

## STRUCTURE EN DOMAINES DANS LES SYSTEMES DE BASSE DIMENSIONNALITE

André THIAVILLE

CNRS-Université Paris-sud, Laboratoire de physique des solides, 91405 Orsay, France

Ce cours débute par des rappels sur la structure en domaines dans des échantillons qui ne sont pas particulièrement de basse dimensionnalité. Cela permet d'introduire les structures de base, et leur compréhension au moyen d'une approche énergétique. Dans une seconde partie, on prend en compte les spécificités des systèmes de basse dimensionnalité, et présente les structures (domaines, parois) particuliers qui en résultent.

### A) Rappels sur la structure en domaines

#### 1) Historique

Pierre Weiss a émis en 1907 l'hypothèse des domaines magnétiques, aimantés à saturation, qui permettent de mesurer un moment global nul en champ nul dans un échantillon alors que les mesures thermodynamiques (chaleur spécifique) correspondent à une aimantation spontanée de tout l'échantillon. La mise en évidence des domaines a été d'abord indirecte (bruit de Barkhausen, 1919) puis directe (observation par décoration par une poudre magnétique, 1931, Bitter et v. Hamos et Thiessen).

L'article de Landau et Lifshitz en 1935 (Phys. Z. Sowjetunion **8** 153 (1935)) jette les bases de la théorie des domaines. Un cristal possède des directions privilégiées d'aimantation selon lesquelles les aimantations dans les domaines sont orientées. L'arrangement de ceux-ci est dicté par l'interaction dipolaire (le champ démagnétisant). De fines parois séparent les domaines, dont le coût énergétique doit être pris en compte dans les calculs.

Les équations de Maxwell dans la matière sont, en système SI et dans le cas statique sans champ appliqué

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}), \quad (1)$$

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \text{div } \vec{H} = -\text{div } \vec{M}, \quad (2)$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = \vec{0}, \quad (3)$$

avec en surface

$$(\vec{H}_{\text{ext}} - \vec{H}_{\text{int}}) \cdot \vec{n} = \vec{M} \cdot \vec{n}, \quad (4)$$

$$(\vec{H}_{\text{ext}} - \vec{H}_{\text{int}}) \times \vec{n} = \vec{0}. \quad (5)$$

Dans le cas général, la présence d'une aimantation non nulle requiert la présence d'un champ  $H$  (appelé champ démagnétisant dans l'échantillon, et champ de fuite à l'extérieur) pour satisfaire ces équations. Ses sources sont  $-\text{div} \vec{M}$  dans le volume (charges magnétiques fictives de volume) et  $\vec{M} \cdot \vec{n}$  en surface (charges de surface). La structure de Landau-Lifshitz évite ces deux charges en introduisant des domaines de fermeture.

A partir des années 1940, W.F. Brown a introduit une théorie continue des structures magnétiques, qui consiste à systématiser le calcul fait par F. Bloch (1932) puis par Landau et Lifshitz de la structure interne d'une paroi. En fait la théorie des domaines, symbolisée par la figure 1, est applicable à des échantillons où toutes les tailles sont grandes devant celle des parois, et ayant une anisotropie non négligeable. Dans le cas contraire, la séparation entre domaine et paroi n'est pas si tranchée car l'aimantation n'est plus strictement uniforme dans les domaines et les parois peuvent être assez étendues. Ce cadre théorique s'appelle le micromagnétisme (W.F. Brown, *Micromagnetics* (Wiley, 1963) et réimprimé (R.H. Krieger, 1978)).

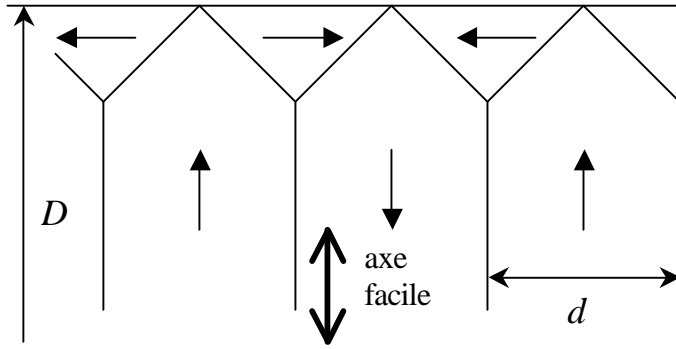


Figure 1 : structure de Landau-Lifshitz pour un film d'épaisseur  $D$  à anisotropie perpendiculaire. Les domaines de largeur  $d$  sont terminés en surface par des domaines de fermeture afin de boucler le flux. Les parois verticales sont de type Bloch avec une largeur  $\Delta$ . La taille d'équilibre est alors  $d=2\sqrt{2D\Delta}$ .

La distribution de l'aimantation est obtenue par la minimisation d'une énergie qui s'écrit comme l'intégrale sur le volume d'une densité. L'aimantation est localement à sa valeur à saturation pour la température considérée

$$\vec{M} = M_s \vec{m}, \quad |\vec{m}| = 1. \quad (6)$$

La densité d'énergie est une somme de termes

$$E = A \sum_{i,j} (\partial m_i / \partial x_j)^2 + K G(\vec{m}) - \mathbf{m}_0 M_s \vec{m} \cdot \vec{H}_a - \frac{1}{2} \mathbf{m}_0 M_s \vec{m} \cdot \vec{H}_d. \quad (7)$$

Le premier est appelé énergie d'échange. C'est la limite continue de l'interaction de Heisenberg. Le second traduit l'énergie d'anisotropie. On aura  $G = m_x^2 + m_y^2$  pour une anisotropie uniaxiale (d'axe facile Oz) et  $G = m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_z^2 m_x^2$  pour une anisotropie cubique etc. Le troisième terme est l'énergie Zeeman d'interaction avec un champ appliqué. Le dernier est l'énergie démagnétisante,  $H_d$  désignant le champ démagnétisant introduit plus haut (2-5). Les mesures depuis les années 60 jusqu'à nos jours, en particulier dans le cas de corps à très faible anisotropie qui présentent des structures complexes, ont montré que cette théorie était remarquablement efficace. Le livre de A. Hubert et R. Schäfer *Magnetic domains* (Springer, 1998) en témoigne au moyen de très nombreux exemples.

## 2) Longueurs caractéristiques

En comparant les termes d'énergie de (7) deux longueurs apparaissent.

$$\Delta = \sqrt{A/K} \quad (8)$$

est la longueur associée à la paroi de Bloch; elle correspond à la compétition entre échange et anisotropie. Sa valeur dépend grandement de celle de la constante d'anisotropie  $K$ .

$$\Lambda = \sqrt{2A/(\mathbf{m}_0 M_s^2)} \quad (9)$$

est la longueur d'échange. Pour les métaux magnétiques usuels elle vaut environ 5 nm. Le rapport entre ces deux longueurs est directement relié au facteur de qualité  $Q$

$$Q = 2K/(\mathbf{m}_0 M_s^2) = (\Lambda/\Delta)^2. \quad (10)$$

Les matériaux dits durs, dominés par l'anisotropie, ont  $Q > 1$ , alors que les matériaux doux ( $Q \ll 1$ ) le sont par le terme démagnétisant. Ce sont les plus courants. Notons que pour une aimantation uniforme dans un film à axe facile perpendiculaire on aura une direction perpendiculaire si  $Q > 1$  et dans le plan du film si  $Q < 1$ .

### 3) quelques types de parois

#### a) *paroi de Bloch*

On considère un volume infini à axe facile selon Oz, et une paroi correspondant à une rotation hélicoïdale d'axe x (pas de charges). L'angle  $q$  entre l'aimantation et l'axe facile vaut

$$q = 2 \operatorname{Arctg}[\exp(x/\Delta)], \quad (11)$$

la largeur de la paroi vaut  $\pi D$  et son énergie par unité de surface  $s$  vaut

$$s = 4\sqrt{AK}. \quad (12)$$

#### b) *paroi de Néel*

On considère une couche mince et à faible anisotropie, donc à aimantation plane. Les charges de surface pour une paroi de Bloch plus large que l'épaisseur augmenteraient trop l'énergie de paroi. L. Néel (C. R. Acad. Sci. Paris **241** 533 (1955)) a montré qu'une rotation en éventail serait plus favorable. Le calcul ne se fait pas analytiquement. Toutefois une solution approchée a été établie par Riedel et Seeger (phys. stat. sol. **b46** 377 (1971)). Le profil de cette paroi possède un cœur, de taille quelques  $\Lambda$ , au delà duquel une rotation lente ( $m_x \propto \ln(x)$ ) se produit. La structure tend à étaler les charges, et est en fait instable vis à vis d'une modulation le long de la paroi (paroi en échelle de perroquet "cross-tie").

#### c) *parois mixtes*

Pour des épaisseurs bien supérieures à la longueur d'échange, et toujours pour une faible anisotropie, on trouve des parois mixtes telles que Bloch asymétrique et Néel asymétrique, qui ont des sections de types Néel en surface et Bloch au cœur. De même, la paroi de Bloch pour un matériau dur mais d'épaisseur finie possède des zones Néel en surface (twisted Bloch wall). De manière générale, il faut s'attendre à une variation des structures dans l'épaisseur de l'échantillon dès que celle-ci est bien supérieure à la longueur d'échange, et ce pour abaisser l'énergie démagnétisante.

#### d) *vortex (ligne de Bloch)*

Cet objet est un motif de base pour comprendre les structures des matériaux doux, car la rotation en cercles de l'aimantation, dans le plan du film, vérifie  $\operatorname{div} m = 0$  et  $m \cdot n = 0$  (sauf au cœur). Là encore pas de solution analytique exacte, sauf dans le cas où l'épaisseur est très faible (E. Feldtkeller, H. Thomas, Phys. kondens. Materie **4** 8 (1965)). Le cœur du vortex, où l'aimantation devient perpendiculaire, a un rayon de  $1.32 \Lambda$ , ce qui fait du vortex le plus petit objet du micromagnétisme. Pour une épaisseur non nulle, le calcul variationnel de Hubert (loc. cit.) donne une largeur de surface augmentant peu avec l'épaisseur  $D$ , alors que celle au centre croît linéairement comme  $0.18 D$ .

## **B) Domaines dans les systèmes de basse dimensionnalité**

On distinguera les systèmes ultra-minces (réduction d'une dimension), les nanofils (réduction de 2 dimensions) et les nanoparticules et petits éléments (réduction des trois dimensions). D'après ce qu'on vient de voir, il est clair qu'en ce qui concerne les structures magnétiques la longueur caractéristique pour parler de basse dimension est la longueur d'échange. Mais ce raisonnement oublie d'autres effets (structuraux, électroniques) qui se produisent en dimension réduite.

1) Couches ultra-minces

Une propriété physique spécifique à ces systèmes est due à la présence d'un terme de surface dans l'anisotropie. L'anisotropie effective d'une couche d'épaisseur  $D$  vaut ainsi  $K = K_v + 2K_s / D$ . Dans de nombreux cas cela induit un axe facile perpendiculaire (voir cours de H. Dreyssé et O. Fruchart) et pour  $D$  assez petit on obtient  $Q > 1$ : l'aimantation devient perpendiculaire. Il faut alors reconsidérer le calcul de la figure 1, car les domaines de fermeture ne peuvent pas exister comme  $D < \Lambda$ . Le calcul exact de l'énergie démagnétisante (Kooy et Enz, Philips Res. Rep. **15** 7 (1960)) montre que la taille des domaines se met à remonter pour  $D < 4l$ , la longueur caractéristique  $l$  étant définie par ( $\sigma$  étant l'énergie de paroi)

$$l = \sigma / (\mathbf{m}_0 M_s^2) = 2Q\Delta \text{ pour une paroi de Bloch.} \quad (13)$$

Le calcul a été repris par Yafet et Gyorgy (Phys. Rev. **B38** 9145 (1988)) dans un modèle atomique à un plan, puis par Kaplan et Gehring (J. Magn. Magn. Mater. **128** 111 (1993)) dans un modèle continu. Ils ont trouvé que la taille  $d$  des domaines croissait exponentiellement :

$$d = 0.955D \exp(\mathbf{p}l / D). \quad (14)$$

De fait, les échantillons ultraminces ont un état stable monodomaine. Les parois sont de type Bloch, avec une anisotropie  $K = K_v + 2K_s / D - \mathbf{m}_0 M_s^2 / 2$ , car la taille de paroi est  $\gg D$ . Paradoxalement donc, la paroi de Bloch calculée pour une épaisseur infinie est trouvée en réalité pour une épaisseur  $D < \Lambda$ .

2) Nanofilsa) *fil nanométriques*

Tant que l'anisotropie transverse au fil n'est pas trop forte, l'aimantation est axiale pour minimiser l'énergie démagnétisante. Les parois sont donc chargées, ce qui dans les films à coercivité modérée est évité par une déformation en zig-zag. Cette dernière est impossible ici car le diamètre du fil est de l'ordre de la taille de paroi. Les calculs numériques donnent une paroi transverse aux petits diamètres (quelques  $\Lambda$ ), de profil semblable à (11) (Thiaville et al. J. Magn. Magn. Mater. **242-245** 1061 (2002)). Au dessus apparaît la paroi vortex. Comme le cœur du vortex se retourne dans la paroi, il existe un point singulier (point de Bloch) dont la description quantitative en micromagnétisme est délicate (A. Thiaville et al., Phys. Rev. **B67** 094410 (2003)).

b) *fil atomiques*

Ces fils (épaisseur 1 à 2 couches atomiques, largeur quelques dizaines d'atomes) obtenus par croissance en bord de marches sont intéressants pour tester les fluctuations thermodynamiques en dimensionnalité réduite (M. Pratzner et al. Phys. Rev. **B67** 094416 (2003), P. Sen et al. Physica **A245** 361 (1997)). L'anisotropie transverse extrêmement forte ( $Q=25$ ) pour le système Fe/W(110) permet la comparaison au modèle d'Ising. Or si à 2d il possède une température d'ordre  $T_c=2.27 J$ , cette dernière est nulle à 1d. L'aimantation est donc métastable, mais en se plaçant à assez basse température on obtient des temps de relaxation assez grands pour faire des mesures. Les parois sont de type Bloch, mais de largeur atomique vu la forte anisotropie. Le micromagnétisme n'est alors plus très précis, mais pas au point de se tromper totalement sur les tailles et énergies.

c) *paroi confinée géométriquement*

P. Bruno (Phys. Rev. Lett. **83** 2425 (1999)) a calculé l'équilibre d'une paroi dans une constriction, c'est à dire un fil dont la section  $S(x)$  présente un minimum très marqué. L'énergie totale est donc l'intégrale de  $E(x)S(x)$ , et la solution est très différente de celle pour

$S$  constante même dans le cas de la paroi de Bloch. Dans le cas où la section varie rapidement c'est elle qui détermine la taille de la paroi ( $\Delta$  est remplacé par la longueur caractéristique de la constriction). Une observation de cet effet a été réalisée sur Fe/W(110) (O. Pietzsch et al. Phys. Rev. Lett. **84** 5212 (2000)).

### 3) Nanoparticules et petits éléments

#### a) nanoparticules

Pour ces objets dont la taille est de l'ordre de quelques  $\Lambda$ , on ne trouve pas de domaines. Voir les cours d'E. Bonet sur leur physique et la manière de les mesurer. Le micromagnétisme indique que, pour des formes qui ne sont pas du second degré, une petite non-uniformité de l'aimantation d'ordre  $(D/\Lambda)^2$  existe avec  $D$  le diamètre de la particule. Cette déviation est maximale en cas d'arête ou de sommet (A. Thiaville et al. phys. stat. sol. **a170** 125 (1998)).

#### b) petits éléments

De nombreux travaux sont consacrés à ces objets souvent préparés par lithographie d'une couche mince. Les tailles latérales sont encore bien au dessus de  $\Lambda$  (quelques dizaines voire centaines de nm), mais les structures sont toutefois assez simples.

Il est important de distinguer la notion d'état monodomaine, qui se réfère à l'état d'énergie minimum, de celle de retournement uniforme (rotation cohérente, comportement macrospin) qui met en jeu des situations de quasistatique ou de dynamique. Dans le premier cas il n'est pas nécessaire que toutes les tailles soient de l'ordre de  $\Lambda$  (un nanofil infini par exemple). La littérature fourmille de diagrammes de phases ainsi calculés : cube (W. Rave et al. J. Magn. Magn. Mater. **190** 332 (1998), R. Hertel et al. J. Magn. Magn. Mater. **238** 185 (2002)), parallélépipède plat (W. Rave et al. IEEE Trans. Magn. **36** 3886 (2000)), éléments plats divers (R. Cowburn J. Phys. D. **33** R1 (2000)) etc. Pour la seconde question par contre la taille joue un rôle clé. L'approche analytique de cette question, appelée problème de la nucléation (W.F. Brown, Phys. Rev. **105** 1479 (1957)), a été menée dans les années 60 pour des cas très précis où l'état de départ est strictement uniforme. Il s'agit de calculer par quel mode l'instabilité se produira (mode uniforme ou de curling). Pour une sphère par exemple, la rotation cohérente est assurée pour  $D < 7.21 \Lambda$  (voir le livre de A. Aharoni pour une revue: *Introduction to the theory of ferromagnetism*, Oxford university Press 1996).

Il ne faut donc pas s'attendre à ce que des petits éléments lithographiés se comportent toujours comme des monodomaines (voir les cours de J. Miltat). Les structures assez simples qu'ils adoptent sont des combinaisons des structures de base présentées en première partie. Avec ces structures simples on peut espérer obtenir un comportement sous champ qui soit reproductible et assez insensible aux défauts, ce qui est désirable pour les applications.