

DIFFUSION DE MAGNONS DANS LES FILMS MINCES FERROMAGNETIQUES EN PRESENCE DE DEFAUTS PARAMAGNETIQUES.

Ouahiba NAFA¹, Boualem BOURAHLA^{1,2}

¹UMMTO/FP/LPCQ, BP17 RP, 15000 Tizi Ouzou-Algérie, ouahibanafa@yahoo.fr

²UM/ IMM /LMM, UMR 6023, 72085 Le Mans-France, bourahla_boualem@yahoo.fr

RÉSUMÉ

La conductance et les états localisés de magnons dans les films minces ferromagnétique en présence de défauts non magnétiques sont étudiées. le système, se compose de deux parties la première est constitué d'un film mince ferromagnétique au milieu de deux films non magnétique, la deuxième est constituée d'un plan non magnétique inséré entre deux films ultra-minces ferromagnétiques d'Heisenberg semi-infinies. L'étude théorique est basée sur l'hamiltonien d'Heisenberg et la méthode de raccordement. Nous avons considéré trois possibilités de l'environnement magnétique, à savoir: l'adoucissement, l'homogénéité et le durcissement de l'intégral d'échange. Les résultats numériques montrent les effets caractéristiques d'interférences entre les magnons incidents et les états localisés du système. Nous démontrons la possibilité de pouvoir fabriquer matériellement un filtre pour certains magnons du système, et éventuellement un amplificateur pour d'autres.

Mots Clés: *Diffusion d'ondes de Spins, Films minces ferromagnétiques, Défauts non magnétiques.*

NOMENCLATURE

Symboles :

J_p integral d'échange d'un atome p, eV
 S_p vecteur de spin d'un atome p
g facteur de Landé
 H_a champ magnétique appliqué
 H_{AN} champ d'anisotropie
x, y, z coordonnées axiales

Lettres grecques :

Ω fréquence normalisée, Hz
 μ_B magnéton de Bohr
 ω fréquence magnonique
 σ conductance magnonique

Indices :

\hbar constante de Planck
I matrice identité
z mode propageant
 z^{-1} mode évanescent

1. INTRODUCTION

Les films minces ferromagnétiques sont d'un grand intérêt dans la miniaturisation des matériels électroniques destinés pour le stockage de l'information et pour un accès rapide aux données et cela pour leurs nouvelles propriétés [1-6], qui diffèrent de celles des matériaux massifs. Malgré la maîtrise des moyens de leur fabrication, ils ne sont jamais parfaits. Les défauts créés par la surface et par le désordre atomique au voisinage de la surface

qui s’y trouvent gouvernent une grande partie de leurs propriétés, dont on peut tirer avantage dans plusieurs applications. Hélas! Ces défauts étaient autrefois souvent négligés par les modèles théoriques. Car leur étude pose des problèmes théoriques compliqués à résoudre, qui sont liés essentiellement à la brisure de symétrie. Actuellement, plusieurs études sont menées pour comprendre leurs influences sur les propriétés magnétiques en général [7-10] et la propagation d’ondes de spins en particulier, Etant donné que de telles ondes peuvent coder de l’information, leur longueur d’onde étant de quelques nanomètres, elles permettraient de réduire encore la taille des composants électroniques. Quelques dispositifs pour créer, manipuler et détecter des ondes de spin existent, mais la « magnonique » n’en est qu’à ses débuts. La notion de l’onde de spin a été introduite pour la première fois par Bloch [11-13]. La théorie de ces ondes a été développée aux années 50, et devenue actuellement l’une des bases essentielles du magnétisme [14-21]. Notre approche, dans ce domaine, est basée sur celle proposée par R. Landauer et largement développée par M. Büttiker initialement pour la description du transport électrique dans les systèmes mésoscopiques [22-25]. Nous l’avons transposée pour le transfert d’ondes de spins à travers les défauts de structure et cela en utilisant la méthode dite de raccordement. Un des avantages de ce formalisme est qu’il permet de calculer de nombreux phénomènes.

2. MODELE MATHEMATIQUE

Présentation du système étudié :

Notre modèle est un film ferromagnétique ultramince à maillage cubique constitué de cinq plans parallèles d’atomes de types A. Ces derniers sont de spin S_a et sont reliés magnétiquement par l’intégral d’échange J_a . Ce film contient des défauts d’un matériau non magnétique d’atomes de type B avec une intégral d’échange notée J_b . Notons que l’intégral d’échange entre les atomes de type A et B est J_{ab} . (FIGURE1.)

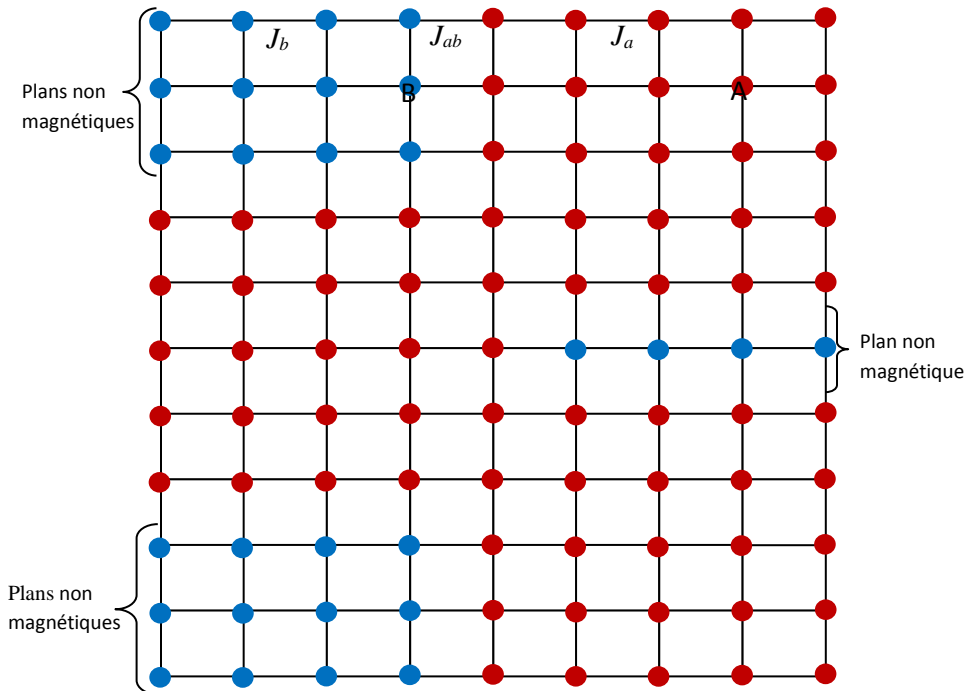


FIGURE 1. Model de film mince étudié.

Le mouvement de précession d’un vecteur de spin \vec{S} , situé sur un site atomique d’un film ultramince parfait, est décrit par l’Hamiltonien d’Heisenberg suivant :

$$H = -2 \sum_p^{p'} J_{pp'} S_p S_{p'} + \mu_B g (H_a + H_{AN}) \sum_p S_p \quad (1)$$

où S_p et $S_{p'}$ sont les vecteurs de spins des sites p et p' . La constante d'échange $J_{pp'}$ couple les sites adjacents dans le système. Ces derniers sont séparés d'une distance interatomique a . g représente le facteur de décomposition spectroscopique de l'état fondamental, μ_B est le magnéton de Bohr, H_a et H_{AN} sont respectivement le champ appliqué et le champ d'anisotropie que nous avons négligés dans ce travail.

Considérons un site p dans un domaine loin du défaut. Les équations de mouvement de précession des spins de cette zone peuvent se mettre sous la forme d'un problème aux valeurs propres :

$$[\Omega I - D(z, e^{i^* \varphi_x}, e^{i^* \varphi_z})] |\zeta \pm_p\rangle = 0 \quad (2)$$

Où : $\Omega = \omega/\omega_0 = \hbar \omega / 2J_a S_a$ est la fréquence normalisée sans dimension, I : est la matrice identité. $D(J_a, S_a, z, e^{i^* \varphi_x}, e^{i^* \varphi_z})$ est appelée matrice dynamique du film mince parfait, $\varphi_x = k_x a$ et $\varphi_z = k_z a$ sont les facteurs de phases, respectivement dans la direction Ox et Oz . $z = e^{i^* k_y a}$ est le facteur de phase entre deux sites adjacents le long de la direction Oz . $|\zeta \pm_p\rangle$ correspond au vecteur décrivant le mouvement de précession des spins. Les modes propagants et évanescents sont décrits par le facteur $\{z, z^{-1}\}$.

Pour décrire la diffusion en présence des défauts non magnétiques, nous utilisons toutes les solutions du système correspondant à $|z| \leq 1$ [26]. Ces solutions sont obtenues par la méthode de Gagel [27] qui consiste à linéariser le système en augmentant la base des vecteurs propres du système original.

Une onde de spins incidente via les défauts, se diffuse en deux parties : l'une transmise \vec{u}_t^i et l'autre réfléchie \vec{u}_r^i . On peut exprimer les champs de précession générés comme une combinaison des modes propres du film ultramine à la même fréquence

$$\begin{cases} \vec{u}_r^i = \sum_v r_{v\bar{v}} \left[\frac{1}{z_v} \right] \vec{u}_v \left(\frac{1}{z_v} \right), n \leq -1 \\ \vec{u}_t^i = \sum_v t_{v\bar{v}} [z_v]^i \vec{u}_v(z), n \geq 1 \end{cases} \quad (3)$$

$r_{v\bar{v}}$ et $t_{v\bar{v}}$ désignent les coefficients de réflexion et de transmission normalisés préalablement par les vitesses de groupe de l'onde plane.

En isolant les termes décrivant l'onde incidente sur les spins des films minces ferromagnétiques de gauche et de droite à l'aide de la relation (3), le système d'équations linéaires et inhomogènes se met sous la forme matricielle [28]

$$[D_d(\Omega, z)] [R] \vec{X} = -[D_s(\Omega, z)] \quad (4)$$

$[D_d]$ est la matrice dynamique du domaine contenant le défaut non magnétique, $[R]$ est la matrice de raccordement, D_s est la matrice dynamique du système perturbé et \vec{X} est un vecteur qui regroupe les variables inconnues du problème.

La résolution du système d'équation (4), permettra la détermination de la transmission des magnons pour une énergie incidente Ω .

La conductance magnonique du système (notée $\sigma(\Omega)$) est définie comme étant la somme des coefficients de transmissions de tout les modes propageant du système.

$$\sigma(\Omega) = \sum_{v,v'} f_{vv'}$$

5

3. RESULTATS

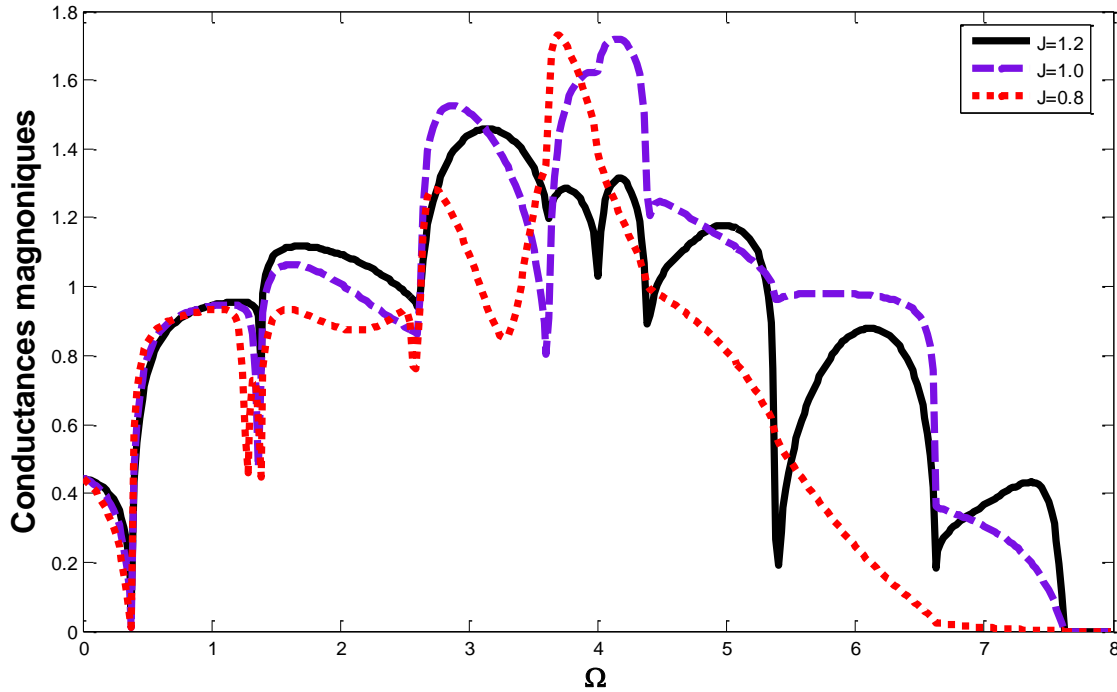


FIGURE 2. Conductances magnétique du système étudié.

Sur la FIGURE 2.nous avons représenté les conductances magnétiques pour trois cas de l'environnement magnétique du système étudié à savoir ; le durcissement pour $J=J_{ab}/ J_a= 1.2$, l'homogénéité pour $J=J_{ab}/ J_a= 1.0$ et l'adoucissement pour $J=J_{ab}/ J_a= 0.8$.On constate que la conductance est insensible a l'environnement magnétique à très basses fréquences, mais par contre à haute fréquences celle qui correspond au durcissement devienne plus importante contrairement à celle qui correspond à l'adoucissement qui devienne très faible.

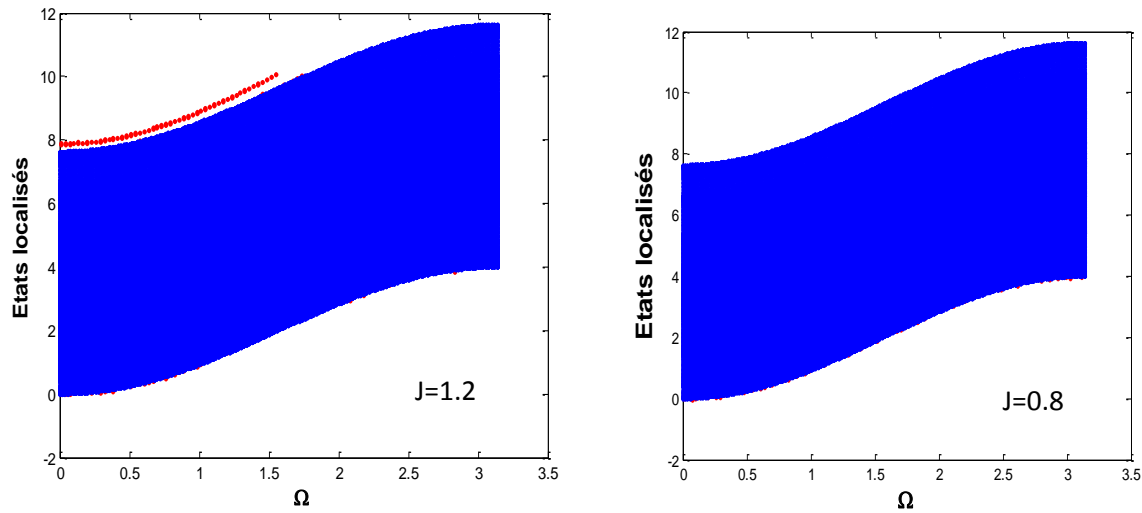


FIGURE 3. Etats localisés du système étudié.

Sur la FIGURE 3. , nous avons donné les états localisés du système étudié, pour le durcissement et l'adoucissement. On constate la présence d'un seul état localisé dans le cas de durcissement de l'intégral d'échange à hautes fréquences.

4. CONCLUSIONS

En conclusion, nous avons présenté un modèle de calcul qui permet l'étude de la conductance magnonique et les états localisés de magnons par un défaut non magnétique. Nous avons constaté une grande dépendance de la conductance des paramètres caractérisant le système perturbé. Les résultats numériques montrent que les figures présentent des pics de résonances dont les origines sont attribuées au couplage entre les modes propagants de volume et les modes localisés dus à la présence du défaut.

REFERENCES.

- [1] A. Karipera, E. Güneria, F. Gödeb, C. Gümüşç, Chal. Lett. 9, 27, 2012
- [2] C. Sanz, C. Guillén, M. T. Gutiérrez, and J. Herrero, Phys. Status Solidi (a) 210, 320, 2013.
- [3] R. Lamni, Thèse de Doctorat, Université Poincaré, Nancy I, France ,2005.
- [4] J. Goniakowski, C. Noguera, Phys. Rev. B 83, 115413, 2011.
- [5] A. Salazar, R. Patiño, J. L. Peña, W. Cauich, A. I. Oliva, Braz. J. Phys. 36 ,1058, 2006.
- [6] C.V. Chianca, R. N. Costa, J. Mag. and Mag. Mat., Vol.246, 16, 2002.
- [7] V. Russier, K. Younsi and L. Bessais, J. Magn. Magn. Mat. 324, 1122 ,2012.
- [8] F. Fang, M. Boero, P. Rabu and C. Massobrio, C. R. Acad. Sci. Chimie 15, 202, 2012.
- [9] R. Soulairol, Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI ,2011.
- [10] W. P. Zhou, G. H. Yun, and X. X. Liang, Phys. Rev. B 77, 104403, 2008.
- [11] F. Bloch Z. Phys 61, 206 ,1930.

- [12] W. Kipferl, M. Dumm, P. Kotissek, F. Steinbauer, and G. Bayreuther, *J. OF App. Phys.*, 15, 7417, 2004.
- [13] L. A. Prozorova and A. I. Smirnov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 74, 1554, 1978.
- [14] P. W. Anderson, *Phys. Rev.* 83, 1260 ,1951.
- [15] R. Kubo, *Phys. Rev.* 87, 568 ,1952.
- [16] T. Oguchi, *Phys. Rev* 117, 117 ,1960.
- [17] C. Tsallis, *Diagonalization method for the general Hamiltonian of an assembly of bosons*, *J. Math. Phys.*, 19, 277 ,1978.
- [18] D. C. Mattis, *Theory of Magnetism I*, Springer Verlag, 1988.
- [19] R. M. White, *Quantum Theory of Magnetism*, Springer Verlag, 1987.
- [20] A. Auerbach, *Interacting electrons and Quantum Magnetism*, Springer Verlag, 1994.
- [21] D. C. Wallace, *PR*, 128, 1614 ,1962.
- [22] J. E. Avron, A. Elgart, G. M. Graf, L. Sadun and K. Schnee, *Comm. Pure. Appl. Math.* 57, 528 ,2004.
- [23] J. E. Avron, A. Elgart, G. M. Graf and L. Sadun, *J. Stat. Phys.* 116, 425 ,2004.
- [24] M. Büttiker, *Phys. Rev. B* 38, 9375 ,1988.
- [25] M. Büttiker, A. Prêtre and H. Thomas, *Phys. Rev. Lett.* 70, 4114 ,1993.
- [26] B. Bourahla, A. Khater, R. Tigrine, *Eur. Phys. J. B* 69, 343, 2009.
- [27] C. Berthod, F. Gagel and K. Maschke, *Phys. Rev B* 50, 18299, 1994.
- [28] D. Ghader, V. Ashokan, M. Abou Ghantous, A. Khater, *Eur. Phys J. B* 86, 180, 2013.