

MICROSCOPIE DE FORCE MAGNETIQUE ET MICROSCOPIE TUNNEL POLARISEE EN SPIN

André THIAVILLE

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

Ce cours présente deux techniques d'imagerie magnétique appartenant à la famille des microscopies de champ proche, dont le modèle est le microscope tunnel à balayage (STM) : la microscopie à force magnétique (MFM) et la microscopie tunnel polarisée en spin (SP-STM). Il en existe d'autres, présentées dans le cours de M. Hietschhold, comme la microscopie à sonde de Hall et la microscopie à SQUID, qui sont apparentées à la MFM d'une part, et la microscopie à électrons balistiques (W.H. Rippard, R.A. Buhrman, Appl. Phys. Lett. **75** 1001 (1999) et J. Appl. Phys. **87** 6490 (2000)) qui s'apparente au STM d'autre part.

A) Microscopie à force magnétique - MFM

1) Historique

Elle a été inventée en 1987 (Y. Martin, H.K. Wikramasinghe Appl. Phys. Lett. **50** 1455 (1987) et J.J. Saenz et al. J. Appl. Phys. **62** 4293 (1987)), comme une extension de la microscopie à force atomique (AFM) à la mesure des forces magnétiques. Plusieurs chapitres d'ouvrages lui ont été consacrés : P. Grütter (in *Scanning Tunneling Microscopy II*, R. Wiesendanger et H.J. Güntherodt eds., Springer, 1992), R. Gomez (in *Magnetic imaging and its applications to materials*, M. de Graef et Y. Zhu eds., Academic Press, 2001) et enfin Thiaville et al et Abelman et al. (in *Magnetic microscopy of nanostructures*, H.P. Oepen et H. Hopster eds., Springer à paraître).

2) Principe

Fondamentalement, un MFM est un AFM dont la pointe est sensible aux forces magnétiques. Le plus simple moyen d'y arriver est d'avoir une pointe elle-même ferromagnétique, et de fait la plupart des pointes sont juste une pointe AFM (Si ou Si₃N₄) recouverte d'une fine couche (qq dizaines de nm) d'un matériau magnétique.

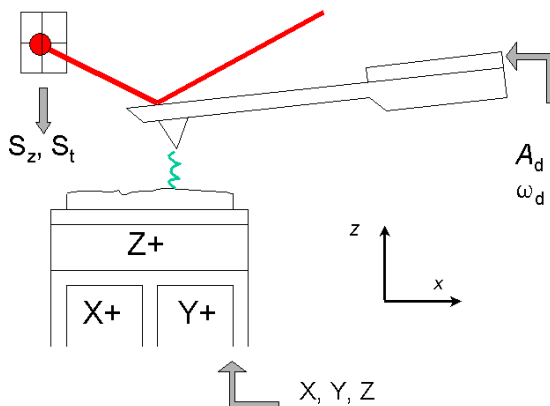


Figure 1 : schéma d'un microscope à force magnétique. Un faisceau laser défléchi par le levier portant la pointe mesure sa position et sa vibration. Un tube piézoélectrique segmenté assure le balayage x,y de l'échantillon et la réaction sur sa hauteur z. Les images sont usuellement acquises en 2 passages: tout d'abord la topographie en mode contact, puis en retraçant ce profil avec une hauteur additionnelle (la hauteur de vol) on mesure la force magnétique locale.

Pour fixer les ordres de grandeur, la force entre deux sphères d'aimantation alignées de valeur M_s , de volume V et dont les centres sont à une distance z vaut

$$F = \pm \frac{3\mathbf{m}_0(M_s V)^2}{2pz^4} . \quad (1)$$

Prenant $M_s = 10^6$ A/m, $V = (10 \text{ nm})^3$ et $z = 30 \text{ nm}$ on obtient $F = 0.7 \text{ pN}$. Cette force est détectée par la flexion du levier qui porte la pointe, dont la raideur k est de l'ordre de 1 N/m. La force qu'on vient de calculer est trop faible pour être détectée, en particulier en comparant le déplacement attendu au bruit thermique de vibration du levier. Si par contre on calcule le gradient vertical de la force, le même calcul donne $dF/dz = 4F/z$ soit 10^{-4} N/m. Placer le levier dans un champ de force avec un gradient est équivalent à modifier sa constante de raideur; il s'en suit un déplacement de fréquence

$$\frac{\Delta f}{f} = -\frac{1}{2k} \frac{\partial F}{\partial z} \quad (2)$$

qui vaut ici $0.5 \cdot 10^{-4}$ avec $k = 1 \text{ N/m}$. Les leviers actuels, microfabriqués, ont des fréquences de résonance de 10 à 1000 kHz. La variation de fréquence est de l'ordre du Hz, ce qui se détecte bien. La plupart des appareils commerciaux fonctionnent donc sur ce principe.

Que veulent dire les images de force (ou de gradient) ? De manière générale, l'énergie d'interaction magnétique entre pointe et échantillon s'écrit

$$E_{\text{int}} = -\mathbf{m}_0 \int_{\text{pointe}} \vec{M}_{\text{pointe}} \cdot \vec{H}_{\text{ech}} = -\mathbf{m}_0 \int_{\text{ech}} \vec{M}_{\text{ech}} \cdot \vec{H}_{\text{pointe}} . \quad (3)$$

Supposant dans un premier temps que rien n'est modifié ni dans la pointe ni dans l'échantillon lorsqu'ils sont mis en présence l'un de l'autre, on a

$$F_z = -\frac{\partial E_{\text{int}}}{\partial z_{\text{pointe}}} = \mathbf{m}_0 \int_{\text{pointe}} \vec{M}_{\text{pointe}} \cdot \frac{\partial \vec{H}_{\text{ech}}}{\partial z_{\text{pointe}}} = \mathbf{m}_0 \int_{\text{ech}} \vec{M}_{\text{ech}} \cdot \frac{\partial \vec{H}_{\text{pointe}}}{\partial z_{\text{pointe}}} . \quad (4)$$

Le champ en question est le champ de fuite créé par la pointe dans l'échantillon, ou vice-versa. Comme vu dans mon autre cours, ce dernier n'existe que s'il y a des charges de volume ou de surface. On peut donc récrire (en intégrant tant en volume qu'en surface)

$$F_z = -\mathbf{m}_0 \int_{\text{pointe}} \mathbf{r}_{\text{pointe}} \frac{\partial \mathbf{f}_{\text{ech}}}{\partial z_{\text{pointe}}} = -\mathbf{m}_0 \int_{\text{ech}} \mathbf{r}_{\text{ech}} \frac{\partial \mathbf{f}_{\text{pointe}}}{\partial z_{\text{pointe}}} . \quad (5)$$

On se ramène ainsi à des quantités scalaires, et la MFM apparaît comme une microscopie des charges, dont la fonction d'appareil est le champ selon z de la pointe dans le cas de la force, ou sa dérivée verticale pour le gradient de la force. De fait, la plupart des images MFM s'interprètent qualitativement de cette manière.

Toutefois il faut être conscient de deux difficultés dans cette approche.

* Les charges ont des distributions complexes, en particulier dans les matériaux doux, et peuvent se compenser dans le cas de couches ultra-minces (Belliard et al. J. Appl. Phys. **81** 3849 (1997)).

* L'hypothèse de non-perturbation des structures dans la pointe et dans l'échantillon est très restrictive. Par exemple, le champ de la pointe calculée plus haut est $M_s V / (2pz^3)$ soit ici 6000 A/m (71 Oe). En fait, si on désire avoir une compréhension quantitative des images de MFM, il faut prendre en compte ces perturbations, par un calcul micromagnétique (Garcia et al. Appl. Phys. Lett. **79** 656 (2001)).

3) Exemples

Une sélection d'images de nanostructures se trouve dans les références suivantes:

vortex T. Shinjo et al., Science **289** 930 (2000),
 antivortex K. Shigeto et al., Appl. Phys. Lett. **80** 4190 (2002),

cross-tie	H. Joisten et al., J. Magn. Magn. Mater. 233 230 (2001),
plots	A. Fernandez et al., J. Magn. Magn. Mater. 190 71 (1998),
petits éléments	R. Gomez et al, J. Appl. Phys. 85 6163 et 4598 (1999),
milieux d'enreg.	P. Glijer et al., IEEE Trans. Magn. 32 3557 (1996),
nanofils	L. Belliard et al., J. Magn. Magn. Mater. 190 1 (1998).

La résolution de la technique dépend de nombreux facteurs : hauteur de vol de la pointe, volume de celle-ci voire perturbation de l'échantillon. En réduisant le volume magnétique de la pointe on gagnerait sur tous les tableaux. Ceci n'est possible qu'en augmentant la sensibilité de la mesure de force. Les meilleures images actuelles ont environ 20 nm de résolution, 50 nm étant obtenu en routine.

B) Microscopie tunnel résolue en spin

Depuis l'invention du STM en 1981, le rêve des magnéticiens est d'avoir accès à l'aimantation des atomes, en sus de leur position. D'autant plus que l'effet tunnel dépendant du spin est bien connu et utilisé dans le cas de jonctions planes (voir les cours de M. Coldea et L. Ranno). Toutefois, il a fallu attendre près de 20 ans (M. Bode et al. Phys. Rev. Lett. **81** 4256 (1998) et W. Wulfhekel, J. Kirschner Appl. Phys. Lett. **75** 1944 (1999)) pour que des images indiscutables soient obtenues. La technique de R. Wiesendanger, maintenant reproduite dans plus de 5 autres laboratoires, s'est imposée par la qualité de ses images et la riche physique à laquelle elle donne accès. Une revue très récente et complète du sujet est celle de M. Bode (Rep. Prog. Phys. **66** 523 (2003)).

Le principe est un peu semblable à celui du MFM : il suffit d'avoir sur la pointe une couche magnétique qui émettra des électrons par effet tunnel dans l'échantillon (la pointe se trouve à 1 nm environ de la surface). Comme dans un ferromagnétique les densités d'états sont différentes pour les 2 polarisations de spin, et que l'effet tunnel conserve le spin, on attend des courants différents suivant que pointe et échantillon ont des aimantations parallèles ou antiparallèles (figure 2).

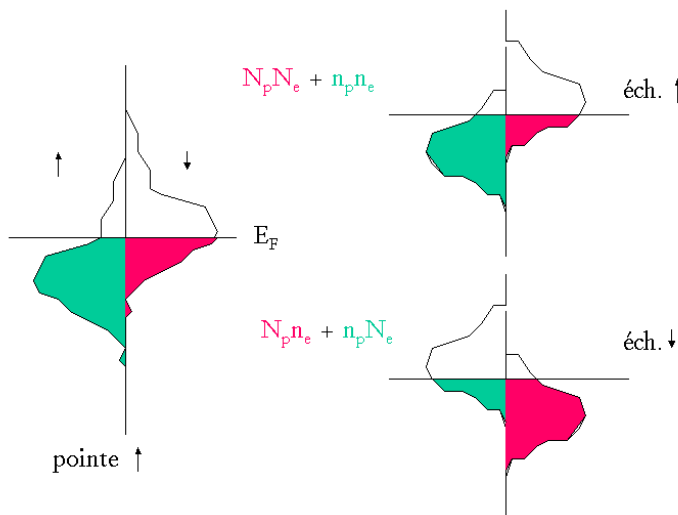


figure 2 : schéma des densités d'états dans la pointe et dans l'échantillon, suivant que ce dernier est d'aimantation parallèle ou antiparallèle à la pointe. On aura un fort courant dans le premier cas, pour des faibles tensions tunnel, car dans le canal majoritaire on a beaucoup d'états au niveau de Fermi de part et d'autre.

Toutefois, un certain nombre de problèmes viennent perturber ce beau schéma :

- il faut une couche magnétique très fine sinon le champ de fuite est très élevé sous la pointe et cela agit sur l'échantillon ;

- la couche doit être exempte de tout absorbat en surface qui supprimerait le magnétisme sur l'atome en extrémité ;
- les orbitales atomiques qui s'étendent loin de la surface doivent être polarisées ;
- la pointe doit être très stable atomiquement.

Le groupe de R. Wiesendanger a - en l'espace de 10 ans - résolu ces problèmes par l'utilisation de pointes recouvertes de quelques monocouches de fer ou de gadolinium (puis récemment aussi de chrome, qui est antiferromagnétique), en ultra-vide et à basse température, et en utilisant des états de surface polarisés en spin situés près de l'énergie de Fermi. Le système Fe (entre 1 et 2 monocouches) / W(110) vicinal, qui se présente sous forme de terrasses alternativement de 1 et 2 monocouches, a fourni des images fascinantes. Citons plusieurs résultats :

- l'observation de vortex (îlots de 8 monocouches) et la mesure de leur profil d'aimantation au coeur (A. Wachowiak et al. Science **298** 577 (2002)) ;
- la mesure de la structure électronique pour différentes orientations de l'aimantation (M. Bode et al. , Phys. Rev. Lett. **89** 237205 (2002)) ;
- l'utilisation de pointes recouvertes d'un antiferromagnétique (seule la polarisation en surface compte ; A. Kubetzka et al. Phys. Rev. Lett. **88** 057201 (2002)) ;
- l'imagerie à résolution atomique magnétique de l'antiferromagnétique Mn (S. Heinze et al. Science **288** 1805 (2000)) ;
- la mesure de parois de largeur atomique (M. Pratzner et al. Phys. Rev. Lett. **87** 127201 (2001)) ;
- la mesure de parois induites par la topologie de surface dans l'antiferromagnétique Cr (M. Kleiber et al. Phys. Rev. Lett. **85** 4606 (2000)).

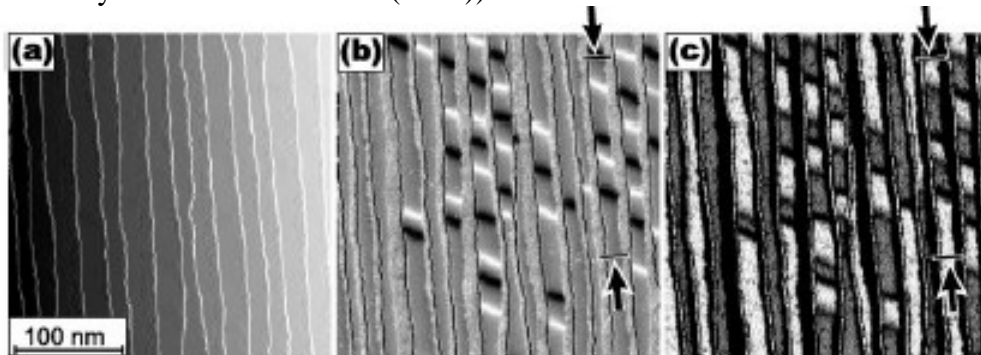


Figure 3 (M. Bode et al. Phys. Rev. Lett. **86** 2142 (2001)) : images d'une couche de fer épaisse de 2 monocouches sur W(110), la pointe étant couverte de 5 monocouches de fer. A gauche la topographie, qui montre les marches de la surface vicinale. A droite deux images de spectroscopie tunnel (dI/dV), prises à $-0.1V$ (centre) et $+0.1V$ (droite), qui révèlent soit les parois (aimantation palnaire) soit les domaines (aimantation perpendiculaire).

Ces exemples montrent que cette technique est en pleine expansion actuellement. Il faut cependant noter que ces images à résolution ultime n'ont pas (encore ?) remis en question la compréhension par le micromagnétisme des structures observées. La plus grande nouveauté à ce jour est l'observation de différentes directions de polarisation effective de la pointe, en fonction de la tension tunnel (M. Bode et al. Phys. Rev. Lett. **86** 2142 (2001), voir figure 3).