

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE ET L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

pour obtenir le grade

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

PIERRE MOLHO

SUJET

STRUCTURES EN DOMAINES MAGNETIQUES AU
VOISINAGE DE T_c : COMPORTEMENT CRITIQUE,
METASTABILITE, HYSTERESIS TOPOLOGIQUE

Soutenue le 10 Mars 1986 devant la commission d'Examen

M. CYROT Président

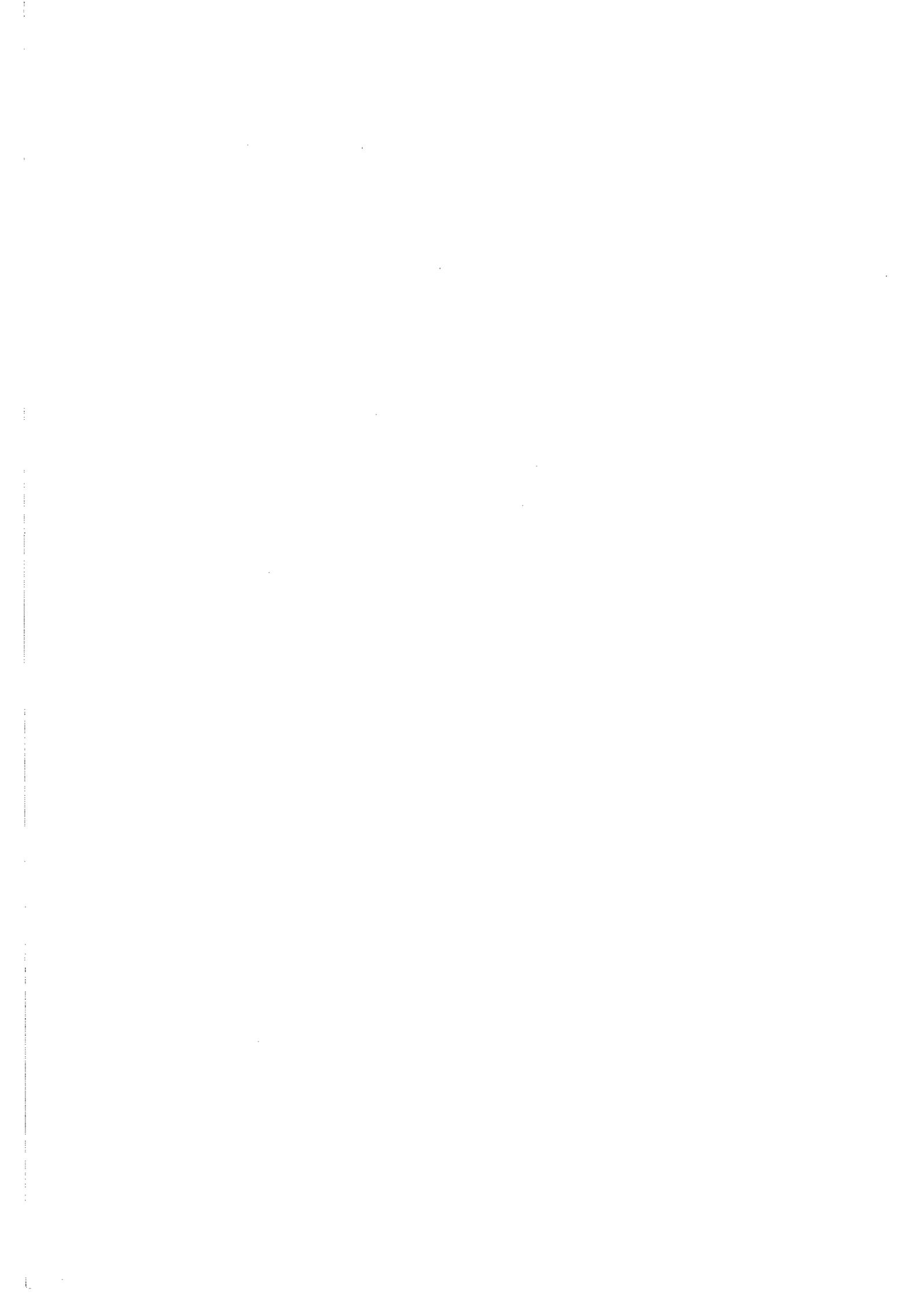
J. LAJZEROWICZ

P. LEDERER Examineurs

R. MAYNARD

J.L. PORTESEIL

R. VERGNE



Le présent travail a été réalisé au Laboratoire LOUIS NEEL du CNRS à Grenoble.

Je remercie Monsieur M. CYROT, Directeur du Laboratoire, pour l'honneur qu'il me fait en présidant le jury de cette thèse.

Messieurs P. LEDERER et R. MAYNARD ont accepté de participer à ce Jury ; je les en remercie très sincèrement.

Je remercie également Monsieur J. LAJZEROWICZ pour sa participation au jury et pour les discussions et suggestions dont j'ai pu bénéficier.

Monsieur R. VERGNE s'est toujours intéressé à mon travail. Je le remercie pour les encouragements qu'il n'a cessés de me prodiguer et pour sa lecture critique du manuscrit.

Jean-Louis PORTESEIL a proposé le sujet de cette thèse et en a assuré l'encadrement. Je suis heureux de lui exprimer ici ma sincère gratitude pour ses compétences, sa disponibilité et par le climat d'amitié qu'il a su créer entre nous.

Je garde une reconnaissance particulière à Yves SOUCHE, qui a participé à la partie optique de ce travail, à Bernard BARBARA et Bernard DIENY, pour les fructueuses discussions que nous avons pu avoir, ainsi qu'à Serge BISTON, Jean-Claude COTILLARD, Jean-François GUILLAUD, Georges THILLIER et Jean-Claude TISSOT qui se sont toujours montrés disponibles pour résoudre les problèmes techniques qui se posaient.

Une partie de ce travail a été réalisée en collaboration avec Jacqueline GOUZERH de Bellevue et Jean-Claude LEVY de Paris VI. Je profite de l'occasion pour les remercier de leur accueil ainsi que Roger ARGOUD, du Laboratoire de Cristallographie et Hubert MORICEAU, du LETI grâce à qui les observations à haute température ont pu être réalisées rapidement.

Je remercie sincèrement Yvette RANC qui a assuré la frappe de cette thèse avec beaucoup de gentillesse et de patience.

Le tirage a été réalisé par Madame TREVISSON et Monsieur PICHAND ; je les remercie également.

Enfin, je ne saurais dire combien je suis reconnaissant à tous ceux qui, par leur amitié et le soutien moral qu'ils m'ont apportés, ont grandement contribué à l'aboutissement de cette thèse.

I N T R O D U C T I O N

L'objet initial de ce travail était l'étude d'une structure en domaines ferromagnétiques au voisinage de la température de Curie, et en particulier le comportement critique des grandeurs caractérisant l'hystérésis. Nous avons choisi pour ce faire un échantillon de gadolinium, dont la température de Curie est proche de l'ambiante, qui présente une forte aimantation, et dont la structure magnétique est uniaxiale dans la gamme de température qui nous intéresse, conduisant à des structures en domaines simples. Le premier chapitre traite de cette étude.

La difficulté d'approcher très près de T_c nous a conduit à essayer d'avoir des informations sur la structure en domaines à cette température de manière un peu indirecte, en la trempant pour l'étudier à plus basse température. On obtient ainsi une structure métastable, dont l'étude par des cycles d'hystérésis est présentée dans le chapitre II.

Cette structure en domaines métastable se révèle intéressante en tant que telle et nous avons complété son étude par des mesures de désaimantation sous champ, présentée dans le chapitre III.

Il était dès lors tentant d'observer directement ces structures en domaines. Le gadolinium posant de ce point de vue de nombreux problèmes, nous avons dans un premier temps réalisé une simulation de structures en domaines afin d'essayer de caractériser la structure métastable. Cette simulation fait l'objet du chapitre IV.

Enfin, nous avons choisi un système différent pour lequel les observations sont possibles, une couche de grenat magnétique. C'est ce qu'on appelle un "matériau à bulles", qui présente des structures en domaines variées suivant la "préparation" de l'échantillon, et qui permet d'étudier les excursions dans l'ensemble des structures possibles sous l'effet du champ magnétique et de la température. Cette étude est présentée dans le chapitre V.

Une partie des résultats présentés dans cette thèse ont fait l'objet de publications, références [MOLH-1983 à 1986].

C H A P I T R E I

HYSTERESIS AU VOISINAGE DE T_C

I-1 - INTRODUCTION

L'étude des propriétés liées à l'hystérésis ferromagnétique, au voisinage de la température de Curie, est intéressante à plus d'un titre.

- Elle peut donner des informations sur le comportement critique de ces quantités "hors d'équilibre" que sont le champ coercitif ou l'aimantation rémanente et préciser ce que deviennent les notions de métastabilité, liées à des barrières d'énergie, près de T_C .

- Au voisinage de points critiques, se dégagent des propriétés d'universalité. Certaines grandeurs dépendent des détails du système étudié (température d'ordre), d'autres sont très générales (exposants critiques). La notion de champ coercitif, qui semble très liée à la texture intime du matériau, ne devient-elle pas davantage intrinsèque lorsqu'on approche de la transition ferromagnétique ?

- Les grandeurs caractérisant l'hystérésis sont décrites par des modèles [KERS-1943 ; NEEL-1946 ; GOOD-1954] qui, en particulier, les relient aux grandeurs thermodynamiques. L'étude des variations critiques des unes et des autres peut permettre de tester la validité de ces modèles.

- La décomposition en domaines d'un corps ferromagnétique se produit-elle au sein d'une phase homogène, en dessous de T_C , ou est-elle préfigurée dans la phase paramagnétique, par les fluctuations spatiales de l'aimantation ? [TARA-1976 ; TARA-1980 ; WASI-1981 ; BARK-1983 ; GABA-1984 ; BARK-1986].

Outre l'intérêt d'étudier le voisinage de T_C en soi, la région critique présente l'avantage d'être une gamme de température où les divers termes d'énergie (échange, anisotropie, dipolaire) ont des variations thermiques rapides et éventuellement différentes. La structure en domaines, qui résulte du compromis entre ces grandeurs, peut donc évoluer lorsque la température varie, ce qui permet d'étudier différentes structures en domaines, les passages de l'une à l'autre, les effets de métastabilité plus ou moins prononcés, sur un même échantillon, et dans des conditions expérimentales voisines.

I-2 - ASPECT EXPERIMENTAL

I-2-1 - L'échantillon

Cette étude a été réalisée sur le gadolinium, qui présente plusieurs avantages. D'abord, il possède une température de Curie proche de la température ambiante, 20°C. Une température de Curie élevée, conduit à des problèmes, comme par exemple l'existence de transformations métallurgiques, lorsqu'on doit chauffer l'échantillon au-dessus de T_C . Une régulation de la température, dans cette gamme, permet d'approcher T_C jusque vers 10^{-3} en température réduite ($\epsilon = (T_C - T)/T_C$). De plus, aux températures qui nous intéressent (entre - 15°C et 20°C), le gadolinium est ferromagnétique, à anisotropie uniaxiale, ce qui conduit à des structures en domaines relativement simples, où n'interviennent que des parois à 180°, c'est à dire séparant des domaines d'aimantation opposée. Enfin, il possède une aimantation spontanée M_S élevée, ce qui permet des mesures suffisamment précises, même assez près de T_C .

Par contre, un des désavantages du gadolinium, est la difficulté d'effectuer des observations directes de structures en domaines, dans la masse de l'échantillon : Il est opaque à la lumière visible, ce qui interdit les observations optiques par transmission, et très absorbant pour les neutrons de longueurs d'ondes couramment utilisées dans ce type d'étude [REKV-1971 ; REKV-1973]. En ce qui concerne les observations de surface, d'ailleurs rendues délicates par la grande oxydabilité de Gd, elles peuvent ne pas traduire ce qui se passe dans la masse de l'échantillon, en raison de la présence éventuelle de domaines de fermeture, l'anisotropie du gadolinium n'étant pas très élevée.

Nous avons réalisé sur Gd des mesures macroscopiques, de cycles d'hystérésis, et semi-microscopiques, de bruit Barkhausen. L'échantillon utilisé est un tore polycristallin, de diamètre extérieur 33,98 mm, de diamètre intérieur 23,95 mm, et de masse 18,4625 g. Sa densité vaut 7,63. Il a été recuit pendant 8 h à 1050°C, et la qualité de recuit semble satisfaisante pour ce qui est de la cristallisation : en effet, une étude par microscopie de la structure métallurgique [ASTI-1982] a montré des grains relativement gros (~ 150 μm) ; de plus, le champ coercitif mesuré à 0°C, est inférieur à 2 Oe. Sachant qu'on peut estimer le champ d'anisotropie dans Gd, à environ 600 Oe, on peut considérer que notre échantillon est relativement doux, et que l'essentiel de la coercivité provient des joints de grains.

A titre de comparaison, du fer polycristallin, très pur et bien recuit, qualifié de très doux, présente un champ coercitif de l'ordre de l'Oersted, alors que le champ d'anisotropie vaut environ 500 Oe [HERP-1968].

Le Tableau I-1 présente un certain nombre de données expérimentales sur le gadolinium, ainsi que les références des publications d'où sont tirées ces valeurs.

Tableau I-1

grandeur	symbole	valeur	références
paramètres cristallins	a_0	3,636 Å	} voir [GSCH-1978]
	c_0	5,7826 Å	
aimantation spontanée à 0°K	M_S	271 uem/g	
constante d'anisotropie à 0°C	K	$3 \cdot 10^5$ erg/cm ³	[SMIT-1978]
température de Curie	T_C	292,5 K	[GRAH-1965]
		292,85 K	[DEVE-1965]
		293,3 K	[DESC-1971]
<u>exposants critiques</u>			
aimantation	β	0,31	[SHEN-1973]
		0,3815	[DESC-1971]
		0,37	[VICE-1970]
		0,39	[SALE-1982]
susceptibilité	χ	1,33	[GRAH-1965]
		1,17	[DEVE-1965]
		1,196	[DESC-1971]
isotherme critique	δ	4,39	[GRAH-1965]
		3,615	[DESC-1971]

I-2-2 - Appareillage

L'outil essentiel de cette étude est un amplificateur galvanométrique très sensible décrit par ailleurs [VERG-1971]. Muni d'une contre réaction capacitive, il fonctionne en intégrateur et est utilisé comme fluxmètre. Le principe des mesures est le suivant : L'échantillon est entouré de plusieurs bobinages. Un bobinage "primaire" permet de lui appliquer des champs magnétiques. la forme torique élimine les problèmes de champ démagnétisant. Un bobinage "secondaire" est alors le siège d'une f.e.m. induite par la variation de flux dans l'échantillon. L'intégration et l'amplification de ce signal, par le fluxmètre, donnent une mesure de l'induction dans le matériau, et permettent d'en déduire l'aimantation.

Nous nous intéressons essentiellement à la partie irréversible des variations d'aimantation du matériau. Or, la partie réversible, qui est proportionnelle au champ, est largement prépondérante. Il est donc intéressant de compenser ce terme réversible, afin de pouvoir amplifier le signal et mesurer avec précision les variations irréversibles. On utilise pour ce faire, une mutuelle inductance réglable. On envoie dans le primaire de celle-ci, une fraction connue du courant magnétisant. Le secondaire de la mutuelle inductance, placé en série-opposition avec l'enroulement de captation du flux autour de l'échantillon, est donc le siège d'un flux proportionnel au champ, ajustable de façon à pratiquement annuler la partie réversible du flux dans l'échantillon.

Au niveau de l'échantillon : Le courant I dans le primaire, crée un champ $H = k_0 I$ (k_0 C^{te} de champ). L'échantillon acquiert une aimantation M. On mesure une induction $B = \mu_0 (H + 4 \pi M)$ où $\mu_0 = 1$ dans le système c.g.s. utilisé ici.

Au niveau de la mutuelle inductance : Le courant crée un flux LI dans le secondaire, correspondant à une induction LI/NS (N : Nombre de spires au secondaire de l'échantillon ; S : Section de l'échantillon ; L : Inductance réglable).

Au total, on mesure une induction : $B' = H + 4 \pi M - (LH/NSk_0)$. Le signal de sortie du fluxmètre s est donc lié à l'aimantation par :

$$\lambda \cdot s = \frac{B'}{4\pi} = M - H \left[\frac{L}{4\pi NSk_0} - \frac{1}{4\pi} \right] \quad (\lambda \text{ constante du fluxmètre}).$$

On peut donc ajuster L afin de compenser le terme réversible (proportionnel à H) dans M.

Les mesures de cycles d'hystérésis et de bruit Barkhausen, si elles utilisent le même amplificateur galvanométrique, le font dans des conditions un peu différentes.

Pour les mesures de cycles d'hystérésis, on l'utilise en fluxmètre, donc en intégrateur. De ce fait, il est peu sensible aux "bruits" de fréquence élevée. Par contre, il peut être sujet à des dérives, occasionnées par des parasites isolés. Ces problèmes de dérives éventuelles du fluxmètre interdisent d'utiliser des fréquences de cycles trop basses.

Les mesures de bruit Barkhausen utilisent l'amplificateur directement sans intégration. Tous les parasites sont donc aussi amplifiés et en particulier le 50 Hz qui pollue toutes les installations électriques. Il est éliminé du signal ainsi que ses harmoniques, grâce à un filtre passe bas dit "en peigne", qui s'autocalibre sur la

fréquence à éliminer [MEHA-1974]. Le signal correspondant au bruit Barkhausen est une série d'impulsions $V(t)$, résultant du déplacement brusque des parois, sous l'influence du champ magnétique. Sur certains échantillons monocristallins, contenant peu de parois, ces sauts peuvent être individualisés. Sur des échantillons comme le nôtre, seule une étude statistique est possible. On mesure donc la puissance du signal de bruit Barkhausen, définie comme l'intégrale, sur un temps suffisamment court devant le temps de mesure, du carré des impulsions :

$$P(t) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} v^2(t') dt'$$

Cette mesure est réalisée à l'aide d'un quadrateur, délivrant un signal proportionnel au carré des impulsions, le temps d'intégration étant ajusté de façon à éliminer les fluctuations rapides de la puissance de bruit.

Autour du tore, divers bobinages ont donc été réalisés :

- Deux enroulements primaires (111 et 114 spires) afin d'appliquer des cycles de champ, ou de désaimanter l'échantillon par un champ alternatif d'amplitude lentement décroissante depuis une valeur grande vis-à-vis du champ coercitif. Les constantes de champ de ces deux enroulements sont respectivement 15,49 et 15,90 Oe/A.
- Plusieurs enroulements secondaires (35, 70, et 173 spires) afin de mesurer les variations de flux dans l'échantillon, qui permettent d'avoir plusieurs sensibilités de mesure. La constante du fluxmètre, pour l'enroulement de 35 spires, vaut $15,11 \text{ uem cm}^{-3} \text{ V}^{-1}$.

L'échantillon ainsi bobiné est immergé dans un bain d'huile, en contact thermique avec une circulation d'alcool, elle-même régulée en température, dans une gamme allant de -15°C à $+100^\circ\text{C}$. Une sonde platine, plongeant dans le bain d'huile, au voisinage de l'échantillon, permet d'avoir une mesure précise des variations de température. La stabilité de la température est assurée dans ces conditions à environ $0,05^\circ\text{C}$ près, à condition toutefois que les calories apportées par les bobinages parcourus par des courants, aient le temps de s'évacuer, et donc que l'amplitude des cycles de champ ne soit pas trop élevée.

L'ensemble est protégé des champs extérieurs parasites, par un blindage en fer doux. Les champs sont appliqués à l'échantillon grâce à un générateur de tension, réalisé au laboratoire, pouvant délivrer 2 A sous 20 V. Il permet de réaliser des cycles de champ symétriques (0, H, -H, 0), dissymétriques (0, H, 0), d'amplitude et de fréquence variables, et offre une souplesse suffisante pour permettre des

modifications en cours de mesure. Lorsqu'on règle le générateur pour effectuer des cycles symétriques, il peut toutefois exister, pour les cycles de faible amplitude ($< 0,5$ Oe), un léger défaut de symétrie de quelques pour-cents.

Dans les conditions expérimentales qui sont les nôtres, l'amplitude maximale des champs que l'on peut appliquer est de l'ordre de 30 Oe. La tension mesurée aux bornes d'une résistance de 1Ω , en série avec le bobinage primaire utilisé, est envoyée sur la voie X d'une table traçante XY, et donne ainsi la composante champ magnétique des cycles d'hystérésis $M(H)$.

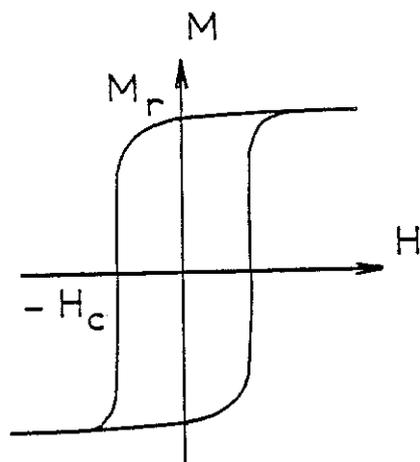
I-3 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons mesuré des cycles d'hystérésis symétriques sur le tore de Gd polycristallin, entre - 15 et 23°C, afin d'étudier les variations thermiques du champ coercitif, H_C , et de l'aimantation rémanente, M_R . Nous avons également mesuré, dans la même gamme de température, la variation thermique de la puissance de bruit Barkhausen, P_B .

Avant de présenter les résultats de ces mesures, il est nécessaire de préciser les notions de champ coercitif et d'aimantation rémanente, ainsi que la manière de les mesurer.

I-3-1 - Champ coercitif - Aimantation rémanente

Une définition courante de ces quantités qui résultent de phénomènes complexes, peut se représenter sur un cycle d'hystérésis schématique (fig. I-1).



- M_R est l'aimantation que conserve l'échantillon en champ nul, après avoir été saturé par un champ important
- H_C est alors le champ inverse qu'il faut appliquer pour annuler l'aimantation.

Figure I-1

En pratique, cette référence à un état saturé n'est pas toujours appropriée et on pourrait presque dire que la définition de ces quantités dépend du matériau considéré.

Pour ce qui est du champ coercitif, il existe des modèles, donnant une description qualitative des mécanismes conduisant à la coercivité (voir [HERP-1968 ; KITT-1956]). Ces modèles distinguent plusieurs catégories de matériaux : Matériaux doux (H_C faible), durs, de type "grains fins", massifs etc ... Mais le calcul des valeurs du champ coercitif, au sein de chaque catégorie, est rendu difficile par la grande

sensibilité de ce dernier à la texture même du matériau, c'est à dire à la présence d'impuretés, de défauts, de contraintes, etc ... Les modèles essaient de décrire les divers types de défauts, et leur influence respective suivant les matériaux. Schématiquement, on peut distinguer trois catégories, pour lesquelles les mécanismes invoqués sont différents, et conduisent à des définitions distinctes du champ coercitif.

- grains fins

L'échantillon est en grains très fins. La taille des grains est suffisamment faible pour interdire leur subdivision en domaines, qui conduirait à une surface de parois trop importante, et donc énergétiquement défavorable. Ce sont donc de petits monocristaux qui s'orientent dans le champ, et c'est l'anisotropie qui gouverne les mécanismes d'aimantation (anisotropie magnétocristalline, de forme, ou provenant de contraintes). Un grain d'aimantation opposée au champ appliqué, se retourne brusquement lorsque celui-ci atteint la valeur correspondant au champ d'anisotropie. C'est ce champ d'anisotropie qui définit le champ coercitif dans le cas de grains orientés, ou sa moyenne suivant toutes les directions dans le cas de grains désorientés.

- matériaux durs

Lorsque la taille des grains est suffisante pour permettre une subdivision de ceux-ci en domaines, les variations irréversibles d'aimantation sont dues aux déplacements de parois. Le champ coercitif est alors déterminé par le plus difficile des deux mécanismes, nucléation de domaines inverses ou propagation des parois, permettant la croissance de ces domaines. Si le champ de nucléation est plus élevé que le champ de propagation, dès qu'un noyau de domaine inverse apparaît, ses parois peuvent se propager loin, et l'aimantation s'inverser. Si le taux de défauts favorisant la nucléation de domaines inverses augmente, le champ coercitif diminue. Par contre, si c'est le champ de propagation qui est plus élevé, les parois sont arrêtées par des obstacles, et le champ coercitif correspond au champ nécessaire pour franchir les plus gros. Dans ce cas, si la densité de défauts (susceptibles de piéger des parois), augmente, le champ coercitif augmente.

- matériaux doux

Ce cas est un peu analogue au précédent c'est à dire que les mécanismes d'aimantation sont régis par les déplacements de parois. Mais, d'une part, les problèmes de nucléation n'interviennent pas en général et le champ coercitif est défini par la difficulté de propagation des parois. D'autre part, les valeurs de ce champ sont beaucoup plus faibles, les tensions et les défauts étant minimisés par recuit.

La coercivité peut être décrite par le modèle de "la fonction potentielle". Sous l'effet de la "pression" du champ magnétique, les parois se déplacent dans l'échantillon. L'énergie d'interaction entre les parois et le réseau cristallin fluctue spatialement, en raison de l'inhomogénéité des tensions internes, des impuretés, etc... Ce sont les barrières d'énergie résultant de ces fluctuations qui arrêtent les parois. Le champ coercitif traduit une valeur moyenne de la hauteur des barrières rencontrées, et correspond au champ nécessaire pour que les parois effectuent la moitié de leur libre parcours moyen dans l'échantillon.

Cette définition microscopique du champ coercitif est en réalité une notion utilisable en champ faible (vis à vis de H_C), tant que la structure en domaines évolue peu, d'où la difficulté à la relier au champ coercitif défini sur un cycle d'hystérésis où on sature l'échantillon. Néanmoins, pour un matériau doux, où la structure qui se renuclée après saturation est analogue statistiquement à la précédente, ces deux définitions recouvrent la même réalité.

L'aimantation rémanente est un peu la conséquence du mécanisme prépondérant dans la coercivité. Sa valeur est bien sûr liée à celle de M_S . Mais dans le cas d'un mécanisme de type grains fins, où les grains se retournent lorsque le champ atteint la valeur du champ d'anisotropie, ou bien dans le cas où la nucléation de domaines inverses est facile et où ce sont les accrochages de parois qui définissent le champ coercitif, la diminution de l'aimantation lorsque le champ décroît n'interviendra qu'en champ négatif : M_R sera alors relativement importante.

Par contre, dans le cas où la propagation des parois est facile, et où la coercivité provient de la difficulté à nucléer des domaines inverses, si cette nucléation se produit dès que le champ décroît (sans attendre des champs négatifs), l'aimantation rémanente sera relativement faible. Là encore, en réalité, de nombreuses possibilités existent, en fonction des paramètres propres de chaque échantillon (défauts, tensions, forme, ...), en plus des propriétés intrinsèques du matériau (aimantation spontanée, anisotropie, etc ...).

Cette description est schématique et les distinctions entre les types d'anisotropies (nombres d'axes, etc ...), entre les monocristaux et les polycristaux, etc.. conduisent à une variété de mécanismes et de comportements bien supérieure. Pour ce qui nous concerne, l'échantillon est doux, polycristallin et à anisotropie uniaxiale faible (au moins dans la zone de température étudiée). Les directions des axes d'anisotropie des grains étant uniformément distribuées, c'est la projection du champ sur

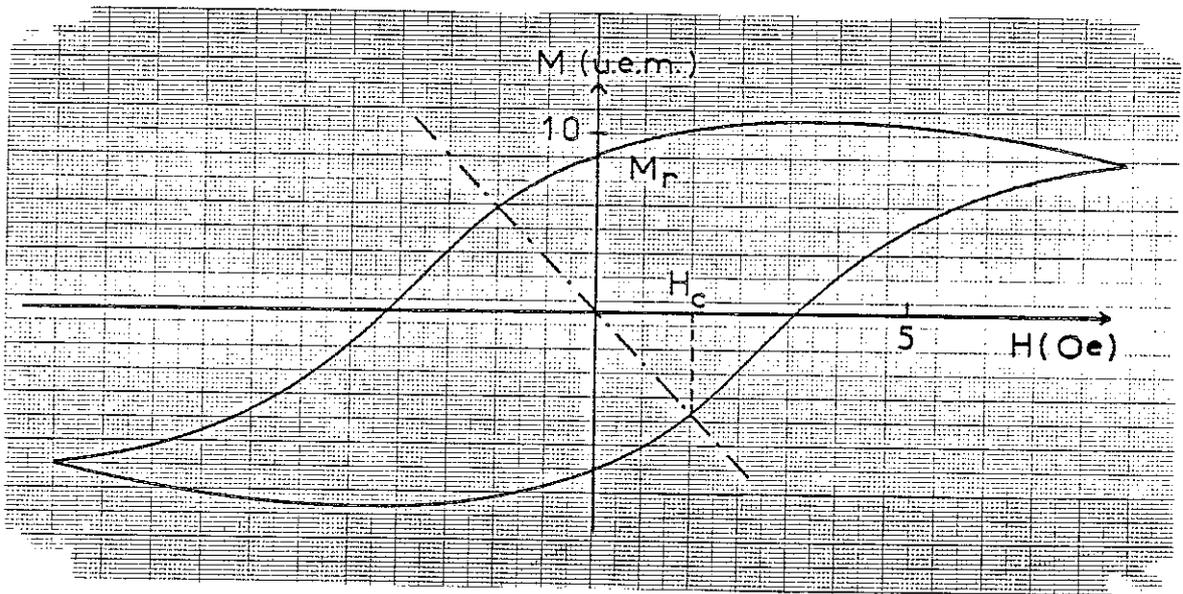


Figure I-2 : Exemple de cycle d'hystérésis expérimental.

Afin d'augmenter la précision de la mesure de H_c , un terme proportionnel au champ (trait mixte) est soustrait à l'aimantation. La forme du cycle en est modifiée mais pas les valeurs en champ nul. H_c est déterminé graphiquement comme indiqué sur la figure.

ces axes, $H \cos\theta$, qui est le champ effectif en ce qui concerne les déplacements de parois. La "saturation" de ces processus nécessite donc des champs plus élevés que dans un monocristal. L'anisotropie étant faible, la rotation des moments dans la direction du champ appliqué, peut intervenir avant que les déplacements de parois soient terminés ; il y a donc un mélange des deux processus rotations et déplacements de parois, qui modifie les cycles d'hystérésis et rend plus difficile la définition du champ coercitif et de l'aimantation rémanente.

La "saturation" n'a donc pas grand sens pour les processus irréversibles qui nous intéressent, et nécessiterait des champs très élevés au regard des valeurs que l'on cherche à mesurer.

Nous avons donc adopté pour H_C et M_R la détermination suivante : M_R est l'aimantation en champ nul après avoir appliqué un champ "grand" devant H_C . H_C est le champ nécessaire pour annuler l'aimantation dans les mêmes conditions. En pratique, les valeurs des quantités ainsi définies varient avec l'amplitude du cycle de champ, mais d'autant moins que la condition "grand devant H_C " est bien remplie. Or, appliquer des cycles de grande amplitude pose aussi des problèmes : risque de dérive du fluxmètre, apport important de calories par le bobinage de champ, perturbant la mesure, sensibilité réduite pour la mesure de champs coercitifs faibles.

Le compromis entre ces deux contraintes nous a conduit à choisir pour amplitude des cycles de mesure, une valeur de l'ordre de 9 Oe. Le champ coercitif mesuré, dans ces conditions, dans la gamme de température où nous travaillons, reste inférieur à 2 Oe. Une détermination de H_C à l'aide de cycle d'amplitude plus importante (25 Oe) conduit à des valeurs inférieures à 3 Oe. On peut donc considérer que l'amplitude des cycles de champ que nous avons utilisée est suffisamment grande devant H_C , et que les résultats sont significatifs des processus irréversibles de déplacements de parois.

I-3-2 - Variations thermiques de H_C , M_R , P_B

La figure I-2 représente un exemple de cycle, mesuré à $-8,4^\circ\text{C}$, l'échantillon ayant été initialement désaimanté par un champ alternatif d'amplitude lentement décroissante ; les cycles sont stables après la première aimantation.

La lecture de l'aimantation rémanente, M_R est immédiate. Celle de H_C nécessite la construction graphique indiquée sur la figure, qui consiste à soustraire le terme négatif, proportionnel au champ, provenant de la mutuelle inductance en série-opposition avec le secondaire de l'échantillon.

Les variations thermiques de M_R et H_C entre 0°C et 23°C sont présentées sur la figure I-3. Ces deux quantités présentent une forte décroissance lorsque la température augmente, au voisinage de 20°C . Vers $20,5^\circ\text{C}$, cette décroissance se ralentit, et il persiste une "queue" dans les variations thermiques de H_C et M_R jusque vers $21,5^\circ\text{C}$. Cet étalement de la transition peut être attribué à une distribution des T_C au sein de l'échantillon. En effet, la température de Curie de Gd est très sensible à l'état de contrainte du matériau et peut varier de plusieurs degrés en fonction du taux de dislocations. Ces dislocations créent des champs de contrainte, qu'on peut représenter localement par une pression, inhomogène dans l'échantillon, et $dT_C/dP = -1,5 \text{ K/Kbar}$ [WILL-1981]. Un étalement de 1 degré pour la transition semble tout à fait réaliste pour un échantillon polycristallin bien recuit.

Le ralentissement dans la décroissance de M_R et H_C , à partir de $20,50^\circ\text{C}$, suggère que la température de Curie que l'on peut définir comme caractéristique de l'échantillon, est inférieure à $20,50^\circ\text{C}$. Mais la présence de cette "queue" empêche une détermination directe précise de cette température.

La figure I-4 représente la variation de la puissance de bruit Barkhausen au cours d'un cycle de champ d'amplitude $10,3 \text{ Oe}$, de fréquence $0,05 \text{ Hz}$, mesurée à 10°C . Plusieurs cycles de champ sont enregistrés afin de déterminer une courbe moyenne, où les fluctuations sont atténuées. La puissance de bruit croît lorsque le champ augmente, pour passer par un maximum pour un champ un peu supérieur au champ coercitif, puis reste faible lorsque le champ décroît. Elle présente la même variation en champ négatif.

Une intégration graphique donne la valeur moyenne de la puissance de bruit par cycle, notée P_B . Les variations thermiques de cette quantité, entre 0 et 23°C , sont portées sur la figure I-3. P_B décroît lorsque la température augmente, pour s'annuler vers $20,5^\circ\text{C}$, de manière analogue à H_C et M_R .

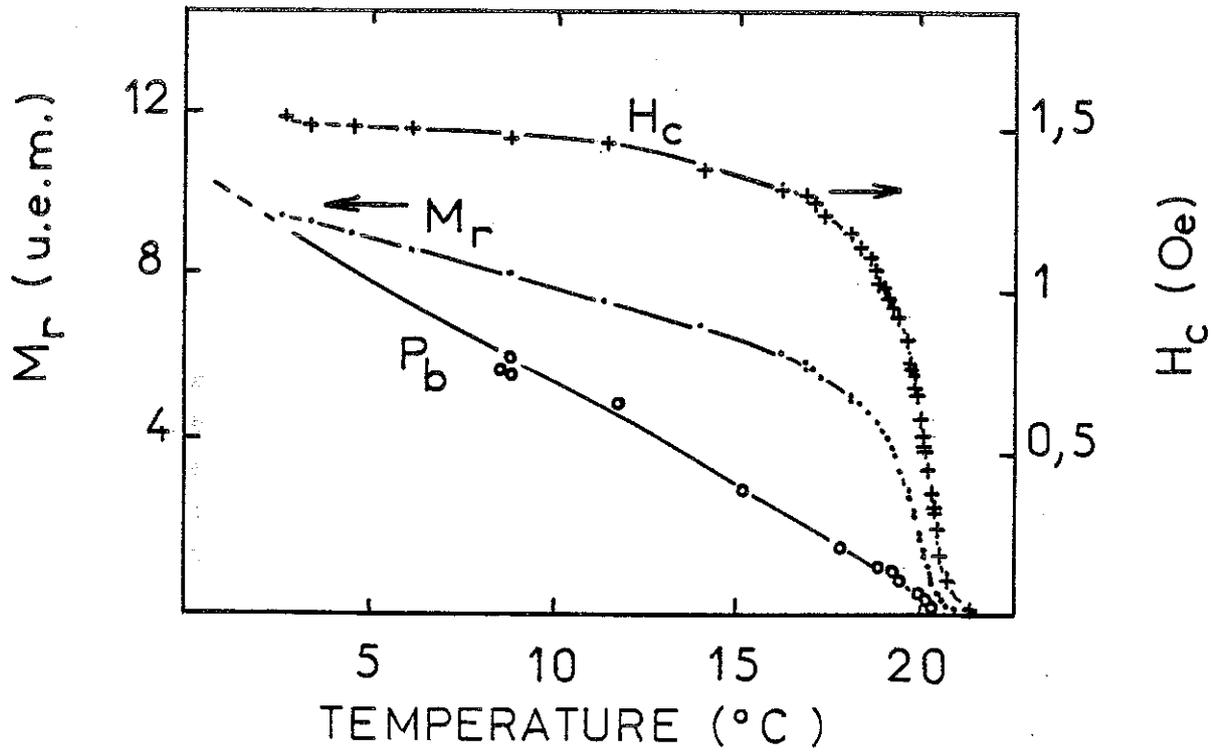


Figure I-3 - Variations thermiques de H_c , M_R et P_B entre 0 et 22°C.
 P_B est en unité arbitraires.

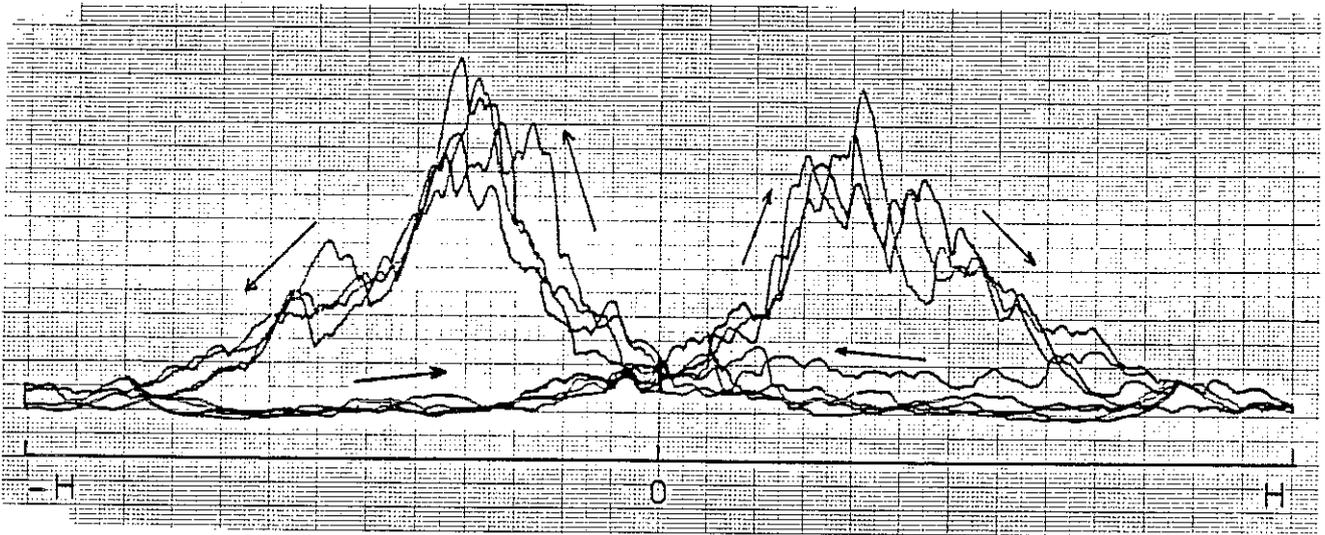


Figure I-4 - Puissance de bruit Barkhausen en fonction du champ, à 10°C, pendant quelques cycles symétriques ($H_M = 10,3$ Oe).
Les flèches indiquent le sens de variation du champ.

I-3-3 - Exposants critiques

Dans la région critique, les grandeurs comme l'aimantation spontanée, la susceptibilité, ... varient avec la température comme des lois puissance de la température réduite, $\epsilon = (T_C - T)/T_C$. On s'attend à ce que le champ coercitif, l'aimantation rémanente et la puissance de bruit Barkhausen, qui sont fonction des grandeurs thermodynamiques, se comportent de la même manière. Le logarithme de ces quantités doit donc varier linéairement en fonction de $\text{Log } \epsilon$, dans une certaine gamme de température, les pentes des droites ainsi définies étant égales aux exposants critiques.

Ces tracés sont très sensibles au choix de T_C , et une manière de déterminer la température critique, est de choisir celle qui donne le tracé linéaire le plus long du côté des ϵ faibles. Dans notre cas, ce critère permet de situer T_C entre 20,35 et 20,45°C, mais pas de préciser davantage, les tracés obtenus pour ces différentes valeurs étant très analogues. Les trois quantités mesurées, H_C , M_R et P_B présentent des comportements similaires :

- Dans une première gamme de températures, correspondant à $\epsilon >$ quelques 10^{-3} , leur logarithme varie linéairement en fonction de $\text{Log } \epsilon$, les pentes de ces variations définissant leur exposants critiques dans ce premier régime.

- Plus près de T_C , pour $\epsilon <$ quelques 10^{-3} , ces variations sont toujours linéaires, mais avec des pentes plus fortes.

La valeur de ϵ où se produit le changement de régime pour chacune des grandeurs H_C , M_R , P_B , ainsi que la valeur des pentes plus faibles (dans le régime $\epsilon >$ quelques 10^{-3}), sont pratiquement insensibles au choix de la valeur de T_C , entre 20,35 et 20,45°C. Par contre, la valeur des pentes plus fortes (dans le régime $\epsilon <$ quelques 10^{-3}) dépend de ce choix.

Nous avons porté dans le Tableau I-2 l'ensemble de ces valeurs, ainsi que celles des pentes mesurées dans le régime $\epsilon <$ quelques 10^{-3} , pour le choix de $T_C = 20,43^\circ\text{C}$, qui sera la valeur que l'analyse des résultats nous conduira à adopter. La figure I-5 représente les variations de $\text{Log } H_C$, $\text{Log } M_R$ et $\text{Log } P_B$ en fonction de $\text{Log } \epsilon$ pour ce choix de T_C , pour des températures réduites comprises entre 10^{-1} et $6 \cdot 10^{-4}$.

Ces mesures mettent donc en évidence un changement de régime des quantités liées à l'hystérésis pour une température réduite de quelques 10^{-3} , soit environ quelques fois $0,3^\circ$ en-dessous de T_C . Les exposants critiques, bien définis dans le régime plus éloigné de T_C , le sont moins bien dans le second régime.

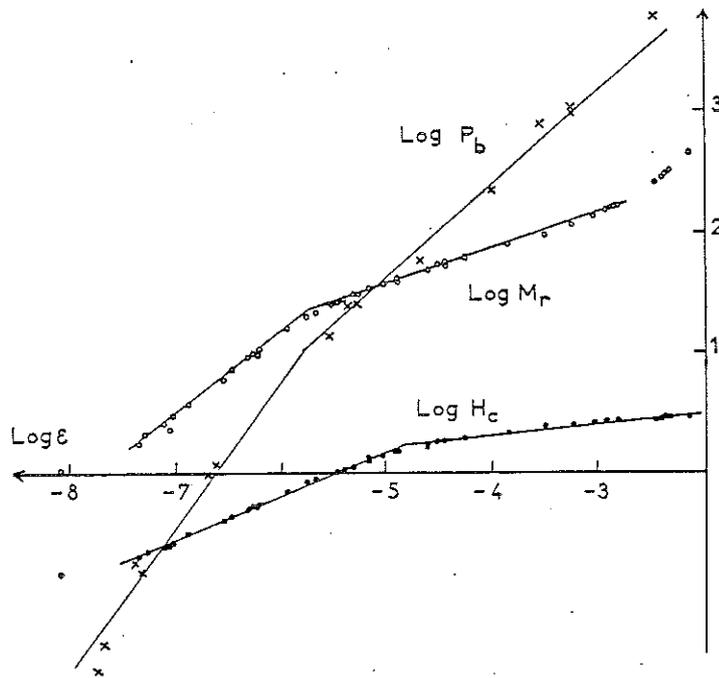


Figure I-5 - Variations de $\text{Log } H_c$, $\text{Log } M_R$ et $\text{Log } P_B$ en fonction de $\text{Log } \epsilon$, pour $T_c = 20,43^\circ\text{C}$ ($\epsilon = (T_c - T)/T_c$).

		H_c	M_R	P_B
Changement de régime : ϵ^*		$8 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$
Pentes plus faibles ($\epsilon > \epsilon^*$)		0,1	0,29	0,76
Pentes fortes ($\epsilon < \epsilon^*$)	$T_c = 20,35$	0,32	0,51	0,93
	$T_c = 20,43$	0,38	0,67	1,30
	$T_c = 20,45$	0,40	0,71	1,38

Tableau I-2 - Valeurs des températures réduites de changement de régime et des exposants critiques dans les deux régimes, de H_c , M_R et P_B . (Les exposants mesurés dans le régime $\epsilon < \epsilon^*$, dépendent du choix de la valeur de T_c).

L'analyse qui va suivre va consister à décrire l'origine de ce crossover, et à présenter des modèles de H_c , M_R et P_B , permettant de relier ces exposants mesurés, aux exposants critiques classiques.

I-4 - ANALYSE DES RESULTATS

I-4-1 - Crossover

L'énergie magnétostatique (de pôles) d'un échantillon ferromagnétique conduit à sa décomposition en domaines. Dans le cas d'un matériau à anisotropie uniaxiale, ces domaines sont d'aimantation opposée, et sont séparés par des régions qui permettent à l'aimantation de s'inverser, les parois à 180°, dans lesquelles l'aimantation n'est pas uniforme.

La taille des domaines est fixée par le compromis entre l'énergie de pôles et l'énergie de paroi. La structure et la dimension des parois résultent du compromis entre l'énergie d'échange, tendant à étaler la zone de transition, et l'énergie d'anisotropie, tendant à limiter le nombre de spins hors de l'axe de facile aimantation.

Habituellement, dans les échantillons massifs, on décrit les parois comme une région où l'aimantation, d'amplitude constante, tourne progressivement depuis la direction d'un domaine à la direction opposée, dans un plan parallèle à l'aimantation des domaines (Parois de Bloch - Fig. I-6 a).

Dans le voisinage de T_c , la densité d'énergie libre ne présente plus un minimum accentué pour une valeur donnée de l'aimantation et on doit envisager des parois où la rotation s'accompagne d'une variation du module de M . Bulaevski et al, dans le cadre d'une approximation de champ moyen, ont étudié ce cas [BULA-1964].

L'axe Oz étant l'axe de facile aimantation, l'aimantation dans la paroi est supposée parallèle au plan yOz . En champ nul, la densité d'énergie libre, au voisinage de T_c , a l'expression suivante [LAND-1969] :

$$F = F_0 - \frac{1}{2} AM^2 + \frac{1}{4} BM^4 + \frac{1}{2} p \left[\left(\frac{dM_y}{dx} \right)^2 + \left(\frac{dM_z}{dx} \right)^2 \right] + \frac{1}{2} qM_y^2$$

où $A = A_1 (T_c - T)$ (A_1 constante positive).

Aux termes classiques du développement de Landau, s'ajoutent un terme d'énergie dû à la non uniformité de l'aimantation dans la paroi, et un terme d'énergie d'anisotropie lié à l'existence de moments hors de l'axe c de facile aimantation. Si θ est l'angle entre M et l'axe c , le premier terme, qui provient essentiellement de l'échange, aura l'expression $\frac{1}{2} pM^2 \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2$ et le second $\frac{1}{2} qM^2 \sin^2\theta$

La constante d'échange $E = \frac{1}{2} pM^2$ et la constante d'anisotropie $K = \frac{1}{2} qM^2$, sont donc des quantités qui varient avec la température, au voisinage de T_C , comme le carré de l'aimantation spontanée [LAND-1969]. (K est une énergie par cm^3 et E , qui est la constante d'échange habituellement notée $A = 2JS^2/a$ est une énergie par cm).

La minimisation de l'énergie libre conduit à distinguer deux cas :

a) $q/A < 1$, soit $T < (A_1 T_C)/2q$

La solution de moindre énergie est de type paroi de Bloch. L'aimantation, d'amplitude constante M , tourne progressivement de 180° (Figure I-6 a). Le profil de la composante suivant Oz est décrit par : $M_z = M \operatorname{th} x(\sqrt{p/q})$. On définit habituellement, et de façon inévitablement arbitraire, l'épaisseur de paroi comme $\delta = 4 \sqrt{(p/q)}$.

Lorsque T approche de la valeur $(A_1 T_C)/2q$, l'hélice circulaire devient elliptique, la composante M_y ayant une décroissance plus rapide que M_z .

b) $q/A > 1$, soit $T > (A_1 T_C)/2q$

La paroi a alors une structure différente : L'aimantation reste suivant l'axe Oz , de facile aimantation, mais décroît depuis le bord de la paroi, pour s'annuler en son centre. La paroi a un caractère linéaire (Fig. I-6 b), et $M_z = M \operatorname{th} x(\sqrt{2p/A})$. L'épaisseur de paroi vaut alors : $\delta = 4 \sqrt{2p/[A_1(T_C - T)]}$ et diverge comme $(T_C - T)^{-1/2}$.

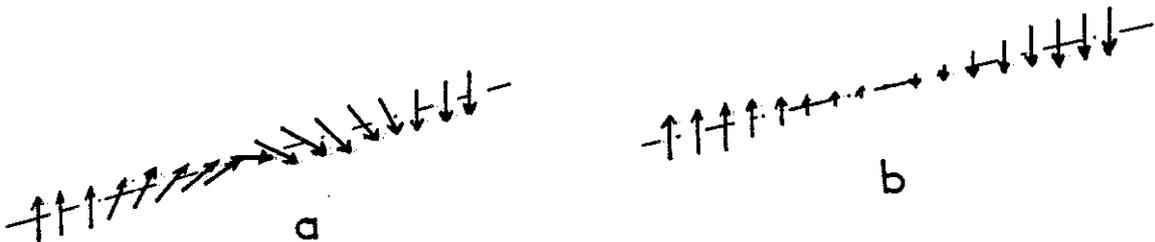


Figure I-6 - Représentation schématique des deux types de parois.

a : paroi de Bloch, b : paroi d'Ising

Le crossover entre les deux régimes, parois de Bloch (Heisenberg) et parois linéaires (Ising) se produit lorsque les énergies de paroi des deux types sont égales. Cette température correspond aussi à l'égalité des épaisseurs de paroi.

Stauffer [STAU-1972] a réexaminé le cas de la paroi linéaire dans le cadre d'une théorie de lois d'échelles où les exposants critiques ne sont plus ceux obtenus dans une approximation de champ moyen. L'expression de la densité d'énergie libre est analogue :

$$F = F_0 - \frac{1}{2} AM^2 + \frac{1}{4} BM^4 + \frac{1}{2} p(\nabla M)^2 \dots$$

(la paroi étant linéaire, le terme lié à l'anisotropie n'intervient plus).

En fonction de la température réduite, les coefficients A, B, p ont les comportements suivants : $A \propto \epsilon^\gamma$, $B \propto \epsilon^{\gamma-2\beta}$ et $p \propto \epsilon^{\gamma-2\nu}$, où γ est l'exposant de la susceptibilité, β celui du paramètre d'ordre M, et ν celui de la longueur de corrélation ξ ; ils valent respectivement 1, 1/2 et 1/2 dans le modèle de Landau. L'épaisseur de paroi, proportionnelle à $\sqrt{2p/A}$, se comporte alors comme $\epsilon^{-\nu}$, c'est à dire est proportionnelle à la longueur de corrélation ξ .

L'existence de ce crossover entre deux types de parois peut aussi se décrire de la façon suivante [LAJZ-1982] :

A basse température, les parois sont de type Bloch (régime Heisenberg). A haute température, près de T_C l'anisotropie, même faible, devient relevante et le système doit adopter un comportement Ising [LAJZ-1979]. Il y a donc une température de crossover entre ces deux régimes.

A T_C , la longueur de corrélation de fluctuations, ξ , diverge comme $\epsilon^{-\nu}$, et peut donc être assez grande près de T_C . On ne doit plus considérer l'énergie d'anisotropie par atome, mais par volume corrélié $(\xi)^3$. Lorsque l'énergie d'anisotropie intégrée sur un tel volume, $K(\xi)^3$, est supérieure à l'énergie de fluctuation thermique, kT_C , les fluctuations hors de l'axe de facile aimantation sont interdites. La température de crossover est alors définie par :

$(\xi)^3 = kT_C/K$ avec $\xi/a = \epsilon^{-\nu}$ à une constante de l'ordre de l'unité près. a est la distance moyenne entre atomes voisins, égale à $(\frac{a_0 c_0 \sqrt{3}}{4})^{1/3}$, a_0 et c_0 étant les paramètres de maille de Gd.

$$\epsilon^* = \left(\frac{a^3 K}{kT_C} \right)^{1/3\nu}$$

Pour obtenir une valeur numérique de cette température de crossover, il faut avoir une idée précise de la valeur de l'énergie d'anisotropie dans la région critique.

Les mesures de cette grandeur dans un champ de 10 kOe [SMIT-1978] suggèrent qu'elle varie peu dans la région critique, où elle vaut environ $2 \cdot 10^5$ erg/cm³. Mais dans ces conditions, elle ne s'annule pas à T_C . Or, la description de Landau [LAND-1969] de l'énergie d'anisotropie conduit à une variation proportionnelle à M_S^2 dans le voisinage de la température d'ordre. Il semble que le désaccord provienne de l'effet du champ appliqué pour réaliser les mesures de couples, effet très sensible près de T_C . Afin de déterminer la valeur de $K(T)$ en champ nul, nous avons utilisé l'équation magnétique du gadolinium déterminée par Deschizeaux [DESC-1971] :

$$\frac{H}{M} \epsilon^{\beta(1-\delta)} = b_0 + b_1 M^2 \epsilon^{-2\beta} + b_2 M^{\delta-1} \epsilon^{-\beta(\delta-1)}$$

pour en déduire la variation du rapport $\frac{M_S(T)}{M(T,H)}$. $K(T)$ s'écrit alors :

$$K(T) = K(T,H) \left[\frac{M_S(T)}{M(T,H)} \right]^2$$

En posant $M_S(T) = m\epsilon^\beta$, l'équation magnétique devient :

$$H \epsilon^{-\beta\delta} = m b_0 \left(\frac{M}{M_S}\right) + m^3 b_1 \left(\frac{M}{M_S}\right)^3 + m^\delta b_2 \left(\frac{M}{M_S}\right)^\delta$$

Avec les valeurs numériques, données par Deschizeaux, $m = 318,8$ uem/g = 2505 uem/cm³, $b_0 = -4776$, $b_1 = 1,77 \cdot 10^{-3}$, $b_2 = 1,233 \cdot 10^{-3}$, $\beta = 0,38$ et $\delta = 3,615$, une résolution graphique conduit à une loi approchée de la variation thermique du rapport :

$$\left[\frac{M_S(T)}{M(T,H)} \right]^2 = 10,4 \epsilon^{0,71}.$$

Une faible variation de l'énergie d'anisotropie $K(T,H)$, (exposant 0,05), en accord avec les résultats de Smith et al, permet de rendre compte de la loi cherchée de variation de K avec l'exposant 2β . L'énergie d'anisotropie K , varie alors avec la température suivant la loi approchée :

$$K = 2,5 \cdot 10^6 \epsilon^{0,76} \text{ erg/cm}^3 \quad \text{qui n'est bien sûr valable qu'au voisinage de } T_C.$$

Avec les valeurs numériques : $a = 3,2 \cdot 10^{-8}$ cm, $kT_C = 4,05 \cdot 10^{-14}$ erg et $\nu = 0,64$ dans le modèle Ising 3D [BOCC-1976], on peut alors estimer la température de crossover :

$$\epsilon^{3\nu} = \frac{a^3}{kT_C} \cdot 2,5 \cdot 10^6 \cdot \epsilon^{0,76} \Rightarrow \epsilon^* = 5 \cdot 10^{-3}$$

Elle correspond à peu près aux températures pour lesquelles on observe un changement de comportement pour H_C , M_R et P_B . Nous attribuons donc les ruptures de pentes observées, au crossover parois de Bloch - parois d'Ising.

A cette température $(\xi/a) = \epsilon^{-\nu}$ est de l'ordre de 30. ξ vaut alors environ 100 Å, et l'épaisseur de paroi, qui est de quelques ξ , est de l'ordre de quelques centaines d'Angström. Ce sont des ordres de grandeur qui semblent raisonnables.

Afin de relier les exposants critiques mesurés dans les deux régimes, aux exposants critiques des grandeurs thermodynamiques, il est nécessaire de décrire H_C , M_R et P_B à l'aide de modèles simples.

I-4-2 - Champ coercitif

Comme on l'a déjà indiqué, le champ coercitif de matériaux massifs est très sensible à la "texture" réelle de l'échantillon étudié. Aussi les modèles théoriques traitant le cas d'échantillons idéaux, ou idéalement perturbés, rendent difficilement compte des ordres de grandeur effectivement observés. Il est de plus difficile d'avoir une idée précise de cette "texture" de l'échantillon.

La plupart des modèles réalistes consistent à imaginer certains types de "défauts" supposés efficaces dans le mécanisme de la coercivité, à décrire leur influence et à ajuster des paramètres comme leur densité ou leur répartition dans le matériau (voir [HERP-1968 ; KITT-1956]).

Dans le cas de notre étude, nous espérons nous affranchir d'une telle description, en ne considérant que les variations thermiques de H_C , sur un même échantillon, dans des conditions (voisinage de T_C) où les différents termes d'énergie ont des variations importantes avec la température.

Les mécanismes invoqués pour expliquer la coercivité font intervenir des termes d'énergie qui sont proportionnels à M_S^2 , au voisinage de T_C . On s'attendrait donc à ce que pour chaque mécanisme, le terme correspondant dans le champ coercitif soit normé par M_S .

Le modèle de Goodenough [GOOD-1954] par exemple, qui englobe dans sa description celui de Kersten [KERS-1943] et de Néel [NEEL-1946], conduit à l'expression suivante, de la variation thermique du champ coercitif :

$$H_C(T) = \frac{a_1 (EK)^{1/2}}{a M_S} + a_2 M_S$$

où a_1 et a_2 sont des paramètres sans dimension, indépendants de T.

Le premier terme est une contribution liée à l'énergie de paroi. Il provient d'une part de la "tension superficielle", qui s'oppose à la déformation des domaines, et, d'autre part, des fluctuations spatiales de l'énergie de paroi. Ces fluctuations conduisent à la présence de barrières d'énergie qui arrêtent les parois. Le champ coercitif correspondant à ce mécanisme est défini comme la valeur moyenne des champs nécessaires au franchissement des grandes barrières.

Le deuxième terme est lié à l'énergie dipolaire, et provient de la difficulté qu'ont à se propager les parois des domaines inverses qui se sont nucléés sur des surfaces présentant une densité de pôles magnétiques, comme les joints de grains ou les précipités lamellaires. Il est proportionnel à M_S , et varie avec l'exposant β lorsque la température varie.

La variation thermique du premier terme, par contre, n'est pas la même dans le régime de parois de Bloch et dans le régime de parois d'Ising. En effet, la densité d'énergie de paroi, σ , a la forme suivante :

- Parois de Bloch [KIT-1956] : $\sigma \sim \sqrt{EK}$, où E est l'énergie d'échange et K l'énergie d'anisotropie. Comme indiqué au paragraphe I-4-1, près de T_C , où l'aimantation spontanée est faible, les variations thermiques de E et K sont de la forme :

$$E = \frac{1}{2} p M_S^2 \quad \text{et} \quad K = \frac{1}{2} q M_S^2 . \quad \sigma \text{ varie alors comme } M_S^2 \text{ avec l'exposant } 2\beta .$$

- Parois Ising [STAU-1972] : σ décroît avec l'exposant $2\beta + \gamma - \nu$ lorsque la température augmente.

Le terme de champ coercitif lié à l'énergie de paroi variera donc comme M_S , avec l'exposant β , dans le régime de parois de Bloch, et plus rapidement, avec l'exposant $\beta + \gamma - \nu$ dans le régime de parois Ising.

Les résultats expérimentaux montrent que :

- Pour les températures réduites, ϵ , variant de quelques 10^{-2} à 8.10^{-3} (correspondant à la gamme de températures comprises entre quelques °C et environ 18°C), H_C varie faiblement avec la température, et avec un exposant de l'ordre de 0,1.

- Pour les valeurs inférieures de ϵ , on obtient un exposant compris entre 0,32 et 0,40, suivant la valeur choisie pour T_C , et en particulier 0,38 pour la valeur de $T_C = 20,43^\circ\text{C}$.

Il y a donc un désaccord entre les prévisions des modèles et les résultats que nous présentons et il est difficile de rendre compte de cette faible variation de H_C , observée dans le régime de parois de Bloch.

On peut néanmoins remarquer que cette notion d'un champ coercitif résultant de plusieurs contributions est complexe ; en particulier, le fait d'écrire H_C , comme une somme de plusieurs termes est contestable, et la combinaison de différents mécanismes est certainement plus compliquée [HILZ-1977]. A priori, une combinaison donnée de mécanismes devrait conduire aussi à une variation de H_C proportionnelle à M_S , et il faut donc imaginer que l'intervention de chaque mécanisme évolue avec la température.

Par contre, dans le régime de parois Ising, où l'énergie de paroi décroît plus vite que M_S^2 (exposant $2\beta + \gamma - \nu$), on retrouve une variation de H_C compatible avec une décroissance proportionnelle à M_S . L'exposant de H_C est en effet compris entre 0,32 et 0,40. La valeur de β , déterminée par Deschizeaux [DESC-1971], et que nous avons utilisée pour normer l'énergie d'anisotropie, est 0,38. Elle est d'ailleurs voisine d'autres déterminations : 0,37 [VICE-1970] ; 0,39 [SALE-1982] (voir [CHOW-1984]). De plus, nous verrons dans le paragraphe suivant, que l'exposant expérimental de P_B , dans le régime de paroi de Bloch, conduit à la valeur $\beta = 0,38$, et ce quel que soit le choix de T_C .

Nous avons donc admis que dans le régime de parois Ising, H_C varie proportionnellement à M_S , avec l'exposant 0,38, ce qui revient à choisir pour T_C la valeur de $20,43^\circ\text{C}$.

Vu la différence de comportement de H_C entre le régime Bloch et le régime Ising, on peut supposer que les mécanismes définissant H_C dans le régime de parois de Bloch, et conduisant à sa faible variation en fonction de la température, sont liés à l'énergie de paroi.

Il y aurait une simplification de ces mécanismes après le crossover, soit du fait de la structure des parois (Ising), modifiant le type d'accrochage, soit du fait de la décroissance de l'énergie de paroi, rendant prépondérants les mécanismes liés à l'énergie dipolaire, soit enfin du fait d'une nucléation supplémentaire de domaines inverses, rendue possible par la décroissance de l'énergie de paroi, et permettant à la structure, en quelque sorte, de contourner les barrières d'énergie pour se rapprocher de sa situation d'équilibre.

Bien que dans ce type de matériau, les processus de nucléation ne soient en général pas prépondérants, un tel "supplément" de nucléation dans le régime de parois Ising semble aussi suggéré par le comportement de l'aimantation rémanente.

Dans le régime de parois de Bloch, M_R décroît avec un exposant ($\sim 0,29$), plus faible que celui de M_S . Dans le régime de parois Ising, par contre, M_R décroît avec un exposant ($\sim 0,67$), plus grand que celui de M_S .

La variation de M_R avec la température traduit d'une part la variation de M_S , d'autre part la variation des proportions entre domaines + et domaines - en champ nul. Dans le régime de parois de Bloch, le déséquilibre en volume entre domaines + et - augmente lorsque la température augmente, ce qui est cohérent avec la faible décroissance de H_C . Dans le régime de parois Ising, par contre, ce déséquilibre diminue lorsque la température augmente, bien que H_C varie proportionnellement à M_S , et cela peut traduire une nucléation supplémentaire de domaines inverses. La structure en domaines doit alors être constituée alors de domaines plus petits.

I-4-3 - Puissance de bruit Barkhausen

Les impulsions, engendrées dans la bobine par le déplacement brusque des parois, ont une aire proportionnelle au volume de domaine balayé. Le signal aux bornes du secondaire, à l'instant t , est la somme instantanée de ces impulsions, $V(t) = - \frac{d\phi}{dt}$, et la puissance de ce signal est :

$$P(t) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} V^2(t') dt'$$

où T est la constante de temps du quadrateur. On prend alors la moyenne sur la période du cycle, T_0 , de cette quantité, et $P_B = \langle P(T) \rangle_{T_0}$.

On considère, en général, que la puissance de bruit Barkhausen, P_B , est proportionnelle à la quantité $Nv^2M_S^2$, où N est le nombre de domaines et v leur volume,

à condition que les sauts de Barkhausen soient sans corrélation, et que la fréquence des cycles soit suffisamment faible [HERP-1968]. Ces hypothèses ne sont pas immédiates dans le cas de nos mesures et demandent à être justifiées.

Dans le cas idéal de N impulsions, correspondant chacune au retournement d'un volume v de domaine, de $-M_S$ à $+M_S$, la valeur moyenne du signal $V(t)$, sur la période de cycle T_0 , est simplement proportionnelle à la somme des N impulsions :

$$\bar{V} = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} V(t) dt = N AvM_S$$

où A est une constante numérique.

Par contre, la puissance moyenne de ce signal sur la période T_0 , dépend de la distribution temporelle des impulsions [MAZZ-1964]. Par exemple des impulsions toutes simultanées conduisent à une puissance $P_B = N^2(AvM_S)^2$. Des impulsions toutes consécutives et sans recouvrement donnent $P_B = N(AvM_S)^2$. Le cas de nos mesures est moins idéal.

La puissance de bruit instantanée présente un maximum pour une valeur un peu supérieure à H_C (fig. I-4). Ce maximum peut être attribué d'une part, à une densité d'impulsions plus importante au voisinage de H_C , mais aussi à des volumes de sauts sans doute supérieurs autour de ce champ. On n'a donc pas une distribution uniforme d'impulsions de surface constante. Néanmoins, les observations directes de bruit Barkhausen révèlent une distribution des impulsions sur toute la période de cycle, distribution dense, mais telle qu'elles soient suffisamment espacées dans le temps pour que le signal reste au niveau de l'origine entre elles.

On est donc loin d'un saut unique constitué d'impulsions simultanées et certainement beaucoup plus près d'une répartition où les sauts se recouvrent peu. Ceci n'est plus vrai lorsque la fréquence des cycles devient importante. Les mesures que nous présentons ont été réalisées pour une fréquence de 0,05 Hz.

Des mesures récentes de puissance de bruit Barkhausen en fonction de la fréquence des cycles, dans des tôles de Fe-Si [KOMA-1985], montrent un changement de régime (passage d'un régime $Nv^2M_S^2$ à un régime $N^2v^2M_S^2$) pour des fréquences de l'ordre de $5 \cdot 10^{-3}$ Hz.

Les temps caractéristiques qui définissent la durée des impulsions Barkhausen dans un matériau, ont l'expression suivante :

$$\tau = \frac{1}{\rho} S \mu g$$

où ρ est la résistivité, S la section des domaines, μ la perméabilité et g une constante sans dimension [BERT-1985].

Dans le cas des tôles de Fe-Si étudiées par Komatsubara et al, la section des domaines est de l'ordre de $0,3 \text{ mm}^2$. Nous verrons que la taille des domaines estimée dans notre échantillon de Gd conduit à une section au moins 100 fois plus petite. La perméabilité varie grossièrement comme l'inverse du champ coercitif. Dans le Fe-Si, H_c est de l'ordre de $0,1 \text{ Oe}$, alors que dans le tore de Gd, H_c est de l'ordre de 1 Oe .

Les temps caractéristiques entre ces deux matériaux sont donc au moins dans un rapport de l'ordre de 1000. Il en est donc de même pour les fréquences pour lesquelles apparaissent des recouvrements dans les sauts de Barkhausen. On estime donc à au moins 5 Hz la fréquence conduisant au régime $N^2 v^2 M_S^2$, ce qui assure bien une loi du type $N v^2 M_S^2$ pour P_B , à la fréquence de mesure utilisée.

On peut admettre que la valeur moyenne du volume des sauts est proportionnelle au volume des domaines ; on peut également admettre que le nombre d'impulsions est proportionnel au nombre de ces domaines. En conséquence, l'expression :

$$P_B = N (A v M_S)^2$$

où N est le nombre de domaines et v leur volume moyen, semble bien appropriée à la description de nos mesures.

La puissance de bruit Barkhausen, moyennée sur un cycle, est une grandeur macroscopique, mais qui contient des informations semi-microscopiques. De par sa forme, proportionnelle à $N v^2 M_S^2$, elle permet de différencier des situations distinctes (par exemple peu de gros domaines, ou beaucoup de petits) qui ne se distinguent pas par la mesure d'autres grandeurs macroscopiques (aimantation rémanente, aire de cycle ...). Sa variation thermique (analogue à M_S^2 lorsque la taille des domaines n'évolue pas) permet de différencier les variations des paramètres taille et nombre des domaines lorsque ces paramètres varient.

Dans un corps à anisotropie uniaxiale, on admet que les domaines traversent les grains suivant l'axe c de la structure. Ils gardent alors une longueur constante suivant cette direction, et leur forme est caractérisée par leur section par un plan perpendiculaire à c. La section du système de parois peut être constituée de lignes parallèles séparant des régions alternativement + et - (domaines en feuillets), ou de lignes fermées isolant des régions d'un type, à l'intérieur de l'autre (domaines "cylindriques").

La taille des domaines est alors définie par une longueur caractéristique d, dans ce plan perpendiculaire à c, longueur qui provient du compromis entre l'énergie de pôle et l'énergie de paroi. La relation entre ce paramètre d et le volume ou le nombre des domaines, dépend de la forme de ceux-ci.

- Pour des domaines de type feuillets : $v \sim d$ et $N \sim 1/d$
Le produit Nv^2 est donc proportionnel à d, et P_B à dM_S^2 .

- Pour des domaines de type "cylindriques" : $v \sim d^2$ et $N \sim 1/d^2$
 Nv^2 est alors proportionnel à d^2 , et P_B à $d^2M_S^2$.

L'énergie de paroi, proportionnelle à la surface de paroi, est proportionnelle à N, donc à $1/d$ pour des domaines de type feuillets, et à Nd , soit encore $1/d$ pour des domaines de type "cylindriques". L'énergie de pôles est, dans tous les cas, proportionnelle à dM_S^2 [CHIK-1964]. L'énergie totale vaut alors :

$$E_{\text{pôles}} + E_{\text{parois}} = C_{te} dM_S^2 + C_{te} \sigma/d$$

où σ est la densité d'énergie de parois. En minimisant cette énergie par rapport à d, on obtient la valeur adoptée par la structure en domaines :

$$d = (\sigma/M_S^2)^{1/2}$$

La puissance de bruit Barkhausen, P_B , a donc la forme suivante :

$$P_B \sim \sqrt{\sigma} \cdot M_S \quad \text{pour des domaines en feuillets}$$

$$P_B \sim \sigma \quad \text{pour des domaines de types "cylindriques"}$$

Elle est reliée, dans les deux cas, à la densité d'énergie de paroi, σ , qui a une expression différente suivant le type de parois considéré.

On a vu précédemment que dans le régime de parois de Bloch, la densité d'énergie de paroi a la forme \sqrt{EK} , et décroît avec l'exposant 2β lorsque la température augmente. Dans le régime de paroi Ising, elle décroît avec l'exposant $2\beta + \gamma - \nu$. P_B doit donc varier comme M_S^2 , avec l'exposant 2β dans le régime de parois de Bloch, et, dans le régime de parois Ising, avec l'exposant :

$2\beta + (\gamma - \nu)/2$ si les domaines ont la forme de feuillets
et $2\beta + (\gamma - \nu)$ si les domaines sont de types "cylindriques"

La variation expérimentale de P_B , dans le régime parois de Bloch $P_B \sim \epsilon^{0,76}$ est en bon accord avec cette description, et confirme la valeur de l'exposant de l'aimantation spontanée $\beta = 0,38$ déterminée par Deschizeaux [DESC-1971].

La valeur expérimentale de l'exposant de P_B dans le régime de parois Ising, $P_B \sim \epsilon^{1,30}$ est en bon accord avec la valeur calculée pour des domaines de forme "cylindrique", en utilisant pour ν la valeur 0,64 du modèle Ising 3 D et pour γ la valeur expérimentale déterminée par Deschizeaux, $\gamma = 1,196$. L'exposant $2\beta + \gamma - \nu$ vaut alors 1,32. Pour des domaines en feuillets, l'exposant de P_B , $2\beta + (\gamma - \nu)/2$ vaudrait 1,04.

Cette forme "cylindrique" est d'ailleurs confirmée par des observations sur Gd [SMIT-1980] ou sur Co, lui aussi uniaxial [GUIL-1957] ; mais ce ne sont que des observations de surface. En fait, la situation réelle est certainement plus compliquée; on peut imaginer par exemple que l'augmentation de la surface de paroi au voisinage de T_C est obtenue par un "branchement" progressif de la structure en domaines, dans une description du type de celle de Gabay et al [GABA-1984 ; BARK-1986]. Les domaines y sont de forme cylindrique dans le sens défini précédemment, mais tous ne traversent pas les grains et il existe une distribution qui peut être importante de leur taille. La relation entre surface de paroi et taille des domaines est alors moins simple.

I-5 - CONCLUSION

Les mesures des variations thermiques des quantités caractérisant l'hystérésis, H_C , M_R , P_B , mettent en évidence l'existence d'un crossover entre un régime de parois de type Bloch, et un régime de parois de type Ising. Ce crossover, prévu théoriquement, a lieu à une température en bon accord avec la valeur estimée par le calcul.

Les mesures de P_B , permettent d'accéder aux variations thermiques de l'énergie de paroi et donc de la taille des domaines. L'énergie de paroi varie comme $\varepsilon^{2\beta} = \varepsilon^{0,76}$ dans le régime de parois de Bloch, et comme $\varepsilon^{2\beta+\gamma-\nu} = \varepsilon^{1,32}$ dans le régime de parois Ising. La taille des domaines, résultat du compromis entre l'énergie de pôles (qui varie comme $\varepsilon^{2\beta}$) et l'énergie de parois, est donc constante dans le régime Bloch, et décroît comme $\varepsilon^{(\gamma-\nu)/2} = \varepsilon^{0,28}$ dans le régime Ising.

Le champ coercitif dans le régime de parois de Bloch, est mal décrit par les modèles existant alors qu'il semble moins lié aux détails des accrochages de parois, donc en quelque sorte plus intrinsèque, dans le régime de parois Ising, où il a une variation thermique en accord avec les descriptions théoriques.

Ses variations, ainsi que celles de M_R , sont également cohérentes avec une diminution de la taille des domaines, et donc avec une augmentation de la surface de parois dans le régime Ising. On peut d'ailleurs remarquer que dans ce régime, la variation thermique de M_R suit une loi $\varepsilon^{0,67}$ très proche de celle de M_S d.

L'étude plus précise de la structure en domaines au voisinage de T_C se heurte à la difficulté d'approcher T_C suffisamment, car en raison de la forte décroissance de l'aimantation, les mesures deviennent délicates et imprécises. En particulier, on ne peut mesurer directement la température à laquelle elle apparaît.

L'existence de barrières d'énergie dans le système peut suggérer d'essayer de "tremper" la structure près de T_C , et d'étudier ses caractéristiques à basse température. La métastabilité observée sur les cycles d'hystérésis effectués sur un échantillon désaimanté en le refroidissant depuis une température supérieure à T_C , montre qu'on ramène effectivement à basse température, une situation gardant une certaine mémoire du voisinage de T_C .

L'objet des deux chapitres suivants est l'étude de la structure en domaines "trempée" avec l'idée de relier ses caractéristiques à celles de la structure en domaines au voisinage immédiat de T_C , au moment de sa nucléation:

C H A P I T R E I I

STRUCTURES TREMPEES - METASTABILITE

II-1 - INTRODUCTION

Ce chapitre présente les résultats de mesures de cycles d'hystérésis effectués sur le tore de Gd polycristallin, après l'avoir désaimanté en le refroidissant depuis une température supérieure à T_C . La structure en domaines obtenue est métastable et, sous l'effet de cycles de champ, relaxe vers un état plus proche de la structure stable, qu'on obtient en désaimantant l'échantillon par un champ alternatif d'amplitude décroissant lentement depuis une valeur grande vis-à-vis de H_C , jusqu'à zéro [NEEL-1955 ; DANG-1967].

Nous étudions à basse température (0°C), l'évolution de l'aimantation sous l'effet de cycles de champ, en fonction de l'amplitude de ces cycles (qui reste inférieure à H_C), et en fonction de l'histoire magnétique et thermique de l'échantillon. Nous analysons ensuite ces résultats expérimentaux, à l'aide d'un modèle de type fonction potentielle aléatoire $V(x)$ [NEEL-1942, KRON-1970].

Le modèle développé par Néel rend compte des processus d'aimantation, au sein d'un ferromagnétique massif, par déplacement de parois de Bloch. En particulier, il permet d'expliquer les lois de Rayleigh observées expérimentalement : lorsque l'échantillon est désaimanté par un champ alternatif, les variations irréversibles de l'aimantation sont des fonctions quadratiques du champ, à condition que celui-ci reste faible vis-à-vis du champ coercitif H_C .

Par définition, le modèle de Néel traite le problème à une dimension, d'une paroi rigide, de surface constante. Nous avons adapté ce modèle pour décrire les cycles métastables réalisés après trempe. Lors de tels cycles, le système n'évolue pas toujours dans le domaine de Rayleigh, et nous avons tenté de décrire l'excursion hors de ce domaine, par des expressions appropriées de l'évolution de la surface de parois.

Comme il a été mentionné au chapitre précédent, le crossover entre un régime de parois de Bloch et un régime de parois Ising, près de T_C , doit conduire dans ce dernier cas, à une surface de parois plus importante, étant donné que l'énergie de parois Ising décroît plus vite que l'énergie magnétostatique [STAU-1972]. On s'attend donc à une structure en domaines plus fine au voisinage de T_C , et la trempe doit ramener à basse température un excès de surface de parois.

Lorsque après quelques cycles de champ, un cycle d'hystérésis stable est obtenu, on considère que le système évolue à nouveau dans le domaine de Rayleigh, et que les déplacements de parois sont décrits par des lois de Rayleigh, pour une surface de paroi donnée.

Le premier cycle doit néanmoins recevoir un traitement particulier. Il est non seulement sujet à l'évolution de la surface de parois, mais on doit considérer un deuxième terme de métastabilité, provenant de positions initiales métastables des parois, positions interdites dans le cas d'un échantillon désaimanté par champ alternatif, traité par Néel.

Dans ce chapitre, nous développerons donc ce modèle, qui ne prétend pas décrire le détail des mécanismes de l'évolution de la surface de parois, ni le comportement complexe des parois elles-mêmes, mais qui tente d'évaluer les effets de l'amplitude et du nombre de cycles de champ sur la structure métastable. Les paramètres du modèle sont déterminés par un ajustement des valeurs calculées aux valeurs expérimentales, et on peut ainsi comparer les structures trempée et désaimantée par champ alternatif, en particulier en ce qui concerne la surface de parois, et en déduire une estimation de la température à laquelle se congèle la structure en domaines pendant le processus de refroidissement.

II-2 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Comme précédemment indiqué, les mesures ont été réalisées sur le tore de Gd polycristallin, à une température de 0°C, réglée à mieux que 0,1 degré près. Avant chaque mesure, l'échantillon est soit désaimanté par champ alternatif d'amplitude lentement décroissante, depuis 35 Oe jusqu'à zéro (désaimantation alternative), soit chauffé jusque vers 50°C avant d'être plongé dans le bain d'huile à 0°C (désaimantation thermique). Sur l'échantillon ainsi préparé, nous appliquons des cycles de champ successifs, jusqu'à stabilisation des cycles d'hystérésis. Des mesures de ce type ont été effectuées pour 11 valeurs de l'amplitude du cycle de champ, entre 0,26 Oe et 1,46 Oe, le champ coercitif valant 1,59 Oe à 0°C.

Les tensions électriques proportionnelles au champ et à l'aimantation sont échantillonnées, numérisées et traitées par un ordinateur. Les valeurs des rémanences positives et négatives sont obtenues par interpolation à partir de l'ensemble des points d'une branche de cycle, et pour certains cycles, corrigées de la dérive du fluxmètre, intervenue au cours de la mesure.

Les cycles de champ sont sensés être symétriques. En pratique, il subsiste une certaine dissymétrie qui peut atteindre quelques pourcents pour les faibles amplitudes. Bien que le modèle traite le cas de cycles symétriques, par souci de simplicité, nous avons pris cette dissymétrie en compte dans les calculs numériques.

Les figures II-1 à II-4 montrent des exemples de séquences de cycles. Il faut noter que les mesures sont effectuées en ajoutant aux variations d'aimantation de l'échantillon, un terme proportionnel au champ appliqué, et opposé à la susceptibilité réversible. Cette compensation du terme réversible, réalisée à l'aide de la mutuelle inductance déjà décrite, permet d'augmenter la précision des mesures d'aimantation rémanente, en ne modifiant que la pente globale du cycle d'une quantité connue.

Une analyse qualitative des résultats expérimentaux conduit aux conclusions suivantes :

- Après une désaimantation alternative, le cycle est immédiatement stable (figure II-1)

- Après une désaimantation thermique :

a) la stabilisation est pratiquement complète après 5 ou 6 cycles symétriques, et ce quelle que soit l'amplitude du cycle (figure II-2)

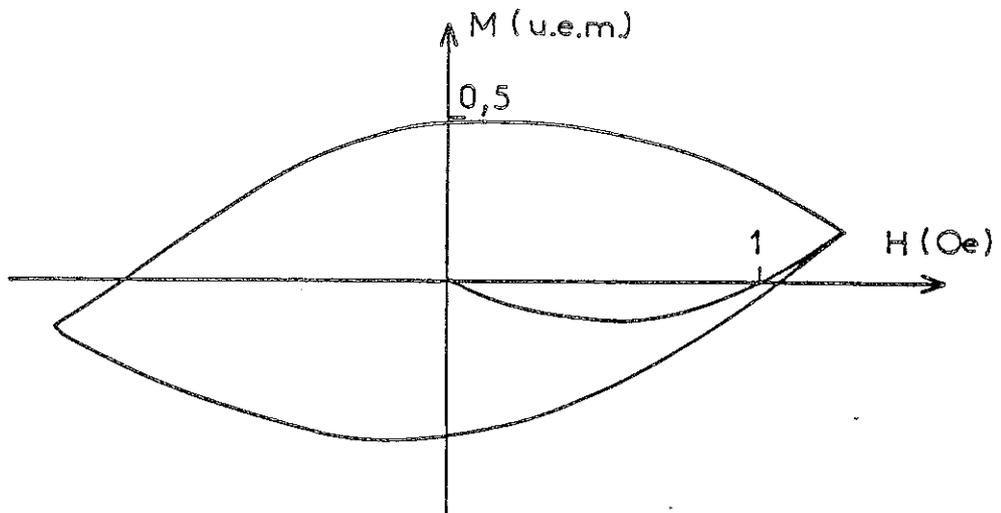


Figure II-1 - Cycle d'hystérésis dans le domaine de Rayleigh après une désaimantation alternative : Amplitude du champ : 1,28 Oe ($M_S = 900$ u.e.m. à 0°C). L'aimantation semble décroître lorsque le champ augmente, sur les cycles expérimentaux. Ceci vient de la légère surcompensation du terme réversible par le terme proportionnel au champ dû à la mutuelle inductance.

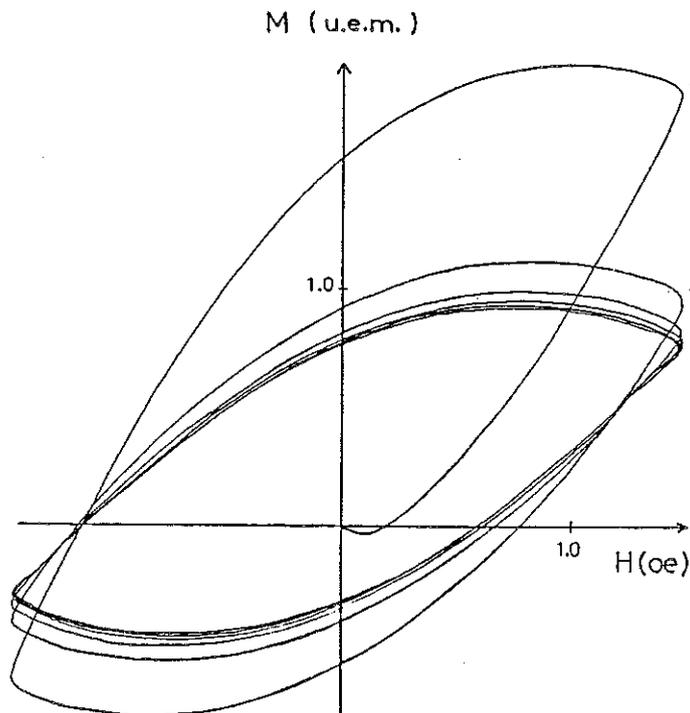


Figure II-2 - Evolution des premiers cycles symétriques après une désaimantation thermique : Amplitude du champ : 1,46 Oe.

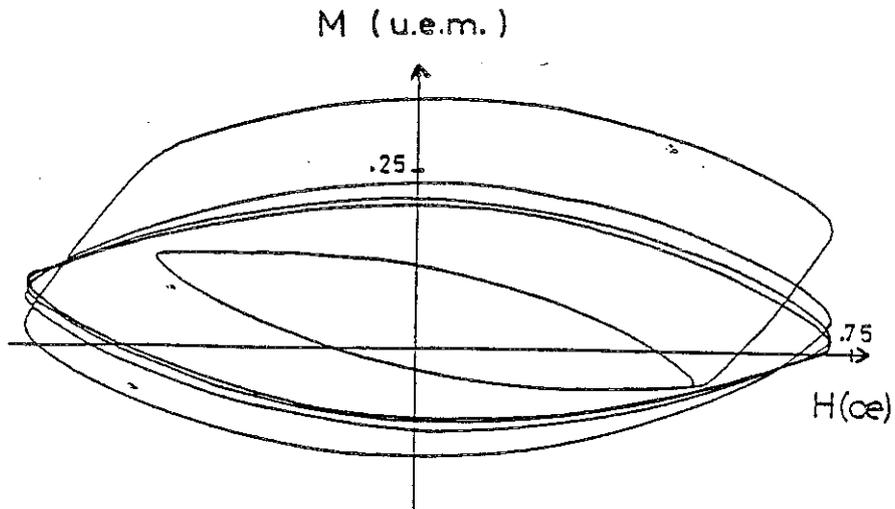


Figure II-3 - Le cycle intérieur a été complètement stabilisé par plusieurs cycles d'amplitude 0,48 Oe. Si l'amplitude est augmentée jusqu'à 0,70 Oe, 5 ou 6 cycles sont à nouveau nécessaires pour atteindre la stabilisation.

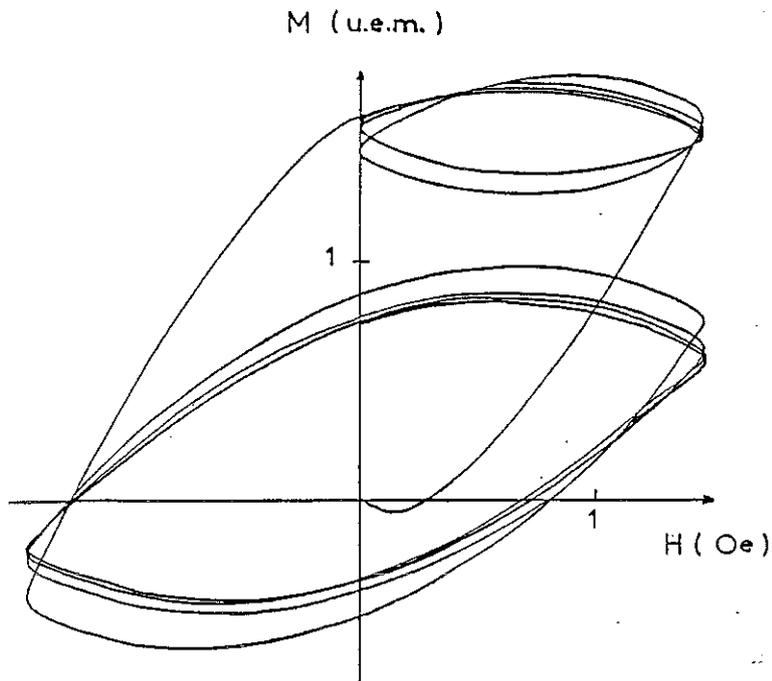


Figure II-4 - Après stabilisation par 5 ou 6 cycles dissymétriques (0 ; 1,46 Oe), il faut encore 5 ou 6 cycles pour atteindre une nouvelle stabilisation en cycles symétriques.

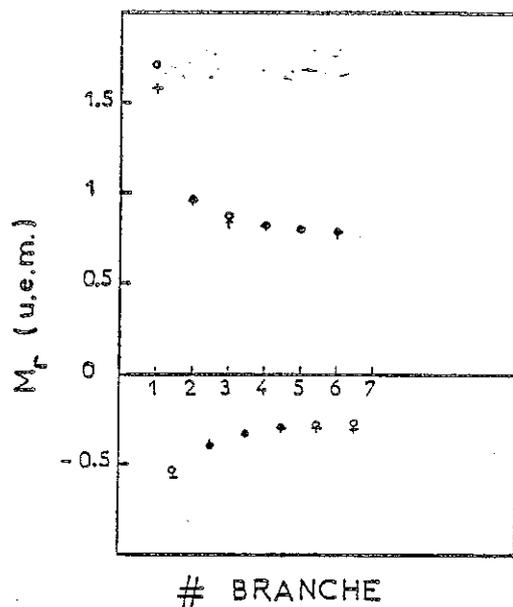


Figure II-5 - Séquences de rémanences en fonction du numéro des branches de cycles. Amplitude du champ : 1,46 Oe. + : mesurés ; o : calculés.

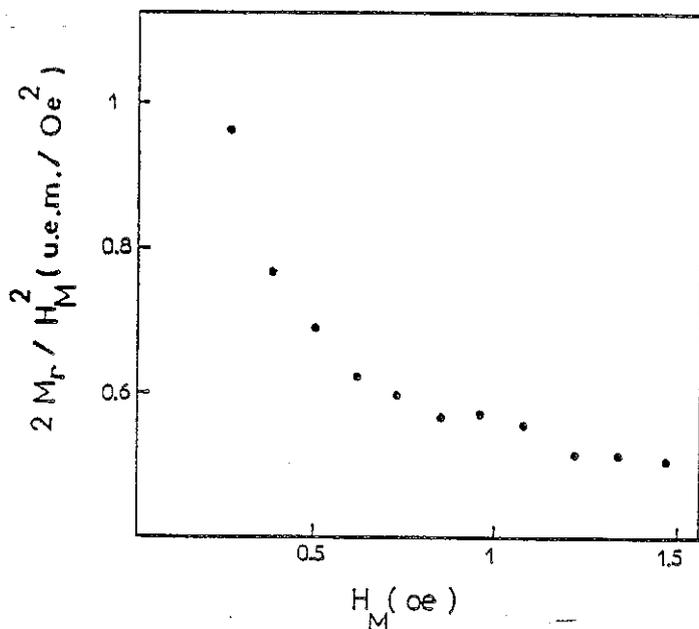


Figure II-6 - $2 M_R / H_M^2$ en fonction de H_M , mesuré pour des cycles après stabilisation.

- b) lorsqu'on part d'une situation stabilisée par 5 ou 6 cycles d'une amplitude donnée, il faut à nouveau 5 ou 6 cycles pour stabiliser un cycle d'amplitude plus élevée (figure II-3)
- c) lorsqu'on part d'une situation stabilisée par 5 ou 6 cycles dissymétriques (entre 0 et H_M), il faut encore 5 ou 6 cycles pour stabiliser le cycle symétrique ($-H_M ; H_M$) (figure II-4).

Si on laisse de côté le terme de métastabilité lié aux positions initiales des parois, qui sera pris en compte par la suite, et si on attribue l'essentiel de la stabilisation progressive des cycles d'hystérésis à l'évolution de la surface de parois, il apparaît, au vu des observations précédentes que :

- une désaimantation alternative conduit à une surface de paroi stable
- après désaimantation thermique, la surface de paroi est supérieure et décroît sous l'effet des cycles de champ.
- la surface de paroi après stabilisation dépend de l'amplitude des cycles de champ, mais le nombre de cycles nécessaire pour atteindre cette stabilisation semble indépendant de l'amplitude, dans la gamme de champ considéré.
- plus que l'amplitude des cycles, c'est l'excursion en champ qui semble le paramètre important, une excursion 0, H_M n'étant pas équivalente à une excursion $-H_M, H_M$.

La figure II-5 représente une séquence d'aimantation rémanentes positives et négatives, en fonction du numéro du cycle, pour une amplitude de cycle donnée. La figure II-6 représente la variation en fonction de l'amplitude de cycle, H_M , de la largeur du cycle stabilisé, $2 M_R$, divisée par H_M^2 . Dans le domaine de Rayleigh (à surface de paroi constante), M_R doit être proportionnelle à H_M^2 et donc la quantité $2 M_R/H_M^2$ doit être constante, proportionnelle à la surface de paroi.

Les variations de type exponentiel des courbes des figures II-5 et II-6 suggèrent de représenter l'évolution de la surface de paroi par des fonction décroissant exponentiellement à la fois en fonction du nombre de cycles et en fonction de l'excursion de champ.

Une analyse quantitative des résultats expérimentaux va nous permettre de décrire la dépendance en champ de la surface de paroi. Les résultats utilisés sont les suites des valeurs de rémanences, en fonction du numéro de branche de cycle, et ce pour toutes les valeurs d'amplitude de cycles étudiées, ainsi que la courbe de première aimantation dans son ensemble, jusqu'à 1,46 Oe. Ces valeurs, portées sur les figures II-7 et II-8, seront comparées aux valeurs correspondantes calculées dans le modèle.

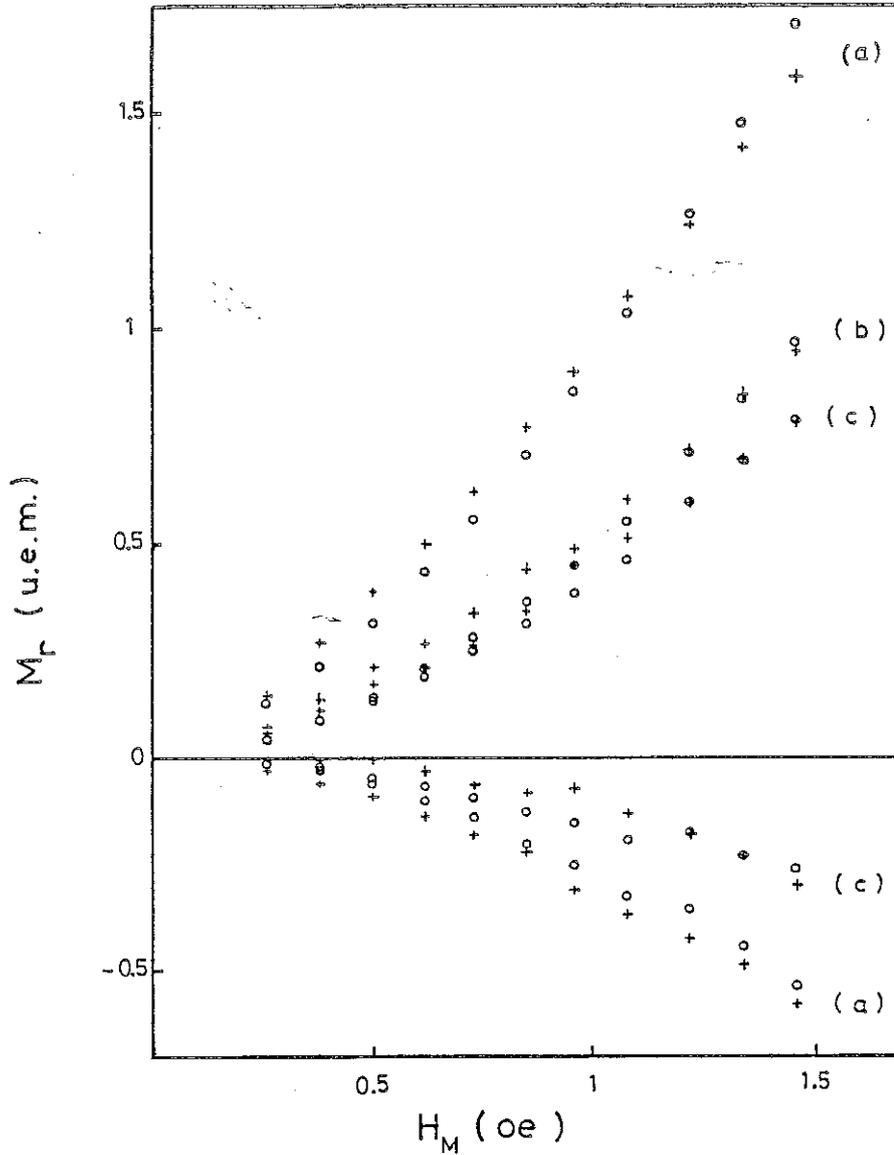


Figure II-7 - Séquences de rémanences en fonction de l'amplitude H_M du cycle de champ.
+ : mesurés ; o : calculés.
a : 1ère rémanence positive et négative
b : 2ème rémanence positive
c : dernière rémanence positive et négative

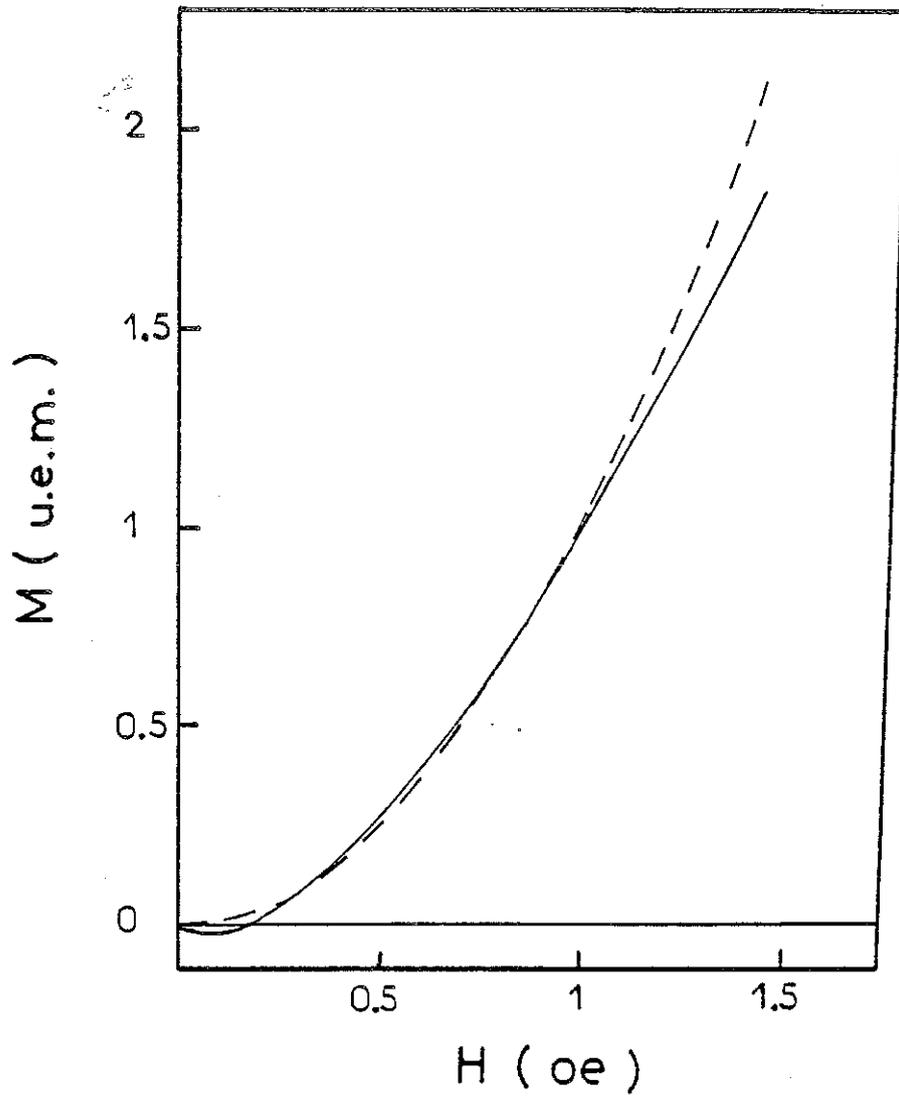


Figure II-8 - Courbe de première aimantation jusqu'à 1,46 Oe.
trait continu : mesurée ; trait interrompu : calculée.

II-3 - LE MODELE

II-3-1 - Métastabilité de la surface de paroi.

Dans un premier temps, on tente de décrire l'évolution de la surface de parois, d'une manière phénoménologique, à la lumière des remarques faites sur les cycles expérimentaux.

Le gadolinium est, dans la gamme de température où nous travaillons (-15°C, 21°C), un matériau à anisotropie magnétocristalline uniaxiale. En conséquence, les seules parois possibles, entre domaines, sont des parois à 180°, et il suffit de considérer la longueur l de paroi, par unité de surface d'un plan perpendiculaire à l'axe c de la structure cristalline de Gd; nous conserverons le terme "surface" de parois l . Nous utiliserons des unités réduites, telles que, après désaimantation thermique, la structure en domaines soit caractérisée par $l = 1$. Après une désaimantation alternative, la surface de paroi vaut $l_A < 1$. L'excédent $(1 - l_A)$, est susceptible de relaxer sous l'influence des cycles de champ.

Nous avons déjà indiqué que la surface de paroi stabilisée par des cycles, dépend de l'amplitude de ces cycles. De plus, l'effet du nombre de cycles, ne peut à lui seul, stabiliser entièrement la surface de paroi (fig. II-3). Nous sommes ainsi conduits à dissocier l'effet du nombre de cycles de celui de leur amplitude.

II-3-1-1 - Effet de l'amplitude des cycles

Soit $l(h_M)$ la limite vers laquelle tend la surface de paroi après une séquence de cycles symétriques d'amplitude H_M (h est le champ en unité réduite, défini par H/H_C). On pose que pour un cycle dissymétrique $0 - H_M$, la limite de stabilisation vaut $l(h_M/2)$. On peut remarquer que, dans une telle description, la surface limite évolue pendant le premier cycle.

- Pendant la première aimantation, pour toute valeur de h , l'excursion en champ est $0-h$, et donc la limite évolue et vaut $l(h/2)$ pour tout h .

- Lorsque la variation de champ est inversée pour la première fois, pour $h = h_M$, la limite vaut $l(h_M/2)$.

- Pendant la décroissance de h_M à 0, l'excursion reste $0-h_M$, et donc la limite n'évolue pas.

- Lorsque le champ devient négatif, on entre dans une nouvelle région, jusqu'à la valeur $-h_M$ de h . La limite évolue à nouveau de $l(h_M/2)$ à $l(h_M)$, valeur atteinte lorsque $h = -h_M$. L'excursion finale est alors $-h_M, h_M$.

- Pendant les cycles ultérieurs, la limite n'évolue plus, et reste égale à $l(h_M)$, tant que le champ reste dans l'intervalle $-h_M, h_M$.

Une telle description, qui fait intervenir différentes zones de champ, semble un peu particulière, mais correspond à des notions généralement utilisées dans les modèles traitant de l'hystérésis, où les grandeurs étudiées ne dépendent pas seulement des valeurs courantes des paramètres, mais aussi de leurs valeurs antérieures, et en particulier des valeurs extrêmes rencontrées [JANS-1957].

Ce modèle schématique, qui permet de décrire le fait indiqué précédemment, qu'une séquence de cycles $0-h_M$, ne peut stabiliser la surface de paroi au même niveau qu'une séquence $-h_M, h_M$ (fig. II-4), a néanmoins des imperfections : Il prévoit, par exemple, qu'une séquence $0, h_M$ suivie d'une séquence $0, -h_M$, conduirait à la même stabilisation qu'une séquence $-h_M, h_M$, ce qui n'est pas observé expérimentalement. Mais l'essentiel des comportements liés à l'évolution de la surface de paroi peuvent être décrits par ce modèle simple.

Nous avons choisi pour la variation de la surface de paroi limite, sous l'effet de cycles symétriques, une fonction exponentielle, égale à 1 pour $h_M = 0$, et tendant vers l_A pour h_M élevé :

$$l(h_M) = l_A + (1 - l_A) \exp(-2 \alpha h_M)$$

D'une manière plus générale :

$$l_{lim} = l_A + (1 - l_A) \exp[-\alpha f(h)]$$

où $f(h) = h$ pendant la première aimantation
= h_M lorsque le champ décroît de h_M à 0, pendant le 1er cycle
= $h_M + |h|$ lorsque le h décroît de 0 à $-h_M$, pendant le 1er cycle
= $2h_M$ pour les cycles ultérieurs.

II-3-1-2 - Effet du nombre de cycles

On pose que la surface de paroi obtenue après désaimantation thermique évolue exponentiellement avec le nombre de cycles depuis la valeur 1 jusqu'à $l(h_M)$:

$$l = l(h_M) + [1 - l(h_M)] \exp[-\beta \int |dh| / 4 h_M]$$

Cette expression est choisie de manière à ce que l'argument de l'exponentielle soit $-\beta N$, où N est le nombre de cycles symétriques $-h_M, h_M$.

Pour la première aimantation, la valeur du champ maximum est toujours h , et l'argument de l'exponentielle vaut $-\beta/4$.

L'expression générale de la surface de paroi à un instant donné de la séquence de cycles est donc :

$$l = 1 - (1 - l_A) \{1 - \exp[-\alpha f(h)]\} \times \{1 - \exp(-\beta \int |dh| / 4 h_M^*)\}$$

où $h_M^* = h_M$, sauf pour la première aimantation où il vaut h .

Cette description fait donc intervenir 3 paramètres, α , β et l_A , qui seront à déterminer.

II-3-2 - Expressions analytiques des branches du cycle d'hystérésis

L'évolution de la surface de paroi étant prise en compte par les variations de l , on écrit les expressions analytiques des diverses branches du cycle d'hystérésis pour une paroi de surface constante, séparant deux domaines d'aimantation opposées, $\pm M_S$.

II-3-2-1 - Le Modèle de Néel [NEEL-1942]

Le champ magnétique, parallèle à la direction de l'aimantation, est supposé faible vis-à-vis de H_C , et les seuls processus d'aimantation significatifs sont les déplacements réversibles et irréversibles de parois de Bloch.

Les interactions entre la paroi et le réseau sont décrites par une densité d'énergie potentielle conservative, $V(x)$, fonction aléatoire de la position de la paroi en raison des fluctuations spatiales des énergies magnétocristalline et d'échange. L'effet du champ magnétique H sur la paroi est analogue à une pression hydrostatique $U = 2 M_S H$, et l'équilibre de la paroi est régi par l'équation $U = dV/dx$. Afin de donner une expression pratique de $V(x)$, l'axe des x est tronçonné en segments égaux de longueur $2i$ et on donne à $V(x)$ la forme d'une succession d'arcs de paraboles. Chaque arc étant défini par les pentes de ses tangentes aux extrémités du segment de longueur $2i$ (fig. II-9).

Les valeurs des pentes successives sont aléatoires et sans corrélation ; une pente P_0 , caractéristique de la dureté magnétique du matériau permet de définir les

quantités sans dimensions $p = P/P_0$ (pente réduite) et $h = 2 M_3H/P_0$ (champ réduit). Le champ coercitif est relié à cette pente caractéristique par la relation $2 M_3H_C = P_0$. Le déplacement réduit de la paroi, $j = x/2i$ représente les variations d'aimantation.

Dans une première étape, nous raisonnerons uniquement en quantités réduites. La paroi se déplace sous l'effet du champ h , dont le module reste inférieur à une quantité positive ϵ' , elle-même inférieure à 1 : $|h| < \epsilon' \ll 1$.

L'étude du déplacement de la paroi sur les divers arcs de paraboles conduit à définir 3 types différents de pentes :

- pentes supérieures à ϵ' (type A), qui ne peuvent être franchies en champ croissant puisque $|h| < \epsilon'$
- pentes comprises entre $-\epsilon'$ et ϵ' (type B)
- pentes inférieures à $-\epsilon'$ (type C), qui ne peuvent être franchies en champ décroissant.

Soit $\omega(p)dp$ la probabilité de trouver une pente comprise entre p et $p + dp$. $\omega(p)$ est choisie gaussienne :

$$\omega(p) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp(-p^2)$$

La probabilité de trouver une pente de type B vaut :

$$\eta = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\epsilon'} \exp(-p^2) dp$$

Celle de trouver une pente de type A ou C vaut $(\frac{1}{2} - \frac{\eta}{2})$. $\epsilon' \ll 1$, donc au 2ème ordre en ϵ' , $\eta = \frac{2\epsilon'}{\sqrt{\pi}}$.

La fonction potentielle $V(x)$ est donc complètement définie par la donnée de P_0 , de i et de la loi de distribution des pentes $\omega(p)$, et le mouvement de la paroi peut y être étudié.

Elle se trouve initialement dans un puits de potentiel, c'est à dire entre une pente négative à gauche et une pente positive à droite. Sous l'effet du champ, la paroi va se déplacer, limitée à droite par une pente A, et à gauche par une pente C. Nous appellerons "configuration" une séquence de pentes ; les calculs sont effectués au 2ème ordre en ϵ' , et donc les séquences à considérer peuvent contenir au plus 2 pentes de type B, celles-ci ayant une probabilité de l'ordre de ϵ' .

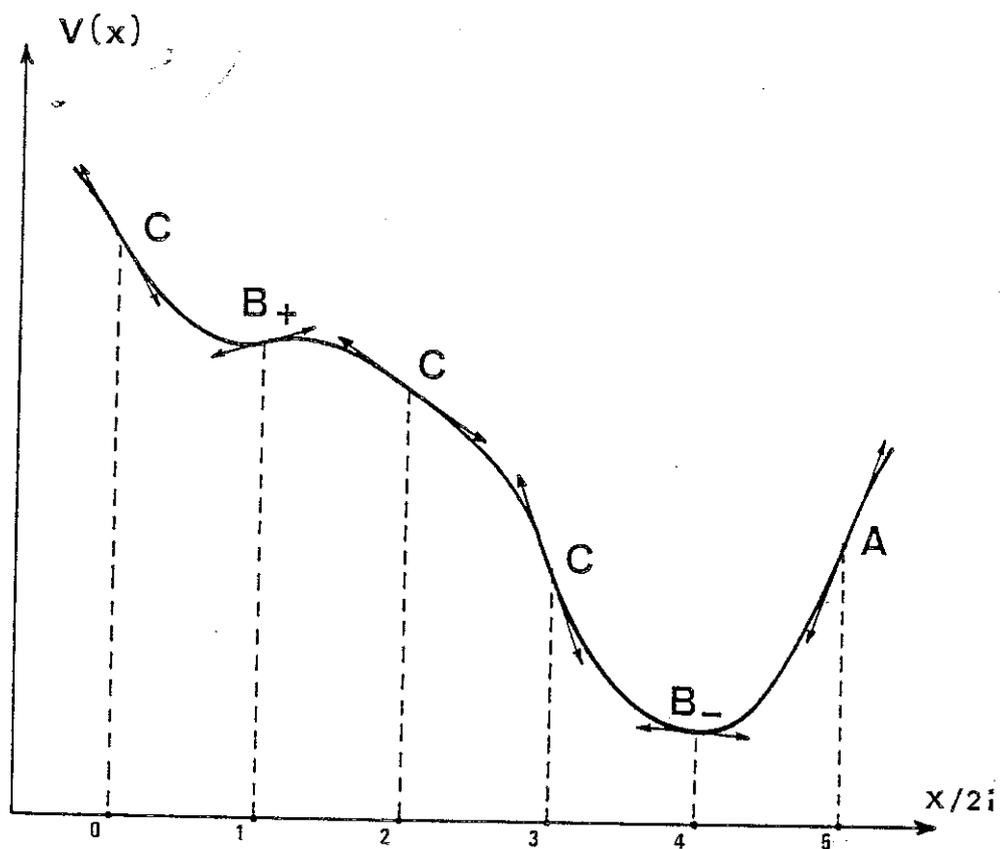


Figure II-9 - Représentation schématique de la fonction potentielle $V(x)$

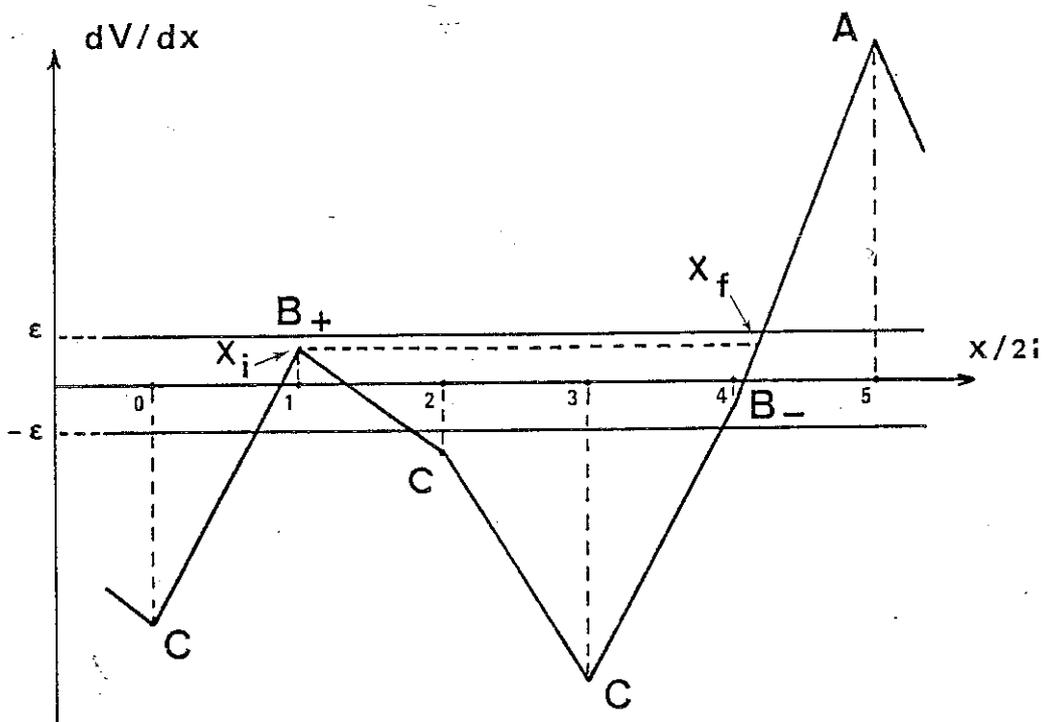


Figure II-10 - Exemple de configuration de pentes de la courbe $V(x)$
 x_i : position de décrochage irréversible de la paroi
 x_f : position d'arrêt de ce mouvement irréversible

Dans le cas traité par Néel d'un échantillon désaimanté par un champ alternatif, les seules configurations qui jouent un rôle sont les CB^2A , qui représentent des doubles puits limités par une pente C à gauche, une pente A à droite, et au sein desquels la paroi effectue des sauts irréversibles d'un puits à l'autre sous l'effet du champ.

La désaimantation thermique autorise, a priori, la présence de la paroi dans n'importe quel puits de $V(x)$, ce qui va conduire à un terme de métastabilité de position de paroi.

II-3-2-2 - Métastabilité de position - 1ère aimantation

On s'intéresse ici au mouvement de la paroi sous l'effet d'un champ croissant positif. La paroi est initialement dans un puits, donc dans une configuration commençant par une des séquences de pentes CB_+ , CA , B_-B_+ et B_-A , où B_+ et B_- sont respectivement des pentes comprises entre 0 et ϵ' et entre $-\epsilon'$ et 0.

La configuration comporte au plus deux pentes de type B, et est bornée à droite par une pente de type A. Les séquences à considérer sont donc :

$$CA, B_-A, CB_+C^mA, B_-B_+C^mA \text{ et } CB_+(C^mB)A$$

où l'entier $m \geq 0$ correspond au nombre de pentes de type C, et où les parenthèses représentent toutes les permutations possibles d'une pente B avec m pentes C. Un exemple de telle configuration, $CB_+C^2B_-A$, est présenté sur les figures II-9 et II-10.

Un champ croissant pousse la paroi dans la direction x positif. Si la pente de $V(x)$ croît régulièrement, la paroi aura un mouvement réversible. Si, au contraire, la pente passe par un maximum, puis décroît (point d'inflexion), l'obstacle n'est plus capable d'arrêter la paroi qui "décroche" alors et aura un mouvement irréversible jusqu'à rencontrer à nouveau une pente supérieure à h, capable de l'arrêter.

Nous ne nous intéressons ici qu'aux déplacements irréversibles de la paroi. Les séquences CA , B_-A , CB_+A , B_-B_+A et $CB_+^*B_+A$ (où $B_+^* < B_+$) ne donnent lieu qu'à des mouvements réversibles en champ croissant.

Les seules configurations contribuant aux déplacements irréversibles de la paroi sont donc :

CB_+B_-A , $CB_+B_+^*A$ (où $B_+^* < B_+$), CB_+C^mA , $B_-B_+C^mA$ et $CB_+(C^mB)A$, où $m \geq 1$

Les calculs suivants consistent à faire la somme des contributions de tous les types de séquences possibles. Chaque contribution est égale à la longueur du parcours irréversible de la paroi multiplié par la probabilité de la séquence, et par la probabilité que la paroi se trouve initialement dans un puits donné de la séquence. Nous tiendrons compte également d'une possible relaxation au cours du refroidissement, décrite par un coefficient τ qui sera un paramètre ajustable du modèle. Comme déjà indiqué, nous nous limitons au 2ème ordre en ϵ' .

a) Probabilité d'une séquence donnée

Les pentes étant supposées sans corrélation, la probabilité d'une séquence est simplement égale au produit des probabilités des diverses pentes rencontrées. La probabilité des pentes de type A et C est $1/2 - \epsilon'/\sqrt{\pi}$; celle des pentes de type B est $2\epsilon'/\sqrt{\pi}$ et celle des pentes B_+ et B_- , $\epsilon'/\sqrt{\pi}$.

Pour une pente B_+ , de valeurs p , les pentes $B_+^* < B_+$ sont comprises entre 0 et p . La probabilité d'une telle pente B_+^* vaut donc $p/\sqrt{\pi}$. Comme p est uniformément distribuée entre 0 et ϵ' , la probabilité de trouver B_+^* est :

$$\left(\int_0^{\epsilon'} p/\sqrt{\pi} dp \right) / \int_0^{\epsilon'} dp = \epsilon'/2\sqrt{\pi}$$

La probabilité de la séquence $B_+B_+^*$ avec $B_+^* < B_+$ est de $\epsilon'^2/2\pi$.

Les séquences CB_+B_-A , $CB_+B_+^*A$, $B_-B_+C^mA$ et $CB_+(C^mB)A$ comportent deux pentes de type B; leur probabilité est de l'ordre de ϵ'^2 . Il suffit donc, pour ces configurations, de calculer le parcours irréversible à l'ordre 0 en ϵ' . Par contre, les configurations CB_+C^mA , ont une probabilité de l'ordre de ϵ' . Le parcours irréversible correspondant doit être calculé jusqu'à l'ordre 1 en ϵ' .

b) Parcours irréversible de la paroi dans une configuration : un exemple

La paroi est initialement dans un puits de $V(x)$, entre deux premières pentes sur le côté gauche de la configuration.

Prenons la configuration $CB_+C^2B_-A$ de la figure II-9 comme exemple. Lorsque le champ augmente, la paroi a d'abord un mouvement réversible dans le puits CB_+ jusqu'à ce que le champ atteigne la valeur de la pente B_+ . La paroi décroche alors pour se déplacer irréversiblement jusqu'à rencontrer, entre B_- et A , une pente supérieure à B_+ . Là le mouvement redevient réversible et s'arrête au point de pente h .

La position moyenne du point de pente B_+ , entre la pente B_- et A , calculée pour toutes les valeurs de B_- et A , diffère de l'abscisse du point de pente B_- d'une quantité de l'ordre de ϵ' (fig. II-10). Comme il y a deux pentes B dans cette configuration, la contribution de ce terme correctif, du 3ème ordre en ϵ' , est négligeable. Le parcours irréversible vaut donc ici 3 en unités $x/2i$.

De la même manière, si après avoir démarré irréversiblement au point de pente B_+ , la paroi rencontre une pente $B > B_+$, elle va avoir un mouvement réversible jusqu'à ce que le champ atteigne la valeur de la pente B . Ce terme réversible est proportionnel à la différence des pentes B et B_+ et donc de l'ordre de ϵ' . Une telle situation ne peut se produire que dans des configurations du type $CB_+(C^mB)A$, dont la probabilité est de l'ordre de ϵ'^2 ; le terme correctif correspondant peut donc être négligé.

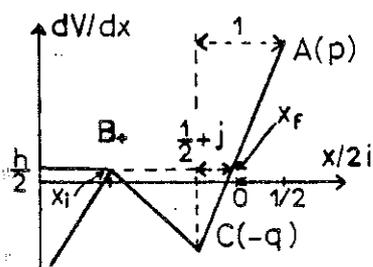
c) Position moyenne de décrochage et d'accrochage

- Pour les configurations conduisant à un déplacement irréversible, la paroi décroche à la première pente B_+ , sauf dans le cas où celle-ci est immédiatement suivie d'une pente $B_+^* > B_+$. Dans ce cas, la paroi décroche à la 2ème pente, B_+^* . Cette situation se présente pour les configurations $CB_+B_+^*C^mA$, ($B_+^* > B_+$), qui appartiennent à la classe $CB_+(C^mB)A$.

- Deux cas doivent être considérés pour la position d'arrêt de la paroi. Si cette position se trouve entre 2 pentes de module fini, C et A , elle coïncidera en moyenne avec le milieu du segment CA , à une correction de l'ordre ϵ' près. Si la paroi s'arrête entre une pente B et une pente A , la position moyenne coïncidera avec le point de pente B , à une correction de l'ordre de ϵ' près. En conséquence, dans la classe des configurations $CB_+(C^mB)A$, les séquences terminées par BA doivent être considérées séparément de celles terminées par CA .

- Les corrections de l'ordre de ϵ' doivent être prises en compte pour les configurations CB_+C^mA , dont la probabilité est proportionnelle à ϵ' . La paroi décroche irréversiblement au point de pente B_+ et s'arrête entre la dernière pente C et la pente A . En première approximation, la position finale est en moyenne au milieu du segment CA , et le parcours irréversible vaut $m + 1/2$ en unité $x/2i$.

En fait, la paroi s'arrête entre C et A, au point de pente h' égal à B_+ . La valeur moyenne des pentes B_+ possibles, inférieures à h , vaut $h/2$. Si l'on prend l'origine de l'axe des x au milieu de CA, l'abscisse réduite, j , du point entre C et A où la pente vaut $h/2$ est définie, comme indiqué sur le schéma ci-dessous, par :



$$\frac{1/2 + j}{h/2 + q} = \frac{1}{p + q}$$

où p est la valeur de la pente A ($\epsilon' < p$)
et $-q$ celle de la pente C ($-q < -\epsilon'$). D'où

$$j = \frac{h + q - p}{2(p + q)}$$

La valeur moyenne de j , dont le calcul est présenté en annexe, est de l'ordre de $2 \frac{h}{\pi}$.

d) Probabilité d'occupation des diverses configurations

Si dans un premier temps on envisage que le refroidissement de l'échantillon est une trempe infiniment rapide, tous les puits de $V(x)$ sont également peuplés. La restriction à deux pentes B par configuration conduit à des situations avec 1, 2 ou 3 puits de potentiel :

- Les $CB_+B_+^*A$, ($B_+^* < B_+$), contiennent seulement un puits. La probabilité d'occupation est 1.
- Les CB_+B_-A , $CB_+C^m A$, $B_-B_+C^m A$, $CB_+C^m B_+A$, $CB_+B_+C^m A$ et $CB_+(C^m B_-)A$ contiennent deux puits. La probabilité d'occupation vaut 1/2 pour chacun. Le second puits est de type CA ou B_-A : lorsqu'il est occupé, sa contribution, en champ croissant, est purement réversible.
- Les $CB_+C(B_+C^{m-2})CA$ contiennent trois puits, la probabilité d'occupation de chacun étant 1/3. Les situations où le 2ème puits est occupé ont déjà été prises en compte dans les configurations $CB_+ C^m A$. Les situations où le 3ème puits est occupé ne conduisent qu'à une contribution réversible.

Si l'on tient compte de la relaxation intervenant au cours du refroidissement, il faut pondérer l'occupation des puits métastables B_-A , CB_+ et B_-B_+ .

Soit τ la probabilité, intégrée sur tout le processus de refroidissement, que la paroi puisse franchir une barrière du type B . Le nombre de parois qui restent

dans les puits B-A et CB₊ est alors proportionnel à 1-τ. Pour les puits B-B₊, la probabilité pour la paroi de franchir une des pentes vaut τ, celle de franchir l'autre vaut τ(1-τ). La probabilité pour la paroi de quitter un tel puits vaut donc 2 τ-τ² et le nombre de parois qui restent dans ce type de puits est proportionnel à (1-τ)².

- Les puits de type B-A et CB₊ doivent donc être pondérés par 1-τ .
- la moitié des puits de type B-B₊ doit être pondérée par (1-τ)², l'autre par (1-τ) car les puits de type AB-B₊ ne relaxent que d'un côté.
- Pour les doubles puits CB₊B-A, les deux types possibles de relaxation (de droite à gauche et de gauche à droite) s'annulent en moyenne sur toutes les valeurs possibles des pentes B₊ et B₋.

Le Tableau II-1 présente pour les diverses configurations, leur probabilité, les parcours irréversibles correspondants pour la paroi et les probabilités d'occupation. Pour chaque configuration, la contribution à l'aimantation irréversible est égale au produit de ces 3 termes. En sommant sur les valeurs de m ≥ 1, on obtient cette contribution pour chaque type de configurations : elle est également portée dans le tableau.

Les configurations correspondant à la classe CB₊(C^mB)A sont séparées en 5 sous-classes pour lesquelles les divers termes du tableau peuvent différer. Les contributions à l'aimantation irréversible ne sont plus exprimées, dans ce tableau, en fonction de la quantité arbitraire ε', utilisée pour définir les 3 types de pentes, mais en terme de la quantité physique h (champ réduit) qui est du même ordre.

L'expression analytique de la première branche du cycle d'hystérésis est donc:

$$j(h) = \frac{1}{4} \frac{h^2}{\pi} + \left[\frac{5}{16} \frac{h}{\sqrt{\pi}} + \left(\frac{1}{48} + \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \right) \frac{h^2}{\pi} \right] (1-\tau) + \frac{5}{16} \frac{h^2}{\pi} (1-\tau)^2$$

II-3-3 - Branches suivantes du cycle d'hystérésis

a) Champ décroissant de h_M à 0

Le champ croissant h a poussé la paroi contre une pente A, à droite des configurations. Parmi les configurations considérées jusqu'ici, seules les CB₊B₊A* (B₊* < B₊), donneront une contribution irréversible en champ décroissant jusqu'à 0. Les autres ne contribuent pas à l'irréversibilité puisque la paroi est arrêtée dès qu'elle rencontre une pente négative à gauche de la pente A, et a seulement un mouvement réversible jusque là (séquences CB₊B-A, CB₊C^mA, B-B₊C^mA et CB₊(C^mB)A). De plus, aucune configuration nouvelle n'apparaît, du point de vue de l'irréversibilité, puisque les parois

Configuration	Probabilité	Parcours	Occupation	Contribution
CB ₊ B ₋ A	$(\frac{1}{2} - \frac{\epsilon'}{\sqrt{\pi}})^2 \frac{\epsilon'^2}{\pi}$	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{8} \frac{h^2}{\pi}$
CB ₊ B ₊ A [*] (B ₊ < B ₊)	$(\frac{1}{2} - \frac{\epsilon'}{\sqrt{\pi}})^2 \frac{1}{2} \frac{\epsilon'^2}{\pi}$	1	1	$\frac{1}{8} \frac{h^2}{\pi}$
CB ₊ C ^m A	$(\frac{1}{2} - \frac{\epsilon'}{\sqrt{\pi}})^{m+2} \frac{\epsilon'}{\sqrt{\pi}}$	$m + \frac{1}{2} + 2 \frac{\epsilon'}{\pi}$	$\frac{1}{2}(1-\tau)$	$[\frac{5h}{16\sqrt{\pi}} - (3 - \frac{1}{4\sqrt{\pi}}) \frac{h^2}{\pi}] (1-\tau)$
AB ₋ B ₊ C ^m A	$(\frac{1}{2} - \frac{\epsilon'}{\sqrt{\pi}})^{m+2} \frac{\epsilon'^2}{\pi}$	$m + \frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}(1-\tau)^2$	$\frac{5}{16} \frac{h^2}{\pi} (1-\tau)^2$
CB ₋ B ₊ C ^m A	$(\frac{1}{2} - \frac{\epsilon'}{\sqrt{\pi}})^{m+2} \frac{\epsilon'^2}{\pi}$	$m + \frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}(1-\tau)$	$\frac{5}{16} \frac{h^2}{\pi} (1-\tau)$
CB ₊ C ^m BA	$(\frac{1}{2} - \frac{\epsilon'}{\sqrt{\pi}})^{m+2} 2 \frac{\epsilon'^2}{\pi}$	m+1	$\frac{1}{2}(1-\tau)$	$\frac{3}{4} \frac{h^2}{\pi} (1-\tau)$
CB ₊ (C ^{m-1} B ₋)CA	$(\frac{1}{2} - \frac{\epsilon'}{\sqrt{\pi}})^{m+2} \frac{\epsilon'^2}{\pi} m$	$m + 1 + \frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}(1-\tau)$	$\frac{9}{8} \frac{h^2}{\pi} (1-\tau)$
CB ₊ B ₊ C ^m A [*] (B ₊ < B ₊)	$(\frac{1}{2} - \frac{\epsilon'}{\sqrt{\pi}})^{m+2} \frac{1}{2} \frac{\epsilon'^2}{\pi}$	$m + 1 + \frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}(1-\tau)$	$\frac{7}{32} \frac{h^2}{\pi} (1-\tau)$
CB ₊ B ₊ C ^m A [*] (B ₊ > B ₊)	$(\frac{1}{2} - \frac{\epsilon'}{\sqrt{\pi}})^{m+2} \frac{1}{2} \frac{\epsilon'^2}{\pi}$	$m + \frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}(1-\tau)$	$\frac{5}{32} \frac{h^2}{\pi} (1-\tau)$
CB ₊ C(C ^{m-2} B ₊)CA	$(\frac{1}{2} - \frac{\epsilon'}{\sqrt{\pi}})^{m+2} \frac{\epsilon'^2}{\pi} (m-1)$	$m + 1 + \frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}(1-\tau)$	$\frac{11}{24} \frac{h^2}{\pi} (1-\tau)$

Tableau II-1 : Champ croissant de 0 à h

qui avaient un mouvement réversible restent dans le même puits de potentiel. La situation en champ décroissant de h à 0 est résumée dans le tableau II-2.

Configuration	Probabilité	Parcours	Occupation	Contribution
$CB_+B_+^*$ $(B_+^* < B_+)$	$\left(\frac{1}{2} - \frac{\epsilon'}{\sqrt{\pi}}\right)^2 \frac{1}{2} \frac{\epsilon'^2}{\pi}$	-1	1	$-\frac{1}{8} \frac{h^2}{\pi}$

Tableau II-2 : Champ décroissant de h à 0

Sur cette branche de cycle, l'aimantation a la forme suivante :

$$j(h) = j(h_M) - \frac{1}{8} \frac{(h-h_M)^2}{\pi}$$

b) Champ décroissant de 0 à $-h_M$

Parmi les configurations déjà envisagées, seules les CB_+B_-A jouent ici un rôle. Leur probabilité d'occupation vaut 1, puisque le champ croissant a complètement dépeuplé les puits CB_+ .

Les situations $CB_+B_+^*$, ($B_+^* < B_+$), ont déjà joué leur rôle pendant la décroissance de h à 0. Dans les autres configurations, la paroi est bloquée par la première pente C rencontrée. A partir de ce moment, elle est piégée dans un puits de type CA ou CBA, qui n'ont plus qu'une contribution réversible. Ces situations ont été détruites du point de vue de l'irréversibilité, par l'application du champ. Par contre, des situations nouvelles, qui n'avaient pas joué de rôle en champ positif vont intervenir lorsque le champ décroît de 0 à $-h$. Ce sont les configurations suivantes, terminées à droite par B_-A ou B_-B_+A :

$$CB_-B_-A^*, (B_-^* > B_-), CA^m B_-A, CA^m B_-B_+A \text{ et } C(A^m B)B_-A \text{ où } m > 1.$$

Ces configurations, qui ne contribuent qu'à un mouvement réversible en champ positif, donnent une contribution irréversible en champ négatif. Les calculs sont analogues à ceux effectués pour $h > 0$. Le Tableau II-3 résume les résultats.

Configuration	Probabilité	Parcours	Occupation	Contribution
CB_+B_-A	$(\frac{1}{2} - \frac{\epsilon'}{\sqrt{\pi}})^2 \frac{\epsilon'^2}{\pi}$	-1	1	$-\frac{1}{4} \frac{h^2}{\pi}$
$CB_-^*B_-A$ ($B_- > B_-^*$)	$(\frac{1}{2} - \frac{\epsilon'}{\sqrt{\pi}})^2 \frac{1}{2} \frac{\epsilon'^2}{\pi}$	-1	1	$-\frac{1}{8} \frac{h^2}{\pi}$
$CA^m B_-A$	$(\frac{1}{2} - \frac{\epsilon'}{\sqrt{\pi}})^{m+2} \frac{\epsilon'}{\sqrt{\pi}}$	$-m - \frac{1}{2} - 2 \frac{\epsilon'}{\pi}$	$\frac{1}{2}(1-\tau)$	$-[\frac{5h}{16\sqrt{\pi}} - (3 - \frac{1}{4\sqrt{\pi}}) \frac{h^2}{\pi}] (1-\tau)$
$CA^m B_-B_+A$	$(\frac{1}{2} - \frac{\epsilon'}{\sqrt{\pi}})^{m+2} \frac{\epsilon'^2}{\pi}$	$-m - \frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}(1-\tau)$	$-\frac{5}{16} \frac{h^2}{\pi} (1-\tau)$
$CBA^m B_-A$	$(\frac{1}{2} - \frac{\epsilon'}{\sqrt{\pi}})^{m+2} 2 \frac{\epsilon'^2}{\pi}$	$-m - 1$	$\frac{1}{2}(1-\tau)$	$-\frac{3}{4} \frac{h^2}{\pi} (1-\tau)$
$CA(A^{m-1} B_+)B_-A$	$(\frac{1}{2} - \frac{\epsilon'}{\sqrt{\pi}})^{m+2} \frac{\epsilon'^2}{\pi} m$	$-m - 1 - \frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}(1-\tau)$	$-\frac{9}{8} \frac{h^2}{\pi} (1-\tau)$
$CA^m B_-B_-A$ ($B_- > B_-^*$)	$(\frac{1}{2} - \frac{\epsilon'}{\sqrt{\pi}})^{m+2} \frac{1}{2} \frac{\epsilon'^2}{\pi}$	$-m - 1 - \frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}(1-\tau)$	$-\frac{7}{32} \frac{h^2}{\pi} (1-\tau)$
$CA^m B_-B_-A$ ($B_- < B_-^*$)	$(\frac{1}{2} - \frac{\epsilon'}{\sqrt{\pi}})^{m+2} \frac{1}{2} \frac{\epsilon'^2}{\pi}$	$-m - \frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}(1-\tau)$	$-\frac{5}{32} \frac{h^2}{\pi} (1-\tau)$
$CA(A^{m-2} B_-)AB_-A$	$(\frac{1}{2} - \frac{\epsilon'}{\sqrt{\pi}})^{m+2} \frac{\epsilon'^2}{\pi} (m-1)$	$-m - 1 - \frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}(1-\tau)$	$-\frac{11}{24} \frac{h^2}{\pi} (1-\tau)$

Tableau II-3 : Champ décroissant de 0 à - h

L'expression de cette branche du cycle d'hystérésis, $0, -h_M$ est :

$$j(h) = j(0) - \left\{ \frac{3}{8} \frac{h^2}{\pi} + \left[\frac{5}{16} \frac{h}{\sqrt{\pi}} + \left(\frac{1}{48} + \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \right) \frac{h^2}{\pi} \right] (1 - \tau) \right\}$$

Les contributions irréversibles entre 0 et h d'une part, entre 0 et -h d'autre part, sont symétriques, mis à part deux termes :

- le terme provenant des configurations $CB_+ B_-A$: Il vaut $\frac{1}{8} \frac{h^2}{\pi}$, lors de la première aimantation, puisque les deux puits ont même probabilité d'occupation et seulement la moitié des configurations contribue à l'irréversibilité. Il vaut par contre $-\frac{1}{4} \frac{h^2}{\pi}$ en champ décroissant car seuls les puits B_-A sont initialement peuplés.

- Parmi les configurations $B_-B_+C^mA$, qui jouent un rôle en champ croissant, les $CB_-B_+C^mA$ ont des équivalents en champ décroissant : les $CA^mB_-B_+A$. Par contre, les configurations $AB_-B_+C^mA$, qui sont les situations les plus métastables, n'ont pas d'équivalent en champ décroissant. Elles donneraient une contribution irréversible quel que soit le signe du champ initial, mais sont détruites dès le premier passage du champ.

La dissymétrie qui en résulte est un décalage du cycle du côté du champ appliqué initialement, d'amplitude $\frac{5}{16} \frac{h^2}{\pi} (1-\tau)^2$.

c) Branches suivantes du cycle

Lorsque le champ atteint la valeur $-h_M$, toutes les configurations métastables ont été détruites, du point de vue de l'irréversibilité ; seules contribuent alors pour la suite, les $CB^2 A$. Pour les branches successives, les seules contributions proviennent de :

- CB_+B_-A en champ positif croissant ou négatif décroissant
- $CB_+B_+^*A$, ($B_+^* < B_+$), en champ positif, croissant ou décroissant
- $CB_-^*B_-A$, ($B_-^* > B_-$), en champ négatif, croissant ou décroissant

En particulier, la contribution irréversible linéaire en champ disparaît dès que le champ atteint $-h_M$ et, pour les cycles suivants, seuls subsistent les termes quadratiques en champ. Le Tableau II-4 résume ces résultats.

Champ	Configuration	Probabilité	Parcours	Occupation	Contribution
$-h \rightarrow 0$	$CB_{-}^{*}B_{-}A$ ($B_{-}^{*} > B_{-}$)	$(\frac{1}{2} - \frac{\epsilon'}{\sqrt{\pi}})^2 \frac{1}{2} \frac{\epsilon'^2}{\pi}$	1	1	$\frac{1}{8} \frac{h^2}{\pi}$
$0 \rightarrow h$	$CB_{+}B_{-}A$	$(\frac{1}{2} - \frac{\epsilon'}{\sqrt{\pi}})^2 \frac{\epsilon'^2}{\pi}$	1	1	$\frac{1}{4} \frac{h^2}{\pi}$
	$CB_{+}B_{+}^{*}A$ ($B_{+}^{*} < B_{+}$)	$(\frac{1}{2} - \frac{\epsilon'}{\sqrt{\pi}})^2 \frac{1}{2} \frac{\epsilon'^2}{\pi}$	1	1	$\frac{1}{8} \frac{h^2}{\pi}$
$h \rightarrow 0$	$CB_{+}B_{+}^{*}A$ ($B_{+}^{*} < B_{+}$)	$(\frac{1}{2} - \frac{\epsilon'}{\sqrt{\pi}})^2 \frac{1}{2} \frac{\epsilon'^2}{\pi}$	-1	1	$-\frac{1}{8} \frac{h^2}{\pi}$

Tableau II-4 : Variations ultérieures du champ entre $-h$ et h

II-3-4 - Expressions complètes des diverses branches du cycle

Les expressions complètes des diverses branches sont obtenues en multipliant les expressions obtenues pour une paroi unique de surface constante, par le paramètre l décrivant l'évolution de la surface totale de paroi. De plus, afin de comparer les prédictions de ce modèle aux mesures expérimentales, on doit remplacer les grandeurs sans dimension utilisées jusqu'ici par des grandeurs physiques.

En unités réduites, les expressions sont du type : $j = \lambda h + \mu h^2$

En unités physiques : $M_{irr}/M_S = \lambda 2 M_S H/P_0 + \mu 4 M_S^2 H^2/P_0^2$, où P_0 est la pente caractéristique utilisée pour définir les pentes et champs réduits, $h = 2 M_S H/P_0$.

On a donc : $M_{irr} = \lambda 2 M_S^2 H/P_0 + \mu 4 M_S^3 H^2/P_0^2$

Notre échantillon est un polycristal, constitué de grains supposés orientés de façon aléatoire. On doit considérer la projection de M_S sur l'axe défini par le champ, $M_S \cos\theta$, dont on prend la moyenne pour toutes les orientations de l'aimantation dans une demi-sphère autour de cet axe. Les valeurs moyennes qui interviennent sont donc :

$$\begin{aligned} \langle (M_S \cos\theta)^2 \rangle_{\theta} &= M_S^2/3 \quad \text{pour les terme linéaires en champ} \\ \langle (M_S \cos\theta)^3 \rangle_{\theta} &= M_S^3/4 \quad \text{pour les termes quadratiques} \end{aligned}$$

En posant $P_0/(2M_S) = H_C$, qui est une mesure du champ coercitif, on obtient :

$$M_{irr} = M_S [(\lambda/3) \cdot (H/H_C) + (\mu/4) \cdot (H/H_C)^2]$$

Soit $16 \pi K$ la constante de normalisation de l'aimantation réduite. Les relations pour les diverses branches du cycle sont alors :

Première aimantation : $0 \rightarrow H_M$

$$M_{irr}(H) = K \left\{ \left(\frac{H}{H_C} \right)^2 + \left[\frac{5\sqrt{\pi}}{3} \frac{H}{H_C} + \left(\frac{1}{12} + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \right) \left(\frac{H}{H_C} \right)^2 \right] (1-\tau) + \frac{5}{4} \left(\frac{H}{H_C} \right)^2 (1-\tau)^2 \right\} \\ \times \left\{ 1 - (1-l_A) \left[1 - \exp\left(-\alpha \frac{H}{H_C}\right) \right] \left[1 - \exp\left(-\frac{\beta}{4}\right) \right] \right\}$$

Première décroissance : $H_M \rightarrow 0$

$$M_{irr}(H) = M_{irr}(H_M) - \frac{K}{2} \left(\frac{H - H_M}{H_C} \right)^2 \left\{ 1 - (1-l_A) \left[1 - \exp\left(-\alpha \frac{H_M}{H_C}\right) \right] \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{\beta}{4} \left(1 + \frac{|H - H_M|}{H_M} \right) \right) \right] \right\}$$

Première décroissance : $0 \rightarrow -H_M$

$$M_{irr}(H) = M_{irr}(0) - K \left\{ \frac{3}{2} \left(\frac{H}{H_C} \right)^2 + \left[\frac{5\sqrt{\pi}}{3} \frac{H}{H_C} + \left(\frac{1}{12} + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \right) \left(\frac{H}{H_C} \right)^2 \right] (1-\tau) \right\} \\ \times \left\{ 1 - (1-l_A) \left[1 - \exp\left(-\alpha \frac{H_M + |H|}{H_C}\right) \right] \left[1 - \exp\left(-\frac{\beta}{4} \left(2 + \frac{|H|}{H_M} \right) \right) \right] \right\}$$

Branches suivantes : $-H_M \rightarrow H_M$ (cycle n° n)

$$M_{irr} = M_{irr}(-H_M) + \frac{K}{2} \left(\frac{H + H_M}{H_C} \right)^2 \left\{ 1 - (1-l_A) \left[1 - \exp\left(-2\alpha \frac{H_M}{H_C}\right) \right] \left[1 - \exp\left(-\frac{\beta}{4} \left(n + \frac{|H+H_M|}{H_M} \right) \right) \right] \right\}$$

$H_M \rightarrow -H_M$ (cycle n° n)

$$M_{irr} = M_{irr}(H_M) - \frac{K}{2} \left(\frac{H - H_M}{H_C} \right)^2 \left\{ 1 - (1-l_A) \left[1 - \exp\left(-2\alpha \frac{H_M}{H_C}\right) \right] \left[1 - \exp\left(-\frac{\beta}{4} \left(n + \frac{|H-H_M|}{H_M} \right) \right) \right] \right\}$$

Dans ces expressions, on prendra $H_C = 1,59$ Oe, valeur mesurée à 0°C ; le taux de relaxation τ , la surface de paroi après une désaimantation alternative l_A , les coefficients de la décroissance de la surface de paroi, α et β , et la constante de normalisation K sont des paramètres à déterminer, et qui le seront par comparaison entre les valeurs calculées et observées de l'aimantation.

II-4 - RESULTATS - ANALYSE

Les cinq paramètres ont été affinés par moindres carrés, en minimisant la quantité $R = \sum (F_{obs} - F_{calc})^2 / \sum F_{obs}^2$ où F représente soit une aimantation rémanente, soit une valeur de la courbe de première aimantation.

Nous avons utilisé les résultats obtenus pour 11 valeurs différentes de l'amplitude du champ comprises entre 0,26 et 1,46 Oe ($H_C = 1,59$ Oe). Pour chaque valeur de l'amplitude, 5 ou 6 aimantations rémanentes positives et 5 ou 6 négatives étaient utilisables. En y ajoutant la courbe de première aimantation jusqu'à 1,46 Oe, on atteint un nombre de valeurs expérimentales de 159.

Alors que les aimantations rémanentes ne font intervenir que l'aimantation irréversible, un terme de susceptibilité réversible intervient dans la courbe de première aimantation. De plus, comme déjà indiqué, le terme réversible global est approximativement compensé par la mutuelle inductance ajustable. Il est donc nécessaire de tenir compte, dans la courbe de première aimantation, d'un terme linéaire γH , γ étant un paramètre supplémentaire à déterminer.

Les valeurs numériques des 5 paramètres τ , l_A , α , β , γ et de la constante de normalisation sont indiquées dans le Tableau II-5. Le résidu R est égal à 8,4 %. Les figures II-7, II-8, II-11 et II-12 illustrent la manière dont le modèle rend compte des résultats.

Tableau II-5

τ	l_A	α	β	γ	K
92,7%	0,35	0,93	0,71	0,40	264

La figure II-7 représente les valeurs de premières et dernières rémanences, pour toutes les valeurs d'amplitude de champ étudiées. L'accord est médiocre pour les premières rémanences négatives. Les variations irrégulières des rémanences (tant expérimentales que calculées) autour d'une courbe moyenne régulière proviennent de la symétrie imparfaite des cycles de champ, déjà mentionnée.

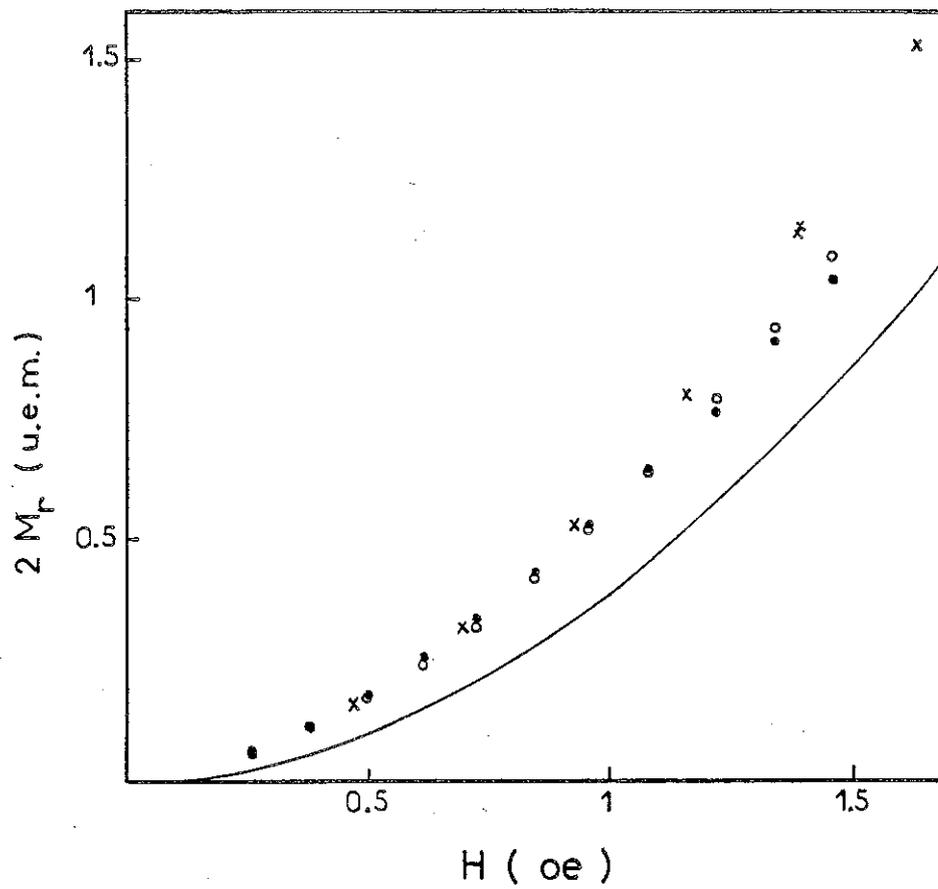


Figure II-11 - Comparaison entre les valeurs calculées et mesurées de la largeur $2M_R$ des cycles après stabilisation, en fonction de l'amplitude des cycles de champ.
Désaimantation alternative : x : mesurés ; trait continu : calculé.
Stabilisé après désaimantation thermique : o : mesurés ; ● calculés.

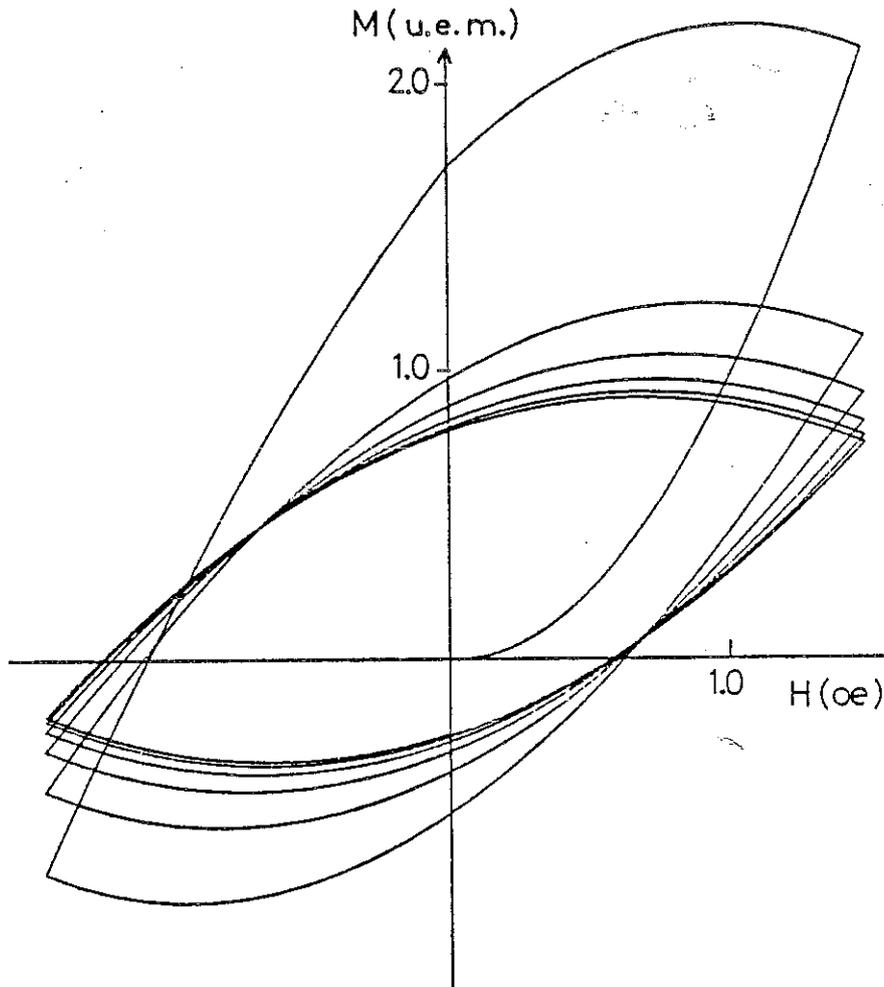


Figure II-12 - Evolution des premiers cycles symétriques après une désaimantation thermique , calculée dans le modèle.
Amplitude du champ : 1,46 0e - à comparer à la figure II-2.

La figure II-8 représente la courbe de première aimantation jusqu'à 1,46 Oe. La courbe expérimentale démarre avec une pente très faible dont le modèle ne peut rendre compte, et qui peut être interprétée comme une conséquence du trainage magnétique en champ faible.

La figure II-11 représente l'amplitude $2 M_R$ des cycles après stabilisation, en fonction de l'amplitude des cycles de champ. Cette quantité dépend uniquement de la surface de paroi.

Enfin, la figure II-12 représente une séquence de cycles calculés pour une amplitude de cycle de 1,46 Oe, et est à comparer avec la figure II-2.

D'une manière générale, on peut dire que le désaccord entre le modèle et les résultats expérimentaux est plus sensible aux faibles champs, pour lesquels le modèle prévoit une stabilisation trop rapide. Néanmoins, l'ensemble des paramètres déterminés par la minimisation permet de décrire globalement les résultats expérimentaux d'une façon satisfaisante.

II-4-1 - Coefficient γ du terme réversible

L'affinement par moindre carré conduit à la valeur : $\gamma = 0,40 \text{ uem.Oe}^{-1}$. Le terme linéaire provenant de la mutuelle inductance étant égal à $-3,95 \text{ uem.Oe}^{-1}$, la susceptibilité réversible de l'échantillon vaut $3,55 \text{ uem.Oe}^{-1}$. Ce terme comprend à la fois la susceptibilité réversible de rotation des moments magnétiques et la susceptibilité réversible de déplacement de parois.

Dans un polycristal idéal, d'un matériau à anisotropie uniaxiale, la susceptibilité de rotation a l'expression suivante :

$$\chi_{\text{rot}} = M_S^2 / 3 K$$

(M_S = aimantation spontanée, K = constante d'anisotropie) [CHIK-1964]. D'après les valeurs expérimentales de ces quantités, $M_S = 900 \text{ uem}$, $K = 3.10^5 \text{ erg.cm}^{-3}$ [DESC-1971, SMIT-1978], on trouve $\chi_{\text{rot}} = 0,9 \text{ uem.Oe}^{-1}$. Le terme restant peut être attribué à la susceptibilité de déplacement de paroi, $\chi_p = 2,7 \text{ uem.Oe}^{-1}$.

D'une manière plus rigoureuse, lorsque la surface de paroi évolue, χ_p et donc γ devrait évoluer lorsque les cycles de champ stabilisent la structure en domaines. En fait, la procédure d'affinement conduit à un accord bien moins bon si la susceptibilité réversible γ est astreinte à décroître avec la surface de paroi. Une raison possible à cela, est que les parois, piégées dans des puits profonds de $V(x)$, et qui présentent un mouvement purement réversible, ont peu de chances de disparaître pendant les cycles. Nous avons donc négligé l'évolution de la susceptibilité réversible.

II-4-2 - Evolution de la surface de paroi : β , l_A , α

Le paramètre $\beta = 0,70$ décrit l'évolution de la surface de paroi sous le seul effet du nombre de cycles. Nous avons été amenés à découpler l'effet du nombre de cycles de celui de l'amplitude de ces cycles, pour rendre compte du fait expérimental suivant : quel que soit l'état hors d'équilibre du système d'où l'on parte, et quel que soit l'état "d'équilibre" où l'on veut l'amener au moyen de cycles de champ, il est nécessaire d'appliquer 5 ou 6 cycles. Cette remarque est d'ailleurs valable pour d'autres phénomènes comme la plasticité [PASZ-1978].

Au cours de l'affinement, nous avons observé que les paramètres l_A (surface de paroi minimale) et α (décrivant la décroissance de l en fonction de l'amplitude des cycles) sont fortement couplés. En d'autres termes, différents couples (l_A , α) conduisent à des affinements sensiblement équivalents.

Dans la gamme de champ limité où le modèle est sensé être valable, ($H < H_C$), une relaxation rapide vers un l_A élevé, ou une relaxation lente vers un l_A faible, conduisent à des variations équivalentes de la surface de paroi l .

Il semble à première vue que cette indétermination pourrait être levée en utilisant la valeur de l permettant de décrire un cycle obtenu après désaimantation alternative, valeur qui doit être égale à l_A . Malheureusement, une comparaison directe des largeurs $2 M_R$ des cycles stabilisés se révèle impossible.

On observe en effet, en particulier pour des cycles d'amplitude $1,46 Oe$, que la largeur du cycle après désaimantation alternative, est supérieure à la largeur du cycle stabilisé par des cycles, après désaimantation par refroidissement. Un tel comportement est incompatible avec le modèle (Fig. II-11).

En réalité, le modèle prétend décrire uniquement l'effet de champ inférieurs à H_C . Une désaimantation alternative met en jeu des champs importants (~ 35 Oe) qui doivent avoir des effets non négligeables sur la topologie de la structure en domaines. On peut supposer en effet, que la structure "vierge" obtenue par refroidissement, et la structure ayant connue des champs importants sont caractérisées par des topologies différentes. Si ce paramètre "forme" des domaines, indépendamment de la surface de paroi, joue un rôle dans les processus d'aimantation, on doit s'attendre à des comportements différents pour les deux structures en domaines. L'application de champs de plus en plus importants sur la structure "vierge" doit la faire évoluer vers la structure désaimantée par champ alternatif.

La figure II-13 met en évidence cette évolution topologique, en montrant l'évolution de l'aimantation rémanente et de la pente globale d'un cycle en fonction des champs, grands devant H_C , qu'a subi la structure en domaines. (Voir la légende de la figure). Nous reviendrons dans les chapitres suivants sur cette notion de topologie de la structure en domaines.

De tels effets ne peuvent être pris en compte dans un modèle simple, dans lequel l'évolution de la structure en domaines est entièrement décrite par le seul paramètre surface de paroi. Nous avons tenté de les interpréter par une modification de la coercivité, liée à l'évolution de la taille des domaines, et donc éventuellement de la taille des éléments de paroi que l'on peut considérer se déplaçant de façon cohérente. Ceci revient en quelque sorte à parler de flexibilité des parois. Une telle analyse n'a pas permis de décrire l'ensemble des données expérimentales.

En réalité, la taille des éléments de paroi qui se déplacent de manière cohérente doit varier, de même que les interactions entre ces éléments. Dans le modèle, ces interactions complexes entre parois, et des parois avec le réseau, sont prises en compte par le potentiel $V(x)$, qui n'est défini que par deux paramètres :

- la distance i entre deux points d'inflexion, qui est reliée à l'épaisseur de paroi, indépendante de la structure en domaines et constante à une température donnée
- la pente typique P_0 , reliée au champ coercitif H_C , qui pourrait dépendre de la structure en domaines.

On comprend bien qu'une telle description manque de souplesse pour décrire une modification topologique de la structure en domaines.

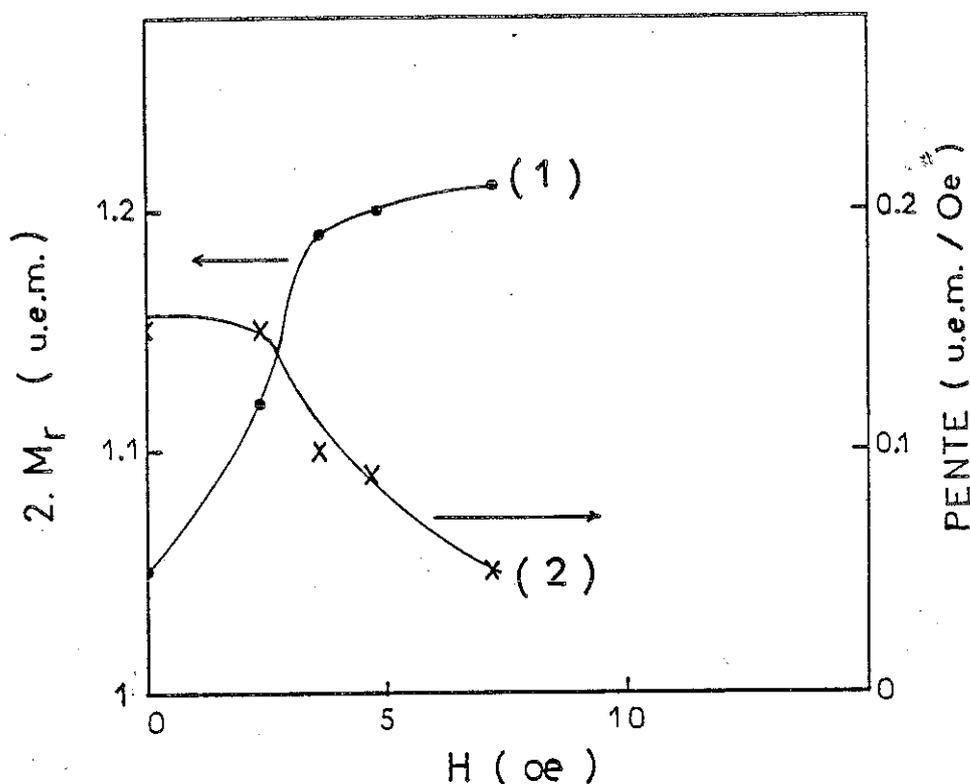


Figure II-13 - Largeur $2 M_R$ (1) et pente globale (2) des cycles d'amplitude 1,44 Oe, en fonction de l'amplitude des cycles de champ annexes, définis ci-dessous.

Après désaimantation thermique, on réalise une séquence de cycles de champ ($H_M = 1,44$ Oe), jusqu'à stabilisation (a). Ensuite, quelques cycles sont réalisés, d'amplitude 2,4 Oe, suivis à nouveau d'un cycle à 1,44 Oe (b).

La même procédure est répétée, en appliquant quelques cycles d'amplitude croissante (c : 3,6 Oe ; d : 4,8 Oe ; e : 7,2 Oe) et en enregistrant à chaque étape, le cycle à 1,44 Oe. Ces données sont complétées par un cycle d'amplitude 1,44 Oe après une désaimantation alternative (f), qui donne $2 M_R = 1,21$ uem et une pente d'environ 0,08 uem/Oe. La largeur $2 M_R$ du cycle, après stabilisation à 1,44 Oe croît lorsque l'amplitude des cycles annexes augmente, alors que la pente globale décroît.

Ce comportement ne peut être expliqué par l'évolution de la surface de paroi qui tendrait à faire décroître les deux quantités mesurées. Il suggère une évolution de la topologie des domaines sous l'effet de champs qui deviennent grands par rapport à H_C .

Néanmoins, en admettant que l'effet de telles modifications topologiques n'est pas trop important, on va choisir une valeur l_A permettant de calculer un cycle d'hystérésis après désaimantation alternative, dont la largeur $2 M_R$ et la pente globale ne soit pas trop éloignées des valeurs expérimentales. Une valeur de l_A entre 0,3 et 0,4 est de ce point de vue acceptable, et nous prenons $l_A = 0,35$.

Ce rapport entre la surface de parois à l'équilibre à 0°C, obtenue après désaimantation alternative, et la surface de parois dans la structure métastable, caractéristique du voisinage de T_C , permet d'estimer la température à laquelle se congèle la structure en domaines au cours du refroidissement.

La surface de parois est inversement proportionnelle à la dimension caractéristique des domaines, d , qui varie avec la température comme $(\sigma/M_G^2)^{1/2}$.

$$l \sim 1/d \sim (M_G^2/\sigma)^{1/2}$$

Dans le régime de parois de Bloch σ varie avec la température proportionnellement à M_G^2 , la surface de parois est donc indépendante de T , et ce jusqu'à la température de crossover $\epsilon^* = 5.10^{-3}$.

Dans le régime Ising, par contre, σ varie avec l'exposant $2\beta+\gamma-\nu$ et donc l varie avec l'exposant $-(\gamma-\nu)/2$ soit environ -0,28. En appelant ϵ_C la température de congélation de la structure en domaines, et en écrivant :

$$\frac{l(\epsilon^*)}{l(\epsilon_C)} = 0,35 = \left(\frac{\epsilon^*}{\epsilon_C} \right)^{-0,28}$$

on peut estimer cette température de congélation à environ $\epsilon_C = 10^{-4}$, soit 3.10^{-2} degré en dessous de T_C .

II-4-3 - Taux de relaxation τ

L'affinement conduit à un taux de relaxation important des positions métastables, $\tau = 93 \%$. Ceci montre que le refroidissement est lent vis-à-vis des temps caractéristiques des champs aléatoires correspondant aux fluctuations thermiques près de T_C , et qu'on est loin de réaliser une trempe de la structure en domaines. Néanmoins le terme de métastabilité de position est nécessaire pour décrire les résultats expérimentaux.

On peut se poser la question de savoir si d'autres expressions analytiques pour les branches des cycles pourraient conduire à un jeu de caractères très différents. On dispose d'un autre modèle, qui dans le cas d'une désaimantation alternative, est équivalent au modèle $V(x)$ de Néel. C'est le modèle de Preisach [PREI-1935].

Les seules configurations qui jouent un rôle, comme dans le modèle de Néel, sont les CB^2A , représentées par un point dans un plan dont l'axe des abscisses (x) et l'axe des ordonnées (y) représentent respectivement les pentes B à gauche et à droite. Chaque "grain" a une aimantation $+ 1/2$ ou $- 1/2$, suivant la position de la paroi dans le puits droit ou gauche du double puits CB^2A . Ces valeurs sont représentées par $+$ et $-$ sur la figure II-14. La densité de grains est prise constante près de l'origine. Prendre en compte les probabilités des pentes C et A qui encadrent la séquence B^2 revient à multiplier la contribution de chaque "grain" par $1/4$ (en négligeant les termes d'ordre ϵ^3).

La figure II-14 a représenté un cycle d'hystérésis, dans le cas habituel d'un échantillon désaimanté par un champ alternatif, dans un diagramme de Preisach.

Dans le cadre de ce modèle, il est également possible de faire intervenir un terme de métastabilité de position, correspondant à la situation d'une désaimantation thermique [NEEL-1955 ; DANG- 1967]. Mais les seules configurations prise en compte sont CB^2A , CB_+CA (en champ croissant) et CAB_-A (en champ décroissant). Les CB_+C^mBA , par exemple, ne peuvent être décrites dans le plan de Preisach, où seules deux pentes peuvent être représentées. Le tableau II-6 décrit la situation initiale, après refroidissement, des grains de Preisach.

Configuration	Coordonnees	Aimantation
CB_+B_+A * ($B_+ < B_+$)	$0 < y < x < \epsilon$	$- \frac{1}{2}$
CB_-B_-A * ($B_- > B_-$)	$-\epsilon < y < x < 0$	$+ \frac{1}{2}$
CB_+B_-A	$-\epsilon < y < 0 < x < \epsilon$	0 (en moyenne)
CB_+CA	$-\epsilon < -\epsilon < 0 < x < \epsilon$	
CAB_-A	$-\epsilon < y < 0 < \epsilon < x$	

Tableau II-6

Une difficulté apparaît dans ce modèle, où sous sa forme habituelle, on ne prend en compte qu'une région limitée, telle que $|x|$ et $|y| < \epsilon$. Dans le cas étudié ici, au contraire, $|x|$ et $|y|$ peuvent être arbitrairement grands. Il faut donc introduire une coupure pour les valeurs possibles de $|x|$ et $|y|$. La façon la plus simple de procéder consiste à définir une distance d_0 , telle que la densité de probabilité soit constante sur d_0 , et nulle au delà. Cela revient à remplacer la distribution gaussienne précédemment utilisée par un créneau. La condition de normalisation de la probabilité donne $\omega(0) \cdot d_0 = 1$. Le créneau a donc pour hauteur et pour largeur $1/\sqrt{\pi}$.

La figure II-14 b montre l'évolution du diagramme de Preisach après une désaimantation thermique, sous l'effet d'un cycle de champ.

Les expressions analytiques des diverses branches diffèrent d'un modèle à l'autre. Une des différences est que le cycle stabilisé par le champ est ici symétrique par rapport à l'origine, alors que dans le modèle précédent, il existait un décalage du côté où le champ a été appliqué initialement. Si l'on introduit le taux de relaxation des parois métastables, et l'évolution de la surface de paroi, comme précédemment, l'affinement conduit à des paramètres sensiblement identiques, mis à part le taux de relaxation qui vaut alors $\tau = 83,4 \%$.

Dans le modèle $V(x)$, le décalage du cycle stabilisé provient essentiellement de l'évolution de la surface de paroi, et pour quelques % du terme de métastabilité de position. Dans le modèle dérivé de celui de Preisach, cette deuxième contribution est nulle, mais l'ajustement des divers paramètres à des valeurs très voisines des précédentes permet de rendre compte des décalages expérimentaux.

Il est donc impossible de dire qu'une description est meilleure que l'autre. La même conclusion est sans doute vraie, pour des expressions différentes des diverses branches du cycle. La variation de la surface de paroi se superposant aux lois d'aimantation, la détermination des coefficients de ces lois est inaccessible à l'expérience. Par contre, la conclusion qui reste valable est l'existence d'un terme irréversible linéaire dans la courbe de première aimantation.

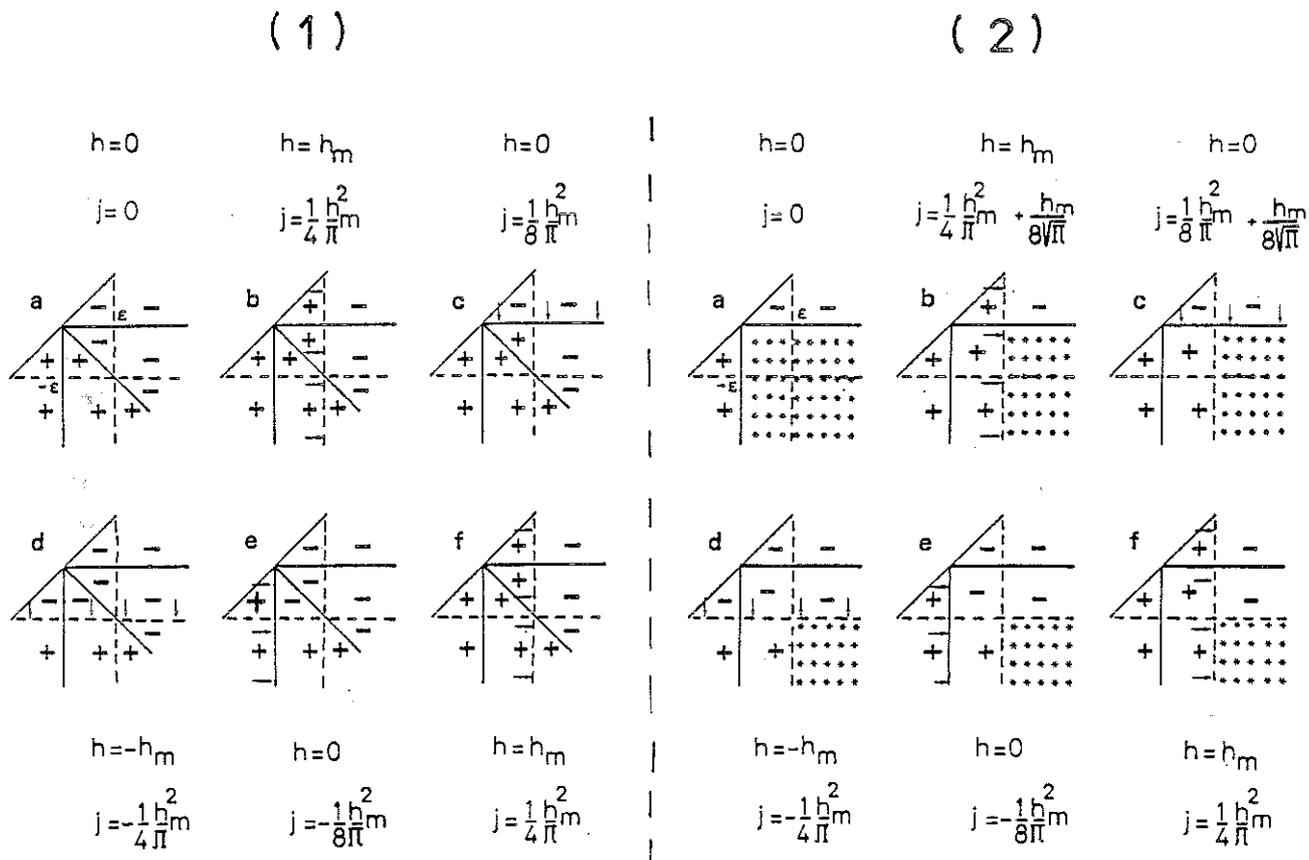


Figure II-14 - Variation de l'aimantation réduite j , dans le modèle de Preisach, dans le cas d'une désaimantation alternative (1) et thermique (2).

- + représente les grains d'aimantation $+1/2$
- ceux d'aimantation $-1/2$
- * représente ceux dont l'aimantation moyenne est nulle.

II-5 - CONCLUSION

Cette étude d'une structure en domaines métastables, nucléée par refroidissement depuis une température supérieure à T_C , avait pour but d'essayer de mieux caractériser la structure en domaines au voisinage de T_C , inaccessible par des mesures directes.

Les variations thermiques des énergies de pôles et de paroi laissant prévoir une augmentation de la surface de paroi au voisinage de T_C , et l'existence de barrières d'énergie permettant de ramener à basse température une situation métastable, le modèle a été conçu pour décrire une structure en domaines présentant un excès de parois. L'existence de cet excès de parois est d'ailleurs confirmé par les mesures de bruit Barkhausen : au cours d'un premier cycle après désaimantation thermique, le niveau de bruit est plus faible que lors d'un cycle après désaimantation alternative, montrant par là la présence de domaines plus petit.

Le modèle, qui ne prétend pas décrire les mécanismes de l'évolution de la structure en domaines, permet néanmoins de chiffrer l'excès de parois, et d'estimer ainsi la température à laquelle se congèlent les domaines. En réalité, il doit bien exister une relaxation spontanée de la surface de paroi, à haute température, même sans l'effet du champ et donc nos mesures conduisent à estimer une température de congélation sans doute plus basse que la température réelle. Nous obtenons néanmoins un ordre de grandeur de cette température, et en tous cas une borne inférieure.

On peut dès lors estimer les valeurs des grandeurs caractérisant la structure en domaines. Dans le premier chapitre, nous avons déjà estimé la température de crossover, $\epsilon^* = 5 \cdot 10^{-3}$, ainsi que la largeur de paroi à cette température, qui vaut quelques centaines d'Angströms. Nous prendrons $\delta^* = 500 \text{ \AA}$. Nous disposons également des expressions des variations thermiques de l'aimantation spontanée, M_S et de l'énergie d'anisotropie K , dans le voisinage de T_C :

$$M_S = 2505 \epsilon^{0,38} \text{ uem} \quad \text{et} \quad K = 2,5 \cdot 10^6 \epsilon^{0,76} \text{ erg/cm}^3$$

Pour $\epsilon \geq \epsilon^*$, les parois sont de type parois de Bloch. On peut donc estimer la densité d'énergie de paroi, σ , et la taille des domaines, d , à ϵ^* , à l'aide des expressions classiques [HERP-1968] :

$$\sigma = 4 \sqrt{EK} \quad \text{et} \quad \delta = 4 \sqrt{E/K}$$

On en déduit $\sigma = K\delta$ et au crossover, $\sigma^* = 0,22 \text{ erg/cm}^2$.

La taille des domaines résulte du compromis énergie de pôles - énergie de parois. Pour des domaines cylindriques, de diamètre $(\sqrt{2/\pi}) d$, de hauteur D, distants de d, l'énergie de parois, dans un grain de surface unité et d'épaisseur D, vaut :

$$E_{\text{paroi}} = \sigma \sqrt{2\pi} \frac{D}{d}$$

Si on considère un tel grain, isolé, dont l'axe d'anisotropie fait un angle θ avec la normale à la surface, l'énergie de pôles par unité de surface, vaut :

$$E_{\text{pôles}} = 0,75 d (M_S \cos\theta)^2 \quad [\text{CHIK-1964}]$$

Dans le cas de notre échantillon, les pôles sont aux joints de grains, et on doit considérer toutes les orientations possibles entre les axes d'anisotropie de grains voisins. L'énergie magnétique par unité de surface s'écrit alors :

$$E_{\text{pôles}} = 0,75 d \langle (M_S \cos\theta_1 - M_S \cos\theta_2)^2 \rangle_{\theta_1, \theta_2}$$

La valeur moyenne de $(\cos\theta_1 - \cos\theta_2)^2$ vaut 0,1666

$$E_{\text{pôles}} = 0,125 d M_S^2$$

La minimisation de $E_{\text{pôles}} + E_{\text{paroi}}$ conduit à :

$$d = \left(\frac{\sigma D \sqrt{2\pi}}{0,125 M_S^2} \right)^{1/2}$$

En prenant $D = 150 \mu\text{m}$ (taille des grains), $d^* = 7,7 \mu\text{m}$.

L'anisotropie de Gd n'étant pas très importante, $(K/M_S^2)_G^* = 0,4$, l'énergie des pôles peut être diminuée si les moments magnétiques au voisinage des joints de grains, quittent la direction de facile aimantation, pour réduire la différence $(\cos\theta_1 - \cos\theta_2)^2$.

On peut également supposer l'existence de domaines de fermeture, dans lesquels l'aimantation est orientée de manière à annuler $(\cos\theta_1 - \cos\theta_2)^2$. L'énergie des pôles est alors remplacée par un terme d'énergie d'anisotropie.

Ces diverses possibilités conduisent sans doute à des valeurs un peu différentes de la taille des domaines. Les calculs approchés que l'on peut effectuer correspondent à des situations très schématiques et ne permettent d'obtenir que des ordres de grandeur : d^* vaut de 10 à quelques dizaines de microns. Nous prendrons $d^* = 20 \mu\text{m}$ pour fixer les idées, valeur en bon accord avec les observations de Smith et al [SMIT-1980], bien que supérieure à une estimation, obtenue par diffusion de neutrons au petits angles, de $1 \mu\text{m}$ [SHIL-1976].

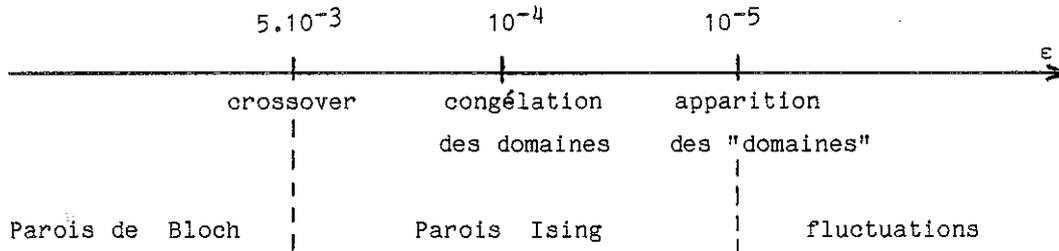
Disposant des valeurs de l'énergie et de l'épaisseur de parois, ainsi que de la taille des domaines, à la température de crossover, et connaissant les variations thermiques de ces quantités dans le régime de parois Ising, on peut avoir une idée de leurs valeurs au moment où apparaît la structure en domaines. La température de "congélation" des domaines, estimée par le rapport entre la surface de paroi au crossover et la surface de paroi à la congélation, vaut environ $\epsilon = 10^{-4}$. Ces résultats sont présentés dans le tableau II-7.

	$\sigma \text{ erg/cm}^2$	$\delta \mu\text{m}$	$d \mu\text{m}$
variation thermique régime Ising	$2,4 \cdot 10^2 \epsilon^{1,32}$	$1,7 \cdot 10^{-3} \epsilon^{-0,64}$	$88 \epsilon^{0,28}$
Crossover: $\epsilon^* = 5 \cdot 10^{-3}$	0,22	0,05	20
Congélation: $\epsilon = 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	0,6	7

Tableau II-7

Les variations thermiques de δ et d , montrent que l'épaisseur de paroi serait égale à la taille des domaines pour $\epsilon \approx 8 \cdot 10^{-6}$ et que donc la notion de domaine n'a plus de sens pour des températures si proches de T_C .

On peut décrire l'état du matériau, en fonction de la température, dans le voisinage de T_C , par le schéma ci-dessous.



Entre la température de Curie et $\epsilon \approx 10^{-5}$, la notion de fluctuations corrélées sur un volume ξ^3 se substitue à la notion de domaines. Lorsque d devient supérieur à δ , les domaines apparaissent, mais pour $\epsilon < 10^{-4}$, les parois sont mobiles, les barrières d'énergie susceptibles de les arrêter étant trop basses.

Indépendamment des propriétés du voisinage de T_C , cette étude met également en évidence certains aspects du comportement de la structure en domaines métastable elle-même :

Si les valeurs des coefficients du champ dans les expressions analytiques des branches de cycles d'hystérésis, ne peuvent être déterminées précisément en raison de leur pondération par le taux de relaxation, l'existence d'un terme irréversible linéaire en champ est établie. Bien que le taux de relaxation soit important, ce terme n'est pas négligeable dans la courbe de première aimantation. Alors que le terme irréversible de cette courbe vaut, en unités réduites, $j = 0,35 h^2$ dans le cas d'une structure en domaines stable, il a l'expression approchée $j \approx 0,2 h + 1,04 h^2$ au début de la même courbe dans le cas de la structure métastable.

Ce terme provient de certaines positions initiales métastables des parois qui conduisent, au niveau des événements individuels (analogues aux grains de Preisach), à une dissipation d'énergie proportionnelle à h , lors du déplacement irréversible de la paroi. (La dissipation élémentaire est finie, et la probabilité de la situation est proportionnelle à h).

Dans le cas stabilisé, par contre, l'énergie dissipée est proportionnelle à h^3 (dissipation élémentaire proportionnelle à h , et probabilité de la situation à h^2), ce qui est la traduction "énergétique" des lois de Rayleigh. Dans ce dernier cas d'ailleurs, l'énergie dissipée globalement au cours d'un cycle, se mesure par l'aire du cycle, et est proportionnelle au cube du champ maximum.

Cette conclusion du modèle n'a pu être confirmée expérimentalement, la quantité de chaleur dégagée par ces processus étant très faible, et complètement masquée par celle provenant des courants induits macroscopiques. Elle est néanmoins en accord avec les conséquences d'un modèle phénoménologique général de l'hystérésis [ERBE-1971], où l'hystérésis "asymptotique", caractérisée par des cycles stables, et l'hystérésis "vierge", pour laquelle les cycles évoluent dans un premier temps, et donc ne sont pas fermés, se distinguent par ces mêmes lois de variation de l'énergie dissipée, en fonction de la coordonnée d'hystérésis, qui pour nous est le champ magnétique.

Enfin la structure en domaines métastable, stabilisée par des cycles de champ, présente des différences avec la structure désaimantée par champ alternatif, qui ne peuvent être décrites simplement par le paramètre surface de paroi. Afin de préciser la description de ces deux structures en domaines, nous avons réalisé une étude de l'effet d'une "désaimantation sous champ", que nous présentons dans le chapitre suivant.

C H A P I T R E III

DESAIMENTATION SOUS CHAMP

III-1 - INTRODUCTION

Lorsqu'on applique à l'échantillon un petit champ constant H' pendant la procédure de désaimantation (alternative ou thermique), celui-ci acquiert une aimantation importante, bien supérieure à l'aimantation acquise sous l'effet du même champ, appliqué sur l'échantillon préalablement désaimanté (1ère aimantation).

Dans le cas d'une "désaimantation alternative sous H' ", l'aimantation acquise est l'aimantation anhystérétique $M_a(H')$ [NEEL-1943]. Dans le cas d'une "désaimantation thermique sous H' ", c'est l'aimantation thermorémanente $M_t(H')$ [NEEL-1949].

Une façon de mettre en évidence l'aimantation acquise sous H' , est d'effectuer des cycles de champ symétriques, de grande amplitude (on ramène auparavant le champ H' à zéro, ce qui a très peu d'effet, ce champ étant très petit et l'aimantation acquise étant peu sensible au champ). On mesure alors, en champ nul, l'écart Δ entre l'aimantation initiale et l'aimantation nulle, correspondant au point milieu entre les aimantations rémanentes positive et négative.

Nous avons étudié les variations de M_a et M_t en fonction de l'amplitude du champ H' appliqué, mais par une procédure un peu différente.

III-2 - AIMANTATION ANHYSTERETIQUE

En toute rigueur, pour mesurer l'aimantation anhystérétique au moyen de cycles de champ, il est nécessaire que l'amplitude de ces cycles soit suffisante pour saturer les processus irréversibles, afin que le cycle d'hystérésis soit effectivement centré autour de l'aimantation nulle.

Nous avons déjà indiqué dans le premier chapitre, les problèmes qu'entraîne l'application de cycles de grande amplitude et le fait, qu'en réalité des cycles d'amplitude plus faible, même s'ils ne permettent pas de "saturer" l'échantillon, sont tout aussi révélateurs des phénomènes d'hystérésis que nous étudions.

On peut considérer, de façon schématique, que pour une amplitude de cycle donnée, une certaine proportion des parois est concernée. Les quantités mesurées à l'aide du cycle sont fonctions de cette proportion et en particulier, l'aimantation rémanente doit lui être proportionnelle. Bien sûr, au cours du cycle, la surface de paroi peut évoluer, mais si le cycle est stable, c'est globalement la même fraction des parois qui "travaille" sous l'effet du champ.

Pendant la "désaimantation sous champ", par contre, toutes les parois sont concernées. Le champ H' agit sur l'ensemble de la structure en domaines et M_a correspond à la totalité des parois. Si on effectue un cycle d'amplitude moyenne, on mettra en évidence l'aimantation anhystérétique correspondant à la fraction des parois concernée par le cycle, proportionnelle à l'aimantation rémanente définie par celui-ci.

La quantité Δ/M_R , où Δ est l'écart entre le point de départ des variations d'aimantation et le centre du cycle, sera une quantité caractéristique de M_a , et indépendante de l'amplitude du cycle de mesure. Cela revient à dire que les cycles d'amplitude moyenne, réalisés après acquisition d'une aimantation anhystérétique, ne diffèrent de ceux réalisés sur la structure désaimantée par champ alternatif que par deux aspects, comme indiqué sur le schéma de la figure III-1 :

- l'origine du cycle est décalée par rapport au centre, d'une quantité Δ mesurant l'aimantation anhystérétique correspondant à la fraction de parois concernée par le cycle.

- l'ensemble du cycle est translaté en aimantation, d'une quantité égale à l'aimantation anhystérétique correspondant au reste des parois.

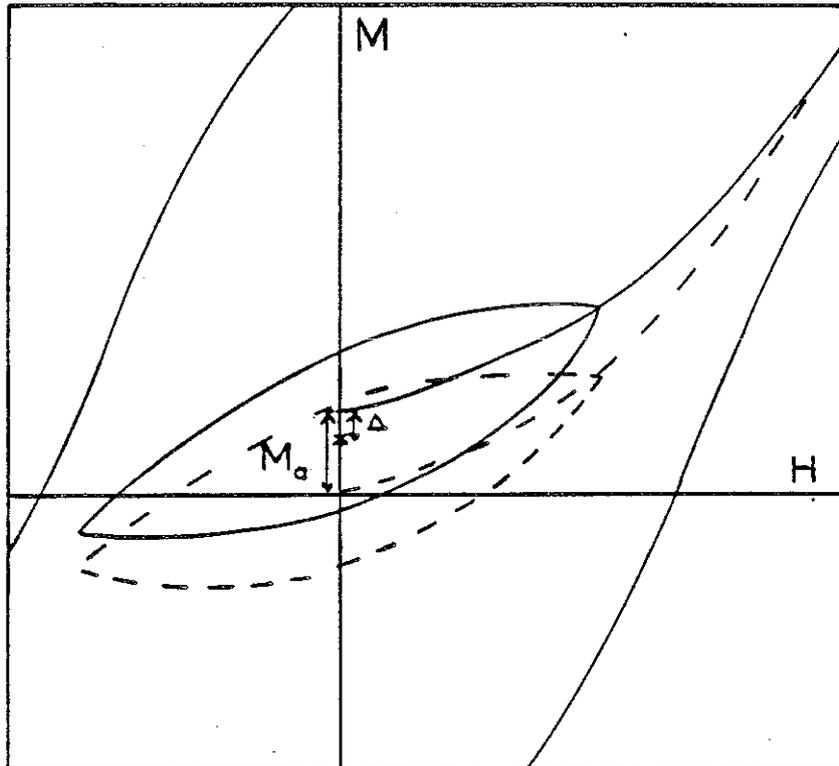


Figure III-1 - Schéma représentant l'aimantation anhystérétique totale M_a , mesurée au moyen d'un cycle de grande amplitude (~ 20 Oe), ainsi que l'aimantation anhystérétique partielle Δ , mise en évidence par l'application de cycles d'amplitude moyenne. Le cycle en pointillé est obtenu lorsque $H' = 0$.

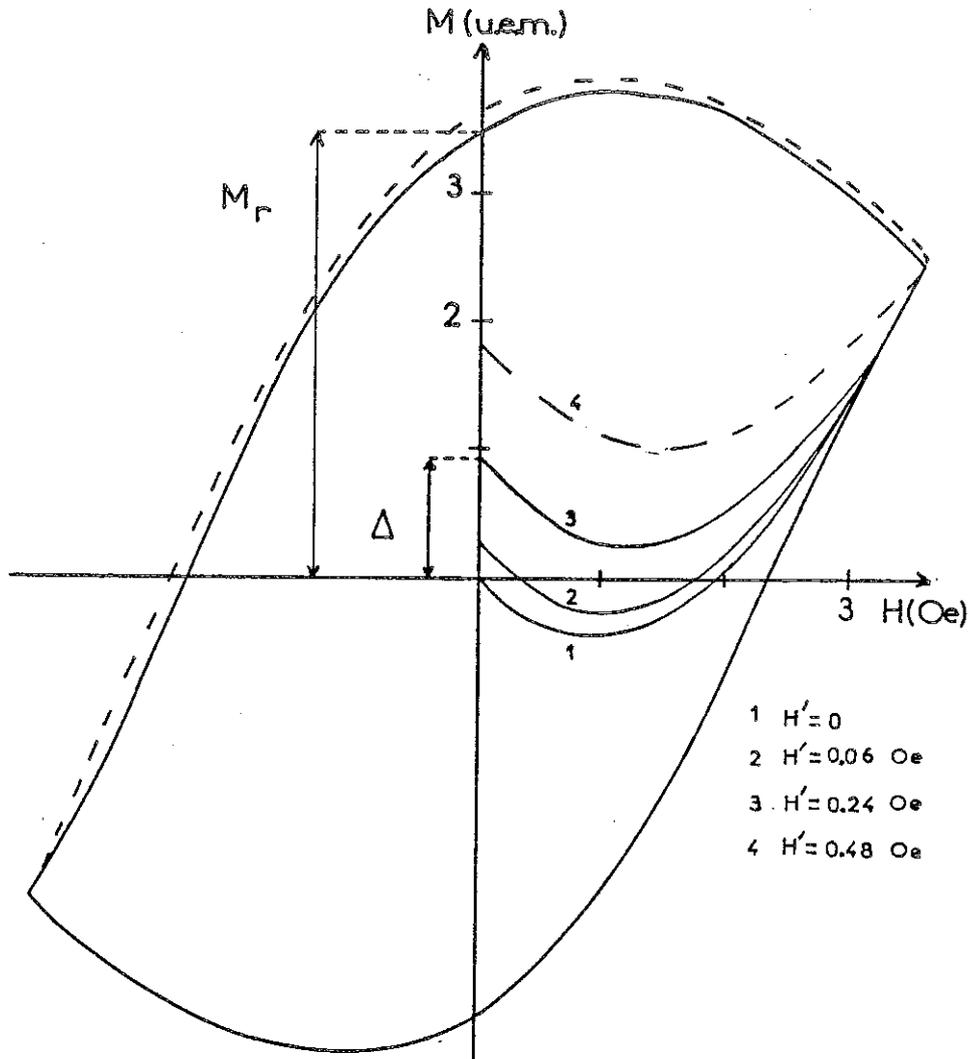


Figure III-2 - Cycles d'amplitude 3,6 Oe réalisés après une "désaimantation alternative" sous diverses valeurs de H' ; $\Delta(H')$ est proportionnel à l'aimantation rémanente. Pour $H' > 0,3$ Oe, apparaît une légère métastabilité lors du premier cycle, représenté en traits interrompus.

Cette analyse de l'effet de cycles d'amplitude moyenne est confortée par les observations qui montrent qu'effectivement les cycles réalisés après différentes valeurs de H' sont superposables, et mettent en évidence l'évolution de Δ (fig. III-2).

Nous avons mesuré la variation de Δ/M_R en fonction de H' , pour des valeurs de H' comprises entre 0 et 0,5 Oe, au moyen de cycles d'amplitude 3,6 Oe. Cette variation est linéaire, jusque vers 0,3 Oe, puis Δ/M_R croît moins vite et doit tendre vers une saturation. Nous avons réalisé cette mesure pour diverses températures, entre 0 et 19°C. Lorsque la température varie, M_R varie, mais les courbes $\frac{\Delta}{M_R}(H')$ sont identiques. Elles sont représentées sur la figure III-3.

L'aimantation anhystérétique a donc la même variation thermique que l'aimantation rémanente M_R .

III-3 - AIMANTATION THERMOREMANENTE

La désaimantation thermique conduit à une structure en domaines métastable, caractérisée par une surface de paroi plus importante que l'état désaimanté par un champ alternatif, et qui relaxe sous l'effet de cycles de champ.

L'application d'un champ H' pendant le refroidissement, s'il conduit à une aimantation importante, n'ôte pas le caractère métastable de la structure en domaines.

Cette métastabilité complique beaucoup l'analyse de cycles d'amplitude moyenne qui doivent mettre en évidence une certaine proportion de l'aimantation thermorémanente.

Il est donc nécessaire de mesurer M_t au moyen de cycles de grande amplitude. Celle que nous avons utilisée, 19,5 Oe, n'est pas tout à fait suffisante pour saturer les processus irréversibles, et, en particulier, il subsiste dans les cycles une légère métastabilité. Cette amplitude est néanmoins assez grande pour permettre de mesurer correctement l'aimantation thermorémanente.

La figure III-4 reproduit quelques uns de ces cycles, pour différentes valeurs de H' (les cycles stabilisés sont superposables). La variation de Δ/M_R en fonction de H' est encore linéaire jusque vers 0,3 Oe, et la courbe $\frac{\Delta}{M_R}(H')$ coïncide avec celle obtenue pour l'aimantation anhystérétique (fig. III-3). Les valeurs de $M_a(H')$ et de $M_t(H')$ sont donc égales.

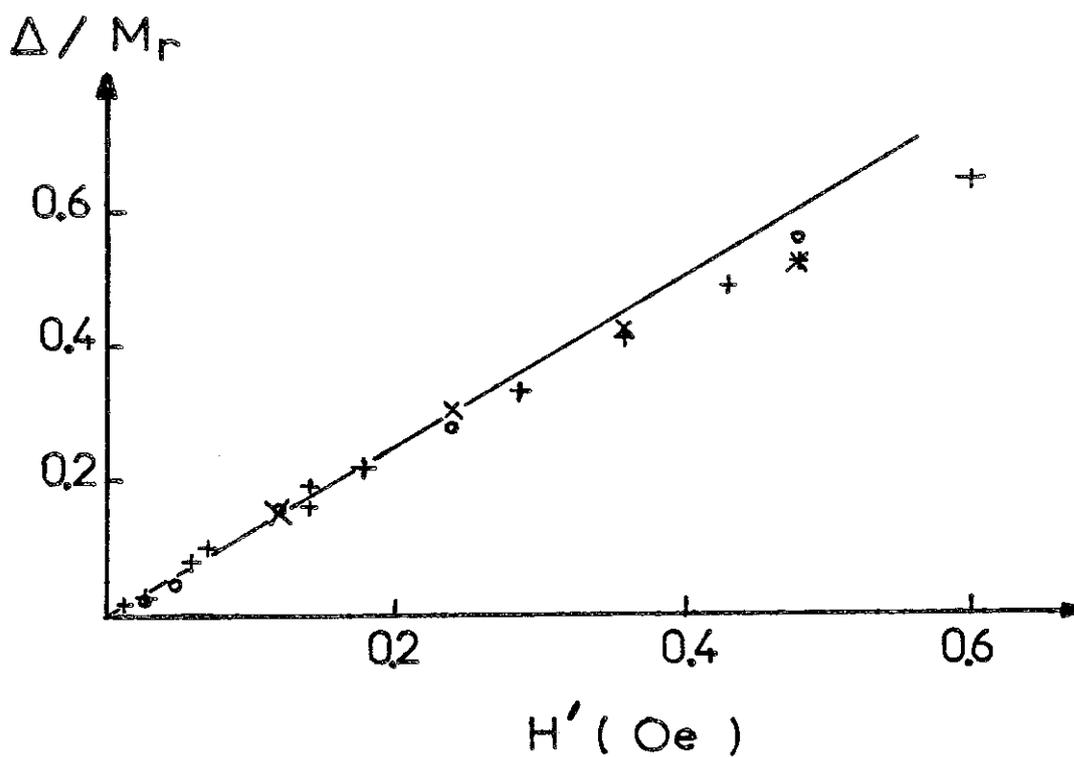


Figure III-3 - Variation de Δ/M_R , caractérisant l'aimantation anhystérétique et l'aimantation thermorémanente en fonction du champ H' .

o : $M_t(0^\circ\text{C})$; + : $M_a(0^\circ\text{C})$; x : $M_a(19^\circ\text{C})$

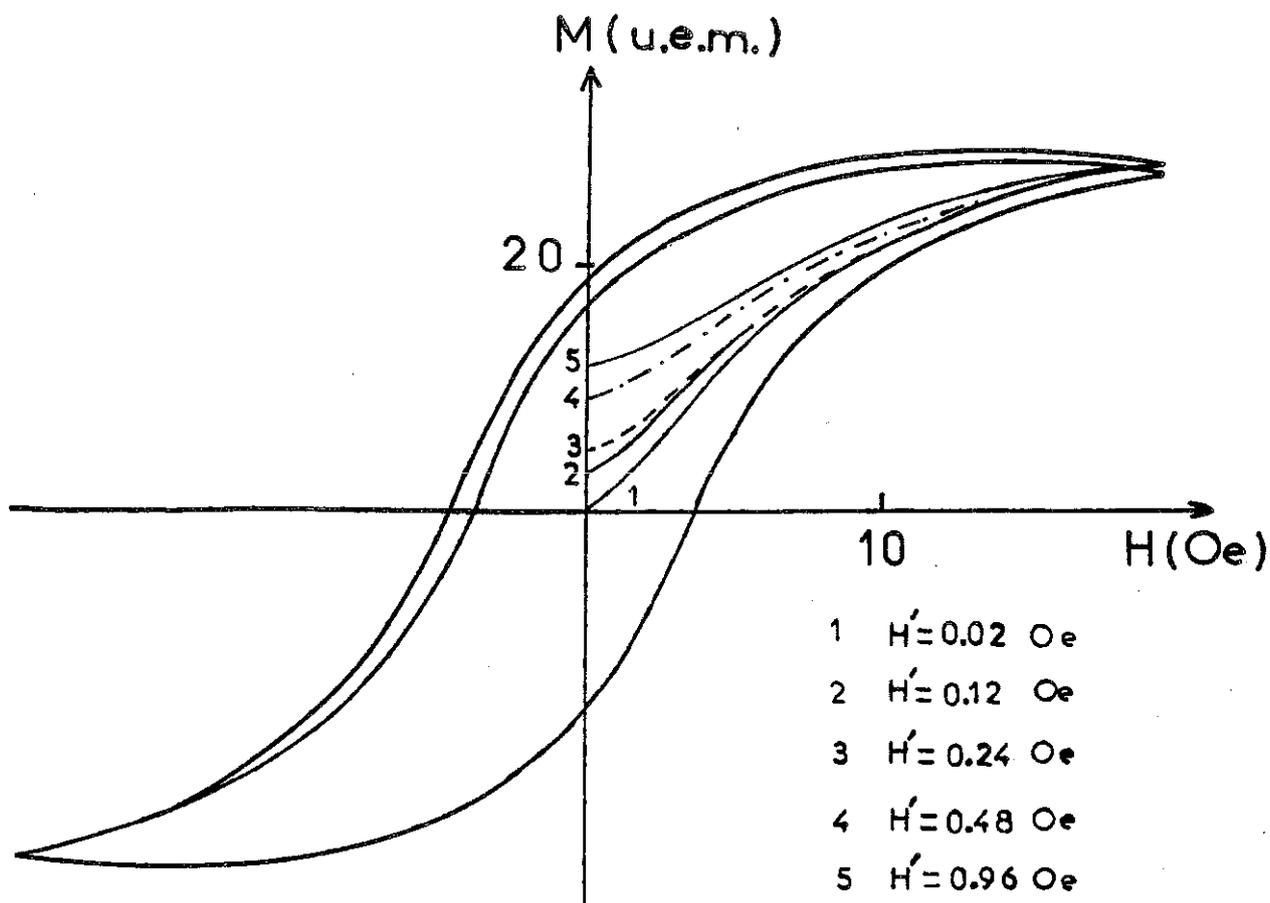


Figure III-4 - Cycles d'amplitude 19,5 Oe, réalisés après une "désaimantation thermique" sous diverses valeurs de H' . Il existe une légère métastabilité lors du premier cycle, en dépit de la grande amplitude du cycle de champ.

III-4 - ANALYSE DES RESULTATS

L'aimantation anhystérétique correspond à la position d'équilibre des parois, sous le champ H' , à la température à laquelle est effectuée la "désaimantation sous champ". Le champ alternatif, d'amplitude initiale importante, permet aux parois d'explorer de grandes distances, de franchir des barrières d'énergie élevées, et de trouver les puits les plus profonds. Les parois y sont dès lors relativement "bloquées".

L'aimantation thermorémanente correspond aussi à la valeur d'équilibre de l'aimantation, bien que la structure en domaines soit elle-même très métastable. L'état microscopique du système est très différent de celui correspondant à l'aimantation anhystérétique, mais du point de vue du paramètre, visiblement important, qu'est l'aimantation macroscopique, le système réussit à atteindre l'équilibre. (Dans un verre de spin, également, le refroidissement sous champ, conduit à l'équilibre en ce qui concerne l'aimantation [BERT-1984]).

La valeur de H' , tant qu'elle reste faible, ne modifie pas qualitativement ces structures en domaines : l'allure des cycles est identique pour H' inférieur à 0,3 Oe. On a donc deux types de structure en domaines, la structure "anhystérétique" et la structure "thermique", toutes deux caractérisées par la même valeur de l'aimantation macroscopique, $M_a = M_t$, correspondant à la valeur à l'équilibre sous le champ H' . L'effet du champ magnétique et de la température permet de comparer leurs comportements.

L'effet du champ magnétique est mis en évidence en comparant les grandeurs suivantes :

- L'aimantation anhystérétique (ou l'aimantation thermorémanente qui lui est égale), pour une valeur de H' ; c'est l'aimantation d'équilibre sous H' .

- La valeur de l'aimantation acquise par la structure préalablement désaimantée par un champ alternatif, au cours de la courbe de première aimantation, pour la même valeur du champ : cette dernière est très faible, montrant que les parois se déplacent peu.

- La valeur de l'aimantation, dans les mêmes conditions, mais pour la structure en domaines obtenue par une désaimantation thermique : elle est nettement supérieure à la précédente, bien que toujours très faible par rapport à l'aimantation d'équilibre. Les parois se déplacent encore relativement peu, mais la structure "thermique" réussit mieux à suivre l'équilibre que la structure "anhystérétique". Le tableau III-1 présente les valeurs de ces aimantations pour un champ de 0,2 Oe à 0°C.

Tableau III-1 - Valeurs des aimantations à 0°C sous 0,2 Oe

1ère aimantation (Rayleigh)	: 0,024 uem
1ère aimantation, métastable	: 0,155 uem
aimantation anhystérétique	: 4,75 uem
aimantation rémanente maxi	: 19 uem

L'état d'équilibre, défini pour une valeur du champ, se déplace beaucoup lorsque celui-ci varie, mais le système, même s'il se trouve initialement dans l'état d'équilibre, ne peut suivre en raison de la présence de barrières d'énergie. D'où l'existence de rémanences (alors que l'équilibre en champ nul, correspond à une aimantation nulle) et de faibles variations de M au cours des courbes de premières aimantations.

L'aimantation anhystérétique est définie à une température, la température à laquelle on effectue la "désaimantation sous champ". Si par la suite la température varie, les parois étant "bloquées", l'aimantation variera essentiellement comme M_S , alors que l'expérience montre que l'aimantation d'équilibre varie comme M_R . Là encore, la structure "anhystérétique" ne suit pas bien l'équilibre.

L'aimantation thermorémanente est également définie à une température, mais c'est la température de mesure, à laquelle est parvenu l'échantillon par le refroidissement.

Nous n'avons pas fait d'étude systématique, par des cycles de grande amplitude, de la variation de l'aimantation thermorémanente en fonction de la température. Mais l'extrapolation de mesures effectuées au moyen de cycles d'amplitude 3,6 Oe, entre 0 et 19°C, montre que l'aimantation thermorémanente est bien égale à l'aimantation d'équilibre, quelle que soit la température à laquelle on arrête le refroidissement pour effectuer la mesure. On peut donc dire que la structure "thermique" suit l'équilibre lorsque la température diminue.

III-5 - CONCLUSION

En conclusion, ces mesures permettent de décrire un peu mieux la structure en domaines, obtenue par refroidissement depuis une température supérieure à T_C .

Elle est caractérisée par un excès de surface de parois, excès susceptible de relaxer sous l'effet du champ magnétique. Elle est donc métastable. Néanmoins, du point de vue du paramètre aimantation macroscopique, elle est à l'équilibre. Elle est même plus "souple" que la structure désaimantée par champ alternatif pour suivre l'équilibre lorsque celui-ci se déplace quand le champ ou la température varie. Cette souplesse doit provenir du fait que cette structure en domaines "thermique" possède davantage de degrés de liberté, en ce sens qu'elle peut ajuster d'une part la position des parois, définissant la proportion de domaines + et -, mais aussi la taille de ces domaines, voire leur forme.

Le modèle que nous avons développé dans le chapitre précédent, ne permet pas de décrire les interactions entre parois, ni bien sûr, l'évolution de ces interactions lorsque la structure en domaines évolue. Le fait de rendre compte des différences entre les structures en domaines par le seul paramètre surface totale de paroi, interdit une comparaison plus fine entre elles. Néanmoins, leurs différences de comportement sont interprétées en termes de différences de topologie des domaines. Par exemple, dans le cadre du modèle de structures branchées [GABA-1984], déjà mentionné pour éventuellement décrire le supplément de parois au voisinage de T_C , on peut imaginer des topologies caractérisées par des degrés de branchement différents.

L'idée de tenter de les observer paraît donc naturelle. Comme on l'a précédemment indiqué, de ce point de vue, la gadolinium est un mauvais candidat, et nous avons dû aborder le problème différemment. Nous présentons dans le chapitre suivant, des expériences de simulation de structures en domaines de topologies différentes, réalisées au moyen d'un ordinateur.

C H A P I T R E I V

SIMULATIONS DE STRUCTURES EN DOMAINES

IV-I - INTRODUCTION

La structure en domaines obtenue par refroidissement est caractérisée par une surface de paroi plus importante que la structure en domaines à l'équilibre ; nous supposons également qu'elle doit être constituée de domaines de forme différente. Devant l'impossibilité d'observer directement cette situation dans Gd, nous avons réalisé des expériences de simulation de différentes structures en domaines, afin de tenter de mettre en évidence des différences de comportement entre elles, liées à ces topologies distinctes.

En pratique, les différences de comportement que l'on cherche à simuler, sont celles observées dans Gd, c'est à dire qu'elles concernent les cycles d'hystérésis. Or l'effet du champ magnétique sur les structures en domaines n'est pas très facile à traduire dans le cadre de nos simulations, et les faibles modifications des cycles d'hystérésis, observées sur les cycles expérimentaux, et provenant des modifications de la topologie, ne peuvent être mises en évidence sur les cycles simulés qui sont trop imprécis.

Ces simulations présentent néanmoins un intérêt, en ce sens qu'elles sont une autre approche que les calculs classiques de structures en domaines, pour traduire les effets de compétition entre énergie dipolaire et énergie de paroi. Les calculs classiques sont des calculs de minimisation d'énergie, mais à l'intérieur du cadre rigide d'une topologie précise (par exemple des domaines en feuillets dans le calcul de Landau et Lifschitz [LAND-1969]). La simulation escamote cet aspect minimisation, et fait appel à des règles ad hoc d'interaction entre domaines, mais permet de travailler sur des structures plus irrégulières et aléatoires, pour lesquelles un calcul analytique de minimisation serait infaisable.

On considère le problème d'une surface plane, nécessairement limitée, divisée en N cellules auxquelles est attribuée une valeur ± 1 , correspondant à une aimantation dans un sens ou dans l'autre. Le signe affecté à chaque cellule sera défini par des règles de voisinage, concernant uniquement les premiers voisins, inspirées des notions utilisées dans les problèmes d'automates cellulaires [VICH-1984].

Nous avons choisi une symétrie hexagonale, pour refléter le cas de Gd ; ainsi chaque cellule a 6 premiers voisins, tous équivalents. Les dimensions de l'échantillon étant réduites (au maximum 2852 cellules), nous avons en général adopté des conditions limites cycliques. Dans ce cadre, nous avons réalisé deux types de simulation.

IV-2 - NUCLEATION HOMOGENE

On part d'une situation au hasard, où un tirage au sort détermine le signe de chaque cellule. En moyenne, on obtient autant de cellules $+1$ que de cellules -1 , et "l'aimantation" initiale est à peu près nulle. On effectue ensuite quelques itérations d'un processus qui permet au système de relaxer vers un état d'équilibre, processus régi par une règle de voisinage. Cette règle est définie à l'aide d'un paramètre P_0 , choisi entre 0 et 1. Une itération est constituée des étapes suivantes :

- On tire au sort $\frac{N}{7}$ cellules parmi les N cellules de l'échantillon. (On considère en quelque sorte qu'on a $\frac{N}{7}$ entités constituées d'une cellule et de ses 6 voisins).
- Pour chacune, on tire un nombre aléatoire, compris entre 0 et 1, P_1 , ce qui définit le paramètre $P = P_0 - P_1$.
- Pour chaque cellule, on calcule le coefficient S égal à la somme des valeurs de ses 6 voisins.
- Si $S \leq -2$, ce qui correspond à 4,5 ou 6 voisins négatifs, la cellule prendra le signe de P .
Si $S \geq 2$, c'est à dire 4,5 ou 6 voisins positifs, la cellule prendra le signe de $-P$.
- Une fois tirées, ces $\frac{N}{7}$ cellules, on actualise l'ensemble de l'échantillon, en affectant à chaque cellule le signe qui lui revient.

On effectue en pratique une dizaine de telles itérations, pour obtenir une situation "relaxée".

Nous avons choisi cette règle de voisinage parmi d'autres possibles ; son sens physique se voit mieux en considérant les cas extrêmes :

- Si $P_0 = 1$, P_1 étant compris entre 0 et 1, P sera toujours positif.

La règle devient donc :

- . $S \leq -2$, la cellule devient positive
- . $S \geq 2$, la cellule devient négative.

Une cellule testée ne peut dans ce cas avoir que 0, 1, 2 ou 3 voisins du même signe qu'elle ; c'est donc une condition qui empêche l'agglomération des cellules du même type.

- Si $P_0 = 0$, alors P est toujours négatif. C'est la situation inverse ; une cellule testée ne peut avoir que 0, 1, 2 ou 3 voisins de signe opposé et cette condition conduit à l'agglomération.

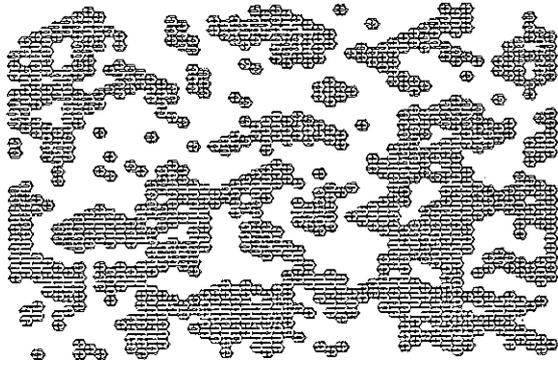
- Lorsque P_0 est compris entre 0 et 1, la règle qui détermine le signe de chaque cellule, conduit à un résultat aléatoire, mais les deux conditions ne sont pas équiprobables. On obtient alors un certain taux d'agglomération fonction de P_0 .

Une situation agglomérée est caractérisée par une surface de paroi moins importante qu'une situation "filamenteuse". Le paramètre P_0 joue donc le même rôle qu'une pondération énergie de pôles - énergie de paroi, qui conduit à définir une taille caractéristique des domaines ; le poids des pôles est d'autant plus important que P_0 est grand.

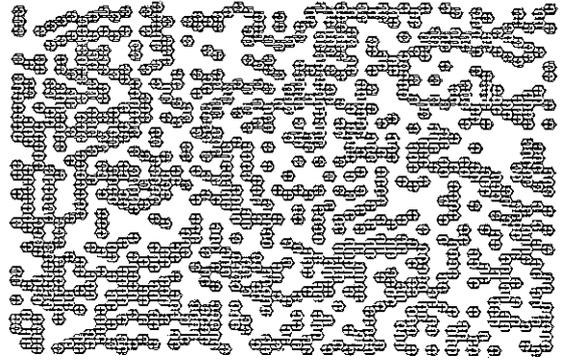
La surface de paroi L, dans chaque structure, est calculée de la façon suivante :

$$L = \sum_{\text{cellules}(+)} \left(3 - \frac{S}{2} \right)$$

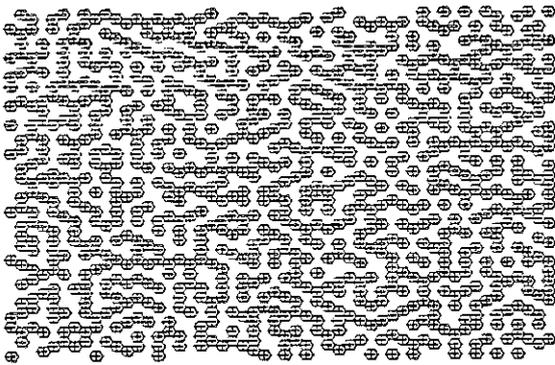
ce qui revient à compter le nombre de faces séparant deux cellules hexagonales de signe opposé.



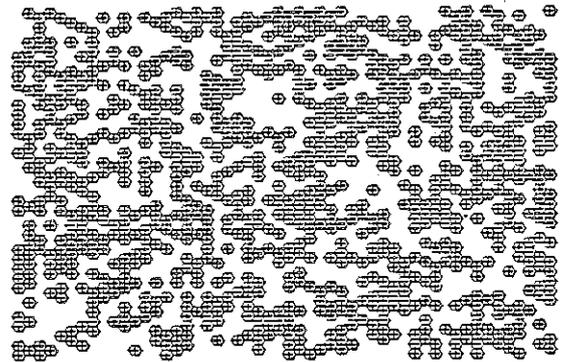
a: $P_0 = 0$ $L = 1554$



b: $P_0 = 0.5$ $L = 2804$



c: $P_0 = 1$ $L = 3500$



d: $P_0 = 1$ $L = 2618$

$$h_m = .25$$

Figure IV-1 - Simulations de structures en domaines.

L représente la surface de paroi.

(a), (b) et (c) sont 3 exemples obtenus pour des valeurs différentes de P_0 , traduisant des compromis pôles-parois différents.

(d) est la structure en domaines en champ nul obtenue à partir de la structure (c), après 4 cycles de champs.

La figure IV-1 présente trois exemples de structures en domaines simulées, correspondant à des échantillons de 1872 cellules, pour $P_0 = 0, 0,5$ et 1 . Elles ne sont pas totalement relaxées, et il persiste certaines situations non conformes à la règle. Par exemple, dans la figure a, où $P_0 = 0$, on trouve des cellules isolées, ce qui vient du fait qu'elles n'ont pas été tirées lors des cycles de relaxation. Mais dans l'ensemble, on obtient bien des structures de topologies distinctes, filamenteuses dans le cas où $P_0 = 1$, et plus massives quand $P_0 = 0$.

Les topologies sont réellement différentes, en ce sens que la figure a, agglomérée, n'est pas simplement équivalente à la figure c à une échelle différente, mais est constituée de domaines de forme différente. C'est d'ailleurs un des problèmes de cette simulation de ne pouvoir décrire de structure "filamenteuse" qu'à une échelle. Le paramètre surface de paroi est donc ici lié au paramètre topologie, et on ne peut avoir évolution de l'un sans évolution de l'autre, par exemple sous l'effet du champ.

IV-3 - EFFET DU CHAMP MAGNETIQUE

On traduit les effets de cycles symétriques - h_M , h_M par des règles de voisinage, dans le même esprit que pour la relaxation, mais on introduit également des conditions inspirées des expressions utilisées habituellement pour décrire les cycles d'hystérésis.

- La structure en domaines, étudiée pour les valeurs 0 , h_M et $-h_M$ du champ, sera fonction non pas simplement de la valeur du champ h , mais également de la valeur précédente de celui-ci, h_p .
- En champ croissant, seules les cellules négatives sont susceptibles de se retourner, et inversement en champ décroissant, mais de plus, on considère que lorsque le champ varie de h_M à 0 , seules les cellules qui se sont retournées à la montée entre 0 et h_M sont concernées. De même, entre $-h_M$ et 0 , seules celles qui se sont retournées entre 0 et $-h_M$, peuvent s'inverser à nouveau.

Les cellules concernées par le champ étant ainsi définies, on examine successivement toutes les cellules, mais on ne rend effectifs les retournements qu'à la fin, pour que l'ordre d'examen n'intervienne pas dans le processus.

Pour chaque cellule concernée, on définit le paramètre :

$$P_h = \frac{1}{2} (h - h_p)^2 \left(1 + \frac{S}{6}\right) = \frac{1}{2} h_M^2 \left(1 + \frac{S}{6}\right)$$

S est la somme des valeurs des 6 premiers voisins. On tire à nouveau un nombre aléatoire P_1 , compris entre 0 et 1, ce qui définit le paramètre P :

$$P = P_h - P_1$$

La cellule changera de signe si $P < 0$.

Cette règle consiste à retourner avec une plus grande probabilité, parmi les cellules concernées, celles qui sont isolées ou ont peu de voisins du même type qu'elles. On suppose en quelque sorte qu'elles sont plus vulnérables qu'au centre d'un domaine. C'est donc une règle qui aura tendance à agglomérer, et à faire diminuer la surface de paroi.

Pour chaque valeur du champ, on effectue cette procédure 3 fois pour déterminer la structure en domaines à une valeur du champ, et on examine l'évolution au bout de 4 cycles de champ. La figure IV-1 d présente un exemple, la structure en champ nul, après 4 cycles de champ, ($h_M = 0,25$), à partir de la structure "filamenteuse" obtenue avec $P_0 = 1$. On observe bien une évolution de la topologie et de la surface de paroi, alors que la même procédure, à partir de la structure a, obtenue pour $P_0 = 0$, ne conduit pas à une évolution sensible.

Les cycles d'hystérésis obtenus par une telle simulation présentent l'inconvénient de ne tenir compte qu'en moyenne d'un paramètre comme l'aimantation macroscopique. L'aimantation initiale nulle est obtenue grâce à la symétrie entre cellules + et - , qui conduit en moyenne à $M = 0$. Lorsque le champ agit, une dissymétrie apparaît, qui en général conduit à une dérive des cycles, étant donné que les conditions de retournement sont purement locales, et qu'il n'existe pas de rappel lié aux effets de champ démagnétisant, conséquence de l'aimantation acquise par l'échantillon. Ceci, ajouté au fait qu'on ne peut avoir ici d'évolution de la surface de paroi sans évolution de la topologie, empêche d'observer l'effet de la seule topologie sur la forme des cycles.

Cette simulation montre néanmoins que des conditions locales permettent de décrire de façon assez réaliste l'effet du compromis énergie de pôles - énergie de paroi,

et ce bien que les forces dipolaires soient à longue portée. De plus, elle met en évidence des structures en domaines qui rappellent des structures effectivement observées. En particulier, la structure de la figure c, qualifiée de filamenteuse, les domaines ayant la forme de bandes, présente des ressemblances, peut être en plus désordonnée, avec des structures en domaines observées dans les matériaux à bulles.

Cela nous a conduit à réaliser des observations et des expériences sur un matériau de ce type, en pratique une couche épitaxiée de grenat d'yttrium. Cette étude est l'objet du chapitre suivant. Les structures en domaines en bandes, observées dans ce genre d'échantillons, sont nucléées à partir de l'état saturé par un champ magnétique, par la progression de quelques bandes qui envahissent l'échantillon. Nous avons adapté notre simulation pour décrire ce mécanisme de formation d'une structure en domaines, à partir d'une nucléation inhomogène.

IV-4 - NUCLEATION INHOMOGENE

On cherche à créer une structure en domaines en bandes, à partir de quelques centres de nucléation. On part d'une situation saturée, par exemple toutes les cellules -. On fixe un taux de nucléation, qui détermine un certain nombre de cellules, tirées au hasard, qui vont s'inverser. La progression de ces domaines + va s'effectuer en inversant les cellules - qui ont un voisin + et un seul.

On peut tirer au sort la cellule à tester, et la retourner si elle remplit la condition. Mais cette procédure est très lente, car au début, très peu de cellules - ont un voisin +. Elle conduit à une structure en domaines "tourmentée", où les changements de direction dans les bandes sont très rapprochés.

Une autre procédure consiste à faire progresser les domaines en bandes, à partir des cellules +, en considérant les voisins de celles-ci. Un tirage au sort détermine un domaine susceptible de progresser ; celui-ci va tenter de le faire un nombre de fois donné, dans une direction tirée au sort, celle d'où il vient étant légèrement favorisée.

En pratique, au début de la progression, quand le nombre de noyaux + est faible, rien n'oblige les bandes à changer de direction. Les conditions locales de voisinage n'interviendront que lorsque le "remplissage" sera important. Mais la

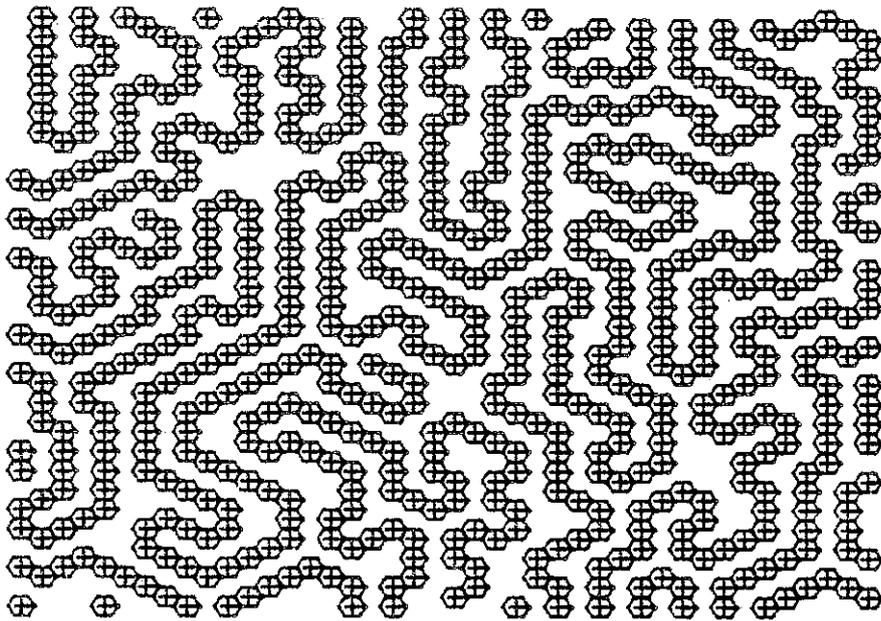


Figure IV-2 - Simulation d'une structure en domaines en bandes résultant d'une nucléation inhomogène.

structure manquera alors de souplesse pour s'ajuster sur de longues distances. Il faut donc "prévoir" des changements de directions, d'où le tirage au sort du voisin qui se retourne.

Par la suite, il y a une sorte de répulsion des bandes, qui oblige la structure à s'enrouler. Le taux de remplissage n'est pas suffisant, et on a du mal à atteindre l'aimantation nulle. On doit alors autoriser des ajustements, consistant à permuter des cellules + et -, à condition que cela permette une progression supplémentaire, sans contrevenir à la règle de voisinage.

La figure IV-2 montre un exemple de structure en domaines ainsi nucléée, sur un échantillon de 1302 cellules. Elle présente certains défauts, au regard de la règle qui veut que chaque cellule ait deux voisins du même type qu'elle ; le remplissage n'étant pas parfait, les domaines - n'ont pas rigoureusement la forme de bandes imposée aux domaines +. Néanmoins, cette simulation conduit à une aimantation assez faible :

$$|M| = \frac{|n_- - n_+|}{n} = 0,07$$

où n_- , n_+ et n sont respectivement le nombre de cellules -, + et total.

La structure obtenue est effectivement assez semblable à certaines structures en domaines observées dans les matériaux à bulles, et dont on verra des exemples dans le chapitre suivant. La progression des bandes à partir des centres de nucléation est décrite d'une façon un peu schématique par rapport à la réalité, en particulier en raison du fait qu'il faut anticiper les circonvolutions de la structure, qui, dans la simulation, n'a pas la souplesse permettant aux structures réelles de s'accommoder sur de grandes distances. Cette simulation montre quand même que ce type de structures en domaines peut être décrit comme étant le fruit du mécanisme de nucléation.

C H A P I T R E V

HYSTERESIS TOPOLOGIQUE

V-I - INTRODUCTION

Comme nous l'avons déjà mentionné, les "matériaux à bulles" présentent des structures en domaines variées, qui diffèrent par le paramètre taille caractéristique des domaines, donc surface de paroi, mais également par la topologie de la structure, c'est à dire la forme des domaines. Cette diversité provient des caractéristiques propres de chaque échantillon, (sa composition, les conditions de son élaboration, les traitements qu'il a subis, qui définissent son aimantation spontanée, son anisotropie, ses dimensions), mais aussi, pour un même échantillon, de son histoire magnétique et thermique [KACZ-1960 ; KOOY-1960 ; GEMP-1963 ; BESP-1982].

Les matériaux auxquels nous nous sommes intéressés sont des couches monocristallines de grenats magnétiques épitaxiés, de très faible épaisseur, transparents à la lumière visible et qui permettent l'observation des structures en domaines au moyen de l'effet Faraday. Ces structures se classent en deux grandes catégories, les structures en bandes et les structures en bulles, et on observe différents exemples dans chaque catégorie, ainsi que des structures en domaines mélanges de bulles et de bandes.

Nous présentons les résultats d'observations et de mesures effectuées sur un échantillon de composition $Y_{2,77}Bi_{0,25}Pb_{0,02}Fe_{3,88}Ga_{1,06}Pt_{0,01}O_{12}$, épitaxié sur un substrat GGG, suivant une direction (111), réalisé à Bellevue. C'est un grenat ferri-magnétique, à forte anisotropie uniaxiale suivant une direction perpendiculaire au plan de la couche. Dans chaque domaine, l'aimantation est suivant l'axe de facile aimantation, et des domaines d'aimantation opposée sont séparés par des parois à 180° d'épaisseur très faible par rapport à la taille des domaines ; les interactions entre parois ne sont donc en général pas considérées. L'échantillon a la forme d'une

plaquette de $5 \times 5 \text{ mm}^2$, et l'épaisseur de la couche magnétique, $7,3 \text{ }\mu\text{m}$ est très petite vis-à-vis des dimensions dans le plan. Les domaines traversent l'échantillon dans le sens de l'épaisseur et, si celle-ci joue un rôle dans la définition de la taille des domaines, elle n'intervient pas dans le problème de la structure elle-même, qui est essentiellement bidimensionnelle. La qualité de la cristallisation est très bonne, et il est presque sans défauts susceptibles de piéger les parois. Celles-ci se déplaceraient donc librement sous l'effet du champ, et c'est la topologie de la structure, les interactions entre domaines, qui figent la structure en domaines. Elle garde néanmoins une certaine souplesse autorisant des réarrangements sur de grandes distances, sous l'effet d'un paramètre extérieur. Cet échantillon ne présente pas d'hystérésis magnétique au sens classique, c'est à dire qu'il n'y a pas d'aimantation rémanente et que les variations d'aimantation sont proportionnelles au champ, en relation avec le coefficient de champ démagnétisant.

Les valeurs des grandeurs caractéristiques de cet échantillon sont portées dans le tableau V-1, avec celles d'un deuxième échantillon, issu de la même fabrication mais ayant subi un recuit à une température différente. Les diverses grandeurs en sont modifiées, et nous verrons quelques exemples de structures en domaines sur ce deuxième échantillon.

	(1)	(2)
Température de recuit (K)	1473	1125
Période moyenne (μm)	5,2	7,8
$4 \pi M_S$ (G)	~ 280	~ 220
K_u (erg/cm^3)	~ 10^4	~ $1,8 \cdot 10^4$
H_0 (Oe)	~ 234	~ 148
σ (erg/cm^2)	~ 0,08	~ 0,1

Tableau V-1 : Caractéristiques des deux échantillons étudiés, à température ambiante. H_0 est le champ, normal à la couche, de collapse des bulles. K_u est la constante d'anisotropie uniaxiale, et σ la densité d'énergie de paroi. La période moyenne est la somme $d_+ + d_-$ de la largeur des bandes + et -. Les valeurs de $4 \pi M_S$, K_u et σ sont des moyennes entre les valeurs mesurées et calculées dans un modèle classique [GOU-1984 ; BROU-1980].

Les observations ont été réalisées au moyen d'un microscope polarisant, en utilisant l'effet Faraday en transmission, en partie à Bellevue où, à l'aide d'un magnétoscope, on peut suivre pas à pas l'évolution de la structure en domaines, et en partie à Grenoble. On peut appliquer à l'échantillon des champs magnétiques perpendiculaires au plan de la couche, au moyen d'une bobine dont l'axe est confondu avec celui de l'objectif du microscope. L'amplitude maximale des champs appliqués, suffisante pour saturer l'échantillon, est environ 300 Oe. Les mesures sont effectuées entre 20°C et la température de Curie du matériau, - 135°C, l'échantillon étant maintenu à une température régulée au moyen d'une platine chauffante, l'objectif grande frontale du microscope étant séparé de l'échantillon par des hublots en verre.

L'échantillon peut être soumis à divers scénarii combinant l'effet du champ magnétique et de la température, permettant ainsi des excursions dans l'espace des structures en domaines possibles, en particulier en calquant les procédures appliquées au Gd dans les mesures précédemment présentées. Ces structures en domaines sont d'énergies voisines, et correspondent à des minima localement stables, séparés par des barrières d'énergie. En champ nul, et à température donnée, la taille caractéristique des domaines (période des bandes, diamètre des bulles) qui traduit le terme principal d'énergie autour duquel se situent les niveaux des diverses structures, évolue peu de l'une à l'autre. Le champ et la température modifient les niveaux d'énergie et la hauteur des barrières, et permettent une évolution du système dans l'ensemble de ces états métastables.

V-2 - EFFET D'UN CHAMP A TEMPERATURE AMBIANTE

Etats de référence

Dans toute cette étude, nous nous intéressons uniquement à l'effet de champs magnétiques perpendiculaires à la couche, que nous supposons favoriser les domaines +. De la même manière que dans Gd, où nous avons défini deux états initiaux de la structure en domaines, l'état désaimanté par un champ alternatif décroissant et l'état désaimanté par refroidissement depuis $T > T_c$, nous disposons de deux états de référence .

- Lorsqu'on refroidit l'échantillon, en champ nul, depuis une température supérieure à T_c , jusqu'à la température ambiante, on obtient une structure en domaines formée de grandes plages de bandes parallèles alternées + et -, avec quelques défauts isolés (Fig. V-1).

- Lorsque, à température ambiante, on fait décroître jusqu'à zéro un champ qui avait saturé l'échantillon, on obtient encore une structure en bandes, mais présentant l'aspect d'un labyrinthe, l'enroulement des bandes conduisant à l'existence de "défauts" du type "cul de sac" et "fourche" (Fig.V-2).

Ici, ce n'est pas exactement la notion de désaimantation qui caractérise ces structures puisque, quelle que soit la procédure, en champ nul, l'aimantation est nulle en raison du champ démagnétisant. L'application d'un champ alternatif décroissant conduit à une structure en domaines similaire au labyrinthe de la figure V-2, avec cependant une symétrie entre les domaines + et -, se traduisant par l'existence de défauts (cul de sac, fourche) des deux "couleurs". Nous nous limitons ici à l'étude de l'évolution de la topologie de la structure en bandes parallèles, sous l'effet de cycles dissymétriques $0 - H - 0$, et sommes donc uniquement concernés par le labyrinthe plus simple de la figure V-2, où les culs de sac et les fourches sont noirs (+).

Ces deux états de référence ne sont pas systématiquement obtenus sur tous les échantillons [KOOY - 1960 ; SZYM - 1982], car des propriétés importantes, comme les champs de nucléation de domaines inverses, la densité de centres de nucléation, ... sont très sensibles aux caractéristiques propres de chacun. Néanmoins, cette situation n'est pas "exotique" et présente un certain caractère de généralité [SZYM - 1979 ; SZEW - 1980]. Dans notre cas, à température ambiante, la période des bandes, d_0 , définie comme la somme $d_+ + d_-$, des largeurs de bande + et -, est sensiblement la même dans la structure en bandes parallèles, et dans la structure labyrinthe. Là encore, suivant les échantillons, et surtout la température de mesure, la période de la structure parallèle peut être différente de la période d'équilibre [VERT - 1983].

Cycles de champ sur la structure en bandes parallèles

- Pour des cycles de champ faibles, la structure reste en bandes parallèles, et les défauts isolés sont éliminés.

- Lorsque l'amplitude des cycles augmente, on assiste à l'évolution progressive de la topologie de la structure en domaines. Lorsque le champ croît, la largeur d_- diminue, la période $d_+ + d_-$ restant constante. Puis la décroissance de d_- se ralentit, et des bandes - disparaissent, conduisant à une augmentation de la période. Lorsque le champ décroît, les bandes se plissent, conduisant à une structure en zig-zag, où $d_+ = d_-$, en champ nul. Si le champ augmente à nouveau, les bandes se lissent, pour redevenir parallèles à la valeur du champ maximum précédemment atteint.

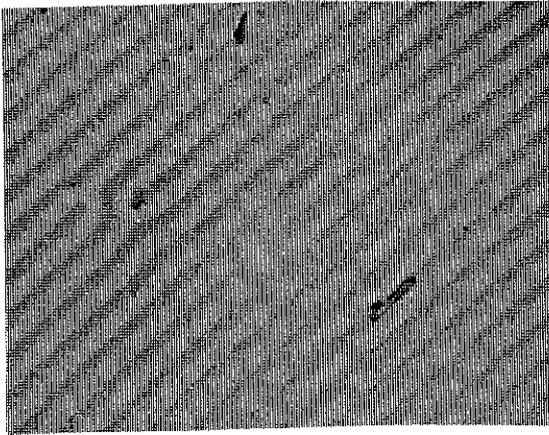


Figure V-1 - Structure initiale après refroidissement, en champ nul, depuis $T > T_c$

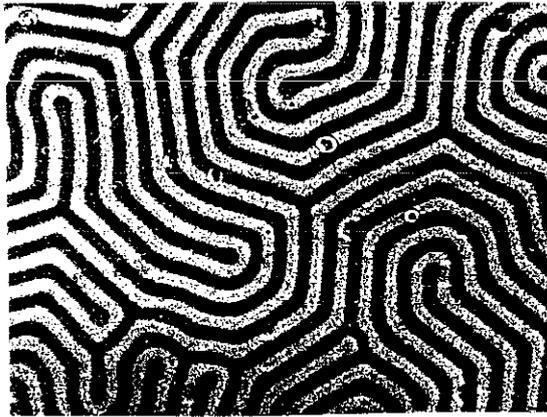


Figure V-2 - Structure initiale après retour de saturation à température ambiante.

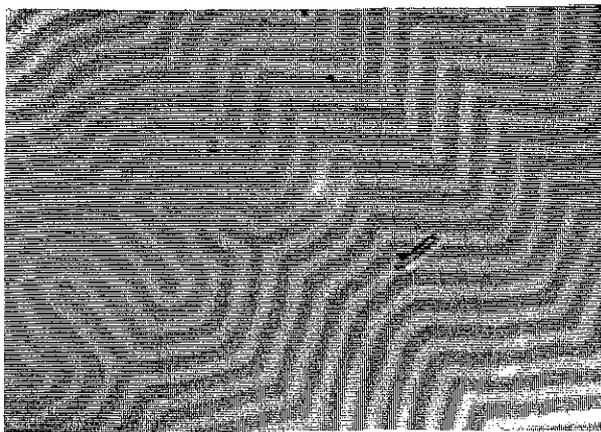


Figure V-3 - Apparition de défauts de type cul de sac et fourches dans la structure zig-zag. Structure en champ nul après un champ de 189 Oe sur la structure initialement en bandes parallèles.

- L'amplitude de ces zig-zags, en champ nul, augmente rapidement lorsque l'amplitude des cycles augmente, jusqu'à une valeur où les plis donnent naissance à des défauts de type cul de sac et fourche, conduisant à un enroulement des bandes précurseur de la structure labyrinthe (Figure V-3).

- Enfin, si le champ est capable de saturer l'échantillon, on obtient la structure labyrinthe lorsqu'il décroît jusqu'à zéro.

Analyse

On a donc une évolution progressive et irréversible de la structure en bandes parallèles vers la structure labyrinthe. Cette évolution peut être représentée par un cycle d'hystérésis où, en abscisse est porté le champ magnétique, et en ordonnée l'état de la structure en domaines (Figure V-4). L'équivalent de la courbe de première aimantation, est ici le lieu des structures en bandes parallèles (photos 1, 2, 5, 9). Le long de cette courbe, la période de la structure, $d_+ + d_-$, croît par disparition de bandes -, en accord avec les modèles permettant de calculer la période de structures en bandes parallèles sous champ [KOOY - 1960]. Cette évolution est irréversible, et chaque valeur du champ est caractérisée par une période, c'est à dire un nombre de bandes parallèles. Sur une courbe de recul, par contre, l'évolution est globalement réversible, le nombre de bandes ne pouvant évoluer. La structure en champ nul conserve ainsi une mémoire du champ maximum rencontré, et même dans un cas de structure presque labyrinthe comme la photo 11, la structure parallèle cachée peut être restaurée par l'application du champ qui permet de retrouver un état analogue à la photo 10.

Le problème qui se pose est de déterminer quels sont les états de plus basse énergie entre les diverses structures rencontrées, et les mécanismes qui pilotent cette évolution d'une topologie à une autre.

L'énergie de ces structures en domaines comporte un terme de surface de paroi et un terme d'énergie dipolaire. Nous avons effectué un calcul numérique, sur des structures en bandes parallèles et en zig-zag de différentes tailles, présentant toutes la même surface de parois, afin de comparer leurs énergies dipolaires. Les bandes sont discrétisées en utilisant le réseau de cellules hexagonales définies dans la simulation de structure en domaines du chapitre précédent. Chaque cellule est affectée d'une charge ± 1 , de manière à former des bandes et à constituer une structure périodique. Le potentiel sur chaque cellule est calculé en sommant les

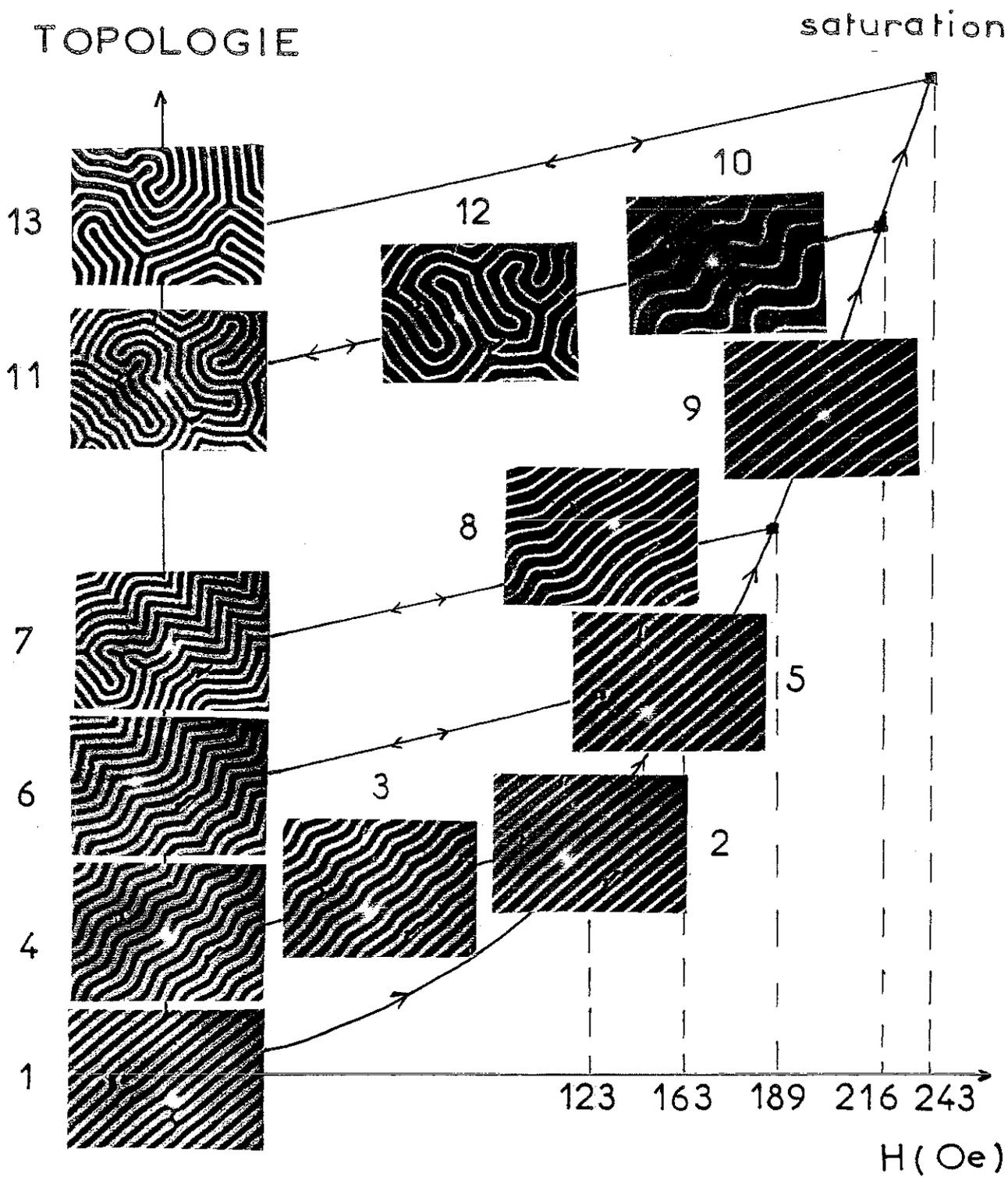


Figure V-4 - Cycle d'hystérésis topologique

contributions de toutes les cellules de la couche, ainsi que celles de la face inférieure de l'échantillon, à une distance D . La sommation est effectuée en choisissant des couronnes dont la charge est aussi proche de zéro que possible afin d'assurer la convergence du calcul.

Ce calcul montre que la structure en bandes parallèles est d'énergie légèrement plus faible (quelques pour cents) que celle d'une structure en zig-zag de même période, la période étant définie par la largeur des bandes perpendiculairement à celles-ci. Aux angles des zig-zag, le potentiel créé par les premiers voisins est plus faible que pour les bandes parallèles (il y a un écrantage des pôles localement meilleur), mais la sommation des couronnes successives conduit à des termes alternativement supérieurs et inférieurs au cas parallèle, et à une somme finalement supérieure.

On peut donc admettre que la structure en bandes parallèles, avec la bonne période d_0 , est la structure d'équilibre [KACZ-1960]. Le champ magnétique a pour effet d'augmenter la période, en faisant disparaître des bandes -. La nucléation de domaines inverses étant plus difficile que leur disparition, lorsque le champ décroît la période ne peut retrouver sa valeur d'équilibre si la structure reste en bandes parallèles. Le système va donc trouver un autre moyen pour diminuer cette période.

- Pour les faibles amplitudes de cycles, la période sous champ n'est que légèrement supérieure à la période d'équilibre. L'apparition de plis, pour lesquels la période au niveau des angles est égale à la période sous champ, permet de retrouver, dans une direction perpendiculaire aux bandes, la période d'équilibre, comme indiqué sur le schéma de la figure V-5.

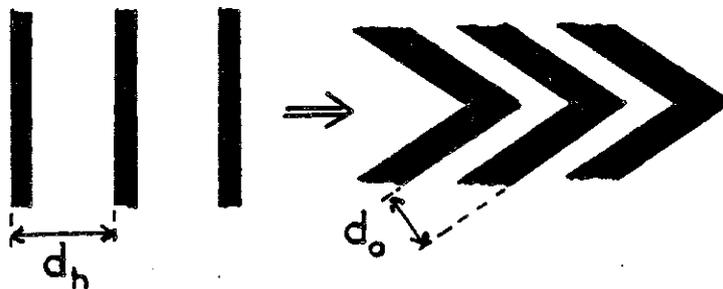


Figure V-5 - Evolution de la période par plissement. La période mesurée perpendiculairement aux bandes, d_0 , est plus faible que la période sous champ, d_h .

En réalité, la situation est moins idéale que sur le schéma, en particulier parce que les plis ne sont pas réguliers, ni répartis de manière homogène. Si en champ nul, on observe que la période perpendiculaire aux bandes est peu différente de d_0 (elle est d'ailleurs difficile à mesurer, car les zones de bandes parallèles sont réduites), la mesure de la période au niveau des angles des plis varie d'une région à l'autre de l'échantillon et peut être très grande à un endroit où l'angle tend à donner une fourche. Le tableau V-2 donne, pour quelques valeurs du champ, les valeurs des périodes sous champ et en champ nul, perpendiculairement aux bandes.

H (Oe)	0	123	163	189	243
période sous champ (μm)	4,9 (1)	5 (2)	5,2 (5)	5,4 (8)	∞ (sat.)
période en champ nul après H	4,9 (1)	4,9 (4)	5,1 (6)	4,4-4,8 (7)	5,2 (13)

Tableau V-2 - Evolution de la période des bandes avec l'amplitude du cycle
- la période est mesurée perpendiculairement aux bandes
- les numéros entre parenthèses correspondent à ceux des photos de la figure V-4.

Les plis n'apparaissent pas de façon homogène dans toute la structure, mais ils se propagent très facilement, en particulier en raison de la facilité qu'ont les pointes à avancer. Cette mobilité est mise en évidence en appliquant un petit champ alternatif sur une telle structure, montrant que seules les pointes ou les angles vibrent.

- Pour des amplitudes plus importantes, la période sous champ est supérieure, et l'angle des plis nécessaire pour ramener la période des bandes à la période d'équilibre serait trop important ; il y a apparition de fourches, conduisant à un relâchement des plis (Fig. V-3).

- Pour des amplitudes encore plus importantes, comme d'ailleurs pour le retour de saturation, on peut considérer qu'on a une bande - fine au sein d'un milieu + ; la bande se gondole et s'enroule, augmentant sa longueur pour diminuer l'aimantation

lorsque H décroît, et ces circonvolutions conduisent à créer des zones de bandes parallèles ayant approximativement la période d'équilibre d_0 , alors que le nombre de bandes, et donc la période sous champ, sont très loin des valeurs d'équilibre [VERT-1983].

Le comportement pour les faibles amplitudes de cycles, où l'on voit apparaître des plis afin de diminuer la période du réseau de bandes, est également mis en évidence par des cycles de température au voisinage de T_C . La figure V-6 représente schématiquement le comportement de l'échantillon observé au voisinage de T_C :

- Au cours d'un refroidissement lent depuis une température supérieure à T_C , la structure en domaines apparaît un peu en dessous de T_C , sous forme de bandes parallèles de période faible ($\sim 3 \mu\text{m}$ vers 133°C). Quelques défauts existent dans le réseau de bandes.

- Si la température diminue, quelques bandes disparaissent et la période évolue vers sa valeur d'équilibre, $\sim 5 \mu\text{m}$ vers 125°C . ((1) \rightarrow (2)).

- Lorsqu'on inverse la variation de la température, la présence des défauts permet la diminution de la période, au moins dans une certaine mesure, par la réinsertion de quelques bandes : $\sim 4 \mu\text{m}$ vers 130°C . ((2) \rightarrow (3)). Mais, au delà d'une certaine valeur, la période ne peut plus diminuer de cette façon et la structure se plisse. ((3) \rightarrow (4)).

- Si la température diminue à nouveau, la structure se relisse, ((4) \rightarrow (5)), puis quelques bandes disparaissent et la période retrouve la valeur précédente à la même température. ((5) \rightarrow (6)).

- Ces cycles de température agissent à la manière d'un recuit, et suppriment les défauts du réseau de bandes parallèles, si bien qu'une nouvelle remontée de la température se traduit alors immédiatement par un plissement, la période ne pouvant diminuer par réapparition de bandes. ((6) \rightarrow (7)).

Le plissement apparaît donc bien comme le moyen de diminuer la période lorsque la nucléation de nouvelles bandes est impossible. Il faut noter que ce plissement spontané, c'est à dire sans champ magnétique, ne se produit que dans le voisinage immédiat de T_C . Lorsque l'échantillon est refroidi à plus basse température, la période évolue peu, mais il semble alors plus difficile d'observer le plissement lorsque la température augmente à nouveau.

Cette étude sur les structures en domaines en bandes, met donc en évidence une évolution de la topologie sous l'effet de cycles de champs, dont le moteur est la dissymétrie entre les phénomènes de disparition et de nucléation de domaines inverses,

et dont le mécanisme est le plissement progressif de la structure, conduisant des bandes parallèles au labyrinthe, afin de maintenir à peu près constant le paramètre important qu'est la période des bandes.

Afin de préciser ces notions de disparition et de nucléation, nous avons étudié l'effet du champ magnétique à différentes températures, ainsi que pendant le processus de refroidissement depuis $T > T_c$.

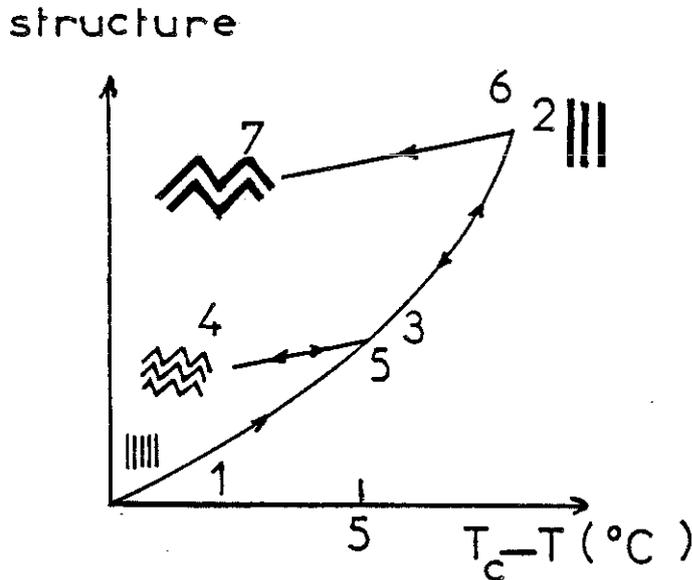


Figure V-6 - Schéma représentant l'évolution de la structure en bandes pour des cycles de température dans le voisinage de T_c .

L'évolution suit l'ordre des numéros :

- (1) → (2) : la période d augmente : disparition de bandes, parallèles.
- (2) → (3) : d diminue ; réapparition de bandes, toujours parallèles.
- (3) → (4) : d diminue par plissement.
- (4) → (5) : d augmente par lissage, nombre de bandes constant.
- (5) → (6) : d augmente : disparition de bandes.
- (6) → (7) : d diminue par plissement.

V-3 - TREMPE SOUS CHAMP

Résultats expérimentaux

Lorsqu'on refroidit l'échantillon depuis $T > T_c$, sous un champ magnétique H , suivant la valeur de H , on passe à nouveau de la structure en bandes parallèles (pour $H = 0$) à la structure labyrinthe (pour H élevé). Mais la série des structures intermédiaires est très différente de celle obtenue par effet du champ à basse température. La figure V-7 montre quelques exemples de ces structures en domaines.

Lorsque le champ de trempe augmente, il existe une première transition entre la structure en bandes parallèles et une structure mélange de bulles et de bandes. On observe ensuite des réseaux hexagonaux, très imparfaits, de bulles. Pour les champs faibles, les bulles sont petites, avec néanmoins une certaine distribution des tailles. Pour des champs plus forts, les bulles sont plus grosses, et plus homogènes, jusqu'à une nouvelle transition où réapparaissent des bandes au sein des bulles, conduisant à la structure labyrinthe pour des champs suffisamment élevés.

Lorsque la température diminue, près de T_c , l'aimantation spontanée augmente rapidement, ainsi que le champ démagnétisant qui s'oppose au champ appliqué. "L'efficacité" de ce dernier diminue donc et un champ capable de saturer l'échantillon près de T_c , cesse de le faire pour une certaine température. On peut donc analyser les structures en domaines obtenues par trempe sous champ comme le résultat d'un retour de saturation à diverses températures, qui sont fonction de la valeur du champ, et d'autant plus basses que le champ est grand. Des expériences directes de retour de saturation en fonction de la température, moins précises car la gamme de températures utile est de l'ordre de quelques degrés au-dessous de T_c , conduisent au même type de structures (Fig. V-7 d).

Analyse

Deux éléments jouent un rôle essentiel dans le choix que fait le système d'une structure en domaines particulière : d'une part, les conditions de nucléation de domaines inverses, suivant la température à laquelle elle se produit, d'autre part les énergies comparées des diverses structures pour les valeurs de H et T correspondantes. La figure V-8 représente un diagramme de phase du système où le champ de trempe est porté en abscisse, et la température à laquelle l'échantillon se décompose en domaines en ordonnée.

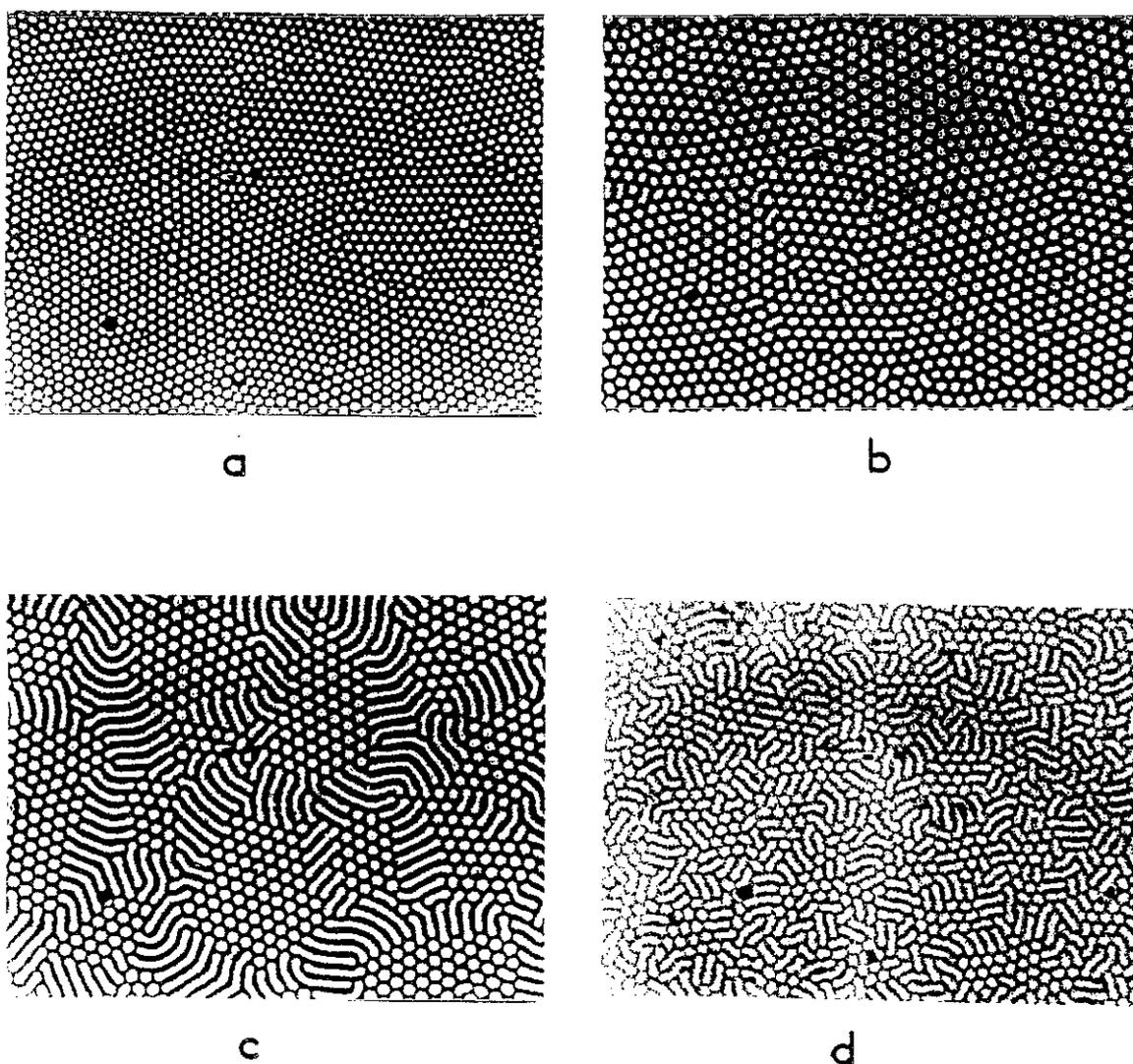


Figure V-7 - Exemples de structures en domaines obtenues par trempe sous champ
a : $H = 6 \text{ Oe}$; b : $H = 18 \text{ Oe}$; c : $H = 36 \text{ Oe}$
ou par retour de saturation à haute température
d : $T = 132 \text{ }^\circ\text{C}$

Nous avons tracé sur ce schéma, dans la zone où la structure est de type bulles, la densité des bulles ou des petites bandes en fonction du champ de trempé. Cette courbe, qui pourrait également être tracée en fonction de la température, traduit l'évolution de la densité de centres de nucléation. La nucléation de domaines inverses est donc beaucoup plus facile à haute température, et se produit en de nombreux points de l'échantillon. A basse température, seuls quelques noyaux isolés apparaissent.

- A haute température, la structure se nucléé en bulles (ponctuelles) serrées. Lorsque la température diminue, ces bulles grossissent, en gardant une forme à peu près cylindrique, jusqu'à ramener l'aimantation à peu près à zéro. (Figure V-7 a).

- Lorsque la nucléation intervient à température un peu plus basse, elle se produit également sous forme de bulles, mais plus espacées, qui grossissent lorsque la température diminue. Si elles sont assez nombreuses pour annuler l'aimantation sans dépasser une taille critique, on obtient à basse température un réseau de grosses bulles (Fig. V-7 b), sinon certaines s'allongent en morceaux de bandes (Fig. V-7 c).

- Enfin, lorsque la nucléation a lieu à plus basse température, quelques noyaux isolés de domaines inverses apparaissent, s'allongent immédiatement en bandes lorsque T diminue et envahissent l'échantillon en s'enroulant, conduisant à la structure labyrinthe. Les défauts de type cul de sac et fourches sont du signe de la saturation, car ce sont des zones entourées par les bandes qui s'enroulent. La simulation du Chapitre IV mettait d'ailleurs en évidence ce processus.

Cette notion de taux de nucléation fonction de la température, qui se manifeste ici par des structures en bulles de densité variable, peut se traduire différemment suivant les échantillons. Dans le deuxième exemple que nous avons étudié, on n'obtient pas de bulles, mais des structures labyrinthe quelle que soit la température à laquelle intervient la nucléation de domaines inverses. La figure V-9 présente quelques exemples de ces structures en domaines obtenues au voisinage de T_c . Les labyrinthes sont d'aspect différent ; en particulier ils sont caractérisés par un pas dans les changements de direction des bandes d'autant plus court que la température est élevée.

La densité d'énergie de paroi à température ambiante, pour cet échantillon est légèrement supérieure à celle de l'échantillon précédent (tableau V-1) et les structures en bulles, qui présentent une surface de paroi importante, doivent être d'énergie trop élevée, même à haute température. Si donc les problèmes de taux de

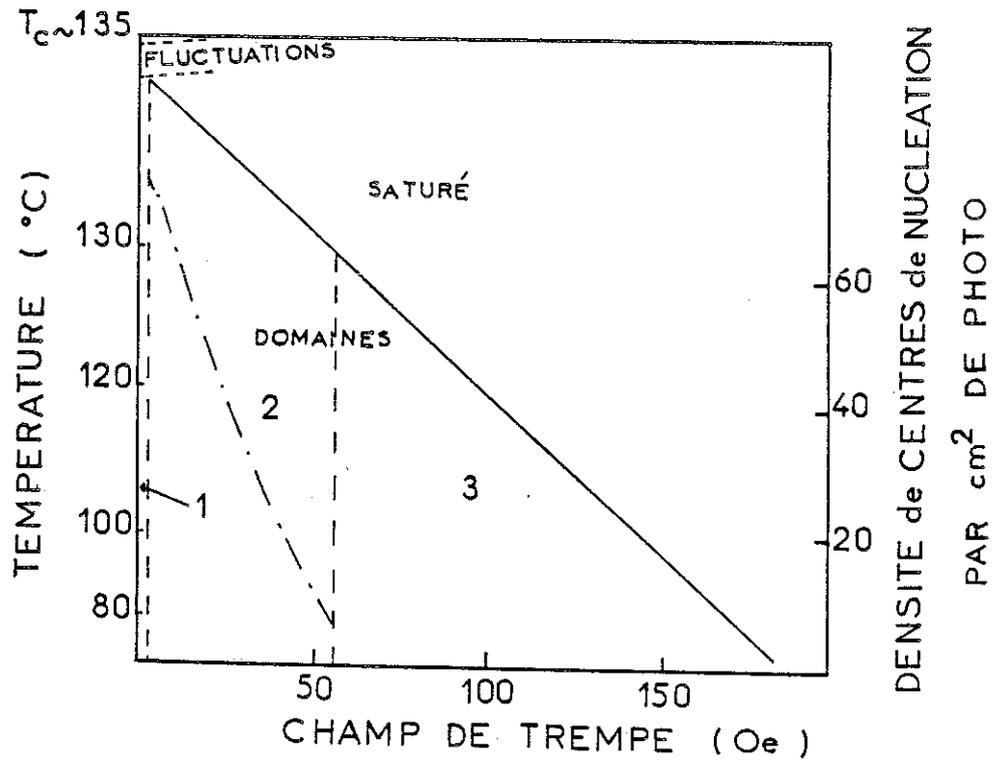


Figure V-8 - Diagramme de phases de la structure en domaines obtenue par trempe sous champ.
(1) bandes parallèles ; (2) bulles ; (3) labyrinthes
- La courbe en traits mixtes représente la variation de la densité de centres de nucléation, dont l'échelle est à droite, en fonction du champ de trempe.

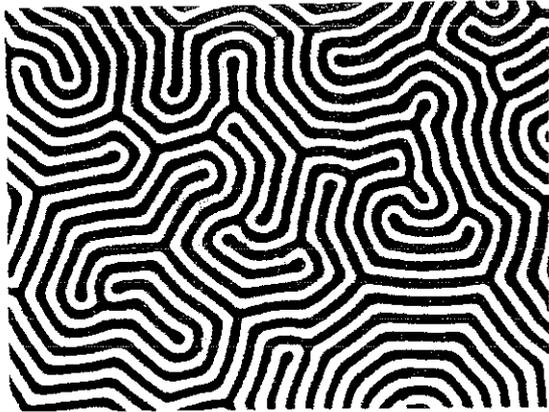
nucléation jouent un rôle dans la topologie adoptée pour la structure en domaines, l'énergie de chaque structure est aussi un paramètre à prendre en compte.

Les différentes structures en domaines sont d'énergies voisines. Les calculs effectués pour des structures simplifiées, [KOOY - 1960 ; CAPE - 1971 ; THIE - 1969 ; BOBE - 1974] montrent l'évolution de ces énergies avec le champ appliqué, et en particulier la variation de la période d'équilibre pour une topologie donnée. Nous avons également effectué un calcul numérique, à l'aide du modèle utilisé pour comparer en champ nul les énergies de structures en bandes parallèles et en zig-zag, afin d'étudier l'effet du champ magnétique sur quelques exemples de structures. Les domaines sont discrétisés en utilisant le réseau de cellules hexagonales, chaque cellule portant une charge comprise entre - 1 et + 1. L'énergie dipolaire est déterminée en calculant le potentiel créé au centre d'une cellule par l'ensemble des charges ponctuelles correspondant aux autres cellules ; l'énergie de paroi est calculée en affectant à chaque cellule une aire proportionnelle à sa charge. Nous avons envisagé le cas de bulles et de bandes parallèles de différentes périodes. L'effet du champ magnétique se traduit par la variation de la charge de certaines cellules, et donc de leur aire.

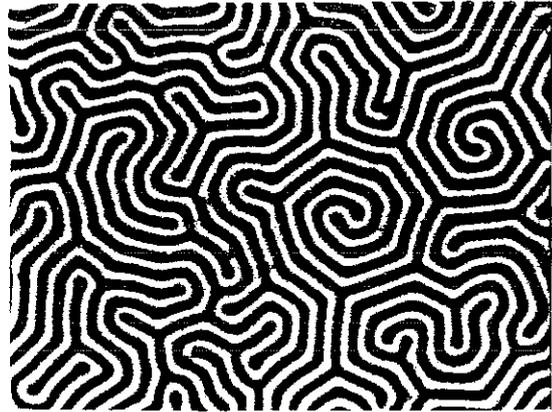
Ce modèle est un peu trop schématique, en particulier dans sa manière de décrire l'effet du champ, mais il confirme que les énergies des différentes structures sont voisines, que leurs variations avec H se croisent et que l'état de base n'a donc pas la même topologie suivant la valeur du champ. La figure V-10 représente ces variations de l'énergie pour cinq structures différentes, en fonction de l'aimantation réduite, pour une épaisseur d'échantillon et une température données, correspondant aux valeurs de notre échantillon à température ambiante.

La structure de plus basse énergie en champ nul, ne l'est plus sous champ, mais elles sont séparées par des barrières d'énergie. Par exemple, entre une structure en bandes parallèles de période d_0 , état d'énergie minimale en champ nul, et une structure en bandes parallèles de période supérieure qui peut être d'énergie minimale sous champ, la barrière à franchir est la disparition ou l'apparition de bandes, selon le sens d'évolution.

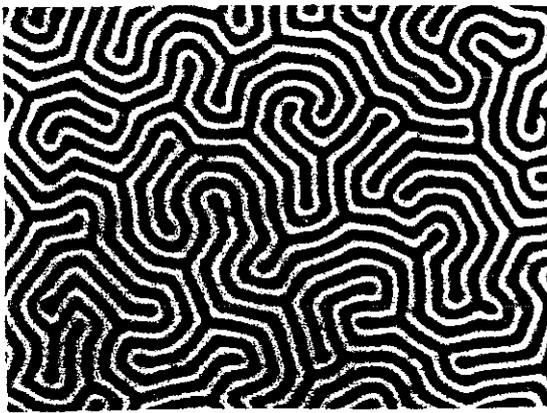
Une structure en bulles, en champ nul, est caractérisée par une surface de paroi plus importante qu'une structure en bandes de période comparable. Tant qu'il n'y a pas de disparition de domaines, la surface de paroi de la structure en bandes n'évolue pas avec le champ. Par contre, elle diminue fortement dans le cas de la



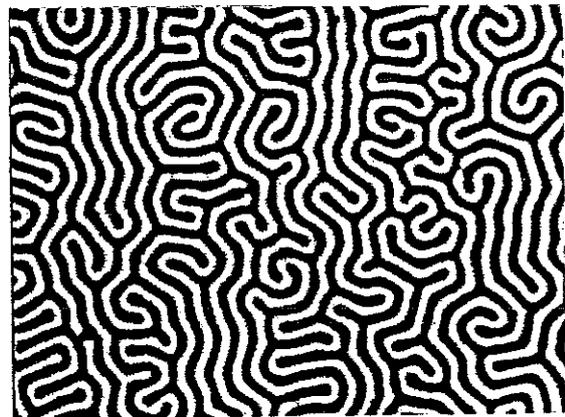
a



b



c



d

Figure V-9 - Exemples de structures en domaines nucléées par retour de saturation à diverses températures, sur l'échantillon n° 2.

a : $T = 128 \text{ }^{\circ}\text{C}$; b : $T = 131 \text{ }^{\circ}\text{C}$; c : $T = 132 \text{ }^{\circ}\text{C}$;

d : $T = 133 \text{ }^{\circ}\text{C}$ (observé à environ $132 \text{ }^{\circ}\text{C}$)

structure en bulles. On conçoit donc que cette dernière puisse être d'énergie plus basse sous champ, mais la barrière d'énergie entre ces deux structures peut être très élevée.

En général, pour obtenir des structures en bulles dans ce genre de matériaux, à température ambiante, il est nécessaire de combiner l'action de champs magnétiques perpendiculaire et parallèle au plan de la couche [HUBE-1974 ; MALO-1976]. Dans le voisinage de T_c , le passage de bandes à bulles devient très facile, et on peut l'observer par un simple recuit sous champ normal à la couche.

Par contre la structure en bulles, obtenue à haute température, et ramenée à température ambiante, se révèle remarquablement stable, pour peu que la densité de bulles soit suffisante. Le champ nécessaire pour saturer une telle structure est plus grand que pour une structure en bandes. Par des cycles de champ d'amplitude croissante, on peut passer progressivement de la structure en bulles à la structure labyrinthe par diminution progressive de la densité de bulles, de manière tout à fait analogue à la trempe sous des champs de valeur croissante.

V-4 - CONCLUSION

Le système étudié peut donc adopter plusieurs types de structures en domaines, de topologies différentes, suivant les conditions de champ magnétique et de température et suivant l'histoire magnétique et thermique de l'échantillon. Ces états, d'énergies voisines, sont séparés par des barrières, et l'échantillon peut être piégé dans des états métastables en raison de l'irréversibilité qui provient de l'inégalité des champs de nucléation et de collapse.

La figure V-11 représente la variation thermique du champ pour lequel apparait la structure en domaines lors d'un retour de saturation, ainsi que la variation thermique du champ nécessaire pour saturer à nouveau l'échantillon. Ces deux champs à une température donnée, sont différents, le champ de saturation H_S étant supérieur au champ de nucléation H_N . Lorsqu'après avoir saturé l'échantillon par H_S , le champ diminue, il existe une gamme de champ, $H_N < H < H_S$, où l'échantillon est en quelque sorte sursaturé avant que la nucléation intervienne pour H_N .

Les mêmes considérations, lorsqu'on ne parle plus de saturation complète de l'échantillon, mais du collapse de quelques domaines, bulles ou bandes, permettent de comprendre l'évolution topologique.

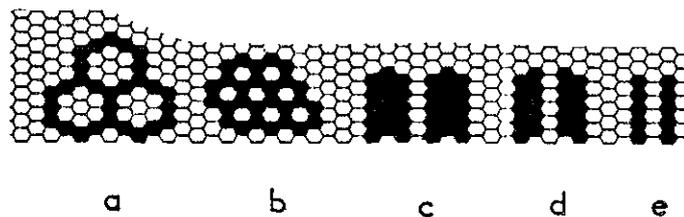
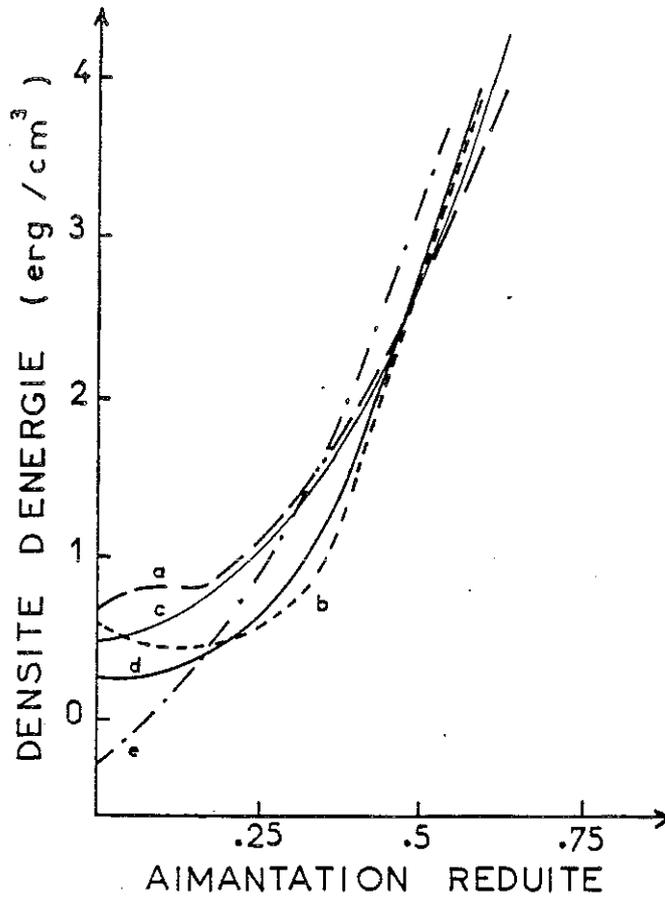


Figure V-10 - Variation des énergies de différentes structures en domaines, en fonction du champ.
5 exemples sont représentés sur le schéma, dans un état où l'aimantation n'est pas forcément nulle, mais correspondant à des charges ± 1 des cellules. Les exemples considérés sont des bulles de tailles différentes (a,b) et des bandes parallèles de périodes différentes (c,d,e).

- Dans la structure en bulles, lorsque quelques bulles disparaissent en champ croissant, la réapparition de bulles ne se produit pas immédiatement lorsque le champ décroît. Certaines bulles existantes s'allongent alors en bandes, inhibant la nucléation de nouvelles bulles.

- Dans une structure en bandes, quelques bandes disparaissent en champ croissant, mais lorsque H décroît les bandes existantes s'allongent par plissement, inhibant la réapparition de nouvelles bandes.

C'est donc le retard de la nucléation en champ décroissant qui entraîne l'évolution de la topologie de ces structures en domaines. L'évolution irréversible qui conduit des bandes parallèles au labyrinthe se produit pour les mêmes raisons que l'évolution qui permet de passer des bulles au labyrinthe : la période sous champ étant supérieure à la période en champ nul, les domaines disparaissent lorsque le champ augmente, mais en champ décroissant la structure trouve un autre moyen pour diminuer la période qui est d'allonger les domaines inverses existants.

L'observation de l'évolution topologique conduit aux remarques suivantes :

- Lors de l'évolution de la structure en bandes parallèles vers la structure labyrinthe, sous l'effet de cycles de champs, les défauts topologiques de type fourche et cul de sac apparaissent d'une manière qui semble progressive. En réalité, les mécanismes d'apparition de ces défauts sont différents lorsqu'elle se produit à la suite de cycles de champs de faible amplitude, et lorsqu'elle se produit après avoir appliqué des champs importants, comme par exemple par retour de saturation.

A la suite de cycles de champs faibles sur la structure initialement en bandes parallèles, lorsque l'angle des plis atteint une valeur critique, un pli forme un morceau de bande, permettant un relâchement des plis voisins au prix de la création d'une fourche et d'un cul de sac (fig. V-3). Ce sont les domaines du signe du champ, plus larges que les autres au moment de la rupture du pli, qui donnent ainsi lieu à des défauts d'une seule couleur (noire sur la photo).

A la suite de cycles de champs forts, par contre, les bandes étroites de signe opposé au champ se gondolent pour augmenter leur longueur lorsque le champ décroît. Les fourches et les culs de sac sont alors le résultat de régions noires entourées par des bandes blanches (photo 12 fig. V-4). Lors d'un retour de saturation à basse température, il peut également exister des culs de sac blancs, extrémités d'une bande blanche qui s'est nucléée au sein d'un milieu homogène noir. Ces aspects apparaissent sur la figure V-2 mais également sur la figure IV-2 de la simulation de nucléation inhomogène, où néanmoins les fourches n'ont pas la régularité observées sur les échantillon réels.

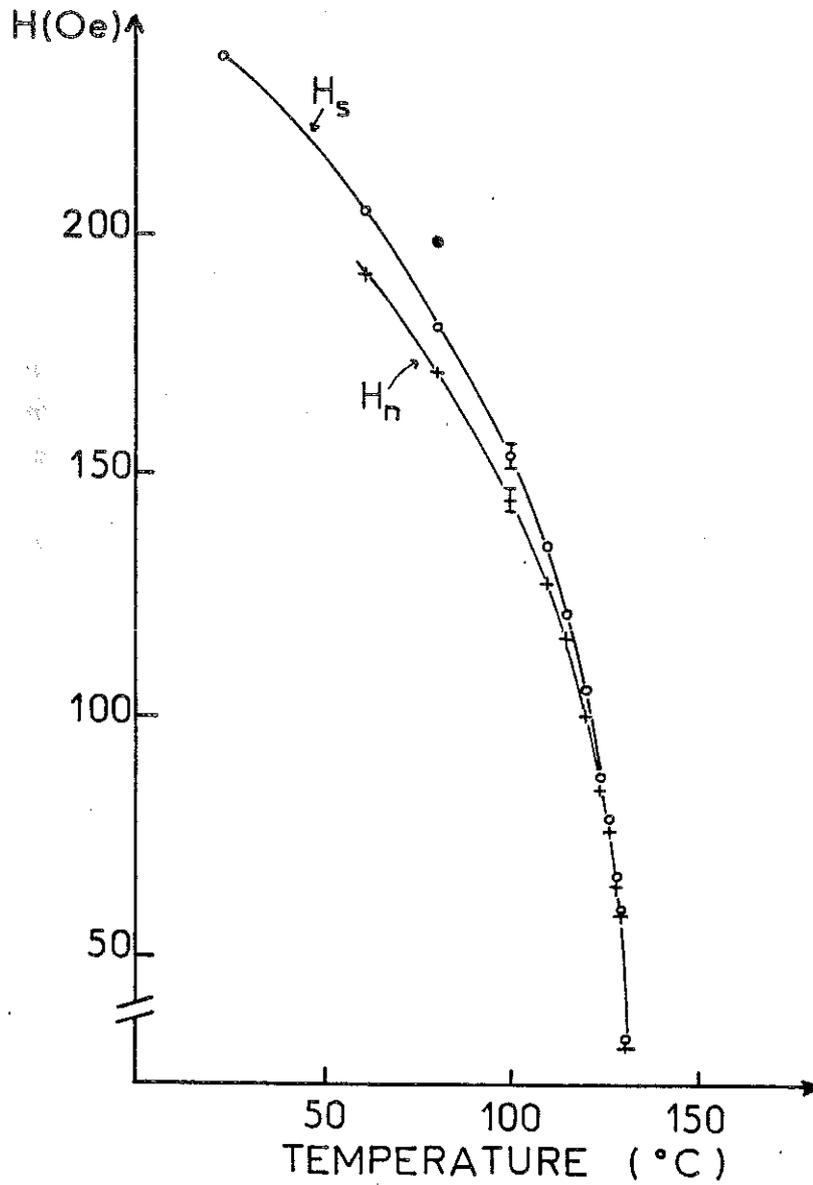


Figure V-11 - Variations thermiques des champs de nucléation (+) et de saturation (o) de la structure en domaines de type labyrinthe obtenue par retour de saturation à température de mesure. Le point • correspond au champ de saturation de la structure en bulles obtenue par trempe sous champ.

Le mécanisme inhomogène d'allongement des bandes opposées au champ est d'ailleurs mis en évidence sur la photo n° 10 de la figure V-4, où deux positions des bandes apparaissent simultanément en raison du temps de pose nécessairement assez long.

- L'apparition de plis dans le réseau de bandes parallèles (soit par cycles de champ, soit par cycles de température dans le voisinage de T_c), et la décomposition en bulles d'une structure en bandes (lorsqu'on la chauffe sous champ) relèvent du même type d'instabilités au sein des bandes [MULL-1967].

La densité de bulles, qui traduit la densité de centres de nucléation, en fonction de la température, est à relier au pas des plis qui devient plus fin lorsque la température augmente. Les instabilités donnant naissance aux plis se produisent plus facilement et en des points plus nombreux lorsque la température est élevée, de même que la nucléation de domaines inverses.

Les trempes sous champ font apparaître une plus grande richesse de structures que le simple effet du champ à température ambiante, mais les phénomènes sont essentiellement les mêmes. Ils mettent en évidence une hystérésis topologique, liée aux barrières d'énergie entre des structures de topologies différentes, qui ne provient pas de l'accrochage des parois sur des défauts mais de problèmes de nucléation. Bien sûr, une nucléation se produit, en général, préférentiellement sur des défauts [CAPE-1971 ; NETS-1984 ; PATE-1985]. Il semble qu'ici ce soient davantage des fluctuations locales d'énergie qui jouent ce rôle, car on observe, lors d'expériences successives, des structures globalement semblables, mais distinctes dans les détails, les centres de nucléation n'étant pas reproductibles.

C O N C L U S I O N

Au cours de ce travail, nous nous sommes intéressés à la structure en domaines dans le gadolinium au voisinage de la température de Curie, ainsi qu'aux structures métastables nucléées par refroidissement depuis une température supérieure à T_C , d'abord dans Gd puis dans un grenat d'yttrium épitaxié, connu pour ses propriétés de "matériau à bulles".

L'étude des variations thermiques des quantités caractérisant l'hystérésis, H_C , M_R et bruit Barkhausen dans Gd, a mis en évidence un changement de comportement au voisinage de T_C , que nous avons interprété comme la traduction du passage d'un régime de parois de Bloch à un régime de parois Ising à plus haute température. Une conséquence de ce changement de régime est la forte décroissance de l'énergie de parois vers T_C , conduisant à une structure en domaines plus fine.

Lorsqu'on nucléé la structure en domaines par refroidissement depuis une température supérieure à T_C , on ramène à basse température un excès de surface de parois par rapport à la structure en domaines à l'équilibre. La structure est alors métastable et peut relaxer sous l'effet de cycles de champs magnétiques. La comparaison entre les cycles d'hystérésis pour diverses amplitudes de champ sur une telle structure en domaines, et les cycles calculés dans un modèle de type fonction potentielle étendu au cas métastable, a permis de chiffrer l'excès de surface de parois et d'estimer la température à laquelle se congèle la structure en domaines au voisinage de T_C , $\varepsilon = \frac{T_C - T}{T_C} \approx 5 \cdot 10^{-3}$.

Cette étude a mis en évidence des différences de comportement entre la structure d'équilibre, et la structure métastable qui ne peuvent être imputées au seul excès de surface de paroi, et que nous avons attribuées à la différence de topologie entre ces deux structures en domaines.

Une simulation de domaines dans un échantillon bidimensionnel a permis de mettre en évidence des structures de topologies différentes, en traduisant les énergies de pôles et de parois par des considérations locales de voisinage ; mais il est difficile d'étudier le comportement de ces structures en fonction du champ magnétique.

Nous avons effectué des observations directes, par effet Faraday, de structures en domaines dans une couche de grenat magnétique. De nombreuses structures de topologie différente sont possibles dans de tels échantillons, et, sous l'effet de la température ou d'un champ perpendiculaire à la couche, il est possible d'explorer ces différents états métastables du système. Par exemple, la structure en bandes parallèles, obtenue par refroidissement en champ nul depuis une température supérieure à T_c , évolue de façon irréversible vers une structure de type labyrinthe sous l'effet de cycles d'amplitude croissante. Cette hystérésis topologique n'est pas liée à des défauts piégeant les parois, mais à des problèmes de nucléation de domaines, dont les conditions sont modifiées avec le champ ou la température. Elle provient également des barrières d'énergie qui existent entre les différentes structures.

Les études sur Gd et sur les couches de grenats sont complémentaires en ce sens que dans Gd on peut mesurer les propriétés magnétiques mais difficilement observer les domaines, alors que c'est la situation inverse dans les couches épitaxiées.

- Les mesures magnétiques conduisent à l'hypothèse d'une zone de température, très proche de T_c , où les domaines existent et où les parois sont libres de se déplacer. L'observation d'une structure en bandes parallèles, structure d'équilibre, en refroidissant l'échantillon depuis une température supérieure à T_c va dans le même sens.

- Les modifications topologiques qu'entraîne l'application de cycles de champ sur la structure en domaines "thermique", qui sont supposées dans Gd, sont observées dans le grenat. Dans ce dernier, les différences topologiques entre les cas extrêmes (structure initiale en bandes parallèles, structure finale de type labyrinthe) sont évidentes. Par contre entre certaines structures intermédiaires elles peuvent être plus subtiles : par exemple la structure labyrinthe obtenue par des cycles d'amplitude importante (photo 11 fig. V-4) et la structure labyrinthe obtenue par retour de saturation (photo 13) semblent du même type. Pourtant, dans le premier cas, il existe une structure de bandes parallèles cachée, qui peut être révélée par application du champ (photo 10). Ces deux structures doivent donc être de topologies distinctes, bien que d'aspect très semblable lorsqu'on les observe en champ nul.

L'étude de ces topologies en tant que telles, (type de défauts, relations entre eux, ...), devrait permettre de caractériser les divers labyrinthes, de définir une "distance" entre eux, de préciser le paramètre "topologie" du cycle de la figure V-4. Cette notion d'hystérésis topologique, qui montre que dans certaines conditions (matériau doux, voisinage de T_c), l'hystérésis peut être assez intrinsèque, liée en partie aux interactions entre domaines, présente également un intérêt technologique ; dans le cas particulier des têtes de lecture magnétiques, dans la mesure où l'on sait réaliser des matériaux pratiquement sans défauts, l'origine des bruits parasites n'est plus l'accrochage des parois, mais l'évolution irréversible de la topologie des domaines. Un contrôle des mécanismes de cette évolution semble alors nécessaire.

ANNEXE

Correction de l'ordre de ϵ' dans le calcul de la position d'arrêt de la paroi entre les pentes C et A dans une configuration CB_+C^MA [paragraphe II-3-2-2 c)].

Il faut calculer la valeur moyenne :

$$\langle j \rangle = \frac{\int_{\epsilon'}^{\infty} \int_{\epsilon'}^{\infty} \frac{h+q-p}{2(p+q)} e^{-(p^2+q^2)} dp dq}{\int_{\epsilon'}^{\infty} \int_{\epsilon'}^{\infty} e^{-(p^2+q^2)} dp dq}$$

On effectue le changement de variables : $u = p+q$, $v = p-q$, et on approxime le dénominateur par $\pi/4$ ($\epsilon' \ll 1$).

En remarquant que l'intégrale du terme v/u est nulle par symétrie, on trouve :

$$\langle j \rangle = \frac{2h}{\pi} \int_{2\epsilon'}^{\infty} \left[\frac{e^{-u^2/2}}{u} \int_0^{u-2\epsilon'} e^{-v^2/2} dv \right] du$$

La valeur exacte de $\langle j \rangle$ peut être encadrée, en remplaçant la distribution gaussienne de v par deux autres distributions appropriées :

- pour obtenir une borne supérieure de $\langle j \rangle$, on remplace :
 $e^{-v^2/2}$ par 1 pour $u-2\epsilon' \leq u_1$ et $\int_0^{u-2\epsilon'} e^{-v^2/2} dv$ par $\int_0^{\infty} e^{-v^2/2} dv$ pour $u-2\epsilon' > u_1$.

- pour obtenir une borne inférieure de $\langle j \rangle$, on remplace :
 $e^{-v^2/2}$ par $e^{-u_0^2/2}$ pour $u-2\epsilon' \leq u_0$ et par 0 pour $u-2\epsilon' > u_0$.

Il vient alors :

$$M = \frac{2h}{\pi} \left(\int_{2\epsilon'}^{u_1} e^{-u^2/2} du + \sqrt{\pi/2} \int_{u_1}^{\infty} \frac{e^{-u^2/2}}{u} du \right)$$

$$m = \frac{2h}{\pi} e^{-u_0^2/2} \left[\int_{2\epsilon'}^{u_0} e^{-u^2/2} du + u_0 \int_{u_0}^{\infty} \frac{e^{-u^2/2}}{u} du \right]$$

On détermine ensuite les valeurs de u_1 et u_0 qui, respectivement, minimise la borne supérieure et maximise la borne inférieure.

Les exponentielles sont développées en séries de puissances de u .

On a : $\int_x^\infty \frac{e^{-t}}{t} dt = -E - \text{Ln}x - \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{x^n}{n \cdot n!}$ où $E =$ constante d'Euler. [ABRA-1970]

$$M = \frac{2h}{\pi} \left[-\frac{E}{2} \sqrt{\pi/2} - \frac{1}{2} \sqrt{\pi/2} \text{Ln}\left(\frac{u_1^2}{2}\right) + u_1 + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{u_1^{2n}}{2^n n!} \left(\frac{u_1}{2n+1} - \frac{1}{2} \sqrt{\pi/2} \right) \right]$$

$$m = \frac{2h}{\pi} e^{-u_0^2/2} \left[-\frac{Eu_0}{2} - \frac{u_0}{2} \text{Ln}\left(\frac{u_0^2}{2}\right) + u_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n u_0^{2n+1}}{2^n n!} \left(\frac{1}{2n+1} - \frac{1}{2n} \right) \right]$$

Un calcul numérique conduit à :

$$M = 1,2 \cdot \frac{2h}{\pi} \quad \text{et} \quad m = 0,8 \cdot \frac{2h}{\pi}$$

On prend donc : $\langle j \rangle = \frac{2h}{\pi}$

REFERENCES

- ABRA - 1970 L. ABRAMOWITZ et I.A. STEGUN
Handbook of Mathematical Functions
(Dover, New York) 1970, p. 229
- ASTI - 1982 B. ASTIE, Communication personnelle.
- BARK - 1983 W.A. BARKER et G.A. GEHRING
J. Phys.C Sol. State Phys., 16 (1983) 6415
- BARK - 1986 W.A. BARKER et G.A. GEHRING
J. Phys.C Sol. State Phys., 19 (1986) 259
- BERT - 1984 A. BERTON, J. CHAUSSY, J. ODIN, J.J. PREJEAN et R. RAMMAL
Sol. Stat. Comm., 49, 10 (1984) 959
- BERT - 1985 G. BERTOTTI
Comptes rendus SMM 7 - Blackpool 1985
- BESP - 1982 Yu. I. BESPİYATYKH, I.E. DIKSHTTEIN, S.V. MERIAKRI et V.V. TARASENKO,
Sov. Phys. Sol State, 24, 2(1982) 253
- BOBE - 1974 A.H. BOBECK et E. DELLA TORRE
Magnetic Bubbles dans Selected Topics in Sol. Stat. Phys.
Vol XIV (North-Holland) 1974
- BOCC - 1976 N. BOCCARA
Symétries Brisées - 1976
- BROU - 1980 L. de BROUCKERE et J. VENNIK
Phys. Stat. Sol (a) 61 (1980) 455
- BULA - 1964 L.N. BULAEVSKII et V.L. GINZBURG
Sov. Phys. JETP, 18, 2(1964) 530

- CAPE - 1971 J.A. CAPE et G.W. LEHMAN
J. Appl. Phys. 42, 18(1971) 5732.
- CHIK - 1964 S. CHIKAZUMI
Physics of Magnetism - Wiley 1964.
- CHOW - 1984 A.R. CHOWDHURY, G.S. COLLINS et C. HOHENEMSER
Phys. Rev. 30, 11(1984) 6277
- DANG - 1967 N. Van DANG
Phys. Stat. Sol. 20 (1967) 557.
- DESC - 1971 M.N. DESCHIZEAUX et G. DEVELEY
J. de Phys. 32 (1971) 319
- DEVE - 1965 G. DEVELEY
Comptes Rendus Acad. Sci. Paris 260 (1965) 4951
- ERBE - 1971 T. ERBER, S.A. GURALNICK et H.G. LATAL
Annals of Physics, 69 (1971) 161.
- GABA - 1984 M. GABAY et T. GAREL
J. Phys. Lett. 45 (1984) L 989
- GEMP - 1963 R. GEMPERLE, A. GEMPERLE et I. BURSUC
Phys. Stat. Sol. 3 (1963) 2101
- GOOD - 1954 J.B. GOODENOUGH
Phys. Rev. 95, 4 (1954) 917
- GOUZ - 1984 J. GOUZERH - Communication personnelle
- GRAH - 1965 C.D. GRAHAM Jr.
J. Appl. Phys. 36 (1965) 1135
- GSCH - 1978 J.K.A. GSCHNEIDNER
Rare Earths - Eyring Leroy (North Holland) 1978.

- GUIL - 1957 C. GUILLAUD et R. VAUTIER
Colloque National de Magnétisme, Strasbourg-C.N.R.S., 1957
- HERP - 1968 A. HERPIN
Théorie du Magnétisme - Bibliothèque des Sciences et Techniques
Nucléaires, 1968
- HILZ - 1977 H.R. HILZINGER
Phil. Mag. 36, 1 (1977) 225.
- HUBE - 1974 A. HUBERT, A.P. MALOZEMOFF et J.C. DELUCA
J. Appl. Phys. 45, 8(1974) 3562
- JANS - 1957 N. JANSSENS
I.E.E.E. Trans. Magn. 13 (1957) 1379
- KACZ - 1960 J. KACZER et R. GEMPERLE
Czech. J. Phys. B 10 (1960) 505
- KERS - 1943 M. KERSTEN
"Grundlagen einer Theorie der ferromagnetischen Hysterese und der
Koerzitivkraft" J.W. Edwards, Ann Arbor, Michigan 1943
- KITT - 1956 C. KITTEL et J.K. GALT
Ferromagnetic Domain Theory dans Solid State Phys. Vol. 3
Academic Press - New York 1956.
- KOMA - 1985 M. KOMATSUBARA et J.L. PORTESEIL
J. de Phys. - Colloque C6 - Suppl. N° 9, Tome 46 (1985) 175
- KOBY - 1960 C. KOBY et U. ENZ
Philips Research Report, 15 (1960) 1.
- KRON - 1970 H. KRONMULLER
Z. Angew. Physic 30. Bd, Heft 1 (1970) 9
- LAJZ - 1979 J.LAJZEROWICZ et J.J. NIEZ
J. Phys. Lett., 40 (1979) L165

- LAJZ - 1982 J. LAJZEROWICZ et M. VALLADE
Communication personnelle
- LAND - 1969 L. LANDAU et E. LIFCHITZ
Electrodynamique des milieux continus - Tome VIII -
Ed. Mir - Moscou 1969
- MALO - 1974 A.P. MALOZEMOFF et J.C. DELUCA
J. Appl. Phys. 45, 10 (1974) 4586
- MAZZ - 1964 P. MAZZETTI
Il nuovo Cimento, X, 31 (1964) 88.
- MEHA - 1974 J.C. MEHAULE
Note technique LETI/MCTE N° 1054 (1974)
- MOLH - 1983 P. MOLHO et J.L. PORTESEIL
J.M.M.M. 31-34 (1983) 772.
- MOLH - 1983 P. MOLHO et J.L. PORTESEIL
J. Phys. 44 (1983) 871
- MOLH - 1985 P. MOLHO et J.L. PORTESEIL
Acta Phys. Polonica A 68 (1985) 23
- MOLH - 1985 P. MOLHO et J.L. PORTESEIL
J. Phys. 46 (1985) 1355
- MOLH - 1986 P. MOLHO, J. GOUZERH, J.C.S. LEVY et J.L. PORTESEIL
J.M.M.M. 54-57 (1986) 857.
- MULL - 1967 N.W. MULLER
Phys. Rev. 162, 2 (1967) 423
- NEEL - 1942 L. NEEL
Cah. Phys. N° 12 (1942) 1.
- NEEL - 1943 L. NEEL
Cah. Phys. N° 17 (1943) 51.

- NEEL - 1946 L. NEEL
Ann. Univ. Grenoble 22 (1946) 299.
- NEEL - 1949 L. NEEL
Ann. de Géophysique 5 (1949) 99.
- NEEL - 1955 L. NEEL
Phil. Mag. Supp. 4 (1955) 191
- NETS - 1984 V.I. NETSVETOV, Yu. A. SLUZHBIN, G.F. TEMERTI et V.A. KHOKHLOV,
Sov. Phys. Sol. State 26, 10 (1984) 1743.
- PASZ - 1978 G. PASZTOR et C. SCHMIDT
J. Appl. Phys. 49 (1978) 886
- PATE - 1985 K. PATEK et J. TOMAS
Phys. Stat Sol., 89 (1985) 595.
- PREI - 1935 F. PREISACH
Z. Phys. 94 (1935) 277.
- REKV - 1971 M. Th. REKVELT
J. de Phys., Colloque C1 (1971) 579.
- REKV - 1973 M. Th. REKVELT
Z. Physik 259 (1973) 391.
- SALE - 1982 A.G.A.M. SALEH et N.H. SAUNDERS
J.M.M.M., 29 (1982) 197.
- SHEN - 1973 P. SHENG, C.N. MANIKOPOULOS et T.R. CARVER
Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 234
- SHIL - 1976 S.Sh. SHIL'SHTEIN, V.A. SOMENKOV, M. KALANOV et N.O. ELYUTIN
Sov. Phys. Sol. Stat., 18, 11 (1976) 1886.
- SMIT - 1978 R.L. SMITH, W.D. CORNER, B.K. TANNER, R.G. JORDAN et D.W. JONES
Inst. Phys. Conf. Ser. N° 37 (1978) 215

- SMIT - 1980 R.L. SMITH, W.D. CORNER et B.K. TANNER
J.M.M.M. 20 (1980) 265
- STAU - 1972 D. STAUFFER
Congrès AIP 1972 (Denver) 10, 827
- SZEW - 1980 A. SZEWCZYK, R. SZYMCZAK et K. PIOTROWSKI
Acta Phys. Polonica, A 58, 5 (1980) 573.
- SZYM - 1979 R. SZYMCZAK, A. MAZIEWSKI et K. PIOTROWSKI
J.M.M.M. 12 (1979) 227
- SZYM - 1982 R. SZYMCZAK, K. PIOTROWSKI et A. SZEWCZYK
Physica 113 B (1982) 113.
- TARA - 1976 V.V. TARASENKO, E.V. CHENSKII et I.E. DIKSHTJIN
Sov. Phys. JETP, 43, 6 (1976) 1136
- TARA - 1980 V.V. TARASENKO
Sov. Phys. Sol. Stat. 22, 2 (1980) 294
- THIE - 1969 A.A. THIELE
The Bell System Technical Journal (1969)
- VERG - 1971 R. VERGNE et J.L. PORTESEIL
Rev. Phys. Appl. 6 (1971) 95
- VERT - 1983 G. VERTESY, I. TOMAS, Z. VERTESY et M. BALASKO
Phys. Stat. Sol. (a) 77 (1983) K 87.
- VICE - 1970 M. VICENTINI-MISSONI, R.I. JOSEPH, M.S. GREEN et J.M.H.L. SENGERS,
Phys. Rev. B1 (1970) 2312.
- VICH - 1984 G.Y. VICHNIAC
Physica 10 D (1984) 96.
- WASI - 1981 W. WASILEWSKI
Physics Letters 84 A, 2 (1981) 80.
- WILL - 1981 I.S. WILLIAMS, E.S.R. GOPAL et R. STREET
Phys. Stat. Sol (a) 67 (1981) 83

T A B L E D E S M A T I E R E S

	Pages
<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>CHAPITRE I - HYSTERESIS AU VOISINAGE DE T_c</u>	3
I-1 - Introduction	3
I-2 - Aspect expérimental	4
I-2-1 - L'échantillon	4
I-2-2 - Appareillage	5
I-3 - Résultats expérimentaux	9
I-3-1 - Champ coercitif - Aimantation rémanente	9
I-3-2 - Variations thermiques de H_c , M_R , P_B	13
I-3-3 - Exposants critiques	16
I-4 - Analyse des résultats	18
I-4-1 - Crossover	18
I-4-2 - Champ coercitif	22
I-4-3 - Puissance de bruit Barkhausen	25
I-5 - Conclusion	30
<u>CHAPITRE II - STRUCTURES TREMPÉES - METASTABILITE</u>	31
II-1 - Introduction	31
II-2 - Résultats expérimentaux	33
II-3 - Le modèle	40
II-3-1 - Métastabilité de la surface de paroi	40
II-3-2 - Expressions analytiques des branches du cycle d'hystérésis	42
II-3-3 - Branches suivantes du cycles d'hystérésis	50
II-3-4 - Expressions complètes des diverses branches du cycle	55
II-4 - Résultats - Analyse	
II-4-1 - Coefficient γ du terme réversible	60
II-4-2 - Evolution de la surface de paroi : β , l_A , α	61
II-4-3 - Taux de relaxation τ	64
II-5 - Conclusion	68

<u>CHAPITRE III - DESAIMANTATION SOUS CHAMP</u>	73
III-1 - Introduction	73
III-2 - Aimantation anhystérétique	74
III-3 - Aimantation thermorémanente	77
III-4 - Analyse des résultats	80
III-5 - Conclusion	82
<u>CHAPITRE IV - SIMULATIONS DE STRUCTURES EN DOMAINES</u>	83
IV-1 - Introduction	83
IV-2 - Nucléation homogène	84
IV-3 - Effet du champ magnétique	87
IV-4 - Nucléation inhomogène	89
<u>CHAPITRE V - HYSTERESIS TOPOLOGIQUE</u>	93
V-1 - Introduction	93
V-2 - Effet d'un champ à température ambiante	95
V-3 - Trempe sous champ	104
V-5 - Conclusion	110
<u>CONCLUSION</u>	115
<u>ANNEXE</u>	117
<u>REFERENCES</u>	119

dernière page de la thèse

AUTORISATION DE SOUTENANCE

VU les dispositions de l'article 5 de l'arrêté du 16 Avril 1974,

VU les rapports de M. J.L. Patissier.....

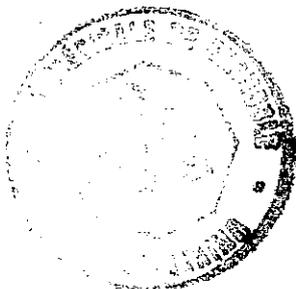
M. ...R. Maynard.....

M. ...J. Lafrenay.....

M. Pierre POLH. est autorisé
à présenter une thèse en soutenance pour l'obtention du grade de
DOCTEUR D'ETAT ES SCIENCES.

Fait à GRENOBLE, le 20 FEV. 1988

Le Président de l'U.S.H.G.



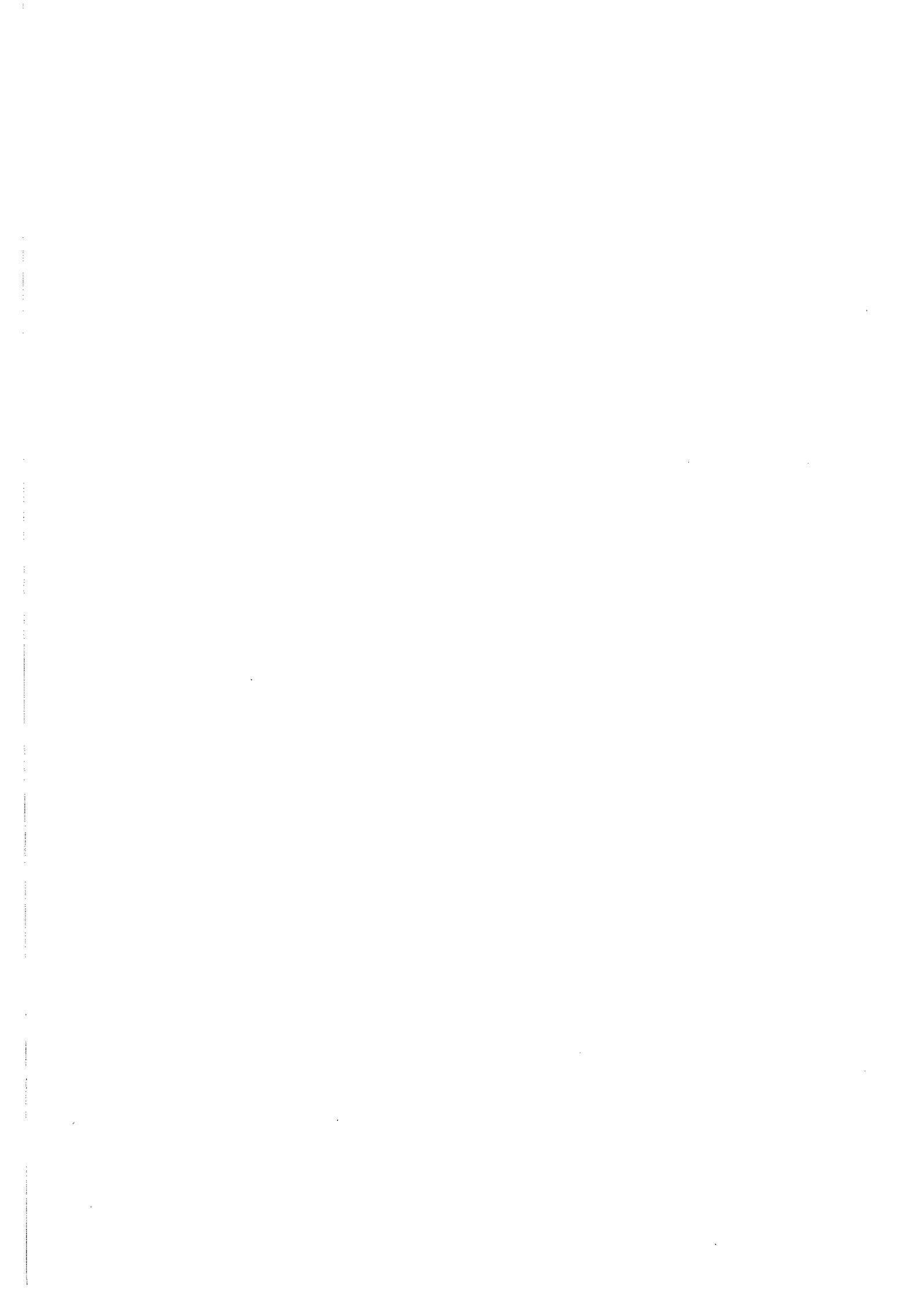
Tanche
Le Président
M. TANCHE

Le Président de l'I.N.P.G.

D. BLOCH
Président
de l'Institut National Polytechnique
de Grenoble

P.O. le Vice-Président.

[Signature]



Résumé

Nous avons étudié l'hystérésis ferromagnétique au voisinage de T_C sur un polycristal de Gd. Les variations thermiques de H_C , M_R et de la puissance de bruit Barkhausen mettent en évidence un crossover entre un régime de parois de Bloch et un régime de parois Ising près de T_C . L'énergie de ces dernières étant plus faible, la surface de parois doit être plus importante à haute température.

La structure en domaines obtenue par refroidissement depuis $T > T_C$ est métastable, et relaxe sous l'effet de cycles de champ vers l'état stable obtenu par désaimantation par champ alternatif décroissant. L'analyse de ces cycles d'hystérésis à l'aide d'un modèle dérivé d'un modèle de fonction potentielle permet d'estimer la température de congélation des domaines, $\epsilon = (T_C - T)/T_C = 5.10^{-3}$. Des différences de comportement entre la structure métastable et la structure à l'équilibre suggèrent des différences de topologie des domaines.

Une simulation de domaines a permis de mettre en évidence des topologies différentes, en traduisant les énergies de pôles et de parois par des considérations locales de voisinage.

Des observations par effet Faraday sur un matériau à bulles ont permis d'étudier l'évolution du système dans les diverses structures en domaines possibles, en fonction du champ et de la température. L'hystérésis topologique observée est liée à des problèmes de nucléation et de barrières d'énergie entre structures, et non pas à des problèmes d'accrochage des parois par des défauts.

Mots-clefs

- Structure en domaines - Hystérésis - Gd
- Comportement critique - Crossover parois Bloch-Ising
- Métastabilité - Matériaux à bulles - Topologie.

