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 influer 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-

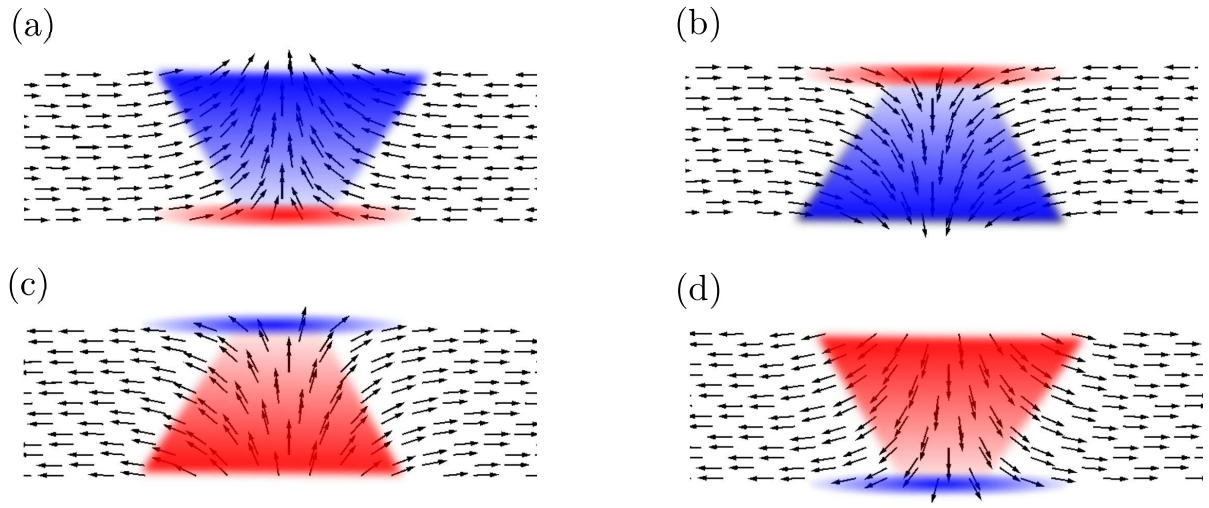

FIGURE 2.1 – Représentation de la distribution des charges magnétiques pour des parois *head-to-head* (a)-(b) et *tail-to-tail* (c)-(d) dans une nanopiste à section rectangulaire. Les charges sont données par le gradient de couleurs partant du rouge (charges négatives) au bleu (charges positives). Les 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 ($Ni_{80}Fe_{20}$). 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 démagnetisation 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

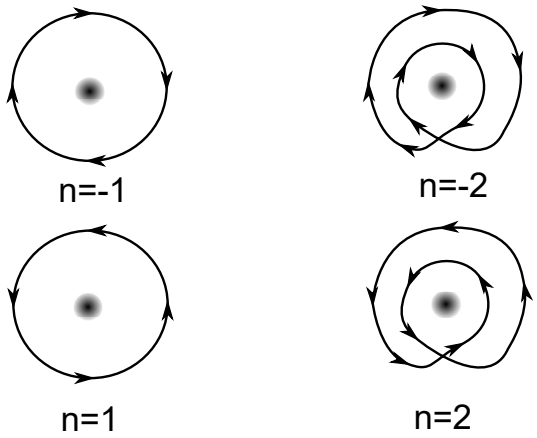

FIGURE 2.2 – Schéma illustrant la détermination du nombre d'enroulements en comptant le nombre de fois qu'une courbe fermée, représentant de manière simplifiée le champ vectoriel, entoure le défaut (point gris dégradé). Le sens de la courbe indique le signe de n.

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

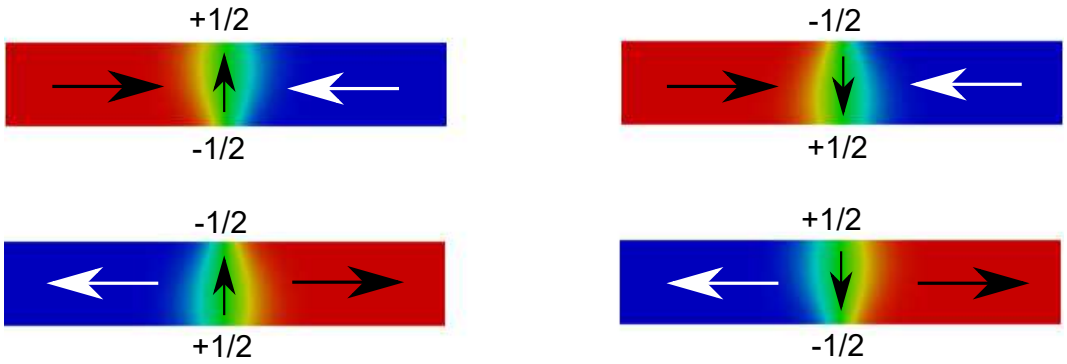

FIGURE 2.3 – Représentation des numéros d'enroulement pour des parois transverses dans des nanofils planaires.

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 précédement 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 :

$$E_i \simeq \frac{\mu_0}{4\pi|\vec{d}|}q_1q_2 + \frac{\mu_0}{4\pi|\vec{d}|^3}(\vec{p}_1q_2 - q_1\vec{p}_2)\vec{d} + \frac{\mu_0}{8\pi|\vec{d}|^5}\vec{d}(2(\vec{p}_1\vec{p}_2)\mathbb{I} - 6\vec{p}_1\otimes\vec{p}_2 + Q_1q_2 + q_1Q_2)\vec{d} \quad (2.1)$$

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_1a_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 :

$$E_{qq} = \frac{\mu_0 M_S^2 S^2}{\pi d}a_1a_2 \quad (2.3)$$

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 :

$$E_{Qp} = \frac{\mu_0 M_S^2 S^2}{12\pi d^3}(2\pi^2\Delta^2 - w^2 - t^2)a_1a_2 \quad (2.5)$$

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

$$E_i(d) = \frac{-\mu_0 M_S^2 S^2 a_1a_2}{\pi d}\left(1 + \frac{\pi^2\Delta^2(2 + 3a_1a_2\cos(\phi_1 - \phi_2)) - w^2 - t^2}{12d^2}\right) \quad (2.6)$$

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 magnétostatique 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 réctangulaires.

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 =1.05×10^{-11} J/m, le rapport gyromagnétique γ_0 =2.44146×10^5 m/As et la constante d'amortissement de Gilbert α =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

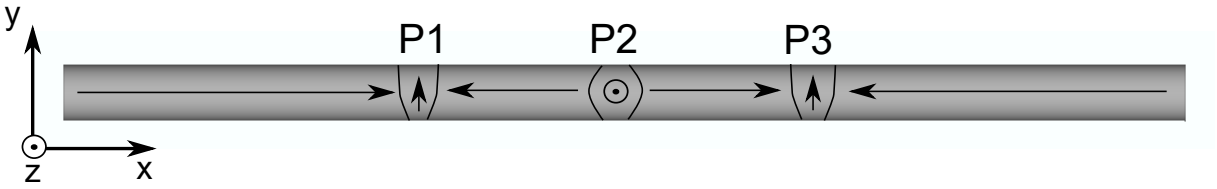

FIGURE 2.4 – Schéma représentant la configuration magnétique initiale des trois parois de domaines (P1, P2, P3) dans le nanofil cylindrique.

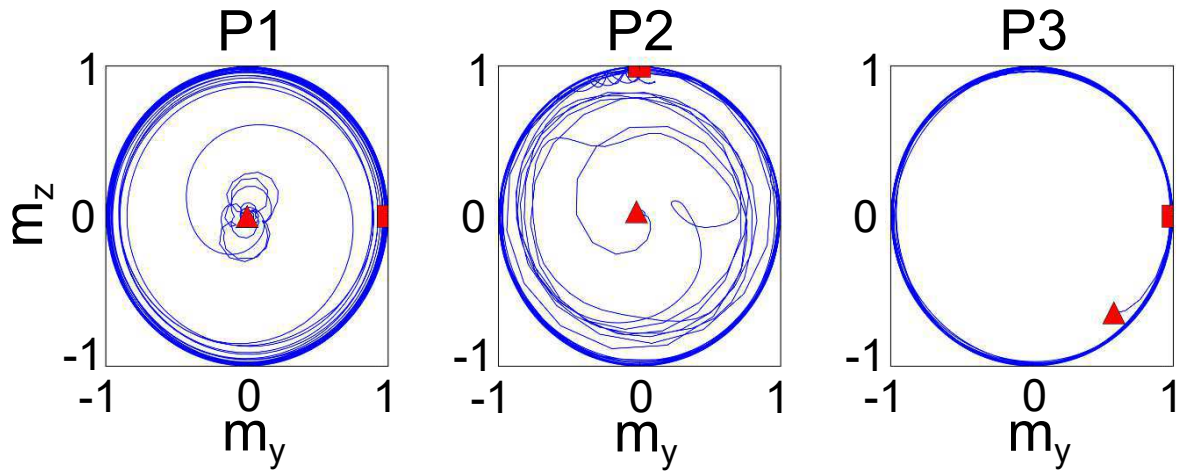

FIGURE 2.5 – Rotation de l'aimantation dans le plan (yz) aux centres des parois P1, P2 et P3. Le rectangle rouge indique la position initiale alors que le triangle rouge représente la position finale.

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 exterieures. 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

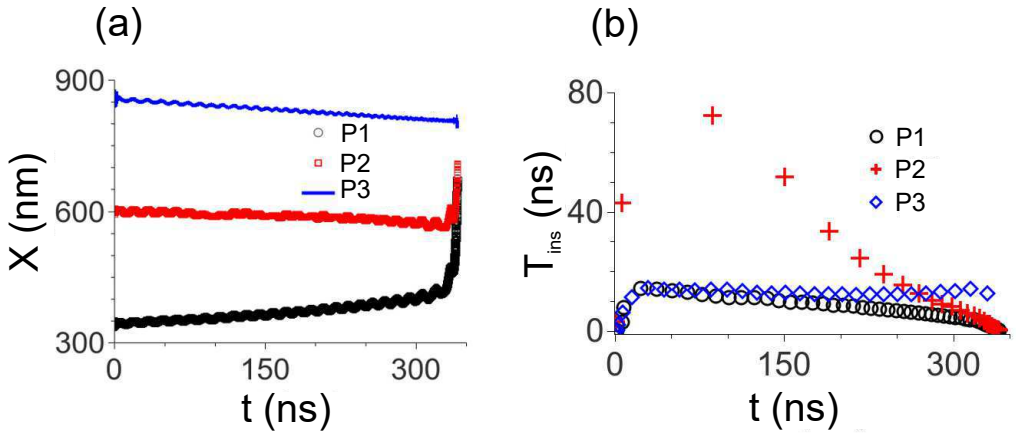

FIGURE 2.6 – (a) Évolution temporelle de la position des parois de domaines. (b) Périodes instantanées des parois P1, P2 et P3.

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.

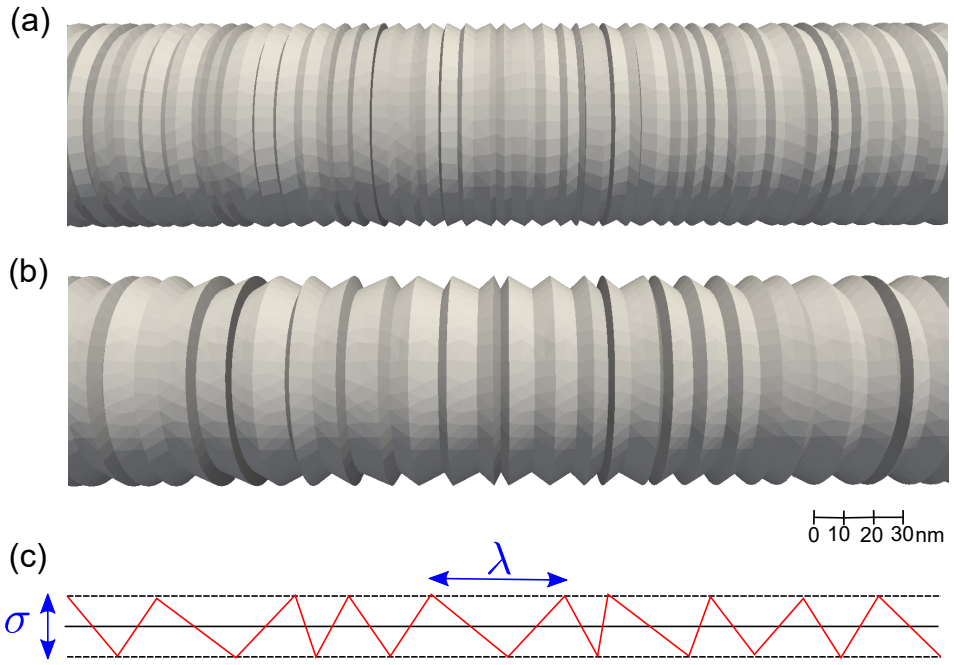

FIGURE 2.7 – Zoom sur le cylindre montrant le faible (a) ou haut (b) niveau de rugosité radiale. (c) Définition de l'amplitude radiale σ et de la longueur de corrélation λ qui caractérisent la rugosité.

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

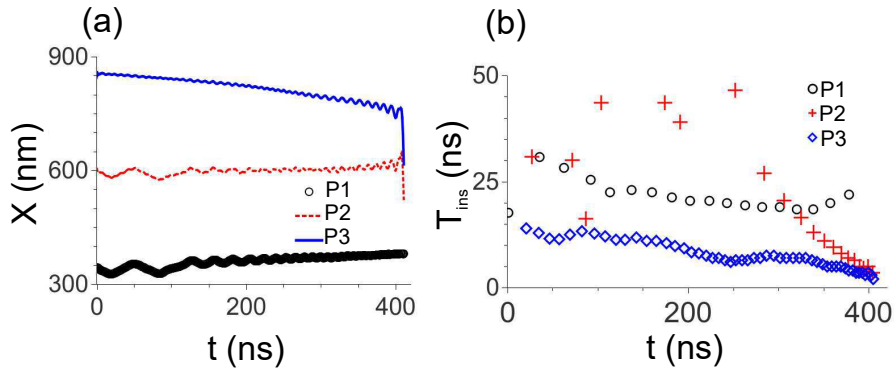

FIGURE 2.8 – (a) Évolution temporelle de la position des parois de domaines dans le nanofil cylindrique rugueux. (b) Périodes instantanées des parois P1, P2 et P3. Cas du faible niveau de rugosité (σ = 2 nm, λ = 3-10 nm)

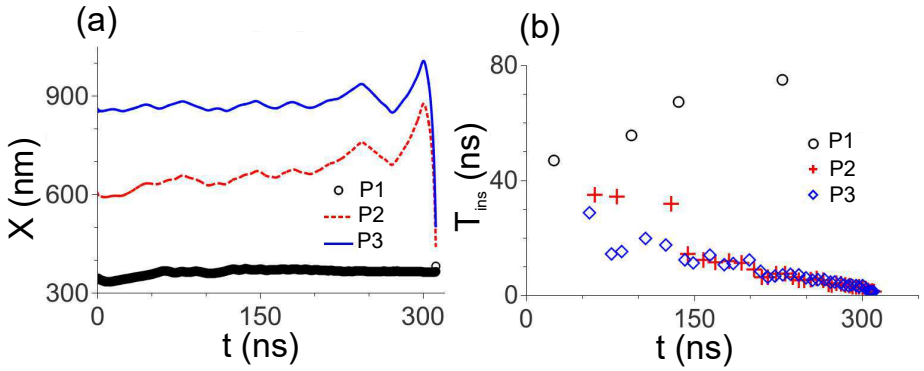

FIGURE 2.9 – (a) Évolution temporelle de la position des parois de domaines dans un nanofil cylindrique rugueux. (b) Périodes instantanées des parois P1, P2 et P3. Cas du haut niveau de rugosité (σ =4 nm, λ =5-15 nm)

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 essaye 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 constrictions radiales dans un nanofil cylindrique en nickel. Dans un premier temps, nous caractériserons le potentiel de piégeage créé par une dé-

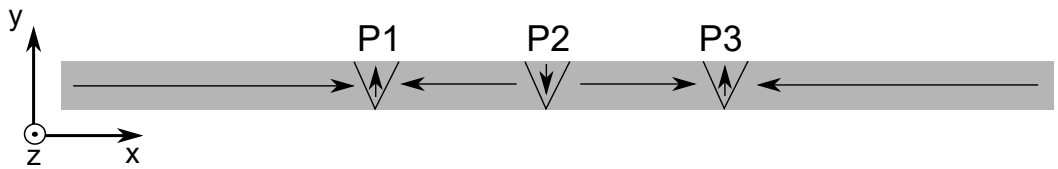

FIGURE 2.10 – Schéma représentant la configuration magnétique initiale des trois parois de domaines (P1, P2, P3) dans le nanofil planaire.

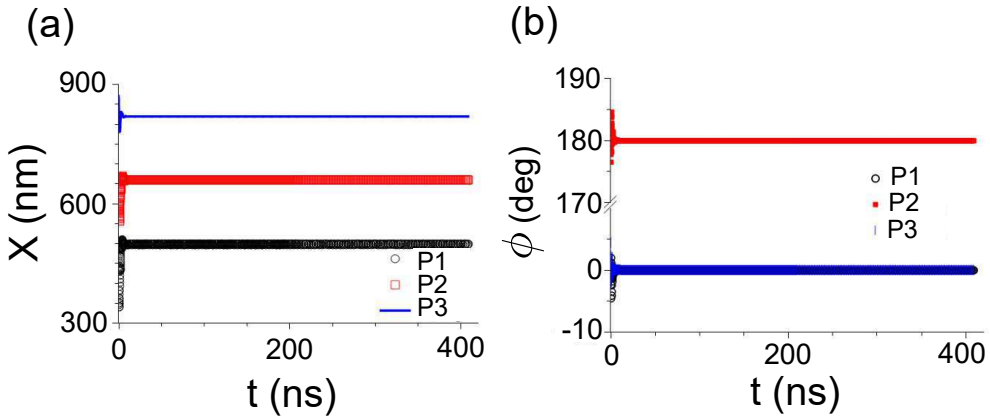

FIGURE 2.11 – (a) Évolution temporelle de la position des parois de domaines dans un nanofil planaire idéal. (b) Angle ϕ des parois P1, P2 et P3.

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

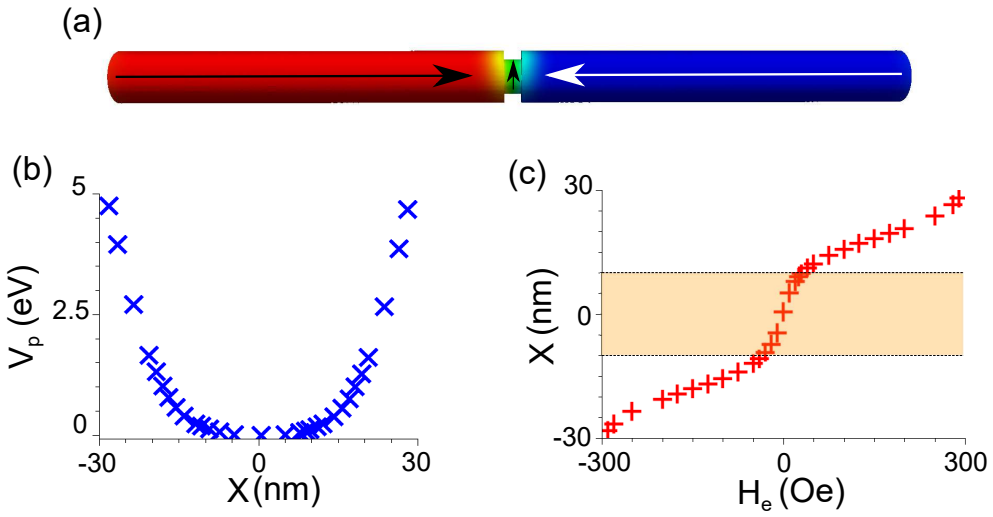

FIGURE 2.12 – (a) Structure cylindrique simulée de longueur $L_x = 900$ nm et de diamètre $d_c = 60$ nm. (b) Potentiel de piégeage induit par le cran radial de largeur $n_x = 20$ nm et de profondeur $n_r = 10$ nm. (c) Position d'équilibre de la paroi en fonction du champ magnétique appliqué. La zone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

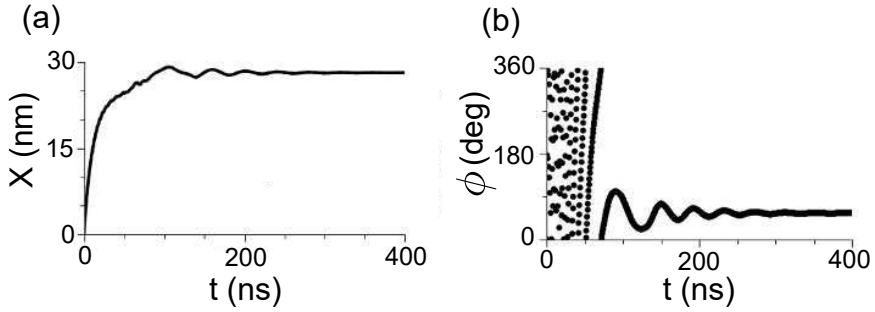

FIGURE 2.13 – Évolution temporelle de la position (a) et de l'angle (b) de la paroi piégée pour $H_e = +290$ Oe.

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 constrictions situées dans le même nanofil. Ces défauts extrinsèques sont placés symétriquement par rapport au centre du nanofil, et les bords des constrictions sont séparés

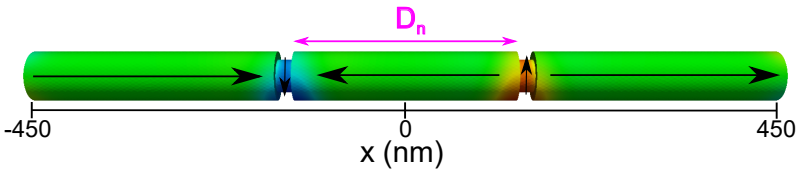

FIGURE 2.14 – État initial du système lorsque $D_n = 270$ nm. Ici les couleurs correspondent à la composante m_y de l'aimantation.

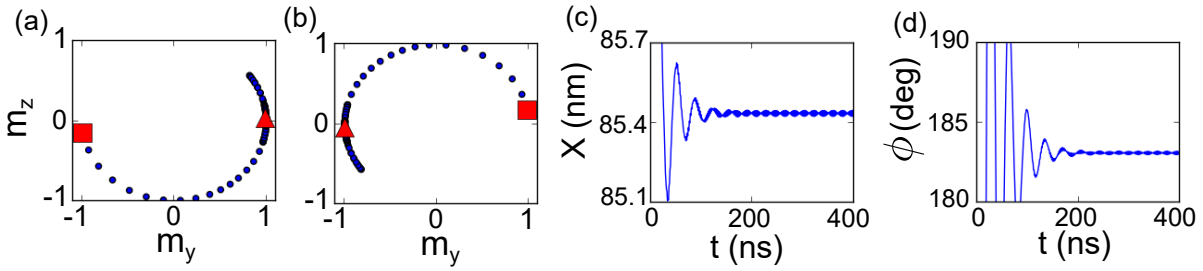

FIGURE 2.15 – Aimantation dans le plan (yz) de la paroi de gauche (a) et de droite (b). Évolution temporelle de la position (c) et de l'angle (d) de la paroi de droite. Les paramètres sont $H_e = +10$ Oe et $D_n = 180$ nm.

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 constrictions 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 ($H_e = 0$

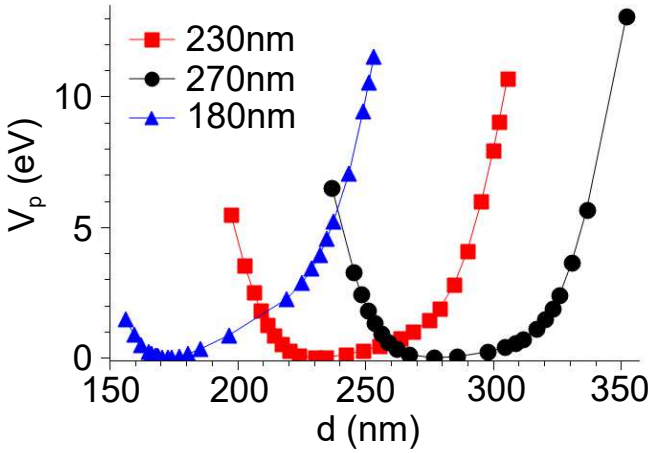

FIGURE 2.16 – Variation de l'énergie potentielle normalisée des parois de domaines avec la distance les séparant pour les trois distances inter-constriction D_n.

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 :

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

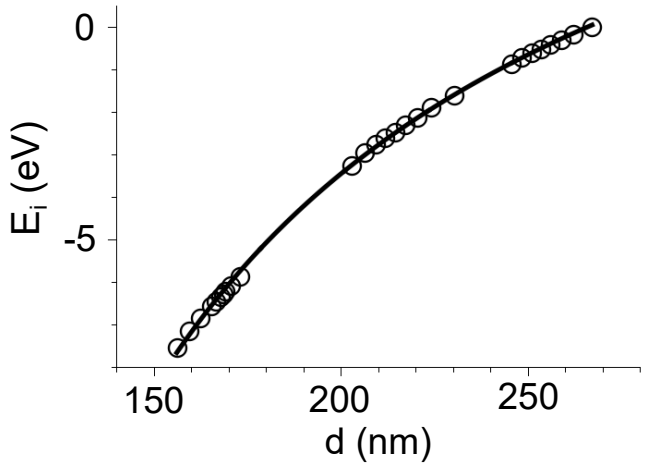

FIGURE 2.17 – Variation de l'énergie d'interaction en fonction de la distance de séparation des parois (cercles). La ligne représente l'ajustement avec l'expansion multipolaire.

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 :

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

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'équilibres 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

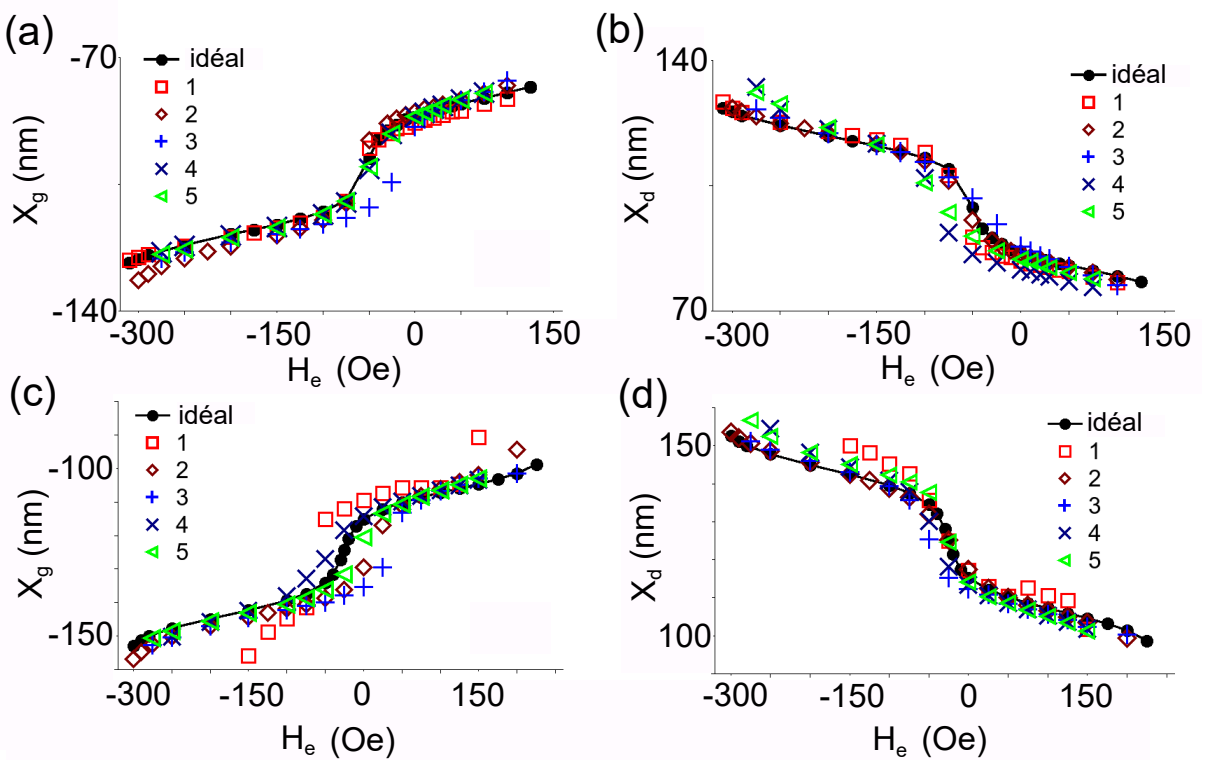

FIGURE 2.18 – Position d'équilibre des parois de gauche (X_g) et de droite (X_d) en fonction du champ magnétique appliqué pour $D_n = 180$ nm (a,b) et $D_n = 230$ nm (c,d).

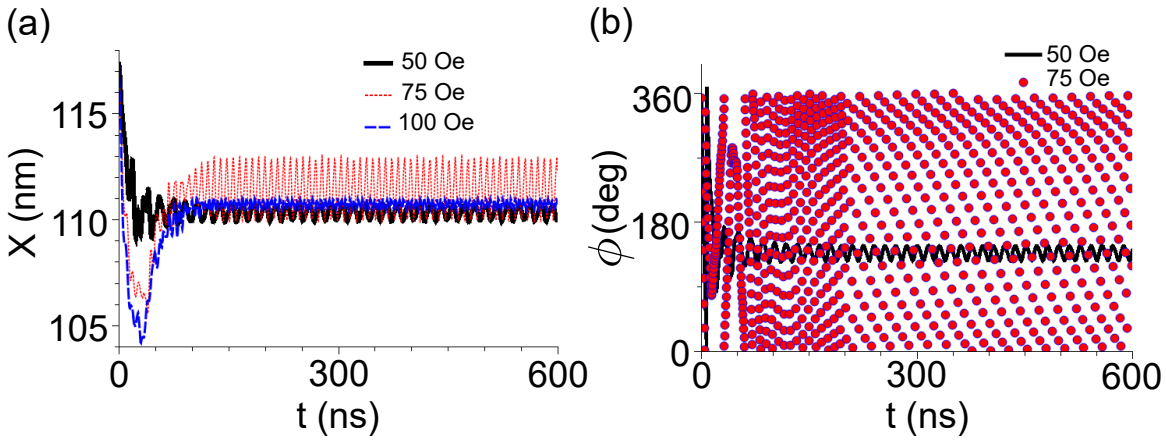

FIGURE 2.19 – Évolution temporelle de la position (a) et de l'angle (b) de la paroi piégée de droite pour différents champs magnétiques appliqués. $D_n = 230$ nm.

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.

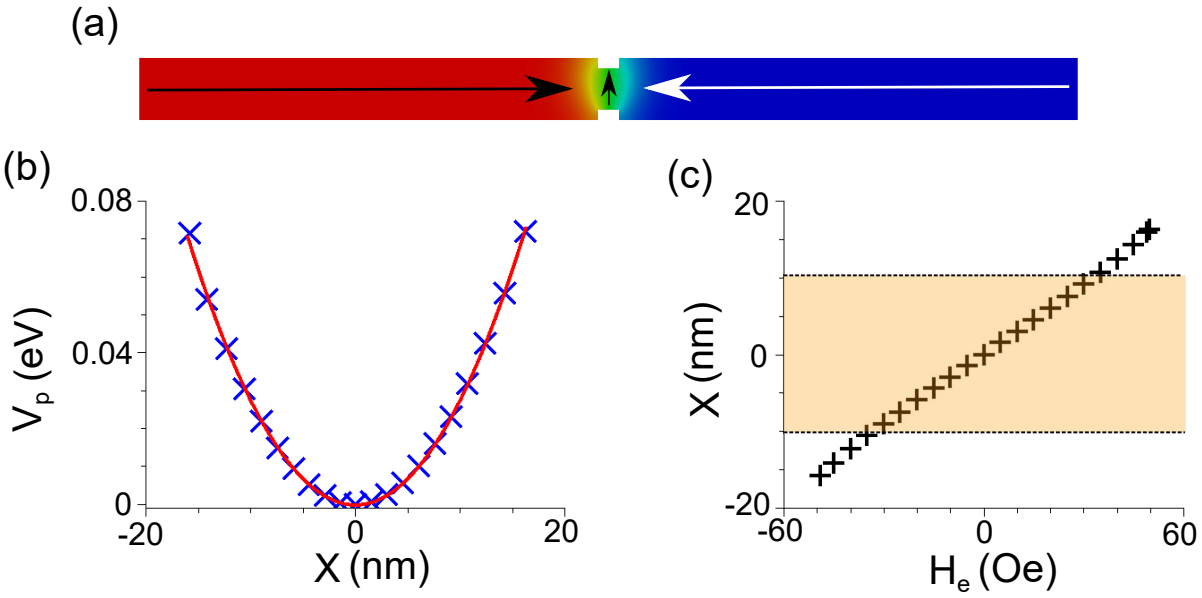

FIGURE 2.20 – (a) Structure planaire simulée contenant la paroi piégée en son centre. (b) Potentiel de piégeage induit par les crans rectangulaires. La ligne correspond à un ajustement par une fonction quadratique. (c) Position d'équilibre de la paroi en fonction du champ magnétique appliqué. La zone 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 $n_x \times n_y \times n_z = 20 \times 10 \times 5$ nm^3. Ces dimensions sont comparables à celles des constrictions 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.

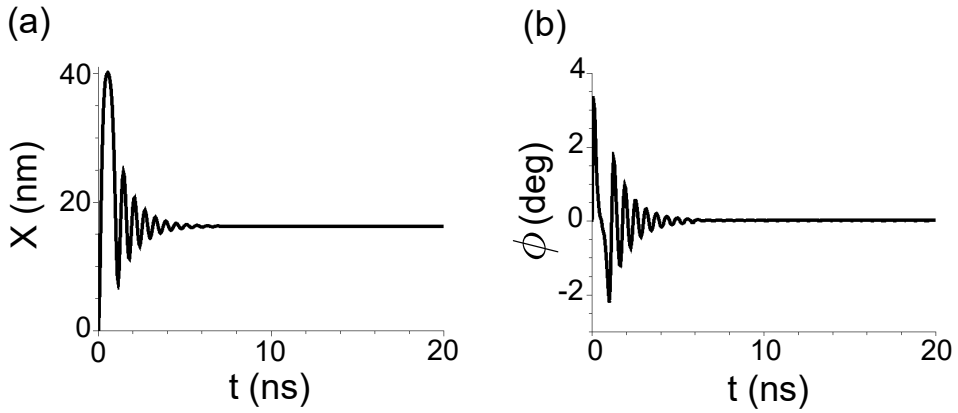

FIGURE 2.21 – Évolution temporelle de la position (a) et de l'angle (b) de la paroi piégée pour $H_e = +49.9$ Oe.

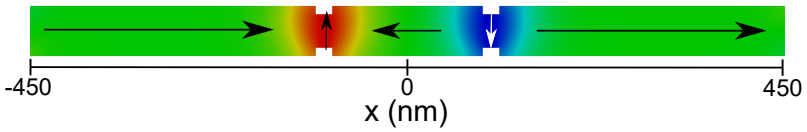

FIGURE 2.22 – État initial du système pour $D_n = 180$ nm montrant les deux parois d'orientation opposée.

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

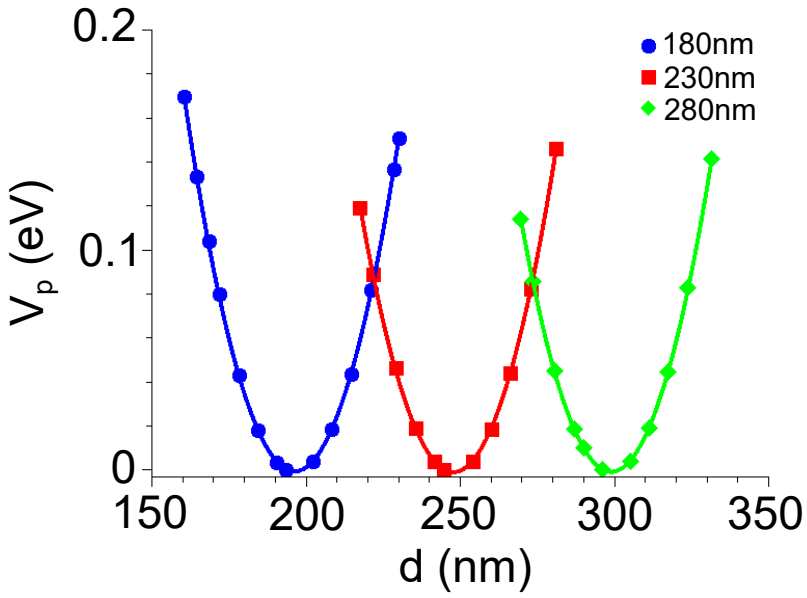

FIGURE 2.23 – Variation de l'énergie potentielle normalisée des parois piégées en fonction de la distance les séparant pour les trois distances inter-constriction D_n.

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,

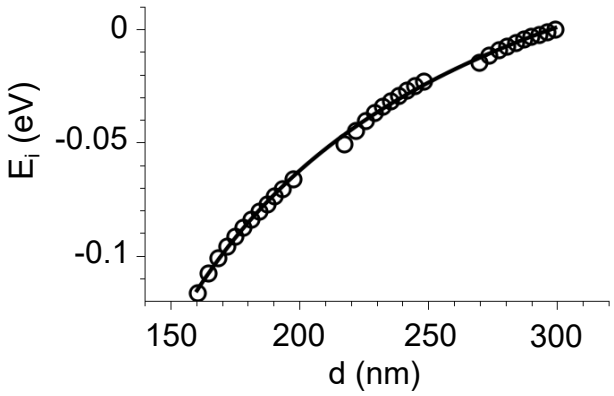

FIGURE 2.25 – Variation de l'énergie d'interaction en fonction de la distance de séparation des parois (cercles). La ligne représente l'ajustement avec l'expansion multipolaire.

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

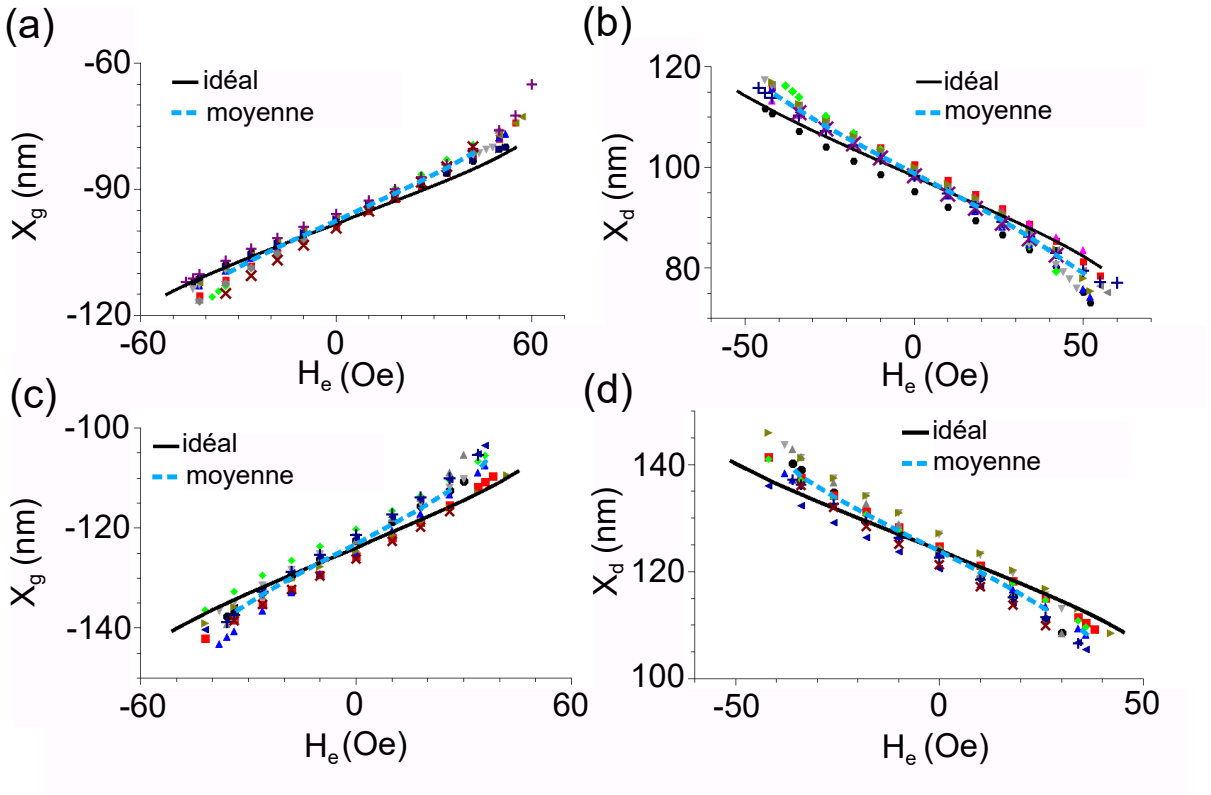

FIGURE 2.27 – Position d'équilibre des parois de gauche (X_g) et de droite (X_d) en fonction du champ magnétique appliqué pour $D_n = 180$ nm (a,b) et $D_n = 230$ nm (c,d).

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

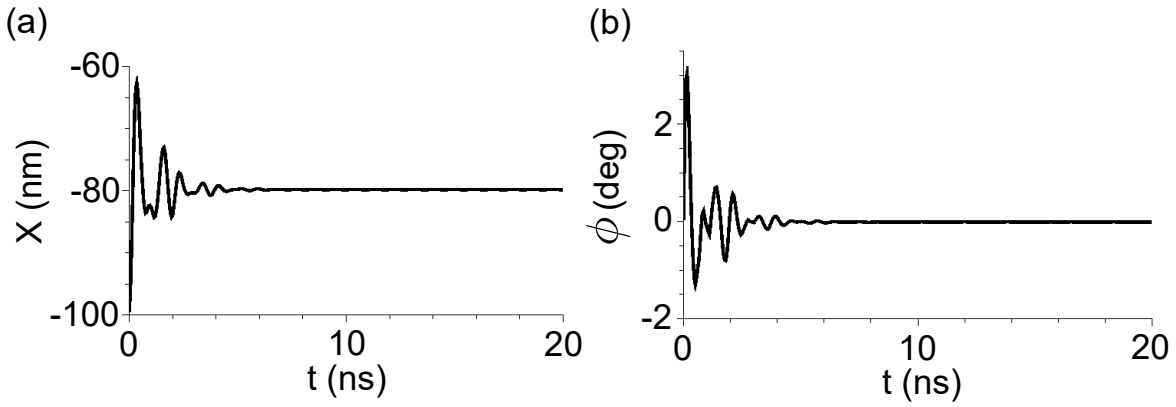

FIGURE 2.28 – Évolution temporelle de la position (a) et de l'angle (b) de la paroi piégée de gauche pour $H_e = +42$ Oe.

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 constrictions 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.