieurs régions de différente nature. Des fenêtres chaotiques apparaissent entre 4.5 et 10.2 Oe, entrecoupées par une zone d'oscillations subharmoniques de période-3. Dans ce cas, la première transition vers le chaos se fait par une cascade de doublements de période aux alentours de 4.1 Oe, où la paroi reste piégée dans un puits, tandis que des transitions brutales s'opèrent entre la première fenêtre chaotique et la région de période-3, ainsi qu'entre cette dernière et la seconde zone chaotique. La paroi oscille alors entre les deux puits du potentiel de Duffing. Lorsque l'amplitude du champ augmente, la dynamique passe d'un comportement chaotique à périodique de périodicité 1 par une cascade inverse de doublements de période inverse. Ainsi jusqu'à 50 Oe, la dynamique reste stable et la paroi oscille à la même fréquence que le champ magnétique entre les puits. Malgré certaines différences, les résultats analytiques décrivent le même comportement que les résultats micromagnétiques. Sur la première partie du diagramme analytique le pas de champ est de 0.1 Oe, alors que micromagnétiquement le pas est de 0.5 Oe, car la méthode par éléments finis étant très chronophage pour un système de cette dimension. Ceci explique la différence de détails entre les deux diagrammes. Au-delà de 20 Oe, le pas de champ a été augmenté car il n'était pas nécessaire d'être plus précis, compte tenu du comportement périodique de la paroi.

Afin d'aller un peu plus loin dans la comparaison entre les simulations numériques et le modèle unidimensionnel, nous avons représenté, pour les deux cas, les orbites asymptotiques sur les portraits de phase vitesse-position de la paroi. La figure 3.10(a) correspond aux trajectoires à 6 Oe de la première fenêtre chaotique du diagramme de bifurcation. Les oscillations subharmoniques de période-3 à 7.5 Oe sont représentées par le cycle limite à boucles de la figure 3.10(b). Le comportement à plus haut champ (20 Oe), quant à lui, est

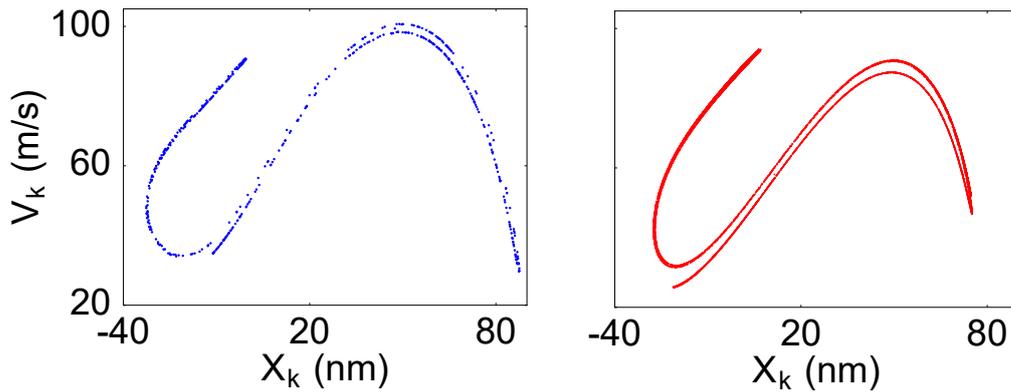


FIGURE 3.11 – Comparaison entre les sections de Poincaré déterminées de manière micromagnétique (bleu) et analytique (rouge) pour $f = 0.5$ GHz et $H_e = 6$ Oe. Les trajectoires chaotiques tendent asymptotiquement vers cet attracteur étrange.

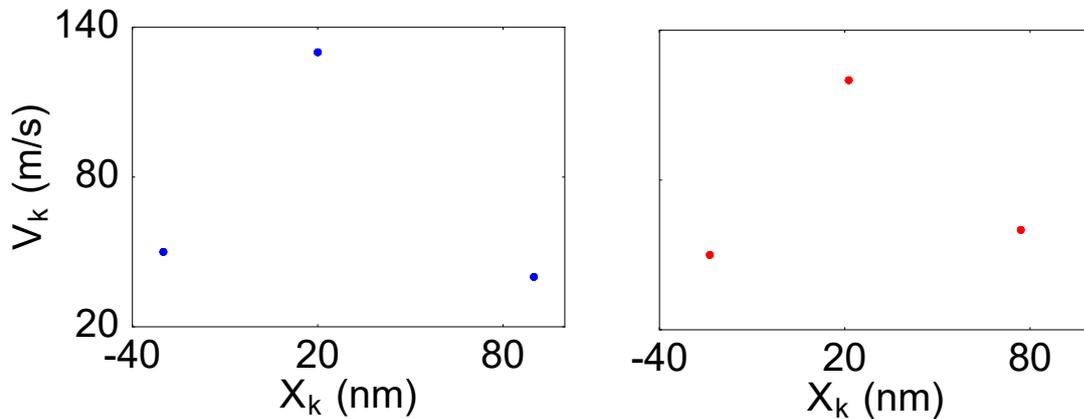


FIGURE 3.12 – Comparaison entre les sections de Poincaré déterminées de manière micromagnétique (bleu) et analytique (rouge) pour $f = 0.5$ GHz et $H_e = 7.5$ Oe.

mis en évidence sur la figure 3.10(c), où l'on observe un cycle limite typique d'oscillations harmoniques. Les sections de Poincaré représentées sur la figure 3.11 permettent d'identifier l'attracteur étrange à 6 Oe. Pour le cas micromagnétique, cet attracteur a été obtenu en laissant la paroi osciller pendant $1 \mu\text{s}$, tandis que pour le cas analytique, le calcul de la dynamique s'est fait sur une durée de $20 \mu\text{s}$. Ainsi, avec la multitude de points obtenus via le modèle unidimensionnel, nous avons trouvé une dimension de corrélation de 1.39, ce qui a permis de valider le caractère fractal de cet attracteur. Par ailleurs, le fait de trouver une forte similitude entre les deux attracteurs étranges renforce la comparaison entre les simulations micromagnétiques et le modèle unidimensionnel. Enfin, les sections de Poincaré de la figure 3.12 viennent confirmer la périodicité des oscillations subharmoniques de période-3 à 7.5 Oe, puisqu'on observe trois points distincts sur chaque section.

Lorsque la fréquence du champ magnétique est augmentée à 1 GHz, la dynamique change de manière drastique car aucune oscillation chaotique ou de périodicité multiple

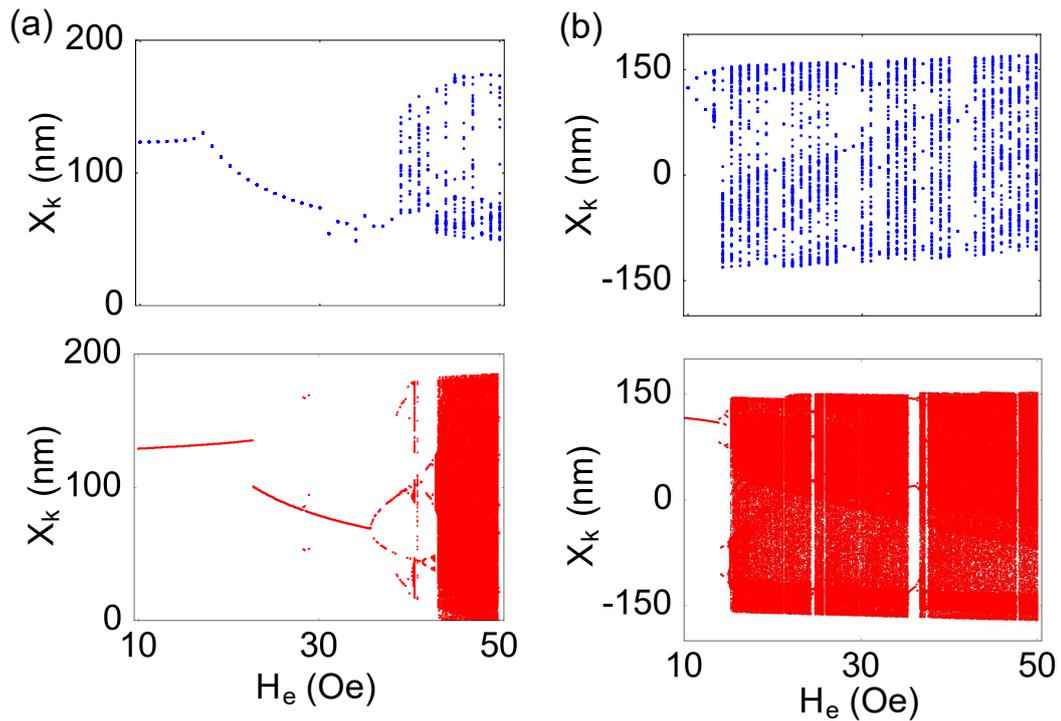


FIGURE 3.13 – Comparaison entre les diagrammes de bifurcation calculé via les simulations micromagnétiques (bleu) et par le modèle analytique (rouge) à $f = 0.5$ GHz (a) et $f = 1$ GHz (b) pour le système en permalloy.

n'a été observée. Pour $0 \leq H_e \leq 15$ Oe, la paroi oscille à la même fréquence que le champ dans le puits de droite, puis, pour $20 \leq H_e \leq 30$ Oe, la paroi saute dans le puits de gauche pendant une période de transition initiale et reste piégée dans ce puits. Enfin pour $35 \leq H_e \leq 50$ Oe, la paroi oscille entre les deux puits de potentiel. Les simulations micromagnétiques et analytiques sont en accord sur ces observations. Cependant il y avait peu d'intérêt à représenter le diagramme de bifurcation ou les oscillations de manière graphique. Nous reviendrons plus tard sur la dynamique globale calculée à l'aide du modèle analytique.

À présent, nous allons aborder le cas du permalloy et montrer que la dynamique est très différente par rapport au nickel.

Dans la section précédente, nous avons pu remarquer la grande différence qui existe sur les profils des doubles puits de potentiel entre le nickel et le permalloy. On peut donc s'attendre à ce que la dynamique de la paroi change en fonction des propriétés intrinsèques des matériaux. La différence entre les profils de potentiel se situe au niveau de l'espacement des deux puits, avec une distance entre puits plus importante pour le permalloy. Ceci implique une plus forte approximation sur la partie centrale du potentiel, puisque cette zone ne peut pas être obtenue par des simulations quasi-statiques. On peut alors s'attendre à un écart plus important entre les simulations micromagnétiques et les calculs analytiques.

Les diagrammes de bifurcation micromagnétiques et analytiques pour $f = 0.5$ GHz et $f = 1$ GHz sont représentés sur les figures 3.13(a) et 3.13(b) respectivement. À 0.5

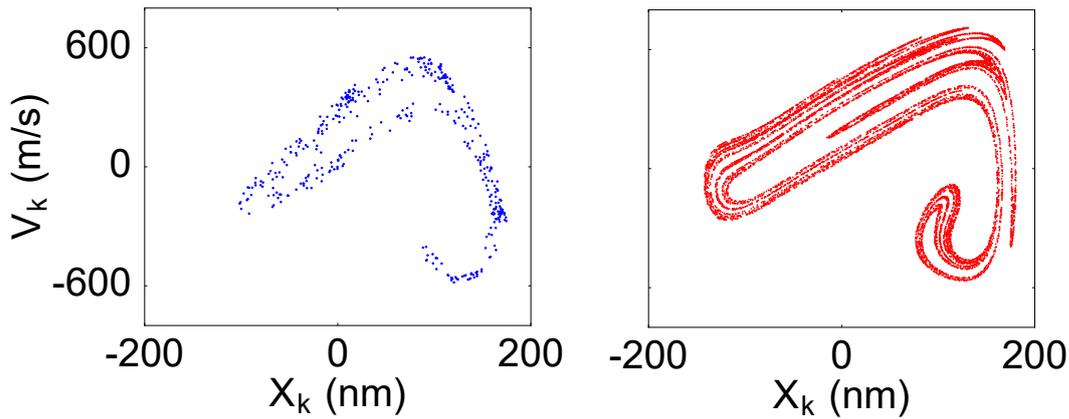


FIGURE 3.14 – Comparaison entre les sections de Poincaré déterminées de manière micromagnétique (bleu) et analytique (rouge) pour $f = 1$ GHz et $H_e = 50$ Oe. Les trajectoires chaotiques tendent asymptotiquement vers cet attracteur étrange.

GHz, la paroi commence par osciller de façon périodique dans un puits. Par la suite, on remarque un changement de pente lorsque le champ augmente, indiquant la transition vers des oscillations entre deux puits. Ce changement de pente apparaît à 17 Oe pour les simulations micromagnétiques et à 22.5 Oe dans le cas analytiques. Des différences supplémentaires entre les deux méthodes de calcul s'observent au niveau de la transition vers le chaos aux alentours de 35 Oe. Dans le cas micromagnétique, la transition est plus abrupte contrairement au cas analytique où un doublement de période mène la paroi vers le chaos. À 1 GHz, le comportement de la paroi est sensiblement différent puisque dans ce cas, on observe une domination du chaos sur un large spectre de champ magnétique. Ici, la transition vers le chaos se fait par un doublement de période à bas champs pour laisser place à une large fenêtre chaotique coupée par des zones étroites où les oscillations sont périodiques de périodicités multiples (période-5, période-3). De plus, on peut remarquer que le modèle unidimensionnel est en meilleur accord avec les résultats micromagnétiques, malgré un décalage à bas champs au niveau de la transition vers le chaos.

Comme pour le cas du nickel, nous avons déterminé l'attracteur étrange micromagnétique et analytique via la section de Poincaré. La figure 3.14 permet d'observer la comparaison entre les deux attracteurs obtenus à $f = 1$ GHz et $H_e = 50$ Oe. On remarque une similitude au niveau de la forme de cet attracteur, indiquant que le comportement chaotique de la paroi, trouvé par le modèle analytique, correspond bien à la dynamique observée micromagnétiquement. Cependant, le nombre de points étant plus faible pour la simulation numérique, il est compliqué d'observer le niveau de détail obtenu analytiquement. La dimension fractale de cet attracteur est de 1.70. Il n'est pas étonnant de trouver une dimension fractale supérieure à celle de l'attracteur étrange du système en nickel, puisque l'espace occupé par les points dans la section de Poincaré est plus grand et tend vers une dimension 2, contrairement au nickel, où l'attracteur tend vers une courbe de dimension 1.

Enfin, nous avons observé les propriétés typiques d'oscillateurs non linéaires sur la réponse en fréquence de l'amplitude des oscillations de la paroi. Lorsque la fréquence

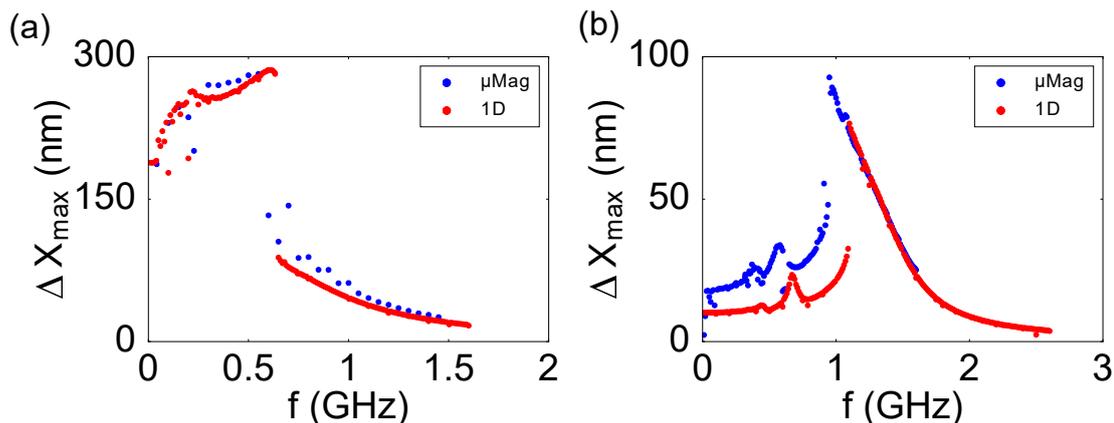


FIGURE 3.15 – Réponse de l'amplitude des oscillations de la paroi en fonction de la fréquence du champ magnétique calculée micromagnétiquement (bleu) et analytiquement (rouge). (a) $H_e = 20$ Oe pour le système en nickel. (b) $H_e = 10$ Oe pour le système en permalloy.

d'excitation est variée de manière continue, et que l'amplitude de la force motrice atteint une valeur critique, on observe un phénomène de repli de la courbe de résonance. Ce repli indique une variation de la fréquence de résonance, qui dépend des termes non linéaires, de l'amplitude de la force d'excitation, de la constante d'amortissement [109] et donc du paramètre d'amortissement de Gilbert α pour le cas des parois de domaines [65]. Ce phénomène est caractérisé sur les courbes de résonance par un saut en amplitude, indiquant la coexistence de plusieurs solutions stables et instables des équations différentielles.

Les figures 3.15(a) et 3.15(b) mettent en évidence les phénomènes de saut et de distorsion des courbes de résonance. Ces courbes ont été obtenues en faisant varier la fréquence de 10 MHz chaque 10 ns pendant les oscillations de la paroi. Pour le système micromagnétique en nickel, la fréquence a été variée de 50 MHz chaque 10 ns. Enfin, pour chaque tranche de fréquence, nous avons extrait l'amplitude maximale des oscillations, $\Delta X_{\max} = X_{\max} - X_{\min}$. Pour le système en nickel, à $H_e = 20$ Oe, nous observons le phénomène de saut à la résonance primaire à $f = 0.65$ GHz, où la paroi transite entre des oscillations entre deux puits à un puits. Pour le permalloy, à $H_e = 10$ Oe, la résonance est dans un puits et le saut apparaît à $f = 0.96$ GHz. On remarque pour le permalloy un écart en amplitude et en fréquence entre le modèle analytique et les simulations. L'écart en amplitude est de 17 nm et de 0.15 GHz pour l'écart en fréquence. De plus, dans ce système, on peut observer une résonance secondaire de plus faible amplitude à $f = 0.57$ GHz. Pour le nickel, nous suspectons aussi une résonance secondaire moins évidente à $f = 0.23$ GHz.

En utilisant le modèle unidimensionnel, nous avons analysé la variation des courbes de résonance en fonction de l'amplitude du champ. Pour le système en nickel, on remarque sur la figure 3.16(a) un décalage du pic de résonance de $f = 0.39$ GHz à $f = 0.31$ GHz entre 0.5 Oe et 2 Oe. Avec l'augmentation de l'amplitude du champ, il est moins évident de repérer la fréquence de résonance car la paroi oscille entre les deux puits de manière chaotique. Pour le permalloy, il est plus aisé d'observer le décalage de la fréquence de résonance, puisque les oscillations entre deux puits apparaissent à plus haut champ. Sur

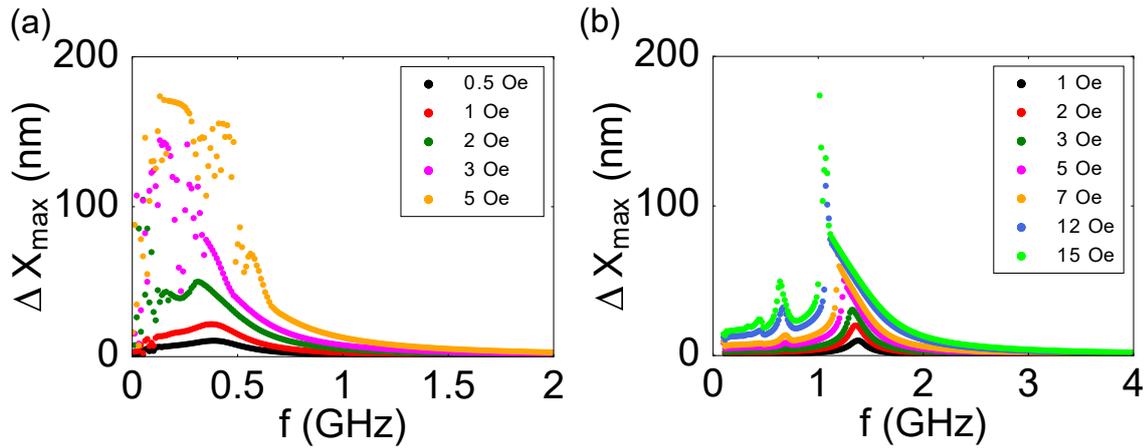


FIGURE 3.16 – Variation des courbes de résonance en fonction du champ magnétique appliqué pour le système en nickel (a) et en permalloy (b)

la figure 3.16(b), on observe l'apparition du phénomène de saut avec l'augmentation du champ magnétique. La fréquence de résonance varie de $f = 1.37$ GHz à $f = 1.01$ GHz pour H_e allant de 1 Oe à 15 Oe. À la résonance, la paroi visite le haut de la barrière énergétique centrale pour $H_e = 12$ Oe, et surpasse cette barrière à $H_e = 15$ Oe, laissant place à des oscillations entre deux puits. De plus, à partir de 5 Oe, on remarque l'apparition d'un pic de la résonance secondaire à $f = 0.69$ GHz précédemment observée sur la figure 3.15, il subit un décalage en fréquence avec l'augmentation du champ, et se situe à $f = 0.64$ GHz pour $H_e = 15$ Oe.

À travers cette présentation des résultats, nous avons pu comparer la dynamique de la paroi piégée entre le nanofil planaire à extensions en nickel et en permalloy. De plus, cela nous avons pu confronter le modèle unidimensionnel aux simulations micromagnétiques. Nous avons observé un plus grand écart entre ces deux méthodes pour le permalloy comme le faisait pressentir la plus forte approximation sur l'ajustement entre les puits de potentiel. Cependant, nous avons retrouvé le même comportement général avec le modèle analytique, aussi bien pour le système en nickel que celui en permalloy.

Le modèle analytique a donc été utilisé pour avoir un point de vue global de la dynamique de la paroi à température nulle et non nulle. Les sous-sections suivantes sont une présentation de ces résultats obtenus analytiquement.

3.3.3 Diagrammes de Lyapunov et dynamique globale de la paroi à $T=0$ K

Pour identifier et caractériser la dynamique chaotique de la paroi, nous avons calculé l'exposant de Lyapunov λ décrit dans la première partie du chapitre. Pour rappel, la méthode de l'exposant de Lyapunov est basée sur l'instabilité exponentielle des trajectoires chaotiques initialement proches. De plus, un exposant positif implique un comportement chaotique du système. À l'aide de cet exposant, nous avons construit des diagrammes de phases en fonction des paramètres de contrôle f et H_e , en utilisant le modèle unidimensionnel décrit par les équations (3.6) et (3.7), où les potentiels V_{pNi} et V_{pPy} définissent les

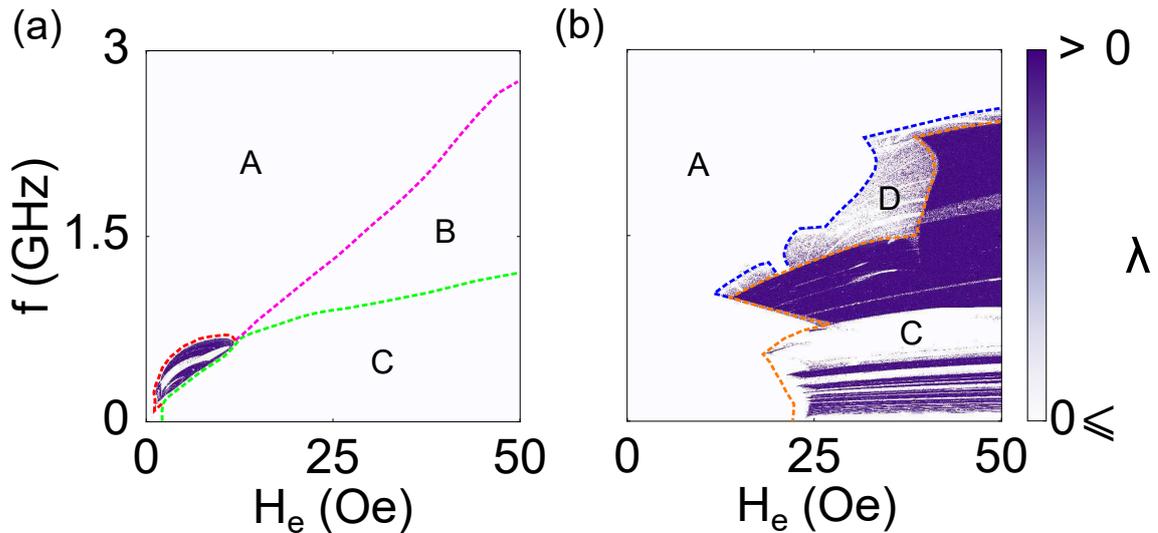


FIGURE 3.17 – Diagrammes de phases représentant le signe de l'exposant de Lyapunov en fonction de l'amplitude et de la fréquence du champ magnétique appliqué pour le système en nickel (a) et en permalloy (b).

champs de piégeage H_p . Les diagrammes de phases correspondent aux figures 3.17(a) et 3.17(b) pour le nickel et le permalloy, respectivement, à $T=0$ K. Ces diagrammes représentent 1000×1000 points d'intégration, avec un pas de fréquence de 3 MHz et un pas de champ de 0.05 Oe.

Une nette différence est observée entre ces deux diagrammes. Dans le nanofil planaire en nickel, nous observons un unique îlot chaotique à bas champs ($H_e \leq 12$ Oe) et pour des fréquences inférieures à 0.68 GHz. On remarque à l'intérieur de la zone chaotique une région périodique correspondant aux oscillations subharmoniques de périodicité 3 décrites précédemment. Par ailleurs, on distingue trois zones périodiques. La zone A correspond à des oscillations uniquement dans le puits de droite (puits initial), dans la zone B la paroi saute rapidement dans l'autre puits et oscille dedans en restant piégée, tandis que la zone C représente la région où la paroi oscille entre les deux puits de potentiel. Chaque zone est délimitée par une frontière. La frontière rouge correspond à la transition entre la zone A et la région chaotique, la magenta est la ligne de saut entre le puits de droite et de gauche et enfin la frontière verte délimite la zone d'oscillations périodiques entre deux puits. À noter que la région périodique entre deux puits à l'intérieur de l'îlot chaotique n'a pas été délimitée par souci de clarté.

En revanche, pour le système en permalloy, une large partie de l'espace des paramètres est dominée par le chaos. Un mouvement périodique est déterminé pour toutes les fréquences à un champ appliqué en-dessous de 14 Oe, et jusqu'à 50 Oe pour des fréquences comprises entre 0.6 GHz et 0.75 GHz, ainsi qu'au dessus de 2.5 GHz. La zone A représentée sur le diagramme correspond à un mouvement périodique de la paroi piégée dans un seul puits (puits initial de droite). La frontière orange marque la transition entre des oscillations dans un puits et entre deux puits. La région rectangulaire C, quant à elle, correspond aux oscillations périodiques entre deux puits. On remarque que cette zone est marbrée par des tranches d'instabilités entre 0.1 GHz et 0.6 GHz où la dynamique est

chaotique. Enfin, on distingue différents comportements lorsqu'on observe la large région chaotique qui s'étend de 0.75 GHz à 2.5 GHz. Lorsque la fréquence augmente de 0.75 GHz à 1 GHz, le champ d'apparition du chaos diminue, indiquant un phénomène résonant permettant de faciliter le passage d'un puits à un autre, comme nous avons pu le constater en analysant la figure 3.15(b). Puis, avec l'augmentation de la fréquence on remarque que ce champ augmente jusqu'à se stabiliser entre 40 et 43 Oe, sur une gamme de fréquence comprise entre 1.5 GHz et 2.5 GHz. Sur l'intégralité de la zone chaotique principale on observe une différence de densité de points. Les parties violettes les plus denses signifient que la dynamique est chaotique et que les trajectoires de la paroi tendent vers un attracteur étrange. Les parties les moins denses, où la localisation des points est disparate, correspondent à des zones d'instabilités des attracteurs périodiques. Après une transition chaotique, la paroi stabilise son mouvement dans un des deux puits de potentiel mais un écart aux conditions initiales permet à la paroi d'effectuer un saut vers le puits opposé et poursuivre ses oscillations dans ce puits de manière périodique. Un tel comportement est représenté sur la figure 3.18, où l'on peut observer deux séries temporelles de la position de la paroi perturbées par un faible écart aux conditions initiales. La zone D, entre les frontières bleue et orange, correspond à cette région d'instabilités du diagramme de phases. Cependant, certains points de l'espace des paramètres dans la région D ne sont pas instables, ce qui explique la faible densité de point où l'exposant de Lyapunov est positif.

À travers cette étude analytique à température nulle, nous pouvons conclure que la dynamique de la paroi est très influencée par les propriétés intrinsèques des matériaux. En effet, l'aimantation à saturation et la constante d'échange définissent le profil des puits de potentiel qui détermine le comportement de la paroi lorsqu'elle est mise en mouvement. Les gammes de champs et de fréquences sondées ont permis de montrer que pour le nickel, où les variations du potentiel sont faibles, la dynamique est majoritairement périodique sur

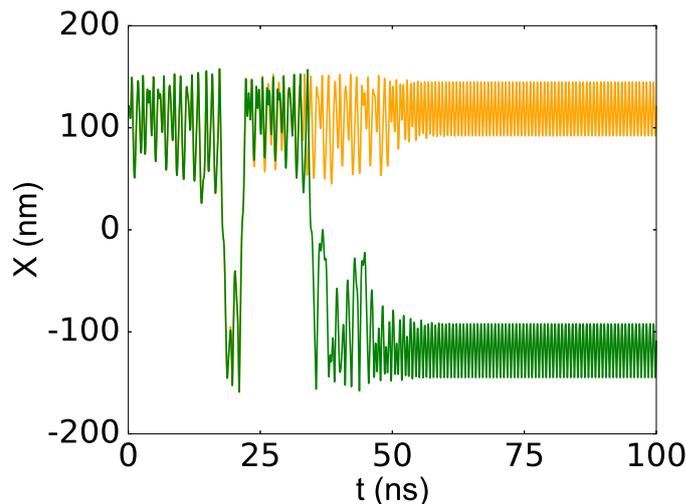


FIGURE 3.18 – Séries temporelles de la position de la paroi piégée dans le nanofil en permalloy à $H_e = 26$ Oe et $f = 1.5$ GHz. Dynamique dans la zone D, où la paroi a subi une perturbation initiale en position $\delta X_0 = 10^{-10}$ nm et en angle $\delta\phi_0 = 10^{-10}$ rad.

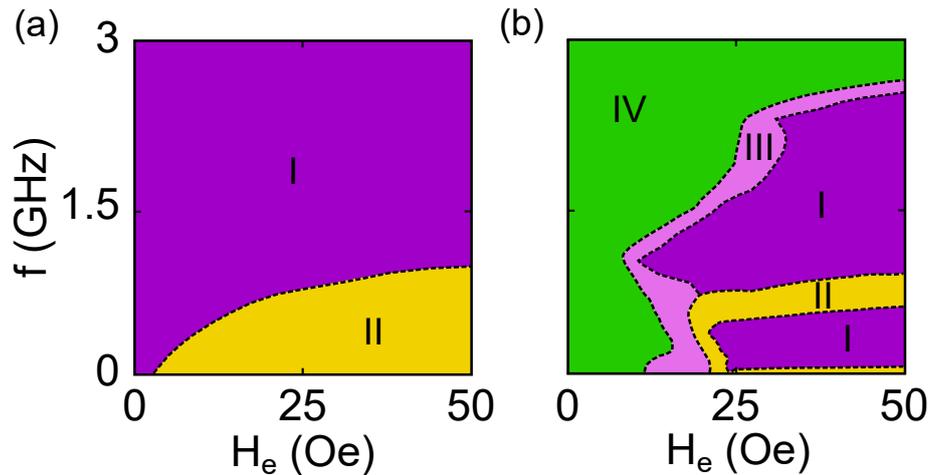


FIGURE 3.19 – Schémas représentant les différentes zones où la dynamique change dans l'espace des paramètres fréquences-champs à $T=300$ K pour le système à extensions rectangulaires en nickel (a), et en permalloy (b).

l'ensemble des paramètres de contrôle, où uniquement une zone chaotique restreinte a été observée. Enfin, la constante d'amortissement $\alpha = 0.02$, utilisée pour le nickel, correspond à la valeur calculée à température ambiante. À basse température, en-dessous de 80 K, la valeur augmente jusqu'à 0.1 [78]. Si une valeur de $\alpha = 0.1$ est utilisée, le diagramme de phases change et seules des oscillations périodiques de la paroi sont déterminées, ce qui illustre l'impact de la constante d'amortissement sur la dynamique. En revanche, dans le cas du permalloy, les variations du potentiel sont plus marquées, le rayon de courbure des puits est faible, leur profondeur ainsi que leur distance de séparation sont plus importantes. Ces variations, prises en compte par l'ajout d'un terme non linéaire supplémentaire, se traduisent par une dynamique chaotique plus présente sur le diagramme de phases.

Après avoir traité le cas à $T=0$ K, nous allons analyser la façon dont la température influence sur la dynamique de la paroi dans les nano-systèmes en nickel et en permalloy à l'aide du modèle analytique.

3.3.4 Influence de la température

La température influence le mouvement de la paroi de deux manières : dans un premier cas, le bruit thermique perturbe les oscillations de la paroi en modifiant leur forme, et dans un deuxième cas, la température permet l'activation de sauts au-dessus de la barrière centrale à plus bas champs. En utilisant les équations de Langevin définies au chapitre 1, nous avons déterminé la dynamique stochastique de la paroi en calculant 100 réalisations du mouvement de la paroi pour un nombre fini de points (15×500) des diagrammes de phases construits à température nulle (figures 3.17(a) et 3.17(b)).

Grâce à ces réalisations, nous avons pu observer les modifications engendrées par la température et transcrire ces variations sur les diagrammes de phases représentés sur la figure 3.19. La figure 3.19(a) correspond au cas du système en nickel, où l'on peut observer deux zones distinctes.

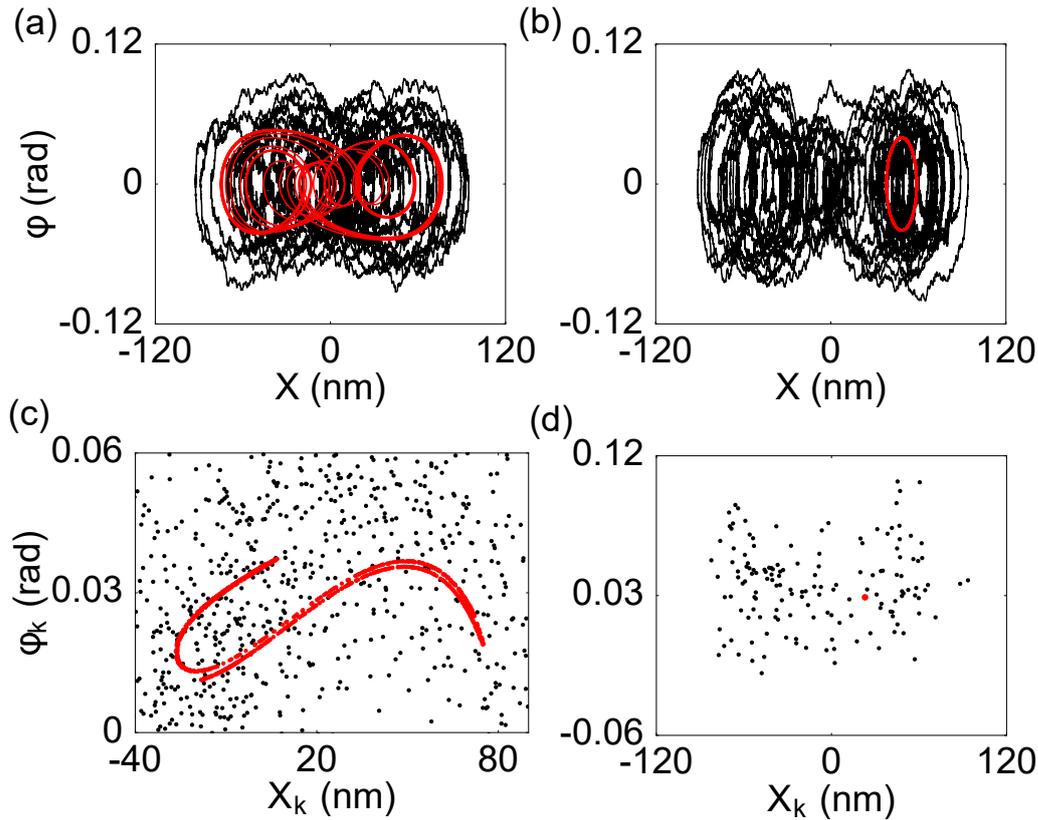


FIGURE 3.20 – Portraits de phase pour $f = 0.5$ GHz et $H_e = 6$ Oe (a) et pour $f = 1.5$ GHz et $H_e = 20$ Oe (b), pour le système en nickel. Sections de Poincaré (c) et (d) correspondant aux portraits de phase, respectivement. Les résultats obtenus à $T=300$ K (couleur noire) sont comparés avec ceux obtenus à $T=0$ K (couleur rouge).

Dans la zone I, la paroi oscille systématiquement entre deux puits de façon aléatoire. Cette zone s'étend pour tous les champs magnétiques, sur une gamme de fréquence allant de 0.9 GHz à 3 GHz. Lorsque la fréquence diminue, cette région est bornée par la frontière représentée par la courbe en pointillés. Deux exemples représentés sur la 3.20 permettent d'observer les modifications de la dynamique de la paroi induites par la température dans cette région. Les figures 3.20(a) et 3.20(b) correspondent aux portraits de phase $\phi(X)$ à $T=0$ K et $T=300$ K, pour les couples de paramètres ($f = 0.5$ GHz, $H_e = 6$ Oe) et ($f = 1.5$ GHz, $H_e = 20$ Oe) respectivement. On remarque, pour le premier couple, que les orbites chaotiques de la paroi sont complètement perturbées par la température. Ceci se traduit par un éclatement de l'attracteur étrange dans la section de Poincaré, comme on peut le constater sur la figure 3.20(c). Cette éclatement montre que la paroi ne tend plus vers une structure ordonnée à dimension fractale de l'espace des phases, et implique donc que la dynamique est purement aléatoire. Pour le second couple de paramètres, la paroi oscille entre les deux puits à $T=300$ K, alors que ses oscillations à $T=0$ K sont confinées dans le puits de droite. La barrière centrale est suffisamment faible ($V_{pNi}(X=0) \simeq 15$ meV) pour que l'énergie thermique ($k_B T = 25$ meV) permette à la paroi de la franchir. La section de Poincaré correspondant à ces oscillations et représentée sur la figure 3.20(d), permet d'observer un ensemble de points répartis aléatoirement entre les deux puits de potentiel.

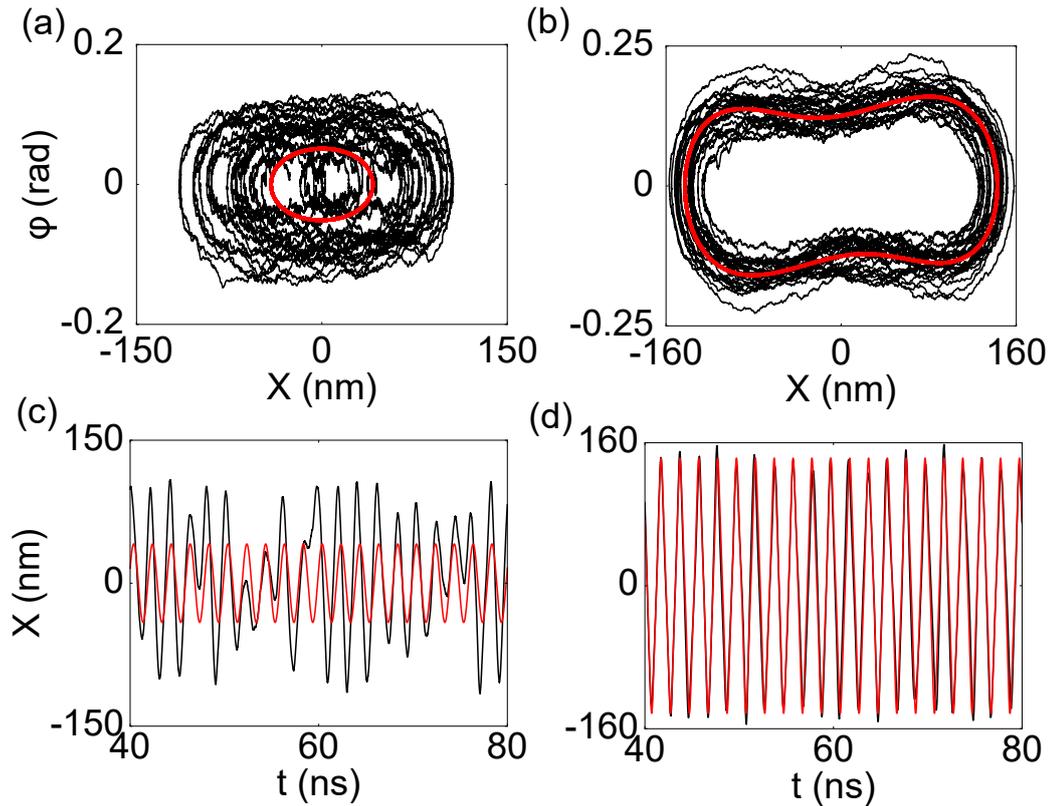


FIGURE 3.21 – Portraits de phase pour $f = 0.5$ GHz et $H_e = 12$ Oe (a) et pour $f = 0.5$ GHz et $H_e = 25$ Oe (b), pour le système en nickel. Séries temporelles de la position de la paroi, (c) et (d), correspondant respectivement aux portraits de phase.

Ainsi, dans toute la zone I, le comportement de la paroi est similaire à celui observé sur les deux exemples décrits précédemment. Nous ne pouvons plus qualifier ces oscillations de chaotiques à proprement parler, car elles décrivent un comportement aléatoire et l'ordre caché du chaos déterministe disparaît sous l'effet de la température.

Dans la région II, la dynamique est sensiblement différente puisque les oscillations sont quasi-périodiques entre deux puits, et modulées en amplitude par le bruit thermique. Les figures 3.21(a) et 3.21(b) représentent les portraits de phase $\phi(X)$ à $T=0$ K et $T=300$ K, pour les couples de paramètres ($f = 0.5$ GHz, $H_e = 12$ Oe) et ($f = 0.5$ GHz, $H_e = 25$ Oe) respectivement. Les évolutions temporelles de la position de la paroi correspondant à ces portraits de phase sont représentées sur les figures 3.21(c) et 3.21(d). On observe que la modulation en amplitude diminue lorsque le champ magnétique augmente, à 25 Oe les oscillations à $T=300$ K sont très peu différentes des oscillations à $T=0$ K. Dans ce cas, la section de Poincaré sera représentée par un petit nuage de points autour de l'unique point correspondant à $T=0$ K, comme on peut le deviner en regardant le portrait de phase (3.21(b)). Enfin, malgré la modulation en amplitude, la fréquence des oscillations de la paroi correspond à celle du champ magnétique, d'où la quasi-périodicité des oscillations.

Pour le système en permalloy, la situation est différente puisqu'on peut observer que deux zones supplémentaires font leur apparition sur le diagramme de phases représenté sur la figure 3.19(b). Les zones I et II sont équivalentes à celles décrites pour le système

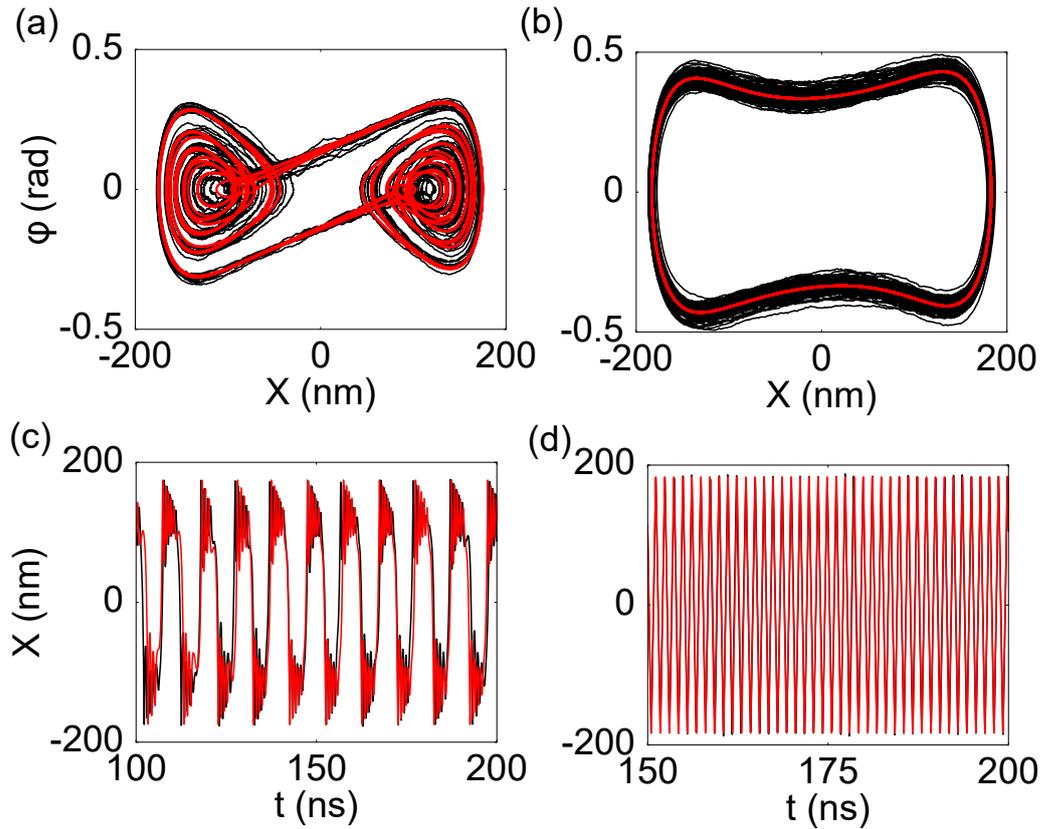


FIGURE 3.22 – Portraits de phase pour $f = 0.1$ GHz et $H_e = 30$ Oe (a) et pour $f = 0.8$ GHz et $H_e = 30$ Oe (b), pour le système en permalloy. Séries temporelles de la position de la paroi, (c) et (d), correspondant aux portraits de phase, respectivement.

en nickel. Dans la première région, les oscillations de la paroi se font entre deux puits et ont un comportement aléatoire, tandis que pour la seconde région la dynamique est quasi-périodique comme on peut l’observer sur la figure 3.22. Les figures 3.22(a) et 3.22(c) correspondent au portrait de phase et à l’évolution de la position de la paroi au cours du temps pour $f = 0.1$ GHz et $H_e = 30$ Oe. Ces figures représentent le comportement quasi-périodique de la paroi à basse fréquence, où on peut observer des oscillations de relaxation dans les puits de potentiel à chaque extremum du mouvement. Les figures 3.22(b) et 3.22(d) permettent d’observer la dynamique dans cette région à plus haute fréquence, pour $f = 0.8$ GHz et $H_e = 30$ Oe. On observe ici une légère modulation de l’amplitude induite par la température.

L’apparition des zones supplémentaires III et IV provient de la barrière énergétique centrale qui est plus importante pour le permalloy que pour le nickel ($V_{pPy}(X = 0) = 150$ meV). Ainsi, dans la région III, la dynamique de la paroi est caractérisée par des sauts thermiques. La paroi, soumise aux effets de la température et du champ magnétique externe, saute de manière aléatoire au cours du temps d’un puits à l’autre du potentiel, comme on peut l’observer sur la figure 3.23 pour $f = 1.5$ GHz et $H_e = 22$ Oe. On voit clairement sur cette figure que la paroi alterne entre les puits via des sauts apparaissant brusquement, ce qui est en contraste avec la figure 3.20 où la paroi visite l’ensemble du

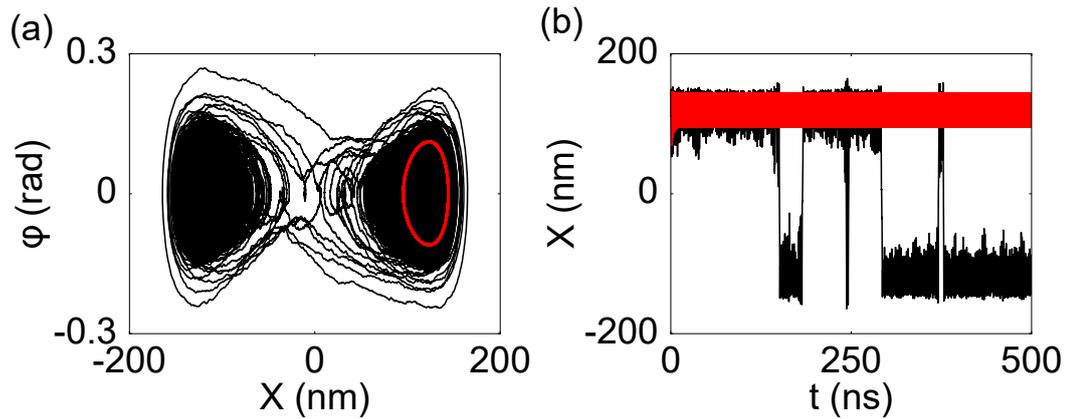


FIGURE 3.23 – Portrait de phase pour $f = 1.5$ GHz et $H_e = 22$ Oe (a), pour le système en permalloy. Série temporelle de la position de la paroi, (b), correspondant au portrait de phase.

potentiel de manière fluide et continue. Cette zone est présente sur une large gamme de fréquences allant de 3 MHz à 2.5 GHz. Par ailleurs, la fréquence des sauts de la paroi augmente avec le champ magnétique appliqué, jusqu'à ce que les oscillations deviennent continues, reflétant un comportement aléatoire ou quasi-périodique entre les deux puits (zones I et II).

La région IV, quant à elle, définit la zone où la paroi oscille uniquement dans le puits initial et où la probabilité des sauts thermiques est très faible ($\leq 2\%$) sur l'ensemble des réalisations effectuées. Les figures 3.24(a) et 3.24(b) représentent les oscillations modulées en amplitude pour les couples de paramètres ($f = 1.5$ GHz, $H_e = 15$ Oe) et ($f = 2.5$ GHz, $H_e = 25$ Oe) respectivement. Les transformées de Fourier correspondant à ces oscillations sont représentées sur les figure 3.24(c) et 3.24(d). On remarque un bruit sur une large gamme de fréquences, un pic correspondant à la fréquence du champ magnétique appliqué et un second pic plus étalé aux alentours de 1.2 GHz. Ce dernier est présent sur tous les points de la région IV. Il correspond à la fréquence de résonance du puits dans lequel la paroi oscille. En effet, la position de ce pic sur le spectre de Fourier correspond exactement à la gamme de fréquences où la résonance fait son apparition, comme nous l'avons observé sur la figure 3.16(b). Par ailleurs, la présence de ce pic est causée par la nature même du bruit thermique, caractérisé par un bruit blanc pour lequel la densité spectrale de puissance est la même pour toutes les fréquences. Enfin, dans le cas des nanofils à extensions rectangulaires, nous n'observons pas de phénomène de dépiégeage en dehors du potentiel causé par la température, car les barrières latérales des puits de potentiel ont une énergie suffisamment importante pour garder la paroi confinée. Nous observerons que la situation est bien différente pour le cas des nanofils crantés.

À présent, nous allons étudier le cas dans lequel la paroi est piégée dans un double puits de potentiel induit par des crans rectangulaires.

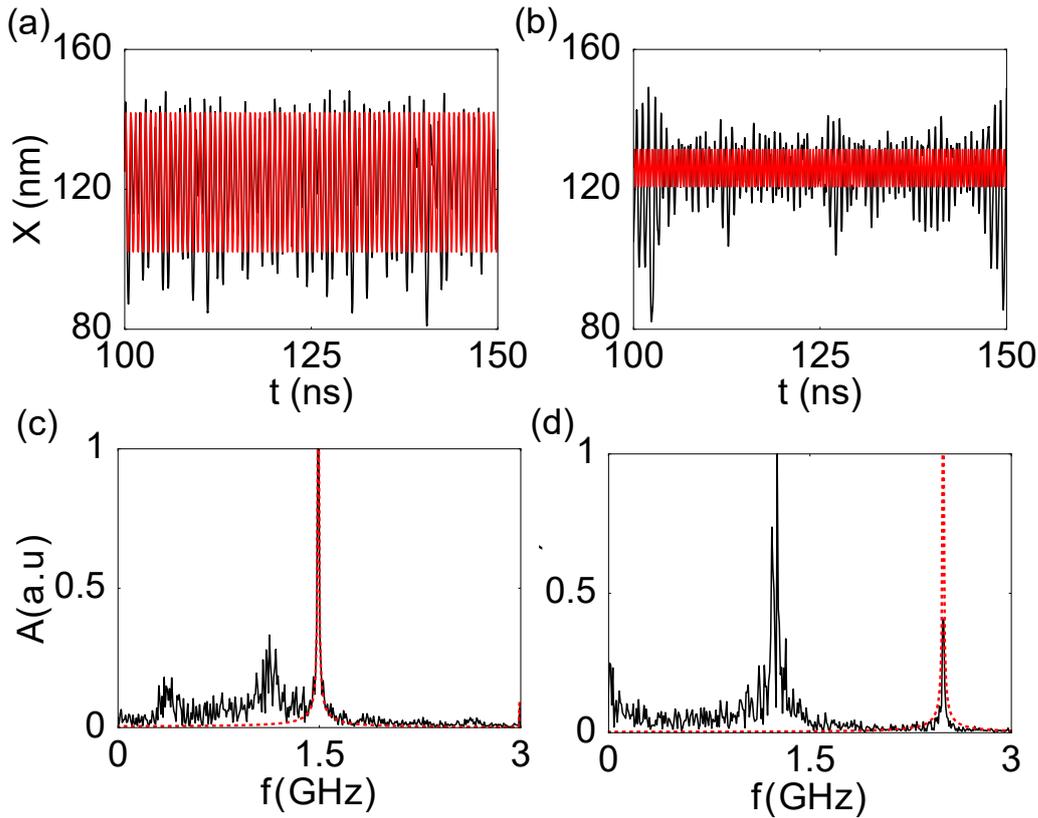


FIGURE 3.24 – Oscillations de la paroi à $f = 1.5$ GHz et $H_e = 15$ Oe (a) et pour $f = 2.5$ GHz et $H_e = 25$ Oe (b), pour le système en permalloy. Transformées de Fourier respectives aux oscillations, (c) et (d), à $T=300$ K (ligne noire) et $T=0$ K (ligne en pointillé rouge).

3.4 Dynamique chaotique d'une paroi piégée par des crans rectangulaires

3.4.1 Caractérisation du système

Dans cette partie, nous considérons un nanofil planaire de dimension $L_x \times L_y \times L_z = 800 \times 60 \times 5$ nm³ dans lequel la paroi est piégée par une paire de double crans, symétriquement placés par rapport au centre du nanofil. Les dimensions des crans à géométrie rectangulaire sont $n_x \times n_y \times n_z = 20 \times 10 \times 5$ nm³ et sont séparés de 40 nm pour le nanofil en nickel, tandis que pour le permalloy, des dimensions $n_x \times n_y \times n_z = 15 \times 8 \times 5$ nm³ ont été utilisées avec une séparation de 30 nm. Les figures 3.25(a) et 3.25(b) représentent les états d'équilibre de la paroi transverse pour le système en nickel et en permalloy, respectivement.

Nous avons joué sur la distance de séparation entre les crans, afin d'obtenir un double puits de potentiel. La faible distance entre les bords des crans permet d'introduire une asymétrie entre la barrière centrale du potentiel et ses barrières latérales. Cette asymétrie reflète l'attraction induite par le rapprochement du double cran vis-à-vis de la paroi piégée, comme l'indique l'inclinaison des parois sur la figure 3.25. En utilisant la même méthode que pour les nanofils à extensions, nous avons extrait les potentiels de piégeage

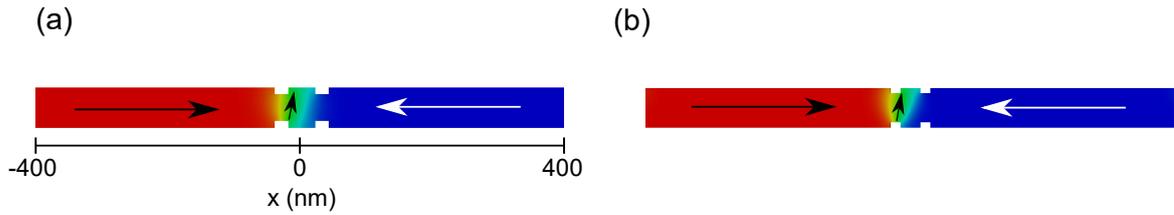


FIGURE 3.25 – État magnétique à l'équilibre des systèmes étudiés micromagnétiquement pour le cas du nickel (a) et du permalloy (b).

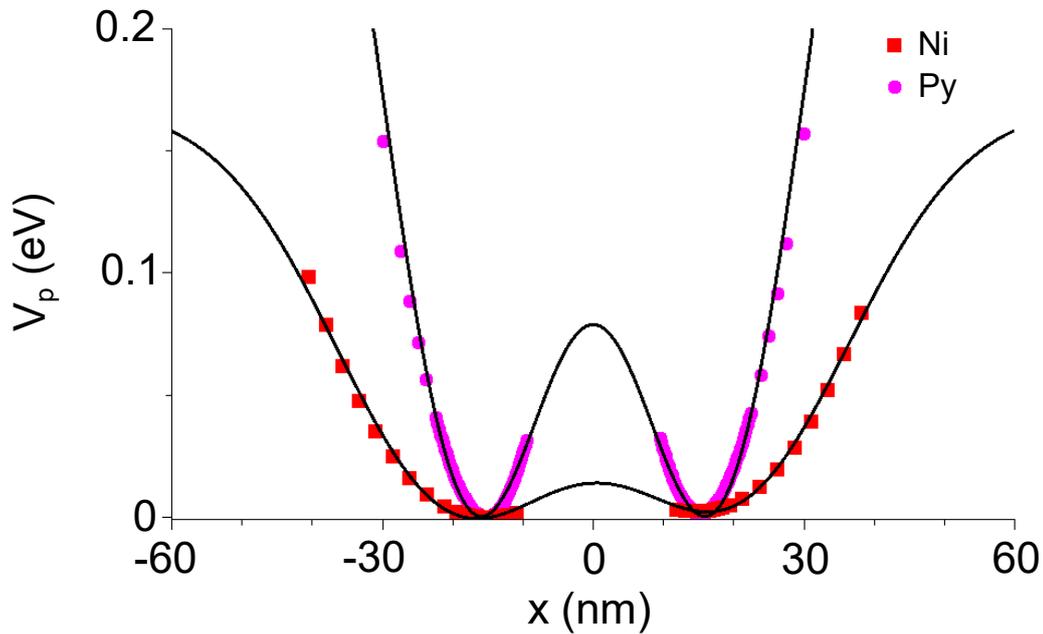


FIGURE 3.26 – Comparaison entre les potentiels de piégeages normalisés obtenus dans les nanofils crantés en nickel et le permalloy. Les lignes noires correspondent à l'ajustement des points micromagnétiques (cercles et carrés).

pour le système en nickel et celui en permalloy. La figure 3.26 représente la comparaison entre ces deux potentiels, où on peut observer les profils énergétiques correspondant à des doubles puits de potentiel. L'asymétrie entre la barrière centrale et les barrières latérales est caractérisée par la différence entre les champs de dépiégeages. Lorsque la paroi est poussée vers le double cran vide, un champ de dépiégeage $H_{depNi} = \pm 4$ Oe a été déterminé pour le système en nickel, et $H_{depPy} = \pm 37$ Oe pour le nanofil en permalloy. À l'inverse, lorsque l'on pousse la paroi vers l'extérieur de la région crantée, les champs de dépiégeages correspondent à $H_{depNi} = \pm 50$ Oe et $H_{depPy} = \pm 85$ Oe. On remarque à travers ces valeurs, que le permalloy a un pouvoir de piégeage plus important que le nickel. C'est pourquoi, la distance de séparation entre les crans ainsi que leurs dimensions sont plus faibles pour le permalloy, afin de pouvoir accentuer l'asymétrie entre les différentes barrières. L'ajustement des points micromagnétiques a été réalisé par un potentiel

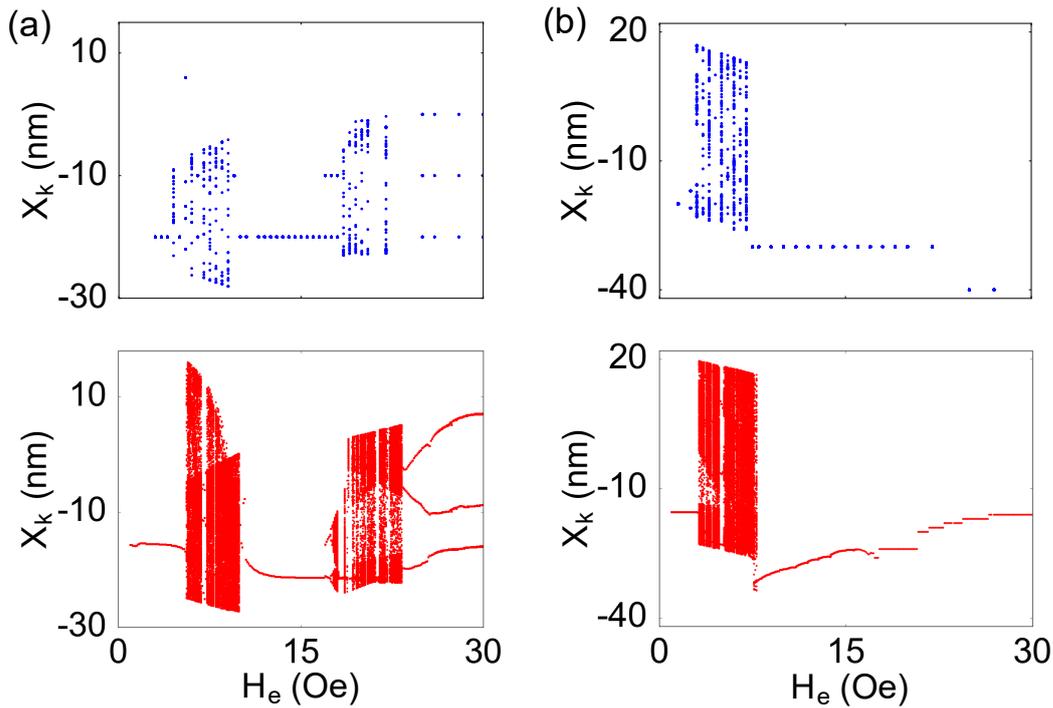


FIGURE 3.27 – Diagrammes de bifurcation calculés micromagnétiquement (bleu) et analytiquement (rouge) pour le nanofil cranté en nickel. (a) $f = 0.5$ GHz, (b) $f = 1$ GHz.

exponentiel phénoménologique de la forme [47] :

$$V_p(x) = V_0 - V_1 \left[\exp\left(-\frac{(x + x_L)^2}{L^2}\right) + \exp\left(-\frac{(x + x_R)^2}{L^2}\right) \right] \quad (3.8)$$

avec x_L et x_R le centre de chaque site de piégeage, L est la longueur et V_1 la profondeur effective des sites de piégeages. Comme nous l'avons constaté précédemment, les parois subissent une attraction sous l'effet du rapprochement entre les crans. Ainsi, le centre de la paroi est situé entre les deux doubles crans pour le nickel, et à la bordure intérieure du double cran pour le permalloy. Nous avons fait varier la longueur L , sur les parties externes des potentiels, afin de retrouver la dynamique observée micromagnétiquement aux champs de plus grande amplitude.

3.4.2 Résultats micromagnétiques et comparaisons analytiques

La paroi piégée dans le nanofil cranté est soumise à un champ magnétique externe sinusoïdal $\vec{H}_e(t) = +H_e \sin(2\pi ft)\vec{e}_x$, dirigé suivant l'axe x puisque la position initiale de la paroi se situe dans le puits de gauche. Pour le nickel, le champ magnétique ne dépasse pas les 30 Oe, car nous avons observé un dépiégeage de la paroi à $H_e = 35$ Oe et $f = 0.8$ GHz. Pour le système en permalloy, nous avons étudié la dynamique de la paroi jusqu'à $H_e = 50$ Oe. La gamme de fréquence est semblable à celle utilisée dans la section précédente (≤ 3 GHz). Cependant les études micromagnétiques ont été réalisées à des fréquences bien précises de 0.5 GHz, 1 GHz et 2.5 GHz, selon le matériau analysé.

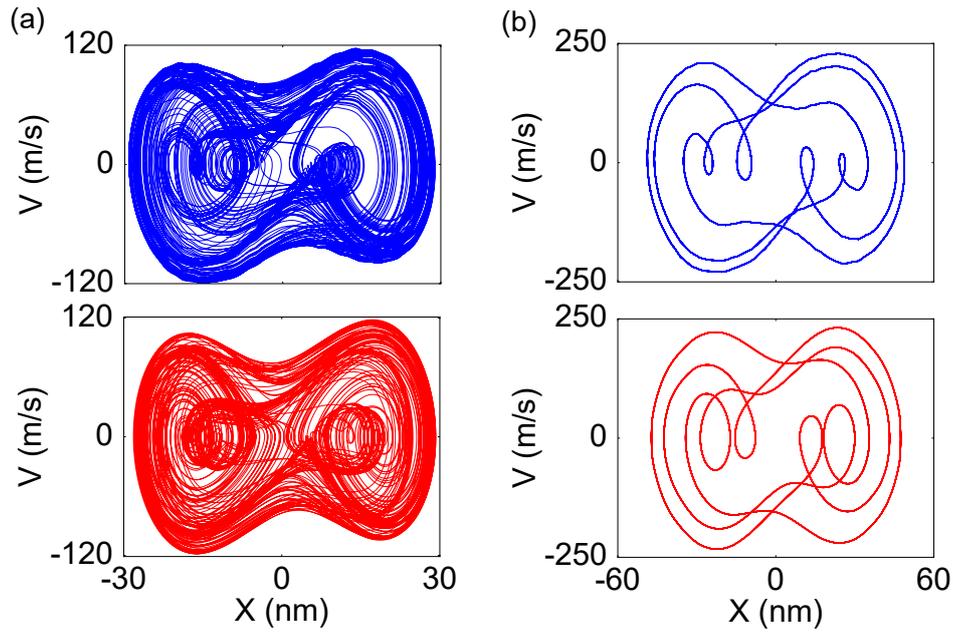


FIGURE 3.28 – Comparaison entre les portraits de phase micromagnétiques (bleu) et analytiques (rouge) à $f = 0.5$ GHz pour $H_e = 6$ Oe (a), $H_e = 26$ Oe (b).

Nous commençons l'étude de la dynamique pour le nanofil en nickel. La figure 3.27 représente la comparaison entre les diagrammes de bifurcation de la position de la paroi, obtenus micromagnétiquement et analytiquement. On peut observer une différence de comportement entre $f = 0.5$ GHz (figure 3.27(a)) et $f = 1$ GHz (figure 3.27(b)). Pour $f = 0.5$ GHz, on observe deux fenêtres chaotiques séparées par un régime d'oscillations périodiques de période-1 entre deux puits. La transition vers le chaos se fait de manière abrupte pour la première zone chaotique, les oscillations deviennent quasipériodiques vers 5.5 Oe, puis chaotiques à 6 Oe. De la même façon, la transition du chaos vers le régime périodique se fait abruptement via la transformation des oscillations chaotiques à périodiques en passant par des états quasipériodiques entre 8 et 9 Oe. Pour la seconde fenêtre chaotique, la transition vers le chaos se fait par un doublement de période, tandis que le passage vers la dynamique périodique de période-3 se fait de manière abrupte. Par ailleurs, on remarque que le modèle unidimensionnel permet de retrouver le même comportement observé par les simulations numériques.

La figure 3.28 permet d'illustrer cette comparaison via les portraits de phase pour les paramètres de contrôle $H_e = 6$ Oe (figure 3.28(a)) et $H_e = 26$ Oe (figure 3.28(b)) à $f = 0.5$ GHz. On peut observer sur le portrait de phase micromagnétique de la figure 3.28(b), que la trajectoire, représentant les oscillations de période-3, est légèrement différente par rapport au modèle unidimensionnel, notamment au niveau de la taille des boucles. Ces différences sont en lien avec le caractère unidimensionnel du modèle, qui ne tient pas compte des déformations structurales de la paroi lorsqu'elle s'échappe du double cran. En effet, c'est le côté large de la paroi transverse qui passe en premier dans le double cran voisin, tandis que la partie étroite de la paroi suit le mouvement avec un décalage temporel. La paroi est donc distordue en permanence sous l'action du champ magnétique. Les états d'équilibres représentés sur la figure 3.25, permettent d'illustrer en partie ce

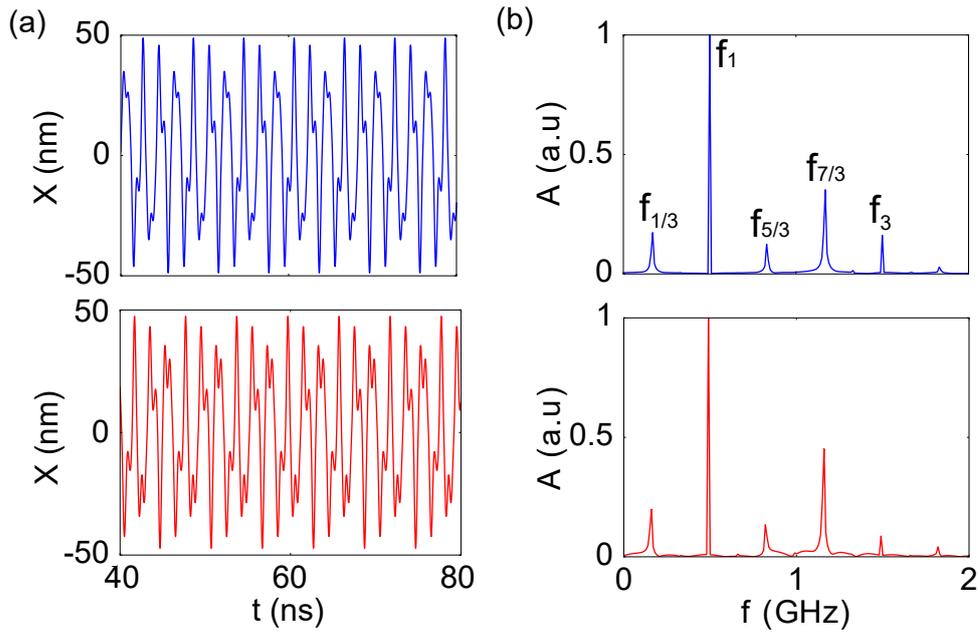


FIGURE 3.29 – (a) Position de la paroi au cours du temps calculée micromagnétiquement (bleu) et analytiquement (rouge) dans le nanofil en nickel, à $f = 0.5$ GHz et $H_e = 26$ Oe. (b) Transformées de Fourier des oscillations.

phénomène, puisqu'on observe la distorsion de la paroi induite par l'attraction du double cran.

Les oscillations de périodicité 3 correspondant aux portraits de phase de la figure 3.28(b), ainsi que leurs transformées de Fourier respectives, sont représentées sur les figures 3.29(a) et 3.29(b). Malgré une légère variation d'amplitude et un faible déphasage observés sur l'évolution de la paroi au cours du temps, le modèle correspond bien aux simulations micromagnétiques. Les spectres de Fourier indiquent bien que la fondamentale est à $1/3$ ($f_{1/3} = 0.166$ GHz) de la fréquence d'excitation (f_1), avec une amplitude relative $A_{1/3}$ plus faible que A_1 . Enfin, l'amplitude des harmoniques impaires ne décroît pas de manière continue, puisqu'on constate qu'à la fréquence $f_{5/3} = 0.833$ GHz, l'amplitude du pic est inférieure à celle du pic située à $f_{7/3} = 1.16$ GHz. Nous analyserons un autre exemple d'oscillations périodiques de période-3 pour le permalloy, dans lequel le comportement est différent de celui observé ici.

Pour $f = 1$ GHz, la dynamique est différente puisqu'on observe une unique fenêtre chaotique à bas champs, coupée par une fine zone périodique de période-3. Pour les autres valeurs de champs, la dynamique est périodique de période-1. Cependant, malgré la différence, la route vers le chaos est similaire à celle observée pour $f = 0.5$ GHz, ainsi que la transition de la dynamique chaotique vers la dynamique périodique de la paroi. Dans ce cas, le modèle analytique permet de retrouver les variations de la dynamique en fonction du champ magnétique appliqué.

Un bon moyen pour comparer les simulations micromagnétiques avec le modèle unidimensionnel est de regarder les sections de Poincaré représentant les attracteurs étranges. Ces attracteurs étant propres à un système et à une gamme de paramètres de contrôle, ils sont un bon indicateur pour la validation du modèle et donc du type de potentiel utilisé.

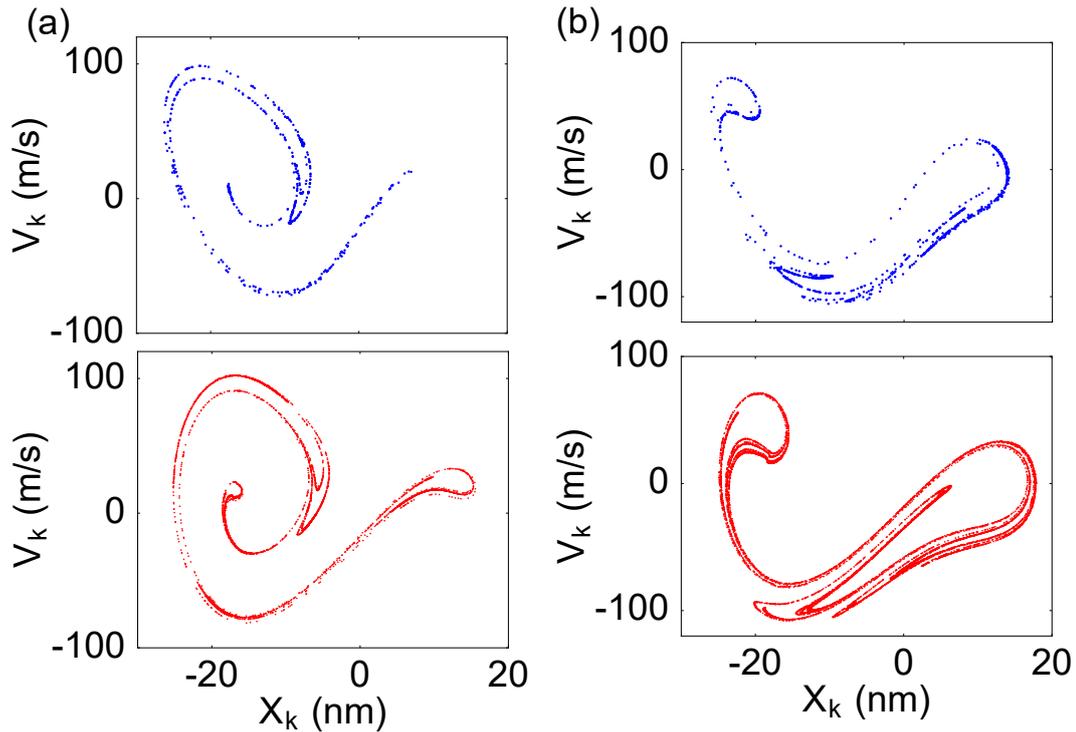


FIGURE 3.30 – Attracteurs étranges micromagnétiques (bleu) et analytiques (rouge) à $f = 0.5$ GHz (a) et $f = 1$ GHz (b). $H_e = 6$ Oe.

Les figures 3.30(a) et 3.30(b) représentent les comparaisons entre les attracteurs étranges obtenus à $H_e = 6$ Oe pour $f = 0.5$ GHz et $f = 1$ GHz respectivement. On remarque que la forme globale des attracteurs est respectée par le modèle analytique, bien qu'une différence d'inclinaison soit observable entre les attracteurs. Le calcul via le modèle unidimensionnel étant moins chronophage que les simulations numériques, le niveau de détail est meilleur et permet de déterminer les dimensions fractales associées à ces attracteurs. Ainsi, nous avons trouvé une dimension de 1.38 pour $f = 0.5$ GHz et de 1.56 pour $f = 1$ GHz.

Dans le cas du permalloy, la dynamique change de manière drastique, comme nous pouvions le sentir en regardant la forme du potentiel. En effet, en sondant la dynamique de la paroi pour $f = 0.5$ GHz, nous avons trouvé que la paroi oscillait de manière périodique dans un seul puits à la même fréquence que le champ. Le diagramme de bifurcation qui en résulte correspond donc à un alignement de points successifs comme le montre la figure 3.31(a). Le même comportement a été observé pour $f = 1$ GHz. En augmentant de manière significative la fréquence d'analyse, à $f = 2.5$ GHz, nous avons observé l'apparition d'un comportement chaotique sur le diagramme de bifurcation. La figure 3.31(b) représente ces diagrammes obtenus de manière micromagnétique et analytique. À bas champs, le mouvement de la paroi est périodique avec un unique attracteur stable correspondant au puits initial. À 19 Oe, le mouvement asymptotique de la paroi est toujours périodique de période-1, mais à présent deux attracteurs stables coexistent, chacun correspondant à un puits de potentiel. On peut constater ce comportement via l'alternance des points du diagramme de bifurcation juste avant la première fenêtre chaotique. Cette fenêtre chaotique

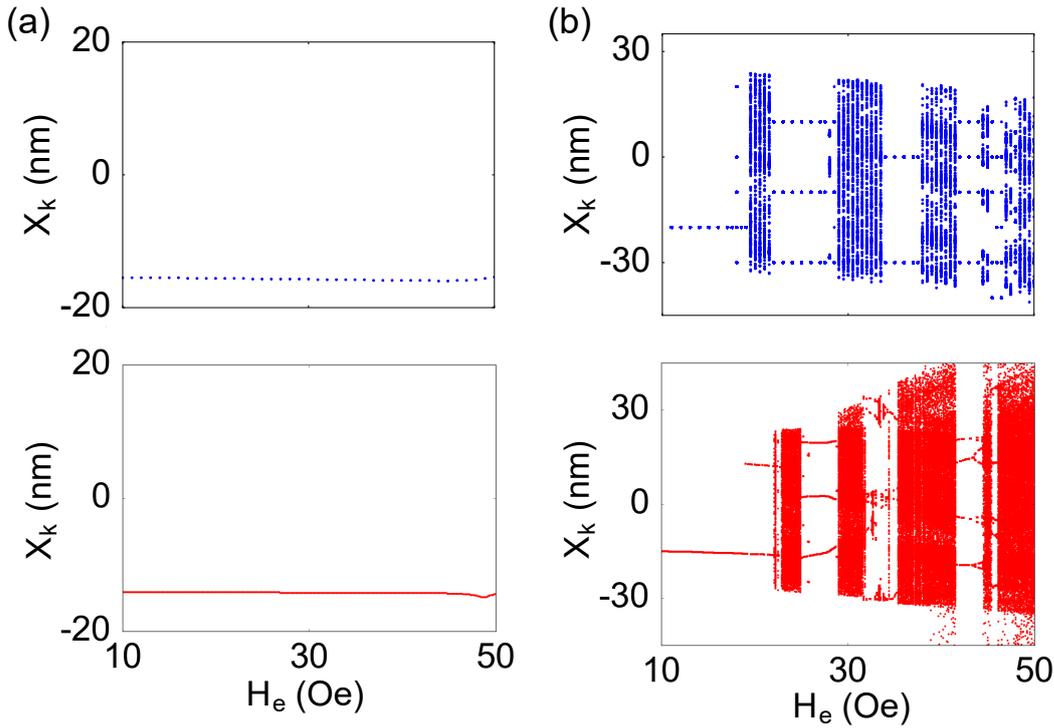


FIGURE 3.31 – Diagrammes de bifurcation calculés micromagnétiquement (bleu) et analytiquement (rouge) pour le nanofil cranté en permalloy, à $f = 0.5$ GHz (a) et $f = 2.5$ GHz (b).

apparaît de manière abrupte avec l'augmentation du champ magnétique. Par la suite, on observe une multitude de fenêtres chaotiques entrecoupées par des fenêtres périodiques de périodicité multiple. Nous avons au préalable observé ce même comportement dans le cas du système à extension pour une fréquence de 1 GHz. Cependant, dans ce cas, la largeur des fenêtres chaotiques est plus importante. La plus large d'entre elles étant la première fenêtre observée, correspondante à des oscillations de périodicité 3. Le mouvement de la paroi juste avant cette fenêtre montre un phénomène d'intermittence, où les oscillations sont caractérisées par des intervalles chaotiques et périodiques de période-3.

Par ailleurs, nous pouvons comparer les oscillations subharmoniques de période-3 avec celles observées dans le cas du nickel. Les figures 3.32(a) et 3.32(b) correspondent aux oscillations de la paroi, ainsi que les spectres de Fourier correspondants pour $H_e = 27$ Oe et $f = 2.5$ GHz. Comme précédemment, nous constatons une variation d'amplitude et un déphasage temporel entre le modèle unidimensionnel et les simulations micromagnétiques. Cependant la dynamique est bien respectée. De plus, nous observons une grande différence entre le mouvement de la paroi représenté ici et celui représenté sur la figure 3.29, malgré la même périodicité. Dans ce cas, l'amplitude maximale sur le spectre de Fourier est obtenue pour la fondamentale, à $f_{1/3} = 0.833$ GHz, et nous pouvons constater la diminution en amplitude de manière continue des harmoniques impaires, $f_{5/3} = 4.16$ GHz et $f_{7/3} = 5.83$ GHz.

Avec l'augmentation du champ magnétique, le modèle décrit la dynamique de manière qualitative, puisque nous observons des déviations par rapport aux résultats microma-

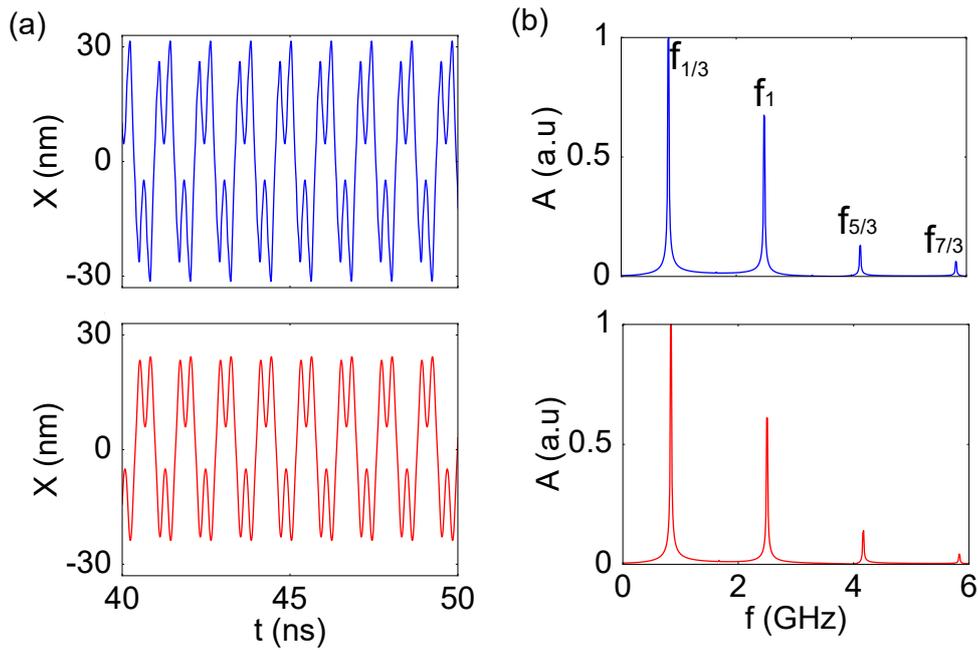


FIGURE 3.32 – (a) Position de la paroi au cours du temps calculée micromagnétiquement (bleu) et analytiquement (rouge) dans le nanofil en permalloy, à $f = 2.5$ GHz et $H_e = 27$ Oe. (b) Transformées de Fourier des oscillations.

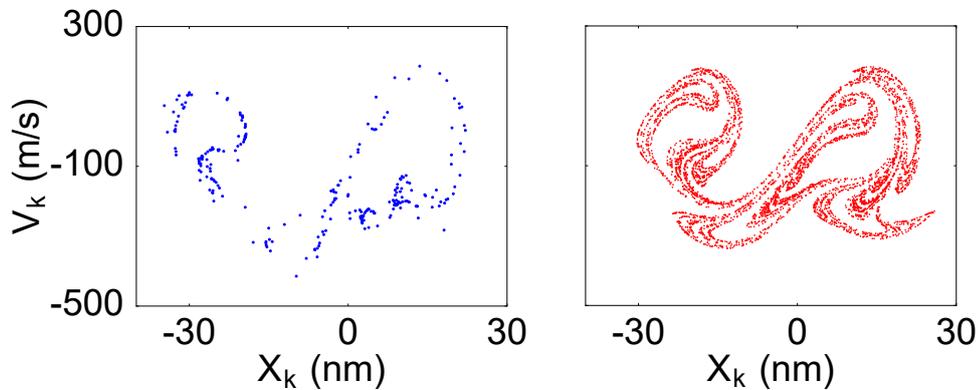


FIGURE 3.33 – Attracteurs étranges micromagnétiques (bleu) et analytiques (rouge) à $f = 2.5$ GHz et $H_e = 30$ Oe.

gnétiques, principalement après la seconde fenêtre chaotique. Les attracteurs étranges à $H_e = 30$ Oe, correspondant à cette fenêtre chaotique, sont représentés sur la figure 3.33. Bien que le niveau de détail obtenu micromagnétiquement ne soit pas comparable au cas analytique, nous retrouvons approximativement les mêmes zones d'attraction. De plus, la dimension de cet attracteur est de 1.84, ce qui est cohérent avec l'espace important recouvert par les points.

Nous finissons cette étude par l'analyse des courbes de résonance comme nous l'avons fait dans la section précédente. Nous pouvons observer sur la figure 3.34 la comparaison

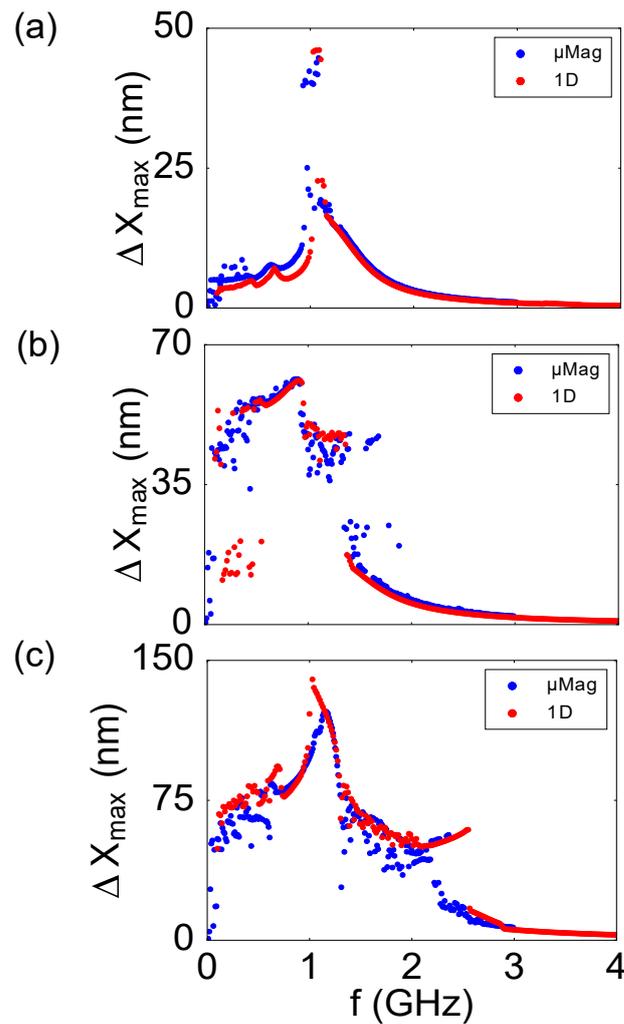


FIGURE 3.34 – Comparaison des courbes de résonance pour le nanofil en nickel, calculées micromagnétiquement (bleu) et analytiquement (rouge). (a) $H_e = 3$ Oe, (b) $H_e = 6$ Oe et (c) $H_e = 20$ Oe.

entre les courbes de résonance obtenues micromagnétiquement et analytiquement pour le cas du nickel. Pour $H_e = 3$ Oe, nous constatons sur la figure 3.34(a) l'apparition d'un saut en amplitude à la résonance primaire pour $f = 1.08$ GHz, ainsi qu'une résonance secondaire à $f = 0.64$ GHz. De plus, on remarque, via la localisation des points, que la paroi oscille entre les deux puits à la résonance primaire. Lorsque l'amplitude du champ est de 6 Oe, on observe sur la figure 3.34(b) la présence de deux sauts en amplitude : un premier à $f = 0.94$ GHz et un second à $f = 1.35$ GHz. Enfin pour $H_e = 20$ Oe, on constate sur la figure 3.34(c) la présence d'un pic à $f = 1.1$ GHz, pour lequel l'amplitude ΔX_{\max} indique que la paroi visite les zones externes du potentiel. On remarque sur cette même figure, la présence d'un second pic à plus basse fréquence ($f = 0.65$ GHz), ainsi qu'un saut en amplitude à plus haute fréquence ($f = 2.4$ GHz). Malgré un faible décalage en fréquence et en amplitude, les résultats obtenus à l'aide du modèle unidimensionnel sont en bon accord avec les simulations micromagnétiques.

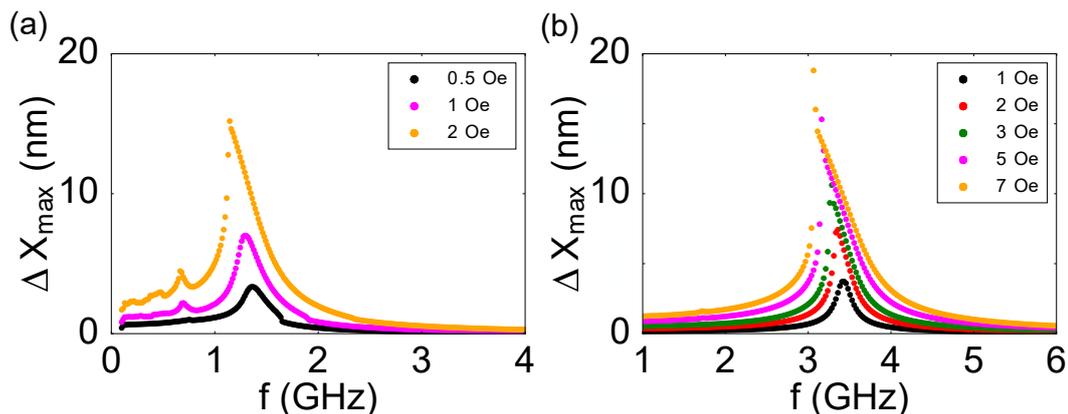


FIGURE 3.35 – Variation des courbes de résonance en fonction du champ magnétique, calculées avec le modèle unidimensionnel, pour le nanofil en nickel (a) et en permalloy (b).

Enfin, nous avons utilisé le modèle pour sonder la variation des courbes de résonance à plus bas champ. On constate sur la 3.35(a) le repliement des courbes de résonance pour le système en nickel. La fréquence de résonance varie de $f = 1.35$ GHz à $f = 1.15$ GHz avec l'augmentation du champ. De plus, à partir de 1 Oe, le pic de la résonance secondaire apparaît pour $f = 0.69$ GHz.

Pour le permalloy, nous avons déterminé, à l'aide du modèle unidimensionnel, la gamme de fréquence où la résonance non linéaire fait son apparition. La figure 3.35(b) permet de constater que la résonance se fait à $f = 3.42$ GHz pour $H_e = 1$ Oe, et se décale jusqu'à $f = 3$ GHz pour $H_e = 7$ Oe. Le phénomène de repliement, quant à lui, s'observe dès 2 Oe, avec une accentuation de ce phénomène lorsque l'amplitude du champ augmente.

3.4.3 Diagrammes de Lyapunov et dynamique globale de la paroi à T=0 K

Comme pour les nanofils à extensions rectangulaires, nous avons analysé la dynamique globale de la paroi à l'aide des diagrammes de phases représentant le signe de l'exposant de Lyapunov. Ces diagrammes ont été construits en utilisant le même nombre de points, ainsi que les mêmes écarts initiaux entre les trajectoires que ceux présentés dans la section 4.3. Les diagrammes de phases correspondant aux systèmes crantés en nickel et en permalloy sont représentés sur les figure 3.36(a) et 3.36(b), respectivement.

Pour le nickel, la situation est totalement différente du nanofil à extensions. On remarque qu'une grande partie du diagramme correspond à une dynamique chaotique. Cependant, nous pouvons distinguer des zones où les oscillations de la paroi sont périodiques dans un seul puits (zone A) et entre deux puits (zone C). En effet, le mouvement de la paroi est périodique pour chaque valeur de champ à basses fréquences (≤ 0.1 GHz), à hautes fréquences (≥ 2.75 GHz) et entre 0.55 GHz et 0.75 GHz. Dans la zone C, où la dynamique périodique domine, on constate une alternance entre mouvement périodique et chaotique sur une gamme de fréquence comprise entre 0.1 GHz et 0.55 GHz. La grande

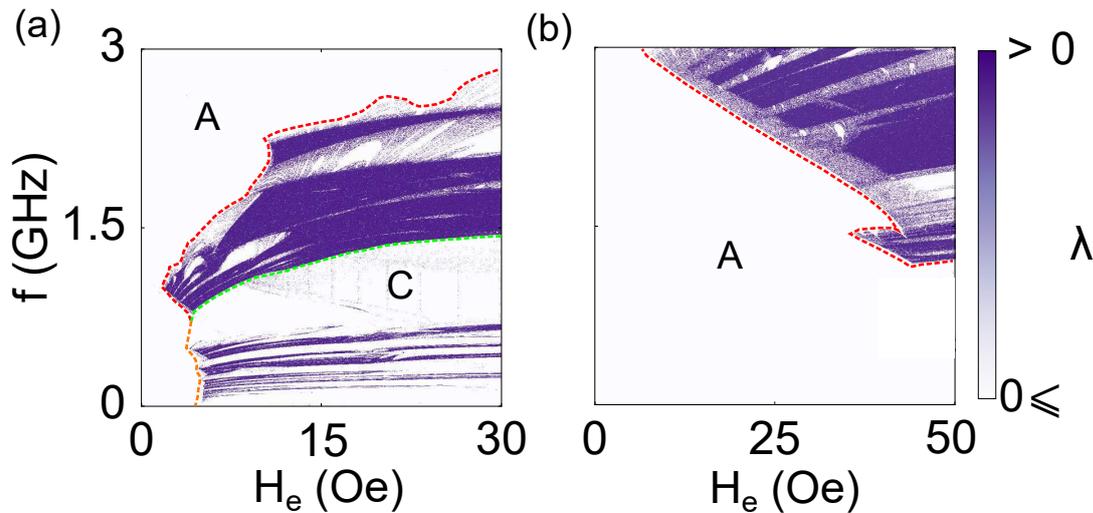


FIGURE 3.36 – Diagramme de phases représentant le signe de l'exposant de Lyapunov en fonction de l'amplitude et de la fréquence du champ magnétique appliqué, pour le système cranté en nickel (a) et en permalloy (b).

zone de chaos délimitée par la frontière rouge, signifiant le passage d'une dynamique dans un puits à une dynamique chaotique entre deux puits, et par la frontière verte, correspondant à la transition du chaos vers un mouvement périodique entre deux puits, contient de larges poches périodiques. Les zones de faible densité de points correspondent au même comportement observé dans le cas des nanofils à extensions, où le mouvement de la paroi commence par une phase chaotique et après un temps variable, devient périodique. Bien que le comportement final soit périodique, un faible écart aux conditions initiales induit de fortes instabilités et conduit à un exposant de Lyapunov positif. On peut conclure que, malgré l'utilisation des mêmes paramètres caractérisant le matériau, la dynamique change complètement entre le système cranté et celui à extensions, traduisant l'impact de la méthode de piégeage et donc de la forme du potentiel.

Dans le cas du permalloy, le diagramme de phases indique que le mouvement de la paroi est périodique pour chaque amplitude de champ jusqu'à une fréquence de 1.19 GHz. Au-dessus de cette fréquence, la dynamique chaotique commence, et le champ d'apparition du chaos diminue avec l'augmentation de la fréquence. Comme nous l'avons constaté à travers les diagrammes de bifurcation, le mouvement périodique de la paroi se fait uniquement dans un seul puits (zone A). Ici, le diagramme de phases est en contraste total avec le cas de la section 3.3, où à hautes fréquences, la dynamique de la paroi était périodique pour toutes les valeurs de champ.

Afin d'analyser l'impact de la constante d'amortissement α sur la dynamique de la paroi, nous avons déterminé le diagramme de Lyapunov avec $\alpha = 0.1$ dans le cas du nickel. L'augmentation de l'amortissement se traduit par une forte diminution du comportement chaotique comme on peut le constater sur la figure 3.37(a). En effet, on remarque que la région chaotique se décline sous la forme d'un îlot d'instabilité contenant en son centre une poche de périodicité. De plus, nous avons observé différents comportements au niveau des oscillations périodiques. Comme précédemment, dans la zone A, la paroi oscille dans

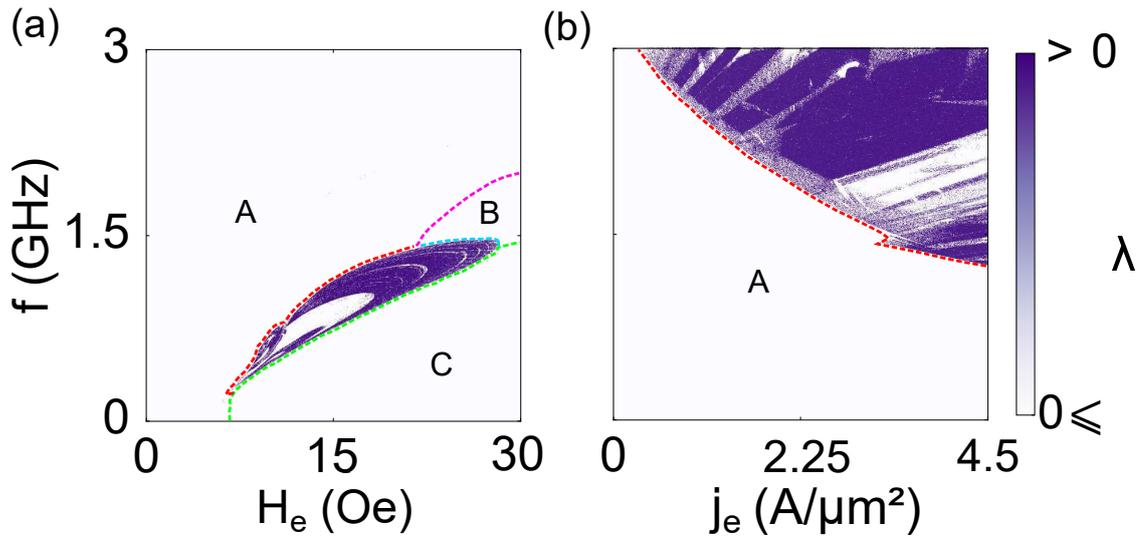


FIGURE 3.37 – (a) Diagramme de phases champs-fréquences pour le système en nickel avec $\alpha = 0.1$. (b) Diagramme de phases courants-fréquences pour le système en permalloy.

le puits initial (double crans de gauche), tandis que dans la zone B, après avoir effectué un saut, la paroi oscille de manière périodique dans le puits de droite. La zone C, quant à elle, correspond à des oscillations périodiques entre les deux puits. Dans ces différentes régions, nous avons observé de nombreux cas où les oscillations se comportent de manière subharmonique, contrairement au cas du nanofil à extensions, pour $\alpha = 0.02$, où le mouvement de la paroi dans les différentes zones périodiques se faisait à la même fréquence que le champ.

Pour aller plus loin dans notre analyse, nous avons considéré le cas où la paroi est soumise à un courant sinusoïdal polarisé en spin. Nous avons étudié le cas du permalloy avec un facteur non-adiabatique $\beta = 2\alpha = 0.02$ et un facteur de polarisation $P = 0.7$. Nous avons observé un comportement sensiblement similaire à celui observé sous champ magnétique, comme l'indique le diagramme de phases représenté sur la figure 3.37(b). On pouvait s'attendre à une telle similitude puisque le régime choisi ici, $\beta > \alpha$, correspond à un comportement similaire au mouvement de la paroi sous champ magnétique. La seule différence observée dans ce cas étant le changement de courbure de la séparatrice entre le mouvement périodique et chaotique.

Dans cette partie, nous avons pu analyser le comportement global de la paroi, en fonction de la fréquence et de l'amplitude de la force d'excitation, pour le cas des nanofils crantés à $T=0K$. Des différences flagrantes ont été observées entre le nickel, où la dynamique chaotique est présente de manière désordonnée sur l'ensemble du diagramme de phases, et le permalloy, où la fenêtre chaotique débute à une fréquence bien précise et croît avec l'augmentation de la fréquence, via la diminution du champ d'apparition du chaos.

À présent, nous allons analyser l'influence de la température sur la dynamique de la paroi piégée dans les nanofils crantés.

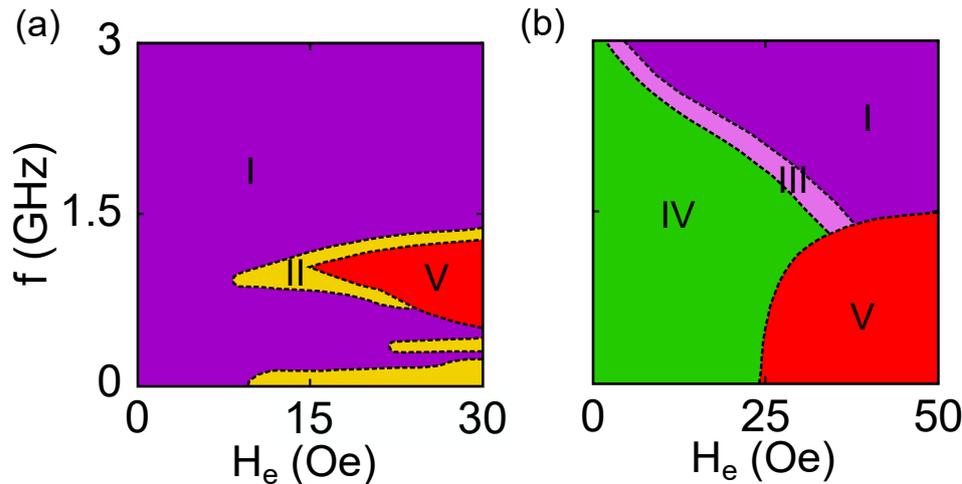


FIGURE 3.38 – Schémas représentant les différentes zones où la dynamique change dans l'espace des paramètres fréquences-champs à $T=300$ K pour le système cranté en nickel (a), et en permalloy (b)

3.4.4 Influence de la température

Dans le cas des nanofils crantés, puisque les barrières externes du potentiel sont environ six fois plus petites que pour les nanofils à extensions, le champ de dépiégeage est fortement influencé par la température.

Nous pouvons observer sur les figures 3.38(a) et 3.38(b), les modifications de la dynamique de la paroi induites par la température. Comme pour les nanofils à extensions, les diagrammes de phases sont divisés en plusieurs régions. On retrouve pour le nickel (3.38(a)), la région I, qui correspond à des oscillations aléatoires (chaotiques) entre deux puits, où deux exemples d'oscillations sont représentés sur la figure 3.39. On constate clairement, qu'à $T=300$ K, le mouvement stochastique de la paroi se fait entre deux puits, quant à $T=0$ K, la paroi oscille dans un puits pour ces paramètres de contrôle.

De plus, on observe sur le diagramme de phases, la présence de différentes zones II, où les oscillations de la paroi sont quasi-périodiques entre les deux sites de piégeage. Ces zones sont présentes à basses fréquences : un exemple à $f = 0.1$ GHz est représenté sur la figure 3.40(a), et en-dessous de 1.5 GHz. La figure 3.40(b) permet d'observer ces oscillations pour $f = 1$ GHz.

La grande différence avec les nanofils à extensions est l'apparition d'une zone supplémentaire, la zone V. Dans cette région, la paroi s'échappe du potentiel avec une probabilité qui augmente avec l'amplitude du champ. Pour le nickel, la zone V s'étend de 0.56 GHz à 1.24 GHz pour des champs allant d'environ 15 Oe à 30 Oe. De plus, on constate que cette zone s'étend à son maximum aux alentours de $f = 1.1$ GHz, ce qui correspond au pic de résonance observé sur la figure 3.34(c). Plus majoritairement, cette région est présente pour une gamme de fréquence entourant la fréquence de résonance. L'amplitude des oscillations étant plus importante pour ces fréquences, la paroi peut s'échapper plus facilement du potentiel avec l'aide des fluctuations thermiques. Enfin, on remarque que pour les plus hautes fréquences, et notamment dans les fenêtres chaotiques, le phénomène de dépiégeage n'est pas observé sur les 100 réalisations accomplies. Il serait possible que

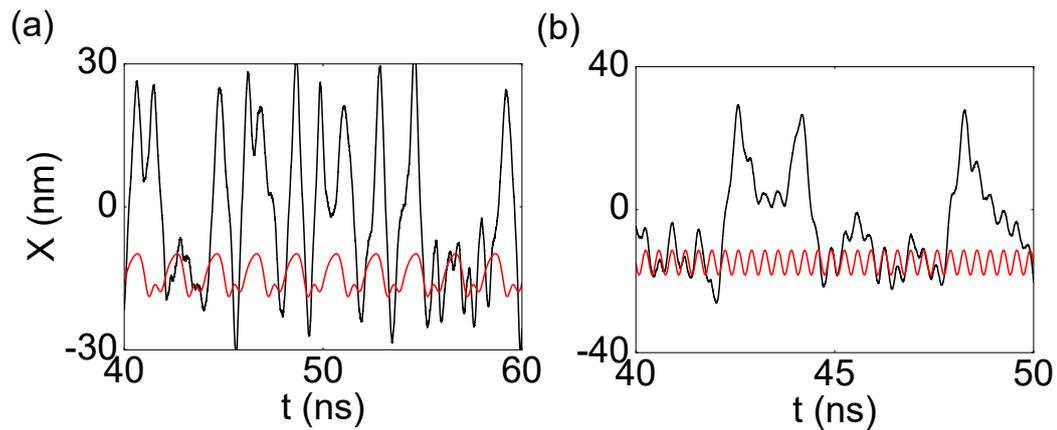


FIGURE 3.39 – Oscillations de la paroi pour $f = 0.5$ GHz à $H_e = 5$ Oe (a), et pour $f = 3$ GHz à $H_e = 25$ Oe (b). Les résultats obtenus pour le système en nickel à $T=300$ K (couleur noire) sont comparés avec ceux obtenus à $T=0$ K (couleur rouge).

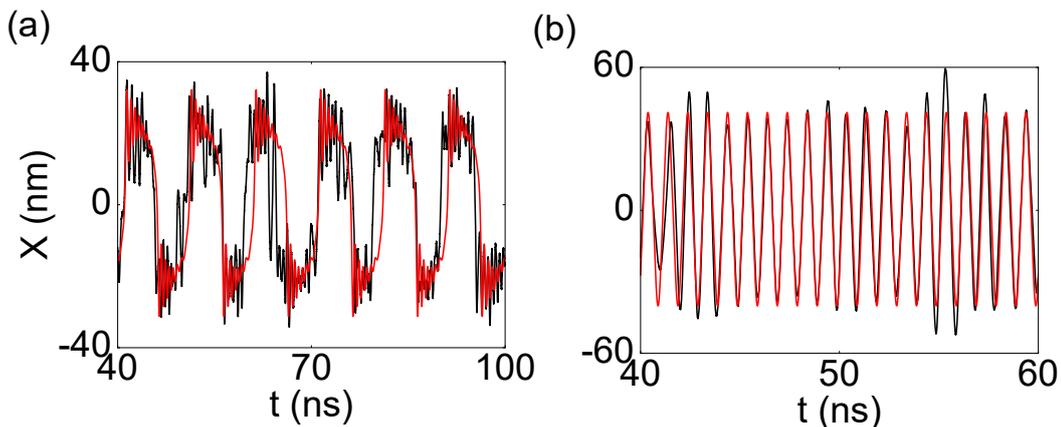


FIGURE 3.40 – Oscillations de la paroi pour $f = 0.1$ GHz à $H_e = 15$ Oe (a), et pour $f = 1$ GHz à $H_e = 12$ Oe (b). Les résultats obtenus pour le système en nickel à $T=300$ K (couleur noire) sont comparés avec ceux obtenus à $T=0$ K (couleur rouge).

l'augmentation des pertes d'énergie observées par Okuno *et al.* [94] soit à l'origine de la disparition du dépiégeage dans les zones chaotiques.

Dans le cas du permalloy, le diagramme est découpé en quatre zones. On observe une large région au-dessus de 1.5 GHz, où les oscillations sont aléatoires entre les deux sites de piégeage (I). On retrouve la zone de transition (III), où la paroi effectue des sauts thermiques brusques comme pour les nanofils à extensions (cf figure 3.23). Comme nous l'avions constaté pour ce système, la fréquence des sauts augmente quand l'amplitude du champ appliqué augmente, et conduit à des oscillations aléatoires continues entre les deux puits.

Nous pouvons constater aussi la présence de la zone IV, caractérisant l'espace des paramètres où la paroi reste majoritairement piégée dans un puits. Ici, la probabilité de saut thermique est faible, 29% pour $f = 0.5$ GHz à $H_e = 15$ Oe. De plus, lorsque la

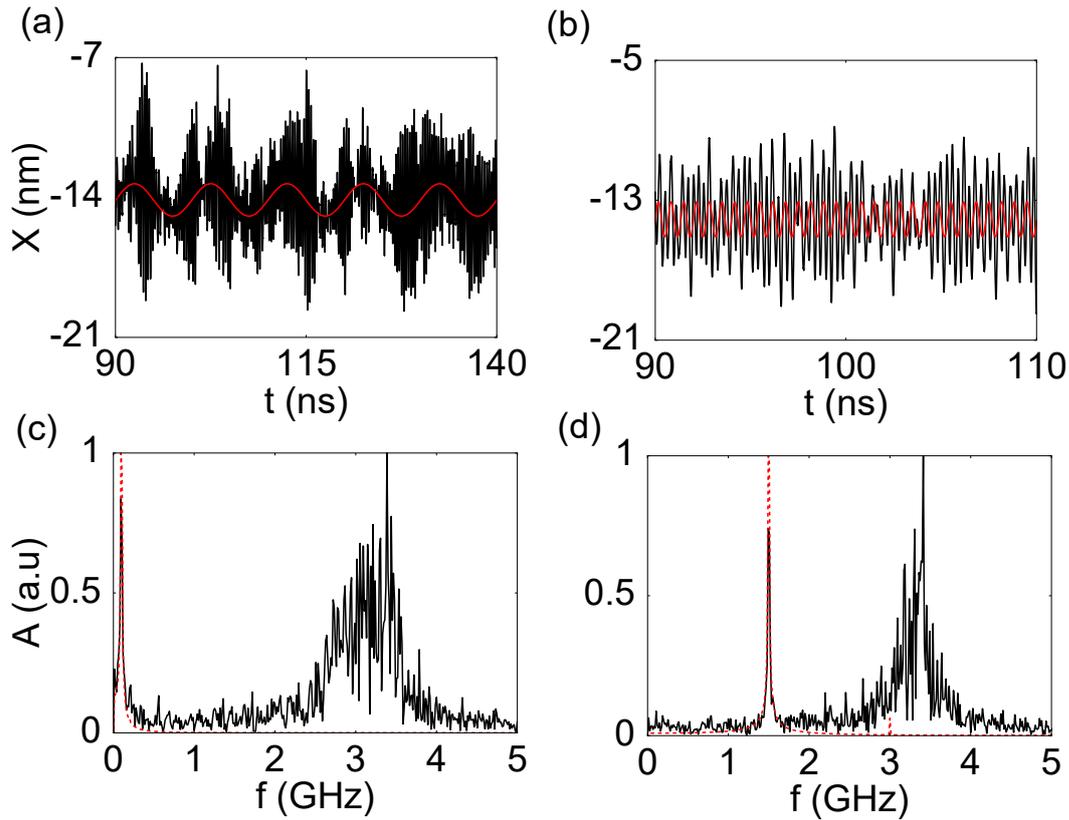


FIGURE 3.41 – Oscillations de la paroi à $H_e = 10$ Oe, pour $f = 0.1$ GHz (a), et pour $f = 1.5$ GHz (b). (c) et (d) Transformées de Fourier respectives aux oscillations. Les résultats obtenus pour le système en permalloy à $T=300$ K (couleur noire) sont comparés avec ceux obtenus à $T=0$ K (couleur rouge).

paroi reste piégée dans un puits, le mouvement de la paroi est très affecté par le bruit stochastique. En effet, on constate sur les figures 3.41(a) et 3.41(b) que la fréquence de la paroi ne correspond pas à la fréquence d'excitation. La paroi oscille majoritairement à la fréquence de résonance comme le montrent les transformées de Fourier 3.41(c) et 3.41(d) respectives aux oscillations. Le large pic bruité s'étale exactement autour de la fréquence de résonance ($f = 3.4$ GHz) déterminée via les courbes de réponse fréquentielle représentées sur la figure 3.35(b). De plus, à basse fréquence, le champ magnétique module le signal résonant, comme on peut le constater sur la figure 3.41(a). Avec l'augmentation de la fréquence, le signal devient de moins en moins modulé (3.41(b)). Dans cette zone, la paroi peut aussi s'échapper du potentiel mais avec une probabilité moindre. Par exemple, pour $f = 0.8$ GHz, la probabilité de dépiégeage est de 1% à 15 Oe, et de 39% à 20 Oe.

Enfin, on observe comme pour le nickel la présence de la zone V, où la paroi a une forte probabilité de s'échapper de potentiel. Pour $f = 0.8$ GHz, la probabilité est de 88% à 25 Oe. Cependant, les points dans cette zone ne sont pas tous équivalents, puisque la probabilité de dépiégeage augmente avec l'amplitude du champ. On constate que même à basses fréquences, la paroi sort du potentiel, contrairement au nickel où la paroi oscillait de manière quasi-périodique. On peut faire le lien avec la zone IV, où la fréquence des oscillations de la paroi correspond à la résonance, et avec l'augmentation du champ,

l'amplitude du mouvement de la paroi peut être suffisante pour qu'elle s'échappe.

Cette analyse en température a permis de mettre en évidence la présence d'une zone supplémentaire correspondant au dépiégeage de la paroi au-delà du potentiel. Cependant, nous avons retrouvé des similitudes pour le nickel, où sur une grande partie des paramètres de contrôle, le mouvement de la paroi est globalement aléatoire entre deux puits, bien que des poches de quasi-périodicités aient été observées. Dans le cas du permalloy, du fait de la hauteur de la barrière centrale du potentiel, nous avons pu faire le rapprochement avec les nanofils à extensions via la présence des zones III et IV. En outre, la présence d'un pic autour de la fréquence de résonance à 3.4 GHz a aussi été observée dans le spectre de Fourier.

3.5 Conclusion du chapitre

En utilisant les outils d'étude de la théorie du chaos, nous avons constaté que la dynamique d'une paroi transverse entre deux centres de piégeage artificiels dans des nanofils planaires peut avoir un comportement complexe. Nous avons trouvé que pour une certaine gamme de paramètres, le mouvement de la paroi est dominé par le chaos ou par des instabilités causées par des intermittences périodiques-chaotiques.

À température nulle, nous avons observé de larges régions où le mouvement est périodique, de même période que le champ appliqué ou d'un multiple de cette période (oscillations subharmoniques), ce qui est caractéristique des systèmes non linéaires. Pour le permalloy, en changeant le type des sites de piégeage, du nanofil à extensions au nanofil cranté, nous passons d'un mouvement périodique situé à hautes fréquences à un mouvement périodique situé à basse fréquences. Pour le nickel, une grande partie de la dynamique est périodique, bien que, contrairement aux nanofils à extensions, de larges zones chaotiques aient été observées pour les nanofils crantés.

Pour chaque système, nous avons fait une étude systématique, permettant de confronter les résultats obtenus via les simulations micromagnétiques avec les résultats du modèle unidimensionnel. Globalement, le modèle a permis de retrouver de manière satisfaisante le comportement de la paroi observé sur les simulations.

Après avoir confirmé le modèle, et donc le type de potentiel utilisé, nous avons pu étudier la dynamique stochastique de la paroi à $T=300$ K, puisque les expériences typiques d'observation des parois se font à température ambiante. Ainsi, les résultats du modèle stochastique prédisent qu'un mouvement périodique de la paroi apparaît en-dessous de 1.2-1.5 GHz pour la plupart des systèmes étudiés. Les plus grandes zones de périodicité à $T=300$ K ont été observées pour le cas des nanofils à extensions en nickel. En général, les nanofils crantés et à extensions en nickel semblent plus adéquats pour être utilisés à température ambiante, afin que le mouvement de la paroi reste périodique pour des fréquences de l'ordre du GHz.

Enfin, d'un point de vue applicatif, cette étude a un intérêt tout particulier pour les dispositifs basés sur le déplacement et le contrôle des parois, car la dynamique chaotique serait un effet indésirable dans de tels systèmes. Cependant, la dynamique chaotique peut être un atout en utilisant son aspect aléatoire mais néanmoins déterministe. La possibilité de synchroniser des signaux chaotiques pourrait avoir des applications potentielles en sécurisation de l'information [86]. Le contrôle du chaos, dans les systèmes traités dans ce chapitre, pourrait constituer un futur sujet d'investigation, générant des applications

intéressantes [110,111]. Enfin, notre analyse pourrait s'appliquer à des systèmes similaires où le chaos peut apparaître, comme les vortex dans les supraconducteurs [112] ou bien les skyrmions dans les nanostructures magnétiques [113].

Chapitre 4

Déplacement systématique d'une paroi de domaines par impulsion de courant

Jusqu'à présent, nous avons principalement étudié la dynamique d'une paroi transverse soumise à un champ magnétique externe. Ce chapitre, quant à lui, est dédié à l'étude du mouvement contrôlé par impulsion de courant, d'une paroi transverse piégée dans un nanofil planaire en nickel. Un état de l'art sur la dynamique des parois par impulsion de courant sera présenté dans la section 4.1. Les résultats obtenus durant cette thèse seront exposés de la section 4.2 à 4.5. En premier lieu, nous traiterons la dynamique d'une paroi à température nulle, puis nous mettrons en évidence les effets de la température. Dans les deux cas, la comparaison entre un nanofil fini et infini sera analysée. Nous étudierons par la suite l'influence des paramètres α et β sur le comportement de la paroi. Par ailleurs, le déplacement systématique de deux parois interaction dans le même nanofil sera traité. Enfin, la section 4.6 constituera la conclusion du chapitre.

4.1 État de l'art

La dynamique des parois de domaines sous courant polarisé en spin a suscité beaucoup d'intérêt depuis de nombreuses années. En effet, comme nous l'avons constaté dans le chapitre 1, l'action d'un courant sur une paroi de domaine permet son déplacement dans le sens des électrons. Il est donc possible de déplacer une série de parois dans la même direction via l'application d'un courant polarisé, d'où son intérêt pour les applications basées sur le déplacement contrôlé des parois.

De nombreuses études portant sur ce sujet, à la fois expérimentales et théoriques, ont été menées. Les premières expériences réalisées dans ce domaine remontent aux années 80, où Berger étudie le déplacement d'une paroi de Néel par impulsion de courant dans un film mince en permalloy [114,115]. L'impulsion de courant, créée par la décharge d'un condensateur, a une forme exponentielle et une durée d'environ $2\mu\text{s}$. Berger observe un déplacement inférieur ou égal à $20\mu\text{m}$ de la paroi pour une densité de courant supérieure à $1.2 \times 10^{11} \text{ A/m}^{-2}$. De plus, il montre que le déplacement de la paroi se fait toujours dans le sens des électrons. Dans cette étude, Berger utilise le modèle de l'époque défini par des forces de traction, l'une, caractérisée par une force d'interaction d'échange entre

les électrons de conduction et ceux responsables du magnétisme (couple de transfert de spin), et l'autre, par une force hydromagnétique associée à l'effet Hall. Il montre que la force d'échange est en meilleure accord avec les résultats expérimentaux, et il conclut que la force hydromagnétique est trop faible pour un film mince de 30 à 40 nm d'épaisseur.

Plus tard, en l'an 2000, l'observation par microscopie à force magnétique (MFM) de la propagation d'une séquence de paroi de Bloch par impulsion de courant a été réalisée par Gan *et al.* [116]. L'échantillon étudié correspondait à une piste en permalloy de largeur et de longueur micrométrique ($200\mu\text{m}$, $20\mu\text{m}$) et d'épaisseur nanométrique (160 nm). Ils confirment que les parois se déplacent dans le sens des électrons en utilisant des impulsions de courant d'environ 10 ns de temps de montée, et de descente exponentielle de l'ordre de la microseconde. Gan *et al.* expliquent ces observations par la combinaison des forces d'échange et hydromagnétique.

Les premières expériences dans les nanofils planaires en permalloy ont été réalisées quelques années plus tard. La réduction ou l'augmentation du champ magnétique nécessaire pour déplacer une paroi, selon que l'on applique un courant continu dans la même direction que le champ, ou de manière opposée, a été étudiée dans une nano-structure planaire à géométrie circulaire [117]. En parallèle, une étude similaire, concernant des nanofils planaires non circulaires, a montré la propagation d'une paroi par injection d'un courant continu [118].

L'observation par MFM du déplacement d'une paroi vortex par des impulsions de courant dans un nanofil planaire en permalloy réalisée par Yamaguchi *et al.* [119], a montré que le sens de déplacement ne dépend pas de la configuration magnétique de la paroi (*head-to-head*, *tail-to-tail*). De plus, ils concluent que seulement le mécanisme de transfert de spin peut expliquer les résultats obtenus. La même conclusion a été faite dans une étude sur le déplacement d'une paroi dans une couche libre d'une valve de spin [120]. Dans cette étude, la paroi est déplacée par des impulsions de très courte durée, allant de 0.4 ns à 2 ns, avec un temps de montée de 0.32 ns et de descente de 0.66 ns. Il est constaté que le déplacement de la paroi induit par l'impulsion est indépendant de la durée de l'impulsion. Ils supposent que les grandes variations temporelles de l'impulsion, causées par les faibles temps de montée et de descente, sont en lien avec cette observation, ainsi que l'inertie de la paroi, étudiée précédemment par impulsion de champ magnétique [121]. Cependant, il a été observé dans une étude que la probabilité de dépiégeage d'une paroi vortex piégée dans un nanofil courbé dépendait fortement de la durée de l'impulsion [122]. En utilisant des impulsions de durée comprise entre 0.5 ns et 30 ns, il est montré que la probabilité de dépiégeage oscille avec la durée de l'impulsion. Par ailleurs, ils constatent dans cette étude, que ce comportement est lié au mouvement oscillatoire de la paroi confinée dans le potentiel, et ils observent que la paroi s'échappe du potentiel lorsque l'angle azimutal ϕ est suffisamment grand lorsque l'impulsion est coupée. Ces observations sont en accord avec le mouvement inertiel d'une paroi soumise à une impulsion de courant décrit par la suite [123,124]. Dans ces études, les variations de ϕ , à l'arrêt de l'impulsion, conduisent à un déplacement de la paroi proportionnel à ces variations. Cependant, nous discuterons plus en détail cet effet dans les sections 4.3 et 4.4 du chapitre.

L'impact des variations temporelles d'un courant alternatif sur le déplacement des parois a été étudié théoriquement par Kurger *et al.* [125]. Il est constaté, en effet, que la dérivée temporelle du courant contribue grandement à la force induisant le mouvement de la paroi. Ces constatations ont été confirmées expérimentalement par l'étude du processus

de dépiégeage d'une paroi vortex piégée par des crans triangulaires [126,127]. Dans cette analyse, la paroi est soumise à l'action conjuguée d'un champ magnétique externe et d'une impulsion de courant de forme trapézoïdale. Il est montré que le champ de dépiégeage diminue lorsque le temps de montée de l'impulsion de courant diminue. En utilisant le modèle unidimensionnel, ils concluent que si le temps de montée de l'impulsion est petit, comparé au temps d'amortissement dans le potentiel, la réaction de la paroi au champ de piégeage est plus lente que sa réaction aux variations temporelles de la densité de courant, conduisant ainsi à un dépiégeage précoce de la paroi.

D'autres études traitant du dépiégeage sous courant d'une paroi confinée par des crans ont été réalisées. La réduction du courant de dépiégeage via l'application d'un train d'impulsion à la fréquence de précession de la paroi dans le potentiel a été constatée [128]. De plus, il est observé dans cette étude que l'application d'impulsions bipolaires est plus efficace que des impulsions unipolaires. Par ailleurs, il a été constaté que l'application d'un courant sinusoïdal à la fréquence de résonance du puits de potentiel permettait la réduction du courant de dépiégeage [129]. Enfin, le déplacement d'une paroi d'un puits de potentiel à un autre a été étudié [47]. La dépendance du courant critique, pour traverser la barrière centrale entre les puits, en fonction de la durée de l'impulsion à forme sinusoïdale, et de l'espacement entre les sites de piégeage est analysée. Il a été constaté que l'amplitude du courant critique diminue lorsque le temps d'impulsion augmente. Cette même dépendance a été observée dans des nanofils Co/Ni à anisotropie perpendiculaire [130]. De plus, l'espacement entre les puits joue un rôle prépondérant, puisque la diminution de cet espacement permet une réduction du courant critique. En effet, la réduction du courant nécessaire pour extraire la paroi d'un site de piégeage est une priorité, puisque pour des courants importants, l'effet Joule augmente sensiblement la température du nanofil [131]. Cependant, le choix du substrat, sur lequel le nanofil est déposé, est crucial puisque la température du nanofil dépend fortement de la conductivité thermique de ce substrat [132]. Nous reviendrons sur l'effet Joule dans la section 4.3 consacrée aux effets de la température.

4.2 Déplacement systématique à $T=0$ K

4.2.1 Caractérisation du système

Dans cette analyse, le système étudié micromagnétiquement, à l'aide du programme MuMax3, consiste en un nanofil planaire de dimensions $L_x \times L_y \times L_z = 1000 \times 60 \times 5$ nm³. Le nanofil est discrétisé en cellules de dimension $c_x \times c_y \times c_z = 2 \times 3 \times 2.5$ et structuré par dix doubles crans rectangulaires de dimension $n_x \times n_y \times n_z = 20 \times 9 \times 5$ nm³, avec une distance de séparation entre crans de 80 nm. La figure 4.1 représente la position d'équilibre de la paroi transverse, en configuration *head-to-head*, pour le système défini avec les paramètres associés au nickel : $\mu_0 M_S = 0.6$ T, $A = 1.05 \times 10^{-11}$ J/m, avec ici $\alpha = 0.05$ et $\beta = 0.1$. L'impact du paramètre d'amortissement de Gilbert et du facteur non adiabatique sur la dynamique de la paroi sera analysé dans la suite du chapitre. Par ailleurs, nous avons fait la comparaison entre un nanofil fini et infini. En effet, le programme MuMax3 permet la suppression des charges magnétiques aux extrémités du nanofil afin de simuler une structure de longueur L_x infinie.

Comme pour les chapitres précédents, les puits de potentiel induits par les crans ont été

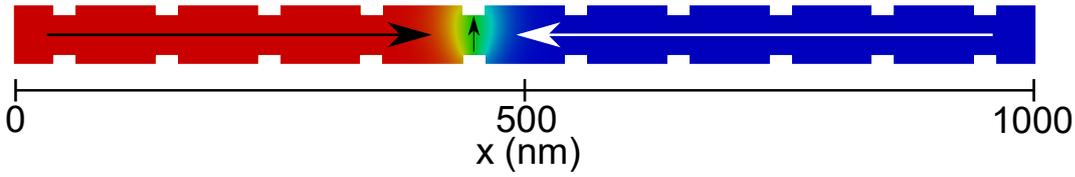


FIGURE 4.1 – État magnétique à l'équilibre du système étudié micromagnétiquement.

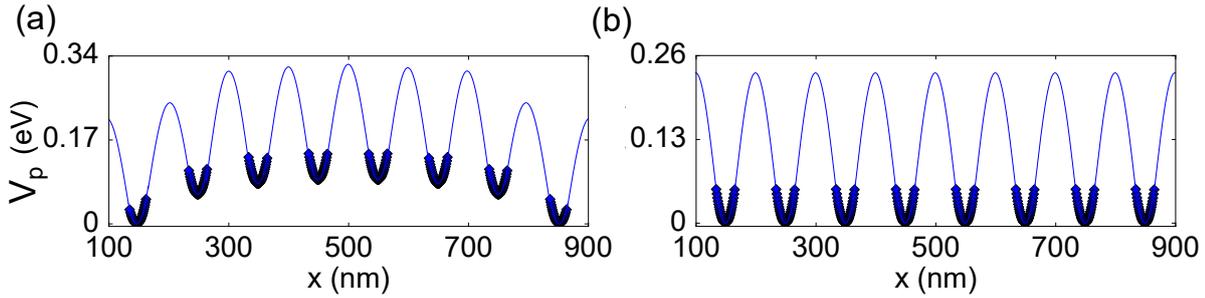


FIGURE 4.2 – Potentiels de piégeage pour le cas fini (a) et infini (b). Les lignes bleues correspondent à l'ajustement des points micromagnétiques (losanges).

obtenus par des simulations micromagnétiques quasistatiques, durant lesquelles la paroi est soumise à un champ magnétique constant pendant 20 ns. Nous avons effectué cette opération pour les huit sites de piégeage centraux, les deux sites restants étant trop proches des bords. Les figures 4.2(a) et 4.2(b) représentent les puits de potentiel normalisés pour le cas fini et infini respectivement. On constate une différence entre ces deux cas. En effet, pour le cas fini, on observe une diminution progressive des minima énergétiques lorsque la paroi se rapproche des bords du nanofil. Ceci s'explique par l'interaction attractive entre les extrémités et la paroi, qui permet à la paroi de dépiéger plus facilement. Les champs de dépiégeage obtenus, lorsque la paroi est poussée vers l'extérieur du nanofil, varient de 39 Oe pour les puits centraux, à 28 Oe pour les puits latéraux. Pour le cas infini, la situation est différente puisqu'on constate que tous les puits sont équivalents. Le champ de dépiégeage ne varie pas entre les puits et est égal à 39 Oe.

Les potentiels de piégeage déterminés par l'ajustement des résultats micromagnétiques ont une forme harmonique à l'intérieur des crans, et une forme sinusoïdale entre eux :

$$V_p(x) = \begin{cases} \frac{1}{2}k_i(x + x_i)^2 & \text{dans le cran } i \\ A_0 \cos(2\pi f x + \psi_{i,i+1}) & \text{entre les crans} \end{cases} \quad (4.1)$$

Dans cette expression, k_i est la constante de raideur du site i , x_i , sa position d'équilibre stable, et $\psi_{i,i+1}$ la phases entre le site i et son plus proche voisin. Enfin, A_0 et f correspondent respectivement à la hauteur effective du potentiel et à sa fréquence spatiale. Pour le cas fini, la constante de raideur varie de 7.07×10^{-5} N/m à 6.77×10^{-5} N/m, lorsqu'on se déplace du centre du nanofil vers ses extrémités. Dans le cas infini, la constante de raideur est égale à 7.16×10^{-5} N/m quelque soit le site de piégeage. Enfin, l'expression (4.1) a été utilisée dans les équations du modèle unidimensionnel à travers le champ de

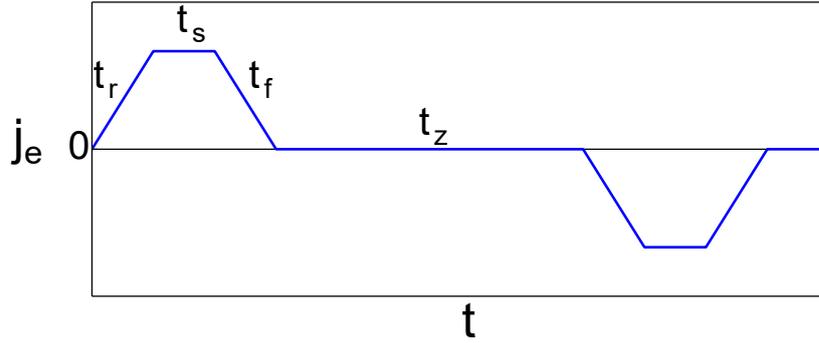


FIGURE 4.3 – Représentation des impulsions de courant et définition du temps de montée t_r , de stabilisation du courant t_s , de descente t_f , et d'attente t_z .

piégeage H_p .

À présent, nous allons traiter la dynamique de la paroi soumise à des impulsions symétriques de courant pour le cas fini et infini.

4.2.2 Dynamique de la paroi sous impulsions symétriques de courant : cas fini vs infini

Il s'agit ici de mettre en évidence le déplacement systématique d'une paroi à travers des puits de potentiel bien définis, sous l'action d'impulsions de courant bipolaires, $j_e(t)$. Une impulsion est caractérisée par son temps de montée t_r , de stabilisation du courant t_s , et de descente t_f . La représentation des impulsions utilisées, ainsi que la définition des temps caractéristiques, sont représentées sur la figure 4.3. Le temps d'attente entre deux impulsions t_z y est aussi représenté. Dans cette étude, la gamme de densité de courant sondée varie de $1 \text{ A}/\mu\text{m}^2$ à $10 \text{ A}/\mu\text{m}^2$, ce qui est inférieur au courant critique (équivalent du champ de Walker) $j_w = \frac{eM_S\gamma_0 H_K \Delta \alpha}{2\mu_B P |\beta - \alpha|} = 14.9 \text{ A}/\mu\text{m}^2$, calculé avec $\beta = 2\alpha$ et $P = 0.7$. De plus, pour tous les résultats présentés, la densité de courant est appliquée dans la direction x négative, induisant un couple de transfert de spin dans la direction x positive (sens des électrons). La paroi se déplace donc de la gauche vers la droite. On peut noter dès à présent, que toutes les valeurs de l'amplitude des densités de courant citées dans ce chapitre correspondent à la valeur absolue de cette amplitude. Les résultats micromagnétiques obtenus ont été comparés avec le modèle unidimensionnel, dans lequel seule l'action du courant a été considérée. Dans ce cas, les équations couplées de la dynamique de la paroi correspondent à :

$$(1 + \alpha^2)\dot{X} = -\frac{\alpha\gamma_0\Delta}{2\mu_0 M_S S} \frac{\partial V_p}{\partial X} + \frac{\gamma_0 H_K \Delta}{2} \sin 2\phi + (1 + \alpha\beta)u(t) \quad (4.2)$$

$$(1 + \alpha^2)\dot{\phi} = -\frac{\gamma_0}{2\mu_0 M_S S} \frac{\partial V_p}{\partial X} - \frac{\alpha\gamma_0 H_K}{2} \sin 2\phi + \frac{\beta - \alpha}{\Delta} u(t) \quad (4.3)$$

Pour rappel, $u(t) = \frac{j_e(t)P\mu_B}{eM_s}$, avec P la polarisation en spin, μ_B le magnéton de Bohr, e la charge électronique et $S = L_y \times L_z$, est la section du nanofil.

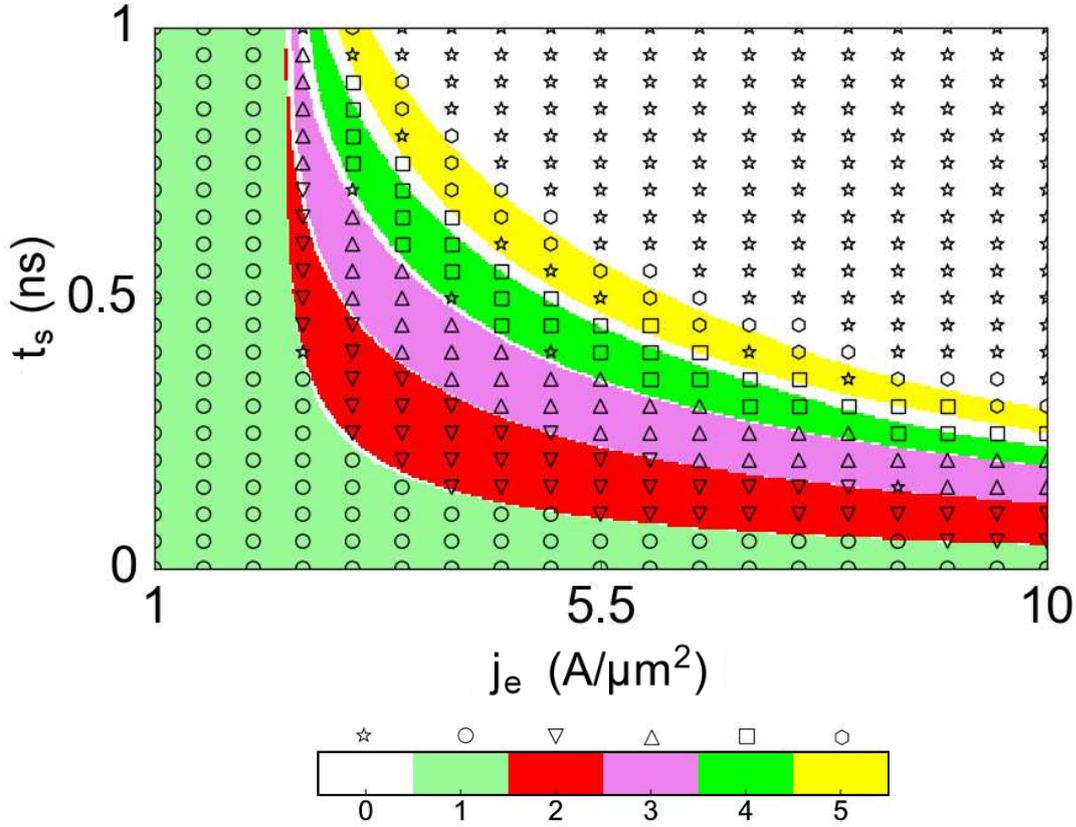


FIGURE 4.4 – Diagramme de phases représentant l'état de déplacement de la paroi dans un nanofil fini à $T=0$ K dans l'espace des paramètres $t_s - j_e$. Dans ce cas, $t_r = t_f = 5$ ps et $t_z = 10$ ns. Les résultats micromagnétiques (points individuels) sont comparés au modèle unidimensionnel (régions colorées).

Dans un premier temps, nous analysons le mouvement systématique de la paroi piégée dans le nanofil fini soumise à des impulsions symétriques de courant caractérisées par $t_r = t_f = 5$ ps. Le temps d'attente entre deux impulsions est fixé à $t_z = 10$ ns, permettant à la paroi de relaxer jusqu'à un équilibre stable après une impulsion. Nous discuterons des variations de t_z pour le cas infini après avoir comparé les résultats micromagnétiques avec le modèle unidimensionnel. Afin de caractériser le mouvement de la paroi, nous avons calculé un diagramme de phases, à l'aide du modèle unidimensionnel, sur lequel nous avons superposé les points calculés micromagnétiquement. Le diagramme de phases défini dans l'espace des paramètres $t_s - j_e$, représenté sur la figure 4.4, correspond à 200×400 points d'intégration des équations (4.2) et (4.3) (régions colorées), ainsi qu'à 20×20 points micromagnétiques (points individuels). Pour ce cas, la paroi est initialisée dans le puits central de gauche ($X(t=0) = 450$ nm), et poussée vers la droite du nanofil. Une fenêtre temporelle de calcul de 350 ns a été utilisée pour le modèle analytique et de 100 ns pour les simulations micromagnétiques.

On observe sur ce diagramme plusieurs bandes qui correspondent aux différents états de déplacement de la paroi. Le premier état qui apparaît, noté état 1, est celui où la paroi reste piégée dans le puits initial. Il est observé quelque soit t_s pour j_e allant de 1

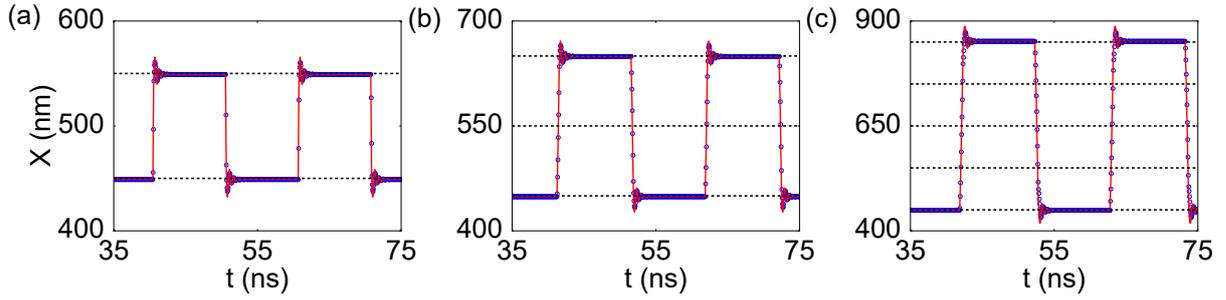


FIGURE 4.5 – Évolutions temporelles de la position de la paroi dans le nanofil fini. (a) État 2 pour $t_s = 100$ ps et $j_e = 9$ A. μm^2 , (b) état 3 pour $t_s = 300$ ps et $j_e = 5.5$ A. μm^2 , (c) état 5 pour $t_s = 450$ ps et $j_e = 6.5$ A. μm^2 . Les lignes continues rouges correspondent aux résultats du modèle analytique, les cercles bleus aux simulations micromagnétiques et les lignes noires en pointillé indiquent la position d'équilibre stable des puits de potentiel.

A/ μm^2 à 2.31 A/ μm^2 . Cet état est aussi observé jusqu'à 10 A/ μm^2 lorsque t_s est bas (entre 0 ps et 55 ps). Après avoir dépassé une certaine amplitude de courant (courant de dépiégeage), qui dépend du temps t_s , la paroi sort du puits initial pour visiter les puits suivants. Ces déplacements systématiques entre les différents sites de piégeage du nanofil sont caractérisés par les autres bandes du diagramme. La seconde bande observée, état 2, correspond à des oscillations périodiques de la paroi entre le puits initial et son plus proche voisin dans la direction du couple de transfert de spin. Cet état est observé jusqu'à $t_s = 0.96$ ps pour $j_e = 2.33$ A/ μm^2 . On peut noter que la frontière entre les états 1 et 2 affiche un comportement similaire à celui observé précédemment [47]. Les bandes suivantes représentent l'incréméntation en puits de potentiel du déplacement de la paroi. Ainsi, dans la dernière bande (état 5), la paroi oscille entre le puits initial et le cinquième puits dans la direction x positive. Ces bandes supplémentaires, quant à elles, sont observées jusqu'à $t_s = 1$ ns. Afin d'illustrer ces propos, les oscillations de la paroi au cours du temps sont représentées sur la figure 4.5. On constate sur cette figure les différents états observés sur le diagramme. Selon les caractéristiques de l'impulsion, la paroi peut traverser une ou plusieurs barrières de potentiel, jusqu'à trouver une position stable dans un des sites de piégeage du nanofil. En dehors des bandes, on remarque un état supplémentaire sur le diagramme, l'état 0, correspondant à un déplacement non souhaité de la paroi. En effet, cet état indique que la paroi ne se déplace pas de manière systématique et ordonnée entre les puits de potentiel désirés, mais visite des sites de façon désordonnée. On observe ce comportement entre les différentes bandes du diagramme, indiquant un phénomène de transition entre deux états stables d'oscillations. C'est d'ailleurs la première impulsion appliquée à la paroi qui définit la stabilité du déplacement. On remarque aussi, que cet état de transition est plus prononcé entre les deux dernières bandes du diagramme. Cette augmentation des instabilités entre les deux dernières bandes est due à la réduction des barrières énergétiques, lorsqu'on s'approche des extrémités du nanofil. De plus, cet état est observé au-dessus de la bande des états 5, quelque soit les caractéristiques de l'impulsion, indiquant que la paroi sort du nanofil. Enfin, on remarque sur les figures 4.4 et 4.5 que les résultats du modèle unidimensionnel donnent quantitativement les mêmes résultats que les simulations micromagnétiques jusqu'à la quatrième bande du diagramme, après quoi,

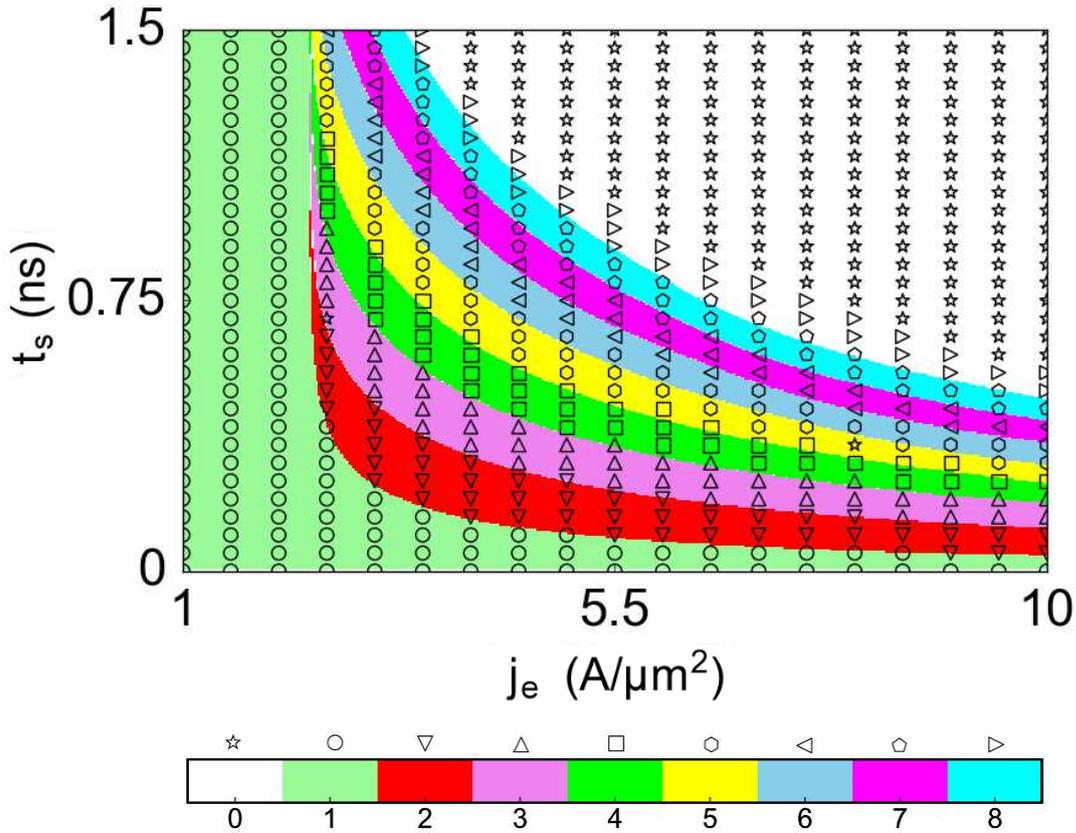


FIGURE 4.6 – Diagramme de phases représentant l'état de déplacement de la paroi dans un nanofil infini à $T=0$ K dans l'espace des paramètres $t_s - j_e$. Dans ce cas, $t_r = t_f = 5$ ps et $t_z = 10$ ns. Les résultats micromagnétiques (points individuels) sont comparés au modèle unidimensionnel (régions colorées).

un léger décalage apparaît dans les valeurs de t_s et j_e , mais les bandes sont qualitativement semblables.

Nous allons à présent considérer le cas du nanofil infini pour lequel les charges magnétiques aux extrémités ont été compensées dans les simulations micromagnétiques. Comme pour le cas fini, nous avons calculé un diagramme de phases dans l'espace des paramètres $t_s - j_e$, permettant de distinguer l'état de déplacement de la paroi de domaines. Dans le cas infini, puisque les puits de potentiel sont tous équivalents, la paroi a été initialisée dans le second cran en partant de la gauche ($X(t = 0) = 150$ nm). Le diagramme est représenté sur la figure 4.6. Ce diagramme contient donc trois bandes supplémentaires correspondant au déplacement de la paroi depuis sont puits initial jusqu'aux puits 6, 7 et 8, la limite d'investigation étant donnée par la taille du nanofil simulé micromagnétiquement. Par ailleurs, afin de faire la comparaison entre les résultats micromagnétiques et analytiques, nous avons considéré le même nombre de puits dans le modèle unidimensionnel. Nous constaterons par la suite, qu'en augmentant le nombre de puits dans le modèle, le nombre de bandes sur le diagramme augmente aussi. Pour avoir une meilleure visibilité sur les nouvelles bandes d'états, nous avons calculé la dynamique de la paroi jusqu'à $t_s = 1.5$ ns. Ce diagramme est à présent composé de 300×400 points d'intégration des équations du

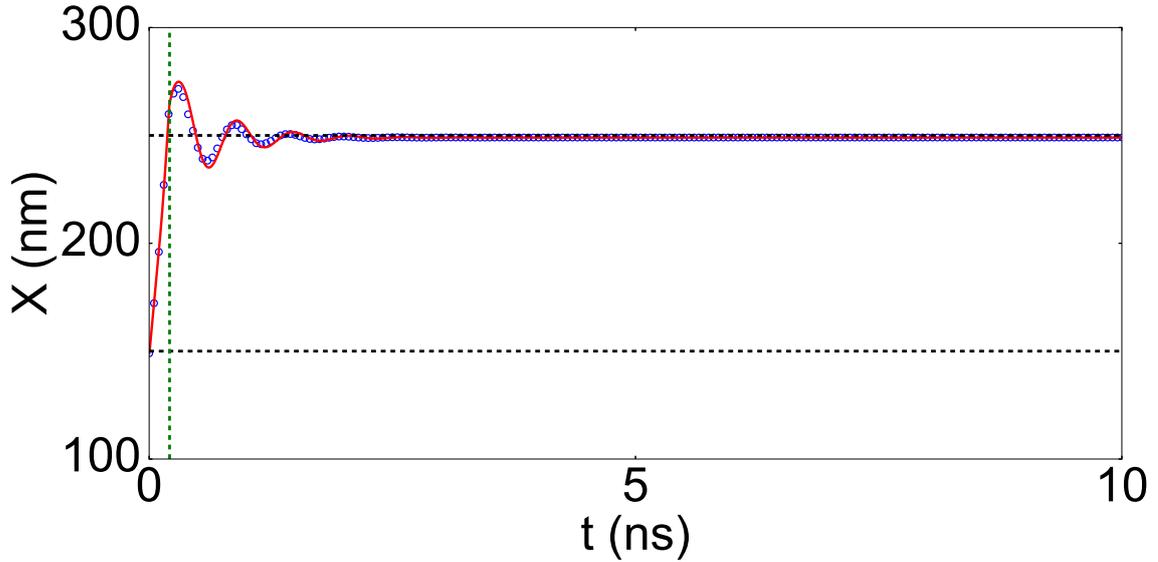


FIGURE 4.7 – Déplacement de la paroi dans la bande des états 2 du cas infini, pour $t_s = 200$ ps, $t_r = t_f = 5$ ps, $t_z = 10$ ns, et $j_e = 5.5$ A/ μm^2 . Le résultat du modèle analytique (ligne rouge) est superposé au résultat micromagnétique (cercles bleus). La position des minima énergétiques des potentiels est donnée par les lignes noires horizontales en pointillé, tandis que le temps d'arrêt de l'impulsion est donnée par la ligne verticale verte en pointillé.

modèle unidimensionnel, et de 30×20 points micromagnétiques.

On constate sur ce diagramme que les bandes 2 et 3 existent jusqu'à $t_s = 1.045$ ns et $t_s = 1.27$ ns, respectivement, pour $j_e = 2.33$ A/ μm^2 . Les bandes supérieures, quant à elles, continuent au-delà de $t_s = 1.5$ ns. La majeure différence par rapport au cas fini, mis à part l'apparition de bandes supplémentaires, concerne la stabilité du déplacement. En effet, on remarque que l'état 0 est très peu présent, voire inexistant, lors de la transition d'une bande vers une autre. Cette stabilité reflète la grande homogénéité du potentiel dans le cas d'un nanofil infini. Comme pour le cas fini, les résultats du modèle unidimensionnel donnent quantitativement les mêmes résultats que les simulations micromagnétiques pour les quatre premières bandes, et quasi-quantitativement dans les autres, où un léger décalage est observé. Cette validation du modèle a permis d'étendre notre analyse en considérant les effets du temps d'attente entre deux impulsions sur le déplacement systématique de la paroi.

Nous avons constaté que la stabilité du déplacement dépendait de l'homogénéité du potentiel au sein du nanofil. Cependant, en utilisant le même potentiel que celui du cas infini, nous avons remarqué que la stabilité du déplacement dépend fortement du temps d'attente t_z . La figure 4.7 permet de constater que la paroi, après avoir subi une impulsion de courant, se stabilise complètement un peu avant $t = 3$ ns. Pour rappel, nous avons utilisé un temps d'attente $t_z = 10$ ns pour réaliser les diagrammes, afin d'être sûr que la paroi ait atteint sa position d'équilibre au sein du potentiel. En réduisant de manière significative le temps d'attente entre deux impulsions, on observe un changement drastique sur la dynamique de la paroi. La figure 4.8 permet de constater ce phénomène. Les diagrammes présents sur cette figure contiennent trois bandes supplémentaires (9,10,11) puisqu'ils ont

été calculés à l'aide du modèle analytique. On observe pour $t_z = 500$ ps (figure 4.8(a)) que l'état 0 domine largement le diagramme de phases et les bandes d'états différents de 0 sont réduites par rapport à la figure 4.6. La réduction des bandes augmente avec l'augmentation de t_s et de j_e , jusqu'à atteindre une quasi-disparition des bandes d'états supérieurs 8. Ce changement drastique peut s'expliquer par le fait que les impulsions, succédant l'impulsion initiale, sont appliquées au début du processus de relaxation de la paroi. Le temps de relaxation est caractérisé par le temps durant lequel l'amplitude est amortie d'un facteur e^{-1} , et correspond à $\tau_d = \frac{1+\alpha^2}{\alpha\gamma_0 H_K}$ [126]. Or, $\tau_d = 260$ ps pour $\alpha = 0.05$, ce qui implique que pour $t_z \simeq 1.9\tau_d$ l'amplitude des oscillations de la paroi au sein du potentiel est encore très variable. L'état de déplacement va donc dépendre fortement de la position de la paroi dans le potentiel. On remarque sur la figure 4.8(b), que lorsque $t_z = 1$ ns ($\simeq 3.9\tau_d$), la dynamique tend à se stabiliser. En effet, on constate sur ce diagramme que la surface des bandes augmente, traduisant la transformation d'états 0 en états de déplacement stable. La stabilisation de la dynamique provient de l'amortissement en amplitude de la paroi après 1 ns qui est plus important que dans le cas à $t_z = 500$ ps. Les variations en amplitude sont donc plus faibles et l'impulsion suivante sera appliquée lorsque la paroi est proche du minimum énergétique du potentiel, ce qui conduit à une stabilisation du déplacement. Néanmoins, on observe que les états de transition inter-bandes (états 0) sont encore très marqués puisque la paroi n'est pas totalement à l'équilibre. Cependant, lorsque t_z est assez long ($\simeq 10\tau_d$) pour que la paroi atteigne sa position d'équilibre stable dans le potentiel, la dynamique se stabilise et reste la même pour un couple de paramètre $t_s - j_e$ donné. En effet, on remarque sur les figures 4.8(c) et 4.8(d), où $t_z > 11\tau_d$, que la dynamique est identique au cas où $t_z = 10$ ns. Le temps entre deux impulsions est donc un critère de stabilité important lors du déplacement systématique d'une paroi de domaines entre différents sites de piégeage.

À travers cette première analyse, nous avons pu constater qu'il était possible de déplacer la paroi d'un ou de plusieurs sites de piégeage en utilisant une impulsion de courant symétrique ($t_r = t_f$). De plus, nous avons observé que la dynamique de la paroi était plus stable dans le cas d'un nanofil infini, où les effets de bords ont été supprimés. Par ailleurs, nous avons remarqué que le temps d'attente entre deux impulsions était un critère de stabilité et devait être suffisamment important pour que la paroi ait le temps d'atteindre une position d'équilibre stable dans le site de piégeage après avoir subi une impulsion.

À présent, nous allons étudier les effets de la forme de l'impulsion sur la dynamique de la paroi dans le cas du nanofil infini.

4.2.3 Influence de la forme de l'impulsion : cas infini

L'influence de la forme de l'impulsion sur la dynamique de la paroi dans le cas du nanofil infini est détaillée dans la figure 4.9, où les diagrammes de phases ont été calculés via le modèle unidimensionnel. Afin de faire une comparaison pertinente entre les diagrammes de phases, nous les avons représentés dans l'espace des paramètres $t_{tot} - j_e$, où $t_{tot} = t_r + t_s + t_f$. Dans la figure 4.9(a), l'impulsion est symétrique puisque $t_r = t_f = 5$ ps et $t_z = 10$ ns, tandis que dans les figures 4.9(b) et 4.9(c) les impulsions sont asymétriques, $t_r \neq t_f$, et t_z est laissé constant à une valeur de 10 ns. Les valeurs de t_r et t_f ont été variées entre 5 ps et 300 ps. Dans la figure 4.9(b), le cas avec $t_r = 5$ ps et $t_f = 300$ ps y est représenté, alors que la figure 4.9(c) correspond au cas où $t_r = 300$ ps et $t_f = 5$ ps.

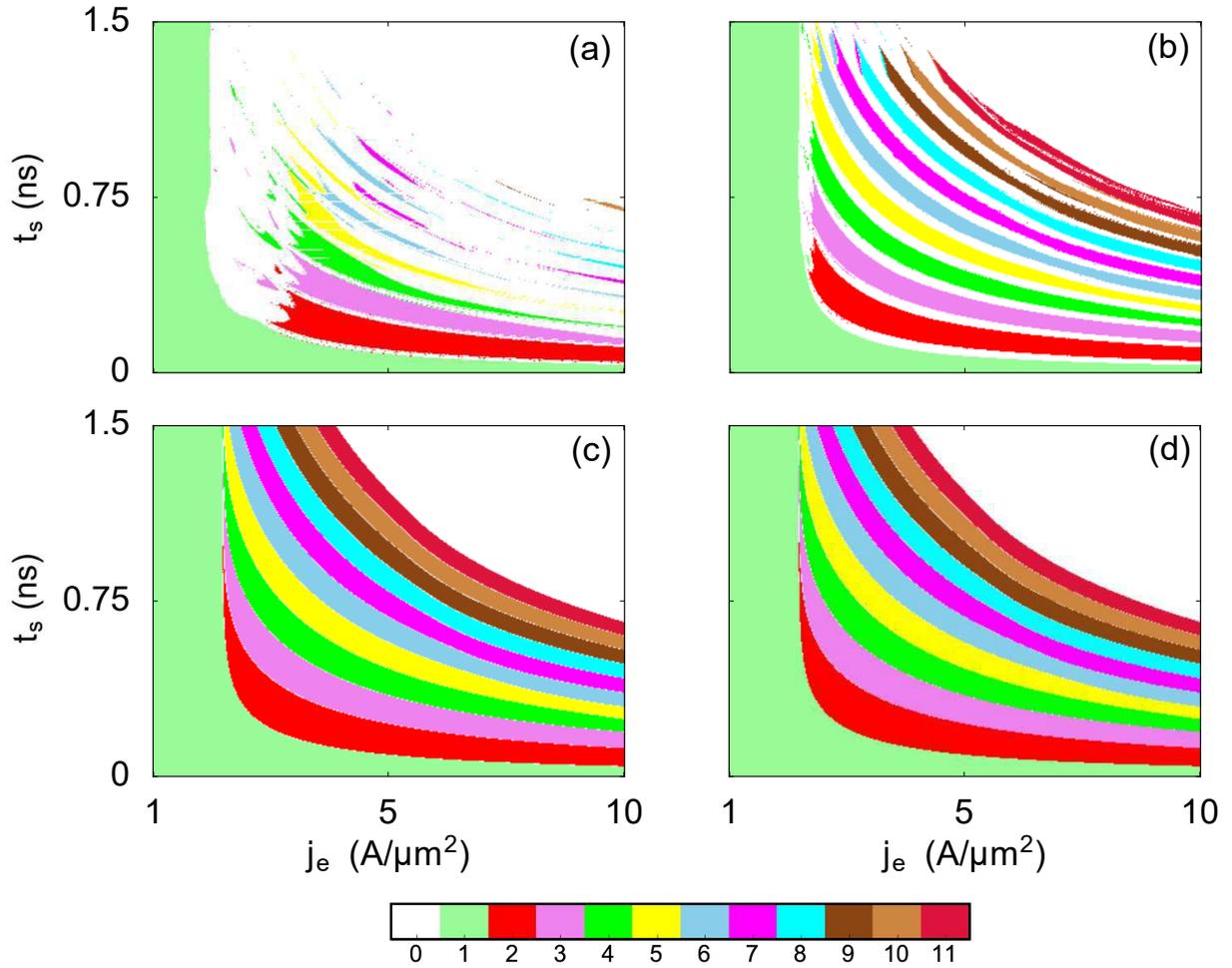


FIGURE 4.8 – Influence du temps d’attente entre deux impulsions (t_z) sur les diagrammes de phases, calculés à l’aide du modèle unidimensionnel. (a) $t_z = 500$ ps, (b) $t_z = 1$ ns, (c) $t_z = 3$ ns et (d) $t_z = 5$ ns.

On observe que le premier courant de dépiégeage dépend principalement du temps de montée de l’impulsion comme l’illustrent les figures 4.9(a) et 4.9(b), où seul le temps de descente est varié. Dans ces cas, le premier courant de dépiégeage est le même et vaut $2.31 \text{ A}/\mu\text{m}^2$. L’influence du temps de descente t_f se traduit par un décalage des bandes le long de l’axe t_{tot} . Par conséquent, si t_f est diminué, la bande des états 2 est décalée vers les temps plus petits et disparaît presque, comme on peut le constater sur la figure 4.9(a). Le temps de montée agit aussi comme un décalage des bandes vers les temps plus longs, mais aussi vers les densités de courant de plus grande amplitude. Dans le cas présenté sur la figure 4.9(c), le premier courant de dépiégeage correspond à $j_e = 2.69 \text{ A}/\mu\text{m}^2$. De plus, en comparant les différents cas à $t_{tot} = 0.3$ ns, on constate que dans le cas symétrique le courant de dépiégeage est $2.78 \text{ A}/\mu\text{m}^2$, augmentant à $4.57 \text{ A}/\mu\text{m}^2$ (figure 4.9(b)) et $5.03 \text{ A}/\mu\text{m}^2$ (figure 4.9(c)) dans les cas asymétriques.

La dépendance du courant de dépiégeage en fonction du temps de montée de l’impulsion a été déduite des équations linéarisées du modèle unidimensionnel [47,125–127]. En effet, il est possible d’obtenir directement la force agissant sur la paroi de domaine en

faisant l'approximation des petites variations de l'angle ϕ . En développant $\sin 2\phi \approx 2\phi$ dans les équations (4.2) et (4.3), on obtient :

$$(1 + \alpha^2)\dot{X} = -\frac{\alpha\gamma_0\Delta}{2\mu_0 M_S S} \frac{\partial V_p}{\partial X} + \gamma_0 H_K \Delta \phi + (1 + \alpha\beta)u(t) \quad (4.4)$$

$$(1 + \alpha^2)\dot{\phi} = -\frac{\gamma_0}{2\mu_0 M_S S} \frac{\partial V_p}{\partial X} - \alpha\gamma_0 H_K \phi + \frac{\beta - \alpha}{\Delta} u(t) \quad (4.5)$$

En dérivant l'équation (4.4) par rapport au temps on parvient à l'accélération de la paroi :

$$(1 + \alpha^2)\ddot{X} = -\frac{\alpha\gamma_0\Delta}{2\mu_0 M_S S} \frac{\partial^2 V_p}{\partial X^2} \dot{X} + \gamma_0 H_K \Delta \dot{\phi} + (1 + \alpha\beta)\dot{u}(t) \quad (4.6)$$

Nous voyons apparaitre dans cette équation la dérivée temporelle de $u(t)$ qui va intervenir durant la montée et la descente de l'impulsion.

À présent, en isolant $\dot{\phi}$ de l'équation (4.5) et en l'injectant dans l'équation (4.6) nous avons :

$$(1 + \alpha^2)\ddot{X} = -\frac{\alpha\gamma_0\Delta}{2\mu_0 M_S S} \frac{\partial^2 V_p}{\partial X^2} \dot{X} + \frac{\gamma_0 H_K \Delta}{1 + \alpha^2} \left(-\frac{\gamma_0}{2\mu_0 M_S S} \frac{\partial V_p}{\partial X} - \alpha\gamma_0 H_K \phi + \frac{\beta - \alpha}{\Delta} u(t) \right) + (1 + \alpha\beta)\dot{u}(t) \quad (4.7)$$

On peut alors extraire ϕ de l'équation (4.4) et le remplacer dans l'équation 4.7, puis en considérant $\alpha^2\beta \ll 1$ nous obtenons :

$$(1 + \alpha^2)\ddot{X} = -\left(\alpha\gamma_0 H_K + \frac{\alpha\gamma_0\Delta}{2\mu_0 M_S S} \frac{\partial^2 V_p}{\partial X^2} \right) \dot{X} - \frac{\gamma_0^2 \Delta H_K}{2\mu_0 M_S S} \frac{\partial V_p}{\partial X} + \frac{\gamma_0 H_K \beta}{1 + \alpha^2} u(t) + (1 + \alpha\beta)\dot{u}(t) \quad (4.8)$$

Enfin, en utilisant le temps d'amortissement τ_d , la masse de la paroi $m_p = \frac{2\mu_0 M_S S(1+\alpha^2)}{\Delta\gamma_0^2 H_K}$ et $\omega_K = \gamma_0 H_K$, la fréquence angulaire des oscillations de l'aimantation dans la paroi autour du champ démagnétisant, on a :

$$\ddot{X} = -\left(\frac{1}{\tau_d} + \frac{\alpha}{m_p \omega_K} \frac{\partial^2 V_p}{\partial X^2} \right) \dot{X} - \frac{1}{m_p} \frac{\partial V_p}{\partial X} + \frac{\beta}{\alpha\tau_d(1 + \alpha^2)} u(t) + \frac{1 + \alpha\beta}{1 + \alpha^2} \dot{u}(t) \quad (4.9)$$

Cette expression correspond à la force agissant sur la paroi de domaines. On constate clairement qu'elle dépend de la densité de courant et de sa dérivée temporelle. Par conséquent, un faible temps de montée conduira à une diminution du courant de dépiégeage.

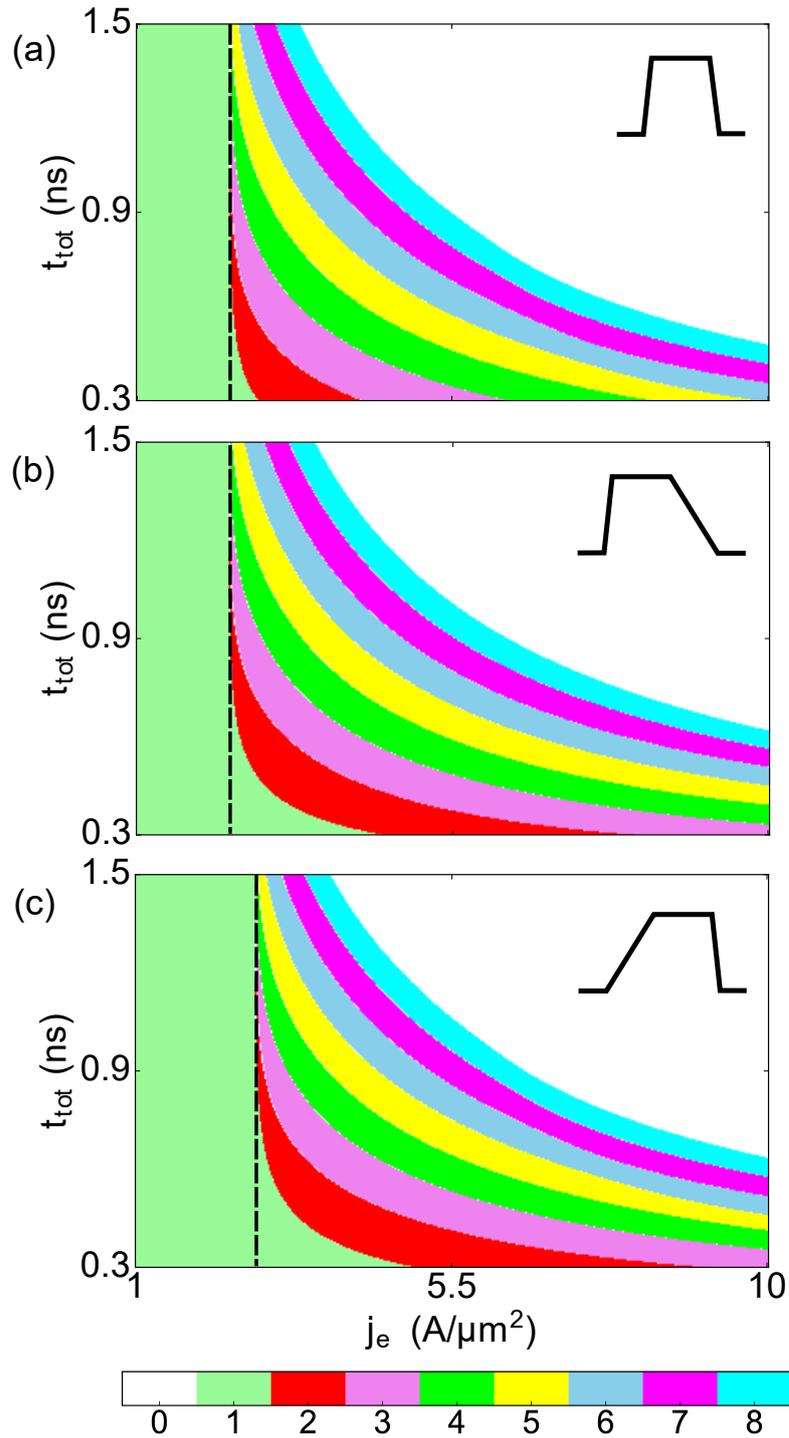


FIGURE 4.9 – Influence de la forme de l’impulsion sur le diagramme de phases d’une paroi de domaines dans un nanofil infini à $T=0$ K. L’espace des paramètres correspond à $t_{tot} - j_e$ ($t_{tot} = t_r + t_s + t_f$). (a) Impulsion symétrique avec $t_r = t_f = 5$ ps et $t_z = 10$ ns. Impulsion asymétrique avec (b) $t_r = 5$ ps, $t_f = 300$ ps et $t_z = 10$ ns, and (c) $t_r = 300$ ps, $t_f = 5$ ps et $t_z = 10$ ns. La ligne noire en pointillé est un guide pour les yeux afin de repérer le décalage du premier courant de dépiégeage.

Dans cette section, les résultats présentés sous la forme de diagrammes de phases nous ont permis de constater qu'il était possible de contrôler de manière précise le déplacement d'une paroi de domaines à travers un ou plusieurs sites de piégeage, selon les caractéristiques de l'impulsion de courant appliquée. Par ailleurs, les résultats obtenus concernant la forme de l'impulsion sont en parfait accord avec les expériences précédemment réalisées [126,127].

Cependant, la majorité des expériences ayant été réalisées à température ambiante, il est nécessaire d'étudier l'influence de la température sur le déplacement systématique d'une paroi de domaines. De plus, l'analyse de l'augmentation en température induite par l'effet Joule doit être menée, étant donnée l'amplitude importante des densités de courant utilisées ici. C'est objet de la section suivante.

4.3 Influence de la température

Comme nous avons pu le constater dans le chapitre précédent, la température influence fortement la dynamique d'une paroi piégée. Dans le cas présent, la température influence le déplacement systématique de la paroi en modifiant sa relaxation dans le potentiel après une impulsion de courant. Les oscillations durant le processus de relaxation peuvent être entretenues par le bruit thermique, ce qui pourrait conduire à un déplacement dans le mauvais puits lorsque l'impulsion est appliquée. Au contraire, le bruit thermique peut contrebalancer l'effet de l'impulsion, et par conséquent, la paroi peut rester piégée dans un puits non souhaité.

Dans un premier temps, nous allons étudier la dynamique stochastique d'une paroi piégée, soumise à une impulsion de courant symétrique, dans un nanofil planaire fini et infini à l'aide du modèle unidimensionnel et des simulations micromagnétiques.

4.3.1 Dynamique stochastique sous impulsion symétrique : cas fini vs infini

Pour mener à bien cette étude, nous avons calculé la dynamique de la paroi à $T=293$ K pour le nanofil fini et infini, dans le cas d'une impulsion symétrique ($t_r = t_f = 5$ ps). Afin de se mettre dans les conditions expérimentales, la paroi oscille librement pendant 10 ns sous l'effet du bruit thermique, ensuite une impulsion de courant est appliquée pour déplacer la paroi dans un autre puits de potentiel. Enfin la paroi relaxe librement pendant 10 ns supplémentaires. Un exemple illustrant ce mode opératoire est représenté sur la figure 4.10 dans le cas d'un état 2. Par ailleurs, le paramètre d'amortissement α est fixé à 0.02, plus bas qu'à $T=0$ K, et le facteur non-adiabatique correspond à $\beta = 2\alpha = 0.04$. Nous avons représenté nos résultats sous la forme de diagramme de phases probabilistes. Il a donc été nécessaire de recalculer en amont les mêmes diagrammes de phases présentés dans la section précédente (figures 4.4 et 4.6) avec $\alpha = 0.02$ et $\beta = 0.04$ à $T=0$ K, afin de calculer les nouveaux points obtenus à $T=293$ K. La dynamique stochastique de la paroi a été calculée pour chaque bande des diagrammes avec le modèle unidimensionnel et sur un certain nombre de points avec les simulations micromagnétiques. Ces bandes, allant des états 2 à 5, sont indiquées par les lignes en pointillé sur la figure 4.11(a) pour le cas du nanofil fini, tandis que les bandes d'états allant de 2 à 8, sont représentées sur la figure 4.11(b) pour le cas infini. Dans ce cas, à partir de la quatrième bande, la forme des bandes

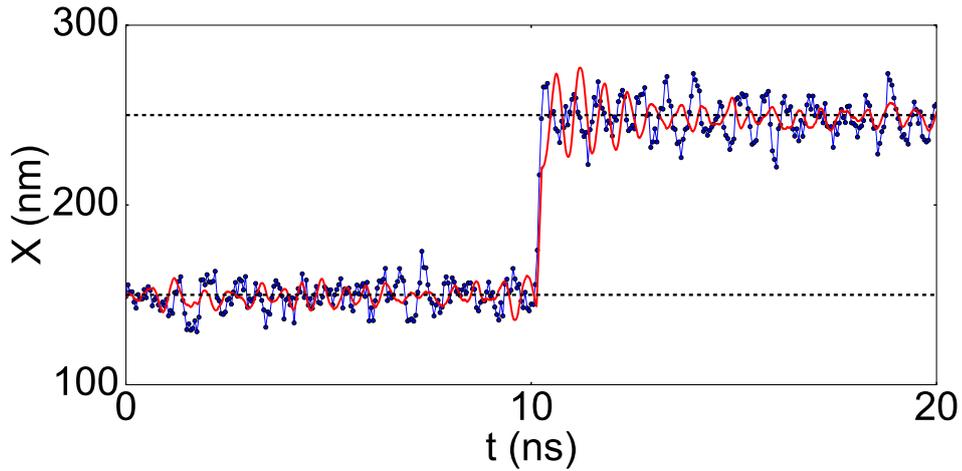


FIGURE 4.10 – Déplacement de la paroi à $T=293$ K pour les paramètres de contrôle, $t_s = 120$ ps et $j_e = 8.33$ A/ μm^2 , situés dans la bande des états 2. Le résultat micromagnétique (ligne + points bleus) est comparé au modèle unidimensionnel (ligne rouge).

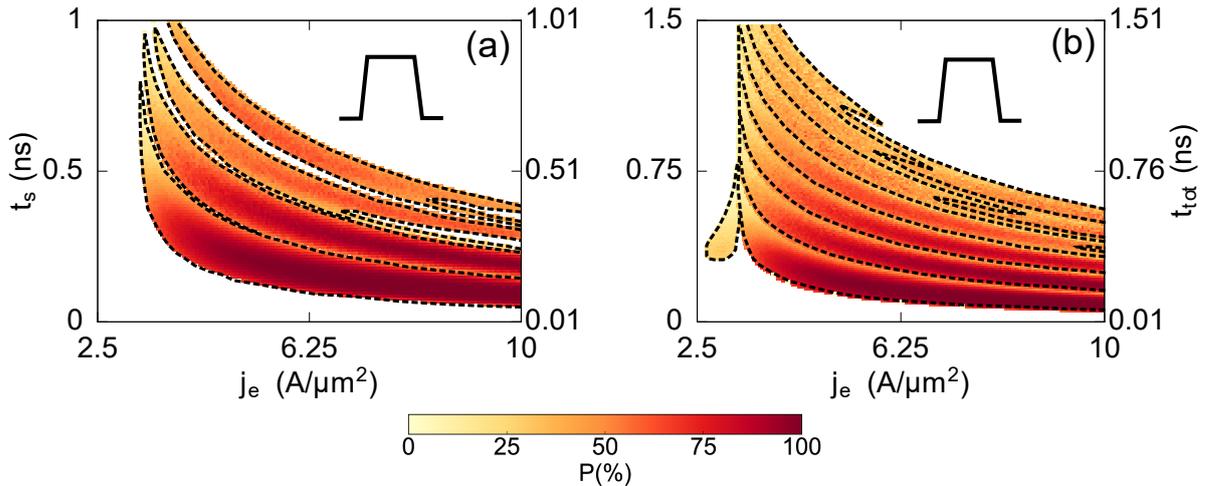


FIGURE 4.11 – Probabilités de déplacement de la paroi dans le nanofil planaire fini (a) et infini (b), calculées avec le modèle unidimensionnel à $T=293$ K. Une impulsion symétrique est appliquée avec les caractéristiques $t_r = t_f = 5$ ps, après un temps d'attente de 10 ns. Dans ce cas $\alpha = 0.02$ et $\beta = 0.04$. La petite poche d'états à gauche du diagramme (b), correspond à des états -2. Les lignes en pointillé sont des guides pour les yeux permettant de distinguer les différentes bandes d'états. La durée totale de l'impulsion est aussi représentée.

change, décrivant un comportement de pénétration oscillant des états supérieurs dans les états inférieurs. On observe aussi l'apparition d'un nouvel état, l'état -2, à bas courant, qui correspond à un déplacement négatif de la paroi, bien que le couple de transfert de spin pousse la paroi dans le sens positif. Ces effets, dépendant de l'inertie de la paroi, seront traités dans la section suivante.

Nous avons calculé la probabilité pour que la paroi respecte bien l'état de déplacement des bandes sur un certain nombre de réalisations pour un quart des points de chaque bande (sauf si précisé) : 2700 réalisations pour la bande des états 2, 500 réalisations pour les bandes d'états allant de 3 à 5 et pour la poche d'états -2, et 100 réalisations pour les états 6, 7 et 8 présents dans le cas infini.

Dans le cas fini, on constate sur la figure 4.11(a) que dans chaque bande la probabilité augmente avec l'augmentation de l'amplitude de la densité de courant. De plus, on observe une diminution de la probabilité avec l'augmentation du numéro de bande. En effet, la probabilité maximale ($P_{max} = 100\%$) du positionnement précis de la paroi dans le plus proche cran (états 2) est obtenue pour seulement 0.76% des points calculés de la seconde bande, soit 17 points, tandis que pour 32.18% des points de cette bande, la probabilité est supérieure à 95%. Les points de la seconde bande qui correspondent à 100% de probabilité du mouvement souhaité, apparaissent pour une densité de courant appliquée supérieure à $7.7 \text{ A}/\mu\text{m}^2$ et pour t_s compris entre 100 ps et 130 ps. La probabilité maximale décroît rapidement avec l'augmentation du numéro de bande, avec $P_{max} = 98.6\%$ sur 3 points de la bande des états 3, puis $P_{max} = 67.4\%$ pour la quatrième bande, et enfin $P_{max} = 64.8\%$ pour la cinquième. Une chute de probabilité est aussi observée à chaque transition entre deux bandes voisines, lorsque l'état de déplacement se rapproche d'un état 0, observé à ces transitions pour $T=0 \text{ K}$.

Ces résultats ont été comparés avec le cas du nanofil infini présenté sur la figure 4.11(b), où les mêmes nombres de réalisations ont été calculées sur chaque bande. Pour la bande des états 2, une probabilité maximale de 100% n'a été trouvée que sur 9 points calculés. Ces points apparaissent pour une densité de courant supérieure à $8.1 \text{ A}/\mu\text{m}^2$ et pour t_s compris entre 90 ps et 120 ps. De plus, un comportement similaire au cas fini fut observé pour les bandes supérieures, où une décroissance de la probabilité maximale est constatée avec l'augmentation du numéro de bande. En effet, pour la troisième bande $P_{max} = 98.6\%$, pour la quatrième bande $P_{max} = 88.6\%$, et enfin pour la cinquième bande $P_{max} = 71\%$. Mis à part la troisième bande où la valeur de P_{max} , dans le cas infini, est égale à celle trouvée dans le cas fini, les probabilités maximales dans la quatrième et la cinquième bande sont supérieures à celles du cas fini. Ces différences de probabilité sont dues à la différence de hauteur entre les barrières énergétiques du potentiel lorsqu'on se rapproche des extrémités du nanofil. Ces barrières sont de plus en plus faibles dans le cas fini, impliquant un dépiégeage plus fréquent sous l'effet du bruit thermique. Par ailleurs, pour les bandes 6, 7 et 8 du cas infini, les probabilités maximales correspondent à 62%, 67% et 65 % respectivement. L'augmentation de la probabilité maximale lorsque l'on passe de la bande 6 à la bande 7 est due au phénomène de pénétration brièvement décrit en amont. Comme dans le cas fini, la probabilité augmente avec l'augmentation du courant, et diminue avec l'augmentation du numéro de bande. On observe que pour chaque zone d'états, la probabilité augmente aux environs du centre de la bande et chute lorsqu'on s'approche de la transition d'une bande à une autre. La figure 4.12 permet de constater ce comportement, où on observe clairement, d'une part, que les probabilités maximales relatives à chaque bande sont situées proche du centre, et d'autre part, qu'une chute de probabilité apparaît aux transitions. On remarque le phénomène de pénétration de la bande 7 dans la bande 6, augmentant ainsi la probabilité maximale des états 7. Cette figure permet aussi de visualiser la largeur des bandes, et de constater, de manière générale, que la largeur décroît avec l'augmentation du numéro de bande. Enfin, dans la

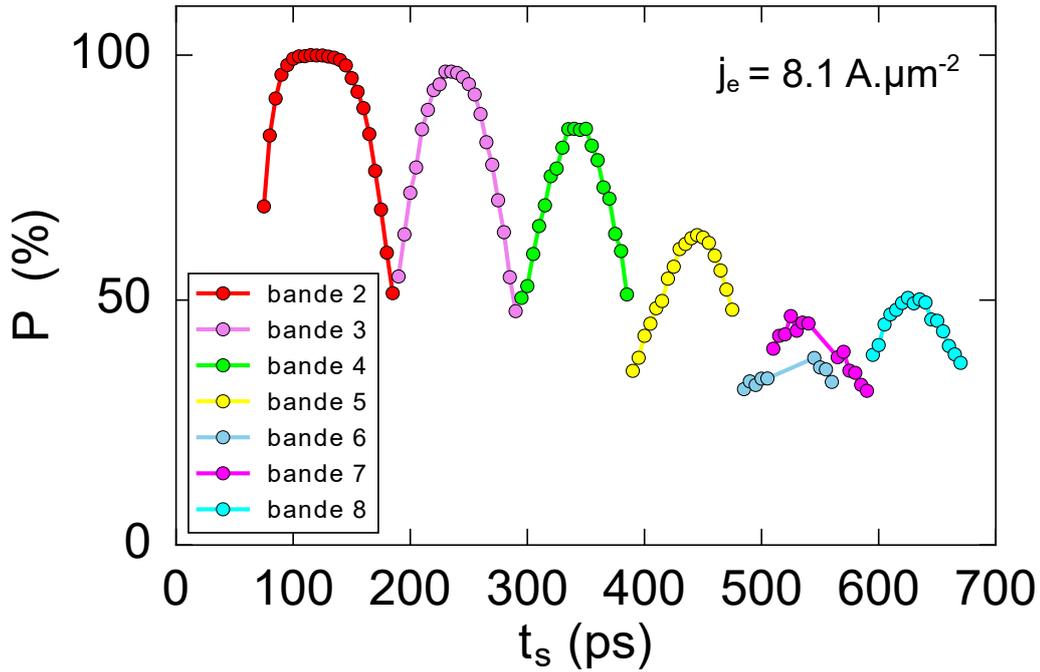


FIGURE 4.12 – Probabilités pour que la paroi respecte l'état de déplacement dans les bandes du diagramme en fonction de t_s , pour $j_e = 8.1 \text{ A}/\mu\text{m}^2$. Chaque point de cette figure correspond à 2700 réalisations du déplacement de la paroi.

zone du diagramme correspondant aux états -2, une probabilité maximale de 33.8% sur 500 réalisations a été trouvée. Dans cette zone, tous les points ont été considérés. Cette faible probabilité résulte, d'une part, des conditions nécessaires pour obtenir cet état, qui dépendent fortement de la position de la paroi dans le potentiel, de sa vitesse et de l'angle azimutal ϕ . Ces conditions, qui seront détaillées par la suite, sont très sensibles aux moindres variations appliquées à la paroi, donc au bruit thermique. Elles dépendent aussi de la taille de la zone d'états, puisque des points situés proches des transitions inter-bandes auront une probabilité plus faible que ceux situés au centre. Donc pour une zone plus étendue, les points centraux seront plus éloignés des transitions.

D'un point de vue micromagnétique, nous avons calculé les probabilités des points du diagramme de phases où une valeur de 100% a été trouvée avec le modèle unidimensionnel. Sur 200 réalisations par point, les probabilités obtenues via les simulations varient entre 92% et 97%. La faible différence entre ces valeurs et celles obtenues avec le modèle unidimensionnel est attribuée, d'une part, au léger décalage qui existe entre les bandes du diagramme de phases, et d'autre part, à la différence d'amplitude du champ thermique entre les simulations micromagnétiques et le modèle analytique. Cette différence d'amplitude peut être observée sur la figure 4.10, à travers les oscillations de la paroi. En effet, dans le modèle unidimensionnel, nous considérons la paroi comme une particule unique soumise à des fluctuations aléatoires, tandis que dans les simulations micromagnétiques, ces fluctuations sont appliquées sur chaque cellule composant le nanofil, induisant alors des variations de l'aimantation plus importantes à travers la structure. Ainsi, le dépiégeage de la paroi va être affecté par ces fluctuations généralisées. Cependant, la différence

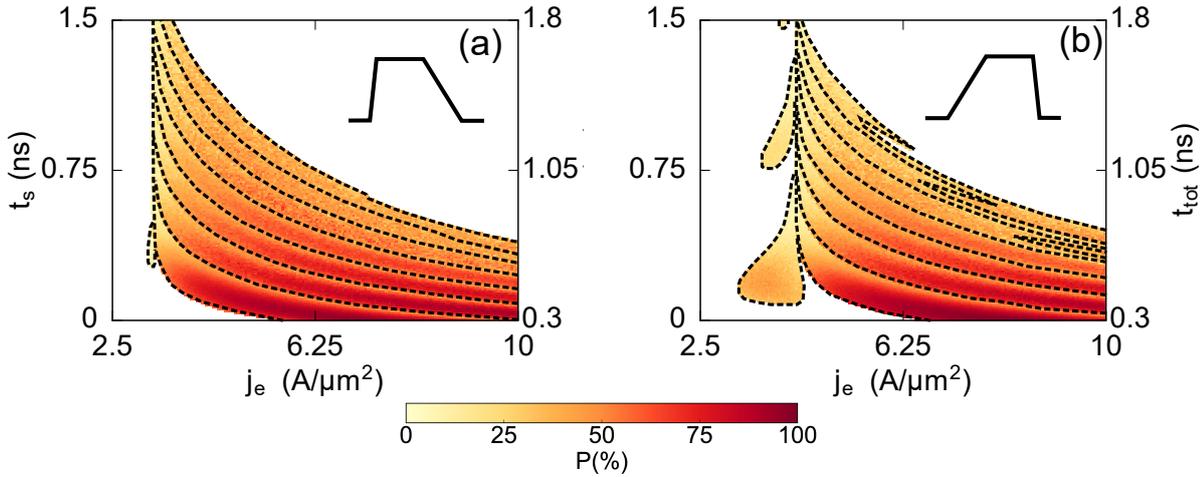


FIGURE 4.13 – Probabilités de déplacement de la paroi dans le nanofil planaire infini, calculées avec le modèle unidimensionnel à $T=293$ K pour $\alpha = 0.02$ et $\beta = 0.04$. Une impulsion asymétrique est appliquée avec les caractéristiques $t_r = 5$ ps et $t_f = 300$ ps (a), et $t_r = 300$ ps et $t_f = 5$ ps (b), après un temps d'attente de 10 ns. Dans chaque cas, des états -2 sont observés à bas courant, et plus largement dans le diagramme (b).

de probabilité entre les deux méthodes reste faible.

Dans cette partie, nous avons traité le déplacement systématique de la paroi soumise à une impulsion symétrique de courant, dans le cas d'un nanofil fini et infini à température ambiante. Nous avons observé qu'il existait un nombre limité de points où la probabilité était de 100%. Ces points sont situés dans la deuxième bande du diagramme, pour des densités de courant importantes, ainsi que pour des durées d'impulsion ultra courtes. Il est important de noter que le nombre de points où $P=100\%$ doit être supérieur puisque nous n'avons calculé qu'un quart des points de chaque bande. Par ailleurs, comme pour le cas à température nulle, nous avons constaté que la dynamique était plus stable pour le cas infini, puisque les probabilités maximales étaient plus importantes que dans le cas fini dans les bandes d'états supérieures à 2. Nous avons donc étudié la dynamique stochastique de la paroi pour le cas infini, lorsqu'elle est soumise à une impulsion asymétrique de courant.

4.3.2 Dynamique stochastique sous impulsion asymétrique : cas infini

Pour étudier la dynamique stochastique de la paroi piégée dans un nanofil infini, et soumise à une impulsion asymétrique de courant, nous avons utilisé exactement la même procédure que précédemment. En recalculant les diagrammes présentés sur les figures 4.9(b) et 4.9(c), avec $\alpha = 0.02$ et $\beta = 0.04$, nous avons constaté l'apparition de l'état -2, ainsi que le phénomène de pénétration des bandes supérieures dans les bandes inférieures (pour $t_f = 5$ ps). En effet, on peut remarquer ce comportement sur les diagrammes probabilistes représentés sur les figures 4.13(a) et 4.13(b), où la forme de l'impulsion est $t_r = 5$ ps, $t_f = 300$ ps et $t_r = 300$ ps, $t_f = 5$ ps, respectivement. On observe que les états -2 et le phénomène de pénétration sont très présents dans le cas où l'impulsion est

composée d'un temps de montée long et d'un temps de descente court. Dans ce cas, on remarque que les états -2 sont présents dans plusieurs zones distinctes, à bas courant, dont la surface décroît avec l'augmentation de t_s . Dans le cas inverse, les états -2 sont très peu présents et le phénomène de pénétration est inexistant. Nous observons uniquement une variation de la largeur des bandes 7 et 8. Cependant, nous pouvons constater que les probabilités, pour que la paroi respecte l'état de déplacement d'une bande donnée, se comportent de la même manière que pour le cas d'une impulsion symétrique. C'est-à-dire, que d'une part, la probabilité augmente avec l'augmentation de la densité de courant, et que d'autre part, elle diminue avec l'augmentation du numéro de bande. Enfin, une chute de probabilité est aussi observée à chaque transition entre deux bandes.

Pour le cas présenté sur la figure 4.13(a), la probabilité maximale de la seconde bande est de 96.77%, et seulement 2.31% des points calculés, sur 2700 réalisations, ont une probabilité supérieure à 95%. Pour les bandes supérieures, les probabilités diminuent comme l'indiquent les probabilités maximales. En effet, pour les bandes allant de 3 à 5, calculées sur 500 réalisations, $P_{max}=93.4\%$, $P_{max}=84\%$, et $P_{max}=70.2\%$, respectivement. Enfin pour les bandes supérieures allant de 6 à 8 et calculées sur 100 réalisations, $P_{max}=69\%$, $P_{max}=58\%$, et $P_{max}=57\%$. En ce qui concerne la petite poche d'états -2, la probabilité maximale est de 13.2%. Comme nous l'avions énoncé précédemment, la forte sensibilité des conditions nécessaires pour trouver cet état implique de faibles probabilités. De plus, dans ce cas, les probabilités sont encore abaissées, puisque la surface de la zone d'état -2 étant très réduite, chaque point est situé proche d'une transition entre deux bandes, où les chutes de probabilités sont observées.

Dans la situation présentée sur la figure 4.13(b), où $t_r = 300$ ps et $t_f = 5$ ps, les probabilités augmentent légèrement par rapport au cas de la figure 4.13(a). Pour la bande des états 2, la probabilité maximale est de 98.07%, avec 7.69% des points calculés ont une probabilité supérieure à 95%. Pour les bandes allant de 3 à 5, $P_{max}=91\%$, $P_{max}=83.2\%$, et $P_{max}=66.4\%$, respectivement. Cependant, pour les bandes 6 et 7 les probabilités maximales sont plus faibles que dans le cas précédent, puisque le phénomène de pénétration induit une réduction de la largeur de bandes à hauts courants. Pour les états 6, $P_{max} = 55\%$, et pour les états 7, $P_{max} = 51\%$. Par ailleurs, un nouvel accroissement de la probabilité est constaté pour la bande des états 8, avec $P_{max} = 62\%$. En effet, pour cette bande, le phénomène de pénétration est observé à plus bas courants. Ainsi la largeur à hauts courants est suffisamment importante pour que des points ne soient pas situés trop proche des transitions. De la même manière, pour les états -2, la probabilité maximale est de 49.6%. Ce maximum de probabilité d'états -2 est situé vers le centre de la première bulle à bas t_s , où la surface est plus importante. Ainsi, les points sont suffisamment éloignés des transitions pour observer une hausse de probabilité, malgré la forte sensibilité de cet état.

De manière générale, les résultats obtenus pour les différents cas traités suggèrent que pour réaliser un positionnement bien défini de la paroi sous impulsion de courant, et à température ambiante, la forme de l'impulsion appliquée devrait être caractérisée par un très court temps de montée et de descente, et avec une grande intensité. De plus, bien que de hautes probabilités soient trouvées dans les bandes supérieures à 2, mais néanmoins inférieures à 100%, il serait préférable d'appliquer des impulsions symétriques, afin de déplacer la paroi uniquement d'un site de piégeage à la fois (état 2), où des probabilités égales à 100% ont été trouvées.

Dans cette partie, nous avons étudié l'influence de la température sur le déplacement systématique d'une paroi de domaines en considérant uniquement la température due à l'environnement ambiant. Cependant, le principal désavantage du déplacement d'une paroi, sous la seule action d'une impulsion de courant, est l'apparition de l'effet Joule. Cet effet induit un échauffement du matériau lorsqu'un courant est appliqué, et peut même détruire l'état ferromagnétique si l'intensité du courant est suffisamment importante. Il est donc nécessaire d'étudier l'augmentation de la température via l'effet Joule pour les durées et les intensités d'impulsions utilisées ici.

4.3.3 Augmentation de la température par effet Joule

L'échauffement par effet Joule dans le cadre du déplacement des parois de domaines induit par impulsions de courant a été analysé expérimentalement et théoriquement. Il a été montré expérimentalement, dans le cas d'un nanofil planaire en permalloy, que l'effet Joule pouvait induire une hausse de la température pouvant dépasser la température de Curie (T_C) [133]. Cependant, la durée des impulsions utilisées dans cette expérience correspondait à $5 \mu s$, ce qui est largement supérieur aux durées utilisées dans notre étude. Afin de quantifier l'échauffement par effet Joule d'un nanofil déposé sur un substrat, une approche analytique a été menée par You *et al.* [134]. Ils se basent sur l'équation de la chaleur exprimée comme :

$$\rho C \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = K \nabla^2 T(\vec{r}, t) + Q(\vec{r}, t) \quad (4.10)$$

où ρ , C , K , $T(\vec{r}, t)$ et $Q(\vec{r}, t)$, sont la masse volumique, la chaleur spécifique, la conductivité thermique du matériau, et la température, ainsi que la source de chaleur à la position \vec{r} et au temps t respectivement. En considérant que la source de chaleur correspond à l'effet Joule induit par une impulsion de courant d'amplitude j_e et de durée t_p , et que la diffusion de la chaleur s'effectue uniquement par le substrat, ils obtiennent :

$$T_{3D}(t_p) = T_0 + \frac{L_y L_z j_e^2}{\pi K_s \sigma_n} \sinh^{-1} \left(\frac{2\sqrt{t_p / (\rho_s C_s)}}{\epsilon L_y} \right) \quad (4.11)$$

Cette expression traduit l'augmentation en température, par rapport à une température initiale T_0 , par effet Joule d'un nanofil planaire de conductivité électrique σ_n , de largeur L_y , d'épaisseur L_z , et de longueur infinie, déposé sur un substrat s tridimensionnel semi-infini. Dans cette expression ϵ est un paramètre ajustable.

Plus tard, Fangohr *et al.* se sont intéressés à une expression analytique de l'augmentation en température pour un nanofil de longueur L_x déposé sur un substrat membranaire d'épaisseur d_s et infini dans le plan [132]. Ils arrivent alors à l'expression suivante :

$$T_{2D}(t_p) = T_0 + \frac{L_x L_y L_z j_e^2}{2d_s \pi K_s \sigma_n} \sinh^{-1} \left(\frac{2\sqrt{t_p / (\rho_s C_s)}}{\epsilon L_x} \right) \quad (4.12)$$

Ces deux expressions montrent que l'élévation en température dépend fortement des caractéristiques du substrat sur lequel le nanofil est déposé. Par ailleurs, une étude théorique complémentaire, réalisée par Kim *et al.*, a montré que la température exhibait une décroissance exponentielle de quelques nanosecondes, après l'arrêt d'une impulsion de courant [135].

Plusieurs études ont été réalisées dans le cadre des nanofils planaires structurés par des crans à géométrie variable. Dans les travaux cités précédemment ([132]), ils s'intéressent à l'élévation en température au niveau d'un double cran rectangulaire via une méthode par éléments finis, et constatent que la température augmente localement aux alentours du cran. En effet, la réduction de la section du nanofil au niveau du cran résulte en une augmentation de la densité de courant et donc de la température. Dans cette étude, plusieurs substrats ont été analysés comme le SiO_2 , les membranes Si_3N_4 , le diamant, et silicium pur. Il est clairement observé que les substrats à haute conductivité thermique, comme le Diamant, présentaient une élévation en température très réduite. Plus récemment, Ramos *et al.* ont étudié par éléments finis l'augmentation de la densité de courant, ainsi que de la température au niveau des crans, pour des géométries triangulaires, rectangulaires et paraboliques, et pour une impulsion de 100 ns [136], le nanofil ayant été déposé sur un substrat en SiO_2 . Il est constaté que la densité de courant augmente de manière significative autour des sommets aigus des crans triangulaires et rectangulaires. Par ailleurs, ils ont montré que la réduction de l'épaisseur du substrat en SiO_2 , conduisait à une réduction de la température dans le nanofil, avec une réduction maximale lorsque le substrat était composé uniquement de silicium. Cependant, une divergence entre ces résultats et ceux de Fangohr *et al.* a été constatée, et suggère qu'il est nécessaire de tenir compte d'une résistance thermique d'interface supplémentaire entre le nanofil et le substrat.

Enfin, la dynamique des parois de domaines en présence de l'effet Joule a été étudiée par des simulations micromagnétiques couplées aux simulations de diffusion de la chaleur. Il a été constaté par Raposo *et al.* que l'effet Joule pouvait améliorer le déplacement des parois dans le cas d'un nanofil courbé en permalloy déposé sur un substrat en SiO_2 [137]. En effet, cette étude montre que pour un nanofil à section uniforme, le déplacement de deux parois soumises à une impulsion de 4 ns de durée était très peu affecté, puisque la température dans le nanofil restait uniforme. Cependant, dans le cas où le nanofil avait une section non uniforme, la densité de courant était de fait non uniforme, et par conséquent, des gradients thermiques faisaient leur apparition au sein du nanofil. Dans ce cas, le mouvement des parois peut être amélioré par l'existence d'une force thermodynamique proportionnelle au gradient de température. Ces résultats sont en accord avec les résultats expérimentaux obtenus par Torrejon *et al.*, où le même phénomène fut observé [138]. De plus, une étude concernant l'influence de l'effet Joule sur le dépiégeage d'une paroi, par impulsion de courant et par champ magnétique, a été réalisée par Moretti *et al.* [139]. En utilisant l'équation de Landau-Lifshitz-Bloch, puisque les températures considérées sont proches de T_C , ils montrent que le champ de dépiégeage est diminué par l'augmentation en température causée par l'effet Joule. L'échauffement peut conduire à la destruction locale de l'ordre ferromagnétique durant laquelle la paroi est détruite. Ainsi, une nouvelle paroi pourrait être reformée avec une structure magnétique interne différente.

À travers cette présentation bibliographique des différents travaux portant sur l'effet Joule, nous avons pu constater que l'application d'une impulsion de courant pouvait altérer de manière significative l'état magnétique d'un nanofil ferromagnétique. Cependant, les durées d'impulsion utilisées dans ces travaux variaient de quelques nanosecondes (4 ns à 100 ns) à plusieurs microsecondes. Or dans notre étude, nous avons constaté que la faisabilité du déplacement précis de la paroi à température ambiante se faisait pour des durées d'environ 100 ps, mais à des densités de courant très élevées (entre $8.1 \text{ A}/\mu\text{m}^2$ et $10 \text{ A}/\mu\text{m}^2$). En utilisant les différentes expressions analytiques décrites précédemment,

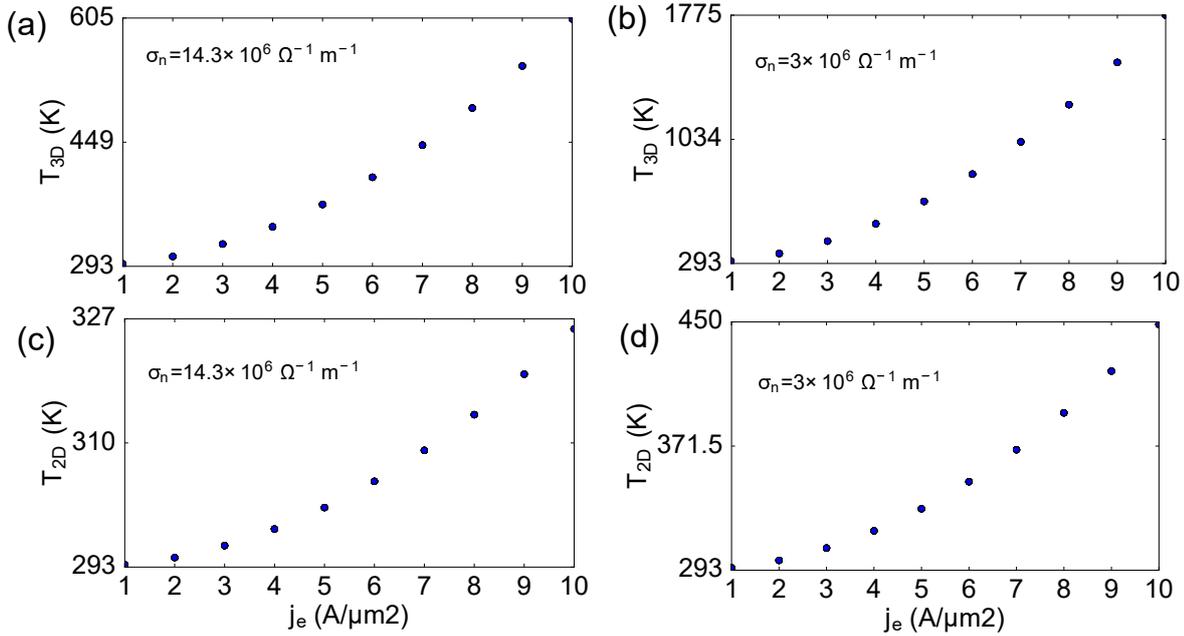


FIGURE 4.14 – Augmentation de la température avec l’amplitude de la densité de courant pour une durée d’impulsion de 100 ps, et pour un substrat en SiO_2 . Températures calculées avec l’expression 4.11, avec une conductivité électrique correspond au nickel volumique σ_{NV} (a), et nanométrique σ_{NN} (b). Températures calculées avec l’expression (4.12), avec une conductivité électrique correspond au nickel volumique (c), et nanométrique (d), pour $d_s = 300$ nm et, pour $L_x = 5$ μm .

nous avons analysé l’augmentation en température du nanofil en considérant différents types de substrats. Nous avons étudié l’effet de la conductivité électrique en considérant le cas du nickel volumique, où $\sigma_{NV} = 14.3 \times 10^6 \Omega^{-1} m^{-1}$, et pour le cas où le nickel est sous la forme d’un nanofil $\sigma_{NN} = 3 \times 10^6 \Omega^{-1} m^{-1}$ [140].

Nous considérons premièrement un substrat en SiO_2 avec les paramètres suivants [136] : $K_{SiO_2} = 1.16$ W $K^{-1} m^{-1}$, $C_{SiO_2} = 730$ J $kg^{-1} K^{-1}$ et $\rho_{SiO_2} = 2200$ kg/m^3 . En utilisant l’équation (4.11), et la conductivité électrique du nickel volumique σ_{NV} , nous obtenons une élévation en température de 199 K à $j_e = 8$ $A/\mu m^2$, comme l’indique la figure 4.14(a). Cependant, si on utilise la conductivité électrique du nickel σ_{NN} , la température du nanofil dépasse largement la température de Curie du nickel ($T_C \simeq 627$ K), avec une hausse en température de 948 K à $j_e = 8$ $A/\mu m^2$, comme on peut le constater sur la figure 4.14(b). Si nous supposons que le substrat se trouve sous la forme d’une membrane en SiO_2 de 300 nm d’épaisseur, les hausses en température, calculées avec l’expression (4.12) à $j_e = 8$ $A/\mu m^2$, correspondent à 21 K pour σ_{NV} (figure 4.14(c)), et 99 K pour σ_{NN} (figure 4.14(d)). Cependant, le SiO_2 est situé entre le nanofil et une cellule en Si. Or, dans ce cas, nous considérons uniquement la présence du SiO_2 . Néanmoins, l’équation (4.12), qui varie en $1/d_s$, est en contradiction avec la diminution de la température observée lorsque l’épaisseur de la couche de SiO_2 diminuait [136].

Si on considère à présent le cas d’un substrat tridimensionnel composé uniquement de silicium, l’élévation en température dans le nanofil est largement réduite. En effet, en

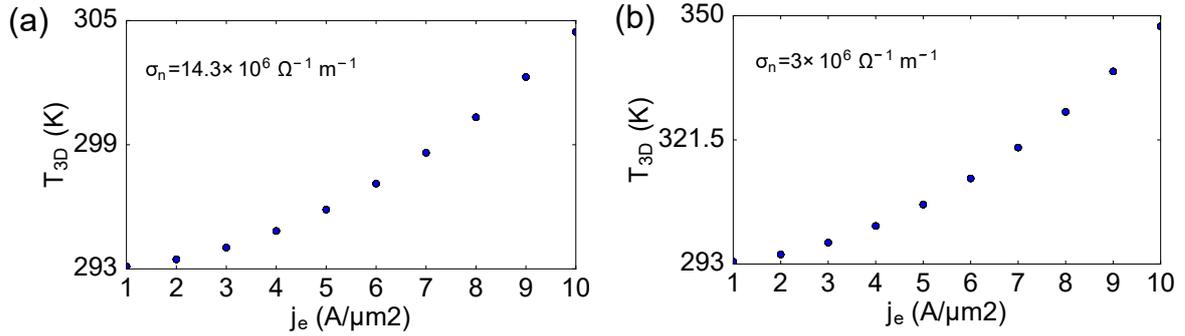


FIGURE 4.15 – Augmentation de la température avec l’amplitude de la densité de courant pour une durée d’impulsion de 100 ps, et pour un substrat en silicium pur (Si). Températures calculées avec l’expression (4.11), avec une conductivité électrique σ_{NV} (a), et σ_{NN} (b).

utilisant dans l’équation (4.11) les paramètres associés au silicium [132], $K_{Si} = 148 \text{ W K}^{-1}\text{m}^{-1}$, $C_{Si} = 714 \text{ J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$ et $\rho_{Si} = 2330 \text{ kg/m}^3$, on constate sur la figure 4.15 que la température est faible comparée à T_C . Pour une conductivité électrique σ_{NV} (figure 4.15(a)), une hausse en température de seulement 7 K est observée pour $j_e = 8 \text{ A}/\mu\text{m}^2$, tandis que pour σ_{NN} (figure 4.15(b)), la température augmente de 35 K pour cette même densité de courant. Cependant, la situation d’un substrat en silicium pur peut être considérée comme un cas idéal, puisque dans un environnement ambiant, le silicium est oxydé à la surface. Il faudrait donc déposer les nanofils en condition d’ultra vide (UHV).

Par ailleurs, il est fréquent qu’un autre type de substrat soit utilisé dans les expériences consacrées à l’étude des parois de domaines. On trouve souvent le cas où un nanofil est déposé sur une membrane en nitrure de silicium (Si_3N_4) [126,141]. Nous avons donc analysé l’augmentation en température dans le nanofil pour un tel substrat en utilisant l’équation (4.12), qui est plus adaptée pour les substrats membranaires. Les figures 4.16(a) et 4.16(b) représentent l’élévation en température du nanofil déposé sur une membrane en Si_3N_4 de 300 nm d’épaisseur, pour une conductivité électrique σ_{NV} et σ_{NN} respectivement. Dans ce cas, nous avons utilisé les paramètres suivants [132] : $K_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 3.2 \text{ W K}^{-1}\text{m}^{-1}$, $C_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 714 \text{ J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$ et $\rho_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 3000 \text{ kg/m}^3$. Comme l’indique la figure 4.16(a), la température dans le nanofil augmente uniquement de 11 K pour $j_e = 8 \text{ A}/\mu\text{m}^2$, et de 52 K pour une conductivité électrique σ_{NN} (figure 4.16(b)). Ces hausses en température restent raisonnables pour la densité de courant considérée.

Toutefois, cette étude sur l’effet Joule n’est pas suffisante puisqu’il n’est pas possible, avec les expressions utilisées, de prendre en considération la présence des sites de piégeage. Il serait donc intéressant d’approfondir cette étude via des méthodes par éléments finis, ou expérimentalement.

Dans cette partie du chapitre, nous avons mis en évidence l’influence du bruit thermique sur le déplacement systématique de la paroi, ainsi que l’augmentation en température causée par l’effet Joule. De plus, un phénomène intéressant a été constaté au cours de cette étude. Il s’agit de l’apparition des états -2, ainsi que l’apparition d’un phénomène de pénétration inter-bandes. Ces comportements ont été constatés sur les diagrammes de phases recalculés en considérant la valeur du paramètre d’amortissement α à tempéra-

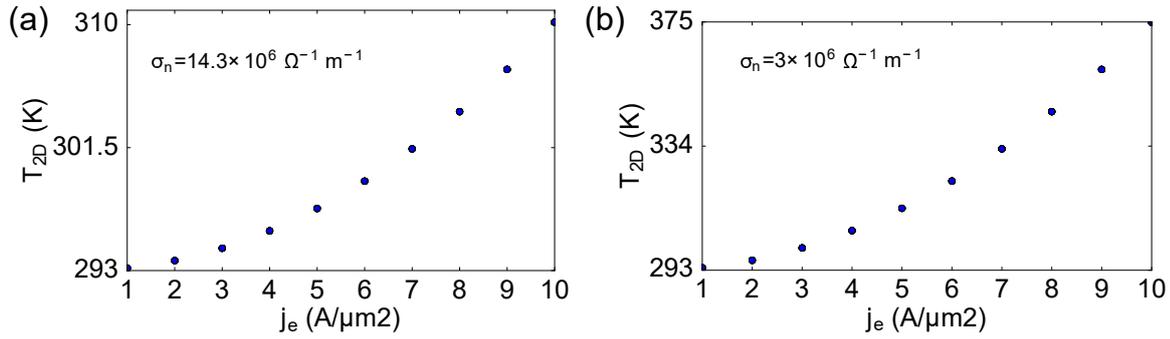


FIGURE 4.16 – Augmentation de la température avec l’amplitude de la densité de courant pour une durée d’impulsion de 100 ps, et pour un substrat en Si_3N_4 d’épaisseur $d_s = 300$ nm. Températures calculées avec l’expression (4.12), avec une conductivité électrique σ_{NV} (a), et σ_{NN} (b), pour $L_x = 5 \mu m$.

ture ambiante, qui est inférieure à la valeur à température nulle. De plus, le facteur non adiabatique β a aussi été réduit pour calculer les diagrammes présents dans cette section. Il est donc opportun de se demander comment varie le déplacement systématique de la paroi piégée en faisant varier les paramètres α et β . La section suivante est dédiée à cette analyse.

4.4 Influence des paramètres α et β sur la dynamique de la paroi

Dans la section précédente, nous avons pu constater des modifications sur les diagrammes de phases lorsqu’ils étaient calculés avec $\alpha = 0.02$ et $\beta = 0.04$. Nous avons observé l’apparition de bandes négatives (états -2), correspondant à un déplacement de la paroi dans le sens opposé au couple de transfert de spin, qui est dirigé dans la direction x positive. Le numéro de bande est corrélé avec le numéro du site de piégeage, l’origine (compté comme 1) étant le cran initial. Ainsi, tous les points de la bandes -2 indiquent que la position finale de la paroi correspond au premier voisin de gauche à partir du cran initial. Pour une bande -3, la paroi est trouvée au second voisin de gauche etc... Par ailleurs, nous avons observé, pour les bandes supérieures, un phénomène de pénétration d’une bande d’états dans une autre située en-dessous. Ces différents comportements sont associés à des effets inertiels du mouvement de la paroi.

Les effets inertiels du mouvement de la paroi ont été prédits via l’étude des équations du modèle unidimensionnel [123,124] et observés expérimentalement [122,142,143]. Dans ces études, il a été constaté que la paroi continuait de se mouvoir après l’arrêt de l’impulsion. Durant l’action de l’impulsion, le transfert de spin induit un changement en angle azimutal ϕ de la paroi. Pendant la relaxation de l’angle, après l’impulsion, un changement en position est observé puisque la position et l’angle de la paroi sont couplés entre eux. Ce

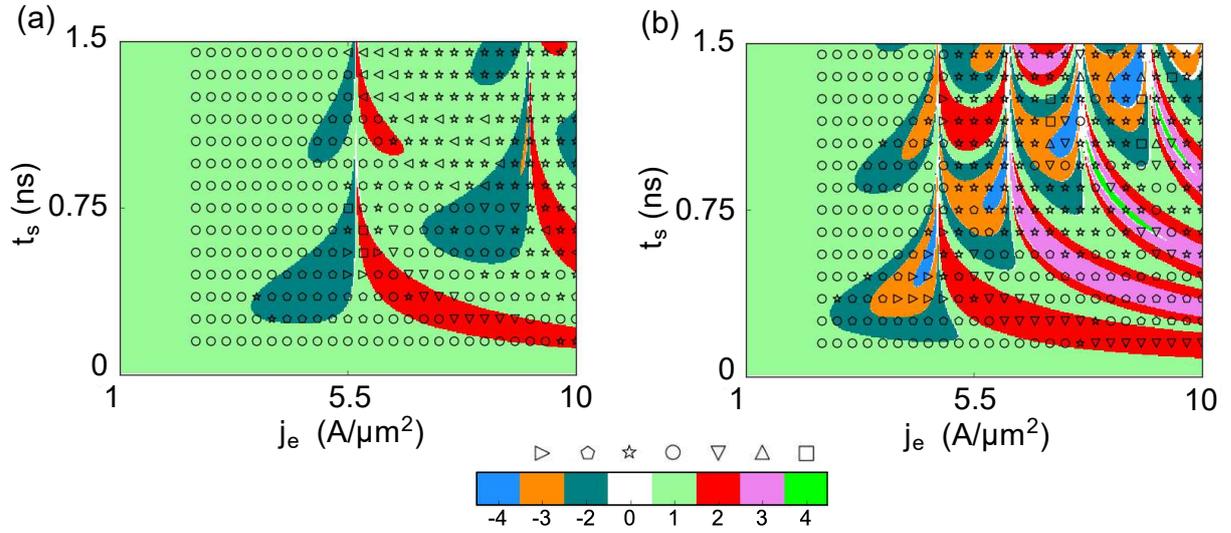


FIGURE 4.17 – Diagrammes de phases calculés à $T=0$ K pour $\alpha = 0.05$ (a) et $\alpha = 0.02$ (b). La paroi piégée dans le nanofil infini est soumise à une impulsion symétrique de courant caractérisée par $t_r = t_f = 5$ ps et $t_z = 10$ ns. Le transfert de spin considéré ici est purement adiabatique ($\beta = 0$). Les résultats obtenus micromagnétiquement correspondent aux symboles individuels.

déplacement δX provenant de la relaxation de l'angle peut être décrit comme [123] :

$$\delta X = -\frac{\Delta}{\alpha} \left(1 - \frac{\beta}{\alpha}\right) \delta\phi \quad (4.13)$$

où $\delta\phi$ est la variation de l'angle de la paroi de domaines. Cette expression est valable dans le cas d'un nanofil idéal, c'est-à-dire sans potentiel de piégeage. Cependant, on remarque que le déplacement inertiel de la paroi, induit par la relaxation de l'angle ϕ , est inversement proportionnel à α , ce qui implique que pour des α petits, ce déplacement sera important. De plus, dans le cas où $\beta = \alpha$, aucun mouvement de ce type n'est attendu.

Afin de caractériser le comportement inertiel de la paroi dans notre système d'étude, nous avons analysé l'influence des paramètres α et β sur la dynamique de la paroi. Le paramètre d'amortissement α a été varié entre 0.02 et 0.05, et le facteur non-adiabatique β , entre 0 et 2α . Pour chaque cas, un diagramme de phases a été calculé, et les variations en angle, en position et en vitesse ont été étudiées pour certains points des diagrammes de phases. Nous commençons donc cette étude avec le cas $\beta = 0$.

4.4.1 Dynamique de la paroi pour $\beta = 0$

Les états de déplacement de la paroi dans un nanofil infini, pour $\beta = 0$, sont représentés sur les figures 4.17(a) et 4.17(b), pour $\alpha = 0.05$ et $\alpha = 0.02$ respectivement. Sur la figure 4.17(a), on peut observer un changement drastique de la dynamique de la paroi par rapport au cas présenté sur la figure 4.6. En effet, les résultats obtenus via le modèle unidimensionnel exhibent majoritairement des bandes d'états 2 et des zones d'états -2. De plus, l'état 1 est aussi très présent sur le diagramme. Pour chaque point du diagramme,

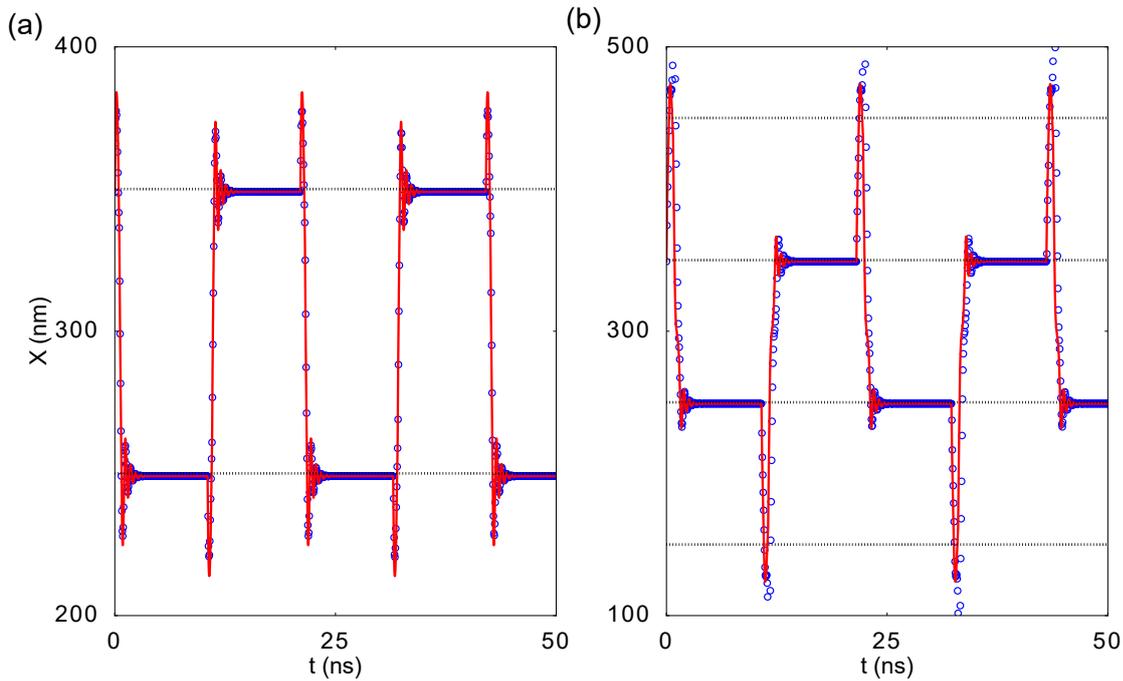


FIGURE 4.18 – États -2 du déplacement de la paroi pour $\alpha = 0.05$ et pour les paramètres d'impulsions : (a) $j_e = 5 \text{ A}/\mu\text{m}^2$, $t_s = 500 \text{ ps}$ et (b) $j_e = 7.4 \text{ A}/\mu\text{m}^2$, $t_s = 750 \text{ ps}$, et $t_z = 10 \text{ ns}$. Les résultats du modèle unidimensionnel (courbes rouges) sont comparés aux simulations micromagnétiques (cercles bleus). Les lignes en pointillé correspondent aux centres des différents sites de piégeage.

la paroi est poussée dans la direction x positive. Les figures 4.18(a) et 4.18(b) représentent des états -2 correspondant aux deux zones d'états -2 les plus importantes du diagramme 4.17(a). On constate sur la figure 4.18(a) que la paroi est initialement déplacée dans la direction du couple de transfert de spin, et monte la pente du potentiel. Cependant, elle n'a pas assez de vitesse pour franchir la barrière, puisque la force de rappel est négative et s'oppose au mouvement. Ainsi, à la fin de l'impulsion, la paroi descend la pente du potentiel et acquiert assez de quantité de mouvement généralisée pour sauter dans le cran de gauche. Dans le cas présenté sur la figure 4.18(b), la paroi a initialement assez de vitesse pour surpasser la barrière énergétique de droite, dans la direction du couple de transfert de spin. Néanmoins, après l'arrêt de l'impulsion, la paroi se déplace dans la direction opposée, et a suffisamment d'angle et de vitesse pour traverser deux fois les barrières de potentiel, et finir dans le cran situé à gauche du cran initial. On peut remarquer sur cette figure qu'à l'arrêt de l'impulsion, les résultats micromagnétiques sont légèrement différents de ceux obtenus avec le modèle unidimensionnel. Ceci est dû à un début de nucléation d'un antivortex au niveau du cran inférieur. Pour $\alpha = 0.05$, le courant critique et le temps critique t_s pour lesquels un antivortex commence à apparaître sont $j_e = 5.5 \text{ A}/\mu\text{m}^2$ et $t_s = 550 \text{ ps}$, bien que dans certains cas l'antivortex n'apparaît pas. Ceci explique la grande différence, entre les résultats micromagnétiques et analytiques, observée sur la moitié droite du diagramme (figure 4.18(a)). En effet, les déformations structurelles de la paroi ne peuvent pas être perçues par le modèle unidimensionnel.

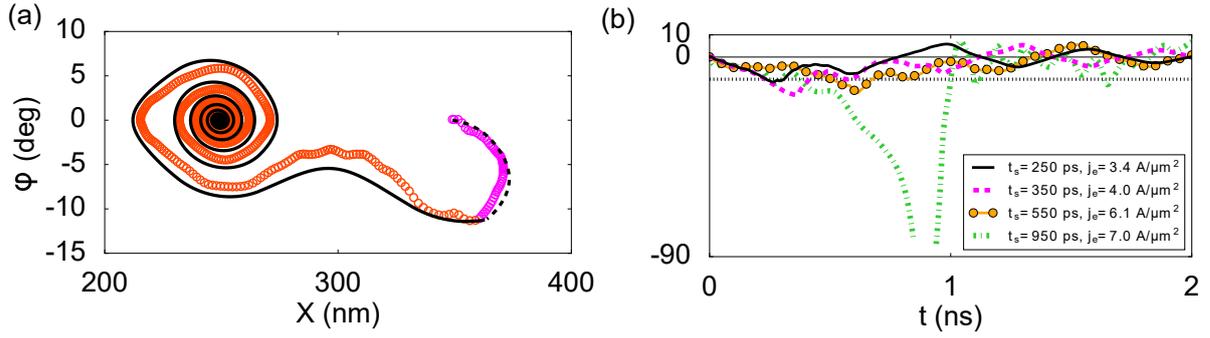


FIGURE 4.19 – (a) Portrait de phase représentant un état -2 pour $j_e = 3.4 \text{ A}/\mu\text{m}^2$ et $t_s = 250 \text{ ps}$, dans le cas $\alpha = 0.02$ ($\beta = 0$). Les résultats micromagnétiques (cercles colorés) sont comparés aux résultats du modèle unidimensionnel (courbe noire). La trajectoire durant l'impulsion de courant est mise en évidence par le changement de couleur (micromagnétique) et le type de la ligne (unidimensionnel). (b) Variations en angle de la paroi calculées micromagnétiquement, pour des caractéristiques différentes d'impulsions appliquées dans le cas $\alpha = 0.02$ ($\beta = 0$). La ligne en pointillé correspond à $\phi = -10^\circ$.

Comme le suggère l'équation (4.13), le mouvement inertiel augmente lorsque α diminue. Cet effet est représenté sur la figure 4.17(b) pour $\alpha = 0.02$. Dans ce cas, nous observons l'apparition d'états -3 et -4 agencés dans les zones d'états -2. Un état de déplacement, correspondant à un point de la première zone d'états -2 du diagramme, est représenté sous la forme d'un portrait de phase $\phi(X)$ sur la figure 4.19(a). Initialement, la paroi est poussée dans la direction positive, résultant en une vitesse positive, et une force de rappel négative (la paroi monte la barrière de potentiel de pente positive). Cette force négative conduit à un angle azimutal négatif de la paroi. Si la paroi n'a pas assez de vitesse pour passer la barrière de potentiel, elle descend cette même barrière vers le centre du cran et la force continue à être négative, ce qui implique que l'angle et la vitesse continuent de décroître et la vitesse devient négative. À l'arrêt de l'impulsion l'angle ϕ est égal à environ -11° . Cependant, lorsque la paroi commence à monter la barrière de potentiel dans l'autre direction, la force devient positive et l'angle commence à croître. Ces variations d'angles en fonction de la force de rappel du potentiel apparaissent naturellement dans les équations (4.4) et (4.5). De plus, nous avons extrait des simulations micromagnétiques plusieurs variations d'angles correspondant à des états -2, -3 et 2. Ces variations sont représentées sur la figure 4.19(b), où pour les couples de paramètres $(t_s = 250 \text{ ps}, j_e = 3.4 \text{ A}/\mu\text{m}^2)$ et $(t_s = 550 \text{ ps}, j_e = 6.1 \text{ A}/\mu\text{m}^2)$ le déplacement de la paroi est dans un état -2, tandis que pour $(t_s = 350 \text{ ps}, j_e = 4 \text{ A}/\mu\text{m}^2)$ la paroi est dans un état -3, et pour $(t_s = 950 \text{ ps}, j_e = 7 \text{ A}/\mu\text{m}^2)$ le mouvement correspond à un état 2. Cependant, pour ce dernier couple de paramètres, on constate l'apparition d'un antivortex, puisque l'angle atteint -90° . Après avoir effectué un mouvement gyroscopique entre deux sites de piégeage, l'antivortex disparaît et la paroi transverse qui résulte de cette disparition va être piégée dans le premier cran à droite du cran initial (état 2). Néanmoins, cet état est un cas particulier. En effet, nous avons constaté que pour $\alpha = 0.02$ des antivortex pouvaient apparaître durant l'impulsion à partir de $t_s = 750 \text{ ps}$ et $j_e = 5.2 \text{ A}/\mu\text{m}^2$. Une fois l'impulsion terminée, l'antivortex se transforme en paroi transverse, et peut induire un

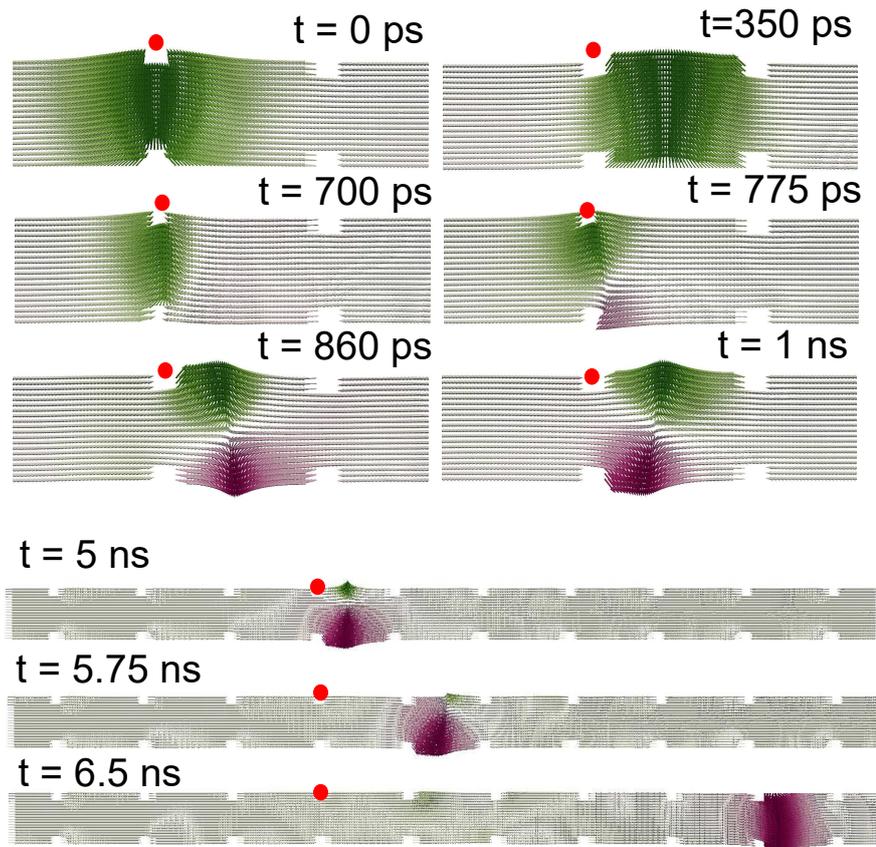


FIGURE 4.20 – Arrêts sur image d’une simulation micromagnétique pour $j_e = 5.2 \text{ A}/\mu\text{m}^2$ et $t_s = 850 \text{ ps}$, montrant l’apparition d’un antivortex jusqu’à l’arrêt de l’impulsion à $t = 860 \text{ ps}$ ($t_r = t_f = 5 \text{ ps}$), et sa transformation en paroi transverse orientée vers le bas durant le temps $t_z = 10 \text{ ns}$. Le mouvement inertiel induit se fait alors vers la droite (direction x positive). Le rond rouge correspond au cran où la paroi est initialement piégée. Les couleurs utilisées ici indiquent la composante y de l’aimantation.

déplacement inertiel important, puisque les variations en angles sont aussi importantes. La paroi peut alors traverser un nombre important de barrières de potentiel, voir sortir de notre zone d’investigation. Ceci explique les grandes différences, entre les simulations micromagnétiques et le modèle analytique, observées sur le diagramme de phases lorsque les valeurs de j_e et de t_s sont suffisamment importantes. Par ailleurs, nous avons remarqué que l’orientation de la paroi transverse, après la disparition de l’antivortex, définissait le sens du déplacement inertiel. Ainsi, lorsque l’orientation est vers le bas, le déplacement se fait par la droite, et inversement lorsque l’orientation est vers le haut.

Afin d’illustrer la nucléation d’un antivortex et le déplacement inertiel induit par la disparition de cet antivortex, des images d’une simulation micromagnétique sont représentés sur la figure 4.20. Dans ce cas, les caractéristiques de l’impulsion symétrique correspondent à $j_e = 5.2 \text{ A}/\mu\text{m}^2$ et $t_s = 850 \text{ ps}$. L’évolution structurelle de la paroi, initialement de type transverse orientée vers le haut, y est représentée pendant l’application de l’impulsion, de $t = 0 \text{ ps}$ à $t = 860 \text{ ps}$. De plus, un mouvement gyroscopique de l’antivortex entre deux sites de piégeage est observé pendant une durée supérieure à 5 ns ; ensuite, la disparition de

l'antivortex donne lieu à une paroi transverse orientée vers le bas. Cette transformation, durant laquelle l'angle ϕ varie de -90° , induit un déplacement inertiel, dirigé vers la droite (sens positif), de la paroi. On constate alors, que durant ce déplacement, la paroi franchit cinq sites de piégeage par rapport à sa position initiale (rond rouge), comme l'indique l'image à $t = 6.5$ ns. Même après ce temps, la paroi continue vers la droite, mais sort de notre zone d'investigation.

Dans cette partie, nous avons constaté, pour $\beta = 0$, des changements drastiques de la dynamique de la paroi par rapport au cas présenté dans la section 4.2. En effet, les diagrammes de phases contiennent à présent de larges zones d'états de déplacement opposés à la direction du couple de transfert de spin. Ces états sont associés aux effets inertiels induits par les transformations structurelles et angulaires de la paroi, ainsi que les variations en vitesse et en position dans le potentiel. De plus, nous avons pu remarquer que lorsque α est réduit, ces phénomènes inertiels sont plus présents. Cependant, lorsque les caractéristiques de l'impulsion dépassent des valeurs critiques, des antivortex peuvent apparaître, et les résultats du modèle unidimensionnel ne correspondent plus à ceux obtenus micromagnétiquement. Néanmoins, lorsque les caractéristiques de l'impulsion sont en-dessous des valeurs critiques, les résultats entre les deux méthodes de calcul sont comparables.

Nous allons à présent, nous intéresser au cas où $\beta = \alpha$, pour lequel, l'expression (4.13) ne prédit aucun mouvement inertiel dans un nanofil sans site de piégeage.

4.4.2 Dynamique de la paroi pour $\beta = \alpha$

Cette partie est consacrée à l'étude du déplacement systématique de la paroi soumise à des impulsions symétriques de courant, lorsque $\beta = \alpha$. D'après l'expression (4.13),

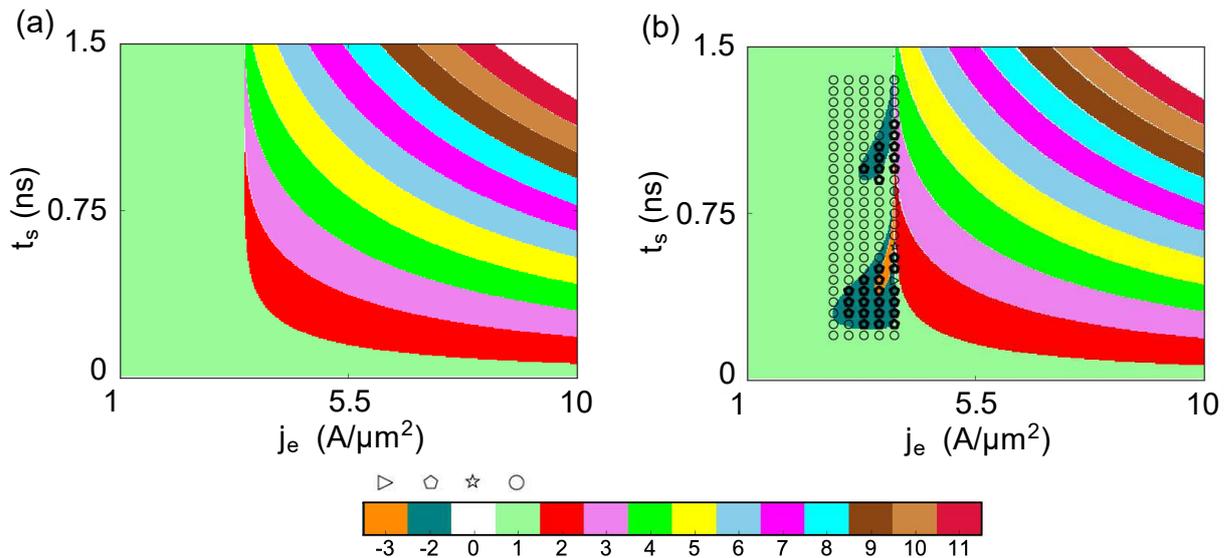


FIGURE 4.21 – Diagrammes de phases calculés à $T=0$ K dans le cas $\beta = \alpha$, pour $\alpha = 0.05$ (a) et $\alpha = 0.02$ (b). La paroi piégée dans le nanofil infini est soumise à une impulsion symétrique de courant caractérisée par $t_r = t_f = 5$ ps et $t_z = 10$ ns. Les résultats obtenus micromagnétiquement correspondent aux points individuels.

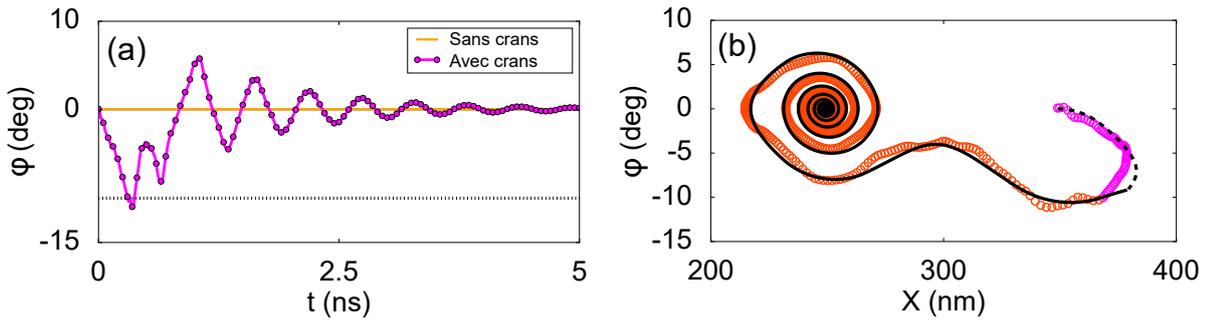


FIGURE 4.22 – (a) Comparaison des variations de l’angle de la paroi calculé micromagnétiquement pour $\alpha = \beta = 0.02$. La comparaison est faite pour un nanofil planaire infini sans crans et avec crans. La ligne en pointillé correspond à $\phi = -10^\circ$. (b) Comparaison des portraits de phase obtenus micromagnétiquement (cercles colorés) et analytiquement (lignes noires), correspondant à l’état -2. La trajectoire durant l’impulsion est mise en évidence. (a) et (b) $t_s = 300$ ps, et $j_e = 3.6$ A/ μm^2 .

le mouvement inertiel de la paroi est bloqué, et durant son déplacement, la paroi reste rigide puisque les variations de ϕ sont négligeables. Le diagramme de phases calculé pour $\alpha = \beta = 0.05$, représenté sur la figure 4.21(a), ne présente aucun état de déplacement opposé au couple de transfert de spin. Cependant, lorsque $\alpha = 0.02$, on constate clairement sur la figure 4.21(b), que des zones d’états -2 et -3 sont présentes pour des valeurs de courants inférieures à 3.9 A/ μm^2 . Par ailleurs, on peut remarquer que les résultats du modèle unidimensionnel sont en parfait accord avec les simulations micromagnétiques. En effet, la forme des zones d’états -2 est bien respectée, et même un état -3 est constaté micromagnétiquement.

La grande différence entre l’absence de mouvement inertiel que prédit l’expression (4.13) et nos résultats, est que dans le premier cas, la paroi n’est pas piégée dans un puits de potentiel. Or, nous avons vu précédemment que, lorsque la paroi est soumise à la force de rappel induite par le potentiel, son angle varie selon le signe de cette force. Afin de valider l’effet d’un site de piégeage sur les variations en angle de la paroi, nous avons déterminé micromagnétiquement, pour $\alpha = \beta = 0.02$, l’angle ϕ lorsque la paroi est piégée par des crans, où lorsqu’elle est libre de se déplacer dans un nanofil sans sites de piégeage. Les caractéristiques de l’impulsion de courant sont équivalentes entre les deux cas, et correspondent à $t_s = 300$ ps et $j_e = 3.6$ A/ μm^2 . Pour ces paramètres, la paroi est dans un état de déplacement -2 de la première zone du diagramme 4.21(b), correspondant à cet état. Le résultat obtenu est représenté sur la figure 4.22(a), où l’on constate que l’angle varie pour la paroi piégée, tandis que pour le cas où la paroi est libre, son angle est quasiment égal à 0° . Comme nous l’avons fait remarquer précédemment, les équations (4.2) et (4.3) permettent d’appréhender ce comportement. De plus, la paroi étant poussée dans la direction positive, elle monte la barrière de potentiel de pente positive et ressent donc une force de rappel négative. Ceci explique la valeur négative de l’angle ϕ durant les premiers instants. Le portrait de phase correspondant à l’état -2 pour les mêmes valeurs de courant est représenté sur la figure 4.22(b).

Afin d’avoir une meilleure compréhension de ces effets inertiels, et des conditions né-

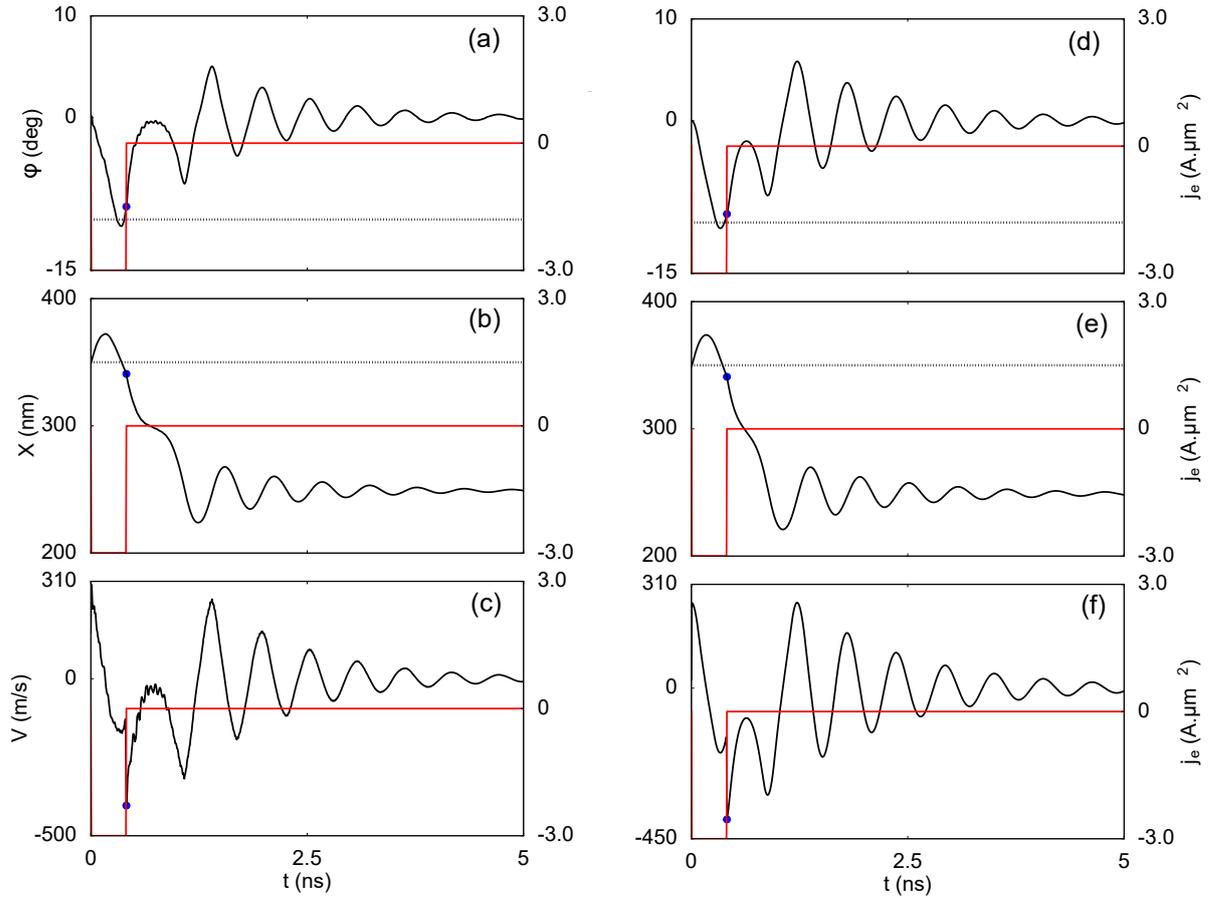


FIGURE 4.23 – Variations angulaires (a) et (b), de position de la paroi (b) et (e), et de vitesse de la paroi (c) et (f) pour un même point de la zone d'états -2 du diagramme (4.21(b)) correspondant à une impulsion symétrique de caractéristique $t_s = 400 \text{ ps}$, $t_r = t_f = 5 \text{ ps}$ et $j_e = 3.0 \text{ A}/\mu\text{m}^2$. Les résultats micromagnétiques (a)-(c) sont comparés avec les résultats du modèle unidimensionnel (d)-(e). L'impulsion de courant est superposée sur chaque figure. Les lignes en pointillé indiquent la valeur $\phi = -10^\circ$ sur les images (a) et (d), et la position initiale de la paroi sur les figures (b) et (e). Le point bleu présent sur chaque figure représente l'arrêt de l'impulsion.

cessaires pour qu'ils puissent apparaître, nous avons analysé les variations en angle, en position et en vitesse de la paroi piégée pour $\alpha = 0.02$. La figure 4.23 représente les variations temporelles de l'angle, de la position et de la vitesse de la paroi pendant, et après l'impulsion de courant. Les figures 4.23(a)-4.23(c) correspondent aux résultats micromagnétiques, et les figures 4.23(d)-4.23(f) aux calculs via le modèle unidimensionnel.

Les deux méthodes de calculs donnent sensiblement le même résultat avec seulement un décalage en l'angle à la fin de l'impulsion ($\phi_f^{\mu\text{mag}} = -8.74^\circ$ et $\phi_f^{1D} = -9.71^\circ$), et en vitesse maximale. ($V_{max}^{\mu\text{mag}} = -403.9 \text{ m/s}$ et $V_{max}^{1D} = -392.2 \text{ m/s}$). On constate qu'à la fin de l'impulsion, la paroi a déjà descendu la pente positive de la barrière énergétique et commence à monter la barrière dans la direction opposée. De plus, l'angle a atteint sa valeur maximale (en valeur absolue), ce qui correspond à la position de la paroi lorsqu'elle se

trouve à l'équilibre stable du potentiel. D'autre part, on observe qu'à la fin de l'impulsion, la vitesse de la paroi est maximale en valeur absolue. On a donc l'action conjuguée de la relaxation de l'angle induisant un mouvement inertiel, de la paroi qui monte la barrière dans la direction des x négatifs, et de la vitesse qui a atteint une valeur maximale, qui mène la paroi dans le cran situé à gauche du cran initial. La paroi a assez d'angle et de vitesse pour surpasser la barrière de potentiel sans l'aide de l'impulsion. Nous avons constaté sur d'autres points du diagramme de phases, correspondant à des états -2, que la paroi devait avoir suffisamment de vitesse et d'angle (moment) pour franchir la barrière énergétique séparant les deux sites de piégeage. La position peut aider la paroi à acquérir une vitesse importante, si à l'arrêt de l'impulsion, la paroi descend la barrière de potentiel.

Ainsi, nous avons pu observer au cours de cette étude que, pour $\alpha = \beta$, un mouvement inertiel opposé au transfert de spin pouvait apparaître. En effet, la présence d'un potentiel de piégeage induit une force de rappel qui permet à la paroi d'acquérir un angle azimutal ϕ , et ainsi activer un déplacement durant la relaxation de cet angle vers une valeur d'équilibre lorsque l'impulsion de courant est coupée. Ces variations d'angle couplées à la vitesse de la paroi, et donc à sa position dans le potentiel, expliquent les états -2 observés pour $\alpha = 0.02$. Par ailleurs, nous avons constaté que ces états dépendent aussi de α , puisque pour $\alpha = 0.05$, aucun de ces états n'a été observé. En analysant l'équation (4.8) de la section 4.2.3, représentant l'accélération de la paroi, on constate que le terme de friction (terme en \dot{X}) est directement proportionnel à α . On peut donc voir que les pertes de vitesse dépendent de α , et ainsi expliquer l'absence d'états de déplacement opposé pour $\alpha = 0.05$.

À travers les sections 4.2 et 4.3, nous avons pu constater cette même différence entre $\alpha = 0.05$ (section 4.2) et $\alpha = 0.02$ (section 4.3) pour le cas $\beta = 2\alpha$. En effet, nous avons observé que pour $\alpha = 0.02$ des états -2 étaient présents sur les diagrammes, tandis que pour $\alpha = 0.05$ ces états étaient absents. De plus, c'est pour le cas $\beta = 2\alpha$ ($\alpha = 0.02$) que nous avons observé le phénomène de pénétration inter-bande. Dans la dernière partie de cette section, nous allons analyser les variations en angle, en position, et en vitesse de la paroi piégée dans le nanofil infini, et soumise à des impulsions symétriques et asymétriques de courant pour le cas $\beta = 2\alpha$.

4.4.3 Dynamique de la paroi pour $\beta = 2\alpha$

Dans le cas $\beta = 2\alpha$, nous avons pu observer que des effets inertiels faisaient leur apparition pour une valeur de $\alpha = 0.02$. Contrairement aux cas présentés jusqu'à présent ($\beta = 0$ et $\beta = \alpha$), lorsque $\beta > \alpha$, les effets inertiels peuvent soit s'opposer au couple de transfert de spin, soit l'intensifier. Les états -2 observés sur les diagrammes 4.11(b), 4.13(a), et 4.13(b), correspondent à un comportement d'opposition, tandis que les phénomènes de pénétration, observés uniquement sur les diagrammes 4.11(b) et 4.13(b), sont associés à une amplification du couple de transfert de spin. De plus, à travers ces différents diagrammes, nous avons pu constater que ces effets inertiels étaient dépendants de la forme de l'impulsion appliquée. En effet, pour une impulsion asymétrique caractérisée par $t_r = 5$ ps et $t_f = 300$ ps, la zone d'états -2 est tout juste visible et aucun phénomène de pénétration n'est observé, tandis que la bande -2 grandit pour une impulsion symétrique, et continue à croître pour une impulsion asymétrique caractérisée par $t_r = 300$ ps et $t_f = 5$ ps. Pour ces derniers, les phénomènes de pénétration font leur apparition.

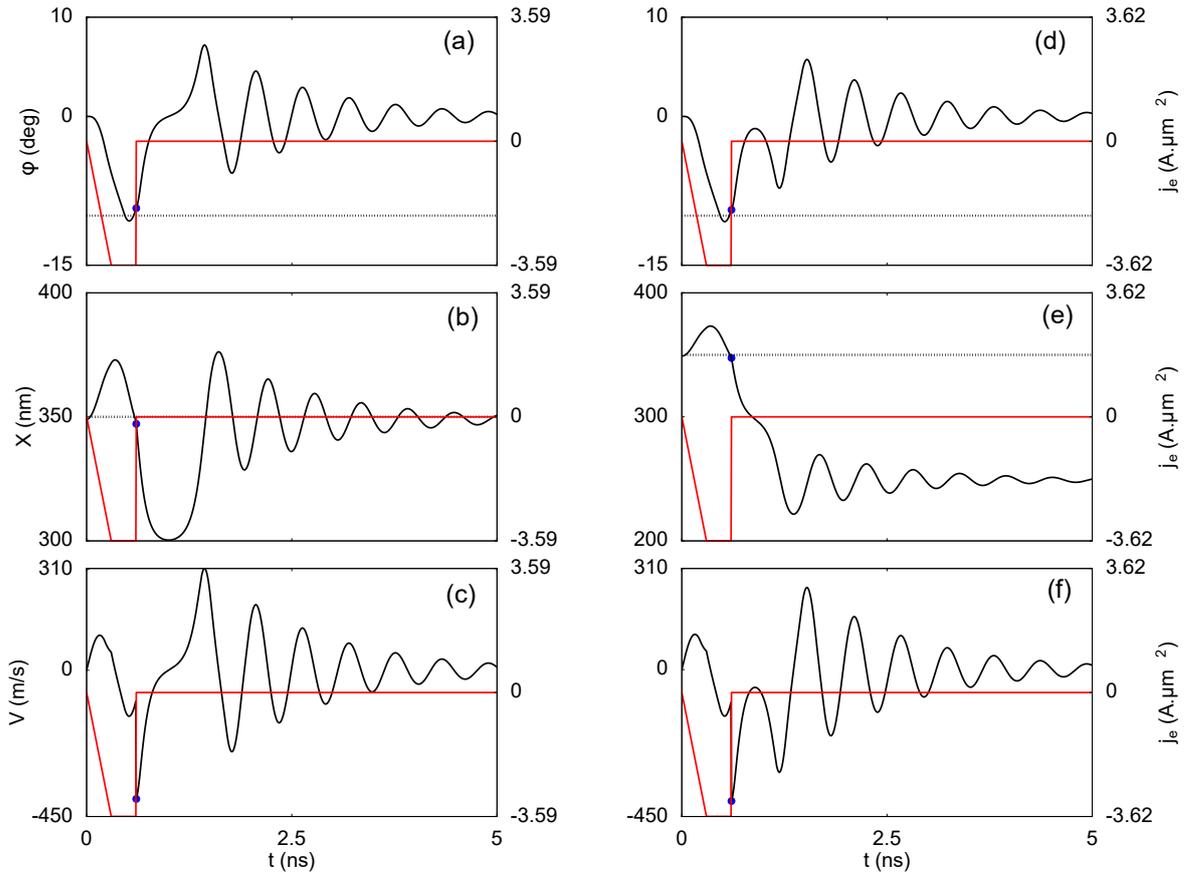


FIGURE 4.24 – Variations angulaires (a) et (b), de position de la paroi (b) et (e), et de vitesse de la paroi (c) et (f) pour deux points du diagramme (4.13(b)) correspondant à une impulsion asymétrique de caractéristique $t_r = 300$ ps et $t_f = 5$ ps. Le premier point (a)-(c), représente un état 1 situé à la frontière de la zone des états -2 pour $j_e = 3.59$ $A.\mu m^{-2}$. Le second point est un état -2 situé à cette même frontière pour $j_e = 3.62$ $A/\mu m^2$. Ces deux points ont été calculés analytiquement pour $t_s = 300$ ps. L'impulsion de courant est superposée sur chaque figure. Les lignes en pointillé indiquent la valeur $\phi = -10^\circ$ sur les images (a) et (d), et la position initiale de la paroi sur les figures (b) et (e). Le point bleu présent sur chaque figure représente l'arrêt de l'impulsion.

Afin de comprendre ces observations, nous allons analyser des points présents sur les différents diagrammes de phases, correspondant à des états -2 et à des états pénétrants. Nous commencerons par étudier les cas -2, pour finir sur les états pénétrants.

Dans un premier temps nous considérons le cas où la paroi est soumise à une impulsion asymétrique de courant définie par $t_r = 300$ ps, $t_s = 300$ ps, et $t_f = 5$ ps. Pour se rendre compte de la sensibilité des conditions de passage d'un état 1 à un état -2, nous avons représenté sur la figure 4.24, deux points calculés via le modèle unidimensionnel et situés à la frontière entre la zone d'états 1 et la première zone d'états -2 du diagramme 4.13(b). Le premier point (figure 4.24(a)-(c)) est calculé pour $j_e = 3.59$ $A/\mu m^2$, et le deuxième pour $j_e = 3.62$ $A/\mu m^2$. L'équivalent micromagnétique de cette figure est représenté sur la figure 4.25. En comparant les variations en angle, en position et en vitesse de la paroi, entre l'état

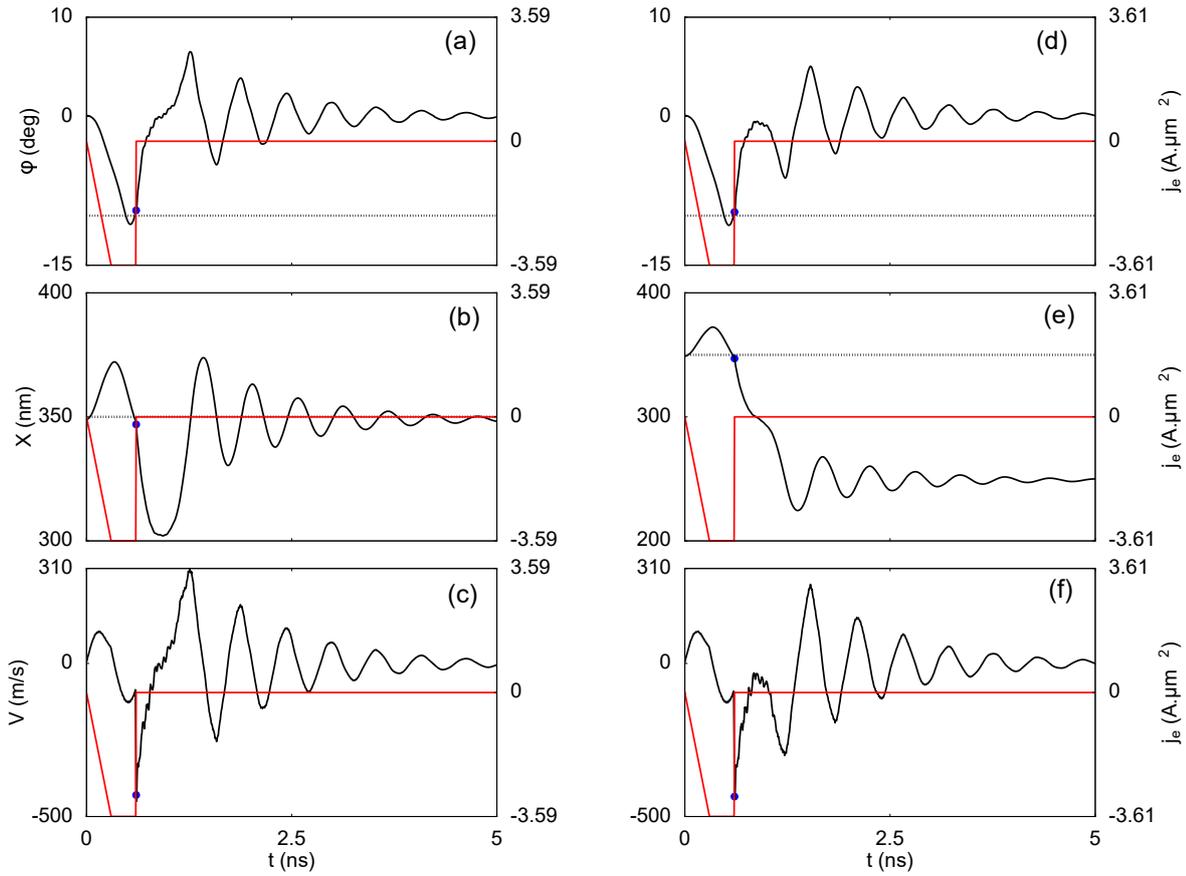


FIGURE 4.25 – Variations angulaires (a) et (b), de position de la paroi (b) et (e), et de vitesse de la paroi (c) et (f) pour deux points du diagramme (4.13(b)) correspondant à une impulsion asymétrique de caractéristique $t_r = 300$ ps et $t_f = 5$ ps. Le premier point (a)-(c), représente un état 1 situé à la frontière de la zone des états -2 pour $j_e = 3.59$ A/ μm^2 . Le second point est un état -2 situé à cette même frontière pour $j_e = 3.61$ A/ μm^2 . Ces deux points ont été calculés micromagnétiquement pour $t_s = 300$ ps. L'impulsion de courant est superposée sur chaque figure. Les lignes en pointillé indiquent la valeur $\phi = -10^\circ$ sur les images (a) et (d), et la position initiale de la paroi sur les figures (b) et (e). Le point bleu présent sur chaque figure représente l'arrêt de l'impulsion.

1 et l'état -2, on peut se rendre compte que les conditions favorables aux états -2 dépendent d'un petit gain en angle ou en vitesse pour franchir la barrière de potentiel. En effet, entre l'état 1 et l'état -2, la position de la paroi dans le potentiel à la fin de l'impulsion, est quasiment la même, avec $X_f^1 = 347.2$ nm (346.96 nm) et $X_f^{-2} = 347.5$ nm (347 nm), où les valeurs sont obtenues analytiquement (micromagnétiquement), l'indice supérieur correspondant au numéro de l'état. Cependant, à position quasi-égale, les valeurs des angles et des vitesses sont différentes à l'arrêt de l'impulsion. L'angle de la paroi diminue de $\phi_f^1 = -9.24^\circ$ (-9.41°) à $\phi_f^{-2} = -9.41^\circ$ (-9.62°). La vitesse diminue aussi (augmente en valeur absolue), passant de $V_f^1 = -396$ m/s (-430 m/s) à $V_f^{-2} = -402.5$ m/s (-435 m/s). Ainsi, on constate clairement qu'un gain en angle de 0.21° et en vitesse de 5 m/s (valeurs micromagnétiques), est suffisant pour que la paroi surpasse la barrière de potentiel dans

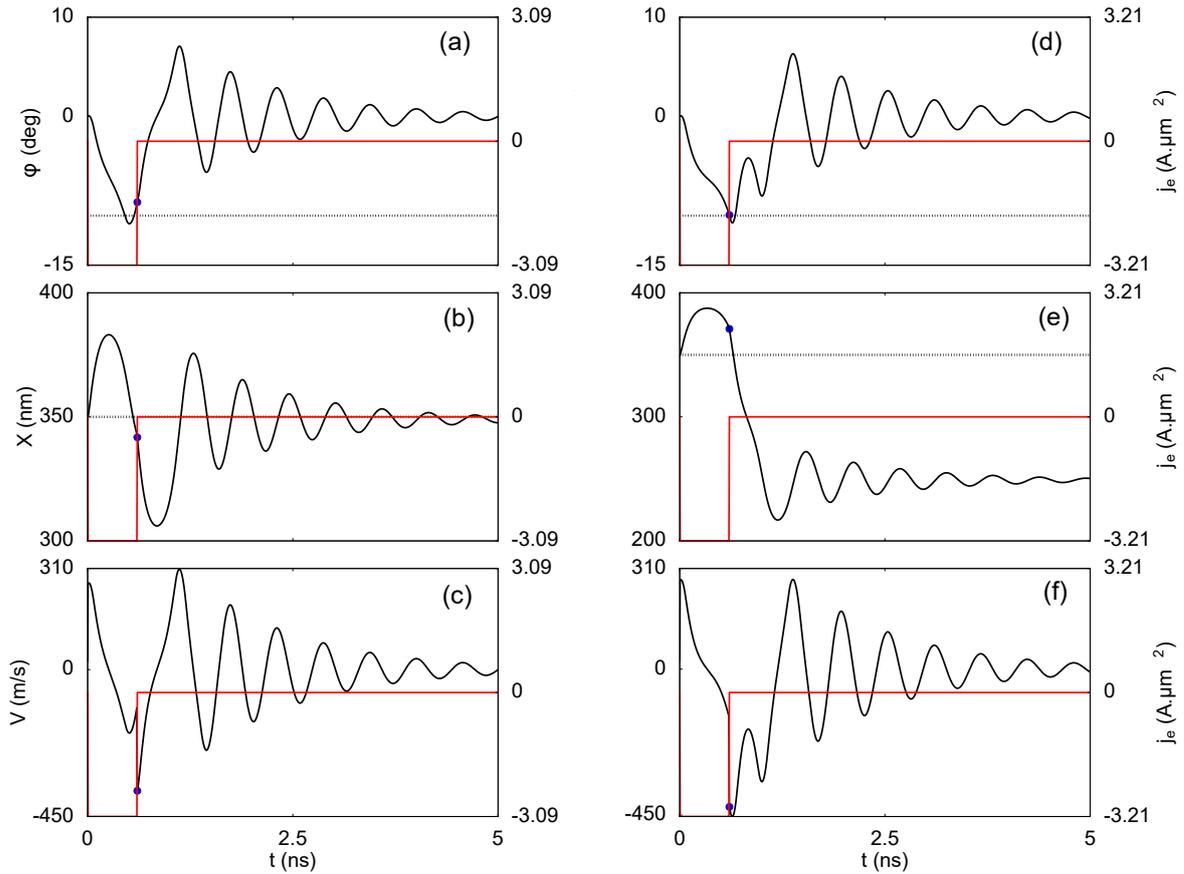


FIGURE 4.26 – Variations angulaires (a) et (b), de position de la paroi (b) et (e), et de vitesse de la paroi (c) et (f) pour deux points du diagramme (4.11(b)) correspondant à une impulsion asymétrique de caractéristique $t_r = t_f = 5$ ps. Le premier point (a)-(c), représente un état 1 situé à la frontière de la zone des états -2 pour $j_e = 3.09$ A/ μm^2 . Le second point est un état -2 situé à cette même frontière pour $j_e = 3.21$ A/ μm^2 . Ces deux points ont été calculés analytiquement pour $t_s = 595$ ps. L'impulsion de courant est superposée sur chaque figure. Les lignes en pointillé indiquent la valeur $\phi = -10^\circ$ sur les images (a) et (d), et la position initiale de la paroi sur les figures (b) et (e). Le point bleu présent sur chaque figure représente l'arrêt de l'impulsion.

la direction opposée au couple de transfert de spin.

La même analyse a été faite dans le cas où la paroi est soumise à une impulsion symétrique de courant caractérisée par $t_r = t_f = 5$ ps et $t_s = 595$ ps. Comme précédemment, nous avons représenté deux points, l'un correspondant à un état 1 et l'autre à un état -2, les deux points étant proches de la frontière séparant les états 1 des états -2 du diagramme de phases représenté sur la figure 4.11(b). La figure 4.26 indique les variations en angle, en position et en vitesse de la paroi calculées analytiquement pour ces deux points. Dans ce cas, la situation est un peu différente du cas présenté précédemment, puisque la position de la paroi dans le potentiel joue un rôle plus important. En effet, pour l'état 1, à $j_e = 3.09$ A/ μm^2 (figures 4.26(a)-(b)), on remarque qu'à la fin de l'impulsion, la paroi est déjà en train de monter la barrière de potentiel située entre le cran de gauche et le cran

initial, la position étant $X_f^1 = 341.7$ nm à la fin de l'impulsion. La paroi n'a pas assez d'angle ($\phi_f^1 = -8.64^\circ$) et de vitesse ($V_f^1 = V_{max}^1 = -371$ m/s) pour franchir la barrière, bien que l'angle maximal atteint durant l'impulsion soit de -10.81° . Si on augmente l'amplitude de la densité de courant ($j_e = 3.21$ A/ μm^2 pour les figures 4.26(d)-(f)), la paroi voyage plus loin dans la direction du couple de transfert de spin, et à la fin de l'impulsion, la paroi descend encore la barrière de potentiel située entre le cran initial et le cran de droite. La paroi subit alors une force de rappel négative, après l'impulsion, qui participe à l'augmentation (en valeur absolue) de son angle ($\phi_f^{-2} = -9.93^\circ \neq \phi_{max}^{-2} = -10.72^\circ$) et de sa vitesse ($V_f^{-2} = -424.5$ m/s $\neq V_{max}^{-2} = -454.06$ m/s). La paroi peut donc franchir la barrière dans la direction négative. Dans ce cas, la position de la paroi dans le potentiel à la fin de l'impulsion a joué un rôle déterminant dans le passage d'un état 1 à un état -2. Enfin, pour conclure sur l'apparition des états -2, nous allons nous intéresser au cas où la paroi est soumise à une impulsion asymétrique avec un temps de descente important.

La figure 4.27 représente les variations angulaires, de position et de vitesse de la paroi pour deux points, calculés analytiquement, du diagramme de phases présenté sur la figure 4.13(a). Comme précédemment, le premier point correspond à un état 1 (figures 4.27(a)-(c)), et le second à un état -2 (figures 4.27(d)-(f)), les deux points étant situés à la frontière entre les zones d'états 1 et -2. Dans ce cas, l'impulsion de courant appliquée à la paroi est caractérisée par $t_r = 5$ ps, $t_f = 300$ ps et $t_s = 300$ ps. De plus, pour l'état 1, l'amplitude du courant est de 3.17 A/ μm^2 , tandis que pour l'état -2, l'amplitude est égale à 3.21 A. μm^{-2} . Comme on peut le constater sur la figure 4.27, quelque soit l'état considéré, la paroi monte la barrière de potentiel de pente négative (force de rappel positive) à la fin de l'impulsion. En effet, la position de la paroi dans l'état 1 correspond à $X_f^1 = 320.9$ nm, tandis que pour l'état -2, $X_f^{-2} = 325.9$ nm. On remarque que dans l'état 1, la paroi est situé plus en hauteur sur la barrière de pente négative par rapport au cas -2. L'amplitude du courant étant plus importante pour l'état -2, la paroi monte la barrière énergétique de pente positive sur une distance plus longue avant d'entamer sa descente vers le centre du potentiel. Cependant, bien que la paroi soit un peu moins avancée sur la barrière séparant le cran de gauche du cran initial, son angle et sa vitesse sont plus importants à la fin de l'impulsion, avec $\phi_f^{-2} = -6.4^\circ$ comparé à $\phi_f^1 = -5.26^\circ$, et $V_f^{-2} = -278$ m/s comparé à $V_f^1 = -229$ m/s. Dû au temps de descente de 300 ps, la vitesse de la paroi n'augmente pas de manière abrupte à la fin de l'impulsion, mais les effets inertiels sont suffisants pour activer le saut dans le site de piégeage à gauche du puits initial. Contrairement aux cas précédents, la valeur de l'angle et de vitesse sont plus faibles, mais la position de la paroi, suffisamment haute sur la barrière de pente positive, permet l'apparition d'un état -2.

Ces différentes analyses, réalisées pour le cas $\beta = 2\alpha$, ont permis d'appréhender les conditions pour qu'un état de déplacement, opposé à la direction du couple de transfert de spin, puisse apparaître. Ainsi, en analysant les variations angulaires, de position, et de vitesse de la paroi, nous avons pu constater qu'une infime différence d'angle et de vitesse était suffisante pour que le déplacement de la paroi soit dans un état -2. Par ailleurs, la position de la paroi joue aussi un rôle important, puisque selon sa situation dans le potentiel, la paroi peut gagner en vitesse, en descendant une barrière énergétique, et ainsi sauter à travers une barrière. En outre, si la paroi se situe suffisamment en hauteur sur la barrière séparant le cran gauche du cran initial, le saut peut être activé, malgré un angle et une vitesse faibles. Enfin, nous avons constaté que la forme de l'impulsion jouait un rôle déterminant, car une impulsion à faible temps de descente conduisait à une

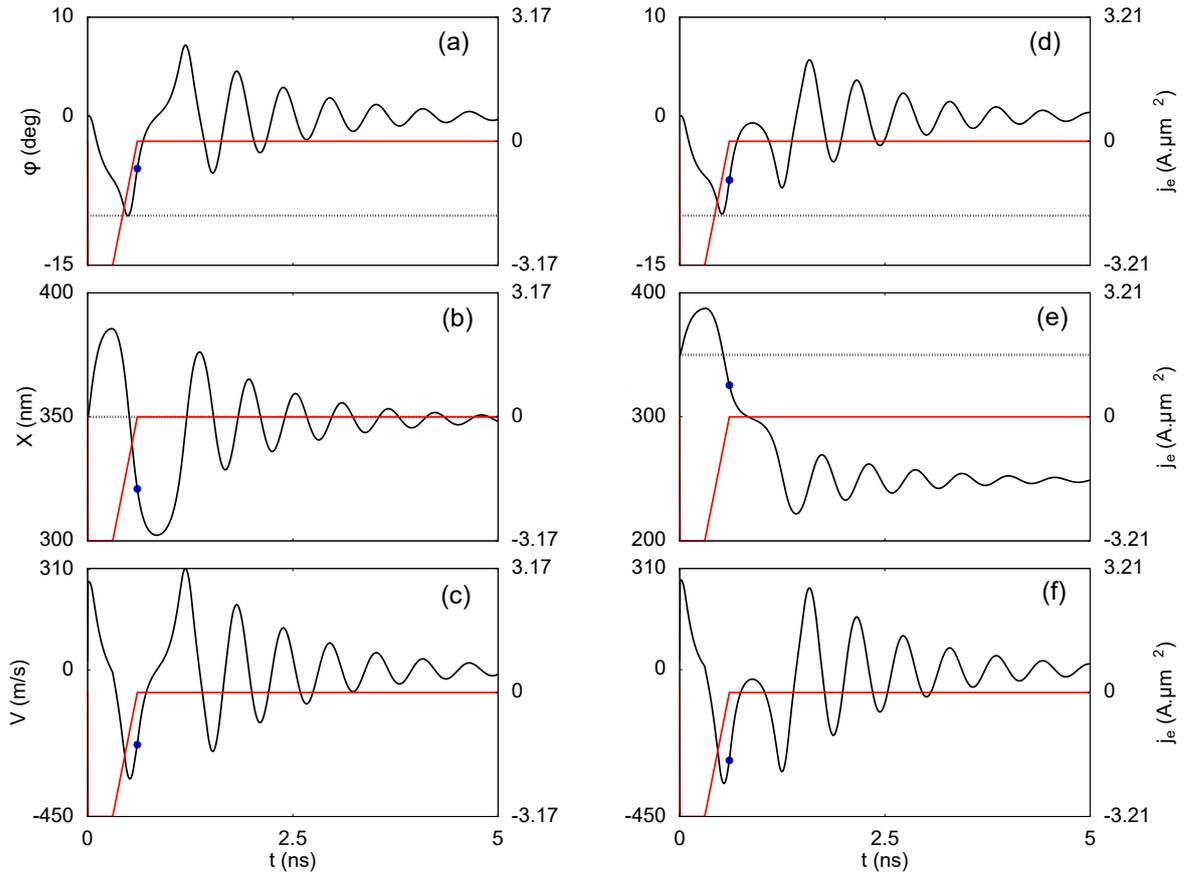


FIGURE 4.27 – Variations angulaires (a) et (b), de position de la paroi (b) et (e), et de vitesse de la paroi (c) et (f) pour deux points du diagramme (4.13(a)) correspondant à une impulsion asymétrique de caractéristique $t_r = 5$ ps et $t_f = 300$ ps. Le premier point (a)-(c), représente un état 1 situé à la frontière de la zone des états -2 pour $j_e = 3.17$ A/ μm^2 . Le second point est un état -2 situé à cette même frontière pour $j_e = 3.21$ A/ μm^2 . Ces deux points ont été calculés micromagnétiquement pour $t_s = 300$ ps. L'impulsion de courant est superposée sur chaque figure. Les lignes en pointillé indiquent la valeur $\phi = -10^\circ$ sur les images (a) et (d), et la position initiale de la paroi sur les figures (b) et (e). Le point bleu présent sur chaque figure représente l'arrêt de l'impulsion.

augmentation abrupte de la vitesse sur la fin de l'impulsion, facilitant le passage de la barrière de potentiel. Dans ces différents cas, les effets inertiels s'opposaient au couple de transfert de spin. Cependant, nous avons pu observer sur les diagrammes 4.11(b) et 4.13(b), correspondant au cas du nanofil infini, qu'un phénomène de pénétration d'une bande supérieure dans une bande inférieure apparaissait. Nous allons montrer à présent, que ce phénomène est le résultat d'effets inertiels améliorant l'action du couple de transfert de spin.

Afin d'analyser ces états pénétrants, nous avons choisi quatre points du diagramme de phase représenté sur la figure 4.11(b), correspondant au cas d'une paroi piégée dans le nanofil infini et soumise à une impulsion symétrique de courant ($t_r = t_f = 5$ ps). Pour cette étude, nous avons fixé $t_s = 770$ ps et l'amplitude de l'impulsion de courant a été

variée. Le quatre points présentés dans la figure 4.28 correspondent à un état 7 (4.28(a)), un état 8 (4.28(b), état pénétrant), puis de nouveau à un état 7 (4.28(c)) et un état 8 (4.28(d)). De plus, l'amplitude de l'impulsion augmente entre chaque point, en variant de $6.21 \text{ A}/\mu\text{m}^2$ à $6.8 \text{ A}/\mu\text{m}^2$. Pour le premier point de la bande 7 (figure 4.28(a)), la paroi est située dans le sixième puits de potentiel à la fin de l'impulsion ($X_f^7 = 693.5 \text{ nm}$), montant la barrière énergétique de pente positive (presque jusqu'au maximum) dans la direction du couple de transfert de spin. Cependant, la paroi a assez de moment ($\phi_f^7 = 6.97^\circ$) et de vitesse ($V_f^7 = 303 \text{ m/s}$) pour franchir le reste de la barrière, et sauter dans le septième puits de potentiel. Ensuite, la paroi passe la position d'équilibre du septième cran, mais n'acquière pas assez de vitesse (397 m/s) et d'angle (9.26°) pour franchir la barrière menant au huitième puits, et reste piégée dans le septième. Pour le second point (état 8 pénétrant), une petite augmentation de l'amplitude de la densité de courant (figure 4.28(b)) est suffisante pour pousser la paroi un peu plus loin sur la barrière, et à la fin de l'impulsion, la paroi se situe exactement entre le sixième puits et le septième puits ($X_f^8 = 700 \text{ nm}$). La paroi descend donc la pente négative de la barrière énergétique, et acquière assez de vitesse (407.36 m/s) et d'angle (9.53°) pour franchir la barrière suivante, et atteindre le huitième puits de potentiel. En augmentant une fois de plus l'intensité du courant (figure 4.28(c)), la position de la paroi à la fin de l'impulsion est plus avancée vers la droite, sur la pente négative du septième puits de potentiel ($X_f^7 = 733.2 \text{ nm}$), mais en passant par le minimum énergétique, la paroi n'a pas suffisamment de vitesse (399.6 m/s) et d'angle (9.32°) pour sauter dans le huitième puits. Elle reste donc piégée dans le septième. Enfin, à plus haut courant (figure 4.28(d)), la paroi a déjà passé le minimum du septième puits de potentiel à la fin de l'impulsion ($X_f^8 = 751.4 \text{ nm}$), mais sa vitesse ($V_f^8 = 402.6 \text{ m/s}$) et son angle ($\phi_f^8 = 9.46^\circ$) sont assez importants pour que l'inertie de la paroi l'amène dans le huitième cran. Nous déduisons donc qu'une petite augmentation en vitesse de 3 m/s et en angle (0.14°) suffit pour pousser la paroi au-dessus d'une autre barrière de potentiel. De plus, on peut observer qu'à chaque fois que la paroi passe un puits de potentiel, l'angle et la vitesse oscillent. En effet, dans chaque puits, ces variations en angle et en vitesse sont directement proportionnelles à la force de rappel et aux variations en position de la paroi. Ces états pénétrants pourraient expliquer les observations expérimentales des probabilités oscillantes de dépiégeage d'une paroi de domaines [122].

Cette dernière analyse permet de clôturer la section consacrée à l'influence des paramètres α et β sur le déplacement précis et systématique d'une paroi de domaines entre différents sites de piégeage. Ainsi, pour $\beta = 0$, la dynamique change de manière drastique, puisque des déformations structurelles de la paroi (antivortex) font leur apparition. Les valeurs critiques de t_s et de j_e , pour lesquelles un antivortex peut nucléer à partir d'un cran inférieur, dépendent du paramètre α , une diminution de α impliquant une diminution du courant critique. Pour $\beta = \alpha$, aucun phénomène inertiel n'est attendu lorsque la paroi n'est pas soumise à un potentiel de piégeage. Le potentiel de piégeage a pour effet d'activer les variations en angle de la paroi, et ainsi activer les effets inertiels. Enfin, pour $\beta = 2\alpha$, et plus généralement pour $\beta > \alpha$, les effets inertiels peuvent s'opposer au couple de transfert de spin, ou bien l'améliorer. Cependant, pour les cas $\beta = \alpha$ et $\beta = 2\alpha$, la valeur de α doit être suffisamment faible pour pouvoir observer des phénomènes inertiels, la force de friction étant directement proportionnelle à α .

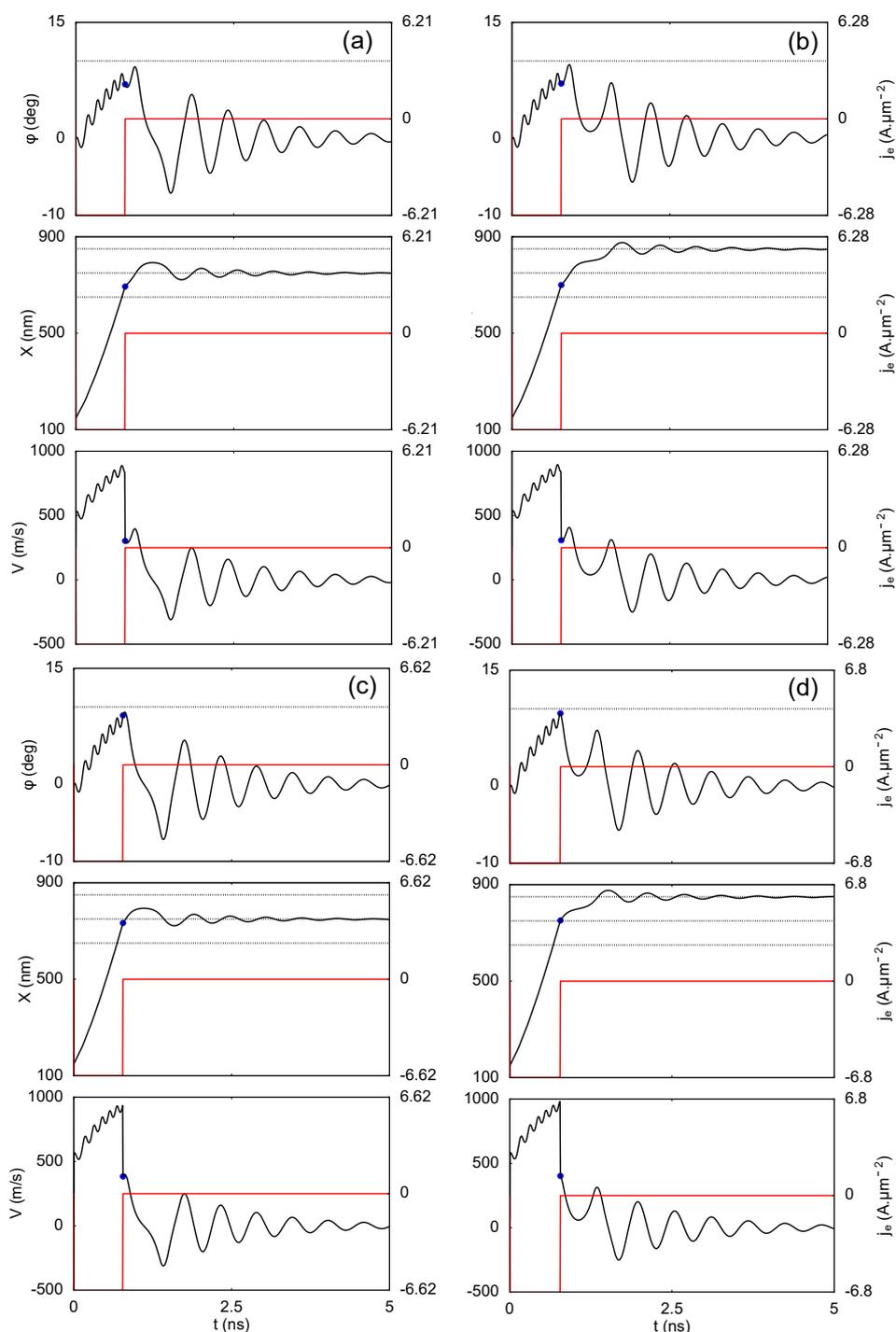


FIGURE 4.28 – Variations en angle, en position et en vitesse de la paroi pour quatre points du diagramme 4.11(b) montrant le phénomène de pénétration de la bande 8 dans la bande 7. Les points sont calculés via le modèle unidimensionnel et les caractéristiques de l'impulsion correspondent à $t_r = 300$ ps, $t_f = 5$ ps et $t_s = 770$ ps. L'impulsion de courant est superposée sur chaque figure. Les lignes en pointillé indiquent la position du centre du sixième, septième et huitième puits de potentiel pour les images indiquant les variations en position.

4.5 Déplacement systématique de deux parois en interaction : cas infini

Cette section est un prélude au thème de recherche portant sur le déplacement systématique de plusieurs parois de domaines en interaction, dans un nanofil planaire structuré par des doubles crans rectangulaires. Elle permet de fermer la boucle, puisque les premiers résultats présentés dans cette thèse portaient sur les interactions entre parois de domaines.

Au cours de ce chapitre, nous avons largement étudié le déplacement précis et contrôlé d'une unique paroi. Cependant, dans les dispositifs basés sur le mouvement et le piégeage des parois, de nombreuses parois sont en interaction au sein d'une même piste d'enregistrement de l'information. La dynamique des parois sous impulsion de courant va donc être influencée par ces interactions. La nature de ces interactions peut être d'origine dipolaire ou d'échange, selon la distance entre deux parois. Nous avons donc calculé microscopiquement des diagrammes de phases, en considérant deux parois orientées de anti-parallèlement entre elles. Dans un premier cas, l'interaction initiale entre les parois est répulsive (interaction d'échange). Pour cela, deux parois occupent deux crans plus proches voisins. Ainsi, la faible distance séparant les parois implique une domination de l'interaction d'échange. Dans un second cas, l'interaction initiale entre les parois est attractive (interaction dipolaire), puisque la distance les séparant est suffisamment importante pour que l'interaction dipolaire domine. En effet, un cran libre a été laissé entre les deux crans où sont situées les parois. Afin de déterminer la distance à partir de laquelle les parois sont en interaction répulsive, nous avons laissé les parois évoluer librement sous l'effet des interactions dans un nanofil sans crans. Ainsi la distance maximale où l'interaction devient répulsive est égale à 138.9 nm. Nous sommes donc sûrs que les parois sont en interaction répulsive lorsqu'elles sont piégées par deux crans voisins, espacés de seulement 80 nm.

Les figures 4.29(a) et 4.29(b) représentent les diagrammes de phases, calculés microscopiquement, pour les deux situations initiales décrites en amont. Les points qui correspondent à des états de déplacement différent de 0 (état 0 = symbol étoilé ou absence de symbol), signifient que les deux parois respectent l'état considéré. Si une des deux ne respecte pas l'état de déplacement sur la durée totale de simulations (50 ns), un état 0 est noté. Contrairement aux diagrammes représentant la dynamique d'une seule paroi dans un nanofil infini, nous constatons que l'état 0 est très présent sur les diagrammes de la figure 4.29.

Dans le cas de l'interaction répulsive (figure 4.29(a)), le courant de dépiégeage de la paroi de droite est réduit, puisque la paroi de gauche la pousse à l'instant initial dans la direction du couple de transfert de spin. Cependant, l'impulsion suivante ne permet aucun dépiégeage, quelque soit la paroi considérée. Ce comportement peut être observé sur la figure 4.30 pour $t_s = 550$ ps et $j_e = 1.6$ A/ μm^2 , l'amplitude du courant étant inférieure au courant de dépiégeage constaté sur le diagramme de la figure 4.6. Lorsqu'on analyse la bande des états 2, on peut observer deux types de comportements. Un déplacement dit "fébrile" et un déplacement dit "net" de la paroi. Dans le premier cas, représenté sur la figure 4.31(a), lors de la première impulsion, les deux parois se déplacent d'un cran, la paroi de droite étant poussée par la paroi de gauche, elle atteint rapidement le cran suivant. Cependant, la paroi de gauche subit l'interaction répulsive, qui s'oppose au mou-

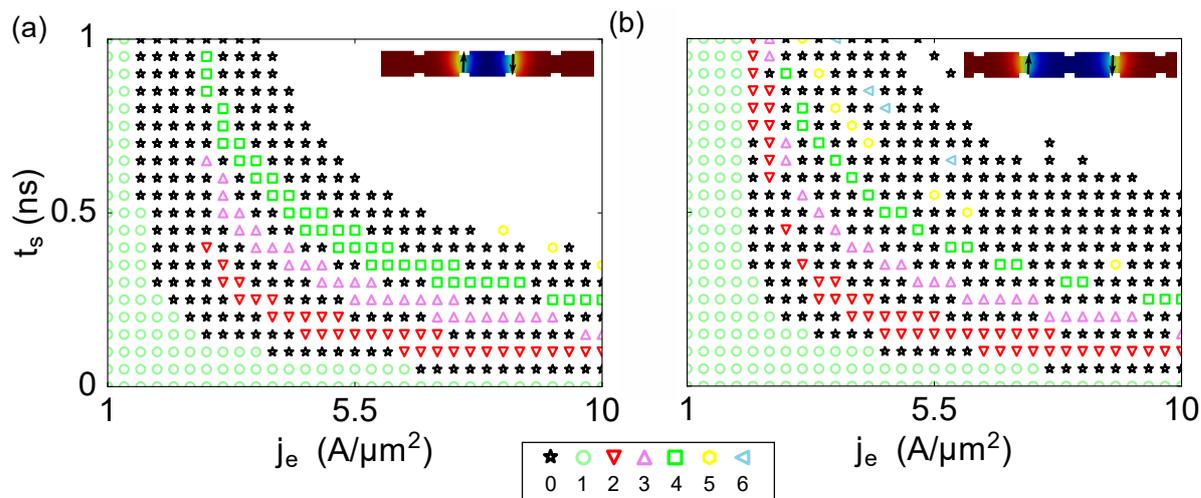


FIGURE 4.29 – Diagrammes de phases indiquant l'état de déplacement de deux parois en interaction. (a) Les parois sont initialement en interaction répulsive. (b) Les parois sont initialement en interaction attractive. Pour chaque diagramme, l'état initial des simulations micromagnétiques est représenté.

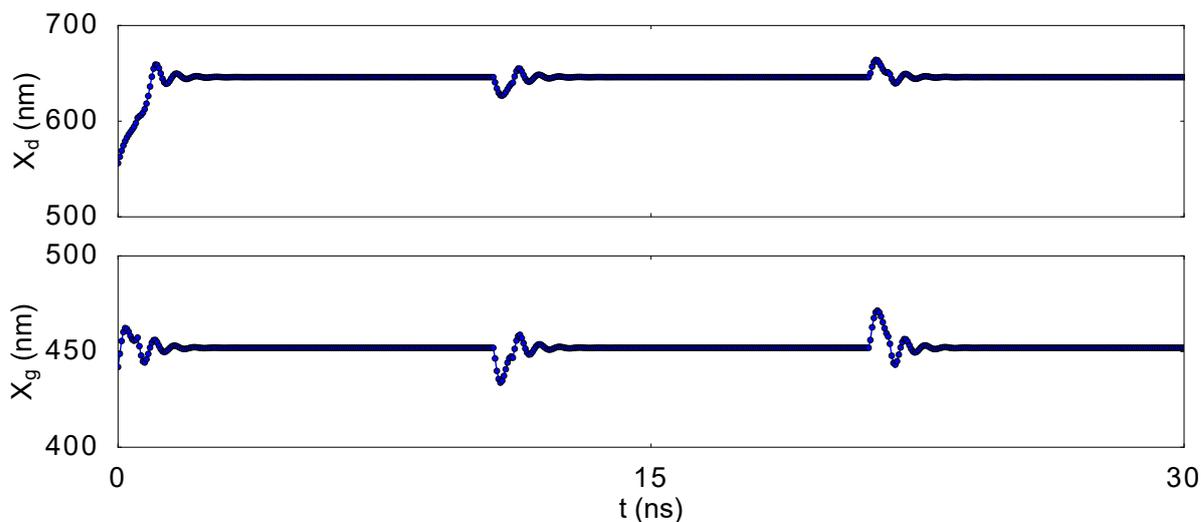


FIGURE 4.30 – Dépiégeage précoce de la paroi de droite sur l'impulsion initiale caractérisée par $t_s = 550$ ps et $j_e = 1.6$ A/ μm^2 . La paroi reste piégée lors de l'application des impulsions suivantes.

vement induit par la densité de courant, et elle est ralentie avant d'atteindre le cran voisin. Toutefois, l'amplitude du courant est suffisante pour que l'état 2 soit respecté. Lors de la seconde impulsion (de direction opposée à la première), le ralentissement s'opère sur la paroi de droite lorsqu'elle est située entre les deux crans. Pendant ce ralentissement, la paroi de droite est en situation de d'équilibre instable sur les hauteurs de la barrière énergétique. La paroi de gauche, quant à elle, se déplace en ressentant légèrement les

variations en position de la paroi de droite. Le déplacement des parois est donc fébrile, puisque les ralentissements induits par l'interaction amènent les parois dans une situation d'équilibre instable (équilibre instable plus important pour la paroi de droite). On remarque que les oscillations durant la relaxation des parois sont très distordues.

Le déplacement "net", quant à lui, correspond à un mouvement non ralenti par les interactions. Il est présent pour de hautes valeurs de courant, comme on peut le constater sur la figure 4.31(b) pour $j_e = 10 \text{ A} \cdot \mu\text{m}^{-2}$. Dans ce cas, on observe que les deux parois se déplacent entre deux crans de manière nette et rapide. Par ailleurs, les oscillations de relaxation sont moins distordues dans ce cas. Enfin, dans le cas où l'interaction initiale est répulsive, la nature de l'interaction peut changer si une des deux parois saute un cran supplémentaire sur l'impulsion initiale. L'interaction va alors devenir attractive. Néanmoins, dans cette situation, l'état de déplacement ne serait pas respecté, et correspondrait donc à un état 0. La dynamique dépend donc fortement de la position de la paroi après la première impulsion, mais aussi des impulsions suivantes. En effet, les états 0 présents entre

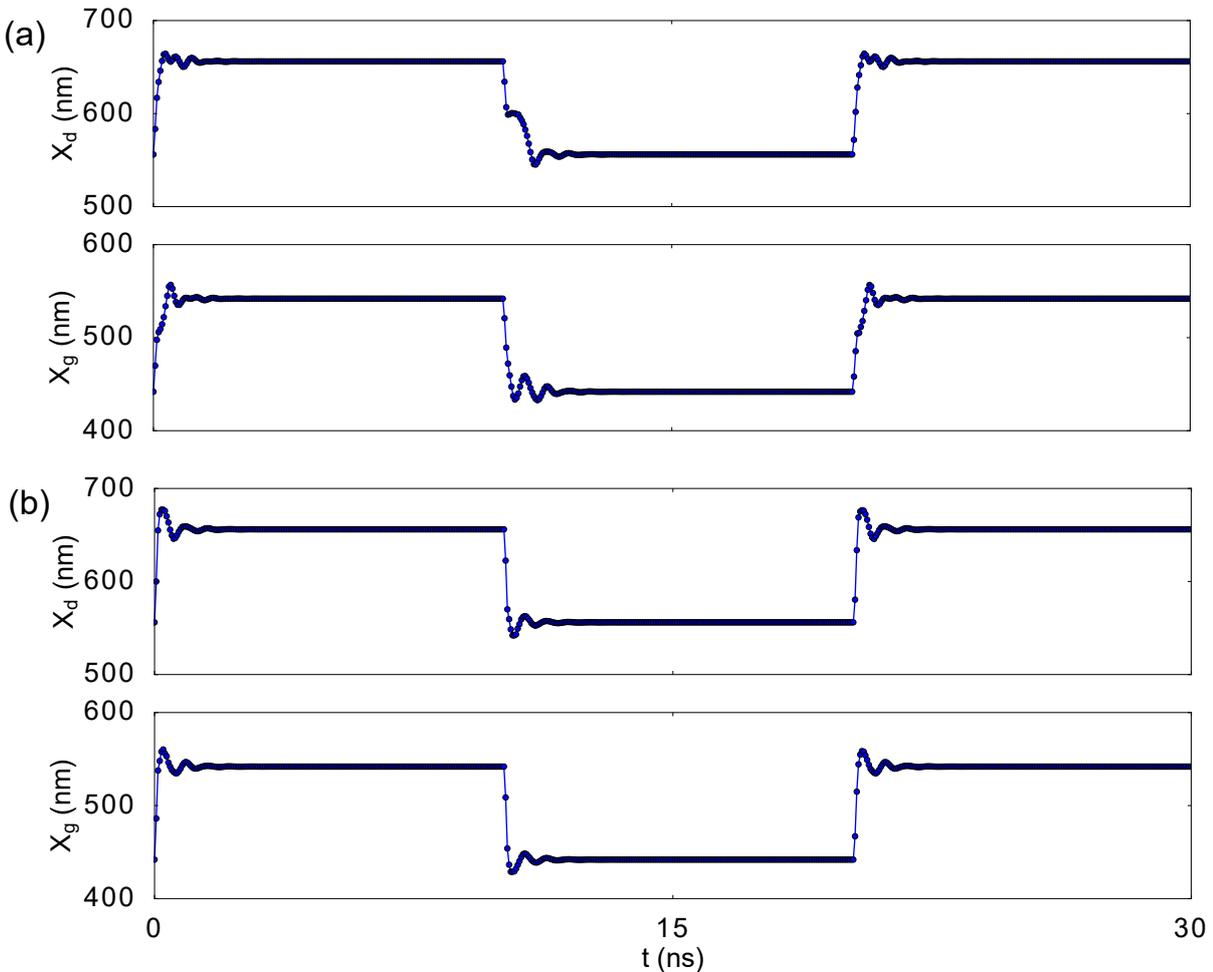


FIGURE 4.31 – (a) Déplacement fébrile de la paroi dans la bande des états 2 pour $t_s = 100$ ps et $j_e = 6.4 \text{ A}/\mu\text{m}^2$. Déplacement net de la paroi, correspondant à un état 2, pour $t_s = 100$ ps et $j_e = 10 \text{ A}/\mu\text{m}^2$.

deux bandes peuvent être causés par un mouvement non souhaité de la paroi durant une impulsion différente de l'impulsion initiale.

Dans le cas où l'interaction initiale est attractive (figure 4.29(b)), c'est la paroi de gauche qui pourrait subir un dépiégeage précoce. En effet, l'impulsion initiale appliquée aux parois est dirigée dans la direction positive. Or, la paroi de gauche subit un léger déplacement de relaxation (à $t = 0$ s) via l'interaction dans cette même direction. Cependant, la différence majeure entre les deux diagrammes de la figure 4.29, se situe dans la largeur de bande. On peut observer que la bande 3 (triangles violets) de la figure 4.29(a) est plus large que celle représentée sur la figure 4.29(b), bien que dans ce cas, des états 3 soient observés jusqu'à $t_s = 1$ ns. Il en va de même pour les états 4, qui sont plus présents lorsque l'interaction initiale est répulsive, cependant, les états 2, quant à eux, sont bien plus présents sur la figure 4.29(b).

Afin de mieux comprendre ces disparités, nous devrions analyser tous les points de chaque diagramme, et ajouter au modèle unidimensionnel un terme d'interaction, qui peut tenir compte de l'interaction dipolaire, mais aussi d'échange. Cependant, à travers ce préluce sur le déplacement systématique des parois en interaction, nous avons pu constater que la dynamique était modifiée par des effets complexes provenant de ces interactions.

4.6 Conclusion du chapitre

À travers ce chapitre, nous avons abordé des points importants de la dynamique des parois de domaines soumises à des impulsions de courant. Dans un premier temps, nous avons constaté qu'il était possible de déplacer la paroi d'un ou de plusieurs sites de piégeage, dans un nanofil planaire ferromagnétique structuré par une multitude de crans rectangulaires. Ces différents déplacements peuvent être représentés sous la forme de bandes bien définies dans les diagrammes de phases. La comparaison entre le cas d'un nanofil fini et infini a permis de montrer que la dynamique était plus stable lorsque les effets de bord étaient absents (cas infini). Ce cas est plus proche des expériences, ou encore des dispositifs futurs de stockage de l'information, où la longueur des nanofils correspond à plusieurs micromètres. De plus, nous avons montré que la stabilité du déplacement systématique de la paroi dépendait fortement du temps d'attente entre deux impulsions. La paroi doit avoir le temps de relaxer jusqu'à une position d'équilibre stable au sein du site de piégeage. De manière générale, le modèle unidimensionnel décrivait de manière quantitative les résultats obtenus via les simulations micromagnétiques.

Par ailleurs, nous avons pu observer que, selon la forme de l'impulsion, les bandes d'états pouvaient être décalées en temps total t_{tot} et en amplitude de courant j_e . En effet, le temps de montée est déterminant dans la valeur du courant de dépiégeage, un court temps de montée implique une réduction du courant de dépiégeage. En outre, ces observations sont en accord avec les expériences réalisées [126]. D'autre part, un long temps de montée, ou de descente, augmente le temps total de l'impulsion à t_s équivalent et induit un décalage en temps des bandes d'états.

Dans notre étude, nous avons aussi analysé l'influence de la température sur le mouvement précis de la paroi. Nous avons pu mettre en évidence que les probabilités égales à 100%, pour que la paroi respecte l'état d'une bande donnée, se situaient dans des zones restreintes des diagrammes de phases. En effet, des probabilités égales à 100% ont été observées pour des amplitudes importantes de courants et des impulsions symétriques

ultra-courtes de courant (pour t_s aux alentours de 100 ps). De ce fait, ces probabilités se situaient dans les bandes d'états 2 du cas fini et infini lorsque la paroi était soumise à des impulsions symétriques. Avec l'augmentation du numéro de bande, nous avons observé une diminution des probabilités maximales, avec des chutes importantes à chaque transition entre deux bandes. L'application d'impulsions asymétriques conduisait aussi à une baisse en probabilité, même dans la bande d'état 2, néanmoins des valeurs proches de 100% ont été obtenues. Via les simulations micromagnétiques, nous avons aussi trouvé de fortes probabilités (97%), mais tout de même inférieures à 100%, le bruit thermique étant plus important dans les simulations micromagnétiques. Enfin, à travers cette étude stochastique, nous avons vu apparaître des états plus exotiques en diminuant les paramètres α et β . Ces états, provenant de phénomènes inertiels, correspondaient d'une part, à un déplacement opposé au couple de transfert de spin, et d'autre part, à une pénétration des bandes supérieures vers les bandes inférieures, pour des numéros de bandes suffisamment élevés. Une étude préliminaire concernant l'effet Joule a montré qu'un substrat en nitrure de silicium était plus adapté pour des impulsions de courant ultra-courte et d'amplitude importante.

Après avoir observé ces états exotiques durant l'étude en température, nous avons choisi d'analyser avec précision la provenance de ces comportements. Ainsi, nous avons étudié la dynamique de la paroi en considérant des α et β différents. Dans le cas $\beta = 0$, nous avons constaté que la dynamique de la paroi changeait de manière drastique. De larges zones d'états -2 ont été observées pour $\alpha = 0.05$, tandis que des états -2, -3, et -4, apparaissaient lorsque la valeur de α était de 0.02. Pour des amplitudes et des temps d'impulsion plus importants, des antivortex pouvaient surgir. Après l'impulsion, ces antivortex se transformaient de nouveau en paroi transverse, induisant dans certains cas un déplacement de la paroi à travers plusieurs crans, et ainsi sortir de la zone d'investigation. Dans d'autres cas, la paroi transverse provenant de la transformation de l'antivortex, pouvait être piégée dans un cran situé dans la zone d'étude, et ainsi constituer un état de déplacement systématique. Pour le cas $\beta = \alpha$, nous avons observé des états -2 et -3 uniquement pour $\alpha = 0.02$. Ces états ont été associés aux variations angulaires de la paroi, qui dans ce cas sont induites par la présence d'un potentiel de piégeage. En effet, pour une paroi qui n'est soumise à aucun potentiel de piégeage, les variations en angle sont négligeables, et aucun déplacement lié aux changements angulaires n'est observé. Enfin, pour $\beta = 2\alpha$, nous avons remarqué la présence d'états -2, donc opposés au couple de transfert de spin, mais aussi d'états pénétrants associés à une amplification de ce couple par un mouvement inertiel de la paroi.

Pour chaque valeur de β , nous avons analysé les variations angulaires, de position et de vitesse de la paroi pour des états -2 et pénétrants. Nous avons alors constaté, que les conditions pour que de tels états apparaissent étaient très sensibles, et qu'une variation minimale en vitesse et en angle pouvait permettre à la paroi de franchir une barrière de potentiel. La position de la paroi dans le potentiel peut être déterminante. En effet, lorsque la paroi était sur la descente d'une barrière à l'arrêt d'une impulsion, elle pouvait acquérir la vitesse et l'angle nécessaires au passage d'une barrière. À l'inverse, pour des vitesses et des angles assez faibles, à l'arrêt de l'impulsion, la paroi pouvait tout de même franchir la barrière si elle était proche du sommet de cette même barrière. Cette sensibilité des conditions a été remarquée durant l'étude en température, où de faibles probabilités, pour que des états -2 apparaissent, ont été observées. Cependant la faiblesse de ces probabilités

est aussi associée à la taille des zones. En effet, pour une zone d'état -2 très réduite, nous avons obtenu une probabilité maximale de 13.2%. Les points considérés sont en effet très proches des transitions où des chutes de probabilités ont été constatées. Dans le cas contraire, pour la plus grande zone d'état -2, la probabilité maximale était de 49.6% pour des points situés au centre de la zone (loin des transitions). Ainsi, nous pouvons penser que pour un système ayant des zones d'états -2 encore plus étendues, ce type de déplacement pourrait être possible à température ambiante avec une probabilité de 100%. Nous pourrions alors utiliser des impulsions unipolaires pour déplacer la paroi dans deux directions différentes. De plus, ces états étant observés à des courants de faible amplitude, cela pourrait permettre d'atténuer l'effet Joule, et d'activer le dépiégeage des parois à des amplitudes inférieures.

Par ailleurs, des recherches micromagnétiques préliminaires sur le déplacement systématique des parois en interaction, et soumises à des impulsions, ont été réalisées. Cette étude est encore à l'état embryonnaire, puisque de nombreuses analyses restent à faire, et le modèle unidimensionnel doit être modifié. Cependant, des changements ont été observés sur les diagrammes de phases, traduisant l'impact des interactions entre parois, qui peuvent être de nature attractive ou répulsive.

Enfin, la méthodologie utilisée dans ce chapitre pourrait être appliquée à d'autres matériaux, comme le permalloy dans le cas où l'anisotropie de forme domine, mais aussi pour des matériaux à anisotropie perpendiculaire, en changeant la manière de piéger, par exemple, en utilisant des variations locales d'anisotropies. D'ailleurs, une étude concernant le déplacement précis des parois dans des nanofils à anisotropie perpendiculaire a été réalisée [143], et des phénomènes inertiels ont été constatés.

Conclusion et perspectives

Cette thèse a été consacrée à l'étude de la dynamique des parois de domaines transverses dans des nano-systèmes ferromagnétiques. Les structures analysées durant ces travaux correspondaient à des nanofils de forme plane et cylindrique, et structurés par des modifications locales de leurs dimensions spatiales. De manière générale, ces modifications sont utilisées pour contrôler la position d'une paroi de domaines, puisqu'elles induisent des variations locales du profil énergétique d'un nanofil. Pour les matériaux considérés dans cette thèse, le nickel et le permalloy, les parois de domaines réagissent fortement à ces variations énergétiques, ce qui permet de les piéger, et donc de les stabiliser à un endroit précis de la structure. Dans le cadre de cette thèse, nous avons étudié plusieurs types de piège, selon leur forme et le matériau utilisé, tels que des crans à géométrie radiale pour les nanofils cylindriques, des crans rectangulaires situés sur les bords d'un nanofil plane, ainsi que des extensions à forme rectangulaire pour ce même type de nanofil. Dans chaque situation, nous avons analysé la dynamique d'une ou de plusieurs parois piégées par ces modifications. Différents aspects de la dynamique ont été traités dans ce travail de recherche, la dynamique de parois en interaction, la dynamique non linéaire d'une paroi, ainsi que son déplacement précis et contrôlé entre différents sites de piégeage. Pour chaque cas, une méthode d'analyse systématique a été menée en caractérisant, d'une part, le système étudié à l'aide des simulations micromagnétiques, permettant ainsi d'extraire la forme des puits de potentiel dans lesquels les parois sont piégées, et d'autre part, en étudiant la dynamique des parois lorsqu'elles sont soumises à des excitations externes de différente nature : champs magnétiques constants, champs magnétiques alternatifs, courants alternatifs, ou impulsions de courant polarisé en spin. Dans la majorité des cas, la dynamique a premièrement été analysée micromagnétiquement, puis analytiquement, après la confrontation d'un modèle unidimensionnel aux résultats obtenus via les simulations micromagnétiques. Une fois validé, ce modèle nous a permis de rentrer plus en profondeur dans l'étude de la dynamique des parois de domaines.

En étudiant les interactions entre parois de domaines (chapitre 2), nous avons pu constater que des états métastables oscillants faisaient leur apparition, lorsqu'on considérait des parois transverses tridimensionnelles peuplant des nanofils cylindriques. Cette dynamique était rythmée par des sauts à travers des puits de potentiel locaux, dans le cas où les nanofils étaient déformés par la rugosité. De plus, nous avons proposé une méthode pour extraire des simulations micromagnétiques une approximation de l'énergie d'interaction entre paroi qui, comme la rugosité, influe sur les processus de dépiégeage des parois confinées dans des constriction radiales et des crans rectangulaires. Par la suite, nous avons utilisé ces crans rectangulaires pour étudier la dynamique chaotique d'une paroi de domaines.

Nous avons pu constater que la dynamique d'une paroi transverse confinée dans un

double puits de potentiel, et soumise à une excitation harmonique, adoptait un comportement riche et complexe (chapitre 3). D'autre part, des changements drastiques de la dynamique ont été observés en fonction du matériau utilisé, et de la manière dont la paroi était piégée. Pour le permalloy, nous avons constaté sur les diagrammes de phases, que les zones de périodicité dominaient pour des hautes fréquences de champ magnétique dans le nanofil à extensions, et se décalaient vers les basses fréquences dans le nanofil cranté. Néanmoins, la dynamique chaotique de la paroi était très présente dans les deux cas. *A contrario*, pour le nickel, le chaos était très peu présent pour le nanofil à extensions, tandis que de larges régions chaotiques ont été observées pour les nanofils crantés. Enfin, l'étude de la dynamique stochastique de la paroi dans ces systèmes non linéaires, a montrée que le nickel semblait plus adéquat pour être utilisé à température ambiante, afin que le mouvement de la paroi reste périodique pour des fréquences d'excitations de l'ordre du GHz. C'est pourquoi nous avons utilisé le nickel pour étudier le déplacement systématique d'une paroi sous impulsions de courant, permettant aussi la réduction des courants de dépiégeage.

En soumettant une paroi transverse, piégée dans un nanofil planaire structuré par une multitude de crans rectangulaires, à des impulsions de courant ultra-courtes, nous avons constaté qu'il était possible de la déplacer de manière précise et contrôlée à travers un ou plusieurs sites de piégeage. Nous avons mis en évidence que, le déplacement systématique d'une paroi était plus stable pour des nanofils de longueur importante, en faisant la comparaison entre un nanofil fini et infini. De plus, un temps d'attente entre deux impulsions suffisamment long a été considéré comme un critère de stabilité important. L'analyse des effets de la température sur la dynamique de la paroi a montré qu'il était plus adapté de déplacer la paroi d'un site de piégeage à la fois, en utilisant des impulsions de courant symétriques de très courte durée et d'amplitude importante. En faisant varier le paramètre d'amortissement α et le facteur non adiabatique β , nous avons observé l'apparition d'une dynamique inertielle, permettant un déplacement systématique opposé au couple de transfert de spin, ou au contraire, permettant une amplification de ce couple. Ces comportements pourraient avoir une grande utilité pour les dispositifs de stockage de l'information basés sur le déplacement des parois de domaines magnétiques. Enfin, nous avons constaté que le déplacement systématique de deux parois de domaines sous impulsions de courant pouvait être influencé par l'interaction entre ces parois.

Il serait intéressant d'approfondir notre étude sur le déplacement systématique des parois en interaction, et d'analyser l'influence de la rugosité. Il pourrait être envisageable de faire une étude précise sur l'augmentation en température par effet Joule d'un nanofil cranté soumis à des impulsions de courant ultra-courtes. Nous pourrions aussi étudier des nano-systèmes multi-couches asymétriques à anisotropie perpendiculaire, dans lesquels le couplage spin-orbite influence grandement la dynamique des parois. L'analyse d'une dynamique non linéaires dans de tels systèmes pourrait être possible en modifiant les techniques de piégeage.

Bibliographie

- [1] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, *Science* **320**, 190 (2008).
- [2] W. Heisenberg, *Z. Phys* **5(8)**, 619 (1928).
- [3] J. D. Jackson, *Electrodynamique classique* (DUNOD, 2016).
- [4] L. Landau and E. Lifshits, *Ukr. J. Phys.* **8**, 153 (1935).
- [5] T. Gilbert, *IEEE Trans. Magn.* **40**, 3443 (2004).
- [6] J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
- [7] S. Zhang and Z. Li, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 127204 (2004).
- [8] C. Burrowes, A. P. Mihai, D. Ravelosona, J. V. Kim, C. Chappert, L. Vila, A. Marty, Y. Samson, F. Garcia-Sanchez, L. D. Buda-Prejbeanu, I. Tudosa, E. E. Fullerton, and J. P. Attané, *Nature Phys.* **6**, 17 (2009).
- [9] I. M. Miron, T. Moore, H. Szambolics, L. D. Buda-Prejbeanu, S. Auffret, B. Rodmacq, S. Pizzini, J. Vogel, M. Bonfim, A. Schuhl, and G. Gaudin, *Nature Mater.* **10**, 419 (2011).
- [10] P. Weiss, *J. Phys. Théor. Appl.* **6(1)**, 661 (1907).
- [11] F. Bitter, *Phys. Rev.* **38**, 1903 (1931).
- [12] W. F. Brown, *Micromagnetics* (Interscience Publishers New York, 1963).
- [13] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, and B. V. Waeyenberge, *AIP Adv.* **4**, 107133 (2014).
- [14] Y. Nakatani, A. Thiaville, and J. Miltat, *J. Magn. Magn. Mater.* **290**, 750 (2005).
- [15] K. Nielsch, R. B. Wehrspohn, J. Barthel, J. Kirschner, U. Gösele, S. F. Fischer, and H. Kronmüller, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 1360 (2001).
- [16] C. A. Ross, M. Hwang, M. Shima, J. Y. Cheng, M. Farhoud, T. A. Savas, H. I. Smith, W. Schwarzacher, F. M. Ross, M. Redjdal, and F. B. Humphrey, *Phys. Rev. B* **65**, 144417 (2002).
- [17] R. Skomski, H. Zeng, M. Zheng, and D. J. Sellmyer, *Phys. Rev. B* **62**, 3900 (2000).
- [18] R. Hertel, *J. Magn. Magn. Mater.* **249**, 251 (2002).

-
- [19] R. Hertel and J. Kirschner, *Physica B* **343**, 206 (2004).
- [20] A. Pivano and V. O. Dolocan, *J. Magn. Magn. Mater.* **393**, 334 (2015).
- [21] E. Feldtkeller, *Z. Angew. Phys.* **61**, 530 (1965).
- [22] W. Doring, *Z. Naturforschung* **3a**, 373 (1948).
- [23] N. L. Schryer and L. R. Walker, *J. Appl. Phys.* **45**, 5406 (1974).
- [24] A. Thiele, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 230 (1973).
- [25] A. P. Malozemoff and J. Slonczewski, *Magnetic domain walls in bubble materials* (Academic Press, New York, 1979).
- [26] A. Thiaville and Y. Nakatani, *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III*, edited by B. Hillebrands and A. Thiaville (Springer, Berlin, 2006).
- [27] N. L. Schryer and L. R. Walker, *J. Appl. Phys.* **45**, 5406 (1974).
- [28] A. Mougin, M. Cormier, J. P. Adam, P. J. Metaxas, and J. Ferré, *Eur. Phys. Lett.* **78**, 57007 (2007).
- [29] G. S. D. Beach, C. Nistor, C. Knutson, M. Tsoi, and J. L. Erskine, *Nature Mater.* **4**, 741 (2005).
- [30] J. Yang, C. Nistor, G. S. D. Beach, and J. L. Erskine, *Phys. Rev. B* **77**, 014413 (2008).
- [31] M. Hayashi, L. Thomas, C. Rettner, R. Moriya, and S. S. P. Parkin, *Nature Phys.* **3**, 21 (2007).
- [32] A. Bisig, M. Stärk, M. H. Mawass, C. Moutafis, J. Rhensius, J. Heidler, M. Noske, M. Weigand, S. Eisebitt, T. Tylizszczak, B. Van Waeyenberge, H. Stoll, G. Schütz, and M. Käui, *Nature Commun.* **4**, 2328 (2013).
- [33] G. Beach, M. Tsoi, and J. Erskine, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 1272 (2008).
- [34] M. Yan, A. Kákay, G. S., and R. Hertel, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 057201 (2010).
- [35] L. Berger, *J. Appl. Phys.* **49**, 2156 (1978).
- [36] L. Berger, *J. Appl. Phys.* **55**, 1954 (1984).
- [37] A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, and N. Vernier, *J. Appl. Phys.* **95**, 7049 (2004).
- [38] A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, and Y. Suzuki, *Eur. Phys. Lett.* **69**, 990 (2005).
- [39] G. Tatara, T. Takayama, H. Kohno, J. Shibata, Y. Nakatani, and H. Fukuyama, *J. Phys. Soc. Jpn.* **75**, 064708 (2006).
- [40] R. Wieser, U. Nowak, and K. D. Usadel, *Phys. Rev. B.* **69**, 064401 (2004).

- [41] S. Lepadatu, A. Vanhaverbeke, D. Atkinson, R. Allenspach, and C. H. Marrows, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 127203 (2009).
- [42] M. E. Lucassen, H. J. van Driel, C. M. Smith, and R. A. Duine, *Phys. Rev. B* **79**, 224411 (2009).
- [43] L. O'Brien, D. Petit, E. R. Lewis, R. P. Cowburn, D. E. Read, J. Sampaio, H. T. Zeng, and A.-V. Jausovec, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 087204 (2011).
- [44] A. Himeno, T. Okuno, T. Ono, K. Mibu, S. Nasu, and T. Shinjo, *J. Magn. Magn. Mater.* **286**, 167 (2005).
- [45] J. H. Franken, M. Hoeijmakers, R. Lavrijsen, and H. J. M. Swagten, *J. Phys. :Condens. Matter* **24**, 024216 (2012).
- [46] H. W. Schumacher, D. Ravelosona, F. Cayssol, J. Wunderlich, C. Chappert, V. Mathet, A. Thiaville, J. P. Jamet, J. Ferre, and R. J. Haug, *IEEE Trans. Magn.* **37**, 2331 (2001).
- [47] E. Martinez, L. Lopez-Diaz, O. Alejos, L. Torres, and M. Carpentieri, *Phys. Rev. B* **79**, 094430 (2009).
- [48] D. Eastwood, L. Bogart, and D. Atkinson, *Acta Phys. Pol. A* **118**, 719 (2010).
- [49] J. He, Z. Li, and S. Zhang, *J. Appl. Phys.* **98**, 016108 (2005).
- [50] P. Warnicke, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 172508 (2008).
- [51] D. Petit, A.-V. Jausovec, H. T. Zeng, E. Lewis, L. O'Brien, D. Read, and R. P. Cowburn, *Phys. Rev. B* **79**, 214405 (2009).
- [52] M. C. Sekhar, S. Goolaup, I. Purnama, and W. S. Lew, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **44**, 235002 (2011).
- [53] W. F. Brown, *Phys. Rev.* **130**, 1677 (1963).
- [54] A. Lyberatos, D. V. Berkov, and R. W. Chantrell, *J. Phys. :Condens. Matter* **5**, 8911 (1993).
- [55] T. Fischbacher, M. Franchin, G. Bordignon, and H. Fangohr, *IEEE Trans. Magn.* **43**, 2896 (2007).
- [56] D. R. Fredkin and T. R. Koehler, *IEEE Trans. Magn.* **26**, 415 (1990).
- [57] R. D. McMichael, M. J. Donahue, and D. G. Porter, *J. Appl. Phys.* **85**, 5816 (1999).
- [58] J. W. Cooley and J. W. Tukey, *Mathematics of Computation* **19**, 297 (1965).
- [59] M. Kläui, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, and L. J. Heyderman, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 032504 (2005).

-
- [60] M. Laufenberg, D. Bedau, H. Ehrke, M. Kläui, U. Rdiger, D. Backes, L. J. Heyderman, F. Nolting, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, T. Kasama, R. E. Dunin-Borkowski, S. Cherifi, A. Locatelli, and S. Heun, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 212510 (2006).
- [61] L. O'Brien, D. Petit, H. T. Zeng, E. R. Lewis, J. Sampaio, A. V. Jausovec, D. E. Read, and R. P. Cowburn, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 077206 (2009).
- [62] H. T. Zeng, D. Petit, L. O'Brien, D. Read, E. Lewis, and R. Cowburn, *J. Magn. Mater.* **322**, 2010 (2010).
- [63] T. J. Hayward, M. T. Bryan, P. W. Fry, P. M. Fundi, M. R. J. Gibbs, D. A. Allwood, M.-Y. Im, and P. Fischer, *Phys. Rev. B* **81**, 020410 (2010).
- [64] T. J. Hayward, M. T. Bryan, P. W. Fry, P. M. Fundi, M. R. J. Gibbs, M.-Y. Im, P. Fischer, and D. A. Allwood, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 052502 (2010).
- [65] L. O'Brien, E. R. Lewis, A. Fernández-Pacheco, D. Petit, R. P. Cowburn, J. Sampaio, and D. E. Read, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 187202 (2012).
- [66] B. Krüger, *J. Phys. :Condens. Matter* **24**, 024209 (2012).
- [67] I. Purnama, M. C. Sekhar, S. Goolaup, and W. S. Lew, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 152501 (2011).
- [68] V. O. Dolocan, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 162401 (2014).
- [69] C. Murapaka, S. Goolaup, I. Purnama, and W. S. Lew, *J. Appl. Phys.* **117**, 053913 (2015).
- [70] H.-B. Braun, *Adv. Phys.* **61**, 1 (2012).
- [71] O. Tchernyshyov and G.-W. Chern, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 197204 (2005).
- [72] F. J. Castaño, C. A. Ross, C. Frandsen, A. Eilez, D. Gil, H. I. Smith, M. Redjidal, and F. B. Humphrey, *Phys. Rev. B* **67**, 184425 (2003).
- [73] A. Kunz, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 132502 (2009).
- [74] A. Kunz and E. W. Rentsch, *IEEE Trans. Magn.* **46**, 1556 (2010).
- [75] L. Thomas, M. Hayashi, R. Moriya, C. Rettner, and S. S. P. Parkin, *Nature Commun.* **3**, 810 (2012).
- [76] A. Pushp, T. Phung, C. Rettner, B. P. Hughes, S. H. Yang, L. Thomas, and S. S. P. Parkin, *Nature Phys.* **9**, 505 (2013).
- [77] Dolocan, Voicu O., *Eur. Phys. J. B* **87**, 188 (2014).
- [78] K. Gilmore, Y. U. Idzerda, and M. D. Stiles, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 027204 (2007).
- [79] X. Xu and G. Zangari, *J. Appl. Phys.* **97**, 10A306 (2005).

- [80] D. Bedau, M. Kläui, M. T. Hua, S. Krzyk, U. Rüdiger, G. Faini, and L. Vila, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 256602 (2008).
- [81] A. Bisig, L. Heyne, O. Boulle, and M. Kläui, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 162504 (2009).
- [82] F. C. Moon, *J. Appl. Mech.* **47**, 638 (1980).
- [83] T. E. Sheridan, *Phys. Plasmas* **12**, 080701 (2005).
- [84] A. Garfinkel, M. L. Spano, W. L. Ditto, and J. N. Weiss, *Science* **257**, 1230 (1992).
- [85] M. Boldrin and L. Montrucchio, *J. Econ. Theory* **40**, 26 (1986).
- [86] D. W. Peterman, M. Ye, and P. E. Wigen, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1740 (1994).
- [87] F. M. De Aguiar, A. Azevedo, and S. M. Rezende, *Phys. Rev. B* **39**, 9448 (1989).
- [88] T. W. J. Becker, F. Rodelsperger and H. Benner, *Phys. Rev. E* **59**, 1622 (1999).
- [89] L. F. Álvarez and O. Pla, *Phys. Rev. B* **61**, 11613 (2000).
- [90] J. Bragard, H. Pleiner, O. J. Suarez, P. Vargas, J. A. C. Gallas, and D. Laroze, *Phys. Rev. E* **84**, 037202 (2011).
- [91] P. Wigen, *Nonlinear Phenomena and Chaos in Magnetic Materials* (World Scientific, 1994).
- [92] I. D. Mayergoyz, G. Bertotti, and C. Serpico, *Nonlinear Magnetization Dynamics in Nanosystems* (Elsevier, 2009).
- [93] H. Okuno and T. Homma, *IEEE Trans. Magn.* **29**, 2506 (1993).
- [94] H. Okuno, Y. Sugitani, and T. Homma, *IEEE Trans. Magn.* **30**, 4305 (1994).
- [95] H. Okuno, K. Hirata, and T. Sakata, *IEEE Trans. Magn.* **31**, 3364 (1995).
- [96] E. Ott, C. Grebogi, and J. A. Yorke, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1196 (1990).
- [97] R. Kosiński and A. Sukiennicki, *J. Magn. Magn. Mater.* **104**, 331 (1992).
- [98] A. Sukiennicki and R. Kosiński, *J. Magn. Magn. Mater.* **129**, 213 (1994).
- [99] J. Zebrowski and A. Sukiennicki, *J. Magn. Magn. Mater.* **140**, 2001 (1995).
- [100] A. Sukiennicki, *J. Magn. Magn. Mater.* **160**, 1 (1996).
- [101] D. Jarzyńska, A. Sukiennicki, and L. Wojtczak, *J. Magn. Magn. Mater.* **272**, Part 1, 278 (2004).
- [102] J. C. Slonczewski, *J. Appl. Phys.* **45**, 2705 (1974).
- [103] S. Kaka, M. R. Pufall, W. H. Rippard, T. J. Silva, S. E. Russek, and J. A. Katine, *Nature* **437**, 389 (2005).

- [104] T. Ono and Y. Nakatani, *Appl. Phys. Exp.* **1**, 061301 (2008).
- [105] K. Matsushita, M. Sasaki, J. Sato, and H. Imamura, *J. Phys. Soc. Jpn.* **81**, 043801 (2012).
- [106] K. Matsushita, M. Sasaki, and T. Chawanya, *J. Phys. Soc. Jpn.* **81**, 063801 (2012).
- [107] E. Martinez, G. Finocchio, and M. Carpentieri, *Appl. Phys. Lett.* **98**, 072507 (2011).
- [108] D. Petit, A. Jausovec, H. T. Zeng, E. Lewis, L. O'Brien, D. Read, and R. P. Cowburn, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 163108 (2008).
- [109] I. Kovacic and M. J. Brennan, *The Duffing Equation, Nonlinear Oscillators and Their Behaviour* (John Wiley and Sons, 2011).
- [110] R. Chacón, *Phys. Rev. E* **51**, 761 (1995).
- [111] R. Meucci, S. Euzzor, E. Pugliese, S. Zambrano, M. R. Gallas, and J. A. C. Gallas, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 044101 (2016).
- [112] E. Olive and J. C. Soret, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 027002 (2006).
- [113] J. Sampaio, V. Cros, S. Rohart, A. Thiaville, and A. Fert, *Nature Nanotechnol.* **8**, 839 (2013).
- [114] P. P. Freitas and L. Berger, *J. Appl. Phys.* **57**, 1266 (1985).
- [115] C.-Y. Hung and L. Berger, *J. Appl. Phys.* **63**, 4276 (1988).
- [116] L. Gan, S. H. Chung, K. H. Aschenbach, M. Dreyer, and R. D. Gomez, *IEEE Trans. on Magn.* **36**, 3047 (2000).
- [117] M. Kläui, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, W. Wernsdorfer, G. Faini, E. Cambril, and L. J. Heyderman, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 105 (2003).
- [118] N. Vernier, D. A. Allwood, D. Atkinson, M. D. Cooke, and R. P. Cowburn, *EPL (Eur. Phys. Lett.)* **65**, 526 (2004).
- [119] A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, and T. Shinjo, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 077205 (2004).
- [120] C. K. Lim, T. Devolder, C. Chappert, J. Grollier, V. Cros, A. Vaurès, A. Fert, and G. Faini, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 2820 (2004).
- [121] L. Lopez-Diaz, M. Kläui, J. Rothman, and J. Bland, *J. Magn. Magn. Mater.* **242**, 553 (2002).
- [122] L. Thomas, M. Hayashi, X. Jiang, R. Moriya, C. Rettner, and S. S. P. Parkin, *Nature* **443**, 197 (2006).
- [123] A. Thiaville, Y. Nakatani, F. Piéchon, J. Miltat, and T. Ono, *Eur. Phys. J. B* **60**, 15 (2007).

-
- [124] J.-Y. Chauleau, R. Weil, A. Thiaville, and J. Miltat, *Phys. Rev. B* **82**, 214414 (2010).
- [125] B. Krüger, D. Pfannkuche, M. Bolte, G. Meier, and U. Merkt, *Phys. Rev. B* **75**, 054421 (2007).
- [126] L. Bocklage, B. Krüger, T. Matsuyama, M. Bolte, U. Merkt, D. Pfannkuche, and G. Meier, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 197204 (2009).
- [127] H. H. Langner, L. Bocklage, B. Krüger, T. Matsuyama, and G. Meier, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 242503 (2010).
- [128] L. Thomas, M. Hayashi, X. Jiang, R. Moriya, C. Rettner, and S. Parkin, *Science* **315**, 1553 (2007).
- [129] E. Martinez, L. Lopez-Diaz, O. Alejos, and L. Torres, *Phys. Rev. B* **77**, 144417 (2008).
- [130] S. I. S. Fukami, M. Yamanouchi and H. Ohno, *Nature Commun.* **4**, 2293 (2013).
- [131] M. Hayashi, L. Thomas, C. Rettner, R. Moriya, X. Jiang, and S. S. P. Parkin, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 207205 (2006).
- [132] H. Fangohr, D. S. Chernyshenko, M. Franchin, T. Fischbacher, and G. Meier, *Phys. Rev. B* **84**, 054437 (2011).
- [133] A. Yamaguchi, S. Nasu, H. Tanigawa, T. Ono, K. Miyake, K. Mibu, and T. Shinjo, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 012511 (2005).
- [134] C.-Y. You, I. M. Sung, and B.-K. Joe, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 222513 (2006).
- [135] K.-J. Kim, J.-C. Lee, S.-B. Choe, and K.-H. Shin, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 192509 (2008).
- [136] E. Ramos, C. López, J. Akerman, M. Muñoz, and J. L. Prieto, *Phys. Rev. B* **91**, 214404 (2015).
- [137] V. Raposo, S. Moretti, M. A. Hernandez, and E. Martinez, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 042405 (2016).
- [138] J. Torrejon, G. Malinowski, M. Pelloux, R. Weil, A. Thiaville, J. Curiale, D. Lacour, F. Montaigne, and M. Hehn, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 106601 (2012).
- [139] S. Moretti, V. Raposo, and E. Martinez, *J. Appl. Phys.* **119**, 213902 (2016).
- [140] M. N. Ou, T. J. Yang, S. R. Harutyunyan, Y. Y. Chen, C. D. Chen, and S. J. Lai, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 063101 (2008).
- [141] J. S. Kim, M. H. Mawass, A. Bisig, B. Krüger, R. M. Reeve, T. Schulz, J. Yoon, C. Y. You, M. Weigand, H. Stoll, G. Schütz, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, S. Eisebitt, and M. Kläui, *Nature Commun.* **5**, 3429 (2014).

- [142] L. Thomas, R. Moriya, C. Rettner, and S. S. Parkin, *Science* **330**, 1810 (2010).
- [143] T. Taniguchi, K.-J. Kim, T. Tono, T. Moriyama, Y. Nakatani, and T. Ono, *Appl. Phys. Exp.* **8**, 073008 (2015).