

THESE

présentée par

Stéphane MANGIN

pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université Joseph Fourier-Grenoble I

(arrêtés ministériels du 05 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

(Spécialité: Physique)

**Nucléation et propagation d'une paroi
dans une nanostructure magnétique:
la Jonction à Paroi de Domaines**

Date de soutenance: 07 mai 1997

Composition du Jury:

Président:	M. Piecuch
Rapporteurs:	J. Miltat J. Ferré L. Gunther (rapporteur extérieur)
Examineurs:	B. Barbara G. Marchal J.L. Porteseil

Thèse préparée au sein du Laboratoire de Magnétisme Louis Néel, CNRS, Grenoble
et du Laboratoire de Physique des Matériaux, Université H. Poincaré, Nancy

Remerciements

L'ensemble de ce travail a été réalisé au Laboratoire Louis Néel de Grenoble et en étroite collaboration avec le Laboratoire de Physique des Matériaux de Nancy, dont je tiens à remercier les directeurs D. Givord et A. George pour leur accueil chaleureux.

La collaboration avec le LPM a débuté dans les locaux de l'Université Henri Poincaré sous la responsabilité de M. Gerl. Comme tout les membres du laboratoire, j'ai été profondément affecté par sa disparition. Je voudrais témoigner ici de l'admiration et de l'estime que je vouais à mon professeur de physique.

B. Barbara a encadré et suivi mon travail durant ces trois années. J'ai bénéficié de son expérience et de ses compétences scientifiques. La passion pour la physique qu'il sait faire partager a été pour moi un élément moteur. De plus, sa constante bonne humeur a contribué au bon déroulement de mes travaux.

Je dois aussi beaucoup à G. Marchal qui m'a encadré dans la collaboration avec le LPM. Il a toujours su être disponible et attentif aux problèmes que j'ai rencontrés lors de ma thèse. Je tiens à lui témoigner ma reconnaissance pour tout ce qu'il m'a apporté ainsi que ma sincère sympathie. Les moments passés autour de l'évaporateur en compagnie de C. Senet et F. Mouginet ont été un réel plaisir.

J. Ferré et J. Miltat m'ont fait l'honneur d'accepter d'être rapporteurs de ce travail de thèse. Les discussions que j'ai pu avoir avec eux ont été très enrichissantes, je les en remercie.

Je tiens à remercier particulièrement M. Piecuch et J. L. Porteseil pour leur disponibilité et l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux. Je suis honoré qu'ils fassent partie tout deux du jury de thèse.

Les conversations que j'ai eues avec L. Gunther lors de son passage à Grenoble sur la propagation de parois par effet tunnel m'ont été très profitables. C'est avec gentillesse qu'il a accepté d'examiner ce travail de thèse et d'en rédiger un rapport; je lui en suis très reconnaissant.

A. Benoit et K. Hassenbach du Centre de Recherche sur les Très Basses Températures (CRTBT), et tout particulièrement W. Wernsdorfer, m'ont toujours gentiment accueilli pour réaliser des mesures par technique "micro-SQUID". Lors de ce travail, W. Wernsdorfer m'a toujours beaucoup aidé tant sur le plan expérimental que théorique; sans lui le chapitre V ne se serait peut-être jamais concrétisé. D. Mailly a lui aussi été d'une grande aide en assurant l'élaboration des micro-SQUIDs.

A. Sulpice du CRTBT a contribué à étoffer les mesures de relaxation (grande consommatrice de temps). Ses mesures et ses remarques ont permis une meilleure compréhension des phénomènes, je lui en suis reconnaissant.

B. George et C. Bellouard ont permis la mise en oeuvre de mesures de magnétorésistance qui s'avèrent de jour en jour plus intéressantes, qu'ils s'en voient remerciés.

L'élaboration des nombreux échantillons fut grandement facilitée par l'aide technique précieuse de J. Latriche, L. Moreau et F. Mouginet, je tiens à les remercier pour leur disponibilité. J'ai toujours eu beaucoup de plaisir à travailler à leurs côtés. Mes remerciements s'adressent également à J.G Mussot, F. Grandjean et M. Greco.

Je remercie aussi J. Ghanbaja pour la microanalyse X et J Hubsch qui a la responsabilité du service commun de magnétisme de l'Université H. Poincaré de Nancy.

Je n'oublie pas l'aide spontanée et la patience de C. Senet, dont les compétences informatiques ont permis de sauver plus d'un fichier. Son travail dans l'automatisation de l'évaporateur a été remarquable.

Je remercie également tous les membres du "Barbara-team": L. Thomas, R. Ferré, J. E. Wegrowe, F. Lioni, P. Ross, L. Sampaio, P. Pugnât, W. Wernsdorfer, E. Bonnot.

Je n'oublierai pas ces quatres années à grenoble avec Sophie, Franck, Marc, Martin, Frédéric, Catherine qui ont toujours été là pour m'épauler, Je les remercie très sincèrement.

Je tiens à remercier ici M. Vellaix qui a suivi mes premiers pas en physique et qui lors de nos rencontres a toujours manifesté un grand enthousiasme pour mon travail. Son constant soutien et ses encouragements ont été très appréciables.

C'est aussi l'ensemble des membres du laboratoire Louis Néel et du Laboratoire de Physique des Matériaux que je souhaite remercier pour leur soutien et leur bonne humeur.

Enfin, je te remercie Karine pour les week-ends passés à la relecture du manuscrit, ainsi que pour ton soutien dans les petits moments de stress qui accompagnent la rédaction.

Sommaire

	page
INTRODUCTION	1
Chapitre I : PROBLEMATIQUE DES JONCTIONS A PAROI DE DOMAINES	3
1. Introduction.....	3
2. Nucléation de domaines magnétiques.....	4
2.1 Renversement de l'aimantation de petites particules	4
2.2 Activation thermique et effet tunnel.....	5
2.3 Quelques résultats expérimentaux sur les petites particules.....	7
2.4 Généralisation à la nucléation.....	8
3. Paroi de domaines magnétiques et barrière de potentiel.....	9
3.1 Description de la paroi à 180° statique.....	9
3.2 Dynamique des spins dans une paroi à 180°.....	12
3.3 La paroi : un objet matériel balistique.....	15
3.4 Une barrière de potentiel pour une paroi magnétique.....	16
4. Analyse de Gunther et Barbara	19
4.1 Géométrie	19
4.2 Situation $\delta \ll s < w$	20

4.3	Situation $\delta \gg w$	21
4.4	Ordres de grandeur.....	21
5.	Objectif de notre travail.....	22

Chapitre II : LE SYSTÈME AMORPHE GdFe/TbFe	25
---	-----------

1.	Introduction.....	25
2.	Choix des matériaux.....	26
2.1	Les critères de choix des composants.....	26
2.2	Le choix du système.....	26
3.	Structure des alliages amorphes Terre rare - Fer.....	28
4.	Structure magnétique des alliages amorphes Terre rare - Fer.....	29
4.1	Les moments magnétiques.....	29
4.2	L'anisotropie magnétocristalline.....	30
4.3	L'échange dans les alliages amorphes TR - Fer.....	31
4.4	Structure magnétique dans les alliages amorphes TR-Fe.....	32
4.5	Structure magnétique du GdFe.....	34
4.6	Structure magnétique du TbFe.....	37
4.7	Anisotropie induite.....	39
5.	Elaboration et caractérisation structurale des échantillons.....	41
5.1	L'enceinte d'évaporation.....	41
5.2	Les substrats.....	41
5.3	Caractérisation structurale des échantillons.....	42
6.	Caractérisation magnétique des couches minces de GdFe et de TbFe amorphes.....	44
6.1	L'appareil de mesure.....	44
6.2	Température de Curie, aimantation à saturation des couches de GdFe...	44
6.3	Comportement de couches de GdFe déposées sur Kapton à 300K.....	45
6.4	Comportement de couches de GdFe déposées sur verre à 300K.....	46
6.5	Comportement de couches de GdFe déposées sur verre à 77K.....	48

6.6	Discussion sur l'anisotropie observée pour les couches de GdFe.....	50
6.7	Comportement de couches de TbFe déposées sur verre à 77K.....	51
7.	Conclusion	52

Chapitre III : LA JONCTION A PAROI DE DOMAINES	
GdFe/TbFe/GdFe	55

1.	Introduction	55
2.	Comportement de l'échantillon	
	GdFe(1000Å)/TbFe(9.5Å)/GdFe(500Å)	56
2.1	Procédure de mesure de l'aimantation.....	56
2.2	Aimantation mesurée à 30K	57
2.3	Aimantation mesurée à 20K	59
2.4	Aimantation mesurée à 70K	61
2.5	Dépendance en température.....	61
3.	Influence de l'épaisseur de la barrière de TbFe	64
3.1	Aimantation mesurée à 15K	64
3.2	Etude détaillée d'un échantillon à faible épaisseur de TbFe.....	65
3.3	Diagramme de comportement.....	66
4.	La nucléation	67
4.1	Etude des champs de nucléation H_{n1} et H_{n2}	67
4.2	Interprétation de la nucléation	70
5.	La compression de paroi	73
5.1	Evidence expérimentale	73
5.2	Compression de paroi	74
5.3	Compression et double compression	76
5.4	Echantillons à contre-couche	77
5.5	Evaluation numérique et analytique des épaisseurs de paroi.....	78
5.6	Retour sur la constante d'échange	80
6.	La propagation de la paroi à travers la barrière	80
6.1	Diagramme du champ de propagation	80

6.2	Influence des épaisseurs e_1 et e_2	81
6.3	Interprétation des températures T_1^* et T_2^*	82
6.4	Echantillons à barrières multiples	83
6.5	Cycles mineurs sur GdFe(1000Å)/TbFe(5Å)/GdFe(500Å)	84
7.	L'annihilation de la paroi	85
8.	Système DyFe	86
9.	Autres échantillons	88
10.	Conclusion	89

Chapitre IV : DYNAMIQUE DE LA PROPAGATION DE PAROIS A TRAVERS UNE BARRIERE DE POTENTIEL	91
--	-----------

1.	Introduction	91
2.	Barrière de potentiel et activation thermique	92
2.1	Processus élémentaire	92
2.2	Système à barrière unique	93
2.3	Système à grande nombres d'entités présentant une distribution de barrière	95
2.4	Synthèse	99
2.5	Réalité Physique du modèle	99
3.	Les mesures de relaxation	100
3.1	Echantillons et procédure expérimentale	100
3.2	Résultats expérimentaux sur l'échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(3Å)/GdFe(500Å)	101
3.3	Analyse des données	103
3.4	Détermination de l'évolution de la hauteur de barrière avec le champ	107
3.5	Influence de l'épaisseur de TbFe sur les paramètres de la relaxation	110
4.	Interprétation des mesures quasistatiques	114
4.1	Présentation de la théorie	114

4.2	Courbes d'aimantation pour $e = 3, 4.5$ et $7\text{\AA}$	115
4.3	Evolution de T_1^* et T_2^* en fonction de e	117
5.	Discussion et comparaison aux prédictions du modèle GB.....	119
5.1	Les grandeurs physiques	119
5.2	Application du calcul GB à la barrière de $3\text{\AA}$ de TbFe	120
5.2	Discussion.....	120
6.	Conclusion	121

**Chapitre V : DYNAMIQUE DE L'AIMANTATION A BASSES
TEMPERATURES : A LA RECHERCHE DE
L'EFFET TUNNEL MACROSCOPIQUE** 123

1.	Introduction.....	123
2.	Description de la mesure micro-SQUID.....	124
3.	Résultats expérimentaux.....	126
3.1	Mesures réalisées sur l'échantillon GdFe($1000\text{\AA}$)/TbFe($3\text{\AA}$)/GdFe($500\text{\AA}$)	126
3.2	Mesures réalisées sur l'échantillon GdFe($1000\text{\AA}$)/TbFe($2\text{\AA}$)/GdFe($500\text{\AA}$)	133
4.	Dynamique de la nucléation	135
4.1	Résultats expérimentaux	135
4.2	Analyse des résultats	136
5.	Dynamique de la propagation.....	137
5.1	Résultats expérimentaux	137
5.2	Analyse des résultats	138
6.	L'effet tunnel macroscopique ?	140
6.1	Anomalie à basse température	140
6.2	Comportement de l'échantillon GdFe($1000\text{\AA}$)/DyFe($3\text{\AA}$)/GdFe($500\text{\AA}$)..	142
6.3	Discussion sur l'effet tunnel.....	143
7.	Conclusion.....	144

CONCLUSION.....	147
ANNEXE : Simulations numériques	151
1. Introduction	151
2. Principe de la simulation.....	151
2.1 Energie d'échange et d'anisotropie	151
2.2 Largeur de paroi: calcul analytique.....	152
3. Simulation d'une paroi à 180°.....	152
4. Compression de paroi.....	154
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	157
LISTE DES FIGURES.....	161

INTRODUCTION

Les phénomènes d'hystérèse sont connus pour être d'une importance primordiale pour les applications des matériaux magnétiques et font l'objet d'études fondamentales permanentes de la part des théoriciens.

Ainsi, une hystérèse forte est recherchée dans les aimants permanents qui doivent conserver indéfiniment une situation d'aimantation fortement hors d'équilibre. Elle est modérée dans les systèmes d'enregistrement magnétique où l'aimantation doit être modifiable par un petit champ magnétique. Elle doit être aussi faible que possible dans les tôles de transformateurs ou les écrans magnétiques. Dans tous les cas, l'hystérèse doit être contrôlée.

Vus par les théoriciens, les effets d'hystérèse sont le résultat du comportement d'amas de spins confrontés à des "potentiels" qui les piègent dans des situations géométriques souhaitées ou non souhaitées. Les questions sont alors de savoir comment de tels amas franchissent les barrières de potentiel ou s'en dégagent: sous l'effet d'un champ qui vient réduire les hauteurs de barrière, par activation thermique ou, plus subtilement, par effet tunnel. L'effet tunnel constitue la motivation ultime des théoriciens et intéresse particulièrement la communauté scientifique, comme le montre un article très récent de Physics Today [Barbara, 1997].

Plus explicitement, les phénomènes d'hystérèse, et les barrières de potentiel qui les provoquent, trouvent leur origine dans le retournement de l'aimantation des petites particules, dans les phénomènes de nucléation de domaines ou dans la propagation de parois de domaines. Les mécanismes élémentaires de retournement de l'aimantation de petites particules ont fait l'objet de multiples analyses. Les études les plus nombreuses concernent l'aimantation d'une assemblée de petites particules, avec les difficultés d'analyse dues à la distribution de taille et de forme des particules. Récemment, à l'aide de micro-SQUID, le retournement de l'aimantation d'un échantillon fait d'une particule unique a été suivi [Wernsdorfer, 1995].

Les études d'ancrage et de désancrage de paroi de domaines sur les défauts est moins avancée car les systèmes réels sont très complexes. L'idéal serait de suivre le mouvement d'une paroi unique interagissant avec un défaut parfaitement caractérisé.

Dans cet objectif, les théoriciens ont proposé l'étude d'un dispositif nommé en anglais "Domain Wall Junction" traduisible par Jonction à Paroi de Domaines et que nous nommerons le plus souvent JPD. Le dispositif est composé d'une couche magnétique dure (forte constante d'anisotropie) séparant deux couches de matériau doux (à faible constante d'anisotropie) limitée latéralement. Le matériau dur se comporte vis à vis des parois de domaines comme une barrière de potentiel à franchir pour passer de l'une à l'autre des couches de matériau doux. On peut utiliser une image de type "transistor" en disant qu'une paroi émise dans une couche de matériau doux doit franchir une barrière de potentiel pour être collectée dans la seconde couche de matériau doux.

Le premier chapitre est précisément consacré à la présentation de la JPD et aux suggestions des théoriciens.

Au chapitre II, nous présentons le choix des matériaux et leur caractéristiques magnétiques. Nous exposons le comportement de couches uniques et leurs caractéristiques d'échange et d'anisotropie.

Le chapitre III montre le comportement du dispositif et présente les effets des caractéristiques de l'échantillon et des paramètres extérieurs tels que le champ ou la température. Dans ce chapitre, nous présentons différents modes de fonctionnement du dispositif.

Le chapitre IV est consacré à l'étude du franchissement par la paroi de la (ou des) barrières de potentiel à l'aide de mesures de relaxation. Les mesures de traînage magnétique permettent de quantifier l'influence de la température et donc de l'activation thermique sur les retournements de l'aimantation. Les mesures sont réalisées dans un magnétomètre SQUID conventionnel à des températures supérieures à 1.8K. Elles sont interprétées avec les lois proposées par les théoriciens.

Le chapitre V fait l'objet de l'étude dynamique à basse température (de 6K à 0.1K). L'objectif le plus ambitieux étant d'observer la propagation de paroi à travers une barrière de potentiel par effet tunnel, prévue théoriquement dans le cadre des effets tunnels macroscopiques. A l'aide des μ -SQUID mis au point pour l'étude du retournement de l'aimantation de petites particules, nous confirmons le passage de la paroi par activation thermique pour des températures supérieures à 1K. En dessous de 1K, pour certains types de barrière de potentiel, un autre processus d'activation vient s'ajouter au processus purement thermique. Nous analysons les paramètres provoquant l'écart au modèle d'activation thermique et notons les similitudes avec les théories quantiques proposées.

CHAPITRE I

Problématique des Jonctions à Paroi de Domaines

1. Introduction

Ce premier chapitre est consacré à la présentation des Jonctions à Paroi de Domaines (JPD) et à la problématique qui accompagne ces nouveaux dispositifs.

Nous commençons au paragraphe 2 par rappeler le processus de renversement de l'aimantation d'une petite particule dont la problématique est en bien des points très voisine de celle du retournement de l'aimantation dans les Jonctions à Paroi de Domaines. Dans les petites particules, le renversement de l'aimantation se heurte à une barrière de potentiel qui peut être gommée sous l'effet d'un champ magnétique critique H_c^0 . Pour un champ inférieur à H_c^0 , la barrière peut être franchie par activation thermique, ou éventuellement par effet tunnel. Nous précisons ces comportements et rappelons les résultats expérimentaux les plus récents et les plus pertinents. Par la suite, nous généralisons ces effets aux processus de nucléation de domaine qui apparaissent dans les matériaux ferromagnétiques.

Au paragraphe 3, nous nous attachons à introduire la notion de barrières de potentiel auxquelles sont soumises les parois de domaines. Nous le faisons après avoir rappelé ce que sont les parois à 180° et comment elles peuvent être considérées comme des "objets mécaniques" dotés d'une vitesse, d'une masse, d'une énergie cinétique et d'une énergie potentielle.

Le paragraphe 4 est consacré à la présentation du modèle de JPD élaboré par L. Gunther et B. Barbara [Gunther, 1994]. Dans ce modèle, la paroi est amenée à traverser une barrière de potentiel; les auteurs précisent dans quelles conditions un passage de la barrière par effet tunnel est envisageable. Différentes situations extrêmes sont envisagées.

Enfin, dans le cinquième paragraphe, nous présentons notre projet d'élaboration de jonction à paroi de domaines.

2. Nucléation de domaines magnétiques

2.1 Renversement de l'aimantation de petites particules

Le modèle de rotation uniforme développé par Stoner, Wohlfarth et Néel [Néel, 1947 - Stoner, 1948] est le modèle le plus élémentaire de renversement de l'aimantation des petites particules. Dans ce modèle, tous les moments magnétiques sont rigidement liés et l'état d'aimantation est représenté par un moment $\mathbf{M}$ unique (figure I-1).

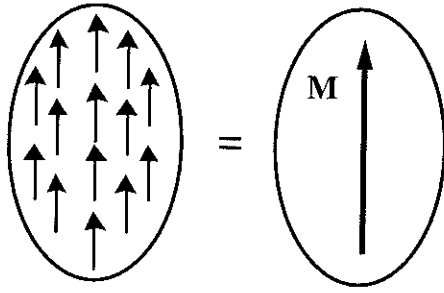


Fig. I-1: Représentation d'une particule monodomaine. En champ nul, l'aimantation est dirigée selon l'axe d'anisotropie de la particule.

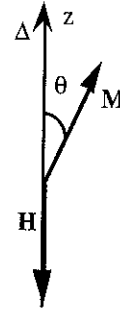


Fig. I-2: Orientation de l'aimantation par rapport à l'axe d'aimantation facile sous l'application d'un champ $\mathbf{H}$ de sens opposé à l'aimantation initiale.

En supposant, pour des raisons de simplicité, une anisotropie uniaxiale définie par une constante d'anisotropie K , l'énergie magnétique réduite $\frac{\mathcal{E}}{KV}$ sous un champ $\mathbf{H}$ dirigé suivant l'axe d'anisotropie (figure I-2) est donnée par:

$$\frac{\mathcal{E}}{KV} = \sin^2 \theta + \frac{\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}}{KV} \quad (1)$$

où le premier terme représente l'énergie d'anisotropie magnétique (V est le volume de la particule) et le second constitue l'énergie Zeeman résultant de la présence du champ magnétique extérieur $\mathbf{H}$. L'angle θ présenté sur la figure I-2 est l'angle formé par la direction d'aimantation et l'axe d'anisotropie.

Si l'on trace l'énergie réduite en fonction de l'angle θ pour différentes valeurs de champ magnétique appliqué, on obtient les courbes de la figure I-3.

En champ nul (figure I-3a), l'énergie présente aux angles $\theta = 0$ et $\theta = 180^\circ$ deux minima de même valeur séparés par un maximum en $\theta = 90^\circ$. La particule (symbolisée par un rond noir) se trouvant dans un état d'énergie minimum, doit franchir une barrière de potentiel ΔE_0 pour atteindre le second minimum.

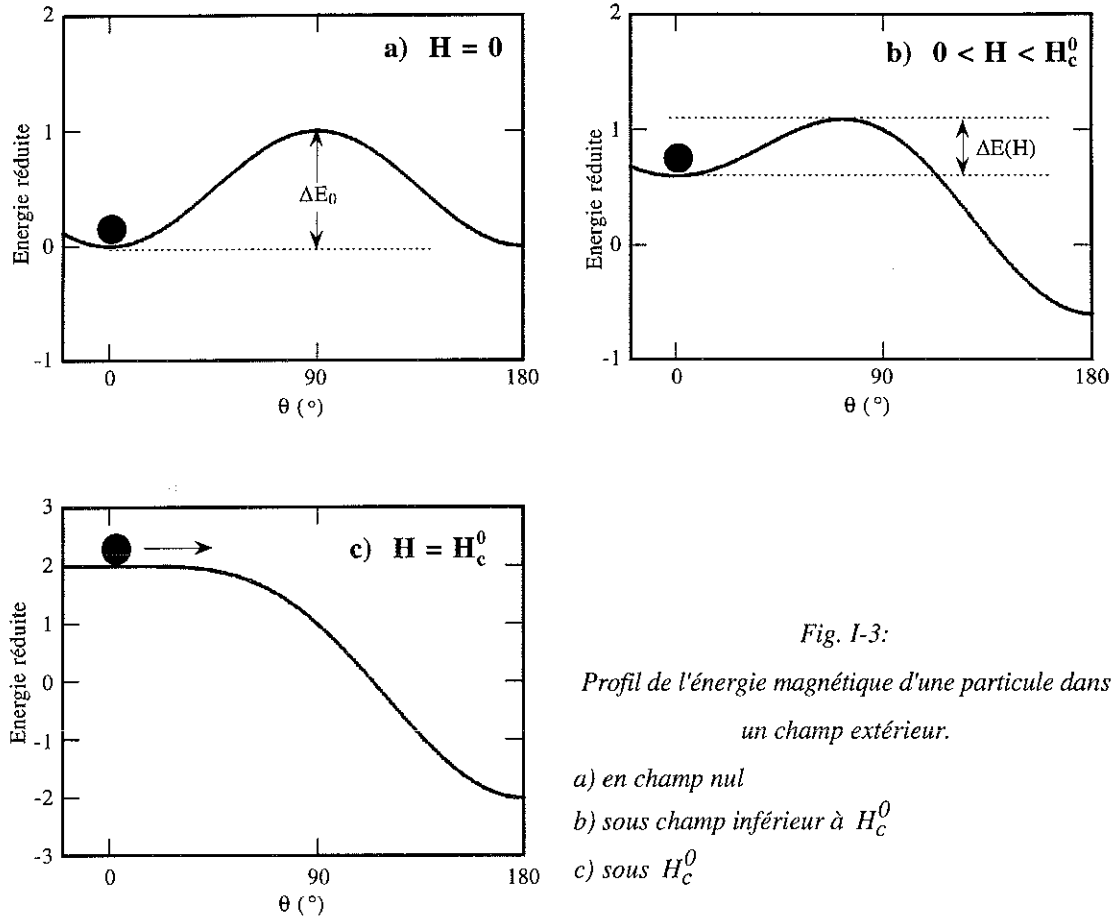


Fig. I-3:

Profil de l'énergie magnétique d'une particule dans un champ extérieur.

- a) en champ nul
- b) sous champ inférieur à H_c^0
- c) sous H_c^0

Lorsqu'un champ est appliqué suivant l'axe d'anisotropie dans la direction $-(0z)$ ($\theta=180^\circ$), une dissymétrie du profil de l'énergie potentielle apparaît. La barrière de potentiel $\Delta E(H)$ que doit franchir la particule pour voir son aimantation se retourner et s'aligner dans la direction du champ se réduit (figure I-3b et I-3c). Elle s'annule pour un champ critique H_c^0 tel que $h_c^0 = \frac{MH_c^0}{KV} = 2$ (figure I-3c). Au delà de ce champ, un seul minimum de potentiel demeure.

Lorsque le champ est inférieur à H_c^0 , la barrière d'énergie $\Delta E(H)$ à franchir est donnée par:

$$\Delta E = KV \left(1 - \frac{H}{H_c^0} \right)^2 \quad (2)$$

2.2 Activation thermique et effet tunnel

S'il est clair que, à partir du champ H_c^0 , l'aimantation initialement dirigée selon $\theta=0$ se retourne spontanément, un basculement de l'aimantation est envisageable à un champ inférieur, s'il y a franchissement de la barrière par agitation thermique ou, pourquoi pas, par effet tunnel. Ces phénomènes sont d'autant plus probables que la barrière de potentiel est réduite, c'est à dire que H est proche de H_c^0 .

Le taux de passage par activation thermique (Γ_a) de la barrière de hauteur ΔE est classiquement donné par une loi de type Arrhenius:

$$\Gamma_a = \Gamma_{a0} e^{\frac{-\Delta E}{kT}} \quad (3)$$

où Γ_{a0} est la fréquence d'attaque de la barrière par activation thermique par la "particule" située dans la cuvette de potentiel. La probabilité de transition devient significative lorsque $\Delta E/kT$ est de l'ordre de $\ln \Gamma_{a0}$.

Le taux de passage par effet tunnel (Γ_t) est donné par la relation [Leggett, 1987] :

$$\Gamma_t = \Gamma_{t0} e^{-B} \quad (4)$$

où Γ_{t0} est la fréquence d'attaque de la barrière par effet tunnel et B est l'exposant WKB.

En fait, la transition quantique n'est possible que si l'on tient compte d'une anisotropie transversale de constante K_2 , qui vient s'ajouter à la constante d'anisotropie longitudinale K (appelée dans ce cas K_1), comme cela se produit dans une particule elliptique. Par développement au voisinage de H_c^0 , B est donné par [Chudnovsky, 1988] :

$$B = \frac{8M_s}{3\mu_B} \frac{K_1}{K_2} \left(1 - \frac{H}{H_c^0} \right)^{3/2} \quad (5)$$

Le phénomène dominant est le plus probable des deux: A haute température, le passage par activation thermique domine; à basse température, le passage par effet tunnel, indépendant de la température, l'emporte, comme cela est schématisé figure I-4.

Les taux de retournement dus aux deux phénomènes sont du même ordre de grandeur à une température T_c dite de crossover donnée approximativement par:

$$kT_c \approx \frac{\Delta E}{B} \quad (6)$$

Etant donné les formes analytiques de l'exposant B (5) et de la hauteur de barrière (2) (la composante transversale de l'anisotropie est sans effet sur ΔE), la température de crossover est donnée par [Chudnovsky, 1988] :

$$T_c = \frac{3\hbar\gamma \sqrt{K_1 K_2}}{8k_B M_s} \sqrt{1 - \frac{H}{H_c^0}} \quad (7)$$

Notons que plusieurs articles théoriques sur le renversement de l'aimantation d'une particule par effet tunnel ont été publiés, les références [Miguel, 1995], [Stamp, 1992] en sont des exemples.

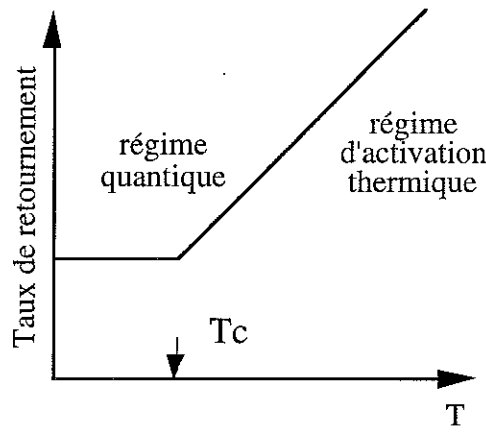


Fig. I-4: Taux de retournement de l'aimantation d'une particule en fonction de la température.

L'effet tunnel l'emporte à basse température.

2.3 Quelques résultats expérimentaux sur les petites particules

En utilisant l'expression (6) pour un ellipsoïde où $\frac{K_1}{M_s} = 0.1T$ et où $\frac{K_2}{M_s} = 0.5T$ en imposant $\epsilon = 1 - \frac{H}{H_c^0} = 10^{-2}$, la température de crossover T_c attendue est de l'ordre de 20 mK.

De nombreuses études expérimentales ont été réalisées sur des échantillons de particules noyées en matrice [Paulsen, 1991]. Quelques unes ont consisté à étudier les propriétés magnétiques d'une seule particule [Morrish, 1956 - Ledermann, 1994] ce qui permet d'éliminer les problèmes de distributions de tailles ou de formes. Une des méthodes les plus intéressantes consiste à déposer sur un microsquid une seule particule et à étudier ses propriétés magnétiques en mesurant le flux entrant dans la boucle du microsquid [Wernsdorfer, 1995].

Cette méthode a permis de montrer que, pour des particules de Co, la hauteur de barrière à traverser était du type:

$$\Delta E(H) = \Delta E_0 \left(1 - \frac{H}{H_c^0} \right)^\alpha \quad (8)$$

W. Wernsdorfer a étudié le rôle de l'activation thermique dans le processus de retournement et déterminé l'évolution du champ de retournement H_c en fonction de la température et de la vitesse de balayage du champ magnétique appliqué. Ces mesures ont permis pour une particule de Co de $(2000 \times 1000 \times 300 \text{ \AA}^3)$, en prenant $\alpha = 2$, d'obtenir:

le champ de retournement à $T=0K$: $H_c^0 = 865 \text{ Oe}$

la hauteur de barrière en champ nul: $\Delta E_0 = 1.17 \cdot 10^4 \text{ K}$

la fréquence d'attaque de la barrière: $\Gamma_0 = 1.35 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$

Pour ce qui est de l'effet tunnel, il a été évoqué comme explication des écarts à basse température entre les résultats expérimentaux et les résultats attendus de la théorie d'activation thermique classique.

Rappelons que nous avons considéré le cas d'une particule où le retournement de l'aimantation est uniforme, ce qui constitue un cas idéal. Différents modes de retournement non uniforme ont été décrits dans la littérature, avec par exemple le "Buckling" [Frei, 1957] ou le Curling [Brown, 1957].

Par ailleurs, de nombreuses simulations numériques sur le retournement de l'aimantation dans les petites particules ont été réalisées; la thèse de R. Ferré en est un exemple [Ferré, 1995]. Elles montrent que les modes uniformes ne sont valables que pour des particules de petites tailles: lorsque l'objet magnétique devient d'une taille suffisante (100 à 10000 Å suivant les matériaux), des parois de domaines magnétiques se créent. Le retournement de l'aimantation peut alors s'effectuer par propagation de parois comme nous le verrons dans le paragraphe 3.

2.4 Généralisation à la nucléation

Dans un matériau massif, le renversement de l'aimantation débute par une étape de nucléation, avec retournement de l'aimantation de petits domaines. La nucléation d'un domaine magnétique peut se rapprocher du retournement d'une petite particule. La grande différence étant que le domaine nucléé est couplé au matériau tandis que les petites particules ne sont soumises à aucune interaction autre que le champ extérieur. Sans entrer dans le détail des modèles, on peut considérer qu'il existe un champ de nucléation que nous noterons H_n^0 à partir duquel la nucléation s'effectue spontanément. Pour des champs H inférieurs, une barrière d'énergie ΔE pouvant se développer en $\Delta E \propto \left(1 - \frac{H}{H_n^0}\right)^\alpha$ doit être franchie.

Cette barrière peut être franchie par activation thermique ou, à très basse température, par effet tunnel. Si l'exposant WKB s'exprime:

$$B \propto \left(1 - \frac{H}{H_n^0}\right)^\beta \quad (9)$$

la température de crossover est en:

$$T_c \propto \left(1 - \frac{H}{H_n^0}\right)^{\alpha-\beta} \quad (10)$$

3. Paroi de domaines magnétiques et barrière de potentiel

3.1 Description de la paroi à 180° statique

Géométrie

Une paroi de domaines magnétiques à 180° est la région qui sépare deux domaines d'un matériau ferromagnétique dont les directions d'aimantation sont opposées (figure I-5). De telles parois apparaissent idéalement dans les matériaux à anisotropie magnétique uniaxiale. Le traitement des parois à 180° est classique [Herpin, 1968].

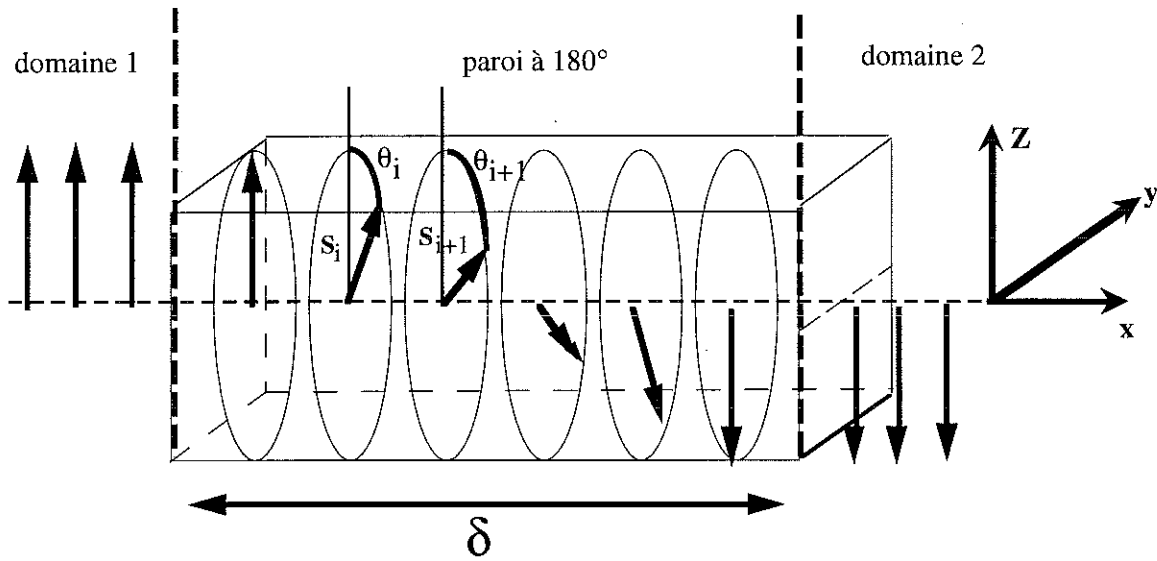


Fig. I-5: Schéma d'une paroi à 180° entre deux domaines d'aimantation opposées

Les paragraphes suivants donnent les formes analytiques de l'énergie et de l'épaisseur de paroi à 180°, alors que l'annexe I présente une comparaison avec les simulations numériques réalisées.

Chaîne linéaire

L'énergie d'une chaîne linéaire de spins indicés i , maintenus dans le plan (yOz) et dont la direction forme avec l'axe d'anisotropie l'angle θ_i , est donnée par:

$$\mathcal{E} = \sum_i \left[K \sin^2 \theta_i - 2J(S_{i+1} \cdot S_i) \right] \quad (11)$$

En considérant, des spins de même norme:

$$\mathcal{E} = \sum_i \left[K \sin^2 \theta_i - 2JS^2 \cos(\theta_{i+1} \cdot \theta_i) \right] \quad (12)$$

où le premier terme représente l'énergie d'échange et le second terme l'énergie d'anisotropie.

Si les spins d'extrémité de chaîne sont fixés antiparallèlement, l'échange (supposé ici ferromagnétique) tend à aligner les spins parallèlement les uns aux autres et à rendre la paroi aussi large que possible. L'anisotropie ramène les moments magnétiques suivant l'axe vertical

et réduit la largeur de la paroi. La situation d'équilibre correspond à un compromis entre ces termes.

Généralisation à trois dimensions

Afin de généraliser à une paroi de domaines à trois dimensions, il suffit de remplacer les spins de la figure I-5 par des plans de spins parallèles (figure I-6). Les spins n'étant pas fixés dans les directions (0y) et (0z), l'échange les pousse à rester parallèles entre eux.

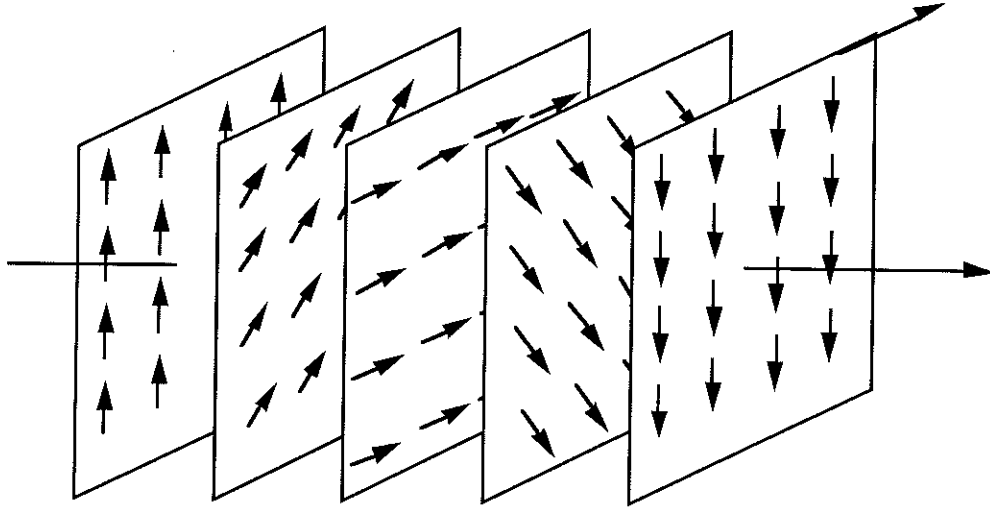


Fig. I-6: Schématisation de l'aimantation dans les plans formant la paroi de domaines.

L'énergie d'échange à considérer est alors l'énergie d'échange entre plans est non plus entre spins. Pour tenir compte de cela, on écrit l'énergie de la paroi:

$$\mathcal{E} = \sum_i \left[K \sin^2 \theta_i - 2A \cos(\theta_{i+1}, \theta_i) \right] \quad (13)$$

où A est relié à J par:

$$A = nJS^2 \quad (14)$$

où n est le nombre de premiers voisins d'un spin parmi les spins du plan suivant. Ce coefficient est proche de 1.

Modèle continu

Si la paroi est suffisamment large, la chaîne discrète peut être remplacée par un continuum. Dans ce modèle, l'énergie par unité de surface s'écrit:

$$\mathcal{E}' = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[K' \sin^2 \theta + A' \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 \right] dx \quad (15)$$

où $K' = K / a^3$ est la constante d'anisotropie par unité de volume

et $A' = A / a$ est la "densité d'échange" par unité de longueur, a étant la distance entre plans.

La minimisation de $\mathcal{E}'$ conduit, dans un milieu infini dont les moments magnétiques situés aux "extrémités" sont antiparallèles, à un profil analytique $\theta(x)$ donné par:

$$\cos \theta = -\text{th} \left(\frac{x}{\delta_0} \right) \quad (16)$$

où x est la distance qui sépare le point considéré du centre de la paroi ($\theta=90^\circ$) et où la longueur caractéristique δ_0 s'écrit:

$$\delta_0 = \sqrt{\frac{A'}{K'}} = a \sqrt{\frac{A}{K}}. \quad (17)$$

Le profil de cette courbe est représenté à la figure I-7.

La paroi présente un profil linéaire très étendu de pente 1 au voisinage de $x=0$. Si l'on ramène la paroi à cette partie linéaire, on lui attribue une largeur δ :

$$\delta = \pi \delta_0. \quad (18)$$

L'énergie emmagasinée par unité de surface de paroi, somme de l'énergie d'échange et de l'énergie d'anisotropie (identiques à l'équilibre) s'écrit :

$$\sigma = 4 \sqrt{K' A'} \quad (19)$$

Il est à noter que pour éviter le développement de composantes normales de l'aimantation (énergétiquement défavorables) à l'intérieur de la paroi, l'aimantation se maintient dans le plan (yOz) et ne présente pas de composante suivant (Ox).

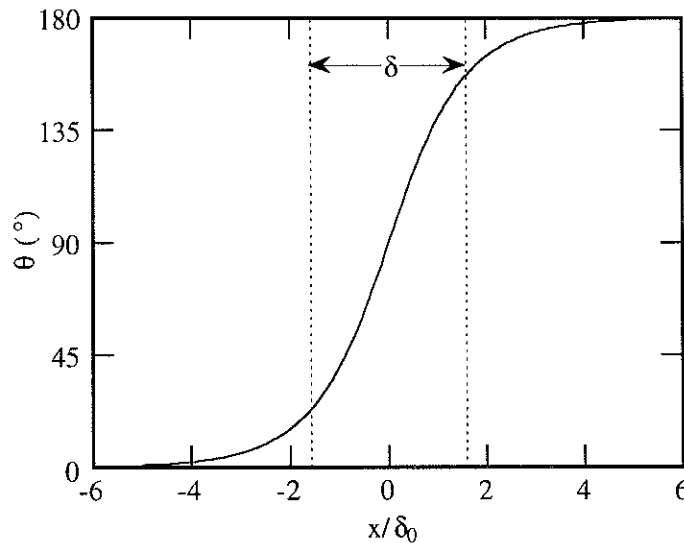


Fig. I-7: Profil de l'angle θ dans une paroi à 180° centrée en $x=0$.
Les moments magnétiques sont maintenus dans le plan (yOz).

Quelques exemples

Les constantes d'échange A et A' sont liées aux intégrales d'échange J par:

$$A' = \frac{A}{a} = \frac{nJS^2}{a} \quad (20)$$

En champ moyen, J est lié à la température de Curie par:

$$J = \frac{3kT_c}{2zS(S+1)} \quad (21)$$

où z est la coordinence.

Le tableau I-1 donne quelques valeurs estimées des largeurs de paroi.

Matériaux	δ (Å)
Fer	400
Cobalt	150
Gadolinium	300
Terbium	5

Tab. I-1: Quelques largeurs typiques de parois de domaines d'après (17) dans l'hypothèse de paroi à 180°

3.2 Dynamique des spins dans une paroi à 180°

Il est bien connu que le renversement de l'aimantation d'un matériau ferromagnétique dont la constante d'anisotropie est inférieure à la constante d'échange ($K < A$) s'effectue par déplacement de paroi dont il devient essentiel d'étudier le mouvement.

Pour comprendre qualitativement cette dynamique, reprenons le schéma de la figure I-5 et appliquons à l'instant $t=0$ un champ magnétique $\mathbf{H}$ parallèle à la direction (Oz) . En présence d'un tel champ, et par application du principe fondamental de la dynamique qui conduit à:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mathbf{M} \wedge \mathbf{H} \quad (22)$$

où γ est le rapport gyromagnétique. Les moments magnétiques $\mathbf{M}_i$ entreprennent un mouvement de précession de fréquence $\omega = -\gamma H$ autour du champ magnétique $\mathbf{H}$ vertical.

En raison de ce mouvement, les moments s'écartent du plan (yOz) et forment, après un temps d'application du champ $\Delta t \ll 2\pi/\omega$, un angle $\phi = \omega \Delta t$ (figure I-8).

Ainsi, l'application du champ et le mouvement de précession autour de (Oz) qui s'ensuit conduisent à l'apparition d'une composante d'aimantation M_x d'autant plus importante que l'angle θ est proche de $\pi/2$.

Comme cela est schématisé sur la figure I-9, la présence de cette nouvelle composante M_x engendre alors un champ démagnétisant H_d orienté selon (Ox). Un tel champ génère un second mouvement de précession, cette fois autour de l'axe (Ox). Il a pour effet de ramener les moments magnétiques de la paroi vers le direction du champ extérieur.

La combinaison des deux mouvements de précession (dont la décomposition est artificielle) se solde par une translation de la paroi et par la croissance du domaine dont l'aimantation est dirigée dans la direction du champ au détriment du domaine dont l'aimantation est opposée au champ.

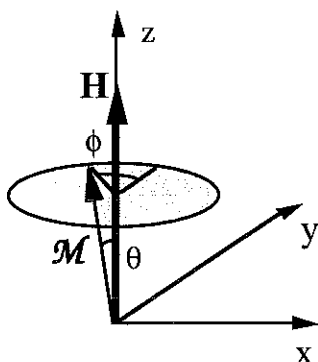


Fig. I-8:

Modification de l'orientation d'un moment magnétique suite à l'application d'un champ H pendant un temps Δt .

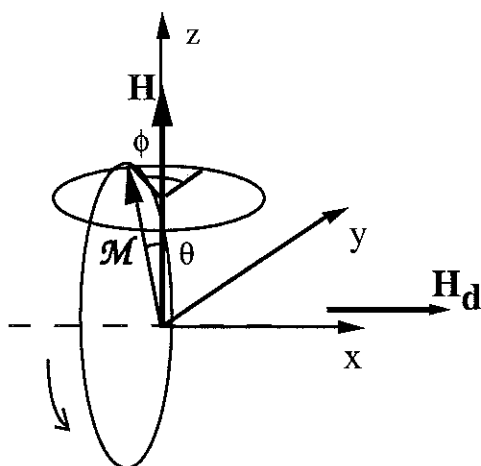


Fig. I-9:

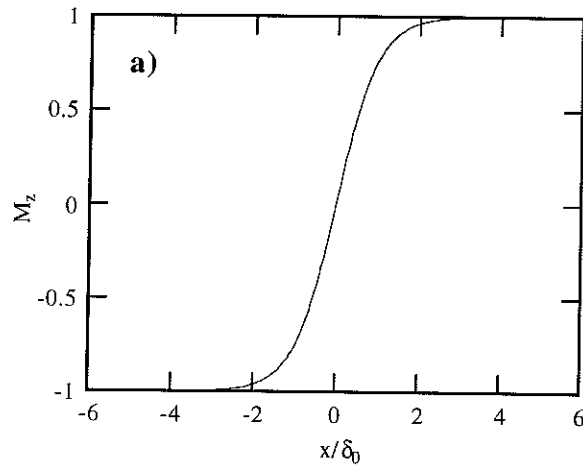
Le champ démagnétisant H_d orienté suivant (Ox) ramène le moment magnétique dans la direction du champ.

Ainsi, l'application du champ et le mouvement de précession autour de (Oz) qui s'ensuit conduisent à l'apparition d'une composante d'aimantation M_x d'autant plus importante que l'angle θ est proche de $\pi/2$.

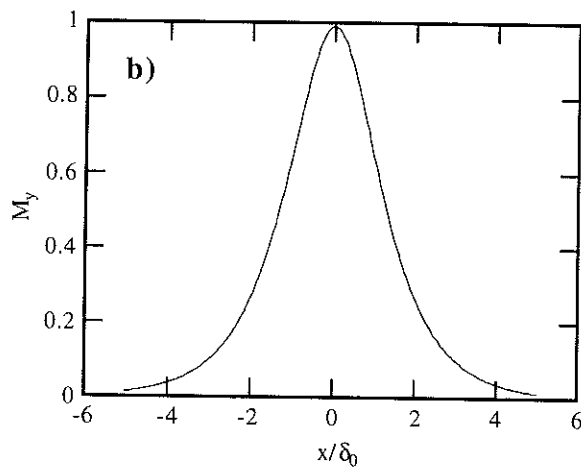
Comme cela est schématisé sur la figure I-9, la présence de cette nouvelle composante M_x engendre alors un champ démagnétisant H_d orienté selon (Ox). Un tel champ génère un second mouvement de précession, cette fois autour de l'axe (Ox). Il a pour effet de ramener les moments magnétiques de la paroi vers le direction du champ extérieur.

La combinaison des deux mouvements de précession (dont la décomposition est artificielle) se solde par une translation de la paroi et par la croissance du domaine dont l'aimantation est dirigée dans la direction du champ au détriment du domaine dont l'aimantation est opposée au champ.

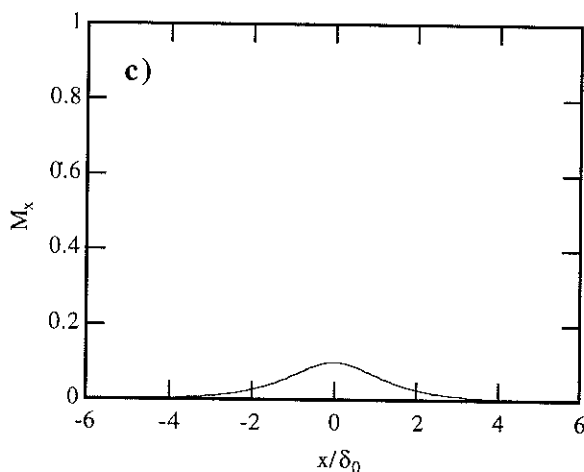
Les profils des composantes de l'aimantation au sein d'une paroi à 180° sont donnés figure I-10. En première approximation, les composantes d'aimantation M_y et M_z de la paroi en mouvement présentent des profils identiques à celle de la paroi statique. La composante M_x , absente dans la paroi statique, est inhérente à la paroi en mouvement.



(a)
Composante M_z de l'aimantation au sein d'une paroi statique ou en mouvement.



(b)
Composante M_y de l'aimantation au sein d'une paroi statique ou en mouvement.



(c)
Composante M_x de l'aimantation au sein d'une paroi en mouvement. Cette composante est d'autant plus grande que la vitesse de déplacement est importante. Elle est inexistante dans la paroi statique.

Fig. I-10: Profils des composantes de l'aimantation au sein d'une paroi à 180° .

3.3 La paroi: un objet matériel balistique

Energie cinétique

La résolution de l'équation du mouvement montre que la vitesse de translation Δv acquise par la paroi sous l'effet de l'application d'un champ magnétique H durant l'intervalle de temps Δt s'écrit:

$$\Delta v = \delta \gamma^2 M_s H \Delta t \quad (23)$$

Il apparaît par ailleurs que l'énergie magnétique excédentaire, emmagasinée au bout d'un temps Δt en raison de l'apparition de la composante M_x , s'écrit:

$$E_c = \delta \gamma^2 M_s^2 H^2 (\Delta t)^2 \quad (24)$$

Cette énergie étant liée au mouvement de la paroi (sans mouvement $M_x=0$) et non à sa position, il est naturel de la considérer comme une énergie cinétique et de l'écrire sous la forme:

$$E_c = \frac{1}{2} m \Delta v^2 \quad (25)$$

Il suffit pour cela de définir une masse de paroi par unité de surface:

$$m = \frac{2}{\gamma^2 \delta} \quad (26)$$

Energie potentielle

Restent à considérer les énergies magnétiques dues aux composantes d'aimantation M_z et M_y présentes aussi bien lorsque la paroi est statique que lorsqu'elle est en mouvement.

La composante M_y , confinée dans la paroi, conduit à l'énergie σ de la paroi statique présentée au paragraphe précédent.

La composante M_z , positive à gauche de la paroi et négative à sa droite, engendre une énergie Zeeman. En prenant comme zéro l'énergie de la paroi centrée à l'origine des x , l'énergie Zeeman de la paroi centrée en une abscisse x quelconque s'écrit:

$$- 2M_s H x \quad (27)$$

où M_s est l'aimantation à saturation par unité de volume.

La somme des deux énergies représente l'énergie potentielle par unité de surface de la paroi:

$$U(x) = \sigma - 2M_s H x \quad (28)$$

Sous l'effet d'un champ, $U(x)$ décroît linéairement avec x (figure I-11). La paroi (schématisée par un rond noir) qui se déplace vers les x positifs, en faisant croître le domaine dont l'aimantation est dirigée dans le sens du champ, descend simplement le potentiel.

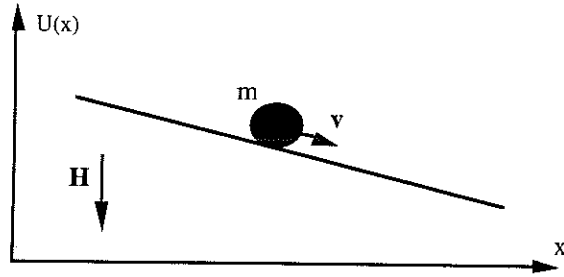


Fig. I-11: Schématisation de l'énergie potentielle $U(x)$ d'une paroi soumise à un champ H . La pente est proportionnelle au champ

Analogie mécanique

L'analogie mécanique peut être poursuivie puisque $P = -dU(x)/dx = 2HM_s$ constitue la pression à laquelle est soumise la paroi. Compte tenu de la définition de m , on retrouve l'équation fondamentale de la dynamique:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = 2HM_s = -dU(x)/dx \quad (29)$$

Extension du modèle

Un traitement plus réaliste du mouvement des parois passe par une extension de l'équation de la dynamique en:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + C \frac{dx}{dt} + bx = 2HM_s \quad (30)$$

où apparaissent un coefficient d'amortissement C et une constante de rappel b .

Le coefficient d'amortissement C est dû: i) aux courants de Foucault induits par le déplacement de la paroi et s'opposant à sa propagation (loi de Lenz) ii) à la relaxation des moments magnétiques dont on tient compte en remplaçant l'expression (22) par l'équation locale de Landau-Gilbert:

$$\frac{d\mathcal{M}}{dt} = \gamma \mathcal{M} \wedge \mathbf{H} + \frac{\alpha_G}{M_s} \left(\frac{d\mathcal{M}}{dt} \wedge \mathcal{M} \right) \quad (31)$$

où α_G est le coefficient d'amortissement de Gilbert

La constante de rappel b est généralement attribuée au piégeage de la paroi par des défauts d'origine cristalline (dislocations, joints de grains, inclusions, précipités) ou magnétique.

3.4 Une barrière de potentiel pour une paroi magnétique

Profil de potentiel

Jusqu'à présent, nous avons admis que les constantes d'anisotropie K' et d'échange A' étaient uniformes et que la seule dépendance en x du potentiel provenait du terme Zeeman

$2M_s Hx$, ce qui conduisait à un potentiel plat en l'absence de champ et linéairement décroissant dans la direction (Ox) lorsqu'un champ H est appliqué (la paroi ne faisait que descendre le potentiel).

On peut maintenant imaginer l'élaboration de potentiels accidentés, par variation spatiale des constantes $K'(x)$ et/ou de $A'(x)$. L'énergie potentielle par unité de surface devient alors:

$$U(x,H) = \sigma(x) - 2M_s Hx \quad (32)$$

En considérant les variations spatiales des constantes $K'(x)$ et $A'(x)$ faibles devant δ :

$$\sigma(x) = 4\sqrt{K'(x)A'(x)} \quad (33)$$

En choisissant convenablement les grandeurs et leur variation spatiale, il est possible de faire apparaître des puits ou des barrières de potentiel qui viennent modifier le mouvement des parois. Ils constituent autant de défauts modèles avec lesquels interagissent les parois.

En déposant simplement entre deux couches de matériau A d'énergie de paroi σ_A , une couche de matériau B d'énergie de paroi $\sigma_B > \sigma_A$ (figure I-12), il semble possible de créer en champ nul une barrière de potentiel de largeur w , de hauteur par unité de surface $\Delta E^{(s)}(H=0) = \sigma_B - \sigma_A$ et de profil dépendant de l'interdiffusion entre les deux matériaux (figure I-13a).

De façon plus élaborée, il paraît envisageable de moduler les compositions et de fabriquer des barrières complexes et même périodiques.

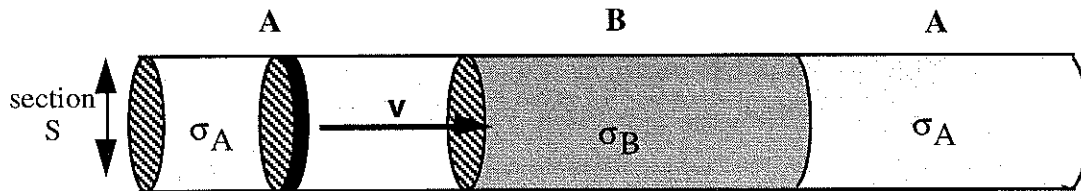


Fig. I-12: Paroi se déplaçant dans une tricouche A/B/A. La couche intermédiaire se comporte en barrière de potentiel.

Sous l'effet du champ magnétique extérieur, la pente additionnelle $-2HM_s$ vient modifier le profil de potentiel et réduire la hauteur de barrière par unité de surface à une valeur $\Delta E^{(s)}(H)$ (fig. I-13b). Il existe enfin un champ critique noté H_p^0 pour lequel la barrière de potentiel est totalement gommée (figure I-13c). Ce champ est le champ de propagation à $T=0K$.

Dans un tel schéma, on s'attend à ce qu'une paroi balistique non freinée franchisse la barrière de potentiel si elle possède une énergie cinétique suffisante. Une paroi fortement freinée par d'autres défauts se comporterait (à $0K$) comme un objet statique en demeurant dans le minimum de potentiel et en ne franchissant la couche B qu'au champ critique H_p^0 .

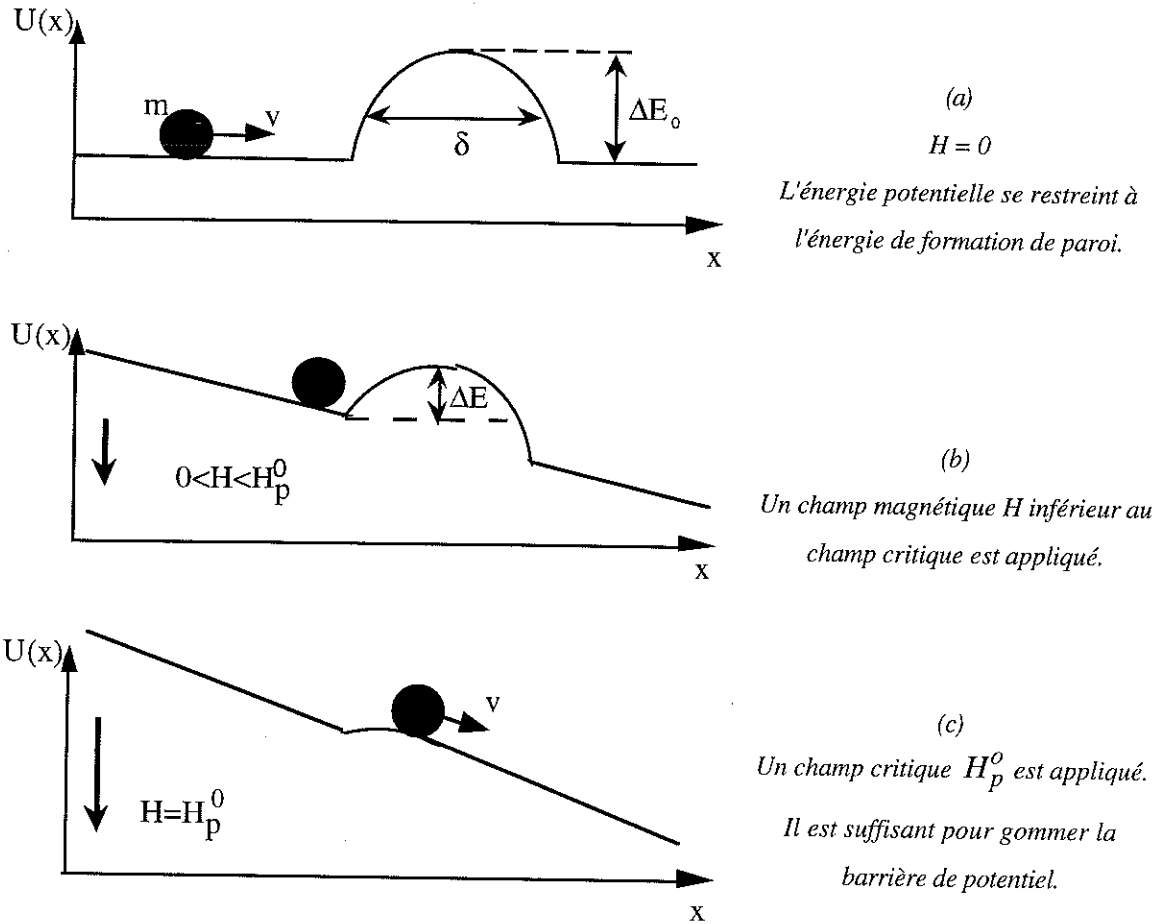


Fig. I-13: Profil d'une barrière de potentiel en fonction du champ magnétique appliqué.

Activation thermique et effet tunnel

On retrouve alors une problématique tout à fait analogue à celle de la particule monodomaine où le renversement de l'aimantation se trouve confronté à une barrière de potentiel. La séquence de courbes de la figure I-13 est très voisine de celle de la figure I-3.

Le problème du franchissement de la barrière de potentiel par activation thermique avec un taux de passage $\Gamma_a = \Gamma_{a0} e^{-\Delta E/kT}$ ou par effet tunnel avec $\Gamma_t = \Gamma_{t0} e^{-B/kT}$ se pose dans les mêmes termes: variation de la hauteur de barrière de potentiel avec H , comportement de l'exposant BKW, température de crossover.

La hauteur de barrière de potentiel à prendre en compte dans le phénomène d'activation thermique est $\Delta E = S \Delta E^{(s)}$, c'est à dire la hauteur de barrière totale compte tenu des dimensions latérales de la paroi.

Le coefficient BKW est défini par [Gunther, 1994]:

$$B = \frac{2S}{\hbar} \int_0^{x_0} (2m(x)U(x))^{1/2} dx \quad (34)$$

4. Analyse de Gunther et Barbara

4.1 Géométrie

Pour répondre à ces questions, Gunther et Barbara ont examiné un modèle de barrière présenté à la figure I-14.

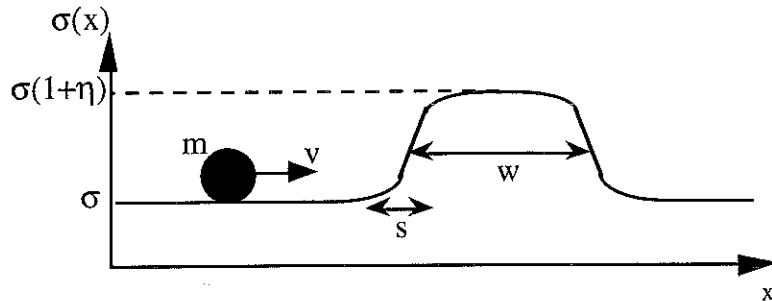


Fig. I-14:
Profil de barrière de potentiel en
champ nul proposé par
Gunther et Barbara.

En l'absence de champ appliqué, l'énergie de formation de paroi est égale à σ au coeur du matériau A et à $\sigma(1+\eta)$ au coeur du matériau B. Le potentiel est caractérisé par deux grandeurs:

σ : l'énergie de formation d'une paroi dans le matériau A

η : l'accroissement relatif d'énergie de formation de paroi dans la couche B

Le modèle fait apparaître trois longueurs caractéristiques:

w l'épaisseur de la couche B

s la largeur de zone de transition

δ la largeur de la paroi

Le profil de passage de $\sigma(x)$ entre A et B est supposé de la forme:

$$\sigma(x) = \sigma \left(1 + \frac{\eta}{2} \right) + \frac{\eta}{2} \frac{x}{(x^2 + s^2)^{1/2}} \quad (35)$$

Deux cas extrêmes sont alors envisagés:

$\delta \ll s < w$: les largeurs de paroi dans les matériaux A et B sont beaucoup plus petites que l'épaisseur de la couche B et même que la zone de transition s . Cela a un sens de prétendre que la paroi se situe dans les couches A, B ou dans l'interface. Le profil du potentiel $U(x)$ est bien celui de $\sigma(x)$.

$\delta \gg w$: la largeur de paroi est beaucoup plus grande que l'épaisseur de la couche B. La paroi n'est jamais totalement dans B et la situation devient plus subtile mais non moins intéressante. En champ nul, la paroi située totalement dans A est soumise au potentiel uniforme σ . Le potentiel $U(x)$ ne suit plus $\sigma(x)$ puisque la paroi sent la présence de la couche B lorsque sa partie avant pénètre dans la couche B, c'est-à-dire lorsqu'elle en est distante de $\delta/2$.

4.2 Situation $\delta \ll s < w$

Lorsque la largeur de paroi est inférieure aux longueurs caractéristiques géométriques, le potentiel est donné par (32) et le champ critique H_p^0 par la valeur de H pour laquelle la dérivée première est nulle, soit:

$$H_p^0 = \frac{\eta\sigma}{4sM_s} \quad (36)$$

Au voisinage de H_p^0 , (pour $\varepsilon = (1-H/H_p^0) \ll 1$), $\Delta E^{(s)}(H) = \Delta E(H)/S$ est donné par:

$$\Delta E^{(s)}(H) = \Delta E_0^{(s)} \varepsilon^{3/2} = \left(\frac{2}{3}\right)^{3/2} \eta\sigma \varepsilon^{3/2} \quad (37)$$

où le préfacteur $\Delta E_0^{(s)}$ est une fraction du produit $\eta\sigma$.

Au voisinage de H_p^0 , le potentiel se développe en fonction de $\Delta E^{(s)}(H)$ comme:

$$U(x) = \frac{27}{4} \Delta E^{(s)}(H) \left(\frac{x}{\Lambda}\right)^2 \left(1 - \frac{x}{\Lambda}\right) \quad (38)$$

où Λ représente la largeur de barrière à traverser en fonction du champ:

$$\Lambda = s(6\varepsilon)^{1/2} \quad (39)$$

Là encore, il s'agit de la largeur développée autour de H_p^0 . En champ nul, parce que nous traitons le cas où $w \gg \delta$, la largeur de barrière est égale à la largeur de la couche B.

L'exposant WKB (34) qui dépend du produit de la largeur de barrière $\Lambda \approx \varepsilon^{1/2}$ et de la racine carrée de la hauteur $\sqrt{\Delta E^{(s)}} \approx \varepsilon^{3/4}$ se développe en:

$$B \propto \frac{M_s}{\mu_B} S \eta^{1/2} \varepsilon^{5/4} \quad (40)$$

La température de crossover définie par:

$$kT_c \approx \frac{S \Delta E^{(s)}}{B} \quad (41)$$

s'écrit:

$$kT_c \propto \frac{\mu_B}{M_s} \frac{\sigma}{s} \eta^{1/2} \varepsilon^{1/4} \quad (42)$$

On s'aperçoit alors que, pour obtenir une température de crossover grande, il faut que s et M_s soient les plus faibles possibles.

Le taux d'attaque par effet tunnel est donné par:

$$\Gamma_0^t = \left(\frac{30}{\pi}\right)^{1/2} B^{1/2} \omega_0 \quad (43)$$

où ω_0 est la fréquence d'oscillation de la paroi au fond du puits de potentiel situé au pied de la barrière:

$$\omega_0 = \frac{\left(\frac{72}{5}\right)kT_c}{\hbar} \quad (44)$$

4.3 Situation $\delta \gg w$

Dans cette situation, la paroi dont la position centrale est à l'intérieur de la couche A, commence à sentir une élévation de potentiel lorsque son front avant (situé à $\delta/2$ au delà de son centre) atteint la couche B. A l'opposé, le potentiel revient à sa valeur initiale (en champ nul) lorsque la queue de la paroi (située à $\delta/2$ en amont de son centre de gravité) quitte le matériau B. L'énergie potentielle est maximale lorsque la paroi est centrée en $x=0$ dans B. Elle croît lorsque la position du centre de la paroi passe de $x=-\delta/2$ à $x=0$ et décroît lorsqu'elle passe de $x=0$ à $x=\delta/2$.

La largeur de barrière est manifestement plus proche de δ que de w et la zone de transition s peut être assimilée à la demi largeur de paroi, soit $\delta/2$. L'excédent d'énergie potentielle est proportionnel au nombre relatif (w/δ) de spins du matériau B présents dans la barrière.

Aussi, les relations du paragraphe précédent peuvent elles être réécrites en effectuant la substitution:

$$\begin{aligned} s &\longrightarrow \delta/2 \\ \eta &\longrightarrow \eta(w/\delta) \end{aligned}$$

ce qui conduit à:

$$H_p^0 \approx \frac{\eta \sigma}{M_s} \frac{w}{\delta^2} \quad (45)$$

$$\Delta E^{(s)} \approx \eta \sigma \left(\frac{w}{\delta}\right) \epsilon^{3/2} \quad (46)$$

$$B \propto \left(\frac{M_s S(w\delta)^{1/2}}{\mu_B} \right) \eta^{1/2} \epsilon^{5/4} \quad (47)$$

et à la température de crossover:

$$T_c \propto \left(\frac{\mu_B}{M_s} \right) \left(\frac{w}{\delta} \right)^{1/2} \eta^{1/2} \epsilon^{1/4} \quad (48)$$

4.4 Ordres de grandeurs

Dans le cadre du modèle exposé ci-dessus, où la paroi est considérée plane, indéformable et soumise à un potentiel de la forme (35), Gunther et Barbara proposent des valeurs de paramètres caractérisant une JPD:

$$S = 100\text{\AA} \times 100\text{\AA}$$

$$s = 100\text{\AA}$$

$$A' = 10^6 \text{ erg/cm}$$

$$M_S = 100 \text{ emu/cm}^3$$

$$K'_A = 6.10^6 \text{ erg/cm}^3$$

$$\eta = 0,1$$

ce qui conduit, dans le cas $\delta \ll s$ à:

$$\delta = 40\text{\AA}$$

$$s/\delta = 2,5$$

$$H_p^0 = 2500 \text{ Oe}$$

$$H_K = 2K/M_S = 120 \text{ kOe}$$

$$v = 2,8.10^6 \text{ cm/s}$$

$$m = 1,3.10^{-12} \text{ g/cm}^2$$

$$\omega_0 = 3.10^{11} \text{ Hz}$$

$$S\Delta E_0^{(s)} = \Delta E_0 = 5,3.10^{-13} \text{ erg}$$

$$B = 24$$

$$T_c = 140 \text{ mK}$$

Ces grandeurs représentent simplement des ordres de grandeur qui nous ont servi de référence.

5. Objectif de notre travail

Bien qu'il semble difficile de réaliser des échantillons idéaux tels que ceux présentés dans le modèle théorique de Gunther et Barbara, nous nous sommes laissés guider par la démarche, la modélisation et les suggestions qu'ils proposent. L'objet de notre recherche est donc basé sur le principe particulièrement simple suivant. Il consiste:

i) à élaborer des Jonctions à Paroi de Domaines en déposant des tricouches A/B/A (schématisée figure I-15) où B est un matériau magnétiquement plus dur que le matériau A. Chacune des couches est caractérisée par son épaisseur e , les valeurs des constantes d'anisotropie K , d'échange J et l'aimantation à saturation M_S .

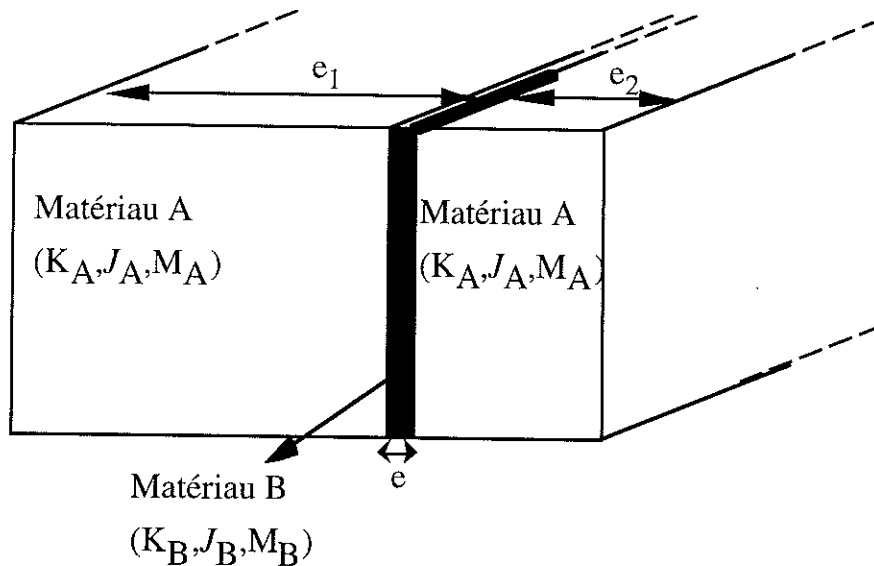


Fig. I-15: Schéma d'une tricouche A/B/A

ii) à générer une paroi de domaine qui passe de l'une à l'autre des couches de matériau A en traversant le matériau B.

iii) à étudier l'influence des paramètres intrinsèques à la tricouche sur le phénomène de propagation de la paroi à travers la barrière de potentiel

iv) à réaliser des études dynamiques

- en fonction du champ magnétique appliqué afin d'analyser les résultats en terme d'exposant de la quantité réduite $\varepsilon = \left(1 - \frac{H}{H_p^0}\right)$ qui traduit l'écart entre le champ de mesure et le

champ critique auquel la barrière s'estompe

- en fonction de la température afin de mettre en évidence le rôle de l'activation thermique sur le taux de passage de la paroi au travers de la barrière de potentiel.

v) enfin, à se placer dans des conditions de températures et de champ adéquates pour mettre en évidence le passage de la paroi par effet tunnel.

CHAPITRE II

Le système amorphe GdFe/TbFe

1. Introduction

Après avoir, au chapitre I, présenté l'objectif de notre travail, à savoir l'élaboration et l'étude d'une Jonction à Paroi de Domaines, nous présentons dans ce chapitre II les éléments composant le système que nous avons retenu.

Nous abordons tout d'abord au paragraphe 2 le choix des matériaux nommés A et B sur la figure I-15. Nous montrons comment nous sommes arrivés à choisir l'alliage GdFe amorphe comme matériau magnétique doux et l'alliage amorphe TbFe comme matériau dur. Ce choix étant réalisé, nous rappelons brièvement au paragraphe 3 la structure de ces alliages.

Le paragraphe 4 est consacré à une présentation détaillée des propriétés magnétiques des deux alliages GdFe et TbFe. Les résultats de la littérature concernant l'échange, l'anisotropie, l'aimantation etc... sont rappelés. Les structures magnétiques et leur modélisation sont présentées.

Au paragraphe 5, nous décrivons le montage expérimental utilisé pour l'élaboration des échantillons: l'évaporateur, sa géométrie, la nature des substrats employés.

Les caractéristiques magnétiques des couches d'alliage amorphe GdFe et de TbFe obtenues dans différentes conditions de géométrie, de substrat et de température sont rapportées au paragraphe 6. Nous montrons en particulier dans quelles conditions un alliage amorphe GdFe présentant une anisotropie magnétique uniaxiale dans le plan peut-être obtenu.

2. Choix des matériaux

2.1 Les critères de choix des composants

Echange et anisotropie

Comme il a été vu au chapitre précédent, les jonctions à paroi de domaines magnétiques requièrent en premier lieu des matériaux ferromagnétiques ou ferrimagnétiques à énergies de paroi différentes. Cette énergie s'écrivant $\sigma = 4\sqrt{A'K'}$, cela peut être réalisé avec des composants présentant des constantes d'anisotropie K' et/ou des intégrales d'échange A' différentes. L'idéal serait que seule l'une de ces grandeurs, anisotropie ou échange, soit modifiée lors du passage de l'une à l'autre des couches. Notons que des valeurs de moments magnétiques différentes, d'après la relation (28) du chapitre I, entraînent sous champ l'apparition d'une barrière de potentiel.

Axe d'anisotropie

Une condition essentielle et très contraignante aux jonctions à paroi de domaines à 180° , est la nécessité pour le matériau de présenter un axe d'aimantation facile dans le plan de l'échantillon. Deux solutions sont envisageables. La première solution est de disposer de couches épitaxiées présentant une symétrie axiale (axe d'aimantation facile) dans le plan d'épitaxie, lui-même plan d'aimantation facile. La seconde solution serait, à partir d'un matériau cristallographiquement désordonné, d'induire par une technique appropriée un axe d'aimantation facile. La technique appropriée pourrait être un recuit sous champ magnétique [Suran, 1991] ou des conditions de dépôt suffisamment anisotropes [Ono, 1993].

Caractéristiques structurales

Une cohérence structurale entre les deux matériaux est également souhaitable. Cette cohérence structurale doit empêcher l'interface d'être, par ses défauts cristallins, source de barrière de potentiel. L'utilisation de couches microcristallines avec absence de cohérence cristalline paraît peu adaptée.

Le système idéal

Le système idéal apparaît comme composé de deux matériaux de même structure cristalline, s'épitaxiant parfaitement et présentant un axe de symétrie unique dans le plan d'épitaxie. Les atomes de chaque élément porteraient le même moment magnétique et présenteraient les mêmes constantes d'échange. L'axe de symétrie serait axe d'aimantation facile et les constantes d'anisotropie magnétique des deux éléments seraient différentes.

2.2 Le choix du système

Il est bien évident que la recherche du système idéal ressemble à la quadrature du cercle et que certaines des conditions énoncées ci dessus doivent être abandonnées. Après avoir examiné

différentes possibilités de systèmes cristallins, nous n'avons pas trouvé de système réalisable satisfaisant aux contraintes minimales. Aussi, pour les raisons que nous énonçons ci-dessous, nous nous sommes tournés vers les alliages amorphes $Gd_{62}Fe_{38}$ et $Tb_{45}Fe_{55}$.

Continuité structurale des alliages amorphes

Les alliages métalliques amorphes ne présentent pas d'ordre cristallin à longue distance et sont généralement décrits par des empilements continus de sphères relativement dures [Cargill, 1975]. Cette continuité d'empilement fait de certains de ces alliages (métal/métalloïde) des matériaux magnétiques extrêmement doux, ce qui tend à montrer que la structure par elle-même ne constitue pas un défaut de nature à bloquer la propagation des parois. Les alliages amorphes magnétiquement durs tiennent leurs propriétés de l'anisotropie locale qui est une propriété magnétique spécifique aux espèces chimiques constituant l'alliage. Accoler deux alliages de "structures amorphes" voisines serait idéal.

Les alliages terres rares - métaux de transition

En se limitant aux alliages binaires, le choix se restreint à deux types d'alliages magnétiques amorphes: les alliages métal-métalloïde et les alliages terres rares-métaux de transition. Une jonction entre alliages amorphes métal-métalloïde pourrait être constituée d'un alliage de fer et d'un alliage de cobalt à même élément métalloïde. L'anisotropie du cobalt étant supérieure à celle du fer, un saut de potentiel apparaîtrait à la jonction. En fait, nous avons préféré nous tourner vers les alliages terres rares-métaux de transition, en raison de leur forte anisotropie, ceci à l'exception de l'un d'entre eux, l'alliage $GdFe$, qui va jouer ici un rôle clé. Comme nous le verrons par la suite, les alliages $TbFe$ ou $DyFe$ présentent une forte anisotropie alors que celle de $GdFe$ est 10^3 fois plus faible.

L'anisotropie induite

L'alliage amorphe, s'il présente un ordre local, est a priori isotrope à longue distance et ne semble pas de nature à présenter un axe d'anisotropie. Souvent, surtout pour les échantillons les plus épais, la plan de l'échantillon est plan d'aimantation facile, sans que d'axe d'anisotropie significatif ne soit décelé dans le plan. Toutefois, dans nombre d'échantillons (souvent très minces), un axe d'anisotropie facile perpendiculaire au plan de l'échantillon a été observé [O'Shea, 1989], ceci malgré le champ démagnétisant qui retient les moments magnétiques dans le plan. La présence de structures colonnaires [Dirks, 1977], de reconstructions de surface [Hellman, 1991], ou de contraintes [Ono, 1993] sont autant d'origines possibles de l'anisotropie perpendiculaire.

Plus rarement, un axe d'anisotropie facile a été observé dans le plan [Suran, 1991]. C'est également ce que nous avons obtenu pour l'alliage $GdFe$ déposé sous certaines conditions expérimentales. Cela constitue la seconde propriété qui fait jouer à cet alliage un rôle clé. Pour ce qui est de l'alliage $TbFe$ ou $DyFe$, aucun axe d'anisotropie macroscopique n'a été observé et nous nous en tiendrons à l'hypothèse d'axes d'anisotropie aléatoires rappelés plus loin.

3. Structure des alliages amorphes Terre rare - Fer

Les alliages amorphes terre rare-métal de transition (TR-MT) sont particulièrement stables en raison notamment de la différence de taille des constituants. Ils sont obtenus par évaporation dans la gamme de composition $0.25 < x < 0.75$ et cristallisent à des températures supérieures à 350°C [Lee, 1975]. Leur structure atomique a été étudiée par plusieurs auteurs à l'aide de diffraction de rayons X et de neutrons [Cargill, 1975]. Elle a été déterminée soit par transformation de Fourier de la fonction d'interférence et détermination de la fonction radiale de distribution (figure II-1) soit par comparaison avec des modèles d'empilement d'atomes. En raison des différences sensibles entre les distances interatomiques $d_{\text{TR-TR}}$, $d_{\text{TR-MT}}$ et $d_{\text{MT-MT}}$, chacune des liaisons donne naissance à son propre pic.

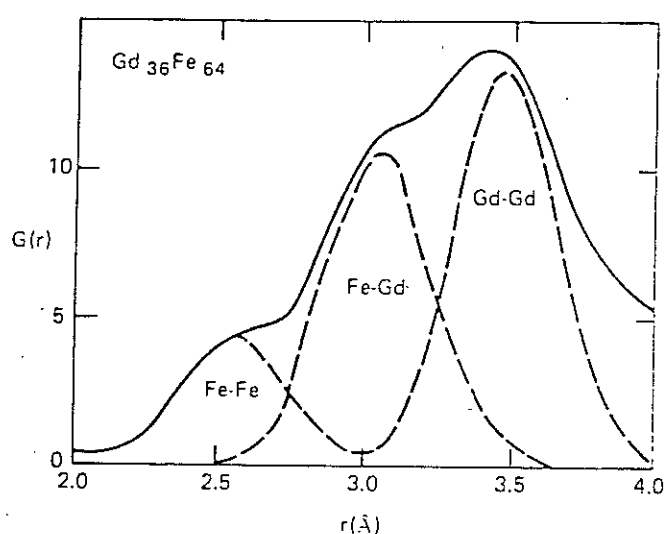


Fig. II-1: Premiers pics de la fonction de distribution radiale d'un alliage amorphe $\text{Gd}_{0.36}\text{Fe}_{0.64}$ [Cargill, 1974]

Sans discuter le détail des résultats, il est admis que les distances interatomiques restent proches de celles de sphères dures avec des diamètres de Goldschmidt qui sont de $2.53\text{\AA}$ pour le fer et $3.59\text{\AA}$ pour le gadolinium.

Selon les auteurs [Cargill, 1974 - Mergel, 1993], les distances interatomiques trouvées sont dans l'intervalle suivant:

$$\begin{aligned} d_{\text{Fe-Fe}} &= 2.55 - 2.6\text{\AA} \\ d_{\text{Fe-Gd}} &= 3 - 3.10\text{\AA} \\ d_{\text{Gd-Gd}} &= 3.5 - 3.6\text{\AA} \\ d_{\text{Tb-Tb}} &= 3.4 - 3.45 \\ d_{\text{Fe-Tb}} &= 3.0 - 3.05 \end{aligned} \quad \text{avec des précisions de } \pm 0.05\text{\AA}.$$

La coordinence généralement admise est de 9 - 9.5 pour le fer et de 12 - 13 pour la terre rare qui, plus grosse, peut loger davantage de premiers voisins. La compacité est voisine de 0.7. Finalement, un modèle d'empilement aléatoire peut être retenu [Cargill, 1975].

4. Structure magnétique des alliages amorphes Terre Rare - Fer

4.1 Les moments magnétiques

Moments magnétiques des terres rares

Le magnétisme des terres rares s'interprète de façon tout à fait satisfaisante dans le cadre d'un modèle de moments magnétiques localisés portés par les couches internes incomplètes 4f. Ces couches sont en général dotées d'un moment cinétique orbital **L** et d'un spin total **S**. Dans ces couches électroniques ramassées dans l'atome, le couplage spin orbite est fort et l'interaction électrostatique entre les électrons 4f et le réseau est importante sans être excessive. Il s'ensuit que **L** et **S** se couplent rigidement et donnent naissance au spin total **J** satisfaisant aux règles de Hund. Le moment magnétique est donné par:

$$\mathcal{M}_{TR} = g_J \gamma \mathbf{J}_{TR} \quad (1)$$

$$\mathbf{S}_{TR} = (g_J - 1) \mathbf{J}_{TR} \quad (2)$$

où g_J est le facteur de Landé et γ le rapport gyromagnétique.

Le tableau II-1 présente les caractéristiques de quelques terres rares.

	4f ⁿ	S	L	J	g _J
Gd	7	7/2	0	7/2	2
Tb	8	3	3	6	3/2
Dy	9	5/2	5	15/2	4/3
Er	11	3/2	6	15/2	6/5

Tab. II-1: Moment cinétique orbital, spin et facteur de Landé de quelques terres rares lourdes

Vu le relatif isolement des couches 4f, cette description peut être conservée dans les alliages.

Moment magnétique du Fer pur

Porté par les électrons 3d fortement itinérants, le magnétisme du fer reste un sujet difficile à traiter et présente une ambiguïté, à laquelle nous n'échapperons pas:

- i) le moment magnétique du fer ne s'interprète pas dans un modèle de moment localisé.
- ii) il est néanmoins très pratique d'utiliser un modèle localisé pour traiter les échanges et les comportements collectifs tels que les parois de domaines.

Dans ce cadre, le moment magnétique porté par les atomes de fer dans le métal pur est de $2.2 \mu_B$. Le spin total associé au fer est, dans ce modèle hybride, une notion délicate mais très commode pour l'analyse des résultats de champ moyen. Ainsi Kittel [Kittel, 1972] attribue au fer un spin $S_{Fe}=1$ et un facteur de Landé g de 2.2, ce qui lui confère à saturation un moment magnétique:

$$\mathcal{M}_{\text{Fe}} = g \gamma \mathbf{S}_{\text{Fe}} \quad (3)$$

Rappelons que le moment orbital du fer est bloqué en raison du couplage très fort entre les électrons des couches 3d et le réseau cristallin et qu'il n'apparaît pas de façon significative dans la constitution du moment magnétique.

Moment magnétique du Fer dans les alliages

Le moment du fer dans les alliages, surtout les moins conducteurs, dépend fortement de la situation de voisinage: de façon générale, le moment magnétique porté par un atome central diminue avec la richesse de son environnement en fer. Il s'ensuit dans les alliages amorphes une distribution de moment magnétique du fer dépendant du premier voisinage. Dans ces systèmes, la notion de spin devient plus ambiguë encore. Toutefois, à la suite de Gangulee et Taylor [Gangulee, 1978], Heimann *et al.* [Heimann, 1976] et Hansen *et al.* [Hansen, 1989], la plupart des auteurs maintiennent pour le fer $g=2.2$ et attribuent au "spin" S_{Fe} du fer une valeur déduite de son moment magnétique par $\mathcal{M}_{\text{Fe}} = g \gamma S_{\text{Fe}}$.

A leur suite, nous utiliserons cette notion, pour son aspect pratique.

4.2 L'anisotropie magnétocristalline

Anisotropie magnétocristalline du fer

La maille élémentaire du fer est de symétrie cubique, l'énergie d'anisotropie s'écrit:

$$E_{\text{an}} = K_1 (\alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2 + \alpha_1^2 \alpha_2^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 \quad (4)$$

où les α_i correspondent aux cosinus directeurs de l'aimantation

Les constantes d'anisotropie du fer pur sont évaluées [Kittel, 1972] à:

$$K_1 = 4.2 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3 \quad \text{et} \quad K_2 = 1.5 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$$

Anisotropie magnétocristalline des métaux de terres rares

Les atomes de terres rares sont situés sur un réseau hexagonal. L'énergie d'anisotropie des terres rares peut être exprimée en fonction des angles θ et ϕ qui définissent la direction d'aimantation, respectivement par rapport aux axes c et a du réseau [Coqblin, 1977]:

$$E_{\text{an}} = K_2' \sin^2 \theta + K_4' \sin^4 \theta + K_6' \sin^6 \theta + K_6'' \sin^6 \theta \cos 6\phi \quad (5)$$

En raison du couplage entre les électrons du nuage électronique 4f portant le moment magnétique et l'environnement lié au réseau, les constantes d'anisotropie dépendent du remplissage des orbitales 4f et en particulier du moment cinétique orbital total L .

Lorsque la couche est vide, pleine ou demi-remplie $L=0$ et la distribution des électrons 4f est isotrope. Dans ce cas l'orientation de $\mathbf{L}$ et $\mathbf{J}$ est insensible à l'environnement. Pour cette

raison, le gadolinium dont la couche 4f est à demi remplie est relativement peu anisotrope (cf. Tab. II-1)

Lorsque $L \neq 0$, la distribution électronique de la couche 4f est fortement anisotrope et interagit avec le potentiel extérieur qui lui aussi est anisotrope. C'est la combinaison de ces deux anisotropies qui conduit aux fortes constantes d'anisotropie de la plupart des terres rares, dont le terbium et le dysprosium. Le tableau II-2 rassemble les valeurs des constantes d'anisotropie K_2' à 0 K du Gd, du Tb et du Dy [Elliott, 1972].

K_2'	Gd	Tb	Dy
(erg/cm ³)	-0.01 10 ⁸	-10 10 ⁸	-4.2 10 ⁸
K/atome	-0.28	-252	-99

Tab. II-2 : Constantes d'anisotropie K_2' à 0 K de Gd, Tb et Dy [Elliott, 1972]

Energie magnétocristalline des alliages amorphes de terres rares

Dans un matériau amorphe, l'environnement atomique varie de site en site. Comme cela a été montré par Alben *et al.* [Alben, 1978], Coey [Coey, 1978], Harris *et al.* [Harris, 1973], on peut considérer que chaque atome de terre rare voit un axe d'anisotropie axial local dont l'orientation change de site en site. L'énergie d'anisotropie totale s'écrit:

$$E_{an} = \sum_i -D \sin^2 \theta_i \quad (6)$$

où θ_i est l'angle entre le moment magnétique et l'axe facile local et où D est toujours positif [Fert, 1977]. D est essentiellement lié à K_2^0 par: $D = 3 K_2^0$

4.3 L'échange dans les alliages amorphes TR-Fe

L'énergie d'échange entre deux moments magnétiques $\mathcal{M}_i$ et $\mathcal{M}_j$ isolés est donnée par:

$$\mathcal{E}_{ex} = - J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \quad (7)$$

En supposant les spins de même norme, dans le modèle de moment localisé et l'hypothèse du champ moyen, la température de Curie est reliée à l'intégrale d'échange par:

$$J = \frac{3kT_c}{2Z S(S+1)} \quad (8)$$

Le fer pur est bien connu pour être ferromagnétique avec une température de Curie $T_c = 1043$ K. Dans l'hypothèse de spin $S=1$ et $g=2.2$, l'intégrale d'échange J_{Fe-Fe} est égale à $1.19 \cdot 10^{-2}$ eV ou 215 K [Kittel, 1972].

Alliages terre rare lourde - Fer

Dans les alliages terre rare lourde-métal de transition (GdFe et TbFe ou DyFe), le couplage MT/MT et TR/TR est de type ferromagnétique alors que le couplage TR/MT est antiferromagnétique [Coqblin, 1977]. Ces couplages tendent à placer les moments de fer antiparallèlement à ceux des terres rares.

4.4 Structure magnétique dans les alliages amorphes TR-Fe

Alliages ferrimagnétiques amorphes

En l'absence d'anisotropie, les échanges régissent à eux seuls la structure magnétique de l'alliage amorphe et on obtient une structure ferrimagnétique, schématisée figure II-2. Cette structure est celle que l'on rencontre dans l'alliage amorphe GdFe où l'anisotropie est très faible.

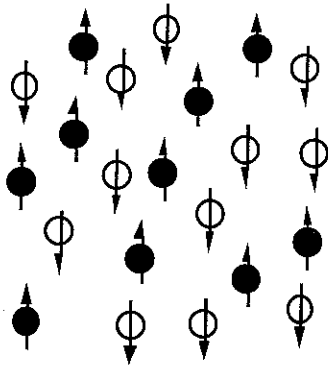


Fig. II-2:

Structure ferrimagnétique amorphe.

*Les moments magnétiques des atomes de terre rare et
de métal de transition sont antiparallèles*

C'est la structure magnétique de GdFe amorphe

Alliages spérimagnétiques amorphes

En présence d'une anisotropie, la structure magnétique dépend de l'importance de l'anisotropie par rapport à l'échange, qui se quantifie par le paramètre réduit $\alpha = \frac{D}{z J S^2}$ [Callen, 1977] où z est la coordinence. La structure magnétique est celle d'un modèle Harris-Plischke et Zuckermann [Harris, 1973] d'anisotropie aléatoire.

Pour $\alpha \ll 1$, l'échange est dominant. Les moments magnétiques se mettent au mieux dans une direction commune. Vu le couplage antiparallèle entre les moments des atomes de terre rare et ceux du fer, la structure est ferrimagnétique à sous réseaux antiparallèles (figure II-2).

Pour $\alpha \gg 1$, l'anisotropie devient prépondérante. Les moments de terres rares se placent suivant leur axe local d'anisotropie en pointant dans le même demi espace. Les moments de fer, couplés antiferromagnétiquement aux moments de terre rare et ferromagnétiquement entre eux, se distribuent autour d'une direction moyenne (dans le demi espace opposé) en formant un cône.

Pour $\alpha \approx 1$, l'échange referme les cônes de distribution des orientations de moment magnétique, celui de la terre rare restant plus largement ouvert que celui du fer. C'est de fait la structure magnétique de TbFe dont α est de l'ordre de l'unité. Cette structure, qualifiée de

spérimagnétique est schématisée figure II-3: les atomes de fer sont représentés en blanc et les atomes de terre rare en noir.

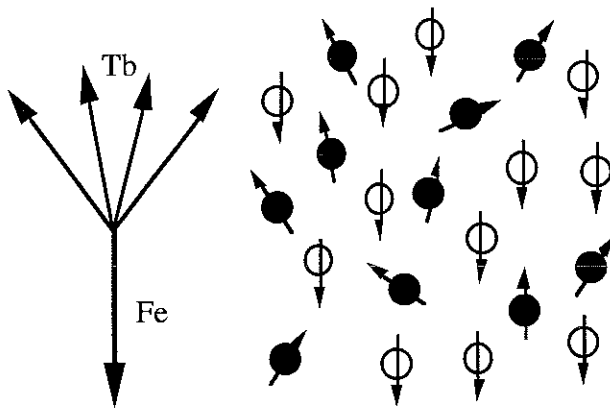


Fig. II-3:

Structure spérimagnétique amorphe.

Les moments magnétiques des atomes de terre rare et de métal de transition sont globalement antiparallèles. Les atomes de fer sont représentés en blanc et les atomes de terre rare en noir.

C'est la structure magnétique de TbFe amorphe

Ordre à courte distance

En l'absence de traitement magnétique des échantillons, l'anisotropie aléatoire tue l'ordre à longue distance et les configurations représentées ci dessus ne sont que locales. La longueur de corrélation ferromagnétique est plus faible. Les mesures de diffraction neutronique effectuées par Spano et Rhyne [Spano, 1987] font état de longueur de corrélation de 50Å pour $Tb_{0.75}Fe_{0.25}$.

Aimantation rémanente

Un ordre à longue distance peut être obtenu en aimantation rémanente. En effet, l'application d'un champ fort crée un ordre à longue distance accompagné de la fermeture du cône. Avec l'abaissement du champ, chaque moment de terre rare se rapproche de son axe d'anisotropie dans la direction la plus proche de celle du champ initial (figure II-4). Cela se traduit par une ouverture du cône (tel que celui de la figure II-3) avec maintien de l'ordre à longue distance. L'aimantation rémanente est directement liée à l'angle du cône.

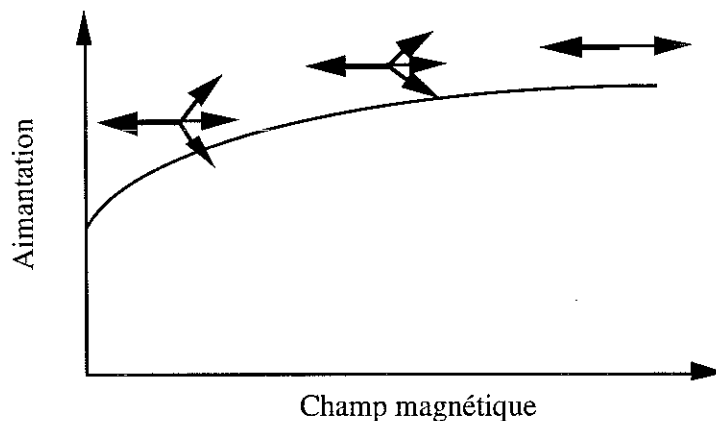


Fig. II-4: Schématisation de la variation de l'aimantation en fonction du champ magnétique décroissant appliqué sur un alliage amorphe spérimagnétique

Champ coercitif

Le renversement de l'aimantation est lié au changement du sens d'orientation du moment de la terre rare le long de son axe facile. Ce basculement requiert le franchissement d'une barrière de potentiel.

Dans les systèmes à faible anisotropie, des parois magnétiques se développent et le renversement de l'aimantation s'effectue par déplacement des parois. Le champ coercitif est faible.

Dans les systèmes fortement anisotropes, la largeur de paroi est faible et le retournement est pratiquement un phénomène collectif qui se rapproche de celui du renversement de l'aimantation de petites particules en interaction. Le champ coercitif est beaucoup plus élevé. Ce comportement appelle des effets de relaxation importants [Saslow, 1994].

4.5 Structure magnétique de GdFe

L'alliage GdFe dont l'anisotropie est très faible présente un arrangement des moments de fer et de gadolinium antiparallèles tel que celui de la figure II-2. Les évolutions des aimantations à saturation sont données figure II-5.

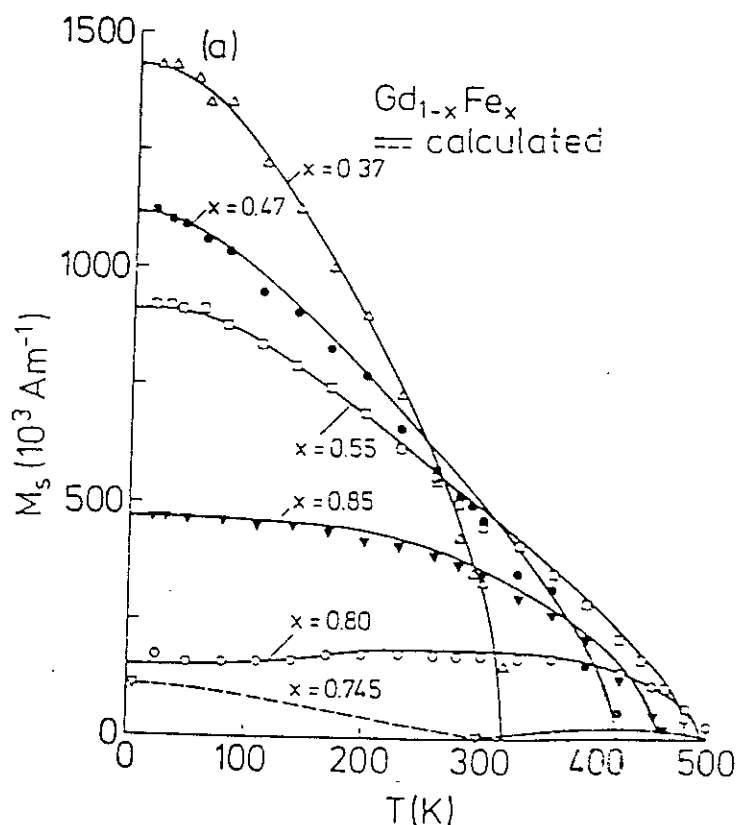


Fig. II-5: Dépendance en température de l'aimantation à saturation de quelques alliages GdFe [Hansen, 1989]

A partir de ces évolutions et d'un bilan d'aimantation des sous-réseaux, le "spin" tel qu'introduit au § 4.1 obtenu pour le fer est celui de la figure II-6 [Hansen, 1989].

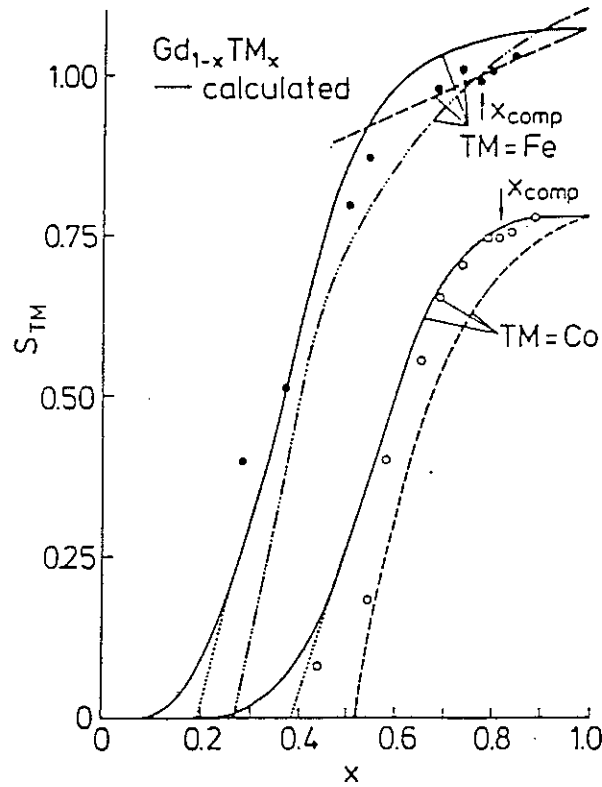


Fig. II-6: Variation de la valeur du spin porté par le métal de transition en fonction de la concentration dans les alliages GdFe et GdCo [Hansen, 1989]

Les différentes intégrales d'échange se déduisent de la variation de la température de Curie avec la composition. En champ moyen, la température de Curie est donnée pour un alliage spérilmagnétique amorphe par [Heimann, 1976] [Miyazaki 1990]:

$$3 k_B T_C = t_{AA} + t_{BB} + [(t_{AA} - t_{BB})^2 - 4 t_{AB} t_{BA}]^{1/2} \quad (9)$$

avec:

$$\begin{aligned} t_{AA} &= (1-x)Z_A J_{AA} S_A(S_A + 1) \\ t_{BB} &= xZ_B J_{BB} S_B(S_B + 1) \\ t_{AB}t_{BA} &= x(1-x)Z_A Z_B J_{AB}^2 S_B(S_B + 1)S_A(S_A + 1) \end{aligned} \quad (10)$$

où Z_A et Z_B sont les coordinences des atomes A et B., S_A S_B les valeurs des spins A et B et J_{AA} , J_{BB} et J_{AB} les intégrales d'échanges. Cette formule n'est autre que l'extension de la relation (21) du chapitre I que l'on retrouve en faisant $x=1$

A partir de la variation du "spin" du fer de la figure II-6 et des températures de Curie représentées à la figure II-7, Hansen a obtenu les valeurs d'intégrales d'échange représentées sur la figure II-8. Les valeurs présentées ici sont très proches de celles obtenues par d'autres auteurs [Taylor, 1977].

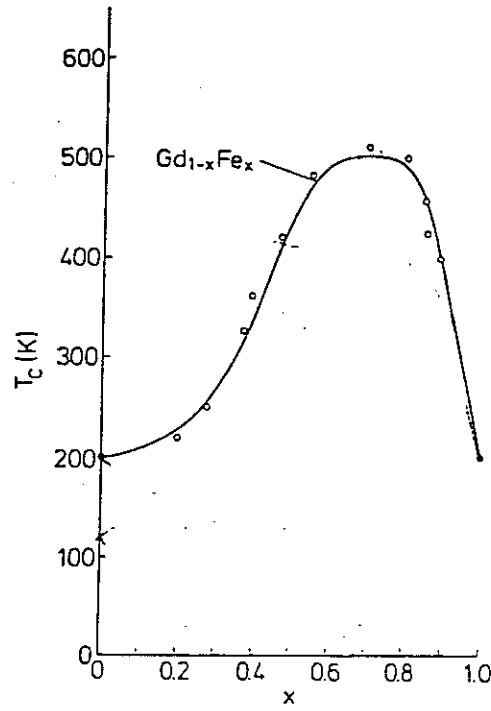


Fig. II-7: Variation de la température de Curie d'alliage TR-MT en fonction de la concentration [Hansen, 1989]

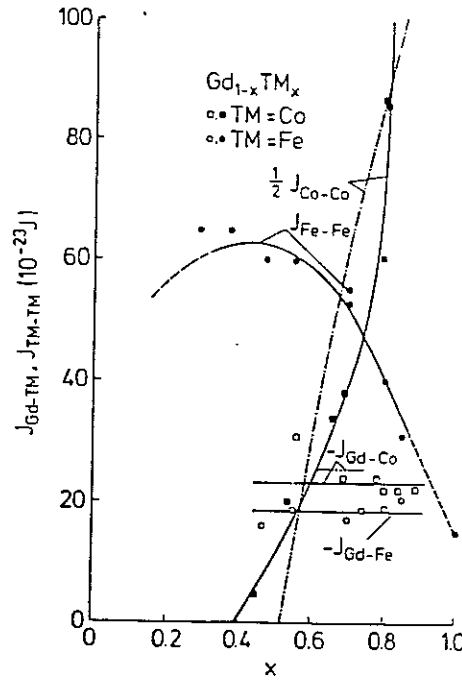


Fig. II-8: Evolution des constantes d'échange TR-TR, TR-MT, MT-MT en fonction de la concentration [Hansen, 1989]

Constante d'échange

Dans la même hypothèse de champ moyen, la constante d'échange A' d'un matériau ferrimagnétique s'écrit [Hasegawa, 1974] [Mimura, 1978]:

$$A' = \frac{n_A J_{AA} S_A^2 x^2}{a_{AA}} - \frac{(n_A + n_B) J_{AB} S_A S_B x(1-x)}{a_{AB}} + \frac{n_A J_{AA} S_B^2 (1-x)^2}{a_{BB}} \quad (11)$$

où x est la composition de l'alliage, a_{AB} les distances interatomiques et n_A sont les voisins d'un atome de type A dans le plan voisin.

En prenant les valeurs reportées dans le tableau suivant pour calculer la constante d'échange de l'alliage GdFe

Les spins:	$S_{\text{Gd}} = 7/2$ $S_{\text{Fe}} = 1/2$ (au sens d'un paramètre déduit de la figure II-7)
Les distances interatomiques:	$a_{\text{Gd-Gd}} = 3.575 \text{ \AA}$ $a_{\text{Gd-Fe}} = 3.075 \text{ \AA}$ $a_{\text{Fe-Fe}} = 2.575 \text{ \AA}$
Les constantes d'échange:	$J_{\text{Gd-Gd}} = 2.2 \cdot 10^{-16} \text{ erg}$ $J_{\text{Gd-Fe}} = -20 \cdot 10^{-16} \text{ erg}$ (lus sur la figure II- 9) $J_{\text{Fe-Fe}} = 50 \cdot 10^{-16} \text{ erg}$
Les coefficients n :	$n_{\text{Gd}} = 3$ et $n_{\text{Fe}} = 2$ (Mimura a pris 2 pour chaque n)

Tab. II-3: Valeurs des moments de spin, des distances interatomiques, des constantes et des coefficients n permettant de calculer la constante d'échange de l'alliage GdFe.

On trouve pour l'alliage $\text{Gd}_{0.72}\text{Fe}_{0.38}$: $A' = 23.5 \cdot 10^{-8} \text{ erg/cm}$.

La constante d'échange moyenne d'une chaîne $A = A' \langle a \rangle$ où $\langle a \rangle$ est le paramètre moyen, estimé vu la composition de l'alliage à $3.2 \text{ \AA}$, peut être estimée à: $A = 75 \cdot 10^{-16} \text{ erg/atome}$, soit environ 54 K/at .

Nous verrons par la suite qu'une valeur de $A = 35 \text{ K}$ rend correctement compte des largeurs de paroi. Cette valeur conduit à $A' = 15 \cdot 10^{-8} \text{ erg/cm}$.

4.6 Structure magnétique de TbFe

Contrairement à l'alliage GdFe qui est dominé par l'échange, l'alliage amorphe TbFe est dominé par la forte anisotropie du terbium et c'est la structure magnétique présentée figure II-3 qui est la plus probable.

Les aimantations et les températures de Curie mesurées par Hansen [Hansen, 1989] sont rapportées aux figures II-9 et II-10.

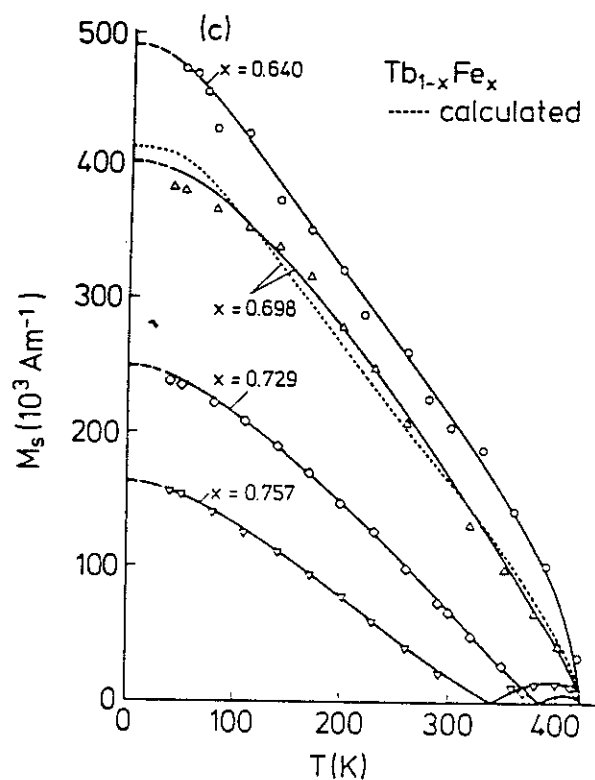


Fig. II-9: Dépendance en température de l'aimantation à saturation de quelques alliages TbFe

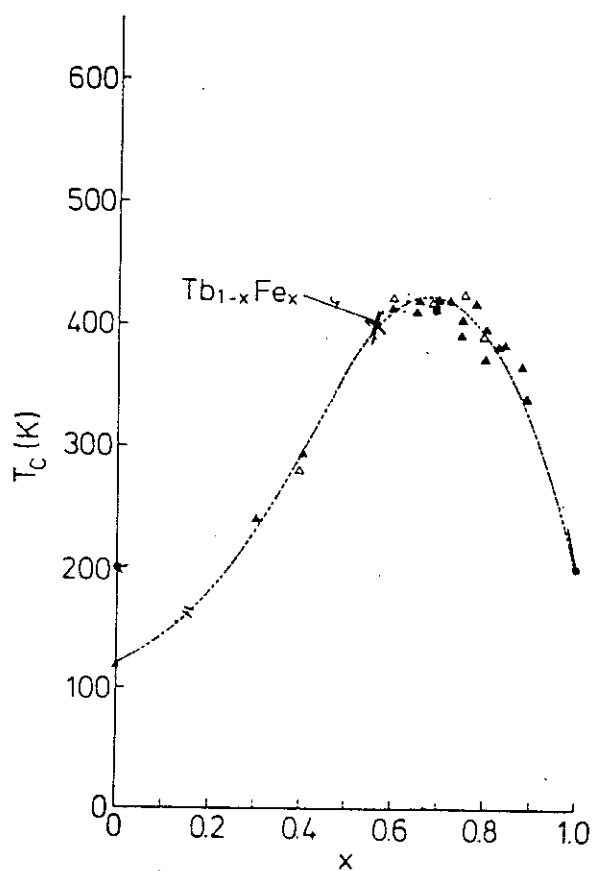


Fig. II-10: Variation de la température de Curie d'alliages TbFe en fonction de la concentration en Fe

4.7 Anisotropie induite

Anisotropie perpendiculaire

Lors de la croissance de couches minces par évaporation ou par pulvérisation cathodique, les atomes sont déposés de façon anisotrope puisqu'ils atteignent le substrat selon une direction essentiellement perpendiculaire au plan de la surface, ce qui peut conduire à une anisotropie perpendiculaire. Une telle anisotropie, déjà observée dans des alliages amorphes tels que le TbFe [Hellman, 1989], peut être source de difficulté dans notre étude.

Anisotropie uniaxiale dans le plan

En revanche, dans des conditions particulières de dépôt, les alliages amorphes peuvent présenter une anisotropie uniaxiale dans le plan [Cheung, 1985]. Elle se reconnaît et peut être quantifiée à l'aide des cycles d'hystérésis obtenus en appliquant le champ magnétique dans le plan de l'échantillon parallèlement et perpendiculairement à l'axe de facile aimantation.

Comme nous l'avons vu au § 3 du chapitre I, l'énergie d'anisotropie uniaxiale s'écrit dans le modèle le plus simple en fonction de l'angle θ entre l'axe d'anisotropie et la direction d'aimantation:

$$E_{an} = K \sin^2 \theta \quad (12)$$

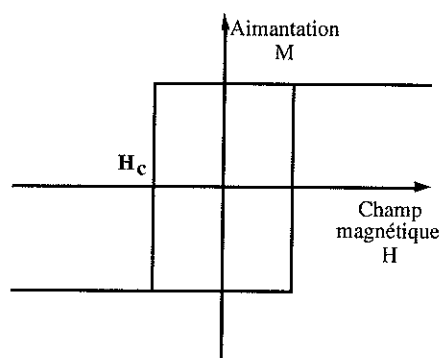
Le modèle de Stoner et Wohlfarth [Stoner, 1948] prévoit l'allure des cycles d'hystérésis en fonction de l'angle formé par la direction du champ appliqué et celle de l'axe facile. Dans ce modèle où une rotation cohérente et globale de l'aimantation est supposée, le cycle d'hystérésis attendu en appliquant le champ suivant l'axe d'anisotropie est rectangulaire (figure II-11a). Le champ coercitif est égal à $H_c = \frac{2K}{M_s}$. De fait, dans la pratique, le cycle d'hystérésis d'échantillons présentant un axe d'aimantation facile dans leur plan est effectivement rectangulaire, mais le champ coercitif se trouve considérablement réduit en raison de la nucléation de domaines.

Le cycle d'hystérésis obtenu avec le champ appliqué suivant l'axe difficile (figure II-11b) est la véritable signature de l'axe d'anisotropie. Entre les champs H_K et $-H_K$, le cycle idéal se réduit à une droite joignant les lignes d'aimantation à saturation $+M_s$ et $-M_s$. La constante d'anisotropie K peut être déduite du champ H_K par la relation: $K = \frac{M_s H_K}{2}$.

Anisotropie biaxiale

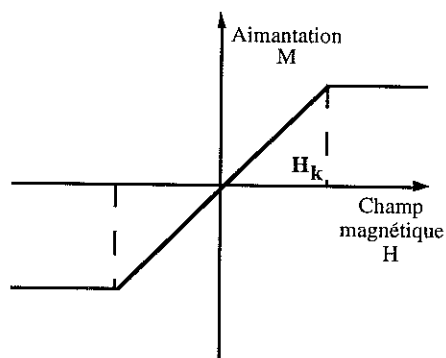
Dans certains cas, des films minces présentent une anisotropie biaxiale, où l'un des axes d'anisotropie est parallèle au plan de la couche et l'autre est perpendiculaire au plan. Sans entrer dans les détails de l'analyse, cela se reconnaît par la forme particulière des cycles d'hystérésis observés avec le champ magnétique appliqué dans le plan selon les directions parallèle et

perpendiculaire à l'axe d'anisotropie (figure II-12). Chacun des deux cycles est défini par un champ coercitif (H_c^e et H_c^h) et un champ à saturation (H_s^e et H_s^h)



(a)

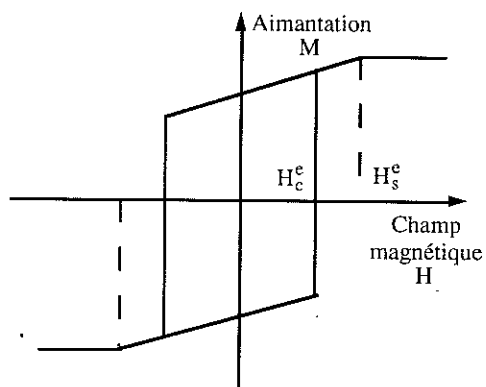
Champ magnétique appliqué dans la direction de l'axe facile



(b)

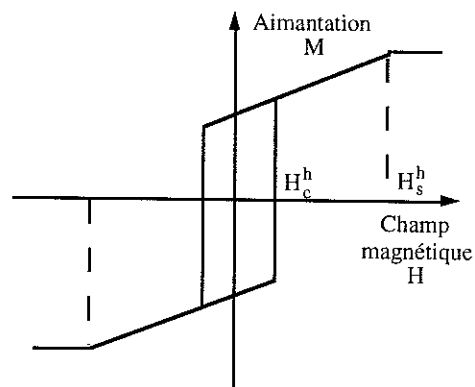
Champ magnétique appliqué dans la direction perpendiculaire à l'axe facile

Fig. II-11: Allure des cycles d'hystérésis d'un film présentant un axe d'aimantation facile dans son plan.



(a)

Champ magnétique appliqué dans le plan, parallèlement à l'axe facile



(b)

Champ magnétique appliqué dans le plan, perpendiculairement à l'axe facile

Fig. II-12: Allure des cycles d'hystérésis d'un film présentant un axe d'aimantation facile dans le plan et un axe perpendiculaire au plan (anisotropie biaxiale).

5. Elaboration et caractérisation structurale des échantillons

5.1 L'enceinte d'évaporation

Tous les échantillons étudiés ont été élaborés par évaporation dans une enceinte à vide (figure II-13). Le fer a été évaporé à partir d'un canon à électrons (S_1). Les terres rares Gd, Tb ou Dy sont évaporées à partir de creusets thermiques chauffés par effet Joule (S_2 et S_3). Un canon à électrons permet en outre d'évaporer du Silicium qui sert de couche protectrice aux échantillons.

Les vitesses d'évaporation sont pilotées par un ordinateur couplé à des oscillateurs à quartz, via l'alimentation de puissance de chacun des creusets. Le principe de l'oscillateur à quartz repose sur la sensibilité piézo-électrique d'un cristal de quartz dont la fréquence propre d'oscillation dépend de la quantité de matière déposée à la surface. Chaque source possède son quartz préalablement étalonné afin de s'assurer de la vitesse de chacune des sources. Les vitesses de dépôt de l'alliage GdFe sont comprises entre $1\text{\AA/s}$ et $0.85\text{\AA/s}$ et celles du TbFe entre $0.65\text{\AA/s}$ et $0.5\text{\AA/s}$.

Avant chaque dépôt, l'enceinte est étuvée à 150°C pendant douze heures, cela nous permet de maintenir une pression comprise entre 10^{-8} et 10^{-9} Torr pendant le dépôt.

5.2 Les substrats

Nature des substrats

Trois types de substrats ont été utilisés:

- Des feuilles de Kapton amorphe non adhésif (Dupont de Nemours), d'épaisseur $7\mu\text{m}$ et utilisables entre 430K et 1K. Ce support très mince présente l'avantage d'offrir une faible contribution diamagnétique. Il est maintenu sur le porte substrat à l'aide de graisse à vide.

- Des lamelles de verre de dimension $5\text{mm} \times 20\text{mm} \times 0.5\text{mm}$. Elles sont collées avec de la laque à l'argent sur le support afin d'assurer un bon échange thermique entre le porte substrat et l'échantillon. Ce sont les substrats que nous avons le plus utilisés.

- Des grilles de microscopie électronique 200 mesh précouvertes d'un dépôt de carbone amorphe d'épaisseur inférieure à $100\text{\AA}$ pour les observations en transmission au microscope électronique.

Préalablement à chaque dépôt, une couche de $100\text{\AA}$ de silicium est déposée sur les substrats à 150°C . La couche de silicium amorphe obtenue assure une bonne adhérence des couches et une reproductibilité de l'état de surface avant dépôt de l'échantillon.

Position des substrats

Les substrats de verre sont fixés sur un support en cuivre chromé, ce qui évite une pollution d'oxyde de cuivre. Ils sont placés sur un porte substrat dans le plan (xOy) parallèle au plan des sources S_1 , S_2 et S_3 (figure II-13). Douze positions de substrat sont possibles et par

un système de cache mobile, plusieurs échantillons, situés à des positions différentes par rapport aux sources, peuvent être élaborés successivement. La position des échantillons sur l'axe Ox par rapport aux sources est repérée par les lettres A, B,...G.

Nous verrons que la position des substrats est essentielle pour l'obtention d'un axe d'anisotropie facile dans le plan, ce qui est très probablement dû à l'angle d'incidence des flux d'atomes qui se déposent.

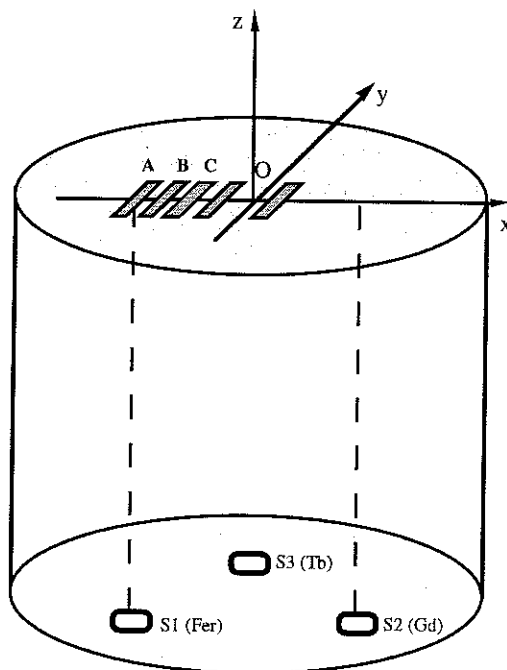


Fig. II-13 Schéma de la localisation des sources et des substrats dans l'évaporateur

Température du substrat

La température du substrat peut varier entre 77K et 400K. Un thermocouple introduit dans le porte substrat permet d'en contrôler la température au cours du dépôt.

Circuit magnétique

Dans l'espoir de créer un axe d'aimantation facile dans le plan, nous avons effectué une série de dépôts sous champ magnétique appliqué au niveau du substrat. Nous avons pour cela réalisé un circuit magnétique composé de fer doux et de deux aimants néodyme-fer-bore qui permettaient de créer un champ magnétique de 1000 Oe. En fait, ce dispositif s'est avéré inutile.

5.3 Caractérisation structurale des échantillons

Méthode de caractérisation

Les échantillons ont été tout d'abord observés par microscopie électronique en transmission. Nous avons observé, en image et par diffraction, aussi bien sur des fragments prélevés par microclivage d'échantillons déposés sur des substrats de verre que directement sur les couches déposées sur des grilles de microscope, la nature amorphe des échantillons. Nous

avons pu en outre contrôler la composition des alliages par analyse du spectre de rayons X émis sous l'excitation électronique.

Les couches de GdFe

Le cliché de diffraction obtenu à partir d'un échantillon de GdFe de 500Å est présenté figure II-14, et le spectre d'émission X d'un échantillon de 1000Å de GdFe est présenté figure II-15.

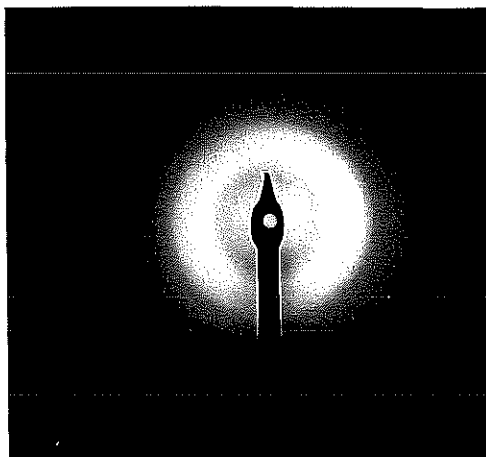


Fig. II-14: Cliché de diffraction sur un échantillon
(substrat verre/100Å de Si/1000Å de GdFe/500Å de Si) déposé à 77K

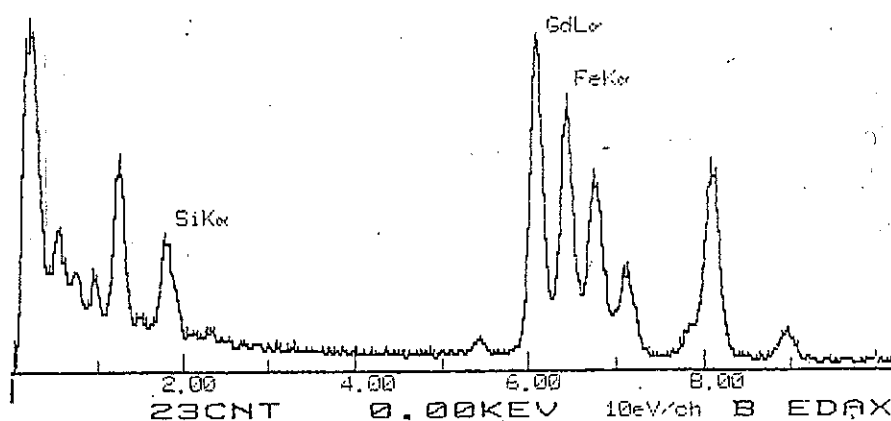


Fig. II-15: Analyse d'un spectre d'émission X sur un échantillon
(substrat verre/100Å de Si/1000Å de GdFe/500Å de Si) déposé à 77K

D'après ces mesures, la couche de GdFe est bien amorphe, et les concentrations Gd 62%, Fe 38% déduites de l'analyse du spectre d'émission X sont très proches de celle désirées. Ces mesures viennent confirmer la fiabilité du quartz.

Les couches de TbFe

Pour une couche de 1000Å de TbFe, le cliché de diffraction ainsi que l'analyse du spectre d'émission X ont été réalisés. La couche présente une structure amorphe et une concentration de 55% de Fe et 45% de Tb.

6. Caractérisation magnétique des couches minces de GdFe et de TbFe amorphes

6.1 L'appareil de mesure

Les mesures d'aimantation ont été réalisées à l'aide du magnétomètre à SQUID Quantum Design du service commun de magnétisme de l'Université Henri Poincaré - Nancy I. Il s'agit d'un magnétomètre équipé d'une bobine supraconductrice pouvant développer un champ magnétique vertical de 7 T. Grâce à un système de trempe des bobines, des champs aussi faibles que 0.1 Oe peuvent être appliqués. Un étalonnage réalisé avec un échantillon calibré de palladium paramagnétique permet de nous assurer des valeurs de champ les plus faibles. Les mesures peuvent être effectuées en température variable entre 1.7K et 400K. En dessous de 4.2K, le refroidissement est réalisé par pompage sur le bain d'hélium et le temps de mesure est restreint à 3 heures maximum. La sensibilité de l'instrument est de 10^{-8} emu. L'échantillon est placé dans une paille diamagnétique, dont la contribution est minimisée par la géométrie des deux anneaux SQUID de détection. Les corrections de diamagnétisme du substrat et du porte échantillon ont été négligées car les mesures sont toujours réalisées à des champs faibles.

6.2 Température de Curie, aimantation à saturation des couches de GdFe

Nous avons tout d'abord mesuré, en fonction de la température, les aimantations sous 1000 Oe de plusieurs films d'alliage GdFe. Comme on peut le voir sur la figure II-16, l'évolution de l'aimantation normalisée ($M(T)/M(5K)$) en fonction de la température conduit à une estimation de la température de Curie $T_c = 370K$, qui est proche de celle annoncée par Hansen [Hansen, 1989] pour l'alliage $Gd_{0.62}Fe_{0.38}$.

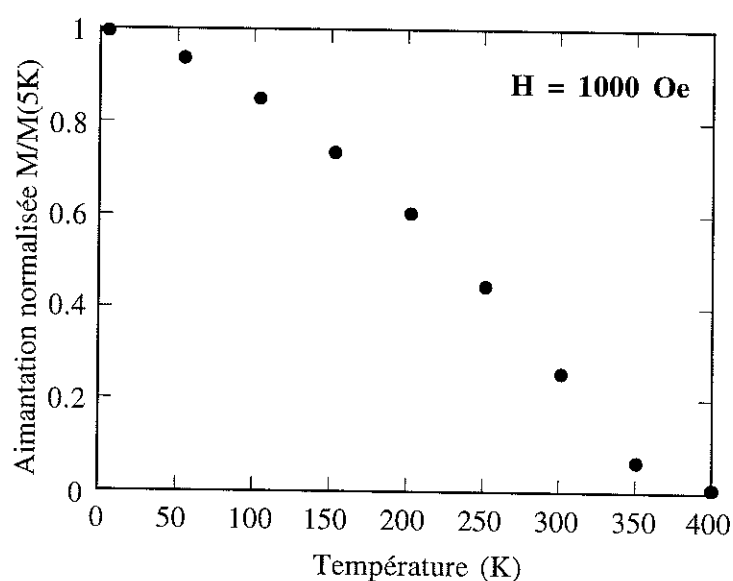


Fig. II-16: Aimantation normalisée d'une couche de 1000 Å de GdFe en fonction de la température sous un champ magnétique de 1000 Oe

A cette composition correspond selon Hansen une aimantation de 1200 emu. En déterminant le volume de l'échantillon, nos mesures ont conduit à une valeur légèrement inférieure. Vu les difficultés de détermination exacte des épaisseurs et des surfaces, nous nous référons à la valeur annoncée par Hansen.

$$M_s = 1200 \text{ emu/cm}^3$$

Ce qui donne, en prenant la distance interatomique moyenne dans le GdFe $\langle a \rangle = 3.2 \text{ \AA}$, un moment moyen par atome de: $\mathcal{M} = 3.375 \mu_B$

6.3 Comportement de couches de GdFe déposées sur Kapton à 300K

Nous avons tout d'abord exploré le comportement magnétique d'échantillons déposés sur Kapton. La nature de ce substrat est a priori attractive pour la facilité de mise en forme et la très faible épaisseur de substrat diamagnétique. Les cycles d'hystérésis de trois échantillons de GdFe d'épaisseurs 100Å, 500Å et 1000Å obtenus en mesurant l'aimantation suivant les axes (Ox) et (Oy) (définis figure II-13) sont représentés aux figures II-17, II-18 et II-19.

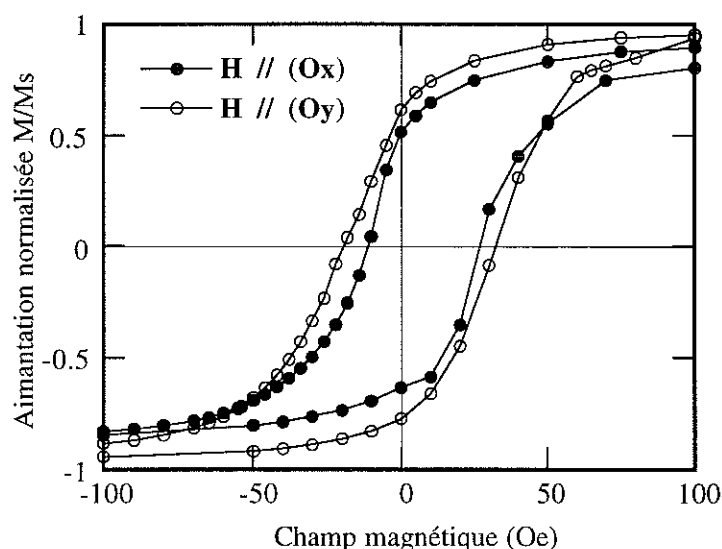


Fig. II-17: Cycles d'hystérésis d'un échantillon GdFe (100Å) déposé sur Kapton à la température ambiante. Le champ magnétique a été appliqué suivant (Ox) et suivant (Oy)

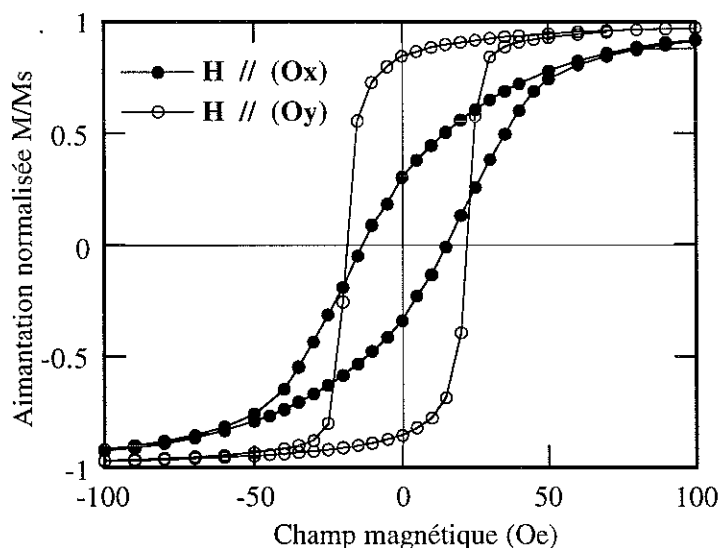


Fig. II-18: Cycles d'hystérésis d'un échantillon GdFe (500Å) déposé sur Kapton à la température ambiante. Le champ magnétique a été appliqué suivant (Ox) et suivant (Oy)

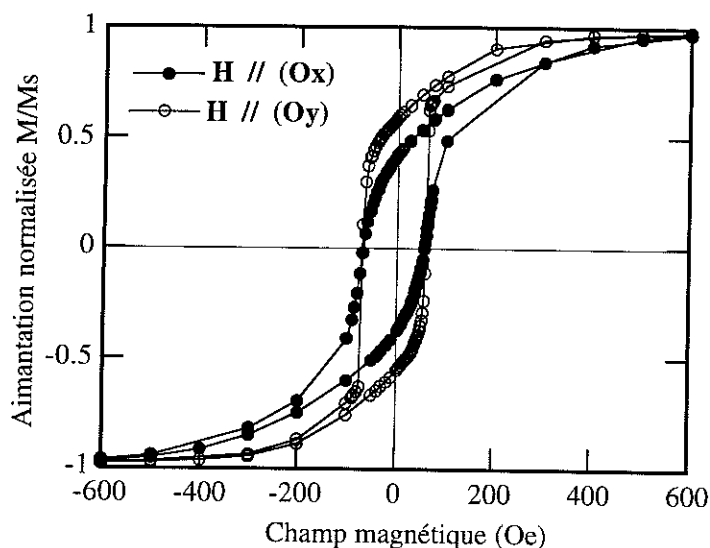


Fig. II-19: Cycles d'hystérésis d'un échantillon GdFe (1000Å) déposé sur Kapton à la température ambiante. Le champ magnétique a été appliqué suivant (Ox) et suivant (Oy)

Pour une épaisseur d'alliage de 100Å, les cycles obtenus avec le champ appliqué suivant (Ox) et (Oy) sont relativement voisins et aucun axe ne semble privilégié.

Lorsque l'épaisseur de la couche atteint 500Å, les cycles obtenus selon les deux directions orthogonales sont significativement différents. Le cycle effectué le long de l'axe (Oy) se rapproche d'un cycle rectangulaire et celui suivant (Ox) présente une partie centrale relativement oblique. Comparé aux cycles des figures II-11a et II-11b, il paraît évident que avec l'augmentation d'épaisseur, un premier pas vers des échantillons à axe d'anisotropie facile suivant (Oy) a été effectué.

Toutefois, une nouvelle augmentation d'épaisseur n'accentue pas le phénomène puisque la dissymétrie des cycles est partiellement réduite lorsque l'épaisseur de la couche atteint 1000Å. Les cycles évoluent d'ailleurs vers les cycles théoriques des figures II-12a et II-12b, ce qui semble indiquer l'apparition d'anisotropie biaxiale.

6.4 Comportement de couches de GdFe déposées sur verre à 300K

Étant donné les résultats encourageants obtenus sur l'échantillon de 500Å déposé sur Kapton, nous avons poursuivi l'étude en remplaçant le substrat de Kapton par un substrat de verre rigide pouvant imposer des contraintes à la couche d'alliage amorphe. Nous avons en effet observé un enroulement du Kapton lorsqu'on le désolidarisait du porte substrat rigide, ce qui suggère le rôle de contraintes pour l'apparition d'un axe d'anisotropie facile.

Les résultats obtenus sur les échantillons déposés sur substrat de verre maintenu à 300K sont reportés aux figures II-20, II-21 et II-22.

Les échantillons d'épaisseur 100Å et 500Å présentent à leur tour une tendance à l'anisotropie uniaxiale plus marquée que précédemment mais qui reste encore imparfaite. L'échantillon de 1000Å d'épaisseur présente de nouveau des cycles caractéristiques d'anisotropie biaxiale.

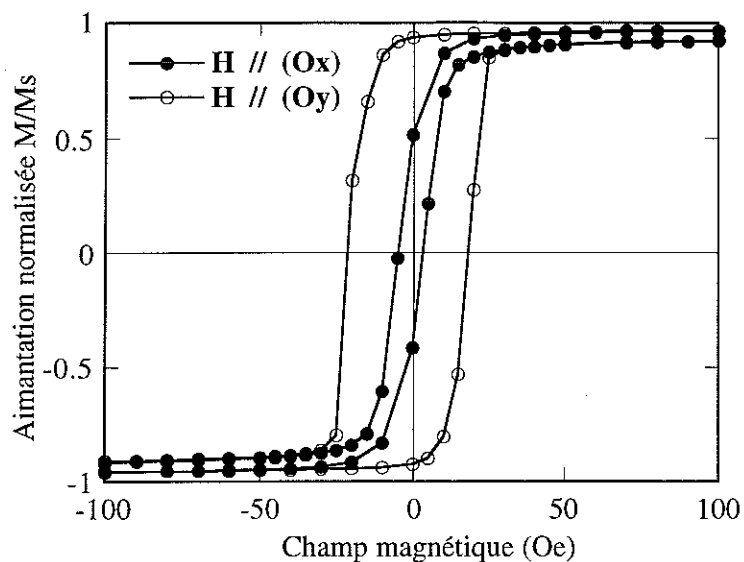


Fig. II-20: Cycles d'hystérésis d'un échantillon GdFe (100Å) déposé sur verre à la température ambiante. Le champ magnétique a été appliqué suivant (Ox) et (Oy).

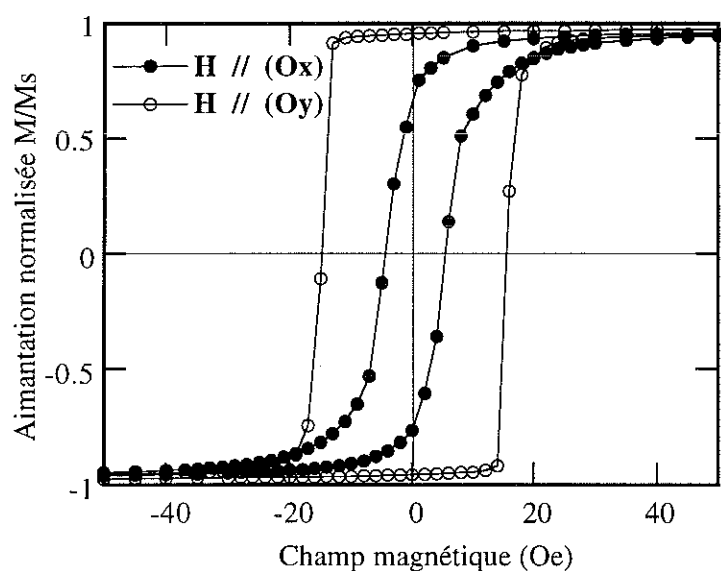


Fig. II-21: Cycles d'hystérésis d'un échantillon GdFe (500Å) déposé sur verre à la température ambiante. Le champ magnétique a été appliqué suivant (Ox) et (Oy).

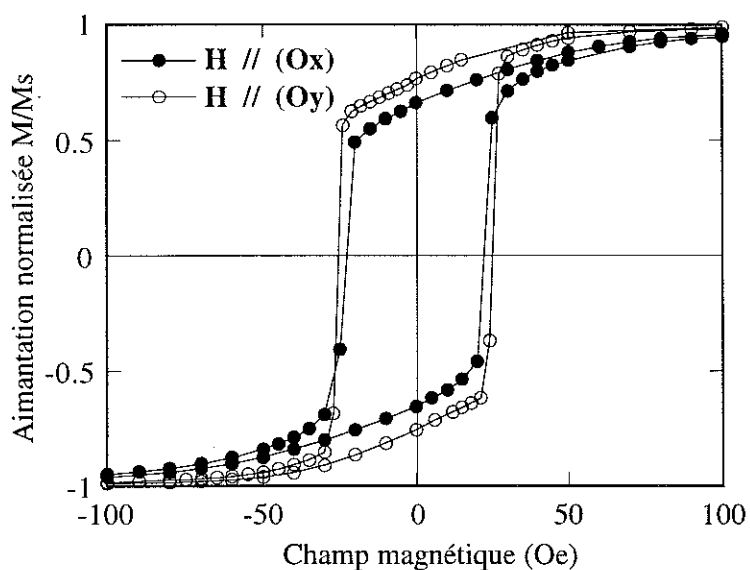


Fig. II-22: Cycles d'hystérésis d'un échantillon GdFe (1000Å) déposé sur verre à la température ambiante. Le champ magnétique a été appliqué suivant (Ox) et (Oy).

6.5 Comportement de couches de GdFe déposées sur verre à 77K

Cycles caractéristiques d'anisotropie uniaxiale

Finalement pour amplifier l'effet présumé des contraintes, nous avons effectué des dépôts sur lame de verre maintenue à la température de l'azote liquide.

A l'image des figures II-23 et II-24, les échantillons d'épaisseurs comprises entre 100Å et 3000Å présentent des cycles tout à fait caractéristiques de films à symétrie axiale avec un cycle très rectangulaire dans la direction (Oy) et un cycle quasi-linéaire entre deux valeurs de champ $-H_K$ et $+H_K$ dans la direction perpendiculaire (voir figures II-11a et II-11b).

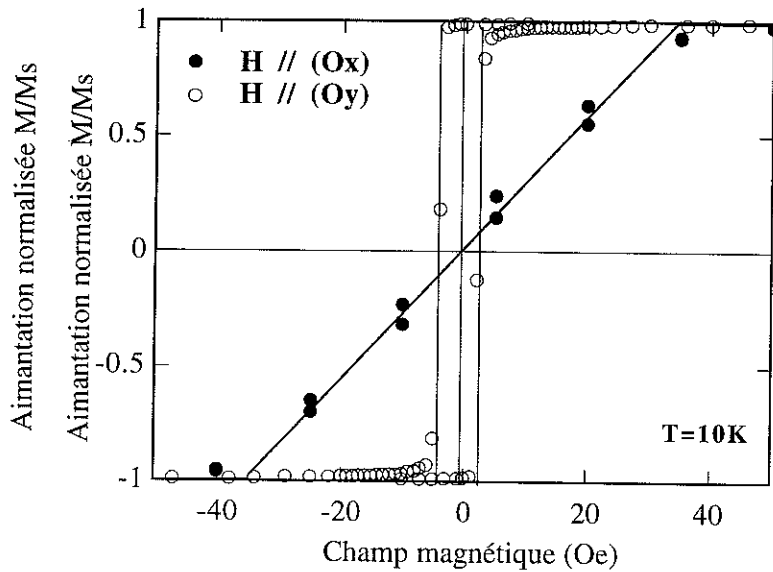


Fig. II-23: Cycles d'hystérésis d'un échantillon GdFe (500Å) déposé sur verre à 77K.

Le champ magnétique a été appliqué suivant (Ox) et (Oy)

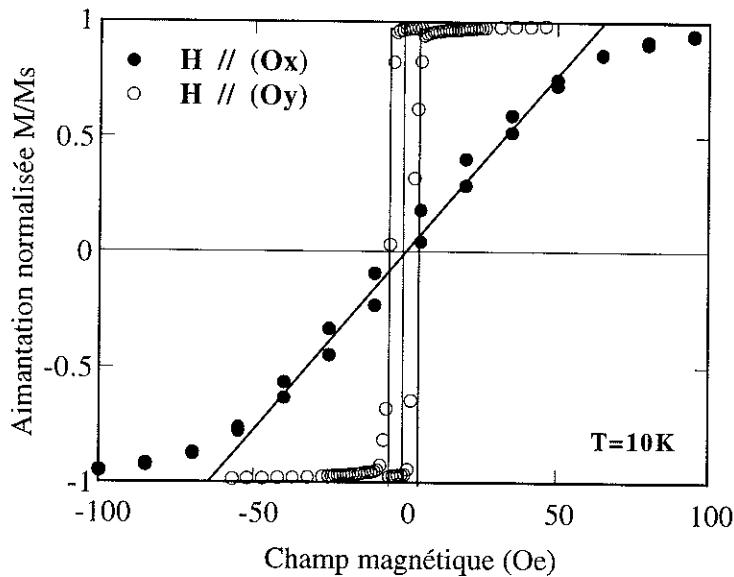


Fig. II-24: Cycles d'hystérésis d'un échantillon GdFe (1000Å) déposé sur verre à 77K.

Le champ magnétique a été appliqué suivant (Ox) et (Oy)

Constante d'anisotropie

Le cycle obtenu lorsque le champ est appliqué suivant la direction perpendiculaire à l'axe d'aimantation facile est caractérisé par le champ H_K , directement lié à la constante d'anisotropie

par la relation $K = \frac{M_s H_K}{2}$. Comme nous pouvons le voir sur les figures ci dessus, ce champ dépend de l'épaisseur déposée. Il est de 70 Oe lorsque l'épaisseur de la couche est de 1000Å et de 40 Oe lorsqu'elle est de 500Å. Cela signifie que les constantes d'anisotropie dépendent de l'épaisseur du film et sont plus importantes lorsque l'échantillon est plus épais.

En revanche, ce champ ne dépend pas de la position du substrat lors du dépôt, comme on peut le constater sur la figure II-25.

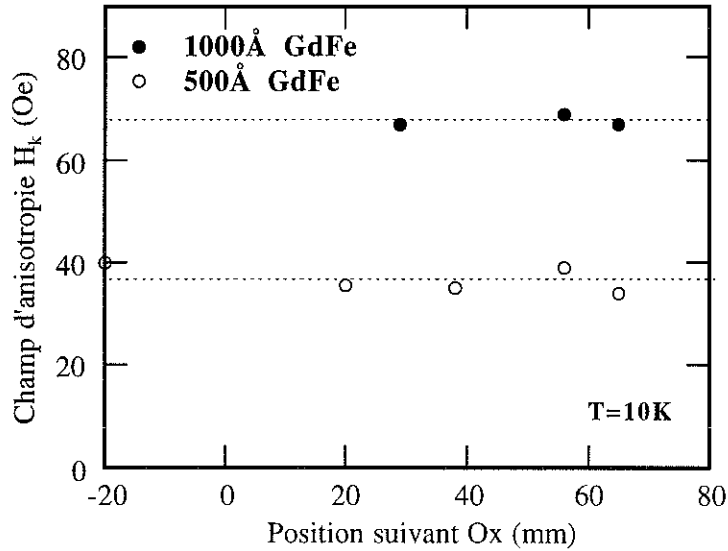


Fig. II-25: Evolution du champ d'anisotropie des couches de 500Å et 1000Å de GdFe en fonction de la position du substrat lors du dépôt

Pour l'échantillon d'épaisseur 1000Å où H_K est de 70 Oe, on obtient la constante d'anisotropie de :

$$K' = 4.2 \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3 \text{ soit } K = 0.008 \text{ K/at.}$$

Dans un échantillon de 500Å, où H_K est voisin de 40 Oe, la constante d'anisotropie est de:

$$K' = 2.4 \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3 \text{ soit } K = 0.0045 \text{ K/at.}$$

Notons que ces valeurs sont légèrement inférieures aux constantes d'anisotropie du gadolinium ou du fer

Largeur de paroi

Avec l'estimation de $A' = 15 \cdot 10^{-8} \text{ erg/cm}$ [Hansen 1989] et la valeur mesuré de K' pour 1000Å de GdFe, il devient possible d'évaluer la largeur de paroi: $\delta = \pi \sqrt{\frac{A'}{K'}}$ et l'énergie de paroi: $\sigma = 4\sqrt{A' K'}$:

$$\begin{aligned} \delta &= 700 \text{ Å} \\ \sigma &= 0.35 \text{ erg/cm}^2 \end{aligned}$$

Champ coercitif

Le cycle rectangulaire obtenu lorsque le champ est appliqué suivant l'axe d'aimantation facile permet de déterminer le champ coercitif H_C , dont les variations en fonction de la position du substrat pendant le dépôt sont représentées figure II-26 pour deux épaisseurs de film différentes. Contrairement au champ d'anisotropie présenté figure II-25, le champ coercitif dépend de la position du substrat par rapport aux sources mais non de l'épaisseur du dépôt.

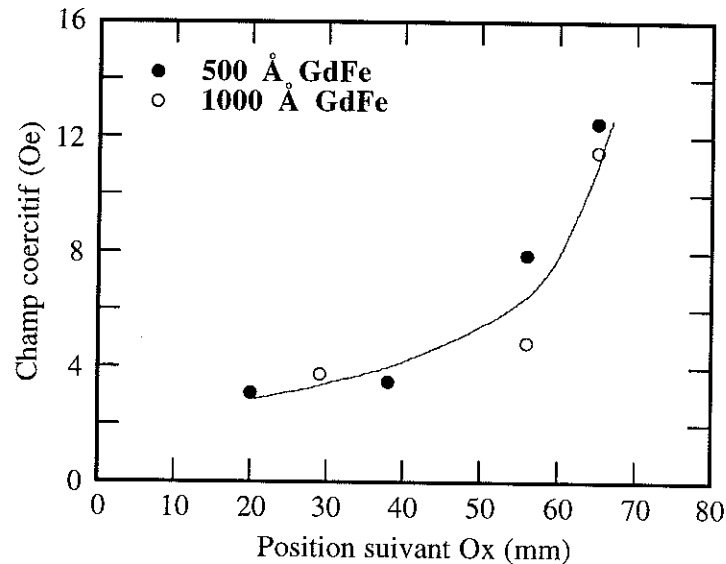


Fig. II-26: Evolution du champ coercitif des couches de 500Å et 1000Å de GdFe en fonction de la position du substrat lors du dépôt.

6.6 Discussion sur l'anisotropie observée pour les couches de GdFe

G. Suran *et al* [Suran, 1984] ont présenté des résultats sur les propriétés d'alliages CoTi très proches de ceux que nous avons observés sur GdFe. Ils ont observé, en dessous d'une température de dépôt critique T_s , un seul axe d'anisotropie dans le plan de la couche quelque soit l'épaisseur du dépôt. Au dessus de T_s , ils observent une épaisseur de dépôt critique t_c au dessus de laquelle les cycles effectués suivant l'axe facile et difficile témoignent de la présence de deux axes d'anisotropie, l'un dans le plan de la couche et l'autre perpendiculaire au plan du dépôt. Plusieurs expressions liant les constantes d'anisotropie à l'épaisseur de dépôt critique sont données.

Il apparaît pour les alliages GdFe que T_s est supérieure à 77K et inférieure à la température ambiante. A 300K, l'épaisseur critique est comprise entre 500Å et 1000Å.

Les variations d'anisotropie sont probablement dues à des changements de la microstructure du matériau en fonction de l'épaisseur du film.

L'axe d'anisotropie dans le plan de la couche est perpendiculaire au plan formé par les deux sources et le substrat. La présence de cette direction privilégiée souligne l'importance de la

direction du flux des deux éléments par rapport au substrat. Les variations du champ coercitif avec la position (figure II-26) confirment l'influence de ce paramètre sur les propriétés des couches minces réalisées.

Les différences notables entre les propriétés magnétiques des dépôts sur Kapton et sur verre ainsi que l'influence de la température mettent clairement en évidence l'influence des contraintes sur l'anisotropie magnétique.

En revanche, l'application d'un champ magnétique durant le dépôt ainsi que les recuits à 400K sous 2 teslas n'ont entraîné aucun changement notable des caractéristiques magnétiques des échantillons.

6.7 Comportement de couches de TbFe déposées sur verre à 77K

L'évolution de l'aimantation normalisée ($M(T)/M(5K)$) en fonction de la température de l'alliage amorphe $Tb_{0.45}Fe_{0.55}$ obtenu par dépôt à 77K est présentée figure II-27.

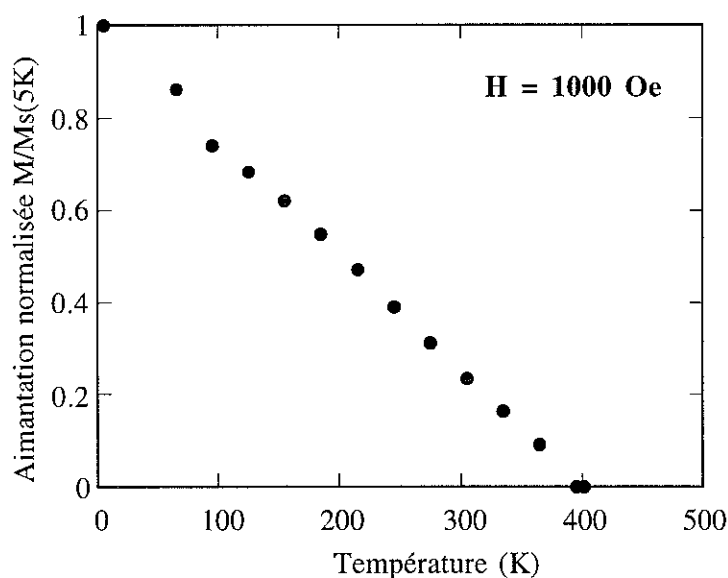


Fig. II-27: Aimantation normalisée d'une couche de TbFe en fonction de la température sous un champ de 1000 Oe appliqué suivant la direction (Oy)

La température de Curie légèrement inférieure à 400K est proche de celle annoncée par Hansen [Hansen, 1989] pour l'alliage $Gd_{0.55}Fe_{0.45}$ (figure II-8).

C'est parce qu'il présente la même température de Curie que l'alliage amorphe $Gd_{0.62}Fe_{0.38}$ (et donc des échanges comparables) que nous avons choisi cette concentration d'alliage amorphe TbFe.

Les mesures d'aimantation avec champ magnétique appliqué suivant les directions (0x) et (0y) pour une couche de TbFe de 500Å sont présentées sur la figure II-28.

Un tel cycle est typique d'échantillon à forte anisotropie aléatoire:

- i) le champ coercitif est élevé : $1.5 \cdot 10^4$ Oe

ii) la forme est celle prévue par un modèle HPZ [Callen, 1977]: Lors de la décroissance du champ, il y a ouverture du cône des moments de terbium comme montré à la figure II-4. L'ouverture se poursuit pratiquement jusqu'au champ coercitif où un retournement de l'aimantation se produit par amas et en "avalanche".

Un tel cycle est compatible avec des constantes d'anisotropie de l'ordre de grandeur de 10^8 erg/cm^3 (typiquement celle du terbium).

L'échantillon à $500\text{\AA}$ de TbFe ne montre pas d'axe d'anisotropie dans le plan.

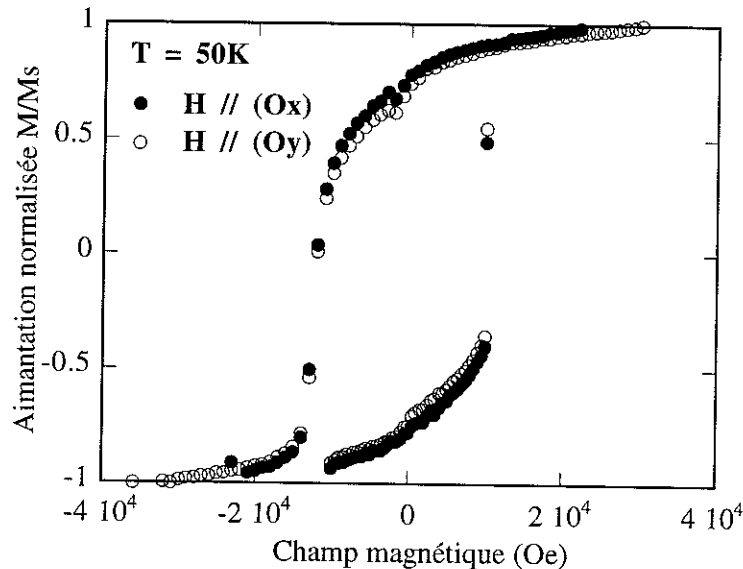


Fig. II-28: Cycles d'hystérésis d'un échantillon TbFe ($500\text{\AA}$) déposé sur verre à 77K
Le champ magnétique a été appliqué suivant (Ox) et suivant (Oy)

7. Conclusion

Le premier objectif de notre travail était de trouver les éléments susceptibles de composer une jonction à paroi de domaines. Avec les alliages amorphes GdFe et TbFe, nous avons trouvé un système à priori favorable qui répond aux contraintes les plus exigeantes:

- L'alliage GdFe est un matériau magnétique doux alors que TbFe est un matériau magnétique dur pouvant servir de barrière de potentiel vis à vis de parois générées dans l'alliage GdFe.

- Les alliages amorphes sont de structures voisines, ce qui devrait assurer une continuité structurale.

- Déposées sur substrat de verre maintenu à 77K , les couches GdFe présentent un axe d'aimantation facile dans le plan de l'échantillon, ce qui peut permettre de développer des parois à 180° .

L'absence d'axe d'anisotropie de l'alliage TbFe et d'une structure magnétique à l'anisotropie aléatoire est l'élément le moins favorable du système.

Les évaluations numériques faites à partir d'expériences ou avec des valeurs tirées de la littérature sont à comparer aux valeurs suggérées par GB §4.4 du chapitre I. Pour la couche de 1000Å d'alliage $Gd_{0.62}Fe_{0.38}$ amorphe possédant une anisotropie uniaxiale dans le plan :

Grandeur	Origine
Aimantation $M_s = 1200 \text{ emu/cm}^3$	[Hansen, 1989] confirmé par la mesure
Constante d'anisotropie $K' = 4.2 \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3$	Mesure de l'aimantation en fonction du champ suivant l'axe difficile [Fig. II-24]
Intégrale d'échange $A' \approx 18 \cdot 10^{-8} \text{ erg/cm}$	Calculée d'après (11) avec les valeurs du tableau II-3

Ce qui conduit, comme nous le verrons au chapitre suivant, à des épaisseurs de paroi de l'ordre de 670Å et à une énergie de paroi par unité de surface $\sigma = 0.35 \text{ erg/cm}^2$ (d'après $\sigma = 4 \sqrt{A' K'}$).

Dans TbFe, des constantes d'anisotropie $K' = 10^8 \text{ erg/cm}^3$ sont évoquées. En considérant l'échange dans le GdFe et dans le TbFe du même ordre de grandeur, on obtient une énergie de paroi dans le TbFe $\sigma = 17 \text{ erg/cm}^2$.

Le paramètre η serait de l'ordre de 45, ce qui est particulièrement grand et constituerait une barrière de hauteur démesurée avec des H_p^0 très élevés, du moins si l'épaisseur de TbFe de la barrière est supérieure à la largeur de paroi.

Ces valeurs seront toutefois réduites très fortement [voir relations (45) (46) du chapitre I] si l'épaisseur de TbFe de la jonction est bien inférieure à la largeur de paroi et si l'on se situe dans le cas $w \ll \delta$. Ce sont de telles jonctions que nous avons préparées et dont le comportement est décrit au chapitre III.

CHAPITRE III

La Jonction à Paroi de Domaines GdFe/TbFe/GdFe

1. Introduction

Disposant des éléments de construction de la jonction à paroi de domaines (JPD), à savoir des couches de GdFe amorphe comme matériau doux et des couches de TbFe amorphe comme matériau générateur de barrière de potentiel, nous avons déposé sur des substrats de verre, maintenus à 77K, des tricouches composées d'une couche de TbFe comprise entre deux couches de GdFe. Nous abordons dans ce chapitre la réalisation des JPD et la mise en évidence de leur "fonctionnement".

Nous commençons au paragraphe 2 par la description du comportement d'un échantillon type: GdFe(1000Å)/TbFe(9.5Å)/GdFe(500Å). Nous présentons l'étude de son aimantation en fonction du champ appliqué et pour plusieurs températures. Nous mettons en évidence différents processus élémentaires de variation de l'aimantation avec en particulier la nucléation de domaines, la compression de parois contre la barrière de potentiel et la propagation de paroi à travers la barrière de potentiel. Nous définissons plusieurs champs caractéristiques avec, parmi eux, le champ de propagation d'une paroi à travers la couche de TbFe. Nous établissons enfin le diagramme de fonctionnement de la JPD avec 3 régimes séparés par des températures de seuil.

Au paragraphe 3, nous présentons comment les comportements décrits au paragraphe 2, avec les températures et les champs caractéristiques, dépendent de l'épaisseur de la couche de TbFe qui s'avère être le paramètre le plus pertinent de cette étude.

Afin de bien dégager les modes de fonctionnement de la JPD, nous proposons dans les paragraphes 2 et 3 des interprétations rapides des courbes d'aimantation et réservons les paragraphes 4 à 8 à des analyses plus détaillées, justifiant nos affirmations antérieures. Ces

paragraphes sont consacrés aux phénomènes de nucléation de domaine, de compression de paroi, de leur propagation et finalement de leur annihilation. Les comportements d'échantillons spécifiques et parfois complexes viennent étayer les interprétations.

Le paragraphe 9 traite du comportement d'une jonction à paroi de domaines du type $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{DyFe}(15\text{\AA})/\text{GdFe}(500\text{\AA})$ où la couche de TbFe a été remplacée par une couche de DyFe, le dysprosium étant lui aussi un élément de forte anisotropie. Nous montrons que le comportement est qualitativement identique et vient généraliser les résultats obtenus sur les échantillons à barrière de TbFe.

Enfin, nous présentons le comportement de quelques systèmes où les couches de TbFe ou DyFe sont remplacées par des couches non magnétiques d'argent ou de silicium. Ces courbes réalisées lors des premières étapes de notre étude dans le but de nous assurer du rôle des couches de matériau magnétique dur ne sont pas sans apporter des comportements originaux et intéressants.

2. Comportement de l'échantillon

$\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{TbFe}(9.5\text{\AA})/\text{GdFe}(500\text{\AA})$

Dans ce paragraphe, nous avons choisi de présenter les résultats de mesure d'aimantation obtenus sur une jonction à paroi de domaines caractéristique, d'épaisseur de TbFe $e=9.5\text{\AA}$, à savoir l'échantillon $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{TbFe}(9.5\text{\AA})/\text{GdFe}(500\text{\AA})$. Parallèlement à la description des courbes, nous proposons l'interprétation des résultats expérimentaux et la signification des différentes caractéristiques. Comme nous l'avons mentionné dans l'introduction de ce chapitre, afin de bien dégager le fonctionnement des dispositifs, nous reportons l'analyse détaillée des interprétations plus loin dans ce chapitre.

2.1 Procédure de mesure de l'aimantation

Les mesures d'aimantation présentées dans ce chapitre ont été réalisées à l'aide d'un magnétomètre à détection SQUID dans un domaine de température compris entre 300K et 1.8K. Les champs sont toujours appliqués le long de l'axe de facile aimantation.

La procédure de mesure est la suivante:

- i) saturation de l'aimantation de l'échantillon sous $H=1000\text{ Oe}$, à haute température: température ambiante ou 100K pour les échantillons dont la couche de TbFe est la plus mince.
- ii) abaissement de la température sous champ de 1000 Oe afin de conserver l'aimantation à saturation $+M_s$.
- iii) décroissance rapide du champ de 1000 Oe à 0 Oe.
- iv) application d'un champ croissant dans la direction opposée à celle du champ initial.

Les mesures d'aimantation présentées sur les figures suivantes sont celles recueillies dans la partie iv) de la procédure. Sur les courbes d'aimantation, les champs apparaissent négatifs.

Dans le texte et sur les différents diagrammes montrant le comportement des champs caractéristiques en fonction de la température ou des épaisseurs, il est apparu plus commode de donner leur intensité (norme).

2.2 Aimantation mesurée à 30K

Description

La figure III-1 présente l'évolution de l'aimantation normalisée (M/M_s) obtenue en fonction du champ magnétique appliqué, dans un domaine compris entre 0 et -100 Oe et pour une température $T=30K$. Les lettres entre parenthèses (a) à (d) font référence aux différents comportements expliqués sur la figure III-2.

En décrivant le cycle d'hystérésis, l'aimantation de l'échantillon reste pratiquement égale à l'aimantation à saturation $+M_s$ (a) jusqu'à un champ dit de "nucléation 1" $H_{n1} = 18$ Oe pour lequel (b) une chute brutale de l'aimantation (ΔM_1) se produit. Cette première chute est suivie d'une décroissance lente de l'aimantation d'amplitude ΔM_δ (c) qui prend fin à un champ $H_p = 43$ Oe auquel un second saut d'aimantation ΔM_2 (d) se manifeste. Après le second saut, l'aimantation devient égale à $-M_s$, c'est à dire que l'aimantation est maintenant saturée dans le sens négatif.

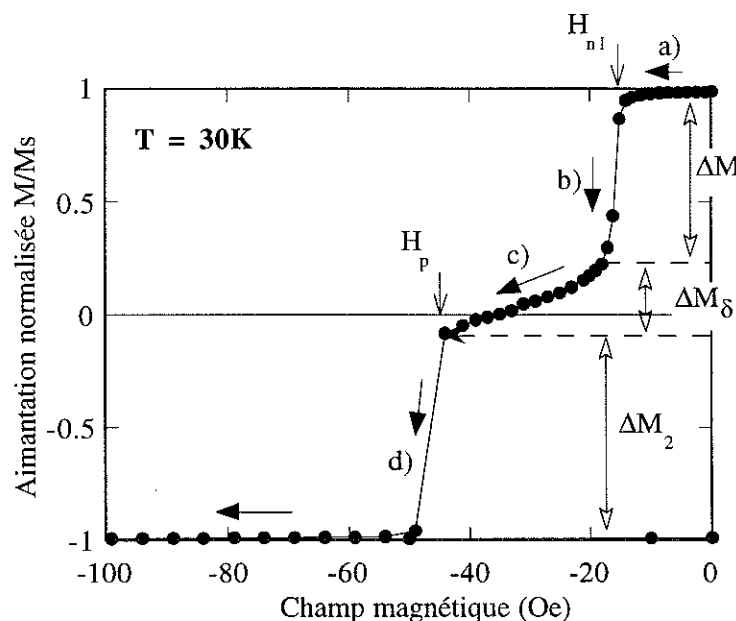
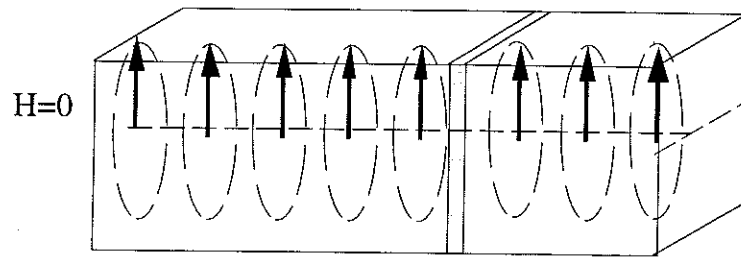


Fig. III-1: Variation de l'aimantation d'un échantillon $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(9.5\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$ à 30K
(les flèches représentent le sens de parcours du cycle).

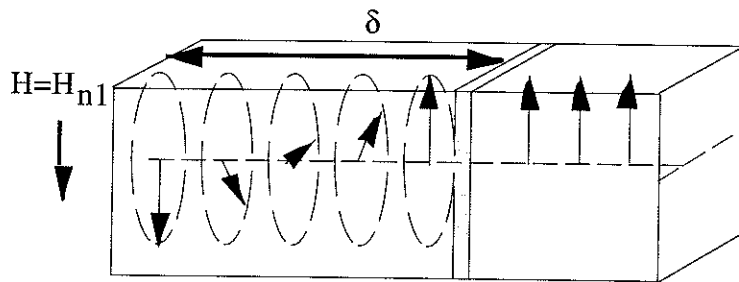
Interprétation du comportement de l'aimantation

Les quatre parties notées de (a) à (d) sur la figure III-1 correspondent à quatre configurations de l'aimantation dans la tricouche. Après étude systématique et recoupement de nombreux échantillons, les quatre parties peuvent être interprétées comme cela est schématisé sur la figure III-2:



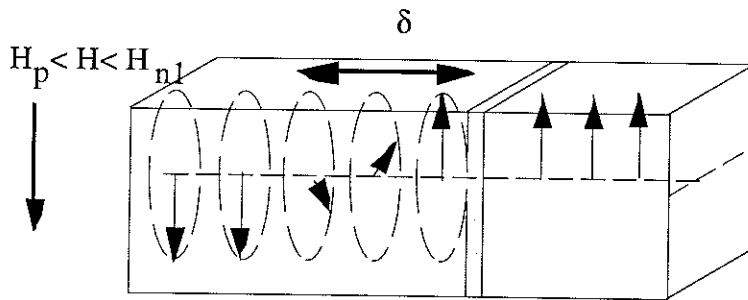
(a)

Aimantation à saturation



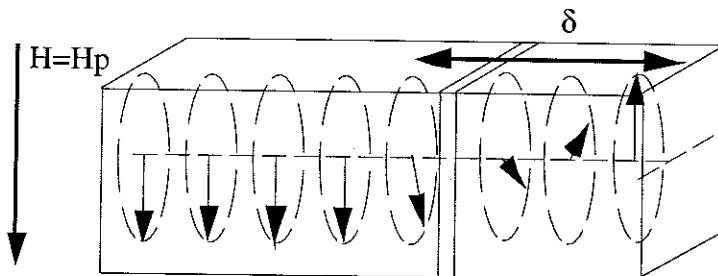
(b)

Nucléation de paroi dans la couche de GdFe la plus épaisse



(c)

Compression de la paroi



(d)

Traversée de la barrière de potentiel par la paroi.

Fig. III-2: Configurations de l'aimantation mesurée à 30K en fonction du champ appliqué dans l'échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(9.5Å)/GdFe(500Å).

a) Avant le premier saut, l'échantillon est saturé. Les moments magnétiques des différentes couches sont parallèles entre eux et sont orientés dans la direction du champ magnétique initial.

b) Au champ H_{n1} , un domaine magnétique est nucléé dans la couche de TbFe de 1000Å, à partir de sa surface extérieure. La paroi qui sépare ce domaine du coeur de l'échantillon se déplace très rapidement jusqu'à la couche de TbFe, ce qui provoque la première chute d'aimantation. Le mouvement de la paroi est stoppé par la couche de TbFe.

c) Sous l'effet du champ magnétique croissant, la paroi se comprime contre la couche d'alliage TbFe. Les moments magnétiques de la couche de GdFe de 500Å ne sont toujours pas affectés. La largeur de paroi se réduit et l'aimantation décroît lentement.

d) Au champ H_p , l'aimantation de la couche de TbFe se renverse et entraîne le retournement de l'aimantation de la seconde couche de GdFe. Cela achève le renversement de l'aimantation de l'échantillon qui devient égale à $-M_s$. Comme nous le montrerons plus loin, le renversement de l'aimantation de la couche de TbFe a pour origine la pression contre cette couche de la paroi initialement apparue dans la couche de GdFe la plus épaisse. Cela rend légitime la description du phénomène en terme de traversée de la barrière de potentiel par la paroi.

Le scénario serait alors celui de la jonction à paroi de domaines imaginée au chapitre I avec: injection d'une paroi, franchissement d'une barrière de potentiel et propagation au delà de la barrière.

Dans un langage de dispositif, on pourrait dire qu'il y a:

- Emission d'une paroi dans la couche GdFe(1000Å)
- Traversée de la barrière par la paroi
- Collection de la paroi dans la couche GdFe(500Å)

2.3 Aimantation mesurée à 20K

Comportement de l'aimantation

Si la mesure de l'aimantation de l'échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(9.5Å)/GdFe(500Å) est effectuée à la température de 20K en suivant la même procédure expérimentale que précédemment, on enregistre l'évolution représentée à la figure III-3.

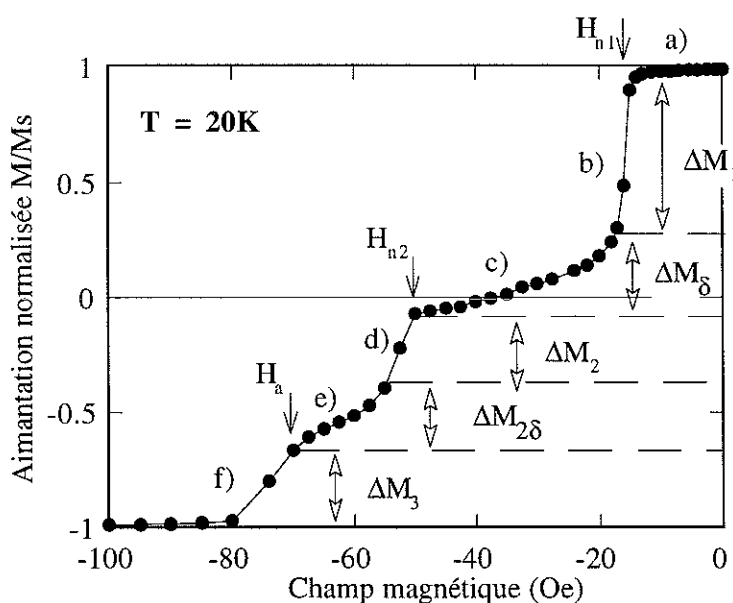


Fig. III-3: Variation de l'aimantation mesurée à 20K d'un échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(9.5Å)/GdFe(500Å)

Dans un premier temps, l'aimantation se comporte comme à 30K: (a) elle reste égale à l'aimantation à saturation M_s jusqu'au champ de nucléation H_{n1} , (b) présente un premier saut d'amplitude ΔM_1 vers 18 Oe puis (c) décroît d'une amplitude ΔM_8 lentement au delà de ce saut.

Ensuite, le comportement de l'aimantation s'écarte de celui observé à 30K puisque la décroissance lente (c) prend fin avec un deuxième saut d'aimantation (d) qui, contrairement au cas précédent, ne conduit pas à l'aimantation à saturation $-M_s$. Ce second saut d'aimantation présente une amplitude $\Delta M'_2$ inférieure à ΔM_2 . Le champ magnétique auquel il se produit est noté H_{n2} .

Le second saut d'aimantation est à son tour suivi d'une décroissance lente d'amplitude ΔM_{28} (e) qui prend fin à un champ H_a avec une troisième chute d'amplitude ΔM_3 (f) qui, cette fois, amène l'aimantation à $-M_s$. Cette chute est souvent moins abrupte que les précédentes. Le champ auquel elle commence à se manifester est noté H_a .

Interprétation du comportement de l'aimantation

Les comportements correspondants aux parties a, b et c identiques à 20K et 30K peuvent être interprétés de façon similaire avec nucléation de paroi dans la couche de GdFe la plus épaisse et compression contre la couche de TbFe.

La suite du comportement peut être comprise si l'on suppose qu'au champ H_{n2} une seconde nucléation se produit dans la couche de GdFe la moins épaisse. Cette nucléation de domaine se produirait de nouveau à partir de la surface extérieure et conduirait au développement d'une nouvelle paroi qui viendrait à son tour se heurter à la couche de TbFe et se comprimer, sans dans un premier temps provoquer le reversement de l'aimantation de la couche de TbFe. Le processus serait celui schématisé figure III-4.

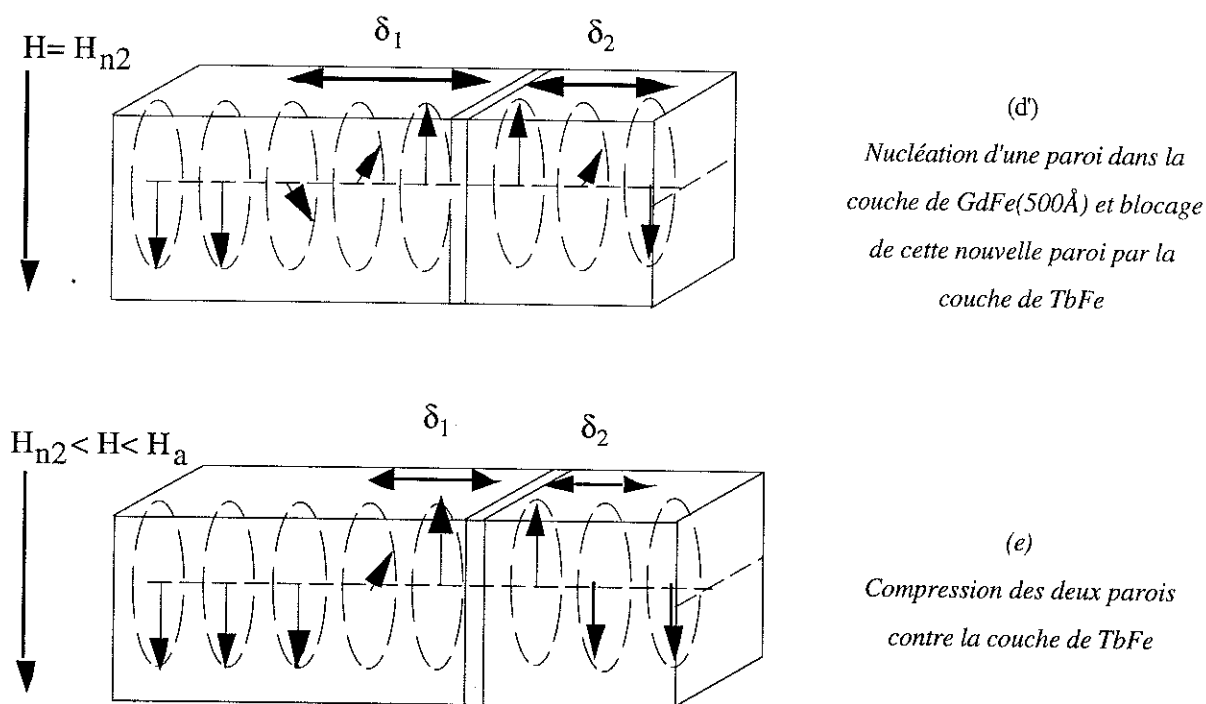


Fig. III-4: Configurations de l'aimantation mesurée à 20K en fonction du champ appliqué dans l'échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(9.5Å)/GdFe(500Å)

Les étapes représentées sur la figure III-4 sont les suivantes:

d') Nucléation d'une paroi dans la couche de GdFe de 500Å et blocage de cette paroi contre la barrière de TbFe.

e) Compression simultanée des deux parois contre la barrière de potentiel.

f) Renversement de l'aimantation de la couche de TbFe à un champ H_a avec annihilation des parois. Le champ d'annihilation H_a est relativement élevé, nous verrons au paragraphe 8 que ceci peut être interprété par des chiralités inverses des domaines situés de part et d'autre de la barrière.

A cette température, la propagation de la première paroi (créée dans la couche de GdFe de 1000Å) à travers la couche de TbFe serait court-circuitée par la nucléation de la seconde paroi nucléée dans la couche de GdFe de 500Å.

2.4 Aimantation mesurée à 70K

Lorsque la température de mesure est de 70K (figure III-5), l'aimantation du même échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(9.5Å)/GdFe(500Å) ne présente qu'un seul saut pour un champ noté H_{c1} en raison de sa ressemblance avec un champ coercitif. A ce champ correspond un renversement global de l'aimantation qui passe de $+M_s$ à $-M_s$. L'échantillon tend à se comporter comme une couche unique de GdFe amorphe (voir figure II-6 du chapitre II).

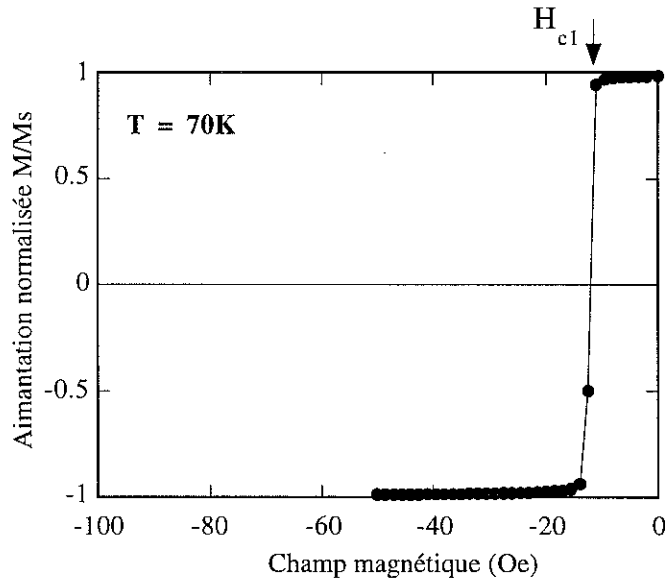


Fig. III-5: Variation de l'aimantation mesurée à 70K d'un échantillon
GdFe(1000Å)/TbFe(9.5Å)/GdFe(500Å)

2.5 Dépendance en température

Nous avons rassemblé figure III-6 quelques unes des mesures d'aimantation réalisées sur l'échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(9.5Å)/GdFe(500Å), pour des températures comprises entre 5K et 70K.

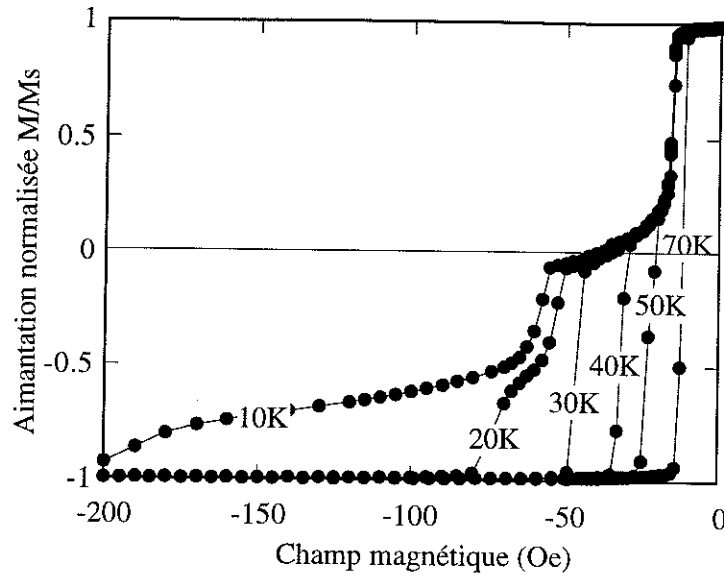


Fig. III-6: Variations de l'aimantation de l'échantillon $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(9.5\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$ à différentes températures.

Deux points remarquables de cette figure méritent d'être notés:

- i) La constance de l'amplitude du saut d'aimantation ΔM_1 à H_{n1} .
- ii) Le fait que la décroissance lente de l'aimantation (c) attribuée à la compression de paroi soit indépendante de la température.

A partir de la figure III-6 et des courbes intermédiaires non représentées, nous avons défini deux températures caractéristiques:

une température T_2^* , en dessous de laquelle l'aimantation présente le comportement décrit à 20K, avec la présence de trois sauts.

une température T_1^* , au dessus de laquelle le comportement est celui décrit à 70K, avec un saut unique d'aimantation, comportement semblable à celui d'une couche de GdFe unique.

Entre les températures T_1^* et T_2^* , l'aimantation présente le comportement décrit à $T=30K$ avec deux sauts d'aimantation.

La figure III-7 présente les évolutions thermiques des différentes champs caractéristiques dont les définitions sont rappelées au tableau III-1. Nous avons récapitulé dans ce même tableau le comportement qualitatif de chacun de ces champs avec la température.

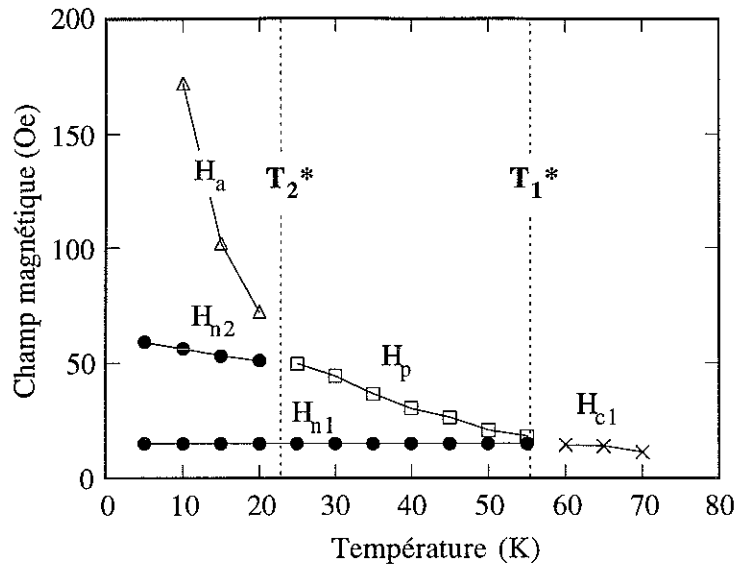


Fig. III-7: Evolution thermique des différents champs caractéristiques
du comportement de l'aimantation de l'échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(9.5Å)/GdFe(500Å)

H_{c1}	Champ coercitif haute température	croît légèrement lorsque la température décroît
H_{n1}	Champ de nucléation dans la couche de GdFe épaisse	varie très peu avec la température
H_p	Champ de propagation à travers la barrière	croît lorsque la température décroît
H_{n2}	Champ de nucléation dans la couche de GdFe mince	varie très peu avec la température
H_a	Champ d'annihilation des parois	croît fortement lorsque la température décroît

Tab. III-1 récapitulatif des champs caractéristiques et de leurs comportements
en fonction de la température

3. Influence de l'épaisseur de la barrière de TbFe

Les mesures présentées sur l'échantillon $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{TbFe}(9.5\text{\AA})/\text{GdFe}(500\text{\AA})$ ont été répétées sur un grand nombre d'échantillons d'épaisseurs de couches de GdFe et TbFe différentes. Nous nous attachons dans cette partie à montrer l'évolution des températures T_1^* et T_2^* avec l'épaisseur de la couche de TbFe, à épaisseur de couches de GdFe constantes.

3.1 Aimantation mesurée à 15K

Une série de mesures effectuées à 15 K sur des échantillons de mêmes épaisseurs de couches GdFe et d'épaisseur de TbFe différentes: $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{TbFe}(e)/\text{GdFe}(500\text{\AA})$ est présentée à la figure III-8.

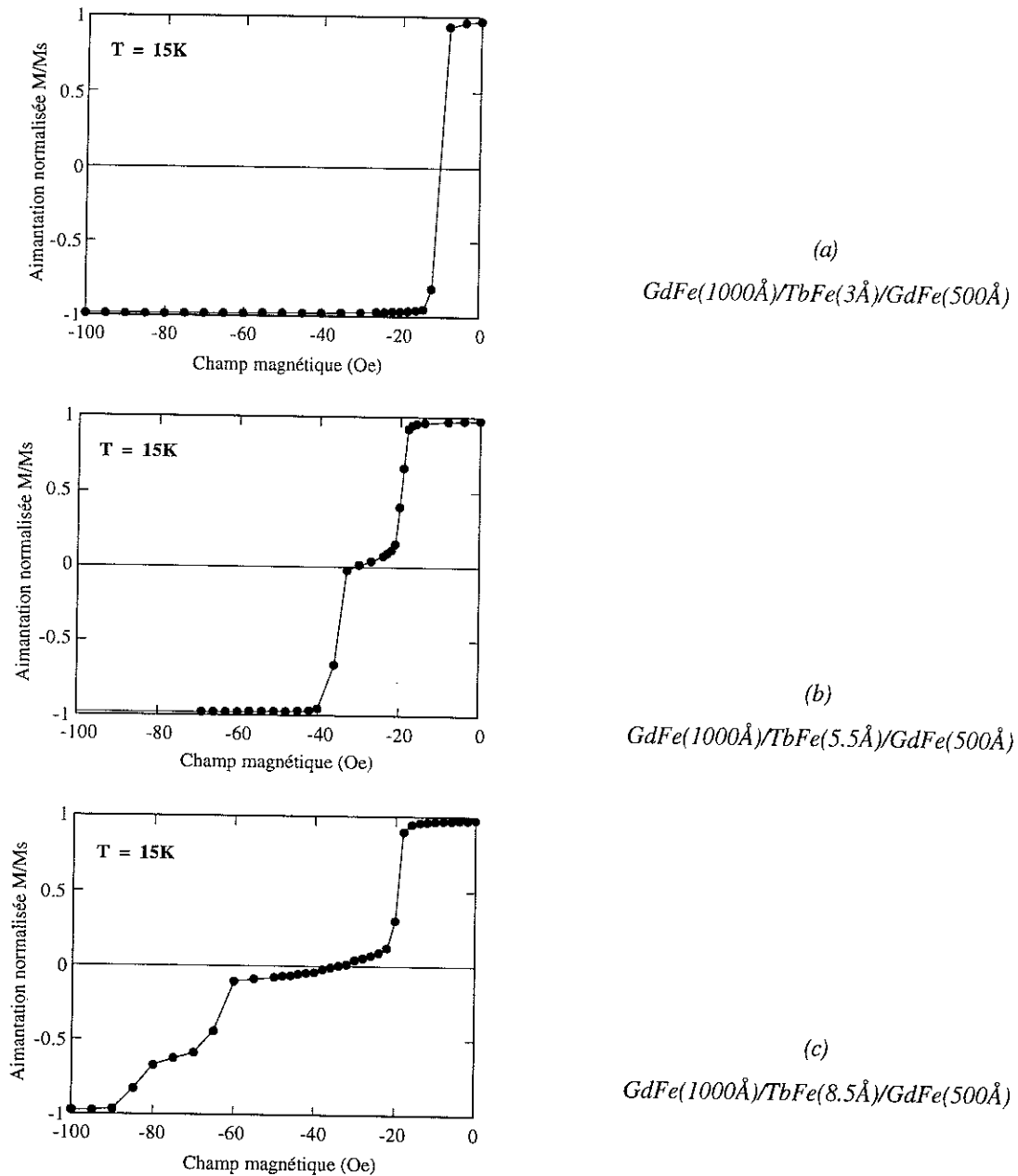


Fig. III-8: Aimantations mesurées à 15K sur trois tricouches d'épaisseurs de TbFe différentes

Ces figures sont parfaitement semblables à celles observées précédemment. Elles montrent que, à une température donnée, selon l'épaisseur de TbFe, les trois comportements typiques décrits au paragraphe précédent peuvent être observés.

Les températures caractéristiques T_1^* et T_2^* sont décalées vers les basses températures lorsque l'épaisseur de la barrière est moindre.

3.2 Etude détaillée d'un échantillon à faible épaisseur de TbFe

Le comportement de l'aimantation en fonction du champ magnétique d'un l'échantillon à 3Å d'épaisseur de couche de TbFe pour des températures comprises entre 2K et 10K est représenté à la figure III-9.

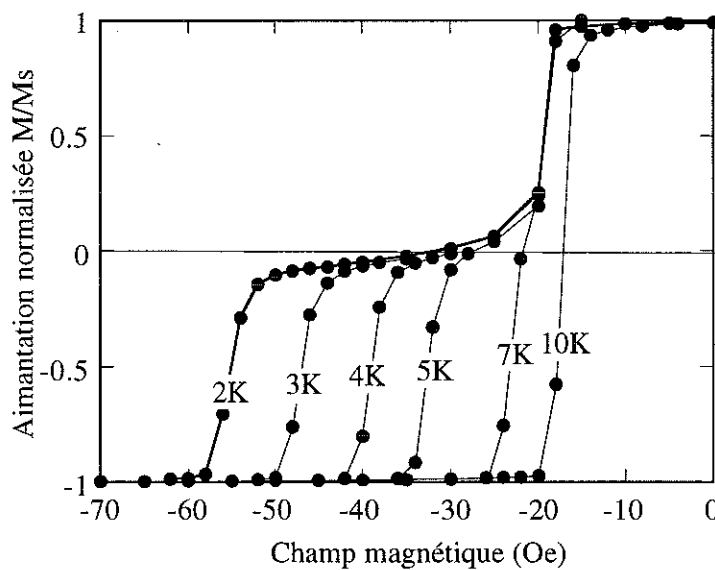


Fig. III-9: Variations de l'aimantation de l'échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(3Å)/GdFe(500Å) à différentes températures

On observe, au dessus de 7K, des courbes proches de celles de la figure III-5 et, entre 2 et 7K, des courbes telles que celle de la figure III-1. Le comportement de la figure III-3 n'est pas observé.

Les évolutions des champs caractéristiques en fonction de la température sont reportées figure III-10. Elles montrent qu'il y a un décalage de T_1^* vers les basses températures par rapport aux échantillons à épaisseur de TbFe plus importante et que T_2^* n'est plus détectable: soit elle est inférieure à 2K, soit elle a disparu en atteignant 0K pour une épaisseur critique supérieure à 3Å.

Le comportement de l'aimantation de l'échantillon possédant une couche de TbFe de 3Å montre qu'il sera possible d'étudier la propagation à basse température, lorsque l'épaisseur de la couche TbFe est très faible, sans être gêné par la nucléation de la deuxième couche de GdFe.

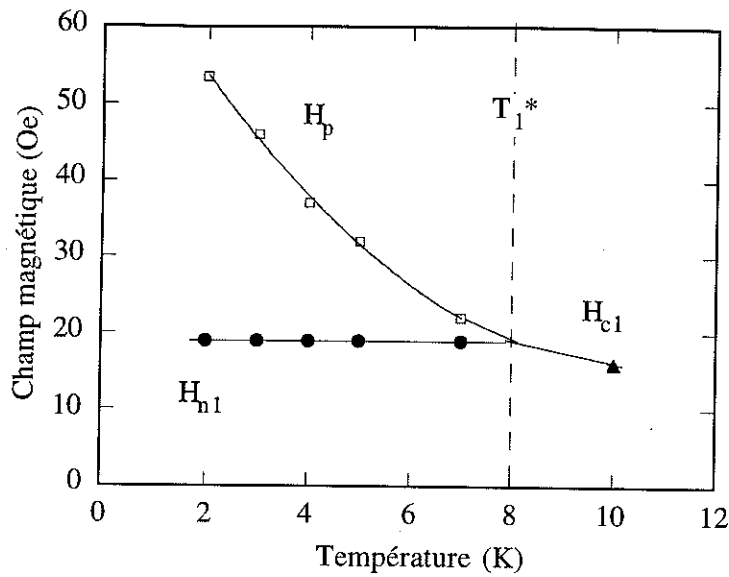


Fig. III-10:

Evolutions des champs H_{c1} , H_{n1} et H_p en fonction de la température sur $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(3\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$

3.3 Diagramme de comportement

Les évolutions des températures de seuil T_1^* et T_2^* en fonction de l'épaisseur e de la couche de TbFe, sont représentées à deux échelles différentes aux figures III-11a) et b).

Pour des jonctions à paroi de domaines du type $(GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(e\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA}))$, on observe une augmentation de T_1^* et T_2^* avec l'épaisseur de TbFe. Les courbes T_1^* et T_2^* en fonction de l'épaisseur délimitent trois régions de l'espace (température, épaisseur de TbFe).

Résumons leurs caractéristiques:

La région I ($T_1^* < T$). Les courbes d'aimantation présentent un seul saut caractéristique d'un retournement global de l'aimantation de la couche (figures III-5 et III-8a). Elle est typique d'échantillon à faible épaisseur de TbFe mesuré à haute température.

La région II ($T_2^* < T < T_1^*$) présente des courbes $M(H)$ caractérisées par deux sauts d'aimantation (figures III-1 et III-8b): le premier correspondant à la nucléation d'une paroi dans couche de GdFe la plus épaisse à H_{n1} et le second à la propagation de la paroi à travers la barrière à H_p .

La région III ($T < T_2^*$) présente des courbes $M(H)$ semblables à celles des figures III-3 et III-8c comportant trois sauts d'aimantation: le premier à H_{n1} dû à la nucléation d'une paroi dans la couche de GdFe(1000Å), le second à H_{n2} attribué à la nucléation d'une seconde paroi dans la couche de GdFe(500Å), le troisième, beaucoup plus étalé que le précédents, à H_{n2} correspondant à l'annihilation de deux parois avec renversement de l'aimantation de la couche de TbFe

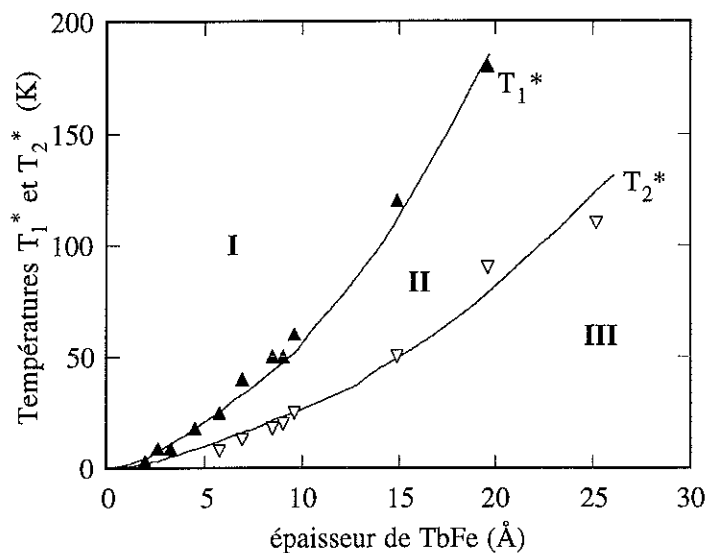


Fig. III-11: (a)

Evolutions de T_1^* et T_2^* pour des épaisseurs de TbFe comprises entre 0Å et 30Å dans les échantillons GdFe(1000Å)/TbFe(eÅ)/GdFe(500Å)

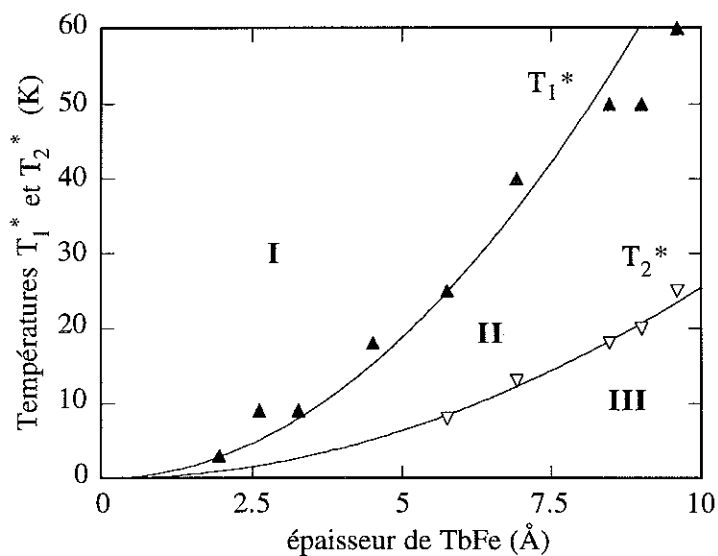


Fig. III-11: (b)

Evolutions de T_1^* et T_2^* pour des épaisseurs de TbFe comprises entre 0Å et 10Å dans les échantillons GdFe(1000Å)/TbFe(eÅ)/GdFe(500Å)

4. La nucléation

4.1 Etude des champs de nucléation H_{n1} et H_{n2}

Nous avons vu (figures III-6 et III-9) que, pour un échantillon donné, les champs de nucléation H_{n1} comme H_{n2} dépendent très peu de la température.

Influence de l'épaisseur de TbFe

L'étude systématique d'échantillons à épaisseurs de GdFe constante ($e_1=1000\text{\AA}$, $e_2=500\text{\AA}$) mais pour des épaisseurs e de TbFe différentes a permis de tracer H_{n1} et H_{n2} en fonction de e (figure III-12).

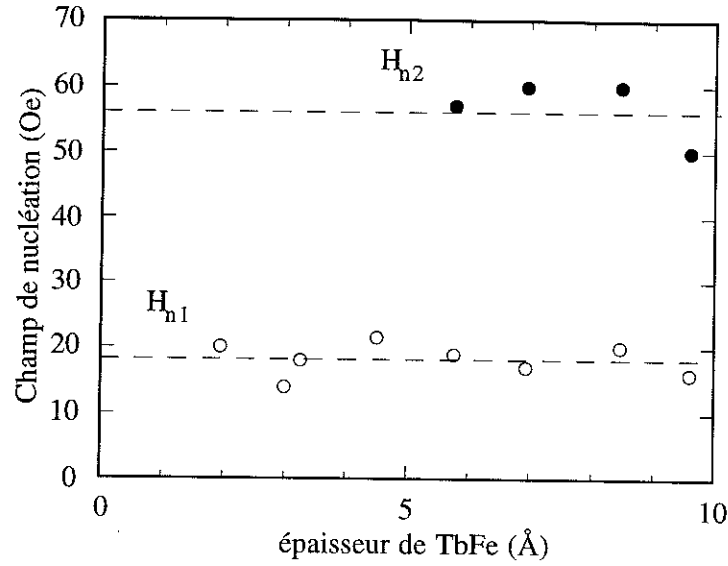


Fig. III-12: Variation de H_{n1} et H_{n2} en fonction de e pour des échantillons $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(e)/GdFe(500\text{\AA})$.

Les champs de nucléation sont donc indépendants de l'épaisseur de TbFe. Pour les échantillons du type $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(e)/GdFe(500\text{\AA})$: $H_{n1} \approx 18$ Oe et $H_{n2} \approx 55$ Oe.

Influence des épaisseurs de GdFe

La figure III-13 représente le comportement de l'aimantation à une même température $T=5K$ pour une série d'échantillons du type $GdFe(e_1)/TbFe(5\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$ où les épaisseurs des premières couches de GdFe sont de $e_1 = 2000, 1500$ et $1000\text{\AA}$.

La figure III-14 montre l'évolution des courbes $M(H)$ à $T=3K$ pour trois échantillons du type $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(5\text{\AA})/GdFe(e_2\text{\AA})$ où les épaisseurs de la deuxième couche de GdFe sont de 200, 400 et $600\text{\AA}$.

Il apparaît clairement sur la figure III-13 que H_{n1} est d'autant plus grand que e_1 est petit, alors que H_{n2} est indépendant de e_1 .

A l'inverse sur la figure III-14, H_{n1} est indépendant de e_2 alors que H_{n2} est d'autant plus grand que e_2 est petit.

Nous pouvons donc conclure que, lors de la nucléation d'une paroi dans une couche, le champ de nucléation est d'autant plus élevé que l'épaisseur de cette couche est faible.

Nous avons répertorié les valeurs de H_{n1} et H_{n2} obtenues sur différents types d'échantillons, y compris pour des échantillons à faibles épaisseurs de GdFe, comme par exemple $GdFe(400\text{\AA})/TbFe(5\text{\AA})/GdFe(200\text{\AA})$.

La figure III-15 présente l'évolution des champs de nucléation H_{n1} et H_{n2} en fonction respectivement de e_1 et e_2 . La croissance des champs de nucléation pour les faibles épaisseurs est du type hyperbolique. Une explication est proposée au paragraphe suivant.

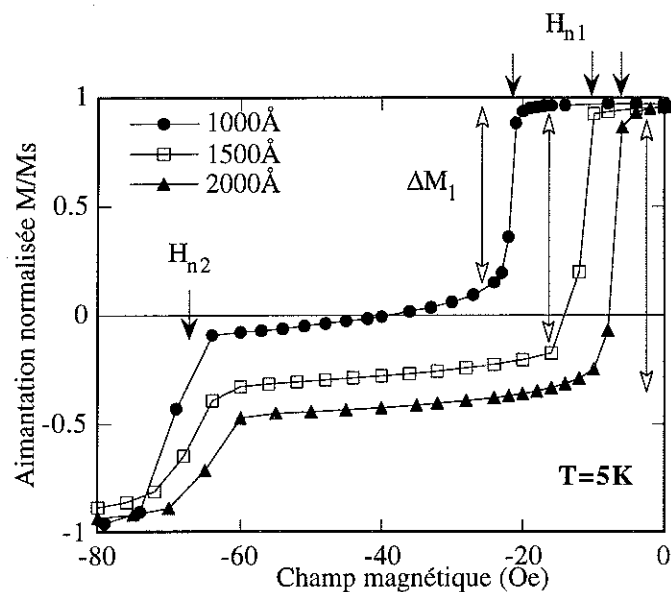


Fig. III-13:

Variations de l'aimantation à 5K pour
 $e_1 = 1000, 1500 \text{ et } 2000 \text{ \AA}$
 dans des tricouches du type
 $GdFe(e_1 \text{ \AA})/TbFe(5 \text{ \AA})/GdFe(500 \text{ \AA})$

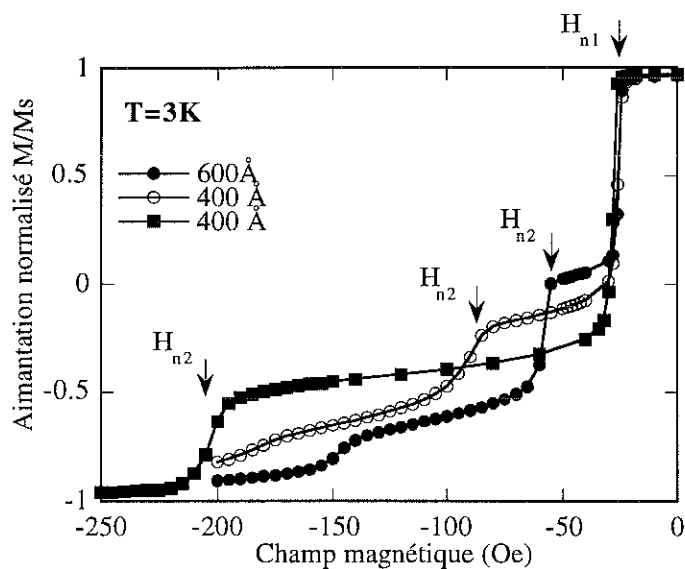


Fig. III-14:

Variations de l'aimantation à 3K pour
 $e_2 = 600, 400 \text{ et } 200 \text{ \AA}$
 dans des tricouches du type
 $GdFe(1000 \text{ \AA})/TbFe(5 \text{ \AA})/GdFe(e_2 \text{ \AA})$

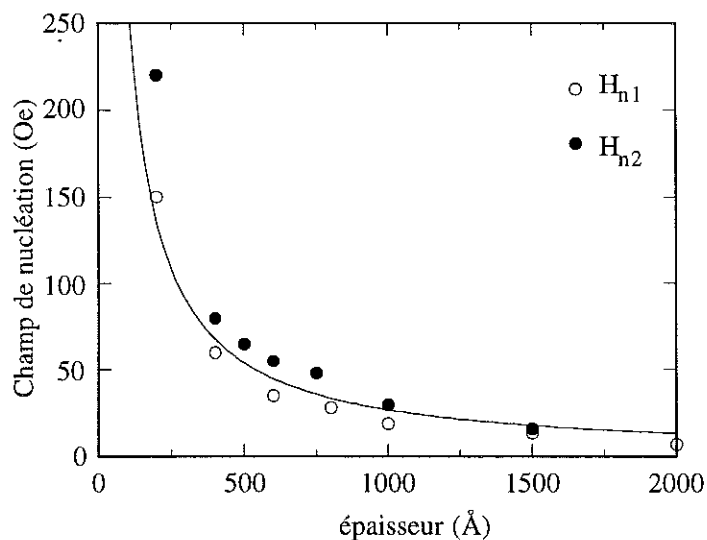


Fig. III-15:

Evolution des champs de nucléation en
 fonction de l'épaisseur
 de la couche considérée
 (e_1 pour H_{n1} et e_2 pour H_{n2}).

4.2 Interprétation de la nucléation

Nucléation dans une couche unique

Considérons un film mince d'épaisseur t possédant un axe d'anisotropie uniaxial dans le plan. Si l'échantillon est préalablement saturé dans la direction de facile aimantation, l'application d'un champ magnétique antiparallèlement à l'aimantation conduit à la nucléation d'un domaine magnétique. Supposons que cette nucléation se traduise par le retournement de l'aimantation d'un cylindre de rayon r et de hauteur égale à l'épaisseur t du film comme représenté sur la figure III-16.

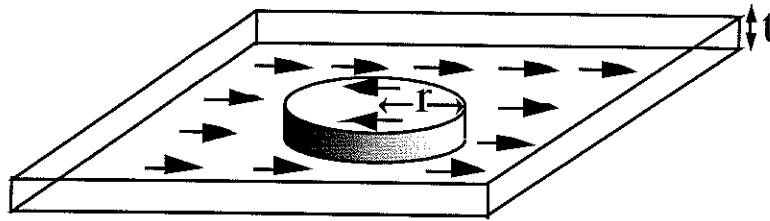


Fig. III-16: Schématisation de la nucléation d'un domaine de rayon r dans un film homogène d'épaisseur t .

Le volume de matière dont l'aimantation est renversée est: $V = \pi r^2 t$. Afin de minimiser l'énergie magnétique du système (cf. chapitre I paragraphe 3.), une paroi de domaine d'épaisseur δ' va apparaître à l'interface entre le domaine considéré et le reste du matériau. La surface de cette paroi est donnée par: $S_\ell = 2\pi r t$. La figure III-17 présente une coupe du film selon la direction d'aimantation facile.

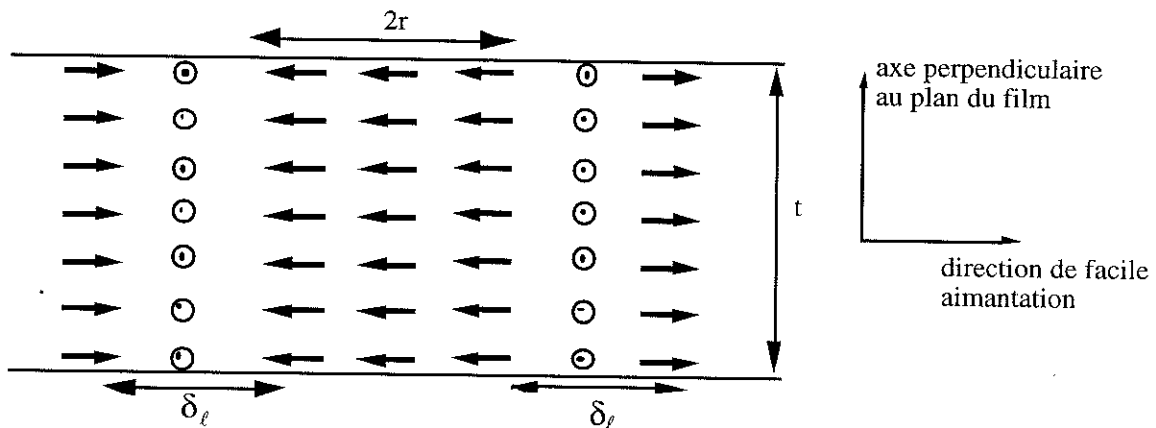


Fig. III-17: Coupe du film suivant la direction de facile aimantation où $\odot$ représente l'aimantation dans la direction perpendiculaire au plan de coupe.

La nucléation conduit à un abaissement de l'énergie totale dû au terme d'énergie Zeeman - $2MHV$ mais présente un coût d'énergie de paroi $E'_p = S_\ell \sigma'$ (σ' est l'énergie de paroi par unité de surface latérale) en négligeant l'énergie dipolaire E_p due au champ de fuite, l'énergie est donnée par:

$$E = [-2MHt] \pi r^2 + 2\pi r t \sigma' \quad (1)$$

Si l'on s'en tient à l'énergie Zeeman qui décroît en $-r^2$ et à l'énergie de paroi qui croît comme r , le noyau se développe s'il atteint un rayon critique r^* auquel est associée une énergie critique E^* . Le rayon critique, tel que $\left(\frac{\partial E}{\partial r}\right)_{r=r^*} = 0$, et l'énergie critique $E^* = E(r^*)$ sont donnés par:

$$r^* = \frac{\sigma'}{2MH} \quad \text{et} \quad E^* = \frac{\pi \sigma'^2 t}{2MH} \quad (2)$$

Ces grandeurs sont réduites par l'application du champ magnétique sur l'échantillon.

En prenant l'énergie de paroi calculée dans le GdFe $\sigma = \sigma' = 4\sqrt{A'K'} = 0.4 \text{ erg/cm}^2$, l'aimantation $M = 1200 \text{ emu}$ et $H = 10 \text{ Oe}$ on obtient : $r^* = 1600 \text{ \AA}$.

Nucléation dans une jonction à paroi de domaines

Modélisons la nucléation d'une couche de GdFe comme précédemment, mais cette fois en maintenant la couche de TbFe dans son état initialement saturé. La nucléation d'un domaine (dans le film magnétiquement doux) s'accompagne, outre de la paroi latérale d'épaisseur δ' , de la formation d'une paroi d'interface d'épaisseur δ entre la couche de TbFe et la couche de GdFe, comme cela est schématisé sur la figure III-18.

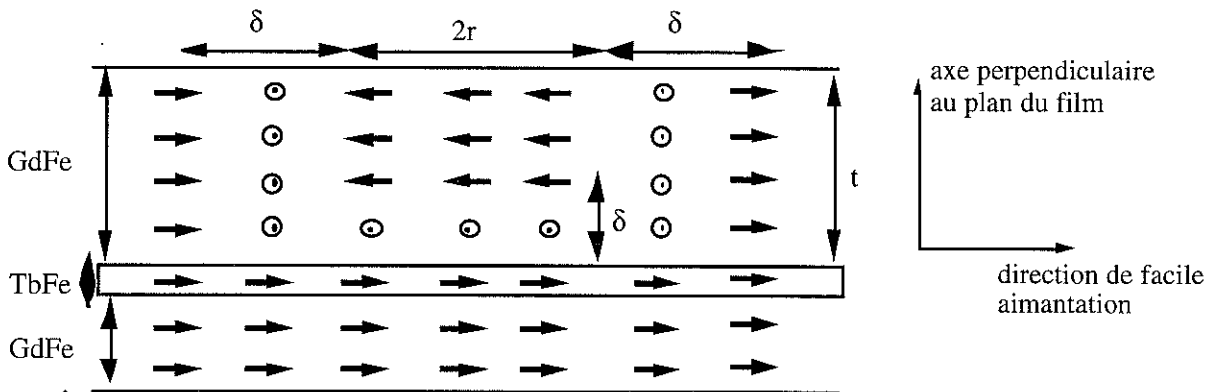


Fig. III-18: Schématisation de la nucléation d'un domaine de diamètre $2r$ dans la couche d'épaisseur t d'une tricouche GdFe/TbFe/GdFe

Cette nouvelle paroi conduit à deux modifications:

- i) Une nouvelle contribution à l'énergie $E = \sigma \pi r^2$ (σ est l'énergie de paroi par unité de surface)
- ii) Une réduction de l'épaisseur de la couche dont l'aimantation se renverse. Cette épaisseur est de l'ordre d'une demi largeur de paroi, ce qui limite la variation du terme d'énergie Zeeman à $-2MH \pi r^2 (t - \delta/2)$.

En négligeant comme précédemment une contribution dipolaire, l'énergie totale devient:

$$E = [- 2MH (t-\delta/2) + \sigma] \pi r^2 + 2\pi r t \sigma' \quad (3)$$

Les rayons et énergie critiques se déduisent par substitution des parties entre crochets, soit:

$$r^* = \frac{t\sigma'}{2MH(t-\delta/2) - \sigma} \quad \text{et} \quad E^* = \frac{\pi t^2 \sigma'}{2MH(t-\frac{\delta}{2}) - \sigma} \quad (4)$$

La présence de la couche magnétiquement dure de TbFe contribue à une augmentation du champ de nucléation par deux effets:

- réduction de l'épaisseur de t à $t-\delta/2$ de matériau qui gagne une énergie Zeeman
- présence d'une paroi supplémentaire.

Si le rayon critique devient grand devant l'épaisseur de paroi, on peut dans la relation (3) négliger la contribution de l'énergie liée à la paroi latérale et il vient:

$$E = - 2MH\pi r^2(t-\delta/2) + \pi r^2 \sigma \quad (5)$$

Le champ de nucléation H_n^0 est alors donné par:

$$H_n^0 = \frac{\sigma}{2M(t-\delta/2)} \quad (6)$$

Ainsi, le champ de nucléation croît bien inversement avec l'épaisseur comme présenté sur la figure III-15. En prenant $t=1000\text{\AA}$, $\delta=700\text{\AA}$, $M=1200$ emu et $\sigma=0.35$ erg/cm², on obtient: $H_n^0=23$ Oe, ce qui est en très bon accord avec le champ de nucléation de la couche de $1000\text{\AA}$ de GdFe.

Pour $t=500\text{\AA}$, on s'aperçoit qu'il n'est pas possible de loger la paroi dans l'épaisseur de la couche ($t < \delta$). En fait, dans l'expression ci-dessus, nous n'avons pas tenu compte du fait qu'avec le champ la paroi se comprime contre la couche de TbFe (voir paragraphe suivant) et que δ dépend de H . A 60 Oe, δ est de l'ordre de $400\text{\AA}$, d'après (6): $H_n^0=50$ Oe, ce qui est proche de la valeur expérimentale.

Les critères pour que la nucléation ait lieu sont donc:

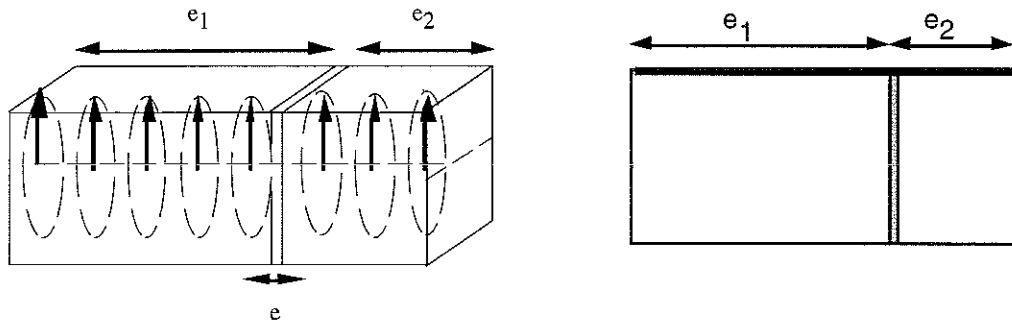
- $\delta(H) < t$: la nucléation est possible si on peut loger une paroi dans l'épaisseur t du film.
- $2MH(t-\delta(H)/2) \geq \sigma(H)$: l'énergie Zeeman doit être supérieure à l'énergie de paroi.

Les effets décrits sont identiques pour la nucléation de domaine dans les couches de GdFe, qu'elles soient situées de part ou d'autre de la couche d'alliage TbFe, ce qui explique que les évolutions de H_{n1} avec e_1 et H_{n2} avec e_2 soient identiques.

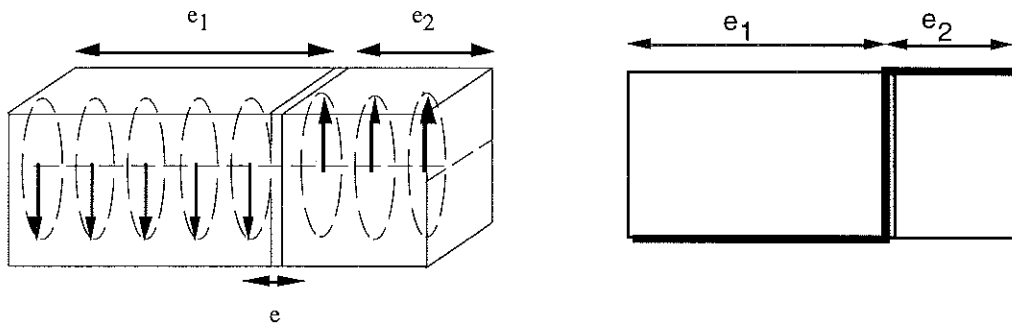
5. La compression de paroi

5.1 Evidence expérimentale

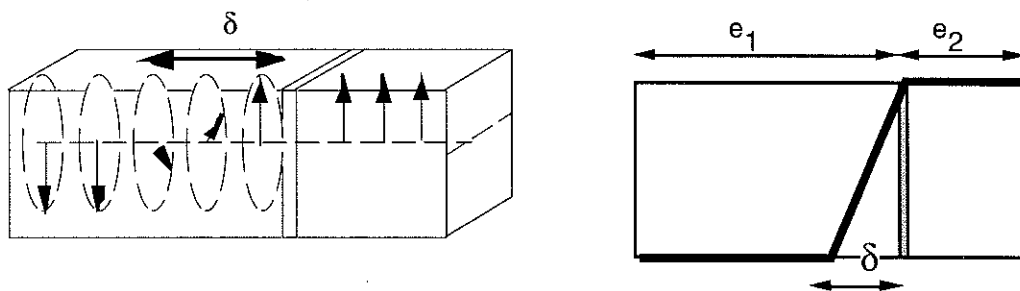
Le développement d'une paroi dans la couche de GdFe la plus épaisse et son blocage par la couche de TbFe est révélé par l'amplitude relativement réduite du saut d'aimantation ΔM_1 qui se manifeste à H_{n1} . En effet, si l'on part d'un échantillon saturé (figure III-19a) et que l'aimantation globale de la première couche d'épaisseur e_1 se renverse totalement à H_{n1} (figure III-19b), l'aimantation de la seconde couche d'épaisseur e_2 restant inchangée, le rapport $\Delta M_1/2M_s$ est dans le rapport des épaisseurs: e_1/e_1+e_2 (la contribution minimale de la couche de TbFe est négligée). En revanche, si la couche de GdFe la plus épaisse ne se retourne pas complètement (figure III-19c) et qu'une paroi d'épaisseur δ se forme, $\Delta M_1/2M_s$ se réduit à $(e_1-\delta/2)/(e_1+e_2)$.



(a) Tous les moments magnétiques sont orientés dans la direction positive: $M/M_s=1$



(b) Les moments de la couche 2 restent dans la direction positive. Ceux de la couche 1 sont retournés: $\Delta M_1/2M_s = e_1/e_1+e_2$



(c) Une paroi d'épaisseur δ est située dans la couche de GdFe ($1000\text{\AA}$): $\Delta M_1/2M_s = (e_1-\delta/2)/(e_1+e_2)$

Fig. III-19: Profils d'aimantation dans différentes situations

Examinons les valeurs de $\Delta M_1/2M_s$ pour différents échantillons et comparons les aux valeurs $\Delta M_1/2M_s = e_1/(e_1+e_2)$ prévus dans le cas (figure III-19b) où la couche de GdFe la plus épaisse se retourne totalement. Les résultats sont rapportés dans le tableau III-2.

Figure	$e_1(\text{\AA})$	$e(\text{\AA})$	$e_2(\text{\AA})$	$\Delta M_1/2M_s$	$e_1/(e_1+e_2)$
III-14	1000	5	200	0.57	0.83
III-13	1000	5	500	0.44	0.66
III-1	1000	10	500	0.42	0.66
III-13	1500	5	500	0.56	0.75
III-13	2000	5	500	0.62	0.8

Tab. III-2: Comparaison entre $\Delta M_1/2M_s = e_1/(e_1+e_2)$ et $\Delta M_1/2M_s$ obtenus expérimentalement pour des tricouches du type $\text{GdFe}(e_1\text{\AA})/\text{TbFe}(e\text{\AA})/\text{GdFe}(e_2\text{\AA})$.

$\Delta M_1/2M_s$ est toujours inférieur à e_1/e_1+e_2 , ce qui montre que la couche de GdFe la plus épaisse ne se retourne pas complètement (figure III-19c). Il faut tenir compte de la présence d'une paroi dans la première couche de GdFe.

5.2 Compression de paroi

Plus précisément, si, dans le domaine de champ situé entre H_{n1} et H_{n2} où $M(H)$ décroît lentement, (partie (c) de la courbe III-1) on admet la présence d'une paroi, l'aimantation et la largeur de la paroi sont liées par:

$$\frac{M(H)}{M_s} = \frac{e_2 - (e_1 - \delta(H))}{e_1 + e_2} \quad (7)$$

Ce qui conduit à l'évaluation de δ :

$$\delta(H) = \frac{M(H)}{M_s}(e_1 + e_2) + (e_1 - e_2) \quad (8)$$

Or, il est remarquable de noter que dans tous les échantillons du type $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{TbFe}(e)/\text{GdFe}(500\text{\AA})$ où $e_1=1000\text{\AA}$ et $e_2=500\text{\AA}$, l'aimantation passe par 0 au voisinage de $H=35$ Oe (figure III-8), quelque soit l'épaisseur e . Nous verrons que cela reste vrai si l'on remplace le terbium par du dysprosium. L'application de la formule précédente indique alors que pour cette valeur de champ $H=35$ Oe, l'épaisseur de paroi est $\delta=500\text{\AA}$.

Si l'on trace $\delta(H)$ pour trois épaisseurs e différentes, on obtient la figure III-20 suivante. L'épaisseur de paroi ne dépend donc pas de l'épaisseur de TbFe. Elle est aussi indépendante des épaisseurs e_1 et e_2 de GdFe, comme on peut l'observer sur les figures III-21 a) et b). La température semble, elle aussi, jouer un rôle mineur car, sur les figures III-6 et III-9, la décroissance lente de $M(H)$ après le champ H_{n1} se superpose pour toutes les températures. Nous pouvons donc conclure que le phénomène de compression de paroi ne dépend que du champ magnétique appliqué.

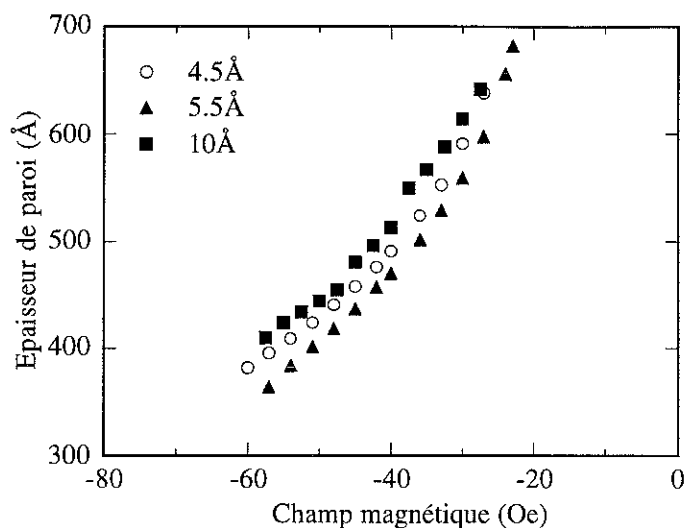
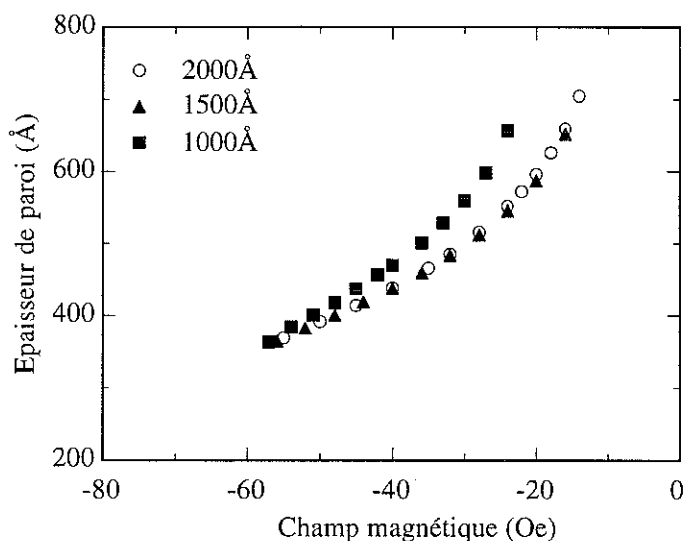
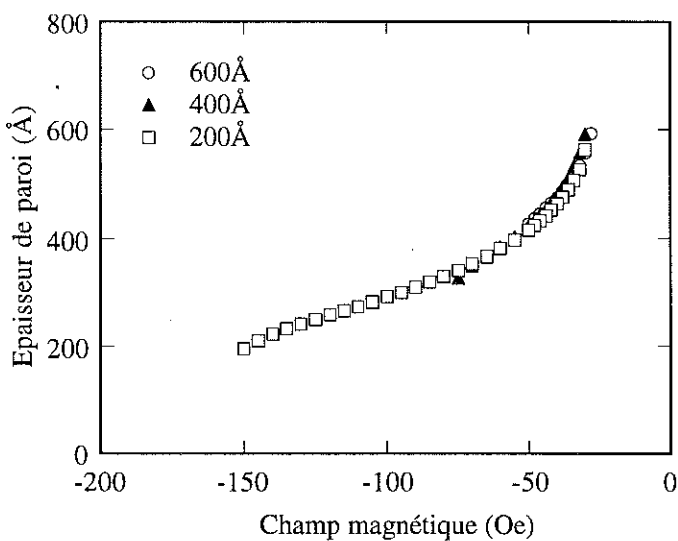


Fig. III-20: Evolution de l'épaisseur de paroi en fonction du champ magnétique pour trois épaisseurs de TbFe 4.5Å, 5.5Å, 10Å dans des échantillons du type GdFe(1000Å)/TbFe(eÅ)/GdFe(500Å).



(a)

Pour différentes épaisseurs e_1 de GdFe (2000Å, 1500Å, 1000Å) dans des échantillons du type GdFe(e_1 Å)/TbFe(5Å)/GdFe(500Å)



(b)

Pour différentes épaisseurs e_2 de GdFe (600Å, 400Å, 200Å) dans des échantillons du type GdFe(1000Å)/TbFe(5Å)/GdFe(e_2)

Fig. III-21: Evolution de l'épaisseur de paroi en fonction du champ magnétique appliqué.

5.3 Compression et double compression

Si l'on se place dans le domaine de champ situé juste après H_{n2} , le champ de nucléation de la deuxième paroi dans la couche d'épaisseur e_2 , la décroissance de $M(H)$ (partie (e) de la courbe III-3) est interprétée comme la compression des deux parois de part et d'autre de la couche de TbFe (figure III-22).

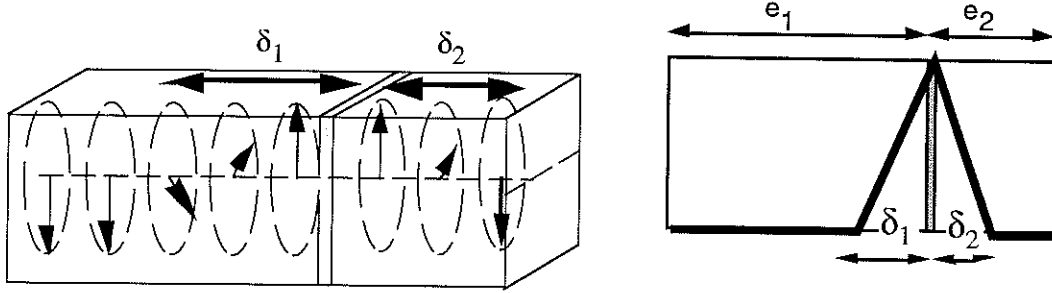


Fig. III-22: Compression des deux parois contre la couche de TbFe

L'aimantation est alors donnée par:

$$\frac{M(H)}{M_s} = -\frac{(e_1 - \delta_1(H)) + (e_2 - \delta_2(H))}{(e_1 + e_2)} \quad (9)$$

En supposant que les épaisseurs de paroi sont les mêmes dans chacune des couches de GdFe, il vient:

$$\delta(H) = \frac{1}{2} \frac{M(H)}{M_s} (e_1 + e_2) + (e_1 + e_2) \quad (10)$$

Sur la figure III-23, nous comparons l'épaisseur de paroi en fonction du champ obtenue de trois façons différentes:

- (i) Sur l'échantillon étudié au début du chapitre (GdFe(1000Å)/TbFe(9.5Å)/GdFe(500Å)) à 5K en étudiant la décroissance de $M(H)$ après H_{n1} et en utilisant l'expression (9) pour obtenir l'épaisseur.
- (ii) Sur le même échantillon à 5K mais en étudiant la décroissance de $M(H)$ suivant le deuxième saut d'aimantation au delà de H_{n2} , dans le domaine de double compression de paroi et en prenant l'expression (11) pour déduire $\delta(H)$.
- (iii) Enfin, sur l'échantillon (GdFe(1000Å)/TbFe(10Å)/GdFe(200Å)) à 5K, où la compression de la paroi dans la couche d'épaisseur 1000Å a lieu sur une gamme de champ importante. De nouveau, l'épaisseur est déterminée à partir de l'expression (9).

Nous pouvons donc conclure que les deux décroissances lentes de l'aimantation observées pour $H_p < H < H_{n1}$ et pour $H_a < H < H_{n2}$ sont bien dues à la compression d'une paroi

dans la première couche de GdFe sur le TbFe dans le premier cas, et à la compression de deux parois de part et d'autre de la couche de TbFe dans le deuxième cas.

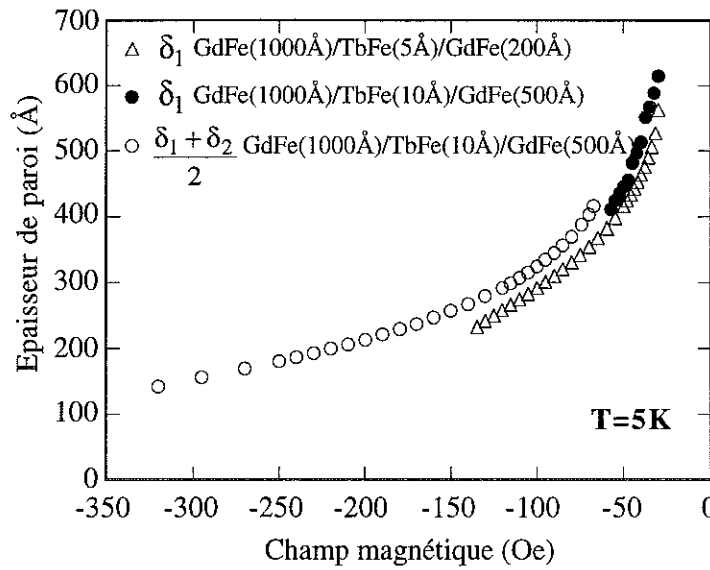


Fig. III-23: Evolution de l'épaisseur de paroi en fonction du champ magnétique pour trois configurations différentes.

5.4 Echantillons à contre-couches

Nous avons aussi étudié le comportement de quelques échantillons composés d'une seule couche de GdFe couverte par une couche de TbFe d'épaisseur 20Å. L'évolution de l'aimantation de l'échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(20Å) est reportée à la figure III-24.

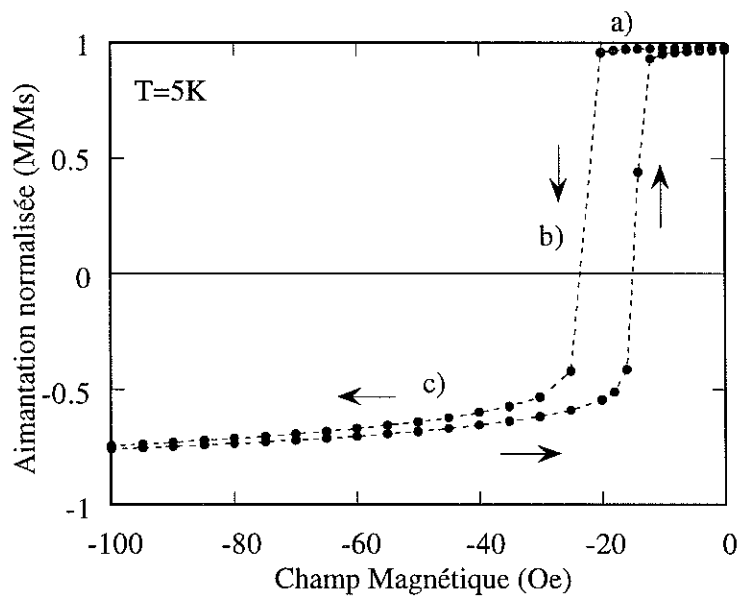


Fig. III-24: Evolution de l'aimantation en fonction du champ magnétique pour l'échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(20Å).

Cette évolution est à comparer à celle de l'aimantation d'une couche unique de GdFe avec champ magnétique appliqué selon l'axe facile (figure II-23). Trois différences sont à noter:

i) Le champ coercitif de l'échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(20Å) est plus élevé que celui de l'échantillon GdFe(1000Å). La raison est celle développée au §4.3, à savoir que le champ de nucléation est augmenté par nécessité de créer une paroi contre la couche de TbFe d'aimantation figée.

ii) L'aimantation ne chute pas directement à $-M_s$. Le saut d'aimantation est réduit et se trouve suivi d'une décroissance lente de l'aimantation. La raison en est de nouveau la création d'une paroi puis sa compression.

iii) Lors du retour du champ à 0 Oe après $H = -150$ Oe, l'aimantation revient pratiquement sur ses pas et rebascule à $+M_s$ à un champ encore négatif. Il y a décompression de paroi jusqu'à ce qu'elle perde sa stabilité avec retour de l'aimantation à la saturation initiale.

Les parties a) b) et c) du cycle peuvent être schématisées respectivement par les figures III-2 a), b) et c) sans tenir compte de la présence de la deuxième couche de GdFe.

Les mesures de la figure III-24 mettent clairement en évidence le caractère irréversible de la nucléation: une hystérésis est observée lorsque le champ passe de 0 Oe à -160 Oe puis de -160 Oe à 0 Oe. En revanche, la compression est quasiment réversible car les mesures de $M(H)$ lors de la compression et de la décompression sont quasiment confondues.

5.5 Evaluations numérique et analytique des épaisseurs de paroi

Une simulation de la compression de paroi est présentée en annexe . Nous pouvons ici présenter une analyse simple d'estimation des largeurs de paroi.

Considérons une paroi composée de n spins dont les orientations entre voisins sont décalées d'un angle $\delta\theta = \frac{\pi}{n}$. Chacun des spins de la paroi apporte une énergie d'anisotropie K et chaque liaison une énergie d'échange $2A \left(\frac{\pi}{n}\right)^2 \frac{1}{2}$.

La situation d'équilibre est celle pour laquelle la somme de l'énergie d'anisotropie $E_a = n K$ et de l'énergie d'échange $E_{ex} = n 2A \left(\frac{\pi}{n}\right)^2 \frac{1}{2}$ est minimale.

$$\frac{\partial}{\partial n} \left[nK + n 2A \left(\frac{\pi}{n}\right)^2 \frac{1}{2} \right] = 0 \quad (11)$$

conduit à:

$$\delta = n a = a \pi \sqrt{\frac{A}{K}} \quad (12)$$

Si, en présence d'un champ magnétique, la paroi contient n spins bloqués contre la surface, l'énergie Zeeman supplémentaire est $E_z = n \mathcal{M}H$

$$E(n,H) = n (\mathcal{M}H + K) + n A \left(\frac{\pi}{n}\right)^2 \quad (13)$$

La nouvelle valeur de δ est donnée à partir de l'ancienne en substituant $K + \mathcal{M}H$ à K , ce qui donne:

$$\delta(H) = a \pi \sqrt{\frac{A}{K + \mathcal{M}H}} \quad (14)$$

Compte tenu de la relation :

$$K = \frac{\mathcal{M}H_K}{2} \quad (15)$$

entre la constante d'anisotropie K le champ H_K caractéristique des cycles effectués en appliquant le champ dans la direction perpendiculaire à l'axe facile (figures II-12b), il vient:

$$\delta(H) = \frac{\delta(H=0)}{\sqrt{\left(1 + \frac{2H}{H_K}\right)}} \quad (16)$$

d'après (13), en généralisant au cas continu, l'épaisseur en fonction du champ et donnée par:

$$\delta(H) = \pi \sqrt{\frac{A'}{(K + \mathcal{M}H)}} \quad (17)$$

En prenant $H_K = 70$ Oe (figure II-27) et sachant que pour $H = 35$ Oe, $\delta = 500$ Å, on peut estimer la largeur de paroi en champ nul à 700 Å.

La figure III-25 récapitule les résultats expérimentaux (ronds blancs) déjà présentés figure III-23 l'estimation analytique de l'épaisseur de paroi en fonction du champ (trait continu) ainsi que les résultats des simulations numériques (carrés noirs) présentés en annexe.

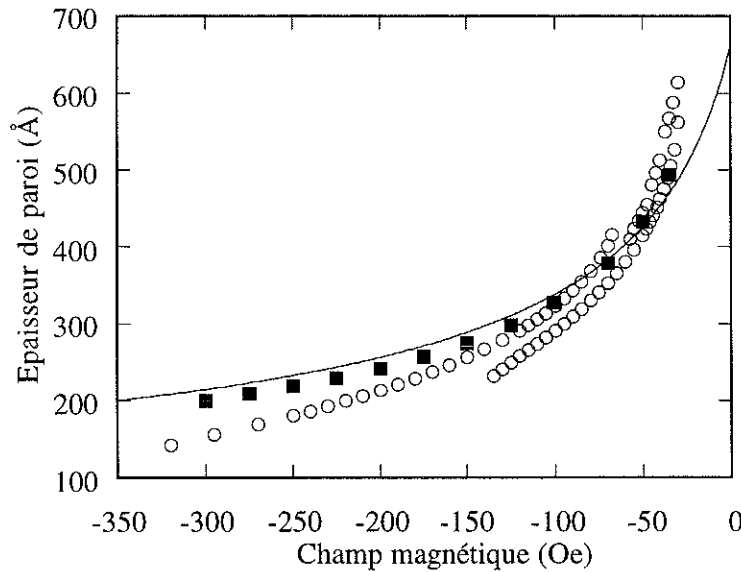


Fig. III-25: Variation de l'épaisseur de paroi en fonction du champ magnétique.

Les ronds sont les résultats expérimentaux (cf. Fig. III-23), les carrés les résultats de la simulation et la courbe continue est obtenue à partir de l'expression (16).

5.6 Retour sur la constante d'échange

Au § 4.5 du chapitre II, nous avons, à partir des intégrales d'échange données par Hansen [Hansen, 1989] évalué A' à $23.5 \cdot 10^{-8}$ erg/cm. Ce qui, compte tenu de la valeur de la constante d'anisotropie $K' = 4.2 \cdot 10^4$ erg/cm² (§ 6.5 chap. II), donnerait une largeur de paroi en champ nul de 800Å. Nous la trouvons ici égale à 700Å, ce qui est un résultat assez remarquable. Nous pouvons procéder à une réévaluation de A' et de A qui deviennent:

$$A' = 15 \cdot 10^{-8} \text{ erg/cm}$$
$$A = 48 \cdot 10^{-16} \text{ erg} \text{ soit environ } A = 35K$$

6. La propagation de la paroi à travers la barrière

L'étude de la propagation de la paroi constitue la partie centrale de notre travail. Ici, nous nous limitons à rassembler les valeurs des champs de propagation déterminées lors de mesures dont la durée est de l'ordre de la minute (par la suite, nous qualifierons ces mesures de quasistatiques). Nous consacrerons les chapitres suivant à l'étude détaillée de la propagation.

6.1 Diagramme du champ de propagation

Comme nous l'avons vu sur plusieurs échantillons, le champ de propagation H_p croît lorsque la température décroît. Cette observation fait de la température un paramètre important, gouvernant la traversée de la couche de TbFe. Le second facteur important est l'épaisseur des couches de TbFe.

Afin de rendre compte de ces deux dépendances, nous avons tracé figure III-26 le champ de propagation en fonction de la température pour six échantillons GdFe(1000Å)/TbFe(e Å)/GdFe(500Å) d'épaisseurs de TbFe différentes.

Nous avons aussi fait figurer les champs de nucléation H_{n1} et H_{n2} . Nous retrouvons qu'ils ne dépendent pas de l'épaisseur de la couche TbFe et sont faiblement dépendants de la température.

La décroissance du champ H_p avec l'augmentation de la température montre que le phénomène de propagation est thermiquement activé, ce qui signifie qu'une barrière de potentiel doit être franchie. Le décalage vers les hautes températures des courbes relatives aux échantillons dont les épaisseurs de TbFe sont les plus importantes montre que la barrière de potentiel est d'autant plus élevée que l'épaisseur de la couche de TbFe est grande.

Le rôle de l'épaisseur de la couche TbFe est très important. Il peut être mesuré en notant que, pour un champ donné, le doublement de l'épaisseur e fait croître la température nécessaire à la propagation d'un facteur supérieur à 3: en fixant le champ à 40 Oe, on voit la température passer de 10K à 30K lorsque e passe de 4.5 Å à 9 Å.

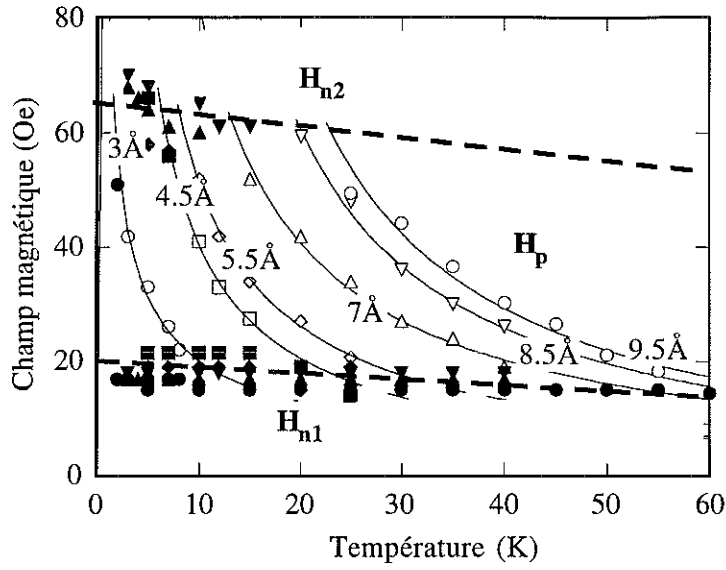


Fig. III-26: Evolution du champ de propagation et des deux champs de nucléation en fonction de la température pour différentes épaisseurs de TbFe dans des tricoche du type $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(e)/GdFe(500\text{\AA})$

6.2 Influence des épaisseurs e_1 et e_2

Nous avons par ailleurs testé (de façon moins systématique) l'influence des épaisseurs des couches de GdFe: e_1 et e_2 .

Les champs de propagation de deux échantillons $GdFe(e_1)/TbFe(e_2)/GdFe(500\text{\AA})$ avec $e_1 = 1000\text{\AA}$ et $e_2 = 2000\text{\AA}$ sont représentés à la figure III-27.

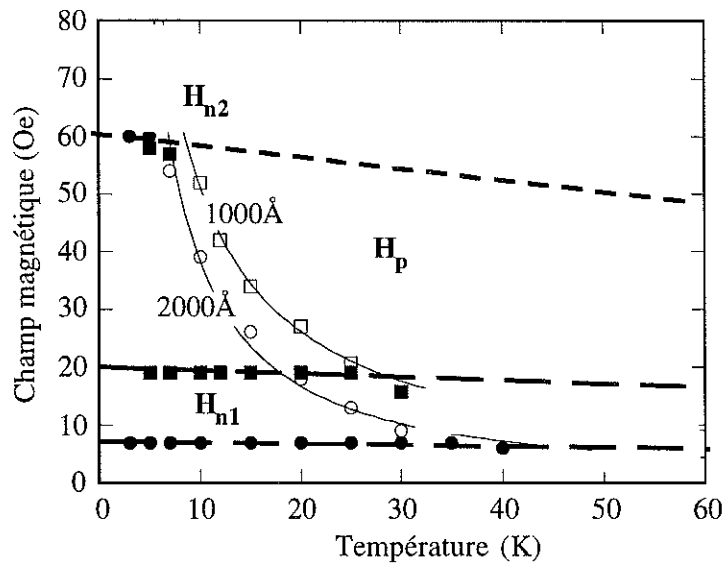


Fig. III-27: Evolution du champ de propagation et des deux champs de nucléation en fonction de la température pour $e_1 = 1000\text{\AA}$ et $2000\text{\AA}$ dans des tricoche du type $GdFe(e_1\text{\AA})/TbFe(5\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$

Un décalage relativement léger est obtenu. Un doublement de l'épaisseur e_1 est très loin d'engendrer un décalage d'un facteur 3 comme c'était le cas pour e_1 . L'écart peut même être le résultat d'une faible différence d'épaisseur e , qui, nominalement identiques, présentent un écart de 0.5 à 1 Å.

De même, une dépendance en e_2 a été observée (figure III-28). Les mêmes commentaires peuvent être faits, bien que les décalages semblent plus systématiques dans ce cas.

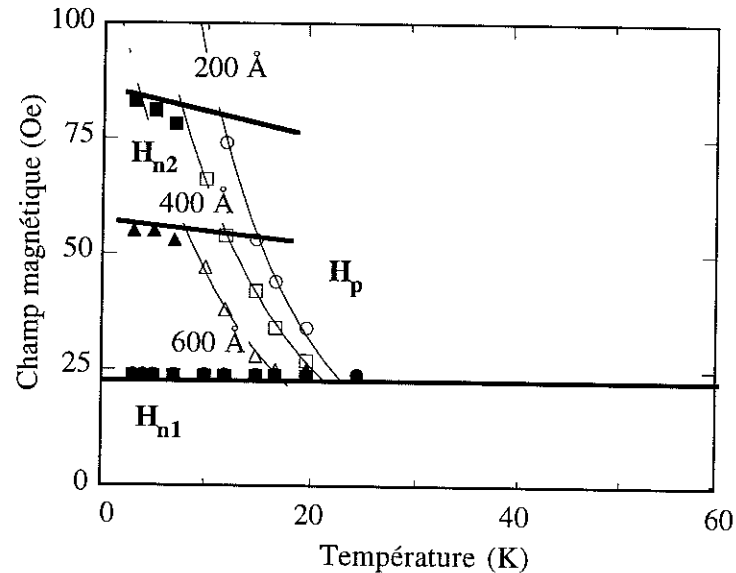


Fig. III-28: Evolution du champ de propagation et des deux champs de nucléation en fonction de la température pour $e_2=600\text{\AA}$, $400\text{\AA}$ et $200\text{\AA}$ dans des trisouches du type $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{TbFe}(5\text{\AA})/\text{GdFe}(e_2\text{\AA})$

Nous en concluons que le paramètre essentiel gouvernant H_p reste bien e mais qu'il faut être prudent sur le modèle d'une barrière de potentiel due à la seule épaisseur de TbFe. e_1 et plus encore e_2 , peuvent jouer un rôle qui vient rendre peut être un peu plus complexe l'analyse des phénomènes.

6.3 Interprétation des températures T_1^* et T_2^* .

Les températures T_1^* et T_2^* représentées aux figures III-10 ont été présentées comme les seuils limitant le domaine de température dans lequel la paroi se propageait à travers la couche de TbFe.

En fait, les véritables limites du phénomène de propagation sont constituées par les champs de nucléation H_{n1} et H_{n2} : d'une part, la propagation ne peut précéder la nucléation H_{n1} , d'autre part, elle ne peut être observée si elle est court-circuitée à H_{n2} par une nucléation dans la couche de GdFe la moins épaisse. Les températures T_1^* et T_2^* sont les points d'intersection des lignes horizontales correspondant à H_{n1} et H_{n2} et des "hyperboles" $H_p(T)$. Un blocage de la nucléation H_{n2} peut permettre d'étendre la traversée de la paroi aux plus hauts champs et basses températures. Ce blocage peut être réalisé par deux méthodes:

- (i) soit en diminuant fortement l'épaisseur e_2 de la deuxième couche de GdFe, comme cela apparaît sur la figure III-28 où la ligne de H_{n2} des échantillons à e_2 faible est repoussée vers le haut.
- (ii) soit en déposant une couche de TbFe assez épaisse (20Å) sur la surface extérieure de la deuxième couche de GdFe, afin de rendre impossible la nucléation à la surface de la couche d'épaisseur e_2 .

6.4 Echantillons à barrières multiples

Nous avons cherché à réaliser une expérience confirmant de façon indéniable que le champ de propagation H_p correspondait bien à l'avancée de la paroi nucléée dans la couche de GdFe la plus épaisse. A cet effet, nous avons réalisé l'échantillon à barrières multiples de structure:

$$\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{TbFe}(5\text{\AA})/\text{GdFe}(500\text{\AA})/\text{TbFe}(10\text{\AA})/\text{GdFe}(500\text{\AA})/\text{TbFe}(20\text{\AA}).$$

Cet échantillon présente deux couches de TbFe (la première de 5Å, la seconde de 10Å) et une contre-couche de TbFe de 20Å. La figure III-29 présente l'évolution de l'aimantation de cet échantillon à différentes températures.

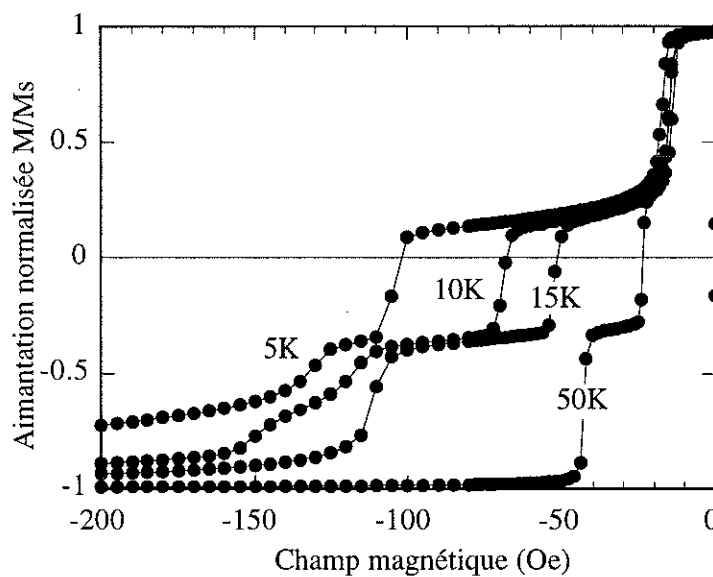


Fig. III-29: Evolution de l'aimantation en fonction du champ pour
GdFe(1000Å)/TbFe(5Å)/GdFe(500Å)/TbFe(10Å)/GdFe(500Å)/TbFe(20Å)
à différentes températures

On retrouve tout d'abord le champ de nucléation $H_{n1}=20$ Oe habituel des échantillons dont l'épaisseur de la première couche de GdFe est de 1000Å. On retrouve ensuite un saut d'aimantation ΔM_1 réduit par rapport à ce qu'on attendrait du renversement de l'ensemble de l'aimantation de la première couche. Le renversement total de l'aimantation de la couche de 1000Å conduirait à $M=0$. Son renversement partiel en raison de la présence d'une paroi d'épaisseur 420Å bloquée contre la couche TbFe(5Å) conduirait à $M/M_s=0.21$. C'est pratiquement l'aimantation mesurée à $H=50$ Oe dans la zone de compression de paroi.

Le point remarquable de ces courbes est en fait le second saut qui, à toute température, présente une amplitude $\Delta M/M_s = 0.25$. Cette amplitude correspond au retournement de l'aimantation d'une épaisseur de GdFe de 500Å, ce qui est exactement l'épaisseur de la seconde couche de GdFe. La paroi qui était comprimée contre la couche de TbFe(5Å) vient, après renversement de l'aimantation de cette couche, se bloquer contre la couche de TbFe(10Å) et se translate ainsi de 500Å. Les champs H_p de propagation à travers TbFe(5Å) se placeraient figure III-26 sur la courbe $H_p(T)/6\text{Å}$. Il est même possible de prolonger cette courbe à 5K jusqu'à 110 Oe puisqu'aucune nucléation provenant de l'autre côté de l'échantillon ne vient court-circuiter le phénomène de propagation.

La suite des courbes est un peu plus complexe à interpréter en raison du rôle encore mal déterminé des contre-couches. Observons simplement qu'à 15K, l'amplitude du troisième saut est de $\Delta M/M_s=0.25$, ce qui correspond à une nouvelle translation de la paroi de 500Å. Au delà de ce saut, l'aimantation croît de nouveau lentement par compression de la paroi contre la couche de TbFe de 20Å.

6.6 Cycles mineurs sur GdFe(1000Å)/TbFe(4.5Å)/GdFe(500Å)

La figure III-30 présente un cycle complet et deux cycles mineurs obtenus à 15K sur l'échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(4.5Å)/GdFe(500Å).

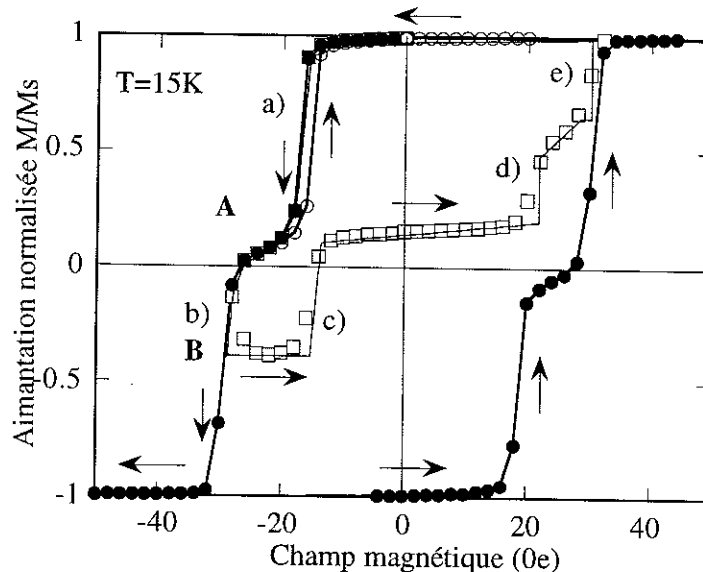


Fig. III-30: Cycles d'hystérésis obtenus à 15K sur un échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(4.5Å)/GdFe(500Å)

ronds : (+1000 Oe, -1000 Oe, +1000 Oe) ; cercles : (+1000 Oe, -22 Oe, +1000 Oe) ;

carrés : (+1000 Oe, -28 Oe, +1000 Oe)

Cycle complet

Le cycle complet est réalisé de +1000 Oe à -1000 Oe puis de -1000 Oe à + 1000 Oe. La partie gauche de 0 Oe à -50 Oe est tout à fait similaire à la figure III-1 : nous sommes dans le domaine de température compris entre T_1^* et T_2^* . La partie droite de 0 à 1000 Oe est symétrique puisque le système repart de l'état saturé à $-M_s$.

Cycle mineur 1

Le cycle mineur 1 (rond blancs sur la courbe III-30) a été obtenu en faisant varier le champ de 1000 Oe au point A puis de A à 1000 Oe.

Après le phénomène de nucléation 1 et de compression, la décroissance du champ conduit à la décompression de la paroi et, à -15 Oe, à un retour à l'aimantation à saturation $+M_s$. Il s'agit d'un comportement très voisin de celui montré à la figure III-24.

Cycle mineur 2

Le cycle mineur 2 (carré blancs) a été obtenu en procédant à une décroissance du champ jusqu'au point B puis une remonté à 1000 Oe. Il apparaît comme "une combinaison linéaire" du cycle complet et du cycle mineur 1. Tout se passe comme si au point B en certains endroits de l'échantillon la paroi avait traversé la barrière alors qu'en d'autres endroits elle ne l'avait pas franchie et restait comprimée.

- la partie c) (figure III-30) correspond à la décompression de paroi dans la partie de l'échantillon où la barrière n'a pas été franchie (comme dans le cycle mineur 1)

- la partie d) correspond à la nucléation, et e) à la compression et propagation de paroi dans la partie d'échantillon où en champ négatif la paroi avait traversé la barrière (comme dans le cycle complet)

Le problème reste de savoir à quelle échelle le "morcellement" de l'échantillon se réalise? Nous verrons dans le chapitre suivant que l'échantillon peut-être considéré comme une assemblée de colonnes de quelques milliers d'Angström de diamètre constituant autant de JPD en parallèle.

7. L'annihilation de la paroi

Reste à interpréter le comportement de l'aimantation au delà de H_{n2} , tel qu'il apparaît sur les figures III-3, III-8c, sur la courbe à 10K de la figure III-6 ou sur les courbes à 3K de la figure III-14. Sur chacune de ces courbes, l'aimantation exhibe à H_{n2} un saut d'amplitude ΔM_2 , suivi d'une décroissance lente due à la double compression de paroi exposée § 5.3. L'aimantation atteint $-M_s$ avec au voisinage de H_a une dernière chute, habituellement moins abrupte, d'amplitude ΔM_3 .

L'évolution du champ d'annihilation en fonction de la température est donnée figure III-31 pour trois épaisseurs de TbFe (5.5Å, 7Å et 8Å) dans GdFe(1000Å)/TbFe(e)/GdFe(500Å). Le maintien à champ élevé de la double paroi ne va pas sans l'hypothèse d'une corrélation entre les chiralités des deux composantes.

Imaginons en effet que, à une température T, la première paroi conduise à un champ H_p et, en l'absence de seconde paroi, à une rotation de l'aimantation de la couche TbFe vers la droite. Comment concevoir que, à une température T' légèrement inférieure, le développement de la seconde paroi stabilise l'aimantation de la couche de TbFe, sinon en admettant que cette

deuxième paroi pousse à une rotation de l'aimantation en sens opposé, c'est à dire vers la gauche? Cela revient à dire qu'une paroi à 360° enserre la couche de TbFe. Il y aurait corrélation entre les chiralités des parois situées en vis à vis.

La raison de cette corrélation se trouve certainement liée à des effets dipolaires.

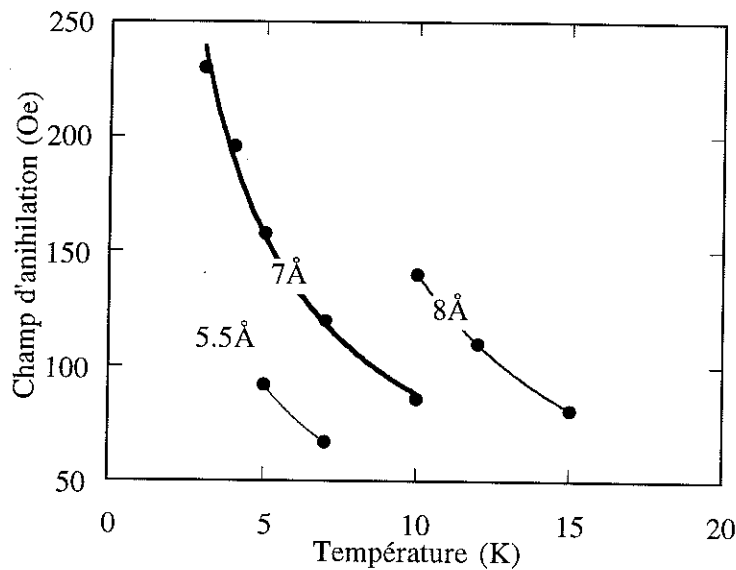


Fig. III- 31:

Evolution du champ d'annihilation en fonction de la température pour 3 épaisseurs e de TbFe (5.5 Å, 7 Å, 8 Å) dans GdFe(1000 Å)/TbFe(e)/GdFe(500 Å)

8. Système DyFe

Afin de mettre mieux encore en évidence le rôle de la couche magnétique dure, nous avons élaboré une série d'échantillons GdFe(1000 Å)/DyFe(e Å)/GdFe(500 Å) où le terbium est remplacé par du dysprosium. Le dysprosium, comme le terbium, est une terre rare lourde de forte anisotropie magnétique (tableau II-2 chap. II).

Les résultats obtenus sur un échantillon à 16 Å de DyFe sont présentés figure III-32.

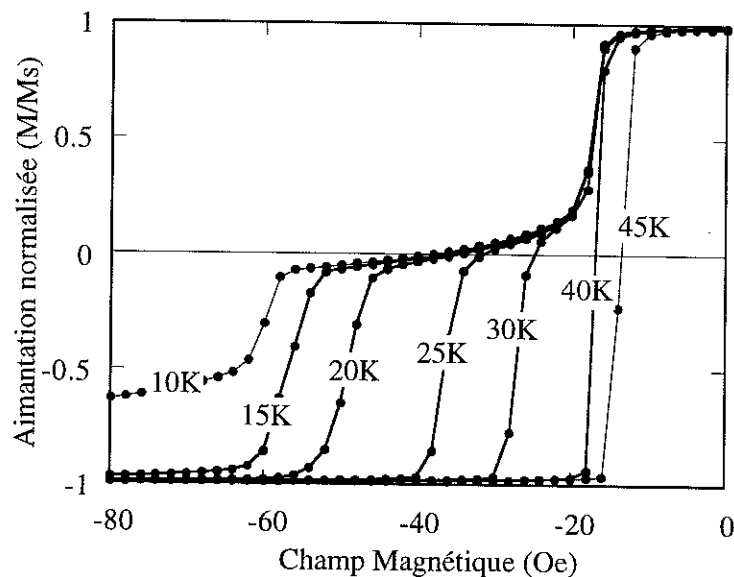


Fig. III-32: Variations de l'aimantation de l'échantillon GdFe(1000 Å)/DyFe(16 Å)/GdFe(500 Å) à différentes températures.

Cette figure rappelle tout à fait la figure III-6 où sont tracées les courbes d'aimantation d'un échantillon à barrière de TbFe. On reconnaît, situé vers 20 Oe, le champ H_{n1} de nucléation de la paroi dans la couche de GdFe(1000Å) et, situé vers 60 Oe, le champ H_{n2} de nucléation dans la couche de GdFe(500Å). Entre H_{n1} et H_{n2} , on retrouve, dépendant de la température T , les champs de propagation $H_p(T)$ auxquels la paroi traverse la barrière de DyFe. Comme dans le système à barrière de TbFe, l'amplitude de la variation d'aimantation à H_{n1} indique la présence de la paroi et la décroissance lente d'aimantation qui suit montre sa compression. De nouveau, l'aimantation passe à 0 à $H=35$ Oe, ce qui permet d'estimer à 500Å la largeur de paroi à ce champ.

La différence entre les systèmes à base de TbFe et de DyFe réside quasiment exclusivement dans les valeurs des champs $H_p(T)$, qui pour une même épaisseur de couche de matériau magnétiquement dur sont décalées vers les hautes températures pour le système GdFe(1000Å)/DyFe(e)/GdFe(500Å). Cela se voit particulièrement bien lorsque l'on compare les figures III-26 et III-33 où sont rassemblées les courbes $H_p(T)$ de chacun des systèmes.

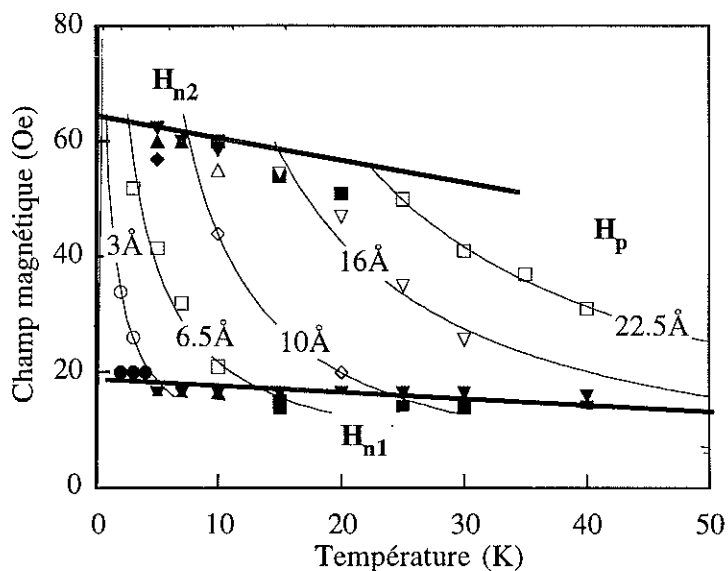


Fig. III-33: Evolution du champ de propagation en fonction de la température pour différentes épaisseurs de DyFe dans des tricouches du type GdFe(1000Å)/DyFe(e)/GdFe(500Å)

A partir des figures III-33, nous avons déterminé par l'intersection des lignes H_{n1} et H_{n2} avec les courbes $H_p(T)$, les valeurs T_1^* et T_2^* en fonction de l'épaisseur de DyFe. Les courbes $T_1^*(e)$ et $T_2^*(e)$ de la figure III-34 sont qualitativement semblables à celles de la figure III-11. La moindre efficacité de la barrière de DyFe se traduit de nouveau par un décalage sur les températures T_1^* et T_2^* des échantillons à barrière de DyFe.

La comparaison de l'évolution de T_1^* et T_2^* en fonction de l'épaisseur de TbFe (figure III-11b) avec l'évolution en fonction de l'épaisseur de DyFe (figure III-34) indique que, pour une épaisseur de matériau dur et un champ donné, la propagation nécessite une température trois fois plus élevée si la barrière est constituée de TbFe que si elle est constituée de DyFe. A même

épaisseur, l'aimantation de la couche de DyFe se retourne plus facilement que la couche de TbFe. Nous pouvons donc en conclure que pour ces faibles épaisseurs de matériau dur, pris en sandwich dans le GdFe, l'anisotropie du TbFe est plus importante que celle du DyFe.

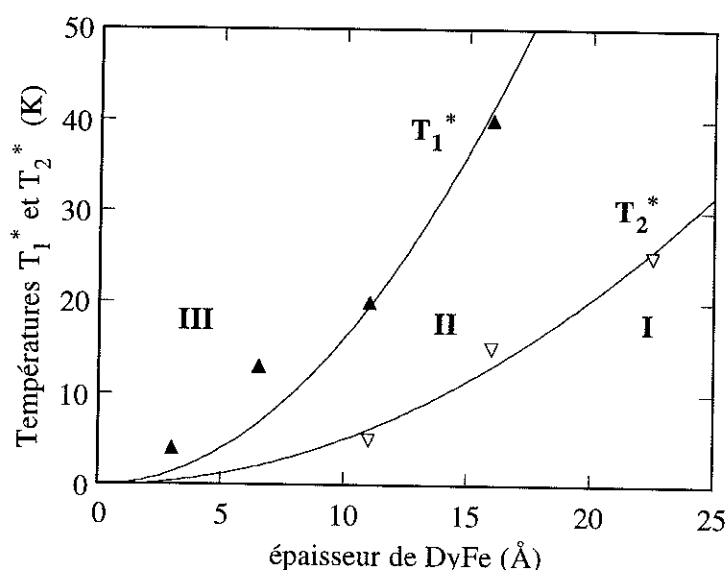


Fig. III-34: Evolution de T_1^* et T_2^* en fonction de l'épaisseur e de DyFe pour des tricouches du type $GdFe(1000\text{\AA})/DyFe(e)/GdFe(500\text{\AA})$

9. Autres échantillons

Pour vérifier que quelque phénomène parasite ne venait pas se glisser dans les expériences, nous avons aussi préparé quelques échantillons témoins.

Nous avons tout d'abord élaboré des échantillons $GdFe(1000\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$, avec entre le dépôt des deux couches un temps d'attente comparable au temps qu'il était nécessaire pour passer de l'évaporation de GdFe à celle de TbFe. L'objectif était de nous assurer qu'aucun phénomène de pollution ne venait contribuer à la barrière de potentiel. Nous avons observé qu'il n'en était rien et que le comportement de l'aimantation d'un tel échantillon était proche de celui d'une couche unique de $1500\text{\AA}$.

Nous avons enfin préparé quelques échantillons dans lesquels la couche de matériau dur était remplacée par un matériau non magnétique. Nous avons choisi pour cela l'argent et le silicium.

Le cycle d'hystérésis de l'échantillon à $10\text{\AA}$ d'argent est représenté à la figure III-35.

Manifestement, comme cela était attendu, l'argent ne provoque aucune barrière de potentiel. Son effet n'est toutefois pas nul car il conduit à une diminution du champ coercitif qui devient très faible. On peut penser que cet élément conduit à une nucléation de domaines en champ très faible.

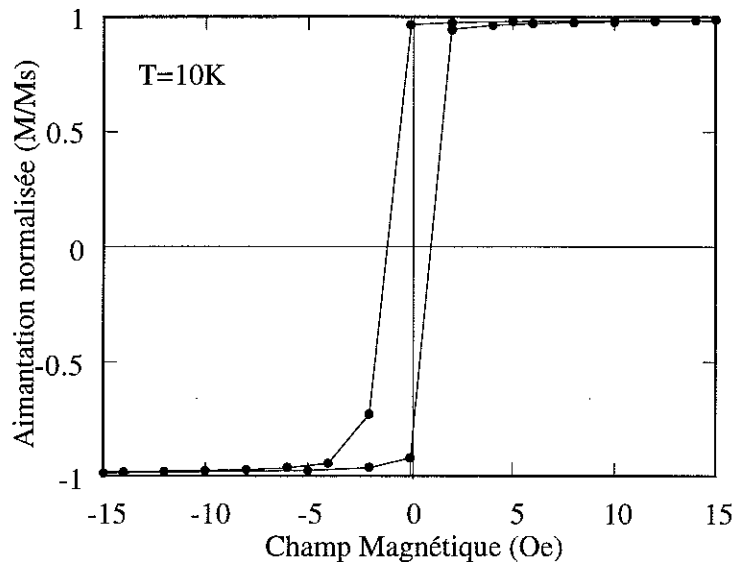


Fig. III-35: Cycle d'hystérésis mesuré à 10K sur GdFe(1000Å)/Ag(10Å)/GdFe(500Å)

10. Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la présentation du comportement des tricouches du type GdFe(e_1)/TbFe(e)/GdFe(e_2) où une couche mince d'alliage amorphe TbFe magnétiquement dur sépare deux couches d'alliage amorphe GdFe magnétiquement doux. Les épaisseurs typiques des couches de GdFe sont $e_1=1000\text{\AA}$ et $e_2=500\text{\AA}$ alors que l'épaisseur de la couche TbFe se situe entre 2 et $10\text{\AA}$.

Nous avons montré que, dans un domaine de champ limité par deux champs caractéristiques H_{n1} et H_{n2} , le comportement de la tricouche peut-être interprété comme la jonction à paroi de domaines imaginée: une paroi apparue dans une couche de GdFe (la plus épaisse) franchit la barrière de potentiel produite par la couche de matériau dur (TbFe ou DyFe) et poursuit son chemin dans la seconde couche de GdFe (la plus mince). Cela signifie aussi que la paroi apparue dans la première couche de GdFe renverse l'aimantation de la couche de TbFe et entraîne dans son sillage le retournement de l'aimantation de la seconde couche de GdFe.

Nous avons montré que l'apparition de la paroi était provoquée par la nucléation d'un domaine dans la couche la plus épaisse de GdFe à un champ H_{n1} fonction de l'épaisseur de GdFe uniquement.

Nous avons particulièrement bien mis en évidence la compression de la paroi contre la barrière de potentiel puis son passage à un champ $H_p(T)$ fonction de la température et de l'épaisseur de la couche de TbFe.

Nous avons vu que l'échantillon se comportait de façon inhomogène et qu'il était possible de le figer dans une situation où localement la paroi a franchi la barrière de potentiel alors

qu'ailleurs elle ne l'a pas fait, sans qu'il nous soit possible de donner ici un ordre de grandeur de la taille des zones concernées.

Il paraît évident que le champ extérieur réduit la hauteur de la barrière de potentiel à franchir et que l'activation thermique joue un rôle essentiel. C'est ce point que nous présentons à l'échelle macroscopique et à l'échelle locale aux chapitres IV et V.

CHAPITRE IV

Dynamique de la propagation de parois à travers une barrière de potentiel

1. Introduction

Au chapitre précédent, nous avons mis en évidence le renversement de l'aimantation de la couche TbFe des jonctions à parois de domaines GdFe/TbFe/GdFe. Dans le domaine de champ compris entre les champs de nucléation H_{n1} et H_{n2} , nous avons attribué ce retournement à la propagation, à travers la couche de TbFe, d'une paroi à 180° injectée dans la couche GdFe la plus épaisse. La couche TbFe provoque l'apparition d'une barrière de potentiel que doit affronter la paroi dans son déplacement. Pour les températures que nous avons explorées (supérieures à 2K), la dépendance thermique du champ de propagation $H_p(T)$ suggère très fortement la présence d'un phénomène d'activation thermique.

Comme nous l'avons vu au premier chapitre, aussi bien lors du renversement de l'aimantation d'une petite particule que du passage d'un obstacle par une paroi de domaine, la hauteur de barrière $\Delta E(H)$ peut se développer sous la forme:

$$\Delta E(H) = \Delta E_0 \left(1 - \frac{H}{H_c^0} \right)^\alpha \quad (1)$$

Lorsqu'il s'agit de la propagation d'une paroi, H_c^0 est remplacé par H_p^0 le champ de propagation à température nulle, celui pour lequel la barrière s'efface (figure 3, chapitre I). ΔE_0 est lié à la hauteur de barrière en champ nul (cf. I-4), et α est un exposant dépendant des caractéristiques géométriques de la barrière de potentiel.

Les tricouches que nous avons étudiées ne sont pas des jonctions à parois de domaines isolées comme idéalement espéré (voir conclusion du chapitre III). Chacune des tricouches peut être considérée comme une assemblée de JPD parallèles entre elles et éventuellement indépendantes. Dans ce cas, chacun des échantillons présente une collection d'entités auxquelles sont associées des distributions de hauteur de barrière de potentiel et des distributions de paramètres ΔE_0 , H_p^0 , α .

Le chapitre que nous entamons est donc consacré à l'étude de la distribution de barrières de potentiel auxquelles doivent faire face les parois de domaines. Nous explorons l'effet de la température sur la propagation, avec l'objectif d'apporter des réponses aux questions concernant la distribution des barrières de potentiel et leurs paramètres. Nous évaluons les paramètres ΔE_0 , H_p^0 et α et cherchons à les corrélérer aux paramètres intrinsèques des matériaux (épaisseurs, anisotropie...). Enfin, nous nous proposons de comparer nos résultats aux prédictions de Gunther et Barbara et d'établir dans quelle mesure ce modèle s'adapte à un système réel dont nous avons mentionné plusieurs fois la complexité et les écarts avec le système modèle.

Avant d'aborder l'analyse des résultats expérimentaux, nous consacrons le paragraphe 2 au rappel des processus de relaxation d'une assemblée d'objets identiques et indépendants puis d'une assemblée d'objets présentant une distribution de paramètres, en particulier une distribution de hauteurs de barrières de potentiel. Nous situons les effets par quelques ordres de grandeurs significatifs dans la suite de notre étude.

Le paragraphe 3 est consacré à l'étude de la relaxation de l'aimantation de JPD dont l'épaisseur de la couche de TbFe est $e=3\text{\AA}$, $5\text{\AA}$ et $7\text{\AA}$. Nous présentons les résultats expérimentaux, analysons la présence ou non de distribution de barrières, puis procédons à l'estimation des paramètres ΔE_0 , H_p^0 , α .

Forts de ces paramètres, nous revenons au paragraphe 4 sur les mesures de l'aimantation en fonction du champ, déterminées lors de mesures quasistatiques et montrons la cohérence entre ces résultats et le comportement de l'aimantation dans les processus de relaxation. Nous ajustons les courbes d'aimantation à un modèle simple pour les jonctions à parois de domaines étudiés par mesure de relaxation, puis étendons ce travail aux échantillons présentés au chapitre III dont l'épaisseur de barrière varie entre 3 et $10\text{\AA}$.

2. Barrière de potentiel et activation thermique

2.1 Processus élémentaire

Dans un processus aléatoire, la probabilité $P'(t)$ qu'un événement ne se soit pas produit au bout du temps t s'écrit:

$$P'(t) = \exp (-t/\tau) \quad (2)$$

où τ est appelé temps de relaxation.

Si l'événement nécessite le passage d'une barrière de potentiel de hauteur ΔE , et que son franchissement est dicté par l'activation thermique, le temps de relaxation τ est généralement lié à la température par:

$$\tau = \tau_0 \left(\exp \left(\frac{\Delta E}{kT} \right) \right) \quad (3)$$

Son inverse $\Gamma = 1/\tau$, appelé taux de passage de la barrière, s'écrit sous forme de loi d'Arrhenius avec:

$$\Gamma = \Gamma_0 \left(\exp \left(\frac{-\Delta E}{kT} \right) \right) \quad (4)$$

Γ_0 est un préfacteur de fréquence traduisant le nombre de fois que par unité de temps le système se présente devant la barrière de potentiel. Il est directement lié à la fréquence d'oscillation de la "particule" dans la cuvette de potentiel qui précède la barrière.

2.2 Système à barrière unique

Pour une entité magnétique unique, par exemple une seule petite particule dont l'aimantation présente deux états stables d'aimantation séparés par une barrière de potentiel ΔE (figure I-3), ou pour une jonction à paroi de domaines limitée latéralement dans laquelle se propage une seule paroi (figure IV-1), cela se traduit par un saut abrupt d'aimantation. Le saut apparaît de façon aléatoire à un temps t , avec la probabilité $P(t) = 1 - P'(t)$. La répétition de l'expérience conduit à une distribution de temps t traduisant $P(t)$

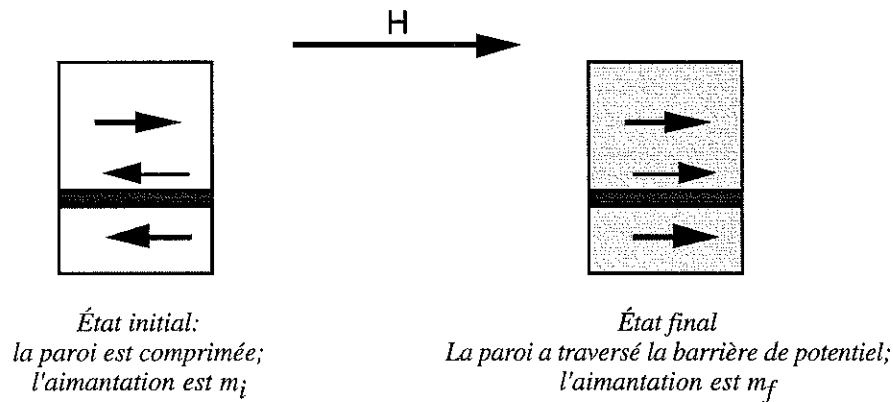


Fig. IV-1: Schématisation de deux états d'une JPD unique.

Si le système est composé d'une assemblée de N_0 parois élémentaires identiques et indépendantes, soumises à la même barrière de potentiel (figure IV-2), le nombre de parois $n(t)$ qui ont traversé la barrière à l'instant t obéit à l'équation:

$$n(t) = N_0(1 - e^{-t/\tau}) \quad (5)$$

Le nombre de parois qui n'ont pas traversé est $n(t) = N_0 e^{-t/\tau}$

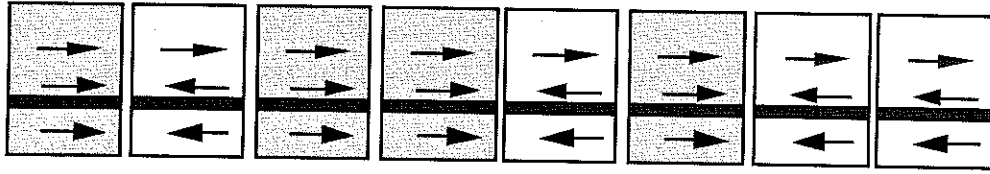


Fig. IV-2: Schématisation d'une assemblée de JPD identiques et indépendantes.

Les parties grisées correspondent aux JPDs dans lesquelles la paroi a traversé la barrière de potentiel.

Si la contribution à l'aimantation de chaque entité est :

- m_i si la paroi n'a pas traversé et
- m_f si elle a traversé,

l'aimantation au temps t s'écrit:

$$M(t) = n(t) m_i + [1 - n(t)] m_f \quad (6)$$

Soit, si on introduit les aimantations initiales $M_i = N_0 m_i$ et finales $M_f = N_0 m_f$, l'expression de l'aimantation devient:

$$M(t) = M_f + (M_i - M_f) \exp(-t/\tau) \quad (7)$$

Et la quantité normalisée:

$$B(t) = \frac{M(t) - M_f}{M_i - M_f} \quad (8)$$

s'écrit simplement:

$$B(t) = \exp(-t / \tau) \quad (9)$$

où τ est une fonction de ΔE d'après (3)

Or, lors de mesures de relaxation à température constante, le temps minimum nécessaire pour effectuer une mesure est quelques dizaines de secondes et la durée maximale raisonnable d'une expérience est de l'ordre de quelques heures. Cela signifie que l'évolution de $B(t)$ est suivie au mieux d'un temps $t_1 = 10s$ à un temps $t_2 = 10^4s$. Évaluons pour différentes températures T les valeurs $B(t_1)$ et $B(t_2)$ entre lesquelles B va évoluer lors d'une mesure et choisissons pour l'illustration les paramètres $\tau_0 = 10^{-6}s$ et $\Delta E = 80K, \Delta E = 100K, \Delta E = 120K, \Delta E = 140K$ (tableau IV-1).

D'après (5) et (3):

$$B(t) = \exp \left[\frac{-t}{\tau_0} \left(\exp \left(\frac{-\Delta E}{kT} \right) \right) \right] \quad (10)$$

Considérons tout d'abord les colonnes correspondant à une hauteur de barrière de $\Delta E = 100K$. Pour $T = 3K$, B reste égal à 1 de t_1 à t_2 , ce qui signifie que le nombre de jonctions à paroi de domaines dans lesquelles la paroi traverse la barrière de potentiel au cours de

l'expérience est insignifiant. A l'opposé, si la température est maintenue à 7K, B est égal à 0 dès le temps t_1 : la grande majorité des parois a traversé la barrière de potentiel bien avant la dixième seconde. Pratiquement, seule l'expérience réalisée à 5K permet de suivre l'ensemble du phénomène de relaxation de $B=1$ à $B=0$.

	$\Delta E=80K$		$\Delta E=100K$		$\Delta E=120K$		$\Delta E=140K$	
T(K)	B(t_1)	B(t_2)	B(t_1)	B(t_2)	B(t_1)	B(t_2)	B(t_1)	B(t_2)
1	1	1	1	1	1	1	1	1
2	1	1	1	1	1	1	1	1
3	1	0.77	1	1	1	1	1	1
4	0.98	0	1	0.25	1	1	1	1
5	0.32	0	0.98	0	1	0.02	1	0.93
6	0	0	0.56	0	0.98	0	1	0
7	0	0	0	0	0.70	0	0.98	0
8	0	0	0	0	0.05	0	0.78	0
9	0	0	0	0	0	0	0.17	0

Tab. IV-1: Valeurs de B à $t_1 = 10s$ et $t_2 = 10^4s$ pour quatre hauteurs de barrières et différentes températures.

Le phénomène est qualitativement similaire pour les autres hauteurs de barrière. Il apparaît que la température permettant une exploration complète de B est décalée de 1K lorsque ΔE est modifiée de 20K: elle est de 4K si $\Delta E=80K$ et de 5-6K pour $\Delta E=120K$.

2.3 Systèmes à grand nombre d'entités présentant une distribution de barrière

Distribution de JPD

Le schéma de la figure IV-2 suppose que les JPD sont parallèles et identiques en taille latérale. Une telle hypothèse semble très idéaliste et on pourrait imaginer une assemblée de JPD présentant une distribution de taille latérale telle qu'elle est présentée figure IV-3.

Il s'en suivrait une distribution de hauteur de barrière fortement corrélée à la distribution de surface latérale S et donc de volume $v = S(e_1 + e_2)$.

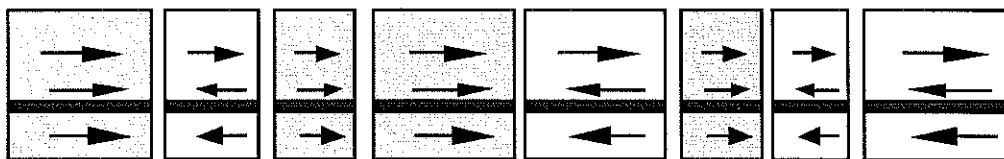


Fig. IV-3: Schématisation d'une assemblée de JPD présentant des hauteurs de barrière différentes.

Viscosité magnétique

Considérons un système composé, par unité de volume, de N_0 JPD indépendantes présentant une distribution $g(\Delta E)$ de hauteur de barrières. $N_0 g(\Delta E)d(\Delta E)$ est le nombre de JPD dont la hauteur de barrière est comprise entre ΔE et $\Delta E + d(\Delta E)$ et dont le temps de relaxation est $\tau(\Delta E)$. Les nombres n et $(1-n)$ de JPD, de hauteur de barrière ΔE , dans leur état initial et final s'écrivent alors:

$$n(\Delta E, t) = N_0 g(\Delta E) e^{-t/\tau(\Delta E)} \quad (11)$$

$$1-n(\Delta E, t) = N_0 [1 - g(\Delta E) e^{-t/\tau(\Delta E)}] \quad (12)$$

Si l'on admet que toutes les JPD présentant la même hauteur de barrière sont strictement identiques, et que, en particulier, les JPD de hauteur de potentiel ΔE contribuent toutes à l'aimantation par un "moment" $\mu_1(\Delta E)$ si elles sont dans l'état initial (avant traversée de la paroi) et $\mu_2(\Delta E)$ si elles sont dans l'état final (après traversée de la paroi), l'aimantation par unité de volume au temps t s'écrit:

$$M(t) = N_0 \int_0^\infty \mu_1(\Delta E) g(\Delta E) e^{-t/\tau(\Delta E)} d(\Delta E) + N_0 \int_0^\infty \mu_2(\Delta E) g(\Delta E) [1 - e^{-t/\tau(\Delta E)}] d(\Delta E) \quad (13)$$

Si $v(\Delta E)$ est le volume des JPD de hauteur de barrière ΔE , et si l'aimantation par unité de volume est la même dans toutes les JPD, ce qui semble raisonnable dans un système de densité uniforme, on peut introduire $M_i = \mu_1(E) / v(E)$ et $M_f = \mu_2(E) / v(E)$, ce qui conduit à:

$$M(t) = \int_0^\infty M_i N_0 v(\Delta E) g(\Delta E) e^{-t/\tau(\Delta E)} d(\Delta E) + \int_0^\infty M_f N_0 v(\Delta E) g(\Delta E) [1 - e^{-t/\tau(\Delta E)}] d(\Delta E) \quad (14)$$

où, en introduisant la nouvelle distribution $f(\Delta E) = v(\Delta E) g(\Delta E)$ (avec $\int_0^\infty f(\Delta E) d(\Delta E) = 1$):

$$M(t) = M_f + (M_i - M_f) \int_0^\infty f(\Delta E) e^{-t/\tau(\Delta E)} d(\Delta E) \quad (15)$$

M_i et M_f sont les valeurs de l'aimantation du système à l'état initial et à l'état final. La quantité normalisée B s'écrit:

$$B(t) = \frac{M(t) - M_f}{M_i - M_f} = \int_0^\infty f(\Delta E) e^{-t/\tau(\Delta E)} d(\Delta E) \quad (16)$$

Il est alors intéressant de définir la viscosité $S(t)$ comme:

$$S(t) = \frac{d(B(t))}{d \ln t} \quad (17)$$

qui peut se mettre sous la forme:

$$S(t) = \int_0^{\infty} \Gamma(\Delta E) \cdot f(\Delta E) d\Delta E \quad (18)$$

où:

$$\Gamma(\Delta E, t) = \frac{t}{\tau(\Delta E)} \exp\left(-\frac{t}{\tau(\Delta E)}\right) \quad (19)$$

$\Gamma(\Delta E)$ est une fonction centrée en $E_c(T, t) = kT \ln(t/\tau_0)$, de largeur $2.45 kT$ et dont l'intégrale sur ΔE donne $-kT$.

Il s'ensuit que si la largeur de $f(\Delta E)$ est très supérieure à $2.45 kT$, $-\frac{\Gamma(\Delta E)}{kT}$ peut être considérée comme une distribution de Dirac et la viscosité devient:

$$S(t) = kT f(E_c(T, t)) \quad (20)$$

On montre qu'en première approximation $B(t)$ est alors donné par

$$B(t) = S \ln(t) + \text{cst} \quad (21)$$

Cette expression de $B(t)$ est retrouvé dans de nombreux ouvrages

Interprétation géométrique

$\Gamma(\Delta E)$ est la fenêtre d'observation de la distribution $f(\Delta E)$ (figure IV-4).

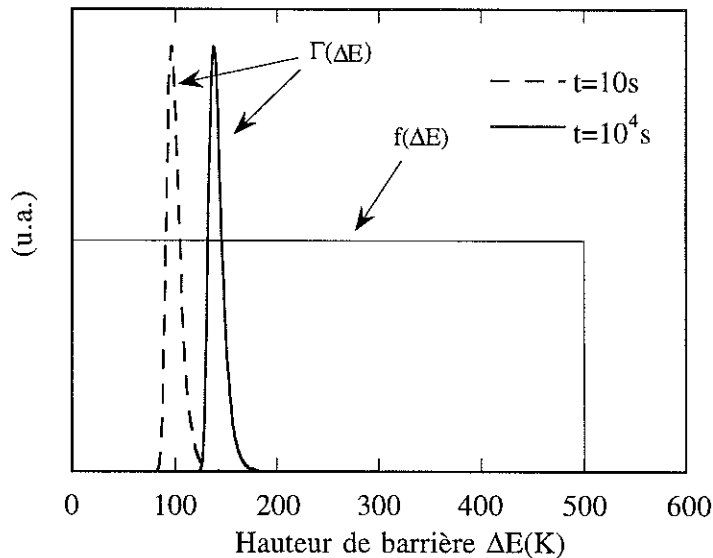


Fig. IV-4: Exemples de fonction $\Gamma(\Delta E)$ et $f(\Delta E)$.

$f(\Delta E)$ est une fonction carré (égale à $1/500$ sur l'intervalle $0K-500K$);
les fonctions $\Gamma(\Delta E)$ sont obtenues à partir de (19) et (3) avec $T=6K$ et $\tau_0=10^{-6}s$
pour deux temps différents: $t=10^4s$ et $t=10s$

Lors d'une expérience réalisée à la température T et conduite entre les instants $t_{\min}$ et $t_{\max}$, les JPD dans lesquelles les traversées de barrière se produisent sont typiquement celles dont les hauteurs de barrière ΔE sont comprises entre $\Delta E_1 = kT \ln(t_{\min}/\tau_0)$ et $\Delta E_2 = kT \ln(t_{\max}/\tau_0)$. Avec τ_0 de l'ordre de $10^{-6}s$, $\ln t_{\min}/\tau_0 \approx 16$ et $\ln t_{\max}/\tau_0 \approx 23$, on obtient les bornes figurées au tableau IV-2.

T(K)	2	3	4	5	6	7
$\Delta E_1(K)$	32	48	64	80	96	112
$\Delta E_2(K)$	46	69	92	115	138	161

Tab. IV-2: Limites ΔE_1 et ΔE_2 de l'intervalle des hauteurs de barrières traversées entre $t=10s$ et $t=10^4s$ pour différentes températures en fixant $\tau_0=10^{-6}s$

Cela signifie que lors d'une mesure effectuée à 6K, les barrières dont les hauteurs sont comprises entre 96K et 138K sont franchies entre les temps $t_{\min}$ et $t_{\max}$. Ceci est en accord avec la figure IV-4.

Ce tableau recoupe les résultats du tableau précédent. Il montre par exemple que 5K est la température la mieux adaptée à l'exploration de système dont la barrière est comprise entre 80K et 115K et donc à la barrière de $\Delta E=100K$.

Considérons maintenant le cas d'un système à large distribution de barrière : par exemple une distribution $f(\Delta E)$ uniforme entre 0 et 500K. Les JPD explorées lors d'une expérience menée à 2K, sont celles dont ΔE est comprise entre 32K et 46K. Vu la forme plate de $f(\Delta E)$, B varie à cette température de $1-32/500$ à $1-46/500$, soit de 0.93 à 0.91. Si la mesure était effectuée à 5 K, B varierait de 0.84 à 0.77 etc....

Ainsi, dans le cas de distributions larges, au cours d'une mesure de relaxation à température fixe, B ne varie que sur une plage restreinte limitée à $\Delta B = 0.1$, voir 0.01 [Tejada, 1993] (figure IV-5). Des mesures à différentes températures sont alors nécessaires à une exploration totale de la barrière .

Reste le cas intermédiaire de distributions $f(E)$ dont la largeur est comparable à celle de $\Gamma(E)$. Dans ce cas, un calcul exact est nécessaire. Sans aller loin dans le détail, on peut examiner le cas d'un système fait d'un mélange à même proportion de trois types de JPD dont les hauteurs de barrières seraient de 100K, 120K et 140K. A l'examen du tableau IV-1, B resterait égal à 1 à 3K, varierait de 1 à 0.25 à 4K, de 1 à 0.66 à 5K, de 0.15 à 0 à 6K et serait quasiment nul dès la première mesure réalisée à 9K. Remarquons que là aussi, il n'existe pas de température permettant d'observer le passage de toutes les parois.

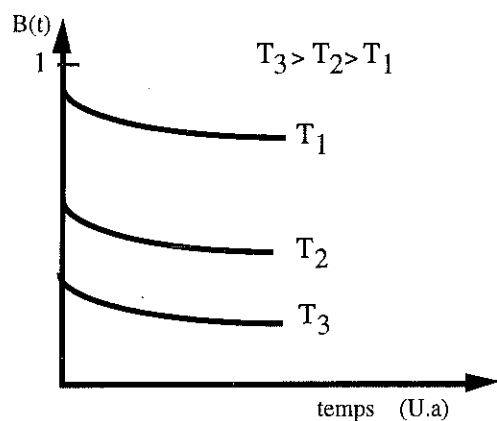


Fig. IV-5:

Schématisation de l'évolution de B en fonction du temps, à trois températures différentes, pour une distribution de barrière importante

2.4 Synthèse

Pour un système à hauteur de barrière ΔE unique, il existe une température optimale pour laquelle B évolue de 1 à 0 au cours de l'expérience. Si l'on s'écarte de cette température, B reste égal à 1 ou à 0 durant toute la séquence de mesure.

Pour un système à distribution de hauteur de barrière de potentiel large, B, quelque soit la température de mesure, n'évolue que sur une gamme de quelques pour-cent. L'étude de B avec la température permet de reconstituer le profil de $f(E)$.

Si la distribution de hauteur de potentiel $f(E)$ présente un étalement de 20% de part et d'autre d'une énergie moyenne E, il n'existe pas de température pour laquelle la variation de B est supérieure à 50 ou 60 %. Une amplitude importante de variation de B est observée sur une gamme étroite de température.

2.5 Réalité physique du modèle

Si la mise en parallèle de JPD n'a ici comme objet que l'illustration du comportement d'entités indépendantes: identiques ou distribuées, on sera amené à se questionner sur la réalité physique d'un tel arrangement.

Pour l'instant une chose est certaine, il est possible de figer le système (point B de la figure III-31) dans un état tel que dans une partie de l'échantillon la paroi a traversé la barrière de potentiel alors que dans l'autre elle ne l'a pas fait. Ce que nous ignorons, c'est l'échelle à laquelle se produit le phénomène et donc la taille des entités que nous avons représentées. Nous pouvons simplement imaginer que ces objets sont, dans un matériau structuellement continu, le résultat de la densité de domaines créés lors de la nucléation au champ H_{n1} , sachant qu'entre chacun d'eux, il y a vraisemblablement une paroi, sans laquelle ils se fondraient pour former une entité. A l'opposé, nous pouvons penser qu'il existe un "morcellement physique" des couches, résultat d'effets colonnaires que l'on rencontre souvent dans les matériaux amorphes élaborés par évaporation.

Reste aussi que dans chacun des cas une interaction entre les entités physiques est possible et que les objets ne se comportent pas tout à fait indépendamment.

3. Les mesures de relaxation

3.1 Échantillons et procédure expérimentale

Les mesures de relaxation, en raison de l'investissement en temps qu'elles nécessitent, ont dû être réalisées sur un nombre restreint d'échantillons. Nous nous sommes limités à 3 échantillons du type $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{TbFe}(e)/\text{GdFe}(500\text{\AA})$ avec $e=3\text{\AA}, 4.5\text{\AA}, 7.5\text{\AA}$.

La procédure expérimentale (schématisée figure IV-6) est dans sa première phase très semblable à celle mise en oeuvre lors des mesures quasistatiques de l'aimantation. L'échantillon est d'abord refroidi sous un champ de 1000 Oe pour atteindre $+M_s$ à la température de mesure. Le champ est ensuite descendu à $H=0$, renversé, puis est amené au champ de mesure H , de quelques Oe inférieur au champ de propagation quasistatique $H_p(T)$.

A température T et à champ H constants, on procède alors à la mesure de l'évolution de l'aimantation avec le temps. Avec des températures comprises entre T_1^* et T_2^* , nous explorons le régime de propagation de paroi à travers la barrière de potentiel.

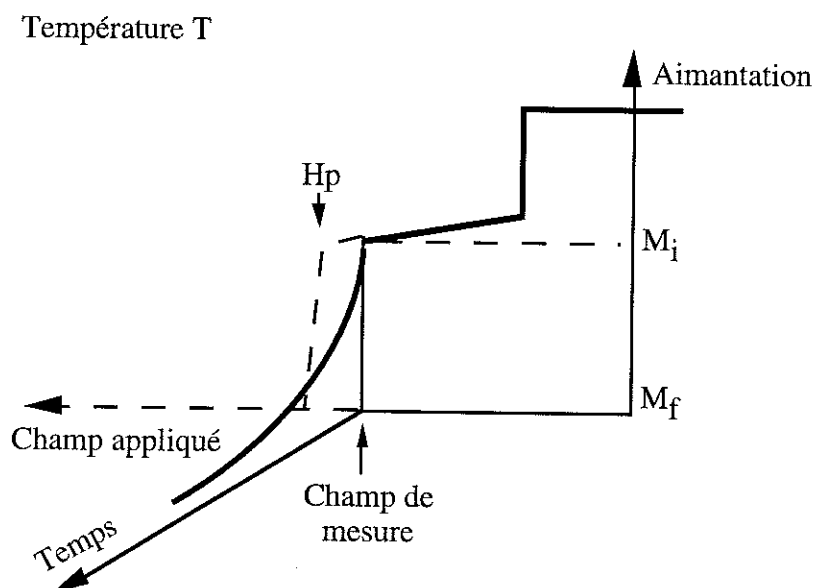


Fig. IV-6: Schématisation de la procédure des mesures de relaxation. Le champ est amené à un champ de mesure H de quelques Oe inférieur au champ de propagation quasistatique $H_p(T)$ puis l'aimantation est mesurée en fonction du temps.

Ainsi, sur l'échantillon $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{TbFe}(3\text{\AA})/\text{GdFe}(500\text{\AA})$ dont les résultats de mesures d'aimantation sont rappelés à la figure IV-7, le suivi de la relaxation a été réalisé à 2, 3, 4, 5 et 7 K.

Les champs de mesures à 3 K sont 47, 46, 45, 43 et 41 Oe (figure IV-8).

Les aimantations de référence, à partir desquelles $B(t) = \frac{M(t) - M_f}{M_i - M_f}$ est déterminé, sont: pour M_i , l'aimantation "quasistatique" pour $H=41$ Oe et pour M_f , l'aimantation à saturation $-M_s$.

Dans l'état de référence M_i , les parois sont comprimées contre la barrière de potentiel et ne l'ont pas traversée. Dans l'état de référence M_f , l'aimantation de l'échantillon est totalement inversée par suite de la traversée des barrières de potentiel par les parois.

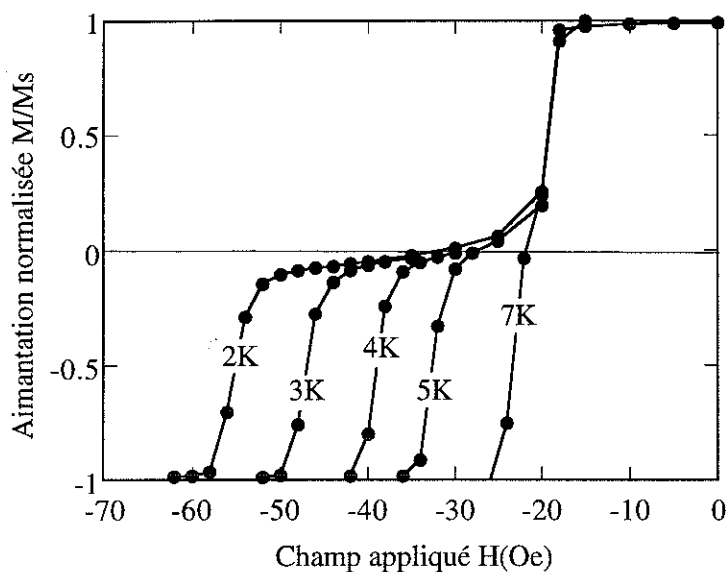


Fig. IV-7:

Evolution de l'aimantation en fonction du champ appliqué suivant l'axe facile sur $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(3\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$

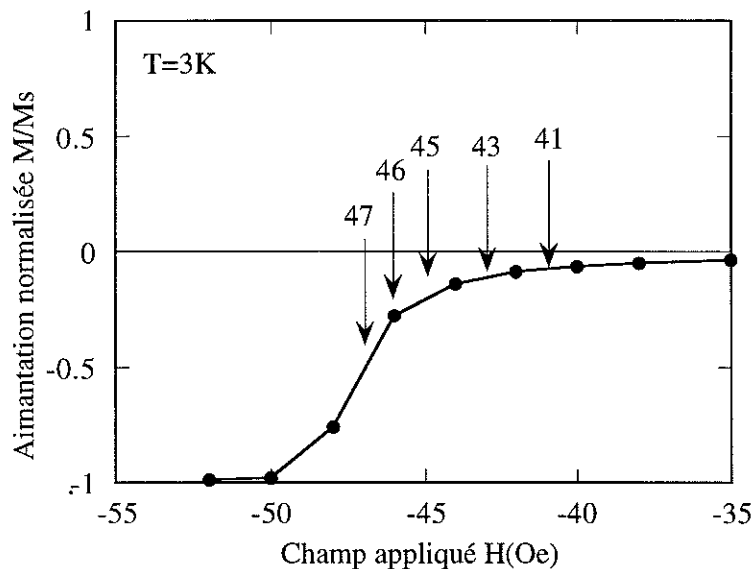
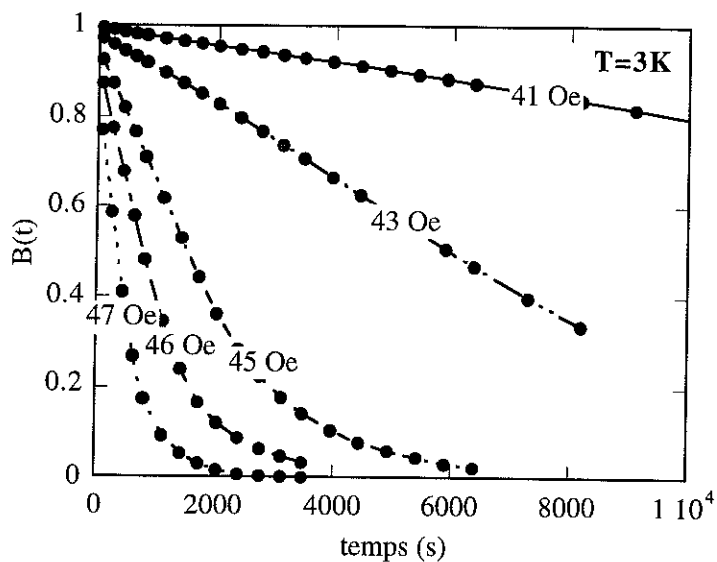


Fig. IV-8:

Evolution de l'aimantation en fonction du champ appliqué suivant l'axe facile sur $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(3\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$ à $T=3K$.
Les flèches indiquent les champs (Oe) pour lesquels les mesures de relaxation ont été réalisées

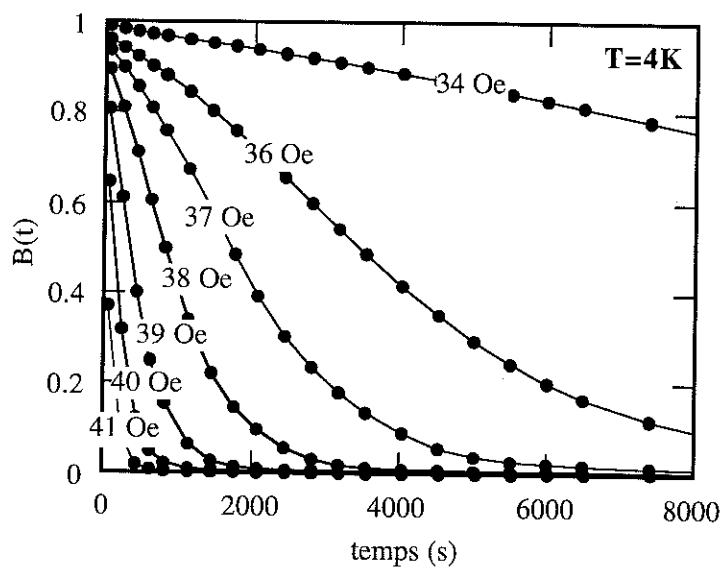
3.2 Résultats expérimentaux sur l'échantillon $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(3\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$

Les figures IV-9 a) b) et c) présentent les évolutions de $B(t)$ à trois températures différentes: 3, 4 et 5K pour une série de champs adaptés à chaque température. Manifestement, l'évolution temporelle de $B(t)$ rappelle la forme d'exponentielle décroissante.



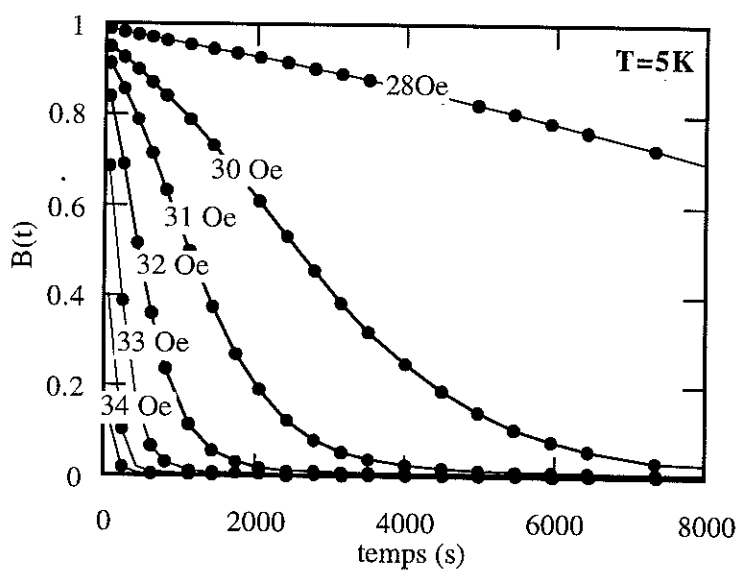
(a)

A 3K et à différents champs
(47, 46, 45, 43, 41 Oe)



(b)

A 4K et à différents champs
(41, 40, 39, 38, 37, 36 et 34 Oe)



(c)

A 5K et à différents champs
(34, 33, 32, 31, 30 et 28 Oe)

Fig. IV-9: Evolutions de $B(t)$ pour $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(3\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$
à différentes températures et à différents champs

Trois points qualitatifs très forts méritent d'être notés:

i) Un champ étant donné, il existe une température T pour laquelle $B(t)$ varie au cours de l'expérience de la valeur initiale 1 à la valeur finale 0. Au vu de la synthèse du paragraphe 2.4, cette observation semble suffisante pour affirmer que, à ce champ H , la distribution de barrière de potentiel est très étroite.

ii) Un champ étant donné, choisissons par exemple 38 Oe, il n'existe qu'une température (ici 4K) pour laquelle B varie de 0 à 1. Si $T=3K$, B reste égal à 1 durant toute la durée de l'expérience. Au contraire, Si $T=5K$, B vaut immédiatement 0. D'ailleurs, très peu de champs apparaissent sur les figures relatives à deux températures distinctes. On trouve seulement $H=41$ Oe à 3 et 4K, et $H=34$ Oe à 4 et 5K, et encore, une variation totale de B n'est présente que sur l'une ou l'autre des courbes. Ces faits confirment l'étroitesse de la distribution de hauteur de barrière.

iii) La modification du champ d'une quantité de 1 Oe est très sensible sur le temps de relaxation, une modification du champ d'environ 5 Oe déplace de 1K le régime de température, ce qui, si l'on en croit le tableau IV-1, modifie la hauteur de barrière de quelque 20%.

3.3 Analyse des données

Il est alors très naturel d'aborder l'analyse des données en recherchant le temps de relaxation $\tau(T,H)$ pour lequel chaque courbe peut être approximée par:

$$B(t) = \exp(-t / \tau) \quad (22)$$

L'ajustement par une loi exponentielle décroissante des courbes $B(t)$ collectées à 3K est représenté à la figure IV-10. Globalement acceptable, il fait toutefois apparaître une discordance à l'origine.

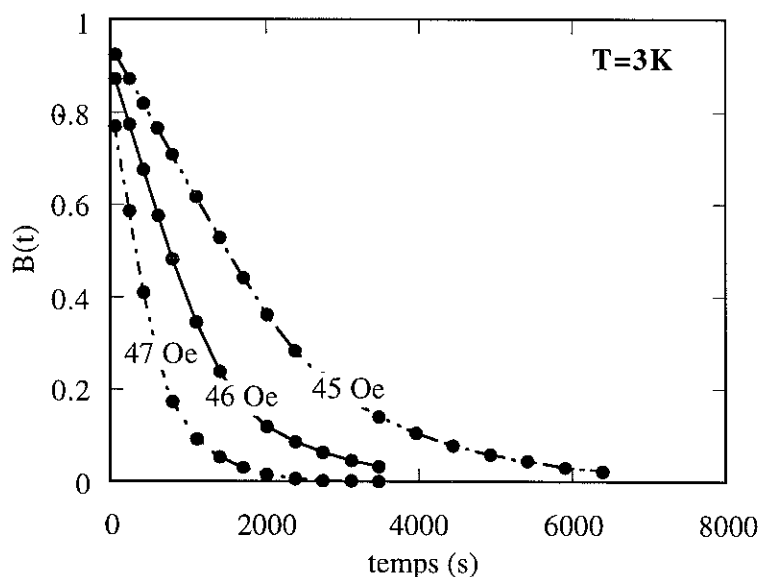


Fig. IV-10:

*Ajustement de $B(t)$ par une
exponentielle décroissante pour
 $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(3\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$
à 3K et à différents champs
(47, 46, 45 Oe).*

L'ajustement est très nettement amélioré par une translation $t_0(H,T)$ de l'origine des temps de chaque courbe. La forme exponentielle décroissante de $B(t)$, ainsi que le décalage à l'origine, est clairement mis en évidence en traçant $\ln(B)$ en fonction de t . Ceci est net pour 3K et 4K sur les figures IV-11.

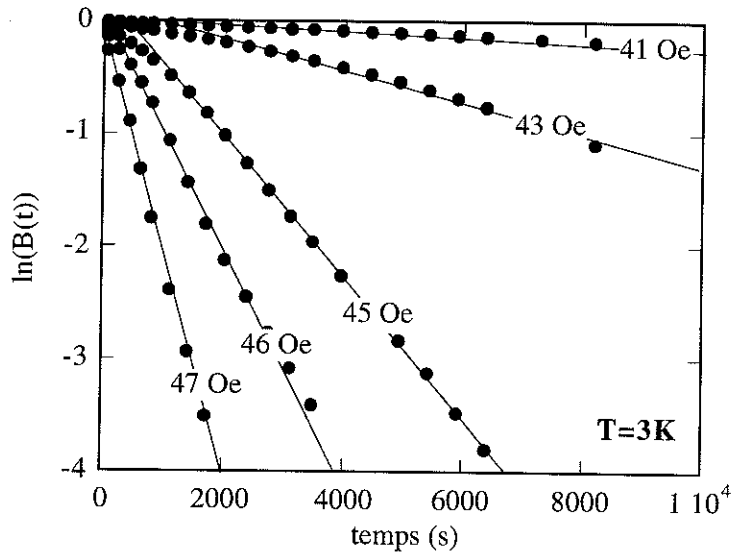


Fig. IV-11 a:

Évolution de $\ln(B(t))$ pour
 $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(3\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$
 sous différents champs, $T=3K$

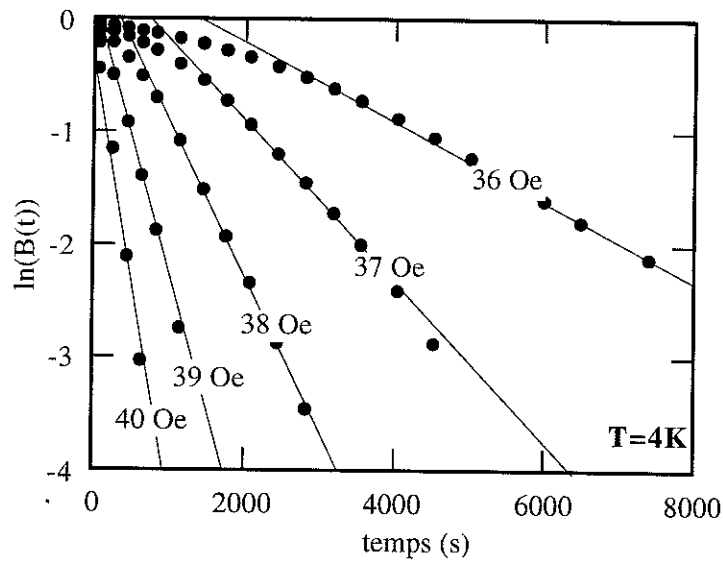


Fig. IV-11 b:

Évolution de $\ln(B(t))$ pour
 $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(3\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$
 sous différents champs, $T=4K$

Avec un décalage adapté, il est possible (figure IV-12):

- de porter l'ensemble des résultats sur une courbe réduite $B(t - t_0/\tau)$ où τ est choisi de telle sorte que $B(\tau) = 1/e$.
- d'ajuster la courbe réduite par une exponentielle décroissante:

$$B(t') = \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau}\right)$$

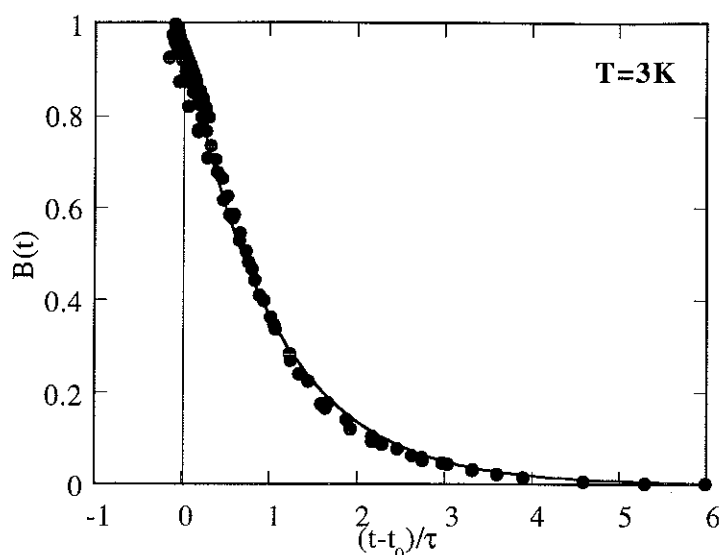


Fig. IV-12: Évolution de B mesuré à 41, 43, 45, 46, 47 Oe en fonction de $(t-t_0)/\tau$ ajusté par la fonction $\exp(-(t-t_0)/\tau)$

Les valeurs numériques de t_0 et τ obtenues sont reportées au tableau IV-3. Nous y voyons que à 3K le décalage est de -40s pour un temps de relaxation de 530s mesuré à $H=47$ Oe et qu'il devient +2000s pour un temps de relaxation de 26000s lors de la mesure à $H=41$ Oe. Malgré la difficulté du choix de t_0 , nous pouvons estimer que le temps caractéristique τ est donné à mieux que 20% près. Une telle imprécision est sans conséquence sur les paramètres pertinents liés à $\ln \tau$.

T=3K					
H(Oe)	47	46	45	43	41
t_0 (s)	-40	0	300	1000	2000
τ (s)	530	1050	1690	6925	26000

Tab. IV-3: Valeurs de t_0 et de τ permettant d'obtenir la courbe réduite (figure IV-12) à $T=3K$ et pour différents champs.

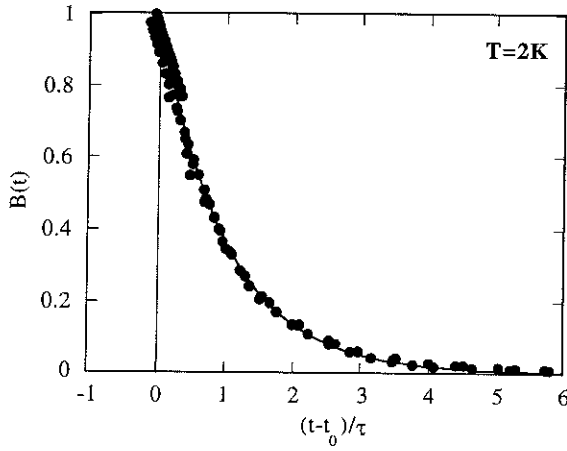
Le décalage en temps de la décroissance exponentielle peut être:

-d'origine technique avec le problème de la stabilisation des champs lorsque le champ appliqué passe rapidement de 1000 Oe au champ de mesure.

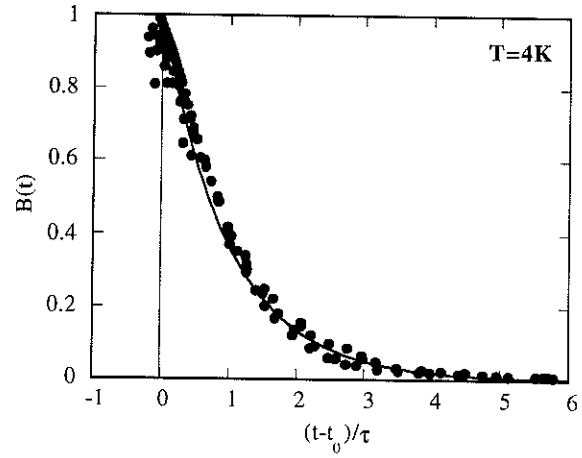
-d'origine physique: il est fort probable que pour les champs les plus faibles, les premiers instants de mesure correspondent encore à la compression de la paroi sur la barrière et non au franchissement de cette dernière. De la même façon, pour les champs les plus importants, au début des mesures de relaxation, un grand nombre de parois à déjà traversé, ce qui explique la valeur négative de t_0 .

Il peut être aussi lié à la complexité d'un système réel. Nous reviendrons sur ces points lors de la discussion.

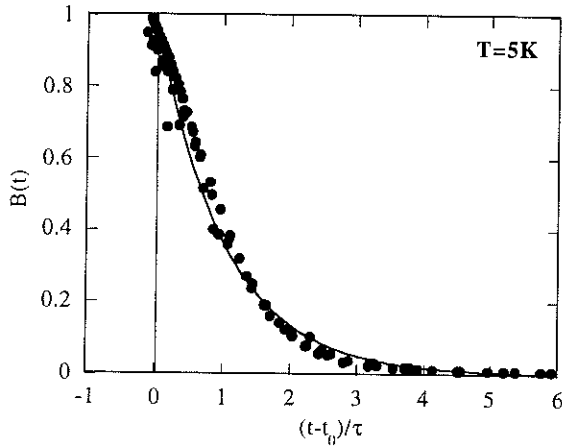
Les courbes obtenues de façon identique aux températures 2, 4, 5 et 7K sont représentées aux figures IV-13 a b c et d.



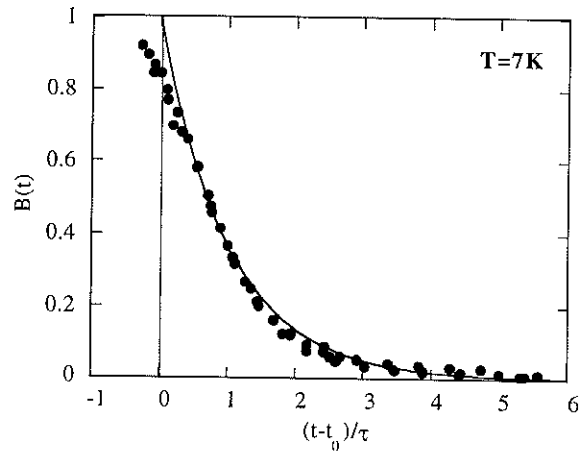
a) à $H = 50, 52, 54, 55$ et 56 Oe pour $T=2K$



b) à $H = 34, 36, 37, 38, 39, 40, 41$ Oe pour $T=4K$



c) à $H = 28, 30, 31, 32, 33, 34$ Oe pour $T=5K$



d) à $H=21, 22, 23, 24$ Oe pour $T=7K$

Fig. IV-13: Évolution de $B((t-t_0)/\tau)$ à différents champs H . La courbe continue représente la fonction $\exp(-(t-t_0)/\tau)$

Les valeurs de t_0 et τ pour les différentes températures sont rapportés pour les différents champs au tableau IV-4.

T=2K					
H(Oe)	56	55	54	53	52
t_0 (s)	-100	-50	0	800	1200
τ (s)	340	720	1600	6200	26000

T=4K

H(Oe)	41	40	39	38	37	36	34
t₀ (s)	-50	0	100	200	400	600	1000
τ (s)	110	200	350	750	1600	3500	25000

T=5K

H(Oe)	34	33	32	31	30	28
t₀ (s)	-50	20	70	150	400	1000
τ (s)	130	245	520	1170	2480	14000

T=7K

H(Oe)	24	23	22	21
t₀ (s)	-70	0	150	600
τ (s)	130	320	860	1990

Tab. IV-4: Valeurs de t_0 et τ pour différents champs, pour $T=2K, 4K, 5K, 7K$.

Conclusion partielle

D'après les figures IV-12 et IV-13, $B(t-t_0)$ est bien une exponentielle décroissante, ce qui nous permet de conclure que la distribution de barrière est faible, que les échantillons peuvent être considérés comme constitués d'un grand nombre de jonctions à paroi de domaines, indépendantes et possédant des hauteurs de barrière de potentiel très voisines.

3.4 Détermination de l'évolution de la hauteur de barrière avec le champ**Modélisation**

La valeur de $\Delta E(H)$ peut être déduite de celle de $\tau(H)$, car ils sont liés par la relation:

$$\tau(H) = \tau_0 \exp \left[\frac{-\Delta E(H)}{kT} \right] \quad (23)$$

Nous choisissons d'exprimer $\Delta E(H)$ selon le modèle proposé par Gunther et Barbara [Gunther, 1994]:

$$\Delta E(H) = \Delta E_0 \left(1 - \frac{H}{H_p^0} \right)^\alpha \quad (24)$$

et de déterminer les paramètres ΔE_0 , H_p^0 et α .

Estimation de τ_0

Classiquement, le préfacteur τ_0 est déterminé à partir de mesures de temps de relaxation τ_1 et τ_2 effectuées à différentes températures T_1 et T_2 . Vu la forme de τ , il s'écrit simplement:

$$\tau_0 = \tau_1 \exp - \left(\frac{T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{\tau_1}{\tau_2} \right) \quad (25)$$

La difficulté rencontrée dans notre analyse tient au fait que pour un champ donné (et donc pour une hauteur de barrière donnée), il n'existe en général qu'une température pour laquelle la mesure de $B(t)$ est significative. L'application de cette relation aux deux cas de recouvrement (41 Oe à 3K et 4K ou 34 Oe à 4K et 5K) conduit à une valeur de τ_0 de l'ordre de 10^{-6} (s), qu'il est difficile de préciser davantage en raison des incertitudes sur τ dans ces cas extrêmes.

De façon alternative, nous nous sommes tournés vers un critère de continuité qui stipule que pour un même échantillon la courbe $T \ln \left(\frac{\tau}{\tau_0} \right)$ en fonction de H est continue, cela sans hypothèse aucune sur la forme de l'expression liant ΔE et H . Ces courbes sont portées figure IV-14 pour différentes valeurs de τ_0 .

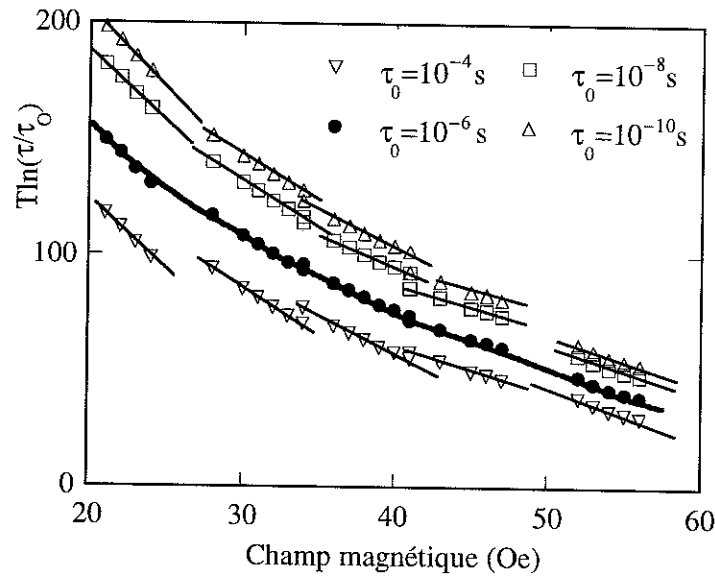


Fig. IV-14: Evolution de $T \ln (\tau/\tau_0)$ en fonction du champ magnétique pour différentes valeurs de τ_0 ($10^{-4}s$, $10^{-6}s$, $10^{-8}s$, $10^{-10}s$)

Sur la figure IV-14, les points de coordonnées $(H, T \ln \frac{\tau}{\tau_0})$ apparaissent groupés par température de mesure. Par chaque groupe de points, on peut faire passer un segment de courbe

mais les segments de courbes ne se raccordent en général pas. Cependant, une modification de τ_0 décale de façon uniforme chaque segment de courbe de $(T \ln(\frac{\tau}{\tau_0}))$. La valeur de τ_0 qui permet de placer tous les résultats de mesure sur une courbe unique acceptablement continue est la valeur retenue. Avec cette méthode, nous situons de nouveau τ_0 à 10^{-6} s, sachant que $\tau_0 \approx 10^{-7}$ s serait aussi acceptable. Ces valeurs sont situées dans la partie basse de la fourchette des valeurs de τ_0 qui, dans des phénomènes de relaxation magnétique, sont généralement annoncées entre 10^{-6} s et 10^{-12} s.

Paramètres de ΔE

Les valeurs de $\Delta E(H)$ en Kelvin sont celles de $T \ln(\tau/\tau_0)$ représentées à la figure IV-14. Il est clair sur cette figure (indépendamment de τ_0) que ΔE croît lorsque H diminue et qu'il le fait assez rapidement avec une courbure vers le haut. Cela signifie qu'un ajustement par une loi de la forme (24) nécessite un exposant α plus grand que 1.

Afin de déterminer sa valeur, nous utiliserons un critère de linéarité: la courbe $\left[T \ln \frac{\tau}{\tau_0} \right]^{1/\alpha}$ en fonction de H doit être linéaire. Au vu de la courbe de la figure IV-15, l'exposant $\alpha=3/2$ annoncé par Gunther et Barbara paraît acceptable, bien que, aux plus bas champs magnétiques, les points expérimentaux s'écartent vers le haut de la ligne théorique, ce qui pourrait accréditer l'idée d'un exposant α supérieur à $3/2$.

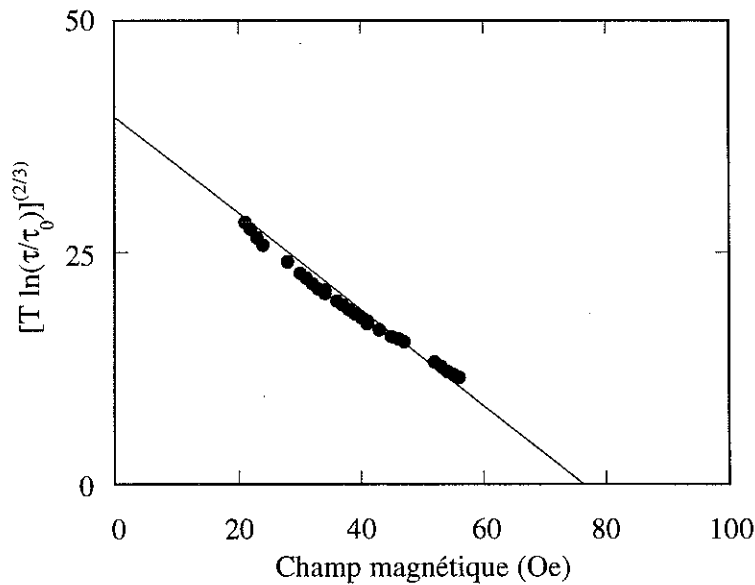


Fig. IV-15: Evolution de $[T \ln(\tau/\tau_0)]^{2/3}$ en fonction du champ magnétique pour $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(3\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$

On en déduit alors:

$$\Delta E_0 = 240 \text{ K} \quad \text{et} \quad H_p^0 = 76 \text{ Oe}$$

3.5 Influence de l'épaisseur de la couche de TbFe sur les paramètres de la relaxation

Évolution de τ_0

Nous avons réalisé les mêmes mesures de relaxation sur deux autres échantillons de type GdFe(1000Å)/TbFe(e)/GdFe(500Å), avec $e=4.5\text{Å}$ et $e=7\text{Å}$ (figures IV-16 et IV-17). Un déplacement des valeurs des paramètres a été enregistré.

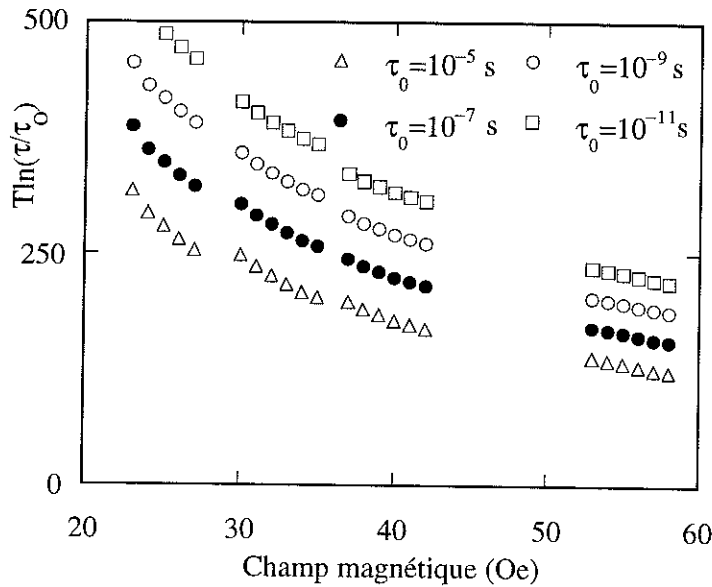


Fig. IV-16:

Evolution de $T \ln(\tau/\tau_0)$ en fonction du champ magnétique pour différentes valeurs de τ_0 ($10^{-5}s$, $10^{-7}s$, $10^{-9}s$, $10^{-11}s$), d'après les mesures réalisées sur GdFe(1000Å)/TbFe(5.5Å)/GdFe(500Å)

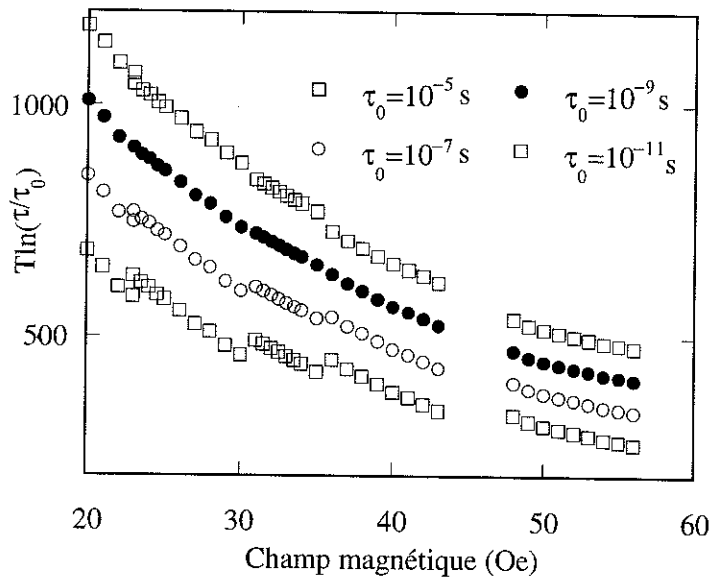


Fig. IV-17:

Evolution de $T \ln(\tau/\tau_0)$ en fonction du champ magnétique pour différentes valeurs de τ_0 ($10^{-5}s$, $10^{-7}s$, $10^{-9}s$, $10^{-11}s$), d'après les mesures réalisées sur GdFe(1000Å)/TbFe(7Å)/GdFe(500Å)

Notre première observation est que, pour satisfaire au critère de continuité (continuité de $T \ln \frac{\tau}{\tau_0}$ avec H), il est nécessaire de choisir des facteurs préexponentiels différents et d'autant plus petits que l'épaisseur de TbFe est grande (cf. Tab. IV-5 donné par la suite).

La seconde observation est que, comme on s'y attendait, la hauteur de barrière $\Delta E(H)$ est sensible à la valeur de l'épaisseur de TbFe. Très grossièrement pour $e=3\text{\AA}$: $\Delta E(40\text{ Oe}) \approx 100\text{K}$, pour $e=5.5\text{\AA}$: $\Delta E(40\text{ Oe}) \approx 300\text{K}$, et pour $e=7\text{\AA}$: $\Delta E(40\text{ Oe}) \approx 700\text{K}$.

Évolution de α

Si maintenant on utilise le critère de linéarité pour déterminer α , on s'aperçoit que la fonction $\left[T \ln \frac{\tau}{\tau_0} \right]^{\frac{1}{\alpha}}$ ($\alpha = 3/2$) ne varie plus linéairement avec H pour les trois épaisseurs de TbFe et que l'écart mentionné à la fin du chapitre précédent vient s'amplifier. Une valeur de α plus importante, par exemple 4, est plus satisfaisante pour l'ensemble des résultats.

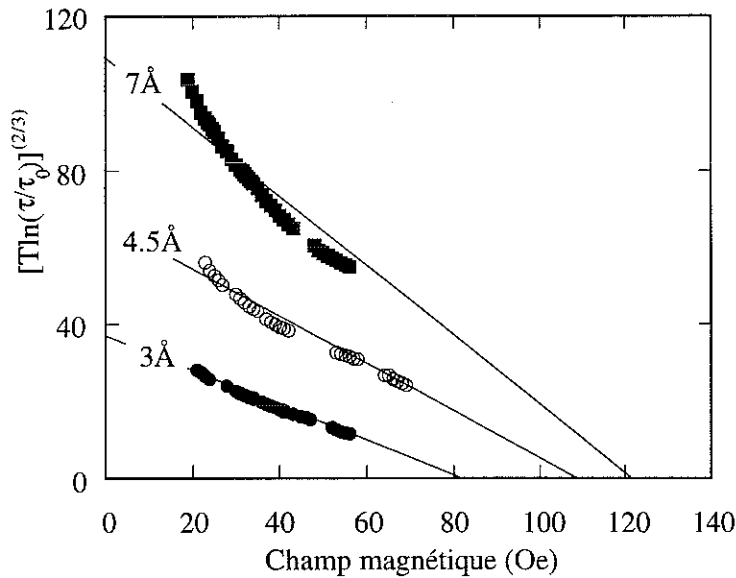


Fig. IV-18:

Evolution de $[T \ln (\tau/\tau_0)]^{(2/3)}$ en fonction de H pour trois épaisseurs de TbFe 3Å, 4.5Å, 7Å

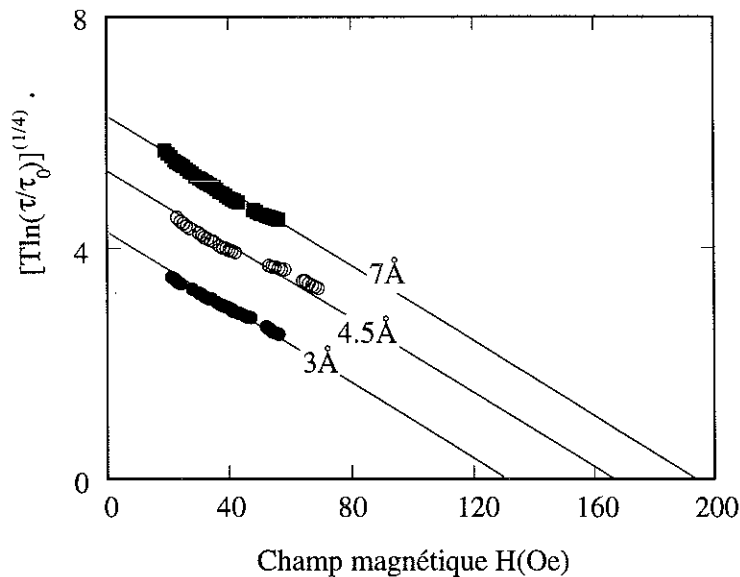


Fig. IV-19:

Evolution de $[T \ln (\tau/\tau_0)]^{(1/4)}$ en fonction de H pour trois épaisseurs de TbFe 3Å, 5Å, 7Å

Il semble d'après les figures IV-18 et IV-19 y avoir un désaccord entre la valeur α proposée par Gunther et Barbara ($\alpha=3/2$) et la valeur obtenue expérimentalement ($\alpha = 4$). Mais rappelons que cette valeur a été obtenue théoriquement dans l'approximation $\varepsilon = \left(1 - \frac{H}{H_p^0}\right)$ petit devant 1. D'après les valeurs du champ H_p^0 obtenues, les mesures de relaxation ont été réalisées pour $0.53 < \varepsilon < 0.85$, pour $0.65 < \varepsilon < 0.88$ et pour $0.69 < \varepsilon < 0.89$ respectivement sur les échantillons possédant une couche de TbFe de 3Å, 5.5Å et 7Å. Nous ne sommes donc pas dans l'approximation $\varepsilon \ll 1$. On soulignera aussi que l'échantillon dont les valeurs de ε sont les plus faibles présente le meilleur accord avec $\alpha = 3/2$.

Notons que la valeur de α a une conséquence modérée sur les paramètres plus physiques tels que ΔE_0 et H_p^0 . Par exemple, pour une épaisseur de TbFe de 3Å, avec $\alpha = 3/2$, on obtient $\Delta E_0 = 240$ K et $H_p^0 = 76$ Oe, tandis qu'avec $\alpha = 4$, on obtient $\Delta E_0 = 296$ K et $H_p^0 = 137$ Oe.

Evaluation ΔE_0 et de H_p^0

Les valeurs de ΔE_0 , H_p^0 et $1/\tau_0$ obtenues pour $\alpha = 4$ sont rapportées au tableau IV-5.

e (Å)	α	ΔE_0 (K)	H_p^0 (Oe)	$\frac{1}{\tau_0}$ (s ⁻¹)
2 ⁺	4	164	75	1 10 ⁵
3	4	296	137	1 10 ⁶
4.5	4	820	168	1 10 ⁷
5.5*	4	1000	172	8 10 ⁷
7	4	1500	193	1 10 ⁹
8.5*	4	2300	212	5 10 ¹⁰
9.5*	4	2500	224	2 10 ¹¹

Tab. IV-5: Récapitulatif des valeurs de α , ΔE_0 , H_p^0 et $1/\tau_0$ pour différentes épaisseurs de TbFe.

Les paramètres présentés ont été obtenus de manières différentes suivant les épaisseurs;
pour les épaisseurs suivies d'une *: à partir des mesures de $B(H)$ (paragraphe suivant),
pour 2 Å (suivie d'une +): d'après les mesures micro-SQUID (chapitre V), tandis que les autres sont
obtenues à partir de la figure IV-19.

Nous avons représenté les paramètres avec des échelles telles que leurs variations apparaissent linéaire. Nous mettons en évidence que ΔE_0 varie comme e^2 alors que H_p^0 et $\ln(1/\tau_0)$ varient plutôt en $\sqrt{e}$ (figures IV-20, 21 et 22).

Ces courbes seront davantage discutées et comparées aux résultats du modèle GB dans le paragraphe 5.

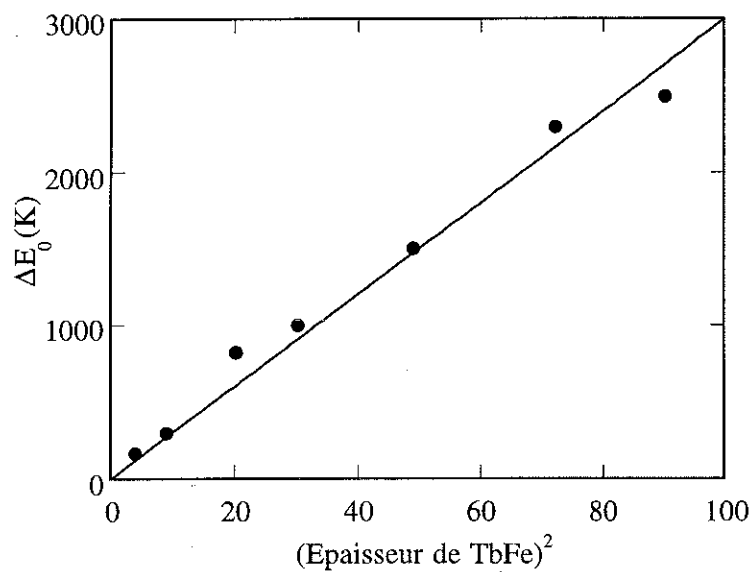


Fig. IV-20:

Evolution de ΔE_0 en fonction du
carré de l'épaisseur de TbFe
pour $\alpha=4$

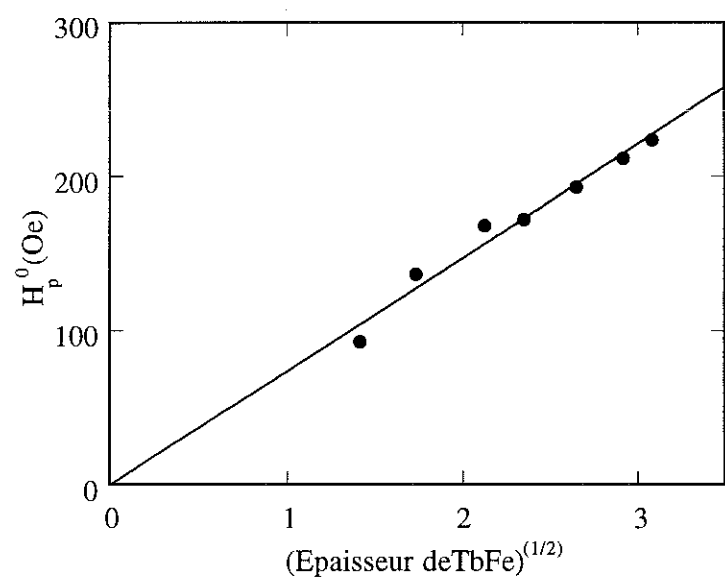


Fig. IV-21:

Evolution de H_p^0 en fonction de la
racine carré de l'épaisseur de TbFe
pour $\alpha=4$

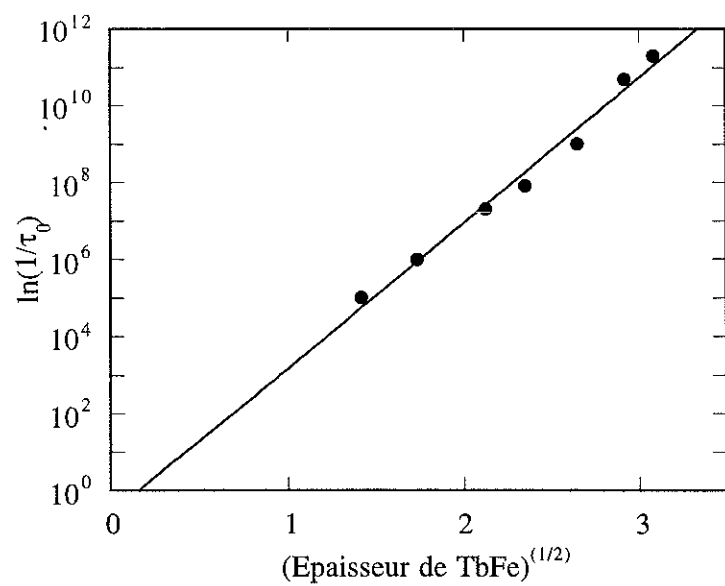


Fig. IV-22:

Evolution de $\ln(1/\tau_0)$ en fonction
de la racine carré de l'épaisseur de
TbFe pour $\alpha=4$

4. Interprétation des mesures quasistatiques

4.1 Présentation de la théorie

Jusqu'à présent, nous avons accédé aux effets de l'activation thermique par les courbes de relaxation en champ appliqué constant, c'est à dire à hauteur de barrière de potentiel constante. En fait, l'activation thermique se manifeste également au travers de la forme et des valeurs caractéristiques du cycle d'hystérésis, lorsque le balayage en champ est effectué à différentes vitesses $v = dH/dt$.

Reprenons l'équation différentielle qui gouverne la loi d'évolution de $B(t)$ lorsque le système est caractérisé par un temps de relaxation unique τ :

$$\tau \frac{dB(t)}{dt} + B(t) = 0 \quad (26)$$

Avec un champ $H(t)$ appliqué avec une vitesse de balayage $v = (dH/dt)$, l'équation différentielle peut s'écrire:

$$\frac{dB(H, dH/dt)}{dH} = \frac{-B(H, dH/dt)}{\tau(H) \cdot (dH/dt)} \quad (27)$$

Sachant qu'à l'instant initial $H=0$ et $B=1$, au temps t , lorsque le champ H est atteint, l'aimantation réduite B satisfait à:

$$\int_1^B \frac{dB'}{B'} = \int_0^H \frac{dH'}{v\tau(H)} \quad (28)$$

dont l'intégration, en reprenant pour expression de τ la loi d'Arrhénius conduit à:

$$B(H, v) = \exp \left[\frac{1}{(\tau_0 v)} \int_0^H \exp \left(\frac{-\Delta E(H')}{kT} \right) dH' \right] \quad (29)$$

La propagation de la paroi se manifestant par le passage de B de 1 à 0, la hauteur de barrière étant donnée par (21), on obtient:

$$B(H, v) = \exp \left[\frac{1}{(\tau_0 v)} \int_0^H \exp \left(\frac{-\Delta E_0 \left(1 - \frac{H'}{H_p^0} \right)^\alpha}{kT} \right) dH' \right] \quad (30)$$

D'où sont tirés [Kurkijärvi, 1972] les champs de propagation $H_p(T)$ et les largeurs de transition $\Delta H_p(T)$ dans l'approximation ($\frac{\Delta E_0}{kT} \varepsilon^\alpha \gg 1$):

$$H_p(T) = H_p^0 \left[1 - \left[\frac{kT}{\Delta E_0} \ln \left(\frac{H_p^0}{v\tau_0} \frac{kT}{\Delta E_0} \frac{1}{\alpha \varepsilon^{\alpha-1}} \right) \right]^{\frac{1}{\alpha}} \right] \quad (31)$$

et

$$\Delta H_p(T) = H_p^0 \left[\frac{1}{\alpha} \left(\frac{kT}{\Delta E_0} \right)^{\frac{1}{\alpha}} \left[\ln \left(\frac{H_p^0}{v\tau_0} \frac{kT}{\Delta E_0} \frac{1}{\alpha \varepsilon^{\alpha-1}} \right) \right]^{\frac{1}{\alpha}} \right] \quad (32)$$

4.2 Courbes d'aimantation pour $e = 3, 4.5$ et $7\text{\AA}$

Au chapitre V, nous abordons une étude d'aimantation réalisée sous champ magnétique variable avec des vitesses de balayage de champ comprises entre 0.01 à 100 Oe par seconde. Nous reviendrons donc en détail à ce moment sur l'évaluation des paramètres par la technique de vitesse de balayage en champ variable.

Ici, nous voulons essentiellement:

i) dans un premier temps, nous assurer de la cohérence entre les mesures d'aimantation quasistatiques réalisées au chapitre III et les paramètres déterminés au paragraphe précédent à l'aide de mesure de relaxation

ii) dans un deuxième temps, confirmer l'évolution de ΔE_0 , H_p^0 et τ_0 en fonction de l'épaisseur de la barrière.

Les mesures qualifiées jusqu'ici de quasistatiques ont été réalisées en changeant le champ magnétique de 1 Oe chaque minute, c'est à dire avec une vitesse de variation de champ d'environ 10^{-2} Oe s^{-1} . On peut les considérer comme dynamiques, obéissant aux relations écrites au paragraphe précédent en introduisant la vitesse adaptée.

L'évolution de $B(H)$ est celle du saut d'aimantation à H_p^0 renormalisée selon:

$$B(H) = \frac{M(H) - M_f}{M_i - M_f} \quad (33)$$

où M_i est l'aimantation de l'échantillon dans l'état de compression de paroi précédant le saut d'aimantation dû à la propagation et $M_f = -M_s$ est l'aimantation finale de l'échantillon.

La figure IV-23a présente l'ensemble des mesures $B(H)$ expérimentales pour différentes températures sur l'échantillon $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(3\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$. Tandis que la figure IV-23b présente l'évolution de $B(H)$ théorique obtenue à partir de (30) en prenant $\alpha=4$, $H_p^0=137$ Oe, $\Delta E_0=296$ K et $\frac{\Gamma_0}{v} = 10^8 s^{-1}$. (Tab IV-5).

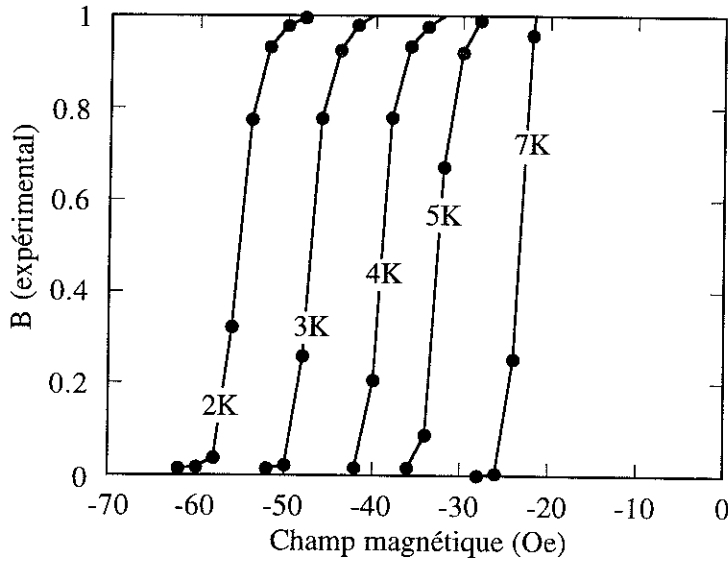


Fig. IV-23 a:

Evolution de $B(H)$ expérimental sur
 $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(3\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$
pour différentes températures

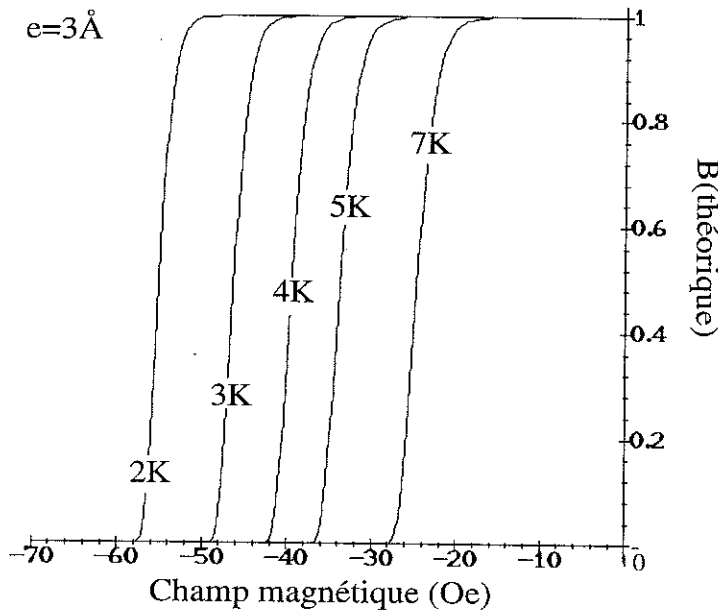


Fig. IV-23 b:

Evolution de $B(H)$ théorique
pour $T = 2, 3, 4, 5$ et $7K$
avec $\Delta E_0 = 296 K$, $H_p^0 = 137 Oe$,
 $\alpha = 4$, $\Gamma_0/\nu = 10^8 s^{-1}$

De façon analogue, on obtient les figures IV-24 a et b et IV-25 a et b à partir des mesures de $B(H)$ expérimentales sur $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(4.5\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$ et $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(7\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$ et des valeurs théoriques de $B(H)$.

Vu l'indétermination des différents paramètres, nous nous serions contentés d'un accord qualitatif, mais pour la plupart des températures, un très bon accord entre la courbe théorique et la courbe expérimentale est observé.

Nous avons pour des épaisseurs de $TbFe$ de $5.5\text{\AA}$, $8.5\text{\AA}$ et $9.5\text{\AA}$, chercher le meilleur ajustement des courbes $B(H)$ expérimentales et ainsi obtenus les paramètres ΔE_0 , H_p^0 , $1/\tau_0$ et α reportés au tableau IV-5.

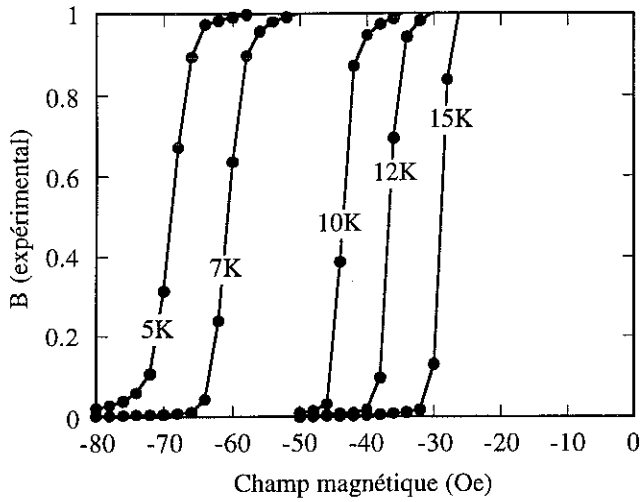


Fig. IV-24 a: Évolution de $B(H)$ expérimental sur $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(4.5\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$ pour différentes températures

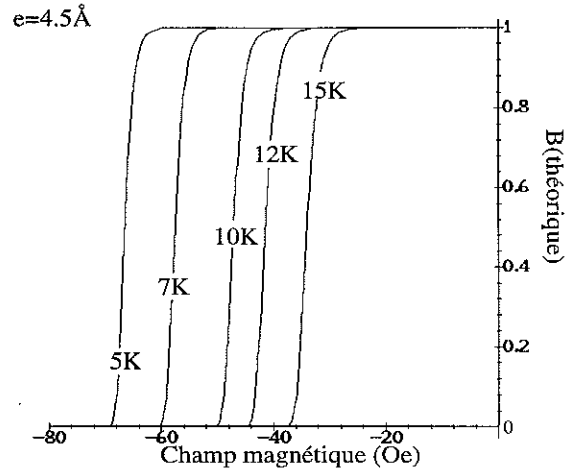


Fig. IV-24 b: Évolution de $B(H)$ théorique pour $T = 2, 3, 4, 5$ et $7K$ avec $\Delta E_0 = 820 K$, $H_p^0 = 168 Oe$, $\alpha = 4$, $\Gamma_0/\nu = 10^9 s^{-1}$

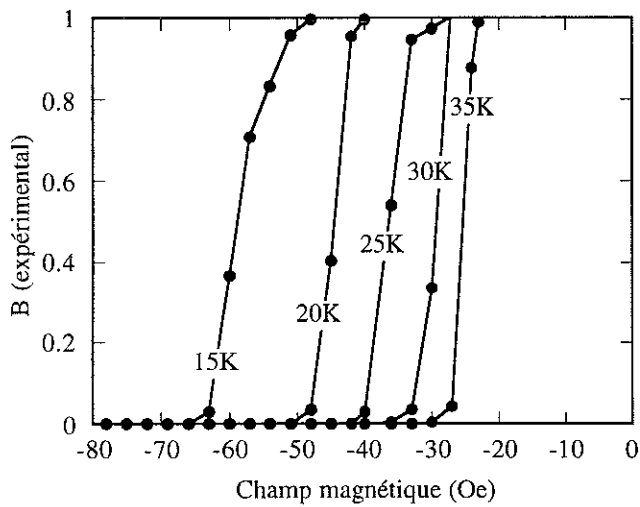


Fig. IV-25 a: Évolution de $B(H)$ expérimental sur $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(7\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$ pour différentes températures

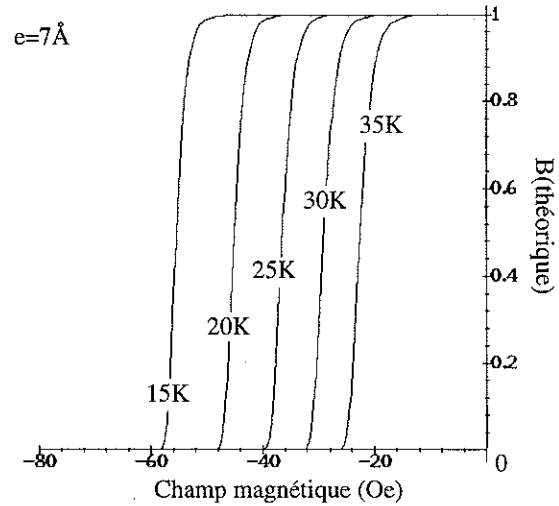


Fig. IV-25 b: Évolution de $B(H)$ théorique pour $T = 2, 3, 4, 5$ et $7K$ avec $\Delta E_0 = 1500 K$, $H_p^0 = 172 Oe$, $\alpha = 4$, $\Gamma_0/\nu = 10^{11} s^{-1}$

4.3 Évolution de T_1^* et T_2^* en fonction de e

T_1^* est la température à laquelle le champ de nucléation de la première couche H_{n1} est égal au champ de propagation, c'est pour cela qu'à partir de cette température on n'observe qu'un seul saut d'aimantation.

En supposant que la hauteur de barrière de potentiel est donnée par:

$$\Delta E(H) = \Delta E_0 \left(1 - \frac{H}{H_p^0} \right)^\alpha$$

le champ de propagation vérifie l'équation suivante:

$$H_p(T) = H_p^0 \left[1 - \left[\frac{kT}{\Delta E_0} \ln \left(\frac{H_p^0}{v\tau_0} \frac{kT}{\Delta E_0} \frac{1}{\alpha \varepsilon^{\alpha-1}} \right) \right]^{\frac{1}{\alpha}} \right] \quad (34)$$

En supposant H_{n1} indépendant de la température comme le suggère les mesures du chapitre précédent, comme à la température T_1^* le champ de propagation est égal à H_{n1} , on obtient:

$$T_1^* = \frac{\Delta E_0}{k} \left[1 - \frac{H_{n1}}{H_p^0} \right]^\alpha \left(\ln \left(\frac{H_p^0}{v\tau_0} \frac{kT}{\Delta E_0} \frac{1}{\alpha \varepsilon^{\alpha-1}} \right) \right) \quad (35)$$

Afin de déterminer l'évolution de T_1^* en fonction de l'épaisseur, premièrement négligeons les variations du terme $\ln$, deuxièmement remarquons que le rapport $\frac{H_{n1}}{H_p^0}$ est petit devant 1. De plus, H_p^0 ne dépend que de la racine carré de l'épaisseur, il peut donc être lui aussi négligé:

$$T_1^* \propto \frac{\Delta E_0}{k} \quad (36)$$

T_1^* doit être proportionnel au carré de l'épaisseur de TbFe. T_2^* est la température pour laquelle le champ de nucléation de la deuxième couche est égal au champ de propagation. Par le même raisonnement que précédemment, on obtient que T_2^* est proportionnel à e^2 .

La figure IV-26 montre que ces lois sont assez bien vérifiées malgré les importantes approximations.

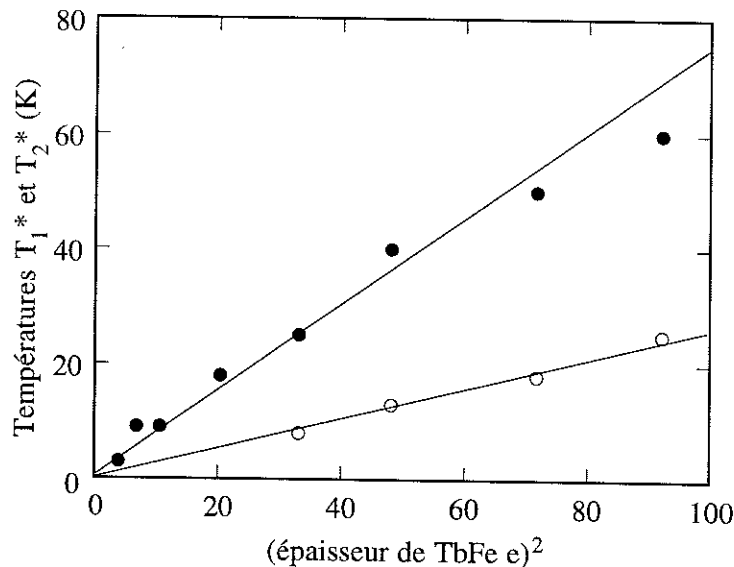


Fig. IV-26: Evolution de T_1^* et T_2^* en fonction du carré de l'épaisseur de TbFe

Notons que nous n'avons pas tenu compte de la dépendance de τ_0 en fonction de l'épaisseur. Sans cette approximation, les températures T_2^* et T_1^* devraient être proportionnelles à $e^{(5/2)}$.

5. Discussion et comparaison aux prédictions du modèle GB

5.1 Les grandeurs physiques

Nous disposons maintenant des valeurs numériques de toutes les grandeurs permettant d'effectuer une comparaison entre nos résultats expérimentaux et les estimations de GB.

Nous connaissons:

Grandeur	Déduite de
$M_s = 1200$ emu	Mesure de l'aimantation
$K' = 4.2 \cdot 10^4$ erg/cm ³ du GdFe	Mesure du champ H_K et calculée via M_s
$A' = 18 \cdot 10^{-8}$ erg/cm	Largeur de paroi $\delta(H)$ mesurée
$\sigma(H=0) = 0.35$ erg/cm dans GdFe	Déduit de K' et de A'
$\delta(H=0) = 7 \cdot 10^{-6}$ cm dans GdFe	Extrapolation en champ nul de $\delta(H)$ mesuré
$\eta = 45$	Estimé en supposant que la constante d'anisotropie de TbFe est supérieure d'un facteur 2000 à celle de GdFe
$\varepsilon = 0.5 - 0.8$	Vu H_p^0 de l'ordre de 100 à 200 Oe
$\Delta E(H)$ pour différentes épaisseurs de TbFe	Mesure de relaxation
$\tau(H)$ pour différentes épaisseurs de TbFe	Mesure de relaxation
$\tau_0, \alpha, \Delta E_0$ et H_p^0 pour différentes épaisseurs de TbFe	Mesure de relaxation

Les relations établies par les auteurs dans l'hypothèse $\delta \gg w$ sont:

-Champ de propagation à température nulle :

$$H_p^0 \approx \frac{\eta \sigma}{M_s} \frac{w}{\delta^2} \quad (37)$$

-Hauteur de barrière par unité de surface:

$$\Delta E^{(s)} \approx \eta \sigma \left(\frac{w}{\delta} \right) \varepsilon^{3/2} = \Delta E_0^{(s)} \varepsilon^{3/2} \quad (38)$$

- Hauteur de barrière d'une JPD:

$$\Delta E = S \Delta E^{(s)} \quad (39)$$

5.2 Application du calcul GB à la barrière de 3Å de TbFe

Calcul direct

Appliquons les relations précédentes à une barrière d'épaisseur de TbFe de 3Å. Pour cette épaisseur, la valeur $\alpha=3/2$ est acceptable (figure IV-15) et ε est petit, ce qui représente le cas le plus favorable pour appliquer les hypothèses du modèle.

Avec $\eta=45$, $\sigma=0.35$ erg/cm, $\delta=7 \cdot 10^{-6}$ cm, $w=310^{-8}$ cm et $M_s=1200$ emu, on obtient:

$H_p^0 = 8$ Oe et $\Delta E_0(s) = 6.7 \cdot 10^{-2}$ erg/cm², ce qui compte tenu de la valeur expérimentale ($\Delta E_0=240$ K), entraîne des surfaces de paroi de l'ordre $S = 5 \cdot 10^3 \text{ Å}^2 \approx 70 \text{ Å} \times 70 \text{ Å}$.

Les valeurs de H_p^0 et de S sont manifestement sous évaluées. La raison tient très certainement à la différence entre le système réel et le système imaginé.

Calcul corrigé

Une correction peut être apportée en remplaçant l'énergie de paroi σ par une énergie qui tient compte de l'énergie Zeeman de la paroi. D'après le modèle du § 5.5 du chapitre III on peut écrire:

$$\sigma(H) = 4 \sqrt{A(K' + \mathcal{M}H)} \quad (40)$$

d'où:
$$\sigma(H) = \sigma(H=0) \sqrt{1 + \frac{2H}{H_K}} \quad (41)$$

En posant $\delta=\delta(H_p^0)$ et $\sigma=\sigma(H_p^0)$: $\eta=45$, $\sigma=0.6$ erg/cm, $\delta=3.5 \cdot 10^{-6}$ cm, $w=3 \cdot 10^{-8}$ cm ce qui donne d'après (37) et (38):

$$H_p^0 = 55 \text{ Oe} \quad \text{et} \quad \Delta E_0(s) = 2.3 \cdot 10^{-1} \text{ erg/cm}^2 = 42 \cdot 10^{14} \text{ K/cm}^2$$

La valeur de H_p^0 obtenu est dans ce cas en meilleur avec le résultat des mesures de relaxation

5.3 Discussion

L'écart entre les prédictions du modèle théorique et les résultats de mesure sur le système que nous avons réalisé peut avoir plusieurs origines.

La première tient probablement à la trop grande différence d'anisotropie entre le gadolinium et le terbium, et de façon générale entre le gadolinium et les autres terres rares. Cet écart fait que la largeur et l'énergie de paroi dans les deux systèmes GdFe et TbFe deviennent trop différentes, ce qui rend caduque l'image d'une paroi indéformable.

Cela se traduit expérimentalement par le phénomène de compression de paroi mis en évidence au § 5.2 du chapitre III et montré aux figures III-20, III-21 et III-23. Au vu de la figure III-25 qui montre un faible écart entre la largeur de paroi expérimentale et celle déduite du calcul et de la simulation de compression contre une barrière (cf annexe), il semble que la paroi générée dans GdFe se heurte à la couche de TbFe sans modifier de façon significative la

direction d'aimantation de cette dernière. Lorsque l'aimantation de la couche de TbFe commence à se modifier, un effet d'avalanche se produit et l'aimantation se retourne.

Un tel scénario serait compatible avec le comportement magnétique de l'alliage TbFe dominé par une anisotropie aléatoire et dont l'aimantation ne se renverse pas par propagation de paroi mais se précipite à un champ coercitif fort avec un phénomène collectif de retournement comme dans un amas de petites particules. On ne peut plus se cantonner à un modèle à une dimension car il faut tenir compte du fait que, latéralement, les moments de terbium peuvent présenter une distribution d'orientation. Cela ne remet pas en cause l'existence d'une barrière de potentiel à franchir ni le développement qui a été effectué.

6. Conclusion

Les études de relaxation présentées dans ce chapitre ont montré que les systèmes GdFe(1000Å)/TbFe(e)/GdFe(500Å) offrent un comportement de relaxation tout à fait original puisque le temps de relaxation présente une largeur de distribution extrêmement faible, ce qui est rarement observé.

Le phénomène de relaxation est interprété par le passage de parois générées dans la couche GdFe(1000Å) à travers la couche de TbFe qui se comporte comme une barrière de potentiel. Un modèle d'assemblée de JPD parallèles et identiques est proposé. Ce modèle est compatible avec la faible distribution de temps de relaxation et avec le fait que les cycles mineurs (fig. III-30) montrent que dans une partie de l'échantillon, la paroi a pu traverser la couche de TbFe alors que, dans une autre partie, elle est restée comprimée.

Nous avons analysé les résultats en exprimant, comme le suggère [Gunther, 1994], la hauteur de barrière $\Delta E(H) = \Delta E_0 \left(1 - \frac{H}{H_p^0}\right)^\alpha$ avec $\alpha=3/2$. Un résultat satisfaisant a été obtenu lorsque l'épaisseur de TbFe est de 3Å, ce qui nous a permis d'obtenir $\Delta E_0=240K$ et $H_p^0 = 76$ Oe.

En revanche, pour des épaisseurs de TbFe plus grandes, il est nécessaire d'attribuer à α une valeur plus importante: $\alpha=4$.

Nous avons mis en évidence l'augmentation significative de ΔE_0 , H_p^0 et Γ_0 avec l'épaisseur e de TbFe: lorsque e passe de 3Å à 9.5Å, H_p^0 varie de 137 Oe à 224 Oe, ΔE_0 de 296K à 2500K et Γ_0 de 10^6 s⁻¹ à 10^{11} s⁻¹.

La comparaison entre les valeurs expérimentales et celles prévues par le modèle de Barbara compte tenu des grandeurs magnétiques déterminées aux chapitres II et III montre un certain désaccord. Ceci est certainement inhérent à toute comparaison entre un modèle et la réalisation pratique, mais nous cernons deux raisons de désaccord plus profondes: i) la très (trop) grande différence de constantes d'anisotropie entre GdFe et TbFe; ii) le caractère d'anisotropie aléatoire que présente TbFe et qui véhicule très mal les parois de domaines. Nous avons peut être là initié une nouvelle classe de systèmes.

CHAPITRE V

Dynamiques de l'aimantation à basses températures: A la recherche de l'effet tunnel macroscopique.

1. Introduction

Au chapitre IV, nous avons observé la dynamique par activation thermique régissant la propagation d'une assemblée de parois à travers des barrières de potentiel faiblement distribuées. Nous avons réalisé des mesures de relaxation à des températures toujours supérieures à 2K sur des échantillons macroscopiques. Nous avons montré la cohérence entre les paramètres obtenus à partir des mesures de relaxation et les champs de propagation des mesures quasistatiques.

Le chapitre que nous abordons est consacré à l'étude dynamique du comportement de l'aimantation de nos échantillons à très basse température, de 6K à 0.11K, où des effets quantiques peuvent être envisagés.

Nous avons pour cela, en collaboration avec le CRTBT et W. Wernsdorfer, utilisé la technique des micro-SQUID (μ -SQUID) avec laquelle ce dernier a étudié le comportement de l'aimantation de petites particules dont la problématique (voir chap. I § 1) est en bien des points similaire à celle de la propagation de paroi à travers une barrière de potentiel.

Comme nous l'expliquons au paragraphe 2, les μ -SQUID sont collés sur l'échantillon et détectent les variations de flux provenant d'une surface de l'ordre de quelques μm^2 . L'échantillon peut être soumis à des balayages de champ magnétique de vitesses différentes. L'effet de la température de mesure et de la vitesse de balayage du champ nous permettra d'appréhender les paramètres dynamiques. La technique μ -SQUID présente trois spécificités

intéressantes, elle permet une étude *dynamique* du magnétisme *local*, à *très basse* température.

Le paragraphe 3 est consacré à la présentation des résultats expérimentaux bruts et à leurs correspondances avec les mesures quasistatiques telles que celles présentées au chapitre III. Des diagrammes d'évolution de champs de nucléation et propagation tout à fait voisins de ceux déduits des mesures quasistatiques sont obtenus. Ces études sont réalisées sur des tranches à épaisseurs de TbFe extrêmement réduites: 2Å et 3Å.

Les paragraphes suivants sont consacrés à l'étude de la dynamique d'aimantation dans l'échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(2Å)/GdFe(500Å). Au paragraphe 4 nous abordons l'étude de la nucléation de paroi dans la couche GdFe(1000Å) et au paragraphe 5 celle la propagation à travers la barrière de potentiel. Dans chacun de ces paragraphes, nous procédons à une analyse des paramètres de hauteur de barrière dans un cadre d'hypothèses semblables à celles utilisées lors de l'analyse des résultats de mesure de relaxation.

Au paragraphe 6, nous examinons en détail les écarts au modèle d'activation thermique pour les basses températures en évoquant une origine quantique, ce qui était la motivation la plus ambitieuse de notre travail.

2. Description de la mesure micro-SQUID

La magnétométrie à μ -SQUID a été développée récemment pour l'étude de particules ferromagnétiques isolées aux échelles sub-microniques [Wernsdorfer, 1995]. En déposant une particule d'un matériau ferromagnétique sur la branche d'un μ -SQUID (figure V-1), on détecte les variations de flux entrant la boucle du SQUID. Le flux est directement relié à l'aimantation de la particule, ce qui permet l'étude des modifications de l'aimantation dans des objets de petites tailles. Dans le cas des particules ferromagnétiques de petite taille, les lignes de champ, provoquées par l'aimantation de la particule, traversent la boucle du μ -SQUID et donc créent un flux magnétique (figure V-1). Cette technique a été développée au CRTBT et a fait l'objet de la thèse de W. Wernsdorfer.

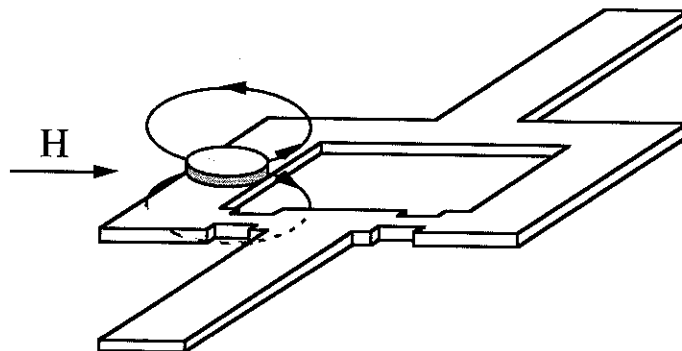


Fig. V-1: Schématisation des lignes de champ entrant la boucle du μ -SQUID lorsque, sous l'effet d'un champ H , l'aimantation de la particule varie

Nous n'entrerons donc pas dans les détails techniques de la détection du flux, ni dans les méthodes cryogéniques permettant d'obtenir des basses températures homogènes. Nous ne citerons ici que les spécificités de la mesure μ -SQUID.

Les μ -SQUIDS sont réalisés par gravure de niobium au LMM de Bagnex. La mesure du courant critique de la boucle du SQUID permet d'obtenir la variation de flux entrant la boucle. Des bobines permettent de créer un champ magnétique dans toutes les directions de l'espace. La vitesse de balayage de champ peut-être comprise entre 0.01 Oe/s et 1000 Oe/s et la température à laquelle l'échantillon est porté est comprise entre 0.1K et 6K.

La résolution obtenue sur le flux magnétique est de $10^{-4} \Phi_0$ ($\Phi_0 = 2.067 \cdot 10^{-15}$ Wb). L'homogénéité du champ magnétique et son contrôle permet de détecter le champ de retournement avec une précision supérieure à 10^{-3} Oe pour une vitesse de balayage de $2 \cdot 10^3$ Oe/s.

Afin d'utiliser cette technique pour étudier le retournement de l'aimantation d'une couche magnétique mince, plusieurs μ -SQUIDS placés en contact avec la surface de la couche magnétique mesurent les variations de flux locales. Le schéma du montage expérimental est présenté sur la figure V-2.

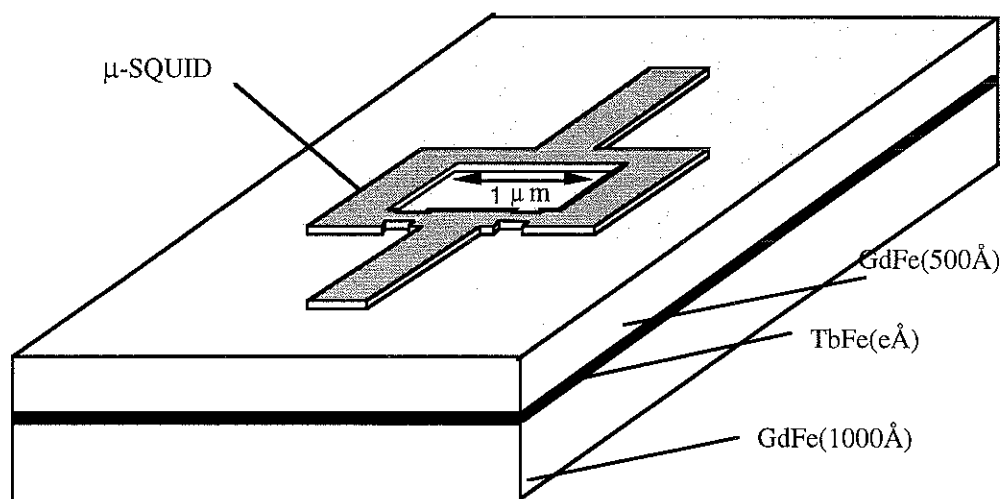


Fig. V-2: Schéma d'un μ -SQUID posé sur un échantillon

Deux types de mesures ont été réalisées:

- Les mesures de variation de flux, qui ont consisté à enregistrer le signal détecté aux bornes du μ -SQUID en fonction de la température, du champ, de la vitesse de balayage et de l'angle θ entre le champ appliqué et l'axe d'anisotropie de nos couches. Nous nous sommes limités à appliquer le champ dans le plan de l'échantillon.

- Les mesures de champ de retournement. Dans ce cas, le μ -SQUID est polarisé avec un courant légèrement inférieur au courant critique. Le saut d'aimantation provoque un changement de flux tel que le courant critique est plus faible qu'auparavant et que le μ -SQUID passe de l'état supraconducteur à l'état normal. C'est le changement de tension aux bornes du μ -SQUID qui signale le saut d'aimantation et donc le champ de retournement. Cette technique s'est avérée

plus facile à mettre en oeuvre lorsque le champ est appliqué suivant un angle θ proche de 15° .

Voyons maintenant quelle configuration magnétique de la couche entraîne une variation de flux dans la boucle du μ -SQUID. A l'échelle de la boucle, la couche est infinie. Si l'aimantation est uniforme dans les plans parallèles à la surface de la couche, aucun flux ne traverse la boucle du SQUID (figure V-3a).

Si l'aimantation présente un composante perpendiculaire ou si elle n'est pas homogène dans les plans parallèles à la surface, des lignes de flux traversent la boucle (figure V-3b). Une variation de flux sera donc détectée si l'aimantation passe d'une configuration homogène dans le plan à une configuration non homogène, ou change de configuration inhomogène.

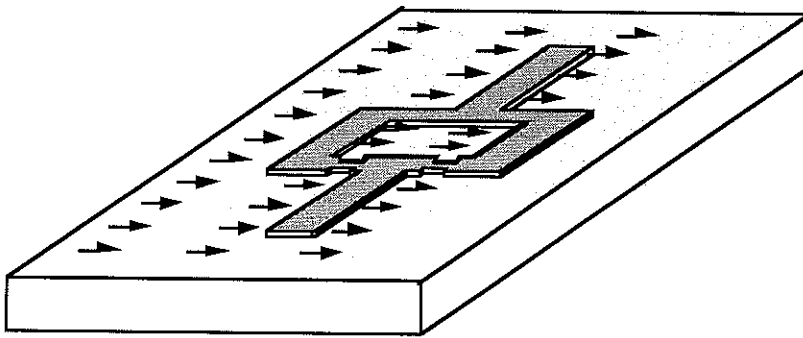


Fig. V-3a:

Schématisation d'une couche magnétique dont l'aimantation est uniforme. Aucune ligne de champ ne traverse la boucle du micro-SQUID.

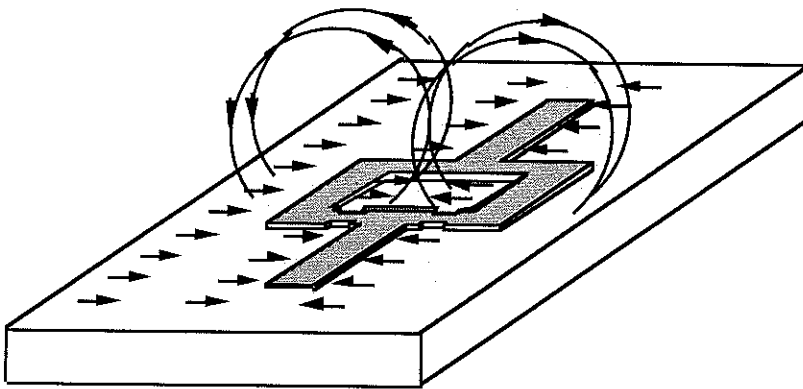


Fig. V-3b:

Schématisation d'une couche magnétique dont l'aimantation est non uniforme dans le plan. Des lignes de champ magnétique traversent la boucle.

3. Résultats expérimentaux

3.1 Mesures réalisées sur l'échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(3Å)/GdFe(500Å)

Mesures d'aimantation

Le premier échantillon dont nous avons mesuré les caractéristiques à l'aide des μ -SQUIDS était nominalelement GdFe(1000Å)/TbFe(3Å)/GdFe(500Å). La mesure réalisée à l'aide d'un magnétomètre conventionnel est présentée figure V-4.

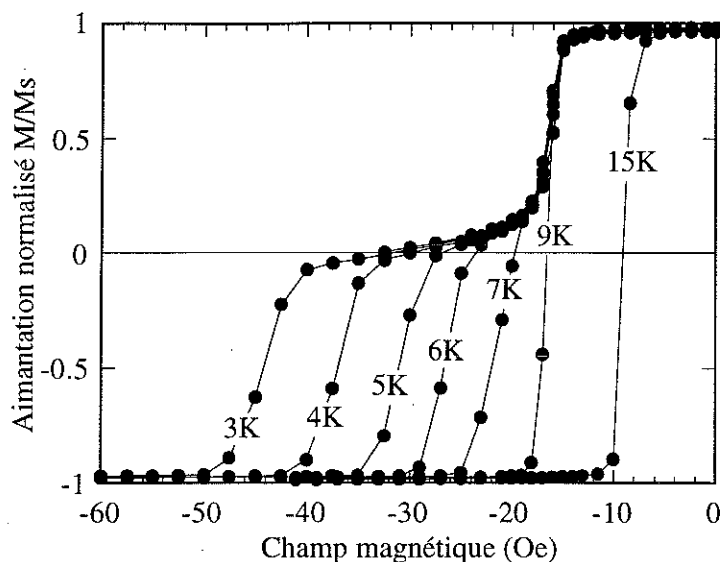


Fig. V-4:

*Evolution de l'aimantation de
GdFe(1000Å)/TbFe(3Å)/GdFe(500Å)
en fonction du champ
pour différentes températures*

Il s'agit d'un échantillon différent de celui présenté à la figure III-9. Notons que les mesures d'aimantation conventionnelles ont donné des résultats semblables avec un champ de propagation $H_p(T)$ qui passe de 20 Oe à 45 Oe lorsque la température décroît de 7K à 3K.

On notera simplement que le champ de nucléation de l'échantillon présenté dans ce chapitre est un peu plus faible: environ 16 Oe, au lieu de 20 Oe.

Mesure de la variation de flux à 6K

La variation du flux traversant une boucle du μ -SQUID à 6K lors du balayage en champ (appliqué selon $\theta=5^\circ$) avec une vitesse de balayage de 0.5 Oe/s ($T=6K$, $v=0.5$ Oe/s, $\theta=5^\circ$) est représentée à la figure V-5. Chacune des courbes correspond à un balayage en champ.

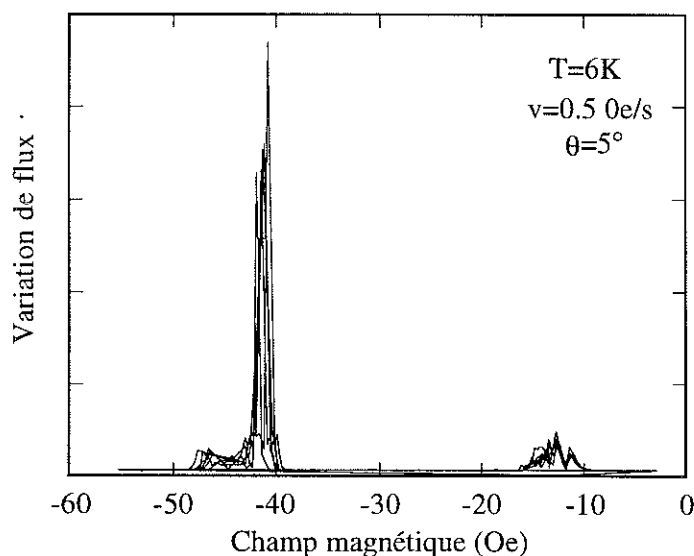


Fig. V-5:

*Variation de flux entrant la boucle du
micro-SQUID en fonction du champ à
 $T=6K$ et $v=0.5$ Oe/s pour un champ
appliqué à 5° de l'axe d'aimantation
facile dans
GdFe(1000Å)/TbFe(3Å)/GdFe(500Å)*

Sur la figure V-5, on observe lors de chaque passage deux signaux majeurs: le premier au voisinage de 13 Oe, le second vers 40 Oe. Ces signaux sont globalement reproductibles. Chacun est toutefois composé de plusieurs pics dont le détail n'est pas strictement identique de l'un à l'autre des balayages. On peut imaginer qu'il s'agit là d'un bruit de Barkhausen avec sa nature aléatoire et que chaque détail du signal représente un événement élémentaire. Si la boucle détecte des variations de flux provenant d'une surface de $10 \mu\text{m}^2$, et que 100 événements élémentaires sont détectés, chacun concerne une surface de $1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$. Il s'agit là d'un ordre de grandeur.

Si maintenant on examine les champs auxquels se présentent les signaux, il paraît assez évident d'attribuer le premier signal à la nucléation de la couche $\text{GdFe}(1000\text{\AA})$ (à H_{n1}) et le second à la propagation (à H_p). Remarquons que la compression de la paroi sur la barrière de potentiel ne provoque pas de variation de flux au travers de la boucle.

S'il y a variation de flux à travers la boucle, cela signifie qu'il y a un champ de fuite de l'échantillon et donc inhomogénéité magnétique dans le plan et/ou accidents de la surface. La présence de courants de fuite serait compatible avec la présence d'une assemblée de JPDs telles qu'elles sont représentées à la figure IV-3. Aussi bien lors d'une nucléation que d'une propagation, des champs magnétiques opposés se manifestent à la frontière entre deux JPDs, d'où la présence de lignes de flux vers l'extérieur.

La figure V-5 représente le résultat de plusieurs mesures obtenues sur un même μ -SQUID. Les résultats obtenus sur les autres μ -SQUID sont pratiquement identiques. Il n'y a pas plus de dispersion entre les signaux obtenus sur l'ensemble des μ -SQUID que entre les différents enregistrements effectués par le même μ -SQUID. Ceci confirme l'idée d'un grand nombre d'événements indépendants.

Mesures de la variation de flux à différentes températures

Les enregistrements effectués à différentes températures sont représentés aux figures V-6 et V-7.

Pour les températures comprises entre 3K et 6K (figure V-6), chacune des mesures met en évidence deux groupes de pics semblables à ceux détectés à 6K. On observe que la position du premier groupe de pics dus à la nucléation est très peu dépendante de la température. En revanche, le champ de propagation défini approximativement par la position du deuxième groupe de pics est nettement dépendante de la température. Ces observations sont identiques à celles faites au chapitre III pour des températures comprises entre T_1^* et T_2^* .

Pour les températures comprises entre 2K et 0.11K (figure V-7), on retrouve deux groupes de pics pour des champs compris entre 0 et 60 Oe:

Le premier groupe peut de nouveau être interprété par la nucléation de la couche de $1000\text{\AA}$. Le champ de nucléation est proche de la valeur du champ auquel un premier saut d'aimantation

(figure V-4) a lieu et sa dépendance en température est faible.

Le deuxième groupe est interprété par la nucléation de la deuxième couche de GdFe. Le champ pour lequel on observe le deuxième groupe de pics (H_{n2}) est peu dépendant de la température et sa valeur est proche de 50 Oe, comme attendu.

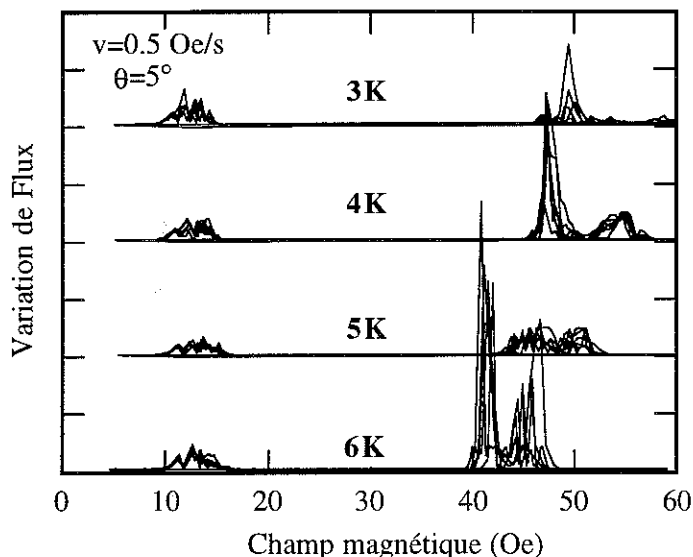


Fig. V-6:

Evolution du signal détecté par μ -SQUID en fonction du champ magnétique pour différentes températures comprises entre 6 et 3K sur $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(3\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$ ($v=0.5\text{ Oe/s}$, $\theta=5^\circ$)

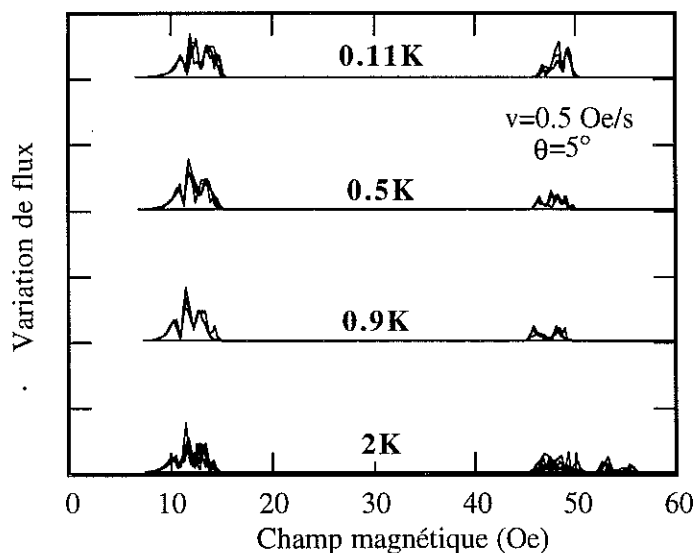


Fig. V-7:

Evolution du signal détecté par μ -SQUID en fonction du champ magnétique pour différentes températures comprises entre 2 et 0.11K sur $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(3\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$ ($v=0.5\text{ Oe/s}$, $\theta=5^\circ$)

On note que l'amplitude du signal est plus importante pour la nucléation de la couche d'épaisseur 1000Å que pour la nucléation de la couche de 500Å. La variation d'aimantation étant plus importante lors de la première nucléation que lors la deuxième, nous comprenons qu'il en soit ainsi.

Mesures de la variation de flux en fonction de l'angle θ

Nous avons effectué une seconde série de mesures en enregistrant les variations de flux en fonction de l'intensité du champ magnétique pour différentes directions du champ par rapport à l'axe d'aimantation facile

Mesure à 6K

Les résultats obtenus à 6K pour des angles θ entre le champ et l'axe d'anisotropie compris entre -35° et 45° sont présentés à la figure V-8.

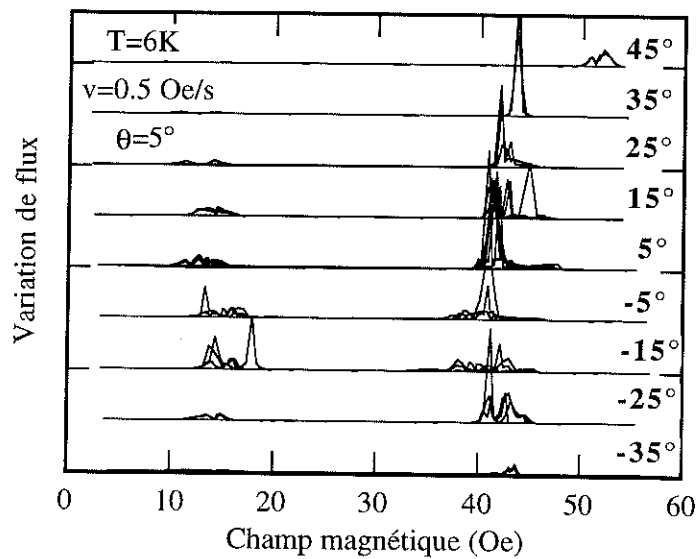


Fig. V-8:
Evolution de la variation de flux en fonction du champ magnétique pour différents angles θ ($v = 0.5 \text{ Oe/s}$ $T=6\text{K}$) pour $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{TbFe}(3\text{\AA})/\text{GdFe}(500\text{\AA})$.

Plusieurs modifications du signal en fonction de l'angle θ sont observées: i) Le champ de nucléation H_{nl} décroît et le signal enregistré décroît lorsque l'angle croît. ii) Le signal attribué à la propagation se déplace vers les champs plus intenses. Les évolutions des champs de nucléation et de propagation en fonction de l'angle sont résumés par la figure V-9.

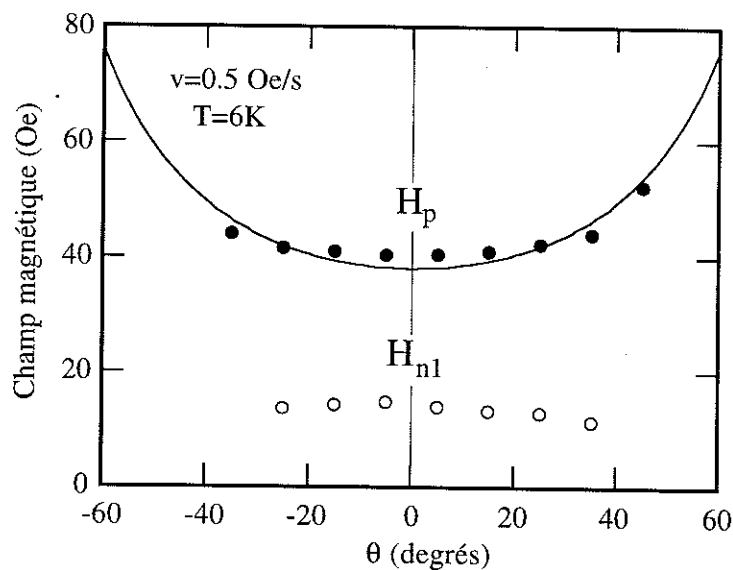


Fig. V-9:
Evolution des champs de nucléation et de propagation en fonction de l'angle θ ($v = 0.5 \text{ Oe/s}$ $T=6\text{K}$) pour $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{TbFe}(3\text{\AA})/\text{GdFe}(500\text{\AA})$.

La décroissance de H_{n1} et la diminution de l'amplitude du signal sont sans doute dues à une rotation plus homogène des moments à la nucléation. Si l'on considère la nucléation comme le retournement d'un petit domaine magnétique, le modèle de Stoner et Wohlfart prévoit bien un maximum du champ de retournement pour le champ appliqué suivant l'axe facile.

Le champ de propagation semble en première approximation suivre la loi (ligne continue sur le graphe ci-dessus):

$$H_p(\theta) = \frac{H_p(\theta = 0)}{\cos(\theta)} \quad (1)$$

Si l'on considère que le champ effectif permettant la propagation de paroi est la composante du champ parallèle à l'axe de facile aimantation, on obtient bien l'expression (1) pour le champ de propagation en fonction de l'angle θ .

Mesures à 0.1K

Les mesures effectuées selon la même procédure à 0.1K sont reportées sur la figure V-10.

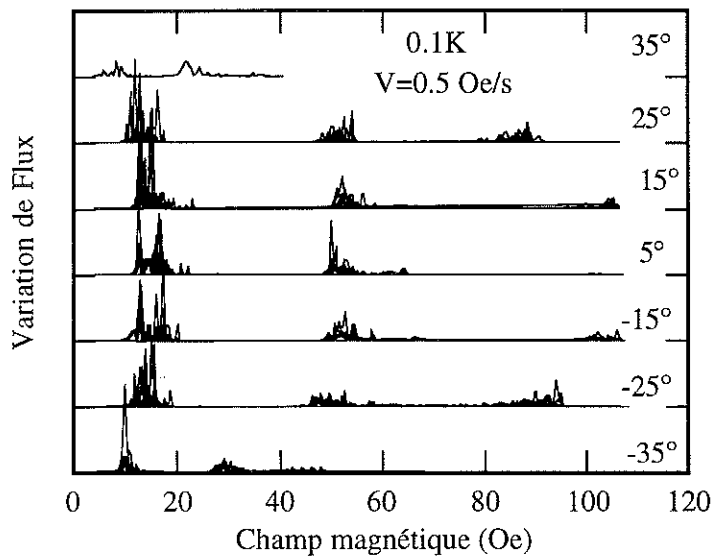


Fig. V-10:

Evolution de la variation de flux en fonction du champ magnétique pour différents angle θ
($v = 0.5 \text{ Oe/s}$ $T = 0.11 \text{ K}$) pour $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{TbFe}(3\text{\AA})/\text{GdFe}(500\text{\AA})$.

Comme précédemment, le champ de nucléation décroît lorsque la direction de l'aimantation s'écarte de l'axe d'anisotropie facile. Néanmoins, ces évolutions font apparaître des éléments nouveaux: i) Le champ de nucléation H_{n2} observé vers 55 Oe pour $\theta = 0^\circ$ se décale vers les bas champs, contrairement à ce que nous avons observé à 6K sur le champ de propagation. ii) Un signal supplémentaire apparaît de façon significative vers 100 Oe lorsque l'angle θ est de 20° . Il correspond au champ d'annihilation H_a , et diminue avec l'angle. Notons que la mesure à 0° présente des pics noyés dans le bruit de fond vers 110 Oe pouvant correspondre au phénomène d'annihilation. Sur la figure V-11, est rapportée l'évolution des différents champs (H_{n1} , H_{n2} , H_a) avec l'angle θ .

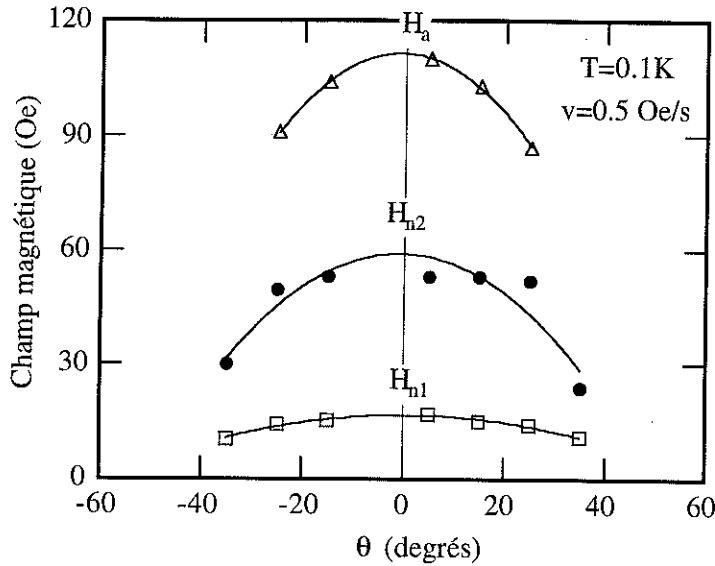


Fig. V-11:

Evolutions des champs H_{n1} , H_{n2} , H_a en fonction de l'angle θ à $T=0.1K$ et $v=0.5$ Oe/s pour $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(3\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$.

L'ensemble des champs mesurés à $\theta=15^\circ$ est rassemblée sur la figure V-12. Ce diagramme ressemble très fortement à celui de la figure III-17. Ainsi, pour une barrière de $3\text{\AA}$, la température T_2^* serait située entre 2 et 3K

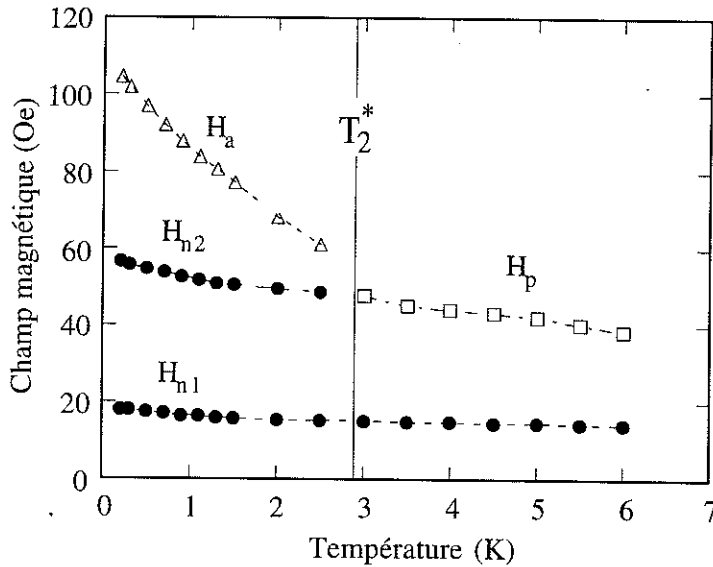


Fig. V-12:

Variations des champs H_{n1} , H_{n2} , H_p et H_a en fonction de la température pour $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(3\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$, $v=0.5$ Oe/s et $\theta=15^\circ$.

Conclusion partielle

Les évolutions thermiques des différents champs H_{n1} , H_{n2} , H_a et H_p sont qualitativement identiques à celles observées sur d'autres échantillons et présentées au chapitre III. Les valeurs des champs sont elles aussi en parfaite concordance avec les observations du chapitre III. Les légères différences quantitatives seront expliquées au paragraphe suivant par l'influence de la vitesse de balayage du champ sur les mesures.

Les mesures en fonction de l'angle θ entre le champ appliqué et l'axe d'anisotropie

apportent des résultats nouveaux: les champs de nucléation et d'annihilation diminuent avec l'angle θ tandis que le champ de propagation augmente avec θ .

3.2 Mesures réalisées sur l'échantillon

GdFe(1000Å)/TbFe(2Å)/GdFe(500Å)

Une deuxième série de mesure a été effectuée sur l'échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(2Å)/GdFe(500Å) dont l'épaisseur de couche de TbFe est aussi faible que 2Å. Les résultats sont présentés à la figure V-13 où les mesures sont réalisées avec une vitesse de balayage de 0.5 Oe/s. Les évolutions thermiques des champs caractéristiques sont représentées figure V-14.

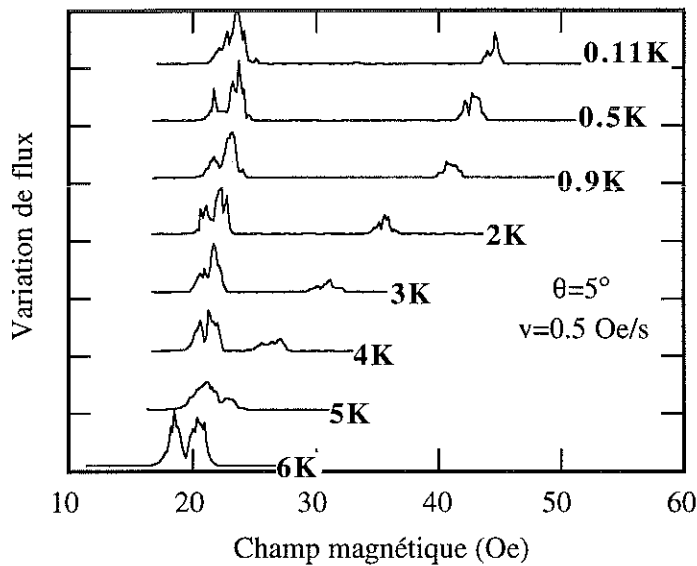


Fig. V-13:

Evolution de la moyenne de la variation de flux en fonction du champ magnétique appliqué à 5° de l'axe facile pour différentes températures ($v=0.5$ Oe/s) pour GdFe(1000Å)/TbFe(2Å)/GdFe(500Å).

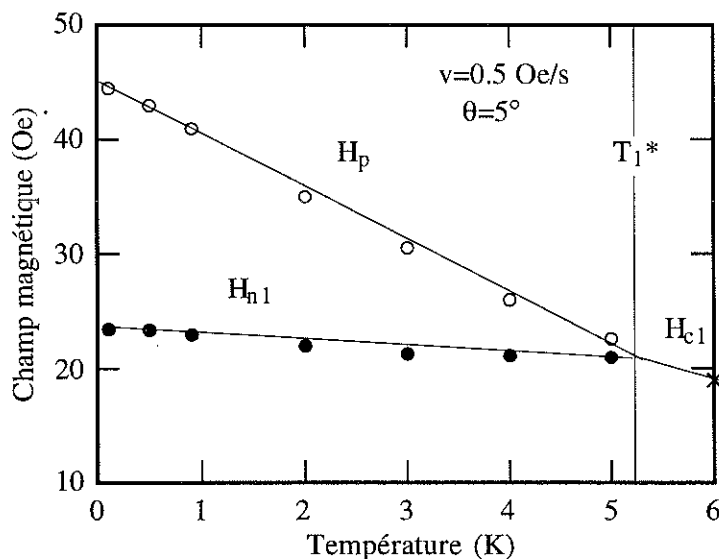


Fig. V-14:

Evolutions des champs H_{n1} , H_p et H_{c1} déduits de la figure V-13 en fonction de la température pour GdFe(1000Å)/TbFe(2Å)/GdFe(500Å).

A chaque température comprise entre 6K et 0.11K, deux signaux sont enregistrés par la boucle SQUID. A toute température, le premier signal apparaît au voisinage de 20 Oe, avec un faible décalage vers les champs élevés lorsque la température de mesure est plus faible. Le second signal, pratiquement confondu avec le premier à 6K s'en écarte de plus en plus lorsque T est plus basse. Ces signaux correspondent manifestement à H_{n1} et à H_p . La température de 6K correspond à l'apparition de H_p et donc à T_1^* .

La figure V-14 représente un cas extrême de décalage de T_1^* vers les basses températures. A 0.1K, il n'y a toujours pas de nucléation dans la couche GdFe la plus mince, T_2^* n'apparaît pas.

Les mesures effectuées avec un champ faisant un angle θ avec la direction de l'axe d'aimantation facile montrent de nouveau que le champ de nucléation H_{n1} décroît lorsque θ s'écarte de zéro alors que le champ de propagation croît. Cela s'observe aussi bien à 3K que à 0.11K (figures V-15 et V-16), ce qui signifie que pour ces deux températures, le mécanisme conduisant à H_p est bien le même.

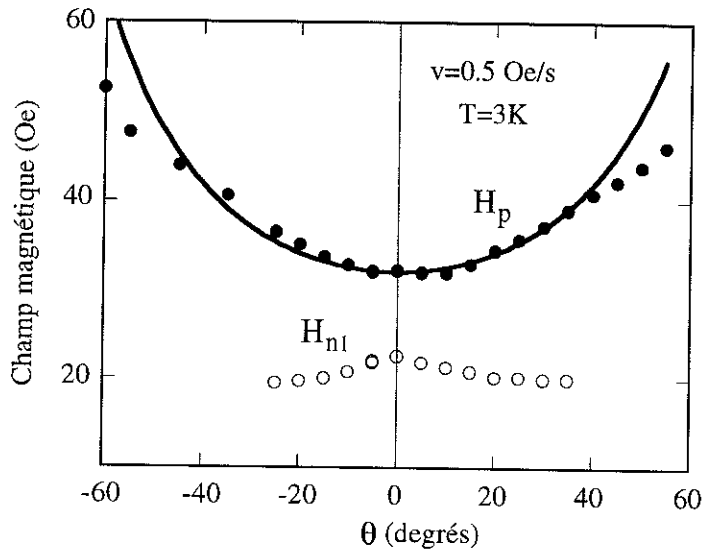


Fig. V-15:

Variation des champs de propagation et de nucléation à 3K en fonction de l'angle entre le champ appliqué et l'axe d'anisotropie, sur un échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(2Å)/GdFe(500Å) avec une vitesse de balayage de 0.5 Oe/s

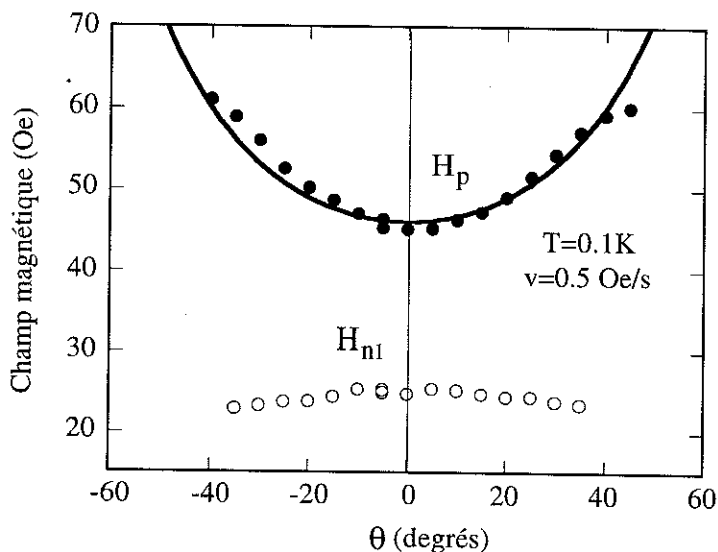


Fig. V-16:

Variation des champs de propagation et de nucléation à 0.1K en fonction de l'angle entre le champ appliqué et l'axe d'anisotropie, sur un échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(2Å)/GdFe(500Å) avec une vitesse de balayage de 0.5 Oe/s

L'échantillon $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{TbFe}(2\text{\AA})/\text{GdFe}(500\text{\AA})$ apparaît comme un échantillon permettant de suivre la propagation de parois à travers la couche de $2\text{\AA}$ de TbFe, de $T=5\text{K}$ jusqu'à $T=0.10\text{K}$. C'est à une étude plus approfondie de cet échantillon que le paragraphe suivant est consacré.

4. Dynamique de la nucléation

4.1 Résultats expérimentaux

Les études dynamiques de l'échantillon à $2\text{\AA}$ d'épaisseur de TbFe ont tout d'abord été réalisées avec le champ magnétique appliqué à 15° de l'axe de facile aimantation. La dépendance du champ de nucléation H_{n1} avec la vitesse de balayage est représentée sur la figure V-17 pour différentes températures. La variation de H_{n1} avec la température pour les vitesses de balayage de 1 et 250 Oe/s est présentée à la figure V-18.

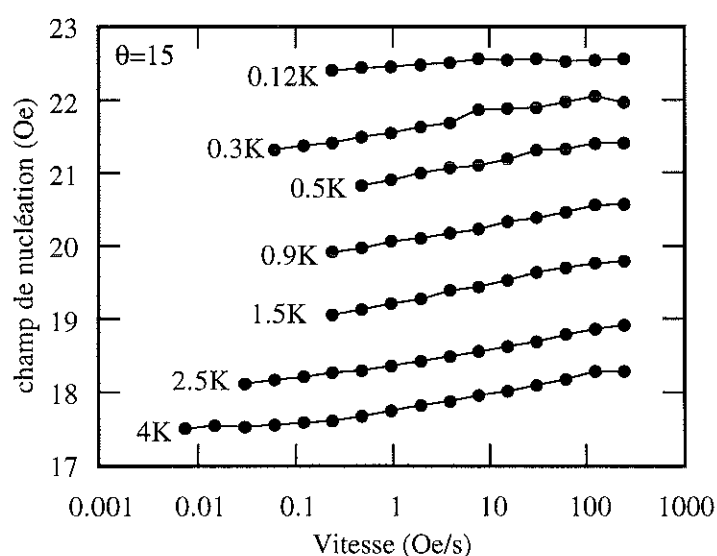


Fig. V-17:

Variation du champ de nucléation en fonction de la vitesse de balayage pour différentes températures sur $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{TbFe}(2\text{\AA})/\text{GdFe}(500\text{\AA})$

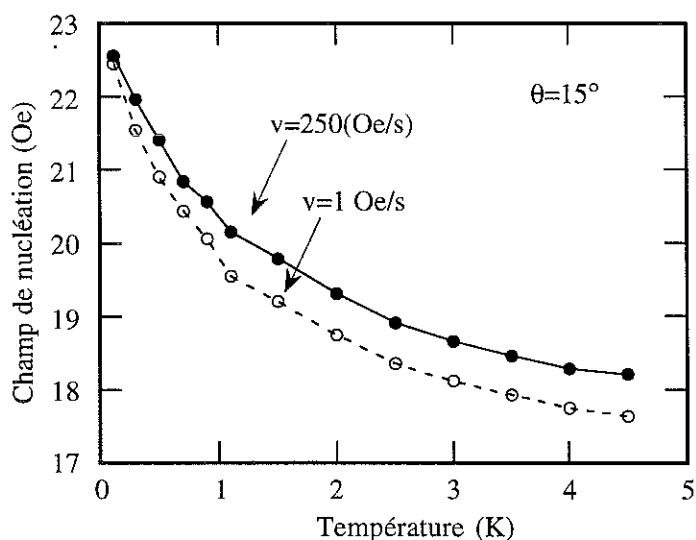


Fig. V-18:

Variation du champ de nucléation en fonction de la température pour deux vitesses de balayage sur $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{TbFe}(2\text{\AA})/\text{GdFe}(500\text{\AA})$

Il apparaît que l'abaissement de la température de mesure et l'augmentation de la vitesse de balayage conduisent à une augmentation du champ de nucléation. Cela montre que la nucléation est un phénomène thermiquement activé. C'est un aspect que nous présentions au chapitre précédent lors des mesures quasistatiques mais que nous n'avions pas clairement mis en évidence. La raison en est pour partie la faible dépendance en température, difficilement détectable par notre première méthode de mesure.

4.2 Analyse des résultats

La nucléation pouvant être interprétée par le passage d'une barrière de potentiel (chapitre I), sa dépendance en température et en champ peut être modélisée par l'expression de Kurkijärvi (§ 4.1 chapitre IV):

$$H_n = H_n^0 \left[1 - \left[\frac{kT}{\Delta E_0} \ln \left(\frac{H_n^0}{v\tau_0} \frac{kT}{\Delta E_0} \frac{1}{\alpha \varepsilon^{\alpha-1}} \right) \right]^\alpha \right] \quad (2)$$

Cette expression est générale. Elle ne présuppose aucun mécanisme particulier, sinon qu'il s'agit d'un phénomène thermiquement activé et que la barrière de potentiel à traverser est de la forme:

$$\Delta E(H) = \Delta E_0 \left(1 - \frac{H}{H_c^0} \right)^\alpha \quad (3)$$

Si l'on suppose que l'évolution du champ de nucléation rentre dans ce cadre, H_{n1} doit se présenter comme une droite en fonction de:

$$\left[T \ln \left(\frac{H_n^0}{v\tau_0} \frac{kT}{\Delta E_0} \frac{1}{\alpha \varepsilon^{\alpha-1}} \right) \right]^\alpha. \quad (4)$$

La difficulté réside de nouveau dans le choix de τ_0 et de α .

De nouveau, nous avons évalué le facteur préexponentiel du temps de relaxation à partir du critère de continuité et trouvé à un facteur 10 près: $\tau_0 = 7.10^{-8}$ s. L'exposant $\alpha=4$ s'avère de nouveau constituer la valeur la plus satisfaisante. La figure V-19 présente la courbe H_{n1} en

fonction de $\left[T \ln \left(\frac{H_n^0}{v\tau_0} \frac{kT}{\Delta E_0} \frac{1}{\alpha \varepsilon^{\alpha-1}} \right) \right]^\alpha$ avec les paramètres permettant la meilleur linéarité.

Avec $\tau_0=7 \cdot 10^{-8}$ et $\alpha = 4$, on obtient une valeur de $\Delta E_0 = 7770$ K et de $H_n^0=25.6$ Oe.

La hauteur de barrière en champ nul pour la nucléation est plusieurs ordres de grandeur supérieure à la hauteur de barrière s'opposant à la propagation d'une paroi à travers une couche

de TbFe de quelques Å. Ceci explique en partie le faible rôle de l'activation thermique dans le processus de nucléation.

Notons enfin que, au delà du choix de α , l'ensemble des températures peut se mettre sur une courbe unique, même si celle-ci s'écarte de la linéarité, ce qui montre l'existence d'une loi d'échelle.

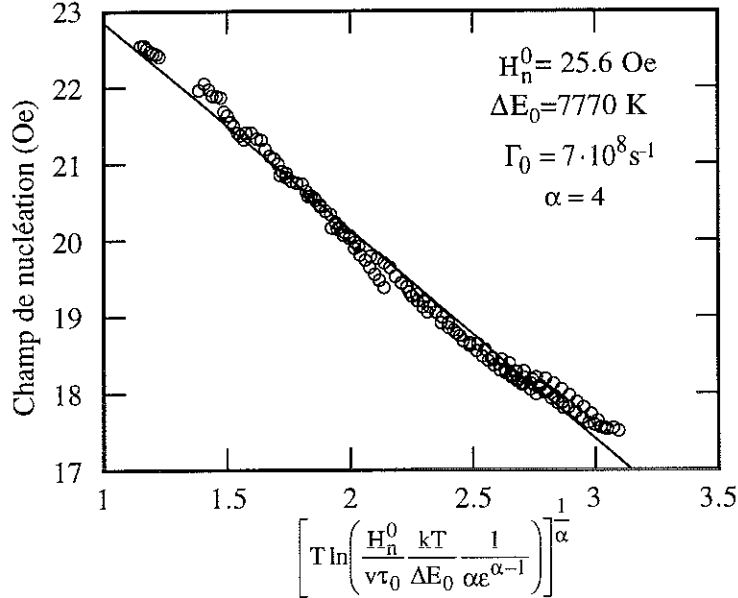


Fig. V-19

Evolution du champ de nucléation H_{nI}
en fonction de (4) sur
 $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(2\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$

5. Dynamique de la propagation

5.1 Résultats expérimentaux

Les valeurs des champs de propagation $H_p(T, v)$ sont présentées aux figures V-20 et V-21. Comme au paragraphe précédent, nous avons groupé sur une première figure la dépendance en vitesse de balayage à température constante et sur la seconde figure, la dépendance de H_p en température pour les deux vitesses de balayage 0.5 Oe/s et 100 Oe/s. Les mesures ont ici encore été réalisées avec un champ magnétique appliqué à 15° de l'axe de facile aimantation.

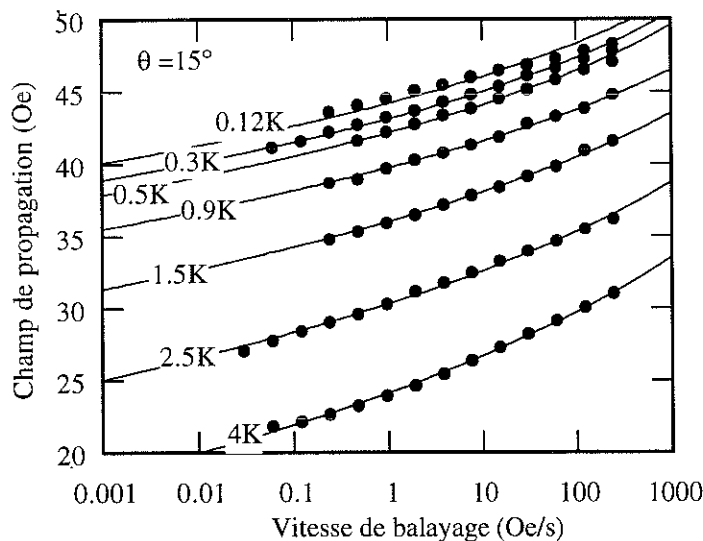


Fig. V-20:

Variation du champ de propagation en
fonction de la vitesse de balayage
pour différentes températures sur
 $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(2\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$

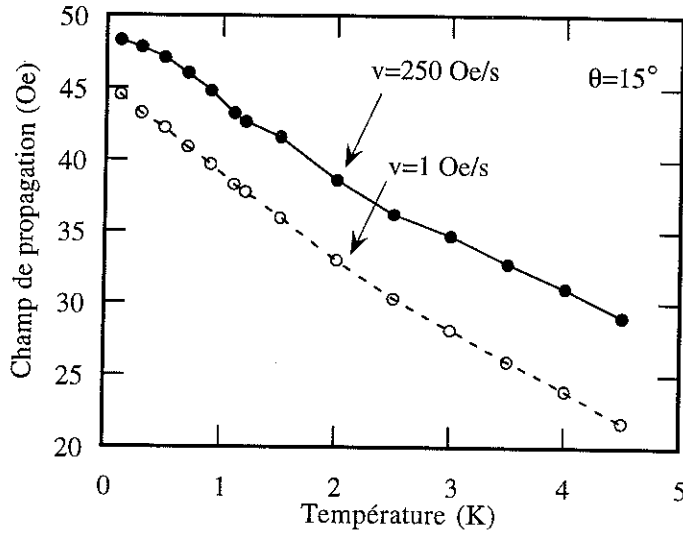


Fig. V-21:

Variation du champ de propagation en fonction de la température pour deux vitesses de balayage (1 et 250 Oe/s) sur GdFe(1000Å)/TbFe(2Å)/GdFe(500Å)

5.2 Analyse des résultats

Comme nous l'avons observé dans les chapitres précédents, le champ de propagation, très sensible à la fois à la température et à la vitesse de balayage est donné par:

$$H_p(T) = H_p^0 \left[1 - \left[\frac{kT}{\Delta E_0} \ln \left(\frac{H_p^0}{v\tau_0} \frac{kT}{\Delta E_0} \frac{1}{\alpha \varepsilon^{\alpha-1}} \right) \right]^{\frac{1}{\alpha}} \right] \quad (5)$$

En traçant $H_p(T)$ en fonction de:

$$\left[T \ln \left(\frac{H_p^0}{v\tau_0} \frac{kT}{\Delta E_0} \frac{1}{\alpha \varepsilon^{\alpha-1}} \right) \right]^{\frac{1}{\alpha}} \quad (6)$$

et en reprenant la même procédure de recherche de la valeur du préexposant τ_0 , nous n'avons pas trouvé de valeur pour laquelle les segments de courbe relatifs à chaque température formaient une courbe continue. Le mieux qu'il fut possible de faire, fut de positionner les segments de courbe obtenus pour les températures supérieures à 0.9K sur une courbe continue unique qui devient linéaire pour $\alpha=4$ (figure V-22).

Avec cette valeur de α , on obtient: $\tau_0=10^{-5}s$, $\Delta E_0=164$ K, $H_p^0=76$ Oe

Ces valeurs peuvent être reportées avec succès sur les courbes des figures IV-20 IV-21 et IV-22 du chapitre précédent décrivant respectivement τ_0 , ΔE_0 et H_p^0 en fonction de l'épaisseur de TbFe.

En choisissant $\alpha=3/2$, on obtient la courbe de la figure V-23. On remarque, comme pour $e=3\text{Å}$ (figure IV-15), que l'accord est bon, excepté une légère courbure pour les champs faibles

(ϵ grand). On obtient pour $\alpha=3/2$, $\tau_0=10^{-5}$, $\Delta E_0=125$ K, $H_p^0=53$ Oe.

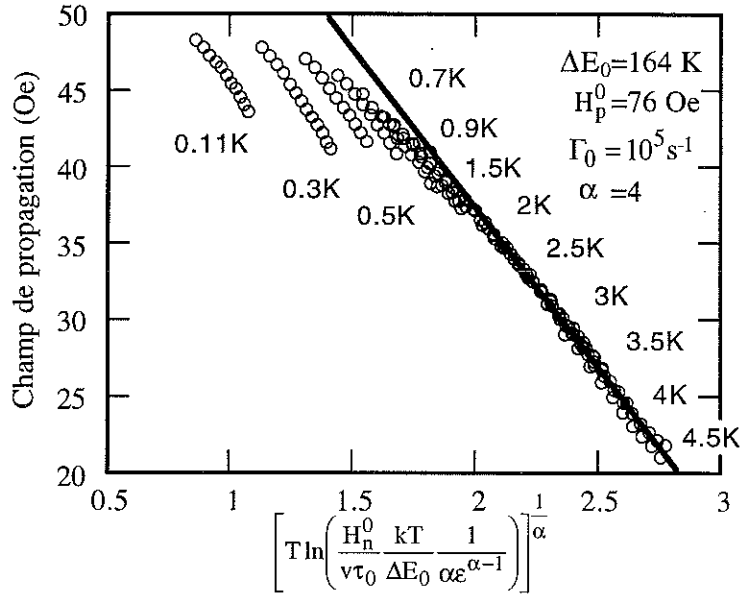


Fig. V-22: Evolution du champ de propagation en fonction de (6) sur GdFe(1000Å)/TbFe(2Å)/GdFe(500Å)

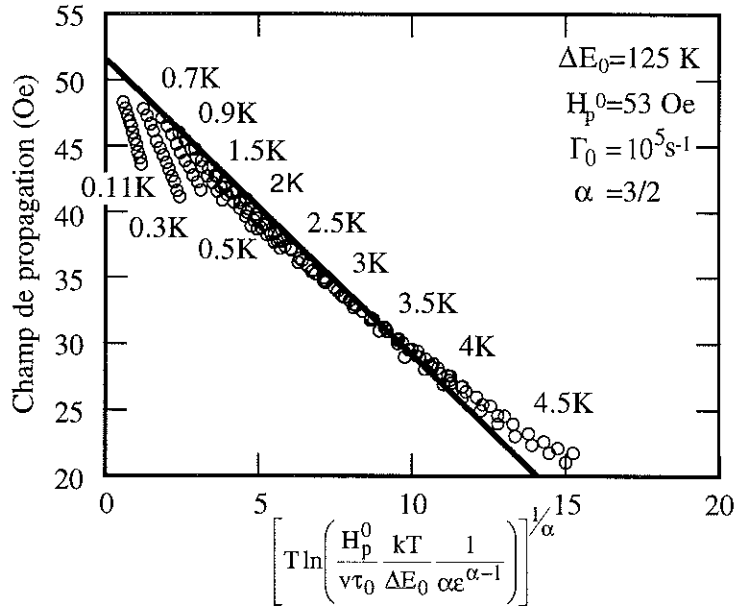


Fig. V-23: Evolution du champ de propagation en fonction de (6) sur GdFe(1000Å)/TbFe(2Å)/GdFe(500Å)

Ainsi, de $T=4.5\text{K}$ à $T=0.9\text{K}$, les résultats de mesure et les paramètres qui s'en déduisent se présentent dans la continuité des résultats de relaxation du chapitre IV dont l'interprétation en terme de passage de barrière par activation thermique ne fait aucun doute.

Les comportements observés en dessous de 1K font l'objet de la discussion du paragraphe suivant.

6. L'effet tunnel macroscopique ?

6.1 Anomalie à basse température

Il apparaît très nettement que en dessous de 0.9K, le champ de propagation de l'échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(2Å)/GdFe(500Å) est inférieur à ce que l'on pouvait attendre de l'activation thermique et du modèle proposé. On peut même être certain que la prise en compte d'un autre modèle de développement de hauteur de barrière d'énergie avec le champ ne ferait pas disparaître le comportement singulier à basse température, car son évidence repose sur des discontinuités.

En fait, il s'avère possible de replacer les groupes de points collectés en dessous de 0.9K sur la courbe maîtresse. Pour cela, il suffit de remplacer la température T par une température T^* supérieure. Tout se passe comme si une contribution supplémentaire venait augmenter la probabilité de traversée de la barrière de potentiel.

En fixant $\alpha=4$, $\Gamma_0 = 2 \cdot 10^5$, $\Delta E_0=164$ K, $H_p^0=76$ Oe, une courbe linéaire et continue a pu être obtenue (figure V-24a) pour les variations de H_p en fonction de:

$$\left[T^* \ln \left(\frac{H_p^0}{v\tau_0} \frac{kT^*}{\Delta E_0} \frac{1}{\alpha \varepsilon^{\alpha-1}} \right) \right]^{\frac{1}{\alpha}} \quad (7)$$

Avec les mêmes valeurs de T^* , pour $\alpha=3/2$, $\tau_0=10^{-5}$, $\Delta E_0=125$ K, $H_p^0=53$ Oe, on retrouve une courbe continue (figure V-24b).

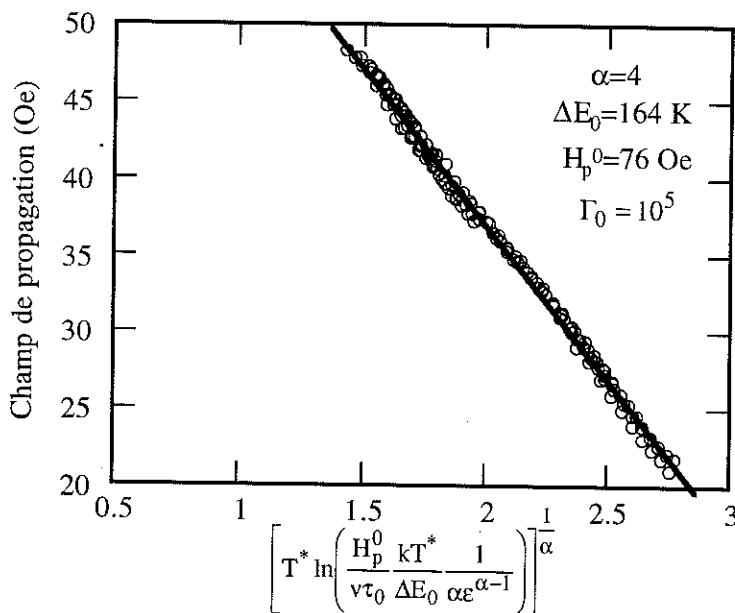


Fig. V-24a:

Evolution du champ de propagation en
fonction de (7) sur
GdFe(1000Å)/TbFe(2Å)/GdFe(500Å)

Pour $\alpha=4$

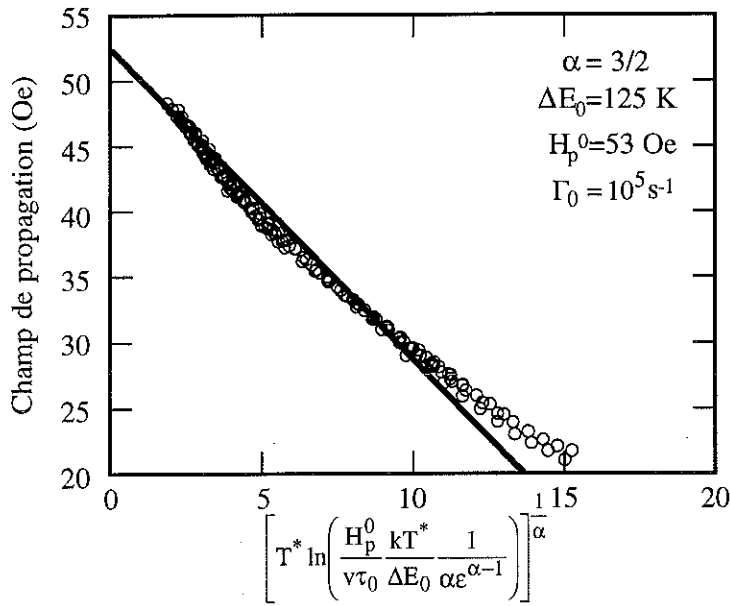


Fig. V-24b:

Evolution du champ de propagation en
fonction de (7) sur
 $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(2\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$

Pour $\alpha = 3/2$

Les valeurs de T^* en fonction de la température réelle T sont reportées figure V-25. On note que T^* diffère de T en dessous de 1K.

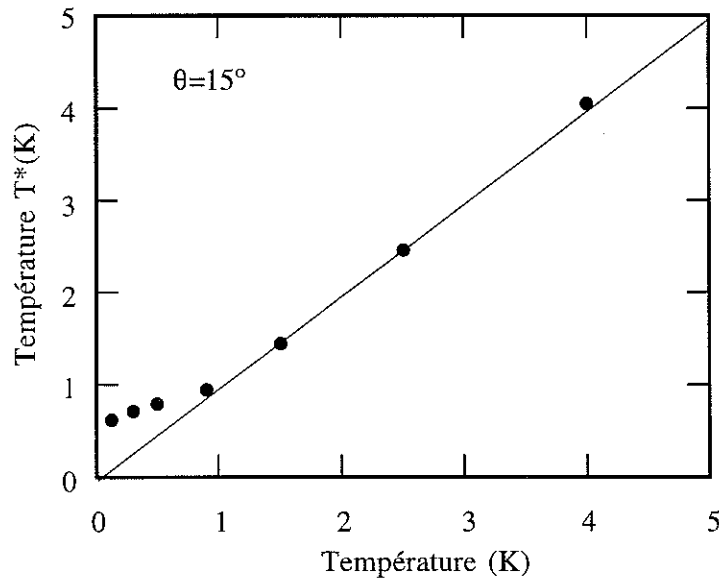


Fig. V-25: Evolution de la température T^* en fonction de T
sur $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(2\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$ pour $\theta = 15^\circ$

On peut donc définir une température dite de "cross-over" entre les deux régimes $T_c = 1 \text{ K}$ et remarquer que T^* tends vers 0.7K lorsque la température effective tend vers 0K.

6.2 Comportement de l'échantillon

GdFe(1000Å)/DyFe(3Å)/GdFe(500Å)

Nous avons enfin effectué les mêmes mesures sur un échantillon GdFe(1000Å)/DyFe(3Å)/GdFe(500Å) dont la mesure conventionnelle de l'aimantation en fonction du champ est présentée figure V-26. L'épaisseur de DyFe pouvant être supérieure à celle de TbFe en raison de la moindre efficacité de la barrière à base de dysprosium.

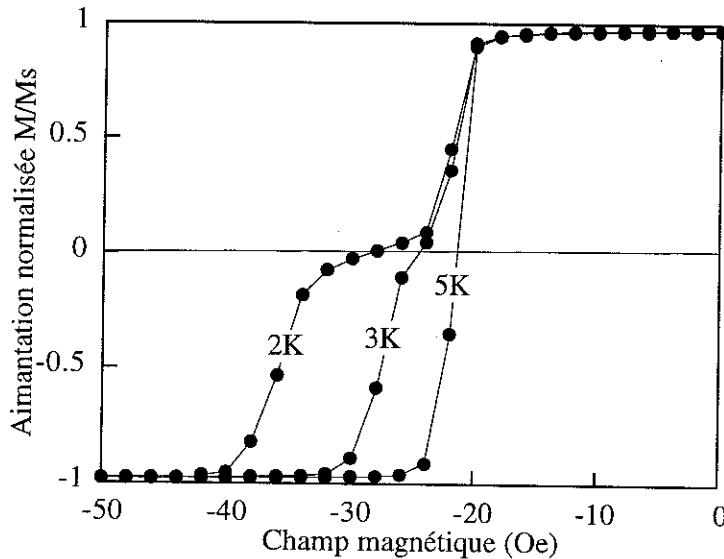


Fig. V-26:

Evolution de l'aimantation en fonction du champ appliqué pour différentes températures sur GdFe(1000Å)/DyFe(3Å)/GdFe(500Å)

Les résultats obtenus en mesurant le champ de propagation en fonction de la vitesse de balayage pour différentes températures sont qualitativement voisins de ceux obtenus sur le système à barrière de TbFe (figure V-27).

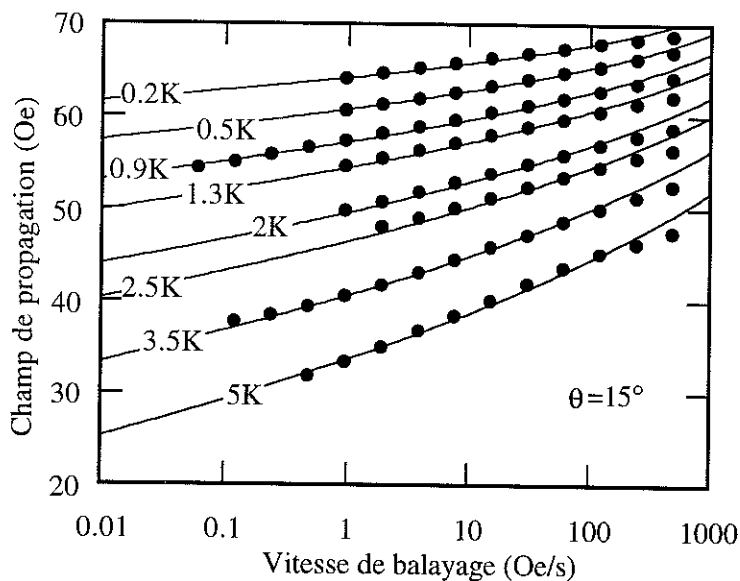


Fig. V-27:

Variation du champ de propagation en fonction de la vitesse de balayage pour différentes températures sur GdFe(1000Å)/DyFe(3Å)/GdFe(500Å)

Toutefois, les valeurs des paramètres sont sensiblement différentes: la valeur de τ_0 la plus adéquate est $\tau_0 = 10^{-4}$, et l'exposant $\alpha = 3/2$ conduit bien à une variation linéaire de H_p en

fonction de $\left[T \ln \left(\frac{H_p^0}{v\tau_0} \frac{kT}{\Delta E_0} \frac{1}{\alpha \varepsilon^{\alpha-1}} \right) \right]^{\frac{1}{\alpha}}$ (figure V-28). Avec ces valeurs de τ_0 et α , on trouve: $\Delta E_0 = 165$ K et $H_p^0 = 73$ Oe.

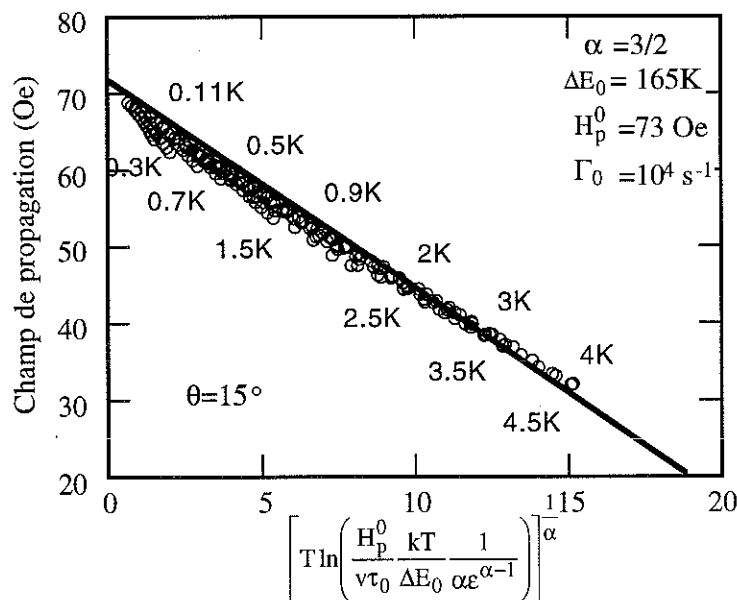


Fig. V-28: Variation du champ de propagation H_p en fonction de (6) pour un champ appliqué à 15° de l'axe facile sur $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{DyFe}(3\text{\AA})/\text{GdFe}(500\text{\AA})$.

Il est particulièrement intéressant de noter qu'avec ce système, l'anomalie à basse température a quasiment disparu. ΔE_0 et H_p^0 étant sensiblement identiques pour les tricouches $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{TbFe}(2\text{\AA})/\text{GdFe}(500\text{\AA})$ et $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{DyFe}(3\text{\AA})/\text{GdFe}(500\text{\AA})$, les deux paramètres pouvant expliquer la différence de comportement à basse température sont l'épaisseur e et la nature du matériau.

6.3 Discussion sur "l'effet tunnel"

Comme nous l'avons observé au chapitre précédent, le modèle GB (avec son coefficient $\alpha = 3/2$) est le plus acceptable lorsque l'épaisseur de la couche de TbFe est la plus faible. Pour la couche de TbFe de $2\text{\AA}$, et en utilisant le calcul corrigé du §5-2 du chapitre IV, on obtient avec: $\alpha = 3/2$, $\eta = 45$, $w = 2\text{\AA}$, $\sigma = \sigma(H_p^0) = 0.56 \text{ erg/cm}^2$, $\delta(H_p^0) = 400\text{\AA}$:

$$H_p^0 \approx \frac{\eta \sigma}{M_s} \frac{w}{\delta^2} = 26 \text{ Oe},$$

ce qui, là encore, est proche de la valeur $H_p^0 = 53$ Oe obtenue expérimentalement.

Avec ces mêmes paramètres, il est possible de calculer la température de cross-over donnée par:

$$T_c = \frac{f \mu_B}{M_s} \left(\frac{w}{\delta} \right)^{1/2} \eta^{1/2} \epsilon^{1/4}$$

Avec f de l'ordre de 1 on obtient pour une JPD de 2Å de TbFe:

$$T_c = 0.1K$$

Cette valeur est à comparer avec les 0.7K à partir de laquelle les courbes dynamiques s'écartent de la courbe maîtresse.

Comme nous l'avons montré au chapitre III, à épaisseur constante, la hauteur de barrière est plus faible dans le cas du DyFe que dans celui du TbFe, ce qui signifie une valeur de η plus faible pour le DyFe. Par ailleurs, H_p^0 étant plus important pour l'échantillon de 3Å de DyFe, la valeur de ϵ est plus faible. La diminution de ϵ et de η pourrait expliquer une plus faible valeur de T_c pour le DyFe.

7. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté des mesures magnétiques locales (à l'échelle de quelques μm^2) obtenues à très basse température en collant un micro-SQUID à la surface de l'échantillon.

Le premier résultat est de retrouver, au travers de variations de flux dans la boucle micro-SQUID et avec des fluctuations de type Barkhausen, les différents champs mis en évidence par mesures magnétiques macroscopiques. Nous retrouvons aussi au dessus de 2K la dynamique de propagation. Cela signifie qu'une surface de quelques μm^2 est représentative du comportement global de l'échantillon. Il nous semble que c'est un argument en faveur d'un morcellement fin d'un système de JPDs parallèles.

Le second résultat est qu'une différence fondamentale entre les processus de nucléation et de propagation a été mise en évidence: lorsque le champ appliqué s'écarte de l'axe facile, la valeur du champ de propagation augmente, tandis celle du champ de nucléation diminue. De plus, grâce à la précision de la technique μ -SQUID, le rôle de l'activation thermique a été observé pour la nucléation. Nous avons montré que la hauteur de barrière à franchir pour nucléer un domaine était de l'ordre de 8000K, ce qui est important comparé à la hauteur de barrière à franchir dans le cas de la propagation.

Le troisième résultat est que, avec des épaisseurs de barrière aussi faibles que 2Å de TbFe, la température T_2^* devient insignifiante et qu'il est possible d'explorer la propagation à une température de 0.11K.

Enfin, nous avons observé dans l'échantillon à 2Å de TbFe un écart au comportement prévu par le modèle fondé sur la simple activation thermique. Les résultats expérimentaux montrent que le taux de passage est supérieur à celui attendu de l'activation thermique, ce qui laisse penser qu'un autre mécanisme de passage se superpose: peut-être l'effet tunnel. Cet effet n'est pas observé lorsque la couche de TbFe de 2Å est remplacée par une couche de 3Å de DyFe, qui représente une barrière de potentiel moins haute mais plus large.

Conclusion

L'objet de notre travail était en premier lieu de concrétiser le premier dispositif JPD (Jonction à Paroi de Domaines) imaginé par les théoriciens, dans lequel une couche de matériau magnétiquement dur constitue une barrière de potentiel pour une paroi de domaines à 180° se déplaçant de l'une à l'autre des couches de matériau doux.

Nous y sommes parvenus de façon tout à fait satisfaisante avec les systèmes tricouches amorphes $\text{GdFe}(e_1)/\text{TbFe}(e)/\text{GdFe}(e_2)$ et $\text{GdFe}(e_1)/\text{DyFe}(e)/\text{GdFe}(e_2)$ où les épaisseurs e_1 et e_2 sont typiquement de $1000\text{\AA}$ et $500\text{\AA}$ et où e , l'épaisseur de matériau magnétiquement dur, est de quelques angströms. Ce système répond aux fortes contraintes imposées par un tel dispositif:

- Continuité structurale entre les matériaux. Celle ci est réalisée en prenant deux matériaux amorphes voisins.
- Différence de constantes d'anisotropie. Elle est obtenue grâce à la spécificité du gadolinium qui est une terre rare de type S, alors que terbium et dysprosium sont des ions fortement anisotropes.
- Présence d'une direction d'aimantation facile dans le plan de l'échantillon. Coévaporé sur un substrat de verre maintenu à la température de l'azote liquide, l'alliage GdFe présente spontanément un axe d'anisotropie. Ceci est certainement lié à l'angle d'incidence du flux d'atomes évaporés par rapport au substrat .

Nous avons étudié les modes de fonctionnement du dispositif par des mesures d'aimantation quasistatiques, pour lesquelles le temps de mesure était de l'ordre de 30 secondes. Nous avons montré qu'une paroi est nucléée dans la couche de GdFe la plus épaisse sous un champ H_{n1} (≈ 20 Oe pour $1000\text{\AA}$ de GdFe). Avec l'augmentation du champ, la paroi vient se comprimer contre la couche de TbFe et finalement franchit la barrière de potentiel due à cette couche de matériau dur. La traversée de la barrière a lieu pour un champ de propagation $H_p(T)$ très fortement dépendant de la température. Le système devient inopérant si

le champ appliqué dépasse le champ de nucléation H_{n2} (≈ 60 Oe pour $500\text{\AA}$) d'une paroi parasite dans la couche de GdFe de plus faible épaisseur.

Nous avons étudié la nucléation et la propagation de la paroi en fonction des paramètres intrinsèques au dispositif (épaisseurs, anisotropies, échange... des différentes couches) et des paramètres extrinsèques (température et champ de mesure). Nous avons tout particulièrement mis en évidence l'influence de la couche de TbFe (de $3\text{\AA}$ à $10\text{\AA}$) sur le champ de propagation $H_p(T)$. Des diagrammes précisant les domaines de température pour lesquels la propagation d'une paroi à 180° à travers la couche de TbFe se manifeste ont été tracés.

L'étude de la dynamique de traversée de barrière de potentiel a été réalisée par mesure de relaxation d'aimantation jusqu'à $T=2\text{K}$ dans un magnétomètre conventionnel intégrant le signal issu de l'ensemble de l'échantillon. Soumis à un champ H de quelques Oersteds inférieur au champ de propagation H_p , l'échantillon présente une décroissance lente de l'aimantation. Cette décroissance est caractérisée par un temps de relaxation τ unique, fait rarement rencontré dans les processus de relaxation magnétiques.

En supposant qu'il suivait une simple loi d'Arrhénius $\tau=\tau_0 \exp(\Delta E/kT)$, et en reprenant l'hypothèse de variation de la hauteur de barrière avec le champ $\Delta E = \Delta E_0 \left[1 - (H/H_p^0)\right]^\alpha$ émise par les théoriciens, il fut possible de déduire pour chacun des échantillons l'évolution de la hauteur de barrière de potentiel ΔE avec le champ H , puis d'estimer la hauteur de barrière en champ nul et le champ nécessaire à sa disparition. L'évolution de ΔE_0 , H_p^0 , et $1/\tau_0$ avec l'épaisseur de TbFe a été déterminée. Avec ces paramètres, nous avons pu simuler de façon très satisfaisante les résultats de mesure d'aimantation "quasistatique"

Une seconde approche de la dynamique a été réalisée, à l'aide de μ -SQUIDS permettant de détecter un signal provenant de quelques μm^2 de l'échantillon. Dans une gamme de température comprise entre 0.1K et 6K , l'évolution des champs de retournement H_{n1} et H_p en fonction de la vitesse de balayage de champ appliqué a permis de préciser la dynamique de l'aimantation. Ces mesures locales ont montré que le phénomène de nucléation pouvait lui aussi être décrit en terme de traversée de barrière de potentiel par activation thermique. Pour la propagation, les mesures de μ -SQUID ont confirmé la dynamique, les énergies d'activation et les champs de propagation observés à l'échelle macroscopique.

La reproduction à l'échelle locale des résultats acquis à l'échelle macroscopique a accrédité un modèle où l'échantillon peut être considéré comme une assemblée de JPDs, identiques en parallèle, qui se comportent indépendamment les unes des autres. Nous ne pouvons dire à présent si elles résultent de "séparation physique", avec par exemple des effets colonnaires, ou si elles sont le résultat de structures magnétiques particulières.

Les mesures par micro-SQUID ont mis en évidence des lois d'échelles caractéristiques, semblables à celles observées avec la même technique sur des petites particules, avec toutefois un écart significatif lorsque la température devient inférieure à 0.7K . Cet écart montre que le taux de passage à basse température est supérieur à celui que l'on attend d'une simple activation thermique, ce qui pourrait accréditer la présence d'un effet tunnel.

Si le comportement qualitatif de la JPD est tout à fait identique à celui imaginé par les théoriciens, les résultats numériques s'écartent notablement des prédictions, certainement en raison de la spécificité de notre système: la grande différence de constantes d'anisotropie des constituants et le caractère spérimagnétique du TbFe.

Notre travail fut passionnant et, constitue un travail pionnier dans l'étude des JPDs. Nous avons du réaliser un défrichage assez énorme avec des effets inattendus (par exemple l'effet de chiralité) dont certains ont besoin d'être confirmés par des techniques locales et davantage microscopiques.

Le dispositif JPD permet, comme nous l'avons montré, l'étude des processus élémentaires du renversement de l'aimantation: nucléation, propagation de paroi à travers un seul défaut plan. La tricouche GdFe/TbFe/GdFe constitue un système idéal pour cette étude du micro-magnétisme.

Reste la propagation de paroi à travers une barrière de potentiel par effet tunnel. Nous pensons avoir réalisé un pas vers sa mise en évidence. Il doit être confirmé. Vu l'intérêt majeur qu'il représente dans la physique du magnétisme, et plus particulièrement dans l'étude des effets quantiques macroscopiques, ce travail ne s'arrêtera certainement pas là.

Outre la recherche d'autres systèmes, il serait certainement très profitable d'isoler les JPDs: en élaborant par exemple des plots physiquement indépendants. Nous sommes là au coeur de l'étude du nanomagnétisme.

ANNEXE

Simulation numérique

1. Introduction

Cette annexe constitue une première étape de simulation d'une chaîne linéaire de spins avec Jonction à Paroi de Domaines. Cette annexe présente la simulation de la paroi dans un milieu infini, typiquement de GdFe, et sa compression contre un obstacle infranchissable. Nous présentons des simulations correspondants aux valeurs numériques du système GdFe/TbFe/TbFe.

2. Principe de la simulation

2.1 Energies d'échange et d'anisotropie

Classiquement, une paroi est décrite à l'aide d'une chaîne linéaire de spins i maintenus dans un plan (yOz) et faisant un angle θ_i avec la direction (Oz) le long de laquelle le champ est appliqué. L'énergie de la chaîne de spins s'écrit comme la somme d'un énergie d'échange $\mathcal{E}_{ex}$, d'une énergie d'anisotropie $\mathcal{E}_{an}$ et d'une énergie Zeeman $\mathcal{E}_z$.

Elles sont données par:

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_{ex} &= \sum 2A_{ij} \cos(\theta_i - \theta_{i+1}) \\ \mathcal{E}_{an} &= \sum K_i \sin^2 \theta_i \\ \mathcal{E}_z &= -\sum \mathcal{M}_i H \cos \theta_i\end{aligned}$$

$2A_{ij}$ est l'énergie d'échange d'une paire de spins $\mathbf{S}_i \mathbf{S}_j$ isolée. Dans un corps pur, elle est liée à l'intégrale d'échange habituelle J par $A = J_{ij} S^2$. J peut être déduit de la température de Curie T_c par: $J = \frac{3kT_c}{2zS(S+1)}$

K_i est la constante d'anisotropie par atome.

$\mathcal{M}_i$ est le moment porté par l'atome.

Dans un traitement en milieu continu, l'énergie d'une paroi s'écrit aussi [Herpin, 1969]:

$$E = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[K' f(\theta) + A' \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 \right] dx$$

où K' est la constante d'anisotropie par unité de volume et A' est la constante d'échange par unité de longueur.

$$K' = \frac{K}{a^3} \quad \text{et} \quad A' = \frac{A}{a} = \frac{J S^2}{a}$$

2.2 Largeur de paroi: calcul analytique

Lorsque l'anisotropie est uniaxiale avec $f(\theta) = \sin^2\theta$, la minimisation de l'intégrale d'énergie en milieu continu conduit dans un milieu infini à une forme analytique exacte de paroi donnée par:

$$\cos \theta = -\text{th} \left(\frac{x}{\delta_0} \right)$$

où:

$$\delta_0 = \sqrt{\frac{A'}{K'}}$$

Ce qui fait une largeur typique: $\delta = \pi \delta_0$.

L'énergie totale de paroi est par unité de surface: $\sigma = 4 \sqrt{K' A'}$

Dans une chaîne linéaire, l'énergie par unité de longueur devient $4 \sqrt{K A}$

3. Simulation d'une paroi à 180°

Nous avons simulé une chaîne linéaire de spins en attribuant à chaque paire une énergie d'échange $2A$ et à chaque spin une constante d'anisotropie K .

Partant d'une configuration initiale, nous avons réorienté successivement chacun des spins (les autres étant fixes) de sorte à minimiser l'énergie locale. Nous avons simplement cherché (dans l'intervalle d'angle compris entre θ_{i-1} et θ_{i+1}) l'angle pour lequel la dérivée par rapport à θ_i de:

$$2A \cos(\theta_i - \theta_{i+1}) + 2A \cos(\theta_i - \theta_{i-1}) + K \sin^2\theta_i \quad \text{était nulle.}$$

La première étape fut de reproduire une paroi à 180° en champ nul. Pour cela, les moments magnétiques des extrémités de chaînes étaient fixés à $\theta_1=0^\circ$ et $\theta_N = 180^\circ$ durant le calcul. Diverses configurations initiales ont été testées. Nous avons fixé la constante d'anisotropie K à 0.008 K, qui est proche de la valeur déduite de la mesure de $H_K=70$ Oe des films de 1000Å. Nous avons travaillé sur une chaîne de 468 atomes de distance interatomique 3.2Å, ce qui correspond pratiquement à 1500Å de l'alliage $\text{Gd}_{0.62}\text{Fe}_{0.38}$.

Nous avons tracé l'évolution de $\theta(x)$ en posant $x = 3.2$. Les résultats obtenus pour $A = 35$ K, 3.5 K, 0.35 K sont représentés aux figures A-1a, A-1b et A-1c.

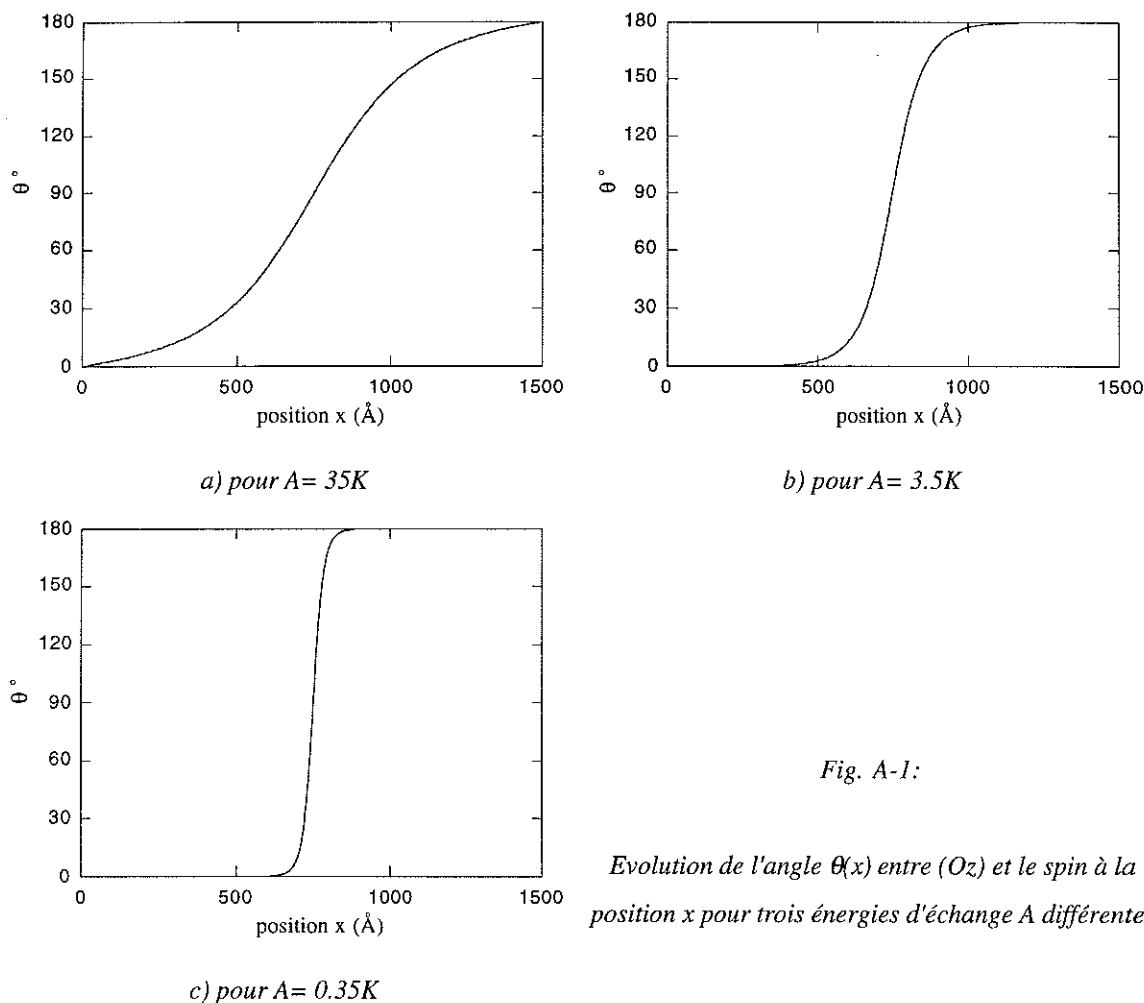


Fig. A-1:

Evolution de l'angle $\theta(x)$ entre (Oz) et le spin à la position x pour trois énergies d'échange A différentes

Sur la figure A-1, les profils de $\theta(x)$ sont strictement identiques à ceux donnés par la relation $\cos \theta = -\tanh\left(\frac{x}{\delta_0}\right)$ avec $\delta_0 = a\sqrt{\frac{A}{K}}$. Les valeurs de δ_0 obtenues par cette expression sont reportées au tableau A-1. L'énergie trouvée est à mieux que le millième près égale à $4\sqrt{KA}$. Les seuls écarts, et encore sont-ils minimes, apparaissent sur la paroi la plus épaisse en raison de la faible taille de l'échantillon et des effets de bord.

K = 0.008 K		
A = 35 K	A = 3.5 K	A = 0.35K
$\delta_0 = 212 \text{ \AA}$	$\delta_0 = 67 \text{ \AA}$	$\delta_0 = 21 \text{ \AA}$

Tab. A-1: Valeurs de δ_0 pour différentes énergies d'échange A

Ces résultats montrent que cette simulation est digne de confiance.

4. Compression de paroi

La deuxième étape fut de reproduire la compression de paroi. Comme précédemment, les spins des extrémités étaient bloqués à $\theta_1 = 0^\circ$ et $\theta_N = 180^\circ$ et un champ était appliqué dans la direction $\theta = 0^\circ$.

Les moments magnétiques furent choisis à $3.375 \mu_B$ qui est le moment moyen porté par les atomes dans l'alliage $Gd_{0.62}Fe_{0.38}$. Nous avons minimisé localement l'énergie:

$$2A \cos(\theta_i - \theta_{i+1}) + 2A \cos(\theta_i - \theta_{i-1}) + K \sin^2 \theta_i - \mathcal{M} H \cos(\theta_i)$$

Les résultats avec $K = 0.008$ K et $A = 35$ K et pour différents champs allant de 35 à 100 Oe sont représentés à la figure A-2.

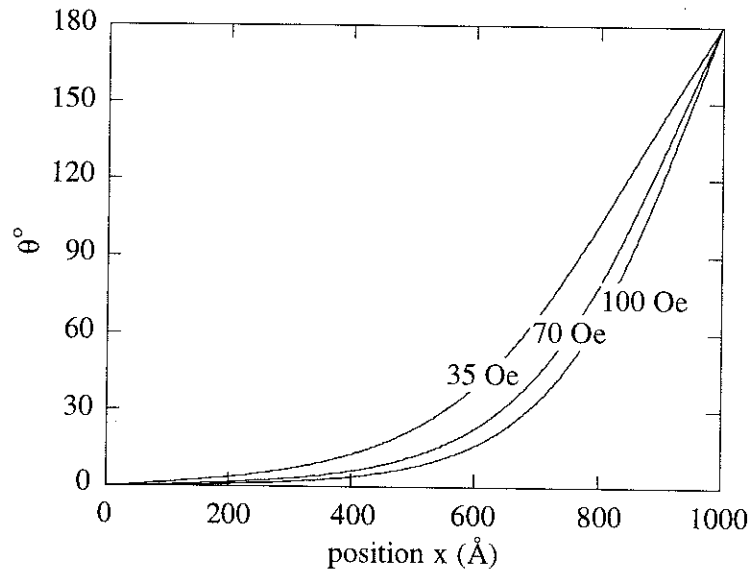


Fig. A-2: Evolution de $\theta(x)$ pour différents champs magnétiques appliqués

On observe très nettement une compression de la paroi contre l'extrémité dont le spin N est maintenu dans la direction opposée au champ.

De l'aimantation réduite $\frac{M(H)}{M} = \frac{1}{N \mathcal{M}} \sum_{i=1}^N \mathcal{M} \cos \theta_i$, on peut déduire la largeur de paroi:

$$\delta(H) = a N (1 - M/M_s)$$

Les valeurs de δ ainsi déterminées sont reportées au tableau A-2.

Echange A (K)	K = 0.008 Kelvin					
	δ_0 (Å)	$\pi\delta_0$ (Å)	$\delta(35 \text{ Oe})$ (Å)	$\delta(50 \text{ Oe})$ (Å)	$\delta(70 \text{ Oe})$ (Å)	$\delta(100 \text{ Oe})$ (Å)
25	179	562		366	321	
30	196	615	457	417	351	303
35	211	665	494	433	379	328
40	226	710	527	463	406	350

Tab. A-2: Valeurs de δ_0 et $\pi\delta_0$ pour différentes énergies d'échange et de δ correspondants pour différents champs

On peut observer que pour $A=35$ K on trouve $\delta(35 \text{ Oe}) = 494\text{\AA}$ et $\delta(50 \text{ Oe}) = 433\text{\AA}$, qui sont pratiquement les valeurs expérimentales.

La comparaison entre la largeur déduite de la simulation numérique et celle déduite de la relation approchée au §5.4 du chapitre III: $\delta(H) = \frac{\delta_0}{\sqrt{1 - \frac{2H}{H_K}}}$ est présentée au tableau A-3. Les

écarts restent relativement modestes.

K = 0.008 Kelvin A= 35 Kelvin					
H (Oe)	0 ($\delta = \pi \delta_0$)	35	50	70	100
$\delta(H)$ déduit de la simulation	665	494	433	379	328
$\delta(H) = \frac{\delta_0}{\sqrt{1 - \frac{2H}{H_K}}}$	665	470	426	383	338

Tab. A-3: Valeurs de l'épaisseur de paroi δ obtenue à partir des simulations numériques et d'une expression analytique approchée pour différents champs.

Notre objectif à présent est d'estimer l'effet d'une couche de TbFe d'anisotropie bien supérieure à celle de l'alliage GdFe.

Références bibliographiques

[Alben, 1978]

Alben R., Becker J.J., Chi M.C., J.Appl. Phys. **49**, 1653 (1978)

[Awschalom, 1992]

Awschalom D.D., Smith J.F., Grinstein G., DiVincenzo D.P., Loss D., Phys. Rev. Lett. **68**, 3092 (1992)

[Barbara, 1997]

Barbara B. Goss, Levi, Physics Today **50**, 19 (1997)

[Brown,1957]

Brown W.F., Phys. Rev. **105**, 1479 (1957)

[Callen, 1977]

Callen E.R., Liu Y.J., Cullen R.J., Phys. Rev. B **16**, 263 (1977)

[Cargill, 1974]

Cargill G.S., AIP Conf. Proc. **18**, 631 (1974)

[Cargill, 1975]

Cargill G.S., Solid State Phys. **30**, 227, Academic press, New York (1975)

[Chudnovsky, 1988]

Chudnovsky E.M., Gunther L., Phys. Rev. Lett. **60**, 661 (1988)

[Clark,1979]

Clark A.E., Magnetostrictive RFe₂ intermetallic compounds, chapter 15 in *Handbook on the physics and chemistry of rare earths*, vol. 2 (Gschneider J.K. and Eyring L. eds.), North Holland publishing company (1979)

[Cochrane,1978]

Cochrane R.W., Harris R., Zuckermann M.J., Phys. Reports **1**, 1 (1978)

[Coey, 1978]

Coey J.M.D., J. Appl. Phys. **49**, 1646 (1978)

- [Coqblin , 1977]**
Coqblin B., *The electronic structure of the rare earth elements and alloys : the magnetic heavy rare earth*, Academic Press, London (1977)
- [Dirks, 1977]**
Dirks A.G., Leamy H.J., *Thin Solid Films* **47**, 219 (1977)
- [Elliott, 1972]**
Elliott R.J., *Magnetic Properties of Rare Earth Metals*, Plenum Publishing, London (1972)
- [Ferré, 1995]**
Ferré R., thèse de l'Université J. Fourier, Laboratoire L. Néel - CNRS, Grenoble (1995)
- [Fert, 1977]**
Fert A., Campbell I.A., *J. Phys. F : Metal Phys.* **8**, L57 (1977)
- [Frei, 1957]**
Frei E.H., Shtrikman S., Treves D., *Phys. Rev.* **106**, 446 (1957)
- [Gangulee, 1978]**
Gangulee A., Taylor R.C., *J. Appl. Phys.* **49**(3), 1762 (1978)
- [Gunther, 1994]**
Gunther L., Barbara B., *Phys. Rev. B* **49**, 3926 (1994)
- [Hansen, 1989]**
Hansen P., Clausen C., Much G., Rosenkranz M., Witter K., *J. Appl. Phys.* **66**, 756 (1989)
- [Harris, 1973]**
Harris R., Plischke M., Zuckermann M.J., *Phys. Rev. Lett.* **31**, 160 (1973)
- [Hasegawa, 1974]**
Hasegawa R., *J. Appl. Phys.* **45**, 3109 (1974)
- [Heiman, 1975]**
Heiman N., Lee K., Potter I., *AIP Conf. Proc.* **29**, 130 (1975)
- [Hellman, 1989]**
Hellman F., van Dover R.B., Nakahara S., Gyorgy E.M., *Phys. Rev. B* **39**, 10591 (1989)
- [Hellman, 1992]**
Hellman F., Gyorgy E.M., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1391 (1992)
- [Herpin, 1968]**
Herpin A., *"Théorie du magnétisme"*, Bibliothèque des Sciences et Techniques Nucléaires (1968)
- [Jiles, 1991]**
Jiles D., *"Introduction to magnetism and magnetic materials"*, St Edmundsbury Press Ltd, Great Britain (1991)
- [Kittel, 1972]**
Kittel C., *"Introduction à la physique de l'état solide"*, Dunod eds. Paris (1972)

[Kurkijävic, 1972]

Kurkijävic J., Phys. Rev. B **6**, 832 (1972)

[Ledermann, 1994]

Ledermann M., Schultz S., Ozaki M., Phys. Rev. Lett. **73**, 1986 (1994)

[Lee, 1975]

Lee K., Heiman N., AIP Conf. Proc. **24**, 108 (1975)

[Leggett, 1987]

Leggett A.J., Chakravarty S., Dorsey A.T., Fisher M.P.A., Garg A., Zwerger W., Rev. Mod. Phys. **59**, 1 (1987)

[Mergel, 1993]

Mergel D., Heitmann H., Hansen P., Phys. Rev. B **47**, 882 (1993)

[Miguel, 1995]

Miguel K., Chudnovsky E.M., à paraître

[Miyazaki, 1988]

Miyazaki T., Hayashi K., Yamaguchi Y., Takahashi M., Yoshihara A., Shimamori T., Wakiyama Y., J. Mag. Mag. Mat. **75**, 243 (1988)

[Moorjani, 1984]

Moorjani K., Coey J.M.D., *Metallic Glasses*, Elsevier Ed. (1984)

[Morrish, 1956]

Morrish A.H., Yu S.P., Phys. Rev. **102**, 670 (1956)

[Néel, 1947]

Néel L., C.R. Acad. Science, Paris **224**, 1550 (1947)

[Ono, 1993]

Ono H., Ishida M., Fujinaga M., Shishido H., Inaba H., J. Appl. Phys. **74**, 5124 (1993)

[O'Shea, 1989]

O'Shea M.J., Fert A., Europhys. Lett. **9**, 283 (1989)

[Paulsen, 1991]

Paulsen C., Sampaio C.P., Barbara B., Fruchard D., Marchand A., Tholence J.L., Uehara M., Phys. Rev. Lett. **161**, 319 (1991)

[Rhyne, 1978]

Rhyne J.J., "Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths", K.A. Gschneider and L. Eyring (Eds.), North-Holland, Amsterdam (1978)

[Saslow, 1994]

Saslow W.M., Koon N.C., Phys. Rev. B **49**, 3386 (1994)

[Spano, 1985]

Spano M.L., Rhyne J.J., J. Appl. Phys. **57**, 3303 (1985)

[Stamp, 1988]

Stamp P.C.E., Phys. Rev. Lett. **66**, 2802 (1988)

[Stamp, 1992]

Stamp P.C.E., Chudnovsky E.M., Barbara B., Int. J. Mod. Phys. B6, 1355-1478 (1992)

[Stoner, 1948]

Stoner E.C., Wohlfarth E.P., Philos. Trans. London Ser. A, 240, 599 (1948); reprinted in IEEE Trans. Magn. MAG-27, 3475 (1991)

[Suran, 1984]

Suran G., Ounadjela K., Sztern J., Sella C., J. Appl. Phys. **55**, 1757 (1984)

[Suran, 1991]

Suran G., Sztern J., Barbara B., Appl. Phys. Lett. **58**, 1338 (1991)

[Tatara, 1995]

Tatara G., Hidetoshi Fukuyama, J. Magn. Magn. Mat. **140**, 1883 (1995)

[Wernsdorfer, 1995]

Wernsdorfer W., Hasselbach K., Benoit A., Cernicchiaro G., Mailly D., Barbara B., Thomas L., J. Mag. Mag. Mat. **151**, 38 (1995)

[Wernsdorfer, 1995]

Wernsdorfer W., Hasselbach K., Mailly D., Barbara B., Benoit A., Thomas L., Suran G., J. Mag. Mag. Mat. **145**, 33 (1995)

Liste des figures

Chapitre I : PROBLEMATIQUE DES JONCTIONS A PAROI DE DOMAINES

Fig. I-1: Représentation d'une particule monodomaine	4
Fig. I-2: Orientation de l'aimantation par rapport à l'axe d'aimantation facile sous l'application d'un champ H de sens opposé à l'aimantation initiale.....	4
Fig. I-3: Profil de l'énergie magnétique d'une particule dans un champ extérieur....	5
Fig. I-4: Taux de retournement de l'aimantation d'une particule en fonction de la température	7
Fig. I-5: Schéma d'une paroi à 180° entre deux domaines d'aimantation opposées ..	9
Fig. I-6: Schématisation de l'aimantation dans les plans formant la paroi de domaines	10
Fig. I-7: Profil de l'angle θ dans une paroi à 180° centrée en $x=0$	11
Fig. I-8: Modification de l'orientation d'un moment magnétique suite à l'application d'un champ H pendant un temps Δt	13
Fig. I-9: Le champ démagnétisant H_d orienté suivant $(0x)$ ramène le moment magnétique dans la direction du champ	13
Fig. I-10: Profils des composantes de l'aimantation au sein d'une paroi à 180°	14
Fig. I-11: Schématisation de l'énergie potentielle $U(x)$ d'une paroi soumise à un champ H . La pente est proportionnelle au champ.....	16
Fig. I-12: Paroi se déplaçant dans une tricouche A/B/A.	17
Fig. I-13: Profil d'une barrière de potentiel en fonction du champ appliqué	18
Fig. I-14: Profil de barrière de potentiel en champ nul proposé par Gunther et Barbara.....	19
Fig. I-15: Schéma d'une tricouche A/B/A	22

Chapitre II : LE SYSTÈME AMORPHE GdFe/TbFe

Fig. II-1: Premiers pics de la fonction de distribution radiale d'un alliage amorphe $Gd_{0.36}Fe_{0.64}$	28
Fig. II-2: Structure ferrimagnétique amorphe. Les moments magnétiques des atomes de terre rare et de métal de transition sont antiparallèles.....	32
Fig. II-3: Structure spérilmagnétique amorphe. Les moments magnétiques des atomes de terre rare et de métal de transition sont globalement antiparallèles.....	33
Fig. II-4: Schématisation de la variation de l'aimantation en fonction du champ magnétique décroissant appliqué sur un alliage amorphe spérilmagnétique	33
Fig. II-5: Dépendance en température de l'aimantation à saturation de quelques alliages GdFe [Hansen, 1989]	34
Fig. II-6: Variation de la valeur du spin porté par le métal de transition en fonction de la concentration dans les alliages GdFe et GdCo [Hansen, 1989].....	35
Fig. II-7: Variation de la température de Curie d'alliage TR-MT en fonction de la concentration [Hansen, 1989].....	36
Fig. II-8: Evolution des constantes d'échange TR-TR, TR-MT, MT-MT en fonction de la concentration [Hansen, 1989]	36
Fig. II-9: Dépendance en température de l'aimantation à saturation de quelques alliages TbFe	38
Fig. II-10: Variation de la température de Curie d'alliages TbFe en fonction de la concentration en Fe	38
Fig. II-11: Allure des cycles d'hystérésis d'un film présentant un axe d'aimantation facile dans son plan.....	40
Fig. II-12: Allure des cycles d'hystérésis d'un film présentant un axe d'aimantation facile dans le plan et un axe perpendiculaire au plan (anisotropie biaxiale)	40
Fig. II-13: Schéma de la localisation des sources et des substrats dans l'évaporateur	42
Fig. II-14: Cliché de diffraction sur un échantillon (substrat verre/100Å de Si/1000Å de GdFe/500Å de Si) déposé à 77K.....	43
Fig. II-15: Analyse d'un spectre d'émission X sur un échantillon (substrat verre/100Å de Si/1000Å de GdFe/500Å de Si) déposé à 77K	43
Fig. II-16: Aimantation normalisée d'une couche de 1000 Å de GdFe en fonction de la température sous un champ magnétique de 1000 Oe	44
Fig. II-17: Cycles d'hystérésis d'un échantillon GdFe (100Å) déposé sur Kapton à la température ambiante	45
Fig. II-18: Cycles d'hystérésis d'un échantillon GdFe (500Å) déposé sur Kapton à la température ambiante	45
Fig. II-19: Cycles d'hystérésis d'un échantillon GdFe (1000Å) déposé sur Kapton à la température ambiante	46

Fig. II-20: Cycles d'hystérésis d'un échantillon GdFe (100Å) déposé sur verre à la température ambiante	47
Fig. II-21: Cycles d'hystérésis d'un échantillon GdFe (500Å) déposé sur verre à la température ambiante	47
Fig. II-22: Cycles d'hystérésis d'un échantillon GdFe (1000Å) déposé sur verre à la température ambiante	47
Fig. II-23: Cycles d'hystérésis d'un échantillon GdFe (500Å) déposé sur verre à 77K	48
Fig. II-24: Cycles d'hystérésis d'un échantillon GdFe (1000Å) déposé sur verre à 77K	48
Fig. II-25: Evolution du champ d'anisotropie des couches de 500Å et 1000Å de GdFe en fonction de la position du substrat lors du dépôt.....	49
Fig. II-26: Evolution du champ coercitif des couches de 500Å et 1000Å de GdFe en fonction de la position du substrat lors du dépôt.....	50
Fig. II-27: Aimantation normalisée d'une couche de TbFe en fonction de la température sous un champ de 1000 Oe appliqué suivant la direction (Oy).....	51
Fig. II-28: Cycles d'hystérésis d'un échantillon TbFe (500Å) déposé sur verre à 77K	52

Chapitre III : LA JONCTION A PAROI DE DOMAINES

GdFe/TbFe/GdFe

Fig. III-1: Variation de l'aimantation d'un échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(9.5Å)/GdFe(500Å) à 30K	57
Fig. III-2: Configurations de l'aimantation mesurée à 30K en fonction du champ appliqué dans l'échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(9.5Å)/GdFe(500Å).....	58
Fig. III-3: Variation de l'aimantation mesurée à 20K d'un échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(9.5Å)/GdFe(500Å).....	59
Fig. III-4: Configurations de l'aimantation mesurée à 20K en fonction du champ appliqué dans l'échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(9.5Å)/GdFe(500Å).....	60
Fig. III-5: Variation de l'aimantation mesurée à 70K d'un échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(9.5Å)/GdFe(500Å).....	61
Fig. III-6: Variations de l'aimantation de l'échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(9.5Å)/GdFe(500Å) à différentes températures.....	62
Fig. III-7: Evolution thermique des champs caractéristiques du comportement de l'aimantation de l'échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(9.5Å)/GdFe(500Å)	63
Fig. III-8: Aimantations mesurées à 15K sur trois tricouches d'épaisseurs de TbFe différentes (3Å, 5.5Å et 8.5Å).....	64
Fig. III-9: Variations de l'aimantation de l'échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(3Å)/GdFe(500Å) à différentes températures.....	65

Fig. III-10: Evolutions des champs H_{c1} , H_{n1} et H_p en fonction de la température sur $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(3\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$	66
Fig. III-11: Evolutions de T_1^* et T_2^* en fonction de l'épaisseur de TbFe dans les échantillons $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(e\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$	67
Fig. III-12: Variation de H_{n1} et H_{n2} en fonction de e pour des échantillons $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(e)/GdFe(500\text{\AA})$	68
Fig. III-13: Variations de l'aimantation à 5K pour $e_1=1000, 1500$ et $2000\text{\AA}$ dans des tricouches du type $GdFe(e_1\text{\AA})/TbFe(5\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$	69
Fig. III-14: Variations de l'aimantation à 3K pour $e_2=600, 400$ et $200\text{\AA}$ dans des tricouches du type $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(5\text{\AA})/GdFe(e_2\text{\AA})$	69
Fig. III-15: Evolution des champs de nucléation en fonction de l'épaisseur de la couche considérée (e_1 pour H_{n1} et e_2 pour H_{n2}).....	69
Fig. III-16: Schématisation de la nucléation d'un domaine de rayon r dans un film homogène d'épaisseur t	70
Fig. III-17: Coupe du film suivant la direction de facile aimantation où $\odot$ représente l'aimantation dans la direction perpendiculaire au plan de coupe.....	70
Fig. III-18: Schématisation de la nucléation d'un domaine de diamètre $2r$ dans la couche d'épaisseur t d'une tricouche $GdFe/TbFe/GdFe$	71
Fig. III-19: Profils d'aimantation dans différentes situations.....	73
Fig. III-20: Evolution de l'épaisseur de paroi en fonction du champ magnétique pour trois épaisseurs de TbFe dans des échantillons $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(e\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$	75
Fig. III-21: Evolution de l'épaisseur de paroi en fonction du champ magnétique appliqué pour différentes épaisseurs e_1 et e_2 de $GdFe$	75
Fig. III-22: Compression des deux parois contre la couche de TbFe.....	76
Fig. III-23: Evolution de l'épaisseur de paroi en fonction du champ magnétique	77
Fig. III-24: Evolution de l'aimantation en fonction du champ magnétique pour l'échantillon $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(20\text{\AA})$	77
Fig. III-25: Variation de l'épaisseur de paroi en fonction du champ magnétique (résultats expérimentaux, simulation et estimation analytique).....	79
Fig. III-26: Evolution du champ de propagation et des deux champs de nucléation en fonction de la température pour différentes épaisseurs de TbFe dans des tricouche du type $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(e)/GdFe(500\text{\AA})$	81
Fig. III-27: Evolution du champ de propagation et des deux champs de nucléation en fonction de la température pour $e_1=1000\text{\AA}$ et $2000\text{\AA}$ dans des tricouche du type $GdFe(e_1\text{\AA})/TbFe(5\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$	81
Fig. III-28: Evolution du champ de propagation et des deux champs de nucléation en fonction de la température pour $e_2=600\text{\AA}, 400\text{\AA}$ et $200\text{\AA}$ dans des tricouche du type $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(5\text{\AA})/GdFe(e_2\text{\AA})$	82

Fig. III-29: Evolution de l'aimantation en fonction du champ à différentes températures pour GdFe(1000Å)/TbFe(5Å)/GdFe(500Å)/TbFe(10Å)/GdFe(500Å)/TbFe(20Å).....	83
Fig. III-30: Cycles d'hystérésis (complet et mineurs) obtenus à 15K sur un échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(4.5Å)/GdFe(500Å).....	84
Fig. III- 31: Evolution du champ d'annihilation en fonction de la température pour 3 épaisseurs e de TbFe (5.5Å, 7Å, 8Å) dans GdFe(1000Å)/TbFe(e)/GdFe(500Å)....	86
Fig. III-32: Variations de l'aimantation de l'échantillon GdFe(1000Å)/DyFe(16Å)/GdFe(500Å) à différentes températures.....	86
Fig. III-33: Evolution du champ de propagation en fonction de la température pour différentes épaisseurs de DyFe dans des tricouches du type GdFe(1000Å)/DyFe(e)/GdFe(500Å).....	87
Fig. III-34: Evolution de T_1^* et T_2^* en fonction de l'épaisseur e de DyFe pour des tricouches du type GdFe(1000Å)/DyFe(e)/GdFe(500Å)	88
Fig. III-35: Cycle d'hystérésis mesuré à 10K sur GdFe(1000Å)/Ag(10Å)/GdFe(500Å).....	89

Chapitre IV : DYNAMIQUE DE LA PROPAGATION DE PAROIS A TRAVERS UNE BARRIERE DE POTENTIEL

Fig. IV-1: Schématisation de deux états d'une JPD unique	93
Fig. IV-2: Schématisation d'une assemblée de JPD identiques et indépendantes.....	94
Fig. IV-3: Schématisation d'une assemblée de JPD présentant des hauteurs de barrière différentes	95
Fig. IV-4: Exemples de fonction $\Gamma(\Delta E)$ et $f(\Delta E)$	97
Fig. IV-5: Schématisation de l'évolution de B en fonction du temps, à trois températures différentes, pour une distribution de barrière importante.....	99
Fig. IV-6: Schématisation de la procédure des mesures de relaxation.....	100
Fig. IV-7: Evolution de l'aimantation en fonction du champ appliqué suivant l'axe facile sur GdFe(1000Å)/TbFe(3Å)/GdFe(500Å)	101
Fig. IV-8: Evolution de l'aimantation en fonction du champ appliqué suivant l'axe facile sur GdFe(1000Å)/TbFe(3Å)/GdFe(500Å) à T=3K	101
Fig. IV-9: Evolutions de B(t) pour GdFe(1000Å)/TbFe(3Å)/GdFe(500Å) à différentes températures et à différents champs	102
Fig. IV-10: Ajustement de B(t) par une exponentielle décroissante pour GdFe(1000Å)/TbFe(3Å)/GdFe(500Å) à 3K et à différents champs (47, 46, 45 Oe)	103

Fig. IV-11: Évolution de $\ln(B(t))$ pour $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{TbFe}(3\text{\AA})/\text{GdFe}(500\text{\AA})$ sous différents champs ($T=3\text{K}$ et $T=4\text{K}$)	104
Fig. IV-12: Évolution de B mesuré à 41, 43, 45, 46, 47 Oe en fonction de $(t-t_0)/\tau$ ajusté par la fonction $\exp(-(t-t_0)/\tau)$	105
Fig. IV-13: Évolution de $B((t-t_0)/\tau)$ à différents champs H	106
Fig. IV-14: Evolution de $T \ln(\tau/\tau_0)$ en fonction du champ magnétique pour différentes valeurs de τ_0 (10^{-4}s , 10^{-6}s , 10^{-8}s , 10^{-10}s)	108
Fig. IV-15: Evolution de $[T \ln(\tau/\tau_0)]^{(2/3)}$ en fonction du champ magnétique pour $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{TbFe}(3\text{\AA})/\text{GdFe}(500\text{\AA})$	109
Fig. IV-16: Evolution de $T \ln(\tau/\tau_0)$ en fonction du champ magnétique pour différentes valeurs de τ_0 d'après les mesures réalisées sur $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{TbFe}(5.5\text{\AA})/\text{GdFe}(500\text{\AA})$	110
Fig. IV-17: Evolution de $T \ln(\tau/\tau_0)$ en fonction du champ magnétique pour différentes valeurs de τ_0 d'après les mesures réalisées sur $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{TbFe}(7\text{\AA})/\text{GdFe}(500\text{\AA})$	110
Fig. IV-18: Evolution de $[T \ln(\tau/\tau_0)]^{(2/3)}$ en fonction de H pour trois épaisseurs de TbFe : $3\text{\AA}$, $4.5\text{\AA}$, $7\text{\AA}$	111
Fig. IV-19: Evolution de $[T \ln(\tau/\tau_0)]^{(1/4)}$ en fonction de H pour trois épaisseurs de TbFe : $3\text{\AA}$, $5\text{\AA}$, $7\text{\AA}$	111
Fig. IV-20: Evolution de ΔE_0 en fonction du carré de l'épaisseur de TbFe ($\alpha=4$)... ..	113
Fig. IV-21: Evolution de H_p^0 en fonction de la racine carré de l'épaisseur de TbFe pour $\alpha=4$	113
Fig. IV-22: Evolution de $\ln(1/\tau_0)$ en fonction de la racine carré de l'épaisseur de TbFe pour $\alpha=4$	113
Fig. IV-23: Evolution de $B(H)$ expérimental et théorique sur $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{TbFe}(3\text{\AA})/\text{GdFe}(500\text{\AA})$ pour différentes températures.....	116
Fig. IV-24: Évolution de $B(H)$ expérimental et théorique sur $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{TbFe}(4.5\text{\AA})/\text{GdFe}(500\text{\AA})$ pour différentes températures	117
Fig. IV-25: Évolution de $B(H)$ expérimental et théorique sur $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{TbFe}(7\text{\AA})/\text{GdFe}(500\text{\AA})$ pour différentes températures.....	117
Fig. IV-26: Evolution de T_1^* et T_2^* en fonction du carré de l'épaisseur de TbFe	118

Chapitre V : DYNAMIQUE DE L'AIMANTATION A BASSES TEMPERATURES : A LA RECHERCHE DE L'EFFET TUNNEL MACROSCOPIQUE

Fig. V-1: Schématisation des lignes de champ entrant la boucle du μ -SQUID lorsque, sous l'effet d'un champ H, l'aimantation de la particule varie	124
Fig. V-2: Schéma d'un μ -SQUID posé sur un échantillon	125
Fig. V-3: Schématisation des lignes de champ d'une couche magnétique dont l'aimantation est (non) uniforme.....	126
Fig. V-4: Evolution de l'aimantation de GdFe(1000Å)/TbFe(3Å)/GdFe(500Å) en fonction du champ pour différentes températures.....	127
Fig. V-5: Variation de flux entrant la boucle du micro-SQUID en fonction du champ à T= 6K et $v=0.5$ Oe/s pour un champ appliqué à 5° de l'axe d'aimantation facile dans GdFe(1000Å)/TbFe(3Å)/GdFe(500Å)	127
Fig. V-6: Evolution du signal détecté par μ -SQUID en fonction du champ magnétique pour différentes températures comprises entre 6 et 3K sur GdFe(1000Å)/TbFe(3Å)/GdFe(500Å) ($v=0.5$ Oe/s, $\theta=5^\circ$).....	129
Fig. V-7: Evolution du signal détecté par μ -SQUID en fonction du champ magnétique pour différentes températures comprises entre 2 et 0.11K sur GdFe(1000Å)/TbFe(3Å)/GdFe(500Å) ($v=0.5$ Oe/s, $\theta=5^\circ$).....	129
Fig. V-8: Evolution de la variation de flux en fonction du champ magnétique pour différents angles θ ($v= 0.5$ Oe/s T=6K) pour GdFe(1000Å)/TbFe(3Å)/GdFe(500Å)	130
Fig. V-9: Evolution des champs de nucléation et de propagation en fonction de l'angle θ ($v= 0.5$ Oe/s T=6K) pour GdFe(1000Å)/TbFe(3Å)/GdFe (500Å).....	130
Fig. V-10: Evolution de la variation de flux en fonction du champ magnétique pour différents angle θ ($v= 0.5$ Oe/s T=0.11K) pour GdFe(1000Å)/TbFe(3Å)/GdFe(500Å).....	131
Fig. V-11: Evolutions des champs H_{n1} , H_{n2} , H_a en fonction de l'angle θ à T=0.1K et $v=0.5$ Oe/s pour GdFe(1000Å)/TbFe(3Å)/GdFe(500Å)	132
Fig. V-12: Variations des champs H_{n1} , H_{n2} , H_p et H_a en fonction de la température pour GdFe(1000Å)/TbFe(3Å)/GdFe(500Å), $v= 0.5$ Oe/s et $\theta=15^\circ$	132
Fig. V-13: Evolution de la moyenne de la variation de flux en fonction du champ magnétique appliqué à 5° de l'axe facile pour différentes températures ($v=0.5$ Oe/s) pour GdFe(1000Å)/TbFe(2Å)/GdFe(500Å)	133
Fig. V-14: Evolutions des champs H_{n1} , H_p et H_{c1} déduits de la figure V-13 en fonction de la température pour GdFe(1000Å)/TbFe(2Å)/GdFe(500Å).....	133

Fig. V-15: Variation des champs de propagation et de nucléation à 3K en fonction de l'angle entre le champ appliqué et l'axe d'anisotropie, sur un échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(2Å)/GdFe(500Å) avec une vitesse de balayage de 0.5 Oe/s	134
Fig. V-16: Variation des champs de propagation et de nucléation à 0.1K en fonction de l'angle entre le champ appliqué et l'axe d'anisotropie, sur un échantillon GdFe(1000Å)/TbFe(2Å)/GdFe(500Å) avec une vitesse de balayage de 0.5 Oe/s	134
Fig. V-17: Variation du champ de nucléation en fonction de la vitesse de balayage pour différentes températures sur GdFe(1000Å)/TbFe(2Å)/GdFe(500Å).....	135
Fig. V-18: Variation du champ de nucléation en fonction de la température pour deux vitesses de balayage sur GdFe(1000Å)/TbFe(2Å)/GdFe(500Å)	135
Fig. V-19: Evolution du champ de nucléation H_{n1} en fonction de (4) sur GdFe(1000Å)/TbFe(2Å) /GdFe(500Å).....	137
Fig. V-20: Variation du champ de propagation en fonction de la vitesse de balayage pour différentes températures sur GdFe(1000Å)/TbFe(2Å)/GdFe(500Å).....	137
Fig. V-21: Variation du champ de propagation en fonction de la température pour deux vitesses de balayage (1 et 250 Oe/s) sur GdFe(1000Å)/TbFe(2Å)/GdFe(500Å)	138
Fig. V-22: Evolution du champ de propagation en fonction de (6) sur GdFe(1000Å)/TbFe(2Å)/GdFe(500Å).....	139
Fig. V-23: Evolution du champ de propagation en fonction de (6) sur GdFe(1000Å)/TbFe(2Å)/GdFe(500Å).....	139
Fig. V-24: Evolution du champ de propagation en fonction de (7) sur GdFe(1000Å)/TbFe(2Å)/GdFe(500Å) pour $\alpha=4$ et pour $\alpha=3/2$	140
Fig. V-25: Evolution de la température T^* en fonction de T sur GdFe(1000Å)/TbFe(2Å)/GdFe(500Å) pour $\theta=15^\circ$	141
Fig. V-26: Evolution de l'aimantation en fonction du champ appliqué pour différentes températures sur GdFe(1000Å)/DyFe(3Å)/GdFe(500Å).....	142
Fig. V-27: Variation du champ de propagation en fonction de la vitesse de balayage pour différentes températures sur GdFe(1000Å)/DyFe(3Å)/ GdFe(500Å).....	142
Fig. V-28: Variation du champ de propagation H_p en fonction de (6) pour un champ appliqué à 15° de l'axe facile sur GdFe(1000Å)/DyFe(3Å)/ GdFe(500Å).....	143

Annexe : SIMULATION NUMERIQUE

Fig. A-1: Evolution de l'angle $\theta(x)$ entre (Oz) et le spin à la position x pour trois énergies d'échange A différentes	153
Fig. A-2: Evolution de $\theta(x)$ pour différents champs magnétiques appliqués.....	154

Résumé

Afin d'étudier la nucléation et la propagation de parois de domaines magnétiques à 180° à travers une barrière de potentiel, nous avons préparé des échantillons constitués d'une fine couche de TbFe amorphe comprise entre deux couches de GdFe amorphe. Les couches GdFe présentent des épaisseurs différentes (typiquement $500\text{\AA}$ et $1000\text{\AA}$) afin de permettre la nucléation d'une paroi dans seulement une des couches. Une anisotropie uniaxiale dans le plan de l'échantillon, nécessaire à la formation de parois à 180° , a été induite. L'alliage GdFe présentant une constante d'anisotropie beaucoup plus faible que l'alliage TbFe, ce dernier se comporte pour une paroi, comme une barrière de potentiel. Dans notre étude, l'épaisseur de TbFe est comprise entre 2 et $20\text{\AA}$. Ces nanostructures magnétiques sont similaires aux Jonctions à Parois de Domaines imaginées dans une approche théorique.

Les mesures d'aimantation quasi-statiques ont montré qu'après nucléation, une paroi de plusieurs centaines d'Angströms se comprime contre la couche de TbFe avant de la traverser. La propagation a lieu pour un champ d'autant plus élevé que la température de mesure est faible, ce qui est en accord avec le modèle de traversée de barrière par activation thermique.

Des mesures de relaxation de l'aimantation ont permis de préciser les phénomènes d'activation thermique et de montrer l'influence du champ et de l'épaisseur de TbFe sur la forme de la barrière. Une distribution de hauteur de barrière très faible en a été déduite.

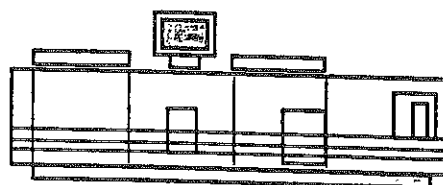
Enfin, des mesures dynamiques, locales à basse température par technique "Micro-SQUID" ont permis d'étudier les renversements de l'aimantation (nucléation et propagation) à l'échelle de quelques μm^2 . Nous avons pu observer en dessous de 0.7 K un processus de passage différent de celui observé à haute température, qui pourrait être une manifestation de l'effet tunnel de paroi prévu théoriquement.

Mots-clés:

Jonction à Paroi de Domaines - Paroi de domaines magnétiques - Nucléation - Propagation - Barrière de potentiel - Activation thermique - Effet tunnel - Nanostructure magnétique



Grenoble, mai 1997



Imprimé sur "Xerox 5090",
au Service Reprographie du CNRS de Grenoble.

